

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

**ÇİFT-ÇİFT DEFORME VE YARI-SİHİRLİ
ÇEKİRDEKLERDE PYGMY DİPOL REZONANS'IN
İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Hüseynqulu QULİYEV

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ

Kasım 2018

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇİFT-ÇİFT DEFORME VE YARI-SİHİRLİ
ÇEKİRDEKLERDE PYGMY DİPOL REZONANS'IN
İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Hüseyinçulu QULİYEV

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 01/11/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.



Prof. Dr.
Elşen VELİ
Jüri Başkanı



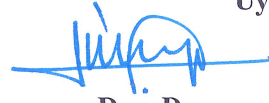
Prof. Dr.
Ali Osman AYDIN
Üye



Prof. Dr.
Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ
Üye



Doç. Dr.
Hakan YAKUT
Üye



Doç. Dr.
Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ
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.

Hüseynqulu QULİYEV

01.11.2018

TEŞEKKÜR

Doktora eğitimim boyunca danışmanlığımı üstlenen, değerli bilgi ve deneyimlerini benimle paylaşan, bana hep destek olan ve çalışmamın tamamlanmasında büyük emeği olan danışman hocam Prof. Dr. Filiz ERTUĞRAL YAMAÇ'a teşekkürlerimi sunarım.

Doktora konumun belirlenmesinden tamamlanmasına kadar geçen sürede çalışmalarımı takip eden, beni yönlendiren, tecrübelerini benimle her fırsatta paylaşan ve hiçbir zaman emeğini esirgemeyen dedem Prof. Dr. Ali QULİYEV'e ve dayım Doç. Dr. Ekber QULİYEV'e minnet ve teşekkürlerimi sunarım.

Katkı ve yardımlarını esirgemeyen hocalarım Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya, Prof. Dr. Ali Osman AYDIN'a, Doç. Dr. Hakan YAKUT'a, Arş. Gör. Dr. Emre TABAR'a, Arş. Gör. Dr. Nilüfer DEMİRCİ'ye ve Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünün bütün hocalarına teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca doktora eğitimim boyunca her zaman yanımda olan arkadaşlarım Şükran BÜYÜKKAHRAMAN'a, Müşviq CEBRAYILOV'a, Serkan YUSİFOV'a, Elif KEMAH'a, Gamze HOŞGÖR'e ve Kağan Fehmi FEVZİOĞLU'na teşekkür ederim.

Bu çalışmanın maddi açıdan desteklenmesine olanak sağlayan Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) Komisyon Başkanlığına (Proje No: 115F564 ve Proje No:117F245) teşekkür ederim.

Tüm hayatım boyunca desteklerini maddi ve manevi hep arkanmda hissettiğim dedem Hacı Abdulhalıq QULİYEV'e, babam İmran QULİYEV'e, annem Könül QULİYEVA'ya, babaannem Saraxanım QULİYEVA'ya, anneannem Zehra QULİYEVA'ya, kardeşlerim Cebrayıl QULİYEV'e, Muhammedxan QULİYEV'e, Ramin QULİYEV'e ve isimlerini yazamadığım diğer yakın akrabalarım ve dostlarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
TABLolar LİSTESİ	xi
ÖZET.....	xv
SUMMARY	xvi
 BÖLÜM 1.	
GİRİŞ	1
 BÖLÜM 2.	
TEK PARÇACIK MODEL VE SÜPERAKIŞKAN MODEL	8
2.1. Deforme Çekirdeklerin Tek Parçacık Model	8
2.2. Süperakışkan Model (Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli).....	10
2.3. Woods-Saxon Potansiyeli	13
 BÖLÜM 3.	
ETKİN KUVVETLER VE KIRILMIŞ SİMETRİLER	17
3.1. Kırılmış Simetriler ve Goldstone Dalı	17
3.2. Pyatov Metodu	19
3.2.1. Dönme değişmezliğin Pyatov metoduyla restorasyonu.....	22
3.2.2. Öteleme değişmezliğin Pyatov metoduyla restorasyonu	23
3.2.3. Galileo değişmezliğin Pyatov metoduyla restorasyonu.....	26

BÖLÜM 4.

DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ ÖZELLİKLERİ	29
4.1. Elektrik Dipol Uyarılmaları	29
4.2. Çift-çift Çekirdeklerde Elektrik Dipol Uyarılmalarının QRPA Yöntemiyle İncelenmesi	34
4.2.1. Öteleme ve Galileo değişmez olmayan QRPA yöntemi	34
4.2.2. Öteleme değişmez QRPA yöntemi.....	44
4.2.3. Öteleme ve Galileo değişmez QRPA yöntemi	51

BÖLÜM 5.

DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ ÖZELLİKLERİ	58
5.1. Manyetik Dipol Uyarılmaları.....	58
5.2. Çift-çift Çekirdeklerde Manyetik Dipol Uyarılmalarının QRPA Yöntemiyle İncelenmesi	61
5.2.1. Dönme değişmez olmayan QRPA yöntemi.....	61
5.2.2. Dönme değişmez QRPA yöntemi	65
5.3. Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerde Manyetik Dipol Uyarılmalarının QPNM Yöntemiyle İncelenmesi	68
5.3.1. Dönme değişmez olmayan QPNM yöntemi	68
5.3.2. Dönme değişmez QPNM yöntemi.....	72

BÖLÜM 6.

SAÇILMA TESİR KESİTLERİ.....	76
6.1. Foton Saçılma Tesir Kesitleri.....	76
6.2. Radyasyon Kalınlığı	80
6.3. Toplam kuralları.....	83
6.4. İntegre Edilmiş Tesir Kesitleri.....	86

BÖLÜM 7.

SAYISAL HESAPLAMALAR.....	88
---------------------------	----

7.1. QRPA Hesapları	88
7.1.1. Yarı-Sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için QRPA hesaplamaları.....	92
7.1.2. Deforme $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için QRPA hesaplamaları..	112
7.1.3. Deforme $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için QRPA hesaplamaları	124
7.1.4. Deforme ^{232}Th izotopunda QRPA hesaplamaları.....	140
7.1.4.1. ^{232}Th izotopunda GDR modun incelenmesi.....	146
7.1.5. Deforme $^{236,238}\text{U}$ izotoplarında QRPA hesaplamaları	149
7.2. QPNM Hesaplamaları.....	155
7.2.1. ^{161}Dy izotopu için QPNM hesaplamaları.....	155
BÖLÜM 8.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER	164
KAYNAKLAR.....	169
ÖZGEÇMİŞ	212

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
Z	: Atom numrası
N	: Nötron satısı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
QPNM	: Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
NRI	: Dönme Değişmez Olmayan
RI	: Dönme Değişmez
NTGI	: Öteleme ve Galileo Değişmez Olmayan
TI	: Öteleme Değişmez
TGI	: Öteleme ve Galileo Değişmez
PDR	: Pygmy (Cüce) Dipol Rezonans
GDR	: Dev Dipol Rezonans
IVGDR	: İzovektör Dev Dipol Rezonans
Sn	: Kalay
Nd	: Neodyum
Sm	: Samaryum
Th	: Toryum
U	: Uranyum
Dy	: Disporsiyum
M1	: Manyetik Dipol
E1	: Elektrik Dipol
NRF	: Nükleer Rezonans Florosans
HFB	: Hatree-Fock- Bogulyugov
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
K	: Toplam açısal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü
I	: Spin

Π	: Parite
Λ	: Kimyasal potansiyel
B	: Çekirdeğin Deformasyon parimetresi
Δ	: Gap parimetresi
Δ	: Ortalama alan poyansiyelin deformasyon parimetresi
$B(M1)$	: İndirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali
$B(E1)$	: İndirgenmiş elektrik dipol geçiş ihtimali
Γ	: Radyasyon kalınlığı
Γ_{red}	: İndirgenmiş radyasyon kalınlığı
$\sigma_{\gamma\gamma}$	: Foton saçılma tesir kesiti

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Salıncı (HS) (kesikli çizgi) potansiyellerin karşılaştırılması. Yarıçap R_0 , potansiyel ise V_0 birimlerindedir.	14
Şekil 4.1. Elektrik dipol rezonans.....	29
Şekil 5.1. Makas mod deforme proton yoğunluğu katkısının nötron katkısına karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımlardır	59
Şekil 6.1. Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.	81
Şekil 7.1. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için $\Sigma B(E1)$ gücünün küresel, deforme ve yarı-küresel yarı deforme yapıda elde edilen teorik sonuçları ile deney sonuçlarının karşılaştırılması	93
Şekil 7.2. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için 5-11.5 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(E1)$ değerinin enerjiye göre dağılımı. Burada kırmızı ile verilenler $K=0$ dalının, mavi ile verilen ise $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerini ve siyah noktalı çizgi ise nötron eşik enerji değerini göstermektedir.....	95
Şekil 7.3. $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotopları için TGI-QRPA model çerçevesinde hesaplanmış $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılı ile deneysel sonuçların karşılaştırılması. Deney ^a Goverty tarafından [204], Deney ^b Özel-Tashenov tarafından [6] yapılan deneyler olup içi dolu olan deneysel veriler 1 ⁻ seviyelerini ifade etmekte olup içi boş olan deneysel değerlerde parite ayrımı yapılamamıştır.	97
Şekil 7.4. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	98
Şekil 7.5. Tsoneva'nın yaptığı QRPA hesabı ile bizim QRPA hesaplmamızın karşılaştırılması	99
Şekil 7.6. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için toplam $B(E1)$ değerlerinin deneysel ve diğer teorik sonuçlarla karşılaştırılması.....	102

Şekil 7.7.	$^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için 4-8.5 MeV aralığındaki $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam $B(E1)$ değerleri ile seviye sayılarının karşılaştırılması.	102
Şekil 7.8.	^{120}Sn izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları.....	104
Şekil 7.9.	Çift-çift $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı.....	106
Şekil 7.10.	$^{116,120}\text{Sn}$ izotopları için $K=0$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları.....	109
Şekil 7.11.	$^{116,120}\text{Sn}$ izotopları için $K=1$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları.....	109
Şekil 7.12.	$^{116-124}\text{Sn}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan entegre tesir kesitinin deneysel verilerle karşılaştırılması.....	111
Şekil 7.13.	$^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için PDR mod bölgesinde oluşan $B(E1)$ geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımı. Burada kırmızı ile verilenler $K=0$ dalının, mavi ile verilen ise $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerini ve siyah noktalı çizgi ise nötron eşik enerji değerini göstermektedir.	113
Şekil 7.14.	Çift-çift $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı.....	115
Şekil 7.15.	^{146}Nd izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları.....	117
Şekil 7.16.	$^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için $K=0$ durumunda nötron-nötron ve proton-proton konfigürasyonları.....	121
Şekil 7.17.	$^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için $K=1$ durumunda nötron-nötron ve proton-proton konfigürasyonları.....	122
Şekil 7.18.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için PDR mod bölgesinde oluşan $B(E1)$ geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımı. Burada kırmızı ile verilenler $K=0$ dalının, mavi ile verilen ise $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerini ve siyah noktalı çizgi ise nötron eşik enerji değerini göstermektedir.	125

Şekil 7.19. ^{148}Sm ve ^{150}Sm izotopları için farklı yaklaşımlar kullanılarak nötron bağ enerjisi etrafına kadar hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının $B(E1)$ güç değerlerinin enerjiye göre dağılımı	127
Şekil 7.20. ^{152}Sm ve ^{154}Sm izotopları için farklı yaklaşımlar kullanılarak nötron bağ enerjisi etrafına kadar hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının $B(E1)$ güç değerlerinin enerjiye göre dağılımı	128
Şekil 7.21. Çift-çift $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı.....	130
Şekil 7.22. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için toplam $M1$ ve $E1$ güç değerleri	131
Şekil 7.23. ^{152}Sm izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları.....	132
Şekil 7.24. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için $K=0$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları.....	136
Şekil 7.25. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için $K=1$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları.....	137
Şekil 7.26. ^{232}Th izotopunun 4-8 MeV bölgesinde $B(E1)$ geçiş ihtimallaerinin enerjiye göre değişimi	140
Şekil 7.27. ^{232}Th izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı.....	142
Şekil 7.28. ^{232}Th izotoplu için $K=0$ ve $K=1$ dallarında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları ..	144
Şekil 7.29. ^{232}Th izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları.....	145
Şekil 7.30. Çift-çift ^{232}Th çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması	147
Şekil 7.31. Çift-çift ^{232}Th çekirdeğinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ve deneysel verilerin karşılaştırılması	148
Şekil 7.32. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için 4-8 MeV aralığında PDR modun dağılımı	149
Şekil 7.33. $^{236,238}\text{U}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı.....	151

Şekil 7.34. ^{236}U izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları.....	153
Şekil 7.35. ^{238}U izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları.....	154
Şekil 7.36. ^{161}Dy çekirdeğinin kor çekirdeği ile karşılaştırılması	156
Şekil 7.37. ^{161}Dy çekirdeğinin RI-QPNM ve NRI-QPNM model sonuçları ile deneysel sonuçların karşılaştırılması.....	157
Şekil 7.38. ^{161}Dy tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.....	161
Şekil 7.39. ^{161}Dy çekirdeği için $B(M1)$ geçişlerinin spin ve orbital katkıları	162

TABLolar LİSTESİ

Tablo 7.1. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri	89
Tablo 7.2. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotopları için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri	89
Tablo 7.3. Çift-çift $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri	89
Tablo 7.4. Çift-çift ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ çekirdekleri için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri	89
Tablo 7.5. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için her bir çekirdeğin S_n bağ enerjisine kadar olan bölge	96
Tablo 7.6. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için PDR bölgesinde $\Sigma B(M1)$ katkısı.....	101
Tablo 7.7. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için sahte halerin karışım yüzdeleri. Tablo sahte hal katkısı %10 üzerine göre yapılmıştır.....	105
Tablo 7.8. Yarı-sihirli ^{120}Sn izotopu için $K=0$ ve $K=1$ dallarının uyarılma enerjilerine karşılık gelen $B(E1)$ gücü, dalga fonksiyonun genlik değerleri ve nötron-proton yapıları.	107
Tablo 7.9. $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri.....	110
Tablo 7.10. $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan entegre tesir kesitinin 4-8.5 MeV bölgesindeki sonuçları	112
Tablo 7.11. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için 5-8 ve 5- S_n enerji bölgesindeki uyarılma seviye sayıları, toplam $B(E1)$ değerleri ve ortalama enerji değerleri	114
Tablo 7.12. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için 5-8 MeV bölgesinde toplam $E1$ geçişlerinin değerleri ve $M1$ katkıları	116
Tablo 7.13. ^{150}Nd izotopu için 5-8 MeV bölgesi için $K=0$ ve $K=1$ dallarının uyarılma enerjilerine karşılık gelen $B(E1)$ gücü, dalga fonksiyonun genlik değerleri ve nötron-proton yapıları	118

Tablo 7.14.	$^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri	123
Tablo 7.15.	$^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında GDR bölgesi için teorik olarak hesaplanan entegre tesir kesitinin, mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırılması....	123
Tablo 7.16.	$^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında PDR bölgesi (5-8 MeV) için hesaplanan entegre tesir kesitleri değerleri	124
Tablo 7.17.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için PDR mod bölgesinde teorik olarak hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam elektrik dipol geçiş ihtimalleri, seviye sayıları, ortalama enerji değerleri ve deneysel nötron bağ enerji değerleri.....	125
Tablo 7.18.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam $B(E1)$ ve $B(M1)$ güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede $M1$ gücün katkısı.....	131
Tablo 7.19.	^{154}Sm izotopu için nötron eşik enerjisine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının nötron-proton yapıları ...	134
Tablo 7.20.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri	138
Tablo 7.21.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında GDR bölgesi için entegre tesir kesitlerinin mevcut deneysel sonuçlarla.....	138
Tablo 7.22.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında GDR bölgesi için entegre tesir kesitlerinin teorik sonuçları	139
Tablo 7.23.	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında PDR bölgesi için entegre tesir kesitlerinin teorik sonuçları	140
Tablo 7.24.	^{232}Th izotopları için PDR mod bölgesinde teorik olarak hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam elektrik dipol geçiş ihtimalleri ve deneysel nötron bağ enerji değerleri	141
Tablo 7.25.	^{232}Th izotopu için nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam $B(E1)$ ve $B(M1)$ güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede $M1$ gücün katkısı.....	142
Tablo 7.26.	^{232}Th izotopu için nötron eşik enerjisine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının nötron-proton yapıları ...	143

Tablo 7.27. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri	146
Tablo 7.28. Çift-çift ^{232}Th çekirdeğinin 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre $K=0$ ve $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması	146
Tablo 7.29. ^{232}Th izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dalının asimptotik kuantum numaraları	148
Tablo 7.30. ^{232}Th izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının integre edilmiş tesir kesitleri	149
Tablo 7.31. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için hem nötron bağ enerji değerine hem de 6.5 MeV değerine kadar olan toplam $B(E1)$ geçiş ihtimali değerleri.....	150
Tablo 7.32. $^{236,238}\text{U}$ izotopu için nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam $B(E1)$ ve $B(M1)$ güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede $M1$ gücün katkıları.....	150
Tablo 7.33. ^{236}U izotopu için nötron eşik enerjine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının nötron-proton yapıları ...	152
Tablo 7.34. ^{238}U izotopu için nötron eşik enerjine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının nötron-proton yapıları ...	152
Tablo 7.35. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri	154
Tablo 7.36. İncelenen çekirdeklerin taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nisyon konfigürasyonları, Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri, λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri ile ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2).	155
Tablo 7.37. ^{161}Dy çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1\uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1\uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.....	158
Tablo 7.38. ^{161}Dy çekirdeğinin toplam kuralları	158

Tablo 7.39. ^{161}Dy çekirdeği ile ^{160}Dy kor çekirdeğinin toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri.....	159
Tablo 7.40. ^{161}Dy çekirdeğinin ince yapısı.....	160
Tablo 7.41. ^{161}Dy çekirdeğinin 3/2 ve 7/2 durumlarına göre toplam kuralları.....	161



ÖZET

Anahtar kelimeler: Çift-çift, Deforme Çekirdek, PDR, TGI-, QRPA

Bu tez çalışmasında, çift-çift yarı sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları ve deforme $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$ ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları Pygmy Dipol Rezonans (PDR) uyarılmaları, ^{232}Th izotopu için hem PDR hem de Dev Dipol Rezonans (GDR) uyarılmaları QRPA (Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı) bazında teorik olarak ilk kez bu kadar detaylı ve sistematik incelenmiştir. Ayrıca tek A'lı ^{161}Dy izotopu için ise manyetik dipol uyarılmaları QPNM (Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model) bazında araştırılmıştır.

Bu çekirdek izotoplarının 1^+ ve 1^- durumlarına göre indirgenmiş geçiş ihtimalleri $B(\pi 1)$, radyasyon kalınlıkları $\Gamma(\pi 1)$, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları $\Gamma_{red}(\pi 1)$, foton saçılma tesir kesitleri σ , QRPA ve QPNM metotları çerçevesinde hesaplanmıştır. Ek olarak dönme, öteleme ve Galileo simetrilerini restore edici kuvvetlerin katkıları incelenmiştir.

PDR modun deforme çekirdeklerde yapısı ilk defa bu kadar sistematik bir şekilde incelenmiştir. PDR mod ile GDR modun nn-pp yapıları karşılaştırılarak bu iki modun yapısının birbirlerinden farklı olduğu ortaya konulmuştur.

Elektrik ve manyetik dipol geçişleri ihtimalleri ayrı ayrı hesaplanarak birbirlerinden ayırt edilmiştir. Bu kapsamda deneylerde ayırt edilemeyen parite ayrımı teorik olarak yapılmıştır. Bu teori çerçevesinde elde edilen sonuçlarla mevcut deneysel veriler karşılaştırılmıştır.

INVESTIGATIONS OF THE PYGMY DIPOLE RESONANCE IN SEMI-MAGIC AND DEFORMED EVEN-EVEN NUCLEI

SUMMARY

Keywords: Even-Even, Deformed Nucleus, PDR, TGI-, QRPA

In this thesis, Pygmy Dipole Resonance (PDR) excitations for even-even semi-magic $^{110-124}\text{Sn}$ isotopes and deformed $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$ and $^{236,238}\text{U}$ isotopes, both PDR and Giant Dipole Resonances (GDR) excitations for ^{232}Th isotope has been examined for the first time so detailed and systematic on the basis of QRPA (Quasiparticle Random Phase Approach). Besides, magnetic dipole excitation was investigated for the odd mass ^{161}Dy isotope in basis of QPNM (Quasiparticle-Phonon Nuclear Model).

According to the 1^+ and 1^- cases of these nucleus isotopes, reduced transition $B(\pi 1)$ probability, radiation widths $\Gamma(\pi 1)$, reduced radiation widths $\Gamma_{\text{red}}(\pi 1)$, photon scattering cross-sections σ , have computed by QRPA and QPNM methods. In addition, the effects of restoring rotational, translational and Galilean symmetry forces were considered.

The structure of the PDR mode in deformed nuclei has been firstly studied so systematically. The nn-pp structure of the PDR and GDR mode have been compared and the structure of these two modes have been revealed to be different from each other.

Electric and magnetic dipole transition probabilities are calculated separately and are distinguished from each other. In this context, the parity distinction, which cannot be distinguished in the experiments, has been done theoretically. The results obtained from this theory are compared with the available experimental data.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Son yıllarda nükleer yapı fiziğinin en önemli gelişimlerinden biri de Pygmy Dipol Rezonansların (PDR) keşfidir [1]. İlk keşfinden 40 yıl geçmesine rağmen PDR mod incelemeleri güncelliğini kaybetmemiş ve halen de yüksek ilgi görmektedir. Bugüne kadar NRF deneyleriyle [2] ve birçok farklı teorik yaklaşımlarla [3] küresel ve küreselden deformeye geçiş çekirdeklerinde PDR mod uyarılmaları detaylı bir şekilde incelenmiş ve PDR modun bu çekirdekler için genel bir mod olduğu ortaya konulmuştur. Son zamanlarda yapılan sınırlı teorik çalışmalarda, deforme çekirdekler için de benzer uyarılmaların öngörülmesine [4] rağmen bu çekirdeklerde PDR modun varlığını ortaya koyacak yeterli sayıda teorik ve deneysel çalışmalar bulunmamaktadır. Özellikle, PDR modun bağ enerjisi civarında oluşması buna göre de yüksek seviye yoğunluğundan dolayı deforme çekirdeklerin küresel çekirdeklere göre daha karmaşık yapıya sahip olması, şu anki teknoloji ile deneylerde dipol seviyelerini ayırt etmekte zorluklar yaratmaktadır [5]. Şimdiye kadar yapılan PDR mod incelemeleri küresel çekirdekleri kapsadığı için bu modun özelliklerinin tam karakteristiğini vermek mümkün olmamakla birlikte PDR modun periyodik tablo elementlerinin tüm çekirdekleri için genel bir mod olduğu sorusu da cevaplanamamaktadır. PDR mod hakkındaki diğer bir soru ise GDR modun düşük enerjili kuyruk hissesi olup olmasıdır. Ayrıca son zamanlarda PDR modun küçük deformasyona sahip yarı-sihirli çekirdeklerde de incelenmesine olan ilgi artmıştır [6,7]. Nükleon sayıları sihirli sayı $Z, N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ olan çekirdekler kararlı çekirdeklerdir, kapalı kabuklarından dolayı küresel yapıda kabul edilmektedirler. Nötron veya proton sayılarından yalnızca biri sihirli sayı olan ve yarı-sihirli çekirdekler olarak adlandırılan çekirdekler de iyi küresel çekirdekler olarak kabul edilmektedir. Ancak son zamanlarda bilim insanları tarafından yarı-sihirli çekirdeklere tamamen küresel çekirdek olarak bakılmasının ne derece doğru olduğu tartışılmaktadır [4]. Özellikle yapılan kısıtlı deneylerde parite ayırımının yapılamaması sonucunda PDR mod bölgesinde elde edilen bütün geçişlerin elektrik dipol geçişleri olarak kabul edilmesi bu konudaki eksikliklerden bir diğeridir.

Bu tez çalışmasında yukarıda bahsedilen eksikler kapsamında deforme çekirdeklerde PDR modun varlığı ortaya konarak tüm çekirdekler için genel bir mod olup olmadığı ve bu modu GDR modun kuyruk hissesinin oluşturup oluşturmadığı sorularına, yarı-sihirli çekirdeklere yeni bir bakış açısı getirilerek, sihirli sayıya sahip olan nükleon sistemini küresel, sihirli sayıya sahip olmayan nükleon sistemini ise deforme baz da ele alarak, yarı-sihirli çekirdekler için yarı-küresel ve yarı-deforme yapı kavramının oluşturulmasıyla yarı-sihirli çekirdeklerin tamamen küresel yapıda ele alınmasının doğruluğuna, PDR bölgesinde elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin katkılarını ortaya koyarak, deneylerde ayırt edilemeyen parite ayrımının yapılmasıyla PDR bölgesinde daha baskın olduğu bilinen elektrik dipol uyarılmalarına karışan manyetik dipol uyarılmalarının katkılarının ne derece etkilediğine ve çift kütle numaralı çekirdekler dışında tek kütle numaralı çekirdeklerde de manyetik dipol uyarılmalarının hesaplanması ile bu bölgede bir dipol geçiş ihtimalinin olup olmamasına cevap aranacaktır. Bu sorulara cevap ararken, yapılan araştırmanın ana konusunu, çift-çift yarı-sihirli ve deforme çekirdeklerde PDR ve GDR modun sistematik özellikleri Öteleme ve Galileo Değişmez (TGI-) Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) [8,9] ve tek kütle numaralı çekirdeklerde ise Dönme Değişmez (RI-) Kuaziparçacık-Fonon Nükleer Model (QPNM) [10,11] ile teorik incelenmesi oluşturmaktadır. Sonuç olarak bu tez çalışmasında çift-çift deforme nadir toprak bölgesi çekirdeklerinden $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$ ile aktinit bölgesi çekirdeklerinden ^{232}Th , $^{236-238}\text{U}$ izotoplarında ve yarı-sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotoplarında PDR mod hesaplamaları ile ^{232}Th izotopundaki GDR mod ve bu bölgedeki manyetik dipol hesaplamaları için QRPA metodu, tek kütle numaralı ^{161}Dy izotopundaki 1^+ uyarılmaları için ise RI-QPNM metodu çerçevesinde incelenmiştir.

Çekirdek sisteminin elektromanyetik ışıma ile incelenmesinde, atom fiziğinde elde edilmiş metotlar kullanılmaktadır. Elektromanyetik ışıma (γ ışınımın) bütün çekirdek reaksiyonlarında ortaya çıkmaktadır. Çekirdek reaksiyonlarında uyarılan çekirdekler taban duruma geçişleri esnasında γ ışınları salmaktadır. Çekirdek yapısının incelenmesinde saçılma reaksiyonlarının çalışılması oldukça önemlidir. Çekirdek yapısı fotonların, nötronların, protonların, ağır iyonların çekirdeklerden saçılmasıyla incelenmektedir. Bu saçılma reaksiyonlarından en önemlisi gamma saçılma

reaksiyonlarıdır. Çekirdekler, içerdği protonlardan dolayı elektrik yüklü parçacık sistemidir. Buna göre, çekirdeklerin gamma saçılma reaksiyonlarında incelenmesi çok kolaydır. γ -ışını çekirdeğe uygulandığında çekirdekte titreşim rezonansı oluşturmaktadır. Bu rezonanslardan en önemlilerinden biri, nötron sisteminin kütle merkezinin proton sisteminin kütle merkezine karşı yapmış olduğu titreşim olan dipol rezonanslarıdır. Dipol uyarılmaların paritelerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi=1^+$ olan uyarılmalar manyetik dipol, $I^\pi=1^-$ olanlar ise elektrik dipol olarak adlandırılır. Elektrik ve manyetik dipol uyarılmaları hakkında detaylı bilgiler Bölüm 4 ve Bölüm 5'te verilmiştir.

Çekirdekler küresel ve deforme olmak üzere iki sınıfta toplanmaktadır. Kütle numarası $A=140-190$ ve $A>220$ bölgesinde bulunan çekirdekler deforme çekirdekler olarak tanımlanır. Küresel çekirdekler küresel yapıya sahip olup, deforme çekirdekler ise elipsoid yapıya sahiptirler. Bunun sonucu deforme çekirdeklerde eksenel simetriye sahip olmasından dolayı 1^+ ve 1^- seviyelerinin $K=0$ ve $K=1$ olmak üzere iki farklı dalı vardır [12]. Burada K kuantum sayısı uyarılmış seviyelerin toplam açısal momentumunun çekirdek simetri eksenine yönündeki z bileşenidir. Çekirdeklerde, $K=0$ dalı ise simetri eksenine boyunca, $K=1$ dalı simetri eksenine dik yönde titreşimlere karşılık gelir. Mikroskobik modelde 1^+ veya 1^- uyarılmaları $\Delta K=0, \pm 1$ geçiş kurallarını sağlayan seviyeler arasında parçacık-deşik geçişleri sonucu meydana gelir.

Mikroskobik model çerçevesinde orta ve ağır çekirdeklerde kolektif uyarılmaları başarıyla açıklayan yöntemlerden biri RPA metodudur [13-19]. Deforme çekirdeklerde QRPA metodu, makas mod olarak bilinen düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarının [20-26], elektrik dipol uyarılmalarının düşük enerjili [27-33], PDR [4] ve GDR [34] mod uyarılmalarının, Fermi ve Gamow-Teller geçişlerinin [26,35-44] açıklanmasında başarılı olduğu iyi bilinmektedir.

Bilindiği üzere fizikte dört ana korunum yasası olan enerji, lineer momentum, açısal momentum ve elektrik yükü her zaman korunmaktadır. Korunum yasaları çekirdek fiziğindeki olayların incelenmesinde önemli bir role sahiptir [45]. Çekirdekler çok parçacıklı bir sistem olduğu için bu sistemlerde toplam parçacık sayısı N , açısal

momentum J ve lineer momentum P gibi niceliklerin korunması gereklidir. Bu niceliklere karşı gelen simetri dönüşümleri altında Hamiltonyenin değişmez olması bu niceliklerin korunmasını gerektirir [46]. Bunun için sistem hamiltonyeni genellikle, açısal momentum ve çizgisel momentum operatörleri ile komütatif olmalıdır. Bu komütasyon şartları sağlanmadığı zaman çekirdeklerde simetri kırınımları yaşanır.

Mikroskobik model çerçevesinde çift-çift çekirdeklerde kullanılan RPA ve QRPA gibi yöntemler Hartre-Fock-Bogulyugov (HFB) tek parçacık yaklaşımlarını baz aldığından başlangıç hamiltoniyenin sahip olduğu bir çok simetrinin kırılmasına neden olmaktadır [21]. Ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden meydana gelen öteleme ve dönme dönüşümlerine göre değişmezliği bozulan bu simetri kırınımları gerçek titreşim seviyeleriyle hiçbir ilgisi olmayan yeni modlar oluşturmaktadır. Ayrıca çekirdek etkileşmeleri bilindiği üzere Galileo dönüşümlerine göre değişmez olmalıdır. İncelemeler süperakışkan çekirdeklerde kullanılan çiftlenim etkileşmesinde Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin sağlanmadığını göstermektedir. Bu tez çalışmasında kolektif dipol uyarılmalarının incelenmesinde öteleme ve Galileo değişmezliğin kırınımına neden olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir durumda çekirdek hamiltoniyenin öteleme ve Galileo değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametre içermeyen bir teori kullanılarak gösterilmiştir [21].

İkinci bölümde deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ele alınmıştır. Mikroskopik model çerçevesinde incelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teoremin güvenilir öngörülleri bakımından çok önemlidir. Bu çalışmada ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli Schrödinger denkleminin özdeğer ve özfonksiyonları çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. İncelenen deforme çekirdekler süperakışkan özelliklerine sahip olduklarından, bu bölümde süperakışkan modelin temel prensipleri ve nümerik hesaplamalarda kullanılan bağıntılara özel yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde, deforme çekirdeklerin süperakışkan olma özelliğine sahip olması sonucu süperakışkan teoride kullanılan ortalama alan çiftlenim potansiyelinden kaynaklanan tek parçacık hamiltonyeninde oluşan simetri kırınımlarından bahsedilmiştir. Bu kapsamda mikroskobik model çerçevesinde deforme çekirdeklerde QRPA ve QPNM hamiltoniyenlerinin elektrik dipol geçişlerinde ortaya çıkan öteleme ve Galileo değişmezlik ve manyetik dipol geçişlerinde oluşan dönme değişmezlik ilkelerine dayanarak, deforme çekirdeklerin ortalama alanında dönme, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmezliklerinin kırılması Pyatov metodu kullanılarak, restorasyonun yapılması ile seçilmiş restore edici etkin kuvvetlerin rolü ve Goldstone sahte dalının 1^- ve 1^+ gerçek titreşim seviyelerinden yalıtılması analitik olarak gösterilmiştir.

Dördüncü bölümde, elektrik dipol uyarılmalarının detaylı bir şekilde incelenerek, E1 uyarılmalarının çeşitleri hakkında detaylı araştırma yapılmıştır. Bu E1 uyarılmalarından elde edilen deneysel ve teorik çalışmalara geniş yer verilmiştir. PDR ve GDR modun oluşumu ile bu iki mod arasındaki benzerlikler ve farklılıklar tartışılmıştır. PDR modun genel özellikleri detaylı şekilde araştırılmıştır. Ayrıca PDR mod uyarılmaları için çift-çift çekirdeklerde kullanılan QRPA metodunun NTGI, TI ve TGI durumları göz önüne alınarak analitik ifadelerin açık halleri detaylı şekilde ortaya konmuştur.

Beşinci bölümde, manyetik dipol uyarılmalarının hakkında genel bilgiler verilmiş, M1 uyarılmalarının genel özellikleri ve tarihsel gelişimine değinilmiştir. Bu kapsamda çift-çift çekirdekler için QRPA ve tek kütleli çekirdekler için QPNM metodlarını dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez durumlarına göre teorik olarak incelenmesi ve analitik ifadelere yer verilmiştir.

Altıncı bölümde, foton saçılma tesir kesitleri, dipol seviyelerin radyasyon kalınlıkları incelenmiş ve Breit-Wigner formülünün kullanılmasıyla elde edilen saçılma tesir kesiti ifadesi verilmiştir. İndirgenmiş radyasyon kalınlığı ile radyasyon kalınlığı ifadeleri elektrik ve manyetik dipol geçişlerine göre analitik olarak sunulmuştur. Ayrıca enerji

ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları ile entegre tesir tesitlerinin ifadelerine de yer verilmiştir.

Yedinci bölümde, yarı deforme yarı küresel baz kullanarak çift-çift yarı-sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları ve deforme bazda $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$, ^{232}Th ve $^{236-238}\text{U}$ izotopları için NTGI-, TI-, TGI-QRPA metotları çerçevesinde 1^- elektrik dipol uyarılmaları PDR bölgesinde ω enerjileri, $B(E1)$ geçiş ihtimalleri, Γ radyasyon kalınlıkları, Γ_{red} indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, $\sigma_{\gamma\gamma'}$ saçılma tesir kesitleri ve $\sigma_{-2,-1,0}$ entegre tesir kesitleri için teorik hesaplamalar ve sayısal sonuçlar verilmiştir. Ayrıca ^{232}Th izotopu içinde TGI-QRPA metodu kullanılarak GDR hesaplamaları yapılmıştır. Bu yapılan hesaplamalara ek olarak ise çekirdek spekturumunun PDR bölgesi göz önüne alınarak M1 manyetik dipol geçiş hesaplamaları yapılmış ve PDR mod bölgesindeki katkıları sayısal olarak hesaplanmıştır. Özellikle elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesin dipol-dipol etkileşiminin etkili olduğu bilindiğinden, dipol-dipol etkileşim terminin etkisi incelenmiştir. Son olarak ise tek A'lı ^{161}Dy için manyetik dipol geçiş hesaplamaları RI-QPNM metodu kullanılarak ω enerjileri, $B(E1)$ geçiş ihtimalleri hesaplanmıştır. Bu tez kapsamında literatürde bulunan deneysel sonuçlarla elde edilen teorik hesaplamalar karşılaştırılmış ve analizler yapılmıştır.

Sekizinci bölümde ise bu çalışmada elde edilen teorik sonuçlar değerlendirilerek, bu çalışmanın önemi vurgulanmış ve ilerleyen dönemlerde yapılabilecek çalışmalar hakkında öngörülerde bulunulmuştur.

Benim iştirakım ile bu tez çalışmasının temelini oluşturan makaleler App. Sci. Report (2016), Chinese Physics C (2017), AIP Conference Proceedings (2017), dergilerinde yayınlanmış ve VII. International Workshop on Nuclear Structure Properties (NSP-2014), 2014; VIII. International Workshop On Nuclear Structure Properties (NSP-2015), 2015; IX. International Workshop on Nuclear Structure Properties (NSP-2016), 2016; Turkish Physical Society 32th International Physics Congress (TFD-32), 2016; 1st International Underground Resources and Energy Conference, 2016; International Conference On Mathematics And Engineering(ICOME-2017), 2017; 3rd International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and

Technology (TESNAT 2017), 2017; Turkish Physical Society 33th International Physics Congress (TFD-33), 2017; X. International Conference On Nuclear Structure Properties (NSP-2017), 2017; 4th International conference on Computational (ICESSEN-2017), 2017; European XFEL Users' Meeting and DESY Photon Science Users' Meeting (XFEL-2018), 2018; XI. International Conference On Nuclear Structure Properties (NSP-2018), 2018 konferanslarında sunulmuştur.



BÖLÜM 2. TEK PARÇACIK MODEL VE SÜPERAKIŞKAN MODEL

2.1. Deforme Çekirdeklerin Tek Parçacık Modeli

Tek parçacık modelde çekirdek içerisindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler. Ancak çekirdek içerisinde atoma benzer ortalama bir alan olmadığından, Hartree-Fock metodu iki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin bir potansiyele neden olabileceğini ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alanı oluşturabileceğini matematiksel olarak göstermiştir [47].

Nötron veya proton sayısı sihirli sayıya tekabül eden çekirdeklerin küresel bir simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bu tür çekirdeklere “eksenel simetrik deforme çekirdekler” denir. Bu çekirdeklerde küresel simetri bozulduğundan, yeni bir potansiyelin tanımlanması gerekir. Bu tez çalışmasında ele alınan nadir toprak ve aktinit bölgesi çekirdekleri iyi deforme çekirdeklerden olduğu için eksenel simetriye sahiptir.

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

eksenel simetriden dolayı dipol seviyeler $K=0$ ve $K=1$ kuantum sayıları ile karakterize edilir.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir [48]. Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bu modelin eksik yanlarından biri N ve $N\pm 2$ kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkılarının sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmesidir. Tecrübeler göstermiştir ki büyük deformasyonlu çekirdeklerde N ve $N\pm 2$ titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Bu model deforme çekirdeklerde elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur. Fakat çekirdek kuvvetlerinin kısa menzilli olduğu göz önüne alındığında kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir.

Tek parçacık modeli, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spin, parite ve izomerik durumları açıklamada başarılı olmuştur. Fakat bu modelin açıklık getiremediği bazı olaylar vardır. Bu olaylardan ilki çekirdeklerde görülen deformasyon mekanizması diğeri ise çekirdekte β^- parçacıklarında görülen yasak geçişlere açıklık getirememesidir [49].

Tek parçacık modelinin açıkladığı başka bir olay ise nükleer izomeriklik. İzomerik durumlar, bağıl olarak uzun ömürlü nükleer uyarılmış durumlardır. Uzun ömürlülük, ya yeniden uyarılma sonucu oluşan radyasyonun düşük enerjileriyle yada yüksek geçişlerin çok-kutupluluğu ile ilgilidir [49].

Sihirli sayıda nükleon içeren çekirdekler denge halinde küreseldir ve deforme olması çok zor gerçekleşir. Nötron ve proton sayıları sihirli sayıdan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bütün bu olaylar deneysel olarak ispatlanmıştır. Çekirdekte

kuadropol momentinin var olması buna en güzel örnektir. Bohr ve Motelson tarafından ileri sürülmüş olan çekirdeğin genelleşmiş modelinin temelinde kütle numarası (A) ve atom numarası (Z) sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerden uzak olan çekirdeklerin görünüşü dönel elipsoittir [45]. Bu modelde içindeki bütün parçacıkların kolektif hareketi dikkate alınır ve neticesinde de deformasyon oluşur. Kütle numarası $A=140-190$ arasında ve $A>220$ olan bu tür çekirdeklere ‘aksial (eksenel) deforme çekirdekler’ denir ve nadir toprak elementleri ile aktinitler deforme çekirdekler olarak tanımlanmakta olup eksenel simetriye sahip olan elipsoid formasındadır. Bu oluşumda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketiyle oluşan kutuplanma ile kapalı kabuk içindeki özün biçimi ve açısal momentumu dikkate alınır.

2.2. Süperakışkan Model (Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli)

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır [50]. Buna göre bu modelde ayrıntıya girmeden sadece temel formüller kullanılacaktır.

Süperiletken teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Barden, Cooper, Schieffer (BCS) tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı [51] . Bu teori literatüre BCS teorisi olarak geçti. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, -273 C° yakın sıcaklıklarda bir süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Ayrıca kristal örgü titreşimleri (fononlar aracılığı) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Yani bu etkileşme elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Hâlbuki çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışveriş mekanizmasına gerek yoktur. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan model olarak isimlendirilir [51].

Nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan bağımsız kuazi-parçacık çekirdek Hamiltoniyeni [51],

$$H_{sqp} = H_{s,p} + H_{pair} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $H_{s,p}$ sistemin tek parçacık hamiltoniyeni H_{pair} ise ortalama alan potansiyelinde hareket eden nükleonların çiftlenim hamiltoniyenidir. Küresel çekirdekler için ortalama alanı spin-yörünge çiftlenimli titreşici potansiyeli veya Woods-Saxon potansiyeli tasvir eder. Deforme çekirdekler için ise Nilsson ve deforme Woods-Saxon potansiyeli geçerlidir. Çiftlenme korelasyonlarını ele alan metot çok geneldir ve bu korelasyonlar ortalama alanın simetri özelliklerine veya açık bir biçimine bağlı değildir. Dolayısıyla ilk önce temel denklemler genel biçimde türetilir ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde edilebilmesi için bu denklemler düzenlenir.

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

Süperakışkan nötron-proton korelasyonları, orta ve ağır çekirdeklerde nötron ve proton Fermi seviyelerinin birbirinden uzak ($N-Z \gg 1$) olmalarından dolayı oluşmamaktadır. Buna göre de nötron ve protonlar için, ayrı ayrı çözüm elde edilir. Bu nedenle bağımsız kuazi parçacıklar modelinde nötron ve proton sistemleri ayrı ayrı ele alınır. Denklem (2.1)'teki Hamiltoniyen o zaman nötron ve proton kısımları olmak üzere iki kısımda yazılabilir.

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.2)$$

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

$$G(q+, q-; q'-, q'+) = G \quad (2.3)$$

O zaman çiftlenme etkileşmesi iki parametre ile karakterize edilir. G_N niceliği nötron sistemini, G_P niceliği ise proton sistemini temsil eder. (2.2) denklemi aşağıdaki gibi yeniden yazılır:

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \\ H_0(p) &= \sum_{r\sigma} \{E_0(r) - \lambda_p\} a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} - G_P \sum_{rr'} a_{r+}^+ a_{r-}^+ a_{r'-} a_{r'+} \end{aligned} \quad (2.4)$$

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

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (2.5)$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \quad (2.6)$$

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ = 0 \quad (2.7)$$

Süperakışkan modelin (2.1) Hamiltoniyeni kuaziparçacık tasvirinde

$$\begin{aligned} a_{s\sigma} &= u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \\ a_{s\sigma}^+ &= u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Bogulyobov dönüşümleri yardımıyla köşegenleştirilir [51]. Burada $\alpha_{s\sigma}^+$ ($\alpha_{s\sigma}$) operatörleri kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörleridir.

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

$$v_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}, \quad u_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}. \quad (2.9)$$

değerlerinde (2.1) hamiltoniyeni köşegenleştirilir. Kuaziparçacık tasvirinde söz konusu hamiltoniyen aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) (\alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\tilde{q}}^+(\tau) \alpha_{\tilde{q}}(\tau)) \quad (2.10)$$

Burada $\tau = n(p)$ nötron(proton) sistemlerine karşı gelmektedir. $\varepsilon_q = \sqrt{(E_q - \lambda)^2 + \Delta^2}$ nükleonların tek kuaziparçacık enerjisidir. Burada $\Delta_\tau = G_\tau \sum_q u_q v_q$ ile verilen gap parametresi reeldir ve eğer $G_\tau > 0$ ise pozitiftir. Süperakışkan modelin Δ ve λ nicelikleri aşağıdaki sistem denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur [51]:

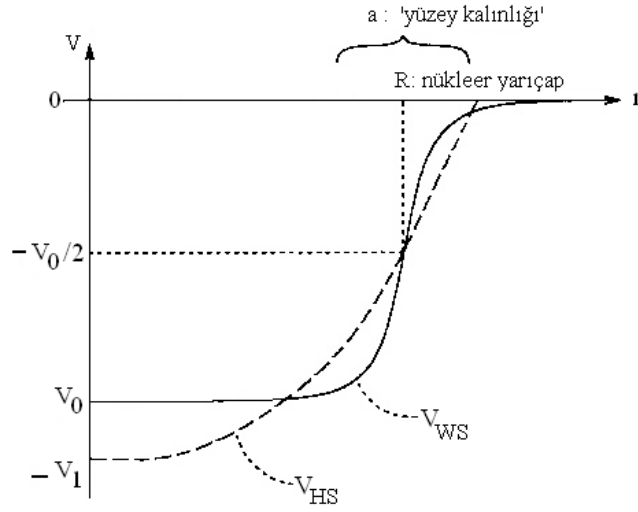
$$\frac{2}{G_\tau} = \sum_q^\tau \frac{1}{\varepsilon_q} \quad (2.11)$$

$$N_\tau = 2 \sum_q^\tau v_q^2 \quad (2.12)$$

2.3. Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçekte uygun ortalama potansiyelin çekirdek içerisinde nükleer

madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin reel kısmından saçılma reaksiyonları sonucu belirlenir. Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyden gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir biçimde ifade etmektedir. Buna göre de deforme çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir. Woods-Saxon ve Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1’de karşılaştırılmıştır [51].



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

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

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.13)$$

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir.

$$V_{ls} = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls) \quad (2.14)$$

Parametrelerin genel seçimi

$$V_0^\tau = V_0 + V_1^\tau \quad (2.15)$$

şeklindedir. Burada

$$V_1^\tau = \tau_z \eta \frac{N - Z}{A} V_0 \quad (2.16)$$

nükleer simetri enerjisinden dolayı meydana gelen bir terimdir.

$$\eta = \frac{V_1}{4V_0}, \quad V_0(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.17)$$

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

$$V_0^N = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N - Z}{A} \right] \quad (2.18)$$

$$V_0^Z = V_0(r) \left[1 + 0.63 \frac{N - Z}{A} \right] \quad (2.19)$$

Burada $V_0=53$ MeV, $R_0=r_0A^{1/3}$, $r_0=1,24 \times 10^{-13}$ cm, yüzey kalınlığı $a=0,63 \times 10^{-13}$ cm, spin-yörünge etkileşme parametresi $\xi=0,263 [1 + 2(N - Z/A)](10^{-13}\text{cm})^2$ 'dir [49]. Protonlar arasındaki Coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.13) ve (2.14) ifadelerine eklenmek zorundadır. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse Coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases} \quad (2.20)$$

Tek parçacık Kabuk model hamiltonyeninin özdeğer enerji ve dalga fonksiyonları (2.13) potansiyeli kullanılarak elde edilir. Süperakışkan modelin Δ ve λ nicelikleri ise bu özdeğerleri kullanarak (2.11) ve (2.12) sistem denklemlerinin yardımıyla, nötron ve proton sistemleri için, sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur [51].

BÖLÜM 3. ETKİN KUVVETLER VE KIRILMIŞ SİMETRİLER

3.1. Kırılmış Simetriler ve Goldstone Dalı

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arası etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yere sahiptir. Nükleonlar arası etkileşme kuvvetlerinin tam olarak bilinmemesi Schrödinger denkleminin çözümünü zorlaştırmaktadır. Nükleonlar arası etkileşmeyi sağlayan bazı simetriler vardır [52]:

- 1- Hermitiklik: Nükleonlar arasındaki etkileşmeyi temsil eden potansiyel enerji operatörü hermitik ($V^+ = V$) olmalıdır.
- 2- Değiş-Tokuş Simetrisi: İki nükleonun koordinatları birbirleriyle yer değiştirdiğinde aralarındaki etkileşme potansiyelinin de değişmemesi gerekir.
- 3- Öteleme Simetrisi: Bu simetri lineer momentumun korunumuna karşılık gelir. Bu durumda etkileşme sadece iki nükleonun birbirine göre durumuna bağlıdır.
- 4- Galileo Simetrisi: Sabit hızla hareket eden bir referans sistemindeki etkileşme potansiyeli duran bir referans sisteminde tanımlanan potansiyelle aynı olur, değişiklik olmaz. Bu durumda etkileşme sadece nükleonların göreceli momentumlarına bağlıdır.
- 5- Ayna Simetrisi: Bu simetri paritenin korunumuna karşılık gelir. Elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmelerde parite simetrisi bozulmaz.
- 6- Zaman Tersinirliği: Nükleonlar arasındaki etkileşme zamanın akışı yönüne bağlı değildir.
- 7- Koordinat Uzayındaki Dönme Simetrisi: Üç boyutlu koordinat uzayındaki dönmeler sadece konum (r) ve momentum (p) vektörlerini değil spin matrislerini de etkiler.
- 8- İzospin Uzayındaki Dönme Simetrisi: Proton ve nötronlar elementar bir parçacığın $\frac{1}{2}$ izospinli farklı kuantum durumları olarak kabul edilir. Nükleer

kuvvetin rotasyonel invaryantlığı yükten bağımsız olması ile aynı anlamı taşır. Nükleonlar arasındaki etkileşme potansiyeli toplam izospin operatörü ile komütatif olmalıdır.

Çekirdek yapısını açıklamak için birçok farklı modeller kullanılmıştır. Bu modeller içinde mikroskobik modeller çok başarılı olmuştur. Mikroskopik modeller içinde en yaygın kullanılan yöntemlerden olan RPA metodunun çift-çift deforme çekirdeklere uygulanan QRPA metodu ve tek kütle numaralı çekirdeklere kullanılan QPNM metodu ile yapılan çalışmaların çoğunda nükleon-nükleon etkileşmelerinin ortalama alan potansiyelleriyle özuyumlu seçilememesidir. Bunun sonucu olarak, RPA, QRPA ve QPNM gibi mikroskobik teoriler HFB yaklaşımlarını içermesi tek parçacık hamiltonyeninin sahip olduğu birçok simetri kırınımları meydana gelir. Küresel çekirdeklere öteleme simetrisinin kırınımı sonucu öteleme değişmezliğin, deforme çekirdeklere ise öteleme değişmezliğin yanı sıra dönme simetrisinin de kırınımı sonucu oluşan dönme değişmezliğin bozulmasını örnek gösterebiliriz. Ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden meydana gelen öteleme ve dönme dönüşümlerine göre değişmezliği bozulan bu simetri kırınımları Goldstone teoremine göre gerçek titreşim seviyeleriyle hiçbir ilgisi olmayan yeni modlar oluşturmaktadır. Bu simetri kırınımları kendiliğinden meydana geldiğinden, Goldstone teoremine [53] göre enerjisi sıfır olan ‘spurious(sahte)’ halinin enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmasına neden olur. Öteleme değişmezliğin kırılması sonucu oluşan sahte haller çekirdeğin uzay ötelemesine karşılık oluşan spini ve paritesi $I^\pi=1^-$ olan elektrik dipol titreşimlerine ve dönme değişmezliğin kırılması sonucu ortaya çıkan sahte haller ise çekirdeğin bir bütün olarak dönmesine karşılık oluşan spini ve paritesi $I^\pi=1^+$ olan manyetik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Bu simetri kırınımları sonucu oluşan Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir moddur ve bundan dolayı bu haller çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmışlardır. Buna göre de $\omega=0$ enerjili sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından ayrılması mikroskobik modellerin temel gereksinimlerden biridir. Ayrıca bilindiği üzere fizikte tüm etkileşmeler Galileo değişmez olmalıdır [45]. Bu değişmezliğe göre parçacıklar arasındaki tüm etkileşmeler göreceli hızlara bağlıdır ve Galileo dönüşümlerine göre değişmez olmalıdır. İncelemeler süperakışkan

çekirdeklerde kullanılan çiftlenim etkileşmesinin Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin sağlanmadığını göstermektedir. Öteleme ve dönme değişmezlikten farklı olarak Galileo değişmezliğin kırınımı Goldstone dalı üretmemektedir. Bunun sebebi ise Hamiltonyenin kinetik enerjisinin Galileo dönüşümlerine göre değişmez olmamasıdır. Çekirdek uyarılmalarını başarılı bir şekilde açıklamak için bu kırılan simetrilerin restorasyonu ve sahte hallerin gerçek titreşimlerden yalıtımı yapılmalıdır. Bunun için nükleonlar arasındaki etkin kuvvetler, kullanılan hamiltonyenlerin değişmezliğini özuyumlu olarak restore etmelidir. Değişmezlik prensibinin etkin kuvvetlerin seçilmesindeki önemi bilim adamları tarafından ayrıntılı olarak gösterilmiştir [54-56]. Bu kırılan simetrilerin restorasyonu için birçok yöntem kullanılmaktadır [57-63] . Bu yöntemler içinde en çok kullanılan yöntem Pyatov metodu olarak bilinen, isoskaler etkin kuvvetlerin radyal kısmının ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesiyle çift-çift çekirdek Hamiltonyeninin kırılmış simetrilerinin restorasyonları ve sahte hallerin yalıtımı yapılan metottur [46,61]. Bilindiği üzere, çekirdek ortalama alan potansiyelinde izoskaler terimlerin yanı sıra izovektör terimlerde bulunmaktadır. Bu kapsamda Kuliev v.d. tarafından izoskaler ve izovektör terimler için bu metot geliştirilmiştir [21]. Ayrıca bu metot kullanılarak, Galileo değişmezliğinin kırınımının restorasyonunu sağlayan etkin kuvvetlerin seçilmesinde de başarıyla uygulanmıştır.

3.2. Pyatov Metodu

1977 yılında Pyatov tarafından yapılan ve kendi adıyla tanınan Pyatov metodu [46], etkin etkileşme sabitini serbest parametre olmaktan çıkarır ve tek parçacık model Hamilton operatöründen kaynaklanan bozulan simetrileri restore eder. Pyatov yönteminde parametre öz uyumlu yani kendi içinde uyumlu bir şekildedir. Bu yöntemde göre tek parçacık Hamiltonyen operatörüne öyle bir efektif etkileşme terimi ilave edilir ki, sonuçta elde edilen toplam Hamilton operatörü kırılan simetriye karşı gelen korunan herhangi bir fiziksel büyüklüğün operatör temsili ile komütatif olur. Bu bölümde Pyatov metodu kısaca anlatılacaktır. Bunun için tek parçacık kabuk model hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde ele alınır.

$$H_E = \sum_{\nu} E_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} \quad (3.1)$$

Tek parçacık matris elemanları $f_{\nu\nu'}$ olan korunan herhangi bir fiziksel büyüklüğe karşı gelen

$$F = \sum_{\nu\nu'} f_{\nu\nu'} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'} \quad (3.2)$$

operatörünü ele alalım. Burada F operatörü, momentum ve açısal momentum gibi korunan herhangi bir fiziksel büyüklüğe karşı gelen tek parçacıklı operatör olmalıdır. Bilindiği üzere tek parçacık hamiltonyeni ortalama alan potansiyelinden dolayı simetri kırımlarına neden olmasından dolayı H_E tek parçacık hamiltonyeni F operatörü ile komütatif değildir.

$$[H_E, F] = \sum_{\nu\nu'} (E_{\nu} - E_{\nu'}) f_{\nu\nu'} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu'} \quad (3.3)$$

Yani H_E tek parçacık hamiltonyeni üniter dönüşüm grubu altında değişmez değildir.

$$U(\varphi) = e^{i\varphi F} \quad (3.4)$$

Burada φ bir grup parametresi olup, öteleme değişmez durumlar için $\varphi = \mathbf{R}$ ve $F = \mathbf{P}$, dönme değişmez durumlar için ise $\varphi = \theta$ ve $F = \mathbf{J}$ şeklindedir. Bu durumda hamiltoniyenine eklenecek olan Pyatov' un ön gördüğü ayrılabilir efektif etkileşmeler terimi aşağıdaki şekilde seçilirse,

$$h = -\frac{1}{2\gamma} \sum [H_E, F]^{\dagger} [H_E, F] \quad (3.5)$$

yeni hamiltoniyen $H = H_E + h$ şeklinde olur ve Hamiltonyenin F operatörü ile korunumu sağlar.

$$[H_E + h, F] = 0 \quad (3.6)$$

Böylelikle değişmezlik prensibinin çekirdek hamiltonyeninin ilk şeklini restore ettiği görülür. Buna göre de $[H_E, F]$ komütatörüne restore edici etkin kuvvetler üretim operatörü denir. Bu durum da etkileşme sabiti γ için (3.6) ifadesini aşağıdaki (3.7) ifadesi şeklinde yazabiliriz ve (3.5) ifadesini bu (3.7) ifadesinde yerine yazarsak,

$$[h, F] = -[H_E, F] \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} [h, F] &= -\frac{1}{2\gamma} \left[[H_E, F]^+, F \right] [H_E, F] + [H_E, F]^+ [[H_E, F], F] \\ [h, F] &= -\frac{1}{2\gamma} \left[-[H_E, F], F \right] [H_E, F] - [H_E, F] [[H_E, F], F] \\ [h, F] &= \frac{1}{\gamma} [[H_E, F], F] [H_E, F] = -[H_E, F] \\ \frac{1}{\gamma} [[H_E, F], F] &= -1 \\ \gamma &= [F, [H_E, F]] \end{aligned} \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilir. Genel durumda çift komütatör sabit bir sayı değildir. Kuazi bozon yaklaşımında (3.8) komütatörü $F, H_E, F_{RPA} = \langle 0 | [F^+, [H_E, F]] | 0 \rangle$ Hartree-Fock taban durum ortalamasına eşit olduğundan (3.6) koşulunu sağlamaktadır.

$$\gamma = \langle 0 | [F^+, [H_E, F]] | 0 \rangle = \sum_{\nu\nu'} (\epsilon_\nu - \epsilon_{\nu'}) (n_{\nu'} - n_\nu) | f_{\nu\nu'} |^2 \quad (3.9)$$

Burada n_ν parçacık sayısıdır. γ -niceliği ortalama alan potansiyel parametreleri ile belirlendiğinden h etkin kuvvetleri ek bir parametre içermemektedir. Ayrıca γ , taban durumda γ simetri kırınımının makroskobik göstergesi olmakla beraber derin bir fiziksel anlamı da vardır. Dönme kırınımlar durumunda deforme çekirdeğin kütesine atalet momenti karşı gelmektedir [64]. Sonraki bölümlerde öteleme kırınımı durumunda γ parametresinin kırılan sistemin kütesine karşı geldiği gösterilecektir.

Denklem (3.9) RPA için geneldir ve QRPA'da H_E hamiltonyeninin simetri restorasyon kuvvetlerinin düzeltmesine izin verir.

Böylelikle restore edici h -etkileşmesinin (3.5) şeklinde seçilmesi durumunda RPA'da korunum yasaları sağlanmakla beraber Hamiltonyen fonksiyonu ek bir etkileşme parametresi içermediği de görülmektedir. h -etkin kuvvetleri incelenen uyarılmaların simetrisine bağlı olarak farklı kolektif durumlar üretmektedir. Örneğin öteleme değişmezliğin kırımını restore edici h_μ etkileşmesi $I^\pi=1^-$ uyarılmalarını, dönme değişmezliğin kırımını halinde ise h_μ etkileşmesi $I^\pi=1^+$ uyarılmalarını üretir. Deforme çekirdeklerde K kuantum sayısı korunduğundan h_μ kuvvetinin $\mu=0$ ve $\mu=1$ bileşenleri sırasıyla $K=0$ ve $K=1$ kolektif durumlarını üretmektedir. Aşağıdaki bölümlerde sırasıyla dönme, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin restorasyonu için Pyatov metodunun uygulanması verilmiştir.

3.2.1. Dönme Değişmezliğin Pyatov Metoduyla Restorasyonu

Süperakışkan deforme çekirdeklerin H_{sqp} kuaziparçacık hamiltoniyeni eksenel simetrik ortalama alanda izoskaler ve izovektör terimlerinden dolayı dönme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam açısal momentum korunmamaktadır ve bunun $v=\pm 1$ bileşenleri H_{sqp} hamiltoniyeni ile komütatif değildir [46].

$$[H_{sqp}, J_{\pm 1}] \neq 0 \quad (3.10)$$

Buna göre deforme çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için ve etkin kuvvetlerin seçilmesinde dönme değişmezliğinin restorasyonu çok önemlidir. Bu durumda Bölüm 3.2.'de Pyatov yönteminin hem izoskaler hem de izovektör terimlerine göre h_0 ve h_1 restore edici etkin kuvvetleri aşağıdaki gibi seçebiliriz.

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}] \quad (3.11)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, J_{\mu}]^+ [V_1, J_{\mu}] \quad (3.12)$$

Burada

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1; \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p; \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p \quad (3.13)$$

$$\gamma^{(\mu)} = [J_{\mu}^+ [H_{sqp}, J_{\mu}]_{RPA}, \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} \equiv \gamma \quad (3.14)$$

$$\gamma_1^{\mu} = [J_{\mu}^+ [V_1, J_{\mu}]]_{RPA}, \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} \equiv \gamma_1 \quad (3.15)$$

ifadeleri modelden bağımsızdırlar ve yalnız ortalama alan parametrelerinin fonksiyonudurlar. V_1 çekirdek ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmıdır [51]. (3.11)-(3.15) bağıntılarının yardımıyla restore edici h_0 ve h_1 etkin kuvvetlerin ortalama alan potansiyellerinin sırasıyla izoskaler ve izovektör kısımlarının dönme değişmezliğini restore ettiği gösterilebilir:

$$\begin{aligned} [H_{sqp} - V_1 + h_0, J_{\nu}] &= 0, \\ [V_1 + h_1, J_{\nu}] &= 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

3.2.2. Öteleme Değişmezliğin Pyatov Metoduyla Restorasyonu

Bu bölümde Pyatov metodu kullanılarak deforme çekirdekler için 1^- durumlarına karışan kütle merkezinin sahte Goldstone dalının gerçek titreşimlerden yalıtılması gösterilecektir.

Ortalama alan potansiyelinde ($U_{ort.}$) ve eşleme etkileşmesi ($U_{çift.}$) yapan süperakışkan bir çekirdek ele alınırsa böyle bir sistemin model hamiltoniyeni Bogolyubov dönüşümleri sonucu kuaziparçacık tasvirinde yazılışı Bölüm 2'de verilen (2.8) ifadesindeki şekildedir.

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) (\alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\bar{q}}^+(\tau) \alpha_{\bar{q}}(\tau)) \quad (3.17)$$

Kuaziparçacık hamiltoniyeni H_{sqp} içindeki ortalama alan potansiyellerinden dolayı öteleme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam momentum korunmamakta ve tek parçacık hamiltoniyeniyle komütasyonu sıfıra eşit değildir.

$$[H_{sqp}, P_\mu] \neq 0 \quad (3.18)$$

$$[H_{sqp}, P_\mu] = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{q'}^+ q) \quad (3.19)$$

Goldstone teoremine göre kütle merkezi hareketinin P momentumunun $\mu=0, \pm 1$ bileşenleri H_{sqp} ile komütatif olmadığından gerçek 1^- uyarılmalarına çekirdek kütle merkezi titreşimleri karışmaktadır. Buna göre söz konusu çekirdeklerde 1^- seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için bu sahte dallar gerçek titreşimlerden yalıtılmalıdır. Bunun için etkin kuvvetlerin seçilmesinde öteleme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir. Bölüm 3.2’de verilen Pyatov metodu ile tek parçacık hamiltonyeninin öteleme dönüşümlerine göre değişmezliğinin restorasyonu yapılarak seçilmiş ayrılabilir izoskaler etkin kuvvet aşağıdaki şekilde yazılır:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu], \quad P_\mu = \sum_i p_\mu^i \quad (3.20)$$

(3.20) ifadesi (3.18) ifadesine eklendiğinde elde edilen yeni komütasyon ifadesinin sonucu sıfıra eşit bulunur. Öteleme dönüşümlerine göre kırılan öteleme simetrisinin restorasyonu başarılı bir şekilde restore edilir. Buna göre öteleme değişmez sistem hamiltoniyeni $H = H_{sqp} + h_0$ olduğundan dolayı momentum ile komütatiftir.

$$[H_{sqp} + h_0, P_\mu] = 0 \quad (3.21)$$

Bogolyubov dönüşümleri (denklem 2.8) sonucu çizgisel momentumunun P_μ bileşenlerinin kuaziparçacık tasvirindeki ifadesi aşağıdaki biçimdedir.

$$P_\mu = \sum_{qq'} M_{qq'} (B_{qq'} - B_{qq'}^+) + p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}) \quad (3.22)$$

Burada Bölüm 2'de $v_{qq'}$ ve $L_{qq'}$ ifadelerinin açık halleri verilmiştir. A operatörleri spini ve paritesi $I^\pi K = 1^- K$ çifti oluşturmaktadır ve K eksenel simetriden dolayı $K=0$ ve $K=1$ değerlerini alır. A ve B operatörlerinin açık halleri aşağıdaki şekildedir.

$$A_{qq'}^+ = \{\alpha_q^+ \alpha_{q'}^+\}_{I^\pi K}, \quad A_{qq'} = \{\alpha_q \alpha_{q'}^+\}_{I^\pi K}, \quad B = \{\alpha_q^+ \alpha_{q'}\}_{I^\pi K} \quad (3.23)$$

Etkileşme parametresi ortalama alan potansiyeliyle belirlenir ve Pyatov metodu kullanılarak,

$$\gamma_\mu = -\langle 0 | [H_{sqp}, P_\mu], P_\mu^+ | 0 \rangle = -\langle 0 | [H_{sqp}, P_\mu], P_\mu^+]_{RPA} | 0 \rangle = \langle 0 | [P_\mu^+, [H_{sqp}, P_\mu]] | 0 \rangle \quad (3.24)$$

yazılır. (3.24) ifadesinde (3.19) ve (3.22)'de ifadeleri yerine γ_μ etkileşme sabiti için

$$\gamma_\mu = L_\mu p_\mu (A_\mu^+ - A_\mu), \quad \varepsilon_\mu p_\mu L_\mu (A_\mu^+ + A_\mu) | 0 \rangle = 2 \sum_\mu \varepsilon_\mu L_\mu^2 | p_\mu |^2 \quad (3.25)$$

sonucu bulunur. Bu ifadeden görüldüğü gibi γ parametresi tek parçacık (kuaziparçacık) hamiltonyeninin enerjileri ve p_μ matris elemanlarıyla hesaplanmaktadır. Böylelikle γ 'nın ortalama alan parametreleriyle belirlendiği görülmektedir ve buna göre de kullanılan h_0 etkin kuvvetleri ortalama alan potansiyeli parametrelerinden başka ek olarak hiçbir parametre içermemektedir.

3.2.3. Galileo Değişmezliğin Pyatov Metoduyla Restorasyonu

Fizik biliminde tüm etkileşmeler Galileo dönüşümlerine göre değişmez olmalıdır. Buna göre çizgisel momentumu sıfırdan farklı olan ($\vec{P} \neq 0$) sistemlerin özellikleri etkileşmelerin Galileo (ve yahut Lorentz) değişmezliğiyle belirlenmektedir. Bu değişmezliğe göre parçacıklar arasındaki tüm etkileşmeler göreceli hızlara bağlıdır ve Galileo dönüşümlere göre değişmezdir, yani

$$[V(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \vec{R}_\mu] = 0 \quad (3.26)$$

olmalıdır [45]. Burada $\vec{R}_\mu$ çekirdek kütle merkezi yer konum vektörü, $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ ise nükleon-nükleon etkileşmeleridir.

Süperakışkan çekirdeklerde yapılan araştırmalar, kullanılan çiftlenim etkileşmesinin Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğini sağlamadığını göstermektedir [45]. Bunun esas nedeni süperakışkan modelde çiftlenim etkileşmesinin hıza bağlı olması ve nükleonların durağan halde çift oluşturduğu varsayımından dolayı lokal Galileo değişmezliğin bozulması sonucunda bir simetri kırınımı meydana getirmesidir. Doğrudan hesaplamalar süperakışkan modelde kullanılan çiftlenim etkileşme hamiltoniyeni yerine

$$U_{\text{çift}} = -\frac{\Delta}{2}(\Gamma^+ + \Gamma) \quad (3.27)$$

$$\Gamma = \sum_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu}, \Gamma^+ = \sum_{\nu} a_{\nu}^+ a_{\nu}^{\dagger} \quad (3.28)$$

kullanıldığında $U_{\text{çift}}$ çiftlenim potansiyelinin konum operatörü ile komütatif olmadığını göstermektedir, yani

$$[U_{\text{çift}}, \vec{R}_\mu] \neq 0 \quad (3.29)$$

(3.29) ifadesi çözümü için Γ^+ , Γ ve $\vec{R}_\mu$ ifadelerinin Bogulyugov dönüşümleri kullanılarak, kuaziparçacık tasvirindeki açık ifadeleri elde edilmesi gerekir.

$$R_\mu = \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} v_{qq'} B_{qq'} + u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{q'q}) \quad (3.30)$$

$$\Gamma^+ = u_q u_{q'} \alpha_q^+ \alpha_{q'}^+ - v_q v_{q'} \alpha_{\tilde{q}} \alpha_{\tilde{q}'} \quad (3.31)$$

$$\Gamma = u_q u_{q'} \alpha_q \alpha_{\tilde{q}'} - v_q v_{q'} \alpha_{\tilde{q}}^+ \alpha_q^+ \quad (3.32)$$

Burada $u_{qq'}$ ve $v_{qq'}$ terimlerinin açık halleri Bölüm 2'de verilmiştir. Denklem (3.29)'de gösterilen komütatörde (3.30), (3.31) ve (3.32) ifadeleri kullanılırsa çiftlenim enerjisi ile kütle merkezinin yer konum vektörünün komütasyonu için kuaziparçacık tasvirinde

$$[U_{\text{çift}}, \vec{R}_\mu] = -\Delta \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} M_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) \neq 0 \quad (3.33)$$

ifadesi elde edilir. Burada $M_{qq'} = u_q u_{q'} + v_q v_{q'}$ şeklindedir. $U_{\text{çift}}$ çiftlenim potansiyelinin kırılan Galileo simetrisini restore etmek için Bölüm 3.2'de ki, Pyatov metodunda gösterildiği gibi (3.5) ifadesindeki gibi restore edici ayrılabilir etkin kuvvet aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\mu [U_{\text{çift}}, R_\mu]^+ [U_{\text{çift}}, R_\mu] \quad (3.34)$$

Burada β etkileşme sabiti için Pyatov metodundaki Denklem (3.9) ifadesi kullanılarak,

$$\beta = \langle 0 | R_\mu^+, [U_{\text{çift}}, R_\mu] | 0 \rangle \quad (3.35)$$

şeklinde yazılır. Restorasyonun sonucunda elde edilen (3.34) ifadesi ile (3.29) ifadesine eklenerek konum operatörünün komütasyon sıfıra eşit olduğunu gösterir.

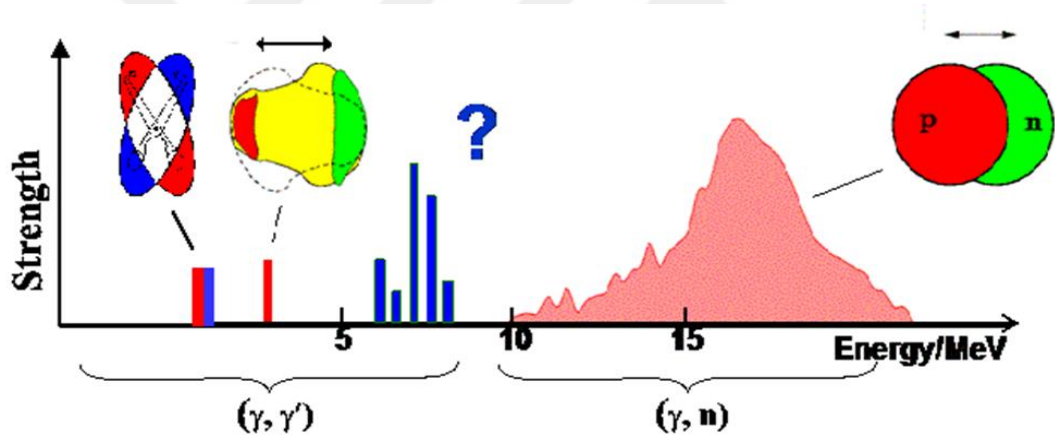
$$\left[U_{\text{çift}} + h_{\Delta}, R_{\mu} \right] = 0 \quad (3.36)$$

Bu durumda çiftlenim potansiyelinin Pyatov metoduyla Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğini restore ettiği görülür. Öteleme ve dönme değişmezlikten farklı olarak Galileo değişmezliğin kırılmasının restorasyonu Goldstone dalını üretmemektedir. Bunun esas nedeni hamiltoniyenin kinetik enerjiden dolayı Galileo değişmez olmamasıdır.

BÖLÜM 4. DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARININ ÖZELLİKLERİ

4.1. Elektrik Dipol Uyarılmaları

Dipol uyarılmaları içerisinde spini ve paritesi 1^- olan durumlar elektrik dipol uyarılmaları olarak adlandırılır. Bu uyarılmalar nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelir [65,66]. Çekirdeklerde bu uyarılmalar üç gruba bölünür (bakınız Şekil 4.1.):



Şekil 4.1. Elektrik dipol rezonans

Bu uyarılmalardan ilk bulunulana, enerji spektrumunun 10-20 MeV aralısında yerleşen protonların nötronlara karşı yaptığı kolektif dipol titreşimi olarak tanımlanan Dev Dipol Rezonans (GDR)'dır [67,68]. Çekirdekteki proton ve nötronların eş fazlı titreşimleri, “izoskaler rezonanslar” olarak bilinirken, zıt fazlı titreşimleri ise “izovektör rezonanslar” olarak tanımlanır. Proton ve nötronları birbirinden ayırmak için fazladan enerji gerekeceğinden, izovektör karakterli olanlar, izoskaler karakterli olanlara göre daha yüksek enerjilerde meydana gelir. Çekirdeklerde dev rezonanslar ilk olarak 1937'de Bothe ve Gentner tarafından Li (p,γ) reaksiyonunda üretilen γ-ışınlarıyla birkaç çekirdeğin bombardımanı sonucu oluşan foton soğurulması

ölçümlerinde İzovektör Dev Dipol Rezonans (IVGDR) kanıtları keşfedilmiştir. [69]. 1944'de, çekirdeğin dipol salınımı fikri teorik olarak Migdal tarafından öngörülmüştür. [70]. 1947'de Baldwin ve Klaiber tarafından bir uranyum hedefini uyarmak için General Electric Research Laboratuvarının 100-MeV'lik betatronundan gelen bremsstrahlung kullanarak, 10 ila 100 MeV arasındaki foton enerjileri için fisyon verimi ölçümü yapılmış ve yaklaşık olarak 20 MeV'lik fotonların tesir kesitinde belirgin bir pik olarak IVGDR gözlemlenmiştir [65,71]. Bundan bir yıl sonra, (γ, n) reaksiyonlarında benzer pikler diğer çekirdekler içinde gözlemlenmiştir [72]. 1948'de Goldhaber ve Teller, rezonans piklerini, Hidro-dinamik model olarak bilinen teorik açıklamanın ilk sürümünü kullanarak IVGDR olarak yorumlamıştır [66]. Yapılan incelemeler sonucunda, GDR nötron bağ enerjisi ile 30 MeV enerji aralığında bulunan, bu aralığın herhangi bir noktasında yaklaşık 5 MeV genişliğinde bir pik oluşturan, yüksek enerjilerde çekirdeklerin kolektif hareketi ile oluşan ve bu nedenle hareketli yüklerin dipol salınımlarına yol açan elektrik dipol rezonans olarak tanımlanmaktadır [73]. 1980'li yılların başlarında ise Isoskaler Dev Dipol Rezonans'ı (ISGDR) tanımlamaya yönelik ilk girişimler yapılmıştır [74]. Bu rezonansın ilk bulguları, protonlar ve alfa-parçacıkları ile elastik olmayan saçılma deneylerinde rapor edilmiştir [74-78]. Birçok benzer ölçümlerde bu rezonansın var olmadığını iddia edilmesine rağmen [79], Davis ve arkadaşları tarafından ISGDR 'in varlığı ortaya konulmuştur [80,81]. GDR ağır çekirdekler için 13-15 MeV ve hafif çekirdekler için ise 20-24 MeV enerji bölgesinde bulunmaktadır [82]. GDR pik genişliği, sihirli çekirdekler için yaklaşık olarak 3-4 MeV, yumuşak küresel çekirdekler için ise 6-10 MeV enerji aralığında, kapalı kabuk etrafındaki çekirdekler için 6-10 MeV aralığından daha düşük ve küresel olmayan çekirdeklerde ise daha büyüktür [82]. GDR, küresel çekirdeklerde tek bir hörgüç ve deforme çekirdeklerde ise iki hörgüç şeklinde kendini göstermektedir [82].

Son yıllarda yüksek enerjili dev rezonansların teorik ve deneysel çalışmaları dev rezonansın oluşumuyla ilgili farklı özelliklerinin (parçacık-deşik gücünün yoğunluğu, sürekli spektrumla ilişkisi ve yayılması) enerjiye bağlı olarak değişmesi Urin [83,84] ve Gorelik [85] tarafından ele alınmıştır. Bununla birlikte son zamanlarda farklı radyoaktif ışın demetlerinin artması çekirdeklerde dev rezonansları incelemek için

yeni fırsatlar açmıştır [86]. Günümüzde NRF deneylerinde 1^- dipol uyarılmaların apısı üzerine çok yoğunlaşmıştır. Son otuz yılda, geniş sıcaklık aralığına (T), açısal momentumuna (J) ve nükleer kütesine göre heyecanlanmış çekirdeklerde GDR üzerine kapsamlı deneysel çalışmalar yapılmıştır [87-143]. Teorik olarak ise, deforme ve küresel çekirdeklerde saçılma tesir kesitleri, radyasyon kalıkları gibi niceliklerle GDR mod hesaplanmıştır. [138-179]. Deforme çekirdekler için yapılan teorik hesaplamalar da GDR moda esas katkının $K=1$ dalından geldiği görülmüştür.

Elektrik dipol uyarılmalarının ikinci türü ise Pygmy Dipol Rezonans (PDR)'tır. GDR keşfinden sonra bu modun çekirdeğin parçacık eşiğin etrafında salınan enerjinin nasıl bir davrandığı sorusu ortaya çıkmıştır. Bu kapsam da 1961'te Bartholomew tarafından yapılan termal nötron yakalama deneylerinde, $^{192,194}\text{Ir}$ ve ^{196}Pt çekirdek izotoplarında nötron bağ enerjisi etrafında elektrik dipol geçişlerinin olduğu gözlemlenmiştir [1]. İlerleyen seneler de $^{118,120}\text{Sn}$, $^{156,157}\text{Gd}$, ^{208}Pb , ^{209}Bi ve bir çok deforme ve küresel çekirdeklerde de görülmüştür [180]. Bu geçişlerin oluşturduğu toplam $B(E1)$ gücü GDR'den iki merteye küçük olduğu için bu rezonanslar Cüce (Pygmy) Dipol Rezonanslar (PDR) olarak adlandırılmıştır. Daha sonraki yıllarda nöronun bağ enerjisi civarında yapılan NRF deneylerinde $N=82$ olan çekirdeklerden ^{138}Ba ve ^{142}Nd çekirdek izotoplarında da PDR mod gözlemlenmiştir [181,182]. Teknolojinin gelişimi sonucunda 1990'lı yıllardan itibaren bu moda olan ilgi oldukça artmıştır. 1990'ların sonlarından itibaren bir çok farklı deneysel yöntemler kullanılarak (NRF deneylerinde) PDR mod küresel çekirdeklerden çift-çift $^{16-22}\text{O}$ izotoplarında [183,184], ^{26}Ne [185], ^{48}Ni [186], ^{56}Fe [187], $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ izotoplarında [188], ^{76}Se [189], çift-çift $^{94-100}\text{Mo}$ izotoplarında [190-194], çift-çift $^{105-108}\text{Pd}$ izotoplarında [195], $^{133,134}\text{Sb}$ izotoplarında [196] ve ^{136}Ba izotopunda [197] incelenmiştir. Yarı-sihirli çekirdeklerden ise $Z=20$ olan $^{40,44,48}\text{Ca}$ izotoplarında [198,199], $Z=28$ olan $^{58,60,68}\text{Ni}$ izotoplarında [187,200-204], $Z=50$ olan $^{112,116,117,120,121,124}\text{Sn}$ izotop zincirinde [6,205-215] ve $^{129-133}\text{Sn}$ izotoplarında [216,217], $N=50$ olan ^{86}Kr [218], ^{88}Sr [219,220], ^{89}Y [221], ^{90}Zr [222-224], ^{92}Mo [190,191] izotoplarında, $N=82$ [7,225-237] olan ^{136}Xe [225-227], ^{138}Ba [7,225,228-231], ^{140}Ce [7,225,228,229,232-235], ^{142}Nd [225,229,236,237], ^{144}Sm [7,225,229] izotoplarında, $^{204,206,207}\text{Pb}$ izotoplarında [238] ve $N=82$ ile $Z=126$ olan

sihirli çekirdek olarak bilinen ^{208}Pb izotopunda [238-242] PDR mod gözlemlenmiştir. Sözü geçen çalışmaların derlemeleri Ref. [2,243,244]'de bulunur.

Ayrıca ^{138}Ba ve ^{140}Ce için (γ, γ') ve $(\alpha, \alpha'\gamma')$ deneyleri de yapılmıştır [228]. Bu deneylerden elde edilen sonuçlara göre $(\alpha, \alpha'\gamma')$ deneyleri düşük enerjilerde yani 6,5-7 MeV enerjilere kadar olan bölgede sonuç vermesine karşın, (γ, γ') deneyleri ise hem düşük hem de yüksek enerjilerde iyi sonuçlar vermektedir. Bu iki deneylerin sonuçlarının bir-birinden farklı olması PDR modun birbirinden ayrı iki farklı yapıya sahip olan seviyeler grubundan oluştuğunu göstermiştir. Gözlemlenen deney sonuçlarına göre,

- 1- Gözlenen seviyeler parçacık eşik enerjisi civarında toplanmaktadır.
- 2- İki farklı (γ, γ') ve $(\alpha, \alpha'\gamma')$ deneylerinin sonuçlarının farklı çıkması PDR modun bir-birinden farklı iki yapıya sahip seviyeler grubundan oluştuğunu göstermiştir.
- 3- Bilineceği üzere PDR bölgesi olarak bilinen 6-9 MeV enerji aralığında elektrik dipol geçişleri dışında manyetik dipol geçişleri de bulunmaktadır. Ancak yapılan deneylerin çoğunda E1 ve M1 geçişlerinin PDR bölgesinde bir-birinden ayırt edebilmedekileri için bu bölgedeki tüm geçişleri E1 geçişleri olarak kabul edilmektedir. Bunun ne derece doğru olduğu tartışma konusudur.

Yapılan deney sonuçları incelendiğinde küresel çekirdekler için PDR modun detaylı bir şekilde araştırıldığı görülmektedir. Ancak deforme çekirdekler için detaylı bir inceleme yapılmamıştır. Deforme çekirdeklerde seviye yoğunluğu çok fazla olduğu için hatta yüksek ayırt etme kabiliyetine sahip (γ, γ') deneylerinde bile 5-8 MeV enerji aralığında yerleşen seviyelerin birçok halde birbirlerinden ayırt edilmesi mümkün olmamaktadır. Böyle bir deney Darmstadt Üniversitesinde (Almanya) ^{154}Sm çekirdeği için yapılmış olup, 6.5 MeV enerji değerinin etrafında seviyelerin üst-üste düşmesi ile deneyde gözlemlenen bu E1 seviyeleri bir-birlerinden ayırt edilememiştir [5]. Bu sebeple daha sonraki yıllarda deforme çekirdeklerde PDR modun incelenmesi için hiçbir deney yapılmamıştır.

PDR modu açıklamak için birçok teoriler mevcuttur. Bunlardan biri çekirdeğin kor nükleonları ($N=Z$) ile $N-Z$ nötron fazlalığının birbirine karşı yapmış olduğu kolektif titreşimdir [245]. Bir diğer açıklama Iachello tarafından önerilen çekirdek ortamında α parçacık kümesinin (cluster) çekirdek boşluğu (hole) ile dipol etkileşmesidir [246]. Şematik QRPA [247-250] çerçevesindeki hesaplamalar, nükleonun eşik enerjisi civarında dipol modun meydana geldiğini göstermektedir fakat elde edilen sonuçlarla makroskopik sonuçlar arasındaki bağlantı halen de kurulamamıştır. PDR mod, hidrodinamik açıklamalardan, nötron fazlası yüzey yoğunluğu salınımları, sıvı-dinamik yaklaşımlar, ağır çekirdeklerde kümeleme, relativistik olmayan ve relativistik RPA ve QPM hesaplamaları için toplam kuralı yaklaşımlarına kadar olan geniş bir aralıkta tartışılmıştır.

Birçok farklı teorik yaklaşımlarla PDR mod küresel, yarı-sihirli ve sihirli çekirdeklerde incelenmiştir. PDR mod teorik olarak küresel bazda, Shell modelle ^{11}Li [251], ^{12}Be [251], ^{13}O [251], $^{16-18}\text{O}$ [252], Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi (DFT) ile çift-çift $^{40-46}\text{Ca}$ [253] izotoplarında; Genişletilmiş Sonlu Fermi Sistem Teorisi (ETFFS) ile $^{40,44}\text{Ca}$ [254]; Sürekli sonlu Fermi Sistem Teorisi ve kuaziparçacık fonon yaklaşımıyla ^{118}Sn [255]; (Q)RPA+ETFFS yaklaşımıyla $^{40,44}\text{Ca}$ [256]; kuaziparçacık fonon model (QPM) teorisiyle çift-çift $^{110-132}\text{Sn}$ izotoplarında [257-259], $N=82$ olan ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd ve ^{144}Sm izotopları [260]; Rölativistik kuaziparçacık zaman engellemeli yaklaşımı (quasiparticle time blocking approximation-RQTBA) ve QTBA yaklaşımıyla $^{116,120,124}\text{Sn}$ [261,262]; Rölativistik rastgele faz yaklaşımı (RRPA) ve Rölativistik kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımlarıyla (RQRPA) çift-çift $^{64-78}\text{Ni}$ izotoplarında [263], çift-çift $^{100-132}\text{Sn}$ izotoplarında [264], çift-çift $^{142-164}\text{Sm}$ [168], ^{208}Pb [265]; QRPA-PC bazda ^{208}Pb ve $^{120,132}\text{Sn}$ izotoplarında [266], iki gruplu şematik RPA model ile ^{118}Sn izotopunda son olarakta QRPA bazda ise $^{100-132}\text{Sn}$ [3], $^{124-132}\text{Sn}$ [267], Sn ve Ni izotoplarında [268] incelenmiştir. Deforme bazda ise PDR mod ile ilgili yalnızca iki tane teorik çalışma bulunmaktadır. Bu iki çalışmada QRPA model çerçevesinde yarı-sihirli $N=82$ olan ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd ve ^{144}Sm izotoplarında [4] ve $^{144,152,154}\text{Sm}$ ile $^{142,150,152}\text{Nd}$ izotopları [269] için yapılmıştır.

Elektrik dipol uyarılmaları üçüncüsü isespektroskopik bölgede yerleşen düşük enerjili (2-4 MeV) elektrik dipol uyarılmalarıdır. Bu uyarılmalar deforme çekirdeklerde detaylı şekilde incelenmiştir [8,9,22,23,25,27-33,270-291]. Ancak özellikle manyetik dipol uyarılmalarında oluşan makas mod ile düşük enerjili elektrik dipol uyarılmaları aynı bölgede oluşmaktadır. Deforme çekirdeklerin daha karmaşık yapıya sahip olması, deneysel olarak 2-4 MeV enerjide oluşan elektrik ve manyetik dipol geçişleri birbirlerinden ayırmakta zorluk çıkarmaktadır. Özellikle yegane teorik olarak bilinen QRPA hesaplamaları, bu geçişler birbirinden ayırmaktadır [23,28,30,31,272].

4.2. Çift-çift Çekirdeklerde Elektrik Dipol Uyarılmalarının QRPA Yöntemiyle İncelenmesi

Bir önceki bölümde manyetik dipol uyarılmaları (yani 1^+ durumlarını) QRPA metodu kullanılarak teorik olarak hesaplandı. Bu bölüm de ise elektrik dipol uyarılmaları (yani 1^- durumları) QRPA metoduyla ele alınacaktır. Bu kapsamda öteleme ve Galileo değişmez olmayan (NTGI) QRPA, Öteleme değişmez (TI) QRPA ve Öteleme ve Galileo değişmez (TGI) QRPA metotları detaylı şekilde incelenecektir. Burada 1^- seviyelerinin öteleme ve Galileo değişmezliğin restorasyonunun sağlayan restore edici kuvvetlerin belirlenmesi Bölüm 3’de verilmiştir.

4.2.1. Öteleme ve Galileo Değişmez Olmayan QRPA Yöntemi

Bu bölüm de deforme çekirdekler için Jerry-Brown yöntemi olarak bilinen öteleme ve Galileo dönüşümlerine değişmezliğin hesaba katılmadığı durum ele alınmıştır. Bu durumdaki hareket hamiltonyenini,

$$H = H_{sqp} + W_{dip} \quad (4.1)$$

şeklinededir. Burada incelenen sistemin model hamiltonyeni , H_{sqp} tek parçacık terimi ve W_{dip} dipol-dipol etkileşme terimlerinden oluşmaktadır [46].

$$H_{sqp} = \sum_{qq'} \varepsilon_s(\tau) B_{qq'}(\tau) \quad , B_{qq'}(\tau) = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'}(\psi_{qq'}^2 + \phi_{qq'}^2) \quad (4.2)$$

$$W_{dip} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2, \vec{R}_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{k=1}^{N_\tau} r_k \quad (4.3)$$

Burada $\vec{R}_\tau$ nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezleridir. QRPA metodunda elektrik dipol uyarılmalarının tek fononlu dalga fonksiyonu,

$$|\Psi_i\rangle = |Q_i^+|\Psi_0\rangle \quad (4.4)$$

şeklindedir. Burada Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşılık gelen fonon vakumudur, yani $Q_i^+|\Psi_0\rangle = 0$. Q_i^+ fonon operatörünün açık hali aşağıdaki şekilde yazılır.

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{qq'} (\psi_{qq'} A_{qq'} - \phi_{qq'} A_{qq'}^+); \quad Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{qq'} (\psi_{qq'} A_{qq'}^+ - \phi_{qq'} A_{qq'}) \quad (4.5)$$

(4.4) ifadesini (4.5) ifadesinde göz önüne alırsak,

$$Q_i^+|\Psi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \sum_{qq'} (\psi_{qq'} A_{qq'}^+ - \phi_{qq'} A_{qq'}) \right| |\Psi_0\rangle \quad (4.6)$$

Hamiltonyenin özdeğer ve öfonksiyonunu bulmak için QRPA yönteminin varyasyon şartını uygulanarak bulunur.

$$\delta \left\{ \langle \Psi | H | \Psi \rangle - \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle - \omega_i \left[\sum_{qq'} (\psi_{qq'}^2 - \phi_{qq'}^2) - 1 \right] \right\} = 0 \quad (4.7)$$

Varyasyon yöntemini kullanılarak hareket hamiltonyeni çözülürse, elektrik dipol uyarılmalarının ω_i köklerini ve dalga fonksiyonunun genlikleri elde edilir. Hamilton fonksiyonunu daha sade hale getirmek için dalga fonksiyonlarının genlikleri için aşağıdaki dönüşüm ifadeleri kullanılmıştır.

$$g_{qq'} = \psi_{qq'} + \phi_{qq'} \quad (4.8)$$

$$w_{qq'} = \psi_{qq'} - \phi_{qq'} \quad (4.9)$$

Yukarıdaki ifaler göz önüne alınırsa, tekparçacık hamiltonyeni aşağıdaki şekilde yazılır.

$$H_{sqp} = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (g_{qq'}^2 + w_{qq'}^2) \quad (4.10)$$

Ortalama değerlerine göre (4.7) ifadesi açılırsa,

$$\delta \left\{ \frac{1}{2} \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (g_{qq'}^2 + w_{qq'}^2) + 4\kappa_1 W^2 - \omega_i \left[\sum_{qq'} g_{qq'} w_{qq'} - 1 \right] \right\} = 0 \quad (4.11)$$

bulunur. Burada W ifadesi aşağıdaki

$$W = W_n - W_p \quad (4.12)$$

$$W_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'}^\tau r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'} \quad (4.13)$$

şeklindedir. (4.11) ifadesinde (4.13) ifadesini göz önüne alarak, daha açık şekilde yazarsak,

$$\delta \left\{ \frac{1}{2} \left(\sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} (g_{ss'}^2 + w_{ss'}^2) + \sum_{vv'} \varepsilon_{vv'} (g_{vv'}^2 + w_{vv'}^2) \right) + 4\kappa_1 \left(\frac{1}{N} \sum_{ss'} r_{ss'} u_{ss'} g_{ss'} - \frac{1}{Z} \sum_{vv'} r_{vv'} u_{vv'} g_{vv'} \right) W - \omega_i \left[\left(\sum_{ss'} g_{ss'} w_{ss'} + \sum_{tt'} g_{vv'} w_{vv'} \right) - 1 \right] \right\} = 0 \quad (4.14)$$

ifadesi elde edilir. Burada ss' nötron sistemini, vv' ise proton sistemini göstermektedir.

$g_{ss'}$ ve $w_{ss'}$ göre varyasyon alınır,

$$\varepsilon_{ss'} g_{ss'} + 4\kappa_1 \frac{1}{N} r_{ss'} u_{ss'} W - \omega_i w_{ss'} = 0 \quad (4.15)$$

$$\varepsilon_{ss'} w_{ss'} - \omega_i g_{ss'} = 0 \quad (4.16)$$

bulunur ve $g_{ss'}$ genliği için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$g_{ss'} = -4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{ss'} r_{ss'} u_{ss'}}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N} W \quad (4.17)$$

Aynı işlem proton sistemi içinde yapılırsa,

$$g_{vv'} = 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{vv'} r_{vv'} u_{vv'}}{\varepsilon_{vv'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{Z} W \quad (4.18)$$

elde edilir. (4.17) ve (4.18) ifadelerini izovektör spin operatörünü genel halde yazmak istersek aşağıdaki şekilde yazılır.

$$g_{qq'} = -\tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.19)$$

Burada nötron sistemi için $\tau_z = 1$, proton sistemi için ise $\tau_z = -1$ yazıldığında sırasıyla (4.17) ve (4.18) ifadeleri elde edilir. (4.16) ifadesi kullanılarak, $w_{qq'}$ katsayısı aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$w_{qq'} = \omega_i \left[-\tau_z 4\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \right] \quad (4.20)$$

Hem nötron hemde proton sistemini düşünürsek, dalga fonksiyonlarının katsayılarının en genel halini $qq' = ss'$ ve $qq' = vv'$ yazarak sırasıyla nötron ($\tau_z = +1$) ve proton ($\tau_z = -1$) sistemleri için iki bağımsız sistem denklemi elde edilir.

$$g_{qq'} = -\tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.19)$$

$$w_{qq'} = \omega_i \left[-\tau_z 4\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \right] \quad (4.20)$$

(4.8) ve (4.9) ifadelerinde (4.19) ve (4.20) ifadeleri yerine yazılırsa $\psi_{qq'}$ ve $\phi_{qq'}$ dalga fonksiyonunun genlikleri aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\psi_{qq'} = -\tau_z 2\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.21)$$

$$\phi_{qq'} = -\tau_z 2\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.22)$$

Şimdi ise seküler denklemi elde edelim. Bunun için (4.19) ifadesini (4.13) ifadesinde yerine yazalım.

$$W_\tau = -\tau_z 4\kappa_1 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau^2} W \quad (4.23)$$

Burada aşağıdaki kısaltma yapılırsa,

$$F_{\tau} = \sum_{qq'}^{\tau} \frac{2\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.24)$$

(4.23) ifadesi aşağıdaki şekilde olur.

$$W_{\tau} = -\tau_z 2\kappa_1 \frac{F_{\tau}}{N_{\tau}^2} (W_n - W_p) \quad (4.25)$$

Nötron ve proton sistemlerine göre açarsak,

$$\left(1 + 2\kappa_1 \frac{F_n}{N^2}\right) W_n - 2\kappa_1 \frac{F_n}{N^2} W_p = 0 \quad (4.26)$$

$$-2\kappa_1 \frac{F_p}{Z^2} W_n + \left(1 + 2\kappa_1 \frac{F_p}{Z^2}\right) W_p = 0 \quad (4.27)$$

bulunur. Bu denklem sisteminin ω_i değerlerini bulmak için aşağıdaki determinat sıfıra eşit olmalıdır.

$$D(\omega_i) = \begin{vmatrix} \left(1 + 2\kappa_1 \frac{F_n}{N^2}\right) & -2\kappa_1 \frac{F_n}{N^2} \\ -2\kappa_1 \frac{F_p}{Z^2} & \left(1 + 2\kappa_1 \frac{F_p}{Z^2}\right) \end{vmatrix} = 0 \quad (4.28)$$

Bu determinantın çözümü ile seküler denklem aşağıdaki gibi elde edilir:

$$D(\omega_i) = 1 + 2\kappa_1 \left(\frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2} \right) = 0 \quad (4.29)$$

Burada aşağıdaki kısaltma

$$F = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2} \quad (4.30)$$

yapılırsa, Seküler denklem daha sade şekilde ifade edilir:

$$D(\omega_i) = 1 + 2\kappa_1 F = 0 \quad (4.31)$$

elde edilir. Bu elde edilen Seküler denklemin çözümü ile uyarılma enerjileri bulunur. Uyarılma enerji değerleri bulunduğundan sonra (4.1) hamiltonyeninin öz fonksiyonlarını hesaplamak için dalga fonksiyonun (5.32) ifadesindeki $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ katsayılarının hesaplanması gerekmektedir.

$$|\Psi_i\rangle = \frac{1}{2} \sum (g_{qq'} + w_{qq'}) A_{qq'}^+ - (g_{qq'} - w_{qq'}) A_{qq'} |\Psi_0\rangle \quad (4.32)$$

(4.19) ve (4.20) ifadelerinde verilen $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ ifadelerinin normalizasyon şartı olan aşağıdaki

$$\sum_{qq'} g_{qq'} w_{qq'} = 1 \quad (4.33)$$

ifadesinde yerine yazılırsa,

$$2W_n = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \quad , \quad (Y = Y_n + Y_p) \quad (4.34)$$

elde edilir. Burada

$$Y_\tau = 4\kappa_1^2 \frac{1}{N_\tau^2} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} (1 - L_i)^2 \quad (4.35)$$

şeklindedir. (4.35) ifadesi göz önüne alındığında dalga fonksiyonu katsayıları için (4.37) ve (4.38) ifadeleri elde edilir. ve bu eşitliklerde L_i için,

$$L_i = \frac{W_p}{W_n} = \frac{2\kappa_1 F_p}{Z^2 + 2\kappa_1 F_p} = \frac{N^2 + 2\kappa_1 F_n}{2\kappa_1 F_n} \quad (4.36)$$

dönüşümü yapılmıştır. (4.35) ifadesi $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ dalga fonksiyonunun genliklerinde göz önüne alınırsa, aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$g_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left(-\tau_z 2\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} (1 - L_i) \right) \quad (4.37)$$

$$w_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left(-\tau_z 2\kappa_1 \omega_i \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} (1 - L_i) \right) \quad (4.38)$$

Uyarılma enerji değerleri ve dalga fonksiyonun katsayıları elde edildiğine göre elektrik dipol geçiş matris elamanlarının hesaplanmasına geçebiliriz. Taban durumdan 1^- seviyelerine uyarılma matris elemanı tek fononlu dalga fonksiyonu,

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_i | M(E1) | \Psi_0 \rangle \quad (4.39)$$

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \psi_0 | Q_i M(E1) | \psi_0 \rangle \quad (4.40)$$

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (4.41)$$

biçiminde yazılır. Burada $M(E1)$ elektrik dipol geçiş operatörü, e_p protonun elektrik yükü, $|\psi_0\rangle$ fonon vakumudur ve $Q_i|\psi_0\rangle=0$ olduğundan (4.40) ifadesi aşağıdaki şekilde yazılır.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \psi_0 | [Q_i, M(E1)] | \psi_0 \rangle \quad (4.42)$$

Schrödinger denklemi çözüldüğünde hesaplamalarda bir takım tekniksel zorluklardan dolayı spektrum belli enerjilerde kesilir (örneğin 0'dan 3 MeV'e kadar alınır). Ama teorik hesaplamalarda tam set oluşturan dalga fonksiyonları ve tüm enerji spektrumu kullanılmak zorundadır. Böyle bir yaklaşımdan dolayı geçiş matris elemanlarının hesaplanmasında elektrik yükleri için nötron ve proton olarak efektif yükler kullanılır. Bu parametreler deney sonuçlarıyla teorik sonuçların karşılaştırılması sonucu belirlenir. Eğer dipol geçişlerinde tek nükleonun diğer nükleonları etkilediği göz önüne alınırsa tek parçacık elektrik dipol geçiş operatörlerini Bohr ve Mottelson (1969)'a göre efektif elektrik yük kullanılarak aşağıdaki ifade yazılabilir:

$$M(E1, \mu) = M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{eff}^{\tau} \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_{\mu}^i \quad (4.43)$$

Burada nötron ve protonların efektif elektrik yükleri aşağıdaki gibidir.

$$e_{eff}^{\tau} / e_p = \begin{cases} -\frac{Z}{A} & \text{nötron için} \\ +\frac{N}{A} & \text{proton için} \end{cases} \quad (4.44)$$

Şimdi indirgenmiş geçiş ihtimalini hesaplayalım. Elektrik dipol geçişlerinin indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir [45].

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \sum_{\mu} \langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 | M(0^+ \rightarrow 1^- K) |^2 \quad (4.45)$$

Burada $\langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle$ -Clebsch-Gordon katsayıları, $M(0^+ \rightarrow 1^- K)$ ise denklem (4.42) ve (4.43)'de verilmiştir.

Taban durumundan $K=0$ ve $K=1$ modlarının elektrik dipol uyarılmaları (4.45) denkleminde yararlanarak aşağıdaki şekilde yazılır.

$$B(E1, 0^+ 0 \rightarrow K) = (1 + \delta_{K, 1}) |M(0^+ \rightarrow 1^- K)|^2 \quad (4.46)$$

Kolektif uyarılmaların elektrik dipol geçiş matris elemanlarında incelenen çekirdeklerin süper akışkanlığından dolayı kuazi parçacık kavramı kullanılmak zorundadır. Bu nedenle (4.40) dipol geçiş operatörünü Bogolyubov dönüşümlerinden yararlanılarak, kuaziparçacık tasvirinde aşağıdaki şekilde yazabiliriz. Sonraki formüllerde μ indisi yazılmayacaktır. Bu tasvirde $M(E1)$ operatörü kuazi bozon ve kuaziparçacık şeklinde iki terime ayrılır.

$$M(E1) = M_{qp} + M_A \quad (4.47)$$

$$M_{qp} = \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q u_{q'} - v_q v_{q'}) B_{qq'} \quad (4.48)$$

$$M_A = \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q v_{q'} + u_{q'} v_q) (A_{qq'}^+ + A_{q',q}) \quad (4.49)$$

Burada (4.5) ve (4.42) ifadeleri göz önüne alınırsa,

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \langle \psi_0 | \sum_{qq'} \left[(g_{qq'} + w_{qq'}) A_{qq'}^+ - (g_{qq'} - w_{qq'}) A_{qq'}, M_{qp} + M_A \right] | \psi_0 \rangle \quad (4.50)$$

bulunur. Bu ifadelerde $B_{qq'}$ ve $A_{qq'}$ operatörleri daha önce (3.23) ile verilmişti. Denklem (4.47) ifadesi (4.42)'daki komütatörde yerine yazılır ve daha sonra kuazi bozon yaklaşımında $[B_{qq'}, A_{qq'}] = 0$ olduğundan dolayı $[M_{qp}, A_{qq'}] = 0$ olduğu

göz önünde bulundurulursa elektrik dipol geçiş matris elemanı aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \langle \psi_0 | \sum_{qq'} \left[(g_{qq'} + w_{qq'}) A_{qq'}^+ - (g_{qq'} - w_{qq'}) A_{qq'}, M_A \right] | \psi_0 \rangle \quad (4.51)$$

Kuazi bozon $A_{qq'}$ operatörlerinin komütasyon bağıntısından (4.52) ve (4.53) ifadelerinden yararlanılırsa,

$$[A_{qq'}, A_{tt'}^+] = \delta_{qt} \delta_{q't'} + \delta_{qt'} \delta_{q't} \quad (4.52)$$

$$[A_{qq'}, A_{tt'}] = [A_{tt'}^+, A_{tt'}] = 0 \quad (4.53)$$

(4.51) dipol uyarılma geçiş matris elemanı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \sum_{vv'} r_{vv'} u_{vv'} g_{vv'} - \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} r_{ss'} u_{ss'} g_{ss'} \quad (4.54)$$

Denklem (4.54)'da $g_{qq'}$ 'nün yerine (4.37) ifadesi kullanılarak, NTGI-QRPA metodunda elektrik dipol geçişleri için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \kappa_1 \frac{F_p}{Z} (1 - L_i) - \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \kappa_1 \frac{F_n}{N} (1 - L_i) \right\} \quad (4.55)$$

4.2.2. Öteleme Değişmez QRPA Yöntemi

Bu kısımda yalnızca öteleme dönüşümlerine göre değişmezliği göz önüne alınacaktır. Bölüm 4.2.1'de de verilen denklem (4.1) ifadesine öteleme dönüşümlerine göre değişmezliği sağlayan restore edici h_0 etkileşiminin eklenmesi gerekir. Bu durumda hamiltonyen, tek parçacık hamiltonyeni H_{sqp} , dipol-dipol etkileşim terimi W_{dip} , ve restore edici h_0 etkileşim terimlerinden oluşur [9].

$$H = H_{sqp} + W_{dip} + h_0 \quad (4.56)$$

Burada H_{sqp} ve W_{dip} daha önceki bölümlerde sırasıyla (4.2) ve (4.3)'te, h_0 ifadesi için ise Bölüm 3.4 de verilen Pyatov metodu kullanılarak, öteleme dönüşümlerine göre restorasyonu yapılmış ve h_0 restore edici etkileşim terimi için (3.20) ifadesi elde edilmiştir.

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_{\mu}]^+ [H_{sqp}, P_{\mu}], \quad P_{\mu} = \sum_i p_{\mu}^i \quad (4.57)$$

Bölüm 4.2.1'de verilen işlemler göz önüne alınırsa, varyasyon denklemi aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\delta \left\{ \frac{1}{2} \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} (g_{qq'}^2 + w_{qq'}^2) - \frac{2}{\gamma} G^2 + 4\kappa_1 W^2 - \omega_i \left[\sum_{qq'} g_{qq'} w_{qq'} - 1 \right] \right\} = 0 \quad (4.58)$$

Burada aşağıdaki kısıtlamalar yapılmıştır.

$$G = G_n + G_p \quad (4.59)$$

$$G_{\tau} = \sum_{qq'}^{\tau} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'} \quad (4.60)$$

(4.58) ifadesinde (4.59), (4.60), (4.12) ve (4.13) ifadeleri göz önünele alınırsa, nötron sistemi için $g_{ss'}$ ve $w_{ss'}$ 'ye göre varyasyonları aşağıdaki ifade elde dilir:

$$\varepsilon_{ss'} g_{ss'} + 4\kappa_1 r_{ss'} u_{ss'} \frac{1}{N} W - \frac{2}{\gamma} \varepsilon_{ss'} p_{ss'} L_{ss'} G - \omega_i w_{ss'} = 0 \quad (4.61)$$

$$\varepsilon_{ss'} w_{ss'} - \omega_i g_{ss'} = 0 \quad (4.62)$$

(4.61) ve (4.62) ifadeleri göz önüne alınırsa, (4.62) ifadesinden $w_{ss'}$ çekilerek, (4.61) de yerine yazılırsa, $g_{ss'}$ ifadesi aşağıdaki şekilde bulunur.

$$g_{ss'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{ss'}^2 p_{ss'} L_{ss'}}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} G - 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{ss'} r_{ss'} u_{ss'}}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N} W \quad (4.63)$$

Aynı işlemi proton sistemi içinde tekrar edilirse,

$$g_{tt'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{tt'}^2 p_{tt'} L_{tt'}}{\varepsilon_{tt'}^2 - \omega_i^2} G - 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{tt'} r_{tt'} u_{tt'}}{\varepsilon_{tt'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{Z} W \quad (4.64)$$

bulunur. Bu iki (4.63) ve (4.64) ifadelerini genel halde yazmak istersek, $\tau_z = 1$ ise nötron sistemi, $\tau_z = -1$ ise proton sistemini ifade edecek şekilde aşağıdaki gibi yazılır.

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.65)$$

(4.62) ifadesinden, $w_{qq'}$ katsayısını

$$w_{qq'} = \omega_i \left[\frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N} W \right] \quad (4.66)$$

şeklinde bulunur. Dalga fonksiyonlarının genliklerinin en genel halini $qq' = ss'$ ve $qq' = tt'$ yazarak sırasıyla nötron ($\tau_z = +1$) ve proton ($\tau_z = -1$) sistemleri için dört bağımsız sistem denklemi elde edilir.

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N} W \quad (4.65)$$

$$w_{qq'} = \omega_i \left[\frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N} W \right] \quad (4.66)$$

$$\psi_{qq'} = \frac{1}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} \left[\frac{1}{\gamma} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} G - \tau_z 2\kappa_1 r_{qq'} u_{qq'} \frac{1}{N_\tau} W \right] \quad (4.67)$$

$$\varphi_{qq'} = \frac{1}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} \left[\frac{1}{\gamma} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} G - \tau_z 2\kappa_1 r_{qq'} u_{qq'} \frac{1}{N_\tau} W \right] \quad (4.68)$$

Dalga fonksiyonun katsayıları elde edildiğine göre seküler denklemi yazalım. Bunun için, (4.12) ve (4.13) ifadeleri ile verilen W ile (4.59) ve (4.60) ifadelerinde verilen G ifadelerinde (4.65) ifadesini yerine yazalım:

$$G_\tau = \frac{2}{\gamma} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.69)$$

$$W_\tau = \frac{2}{\gamma} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} G - \tau_z 4\kappa_1 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau^2} W \quad (4.70)$$

Burada aşağıda verilen

$$P_\tau = 2 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.71)$$

$$M_\tau = 2 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.72)$$

$$F_\tau = 2 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.73)$$

kısaltmalar yapılırsa, (4.69) ve (4.70) ifadeleri aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$G_\tau = \frac{1}{\gamma} P_\tau G - \tau_z 2\kappa_1 \frac{M_\tau}{N_\tau} W \quad (4.74)$$

$$W_\tau = \frac{1}{\gamma} \frac{M_\tau}{N_\tau} G - \tau_z 2\kappa_1 \frac{F_\tau}{N_\tau^2} W \quad (4.75)$$

Sistem denklemleri, nötron ve proton sistemi için yazılırsa,

$$G_n = \frac{1}{\gamma} P_n G - 2\kappa_1 \frac{M_n}{N} W \quad (4.76)$$

$$G_p = \frac{1}{\gamma} P_p G + 2\kappa_1 \frac{M_p}{Z} W \quad (4.77)$$

$$W_n = \frac{1}{\gamma} \frac{M_n}{N} G - 2\kappa_1 \frac{F_n}{N^2} W \quad (4.78)$$

$$W_p = \frac{1}{\gamma} \frac{M_p}{Z} G + 2\kappa_1 \frac{F_p}{Z^2} W \quad (4.79)$$

elde edilir. Buradan da görüldüğü üzere G_n ve G_p ifadelerinin toplamı G ifadesini W_n ve W_p ifadelerinin farkının ise W ifadesini verdiği göz önüne alınır,

$$G_n + G_p = \frac{1}{\gamma} (P_n + P_p) G - 2\kappa_1 \left(\frac{M_n}{N} - \frac{M_p}{Z} \right) W \quad (4.80)$$

$$W_n - W_p = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{M_n}{N} - \frac{M_p}{Z} \right) G - 2\kappa_1 \left(\frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2} \right) W \quad (4.81)$$

ifadeleri elde edilir. Bu ifadeler de (4.12), (4.59) ifadeleri ve aşağıdaki kısaltmalar

$$P = P_n + P_p; \quad \tilde{M} = \frac{M_n}{N} - \frac{M_p}{Z}; \quad M = M_n + M_p; \quad \tilde{F} = \frac{F_n}{N} - \frac{F_p}{Z}; \quad F = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2} \quad (4.82)$$

göz önüne alınır,

$$\left(1 - \frac{1}{\gamma} P\right) G + 2\kappa_1 \tilde{M} W = 0 \quad (4.83)$$

$$\frac{1}{\gamma} \tilde{M} G - (1 + 2\kappa_1 F) W = 0 \quad (4.84)$$

ifadeleri elde edilir. Burada $\gamma - P = -\omega^2 M$ ve $\tilde{M} = \omega_i^2 \tilde{F}$ ifadeleri yazılırsa,

$$-\frac{1}{\gamma} \omega_i^2 M G + 2\kappa_1 \omega_i^2 \tilde{F} W = 0 \quad (4.85)$$

$$\frac{1}{\gamma} \omega_i^2 \tilde{F} G - (1 + 2\kappa_1 F) W = 0 \quad (4.86)$$

denklemleri elde edilir. Bu iki denklemi katsayılar matrisi şeklinde yazılır.

$$D(\omega_i) = \begin{vmatrix} -\frac{1}{\gamma} \omega_i^2 M & 2\kappa_1 \omega_i^2 \tilde{F} \\ \frac{1}{\gamma} \omega_i^2 \tilde{F} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (4.87)$$

Bu matrisin çözümü bize seküler denklemi verir.

$$D(\omega_i) = M(1 + 2\kappa_1 F) \omega_i^2 - 2\kappa_1 \tilde{F}^2 \omega_i^4 = 0 \quad (4.88)$$

Burada κ_1 , F , $\tilde{F}^2$ açık hallerini hatırlanırsa,

$$\kappa_1 = \frac{2}{3} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 \quad (4.89)$$

O zaman, seküler denklem aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$D(\omega_i) = \omega_i^2 \left\{ M \left[1 + \frac{4}{3} \chi_1 \left(\frac{Z^2}{A^2} F_n + \frac{N^2}{A^2} F_p \right) \right] - \frac{4}{3} \chi_1 \omega_i^2 \left(\frac{Z}{A} F_n - \frac{N}{A} F_p \right)^2 \right\} = 0 \quad (4.90)$$

Burada,

$$M = M_n + M_p \quad (4.91)$$

şeklindedir.

Sıfır enerjili Goldstone dalının gerçek titreşim dallarından $\omega_0 \neq 0$ yalıtılması (4.90) ifadesinde açıkça gözükmemektedir. Seküler denklemin çözümlerinden biri de $\omega_0 = 0$ 'dır. Uyarılma enerjileri bulunduğu göre hamiltonyenin özfonksiyonlarının hesaplanması gerekir. Bunun için bir önceki Bölüm 4.2.1'de (4.32) ifadesinde verilen dalga fonksiyonu ve (4.33) ifadesindeki normalizasyon şartı kullanılarak,

$$\frac{2G}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \quad (4.92)$$

(4.92) ifadesi elde edilir. Ancak bu ifadedeki Y fonksiyonu aşağıdaki şekildedir:

$$Y_\tau = \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} - \tau_z 4\kappa_1 \frac{\bar{L}_W}{N_\tau} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} u_{qq'} r_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} + \tau_z^2 4\kappa_1^2 \frac{\bar{L}_W^2}{N_\tau} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} u_{qq'}^2 r_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (4.93)$$

Burada $L_W = \frac{W}{G} = \frac{1}{\gamma} \frac{\omega_i^2 M}{2\kappa_1 \tilde{M}} = \frac{1}{\gamma} \frac{\omega_i^2 \tilde{F}}{(1 + 2\kappa_1 F)}$ ve $\bar{L}_W = \gamma L_i$ şeklindedir. Dalga fonksiyonun katsayıları

$$g_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z 2\kappa_1 \bar{L}_W \frac{\varepsilon_{qq'} u_{qq'} r_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} \right] \quad (4.94)$$

$$w_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\omega_i \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z 2\kappa_1 \bar{L}_w \omega_i \frac{u_{qq'} r_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} \right] \quad (4.95)$$

Bölüm 4.2.1’de 1^- elektrik dipol uyarılmalarının öteleme değişmez olmayan modele göre genel ifadeleri elde edilmiştir.(4.54)’de verilen matris elemanları ifadesi kullanılarak, öteleme değişmez model için elde edilen dalga fonksiyonun $g_{qq'}$ katsayısı ((4.94) ifadesi) (4.54) ifadesinde yazılarak, indirgenmiş B(E1) geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \left(M_p + \kappa_1 \bar{L}_w \frac{F_p}{Z} \right) + \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \left(M_n - \kappa_1 \bar{L}_w \frac{F_n}{N} \right) \right\} \quad (4.96)$$

4.2.3. Öteleme ve Galileo Değişmez QRPA Yöntemi

Bir önceki bölümde yalnızca öteleme hareketine göre dönüşümlerin hamiltonyenin değişmezliği restore edilmişti. Ancak bu bölümde ise öteleme değişmezliğe ek olarak Galileo dönüşümlerine göre değişmezlikte göz önüne alınacaktır. O zaman hareket hamiltoniyenine Galileo dönüşümlerine göre değişmezliği sağlayan restore edici h_Δ etkileşme terimi eklenecektir. Restore edici h_Δ etkileşme terimi için Bölüm 3.2.3’de Pyatov metodunun Galileo dönüşümlerine göre restorasyonuna uygulanması ve h_Δ teriminin açık hali (3.34) ifadesinde verilmiştir [9].

$$H = H_{sqp} + W_{dip} + h_0 + h_\Delta \quad (4.97)$$

Önceki bölümlerde verilen işlemler kullanılarak, varyasyon eşitliği aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\delta \left\{ \frac{1}{2} \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} \left(g_{qq'}^2 + w_{qq'}^2 \right) - \frac{2}{\gamma} G^2 - \frac{2}{\beta} D^2 + 4\kappa_1 W^2 - \omega_i \left[\sum_{qq'} g_{qq'} w_{qq'} - 1 \right] \right\} = 0 \quad (4.98)$$

Bu eşitlikte $4\kappa_1 W^2$ terimi dipol-dipol etkileşiminden, $-\frac{2}{\gamma} G^2$ terimi öteleme değişmezlikten ve $-\frac{2}{\beta} D^2$ terimi ise Galileo değişmezlikten gelmektedir. G ve W kısaltmalarının genel ifadeleri (4.59) ve (4.12)'de verilmiştir. Ancak D terimi için ise aşağıdaki dönüşümler yapılmıştır.

$$D = D_n + D_p \quad (4.99)$$

$$D_\tau = \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'} \quad (4.100)$$

Önceki bölümlerde olduğu gibi (4.97) varyasyon denkleminini çözerek, $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ dalga fonksiyonun genlikleri için

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \omega_i \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.101)$$

$$w_{qq'} = \frac{2\omega_i}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \omega_i \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.102)$$

ifaları bulunur. (4.8) ve (4.9) ifadeleride göz önüne alınarak, hem nötron hemde proton sistemini düşünürsek, dalga fonksiyonlarının genliklerinin en genel halini $qq' = ss'$ ve $qq' = tt'$ yazılarak sırasıyla nötron ($\tau_z = +1$) ve proton ($\tau_z = -1$) sistemleri için iki bağımsız sistem denklemi elde edilir.

$$g_{qq'} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \omega_i \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.101)$$

$$w_{qq'} = \frac{2\omega_i}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 4\kappa_1 \omega_i \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.102)$$

$$\psi_{qq'} = \frac{1}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} \left[\frac{1}{\gamma} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} G + \frac{1}{\beta} \Delta_\tau r_{qq'} M_{qq'} D - \tau_z 2\kappa_1 r_{qq'} u_{qq'} \frac{1}{N_\tau} W \right] \quad (4.103)$$

$$\phi_{qq'} = \frac{1}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} \left[\frac{1}{\gamma} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} G + \frac{1}{\beta} \Delta_\tau r_{qq'} M_{qq'} D - \tau_z 2\kappa_1 r_{qq'} u_{qq'} \frac{1}{N_\tau} W \right] \quad (4.104)$$

Seküler denklemi yazmak için G ve W ifadelerinde $g_{qq'}$ ifadesini, D ifadesinde ise $w_{qq'}$ ifadesini yerine yazarsak aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$G_\tau = \frac{2}{\gamma} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \omega_i \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 2\kappa_1 \sum_{qq'}^\tau \frac{2\varepsilon_{qq'}^2 (r_\mu)_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (4.105)$$

$$D_\tau = \omega_i \frac{2\Delta_\tau}{\gamma} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (r_\mu)_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_\tau^2}{\beta} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} (r_\mu)_{qq'}^2 M_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - \tau_z 2\kappa_1 \omega_i \Delta_\tau \sum_{qq'}^\tau \frac{2(r_\mu)_{qq'}^2 M_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} W \quad (4.106)$$

$$W_\tau = \frac{2}{\gamma} \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} (r_\mu)_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} G + \omega_i \frac{2\Delta_\tau}{\beta} \sum_{qq'}^\tau \frac{(r_\mu)_{qq'}^2 u_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} D - \tau_z 2\kappa_1 \sum_{qq'}^\tau \frac{2\varepsilon_{qq'}^2 (r_\mu)_{qq'}^2 u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau^2} W \quad (4.107)$$

Yukarıdaki denklemlerde sırasıyla (4.71), (4.72) (4.73) ifadelerinde verilen P_τ , M_τ ve F_τ denklemlerini ve aşağıdaki dönüşümleri

$$S_\tau = 2 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.108)$$

$$T_\tau = 2 \sum_{qq'}^\tau \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 M_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.109)$$

$$K_\tau = 2 \sum_{qq'}^\tau \frac{r_{qq'}^2 M_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (4.110)$$

(4.108), (4.109) ve (4.110) ifadelerinde yerine yazılırsa aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$G_\tau = \frac{1}{\gamma} P_\tau G + \frac{\omega_i}{\beta} \Delta_\tau S_\tau D - 2\tau_z \kappa_1 M_\tau \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.111)$$

$$D_\tau = \frac{\Delta_\tau}{\gamma} S_\tau \omega_i G + \frac{\Delta_\tau^2}{\beta} T_\tau D - 2\tau_z \kappa_1 \omega_i \Delta_\tau K_\tau \frac{1}{N_\tau} W \quad (4.112)$$

$$W_\tau = \frac{1}{\gamma} M_\tau G + \frac{\Delta_\tau}{\beta} K_\tau \omega_i D + 2\tau_z \kappa_1 F_\tau \frac{1}{N_\tau^2} W \quad (4.113)$$

Nötron ve proton sistemlerine göre bu denklemleri açıp yazalım ve G_n ve G_p ifadeleri ile D_n ve D_p ifadelerini taraf tarafa toplayıp, W_n ve W_p ifadelerini ise çıkarırsak,

$$G_n + G_p = \frac{1}{\gamma} (P_n + P_p) G + \frac{\omega_i}{\beta} (\Delta_n S_n + \Delta_p S_p) D - 2\kappa_1 \left(\frac{M_n}{N} - \frac{M_p}{Z} \right) W \quad (4.114)$$

$$D_n + D_p = \frac{\omega_i}{\gamma} (\Delta_n S_n + \Delta_p S_p) G + \frac{1}{\beta} (\Delta_n^2 T_n + \Delta_p^2 T_p) D - 2\kappa_1 \omega_i \left(\frac{\Delta_n K_n}{N} - \frac{\Delta_p K_p}{Z} \right) W \quad (4.115)$$

$$W_n - W_p = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{M_n}{N} - \frac{M_p}{Z} \right) G + \frac{\omega_i}{\beta} \left(\frac{\Delta_n K_n}{N} - \frac{\Delta_p K_p}{Z} \right) D - 2\kappa_1 \left(\frac{F_n}{N^2} + \frac{F_z}{Z^2} \right) W \quad (4.116)$$

elde edilir. (4.12), (4.59), (4.82) ve (4.99) ifadeleri göz önüne alınırsa,

$$G = \frac{1}{\gamma} P G + \frac{\omega_i}{\beta} S_\Delta D - 2\kappa_1 M W \quad (4.117)$$

$$D = \frac{\omega_i}{\gamma} S_\Delta G + \frac{1}{\beta} T_\Delta D - 2\kappa_1 \omega_i K_\Delta W \quad (4.118)$$

$$W = \frac{1}{\gamma} M G + \frac{\omega_i}{\beta} K_\Delta D - 2\kappa_1 F W \quad (4.119)$$

Bu yukarıda verilen ifadeleri düzenlersek,

$$\left(1 - \frac{1}{\gamma} P \right) G - \frac{\omega_i}{\beta} S_\Delta D + 2\kappa_1 M W = 0 \quad (4.120)$$

$$-\frac{\omega_i}{\gamma} S_{\Delta} G + \left(1 - \frac{1}{\beta} T_{\Delta}\right) D + 2\kappa_1 \omega_i K_{\Delta} W = 0 \quad (4.121)$$

$$\frac{1}{\gamma} MG + \frac{\omega_i}{\beta} K_{\Delta} D - (1 + 2\kappa_1 F) W = 0 \quad (4.122)$$

elde edilir. $\gamma - P$ ve M için elde edilen ifadeler yerine yazılırsa, ayrıca $M = \omega_i^2 \tilde{F}$ yazılırsa, aşağıdaki denklem üçlüsü bulunur.

$$-\frac{1}{\gamma} \omega_i^2 MG - \frac{\omega_i}{\beta} S_{\Delta} D + 2\kappa_1 \omega_i^2 \tilde{F} W = 0 \quad (4.123)$$

$$-\frac{\omega_i}{\gamma} S_{\Delta} G + \left(1 - \frac{1}{\beta} T_{\Delta}\right) D + 2\kappa_1 \omega_i K_{\Delta} W = 0 \quad (4.124)$$

$$\frac{1}{\gamma} \omega_i^2 \tilde{F} G + \frac{\omega_i}{\beta} K_{\Delta} D - (1 + 2\kappa_1 F) W = 0 \quad (4.125)$$

((4.123)-(4.125)) sistem denklemlerinin sıfırdan farklı çözümleri için determinantı sıfır olmalıdır.

$$D(\omega_i) = \begin{vmatrix} -\frac{1}{\gamma} \omega_i^2 M & -\frac{\omega_i}{\beta} S_{\Delta} & 2\kappa_1 \omega_i^2 \tilde{F} \\ -\frac{\omega_i}{\gamma} S_{\Delta} & \left(1 - \frac{1}{\beta} T_{\Delta}\right) & 2\kappa_1 \omega_i K_{\Delta} \\ \frac{1}{\gamma} \omega_i^2 \tilde{F} & \frac{\omega_i}{\beta} K_{\Delta} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (4.126)$$

Yukarıdaki determinant aşağıdaki şekilde düzenlenip yazılır:

$$D(\omega_i) = -\omega_i^2 \begin{vmatrix} M & -S_{\Delta} & 2\kappa_1 \omega_i \tilde{F} \\ S_{\Delta} & (\beta - T_{\Delta}) & 2\kappa_1 \omega_i K_{\Delta} \\ -\omega_i \tilde{F} & \omega_i K_{\Delta} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (4.127)$$

Buradanda görüldüğü üzere bu sistemin $\omega_0 = 0$ trivial çözümünün öteleme değişmezlikteki gibi Goldstone dalına karşı gelmektedir. Bu determinanatta Galileo değişmezlik yok sayıldığında yani $\Delta=0$ durumunda bu (4.127) ifadesi Bölüm 4.2.2’de verilen (4.87) ifadesine dönüşür.

Bölüm 4.2.1 ve Bölüm 4.2.2’de de bahsedildiği üzere hamiltonyenin öz fonksiyonunun hesaplanması için dalga fonksiyonunun $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ katsayılarının hesaplanması gerekir. Önceki bölümlerde yapılan işlemler öteleme ve Galileo değişmez model için göz önüne alınırsa yani (4.101) ve (4.102) ifadelerinde G parantez dışına alındıktan sonra (4.33) koşulundan yararlanarak $g_{qq'}$ ve $w_{qq'}$ genlikleri aşağıdaki şekilde bulunur:

$$g_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} + \omega_i \Delta_\tau \frac{\bar{L}_D}{\beta} \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z 2\kappa_1 \bar{L}_W \frac{\varepsilon_{qq'} u_{qq'} r_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} \right] \quad (4.128)$$

$$w_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[\omega_i \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} + \Delta_\tau \frac{\bar{L}_D}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z 2\kappa_1 \bar{L}_W \omega_i \frac{u_{qq'} r_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} \right] \quad (4.129)$$

Burada $L_W = \frac{W}{G}$ ve $L_D = \frac{D}{G}$ şeklinde olup, $\bar{L}_W = \gamma L_W$ ve $\bar{L}_D = \gamma L_D$ yazılır. Bu denklemlerde bulunan $Y(\omega_i)$ ifadesi ise aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} Y = & \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} + \frac{1}{\beta} \frac{\Delta_\tau}{\omega_i} \sum_{qq'} (\varepsilon_{qq'}^2 + \omega_i^2) \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \bar{L}_D - \tau_z 4\kappa_1 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \frac{1}{N_\tau} \bar{L}_W + \\ & + \frac{\Delta_\tau^2}{\beta^2} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 M_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \bar{L}_D^2 - \tau_z \frac{1}{\beta} 2\kappa_1 \frac{\Delta_\tau}{\omega_i} \sum_{qq'} (\varepsilon_{qq'}^2 + \omega_i^2) \frac{r_{qq'}^2 u_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \frac{1}{N_\tau} \bar{L}_D \bar{L}_W + \\ & + \tau_z^2 4\kappa_1^2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \frac{1}{N_\tau^2} \bar{L}_W^2 \end{aligned} \quad (4.130)$$

Elde edilen bu son üç denklem ile hareket hamiltonyeninin özdeğer ve özfonksiyonları problemi çözülmüş olur. Bu ifadeler kullanılarak uyarılma seviyelerinin geçiş ihtimalleri ve diğer özellikleri hesaplanabilir.

Öteleme ve Galileo değişmez modelde indirgenmiş geçiş ihtimali için (4.54) ifadesini göz önüne alırsak, bu ifade (4.128) ifadesinden elde edilen dalga fonksiyonunun genlik katsayısı $g_{qq'}$ yerine yazılırsa, TGI-QRPA model için indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde elde edilir.

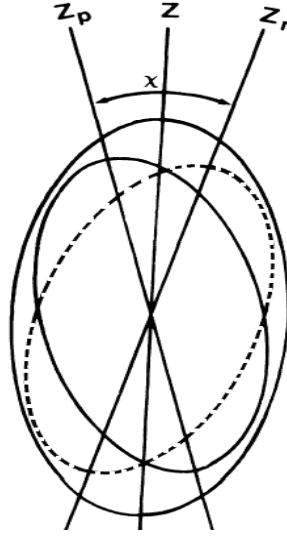
$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left\{ \frac{e_{eff}^p}{\sqrt{2}} \left(\frac{M_p}{2} + \frac{1}{2} \omega_i \frac{\bar{L}_D}{\beta} \Delta_p K_p + \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{L}_W \frac{F_p}{Z} \right) + \frac{e_{eff}^n}{\sqrt{2}} \left(\frac{M_n}{2} + \frac{1}{2} \omega_i \frac{\bar{L}_D}{\beta} \Delta_n K_n - \frac{1}{2} \kappa_1 \bar{L}_W \frac{F_n}{N} \right) \right\} \quad (4.131)$$

BÖLÜM 5. DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMALARININ ÖZELLİKLERİ

5.1. Manyetik Dipol Uyarılmaları

Çekirdekte oluşan dipol uyarılmalarının spin ve paritesi 1^+ olan durumlar manyetik dipol uyarılmalar olarak adlandırılmaktadır. 1960'ların başlarından itibaren manyetik dipol uyarılmalarına olan ilgi artmıştır. İlk defa manyetik dipol uyarılmaları, 1964'te ^{12}C çekirdek izotopunda büyük açılarda esnek olmayan elektron saçılma reaksiyonlarında enerjisi 15.1 MeV olan 1^+ seviyesini gözlemlenmiştir [292]. Deforme çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin varlığı Kuliev ve Pyatov tarafından tek A'lı çekirdekler için yapılan manyetik moment hesaplamalarında öngörülmüştür [293]. Küresel çekirdekler için yapılan ilk teorik çalışmalarda 1968'te Broglia [294] ve 1969'ta Shapira ve Emery spin-spin etkileşmelerini hesaba katmış [295], 1970'de Gabrakov vd. bu uyarılmaların maksimumunun 8-10 MeV enerji aralığında olduğunu [296-299], 1973 yılında Cwiok ve Wygonowska tarafından 2.3-12.4 MeV enerji bölgesinde 1^+ uyarılmalarının olduğu bildirmiş [300] ve son olarak da 1975 yılında Bohr ve Mottelsson tarafından spin titreşimlerine karşı gelen kolektif 1^+ seviyelerinin varlığı açıklanmıştır [45,301]. Manyetik dipol uyarılmaları olan 1^+ seviyeleri, nükleonlar arasındaki spin kuvvetlerinin spin-yörünge potansiyelinden kaynaklanan yarılmış j yörüngesinin $j = 1 \pm 1/2$ ve $j = 1 \mp 1/2$ seviyelerindeki nükleonların birbiriyle parçacık-deşik (np-nh) kuplajı oluşturması sonucunda meydana gelir [301]. Küresel çift-çift çekirdeklerde 1^+ uyarılmaları spin-orbit çiftlerinin nötron-nötron (proton-proton) seviyeleri arasındaki parçacık-hol geçişleri ile ilgilidir. Bu yüzden spektroskopik enerji bölgesinde (yani 4 MeV' in üstünde) kayda değer bir sayıda 1^+ seviyelerin olması beklenmez ve bu daha önceki hesaplamalarla doğrulanmıştır [301-303].

Manyetik dipol titreşimlerinin $K^\pi=1^+$ dalının orbital (yörünge) karakterli ve spin-titreşim karakterli olmak üzere iki farklı modu vardır. Bu kolektif uyarılmaların yörüngesel titreşimlere karşı gelen düşük enerjili 1^+ seviyeleri maksimumu 3 MeV civarında yerleşen makas mod rezonansını, yüksek enerjili spin-titreşim seviyeleri ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-flip manyetik dipol rezonansını oluşturur. İlk defa teorik olarak deforme çekirdeklerde M1 rezonansı, iyi deforme nadir toprak elementlerinde 6-12 MeV enerji aralığında $K=0$ ve $K=1$ dallarına karşı gelen ve maksimumları uygun olarak 8 ve 10 MeV enerji civarında yerleşmiş geniş ayrışmış spin-flip M1 rezonansını ön görmektedir [64,304]. Orbital karakterli makas mod ise çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde [305] ve daha sonra proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimli bozon modelinde [306] teorik olarak ön görülmüştür. Makas mod rezonansı, Şekil 5.1’de görüldüğü gibi nötron ve proton sistemlerinin çekirdeğin simetri eksenini etrafında makas bıçakları gibi bir-birine karşı titreşmesi olarak düşünüldüğünden “makas mod” olarak adlandırılmıştır.



Şekil 5.1. Makas mod deforme proton yoğunluğu katkısının nötron katkısına karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımlardır

Burada olan titreşimler, makas bıçakları gibi bir-birine karşı titreşim yaptığından izovektör karakterlidir [307]. Deneysel olarak, 1984 yılında makas mod iyi deforme çekirdek olan ^{156}Gd izotopunda Darmstadt’dan A. Richter öncülüğünde büyük açılarda esnek olmayan geriye saçılma elektron-elektron (e,e') saçılma deneylerinde gözlenmiş [308] ve aynı yılda NRF deneylerinde diğer $^{156,158,160}\text{Gd}$ izotoplarında da teyit

edilmiştir[309]. Makas modun deneysel sonuçlardan bulunan en çarpıcı özellikleri toplam $B(M1)$ değerlerinin taban durum δ^2 deformasyon parametresinin karesi ile doğru orantılı olması, 2-4 MeV enerji aralığında M1 gücünün güçlü şekilde ayrışması [310-313] ve rezonans enerjilerinin 3 MeV civarında olmasıdır. Manyetik dipol geçişlerin incelenmesi çekirdek yapısı, izoskaler ve izovektör spin-spin nükleer kuvvetler hakkında önemli bilgiler sağlamıştır. Çekirdek fiziğinde çift-çift çekirdekler için spini ve paritesi $I^\pi=1^+$ olan manyetik dipol seviyeleri, hafif çekirdeklerden başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de dâhil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bölgesinde birçok farklı deneysel yöntemler [238,273,274,276-279,285-287,310-327] ve teorik metotlar [8,9,13-25,27-31,58-63,272,328-374] kullanılarak incelenmiştir. Ayrıca tek A'lı çekirdeklerde de M1 uyarılmaları varlığı bilinmektedir. Bu kapsamda tek A'lı çekirdeklerde makas mod ilk kez 1993 yılında Bauske vd. tarafından ^{163}Dy çekirdeğine yapılan NRF deneyinde keşfedilmiştir [375]. Günümüze kadar ki süreçte birçok tek kütleli çekirdekte M1 uyarılmaları deneysel olarak araştırılmıştır[284,375-396]. Tek A'lı çekirdeklerde makas modun incelenmesine yönelik yapılan ilk mikroskobik hesaplamalar Soloviev vd. tarafından QPNM teorisi kullanılarak yapılmıştır [397-399]. Ancak Soloviev vd. tarafından yapılan bu çalışmalarda QPNM teorsinin dönme dönüşümlerine göre kırılan değişmezliğin restorasyonu göz önüne alınmamıştır [397]. Bu kapsamda bu sorunun çözümüne yönelik ilk teorik çalışmalar Tabar vd. tarafından yapılmıştır [10,11,371].

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli makas mod uyarılmalarının mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi küçük spinli kolektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir. Buna uygun olarak tezin bu bölümünde çift-çift çekirdekler için dönme değişmez olmayan QRPA ve dönme değişmez QRPA modelleri [21,30] ve tek kütle numaralı dönme değişmez olmayan QPNM ve dönme değişmez QPNM

modelleri [10,11] çerçevesinde 1^+ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin analitik ifadeleri ve temel ilkeleri verilmiştir.

5.2. Çift-çift Çekirdeklerde Manyetik Dipol Uyarılmalarının QRPA Yöntemiyle İncelenmesi

Bu bölümde spin-spin etkileşmelerinin kolektif $I^\pi=1^+$ seviyelerini ürettiği fikrinden yola çıkarak sırasıyla dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez QRPA yöntemleri kullanılarak çift-çift çekirdeklerde manyetik dipol uyarılma seviyelerinin enerjileri ve indirgenmiş geçiş ihtimallerinin hesabı için analitik ifadeler incelenecektir.

5.2.1. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Yöntemi

Giriş bölümünde bahsedildiği gibi çift-çift deforme çekirdeklerde çok sayıda uyarılmış 1^+ seviyelerin var olduğu bilinmektedir. Bu spin ve paritedeki kolektif halleri birkaç mekanizma üretebilir. 1960'lı yıllarda bu konuyla ilgili en çok yapılan çalışmalar çekirdeğin hacmindeki veya yüzeyindeki titreşimlerdir (kuadropol ve monopol titreşimleri). Bu modlar her bir parçacığı bağlayan ortalama alandaki değişimle ilgilidir. Bohr önceden bilinen modlara ek olarak iki parçacık yaratıp yok eden alanlara dayanan titreşim modları önerdi [400]. Daha sonraki yıllarda yapılan araştırmalar çekirdekteki spin-spin kuvvetlerinin 1^+ seviyelerinin meydana gelmesinden sorumlu olduğu bulunmuştur [297,299].

Çift- çift kütle numaralı deforme çekirdeklerde manyetik dipol etkileşmeleri, spin titreşim 1^+ seviyelerini üretir. 1^+ seviyelerinin model Hamiltoniyeni, H_{sqp} tek kuaziparçacık ve $V_{\sigma\tau}$ spin titreşimin terimlerinden oluşmaktadır [298]:

$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau} \quad (5.1)$$

$V_{\sigma\tau}$ ifadesi de spin etkileşmelerini tanımlayan hamiltoniyendir. $\chi_{\tau,\tau'}$ spin-spin etkileşim parametresi, $T_{\mu}(\tau)$ ve $T_{\mu}(\tau')$ ise spin kuvvetleri ile aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \sum_{\tau,\tau'} \chi_{\tau,\tau'} T_{\mu}(\tau) T_{\mu}(\tau') \quad (5.2)$$

Burada $\chi_{\tau,\tau'}$ spin-izospin etkileşme sabitidir. Açık şekli aşağıda verilmiş olup bu ifadelerde $q=+1$ izoskaler $q=-1$ ise izovektör etkileşmelere karşı gelmektedir.

$$\chi_{nn} = \chi_{pp} = \chi; \quad \chi_{np} = \chi_{pn} = q\chi \quad (5.3)$$

(5.1) ifadesindeki hamiltonyeni ilk olarak kuaziparçacık daha sonra ise fonon gösteriminde yazarsak,

$$H = \left\{ \sum_{nöt} E_{ss'} (\psi_{ss'}^2 + \phi_{ss'}^2) + \sum_{prot} E_{vv'} (\psi_{vv'}^2 + \phi_{vv'}^2) + \chi R_n^2 + \chi R_p^2 + 2q\chi R_n R_p \right\} Q_i^+ Q_i \quad (5.4)$$

elde edilir. QRPA modelinde kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonu vakumdaki kuaziparçacık çifti için aşağıda bulunan ifade

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu,\tau} [\psi_{\mu}^i(\tau) C_{\mu}^+(\tau) - \phi_{\mu}^i(\tau) C_{\mu}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (5.5)$$

yazılabilir. Burada Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur yani $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$. $\psi_{ss'}$ ve $\phi_{ss'}$ iki kuaziparçacık durumlarının genlikleridir ve fonon operatörünün komütasyon şartlarına uygun olarak aşağıdaki gibi normlanır. Bu normalizasyon koşulu;

$$\sum_{\mu\tau} [\psi_{\mu}^{i^2}(\tau) - \phi_{\mu}^{i^2}(\tau)] = 1 \quad (5.6)$$

şeklinde tanımlanır. Buradaki μ indisi n (veya p) indislerini birlikte ele alan genel yazılıştır.

Hamiltonyenin özdeğer ve özfonksiyonlarını bulmak için sistem hamiltoniyeni (5.4) ve dalga fonksiyonu (5.5) kullanılarak (Soloviev; Ring shung), varyasyon ilkesi

$$\delta \left\{ \langle \psi | Q_i H Q_i^+ | \psi \rangle - \langle \psi | H | \psi \rangle - \omega_i \left(\sum_i (\psi_s^{i^2} - \phi_s^{i^2}) - 1 \right) \right\} = 0 \quad (5.7)$$

ile çift-çift çekirdeklerin 1^+ seviyelerinin uyarılma enerjileri için aşağıdaki seküler denklem elde edilir:

$$D(\omega) = (1 + \chi F_n)(1 + \chi F_p) - q^2 \chi^2 F_n F_p = 0 \quad (5.8)$$

Burada

$$F_{\tau}(\omega_i) = \sum_{qq',\tau} \frac{2\varepsilon_{qq'}^{\tau} \sigma_{qq'}^2(\tau) L_{qq'}^{\tau^2}}{\varepsilon_{qq'}^{\tau^2} - \omega_i^2}, \quad \tau = n, p \quad (5.9)$$

şeklindedir.

Bu denklemin kökleri spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu uyarılmış 1^+ hallerinin ω_i enerjilerini verir. Tek fononlu (5.5) dalga fonksiyonunun ψ_{μ} ve ϕ_{μ} , iki kuaziparçacık genlikleri tekrar düzenlenerek yazılırsa;

$$\psi_{\mu}(\tau) = -\frac{q_{\tau}(1 + qL_i)}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \frac{\sigma_{\mu}^{\tau} L_{\mu}^{\tau}}{E_{\mu}^{\tau} - \omega_i}; \quad \phi_{\mu} = -\frac{q_{\tau}(1 + qL_i)}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \frac{\sigma_{\mu}^{\tau} L_{\mu}^{\tau}}{E_{\mu}^{\tau} + \omega_i} \quad q_{\tau} = \begin{cases} q & (\tau = p) \\ 1 & (\tau = n) \end{cases} \quad (5.10)$$

ifadeleri bulunur. Burada μ için ss' indisleri nötron ve $\nu\nu'$ indisleri ise proton sistemlerine karşı gelmektedir.

Yukarıdaki ifadelerde verilen q nötron-proton etkileşmesini karakterize eden ve deneysel sonuçlar fit edilerek bulunmuş bir değerdir. Tek çekirdeklerdeki manyetik momentlerin deneysel verilerle karşılaştırılmaları sonucu q 'nun -1 değerine sahip olduğu tespit edilmiştir. Buda kullanılan spin-spin etkileşimlerinin izovektör dalına karşı gelmektedir.

Spin-Titreşim 1^+ seviyelerinin en karakteristik niceliği çekirdek taban durumundan uyarılmalarının M1 geçiş matris elemanlarıdır.

$$M_i = \langle \Psi_i | \vec{\mu} | \Psi_0 \rangle \quad (5.11)$$

burada manyetik dipol operatörü

$$\vec{\mu} = \sum_{\tau, i} \left[(g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) \vec{s}_i^{\tau} + g_l^{\tau} \vec{j}_i^{\tau} \right] \quad (5.12)$$

ile ifade edilir. Burada $\vec{j}$ toplam açısal momentum operatörüdür, g_s^{τ} ve g_l^{τ} ise sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jiromanyetik oranlarıdır. Dalga fonksiyonunun (5.5) ifadesini kullanarak (5.11) ve (5.12) ifadelerinin yardımıyla 1^+ seviyelerinin taban halinden uyarılmalarının indirgenmiş M1 geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$B(M1, 0 \rightarrow 1^+) = \frac{3}{16\pi} \left[\sum_{n\acute{o}t.} \mu_{ss'}^n L_{ss'} g_{ss'} + \sum_{prot.} \mu_{\nu\nu'}^p L_{\nu\nu'} g_{\nu\nu'} \right] \quad (5.13)$$

Burada $\mu_{tt}^{(\tau)}$, $\vec{\mu}$ manyetik dipol operatörünün tek-parçacık matris elemanlarıdır.

5.2.2. Dönme Değişmez QRPA Yöntemi

Bölüm 3’de simetri kırınımlarının restorasyonu ne kadar önemli olduğu verilmiştir. Süperakışkan olan deforme çekirdeklerin kuaziparçacık Hamiltonyeni eksenel simetrik ortalama alanda izovektör ve izoskaler terimlerinden dolayı dönme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam açısal momentum korunmamaktadır, $[H_{sqp}, J_{\pm 1}] \neq 0$. Bu da deforme çekirdekler de 1^+ seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için etkin kuvvetlerin seçilmesinde ve dönme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir. Kırılan dönme simetrisinin restorasyonu Bölüm 3.2’de verilen Pyatov metodu ile dönme dönüşümlerine göre uygulanması Bölüm 3.2.1’de verilmiş ve Bölüm 3.2.1’de elde edilen izoskaler ve izovektör restore edici h_0 ve h_1 etkin kuvvetlerini hatırlayalım.

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}] \quad (3.11)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, J_{\mu}]^+ [V_1, J_{\mu}] \quad (3.12)$$

Bölüm 5.2.1 ‘de verilen (5.1) Hamiltonyen ifadesine restore edici izoskaler h_0 , izovektör h_1 etkileşimleri eklenirse, RI-QRPA modelinin $K^{\pi}=1^+$ seviyelerini temsil eden model Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (5.14)$$

(5.14) Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için RPA ’nın bilinen presedürünü uygulayarak [47,401], elde edilen

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (5.15)$$

komütatör şeklindeki hareket denkleminin çözümü ile 1^+ seviyelerin enerjisi olan ω_i kökleri için aşağıdaki dağılım (dispersiyon) denklemi elde edilir [402]:

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 [J - 8\chi_\sigma \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} (J_1^2 - 8\chi_\sigma \frac{J X_1^2 - 2J_1 X X_1}{D_\sigma})] = 0 \quad (5.16)$$

(5.16) seküler denklemin çözümü, 1^+ durumlarının enerjilerini vermektedir. Bu denklemdaki niceliklerin açık halleri aşağıda verilmiştir:

$$D_\sigma = 1 + \chi_\sigma F_\sigma, \quad X = X_n - X_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p, \quad J_1 = J_1^n - J_1^p \quad (5.17)$$

$$J = 2 \sum_\mu \frac{\varepsilon_\mu L_\mu^2 j_\mu^2}{\varepsilon_\mu^2 - \omega^2}, \quad J_1^\tau = 2 \sum_\mu^{(\tau)} \frac{(V_1)_\mu L_\mu^2 j_\mu^2}{\varepsilon_\mu^2 - \omega^2} \quad (5.18)$$

$$F_l = 2 \sum_\mu \frac{(V_l)^2 \varepsilon_\mu L_\mu^2 s_\mu^2}{\varepsilon_\mu^2 - \omega^2}, \quad F_\sigma = 8 \sum_\mu \frac{\varepsilon_\mu L_\mu^2 s_\mu^2}{\varepsilon_\mu^2 - \omega^2} \quad (5.19)$$

$$X_\tau = 2 \sum_\mu^{(\tau)} \frac{\varepsilon_\mu L_\mu^2 j_\mu s_\mu}{\varepsilon_\mu^2 - \omega^2}, \quad X_1 = 2 \sum_\mu \frac{(V_1)_\mu L_\mu^2 j_\mu s_\mu}{\varepsilon_\mu^2 - \omega^2} \quad (5.20)$$

$$\gamma_1^\tau = 2 \sum_\mu^{(\tau)} (V_1)_\mu L_\mu^2 j_\mu^2 \quad (5.21)$$

$\varepsilon_\mu = \varepsilon_s + \varepsilon_s'$ iki kuaziparçacık enerjisi, $(V_l) \equiv (V_l)_s + (V_l)_{s'}$ ve

$(V_l)_s = \langle s | V_l | s \rangle (u_s^2 - v_s^2)$ ortalama alandaki izovektör terimin $|s\rangle$ tek-parçacık

halindeki öz değeridir. Spin (s_{+1}) ve toplam açısal momentum (j_{+1}) operatörlerinin tek parçacık matris elemanları s_μ ve j_μ kısaltmalarıyla gösterilmektedir. Süper akışkan modelde $L_\mu = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$, u_s ve v_s ise tek parçacık enerji seviyelerinin dolu ve boş

olma ihtimalini karakterize eden Bogolyubov katsayılarıdır [51]. Σ ise nötron ve proton indislerine göre toplamı ifade etmektedir. Burada (5.16) denkleminin

çözümlerinden birisi olan $\omega_0=0$ Goldstone dalı çekirdeğin dönmesine karşı gelmektedir. Kuliev ve Pyatov tarafından 1974'te gösterildiği gibi bu çözümü

karakterize eden statik elektrik momentler, çekirdeğin genelleştirilmiş modelinde 2^+ dönme hali için hesaplanan formüllerin aynısıdır [64]. $J(\omega)$ fonksiyonunun statik limiti

$J_{at}(\omega=0)$ spin kuvvetleri eşliğinde çekirdeğin eylemsizlik momentini belirler ve

spin kuvvetleri eşliğinde “Cranking” modelinin meşhur eylemsizlik momenti

formülünü verir. (5.16) denkleminin sıfırdan farklı diğer $\omega > 0$ çözümleri, enerjisi

sistemin, ilk iki kuazi parçacık enerjisinden büyük olan harmonik titreşimlerini ifade eder. Ortalama alandaki spin-yörünge potansiyelinden dolayı spin etkileşmelerinin ürettiği spin-titreşim titreşimleri izoskaler h_0 ve izovektör h_1 restore edici kuvvetlerinin ürettiği bu farklı tabiatlı 1^+ seviyeleri ile etkileşerek karıştıklarından birbirlerinden ayrılamazlar. Buna göre de Kuliev ve Pyatov'un 1974 yılında, Faessler ve arkadaşlarının 1986 yılındaki ve Hamamoto 1971 yılındaki çalışmalarında h_1 teriminin göz önüne alınmamasının sonuçları etkileyeceği belirtilmiştir. Böylelikle mikroskobik modellerde kullanılan etkin kuvvetler ortalama alan potansiyellerin yapısına tam uygun olarak Bölüm 3.3. de geliştirilmiş yöntemle özuyumlu olarak (3.11) ve (3.12) biçiminde seçilmelidir [16,64,338].

Dalga fonksiyonun iki kuaziparçacık genlikleri aşağıdaki şeklide yazılır:

$$\psi_{\mu}^i = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_{\mu} e_{\mu} - 8\omega \chi \phi_{\sigma} s_{\mu}}{\varepsilon_{\mu} - \omega_i} \quad (5.22)$$

$$\phi_{\mu}^j = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_{\mu} e_{\mu} + 8\omega \chi \phi_{\sigma} s_{\mu}}{\varepsilon_{\mu} + \omega_i} \quad (5.23)$$

Burada μ için ss' indisleri nötron ve uu' indisleri ise proton sistemlerine karşı gelmektedir.

Dönme değişmez modelde spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban durumdan yarılmaların M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum (5.22) ve (5.23) denklemlerini kullanarak aşağıdaki gibi yazılabilir [8];

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (5.24)$$

Burada,

$$R_p^i(\omega_i) = \sum_v^{(p)} \varepsilon_v j_v L_v(\psi_v^i + \phi_v^i) \quad (5.25)$$

$$R_r(\omega_i) = \sum_\mu^{(r)} \varepsilon_\mu j_\mu L_\mu(\psi_\mu^i + \phi_\mu^i) \quad (5.26)$$

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

5.3. Tek Kütle Numaralı Çekirdeklerde Manyetik Dipol Uyarılmalarının QPNM Yöntemiyle İncelenmesi

Çift-çift çekirdekler de kullanılan QRPA metodunun tek kütle numaralı çekirdeklere uygulanan versiyonu QPNM metodudur. Bölüm 5.2’de çift-çift çekirdeklerin incelenmesi yapıldı. Ancak tek kütle numaralı çekirdeklerde kolektif seviyelerin yapısının tam olarak açıklanması da gerekmektedir. Bunun için tek kütleli çekirdeklerin incelenmesi çok önemli bir yere sahiptir. Bu kapsam da çift- çift çekirdeklerden farklılık gösteren tek kütle numaralı çekirdekler de kor dışında kalan tek kuaziparçacık seviyeleri ile korun kolektif fonon titreşimleri arasındaki etkileşmeler de göz önünde tutulmalıdır. Bu etkileşmeler QPNM ile hesaba katılır.

5.3.1. Dönme Değişmez Olmayan QPNM Yöntemi

Bu çalışmada incelenen dipol uyarılmalarının simetrisinden dolayı tek kütleli deforme çekirdek sistemi için sistemdeki çiftlenimler ve spin-spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu manyetik dipol etkileşmeler hesaba katılacaktır. Böyle bir sistem için QPNM Hamiltoniyeni [403-405],

$$H = H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} \quad (5.27)$$

şeklinde verilir. Bu ifadesindeki ilk terim H_{sqp} çekirdekteki kuaziparçacık hareketini ifade eden, eksenel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyelini içeren tek kuaziparçacık hamiltoniyenidir ve analitik ifadesi (3.17)’de verildiği gibidir. İkinci

terim $H_{coll.}$ çift kordaki 1^+ (veya 0^+) fonon uyarılmalarının oluşumundan sorumlu kolektif hareketi temsil etmektedir ve $H_{coll.}$ hamiltoniyeni fonon tasvirinde,

$$H_{coll.} = \frac{1}{2} \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{\tau} L_{ss'}^{\tau} g_{ss'}^{i, \tau} [Q_{i\mu}^+(\tau) + Q_{i\mu}(\tau)] \sum_{vv'} \sigma_{vv'}^{\tau'} L_{vv'}^{\tau'} g_{vv'}^{i, \tau'} [Q_{i\mu}^+(\tau') + Q_{i\mu}(\tau')] \quad (5.28)$$

olarak yazılabilir [403-405]. Son terim $H_{int.}$ ise tek parçacık hareketi ile kolektif hareket arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir ve $H_{int.}$ hamiltoniyeni fonon tasvirinde,

$$H_{int.} = \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{vv'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{\tau} M_{ss'}^{\tau} \sigma_{vv'}^{\tau} L_{vv'}^{\tau} g_{vv'}^{i, \tau} D_{ss'}(\tau) [Q_{i\mu}^+(\tau') + Q_{i\mu}(\tau')] + \right. \\ \left. + \sigma_{ss'}^{\tau} L_{ss'}^{\tau} \sigma_{vv'}^{\tau} M_{vv'}^{\tau} g_{ss'}^{i, \tau} [Q_{i\mu}^+(\tau) + Q_{i\mu}(\tau)] D_{vv'}(\tau') \right\} \quad (5.29)$$

olarak yazılabilir [403-405].

Açısal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü K olan seviyede tek-A'lı bir çekirdek için dalga fonksiyonu ($K > 1/2$ durumu için) aşağıdaki gibi yazılacaktır [403-405]:

$$\psi_K^j(\tau) = \left\{ \sum_q N_{K\sigma_q}^j(\tau) \alpha_{K\sigma_q}^+(\tau) + \sum_q \sum_{i\mu} \sum_v G_{j,i\mu}^{K\sigma_q v} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu}^+(\tau) \right\} |\psi_0\rangle, \quad \mu = 0, \pm 1 \quad (5.30)$$

Burada ψ_0 çift korun taban durum dalga fonksiyonu, $N_{K\sigma_q}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{K\sigma_q v}$ sırasıyla tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon seviyelerinin karışım genlikleridir. (5.30) dalga fonksiyonun normalizasyon şartı

$$\sum_q N_{K\sigma_q}^j{}^2(\tau) + \sum_q \sum_{i\mu} \sum_{j,v} (G_{j,i\mu}^{K\sigma_q v})^2 = 1 \quad (5.31)$$

şeklindedir. (5.27) ifadesindeki hamiltonyenin çözümü için (5.30) dalga fonksiyonu göz önüne alınırsa, varyasyon yöntemi (Lagrange Çarpanlar Metodu)

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[\sum_q N_{K\sigma_q}^j{}^2 + \sum_q \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} (R_{j,i\mu}^{K\sigma_q\nu})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (5.32)$$

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

$$\det \begin{pmatrix} (\varepsilon_{K\sigma_1} - \eta_K^j) - F_i(\sigma_1, \sigma_1) & -F_i(\sigma_1, \sigma_2) & \dots & -F_i(\sigma_1, \sigma_n) \\ -F_i(\sigma_2, \sigma_1) & (\varepsilon_{K\sigma_2} - \eta_K^j) - F_i(\sigma_2, \sigma_2) & \dots & -F_i(\sigma_2, \sigma_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -F_i(\sigma_n, \sigma_1) & -F_i(\sigma_n, \sigma_2) & \dots & (\varepsilon_{K\sigma_n} - \eta_K^j) - F_i(\sigma_n, \sigma_n) \end{pmatrix} = 0 \quad (5.33)$$

elde edilir. (5.33) determinantının rankı aynı K^π kuantum durumundaki tek kuaziparçacık seviyelerinin sayısına eşittir. (5.33)ifadesinde,

$$F_i(\sigma_q, \sigma_n) = \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} \frac{\chi^2 \sigma_{K\sigma_q\nu}^{(\mu)} M_{K\sigma_q\nu} \sigma_{K\sigma_n\nu}^{(\mu)} M_{K\sigma_n\nu} R_q^{i2}(\tau, \tau')}{(w_i + \varepsilon_\nu - \eta_K^j)} \quad (5.34)$$

kısaltması yapılmıştır. Seküler denklemin kökleri $(\eta_K^j, j=1,2,3,\dots)$ tek kütle numaralı çekirdeğin taban ve uyarılmış durum enerjilerini verir. Seküler denklem ve dalga denkleminin normalizasyon şartı kullanılarak N_K^j ve $G_{j,i\mu}^{K\sigma_q\nu}$ genlikleri bulunabilir:

$$(N_{K\sigma_n}^j)^{-2} = 1 + \sum_{q \neq n} \left(\frac{N_{K\sigma_q}^j}{N_{K\sigma_n}^j} \right)^2 + \sum_{i\mu} \sum_{j,\nu} \left(\frac{G_{j,i\mu}^{K\sigma_q\nu}}{N_{K\sigma_n}^j} \right)^2 \quad (5.35)$$

$$\frac{G_{j,i\mu}^{K\sigma_q\nu}}{N_{K\sigma_n}^j} = \frac{\chi \sigma_{K\sigma_n\nu}^{(\mu)} M_{K\sigma_n\nu} R_q^i(\tau, \tau')}{(w_i + \varepsilon_\nu - \eta_K^j)} + \sum_{q \neq n} \frac{N_{K\sigma_q}^j}{N_{K\sigma_n}^j} \frac{\chi \sigma_{K\sigma_q\nu}^{(\mu)} M_{K\sigma_q\nu} R_q^i(\tau, \tau')}{(w_i + \varepsilon_\nu - \eta_K^j)} \quad (5.36)$$

(5.36) ifadesinde,

$$\frac{N_{K\sigma_q}^j}{N_{K\sigma_n}^j} = \frac{P(\sigma_q; \eta_K^j)}{\sigma_n \notin P(\eta_K^j)} \quad (5.37)$$

olarak verilir. Burada $P(\sigma_n \notin \eta_K^j)$ determinanti seküler denklem determinantında (5.33) σ_n içeren satır ve sütunların elenmesi ile elde edilir. $P(\sigma_q; \eta_K^j)$ determinanti ise $P(\sigma_n \notin \eta_K^j)$ elde edildikten sonra σ_q içeren sütunlarda σ_q 'lu ifadelerin yerine $F_i(\sigma_q, \sigma_n) (q \neq n)$ yazılarak elde edilir. $N_{K\sigma_q}^j$, tek-kuaziparçacık durumlarının incelenen seviyeye katkısını belirlemektedir. Eğer $N_{K\sigma_q}^j \approx 1$ ise incelenen seviye saf tek kuaziparçacık yapısına, eğer $N_{K\sigma_q}^j < 1$ ise incelenen seviye karmaşık yapıya sahiptir. $G_{j,i\mu}^{K\sigma_q\nu}$ ise kuaziparçacık ⊗ fonon karışımlarının incelenen seviyeye katkısını ifade etmektedir.

Şimdi ise tek kütle numaralı çekirdeklerde taban durumdan uyarılmış durumlara $M1$ geçiş özelliklerini veren ifadeleri elde edelim. Tam dalga fonksiyonu kullanılarak elde edilen indirgenmiş elektromanyetik geçiş ifadesi

$$B(M1; I_0 K_0 \rightarrow IK) = \langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle^2 \langle \psi_K^j | \vec{M} | \psi_{K_0} \rangle^2 \mu_N^2; \quad \mu = \pm 1 \quad (5.38)$$

olarak yazılabilir. Burada $\langle I_0 K_0 1\mu | IK \rangle$ ve $\langle \psi_K^j | \vec{M} | \psi_{K_0} \rangle$ sırasıyla taban durumdan uyarılmış duruma geçiş için Clebsch-Gordon katsayısı ve bu geçişler için manyetik dipol operatörünün beklenen değeridir. $\vec{M}$, manyetik dipol operatörüdür. $I_0 K_0$ ve IK ise sırası ile taban durum ve uyarılmış durumlarının spinlerini ifade etmektedir. Manyetik dipol operatörü kuaziparçacık ve fonon tasvirinde,

$$\vec{M} = \sum_{tt'} \mu_{tt'}^{\tau} M_{tt'} D_{tt'}(\tau) + \sum_i \sum_{\tau\tau'} \sum_{tt'} \mu_{tt'}^{\tau} L_{tt'} g_{tt'}^i (Q_{i\mu} + Q_{i\mu}^+) \quad (5.39)$$

olarak ifade edilir. Burada

$$\mu_{tt'}^\tau = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} [(g_s^\tau - g_l^\tau) s_{tt'}^\tau + g_l^\tau j_{tt'}^\tau] \mu_N \quad (5.40)$$

manyetik dipol operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. (5.38) ifadesindeki $\langle \psi_K^j | \vec{M} | \psi_{K_0} \rangle$ terimi taban durum ve uyarılmış durum dalga fonksiyonları kullanılarak,

$$\begin{aligned} \langle \psi_K^j | \vec{M} | \psi_{K_0} \rangle = & - \sum_{\rho, j} N_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q}^j(\tau) \mu_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q}^\tau M_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q} + \\ & + \sum_{\rho, j} N_{K_0 \sigma_0}(\tau) N_{K \sigma_q}^j(\tau) \sum_{\tau \tau', i \mu} \sum_{tt'} \mu_{tt'}^\tau L_{tt'}^i g_{tt'}^i \frac{\chi \sigma_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q}^\mu M_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q} R_q^i(\tau, \tau')}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0} - \eta_K^j)} \end{aligned} \quad (5.41)$$

şeklinde bulunur. Sonuç olarak, tek kütle numaralı çekirdeğin taban durumdan uyarılmış duruma $M1$ geçişleri için NRI-QPNM bazında aşağıdaki analitik ifadeyi elde ederiz:

$$\begin{aligned} B(M1 \uparrow; I_0 K_0 \rightarrow IK, \mu = |K - K_0|) = & \langle I_0 K_0 1 \mu | IK \rangle^2 \left| - \sum_{\rho, j} N_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q}^j(\tau) \mu_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q}^\tau M_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q} + \right. \\ & \left. + \sum_{\rho, j} N_{K_0 \sigma_0}(\tau) N_{K \sigma_q}^j(\tau) \sum_{\tau \tau', i \mu} \sum_{tt'} \mu_{tt'}^\tau L_{tt'}^i g_{tt'}^i \frac{\chi \sigma_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q}^\mu M_{K_0 \sigma_0 K \sigma_q} R_q^i(\tau, \tau')}{(\omega_i + \varepsilon_{K_0} - \eta_K^j)} \right|^2 \end{aligned} \quad (5.42)$$

5.3.2. Dönme Değişmez QPNM Yöntemi

QPNM metodu da QRPA yönteminde de kullanılan HFB yaklaşımlarını içermektedir. Dolayısıyla da manyetik dipol uyarılmalarının genel bir özelliği olan uzaydaki dönme simetrisine göre değişmezliği bozulmaktadır. Bu bölüm de bozulan dönme simetrisinin restorasyonu Dönme Değişmez Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (RI-QPNM) çerçevesinde yapılmıştır.

$N > Z$ olan çekirdeklerin nötron ve proton ortalama alan potansiyellerinin farklı olması çekirdek potansiyellerini izoskaler ve izovektör olmak üzere iki kısma ayrılmaktadır. Buna göre de, simetrisi kırılan hamiltonyenin onarılması için hem izoskaler hem de izovektör restore edici terimleri H_{sqp} sistem hamiltonyeni ile öz uyumlu olmalıdır

[20,21]. Bölüm 5.2.2’de verilen ve restore edici izoskaler terimlerin seçilmesin de uygulanan Pyatov metodunun hem izoskaler hem de izovektör terimleri için Kuliev vd. tarafından genelleştirilen çift-çift çekirdeklerdeki 1^+ uyarılmalarında oluşan dönme değişmezliğin kırılması sonucu oluşan sahte hallerin yalıtımında kullanılan bu metot ilk kez E. Tabar (2015) tarafından tek kütle numaralı çekirdeklerde dönme değişmezliğin restorasyonu için kullanılmıştır [371].

Eksenel simetrik ortalama alanda nükleonların çiftlenim ve spin-spin kuvvetleri ile etkileştiği bir sistem için QPNM hamiltonyeni (5.27)’de verildiği gibidir.

Bölüm 3.2.1’de verilen dönme dönüşümlerine göre değişmezlik göz önüne alındığında tek parçacık hamiltonyenin (H_{sqp}) kırılan dönme simetrisi izoskaler ($h_0^{bos.}$ ve $h_0^{int.}$) ve izovektör ($h_1^{bos.}$ ve $h_1^{int.}$) restorasyon kuvvetleri sayesinde onarılabilir. Bu kuvvetler;

$$h_0^{bos.} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu=\pm 1} [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{bos.}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{bos.}] \quad (5.43)$$

$$h_0^{int.} = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu=\pm 1} \{ [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{qp}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\mu^{bos.}] + h.c. \} \quad (5.44)$$

$$h_1^{bos.} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu=\pm 1} [V_1, J_\mu^{bos.}]^+ [V_1, J_\mu^{bos.}] \quad (5.45)$$

$$h_1^{int.} = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu=\pm 1} \{ [V_1, J_\mu^{qp}]^+ [V_1, J_\mu^{bos.}] + h.c. \} \quad (5.46)$$

şeklindedir. Burada V_1 ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmıdır. J_μ ($\mu=\pm 1$) ise açıl momentum operatörünün küresel bileşenidir. $h.c.$ hermitik eşlenik anlamına gelmektedir. γ_0 ve γ_1 etkileşme sabitleri (3.13) ve (3.14) ifadelerinde verilmiştir.

Simetri restorasyon terimlerinin (5.1)’de verilen hamiltonyene eklenmesi ile $[H, J_\mu] = 0$ olduğu gösterilebilir:

$$H \approx H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} + h_0^{bos.} + h_0^{int.} + h_1^{bos.} + h_1^{int.} \quad (5.47)$$

Tek kütle numaralı bir çekirdekte K^π kuantum sayısının bir seviyeyi temsil eden dalga fonksiyonu, tek kuaziparçacık ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon terimlerinden oluşmaktadır[10,11,406,407]. Bu dalga fonksiyonu (5.30) ifadesindeki gibidir. Genel olarak bu problemin çözümü için kullanılan yöntemlerden biri olan varyasyon prensibi;

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H_{inv.} | \psi_K^j(\tau) \rangle - \langle \psi_{K_0}(\tau) | H_{inv.} | \psi_{K_0}(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[\sum_q (N_{\zeta_q}^j)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v (G_j^{i\mu v})^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (5.48)$$

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

$$\det \begin{pmatrix} (\varepsilon_{\zeta_1} - \eta_K) - F(\zeta_1, \zeta_1) & -F(\zeta_1, \zeta_2) & -F(\zeta_1, \zeta_3) \\ -F(\zeta_2, \zeta_1) & (\varepsilon_{\zeta_2} - \eta_K) - F(\zeta_2, \zeta_2) & -F(\zeta_2, \zeta_3) \\ -F(\zeta_3, \zeta_1) & -F(\zeta_3, \zeta_2) & (\varepsilon_{\zeta_3} - \eta_K) - F(\zeta_3, \zeta_3) \end{pmatrix} = 0 \quad (5.49)$$

elde edilir[371] . Burada;

$$F_\tau(\zeta_q, \zeta_m) = \sum_{iv} \frac{\Lambda_{iv}(\zeta_q, \tau) \Lambda_{iv}(\zeta_m, \tau)}{(\omega_i + \varepsilon_v - \eta_K^j)} \quad , \quad \Lambda_{iv}(\zeta_q, \tau) = \chi R_Q^i(\tau, \tau') M_{\zeta_q v} \sigma_{\zeta_q v}^{(j)}(i) \quad (5.50)$$

$$\sigma_{\zeta_q v}^{(j)}(i) = \sum_{\mu} \left\{ \sigma_{\zeta_q v}^{(\mu)} - j_{\zeta_q v}^{(\mu)} \left[\frac{\gamma_1 R_0^i(\tau) \varepsilon_0^{(-)} - (\gamma - \gamma_1) R_1^i(\tau) V_1^{(-)}}{\chi R_Q^i(\tau, \tau') (\gamma - \gamma_1) \gamma_1} \right] \right\} \quad (5.51)$$

şeklindedir. Ayrıca;

$$V_{1\tau}^{(-)} = V_{1\zeta_q}^\tau - V_{1v}^\tau ; \quad \varepsilon_\tau^{(-)} = \varepsilon_{\zeta_q}^\tau - \varepsilon_v^\tau ; \quad \varepsilon_0^{(-)} = \varepsilon_\tau^{(-)} - \tau_z V_\tau^{(-)} \quad (5.52)$$

$$R_Q^i(\tau, \tau') = R_\tau^i + q R_{\tau'}^i = \begin{cases} R_n^i + q R_p^i, & \text{odd} - N \\ R_p^i + q R_n^i, & \text{odd} - P \end{cases} ; \quad R_{\tau'}^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} L_{ss'} g_{ss'}^i \quad (5.53)$$

$$\begin{aligned} R_0^i(\tau) &= \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} w_{ss'}^i, & \varepsilon_{ss'}^\tau(\tau) &= (\varepsilon_{ss'}^\tau - \tau_z V_{1ss'}^\tau) \\ R_1^i(\tau) &= \sum_{ss'} V_{1ss'} j_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} w_{ss'}^i, & w_{ss'}^i &= \psi_{ss'}^i(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) \end{aligned} \quad (5.54)$$

ile verilir [371]. (4.48)'daki ω_i çift-çift korun kolektif 1^+ seviyelerinin enerjileridir. Seküler denklemin kökleri (η_K^j , $j=1,2,3,\dots$) tek kütleli çekirdeğin enerjisini verir. Ayrıca, determinanın boyutu belli bir K^π değerine sahip kuaziparçacık seviyelerinin sayısına eşittir. (5.49)'daki seküler denklem ve (5.31)'deki normalizasyon şartı kullanılarak tek kuaziparçacık ($N_{\varsigma_q}^j$) ve kuaziparçacık $\otimes$ fonon ($G_j^{i\mu\nu}$) genlikleri bulunabilir.

$$\left(N_{\varsigma_q}^j\right)^{-2} = 1 + \sum_{q \neq n} \frac{N_{\varsigma_q}^j}{N_{\varsigma_n}^j} + \sum_{i\mu} \sum_{\nu} \left(\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\varsigma_n}^j} \right)^2 \quad (5.55)$$

$$\frac{G_j^{i\mu\nu}}{N_{\varsigma_n}^j} = - \frac{\Lambda_{iv}^\tau(\varsigma_n)}{(\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^\tau)} - \sum_{q \neq n} \frac{N_{\varsigma_q}^j}{N_{\varsigma_n}^j} \frac{\Lambda_{iv}^\tau(\varsigma_q)}{(\omega_i + \varepsilon_v^\tau - \eta_K^\tau)} \quad (5.56)$$

Bölüm 5.3.1'de yapılan işlemler göz önüne alınırsa, tek kütle numaralı çekirdeklerde RI-QPNM modeli ile taban durumdan uyarılmış durumlara indirgenmiş $M1$ geçiş olasılıkları

$$B(M1 \uparrow; K_0 \rightarrow K) = \left\langle I_0 K_0 1\mu | IK \right\rangle^2 \left| \sum_q N_{\varsigma_q}^j(\tau) N_{\varsigma_0}(\tau) \mu_{\varsigma_q \varsigma_0}^\tau M_{\varsigma_q \varsigma_0}^\tau + \right. \\ \left. + N_{\varsigma_0}(\tau) G_j^{i\mu\varsigma_0} \sum_{\tau} \sum_{ss'} \mu_{ss'}^\tau L_{ss'}^\tau g_{ss'}^i(\tau) \right|^2 \quad (5.57)$$

bulunur. Burada $M1$ operatörünün tek parçacık matris elemanıdır [371].

$$\mu_{ss'}^{(\mu)}(\tau) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \langle s | s_\mu | s' \rangle + g_l^\tau \langle s | J_\mu | s' \rangle \right] \mu_N \quad (5.58)$$

BÖLÜM 6. SAÇILMA TESİR KESİTLERİ

6.1. Foton Saçılma Tesir Kesitleri

Çarpışma deneylerinin sonuçları çoğunlukla tesir kesitleri denilen nicelikler cinsinden ifade edilir. Genel olarak saçılma deneylerinde, saçılma odası adı verilen dairesel kesitli bir kutu içine yerleştirilmiş hedef üzerine, hızlandırılmış bir tanecik demeti gönderilir. Demet doğrultusu ile belli θ açıları yapan doğrultularda saçılmaya uğrayan taneciklerin sayısını bir sayaçla ölçerek, bu sayının θ 'nın fonksiyonu olarak nasıl değiştiği incelenir. Buradan diferansiyel saçılma tesir kesiti bulunur [408].

Hedefe gönderilen parçacık demetinin hedefle etkileşme ihtimaline tesir kesiti denir ve birimi **barn** olup, $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'ye eşittir. Tesir kesiti hedef çekirdeğine, etkileşme reaksiyonuna ve hedefe gönderilen parçacığın enerjisine bağlıdır.

Yüksek enerjili fotonların, protonların, nötronların ve diğer parçacıkların çekirdekten saçılması veya soğurulması ile oluşan elektromanyetik proseslere foto-nükleer reaksiyonlar denir. Foton saçılma reaksiyonlarından elde edilen sonuçlar nükleer modellerden bağımsız olduklarından çok önemlidirler.

Foton ve çekirdek arasında oluşan foto nükleer reaksiyonlarda nükleer kuvvet ve yük etkileşmesi olmamasından dolayı elektromanyetik etkileşim ile indüklenmiştir. Takriben 30 MeV altındaki enerjilerde meydana gelen GDR'lar, foto-nükleer reaksiyonlarda saçılma tesir kesitlerinin ölçümüyle gözlemlenmiştir. Ayrıca saçılma tesir kesitleri atom çekirdeğinin yapısını ve dinamiklerinin anlaşılmasında çok önemli bir yere sahiptir [24]. Foton enerjisinin nötron koparma enerjisinden daha düşük enerjilerde dar kalınlığı sahip olan bireysel çekirdek seviyelerinden rezonans saçılmalar olabilir. Bu tür saçılmalar atomlardaki flüoresans rezonanslar gibi γ fotonun

çekirdek tarafından virtüyel olarak soğurulması ve yayınlanması yoluyla meydana gelir.

Rezonans saçılması, optik dalga boyu alanında iyi bilinen bir etkidir. Bir foton enerjisi, bir atomun enerji seviyelerinden birine denk geldiğinde atomun foton tarafından harekete geçirildiği bilinmektedir. Fotonlar bu harekete geçirilen aynı tür atomlardan veya sürekli bir spektrum gibi farklı bir kaynaktan oluşturabilir. Harekete geçirilen atom fotonunun yutulmasıyla eski durumuna geri dönerse bu işlem genel anlamda “rezonans saçılması” olarak bilinir. Enerji düzey farkları rezonanslardır. Atomun rezonans durumuna geldiği tek bir frekans yoktur. Atom küçük bir frekans aralığında tepki gösterir. Bir nükleer rezonans saçılması çalışmasından elde edilen ana bilgi toplam kesir kesitidir. Rezonans saçılması ile harekete geçen seviyelerin genişliği ve ortalama ömrü hesaplanabilir. Ortalama ömür kısaldıkça tesir kesiti genişleyecektir. Enerji seviyelerinin özellikleri hakkındaki diğer bilgileri rezonanslı saçılma γ -radyasyonunun açısal dağılımının incelenmesiyle elde edilmiştir.

Rezonans saçılmalarında problemin sade bir ifade ile açıklanabilmesi için çekirdekten saçılan parçacığın momentumunu sıfır kabul edelim (Momentum azaldıkça, saçılan parçacık çekirdeğe daha yakındır denebilir). Böyle bir durumun olabilmesi için gelen parçacık için $\lambda \gg R$ geçerlidir. Parçacık çekirdekten saçıldıktan sonra, saçılan parçacığın dalga fonksiyonu,

$$\Psi(r) = \frac{1}{r} (e^{-ikr} - f(\theta)e^{ikr}) \quad k = p / \hbar \quad (6.1)$$

olarak tanımlanır. Burada $f(\theta)$ saçılma genliğidir ve tesir kesitlerinin belirlenmesinde önemli bir yeri var. Bu elastik saçılmada, saçılma tesir kesitini incelersek;

$$\sigma_l = \frac{\pi}{k^2} |1 - f(\theta)|^2 \quad \text{Potansiyel Saçılması} \quad (6.2)$$

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} (1 - |f(\theta)|^2) \quad \text{Rezonans Saçılması} \quad (6.3)$$

Rezonans saçılma tesir kesitinin Breit-Wigner bağıntısı aşağıdaki şekildedir [409].

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_r \Gamma_e}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r) \quad (6.4)$$

Bu ifadede E gelen gama kuantın enerjisi, E_r ise uyarılan seviyenin enerjisidir. Bir kanallı rezonans uyarılma durumunda ($\Gamma_e = \Gamma_r$) tesir kesiti için aşağıdaki formül geçerlidir;

$$(\sigma)_{rezonans} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_e^2}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (6.5)$$

$$\Gamma_e = \Gamma_r (\text{Rezonansandır}) E \approx E_r$$

Bu formüle yalıtılmış rezonans için **Breit-Wigner Formülü** denir. (6.5) ifadesinde görüldüğü üzere; $(E - E_r) = \Gamma/2$ olduğundan efektif tesir kesiti iki kez azalır. Bu durumda Γ , rezonans eğrisinin eni ve rezonans seviyesinin kalınlığı olarak isimlendirilir. $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r$ ifadesin de Γ_e 'ye kısmi genlik denir. Bu genlik elastik saçılma ihtimalini gösterir. Γ_r ise Γ içerisinde kısmi bir genlik olup uyarılmış çekirdeğin tüm r kanalları üzerinden saçılma ihtimalini gösterir. r tüm seviyelerden saçılmaları içerir.

$$\Gamma = \Gamma_e + \underbrace{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots}_{\Gamma_r} \quad (6.6)$$

Breit-Wigner formülü göz önüne alındığında, fotonların rezonans saçılma tesir kesiti elde edilir.

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \frac{(2J_{exc} + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{\pi (c\hbar)^2}{E^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (6.7)$$

Burada J_0 ve J_{exc} çekirdeğin taban ve uyarılmış durumlarının spinlerini ifade eder. E uyarılan seviye enerjilerini, E_R rezonans enerjisini, Γ ise rezonans kalınlığını göstermektedir. Fotonükleer reaksiyonlar genellikle dipol γ fotonlarının çekirdeklerden soğrulmasıyla meydana gelir. Çekirdek radyasyon kalınlıklarının çok dar olmasından dolayı bu tür seviyelerden rezonans saçılma integral tesir kesitlerinin değerleri rezonans enerjisinin etrafında dar bir bölgede maksimuma ulaşır.

Fotonların E_{rez} enerjili titreşim yapan dipol geçişlerden tam saçılma tesir kesitinin analitik ifadesi aşağıdaki gibidir [410].

$$\sigma = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma^2} \quad (6.8)$$

Burada,

$$\Gamma_\gamma = (\Gamma_\gamma)_{rez} \left(\frac{E}{E_{rez}} \right)^3 \quad (6.9)$$

$$E_0^2 \equiv E_{rez}^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2 \quad (6.10)$$

$$\sigma_0 \equiv \sigma(E_0) = \frac{6\pi}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma_\gamma}{k^2} \right)_{rez} \quad (6.11)$$

şeklindedir.

Tesir kesiti ifadesinin E_0 rezonans merkezine göre simetrik yapıya sahip olması (6.7)'da verilen tesir kesiti ifadesinin Lorentz eğrisiyle değişiminden kaynaklanmaktadır.

Çekirdek taban durumundan dipol seviyelerinin tam katı açısı üzerinden elektromanyetik dipol uyarılma integral tesir kesiti aşağıdaki formülle ifade olunur [20,45].

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \sigma = \frac{1}{2} \frac{(2J_{exc} + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{\pi (c\hbar)^2}{E^2} \Gamma_0 \Gamma_f \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2 / 4} dE \quad (6.12)$$

Foton enine dalga olduğunda z-bileşeni sıfırdır. Buna göre fotonun spinide gözönüne alınmalıdır. Saçılma tesir kesiti σ ifadesinin spine göre ortalaması alındığında (6.7) eşitliğinin sağ tarafı $\frac{1}{2}$ ile çarpılır. (6.12) ifadesindeki integralinin değerinin $\frac{\pi}{\Gamma/2}$ olduğu dikkate alınırsa ortalama tesir kesiti için

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \frac{(2J_{exc} + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{(\pi\hbar)^2}{E^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (6.13)$$

ifadesi elde edilir [411].

Burada taban durumdan uyarılmış duruma geçişler göz önüne alındığı için çekirdek taban durumu $J_0=0$, uyarılmış ω_i enerjili dipol durumu ise $J_{exc}=1$ değerlerini (6.13) formülünde yazarak çekirdek taban durumundan 1^+ ve 1^- seviyelerinin tam katı açısı üzerinden manyetik ve elektrik dipol foton uyarılma integral tesir kesiti aşağıda formüllize edilir [20,45]

$$\sigma_{\gamma\gamma'}(\omega_i) = \frac{3(\pi\hbar c)^2}{\omega_i^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (6.14)$$

Sayısal olarak (6.14) formülünü aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

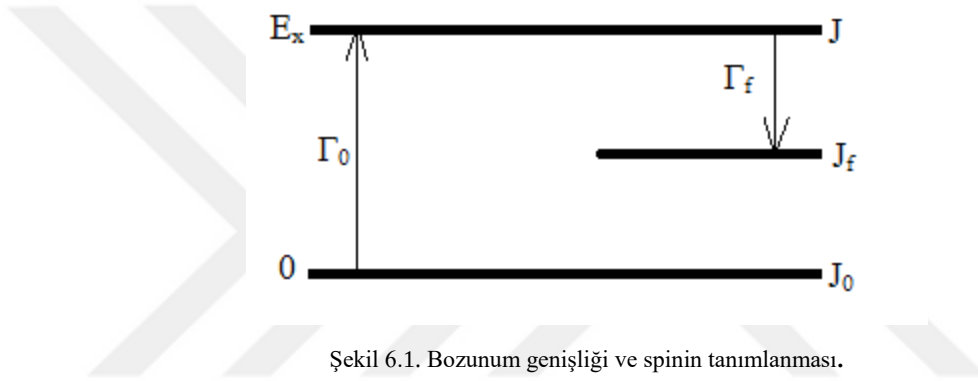
$$\sigma_{\gamma\gamma'}(\omega_i) = \frac{11,54}{\omega_i^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} eVb \quad (6.15)$$

6.2. Radyasyon Kalınlığı

Çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılma seviyeleri elektron-elektron (e,e'), proton-proton (p,p') ve Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneyleri ile yapılmaktadır. NRF yöntemi elektron ve proton saçılma reaksiyonlarından farklı olarak ağır çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının özelliklerinin örneğin

çekirdek seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde hassas sonuçlar elde etme imkanı sağlamaktadır [412].

NRF deneyleri bir nükleer seviyede uyarılan gerçek bir fotonun emilimini ve bir fotonun yeniden yayılımı ile bozunumunu gösterir. Çekirdek $L1$ veya $L'1$ multipol yayılımı ile uyarılabilir. Bu yöntem ve nicelikler Şekil 6.1'de gösterilen foton saçılma tesir kesiti ile etkilenir. Burada J_i , J ve J_f sırasıyla ilk, orta ve son durumların spinleridir. NRF'de ilk durum taban durumuna uygun gelir ve böylece $J_i=J_0$ yazılabilir. L_n , L'_n ($L'_n = L_n + 1$ ve $n=1,2$) geçişlerin multipolaritelerini içerir.



Şekil 6.1. Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.

NRF deneylerinin birçoğunda enerjisi sürekli değişen bir foton kaynağı kullanılır böylece toplam saçılma yoğunluğu σ saçılan fotonların spektrumundan kesin bir şekilde belirlenir.

$$\sigma = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left(\pi \frac{\hbar c}{E_X} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (6.16)$$

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

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (6.17)$$

formülüyle bozunum kalınlığı belirlenebilir. İncelenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çoğu zaman zor olduğundan seviyenin yarı ömrünü ölçerek kalınlıkları hesaplamak mümkündür. Bu durumlarda teorik olarak kalınlıkların hesaplanabilmesi deney sonuçlarına yorum yapmaya imkân sağlamaktadır. Teorik olarak elektrik dipol ve manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının hesaplanarak karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkan sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerini büyük ihtimalle belirlenmesine imkan sağlar. Deneysel olarak çift-çift çekirdeklerin dipol geçişleri için ölçülen geçiş kalınlığı ve geçiş olasılığı arasındaki ilişki,

$$B(E1) \uparrow = 2,866.10^{-3} \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [e^2 fm^2] \quad (6.18)$$

$$B(M1) \uparrow = 0,259 \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [\mu_N^2 = \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2] \quad (6.19)$$

şeklinde verilir. Burada E_γ salınan foton enerjisi (MeV) birimlerinde ve taban durum geçiş kalınlığı Γ_0 (meV) birimlerindedir. Son zamanlarda, deforme çekirdek spektrumunun 2-6 MeV enerji bölgesi seviyelerin küçük yoğunluğundan dolayı ($\cong 6$ MeV⁻¹) NRF spektroskopisi yöntemleriyle çok detaylı bir şekilde incelenmiştir [273,309].

Elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının E1 ve M1 geçiş radyasyon ışıyım genişliği yukarıdaki ifadeler kullanılarak, aşağıda verilen

$$\Gamma(E1) = 0.349\omega_i^3 B(E1) \text{ meV} \quad (6.20)$$

$$\Gamma(M1) = 3,86\omega_i^3 B(M1) \text{ meV} \quad (6.21)$$

formülleri ile ifade edilir. Burada ω_i dipol seviyesinin uyarılma enerjisi MeV, Γ kalınlıkları ise meV birimlerindedir. B(M1) nükleon için $\mu_N^2 = (\frac{e\hbar}{2mc})^2$ Bohr magnetonu cinsinden ve B(E1) ise $e^2\text{fm}^2$ biriminde verilmiştir.

Geçiş olasılıklarının yanı sıra düşük enerjili manyetik dipol uyarılmalarına ait diğer önemli fiziksel büyüklükler olan manyetik dipol ve indirgenmiş manyetik ve elektrik dipol radyasyon kalınlıkları teorik olarak sırasıyla

$$\Gamma_{red}(E1) = 1.047 B(E1) \text{ meV(MeV)}^{-3} \quad (6.22)$$

$$\Gamma_{red}(M1) = 11.58 B(M1) \text{ meV(MeV)}^{-3} \quad (6.23)$$

formülleri kullanılarak hesaplanmıştır.

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

6.3. Toplam Kuralları

Dev rezonansların spektrumlarının analizinde, geçiş operatörleri ve hamiltoniyen veya bunların güçleri arasındaki matematiksel ilişkilerden türetilen toplam kuralların kullanılması oldukça faydalıdır. Çekirdeklerdeki elektromanyetik geçişlerin analizi için önemli olan toplam kuralları Levinger ve Bethe (1950)[413] ile Gell-Mann ve Telegdi (1953) [414] tarafından türetilmiştir. Özellikle Levinger ve Bethe tarafından verilen toplam kurallarının hesaplanması ile ilk olarak GDR'nin γ ışınlarının elektrik dipol absorpsiyonuna bağlı olduğu kesin olarak belirtilmiştir. Bu toplam kuralları, belirli bir çokkutuplu geçişin başlangıç durumundan uyarılmış seviyenin diğer tüm nükleer seviyelerine geçişlerinin toplam gücünü vermektedir.

GDR tesir kesitleri hesaplanırken toplam kuralları kolektif uyarılmaların teorisinde önemli bir yere sahiptir. Toplam kuralı hesaplamaları γ absorpsiyon tesir kesitinin

çeşitli zamanlardaki değerlerini vererek, tesir kesitinin gerçek şeklinin belirlenmesini sağlamaktadır. Tesir kesitinin şekline yönelik olarak kullanılan bu yaklaşım, içerdiği parçaların kesin hesaplanmasındaki zorluk nedeniyle çok verimli olmamıştır. Tesir kesitinin şekli ile ilgili daha detaylı varsayımlarda bulunabilmek için modellerin kullanılması gerekmektedir. Toplam kuralları farklı yaklaşım ve modellerle elde edilen genel özelliklerin test edilmesini sağlaması nedeniyle mikroskopik yaklaşımlarda kullanılmaktadır [401]. Deneysel olarak, dev dipol rezonansının toplam kuralın yaklaşık %80-90'ını tükettiği, böylece dipol gücüne yol açan en baskın uyarım mekanizması açık bir şekilde görülmüştür [415]. Toplam kuralları, verilen bir uyarılmış seviyenin kolektiflik derecesinin niceliğinin hesaplanmasında önemli kolaylık sağlamaktadır. Genellikle iki toplam kuralı kullanılmaktadır: enerji ağırlıklı toplam kuralı (Energy Weighed Sum Rule-EWSR) ve enerji ağırlıklı olmayan toplam kuralı (Non Energy Weighed Sum Rule-NEWSR).

EWSR genel terimleriyle matematiksel olarak şu şekilde açıklanabilmektedir:

$$S(F)_{EWSR} = \sum_n w_n |\langle n|F|0\rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0|F^+[H,F]|0\rangle \quad (6.24)$$

Burada, H mikroskopik Hamiltoniyen, F geçiş matris operatörü, $\langle n|$ ve $|0\rangle$ ise sırasıyla çok cisimli bir sistemin uyarılmış ve taban durumu dalga fonksiyonlarıdır. E1 dipol uyarılmaları için indirgenmiş matris elemanı $M(E1)$, kütle merkezi koordinatının tanımını kullanılarak;

$$M(E1) = e \sum_{k=1}^A \left(\frac{N-Z}{2A} - t_{zk} \right) \vec{r}_k \quad (6.25)$$

şeklinde verilir. Burada nötronlar için $t_z = +1/2$, protonlar için $t_z = -1/2$ dir. Nötron ve proton geçişleri için efektif yük sırasıyla $-eZ/A$, eN/A dır. Böylelikle EWSR;

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} 9 (Ze_{eff}^2 + Ne_{eff}^2) \quad (6.26)$$

E_0 ve E_n taban ve uyarılmış seviyelerin enerjileri olmak üzere, efektif yükler yerine yazılırsa, EWSR

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} 9 \left[Z \left(\frac{N}{A} \right)^2 e^2 + N \left(\frac{Z}{A} \right)^2 e^2 \right] = \frac{9\hbar^2}{8\pi m} \frac{NZ}{A} e^2 \quad (6.27)$$

olur [416]. Burada $\hbar = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}/c$; $m=939,51 \text{ MeV}/c^2$ sabitleri yerine yazılırsa elektrik dipol EWSR aşağıdaki gibi bulunur.

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = 14.8 \frac{NZ}{A} e^2 \text{fm}^2 \text{MeV} \quad (6.28)$$

(6.27) ifadesinde yük alışverişi ve hıza bağlı etkileşimler ihmal edilmiştir. Ancak elektrik dipol geçişlerinde nükleon-nükleon etkileşiminde yük değişimi söz konusu olduğunda bu ifadeye bir katkı gelmektedir.

Denklem (6.27) elektrik dipol geçişlerinde, modelden bağımsız olarak, modellerin çok parçacık sistemlerinde kullanılabilirliğinin test edilmesini sağlayan toplam kuralıdır. Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler için EWSR yüzdelik değerlerinin enerjiye göre değişim grafikleri, bulgular ve ekler bölümlerinde yer almaktadır.

Bir diğer toplam kuralı olan NEWSR matematiksel olarak;

$$S(F)_{NEWSR} = |\langle n|F|0 \rangle|^2 = \langle 0|F^+ F|0 \rangle \quad (6.29)$$

dir. Dalga fonksiyonunun antisimetrisi bir düzeltme faktörü z üzerinden hesaba katılırsa,

$$S(F)_{NEWSR} = (2\lambda + 1) \frac{Ze^2}{4\pi} \langle r^{2\lambda} \rangle_z \quad (6.30)$$

olur, z ; $\frac{1}{2}$ ile 1 arasında değer almaktadır. Bu toplam kuralı $\Delta T=0$ ve $\Delta T=1$ uyarılmalarını içermektedir. Bu ifade dalga fonksiyonuna, seçilen uzaya ve geçiş operatörünün karakteristiğine bağlıdır [417]. NEWSR bu özelliklerinden dolayı model bağımlıdır. Modelden bağımsız olması ve güvenilir sonuçlar vermesinden ötürü genellikle EWSR tercih edilmektedir [418].

6.4. İntegre Edilmiş Tesir Kesitleri

Başlangıç seviyesinin taban durumu olması durumunda toplam kuralları, foton enerjisinin çeşitli katları tarafından ağırlıklandırılan, fotoabsorbsiyon için integre edilmiş tesir kesitleri ile doğrudan ilişkilidir [419]. Dipol absorbsiyon için toplam tesir kesiti, tüm son haller üzerinden toplam alınarak ve enerji üzerinden integre edilerek elde edilmektedir [401].

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE \quad (6.31)$$

(6.31) ifadesi enerji ağırlıklı dipol toplamı olarak ifade edilmektedir. Dipol fotoabsorbsiyon için integre edilmiş (enerji ağırlıklı) tesir kesitleri aşağıdaki gibi ifade edilebilir [305].

$$\sigma_n = \int E^n \sigma_\gamma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum_\gamma \omega_\gamma^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_\gamma \quad (6.32)$$

Bu ifadede dipol toplamı Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) toplam kuralı [420-422] ya da diğer bir deyişle “klasik dipol toplam kuralı” olarak ifade edilmektedir [416,423]. TRK toplam kuralı, fotoabsorbsiyonunun geçiş gücü ile orantılı olmasıyla, nükleer uyarılmalarda çeşitli dipol seviyelerinin kolektif özelliklerini yorumlamakta yaygın bir şekilde kullanılmaktadır [424,425]. (6.32) ifadesinde $n=0$ alınmasıyla, dev dipol rezonans için toplam klasik enerji ağırlıklı toplam kuralı (integre edilmiş tesir kesiti) elde edilir.

$$\sigma_0 = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum \omega B(E1) \text{ (MeV.barn)} \quad (6.33)$$

Bu eşitlik yukarıda bahsedilen TRK toplam kuralı ile ilişkilidir. Böylelikle (6.33);

$$\sigma_0 = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \left\{ \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{NZ}{A} \right\} = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \text{ MeV.barn} \quad (6.34)$$

sonucunu vermektedir [418,423]. (6.32) ifadesinden diğer integre edilmiş tesir kesitleri;

$$\sigma_{-2} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum \omega^{-1} B(E1) \text{ (MeV}^{-1}\text{.barn)} \quad (6.35)$$

$$\sigma_{-1} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum B(E1) \text{ (barn)} \quad (6.36)$$

$$\sigma_{+1} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum \omega^2 B(E1) \text{ (MeV}^2\text{.barn)} \quad (6.37)$$

$$\sigma_{+2} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} e^2 \sum \omega^3 B(E1) \text{ (MeV}^3\text{.barn)} \quad (6.38)$$

elde edilir [426].

İntegre edilmiş tesir kesitleri elde edilen teorik sonuçların deneysel veriler ile karşılaştırılmasını sağlayan nükleer özelliklerden biridir. Bu çalışmada incelenen çekirdekler için hesaplanan integre edilmiş tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması Bölüm 7’de verilmiştir.

BÖLÜM 7. SAYISAL HESAPLAMALAR

7.1. QRPA Hesapları

Atomik çekirdek tablosunda yer alan, küresellikten deformeye ya da deformeden küreselliğe geçiş bölgesinde yerleşen çekirdekler, geçiş; son kabukları yarı dolmuş ya da yarı dolmuşa yakın olan çekirdekler, deforme çekirdeklerdir. Bu bölümde yarı-sihirli çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ ve deforme çift-çift $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$, ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde yapılan sayısal hesaplamaların sonuçları yer almaktadır. Önceki bölümlerde QRPA metodunun teorisini matematiksel ifadelerle açıklanmıştır. Bu bölümde ise elde edilen teorik sonuçlar yer almakta olup, elektrik dipol uyarılmalarının PDR moduna ait karakteristik özellikleri yarı sihirli çekirdekler ve nadir toprak bölgesi ile aktinit bölgesi deforme çekirdekleri için belirlenmiştir. Ayrıca GDR moduna ait özelliklerden de bu bölümde bahsedilmiştir.

Sayısal hesaplamalar çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$, $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$, ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için Dudek ve Werner tarafından geliştirilmiş deforme Woods-Saxon tek parçacık bazında yapılmıştır [427]. Korelasyon teorisinin $\Delta_n(\Delta_p)$ gap ve $\lambda_n(\lambda_p)$ kimyasal potansiyel nicelikleri Soloviev metoduna uygun bir şekilde seçilmiştir [51]. Çekirdekteki tek-parçacık seviyeler baz alınarak BCS teorisi altında incelenmiştir. Çekirdeğin ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 , deneysel kuadrupol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi [428] kullanılarak elde edilmiştir. Nötron bağ enerjisi S_n değerleri Uluslararası Nükleer Veri Merkezi (NNDC)'nden alınmıştır [429]. Bununla birlikte $^{110-124}\text{Sn}$, $^{148-154}\text{Sm}$, ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ için güç parametresi $300A^{-5/3} \text{ fm}^{-2} \text{ MeV}$ ve $^{146-152}\text{Nd}$ için ise $400A^{-5/3} \text{ fm}^{-2} \text{ MeV}$ olarak belirlenmiştir. Bu parametreler $^{110-124}\text{Sn}$, $^{146-152}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$, ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ için sırasıyla Tablo 7.1., Tablo 7.2., Tablo 7.3. ve Tablo 7.4.'de verilmiştir.

Tablo 7.1. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri

	β_2	δ_2	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	S_n
^{110}Sn	0.120	0.101	1.330	1.050	-10.130	-4.566	11.282
^{112}Sn	0.140	0.118	1.360	1.000	-9.583	-5.306	10.788
^{114}Sn	0.195	0.165	1.380	0.960	-9.118	-6.148	10.300
^{116}Sn	0.208	0.177	1.330	1.100	-8.704	-6.981	9.563
^{118}Sn	0.190	0.161	1.360	0.960	-8.315	-7.782	9.326
^{120}Sn	0.125	0.106	1.400	0.900	-8.014	-8.570	9.104
^{122}Sn	0.241	0.206	1.330	1.000	-7.209	-9.347	8.815
^{124}Sn	0.273	0.234	1.240	0.980	-6.613	-10.102	8.489

Tablo 7.2. Çift-çift $^{142-152}\text{Nd}$ izotopları için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri

	β_2	δ_2	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	S_n
^{146}Nd	0.1524	0.131	1.01	1.18	-6.719	-7.464	7.565
^{148}Nd	0.2013	0.174	1.16	1.18	-6.603	-8.256	7.332
^{150}Nd	0.2853	0.261	1.15	0.97	-6.532	-9.242	7.375
^{152}Nd	0,349	0.314	1.12	0.97	-6.332	-10.084	7.278

Tablo 7.3. Çift-çift $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri

	β_2	δ_2	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	S_n
^{148}Sm	0.161	0.139	1.01	1.22	-7.427	-6.423	8.141
^{150}Sm	0.206	0.178	1.16	1.22	-7.269	-7.178	7.987
^{152}Sm	0.243	0.211	1.15	1.22	-6.977	-7.895	8.258
^{154}Sm	0.270	0.234	1.12	1.22	-6.703	-8.569	7.967

Tablo 7.4. Çift-çift ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ çekirdekleri için Δ ve λ çiftlenim nicelikleri (MeV birimlerinde) ve δ_2 deformasyon parametreleri

	β_2	δ_2	Δ_n	Δ_p	λ_n	λ_p	S_n
^{232}Th	0.261	0.231	0.67	0.74	-6.136	-6.716	6.440
^{236}U	0.282	0.250	0.66	0.86	-6.329	-6.300	6.545
^{238}U	0.286	0.254	0.56	0.86	-6.117	-6.698	6.134

Bölüm 7.1.1.'de yarı-sihirli çekirdeklerden çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için QRPA model kapsamında PDR uyarılmaları incelenmiştir. Bu kapsam yarı-sihirli çekirdekler için yapılan incelemelede ele alınan konuları şu şekilde sıralayabiliriz:

- a. İlk olarak, tamamen küresel, tamamen deforme ve yarı-küresel yarı-deforme bazda QRPA model kapsamında 4-8.5 MeV bölgesi için PDR mod hesaplamaları yapılmış olup, elde edilen toplam $B(E1)$ geçiş değerleri deneysel değerlerle karşılaştırılarak hangi yapının daha doğru sonuçlar verdiği incelenmiştir.
- b. Yapılan E1 hesaplamaları her bir Sn izotopunun nötron bağ enerjisine kadar ki bölge için yapılmış olup, nasıl değiştiği incelenmiştir.
- c. Deneysel olarak 4-8.5 MeV bölgesinde incelenmiş olan $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotopları için TGI-QRPA model kapsamında elde edilen teorik sonuçlar karşılaştırılmış olup, $^{110,114,118,122}\text{Sn}$ izotopları içinde 4-8.5 MeV bölgesinde PDR mod hesaplamaları yapılarak deneysel gruplara öngöründe bulunulmuştur.
- d. Tek fononlu durumları içeren QRPA model kapsamında ^{124}Sn izotopu için öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre Pyatov metoduyla restorasyon yapılarak elde edilen teorik sonuçlarımızla, Tsoneva tarafından yapılmış olan tek fonon durumlarını içeren QRPA model hesaplamalarıyla ve deneysel sonuçlarla karşılaştırma yapılmıştır. Öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin etkisi yanı sıra yarı-küresel yarı-deforme bazın kullanılmasının önemi gösterilmiştir.
- e. ^{124}Sn izotopu için yapılan deneyde parite ayrımı yapılamadığından tüm geçişler E1 karakterli kabul edildiğinden dolayı PDR bölgesi için M1 hesaplamaları yapılarak, PDR bölgesindeki M1 uyarılmalarının katkıları $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için hesaplanmıştır.
- f. Toplam $B(E1)$ değerleri 4-8.5 MeV bölgesi için teorik olarak TGI-QRPA model kapsamında hesaplanmış olup, iki fononlu durumları içeren QPM ve mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca seviye sayıları ve $K=0$ ile $K=1$ dallarındaki katkıları hesaplanmıştır.

- g. Dipol-dipol etkileşim teriminin tek parçacık hamiltonyenine etkisi incelenmiş olup, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin 0-20 MeV aralığında enerji seviyelerini nasıl etkilediği incelenmiştir.
- h. Nötron-proton yapıları incelenerek yarı-sihirli çekirdeklerde PDR modun ne tür nükleon yapıda olduğu araştırılmıştır.
- i. PDR modun GDR mod ile arasındaki ilişkisi incelenmiş olup, PDR ile GDR modun yapıları yarı-sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için karşılaştırılmıştır.
- j. Toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitleri teorik olarak hesaplanmıştır.
- k. Entegre tesir kesitleri σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} için teorik olarak GDR mod bölgesi için teorik hesaplamalar yapılarak, deneysel değerlerle karşılaştırılması yapılmış olup, PDR bölgesi için öngöründe bulunulmuştur

Bölüm 7.1.2, 7.1.3, 7.1.4. ve 7.1.5.'de deforme çekirdeklerin daha hafif izotoplarından olan nadir toprak bölgesin de yer alan çift-çift $^{146-152}\text{Nd}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları ve ağır izotopları olarak bilinen ^{232}Th ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için QRPA metodu kapsamında PDR mod uyarılmaları detaylı bir şekilde incelenmiştir. Bu çekirdekler için yapılan incelemede ele alınan konuları aşağıdaki şekilde sıralıya biliriz:

- a. 5-8 MeV enerji bölgesindeki E1 uyarılmaları TGI-QRPA metodu ile ele alınarak, deforme çekirdeklerde PDR mod uyarılmaları teorik olarak hesaplanmıştır.
- b. Öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre oluşan simetri kırınımalarının titreşim seviye özelliklerine olan etkileri araştırılmıştır. Bu kapsamda Jerry-Brown model diğer adıyla öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmez olmayan NTGI-, öteleme dönüşümlerine göre değişmez olan TI- ve öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmez olan TGI- QRPA metotları ile öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin etkisi incelenmiştir.

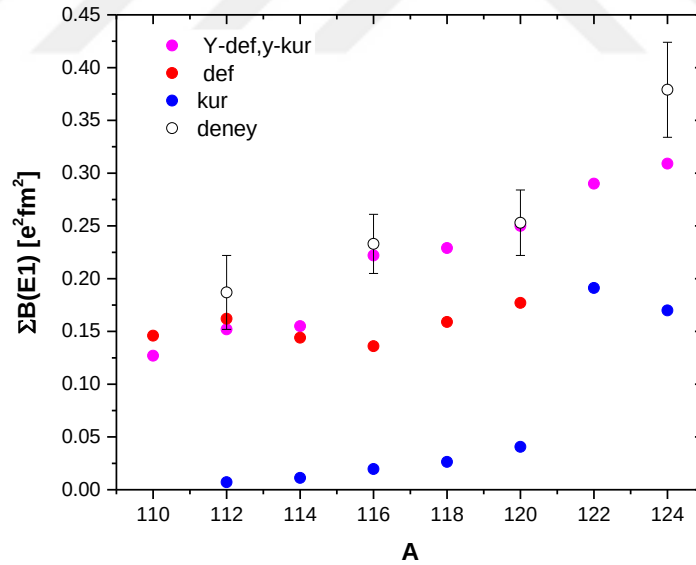
- c. Elektrik dipol uyarılarının yanı sıra manyetik dipol uyarılmaları da PDR bölgesi için hesaplanarak, PDR bölgesindeki M1 geçişlerinin katkıları araştırılmıştır.
- d. Dipol dipol etkileşim teriminin 0-20 MeV bölgesinde $K=0$ ve $K=1$ dallarına etkisi incelenmiştir.
- e. PDR uyarılmalarının kolektif seviyelerden oluşup oluşmadığı sorusuna cevap aranmıştır.
- f. PDR ve GDR uyarılmaları için nötron-proton yapıları teorik olarak hesaplanarak bu iki modun benzer ve farklı yanları ele alınmıştır.
- g. Toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitleri teorik olarak hesaplanmıştır.
- h. GDR bölgesi için deneysel olarak incelenmiş olan σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitleri değerleri için teorik olarak hesaplamalar yapılmıştır. Ayrıca PDR bölgesi içinde teorik hesaplamalar yapılarak, öngörülebilir bulunulmuştur.

7.1.1. Yarı-sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için QRPA hesaplamaları

Nötron veya proton sayılarından biri sihirli sayı olan çekirdekler yarı-sihirli çekirdekler olarak adlandırılmaktadır. He, O, Ca, Ni, Sn ve Pb çekirdek serileri proton sayısı sihirli sayıya sahip olan yarı-sihirli çekirdeklerdir. Buradan görüldüğü gibi Sn çekirdeğinde yarı-sihirli çekirdeklerdendir. Özellikle son yıllarda yarı-sihirli çekirdeklerin tam olarak hangi yapıda olduğu sorusuna cevap aranmaktadır. Bilindiği üzere sihirli sayıya sahip olan çekirdeklerde küresel yapıda kabul edilmektedir. $^{110-124}\text{Sn}$ zincirinin yalnızca proton sayısı $Z=50$ olması dolayısıyla da proton sisteminin küresel yapıda olduğunu görülmektedir. Nötron sayılarının $N=50$ ve $N=82$ olması durumunda bu çekirdeklerin küresel kabul edilmesi gerekir. Ancak bu kalay serisinin nötron sayıları $N=60-74$ arasında değişmekte olup çekirdeğin nötron sisteminin küresellikten uzaklaştığı görülmektedir. Buna göre de yarı-sihirli çekirdeklere tamamen küresel yapıda bakılmanın doğruluğu sorgulanmaktadır. Bu kapsam da bu tez

çalışmasında ilk ele alacağımız konu yarı-sihirli çekirdeklerin yapısının nasıl olduğudur. Bu kapsamda bu tür çekirdekler de proton sisteminin küresel, nötron sisteminin de deforme yapıda olması dolayısıyla biz bu tez çalışmasında proton sistemini küresel, nötron sistemini ise deforme bazda ele alarak yarı-küresel yarı-deforme yapı kavramı ilk defa ortaya koyulmuştur. Böylece bu yarı sihirli çekirdeklerin yapılarına yeni bir bakış açısı getirerek, yarı-küresel yarı-deforme yapının yarı-sihirli çekirdeklerde nasıl sonuçlar verdiğini incelenmiştir.

Bu tez çalışmasında yarı-sihirli çekirdeklerden $Z=50$ olan Sn çekirdeğinin $A=110-124$ arasında bulunan çift kütle numaralı çekirdekleri için tamamen küresel, tamamen deforme ve yarı-küresel yarı-deforme bazın kullanılmasıyla PDR mod hesaplamalarını incelenmiştir. Bu kapsamda 5-8.5 MeV enerji bölgesi için $\Sigma B(E1)$ geçiş güçlerini yukarıda bahsedildiği gibi küresel, deforme ve yarı-küresel yarı deforme bazda teorik olarak hesaplanmıştır. Elde edilen teorik sonuçlarımızı literatürde bulunan deneysel sonuçlarla karşılaştırdık.

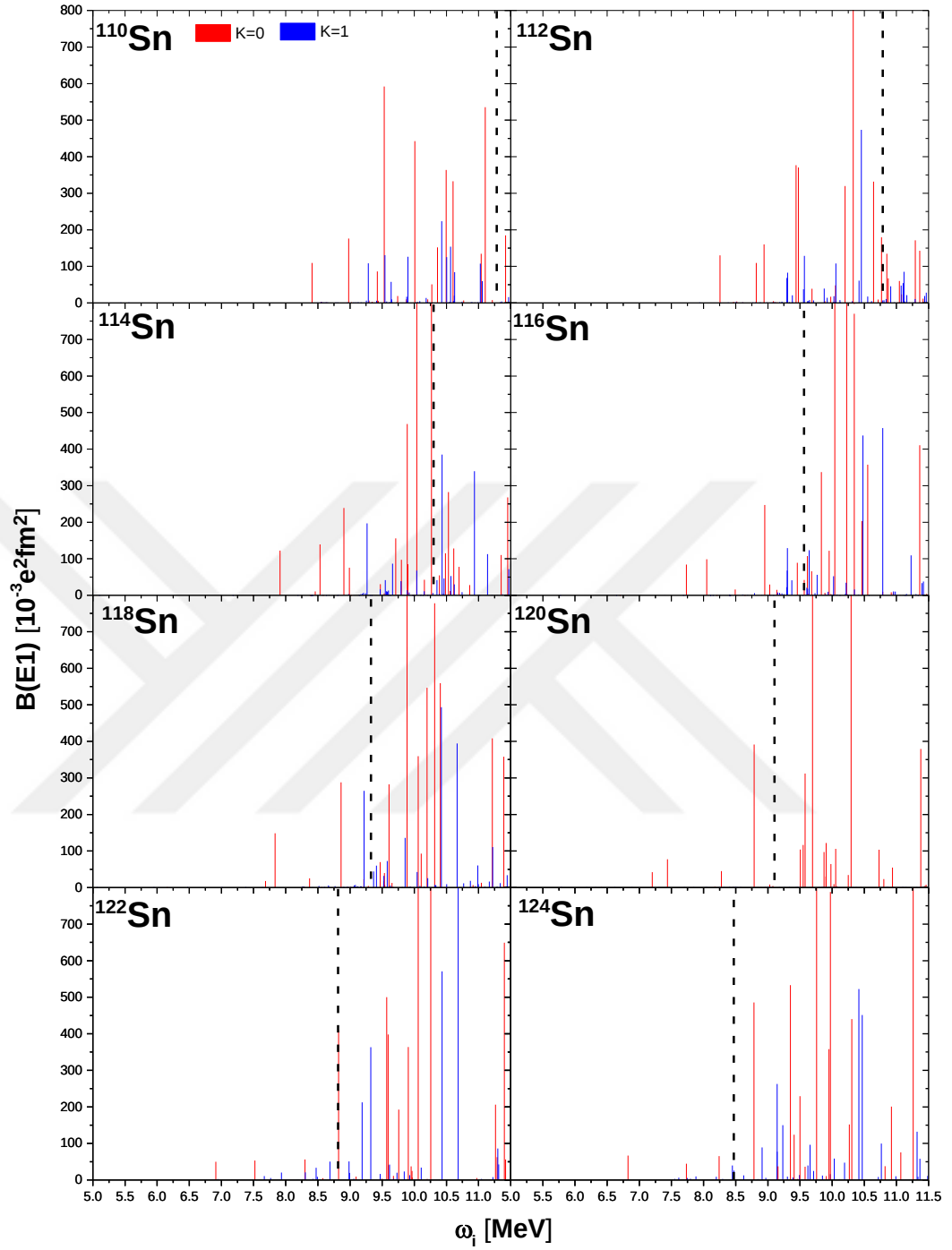


Şekil 7.1. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için $\Sigma B(E1)$ gücünün küresel, deforme ve yarı-küresel yarı deforme yapıda elde edilen teorik sonuçları ile deney sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 7.1.'de QRPA model kapsamında tamamen küresel, tamamen deforme ve yarı-küresel yarı-deforme yapının kullanılmasıyla elde edilen PDR mod hesaplamaları

verilmiş olup literatürdeki deney sonuçlarıyla karşılaştırılması yapılmıştır. Şekil 7.1.'den görüleceği üzere ile tamamen küresel yapının kabul edilmesiyle elde edilen sonuçların, ^{112,116,120,124}Sn izotoplarının deneysel sonuçlarında çok düşük olduğu görülmektedir. Tamamen deforme yapının sonuçlarının tamamen küresel kabul edilen sonuçlardan daha büyük olduğu ve deneysel sonuçlara yaklaştığı görülmektedir. Yarı-küresel yarı-deforme bazda yapılan teorik sonuçların literatürde bulunan deneysel sonuçlarla deneysel hatalar çerçevesinde uyumlu olduğu hem tamamen küresel hem de tamamen deforme yapının kullanılmasıyla elde edilen sonuçlardan daha iyi olduğu açık bir şekilde görülmektedir. Ayrıca PDR modun sistematik özelliklerinden olan $\Sigma B(E1)$ gücünün A kütle numarasına göre artımı yalnızca yarı- küresel yarı-deforme bazın kullanımıyla elde edilen sonuçlarda görülmektedir. Bu sonuçlara göre yarı-sihirli çekirdekler için yarı-küresel yarı-deforme yapının kullanılması gerektiği açıkça görülmektedir. Bu tez çalışmasının devamında yarı-küresel yarı-deforme bazın kullanılmasıyla elde edilen sonuçlara yer verilmiştir.

Çift-çift ¹¹⁰⁻¹²⁴Sn izotop zinciri için TGI-QRPA model kapsamında 11.5 MeV enerjiye kadar ki bölge için E1 hesaplamalarının sonuçları Şekil 7.2.'de verilmiştir.



Şekil 7.2. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için 5-11.5 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(E1)$ değerinin enerjiye göre dağılımı. Burada kırmızı ile verilenler $K=0$ dalının, mavi ile verilen ise $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerini ve siyah noktalı çizgi ise nötron eşik enerji değerini göstermektedir.

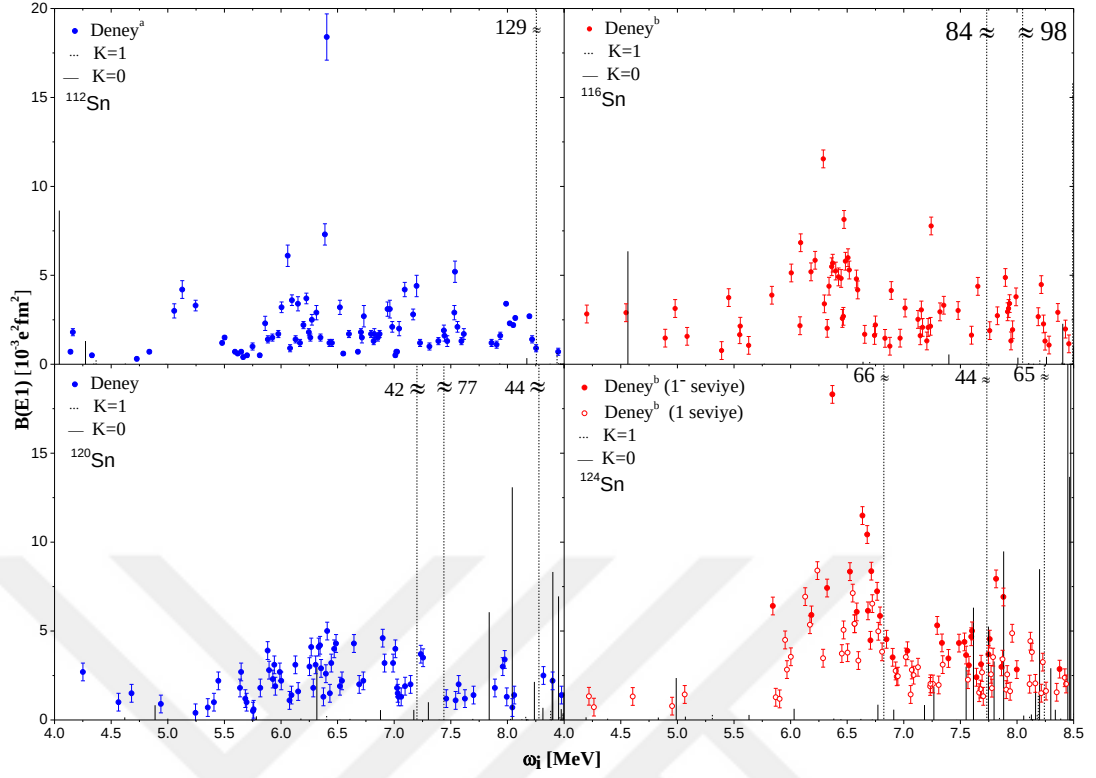
Şekil 7.2'den de görüleceği üzere nötron eşik enerji değeri S_n çekirdek izotopu hafifleştikçe azaldığı görülmektedir. Burada nötron eşik enerji değerlerine kadar ki

bölge için $^{110-124}\text{Sn}$ izotoplarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının seviye sayıları, toplam $\Sigma B(E1)$ güç değerleri aşağıdaki Tablo 7.5.'de verilmiştir.

Tablo 7.5. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için her bir çekirdeğin S_n bağ enerjisine kadar olan bölge için hesaplanmış seviye sayıları ve toplam $\Sigma B(E1)$ değerleri

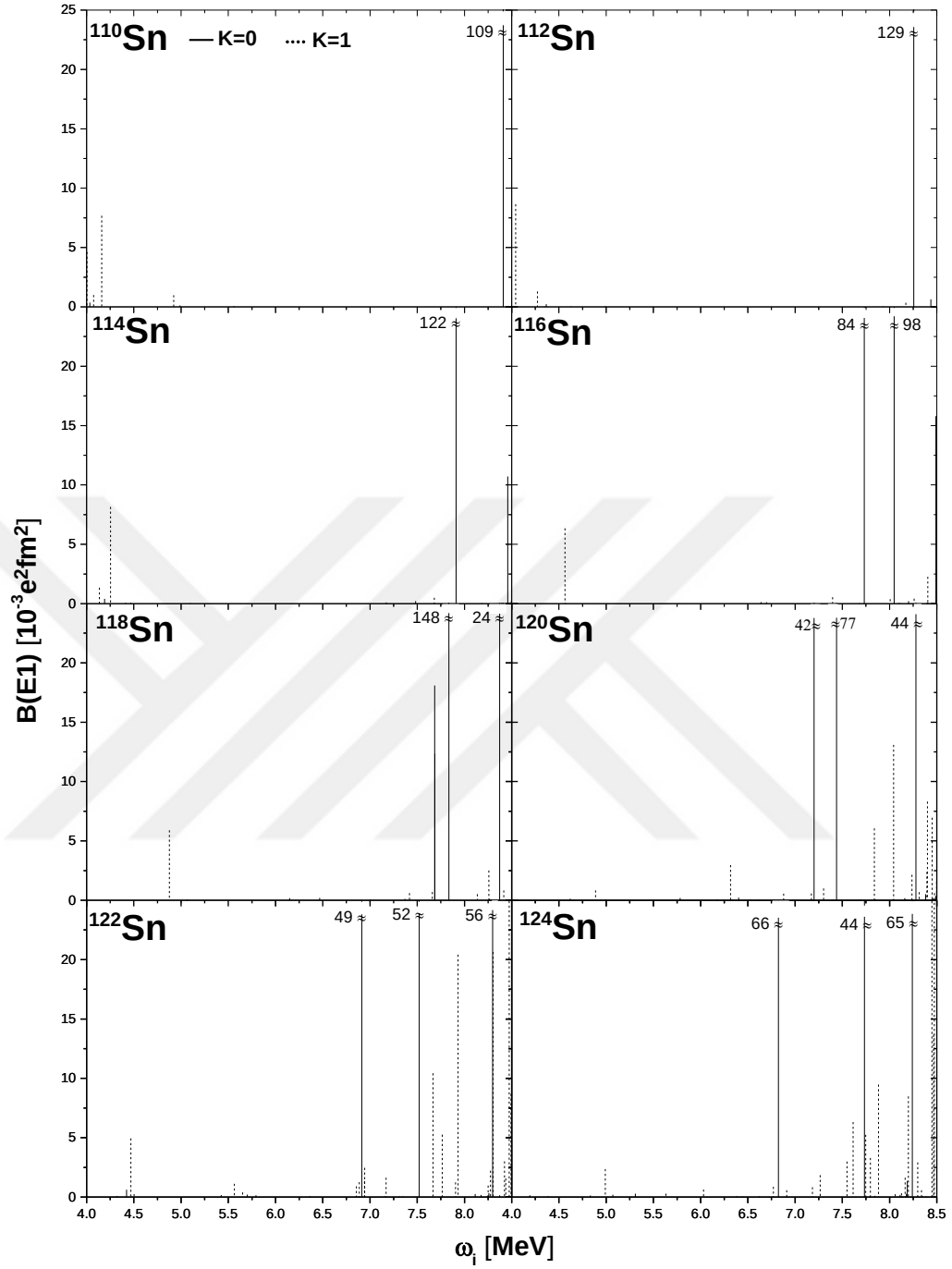
A	K=0		K=1		Sn (MeV)
	Seviye sayısı	$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye sayısı	$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	
110	35	3.049	72	1.310	11.282
112	34	3.166	67	1.151	10.788
114	31	3.769	64	0.629	10.300
116	20	0.628	45	0.322	9.563
118	18	0.523	47	0.338	9.326
120	17	0.481	45	0.127	9.104
122	17	0.166	44	0.181	8.815
124	14	0.179	40	0.130	8.489

PDR modun nötron bağ enerjisine kadar olan bölümde olduğu bilinmektedir. Literatürde de 5-8.5 MeV arasında yerleştiği belirtilmiştir. Ancak tablodan da görüleceği üzere ^{124}Sn dışında kalan $^{110-122}\text{Sn}$ izotoplarının bağlanma enerji değerleri 8.5 MeV'den büyüktür. Özellikle çekirdeğin kütle numarası arttıkça bağlanma enerji değerinin arttığı Tablo 7.5.'den görülmektedir. Ancak literatürde $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotopları PDR için hem teorik hemde deneysel çalışmalar bulunmakta olup, yapılan çalışmalarda 4-8.5 MeV bölgesi için PDR modun incelendiği görülmektedir. Bizde bu nedenle yapılan bu çalışmamızda teorik elde edilen sonuçları, deneysel sonuçlarla ve diğer teorik sonuçlarla karşılaştırmak için 4-8.5 MeV enerji aralığında PDR mod incelemesi yapılmıştır. Bu kapsamda aşağıdaki Şekil 7.3.'de 4-8.5 MeV aralığı için olan deneysel sonuçlarla hesaplamalarımızdan elde ettiğimiz teorik sonuçların karşılaştırılması bulunmaktadır.



Şekil 7.3. $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotopları için TGI-QRPA model çerçevesinde hesaplanmış $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılı ile deneysel sonuçların karşılaştırılması. Deneý^a Govertý tarafından [207], Deneý^b Özel-Tashenov tarafından [6] yapılan deneyler olup içi dolu olan deneysel veriler 1⁻ seviyelerini ifade etmekte olup içi boş olan deneysel değerlerde parite ayrımı yapılamamıştır.

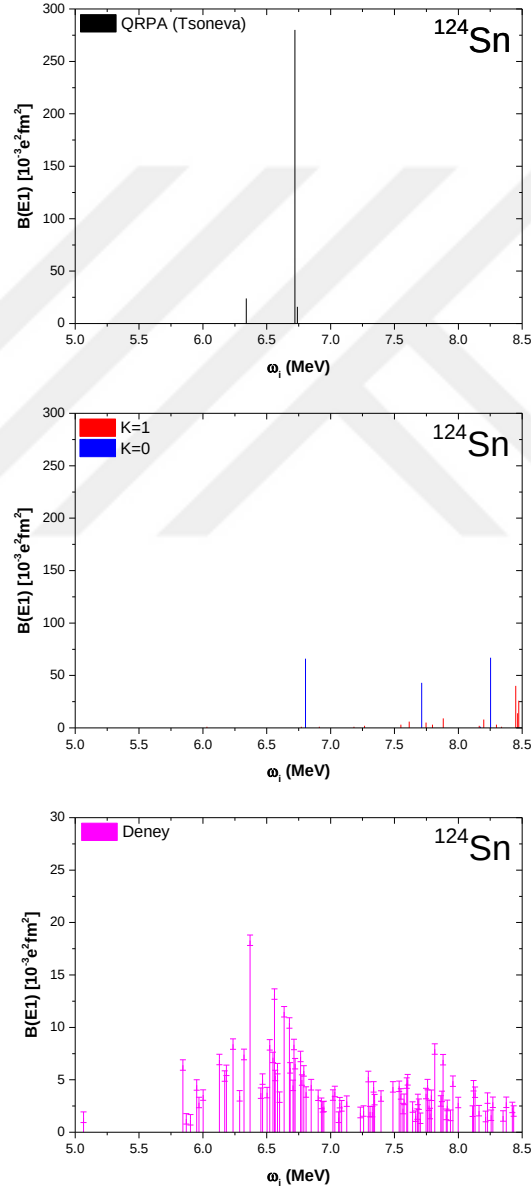
Deneysel sonuçlar incelendiğinde $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotopları için 4-8.5 MeV aralığında seviyelerin dağıldığı görülmektedir. ^{124}Sn izotopu için yapılan deneyde parite ayrımı yapılmamış olup deneyde gözlemlenen tüm seviyeler elektrik dipol geçişleri olarak kabul edilmiştir. Bizim teorikincelememiz tek fonon durumlarını içeren TGI-QRPA model kapsamında yapılmıştır [430-432]. Bu nedenle teorik olarak elde edilen $B(E1)$ geçiş ihtimali sayısı deneysel sonuçlardan çok az olması ve $B(E1)$ güçlerini boylarının büyük olması beklenen bir sonuçtur. PDR modun yarı-sihirli çekirdeklerde sistematığı ile ilgili bilgi sahibi olmak için teorik incelememizde deneysel olarak yapılmamış olan $^{110,114,118,122}\text{Sn}$ izotopları içinde teorik hesaplamalar yapılarak, çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için elde edilen TGI-QRPA sonuçları Şekil 7.4.'de verilmiştir.



Şekil 7.4. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı

Bizim teorik hesaplamalarımızda kullanılan QRPA modelinde dalga fonksiyonun tek fononlu etkileşimleri içerdiğinden, tek fononlu durumlar için bir veya iki tane büyük seviyeden oluştuğu diğer yapılan teorik çalışmalardan da bilinmekte [3] olup, tek fononlu durumların en belirgin özelliğidir. Teorik incelemelerde tek fononlu dalga fonksiyonu QRPA modelinde, iki ve üç fononlu dalga fonksiyonu ise QPM modeli

çerçevesinde kullanılmakta olup, teorik incelemelerde fonon sayısı artıkça seviyelerin parçalandığı ama toplam $B(E1)$ gücüne etkisinin çok düşük olduğu görülmüştür [3]. Şekil 7.5.'de Tsoneva tarafından yapılan tek fononlu durumları içeren PDR mod incelemelerinden olan ve Tsoneva tarafından ^{124}Sn izotopu için yapılmış teorik çalışm ile bu tez çalışması kapsamında yapmış olduğumuz teorik TGI-QRPA modelin kullanılmasıyla elde edilen teorik sonuçların karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 7.5. Tsoneva'nın yaptığı QRPA hesabı ile bizim QRPA hesaplarımızın karşılaştırılması

Tsoneva'nın teorik çalışmasında 6.72 MeV enerji de $B(E1)=0.286 \text{ e}^2\text{fm}^2$ 'lik bir büyük geçişin, bizim TGI-QRPA çalışmamızda ise 6.75 MeV enerji de $B(E1)=0.066 \text{ e}^2\text{fm}^2$ 'lik geçişin ve yapılan deneyde ise 6.45 MeV'de $B(E1)=0.016 \text{ e}^2\text{fm}^2$ 'lik geçişin olduğu görülmektedir. Tsonevanın QRPA metodunda ki pik değerinin deneydeki pik değerinin yaklaşık 16 katı olduğu, bizim TGI-QRPA metodu ile yapılan çalışmada ise deneydeki pik değerinin yaklaşık 4 katı olduğu görülmektedir. Tsoneva tarafından yapılan çalışmada 6.75MeV etrafındaki $B(E1)$ geçişinin yaklaşık olarak bizim sonuçların 4 katı olmasının ana sebebi, Tsoneva'nın yapmış olduğu QRPA çalışmasında öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre değişmezliğin yapılmamasının yanı sıra ^{124}Sn izotopu için kullanılan yapıdan kaynaklanmaktadır. Bizim bu tez çalışmasında ortaya koyduğumuz yarı-küresel yarı-deforme baz yapının kullanılması çekirdekdeki geçişlerin daha doğru sonuçlar ortaya koyduğu burdan da görülmektedir. Ayrıca Şekil 7.5.'den de görüleceği üzere ^{124}Sn izotopu için yapılan PDR mod deneyinde 5.75-8.5 MeV bölgesinde geçişlerin olduğu, Tsoneva tarafından yapılan QRPA çalışmasında ise 7 MeV'in üzerinde $B(E1)$ geçişlerinin olmadığı son olarak ise bizim yapmış olduğumuz TGI-QRPA çalışmasında ise 6.5-8.5 MeV bölgesinde geçişlerin olduğu görülmektedir. Tsoneva' tarafından yapılan çalışmada 5-7 MeV enerji bölgesindeki toplam $B(E1)$ değerinin $0.324 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olduğu, deneyin ise 8.5 MeV enerji değerine kadar ki bölge için yapıldığı ve toplam $B(E1)$ değerinin $0.379(45) \text{ e}^2\text{fm}^2$ olduğu, bizim TGI-QRPA model çerçevesinde yapılan hesaplamalarımız 8.5 MeV enerjisine kadar yapıldığı ve toplam $B(E1)=0.309 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olduğunu görülmektedir. Deneyde çıkan toplam $B(E1)$ değerinin teorik yapılan çalışmalardan büyük çıkmasının ana sebebi bu çekirdek için yapılan deneysel çalışmada parite ayrımının yapılamamış olmasıdır. Buna göre de teorik çalışmalarda paritenin belirlenmesinin ne derecede önemli olduğu buradan da görülmektedir.

PDR bölgesi için yapılan birçok deneyde parite ayrımı deneylerin hassalığından dolayı tam olarak yapılamamaktadır. Bu kapsamda ^{124}Sn izotopu örneğini incelediğimiz zaman deneylerde paritesi negatif olan 1^- durumları için 4-8.5 MeV bölgesinde $\Sigma B(E1)=0.200 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olarak bulunmuştur. Ancak yapılan deneyde parite ayrımı yapılamadığından tüm dipol geçişler 1^- olarak kabul edilerek, toplam $B(E1)$ gücü $\Sigma B(E1)=0.379(45) \text{ e}^2\text{fm}^2$ olarak ölçülmüştür. Bizim yapmış olduğumuz teorik

incelemede parite ayrımı yapılarak, E1 ve M1 geçişlerinin katkılarını teorik olarak hesaplanmıştır. Bu kapsam da yapılan teorik incelememizde elektrik dipol karakterli olan 1^- seviyeler için $\Sigma B(E1)=0.309 \text{ e}^2\text{fm}^2$ ve manyetik dipol karakterli olan 1^+ seviyeler için ise $\Sigma B(M1)=0.048 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olarak hesaplanmıştır. Yapılan deneysel çalışmada elde edilen toplam B(E1) gücü ile teorik olarak elde ettiğimiz E1 ve M1 geçişlerinin toplam değerlerinin deneysel hatalar çerçevesinde uyumlu olduğu görülmektedir. Çift-çift $^{110-124}\text{Sn}$ iotopları için yapılan E1 ve M1 hesaplamalarından elde edilen dipol geçiş güçlerinin toplam değerleri Tablo 7.6.'da verilmiş olup, PDR bölgesindeki M1 katkılarının yüzdeleri verilmiştir.

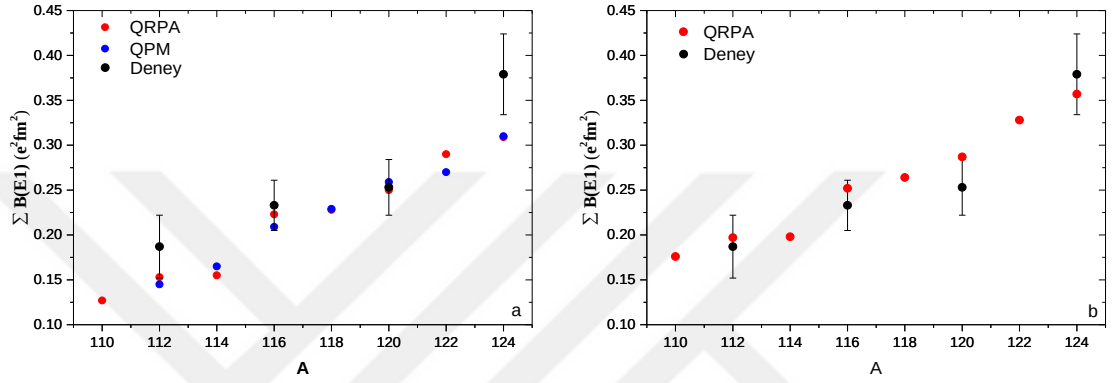
Tablo 7.6. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için PDR bölgesinde $\Sigma B(M1)$ katkısı

A	$\Sigma B(E1)$ (e^2fm^2)	$\Sigma B(M1)$ (e^2fm^2)	$\Sigma B(E1+M1)$ (e^2fm^2)	B(M1) katkısı %
110	0.127	0.049	0.176	27.84
112	0.153	0.044	0.197	22.33
114	0.156	0.042	0.198	21.21
116	0.223	0.029	0.252	11.50
118	0.228	0.036	0.264	13.63
120	0.250	0.037	0.287	12.89
122	0.290	0.038	0.328	11.58
124	0.309	0.048	0.357	13.44

Tablo 7.6. incelendiğinde kütle numarası küçük olan çekirdek izotoplarında M1 katkısının %21-28 arasında olduğu, çekirdeklerin daha ağır izotoplarında ise bu katkının %11-14 arasında olduğu görülmektedir. Bu Tablo 7.6.'dan da görüleceği üzere PDR bölgesinde M1 katkılarının belirlenmesinin ne derecede önemli olduğu görülmektedir. Ayrıca deneylerde parite ayrımının yapılmasının öneminin yanı sıra teorik elede edilen M1 geçiş değerleri ile deneylerde parite ayrımı yapılamayan seviyelere öngöründe bulunulmasının ne kadar öneme sahip olduğu görülmektedir.

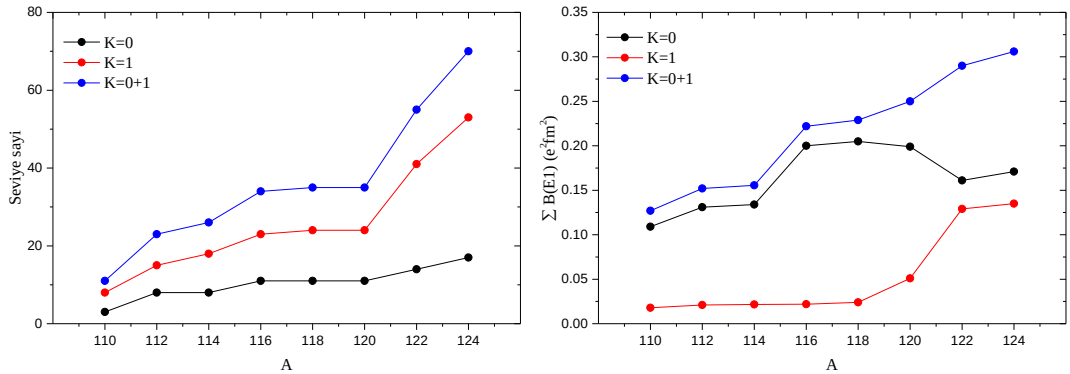
Şekil 7.6.'da toplam B(E1) değerlerinin bizim kullandığımız QRPA model, QPM model [3] ve deneysel sonuçlarla [6,207] karşılaştırılması bulunmaktadır. Şekil 7.6a'da QRPA model kapsamında yarı-küresel yarı-deforme baz kullanılarak yapmış olduğumuz E1 hesaplamaları ile QPM teorisinin ve deney sonuçlarının karşılaştırılması bulunmaktadır. Hem Tsoneva v.d tarafından yapılan iki fonon

konfigürasyonlarını içeren QPM hesaplamalarında hem de deneysel sonuçlarda A kütle numarası arttıkça toplam $B(E1)$ değerlerin arttığını görülmektedir. Bu kapsamda bizim tek fonon durumlarını içeren QRPA sonuçlarımızda da böyle artışın olduğu görülmektedir. QPM sonuçlarına göre TGI-QRPA model kapsamında yapılan teorik sonuçların mevcut deney sonuçlarına daha yakın olduğuda açıkca Şekil 7.6a.'dan görülmektedir.



Şekil 7.6. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için toplam $B(E1)$ değerlerinin deneysel ve diğer teorik sonuçlarla karşılaştırılması

Şekil 7.6b.'de ise TGI-QRPA model kapsamında yapılan E1 hesaplamalarına ek olarak M1 hesaplamalarının sonuçları da eklenerek, deneysel sonuçlarla karşılaştırılması bulunmaktadır. TGI-QRPA model kapsamında elde edilen sonuçların mevcut deney sonuçlarıyla deneysel hatalar çerçevesinde uyumlu olduğu açık bir şekilde görülmektedir.

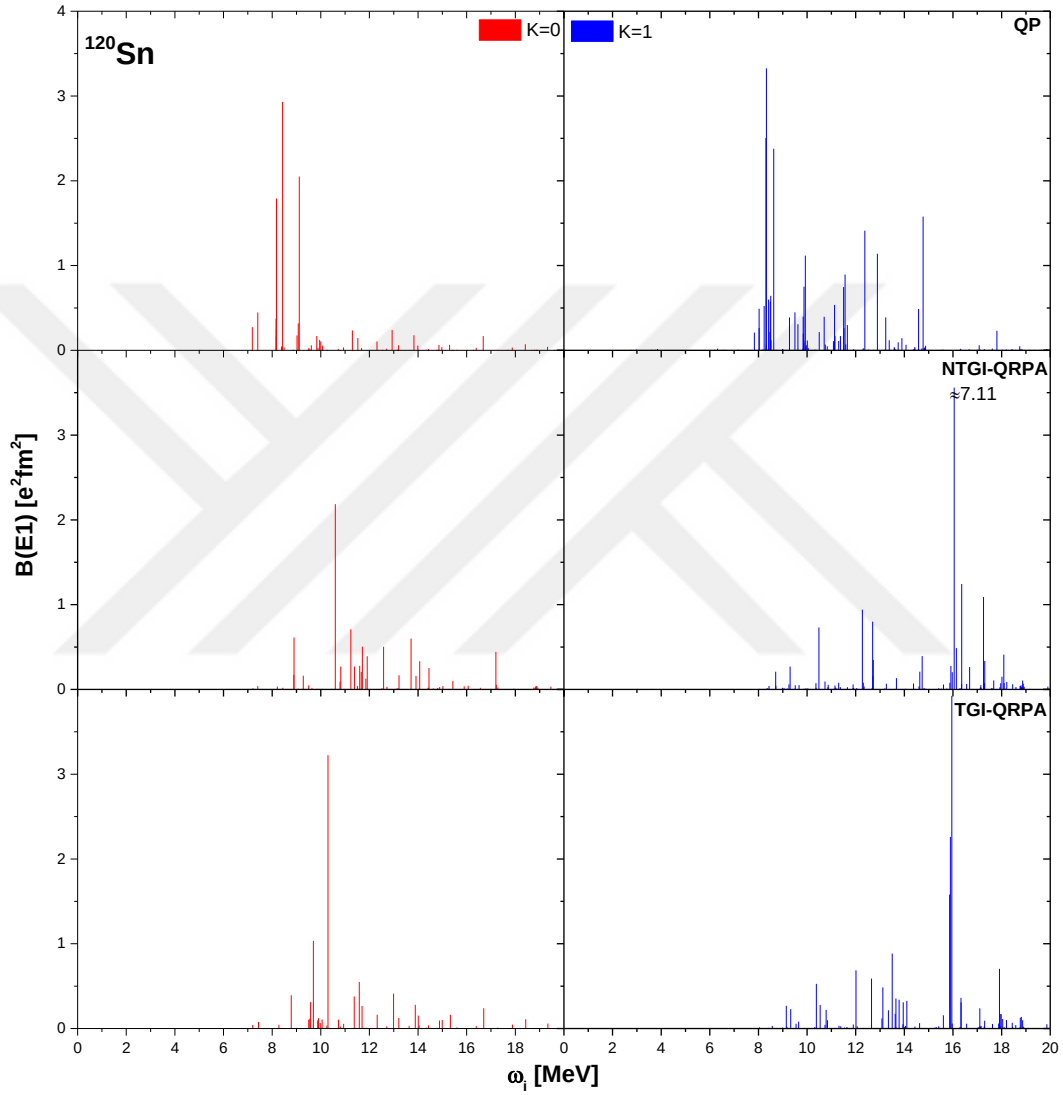


Şekil 7.7. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için 4-8.5 MeV aralığındaki K=0 ve K=1 dallarının toplam $B(E1)$ değerleri ile seviye sayılarının karşılaştırılması.

Şekil 7.7.'den görüleceği üzere 8.5 MeV enerjiye kadar olan bölge için $K=0$ ve $K=1$ dallarının seviye sayıları ve toplam $B(E1)$ geçiş değerleri ve bu iki dalın toplamaları için elde edilen teorik sonuçlarımız verilmektedir. $K=0$ dalının seviye sayısı, $K=1$ dalının seviye sayısından az olmasına rağmen bu bölgede $K=0$ dalının katkısı, $K=1$ dalından daha büyüktür. Egzotik çekirdek bölgesine yaklaştıkça $K=1$ dalının toplam gücünün $K=0$ dalının toplam gücüne yaklaştığı görülmektedir. Çift-çift $^{110-118}\text{Sn}$ izotoplarında $K=0$ dalında bir artımın olduğu görülmektedir. Ancak egzotik çekirdek bölgesine yaklaşıpta ise $K=0$ dalının toplam $B(E1)$ gücünün düştüğü $K=1$ dalının toplam $B(E1)$ gücünde ise artışın olduğu ve görülmektedir.

Bilindiği üzere elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde kullandığımız TGI-QRPA modelin hareket denklemi tek parçacık hamiltonyeninden, dipol-dipol etkileşim teriminden ve öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinden oluşmaktadır. Manyetik dipol uyarılmalarında ana katkı spin-titreşim etkileşim teriminden geldiği gibi elektrik dipol uyarılmalarında da ana katkı dipol-dipol etkileşim teriminden gelmektedir. Bu tez kapsamında inceleyeceğimiz konulardan biri de dipol-dipol etkileşim teriminin nasıl etkisi olduğudur. Şekil 7.8.'de hareket hamiltonyeninin yalnızca kuazi parçacık (QP) durumlarından gelen H_{sqp} teriminden, H_{sqp} terimine ek olarak dipol-dipol teriminin eklenmesi oluşan $H_{sqp}+W_{dip}$ teriminden ve son olarakta öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin eklenmesiyle oluşan $H_{sqp}+W_{dip}+h_0+h_\Delta$ teriminden oluşmasıyla elde edilen $B(E1)$ gücünün enerjiye göre dağılımı ^{120}Sn çekirdeği için verilmiştir. Böylece dipol dipol etkileşim teriminin nasıl etkisi olduğu sorusuna cevap aranacaktır. Şekil 7.8.'den görüldüğü gibi $K=0$ dalında QP durumlarının oluşturduğu $B(E1)$ gücünün ana katkısının 8-9 MeV bölgesinde olduğu, dipol-dipol etkileşim teriminin eklenmesiyle bu durumun 10-11 MeV bölgesine kaydığı görülmektedir. Benzer şekilde $K=1$ dalında da 8-9 MeV aralığında oluşan pik değerlerin dipol dipol etkileşim teriminin eklenmesiyle 15-16 MeV bölgesine kaydığı ve bilindiği üzere deneylerde gözlemlenen GDR modun en belirgin özelliği olan 10-17 MeV bölgesinde oluştuğunu açıklamaktadır. Böylece dipol- dipol etkileşim terimi, yarı-sihirli Sn izotoplarında $K=0$ dalını yaklaşık 2 MeV'lik, $K=1$ dalını ise yaklaşık 5 MeV'lik kaymasını sağlamaktadır. Bunun sonucu olarak elektrik dipol uyarılmalarında dipol-dipol etkileşim teriminin önemli dercede etkili olduğu

görülmektedir. Ayrıca öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin eklenmesiyle $B(E1)$ geçişlerinin boylarında küçülmelerin olduğu ve öteleme dönüşümlerine göre restorasyonun yapılmadığı durumlarda Goldstone teorimine göre oluşan sahte hallerin yalıtılması gerektiğinde Şekil 7.8.'den görülmektedir.



Şekil 7.8. ^{120}Sn izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları

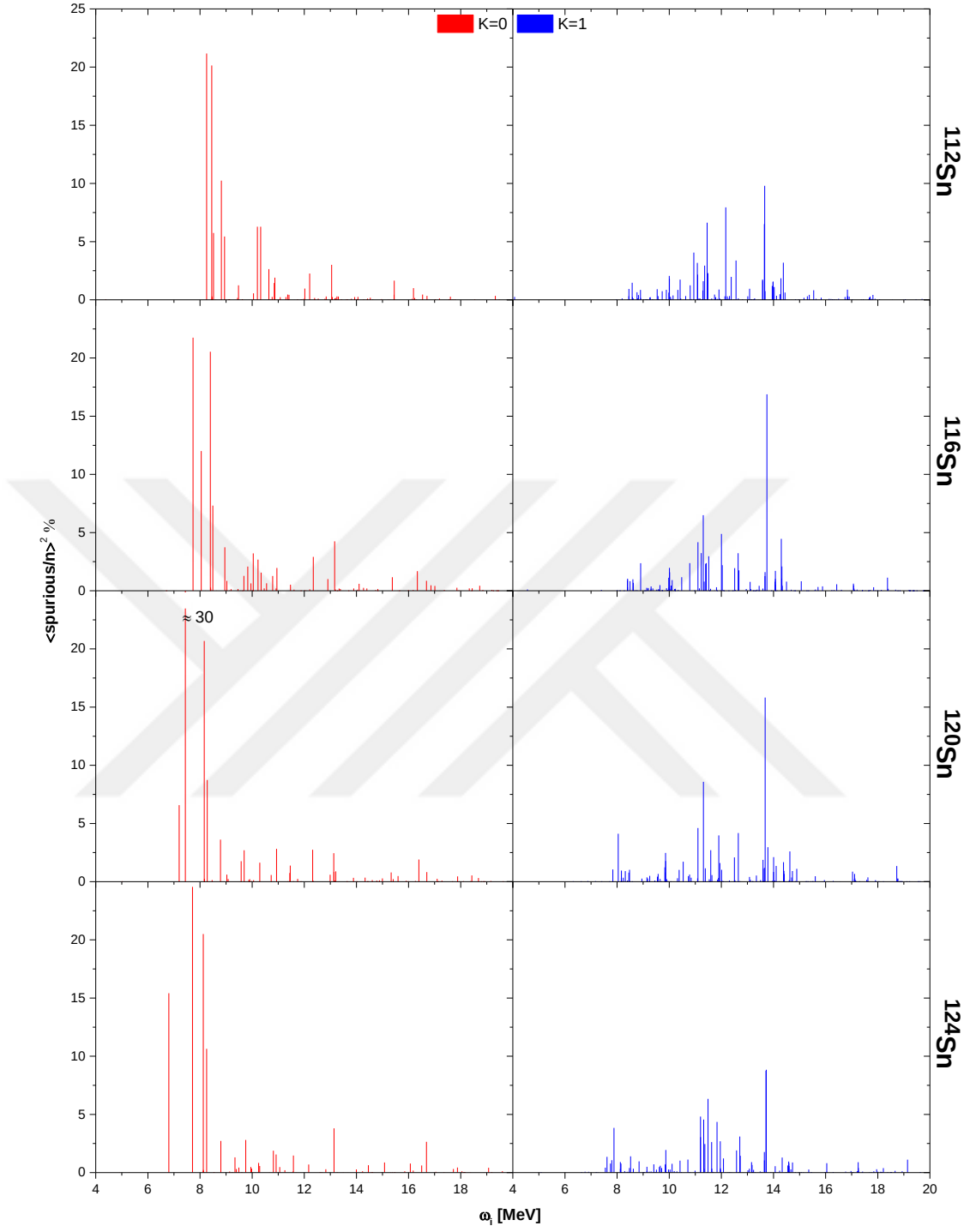
Şekil 7.9.'da sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karışım yüzdeleri verilmiştir. $K=0$ dalı için sahte hallerin karıştığı durumların ^{112}Sn izotopunda 8.255-8.820 MeV, ^{116}Sn izotopu için 7.732-8.397 MeV, ^{120}Sn için 7.438-8.161 MeV ve ^{124}Sn için ise 6.804-8.126 MeV bölgesinde oluşmaktadır. Çekirdek izotopları ağırlaştıkça sahte

hallerin karıştığı durumların daha düşük enerjilere düşmesi sonucu beklenen bir sonuç olmaktadır. Bunun ana sebebi çekirdek izotoplarının A kütle numarası artıkca S_n nötron bağ enerji değerinde azalma olmasından dolayıdır. Bu inceleme kalayın diğer izotopları içinde yapılmış olup benzeri durumların olduğu görülmektedir. Bu kapsam Tablo.7.7.'de $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için sahte hallerin en yüksek karıştığı durumlar verilmiş olup, gerçek titreşim seviyelerine karışım yüzdeleri verilmiştir.

Tablo 7.7. $^{110-124}\text{Sn}$ izotop zinciri için sahte hallerin karışım yüzdeleri. Tablo sahte hal katkısı %10 üzerine göre yapılmıştır.

A	ω (MeV)	Sahte hal katkısı(%)	A	ω (MeV)	Sahte hal katkısı(%)
110	8.410	26	118	7.784	33
	8.538	23		8.274	20
112	8.255	21	120	7.438	30
	8.450	20		8.161	20
	8.820	10			
114	7.912	23	122	6.691	11
	8.375	21		7.520	27
				8.176	20
116	7.732	21	124	6.804	15
	8.049	12		7.713	24
	8.397	20		8.126	20
				8.253	11

K=1 dalında ise 6-20 MeV bölgesinde sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karıştığı ve PDR mod bölgesin de yaklaşık olarak %2-%5 oranında sahte hallerin katkısı bulunmaktadır. K=1 dalına karışan sahte hallerin özellikle GDR mod bölgesinde etkili olduğu görülmektedir. Şekil 7.9.'da elde edilen teorik sonuçlara göre PDR bölgesi için yapılan teorik hesaplamalarda K=0 dalının, GDR mod hesaplamalarında ise K=1 dalına karışan sahte hallerin yalıtılması gerekmektedir.



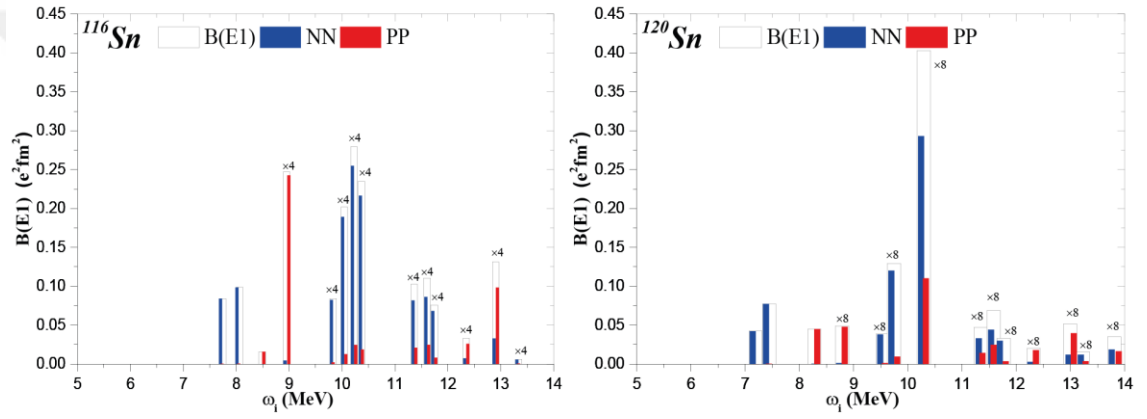
Şekil 7.9. Çift-çift $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı

Tablo 7.8. Yarı-sihirli ^{120}Sn izotopu için $K=0$ ve $K=1$ dallarının uyarılma enerjilerine karşılık gelen $B(E1)$ gücü, dalga fonksiyonun genlik değerleri ve nötron-proton yapıları.

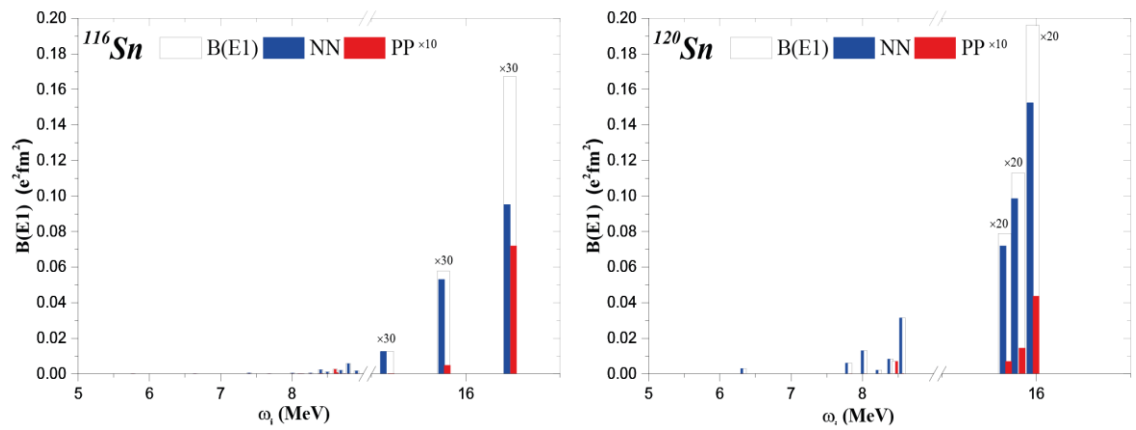
K=0				K=1			
ω_i (MeV)	$B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$	ω_i (MeV)	$B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
5.000	0.00007	nn 550 $\uparrow$ -400 $\uparrow$	-1.000	6.314	0.003	nn 541 $\uparrow$ -422 $\uparrow$	0.999
6.403	0.0002	nn 541 $\downarrow$ -400 $\uparrow$	0.999	7.301	0.001	nn 411 $\uparrow$ -532 $\uparrow$	0.999
7.201	0.042	nn 512 $\uparrow$ -402 $\uparrow$	-0.989	7.839	0.006	nn 640 $\uparrow$ -541 $\uparrow$	-0.0414
		nn 514 $\uparrow$ -404 $\uparrow$	-0.115			nn 651 $\downarrow$ -532 $\downarrow$	-0.996
7.438	0.077	nn 541 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	0.1295	8.043	0.013	nn 541 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	-0.058
		nn 541 $\downarrow$ -651 $\downarrow$	0.1188			nn 420 $\uparrow$ -541 $\uparrow$	0.032
		nn 514 $\uparrow$ -404 $\uparrow$	0.9737			nn 640 $\uparrow$ -541 $\uparrow$	0.788
8.161	0.0001	pp 420 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	0.447			nn 541 $\uparrow$ -651 $\downarrow$	0.039
		pp 431 $\uparrow$ -532 $\downarrow$	0.276			nn 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	0.0492
		pp 422 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	0.167			nn 651 $\downarrow$ -532 $\downarrow$	-0.0409
		pp 514 $\downarrow$ -404 $\downarrow$	0.830			nn 512 $\uparrow$ -413 $\uparrow$	0.5978
8.278	0.044	pp 330 $\downarrow$ -440 $\downarrow$	0.355			nn 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	0.0397
		pp 420 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	-0.474	8.351	0.007	nn 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	0.0541
		pp 301 $\uparrow$ -411 $\uparrow$	-0.309			pp 330 $\uparrow$ -440 $\downarrow$	-0.4434
		pp 431 $\uparrow$ -532 $\downarrow$	-0.422			pp 420 $\downarrow$ -521 $\downarrow$	0.1148
		pp 422 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	-0.326			pp 440 $\downarrow$ -301 $\downarrow$	-0.6323
		pp 413 $\uparrow$ -514 $\downarrow$	0.185			pp 301 $\uparrow$ -411 $\downarrow$	0.5256
		pp 514 $\downarrow$ -404 $\downarrow$	0.466			pp 431 $\downarrow$ -532 $\downarrow$	-0.1352
8.781	0.391	pp 321 $\downarrow$ -431 $\downarrow$	0.218			pp 422 $\downarrow$ -523 $\downarrow$	0.1537
		pp 330 $\downarrow$ -440 $\downarrow$	-0.645			pp 413 $\downarrow$ -514 $\downarrow$	0.173
		pp 301 $\downarrow$ -400 $\uparrow$	-0.142	8.401	0.008	pp 404 $\downarrow$ -505 $\downarrow$	-0.1924
		pp 301 $\uparrow$ -411 $\uparrow$	-0.170			nn 541 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	0.608
		pp 420 $\uparrow$ -521 $\downarrow$	-0.1986			nn 420 $\uparrow$ -541 $\uparrow$	0.1137
		pp 312 $\downarrow$ -422 $\downarrow$	-0.199			nn 541 $\uparrow$ -651 $\downarrow$	-0.4925
		pp 301 $\uparrow$ -411 $\uparrow$	0.496			nn 541 $\uparrow$ -422 $\uparrow$	-0.069
		pp 431 $\uparrow$ -532 $\downarrow$	-0.173			nn 532 $\uparrow$ -411 $\uparrow$	-0.562
		pp 303 $\downarrow$ -413 $\downarrow$	-0.155			nn 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	0.165
		pp 422 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	-0.131			nn 532 $\uparrow$ -642 $\downarrow$	-0.110
		pp 514 $\downarrow$ -404 $\downarrow$	0.213			nn 402 $\uparrow$ -503 $\uparrow$	-0.036
						nn 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	0.0506
						nn 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	0.074
				8.568	0.031	nn 301 $\uparrow$ -400 $\uparrow$	0.033
						nn 541 $\uparrow$ -640 $\uparrow$	0.1619
						nn 420 $\uparrow$ -541 $\uparrow$	-0.413
						nn 420 $\uparrow$ -532 $\downarrow$	0.0327
						nn 411 $\uparrow$ -501 $\downarrow$	-0.034
						nn 640 $\uparrow$ -541 $\uparrow$	0.041
						nn 541 $\uparrow$ -651 $\downarrow$	-0.113
						nn 541 $\uparrow$ -422 $\uparrow$	-0.0467
						nn 422 $\uparrow$ -512 $\downarrow$	-0.0347
						nn 411 $\uparrow$ -512 $\uparrow$	-0.7822
						nn 411 $\uparrow$ -523 $\downarrow$	-0.0331
						nn 532 $\uparrow$ -642 $\downarrow$	0.296
						nn 422 $\uparrow$ -523 $\uparrow$	0.045
						nn 402 $\uparrow$ -503 $\uparrow$	-0.0992
						nn 413 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	0.129
						nn 404 $\uparrow$ -505 $\uparrow$	0.2050

Bilindiği üzere spektroskopik bölge de bulunan elektrik dipol geçişleri iki kuaziparçacık seviyelerden, GDR bölgesindeki elektrik dipol geçişleri ise kolektif seviyelerden oluştuğu bilinmektedir. PDR modun bu iki bölge arasında oluşmasından dolayı, iki kuaziparçacık seviyelerden mi yoksa kolektif seviyelerden mi oluştuğu sorusu, bu kapsamda cevabını bekleyen sorulardan biridir. Böylece PDR modun oluşumunda kolektifliğin incelenmesi gerekmektedir. Bu nedenle bu tez çalışmasında ele alacağımız konulardan biri de PDR modun kolektifliğidir. Bilindiği üzere kolektifliği iki nicelikle yani seviyelerin kolektif olması için $B(E1)$ geçiş güç değerlerinin büyük olmasıyla ve nötron proton yapılarında nötron-proton konfigürasyon sayıları çok olmasıyla belirlenmektedir. Tablo 7.8.'de ^{120}Sn izotopu için nötron proton yapıları verilmiştir. Tablo 7.8.'den görüleceği üzere $K=0$ dalında bulunan 5 MeV, 6.403 MeV, 7.201 MeV ve 7.438 MeV enerji değerlerinde bulunan geçişler iki kuaziparçacık, 8.161 MeV, 8.278 MeV ve 8.781 MeV enerjilerinde bulunan geçişler ise kolektif seviyelerdir. Aynı şekilde $K=1$ dalı içinde 6.134 MeV, 7.301 MeV ve 7.839 MeV de bulunan geçişler iki kuaziparçacık, 8.043 MeV, 8.351 MeV, 8.401 MeV ve 8.568 MeV enerji değerlerinde bulunan geçişler kolektif seviyelerdir. Tablo 7.7.'den görüleceği üzere 8 MeV enerji değerinin altında bulunan seviyeler iki kuaziparçacık, 8 MeV'in üzerindeki seviyeler ise kolektif seviyelerden teşkil olunmuştur. $K=0$ dalındaki iki kuaziparçacık seviyelerde mono nötron, kolektif seviyelerde ise mono proton yapının hakim olduğu görülmekte olup büyük $B(E1)$ geçişlerde mono proton yapının baskın olduğu görülmektedir. $K=1$ dalında ise $K=0$ dalının tam tersi bir durum olan mono nötron yapının baskınlığı 8.351 MeV enerji değerine sahip olan seviye dışında kendini göstermektedir. $K=1$ dalında elde edilen sonuçlara göre PDR modun makroskopik tanımı olan nötron fazlalığının kora karşı yapmış olduğu titreşim tanımının açıklanmaktadır. Ancak $K=0$ dalının da proton konfigürasyonlarının baskın olması PDR modun tanımının bu kadar basit olmadığını göstermektedir. Ayrıca GDR modun iyi kolektif bir mod olduğu bilinmektedir. Bu kapsamda Şekil 7.10.ve Şekil 7.11.'de $^{116,120}\text{Sn}$ izotopları için nn-pp yapıları hem PDR hemde GDR bölgesi için yapılan incelemeler verilmekte olup, benzer sonuçların diğer kalay izotoplarında da elde edilmiştir. Şekil 7.10. ve Şekil 7.11. incelendiğinde Tablo 7.8.'den elde edilen sonuçlarla benzer sonuçlar olduğu görülmektedir. PDR mod bölgesinde mono nükleon yapının oluştuğu görülmektedir. GDR modun kolektifliği incelendiğinde nötron ve

proton seviyelerinin katkılarının birbirlerine yakın olduğu, PDR mod da ise GDR moddan daha farklı olarak mono nükleon yapının olduğu görülmektedir. Böylece PDR modun kolektif bir mod olduğu ama bu kolektifliğin GDR mod da ki kadar güçlü kolektiflik olmadığı görülmektedir. Mono nükleon yapıda oluşan PDR modun GDR moddan daha farklı bir yapıda olması PDR mod için söylenen GDR modun kuyruk hissesini oluşturduğu tanımını sağlamadığı gibi PDR modun kendi içinde farklı bir mod olduğu sonucuna $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için yapılan çalışmamızda ulaşılmıştır. Bu özelliğin nadir toprak ve aktinit bölgesi deforme çekirdek izotoplarında da oluşup oluşmamasının incelenmesiyle PDR modun sistematığı hakkında bilgi sahibi olacağız.



Şekil 7.10. $^{116,120}\text{Sn}$ izotopları için $K=0$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları



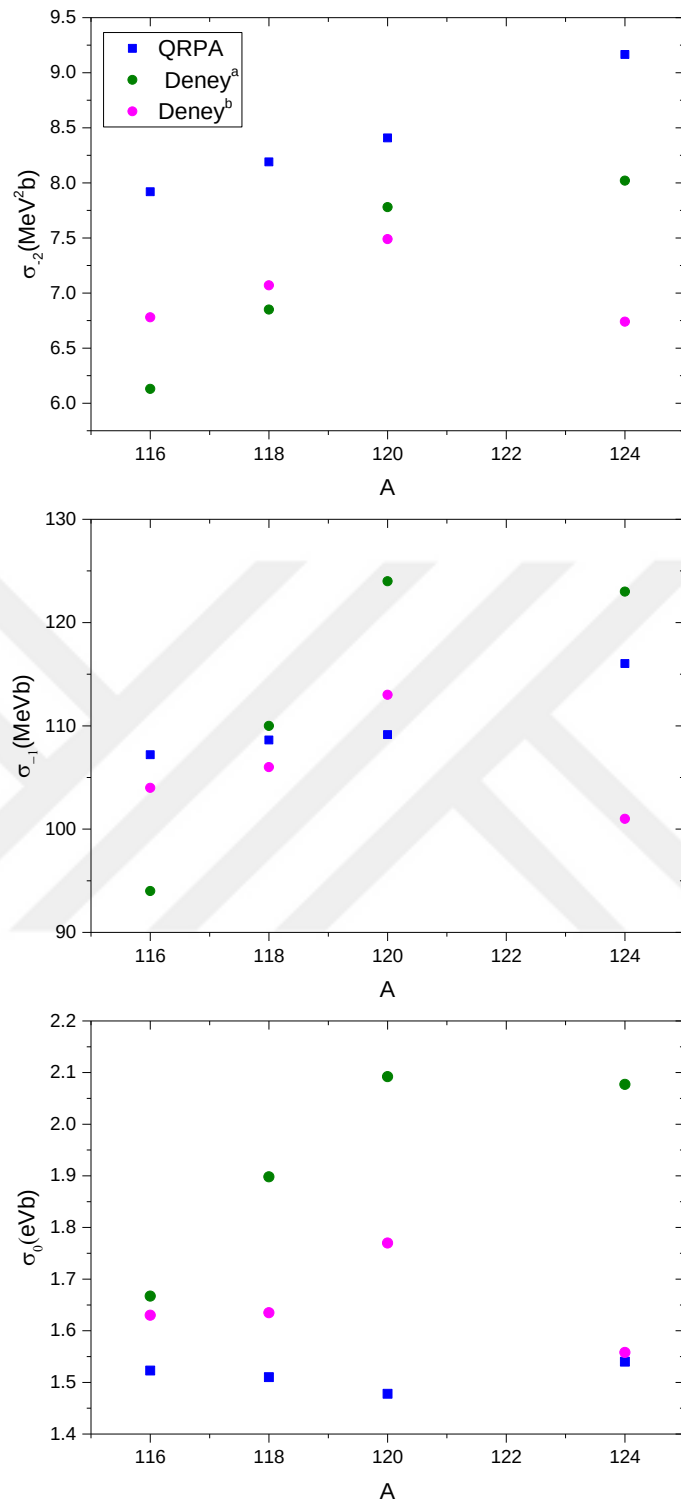
Şekil 7.11. $^{116,120}\text{Sn}$ izotopları için $K=1$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları

Yapılan deneysel çalışmalarda parite ayrımının yapılmasından dolayı daha doğru sonuçlar elde edebilmek için B(E1) geçiş ihtimalinin yerine radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları ve saçılma tesir kesitleri ölçülmektedir. Tablo 7.9.'da $^{112-124}\text{Sn}$ izotopları için PDR bölgesi için (yani 5-8 MeV bölgesi) toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitlerinin değerleri verilmiştir. Tablo 7.9. incelendiğinde $^{110-124}\text{Sn}$ izotoplarında K=0 dalının baskınlığı görülmekte olup, A kütle numarasının arttığı durumlarda toplam B(E1) geçişlerinde olan artışının benzeri durumları radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerlerinde de görülmektedir.

Tablo 7.9. $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri

A	$\Sigma\Gamma_0(\text{meV})$			$\Sigma\Gamma_{\text{red}}(\text{meV/MeV}^3)$			$\sigma_{\gamma\gamma}(\text{eV.barn})$		
	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
110	22721	424	23145	38	6	44	3713	276	3989
112	25861	509	26370	46	7	53	4358	345	4703
114	23458	553	24011	47	7	54	4292	334	4626
116	35017	1312	36329	70	8	78	6398	431	6829
118	34969	1438	36407	71	8.5	79.5	6507	473	6980
120	25788	8607	34395	58	19	77	5109	1621	6730
122	24973	22059	47032	55	41	96	4897	3843	8740
124	27703	24549	52252	62	44	106	5459	4172	9631

$^{116,118,120,124}\text{Sn}$ izotopunun K=0 ve K=1 dallarının TGI-QRPA ile hesaplanan integrale edilmiş tesir kesitleri Şekil 7.12.'de verilmiştir. Şekil 7.12.'den görüleceği üzere iki farklı deney sonuçlarının birbirinden farklı çıktığı görülmektedir. Bunun ana sebebide yapılan deneylerde kullanılan reaksiyonların farklı olmasıdır. Teorik hesaplamalarımız incelendiğinde her iki deney sonuçlarıyla uyumlu sonuçların olduğu görülmekte olmakla yanşı uyumlu olmadığı durumların olduğuda görülmektedir.



Şekil 7.12. ¹¹⁶⁻¹²⁴Sn izotopları için teorik olarak hesaplanan entegre tesir kesitinin deneysel verilerle karşılaştırılması

Tablo 7.10.'da PDR bölgesi için ¹¹⁰⁻¹²⁴Sn izotoplarındaki entegre tesir kesit değerleri verilmiştir.

Tablo 7.10. $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları için teorik olarak hesaplanan entegre tesir kesitinin 4-8.5 MeV bölgesindeki sonuçları

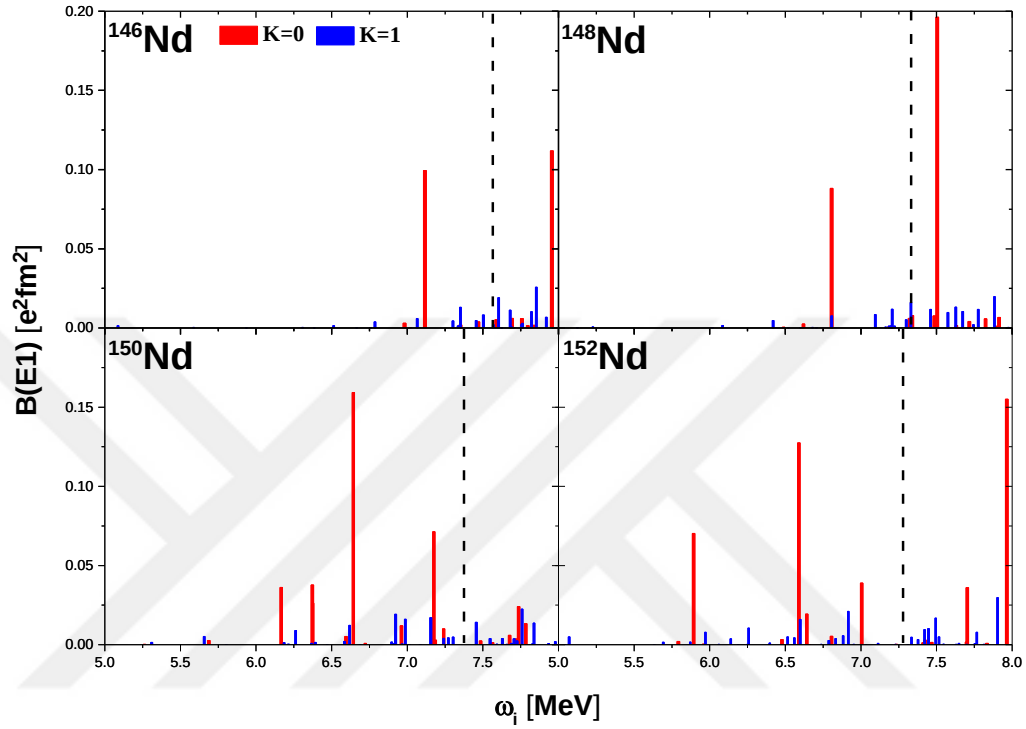
A	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)
110	0.0040	0.515	0.071
112	0.0047	0.618	0.088
114	0.0047	0.629	0.092
116	0.0068	0.900	0.126
118	0.0070	0.926	0.129
120	0.0071	0.927	0.130
122	0.0089	1.117	0.160
124	0.0097	1.255	0.166

Tablo 7.10. incelendiğinde σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesit değerlerinin A kütle numarasına göre arttığı görülmektedir. Bu durum PDR modun genel bir özelliği olup, B(E1) geçiş ihtimali, radyasyon kalınlığı, indirgenmiş radyasyon kalınlığı ve saçılma tesir kesitleri değerlerinde görülmektedir. σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitleri içinde PDR bölgesinde böyle bir artışın olduğu $^{110-124}\text{Sn}$ izotoplarında teorik olarak hesaplanmıştır. Deforme çekirdeklerde de entegre tesir kesitleri değerlerinde böyle bir durumun oluşup oluşmadığının incelenmesi gerekmektedir. Eğer deforme çekirdeklerde bu bölümde elde edilen sonuçlara benzer bir sonuç elde edilirse, PDR modun entegre tesir kesitlerine etkisini nasıl olduğu hakkında bilgi sahibi olunacaktır.

7.1.2. Deforme $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için QRPA hesaplamaları

Neodyum izotopları iyi deforme bölgesinin kararlı deformasyonuna sahip olduklarından dolayı bu çekirdeklerde PDR modun incelenmesi ilgi doğurmaktadır. Ayrıca son zamanlarda Nd izotopları için GDR mod incelemeleri (8-20 MeV) yapılmaktadır [433]. Özellikle deneysel yapılan çalışmalarda GDR mod incelemesi yapılmasının yanı sıra PDR mod incelemesi şuanki teknoloji ile yapılamamaktadır. Deneysel olarak PDR mod incelemesi yapılamamasının ana sebebi nötron bağ enerjisi değerlerinin etrafında deforme çekirdeklerin karmaşık yapıya sahip olması sonucu deneylerde 5-8 MeV aralığında B(E1) geçiş ihtimallerini belirlenememesidir. Buna göre de teorik olarak PDR modun incelenmesinin önemi ortaya çıkmaktadır. Bu tez

çalışmasında $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için teorik hesaplamaların yapılmasının ana sebebi deney gruplarına öngöründe bulunulmasıdır. Teorik sonuçların olması deney grupları için çok öneme sahiptir.



Şekil 7.13. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için PDR mod bölgesinde oluşan $B(E1)$ geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımı. Burada kırmızı ile verilenler $K=0$ dalının, mavi ile verilenler $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerini ve siyah noktali çizgi ise nötron eşik enerji değerini göstermektedir.

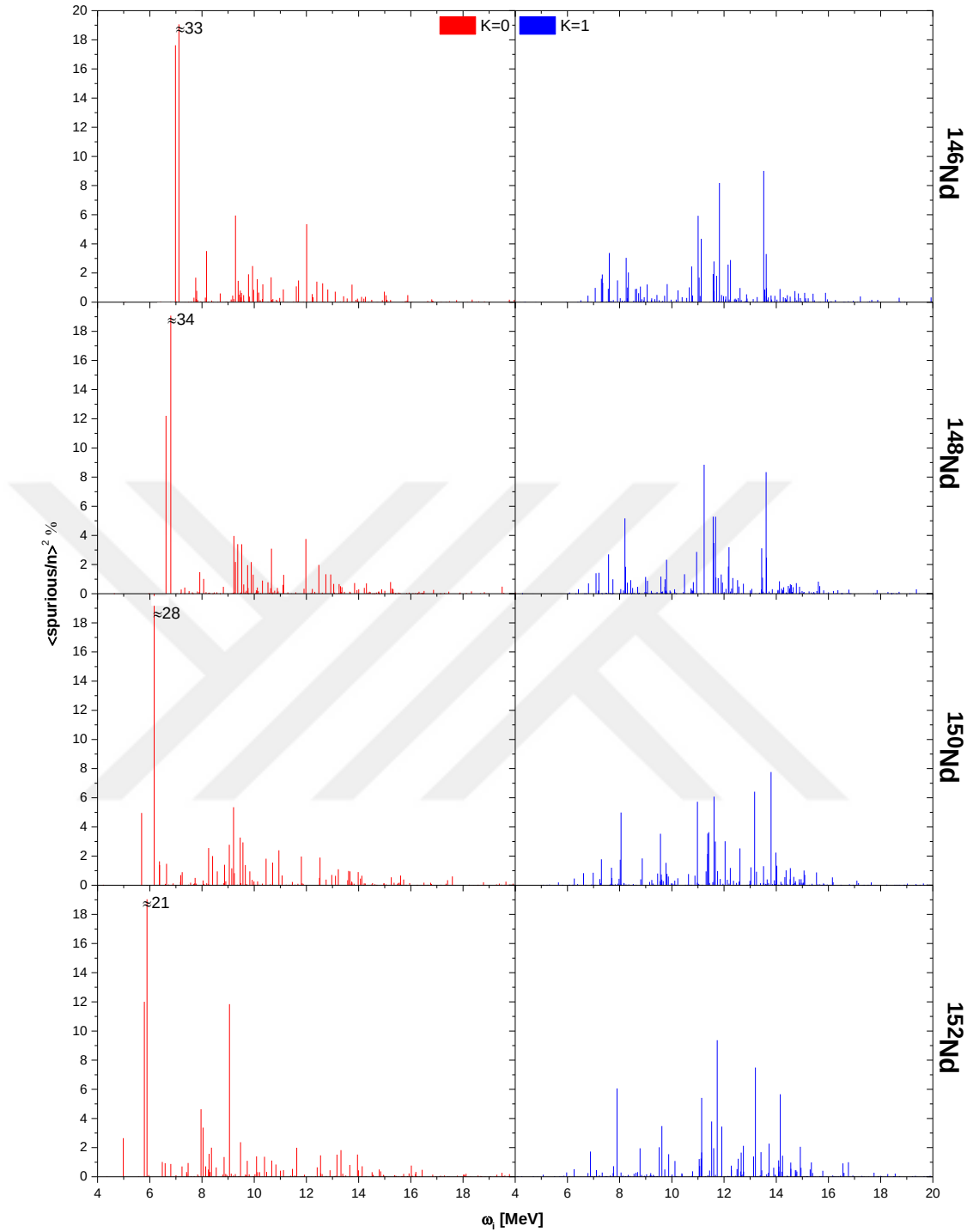
Nötron bağ enerji değerine kadar ki bölüm göz önüne alındığında Şekil 7.13.'den görüleceği üzere $K=1$ dalına ait olan seviyelerinin $B(E1)$ güc değerlerinin $0.05e^2\text{fm}^2$ 'den küçük olduğu, $K=0$ dalında ise ^{146}Nd ve ^{148}Nd için bir tane, ^{150}Nd ve ^{152}Nd için ise 2 tane olmak üzere $B(E1)$ geçiş ihtimali $0.05e^2\text{fm}^2$ 'den büyük geçişlerin olduğu görülmektedir. PDR bölgesi olarak kabul edilen 5-8 MeV enerji bölgesinde Nd izotopları için göz önüne alınmıştır. Böylece daha detaylı araştırma yapmamıza olanak sağlanmıştır [434]. Bu kapsamda Şekil 7.13.'ü 5-8 MeV bölgesi için inceleyecek olursak, $K=1$ dalına ait olan seviyelerinin $B(E1)$ 'in $0.05e^2\text{fm}^2$ 'den küçük olduğu, $K=0$ dalında ise ^{146}Nd için bir tane $^{148,150,152}\text{Nd}$ için ise iki tane $B(E1)$ geçiş ihtimalini $0.05e^2\text{fm}^2$ 'den büyük olan seviyelerin olduğu görülmektedir.

Tablo 7.11. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için 5-8 ve 5- S_n enerji bölgesindeki uyarılma seviye sayıları, toplam $B(E1)$ değerleri ve ortalama enerji değerleri

A	5-8						5- S_n			
	$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)			Seviye sayısı		Ortalama enerji (MeV)		$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)		
	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0	K=1	K=0	K=1	K=0+1
146	0.240	0.127	0.367	14	31	7.562	7.544	0.109	0.046	0.155
148	0.329	0.141	0.470	18	34	7.319	7.410	0.108	0.062	0.170
150	0.415	0.172	0.587	23	47	6.803	7.162	0.364	0.102	0.466
152	0.466	0.182	0.648	24	48	7.077	7.046	0.274	0.093	0.367

Tablo 7.11. incelendiğinde 5-8 MeV bölgesindeki $K=1$ dalına ait olan seviye sayısı $K=0$ dalının sahip olduğu seviye sayısının yaklaşık olarak 1.88-2.21 katı olmasına rağmen bu bölgedeki $K=0$ dalının $\Sigma B(E1)$ geçiş değerleri $K=1$ dalının $\Sigma B(E1)$ geçiş değerlerinin 2.06-2.89 katı olduğu görülmektedir. Ayrıca hem $K=0$ hemde $K=1$ dalında A kütle numarasına göre artımın olduğu da görülmektedir. Ortalama enerji değerleri karşılaştırıldığında 5-8 MeV bölgesi için $K=0$ dalının ortalama enerji değerleri $K=1$ dalından çok azda olsa büyüktür.

Bilindiği üzere dönme ve öteleme dönüşümlerine göre değişmezliğin bozulması çekirdeklerde simetri kırınımının oluşmasını sağlamaktadır. Öteleme dönüşümlerine göre oluşan simetri kırınımları Goldstone teoremine göre sahte haller üretmekte olup, gerçek titreşim seviyelerine karışmaktadır. Böylece gerçek seviyelerin boylarına karışarak teorik sonuçlara etki göstermektedir. Bu kapsamda çift-çift $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için 4-20 MeV bölgesinde $K=0$ ve $K=1$ dallarına karışan sahte hallerin katkılarını Şekil 7.14.'de verilmiştir.



Şekil 7.14. Çift-çift $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı

Şekil 7.14.'den görüleceği üzere PDR bölgesinde baskın olduğu bilinen $K=0$ dalına sahte hallerin karıştığı görülmektedir. Özellikle 6-6.5 MeV bölgesinde ^{146}Nd için %33, ^{148}Nd için %34, ^{150}Nd için %28 ve ^{152}Nd için ise %21 oranında sahte hallerin karıştığı sonucu görülmektedir. Ayrıca 5-8 MeV bölgesinde ise %3 üzerinde küçük

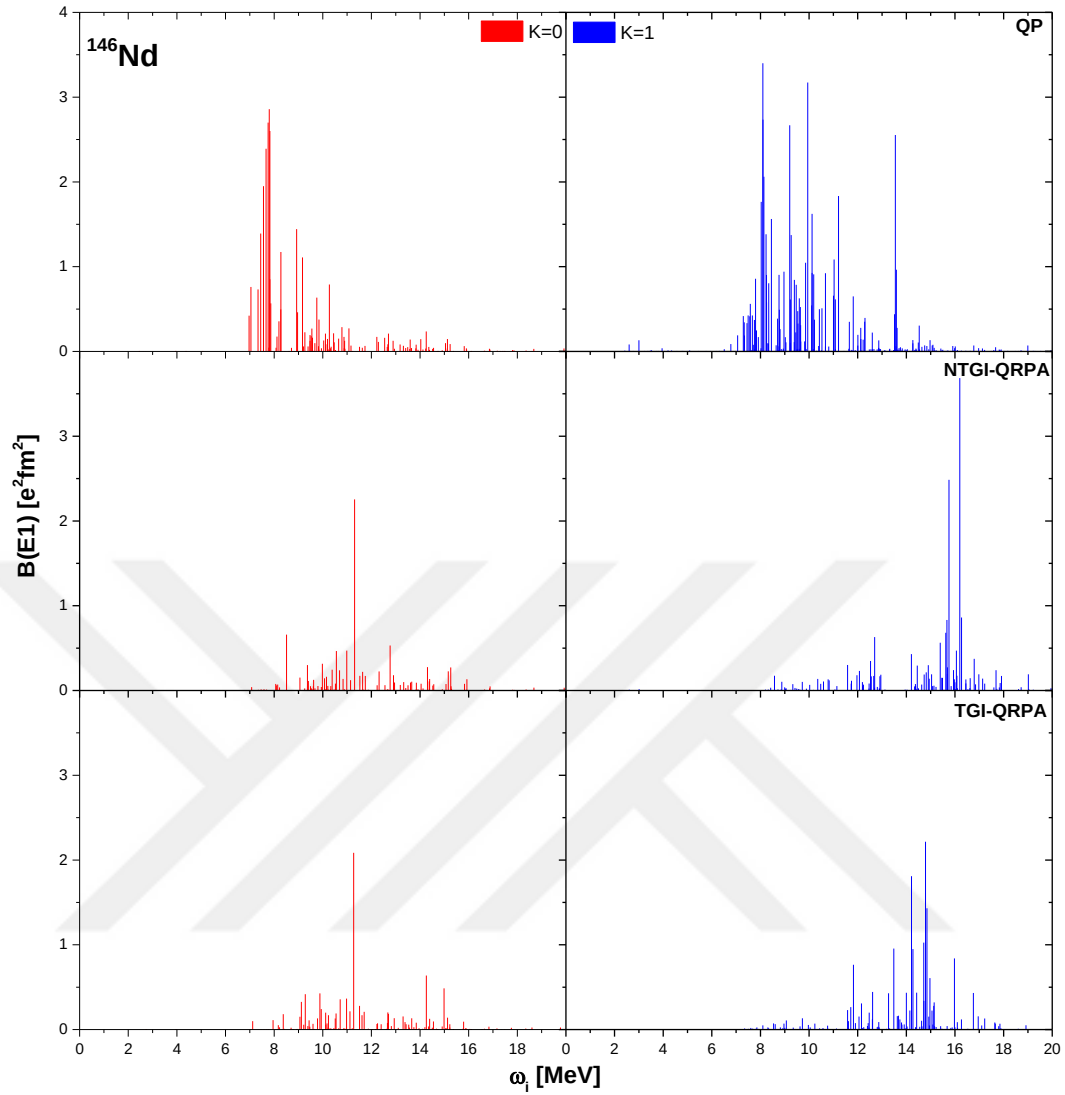
karışımlarında olduğu da kendinin göstermektedir. Bu sonuçlar göz önüne alındığında teorik PDR mod incelemelerinde $K=0$ dalında oluşan sahte hallerin yalıtılmasının ne kadar önemli olduğu görülmektedir. $K=1$ dalında ise 6-20 MeV bölgesinde sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karıştığı ve PDR mod bölgesinde yaklaşık olarak %2-%6 oranında sahte hallerin katkısı olduğu Şekil 7.14'den görülmektedir. PDR bölgesinde $K=1$ dalının baskın olmadığından dolayı $K=1$ dalına karışan sahte hallerin çok büyük etkisi olmadığı, $K=1$ dalının baskın olduğu GDR mod bölgesinde (yani 10-20 MeV) sahte hallerin karıştığı durumların olduğu ve bu bölgede oluşan sahte hallerin yalıtılması gerekmektedir.

Tablo 7.12.'de 5-8 MeV bölgesinde toplam E1 geçiş değerlerine ek olarak M1 geçişleri hesaplanarak PDR bölgesindeki katkıları hesaplanmıştır. M1 hesaplamaları yapılırken kullanılan çiftlenim sabitleri E1 hesaplamalarında kullanılan ve Tablo 7.3'de verilen değerlere göre yapılmış, M1 hesaplamalarında spin-spin etkileşme sabiti deneysel manyetik moment ile teorik olarak hesaplanan manyetik moment değerlerinin karşılaştırılması sonucu belirlenmiş olup, $\chi=25$ MeV/A olarak seçilmiştir. Elektrik dipol geçiş ihtimalleri $e^2\text{fm}^2$ birimlerinde, manyetik dipol geçiş ihtimalleri ise Bohr magnetonu μ_N^2 birimlerinde olduğundan dolayı elektrik ve manyetik dipol geçişlerin karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için Bohr magnetonunun $e^2\text{fm}^2$ cinsinden yazılması gerekmete olup, $1 \mu_N^2 = 11.06 \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ dönüşümü kullanılmıştır.

Tablo 7.12. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için 5-8 MeV bölgesinde toplam E1 geçişlerinin değerleri ve M1 katkıları

A	$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$\Sigma B(M1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$\Sigma B(E1+M1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	B(M1) katkısı %
146	0.367	0.030	0.397	% 7.556
148	0.470	0.031	0.501	% 6.596
150	0.587	0.045	0.632	% 7.666
152	0.648	0.066	0.714	% 9.244

Tablo 7.12.'den görüleceği üzere nadir toprak bölgesi elementlerinden olan deforme Nd izotoplarında yaklaşık olarak %5-9 aralığında M1 geçişlerinin olduğu sonucu görülmektedir.



Şekil 7.15. ^{146}Nd izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları

Tez çalışmamızda araştırdığımız konulardan biri de dipol-dipol etkileşim teriminin $B(E1)$ geçişlere olan etkisidir. Şekil 7.15. incelediğinde tek parçacık hamiltonyenin $K=0$ dalında enerji geçişlerinin büyük değerleri yaklaşık olarak 7.5-8 MeV, $K=1$ dalında ise yaklaşık olarak 7.5-10 MeV enerji aralığında olduğu görülmektedir. Dipol-dipol etkileşim teriminin eklenmesiyle elektrik dipol geçişlerinin pik değerlerinin $K=0$ dalında 10-12 MeV, $K=1$ dalında ise 14-16 MeV bölgesinde kaymaktadır. Böylece dipol-dipol etkileşim teriminin $K=0$ dalını 3.5-4 MeV, $K=1$ dalını ise 6-6.5 MeV kaydardığı ve deneysel çalışmalarda gözlemlenen GDR modu

teorik olarak açıkladığı görülmektedir. $^{148,150,152}\text{Nd}$ izotopları için elde edilen sonuçların Şekil 7.15. ile benzer özelliklere sahip olduğu görülmüştür.

Tablo 7.13. ^{150}Nd izotopu için 5-8 MeV bölgesi için K=0 ve K=1 dallarının uyarılma enerjilerine karşılık gelen B(E1) gücü, dalga fonksiyonun genlik değerleri ve nötron-proton yapıları

K=0				K=0			
ω_i (MeV)	B(E1) ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z \Delta \Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$	ω_i (MeV)	B(E1) ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z \Delta \Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
5.688	0.003	nn 523↓-402↑	-0.998	5.657	0.005	nn 633↓-514↓	0.999
6.167	0.036	pp 301↑-411↑	0.122	6.262	0.009	nn 642↑-523↑	0.998
		pp 301↑-411↑	-0.297	6.618	0.012	nn 541↑-660↑	-0.086
		pp 514↓-404↓	0.941			nn 512↑-402↓	0.992
6.372	0.037	pp 301↑-411↑	0.275			nn 512↑-402↓	0.055
		pp 301↑-411↑	0.704	6.923	0.019	nn 400↑-512↓	-0.270
		pp 523↑-404↓	0.621			nn 651↑-532↑	-0.140
		pp 514↓-404↓	0.169			nn 523↓-633↑	0.055
6.374	0.026	pp 301↑-411↑	0.233			nn 514↓-624↑	0.849
		pp 301↑-411↑	0.550			nn 505↓-615↑	0.418
		pp 523↑-404↓	-0.784	6.987	0.016	nn 400↑-512↓	-0.064
		pp 514↑-404↓	0.138			nn 651↑-532↑	0.984
6.595	0.005	nn 541↓-660↑	0.984			nn 523↓-633↑	0.062
		nn 514↑-624↑	-0.102			nn 514↓-624↑	0.106
6.643	0.159	pp 301↑-411↑	-0.893			nn 505↑-615↓	0.052
		pp 530↑-400↑	0.147			pp 303↑-413↓	-0.061
		pp 530↑-400↑	0.102	7.155	0.017	nn 521↑-651↓	-0.034
		pp 301↑-411↑	0.265			nn 651↓-532↓	0.046
		pp 541↑-651↑	-0.123			nn 532↓-642↑	-0.042
		pp 303↓-413↓	0.195			nn 402↑-514↓	-0.032
		pp 514↓-404↓	0.165			nn 523↓-633↑	-0.989
6.962	0.012	nn 550↑-660↑	-0.112			nn 514↓-404↑	0.070
		nn 532↑-642↑	-0.120			nn 514↓-624↑	0.039
		nn 523↑-633↑	0.285	7.456	0.014	nn 550↑-660↓	0.068
		nn 514↑-624↑	0.823			nn 400↑-501↑	0.035
		nn 505↑-615↑	0.429			nn 501↑-402↑	-0.035
7.176	0.071	pp 530↑-400↑	0.198			nn 532↓-642↑	0.989
		pp 530↑-400↑	0.124			nn 402↑-514↓	-0.057
		pp 541↑-651↑	-0.138			nn 523↓-633↑	-0.032
		pp 303↓-413↓	-0.941	7.759	0.022	nn 541↑-640↑	-0.041
7.240	0.010	nn 550↑-660↑	-0.219			nn 550↑-660↓	-0.036
		nn 532↓-651↑	0.132			nn 400↑-501↑	0.071
		nn 521↑-651↑	0.735			nn 640↑-541↑	0.228
		nn 532↑-642↑	-0.255			nn 651↑-521↓	-0.039
		nn 523↑-633↑	-0.542			nn 541↑-651↓	0.177
		nn 514↑-624↑	0.126			nn 501↑-402↑	-0.102
7.677	0.005	pp 530↑-400↑	-0.769			nn 411↑-523↓	0.054
		pp 530↑-400↑	0.349			nn 411↑-512↑	-0.033
		pp 541↑-402↓	-0.498			nn 402↑-503↑	-0.032
		pp 541↑-651↑	-0.185			nn 532↓-642↑	0.044
7.736	0.024	nn 541↓-640↑	0.190			nn 402↑-514↓	0.935
		nn 550↑-660↑	0.371			nn 402↑-503↑	0.053
		nn 541↓-651↓	0.115			nn 503↓-404↓	-0.042
		nn 541↓-651↓	0.725			pp 541↑-651↓	-0.050

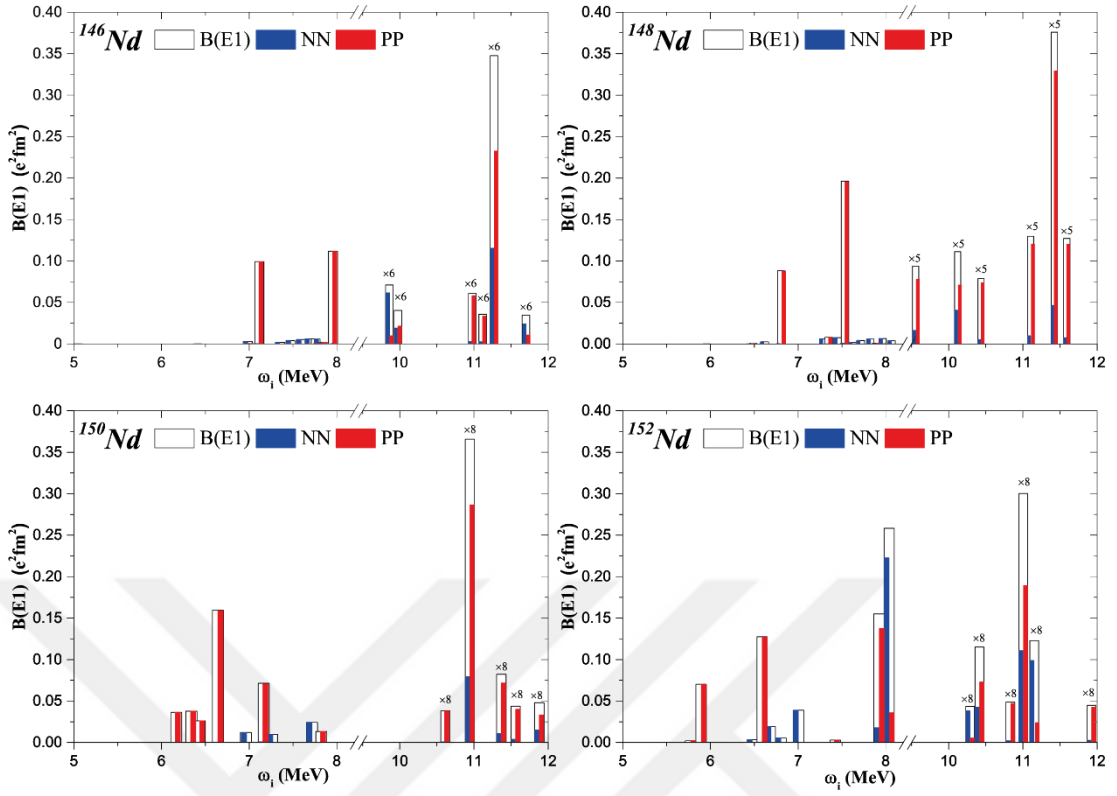
Tablo 7.13 (Devamı)

7.784	0.013	nn 532↓-651↑	-0.412	7.838	0.013	pp 651↓-532↓	0.033
		nn 532↑-642↑	0.255			nn 550↑-411↓	-0.072
		nn 523↑-633↑	-0.102			nn 400↑-501↑	0.058
		pp 541↑-402↓	0.112			nn 640↑-541↑	0.037
		pp 530↑-400↑	-0.249			nn 651↓-521↑	0.061
		pp 530↑-400↑	-0.557			nn 541↓-651↑	-0.969
		pp 541↑-402↓	0.274			nn 501↑-402↑	-0.099
		pp 541↑-651↑	-0.7362			nn 411↑-523↓	0.0504
		nn 541↓-640↑	0.6768			nn 402↑-514↓	0.1421
		nn 550↑-660↑	0.1996			nn 402↑-503↑	0.0429
8.0411	0.059	nn 541↓-651↓	0.3165	8.0232	0.011	nn 503↓-404↓	-0.0417
		nn 541↓-651↓	-0.5408			pp 651↓-532↓	0.0369
		nn 532↓-651↑	-0.1802			nn 541↑-640↑	-0.068
		nn 532↑-642↑	0.1622			nn 400↑-501↑	0.1001
						nn 541↑-651↑	-0.0408
						nn 501↑-402↑	0.7858
						nn 411↑-523↓	-0.1642
						pp 523↓-413↑	0.0347

PDR modun nötron-proton yapılarının incelenmesi yapılmıştır. Yapılan incelemelerde ^{146,148,150,152}Nd izotoplarında benzer yapının olduğu için yalnızca ¹⁵⁰Nd için nn-pp tablosu Tablo 7.13.'de verilmiştir. Tablo 7.13. incelendiğinde ¹⁵⁰Nd için K=0 ve K=1 dallarının nötron-proton yapıları bulunmaktadır. K=0 dalının 5.688 MeV, 6.167 MeV, 6.595 MeV enerji değerlerinde bulunan geçişlerin iki kuaziparçacık yapıda olduğu diğer geçişlerin ise kolektif geçişler olduğunu söyleyebiliriz. K=1 dalında ise 5.657 MeV, 6.262 MeV ve 6.618 MeV enerji değerlerinde bulunan geçişlerin iki kuaziparçacık, diğer geçişlerin ise kolektif seviyelerden teşkil olmaktadır. PDR bölgesindeki geçişlerin mono nötron veya mono proton seviyeler teşkil bulunduğu ¹⁴⁶⁻¹⁵²Nd izotoplarında da görülmektedir. K=0 dalındaki 6.167 MeV, 6.372 MeV, 6.374 MeV, 6.643 MeV, 7.176 MeV, 7.677 MeV ve 7.784 MeV enerji değerlerindeki geçişlerin mono proton, 5.688 MeV, 6.595 MeV, 6.962 MeV, 7.240 MeV ve 8.041 MeV enerjilerdeki geçişlerde ise mono nötron yapının olduğu görülmekte olup, yalnızca 7.736 MeV enerjideki geçişte 7 tane nötron-nötron ve yalnızca bir tane proton-proton etkileşiminin olduğu ancak bu enerji değerinde de nötron yapının baskınlığı görülmektedir. Ayrıca B(E1) geçişlerinin büyük olduğu durumları mono proton yapının oluştuğunu söyleyebiliriz. K=1 dalında ise tüm seviyelerde nötron yapının baskınlığı görülmektedir. Daha detaylı incelediğimizde 6.987 MeV, 7.838 MeV ve 8.023 MeV enerjideki geçişlerde bir tane, 7.759 MeV enerjideki geçişte iki tane proton-proton etkileşiminin olduğu sonucunu söyleyebiliriz. PDR bölgesindeki Nd

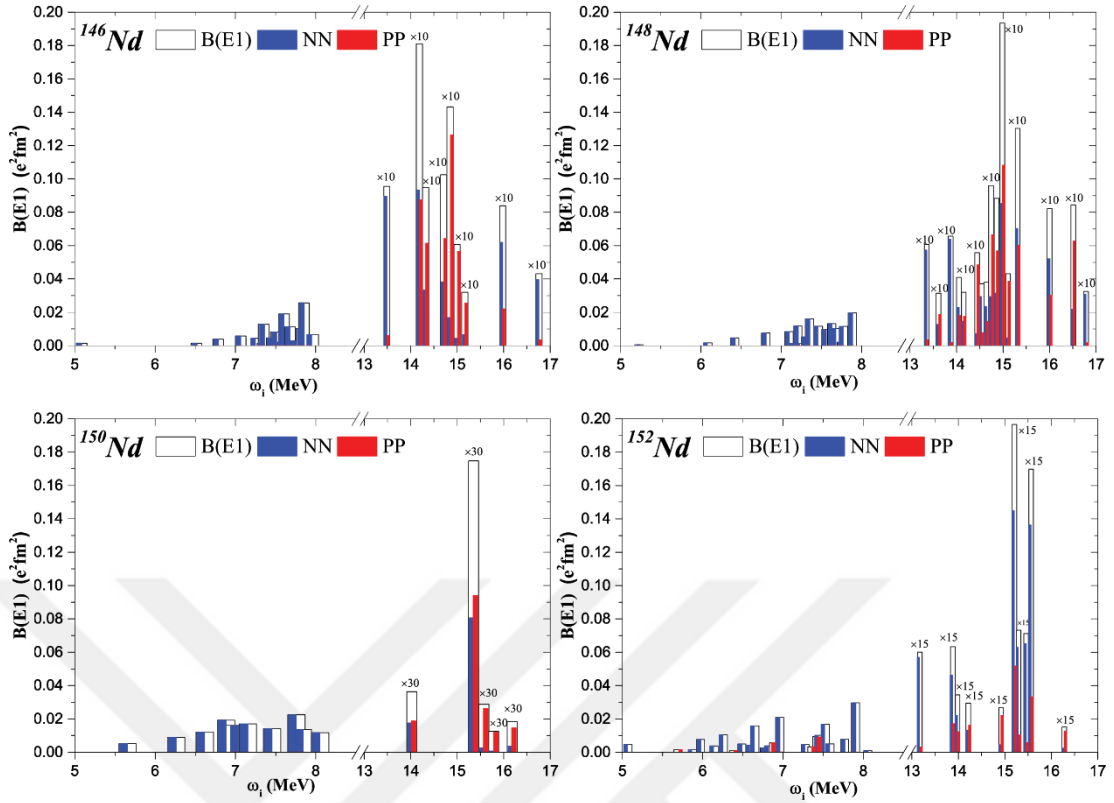
izotoplarında $K=1$ dalının mono nötron yapılarından oluştuğu sonucu görülmektedir. Bu sonuçlara göre 6 MeV üzerinde bulunan enerji seviyelerinin birden çok konfigürasyonlardan oluştuğu dolayısıyla da PDR bölgesindeki geçişlerin kolektif olduğunu söyleyebiliriz. Burdaki kolektifliği GDR'deki gibi iyi kolektiflik olarak tanımlayamayız ama bu kolektiflik PDR modun ismi gibi GDR'daha zayıf bir kolektifliğin olduğu sonucunu çıkarabiliriz. Bu açıdan, GDR'dan daha zayıf kolektif olan PDR' nin makroskobik tanımını (nötron fazlalığının kora karşı yapmış olduğu titreşim hareketi) açıklamasının yanı sıra PDR modun (proton sisteminin nötron sistemine karşı titreşim hareketi) güçlü bir E1 uyarılması olduğunu çok iyi tasvir etmektedir. Dolayısıyla kolektifliğin incelenmesi PDR' nin, GDR'den ayrılmasında önemli bir yer oynar.

Şekil 7.16.'da $K=0$ dalının nötron-proton yapıları $^{146,148,150,152}\text{Nd}$ izotopları için hem PDR hemde GDR bölgeleri verilmiştir. PDR bölgesi göz önüne alındığında Nd izotopları için E1 uyarılmalarının ağırlıklı olarak proton-proton konfigürasyonlardan oluşumunun yanı sıra az da olsa nötron-nötron konfigürasyonlarının da olduğu görülmektedir. Ama PDR bölgesindeki geçişler tek tür yapının (yani nötron veya proton) hâkim olduğu durumlardan teşkil olunduğu ancak GDR bölgesindeki ise bu durumdan farklı olarak elektrik dipol uyarılmalarının hem nötron-nötron hem de proton-proton konfigürasyonlarından oluştuğu görülmektedir.



Şekil 7.16. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için K=0 durumunda nötron-nötron ve proton-proton konfigürasyonları

Şekil 7.17.'de ise $^{146,148,150,152}\text{Nd}$ izotopları için K=1 dalındaki nötron-proton yapıları PDR ve GDR bölgesi verilmiştir. Şekil 7.17.'den görüleceği üzere K=1 dalında K=0 dalından farklı olarak PDR bölgesinde nötron-nötron yapının baskınlığı tüm Nd izotoplarında görülmektedir. K=0 olduğu gibi GDR bölgesindeki K=1 dalında da enerji seviyelerinin hem nötron hemde proton yapılarından oluşumu kendini göstermektedir.



Şekil 7.17. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için K=1 durumunda nötron-nötron ve proton-proton konfigürasyonları

Şekil 7.16. ve Şekil 7.17.'den elde edilen sonuçlara göre $^{146,148,150,152}\text{Nd}$ izotopları için PDR modun K=0 dalında mono proton, K=1 dalının ise mono nötron yapıdan oluştuğu, GDR modun hem K=0 hem de K=1 dallarında nötron-proton katkılarının birbirine yaklaştığı görülmekte olup, PDR modun yapısının GDR modun yapısından farklı olduğu sonucunu söyleyebiliriz. Bu özellik yarı-sihirli $^{110-124}\text{Sn}$ izotop serisi için yapılan teorik incelemimizde görülen bir özelliktir. Ama bu özelliğin PDR modun sistematik bir özelliği olduğunu söyleyebilmek için deforme çekirdeklerin farklı izotop serilerinde de ortaya konulması gerekir.

Tablo 7.14.'de PDR bölgesi için (yani 5-8 MeV bölgesi) toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitlerinin değerleri verilmiştir.

Tablo 7.14. $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri

A	$\Sigma\Gamma_0(\text{meV})$			$\Sigma\Gamma_{\text{red}}(\text{meV/MeV}^3)$			$\sigma_{\gamma\gamma}(\text{eV.barn})$		
	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
146	36592	19282	55874	83	44	127	7321	3876	11197
148	45382	20224	65606	115	49	164	9716	4210	13926
150	46259	22470	68729	144	60	204	11380	4964	16344
152	59777	23093	82870	162	64	226	13300	5210	18510

Tablo 7.15.'de GDR bölgesi için σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesit değerlerinin teorik hesaplarımız ile mevcut deneysel sonuçlar bulunmaktadır. Sonuçlar incelendiğinde yapılan iki farklı deneyin sonuçlarının birbirinden farklı olduğu görülmektedir. Teorik hesaplamalarımızla Carlos v.d [435] yapmış olduğu deney sonuçları karşılaştırıldığında σ_{-1} ve σ_{-2} sonuçlarının deneyle uyumlu olduğu σ_0 için ise yalnızca ^{148}Nd izotopu için uyumlu olduğu görülmektedir. İki deney sonuçları karşılaştırıldığında σ_0 değerleri için bir sistematik değişimin olmadığı ve elde edilen sonuçlarının arasında farkların olduğu görülmektedir. Teorik yapmış olduğumuz hesaplamalarda Nd izotopları için σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitlerinin kütle numarasına göre artışı görülmektedir.

Tablo 7.15. $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında GDR bölgesi için teorik olarak hesaplanan entegre tesir kesitinin, mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

A	Teori			Deney [435]			Deney[151]
	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)	σ_0 (MeV.b)
146	1.602	122	9.53	1.920	133	9.60	2.120
148	1.721	129	10.09	1.720	122	9.02	2.406
150	1.737	133	10.73	2.011	142	10.39	2.213
152	1.863	138	11.09	-	-	-	-

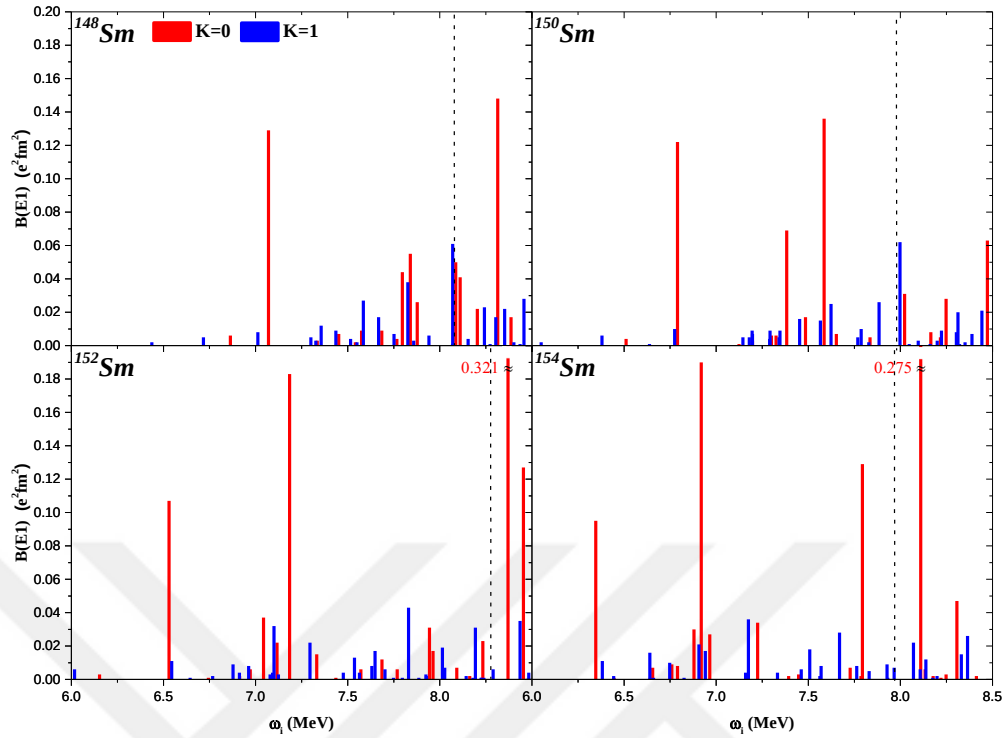
Tablo 7.16.'da σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitlerinin PDR bölgesindeki sonuçları bulunmaktadır. $^{110-124}\text{Sn}$ izotoplarında olduğu gibi $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında da A kütle numarasına göre artışın olduğu görülmektedir.

Tablo 7.16. $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında PDR bölgesi (5-8 MeV) için hesaplanan entegre tesir kesitleri değerleri

A	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)
146	0.0112	1.479	0.196
148	0.0139	1.892	0.258
150	0.0164	2.362	0.344
152	0.0185	2.609	0.373

7.1.3. Deforme $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için QRPA hesaplamaları

Sm izotopları hafif deforme çekirdeklerinden nadir toprak bölgesi deforme çekirdeklerin ikinci izotop seridir. Bölüm 7.1.2’de $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında bu bölümde ise $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında PDR modun özelliklerinin incelenmesi nadir toprak bölgesi deforme çekirdeklerinde PDR modun sistemetiğinin öğrenilmesinde çok öneme sahiptir. Ayrıca deforme çekirdeklerden ^{154}Sm izotopu, 1997 senesinde ilk deneysel PDR mod incelemesi yapılmış bir çekirdek izotopu olma özelliğine sahiptir [5]. Yapılan ilk deneysel PDR mod incelemesinde deforme çekirdeklerin nötron bağ enerjisi etrafında karmaşık yapıya sahip olması sonucu 6.5 MeV enerji değerinin etrafında B(E1) geçişlerinin üst-üste binmesi sonucu başarısızlıkla sonlanmış olup, deneysel teknolojinin yetersizliğinin yanı sıra yapılan deneylerin yüksek maliyete sahip olması sonucunda ilerleyen senelerde deforme çekirdeklerde PDR modun deneysel incelemesi yapılmamıştır. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için teorik hesaplamaların yapılmasının önemi açık bir şekilde görülmektedir. Bu kapsamda bu tez çalışmasının da $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için teorik hesaplamalar Şekil 7.18.’de verilmiştir [436-438].



Şekil 7.18. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için PDR mod bölgesinde oluşan $B(E1)$ geçiş ihtimallerinin enerjiye göre dağılımı. Burada kırmızı ile verilenler $K=0$ dalının, mavi ile verilen ise $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerini ve siyah noktalı çizgi ise nötron eşik enerji değerini göstermektedir.

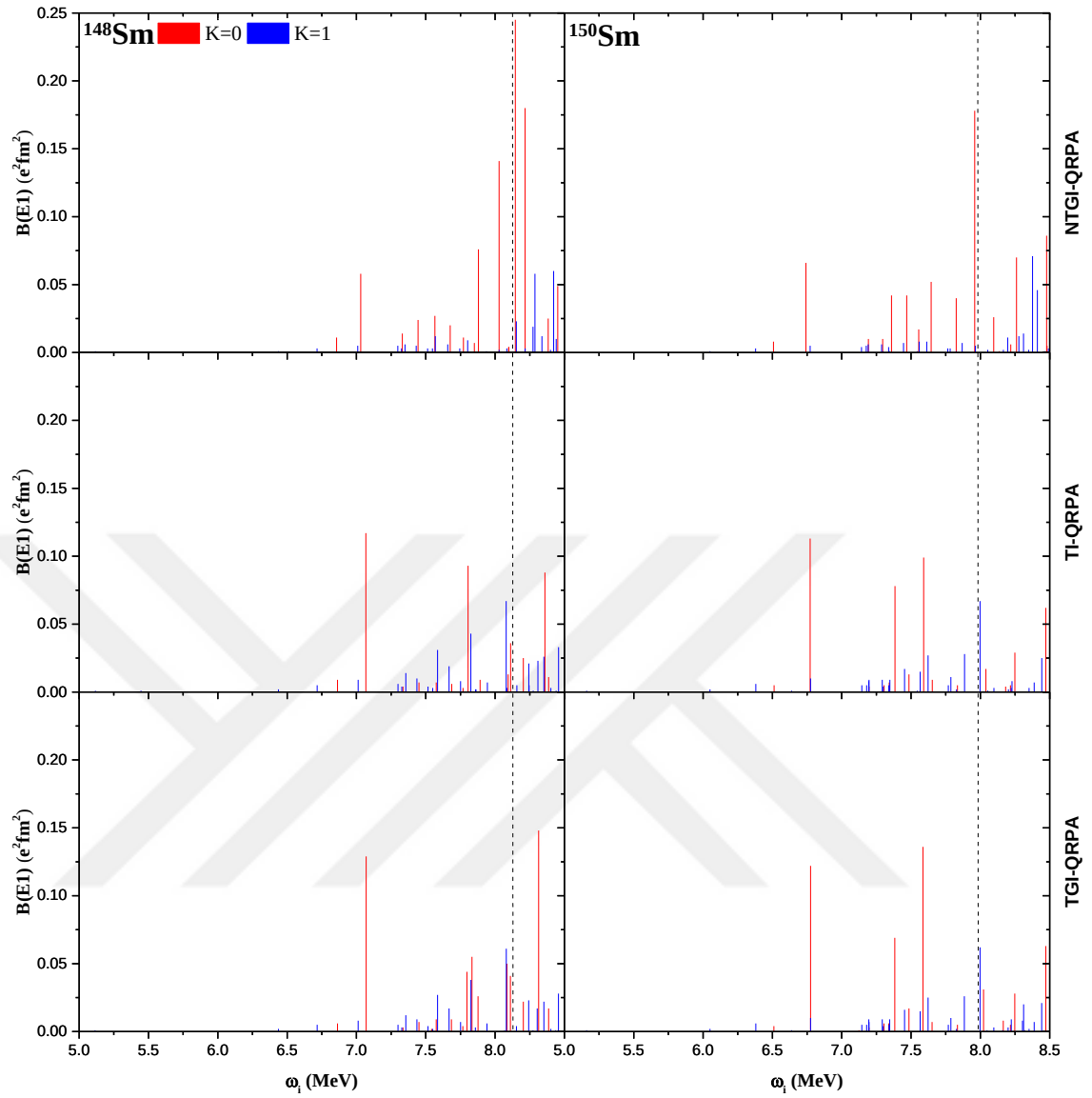
Şekil 7.18.'den görüldüğü üzere nötron bağ enerjisine kadar olan bölgedeki tüm $K=1$ dalının $B(E1)$ geçiş ihtimalleri $0.1\text{e}^2\text{fm}^2$ 'den küçük olduğu buna karşın ^{148}Sm izotopunda bir tane ve $^{150,152,154}\text{Sm}$ izotoplarında ise iki tane olmak üzere $K=0$ dalının $B(E1)$ geçiş ihtimali $0.1\text{e}^2\text{fm}^2$ büyük olduğu durumlar olduğu görülmektedir. $K=0$ dalının PDR bölgesinde baskın olduğu $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında da görülmektedir.

Tablo 7.17. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için PDR mod bölgesinde teorik olarak hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam elektrik dipol geçiş ihtimalleri, seviye sayıları, ortalama enerji değerleri ve deneysel nötron bağ enerji değerleri

A	S_n (MeV)	$\Sigma B(E1)$ (e^2fm^2)		Seviye sayısı		Ortalama enerji (MeV)	
		K=0	K=1	K=0	K=1	K=0	K=1
148	8.141	0.384	0.210	15	28	7.597	7.737
150	7.987	0.373	0.234	17	29	7.275	7.575
152	8.258	0.482	0.272	24	46	7.185	7.524
154	7.967	0.546	0.238	19	35	7.035	7.327

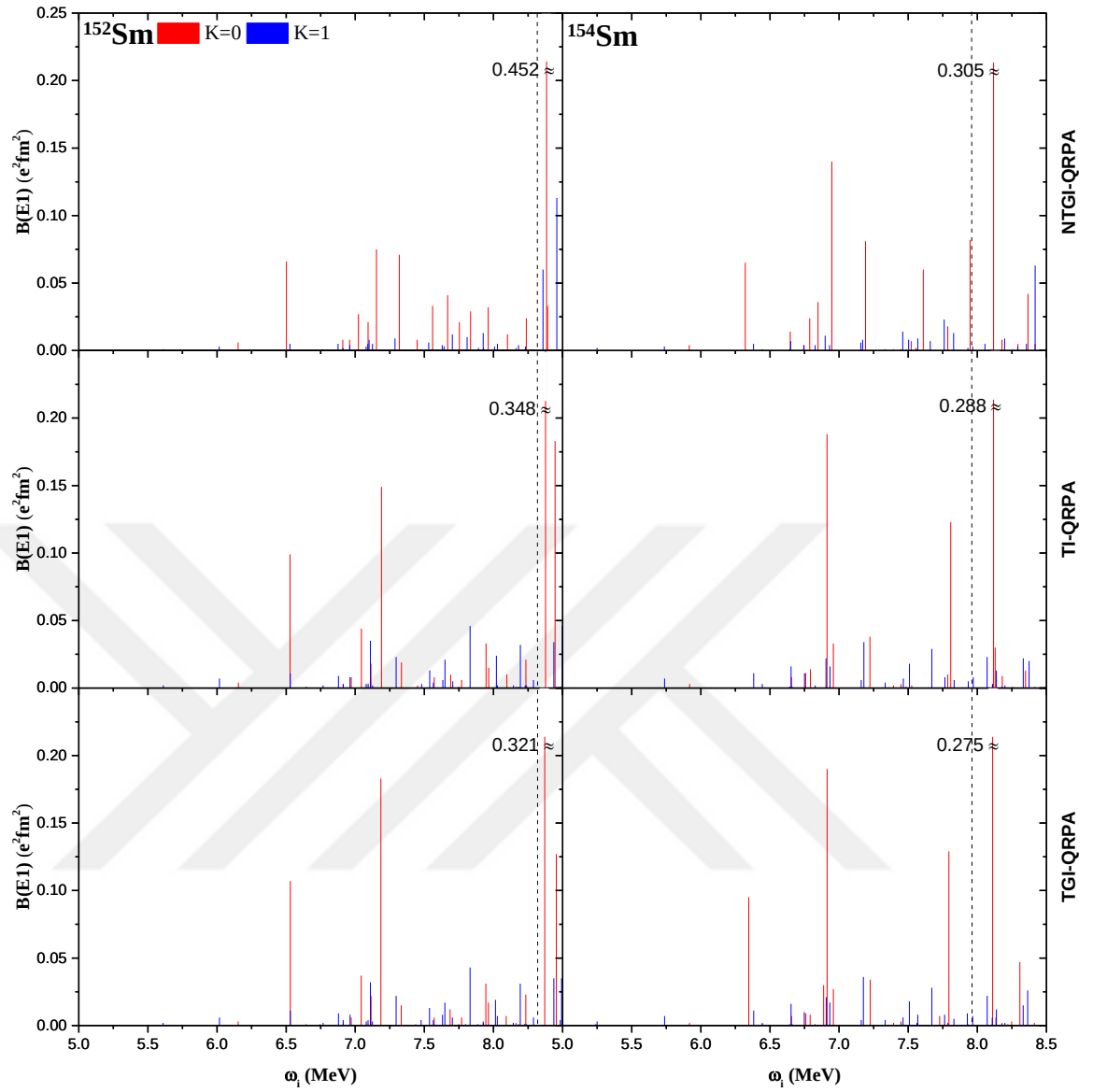
Tablo 7.17.'de ise $K=0$ ve $K=1$ dallarının toplam $B(E1)$ geçiş ihtimalleri, seviye sayıları ve ortalama enerjileri verilmiştir. Tablodan görüleceği üzere $K=1$ dalı için

hesaplanan seviye sayısı, $K=0$ dalı için hesaplanan seviye sayısının yaklaşık 1.7-1.9 katı olmasına rağmen $K=0$ dalının toplam $B(E1)$ gücü $K=1$ dalının toplam $B(E1)$ gücünün yaklaşık olarak 1.60-2.30 katı olduğu hesaplanmıştır. Bu elde edilen teorik hesaplamalar kapsamında çift-çift $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için PDR bölgesinde seviye sayısı bakımından $K=1$ dalında daha fazla seviyeye olmasına rağmen toplam elektrik dipol geçiş bakımından $K=0$ dalının $B(E1)$ gücünün daha büyük olduğu görülmektedir. Makas mod ile GDR mod bölgesinde $K=1$ dalının daha baskın olmasına karşın PDR mod bölgesinde ise $K=0$ dalının baskın olduğu teorik olarak ortaya konulmuştur. Ortalama enerji değerleri incelendiğinde ise PDR mod bölgesinde $K=0$ dalının ortalama enerji değerinin $K=1$ dalının ortalama enerji değerine göre daha düşük olduğu görülmektedir.



Şekil 7.19. ^{148}Sm ve ^{150}Sm izotopları için farklı yaklaşımlar kullanılarak nötron bağ enerjisi etrafına kadar hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının $B(E1)$ güç değerlerinin enerjiye göre dağılımı

Şekil 7.19. ve Şekil 7.20.'de $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için JB model, TI-QRPA ve TGI-QRPA modelleri kapsamında yapılan teorik hesaplamalar bulunmaktadır [439]. Sonuçlar incelendiğinde özellikle nötron bağ enerji değerine kadar ki bölgede $K=0$ dalının baskınlığı görülmektedir. Nötron bağ enerjisi etrafındaki bölgede sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karıştığı görülmektedir.

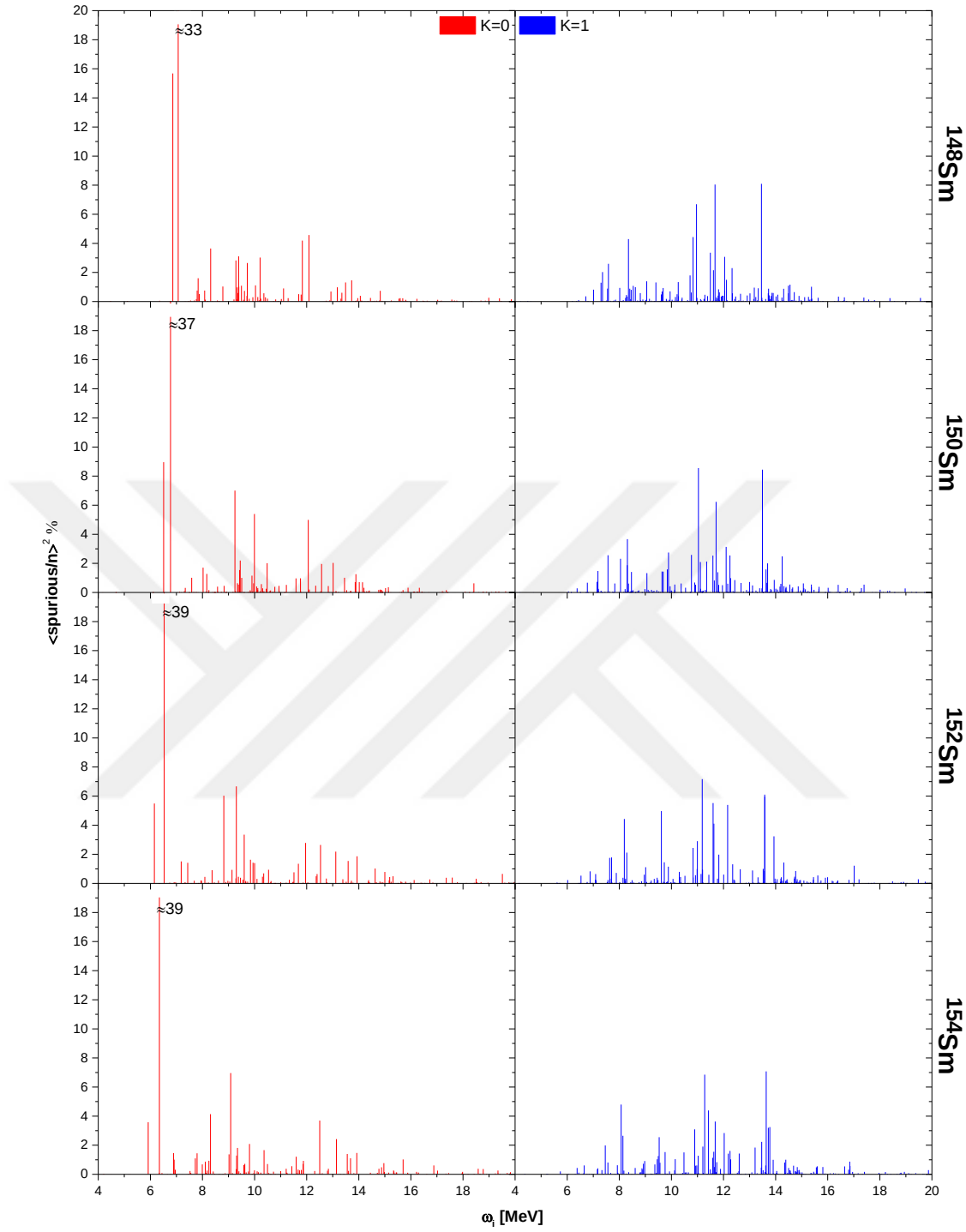


Şekil 7.20. ^{152}Sm ve ^{154}Sm izotopları için farklı yaklaşımlar kullanılarak nötron bağ enerjisi etrafına kadar hesaplanan $K=0$ ve $K=1$ dallarının $B(E1)$ güç değerlerinin enerjiye göre dağılımı

Sahte hallerin karışım durumları hesaplanmış olup, Şekil 7.21’de katkıları verilmiştir. Şekil 7.21. incelendiğinde $K=0$ dalının özellikle PDR mod bölgesinde sahte hallerin karıştığı görülmüş olup, özellikle 6 MeV civarında sahte hallerin büyük bir karışımının olduğu görülmektedir. ^{148}Sm için %33, ^{150}Sm için %37, ^{152}Sm için %39 ve ^{154}Sm için %39 oranında sahte hallerin karışmaktadır. Nd serisi için yapılan teorik inceleme memimizde 6-6.5 MeV bölgesinde sahte hallerin karışımının büyük olduğu ve bu durumun Sm içinde olmasına karşın, Nd izotoplarında A kütle numarası arttıkça

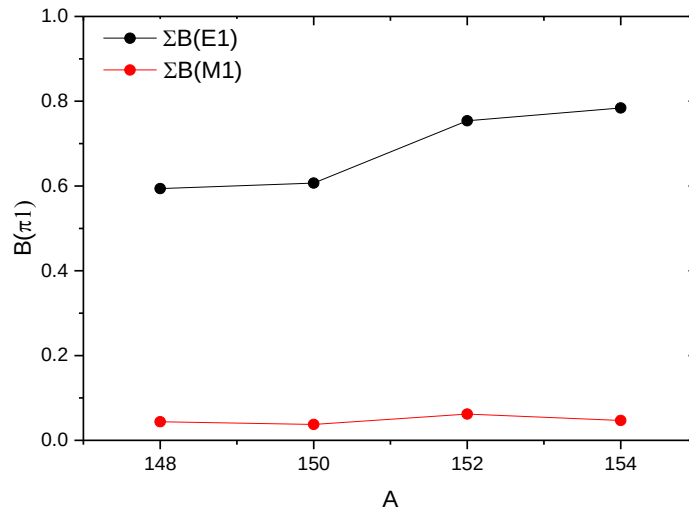
sahte hallerin karışım yüzdelerinde azaldığı ve Sm için ise bu durumun tam tersi olduğu görülmektedir. Ama yapılan incelemelerimizi daha detaylı şekilde bakacak olursak, Nd izotoplarında olduğu gibi Sm izotoplarında 6-6.5 MeV civarında iki büyük sahte hal karışım bulunmaktadır. Nd izotopları için değerlendirecek olursa bu iki büyük sahte hal karışımlarının toplamaları $^{146-152}\text{Nd}$ izotopları için sırasıyla %50, %46, %33, %32 azaldığı ve burum $^{148-154}\text{Sm}$ için ise sırasıyla %49, %48, %44, %42 oranında azalmaktadır. Böylece sahte hal karışımında nadir toprak bölgesi izotopları için çekirdekler azaldıkça 6-6.5 MeV bölgesinde sahte hal karışımının azladığı sonucu görülmektedir.





Şekil 7.21. Çift-çift $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı

$^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için de E1 uyarılmaları dışında M1 uyarılmaları da PDR bölgesi için hesaplanmıştır. Tek tek sonuçlar yerine toplam $B(M1)$ geçiş ihtimali değerleri e^2fm^2 birimlerine dönüştürülerek Şekil 7.22.'de toplam M1 ve E1 güç değerleri sırasıyla kırmızı ve siyah renkli dairelerle ifade edilmiştir.

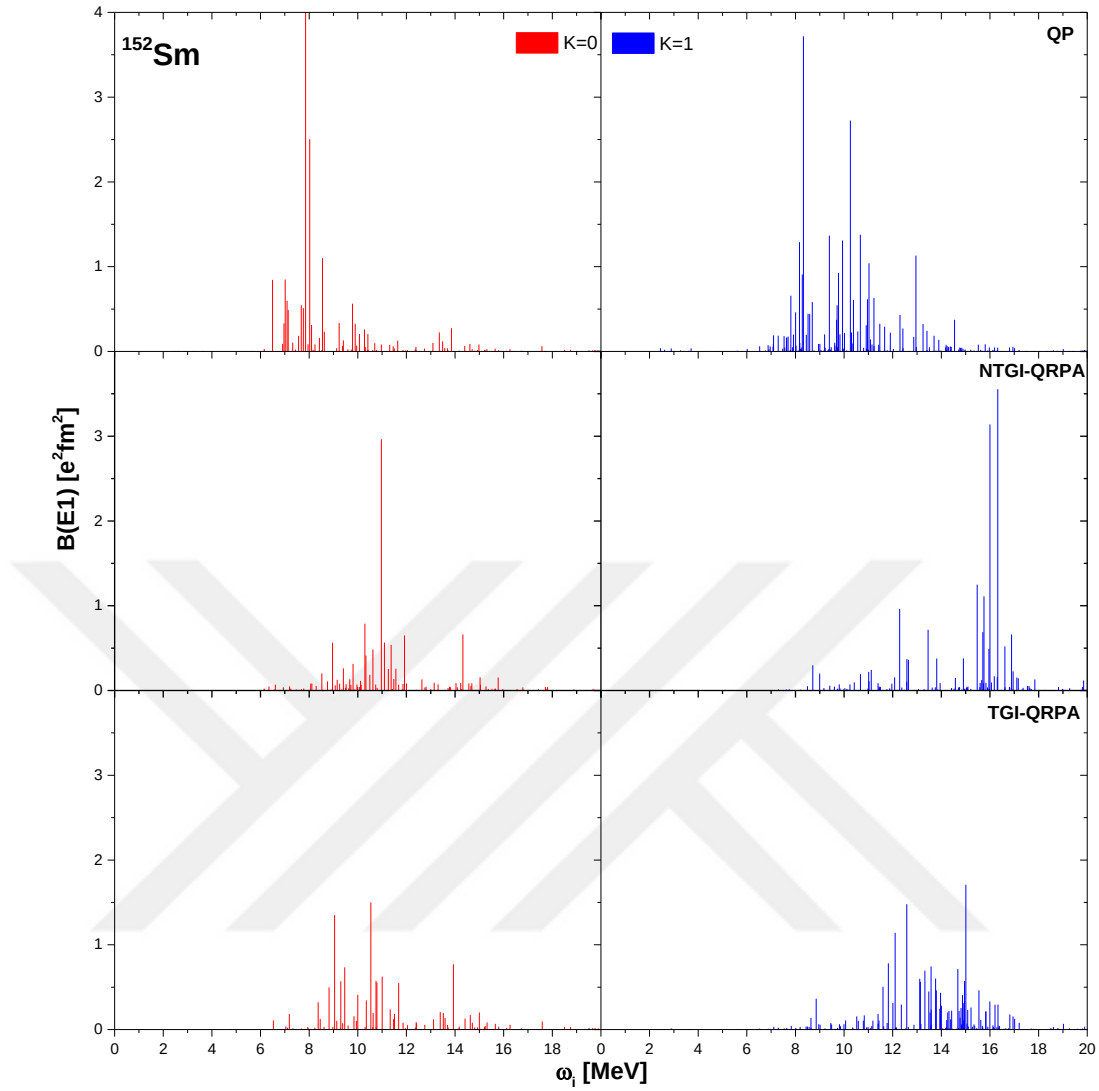


Şekil 7.22. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için toplam M1 ve E1 güç değerleri

Şekil 7.22.'den görüleceği üzere $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için PDR bölgesinde ana katkının E1 geçişlerinden geldiği açıkça görülmektedir. Buna karşılık ise az miktarda da olsa M1 geçişlerin bir katkısının olduğu da aşıkardır. Tablo 7.18.'de nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam B(E1) ve B(M1) güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede M1 gücün katkıları her bir çekirdek için hesaplanmıştır. Tablo 7.18.'de incelendiğinde yaklaşık olarak %5-8 arasında PDR bölgesinde M1 geçişlerinin olduğu sonucuna varılır. Deneylerde parite ayrımı yapılamaması sonucunda oldukça küçük değer olmasına rağmen bu değerlerinde E1 uyarılması olarak kabul edilmemesi gerekmektedir.

Tablo 7.18. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam B(E1) ve B(M1) güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede M1 gücün katkıları

A	ΣB(E1)	ΣB(M1)	ΣB(E1+M1)	B(M1) katkısı
148	0.594	0.044	0.638	% 6.90
150	0.607	0.038	0.645	% 5.89
152	0.754	0.062	0.816	% 7.60
154	0.784	0.047	0.831	% 5.65



Şekil 7.23. ^{152}Sm izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları

Şekil 7.23. incelediğinde tek parçacık hamiltonyenin $K=0$ dalında enerji geçişlerinin büyük değerleri yaklaşık olarak 7.5-8 MeV, $K=1$ dalında ise yaklaşık olarak 8-11 MeV enerji aralığında olduğu görülmektedir. Dipol-dipol etkileşim teriminin eklenmesiyle bu durumun $K=0$ dalında 10-12 MeV, $K=1$ dalında ise 14-16 MeV bölgesine kaymaktadır. Böylece dipol-dipol etkileşim teriminin $K=0$ dalını 3.5-4 MeV, $K=1$ dalını ise 5-6 MeV kaydardığı ve deneysel çalışmalarda gözlemlenen GDR modu teorik olarak açıkladığı görülmektedir. $^{148,150,154}\text{Sm}$ izotopları için dipol-dipol etkileşim teriminin katkısının ^{152}Sm ile benzer özelliklere sahip olduğu görülmektedir. $^{146-152}\text{Nd}$ için yapılan araştırmamızda elde edilen $K=0$ dalında 3.5-4 MeV'lik ve $K=1$ dalındaki

6-6.5 MeV'lik kaymanın benzeri durumun $^{148-154}\text{Sm}$ çekirdek serisinde de görülmektedir.

PDR rezonans hakkındaki bir diğer soru ise PDR uyarılmalarının kolektif olup olmamasıdır. Seviyelerin kolektif olup olmaması yalnızca teorik çalışmalarla cevaplanmaktadır. Nadir toprak bölgesi çekirdeklerinden Nd çekirdek izotopları için incelenen seviyelerin kolektiflik durumu $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları içinde yapılmıştır. Bu kapsamda Samaryum izotopları için nötron bağ enerjisi altında bulunan bölgede uyarılma seviyelerin kolektifliği incelenecektir. Kolektiflik teorik olarak, tek fonon dalga fonksiyonunun birçok iki-kuaziparçacık (nötron veya proton) konfigürasyonlarından oluşması ve nötron ve proton katkılarının birbirleri arasında paylaşılması şeklinde tanımlanmaktadır.

Bu nedenle, PDR mod uyarılmalarının kolektif ya da kolektif olmayan seviyelerden oluştuğunu sorgulamak için, 5-8 MeV aralığındaki elektrik dipol uyarılmalarının iki-kuaziparçacık yapısını hesaplanmıştır. Teorik hesaplamalarımız sonucunda 6 MeV'den düşük enerjilerde E1 uyarılmalarının tek fononlu dalga fonksiyonlarının tek bir tane iki kuaziparçacık konfigürasyonundan, 6 MeV'den yüksek enerjilerde ise E1 uyarılmalarının tek fononlu dalga fonksiyonlarının birden fazla iki kuaziparçacık konfigürasyonundan oluştuğu görülmektedir. İncelenen tüm Samaryum izotoplarında benzer sonuçlar elde edildiğinde dolayı elektrik dipol uyarılmalarının ($K=0$ ve $K=1$) tek parçacık yapısı yalnızca ^{154}Sm izotopu için Tablo 7.19'de verilmiştir

Tablo 7.19. ^{154}Sm izotopu için nötron eşik enerjine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarının nötron-proton yapıları

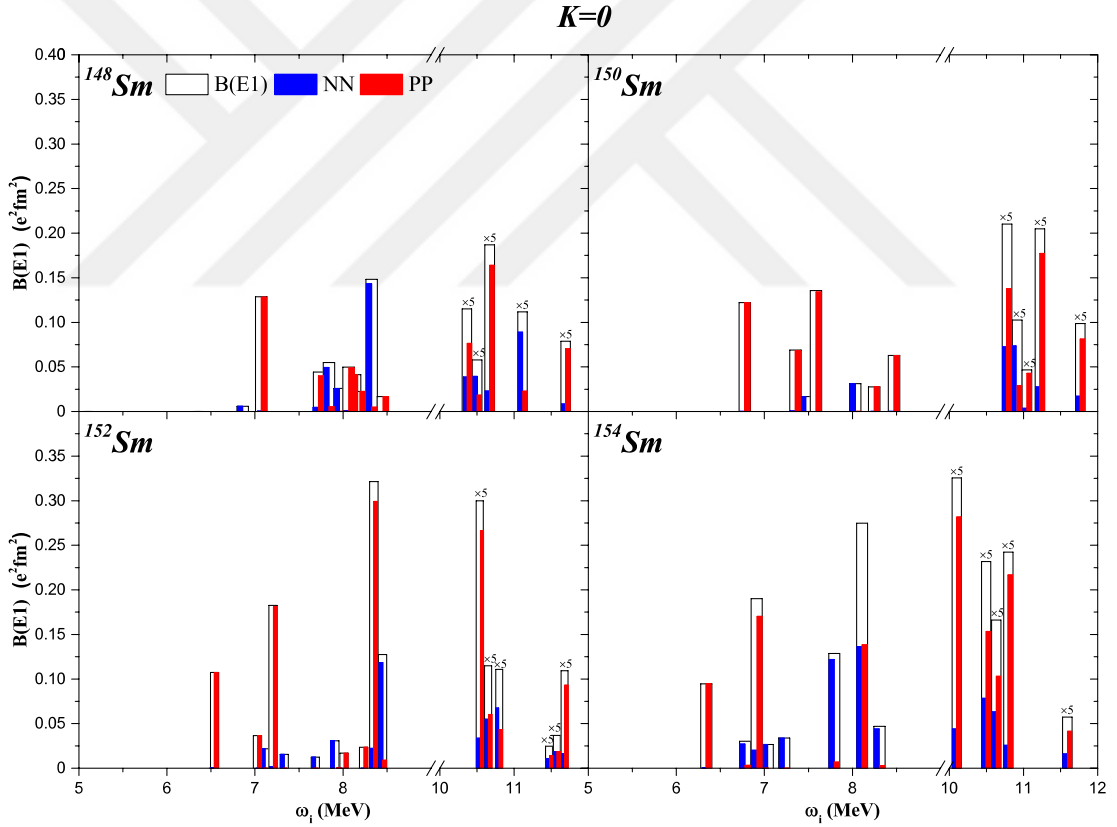
K=0				K=1			
ω_i (MeV)	B(E1) ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$	ω_i (MeV)	B(E1) ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
5.917	2.356	nn 523↓-402↑	-0.9988	5.737	0.007	nn 633↓-514↓	- 0.9996
6.888	0.030	nn 521↑-651↑	0.8111	6.652	0.015	nn 541↓-660↑	0.3377
		nn 514↑-624↑	-0.4857			nn 512↓-402↑	-0.9317
		pp 301↑-411↑	0.2202			nn 512↓-402↑	0.0990
		pp 301↑-411↑	-0.2161			nn 505↓-615↑	-0.0536
6.913	0.190	nn 521↑-651↑	-0.2836	6.905	0.021	nn 400↑-512↓	-0.5372
		nn 514↑-624↑	0.1469			nn 521↑-651↓	-0.2285
		pp 301↑-411↑	0.5173			nn 523↓-633↑	-0.0434
		pp 530↑-640↑	0.1792			nn 514↓-624↑	0.8054
		pp 301↑-411↑	-0.7353			nn 505↓-615↑	0.0377
		pp 541↑-651↑	0.1523	7.176	0.036	nn 400↑-501↑	0.0346
		pp 514↓-404↓	0.1121			nn 651↓-532↓	0.8155
7.225	0.034	nn 550↑-660↑	0.2176			nn 532↓-642↑	-0.0376
		nn 532↓-651↑	-0.1844			nn 402↑-514↓	-0.0354
		nn 532↑-642↑	-0.2417			nn 402↑-503↑	-0.0345
		nn 523↑-633↑	0.8920			nn 523↓-633↑	0.5644
		nn 514↑-624↑	0.1498			nn 514↓-404↑	0.0340
7.794	0.129	nn 541↓-640↑	0.2005			nn 514↓-624↑	0.0373
		nn 550↑-660↑	-0.4223	8.071	0.022	nn 541↑-640↑	-0.0427
		nn 541↑-651↑	0.1780			nn 400↑-501↑	0.1318
		nn 521↑-651↑	-0.1534			nn 640↑-541↑	-0.0636
		nn 541↑-651↑	-0.5971			nn 541↓-651↑	0.0882
		nn 532↓-651↑	0.3443			nn 501↑-402↑	-0.9334
		nn 532↑-642↑	0.3594			nn 411↑-523↓	-0.2273
		nn 523↓-622↑	-0.111			nn 411↑-512↑	-0.0377
		nn 523↑-633↑	0.1341			nn 402↑-503↑	-0.0334
		pp 530↑-640↑	0.1814			nn 402↑-514↓	0.0323
		pp 303↓-413↓	0.1206			nn 402↑-503↑	-0.0873
8.109	0.274	nn 541↓-640↑	0.1679			nn 503↓-404↓	0.1646
		nn 550↑-660↑	-0.1588				
		nn 541↑-651↑	0.3901				
		nn 541↑-651↑	0.4857				
		nn 532↓-651↑	0.1169				
		nn 532↑-642↑	0.1188				
		pp 530↑-640↑	0.2641				
		pp 541↑-651↑	0.3272				
		pp 303↓-413↓	-0.1403				
		pp 532↓-642↓	-0.5093				
		pp 422↑-523↓	0.1394				
		pp 413↑-514↓	0.1261				

Tabloda bir kural olarak görülebileceği gibi, 6 MeV üzerinde her bir uyarılmış seviyelerin birden fazla konfigürasyondan organize edilmiştir. Dolayısıyla burada elde edilen sonuçlara dayanarak, PDR uyarılarının çoğunlukla kolektif olduğunu söylemek mümkündür. Bölüm 5.1’de anlatıldığı üzere E1 uyarılmaları spektroskopik bölge (2-4 MeV), PDR (5-8 MeV) ve GDR (8-16 MeV) uyarılmalarından oluşmaktadır. Tüm çekirdek izotoplar için spektroskopik bölgede yapılan hesaplamalarda tek fononlu dalga fonksiyonunun her bir E1 uyarılmasının bir tane iki-kuaziparçacık konfigürasyonundan (% 98) oluştuğu ve bunun sonucunda spektroskopik bölgedeki elektrik dipol uyarılmalarının kolektif olmadığı görülmüştür. Spektroskopik bölgenin sonundan nötron eşiğine kadar olan enerji aralığı olarak tanımlanan PDR mod uyarılmalarında ise Sm izotopları için yaptığımız hesaplamalarımızda bir fonon dalga fonksiyonuna K=0 dalı için %36-79 ve K=1 dalı için ise %86-90 arasında iki-kuaziparçacık konfigürasyonunun katkılarının olduğu görülmektedir. Bu hesaplamalar ışığında K=0 dalının K=1 dalından daha kolektif olduğunu söyleyebiliriz. GDR mod ise durum daha farklıdır. Samaryum izotopları için yaptığımız GDR mod incelemesinde bir fononlu dalga fonksiyonuna iki kuaziparçacık konfigürasyonundan gelen katkıların K=0 dalı için %23-36 arasında ve K=1 için ise %10-35 arasında değiştiği sonucuna ulaşılmıştır. Bu elde edilen sonuca göre göre GDR modun iyi kolektif seviyelerden teşkil olduğu açıkça görülmektedir. Yukarıda verilen sonuçlar ışığında PDR modun çoğunlukla kolektif nitelikli seviyelerden oluştuğunu ancak bu kolektifliğin GDR mod için olan kolektiflikten daha zayıf olduğunu söyleyebiliriz. Bu açıdan, GDR’dan daha zayıf kolektif olan PDR’ nin makroskobik tanımını (nötron fazlalığının kora karşı yapmış olduğu titreşim hareketi) açıklamasının yanı sıra PDR modun (proton sisteminin nötron sistemine karşı titreşim hareketi) güçlü bir E1 uyarılması olduğunu çok iyi tasvir etmektedir. Dolayısıyla kolektifliğin incelenmesi PDR’ nin, GDR’dan ayrılmasında önemli bir yer oynar.

Hesaplamalarımız, parçacık eşiği enerjisinin altında bir fononlu dalga fonksiyonun her bir E1 uyarılmasının, çoğunlukla bir nükleon türünden (yalnızca nötron-nötron veya yalnızca proton-proton konfigürasyonlardan) oluştuğunu gösterdi (çoğunlukla % 98). Nötron veya proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları Şekil 7.24. ve Şekil 7.25.’de sırasıyla K = 0 ve K=1 dalları için sunulmuştur.

Şekil 7.24. ve Şekil 7.25.'de açık çubuklar elektrik dipol uyarılmalarını, mavi ve kırmızı çubuklar ise sırasıyla nötron ve proton sistemlerinin katkı yüzdeleri göstermektedir. PDR ile GDR mod arasındaki yapısal farklılıkları göstermek için GDR bölgesinden birkaç tane belirgin olan uyarılma seviyelerinin nötron veya proton katkıları Şekil 7.24. ve Şekil 25.'de gösterilmiştir.

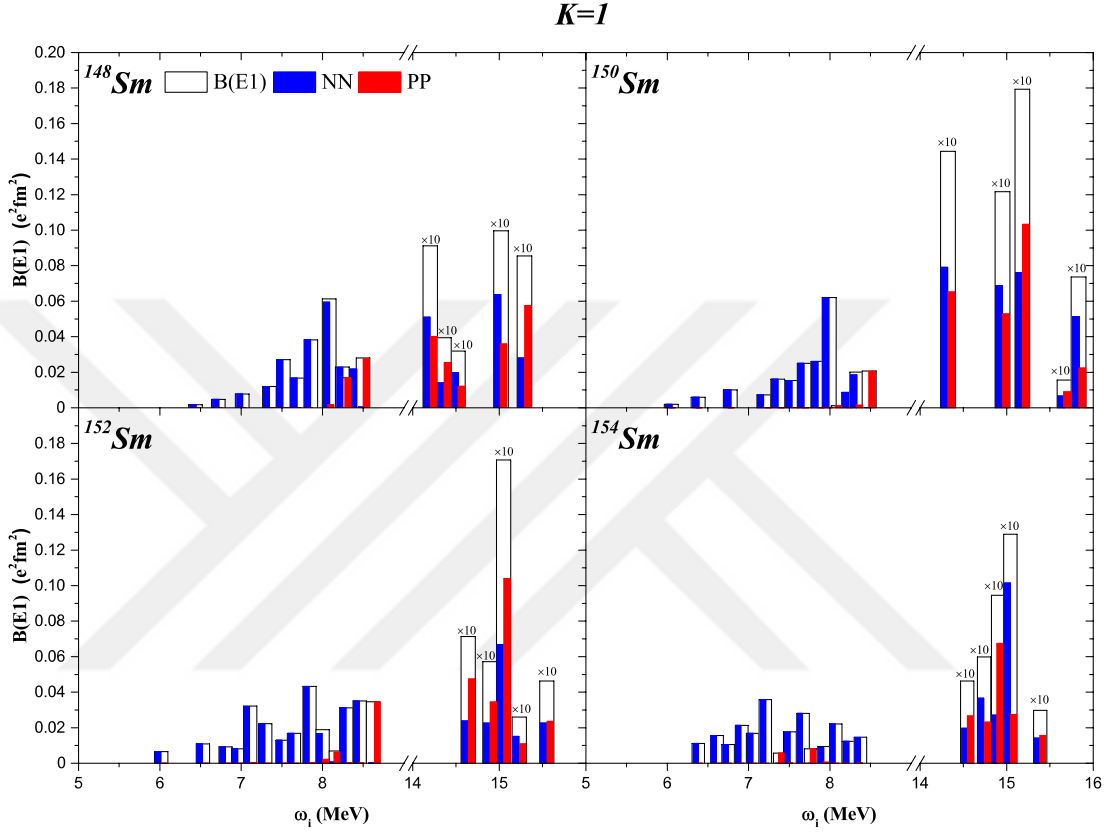
$K=0$ durumunda Şekil 7.24.'den görülebileceği gibi, PDR bölgesi için Sm izotoplarında E1 uyarılmaları ağırlıklı olarak proton-proton konfigürasyonlarından oluşmaktadır. Bununla birlikte, nötron-nötron yapılandırılmalarının hakim olduğu durumlar bulunmaktadır. Ancak, PDR bölgesinde bir tür konfigürasyonun (nötron veya proton) hakim olduğu ve GDR bölgesinde ise elektrik dipol uyarılmalarının hem nötron-nötron hem de proton-proton konfigürasyonlarından düzenlenmektedir.



Şekil 7.24. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için $K=0$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları

$K=1$ dalında ise daha farklı davranışların olduğu görülmektedir (Şekil 7.25.'e bakınız). Her bir samaryum izotopunda E1 uyarılmalarının ağırlıklı olarak nötron-nötron

konfigürasyonlarından organize olduğu görülmektedir. Bunun yanı sıra birkaç tane proton-proton konfigürasyonlarının mevcut olduğu söylenebilir. GDR bölgesine doğru elektrik dipol uyarılmalarının bu "mono nötron" yapısının nötron-nötron ve proton-proton iki kuaziparçacık konfigürasyonları arasında dengelenmektedir.



Şekil 7.25. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için $K=1$ dalında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları

Sonuç olarak (Şekil 7.24. ve 7.25.'de görüldüğü gibi), hem $K=0$ hem de $K=1$ için uyarılmaları parçacık eşik enerjisinin altında sadece bir tür nükleondan türünden organize edildiğini söyleyebiliriz. Sadece $K=1$ dalının elektrik dipol uyarılmaları için nötronlar katkısının baskınlığı PDR' nin makroskobik tanımlanması olan nötron fazlalığının kora karşı yapmış olduğu titreşim tanımını açıklar. $K=0$ dalının sonuçlarıyla ise, nötron yüzeyinin dipol salınımı olarak tanımlanan PDR' nin basit resminin daha zengin ve daha karmaşık bir resme dönüşmesi gerektiği sonucuna varılır.

K= 0 ve K=1 dallarının nötron eşik enerjisi altındaki elektrik dipol uyarılmalarında yani PDR modun mono nükleon temelli yapıya sahip olması ve her iki nükleon (nötron ve proton) kuaziparçacık konfigürasyonlarının önemli rol oynadığı GDR'dan farklı yapıyı göstermektedir (bkz. Şekil 7.21. ve 7.22.'de). Bu sonuçlara, düşük enerjili (PDR) ve yüksek enerjili (GDR) elektrik dipol uyarılmalarının birbirlerinden bağımsız iki mod olmasında ve PDR' nin GDR'den ayrılmasında önemli rol oynayabilir. Bu durumun benzeri nadir toprak bölgesi izotoplarından olan Nd izotopundada görülmesi ile nadir toprak izotopları için genel bir özellik olduğunu söyleyebiliriz. Deforme çekirdeklerin ağır izotopları olan Th ve U izotoplarındada böyle bir yapının varlığının incelenmesi gerekmektedir. Böyle bir durum aktinit çekirdek izotoplarında oluşması sonucunda deforme çekirdekler için PDR modun GDR moddan farklı bir mod olduğunu söyleye biliriz.

Tablo 7.20.'da PDR bölgesi için (yani 5-8 MeV bölgesi) toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitlerinin değerleri verilmiştir.

Tablo 7.20. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri

A	$\Sigma\Gamma_0(\text{meV})$			$\Sigma\Gamma_{\text{red}}(\text{meV/MeV}^3)$			$\sigma_{\gamma\gamma}(\text{eV.barn})$		
	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
148	59396	33974	93370	133	74	207	11750	6505	18255
150	50294	35880	86174	130	82	212	10928	7155	18083
152	63352	41139	104491	168	96	264	13948	8301	22249
154	67867	29946	97813	190	79	269	15533	6548	22081

Tablo 7.21. $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında GDR bölgesi için entegre tesir kesitlerinin mevcut deneysel sonuçlarla

A	Deney[440]			Deney[151]		Deney [108]		
	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)
148	1.94±0.10	134±10	9.5±0.7	2.080	137			
150	2.00±0.14	141±15	10.3±0.9	2.213	203			
152	2.05±0.10	144±10	10.6±0.7	3.079	264			
154	2.07±0.10	145±10	10.6±0.7	2.478	202	1.94±0.06	117±3.5	9.1±0.3

Tablo 7.21.'de üç farklı deney grubu tarafından yapılan entegre tesir kesitlerinin değerleri bulunmaktadır. Yapılan deneylerdeki sonuçlar incelendiğinde Carlos [440]

tarafından yapılan deneyde σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitlerinin değerlerinin Sm izotoplarında kütle numarasının artımına göre artışın olduğu görülmektedir. Vasiliev tarafından [151] yapılan deneyde elde edilen sonuçların çok daha büyük olduğu, Güverich [108] ise yalnızca ^{154}Sm izotopu için deneysel çalışma yaptığı görülmektedir. ^{154}Sm çekirdeği için yapılan üç farklı deneyde de birbirlerin farklı sonuçlar elde edilmiştir. Böylece üç farklı grubun sonuçları arasında bir uyumun olmadığı ve teorik çalışmaların yapılması gerekmektedir. Bu kapsamda bu tez çalışmasında, GDR bölgesi için σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitlerinin teorik hesaplamaları yapılmış olup, Tablo 7.22.'de elde edilen teorik sonuçlar verilmiştir. Tablo 7.22. incelendiğinde il dikkatimiz çeken nokta Carlos tarafından deneyde elde edilen A kütle numarası arttıkça entegre tesir kesitlerinin değerlerinin arttığı durum teorik hesaplamalarımızda görülmektedir. ^{154}Sm için Güverich tarafından yapılan deneyde elde edilen σ_0 ile deneysel hatalar çerçevesinde uyumlu olduğu, Carlos tarafından yapılan deneye göre σ_0 çok azda olsa düşük olduğu ve σ_{-1} değerlerinin uyumlu olduğu görülmektedir. Carlos tarafından yapılan deneyde elde edilen σ_{-1} değerleri ile teorik σ_{-1} sonuçlarımız deneysel hatalar çerçevesinde uyumludur.

Tablo 7.22. $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında GDR bölgesi için entegre tesir kesitlerinin teorik sonuçları

A	Teori		
	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)
148	1.724	126	10.253
150	1.833	144	11.884
152	1.835	145	12.065
154	1.890	152	12.790

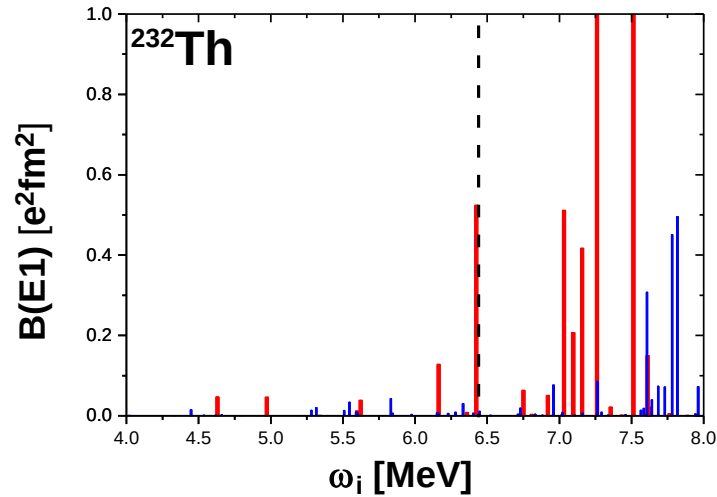
Tablo 7.23.'de σ_0 , σ_{-1} ve σ_{-2} entegre tesir kesitlerinin PDR bölgesindeki sonuçları bulunmaktadır. $^{110-124}\text{Sn}$ ve $^{146-152}\text{Nd}$ izotoplarında olduğu gibi $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında da A kütle numarasına göre artışın olduğu görülmektedir.

Tablo 7.23. $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarında PDR bölgesi için entegre tesir kesitlerinin teorik sonuçları

A	σ_0 (MeV.b)	σ_{-1} (mb)	σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)
148	0.0133	1.777	0.238
150	0.0180	2.447	0.333
152	0.0196	2.825	0.429
154	0.0220	3.116	0.443

7.1.4. Deforme ^{232}Th izotopunda QRPA hesaplamaları

Bundan önceki bölümlerde deforme çekirdeklerin daha hafif izotopları olarak tanınlanan nadir toprak bölgesi izotoplarında PDR modu incelenmiştir. Bu bölümde ise deforme çekirdeklerin daha ağır izotopları olarak bilinen aktinit bölgesi izotoplarında PDR mod incelenecektir. Böylece nadir toprak bölgesi izotoplarında elde edilen sonuçların aktinit izotoplarında da oluşup oluşmaması PDR modun deforme çekirdeklerdeki yapısının sistematığını çıkarmamızda bize yol gösterecektir. Bu kapsamda incelenecek ilk aktinit bölgesi çekirdeklerinden ^{232}Th izotopu için hem PDR hemde GDR mod özellikleri incelenecektir. Aşağıdaki Şekil 7.26.'de ^{232}Th izotopunun 4-8 MeV bölgesinde B(E1) geçiş ihtimallerinin enerjiye göre değişimi verilmiştir.

Şekil 7.26. ^{232}Th izotopunun 4-8 MeV bölgesinde B(E1) geçiş ihtimallerinin enerjiye göre değişimi

Bilindiği üzere çekirdek izotoplarının kütle numarası arttıkça nötron bağ enerji değerinden azalma olmaktadır. Bu kapsamda aktinit izotopları çok ağır çekirdek

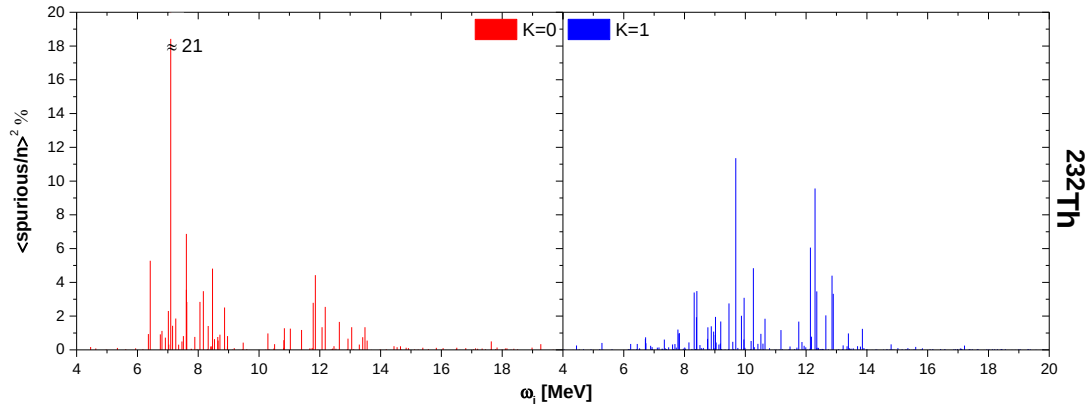
izotopları olduğu için bu çekirdeklerde nötron bağ enerji değeri 6 ile 6.5 MeV arasında değişmektedir. Şekil 7.26.'dan görüleceği üzere K=0 dalının daha baskın olduğu bu çekirdek izotopunda da görülmektedir.

PDR modun K=0 ve K=1 dallarının katkıları verilmiştir. Aktinitler çok ağır izotoplar olmalarından dolayı bu çekirdeklerde PDR mod daha düşük enerjilerde olması gerekmektedir. Benze şekilde de GDR modda daha düşük enerjilerde oluşmaktadır. Bu kapsam da ^{232}Th çekirdeğinin nötron bağ enerji değeri 6.442 MeV olduğu için 4-6.5 MeV aralığını PDR mod olarak kabul edip inceleyeceğiz. Ama bu incelemeye ek olarak 4-8 MeV bölgesindeki sonuçlar da yer verilmiştir. Tablo 7.24.'de hem 4-6.5 MeV hem de 4-8 MeV bölgesindeki K=0 ve K=1 dallarının katkıları verilmiştir. 8 MeV enerjilere kadar K=0 dalının baskınlığı görülmekte olup, PDR modun oluşumuna ana katkıyı sağlan K=0 dalının katkısı aktinit çekirdeklerinden ^{232}Th izotopunda da görülmektedir.

Tablo 7.24. ^{232}Th izotopları için PDR mod bölgesinde teorik olarak hesaplanan K=0 ve K=1 dallarının toplam elektrik dipol geçiş ihtimalleri ve deneysel nötron bağ enerji değerleri

A	S _n (MeV)	4-Sn			4-8		
		$\Sigma B(E1)$ (e ² fm ²)			$\Sigma B(E1)$ (e ² fm ²)		
		K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
232	6.440	0.806	0.255	1.061	4.712	2.859	7.571

Yarı-sihirli çekirdeklerde ve nadir toprak bölgesi çekirdeklerinde olan incelemelerimizde araştırdığımız konulardan olan sahte hallerin karışım katkılarını ^{232}Th iotopu için de yapılmıştır. Şekil 7.27.'den görüleceği üzere 6-8 MeV bölgesinde sahte hallerin K=0 dalına karışmaktadır. Nadir toprak bölgesi izotoplarında olduğu gibi ^{232}Th izotopundada 6-8 MeV bölgesinde %21'lik büyük karışımının olduğu görülmektedir. K=1 dalında da 9-13 MeV bölgesinde sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karıştığı görülmektedir. PDR bölgesinde baskın olan K=0 dalına, GDR bölgesinde ise K=1 dalına karışan sahte hallerin yalıtılması gerektiği Şekil 7.23.'den görülmektedir.



Şekil 7.27. ^{232}Th izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı

Ayrıca yapmış olduğumuz incelemelerde Nd ve Sm için 6-6.5 MeV bölgesinde $K=0$ dalına karışan büyük seviyelerin olduğu tarafımızca hesaplanmıştır. ^{232}Th izotopundada bu durumun benzeri bir durumun olduğu görülmekte olup, bu karışan sahte katkısının %21'e kadar indiği hesaplanmıştır. Böylece çekirdek serilerinin kendi içlerinde A kütle numarası arttıkça azalan sahte hal karışım durumlarının, sadece çekirdek serilerinin içinde değil, kütle numarası artan çekirdeklerde de azaldığı görülmektedir.

Tablo 7.25.'de incelendiğinde yaklaşık %3.63 olarak PDR bölgesinde M1 geçişlerinin olduğu sonucuna varılır. Bu kadar düşük olmasının ana sebebi manyetik dipol geçişlerinin 2-4 MeV makas mod bölgesinde, 7-11 MeV spin-flip titreşim bölgesinde oluşmasındandır. Th ağır izotoplardan olduğu için bu sonucun böyle çekması beklenen bir sonuçtur.

Tablo 7.25. ^{232}Th izotopu için nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam $B(E1)$ ve $B(M1)$ güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede M1 gücün katkıları

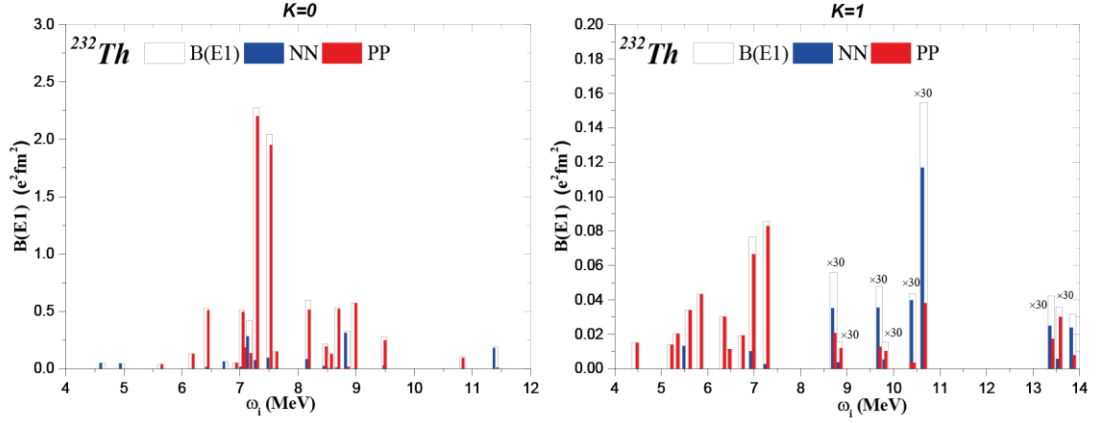
A	$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$\Sigma B(M1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$\Sigma B(E1+M1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$B(M1)$ katkısı %
232	1.061	0.040	1.101	%3.63

Nadir toprak bölgesi çekirdekleri için incelen nötron-proton yapıları ^{232}Th izotopu içinde incelenmiştir. Böylece nadir toprak bölgesi çekirdeklerinde bulunan sonuçların aktinit çekirdeklerinde nasıl olduğu ve PDR modun daha ağır deforme çekirdekler de

yapsının nasıl olduğu sorusuna cevap aranacaktır. Tablo 7.26.'den görüldüğü üzere 4.631 MeV, 4.972 MeV, 5.624 MeV enerjilerdeki seviyelerin iki kuaziparçacık seviyelerden, 5.598 MeV, 6.164 MeV ve 6.424 MeV enerjilerdeki geçişler ise kolektif seviyeler olduğu görülmektedir. K=1 dalında ise tüm geçişler iki kuaziparçacık seviyeler olduğu söylenebilir. Nadir toprak bölgesi çekirdeklerinde olduğu gibi ^{232}Th izotopunda da PDR bölgesindeki geçişlerin mono nükleon yapıda olduğu görülmektedir. Özellikler K=0 dalında mono proton yapının ağırlıklı olduğu ve K=1 dalında aynı şekilde mono proton yapıdan oluştuğu görülmektedir.

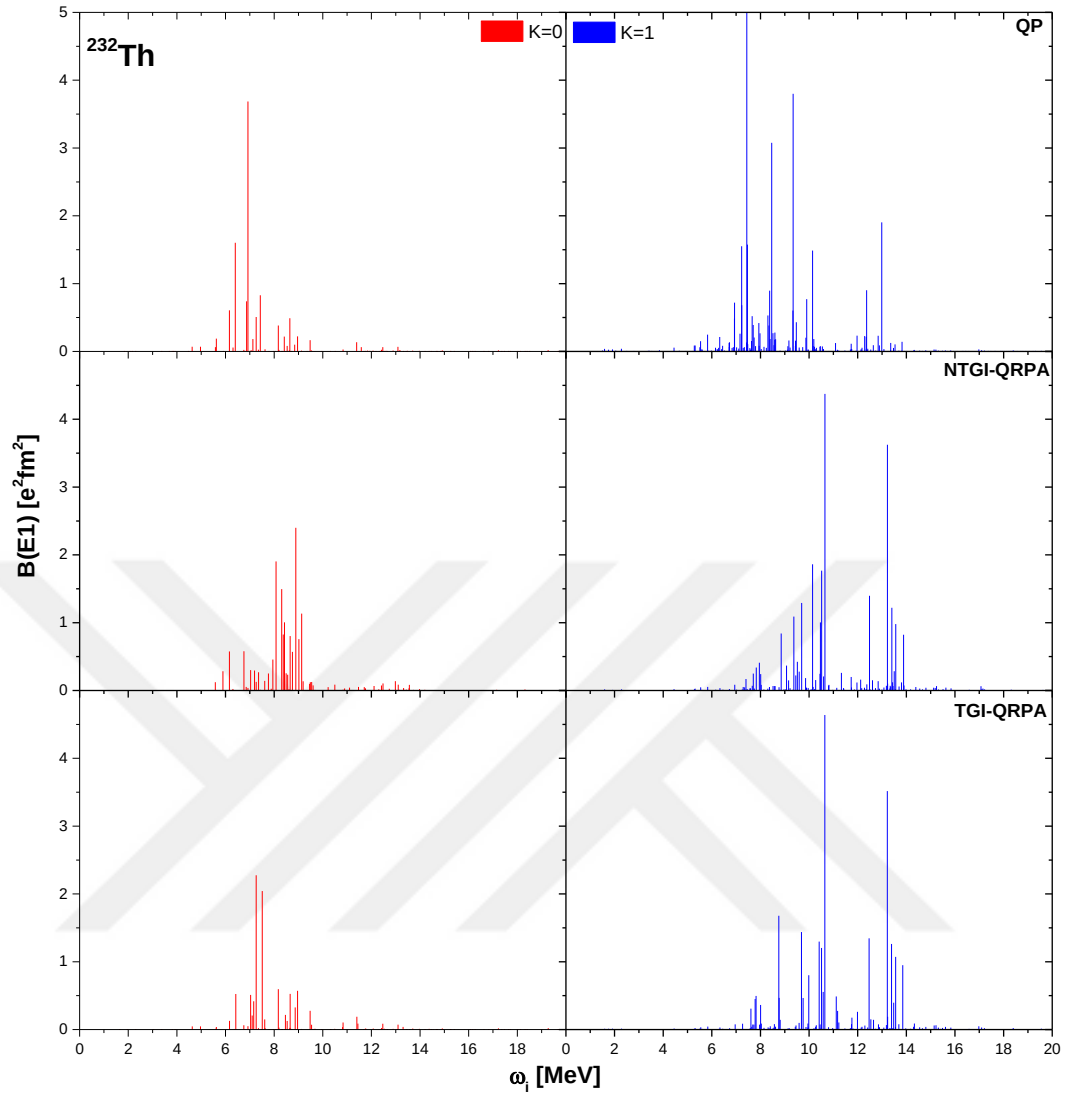
Tablo 7.26. ^{232}Th izotopu için nötron eşik enerjine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının K=0 ve K=1 dallarının nötron-proton yapıları

K=0				K=1			
ω_i (MeV)	B(E1) ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z \Lambda \Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$	ω_i (MeV)	B(E1) ($e^2\text{fm}^2$)	Yapı $Nn_z \Lambda \Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
4.631	0.047	nn 503 $\uparrow$ -624 $\downarrow$	0.999	4.448	0.014	pp 633 $\uparrow$ -514 $\uparrow$	-1.000
4.972		nn 512 $\downarrow$ -631 $\uparrow$	1.000	5.282	0.014	pp 642 $\downarrow$ -523 $\downarrow$	-0.999
5.598	0.012	pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$	-0.105	5.316	0.020	pp 505 $\downarrow$ -615 $\uparrow$	-0.999
		pp 523 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	-0.322	5.509	0.013	nn 501 $\uparrow$ -611 $\downarrow$	0.989
		pp 514 $\uparrow$ -624 $\uparrow$	-0.918	5.545	0.034	pp 514 $\uparrow$ -624 $\downarrow$	-1.000
		pp 505 $\downarrow$ -615 $\downarrow$	-0.144	5.832	0.043	pp 523 $\downarrow$ -633 $\uparrow$	0.998
5.624	0.038	pp 541 $\downarrow$ -411 $\downarrow$	0.999	6.333	0.030	pp 532 $\uparrow$ -642 $\downarrow$	1.000
6.164	0.128	pp 530 $\uparrow$ -660 $\uparrow$	-0.984	6.447	0.011	pp 651 $\uparrow$ -532 $\uparrow$	1.000
		pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$	-0.144				
6.424	0.524	nn 512 $\uparrow$ -622 $\uparrow$	-0.104				
		pp 541 $\downarrow$ -660 $\uparrow$	0.168				
		pp 530 $\uparrow$ -651 $\downarrow$	-0.242				
		pp 640 $\uparrow$ -741 $\downarrow$	0.161				
		pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$	0.159				
		pp 532 $\downarrow$ -642 $\downarrow$	0.876				
		pp 523 $\downarrow$ -633 $\downarrow$	0.171				
		pp 514 $\uparrow$ -614 $\uparrow$	0.101				



Şekil 7.28. ^{232}Th izotoplu için $K=0$ ve $K=1$ dallarında nötron-nötron veya proton-proton konfigürasyonlarının bireysel uyarılma durumlarına katkıları

Şekil 7.28.'de ise ^{232}Th izotopları için $K=1$ dalındaki nötron-proton yapıları PDR ve GDR bölgesi verilmiştir. Şekil 7.28.'den görüleceği üzere PDR bölgesinde $K=1$ ve $K=0$ dallarında proton-proton yapının baskınlığı yani mono-proton yapının olduğu görülmektedir. Ayrıca nötron-nötron durumlarında olduğu da hesaplanmıştır. GDR bölgesindeki $K=0$ ve $K=1$ dalları incelendiğinde ise seviyelerinin hem nötron hemde proton yapılarından oluşumu kendini göstermektedir. Böylece daha önceki bölümlerde PDR modun nötron-proton yapılarının araştırılmasında incelenmiş olan Sn, Nd ve Sm izotoplarında da görülen mono-nükleon yapı ^{232}Th izotopundada görülmektedir. ^{232}Th çekirdeğinin uyarılmalarında $K=0$ dalının kolektif seviyelerden, $K=1$ dalının iki kuazi parçacık seviyelerden oluşmaktadır. Bu durumda PDR modun oluşumunda etkili olan $K=0$ dalının kolektifliği bu çekirdek izotopundaki seviyelerin kolektif olduğunu söyleyebiliriz. Hem Şekil 7.28.'den hem de Tablo 7.25.'deki sonuçlara göre PDR modun kolektifliğinin Sn, Nd ve Sm izotoplarında elde edilen kolektiflikle benzerliği olduğu ve bu kolektifliğin GDR modda ki kadar güçlü bir kolektiflik olmadığı sonucunu görülmektedir.



Şekil 7.29. ^{232}Th izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları

Şekil 7.29. incelendiğinde tek parçacık hamiltonyeninin $K=0$ dalında 6-6.5 MeV bölgesinde, $K=1$ dalında ise 6.5-9.5 MeV bölgesinde geçişlerin olduğu, dipol-dipol teriminin eklenmesiyle $K=0$ dalının 7.5-8.5 MeV, $K=1$ dalının ise 11-14 MeV bölgesine kaymasını sağlamaktadır. Dipol-dipol etkileşim teriminin $K=0$ dalına 1.5-2 MeV, $K=1$ dalına ise 4.5-5 MeV lik etkisi olduğu görülmektedir.

Tablo 7.27.'de PDR bölgesi için (yani 4-6.5 MeV bölgesi) toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitlerinin değerleri verilmiştir.

Tablo 7.27. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri

A	$\Sigma\Gamma_0(\text{meV})$			$\Sigma\Gamma_{\text{red}}(\text{meV/MeV}^3)$			$\sigma_{\gamma\gamma}(\text{eV.barn})$		
	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
232	66562	17016	83578	281	89	370	19948	5869	25817

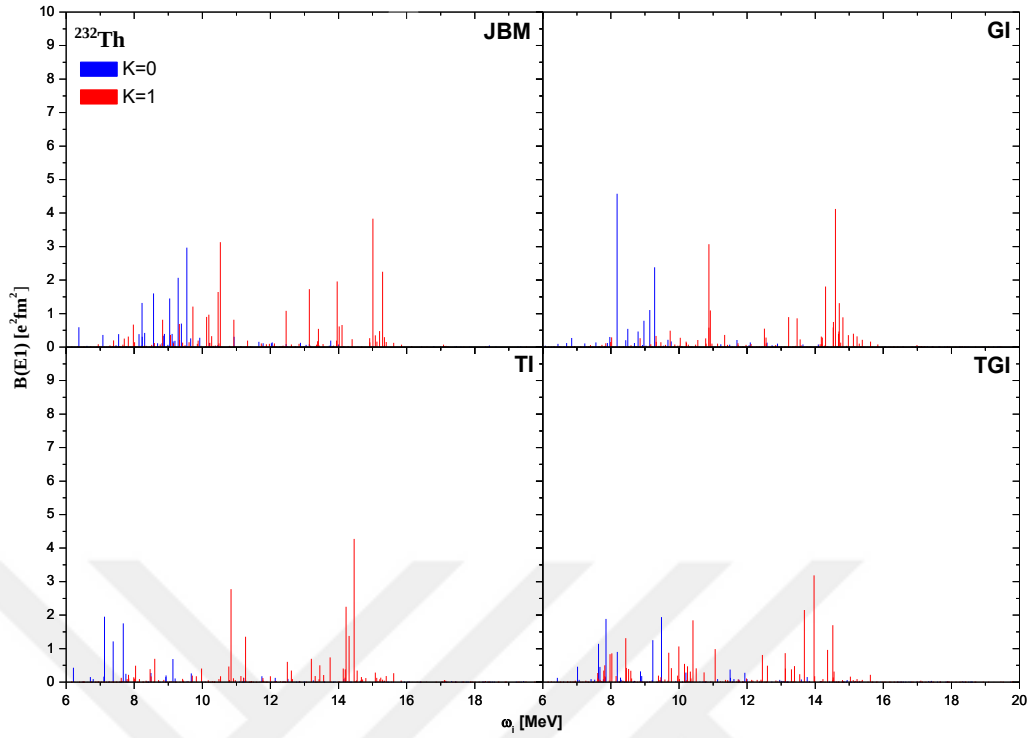
7.1.4.1. ^{232}Th izotopunda GDR modun incelenmesi

^{232}Th çekirdeğinin 8-20 MeV enerji aralığında TGI, GI, TI ve NTGI QRPA yaklaşımlarıyla toplam indirgenmiş geçiş ihtimali ve ortalama enerji değerleri $I^\pi K=1^-$ 1 ve $I^\pi K=1^-0$ dipol uyarılmaları için bulunmuş, Tablo 7.28.'de verilmiştir.

Tablo 7.28. Çift-çift ^{232}Th çekirdeğinin 8-20 MeV enerji bölgelerinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez, Galileo değişmez ve öteleme+Galileo değişmez olmayan modele göre K=0 ve K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$, $\sum B(E1)\omega$, $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması

K	Öteleme +Galileo Değişmez Model		Öteleme Değişmez		Galileo Değişmez Model		Öteleme +Galileo Değişmez Olmayan Model	
	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e^2fm^2)	$\bar{\omega}$ (MeV)
^{232}Th	0	11,97	9,06	11,87	8,48	15,66	8,12	17,96
	1	29,72	11,45	27,17	11,05	28,36	11,13	32,54

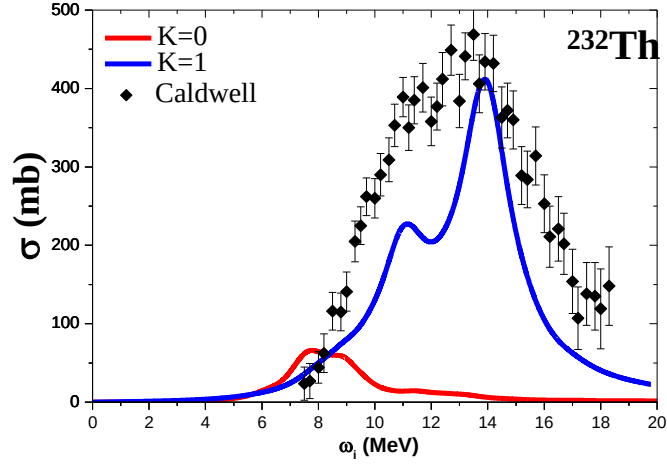
Tablo 7.28.'den ^{232}Th izotopunun GDR enerji bölgesinde K=1 dalının K=0 dalına göre daha baskın olduğu görülmektedir. QRPA modelinde deforme alanda kırılan simetrilerin restore edilmesi için efektif olarak ayrılabilen etkin kuvvetlerin eklenmesiyle elde edilen dört yaklaşımın etkisini karşılaştırmak için, her bir izotop için dört yaklaşıma göre K=0 ve K=1 dallarının B(E1) değerleri Şekil 7.30'de gösterilmiştir.



Şekil 7.30. Çift-çift ^{232}Th çekirdeğinin TGI-QRPA, TI-QRPA, GI-QRPA, NTGI-QRPA modellerinde $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 7.30.'dan sahte hallerin yalıtılmasıyla enerji spektrumunda $B(E1)$ gücünün azaldığı ve spektrumun kaydığı görülmektedir. Bu durum kullandığımız TGI-QRPA yoluyla restorasyonun ne kadar önemli ve kaçınılmaz olduğunu göstermektedir. Ayrıca, Şekil 7.30.'dan, $A > 220$ deforme bölgesinde yer alan ^{232}Th çekirdeği için, $150 < A < 190$ bölgesindeki izotoplardan farklı olarak üç pikli yapı gözlenmektedir.

Çift-çift ^{232}Th izotopunun TGI QRPA verileri kullanılarak toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitlerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için ayrı ayrı hesaplanmasıyla elde edilen sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması Şekil 7.31.'de verilmiştir.



Şekil 7.31. Çift-çift ^{232}Th çekirdeğinin toplam fotoabsorbsiyon tesir kesitinin TGI QRPA ile elde edilen teorik değerleri ve deneysel verilerin karşılaştırılması

Şekil 7.31.'den ulaşılan sonuçların deneysel [107] veriler ile paralellik gösterdiği görülmektedir. Bu durum teorik sonuçlarımızın deneysel çalışmaları açıklamaktaki başarısını göstermektedir

Th çekirdeği için, 8-20 MeV enerji aralığında K=0 ve K=1 dalları için hesaplanan enerji seviyelerinde yer alan nn ve pp etkileşmelerinin asimptotik kuantum numaraları ve ψ genlikleri hesaplanmıştır. Burada yalnızca en yüksek geçiş olasılığı değerlerinin K=0 ve K=1 dallarının asimptotik kuantum numaraları verilmiştir. Ayrıca bu Tablo 7.29.'da $\psi \geq 0.2$ olan seviyelere yer verilmiştir.

Tablo 7.29. ^{232}Th izotoplarının K=0 ve K=1 dalının asimptotik kuantum numaraları

Çekirdek	Seviye	E (MeV)	BE1 ($e^2\text{fm}^2$)	Seviye Yapısı nn-pp	Genlik ψ
^{232}Th	K=0	9.2316	1.2539	pp 521↓-641↓	-0,623
				pp 411↑-512↓	-0,770
	K=1	13.9647	3.1849	nn631↑-532↑	-0,2363
				nn523↑-613↓	-0,2427
				nn514↑-615↑	0,3150
				nn514↑-604↓	0,5353
				pp541↑-631↓	-0,3241
				pp541↓-431↑	0,2421
				pp512↓-422↑	0,3111

^{232}Th izotopunun K=0 ve K=1 dallarının TGI QRPA ile hesaplanan integre edilmiş tesir kesitleri Tablo 7.30.'da verilmiştir.

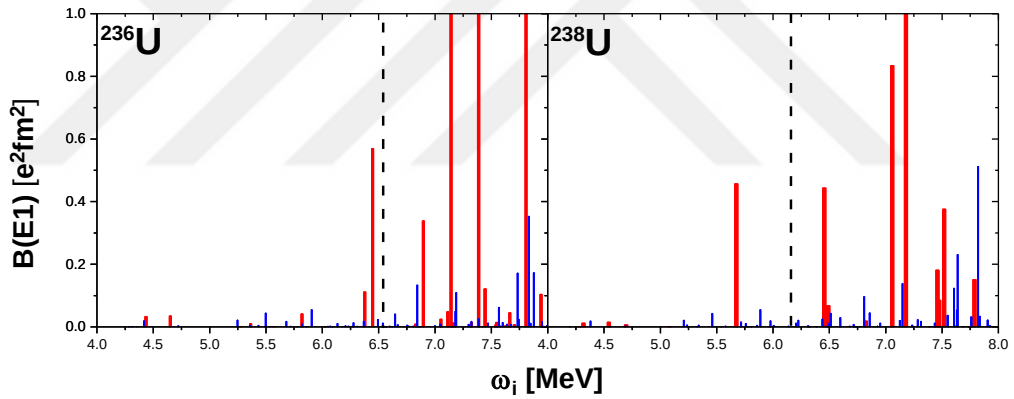
Tablo 7.30. ^{232}Th izotoplarının K=0 ve K=1 dallarının integre edilmiş tesir kesitleri

Çekirdek	A	σ_0 (MeV.b)			σ_{-1} (mb)			σ_{-2} (MeV ⁻¹ mb)		
		K=0	K=1	Toplam	K=0	K=1	Toplam	K=0	K=1	Toplam
Th	232	0.45	1.37	1.82	48	119	167	6	11	17

7.1.5. Deforme $^{236,238}\text{U}$ İzotoplarında QRPA Hesaplamaları

Bu bölümde ise deforme çekirdeklerin aktinit bölgesi izotoplarından ikincisi olan $^{236,238}\text{U}$ izotoplarında PDR modu inceleyeceğiz. Böylece deforme çekirdeklerin hem hafif hemde ağır izotopları için nasıl değiştiğini görebileceğiz.

Şekil 7.32.'de $^{236,238}\text{U}$ izotopları için 4-8 MeV aralığında PDR modun dağılımı bulunmaktadır [441].

Şekil 7.32. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için 4-8 MeV aralığında PDR modun dağılımı

Bu Uranyum serisinde ağır çekirdekler olduğu için nötron bağ enerji değerleri düşüktür. Bu kapsamda her çekirdeğin hem nötron bağ enerji değerine hem de 6.5 MeV değerine kadar olan toplam B(E1) geçiş ihtimali değerleri Tablo 7.31.'de verilmiştir.

Tablo 7.31. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için hem nötron bağ enerji değerine hem de 6.5 MeV değerine kadar olan toplam $B(E1)$ geçiş ihtimali değerleri

A	S_n (MeV)	4-Sn			4-6.5		
		$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)			$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)		
		K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
236	6.545	0.804	0.268	1.072	0.804	0.268	1.072
238	6.134	0.492	0.217	0.709	1.005	0.293	1.298

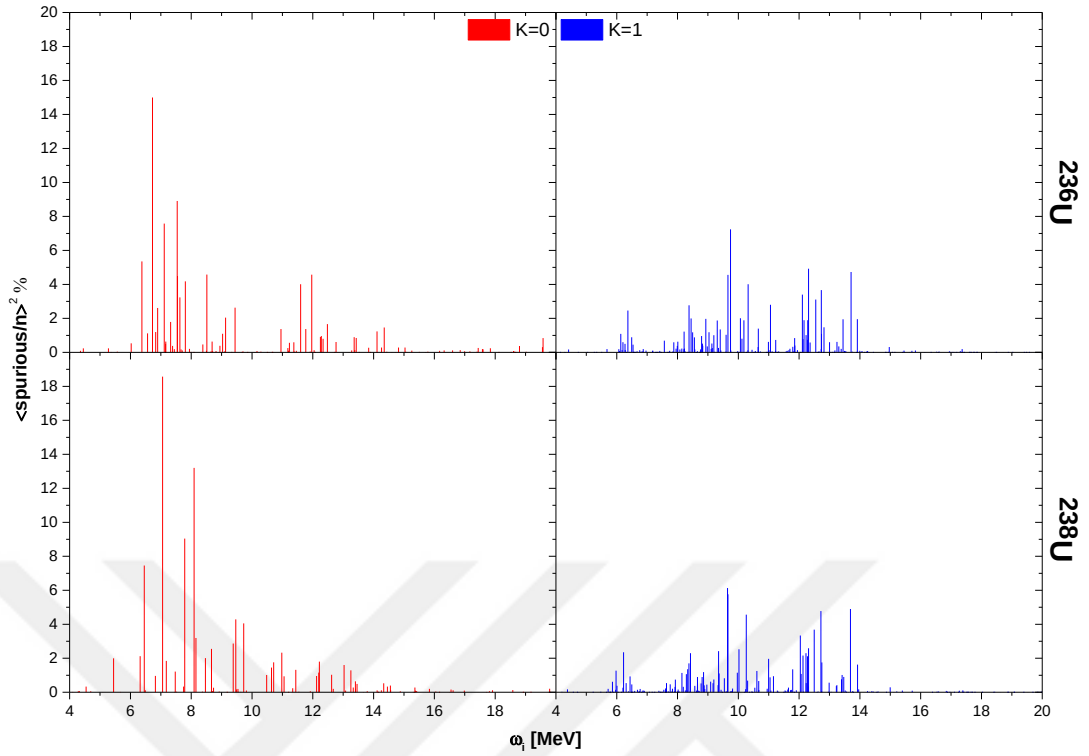
Tablodan görüleceği üzere ^{238}U izotopunun nötron bağ enerji değerinin ^{236}U izotopundan daha düşük olması sonucu S_n değerine kadar olan bölgede toplam $B(E1)$ değerinin ^{238}U için biraz küçük çıktığı görülmektedir. PDR modun en belirgin özelliği olan $K=0$ dalının baskınlığı U izotoplarındada kendini göstermektedir.

Tablo 7.32.'de incelendiğinde yaklaşık %4-5 olarak PDR bölgesinde M1 geçişlerinin olduğu sonucu bulunur. Bu durum da aktinit çekirdeklerinden olan ^{232}Th sonuucu ile uyumlu bir sonuçtur.

Tablo 7.32. $^{236,238}\text{U}$ izotopu için nötron bağ enerjisine kadar olan enerjiler için toplam $B(E1)$ ve $B(M1)$ güç değerleri, bu iki geçiş gücün toplam değeri ve bu bölgede M1 gücün katkısı

A	$\Sigma B(E1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$\Sigma B(M1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	$\Sigma B(E1+M1)$ ($e^2\text{fm}^2$)	B(M1) katkısı %
236	1.072	0.057	1.084	%5.04
238	1.298	0.059	1.357	%4.36

Sahte hallerin karışım katkılarını $^{236,238}\text{U}$ izotopu için Şekil 7.33.'de verilmiştir. Görüleceği üzere 6-8 MeV bölgesinde sahte hallerin $K=0$ dalına karışmaktadır. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için 6-6.5 MeV bölgesinde %16-18'lik büyük karışımının olduğu görülmektedir. $K=1$ dalında da 9-13 MeV bölgesinde sahte hallerin gerçek titreşim seviyelerine karıştığı görülmektedir. PDR bölgesinde baskın olan $K=0$ dalına büyük bir sahte hal karışımının olduğu, $K=1$ dalına ise yaklaşık %3 etrafında sahte hallerin karıştığı ve sahte hallerin yalıtılması gerektiği Şekil 7.33.'den görülmektedir.



Şekil 7.33. $^{236,238}\text{U}$ izotoplarında sahte hallerin gerçek seviyelere karışımı

Daha önceki bölümlerde tez kapsamında çalışılmış olan tüm çekirdek serileri için nötron-proton yapıları incelenmiştir. Bu kapsamda U izotopları içinde nötron-proton yapılarının incelenmesi yapılacaktır. Böylece deforme çekirdeklerde PDR modun yapısının nasıl olduğunu sistematik şekilde oraya koyabileceğiz. Tablo 7.34. ve Tablo 7.35. incelendiğinde $K=0$ dalına ait olan 5 MeV üzerindeki seviyelerin kolektif seviyeler olduğu, $K=1$ dalındaki seviyelerin ise iki kuaziparçacık seviyeler olduğu görülmektedir. Ayrıca yapılan incelememelerimde bu durumun ^{232}Th izotopundada olduğu bu tez çalışmasında ortaya konulmuştur. Diğer çalışılan izotoplarda olduğu gibi $^{236,238}\text{U}$ izotoplarında nötron bağ enerjisine kadarki bölümde nötron-proton yapıları mono nükleon yapıda olduğu görülmektedir. GDR modun oluşumunun mono nükleon yapıda olmaması yani nötron-protonların geçişlere katkısının birlikte olması ve bu durumun PDR modda daha farkı olarak mono nükleon yapıda olması PDR modun GDR moddan daha farklı bir mod olduğunu göstermektedir.

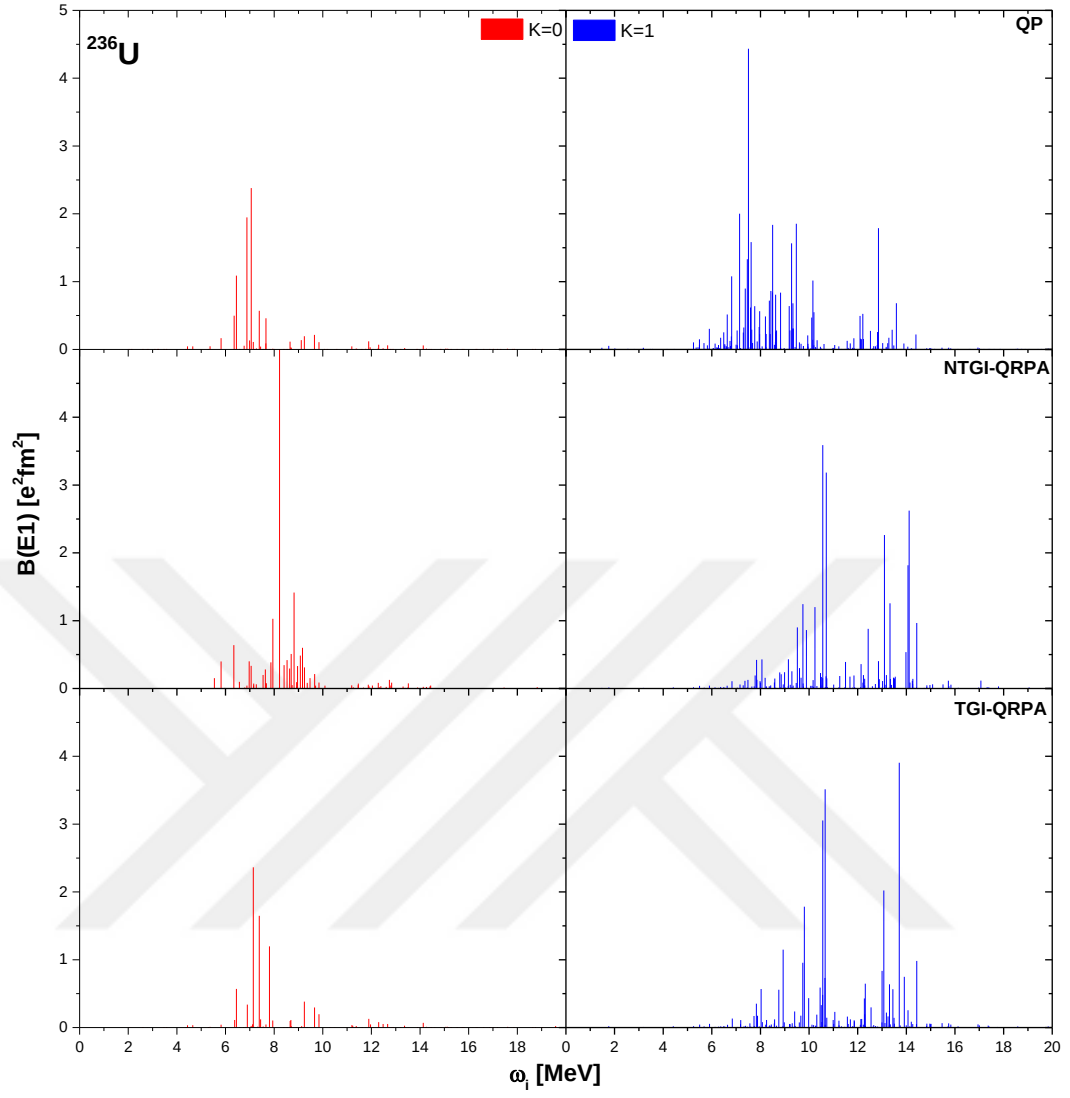
Tablo 7.33. ^{236}U izotopu için nötron eşik enerjine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının K=0 ve K=1 dallarının nötron-proton yapıları

K=0				K=1			
ω_i (MeV)	B(E1) (e^2fm^2)	Yapı $\text{Nn}_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$	ω_i (MeV)	B(E1) (e^2fm^2)	Yapı $\text{Nn}_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
4.435	0.033	pp 541↓-640↑	1.000	4.417	0.019	pp 633↑-514↑	-1.000
4.651	0.035	nn 750↑-651↓	1.000	5.248	0.021	pp 505↑-615↓	-1.000
5.365	0.010	pp 512↓-631↑	1.000	5.498	0.044	pp 514↑-624↓	-1.000
5.819	0.041	pp 530↑-660↑	-0.988	5.681	0.017	pp 642↓-523↓	1.000
		pp 523↓-633↓	-0.147	5.905	0.055	pp 523↓-633↑	-1.000
6.377	0.111	nn 521↑-631↑	0.118	6.135	0.010	nn 851↑-752↑	0.998
		nn 512↑-622↑	0.957	6.277	0.013	pp 642↑-523↑	0.999
		nn 514↑-624↑	-0.198	6.368	0.018	nn 860↑-761↑	0.999
6.447	0.569	pp 541↓-411↓	-1.000	6.494	0.023	pp 660↑-532↓	-0.999

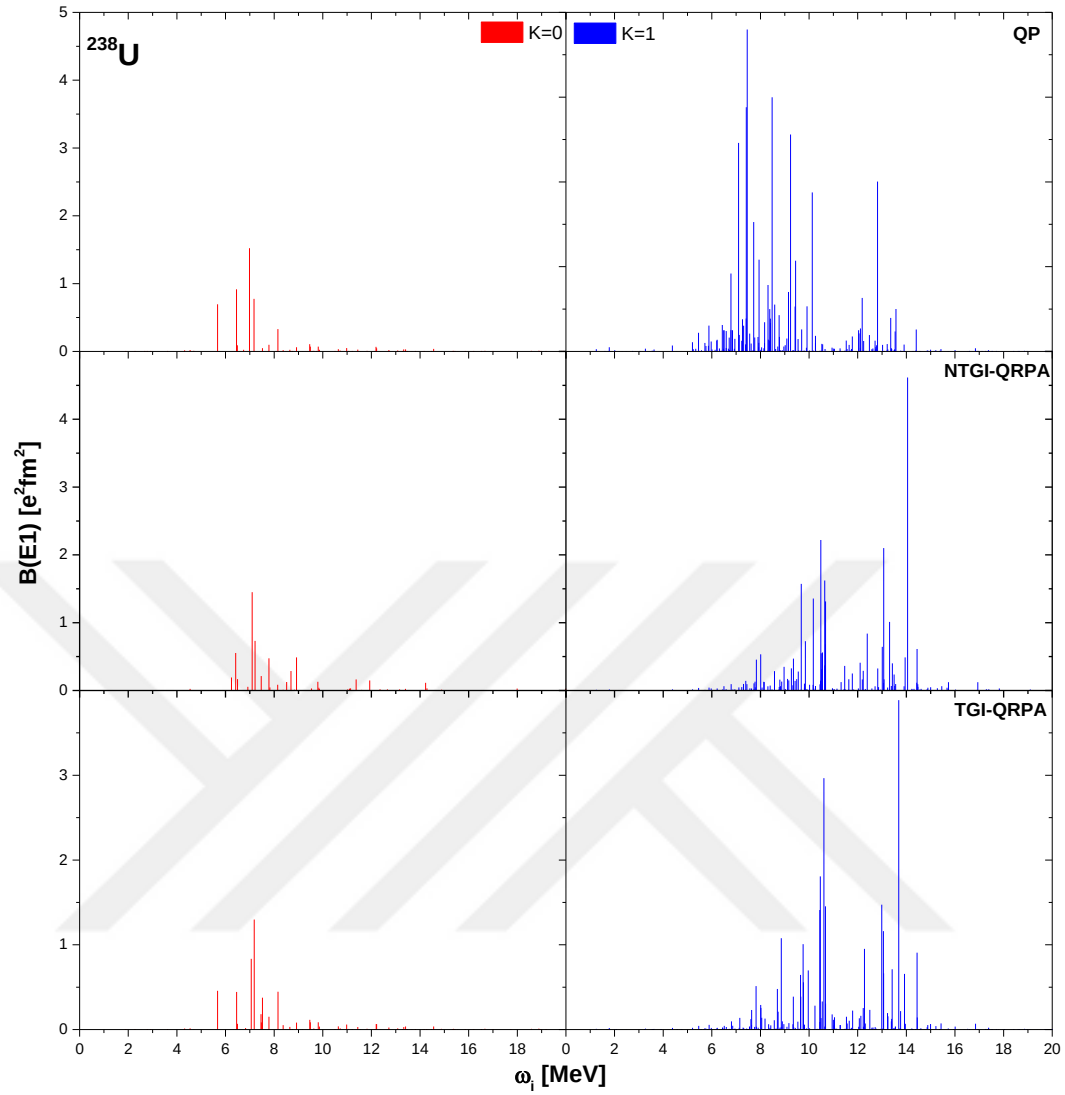
Tablo 7.34. ^{238}U izotopu için nötron eşik enerjine kadar olan enerjilerdeki elektrik dipol uyarılmalarının K=0 ve K=1 dallarının nötron-proton yapıları

K=0				K=1			
ω_i (MeV)	B(E1) (e^2fm^2)	Yapı $\text{Nn}_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$	ω_i (MeV)	B(E1) (e^2fm^2)	Yapı $\text{Nn}_z\Lambda\Sigma$	Genlik $\psi_{ss'}^i$
4.318	0.012	pp 510↑-631↓	-0.998	4.381	0.019	pp 633↑-514↑	-1.000
4.542	0.015	nn 510↑-631↓	-0.999	5.208	0.020	pp 505↑-615↓	1.000
5.451	0.007	nn 521↑-631↑	0.108	5.461	0.043	pp 514↑-624↓	1.000
		nn 512↓-622↓	0.139	5.716	0.015	pp 642↓-523↓	1.000
		nn 514↑-624↑	-0.135	5.759	0.010	pp 530↓-660↑	-0.999
		nn 503↑-613↑	-0.950	5.887	0.055	pp 523↓-633↑	0.999
		pp 521↓-631↓	0.113	5.977	0.019	nn 851↑-752↑	0.945
		pp 512↓-622↓	0.140	6.204	0.012	pp 642↓-523↓	1.000
5.674	0.457	nn 512↓-631↑	1.000	6.224	0.021	nn 860↑-761↑	-0.999
6.455	0.443	nn 521↑-631↑	0.102	6.438	0.025	pp 660↑-532↓	-0.999
		nn 512↑-622↑	-0.867	6.496	0.011	pp 741↑-651↓	0.999
		nn 514↑-624↑	-0.358				
		pp 521↓-631↓	0.223				
		pp 512↑-633↓	0.127				
		pp 512↓-622↑	-0.177				
6.489	0.068	nn 512↑-622↑	0.148				
		pp 512↑-633↓	0.988				

Uranyum serisi için yapılan bir diğer incelememiz dipol-dipol teriminin katkısıdır. Şekil 7.34. ve Şekil 7.35.'de dipol dipol etkileşim teriminin katkısı verilmiştir. Bu kapsam dipol dipol teriminin eklenmesiyle oluşan geçişlerin yaklaşık olarak K=0 dalında 1.5-2 MeV'lik, K=1 dalında ise 4-5 MeV'lik kaydırmaktadır. Böylece elektrik dipol uyarılmalarının oluşumunda



Şekil 7.34. ^{236}U izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları



Şekil 7.35. ^{238}U izotopu için tek parçacık durumlarına dipol-dipol etkileşim teriminin, öteleme ve Galileo dönüşümlerine göre restorasyon terimlerinin katkıları

Tablo 7.35.'de PDR bölgesi için (yani 4-6.5 MeV bölgesi) toplam radyasyon kalınlıkları, toplam indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, toplam saçılma tesir kesitlerinin değerleri verilmiştir

Tablo 7.35. $^{236,238}\text{U}$ izotopları için radyasyon kalınlıkları, indirgenmiş radyasyon kalınlıkları, saçılma tesir kesitlerinin toplam değerleri

A	$\Sigma\Gamma_0(\text{meV})$			$\Sigma\Gamma_{\text{red}}(\text{meV/MeV}^3)$			$\sigma_{\gamma\gamma}(\text{eV.barn})$		
	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1	K=0	K=1	K=0+1
236	69169	18189	87358	280	93	373	20153	6199	26352
238	30247	13096	43343	171	76	247	11073	4838	15911
238*	80502	19906	100408	356	102	458	24914	6788	31702

7.2. QPNM Hesaplamaları

7.2.1. ^{161}Dy izotopu için QPNM hesaplamaları

Taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında hem nötron hem de proton tek parçacık seviyeleri eksenel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyeli ile elde edilmiştir. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi (δ_2), deneysel kuadrupol moment (Q_2) değerlerinden bulunan kuadrupol deformasyon parametresi (β_2) kullanılarak $\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[1 - 2,56A^{-2/3}\right] + 0,34\beta_2^2$ denklemi yardımıyla hesaplanmıştır. Nötron ve

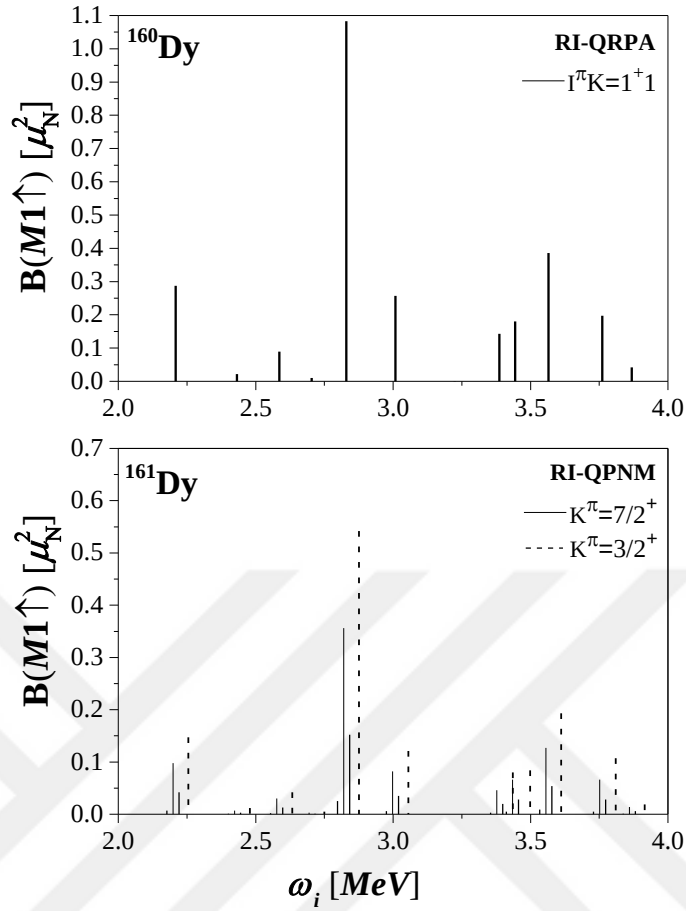
proton çiftlenim etkileşme sabitleri (Δ_n ve Δ_p) Moller vd. (1995) tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır [442]. Kimyasal potansiyeller (λ_p ve λ_n) incelenen

çekirdeklerin tek parçacık seviyeleri baz alınarak
$$N_\tau = \sum_q \left\{ 1 - \frac{E_\tau(q) - \lambda_\tau}{\sqrt{\Delta_\tau^2 + [E_\tau(q) - \lambda_\tau]^2}} \right\}$$

ifadesinden belirlenmiştir. Projede incelenen çekirdeklerin taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nisson konfigürasyonları, ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2), Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri ile λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri Tablo 7.36’de verilmiştir.

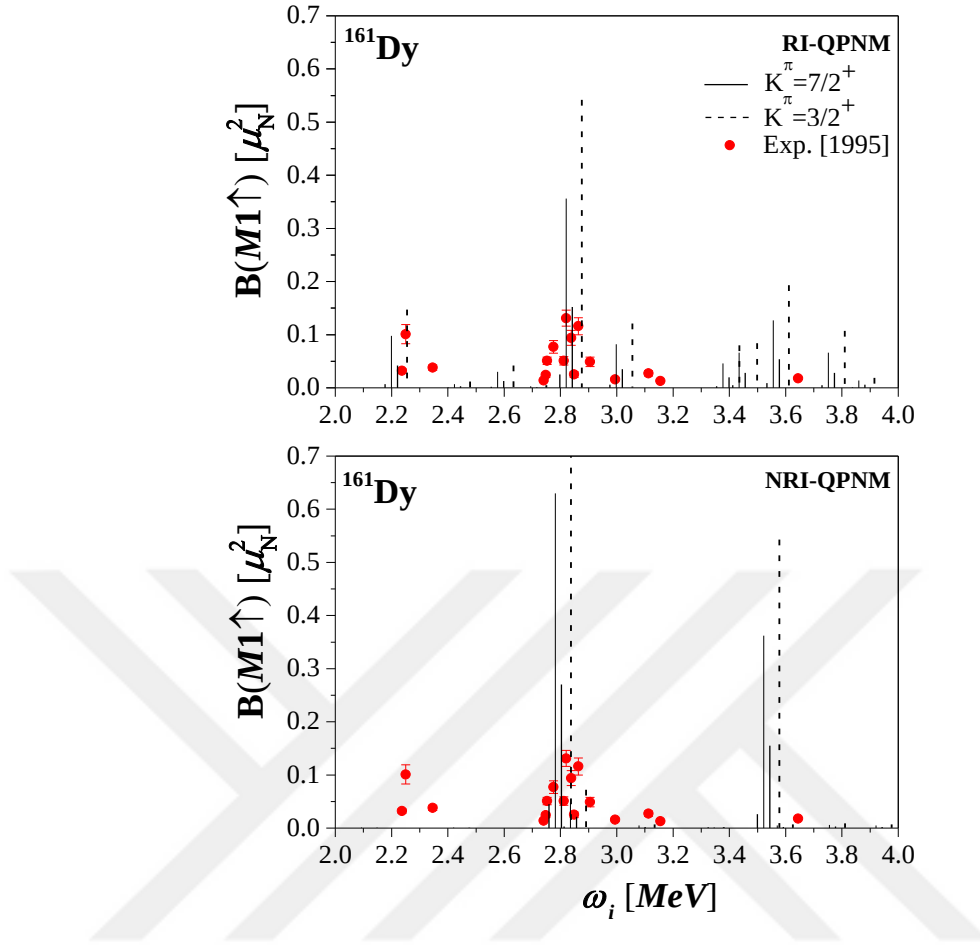
Tablo 7.36. İncelenen çekirdeklerin taban ve uyarılmış durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nisson konfigürasyonları, Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri, λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri ile ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2).

Çekirdek	Nnz Λ Σ	Δ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_n (MeV)	λ_p (MeV)	δ_2
^{161}Dy	642 $\uparrow$	0.937	1.039	-7.754	-6.810	0.295



Şekil 7.36. ^{161}Dy çekirdeğinin kor çekirdeği ile karşılaştırılması

^{161}Dy çekirdeğinde düşük enerjili dipol uyarılmaları 1995 yılında Margraf vd. (1995) tarafından yapılan çalışmada NRF tekniği kullanılarak araştırılmıştır [284]. Çalışma Stuttgart'da (Almanya) bulunan Dynamitron hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. Deneyden elde edilen sonuçlar ^{161}Dy çekirdeğindeki $M1$ güç dağılımının merkezine diğer tek kütle numaralı çekirdeklerdekine kıyasla daha düşük enerji bölgesine kaydığını göstermektedir. Bununla birlikte 2.5 MeV ve 3 MeV civarında gruplaşmış olan uyarılmaların enerji ve güçleri bilinen makas mod sistematığı ile uyuşmaktadır. ^{161}Dy çekirdeğinin deneysel olarak belirlenen taban durum spin ve paritesi $K^\pi=5/2^+$ [443] olduğundan ^{161}Dy taban durumdan $K^\pi=3/2^+$ ve $K^\pi=7/2^+$ durumlarına $M1$ geçişleri ile uyarılabilir. Şekil 7.37'de 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $B(M1)$ spektrumu ile deneyde gözlenen $B(M1)$ spektrumu karşılaştırılmıştır.



Şekil 7.37. ^{161}Dy çekirdeğinin RI-QPNM ve NRI-QPNM model sonuçları ile deneysel sonuçların karşılaştırılması

Şekil 7.37’den görüldüğü gibi deneyde elde edilen $M1$ geçişleri 2.25 MeV ile 2.80 MeV enerjilerinde kümelenmiştir. RI-QPNM spektrumunda da $M1$ seviyelerinin deneyle uyumlu olarak 2.25 MeV ve 2.80 MeV’de gruplaştığı görülmektedir. Ayrıca RI-QPNM hesaplamaları 3.5 MeV ve 3.85 MeV civarlarında toplanmış $M1$ geçişlerinin varlığını öngörmektedir. Ancak deneysel olarak bu seviyeler gözlenememiştir.

- Görüldüğü gibi NRI ile hesaplanan $B(M1)$ değerleri oldukça büyüktür.
- Efektif restorasyon kuvvetlerinin devreye girmesi $B(M1)$ değerlerini azaltmaktadır. Ayrıca büyük $M1$ gücüne sahip olan seviyeleri parçalamakta ve bunları daha küçük $M1$ gücüne sahip seviyelere dağıtmaktadır.
- RI-QPNM spektrumunda deneyle uyumlu olacak biçimde 2.3 ve 3.6 MeV arasında manyetik dipol geçişleri gözlenmiştir.

- d. Deneysel ve teorik RI-QPNM spektrum piklerin dağılımı bakımından uyumlu olsalar da 2.8 MeV civarına yerleşmiş olan QPNM pikleri deneysel değerinden daha büyük M1 gücüne sahiptir. Bu seviyelerin parçalanması M1 gücünü düşürmede yeterli olmamıştır.

Tablo 7.37. ^{161}Dy çekirdeği için 2-3.5 MeV enerji aralığında RI-QPNM ile hesaplanan $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1 \uparrow)$, $\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1 \uparrow)$ ve $\bar{E}$ değerlerinin deneysel veriyle karşılaştırılması.

K^π	RI-QPNM				Deney [284]			
	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1 \uparrow)$ (meV)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1 \uparrow)$ (meV MeV ⁻³)	$\bar{E}$ (MeV)	$\sum B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum g\Gamma_0(M1 \uparrow)$ (meV)	$\sum g\Gamma_0^{red}(M1 \uparrow)$ (meV MeV ⁻³)	$\bar{E}$ (MeV)
$3/2^+$	1.222	392	14.1	2.968	-	-	-	-
$7/2^+$	1.227	391	14.2	2.968	-	-	-	-
Top.	2.449	783	28.3	2.965	0.877 ± 0.1	216.94 ± 32	10.15 ± 1.5	2.748

2-4 MeV enerji aralığında deneysel ve teorik M1 güç dağılımları birbirleriyle uyumlu olmakla birlikte diğer tek kütle numaralı çekirdeklerde olduğu gibi ^{161}Dy çekirdeğinde de toplam indirgenmiş geçiş ihtimalleri bakımından deney ve teori arasında göze çarpan farklılıklar vardır. ^{161}Dy çekirdeğinde 2-4 MeV enerji aralığında deneysel olarak gözlenen geçişlerin tümünün M1 karakterli olduğu düşünülürse, bu enerji aralığındaki toplam indirgenmiş geçiş ihtimalinin $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 0.877 \pm 0.1 \mu_N^2$ olduğu görülür. RI-QPNM hesaplamalarına göre aynı enerji aralığındaki toplam indirgenmiş geçiş ihtimali deneysel değerinin yaklaşık iki katıdır ve $\sum_{I_f} B(M1 \uparrow) = 2.449 \mu_N^2$ 'dir.

Tablo 7.38. ^{161}Dy çekirdeğinin toplam kuralları

K^π	$\sum_{I_f} B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum_{I_f} \Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum_{I_f} \Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV ⁻³]	$\sum B(M1 \uparrow)$ [μ_N^2]	$\sum \Gamma_0(M1)$ [meV]	$\sum \Gamma_0^{red}(M1)$ [meV MeV ⁻³]
$3/2^-$	1.341	466.00	15.50			
$7/2^-$	1.353	472.29	15.66			
tüm	2.694	938.29	31.16	0.877 ± 0.13	216.93 ± 31.79	10.15 ± 1.50
	2.697					

Deneysel çalışmalarda rapor edilen dipol uyarılmalarının tümünün $M1$ karakterli oldukları kabul edilerek uyarılmalara ait güçler toplandığında bulunan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri kor çekirdeklerinde deneysel olarak gözlenen değerlerinin çok altındadır. Hâlbuki tek kütle numaralı çekirdek ile kor çekirdeğinin $M1$ uyarılmalarının kıyaslanabilir olması gerekir. Bu durum RI-QPNM hesaplamaları ile de doğrulanmıştır. İncelenen tek kütle numaralı çekirdeklerde 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri ile aynı enerji aralığında bu çekirdeklerin korlarında RI-QRPA kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri birbirine çok yakındır. Tablo 7.38.'de incelenen tek kütle numaralı çekirdeklerin ve bu çekirdeklerin korlarının 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri karşılaştırılmıştır.

Tablo 7.39. tek kütle numaralı çekirdeklerin 2-4 MeV enerji aralığında RI-QPNM kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri ile aynı enerji aralığında bu çekirdeklerin korlarında RI-QRPA kullanılarak hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimallerinin karşılaştırılması.

Tablo 7.39 ^{161}Dy çekirdeği ile ^{160}Dy kor çekirdeğinin toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri

Tek Çekirdek		Kor	
Çekirdek	$\sum_{if} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	Çekirdek	$\sum_{if} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)
			g_s^{eff} g_s^{free}
^{161}Dy	2.695	^{160}Dy	2.700 3.370

Tablo 7.39.'da tek kütle numaralı çekirdek ile kor çekirdeklerinin toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri arasındaki küçük farklar tek kütle numaralı çekirdekteki spin polarizasyon olayından ileri gelmektedir. Tablo 7.39.'nin sondan ikinci sütununda korda da spin polarizasyon etkisinin dikkate alınması ile sonuçların tek kütle numaralı çekirdek için verdiğimiz sonuçlar ile uyumlu olduğu görülmektedir. Ancak RI-QPNM ile hesaplanan toplam indirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimalleri deneysel sonuçlardan 2-3 defa daha büyüktür. Bunun nedeni tek kütle numaralı çekirdeklerde seviye yoğunluğunun fazlalığından dolayı $M1$ spektrumunda kuvvetli bir parçalanmanın olmasıdır. Bu parçalanmanın bir sonucu olarak toplam $M1$ gücü çok

sayıda zayıf seviyeye dağılmıştır ve bu seviyelerin çoğu detektör tarafından tespit edilemeyerek art-ortama gömülü kalmaktadır. Bu kayıp gücün bir kısmı duyarlılığı artırılmış NRF deneyleri ile tespit edilebilir.

^{161}Dy çekirdeğindeki M1 seviyelerinin mikroskopik temelini değerlendirebilmek için bu seviyelerin yapıları incelenmiştir. Bu hesaplanan sonuçlar Tablo 7.40.'da 2-4 MeV enerji aralığında yer alan $\sum 2_{(I_f)} B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan seviyeler için verilmiştir. Açıkça görülmektedir ki, ^{161}Dy çekirdeğindeki en güçlü M1 uyarılma seviyeleri baskın olarak kuaziparçacık-fonon karışımlarından oluşmaktadır. Bu seviyeler taban durum kuaziparçacık seviyesinin çift-çift kolektif titreşim seviyeleri ile etkileşmesinden ileri gelir.

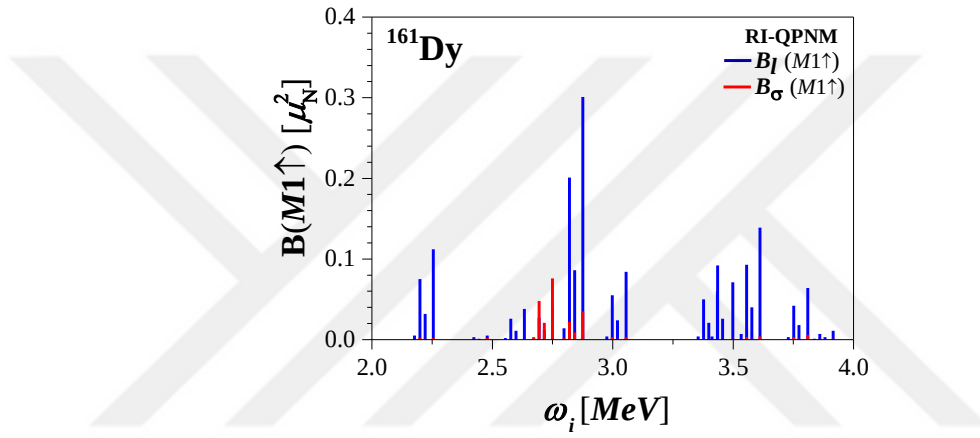
Tablo 7.40. $^{155-165}\text{Dy}$ tek kütle numaralı izotoplarının 2-4 MeV enerji aralığında yer alan düşük enerjili M1 uyarılmalarının RI-QPNM ile hesaplanan enerjileri, $B(M1 \uparrow)$ değerleri, dalga fonksiyonunun $N_{K\pi q}^j$ ve $G_{j,i\mu}^{K\pi v}$ genlikleri ile seviye yapıları. Burada sadece $B(M1 \uparrow) \geq 0.1 \mu_N^2$ olan seviyeler verilmiştir.

Tablo 7.40. ^{161}Dy çekirdeğinin ince yapısı

Çekirdek	E_j (MeV)	$B(M1 \uparrow)$ (μ_N^2)	K^π	$N_{K\pi q}^j$	$G_{j,i\mu}^{K\pi v}$	Yapı
^{161}Dy	2.221	0.147	$7/2^-$	0.011	0.999	0.014% [633] $\uparrow$ +99.985% [642] $\uparrow \otimes Q_2$
	2.842	0.152	$3/2^-$			
	2.842	0.356	$3/2^-$	0.009	0.999	99.999% [642] $\uparrow \otimes Q_7$
	2.842	0.542	$7/2^-$	0.002	0.999	99.999% [642] $\uparrow \otimes Q_7$
	3.022	0.121	$7/2^-$	0.029	0.999	0.085% [633] $\uparrow$ +99.895% [642] $\uparrow \otimes Q_9$
	3.578	0.127	$3/2^-$	0.005	0.999	99.999% [642] $\uparrow \otimes Q_{13}$
	3.578	0.193	$7/2^-$	0.002	0.999	99.999% [642] $\uparrow \otimes Q_{13}$
	3.776	0.107	$7/2^-$	0.031	0.999	0.099% [633] $\uparrow$ +0.021% [642] $\uparrow \otimes Q_{12}$ + +99.853% [642] $\uparrow \otimes Q_{14}$

Tablo 7.40'dan açıkça görülmektedir ki 2-4 MeV enerji aralığındaki M1 geçişlerine en büyük katkı tek kütleli ^{161}Dy [642] $\uparrow \otimes Q_i$ konfigürasyonlarından gelmektedir.

Çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili $M1$ uyarılmalarına ait önemli karakteristiklerden bir diğeri uyarılmaların baskın biçimde orbital karakterli olmasıdır. Benzer bir durumun tek kütle numaralı ^{161}Dy izotopu düşük enerjili $M1$ uyarılmaları için araştırılması oldukça önemlidir. Şekil 7.38.'de tek kütle numaralı ^{161}Dy izotopundan taban durumdan uyarılma durumlara $M1$ geçişleri için hesaplanan $B(M1\uparrow)$ gücüne manyetik dipol operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar verilmiştir. Spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

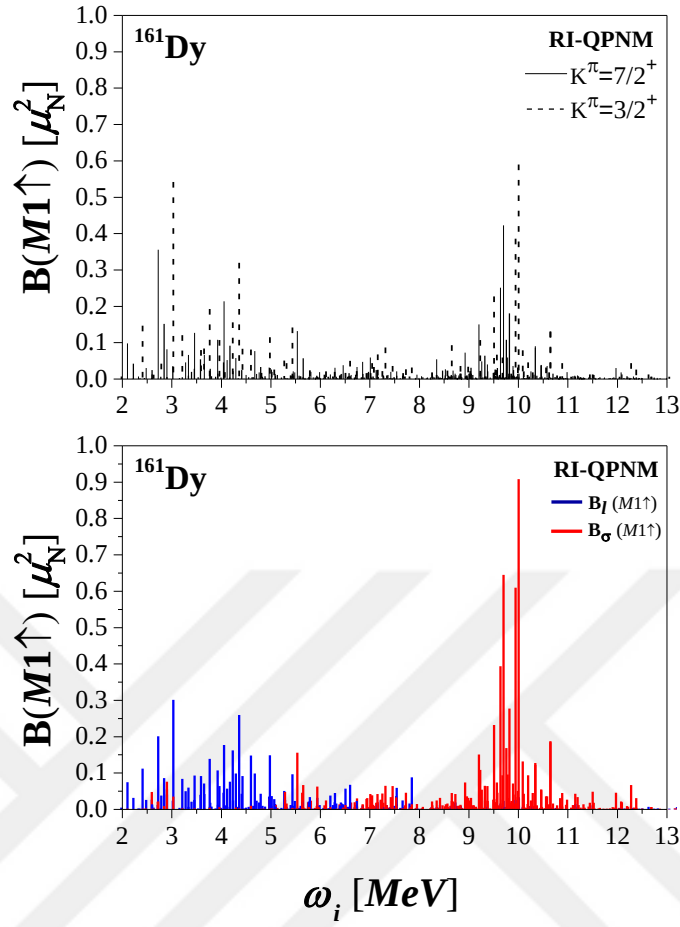


Şekil 7.38. ^{161}Dy tek kütle numaralı çekirdeklerinin 2-4 MeV enerji aralığındaki spin ve orbital $B(M1\uparrow)$ spektrumları. $M1$ operatörünün spin ve orbital kısımlarından gelen katkılar sırasıyla kırmızı ve mavi renk ile gösterilmiştir.

RI-QPNM hesaplamalarına göre tek kütle numaralı ^{161}Dy izotopunda 2.5-3 MeV civarına yerleşmiş birkaç adet saf spin $M1$ geçişi mevcuttur. Öte yandan Şekil 7.38.'den ele alınan tek nötronlu ^{161}Dy izotopunda 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.

Tablo 7.41. ^{161}Dy çekirdeğinin $3/2$ ve $7/2$ durumlarına göre toplam kuralları

Çekirdek	K^π	$\sum_{I_f} B(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_l(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} B_s(M1\uparrow)$ (μ_N^2)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0(M1)$ (meV)	$\sum_{I_f} g\Gamma_0^{red}(M1)$ (meV MeV ⁻³)
^{161}Dy	$3/2^+$	1.341	0.958	0.123	466	15.50
	$7/2^+$	1.353	0.958	0.131	472.21	15.66



Şekil 7.39. ^{161}Dy çekirdeği için B(M1) geçişlerinin spin ve orbital katkıları

Şekil 7.39.'da spin ve orbital katkıları bulunmaktadır. Bu şekilden aşağıdaki sonuçları söyleyebiliriz:

- 4 MeV'in altında orbital geçişler hakimdir.
- Bunun yanı sıra saf spin geçişi olan seviyeler de mevcuttur. Fakat spin karakterli bu seviyelerin toplam M1'e katkısı oldukça küçüktür.
- Orbital ve spin M1 bileşenlerinin girişiminden dolayı oldukça küçük spin karışımları 2.5 ve 4.5 MeV enerji aralığında M1 güç dağılımını etkilemektedir.
- Daha detaylı analizler, orbital ve spin kısımları arasındaki yapıcı girişimin 2 MeV'in altındaki enerjilerde ortaya çıktığını göstermektedir. Genelde 2 MeV'in üzerindeki enerjilerde spin karışımları M1 gücü üzerinde yıkıcı etkiler göstermeye başlar.

Bu çalışmada tek kütle numaralı çekirdeğin ortalama alan potansiyelinin kırılan simetrisini restore etmek için bir restorasyon metodu kullanılmıştır. Metodun en önemli özelliği restorasyon kuvvetlerinin ortalama alan ile öz uyumlu olmasıdır. Bu nedenle hesaplamalar yeni bir serbest parametre içermez. Bu metod ile elde edilen Hamiltonyen tek kütle numaralı çekirdeklerde gözlenen M1 dağılımlarının açıklanmasında kullanılmıştır. Çalışmanın ana sonuçları şu şekilde sıralanabilir;

- a. ^{161}Dy çekirdeğinde 2-3 MeV arasında çok sayıda M1 uyarılması bulunmaktadır. Bu uyarılma seviyelerinde dalga fonksiyonunun kuaziparçacık $\otimes$ fonon terimlerine katkıları baskındır. Genel olarak bu katkı %95'i aşar.
- b. ^{161}Dy tek kütleli çekirdeğinin M1 spektrumu komşu çift kütleli kor çekirdeğine göre daha çok parçalanmıştır.
- c. ^{161}Dy 'te iki çeşit manyetik dipol uyarılması mevcuttur. 5 MeV'e kadar olan seviyeler baskın biçimde orbital karakterli iken daha yüksek enerji seviyeleri baskın olarak spin karakterlidir.
- d. Deney ve teori arasında bazı farklılıklar mevcuttur. Bu uyumsuzluğun nedeni tek kütle numaralı ^{161}Dy çekirdeğinde kullanılan deney düzeneği tüm M1 geçişlerini çözümleyememekte ve bu nedenle çok sayıda M1 seviyesi deneysel backgroundun içinde gizlenmektedir. Bu nedenle deneysel verinin teorik sonuçlarla sağlıklı bir biçimde karşılaştırılabilmesi için deneyin çözünürlüğü arttırılmış deney düzenekleriyle tekrarlanması veya mevcut deneysel veride background içine gizlenmiş olan M1 seviyelerinin flaksiyonel analiz yöntemiyle ayrıştırılmış olması gerekmektedir.

BÖLÜM 8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Nükleer fizik alanının son yıllarda en ilgi duyulan konularının başında PDR mod uyarılmalarının incelemesi gelmektedir. Bu kapsamda özellikle yarı-sihirli çekirdeklerde incelenmiş olan PDR mod, ayrıca küresel çekirdeklerde de incelenmiştir. Ancak deforme çekirdeklerde hem deneysel hemde teorik olarak tam incelenmediğinden PDR modun genel karakteristik özelliklerinin belirlenmesi literatürde eksiklik olarak kalmıştır. Deforme çekirdeklerin küresel çekirdeklere göre daha karmaşık yapıya sahip olması ve nötron bağ enerjisi etrafında seviyelerin örtüşmesi sonucu deneylerde deforme çekirdekler için PDR modun detaylı incelenmesini engellemektedir.

Bu tez çalışmasında ilk ele alınan konu yarı-sihirli çekirdeklerin yapısının nasıl olduğudur. Bu kapsamda elde edilen sonuçları şu şekil de sıralıyabiliriz:

- a. İlk defa yarı-sihirli çekirdekler için yarı küresel-yarı deforme yapı kavramı bu tezde ortaya konulmuştur. Tez çalışmasında tamamen küresel, tamamen deforme ve yarı küresel-yarı deforme baz da QRPA model kapsamında ¹¹⁰⁻¹²⁴Sn izotopları için teorik hesaplamalar yapılarak, elde edilen sonuçlar bir-biriyle ve deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Yarı küresel-yarı deforme yapının verdiği sonuçların literatürde bulunan deneysel verilerle uyumlu olması yarı küresel-yarı deforme yapının küresel ve deforme baz kullanılmasıyla elde edilen sonuçlardan daha iyi olduğunu gösterilmiştir.
- b. Teorik hesaplama sonuçlarımız literatürdeki benzer hesaplama sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Mükayeseler bizim neticelerimizin literatürdeki neticelerden deneye daha yakın olduğunu ve geçişlerde daha fazla seviyenin iştirak ettiyini göstermiştir. Elde ettiğimiz bu neticeler hesaplamalarda Öteleme değişmez

hamiltonian kullanılmasının ve Galileo simmetrisinin restorasyonun önemli olduğunu göstermiştir.

- c. Ayrıca kalay izotoplarında toplam $B(E1)$ değerinin A kütle numarasına göre arttığında teorik hesaplamalarımızda görülmüştür. Literatürde bulunan $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ izotoplarının deneysel sonuçlarıyla elde ettiğimiz teorik sonuçların, deneysel hatalar çerçevesinde, uyumlu olduğu görülmektedir.
- d. Nötron bağ enerji değeri 10 MeV üzerinde olan kalay izotoplarında yapılan deneylerde parite ayrımının yapılamaması sonucu tüm geçişler E1 geçişleri olarak kabul edilmektedir. Bu kapsamda PDR enerji bölgesinde kalay izotopları için 5-8.5 MeV aralığında M1 geçişlerinin toplam değerlerini hesapladık. Yapmış olduğumuz inceleme de $^{110,112,114}\text{Sn}$ izotoplarında M1 katkısının toplam dipol geçiş (E1+M1) katkısıyla mükayesede %21-28 arasında olduğu, daha ağır $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ izotoplarında ise bu katkının %11-14 arasında değiştiği ve M1 katkısının söz konusu izotoplarda A kütle numarasının artmasıyla azaldığı görüldü.
- e. İncelenmelerimiz dipole etkileşmelerinin bağımsız kuaziparçacık modeline nazaran 1^- uyarılmalarının K=0 seviyyelerini yaklaşık 2 MeV, K=1 dalı seviyyelerini ise yaklaşık 5 MeV enerji değerinde kaymasını sağlamaktadır. Böylelikle, dipol-dipol etkileşmeleri PDR ve GDR rezonanslarını ve onların K=0 ve K=1 dallarını birbirinden ayırarak teorik sonuçları deney sonuçlarına yaklaştırmaktadır.
- f. Bir diğer incelediğimiz konu ise PDR modun yapısının nasıl olduğu ve GDR modun kuyruk hissesini mi oluşturduğu sorusuydu. Bu kapsamda $^{110-124}\text{Sn}$ izotop serisi için yapmış olduğumuz incelemeler de PDR modun nötron-proton yapılarının tek tür nükleon türünden yani nötron-nötron ve ya proton-proton yapıda olduğu, K=0 dalında proton, K=1 dalında ise nötron katkılarının baskın olduğu görülmüştür. Hesaplamalar GDR modun nötron-proton yapısının ise aynı zamanda nötron-nötron ve proton-proton geçişlerinden oluştuğunu teorik

olarak ortaya koydu. Böylece PDR modun GDR moddan daha farklı yapıya sahip olduğu teorik olarak $^{110-124}\text{Sn}$ izotopları örneğinde ortaya koyuldu.

Tez kapsamında ele alınan ikinci konu ise deforme çekirdeklerde PDR modun nasıl olduğudur. Bu kapsamda yapmış olduğumuz incelememizde deforme çekirdeklerin hafif izotopları olan nadir toprak bölgesi ve daha ağır izotopları olan aktinit bölgesi izotopları için teorik inceleme yaparak PDR modun sistematik özelliklerinin inceledik. Nadir bölgesi izotopları için 5-8 MeV ve aktinit izotopları için yapılan incelemelerimizde 4-6.5 MeV aralığında PDR modun oluştuğunu teorik olarak ortaya konulmuştur.

- a. İncelemeler deforme çekirdeklerde de PDR modun GDR modla mukayesede az kolektif olmakla beraber düşük $B(E1)$ gücüne ve GDR-den farklı bir yapıya yani mono nükleon yapını sahip olduğunu gösterdi.
- b. Dipol-dipol etkileşim terimi yaklaşık olarak nadir toprak bölgesi izotoplarında $K=0$ dalını 3.5-4 MeV, $K=1$ dalını 5-6 MeV ve aktinit bölgesi izotoplarında ise $K=0$ dalını 1.5-2 MeV ve $K=1$ dalını 4-5 MeV kadar kaydırdığı görülmektedir.
- c. Kırılan Öteleme ve Galileo simetrilerinin restorasyonu sonucu sıfır enerjili Goldstone dalının yalıtılmasının çok önemli olduğu yapılan incelemelerde görüldü. Özellikle 6-6.5 MeV enerji civarında PDR modun $K=0$ dalının oluşumunda sahte hallerin yalıtılmasının çok önemli olduğu görüldü.
- d. Bir diğer araştırmaya konumuz olan PDR bölgesinde M1 geçiş gücünün E1 geçiş gücüne göre ne kadar küçük olduğunu göstermekdi. Bu durum için bir sistematik sonuç elde edilmiştir. Hesaplamalarımız hafif $^{110,112,114}\text{Sn}$ izotoplarında M1 katkının toplam dipol katkısının %27-inden $^{116-124}\text{Sn}$ gibi ağır izotoplarında ise %14-ünden küçük olduğunu gösterdi. Bu oran ağır deforme çekirdeklerde ise daha düşüktür. Örneğin, M1 dipol katkısı Nd izotoplarında %9-dan, Sm izotoplarında %7-den, aktinitlerden ^{232}Th için %3-den, ^{236}U için ise %5 küçüktür.

- e. Hesaplamalarımız hafif ve ağır deforme çekirdeklerde toplam $B(E1)$ gücü değerinin A kütle numarasının artmasıyla arttığını gösterdi. Bunun dışında entegre tesir kesit değerleri için de böyle bir artışın olduğu PDR bölgesi için yapılan hesaplamalardan ortaya konulmaktadır.
- f. Radyasyon ve indirgenmiş radyasyon alınlıkları, saçılma tesir kesitleri teorik olarak hesaplanmıştır. σ_0 , σ_{-1} , σ_{-2} entegre tesir kesitlerinin değerleri hesaplanarak, deforme çekirdekler için yapılan GDR mod uyarılmaları için literatürde bulunan deneysel sonuçlarıyla karşılaştırılarak test edildi. Daha sonra aynı hesaplamalar PDR rezonansına uygulanmıştır.

Bu tez konusunun belirlenmesinde en önemli etken olan deforme çekirdekler de deneysel PDR mod incelemesi yapılamaması ve buna göre PDR modun deforme çekirdeklerde nasıl şekillendiği, küresel ve geçiş çekirdekler için genel bir mod olmasına karşın deforme çekirdeklerde genel bir mod olup olmamadığı sorularına cevap bulmaktı. Burada elde ettiğimiz sonuçlarla deney gruplarına öngöründe bulunulması amaçlanmaktadır. Yapmış olduğumuz teorik incelemelerimizde deforme çekirdeklerin hafif izotopları olan nadir toprak bölgesi ve ağır izotopları olan aktinit bölgesi izotoplarında PDR modun incelenmesiyle PDR modun deforme çekirdeklerde sistematığı belirlenmiştir. Bu tez çalışmasında deforme Nd ve Sm izotop zinciri çekirdekleri ile birlikte Th ve U izotopları için teorik olarak ortaya koyduğumuz sonuçlar çekirdek uyarılmalarında PDR modun da GDR mod gibi universal bir rezonans olduğunu gösterdi.

PDR mod uyarılmaları için yarı-sihirli ve deforme çekirdek izotoplarında yapmış olduğumuz incelemeler de benzer özelliklerin olduğu ve bu özelliklerin bizden önce küresel çekirdeklerde elde edilen özelliklerle örtüştüğü görülmektedir. Hesaplamalarımız teorik olarak PDR modun tüm çekirdeklere has evrensel bir mod olduğunu gösterdi. Mükayeseler PDR modun GDR moda göre az sayılı kolektif seviyelerden teşkil olduğunu, GDR moddan farklı yapıya ve düşük uyarılma ihtimaline sahip olduğunu gösterdi. Ayrıca burada elde ettiğimiz sonuçların son

yıllarda odak noktası olan PDR modun deneysel olarak deforme çekirdeklerde de incelenmesinde deney gruplarına yardımcı olacağı kaanatindeyiz.

İlerleyen dönemde ise bu tez çalışmasında kullanılan tek fononlu dalga fonksiyonunun iki fononlu durumlarını içeren versiyonunun kullanılmasıyla çift-çift deforme çekirdeklerde 1^- elektrik dipol uyarılmalarındaki etkisinin teorik incelenmesi amaçlanmaktadır. Böylece bu tez çalışmasında ele alınan tek fonon dalga fonksiyonun multi fonon durumlarının $E1$ geçişlerindeki davranışlarının incelenmesinde kullanılarak elde edilen neticeler ilerleyen dönemlerde deforme çekirdekler için yapılması planlanan deneyleri teşkil eden fizikçilere önemli bilgiler sağlayacaktır.



KAYNAKLAR

- [1] Bartholomew, G., Neutron capture gamma rays. Annual review of nuclear science, 11, 259-302, 1961.
- [2] Savran, D., Aumann, T.,Zilges, A., Experimental studies of the pygmy dipole resonance. Progress in Particle and Nuclear Physics, 70, 210-245, 2013.
- [3] Tsoneva, N.,Lenske, H., Pygmy dipole resonances in the tin region. Physical Review C, 77, 024321, 2008.
- [4] Guliyev, E., Kuliev, A.,Guner, M., Electric dipole strength distribution below the E1 giant resonance in N= 82 nuclei. Open Physics, 8, 961-969, 2010.
- [5] von Neumann-Cosel, P., A EUROBALL module at the S-DALINAC— Investigation of elementary and magnetic excitation modes. Progress in Particle and Nuclear Physics, 38, 213-222, 1997.
- [6] Özel-Tashenov, B., Enders, J., Lenske, H., Krumbholz, A., Litvinova, E., von Neumann-Cosel, P., Poltoratska, I., Richter, A., Rusev, G.,Savran, D., Low-energy dipole strength in Sn^{112, 120}. Physical Review C, 90, 024304, 2014.
- [7] Zilges, A., Volz, S., Babilon, M., Hartmann, T., Mohr, P.,Vogt, K., Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in N= 82 nuclei. Physics Letters B, 542, 43-48, 2002.
- [8] Guliyev, E., Ertuğral, F.,Kuliev, A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even ¹³⁰⁻¹³⁶Ba. The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, 27, 313-320, 2006.
- [9] Guliyev, E., Kuliev, A.,Ertugral, F., Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in ^{176,178,180}Hf within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA. Nuclear Physics A, 915, 78-89, 2013.

- [10] 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.
- [11] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., Microscopic description of low-lying M1 excitations in odd-mass actinide nuclei. Nuclear Physics A, 957, 33-50, 2017.
- [12] Okamoto, K., Intrinsic quadrupole moment and the resonance width of photonuclear reactions. Physical Review, 110, 143, 1958.
- [13] De Coster, C., Heyde, K., Magnetic dipole spin resonance in rare-earth nuclei. Physical review letters, 66, 2456, 1991.
- [14] Faessler, A., Khoa, D.T., Grigorescu, M., Nojarov, R., Low-lying magnetic dipole excitations in actinide nuclei. Physical review letters, 65, 2978, 1990.
- [15] Hamamoto, I., Åberg, S., Structure of low-lying $K^\pi = 1^+$ Mode in a Microscopic Model. Physica Scripta, 34, 697, 1986.
- [16] Nojarov, R., Faessler, A., Symmetry-restoring interactions for $K^\pi = 1^+$ isovector vibrations. Nuclear Physics A, 484, 1-33, 1988.
- [17] Nojarov, R., Faessler, A., Sarriguren, P., de Guerra, E.M., Grigorescu, M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei. Nuclear Physics A, 563, 349-386, 1993.
- [18] Sarriguren, P., de Guerra, E.M., Nojarov, R., Spin M1 excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation. Physical Review C, 54, 690, 1996.
- [19] Zawischa, D., Speth, J., Spin-flip magnetic dipole states in deformed nuclei. Physics Letters B, 252, 4-8, 1990.
- [20] Guliyev, E., SEL γ -çekirdek çarpıştırıcıları ile Nükleer spektroskopi ve kollektif çekirdek uyarılmaları. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2002.

- [21] 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.
- [22] Kuliev, A., Faessler, A., Güner, M., Rodin, V., Fully renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious states and ground state correlations. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 30, 1253, 2004.
- [23] Kuliev, A., Guliyev, E., Ertugral, F., Özkan, S., The low-energy dipole structure of ^{232}Th , ^{236}U and ^{238}U actinide nuclei. The European Physical Journal A, 43, 313-321, 2010.
- [24] Quliyev, H., $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ çekirdeklerinde foton saçılma tesir kesitlerinin ve manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının hesaplanması. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2014.
- [25] Yakut, H., Nadir toprak deforme çekirdeklerinde kolektif dipol seviyelerinin elektrik ve manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi, 2009.
- [26] Yıldırım, Z., Deforme çekirdeklerde makas mod seviyelerinin beta bozunum ve elektromanyetik geçiş özelliklerinin incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi, 2009.
- [27] Ertugral, F., Deforme çekirdeklerde kuadropol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2007.
- [28] Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, A., Ali Cetin, S., Hikmet, I., Low Lying Magnetic and Electric Dipole Strength Distribution in the Even-Even $^{164-170}\text{Er}$. AIP, AIP Conference Proceedings, 899, 109-110, 2007.
- [29] Ertuğral, F., Guliyev, E., Kuliev, 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.
- [30] Guliyev, E., Kuliev, A., Ertugral, F., Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus. The European Physical Journal A, 39, 323-333, 2009.

- [31] Guliyev, E., Kuliev, A., Ertugral, F., Low-Lying Dipole Excitations In The Deformed Even-Even Isotopes $^{154-160}\text{Gd}$. Acta Physica Polonica B, 40, 2009.
- [32] Solak, G., Gama soft baryum ve ceryum çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2010.
- [33] Tulum, F., En düşük enerjili 1^- seviyelerinin elektrik dipol özelliklerinin incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2013.
- [34] Saygı, N.D., Deforme Çekirdeklerde Dev Dipol Rezonansların İncelenmesi Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi, 2018.
- [35] Fang, D.-L., Effect of the Pauli principle on the deformed quasiparticle random-phase approximation calculations and its consequence for β -decay calculations of deformed even-even nuclei. Physical Review C, 93, 034306, 2016.
- [36] Gabrakov, S., Kuliev, A., Pyatov, N., 0^+ and 1^+ unlike particle-hole states in deformed odd-odd nuclei and β -strength functions. Physics Letters B, 36, 275-277, 1971.
- [37] Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Communication JINR P4-5003 1970.
- [38] Ivanova, S.P., Kuliev, A.A., Salamov, I., Strength Functions for $B(+)$ Decay of The Isotopes $^{117-123}\text{Ba}$. Sov J. Nucl. Phys 24, 145-150, 1976.
- [39] Mustonen, M., Engel, J., Global description of β^- decay in even-even nuclei with the axially-deformed Skyrme finite-amplitude method. Physical Review C, 93, 014304, 2016.
- [40] Mustonen, M., Shafer, T., Zenginerler, Z., Engel, J., Finite-amplitude method for charge-changing transitions in axially deformed nuclei. Physical Review C, 90, 024308, 2014.
- [41] Shafer, T., Engel, J., Fröhlich, C., McLaughlin, G., Mumpower, M., Surman, R., β decay of deformed r-process nuclei near $A= 80$ and $A= 160$, including odd-A and odd-odd nuclei, with the Skyrme finite-amplitude method. Physical Review C, 94, 055802, 2016.

- [42] Yildirim, Z., Ertugral, F., Guliyev, E., The β^- decay properties of the scissors mode 1^+ states. INSINUME 2006- International Symposium ‘‘Insitu Nuclear Metrology as a tool for Radioecology, 98-99, 2006.
- [43] Yildirim, Z., Guliyev, E., Kuliev, A., Ozkan, S., Boztosun, I., Balantekin, A., The β^- Decay Properties of Scissors Mode 1^+ States in ^{164}Er . AIP, AIP Conference Proceedings, 1072, 229-232, 2008.
- [44] Yıldırım, Z., Kuliev, A.A., Özkan, S., Guliyev, E., The β^- Decay Properties of Scissors Mode 1^+ States in $^{164,166}\text{Er}$. 2008.
- [45] Bohr, A., And, Mottelson, B., Nuclear Structure. W.A. Benjamin v1. New York, 1969.
- [46] Pyatov, N.I., Salamov, D.I., Conservation laws and collective excitations in nuclei. Nukleonika, 22, 127-141, 1977.
- [47] Ring, P., Schuck, P., The Nuclear Many-Body Problems. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [48] Nilsson, S.G., K. Danske Vzdensk. Selsk., Mat:fys. Medd., , 29, 1955.
- [49] Bogolyubov, M.M., Lectures on Quantum Statistics. Problems of Statistical Mechanics of Quantum Systems. Rad. Shkola, 1949.
- [50] Bardeen, J., Cooper, L.N., Schriffer, R., Theory of Superconductivity,. Phys. Rev.Lett., 108, 1175-1204,, 1957.
- [51] Soloviev, V.G., Theory of Complex Nuclei. 1976.
- [52] Doğan, E., Tek Çekirdeklerde Gamow-Teller Geçişlerinin Pyatov-Salamov Yöntemi İle İncelenmesi. Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2008.
- [53] Goldstone, J., Salam, A., Weinberg, S., Broken symmetries. Physical Review, 127, 965, 1962.
- [54] Belyaev, S., Effective two body forces in nuclei and gauge invariance. Physics Letters B, 28, 365-367, 1969.

- [55] Birbrair, B., Translation and rotation invariance conditions in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 46, 152-154, 1973.
- [56] Gross, D., On the connection of the effective particle-hole force and the single-particle potential in a microscopic theory. *Physics Letters B*, 30, 16-19, 1969.
- [57] Civitarese, O., Licciardo, M., Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring theories: Intrinsic excitations in superfluid nuclei. *Physical Review C*, 41, 1778, 1990.
- [58] Faessler, A., Bochnacki, Z., Nojarov, R., Restoring force for the 1^+ collective mode in deformed nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 12, L47, 1986.
- [59] Liu, H., Zamick, L., Rotational model and shell model pictures of magnetic dipole excitations. *Physical Review C*, 36, 2057, 1987.
- [60] Nojarov, R., Bochnacki, Z., Faessler, A., Microscopic calculation of the restoring force for scissor isovector vibrations. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 324, 289-298, 1986.
- [61] Pyatov, N., Chernej, M., Rotational invariance, inertia and 1^+ state moments in deformed nuclei. *Yadernaya Fizika*, 16, 931-940, 1972.
- [62] Safarov, R., Ponomarev, V.Y., Contribution of quasiparticle x phonon components into magnetic moments of low-lying states of odd spherical nuclei. *Joint Inst. for Nuclear Research*, 1988.
- [63] Zawischa, D., Speth, J., Low energy orbital magnetic dipole excitations of heavy nonspherical nuclei. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 339, 97-109, 1991.
- [64] Kuliev, A.A., Pyatov, N. I., States with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the isoscalar E2 resonance. *Soviet Journal of Physics*, 20, 297-309, 1974.
- [65] Baldwin, G., Klaiber, G., Photo-fission in heavy elements. *Physical Review*, 71, 3, 1947.
- [66] Goldhaber, M., Teller, E., On nuclear dipole vibrations. *Physical Review*, 74, 1046, 1948.

- [67] Chakrabarty, D., Dang, N.D., Datar, V., Giant dipole resonance in hot rotating nuclei. *The European Physical Journal A*, 52, 1-42, 2016.
- [68] Berman, B.L., Fultz, S., Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Reviews of Modern Physics*, 47, 713, 1975.
- [69] Bothe, W., Gentner, W., Atomumwandlungen durch γ -Strahlen. *Zeitschrift für Physik*, 106, 236-248, 1937.
- [70] Migdal, A., Levinger, J., Migdal, A., Nuclear photo-disintegration. *J. Phys.(USSR)*, 8, 331, 1944.
- [71] Baldwin, G.C., Klaiber, G.S., Multiple nuclear disintegrations induced by 100-MeV X-rays. *Physical Review*, 70, 259, 1946.
- [72] Baldwin, G., Klaiber, G., X-Ray Yield Curves for γ -n Reactions. *Physical Review*, 73, 1156, 1948.
- [73] Fuller, E., Hayward, E., The nuclear photoeffect in holmium and erbium. *Nuclear Physics*, 30, 613-635, 1962.
- [74] Morsch, H., Rogge, M., Turek, P., Mayer-Böricke, C., New Giant Resonances in 172-MeV α Scattering from Pb-208. *Physical Review Letters*, 45, 337, 1980.
- [75] Djalali, C., Marty, N., Morlet, M., Willis, A., 201 MeV proton excitation of giant resonances in ^{208}Pb : Macroscopic and microscopic analysis. *Nuclear Physics A*, 380, 42-60, 1982.
- [76] Morsch, H., Decowski, P., Rogge, M., Turek, P., Zemło, L., Martin, S., Berg, G., Hürlimann, W., Meissburger, J., Römer, J., Isoscalar giant resonances in Pb 208—in particular $2 \hbar \omega$ $L=0, 2, 4$, and 6 excitations—studied in small angle α scattering. *Physical Review C*, 28, 1947, 1983.
- [77] Bonin, B., Alamanos, N., Berthier, B., Bruge, G., Faraggi, H., Legrand, D., Lugol, J., Mittag, W., Papineau, L., Yavin, A., Response functions of ^{58}Ni , ^{116}Sn and ^{208}Pb to the excitation of intermediate-energy α -particles. *Nuclear Physics A*, 430, 349-396, 1984.

- [78] Adams, G., Carey, T., McClelland, J., Moss, J., Seestrom-Morris, S., Cook, D., Inelastic proton excitation of high-lying giant resonances. *Physical Review C*, 33, 2054, 1986.
- [79] Garg, U., The isoscalar giant dipole resonance: A review. *Nuclear Physics A*, 649, 66-72, 1999.
- [80] Davis, B.F., Garg, U., Reviol, W., Harakeh, M., Bacher, A., Berg, G., Foster, C., Stephenson, E., Wang, Y., Jänecke, J., Evidence for the Isoscalar Giant Dipole Resonance in ^{208}Pb Using Inelastic α Scattering at and near 0° . *Physical review letters*, 79, 609, 1997.
- [81] Davis, B.F., Akimune, H., Bacher, A., Berg, G., Fujiwara, M., Garg, U., Harakeh, M., Jänecke, J., Ussanti, J., Pham, K., Looking for the isoscalar giant dipole resonance in ^{208}Pd using inelastic α scattering at and near 0° . *Nuclear Physics A*, 569, 325-332, 1994.
- [82] Varlamov, A., Varlamov, V., Rudenko, D., Stepanov, M., Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC (NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1-311, 1999.
- [83] Urin, M.H., Direct-decay properties of giant resonances. *Nuclear Physics A*, 811, 107-126, 2008.
- [84] Urin, M.H., Direct-decay properties of giant resonances. Sankt Goar, Almany . 2nd International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, 5, 2006.
- [85] Gorelik, M.L., Overtone of the giant E1-resonance. Sankt Goar, Almany 2nd International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, 2006.
- [86] Thoennessen, M., Giant resonance studies with radioactive beams. Sankt Goar Almany, 2nd International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, 52, 2006.
- [87] Thoennessen, M., Chakrabarty, D., Herman, M., Butsch, R., Paul, P., Giant dipole resonance in highly excited Thorium: Evidence for strong fission hindrance. *Physical review letters*, 59, 2860, 1987.

- [88] Beene, J., Bertrand, F., Horen, D., Auble, R., Burks, B., del Campo, J.G., Halbert, M., Sayer, R., Mittig, W., Schutz, Y., Heavy-ion Coulomb excitation and photon decay of the giant dipole resonance in Pb 208. *Physical Review C*, 41, 920, 1990.
- [89] Poelheken, T., Hesmondhalgh, S., Hofmann, H., Van der Woude, A., Harakeh, M., Low-energy isoscalar dipole strength in ^{40}Ca , ^{58}Ni , ^{90}Zr and ^{208}Pb . *Physics Letters B*, 278, 423-427, 1992.
- [90] Clark, H., Lui, Y.-W., Youngblood, D., Isoscalar giant dipole resonance in ^{90}Zr , ^{116}Sn , and ^{208}Pb . *Physical Review C*, 63, 031301, 2001.
- [91] Shlomo, S., Sanzhur, A., Isoscalar giant dipole resonance and nuclear matter incompressibility coefficient. *Physical Review C*, 65, 044310, 2002.
- [92] Uchida, M., Sakaguchi, H., Itoh, M., Yosoi, M., Kawabata, T., Takeda, H., Yasuda, Y., Murakami, T., Ishikawa, T., Taki, T., Isoscalar giant dipole resonance in ^{208}Pb via inelastic α scattering at 400 MeV and nuclear incompressibility. *Physics Letters B*, 557, 12-19, 2003.
- [93] Hunyadi, M., Ba, C., van den Berg, A., Blasi, N., Csatlo, M., Csige, L., Davids, B., Garg, U., Gulya, J., Harakeh, M., Particle decay of the isoscalar giant dipole resonance in ^{208}Pb . *Nuclear Physics A*, 731, 49-56, 2004.
- [94] Uchida, M., Sakaguchi, H., Itoh, M., Yosoi, M., Kawabata, T., Yasuda, Y., Takeda, H., Murakami, T., Terashima, S., Kishi, S., Systematics of the bimodal isoscalar giant dipole resonance. *Physical Review C*, 69, 051301, 2004.
- [95] Hunyadi, M., van den Berg, A., Blasi, N., Bäumer, C., Csatlos, M., Csige, L., Davids, B., Garg, U., Gulyas, J., Harakeh, M., Direct proton decay of the isoscalar giant dipole resonance. *Physics Letters B*, 576, 253-259, 2003.
- [96] Nayak, B., Garg, U., Koss, M., Li, T., Martis, E., Fujimura, H., Fujiwara, M., Hara, K., Kawase, K., Nakanishi, K., Direct proton decay of the isoscalar giant dipole resonance in ^{208}Pb . *Physics Letters B*, 674, 281-285, 2009.
- [97] Bowman, C., Auchampaugh, G., Fultz, S., Photodisintegration of U-235. *Physical Review*, 133, B676, 1964.

- [98] Veyssiere, A., Beil, H., Bergere, R., Carlos, P., Lepretre, A., Kernbach, K., A Study of the Photofission and Photoneutron Processes in the Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np . Nuclear Physics A, 199, 45-64, 1973.
- [99] Gurevich, G., Lazareva, L., Mazur, V., Solodukhov, G., Total cross section for the absorption of gamma quanta by Th-232 U-235, U-238, and Pu-239 in the region of dipole giant resonance. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 20, 343, 1974.
- [100] Ahrens, J., Borchert, H., Czock, K., Eppler, H., Gimm, H., Gundrum, H., Kröning, M., Riehn, P., Ram, G.S., Zieger, A., Total nuclear photon absorption cross sections for some light elements. Nuclear physics A, 251, 479-492, 1975.
- [101] Gurevich, G., Lazareva, L., Mazur, V., Solodukhov, G., Tulupov, B., Giant resonance in the total photoabsorption cross section of $Z \approx 90$ nuclei. Nuclear Physics A, 273, 326-340, 1976.
- [102] Youngblood, D.H., Moss, J., Rozsa, C., Bronson, J., Bacher, A., Brown, D., Giant resonances observed in the scattering of 96-and 115-MeV alpha particles. Physical Review C, 13, 994, 1976.
- [103] Gurevich, G., Lazareva, L., Mazur, V., Merkulov, S., Solodukhov, G., Tyutin, V., Width of E1 giant resonance of deformed nuclei in the $150 < A <= 186$ region. JETP Lett.(USSR)(Engl. Transl.);(United States), 28, 1978.
- [104] Lepretre, A., Beil, H., Bergere, R., Carlos, P., Fagot, J., Veyssiere, A., Ahrens, J., Axel, P., Kneissl, U., Total photonuclear absorption cross section of Pb measured with quasi-monochromatic photons between 25 and 106 MeV. Physics Letters B, 79, 43-46, 1978.
- [105] Berman, B., Faul, D., Alvarez, R., Meyer, P., Olson, D., Giant resonance in transitional nuclei: Photoneutron cross sections for osmium isotopes. Physical Review C, 19, 1205, 1979.
- [106] Gurevich, G., Lazareva, L., Mazur, V., Merkulov, S.Y., Solodukhov, G., Total photoabsorption cross sections for high-Z elements in the energy range 7–20 MeV. Nuclear Physics A, 338, 97-104, 1980.
- [107] Caldwell, J., Dowdy, E., Berman, B., Alvarez, R., Meyer, P., Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for U 235, U-236, U-238, and Th-232. Physical Review C, 21, 1215, 1980.

- [108] Gurevich, G., Lazareva, L., Mazur, V., Merkulov, S.Y., Solodukhov, G., Tyutin, V., Total nuclear photoabsorption cross sections in the region $150 < A < 190$. Nuclear Physics A, 351, 257-268, 1981.
- [109] Berman, B., Caldwell, J., Dowdy, E., Dietrich, S., Meyer, P., Alvarez, R., Photofission and photoneutron cross sections and photofission neutron multiplicities for U-233, U-234, Np-237, and Pu-239. Physical Review C, 34, 2201, 1986.
- [110] Chakrabarty, D., Thoennessen, M., Sen, S., Paul, P., Butsch, R., Herman, M., Giant dipole resonances in excited Er isotopes. Physical Review C, 37, 1437, 1988.
- [111] Gundlach, J., Snover, K., Behr, J., Gossett, C., Kicinska-Habior, M., Lesko, K., Oblate deformed shapes of hot rotating nuclei deduced from giant-dipole-resonance decay studies. Physical review letters, 65, 2523, 1990.
- [112] Dietrich, S.S., Berman, B.L., Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38, 199-338, 1988.
- [113] Ramakrishnan, E., Baumann, T., Azhari, A., Kryger, R., Pfaff, R., Thoennessen, M., Yokoyama, S., Beene, J., Halbert, M., Mueller, P., Giant Dipole Resonance Built on Highly Excited States of ^{120}Sn Nuclei Populated by Inelastic α Scattering. Physical review letters, 76, 2025, 1996.
- [114] Suomijärvi, T., Blumenfeld, Y., Piattelli, P., Le Faou, J., Agodi, C., Alamanos, N., Alba, R., Auger, F., Bellia, G., Chomaz, P., Giant dipole resonance in very hot nuclei of mass $A = 115$. Physical Review C, 53, 2258, 1996.
- [115] Baumann, T., Ramakrishnan, E., Azhari, A., Beene, J., Charity, R., Dempsey, J., Halbert, M., Hua, P.-F., Kryger, R., Mueller, P., Evolution of the giant dipole resonance in excited ^{120}Sn and ^{208}Pb nuclei populated by inelastic alpha scattering. Nuclear Physics A, 635, 428-445, 1998.
- [116] Itoh, M., Sakaguchi, H., Uchida, M., Ishikawa, T., Kawabata, T., Murakami, T., Takeda, H., Taki, T., Terashima, S., Tsukahara, N., Compressional-mode giant resonances in deformed nuclei. Physics Letters B, 549, 58-63, 2002.

- [117] Vogt, K., Mohr, P., Babilon, M., Bayer, W., Galaviz, D., Hartmann, T., Hutter, C., Rauscher, T., Sonnabend, K., Volz, S., Measurement of the (γ , n) cross section of the nucleus ^{197}Au close above the reaction threshold. Nuclear Physics A, 707, 241-252, 2002.
- [118] Heckman, P., Bazin, D., Beene, J., Blumenfeld, Y., Chromik, M., Halbert, M., Liang, J., Mohrmann, E., Nakamura, T., Navin, A., Low-temperature measurement of the giant dipole resonance width. Physics Letters B, 555, 43-48, 2003.
- [119] Itoh, M., Sakaguchi, H., Uchida, M., Ishikawa, T., Kawabata, T., Murakami, T., Takeda, H., Taki, T., Terashima, S., Tsukahara, N., The effect of deformation in the isoscalar giant dipole resonance. Nuclear Physics A, 731, 41-48, 2004.
- [120] Lui, Y.-W., Chen, X., Clark, H., John, B., Tokimoto, Y., Youngblood, D., Isoscalar giant dipole resonance for several nuclei with $A \geq 90$. Nuclear Physics A, 731, 28-33, 2004.
- [121] Camera, F., Kmiecik, M., Wieland, O., Benzoni, G., Bracco, A., Brambilla, S., Crespi, F., Mason, P., Moroni, A., Million, B., GDR in hot nuclei: New measurements. Acta Physica Polonica B, 36, 1145, 2005.
- [122] Chakrabarty, D., Nanal, V., Datar, V., Kumar, S., Mitra, A., Mirgule, E., Pillay, R., Angular momentum dependence of the giant dipole resonance width in excited nuclei of mass $A \sim 150$. Nuclear Physics A, 770, 126-140, 2006.
- [123] Schiller, A., Thoennessen, M., Compilation of giant electric dipole resonances built on excited states. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 93, 549-573, 2007.
- [124] Wörtche, H., On the Structure of Electric-Dipole Transitions. Nuclear Physics A, 788, 27-35, 2007.
- [125] Junghans, A., Rusev, G., Schwengner, R., Wagner, A., Grosse, E., Photon data shed new light upon the GDR spreading width in heavy nuclei. Physics Letters B, 670, 200-204, 2008.
- [126] Plujko, V., Capote, R., Gorbachenko, O., Giant Dipole Resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 97, 567-585, 2011.

- [127] Dang, N.D., Damping of giant dipole resonance in highly excited nuclei. arXiv preprint arXiv:1209.5820, 2012.
- [128] Krasznahorkay, A., Paar, N., Vretenar, D., Harakeh, M., Anti-analog giant dipole resonances and the neutron skin of nuclei. *Physics Letters B*, 720, 428-432, 2013.
- [129] Mukul, I., Sugathan, P., Mazumdar, I., Gehlot, J., Mohanto, G., Kaur, M., Kumar, A.R., Madhavan, N., Nath, S., Dubey, R., Giant Dipole Resonance in $A \sim 144$ mass region. *EDP Sciences, EPJ Web of Conferences*, 63, 01020, 2013.
- [130] Ishkhanov, B., Kuznetsov, A., ^{238}U photofission in the energy region of the giant dipole resonance. *Physics of Atomic Nuclei*, 77, 824-833, 2014.
- [131] Mukhopadhyay, S., Evolution of giant dipole resonance width at low temperatures—New perspectives. *Pramana*, 82, 779-787, 2014.
- [132] Mukul, I., Roy, A., Sugathan, P., Gehlot, J., Mohanto, G., Nath, S., Madhavan, N., Dubey, R., Banerjee, T., Saneesh, N., Decoupling the effect of temperature on GDR widths in excited compound nucleus ^{144}Sm . *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41, 115103, 2014.
- [133] Poltoratska, I., Fearick, R., Krumbholz, A., Litvinova, E., Matsubara, H., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V.Y., Richter, A., Tamii, A., Fine structure of the isovector giant dipole resonance in Pb-208: Characteristic scales and level densities. *Physical Review C*, 89, 054322, 2014.
- [134] Ciemała, M., Kmiecik, M., Maj, A., Mazurek, K., Bracco, A., Kravchuk, V., Casini, G., Barlini, S., Baiocco, G., Bardelli, L., Giant dipole resonance built on hot rotating nuclei produced during evaporation of light particles from the Mo 88 compound nucleus. *Physical Review C*, 91, 054313, 2015.
- [135] Pabst, S., Wang, D., Santra, R., Driving Rabi oscillations at the giant dipole resonance in xenon. *Physical Review A*, 92, 053424, 2015.
- [136] Bhowmick, D., Atta, D., Basu, D., Chakrabarti, A., Yields of neutron-rich nuclei by actinide photofission in the giant dipole resonance region. *Physical Review C*, 91, 044611, 2015.

- [137] Oishi, T., Kortelainen, M., Hinohara, N., Finite amplitude method applied to the giant dipole resonance in heavy rare-earth nuclei. *Physical Review C*, 93, 034329, 2016.
- [138] Richter, A., Fine structure of giant resonances revisited experimentally and theoretically. *Nuclear Physics A*, 731, 59-75, 2004.
- [139] Speth, J., Electric and magnetic giant resonances in nuclei. Vol. 7. World Scientific, 1991.
- [140] Snover, K.A., Giant resonances in excited nuclei. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 36, 545-603, 1986.
- [141] Kamerdzhiev, S., Speth, J., Distribution of giant resonance strength in stable and unstable nuclei. *Nuclear Physics A*, 599, 373-386, 1996.
- [142] Kneissl, U., Leister, K., Neidel, H., Weller, A., Photoneutron cross sections for ^{18}O . *Nuclear Physics A*, 272, 125-132, 1976.
- [143] Krasznahorkay, A., Bacelar, J., Bordewijk, J., Brandenburg, S., Buda, A., van't Hof, G., Hofstee, M., Kato, S., Poelhekkens, T., Van Der Werf, S., Excitation of the isovector giant dipole resonance by inelastic α scattering and the neutron skin of nuclei. *Physical review letters*, 66, 1287, 1991.
- [144] Catara, F., Lanza, E., Nagarajan, M., Vitturi, A., Effect of large neutron excess on the dipole response in the region of the giant dipole resonance. *Nuclear Physics A*, 624, 449-458, 1997.
- [145] Gorelik, M., Urin, M., Properties of the isoscalar giant dipole resonance. *Physical Review C*, 64, 047301, 2001.
- [146] Gorelik, M., Urin, M., On properties of the isoscalar giant dipole resonance. *Izvestiya Akademii Nauk. Rossijskaya Akademiya Nauk. Seriya Fizicheskaya*, 66, 374-379, 2002.
- [147] Mişicu, Ş., Bastrukov, S., The low-lying isoscalar giant dipole resonance. *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 13, 399-400, 2002.
- [148] Harakeh, M., Dieperink, A., Isoscalar dipole resonance: Form factor and energy weighted sum rule. *Physical Review C*, 23, 2329, 1981.

- [149] Semenko, S., On the shape of the giant resonance in deformed nuclei. Nuclear Physics, 37, 486-494, 1962.
- [150] Feifrlík, V., Řízek, J., Vogel, P., Dipole states in deformed nuclei. Nuclear Physics A, 119, 1-13, 1968.
- [151] Vasilijev, O., Zalesny, G., Semenko, S., Semenov, V., The giant dipole resonance in the transition region from spherical to deformed nuclear shapes. Physics Letters B, 30, 97-99, 1969.
- [152] Brink, D., Leonardi, R., Multipole sum rules and giant resonances with skyrme's interaction. Nuclear Physics A, 258, 285-300, 1976.
- [153] Wambach, J., Klemt, V., Speth, J., Isoscalar electric giant dipole resonances. Physics Letters B, 77, 245-248, 1978.
- [154] Goeke, K., Speth, J., Theory of giant resonances. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 32, 65-115, 1982.
- [155] Hilton, R., Description of the giant dipole mode in states of high angular momentum. Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei, 309, 233-237, 1983.
- [156] Eramzhyan, R., Ishkhanov, B., Kapitonov, I., Neudatchin, V., The giant dipole resonance in light nuclei and related phenomena. Physics Reports, 136, 229-400, 1986.
- [157] Ishkhanov, B., Kapitonov, I., Neudachin, V.G., Shevchenko, V., Eramzhyan, R., Yudin, N., Configurational splitting of the giant dipole resonance in atomic nuclei. Soviet Physics Uspekhi, 33, 204, 1990.
- [158] Zilges, A., Von Brentano, P., Richter, A., Admixture of the giant dipole resonance to low lying 1^- states in heavy nuclei. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 341, 489-490, 1992.
- [159] Van der Woude, A., PAST, PRESENT and FUTURE of giant resonances or nearly 60 years of giant resonance research. Nuclear Physics A, 599, 393-399, 1996.

- [160] Ormand, W., Bortignon, P., Broglia, R., Bracco, A., Behavior of the giant-dipole resonance in ^{120}Sn and ^{208}Pb at high excitation energy. Nuclear Physics A, 614, 217-237, 1997.
- [161] Andres, M., Lanza, E., Van Isacker, P., Volpe, C., Catara, F., Excitation of multiple giant dipole resonances: from spherical to deformed nuclei. Physics Letters B, 470, 6-12, 1999.
- [162] Arumugam, P., Shanmugam, G., Patra, S., Giant dipole resonance and Jacobi transition with exact treatment of fluctuations. Physical Review C, 69, 054313, 2004.
- [163] Maruhn, J., Reinhard, P., Stevenson, P., Stone, J.R., Strayer, M., Dipole giant resonances in deformed heavy nuclei. Physical Review C, 71, 064328, 2005.
- [164] Pochivalov, O.G., Description Of Isoscalar Giant Dipole Resonance In Nuclei. Texas A&M University doctor Of Philosophy, 2006.
- [165] Nesterenko, V., Kleinig, W., Kvasil, J., Vesely, P., Reinhard, P.-G., Giant dipole resonance in deformed nuclei: dependence on Skyrme forces. International Journal of Modern Physics E, 16, 624-633, 2007.
- [166] Ring, P., Litvinova, E., Nikšić, T., Paar, N., Arteaga, D.P., Tselyaev, V., Vretenar, D., Dynamics of exotic nuclear systems: Covariant QRPA and extensions. Nuclear Physics A, 788, 194-201, 2007.
- [167] Kleinig, W., Nesterenko, V., Kvasil, J., Reinhard, P.-G., Vesely, P., Description of the dipole giant resonance in heavy and superheavy nuclei within Skyrme random-phase approximation. Physical Review C, 78, 044313, 2008.
- [168] Arteaga, D.P., Khan, E., Ring, P., Isovector dipole strength in nuclei with extreme neutron excess. Physical Review C, 79, 034311, 2009.
- [169] Ishkhanov, B., Troshchiev, S.Y., Giant dipole resonance in heavy deformed nuclei. Moscow University Physics Bulletin, 66, 325, 2011.
- [170] Stetcu, I., Bulgac, A., Magierski, P., Roche, K.J., Isovector giant dipole resonance from the 3D time-dependent density functional theory for superfluid nuclei. Physical Review C, 84, 051309, 2011.

- [171] Günther, A., Papakonstantinou, P., Roth, R., Giant resonances based on unitarily transformed two-nucleon plus phenomenological three-nucleon interactions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41, 115107, 2014.
- [172] Kvasil, J., Nesterenko, V., Kleinig, W., Reinhard, P., Deformation effects in toroidal and compression dipole excitations of ^{170}Yb : Skyrme RPA analysis. *Physica Scripta*, 89, 054023, 2014.
- [173] Chen, Y.-J., Pabst, S., Karamatskou, A., Santra, R., Theoretical characterization of the collective resonance states underlying the xenon giant dipole resonance. *Physical Review A*, 91, 032503, 2015.
- [174] Hashimoto, T., Krumbholz, A., Reinhard, P.-G., Tamii, A., von Neumann-Cosel, P., Adachi, T., Aoi, N., Bertulani, C., Fujita, H., Fujita, Y., Dipole polarizability of Sn-120 and nuclear energy density functionals. *Physical Review C*, 92, 031305, 2015.
- [175] Ishkhanov, B., Kapitonov, I., The configurational splitting of giant dipole resonance. *Moscow University Physics Bulletin*, 70, 75-88, 2015.
- [176] Lyutorovich, N., Tselyaev, V., Speth, J., Krewald, S., Grümmer, F., Reinhard, P.-G., Isoscalar and isovector giant resonances in a self-consistent phonon coupling approach. *Physics Letters B*, 749, 292-297, 2015.
- [177] Kumar, A.R., Arumugam, P., Dang, N.D., Effects of thermal shape fluctuations and pairing fluctuations on the giant dipole resonance in warm nuclei. *Physical Review C*, 91, 044305, 2015.
- [178] Kamerdzhiev, S., Liotta, R., Litvinova, E., Tselyaev, V., Continuum quasiparticle random-phase approximation description of isovector E1 giant resonances. *Physical Review C*, 58, 172, 1998.
- [179] Gervais, G., Thoennessen, M., Ormand, W., Temperature dependence of the giant dipole resonance in ^{120}Sn . *Physical Review C*, 58, R1377, 1998.
- [180] Bartholomew, G., Earle, E., Ferguson, A., Knowles, J., Lone, M., Gamma-ray strength functions. *Advances in nuclear physics*. Springer, 229-324, 1973.
- [181] Metzger, F., Nuclear resonance fluorescence in Nd-142. *Physical Review C*, 18, 1603, 1978.

- [182] Metzger, F., Nuclear resonance fluorescence in Ba-136. *Physical Review C*, 18, 2138, 1978.
- [183] Leistenschneider, A., Aumann, T., Boretzky, K., Cortina, D., Cub, J., Pramanik, U.D., Dostal, W., Elze, T.W., Emling, H., Geissel, H., Photoneutron cross sections for unstable neutron-rich oxygen isotopes. *Physical review letters*, 86, 5442, 2001.
- [184] Tryggestad, E., Aumann, T., Baumann, T., Bazin, D., Beene, J., Blumenfeld, Y., Brown, B., Chartier, M., Halbert, M., Heckman, P., Low-lying dipole strength in ^{20}O . *Physics Letters B*, 541, 52-58, 2002.
- [185] Gibelin, J., Beaumel, D., Motobayashi, T., Blumenfeld, Y., Aoi, N., Baba, H., Elekes, Z., Fortier, S., Frascaria, N., Fukuda, N., Decay pattern of pygmy states observed in neutron-rich ^{26}Ne . *International Journal of Modern Physics E*, 18, 2050-2055, 2009.
- [186] Degener, A., Bläsing, C., Heil, R., Jung, A., Kneissl, U., Pitz, H., Schacht, H., Schennach, S., Stock, R., Wesselborg, C., Dipole excitations in ^{48}Ti studied by nuclear resonance fluorescence. *Nuclear Physics A*, 513, 29-42, 1990.
- [187] Bauwens, F., Bryssinck, J., De Frenne, D., Govaert, K., Govor, L., Hagemann, M., Heyse, J., Jacobs, E., Mondelaers, W., Ponomarev, V.Y., Dipole transitions to bound states in ^{56}Fe and ^{58}Ni . *Physical Review C*, 62, 024302, 2000.
- [188] Jung, A., Lindenstruth, S., Schacht, H., Starck, B., Stock, R., Wesselborg, C., Heil, R., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Electric and magnetic dipole excitations to bound states in $^{70,72,74,76}\text{Ge}$. *Nuclear Physics A*, 584, 103-132, 1995.
- [189] Goddard, P., Cooper, N., Werner, V., Rusev, G., Stevenson, P., Rios, A., Bernards, C., Chakraborty, A., Crider, B., Glorius, J., Dipole response of ^{76}Se above 4 MeV. *Physical Review C*, 88, 064308, 2013.
- [190] Erhard, M., Junghans, A., Nair, C., Schwengner, R., Beyer, R., Klug, J., Kosev, K., Wagner, A., Grosse, E., Experimental study of the electric dipole strength in the even Mo nuclei and its deformation dependence. *Physical Review C*, 81, 034319, 2010.

- [191] Rusev, G., Schwengner, R., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A., Kosev, K., Nair, C., Schilling, K., Wagner, A., Enhanced electric dipole strength below particle-threshold as a consequence of nuclear deformation. *Physical Review C*, 79, 061302, 2009.
- [192] Romig, C., Beller, J., Glorius, J., Isaak, J., Kelley, J., Kwan, E., Pietralla, N., Ponomarev, V.Y., Sauerwein, A., Savran, D., Low-lying dipole strength of the open-shell nucleus ^{94}Mo . *Physical Review C*, 88, 044331, 2013.
- [193] Rusev, G., Grosse, E., Erhard, M., Junghans, A., Kosev, K., Schilling, K.-D., Schwengner, R., Wagner, A., Pygmy dipole strength close to particle-separation energies—The case of the Mo isotopes. Springer, The 2nd International Conference on Nuclear Physics in Astrophysics, 171-176, 2006.
- [194] Derya, V., Endres, J., Elvers, M., Harakeh, M., Pietralla, N., Romig, C., Savran, D., Scheck, M., Siebenhühner, F., Stoica, V., Study of the pygmy dipole resonance in ^{94}Mo using the $(\alpha, \alpha' \gamma)$ coincidence technique. *Nuclear Physics A*, 906, 94-107, 2013.
- [195] Eriksen, T.K., Nyhus, H.-T., Guttormsen, M., Gørgen, A., Larsen, A.-C., Renstrøm, T., Ruud, I.-E., Siem, S., Toft, H.K., Tveten, G.M., Pygmy resonance and low-energy enhancement in the γ -ray strength functions of Pd isotopes. *Physical Review C*, 90, 044311, 2014.
- [196] Klimkiewicz, A., Paar, N., Adrich, P., Fallot, M., Boretzky, K., Aumann, T., Cortina-Gil, D., Pramanik, U.D., Elze, T.W., Emling, H., Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances. *Physical Review C*, 76, 051603, 2007.
- [197] Massarczyk, R., Schwengner, R., Dönau, F., Litvinova, E., Rusev, G., Beyer, R., Hannaske, R., Junghans, A., Kempe, M., Kelley, J., Electromagnetic dipole strength of ^{136}Ba below the neutron separation energy. *Physical Review C*, 86, 014319, 2012.
- [198] Hartmann, T., Enders, J., Mohr, P., Vogt, K., Volz, S., Zilges, A., Measurement of the Dipole and Electric Quadrupole Strength Distributions up to 10 MeV in the Doubly Magic Nuclei ^{40}Ca and ^{48}Ca . *Physical review letters*, 85, 274, 2000.
- [199] Isaak, J., Savran, D., Fritzsche, M., Galaviz, D., Hartmann, T., Kamerdzhiev, S., Kelley, J., Kwan, E., Pietralla, N., Romig, C., Investigation of low-lying electric dipole strength in the semimagic nucleus Ca-44 . *Physical Review C*, 83, 034304, 2011.

- [200] Scheck, M., Ponomarev, V.Y., Fritzsche, M., Joubert, J., Aumann, T., Beller, J., Isaak, J., Kelley, J., Kwan, E., Pietralla, N., Photoresponse of ^{60}Ni below 10-MeV excitation energy: Evolution of dipole resonances in f p-shell nuclei near $N=Z$. *Physical Review C*, 88, 044304, 2013.
- [201] Wieland, O., Bracco, A., Camera, F., Benzoni, G., Blasi, N., Brambilla, S., Crespi, F., Leoni, S., Million, B., Nicolini, R., Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon. *Physical review letters*, 102, 092502, 2009.
- [202] Rossi, D., Adrich, P., Aksouh, F., Alvarez-Pol, H., Aumann, T., Benlliure, J., Böhmer, M., Boretzky, K., Casarejos, E., Chartier, M., Measurement of the Dipole Polarizability of the Unstable Neutron-Rich Nucleus ^{68}Ni *Physical review letters*, 111, 242503, 2013.
- [203] Scheck, M., Ponomarev, V.Y., Fritzsche, M., Joubert, J., Aumann, T., Beller, J., Isaak, J., Kelley, J., Kwan, E., Pietralla, N., Photoresponse of ^{60}Ni below 10-MeV excitation energy: Evolution of dipole resonances in f p-shell nuclei near $N=Z$. *Physical Review C*, 88, 044304, 2013.
- [204] Scheck, M., Ponomarev, V.Y., Aumann, T., Beller, J., Fritzsche, M., Isaak, J., Kelley, J., Kwan, E., Pietralla, N., Raut, R., Decay pattern of the pygmy dipole resonance in ^{60}Ni . *Physical Review C*, 87, 051304, 2013.
- [205] Endres, J., Litvinova, E., Savran, D., Butler, P., Harakeh, M., Harissopulos, S., Herzberg, R.-D., Krücken, R., Lagoyannis, A., Pietralla, N., Isospin Character of the Pygmy Dipole Resonance in Sn-124 . *Physical review letters*, 105, 212503, 2010.
- [206] Endres, J., Savran, D., Butler, P., Harakeh, M., Harissopulos, S., Herzberg, R.-D., Krücken, R., Lagoyannis, A., Litvinova, E., Pietralla, N., Structure of the pygmy dipole resonance in ^{124}Sn . *Physical Review C*, 85, 064331, 2012.
- [207] Govaert, K., Bauwens, F., Bryssinck, J., De Frenne, D., Jacobs, E., Mondelaers, W., Govor, L., Ponomarev, V.Y., Dipole excitations to bound states in ^{116}Sn and ^{124}Sn . *Physical Review C*, 57, 2229, 1998.
- [208] Govaert, K., Govor, L., Jacobs, E., De Frenne, D., Mondelaers, W., Persyn, K., Yoneama, M., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Observation of a 1^- two phonon $2^+ \otimes 3^-$ excitation in ^{116}Sn and ^{124}Sn . *Physics Letters B*, 335, 113-118, 1994.

- [209] Özel, B., Enders, J., Lenske, H., von Neumann-Cosel, P., Poltoratska, I., Ponomarev, V.Y., Richter, A., Savran, D., Tsoneva, N., Excitation energy and strength of the pygmy dipole resonance in stable tin isotopes. arXiv preprint arXiv:0901.2443, 2009.
- [210] Schlüter, F., Endres, J., Zilges, A., Savran, D., Fritzsche, M., Pietralla, N., Romig, C., Zweidinger, M., Sonnabend, K., The Pygmy Dipole Resonance In ^{124}Sn . Acta Physica Polonica B, 43, 2012.
- [211] Toft, H., Larsen, A., Bürger, A., Guttormsen, M., Gørgen, A., Nyhus, H., Renstrøm, T., Siem, S., Tveten, G., Voinov, A., Evolution of the pygmy dipole resonance in Sn isotopes. Physical Review C, 83, 044320, 2011.
- [212] Utsunomiya, H., Goriely, S., Kamata, M., Kondo, T., Itoh, O., Akimune, H., Yamagata, T., Toyokawa, H., Lui, Y.-W., Hilaire, S., γ -ray strength function for $^{116,117}\text{Sn}$ with the pygmy dipole resonance balanced in the photoneutron and neutron capture channels. Physical Review C, 80, 055806, 2009.
- [213] von Neumann-Cosel, P., Pygmy dipole resonance in stable nuclei. Energy (MeV), 6, 8, 2010.
- [214] Özel, B., Enders, J., von Neumann-Cosel, P., Poltoratska, I., Richter, A., Savran, D., Volz, S., Zilges, A., Systematics of the pygmy dipole resonance in stable tin isotopes from resonant photon scattering. Nuclear Physics A, 788, 385-388, 2007.
- [215] Pellegrì, L., Bracco, A., Crespi, F., Leoni, S., Camera, F., Lanza, E., Kmiecik, M., Maj, A., Avigo, R., Benzoni, G., Pygmy dipole resonance in ^{124}Sn populated by inelastic scattering of ^{17}O . Physics Letters B, 738, 519-523, 2014.
- [216] Adrich, P., Klimkiewicz, A., Fallot, M., Boretzky, K., Aumann, T., Cortina-Gil, D., Pramanik, U.D., Elze, T.W., Emling, H., Geissel, H., Evidence for Pygmy and Giant Dipole Resonances in Sn-130 and Sn-132. Physical review letters, 95, 132501, 2005.
- [217] Klimkiewicz, A., Adrich, P., Boretzky, K., Fallot, M., Aumann, T., Cortina-Gil, D., Pramanik, U.D., Elze, T.W., Emling, H., Geissel, H., Dipole response of neutron-rich Sn isotopes. Nuclear Physics A, 788, 145-152, 2007.

- [218] Schwengner, R., Massarczyk, R., Rusev, G., Tsoneva, N., Bemmerer, D., Beyer, R., Hannaske, R., Junghans, A., Kelley, J., Kwan, E., Pygmy dipole strength in ^{86}Kr and systematics of $N=50$ isotones. *Physical Review C*, 87, 024306, 2013.
- [219] Schwengner, R., Rusev, G., Benouaret, N., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A., Klug, J., Kosev, K., Kostov, L., Dipole response of ^{88}Sr up to the neutron-separation energy. *Physical Review C*, 76, 034321, 2007.
- [220] Käubler, L., Schnare, H., Schwengner, R., Prade, H., Dönau, F., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Fransen, C., Dipole and quadrupole excitations in Sr-88 up to 6.8 MeV. *Physical Review C*, 70, 064307, 2004.
- [221] Benouaret, N., Schwengner, R., Rusev, G., Dönau, F., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A., Kosev, K., Nair, C., Dipole strength in Y-89 up to the neutron-separation energy. *Physical Review C*, 79, 014303, 2009.
- [222] Schwengner, R., Rusev, G., Tsoneva, N., Benouaret, N., Beyer, R., Erhard, M., Grosse, E., Junghans, A., Klug, J., Kosev, K., Pygmy dipole strength in ^{90}Zr *Physical Review C*, 78, 064314, 2008.
- [223] Iwamoto, C., Utsunomiya, H., Tamii, A., Akimune, H., Nakada, H., Shima, T., Yamagata, T., Kawabata, T., Fujita, Y., Matsubara, H., Separation of Pygmy Dipole and M1 Resonances in Zr-90 by a High-Resolution Inelastic Proton Scattering Near 0° . *Physical review letters*, 108, 262501, 2012.
- [224] Crespi, F., Bracco, A., Nicolini, R., Lanza, E., Vitturi, A., Mengoni, D., Leoni, S., Benzoni, G., Blasi, N., Boiano, C., 1^- and 2^+ discrete states in Zr-90 populated via the $(\text{O } 17, \text{O}' 17 \gamma)$ reaction. *Physical Review C*, 91, 024323, 2015.
- [225] Savran, D., Elvers, M., Endres, J., Fritzsche, M., Löher, B., Pietralla, N., Ponomarev, V.Y., Romig, C., Schnorrenberger, L., Sonnabend, K., Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable $N=82$ isotones. *Physical Review C*, 84, 024326, 2011.
- [226] Savran, D., Fritzsche, M., Hasper, J., Lindenberg, K., Müller, S., Ponomarev, V.Y., Sonnabend, K., Zilges, A., Fine Structure of the Pygmy Dipole Resonance in Xe-136 . *Physical review letters*, 100, 232501, 2008.

- [227] Scheck, M., Mishev, S., Ponomarev, V.Y., Chapman, R., Gaffney, L., Gregor, E., Pietralla, N., Spagnoletti, P., Savran, D., Simpson, G., Investigating the Pygmy Dipole Resonance Using β Decay. Physical review letters, 116, 132501, 2016.
- [228] Endres, J., Savran, D., Van den Berg, A., Dendooven, P., Fritzsche, M., Harakeh, M., Hasper, J., Wörtche, H., Zilges, A., Splitting of the pygmy dipole resonance in Ba-138 and Ce-140 observed in the $(\alpha, \alpha' \gamma)$ reaction. Physical Review C, 80, 034302, 2009.
- [229] Volz, S., Tsoneva, N., Babilon, M., Elvers, M., Hasper, J., Herzberg, R.-D., Lenske, H., Lindenberg, K., Savran, D., Zilges, A., The photoresponse of stable $N=82$ nuclei below 10 MeV. Nuclear Physics A, 779, 1-20, 2006.
- [230] Tonchev, A., Hammond, S., Kelley, J., Kwan, E., Lenske, H., Rusev, G., Tornow, W., Tsoneva, N., Spectral Structure of the Pygmy Dipole Resonance. Physical review letters, 104, 072501, 2010.
- [231] Herzberg, R.-D., Fransen, C., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Käubler, L., Kaiser, H., von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Resolved dipole strength below the E 1 giant resonance in ^{138}Ba . Physical Review C, 60, 051307, 1999.
- [232] Savran, D., Babilon, M., Van den Berg, A., Harakeh, M., Hasper, J., Matic, A., Wörtche, H., Zilges, A., Nature of the Pygmy Dipole Resonance in ^{140}Ce Studied in $(\alpha, \alpha' \gamma)$ Experiments. Physical review letters, 97, 172502, 2006.
- [233] Krzysiek, M., Kmiecik, M., Maj, A., Bednarczyk, P., Bracco, A., Crespi, F., Lanza, E., Avigo, R., Bazzacco, D., Benzoni, G., Gamma Decay Of The Possible 1-Two-Phonon State In ^{140}Ce Excited Via Inelastic Scattering Of ^{17}O . Acta Physica Polonica B, 47, 2016.
- [234] Krzysiek, M., Kmiecik, M., Maj, A., Bednarczyk, P., Bracco, A., Crespi, F., Lanza, E., Litvinova, E., Paar, N., Avigo, R., Pygmy dipole resonance in Ce-140 via inelastic scattering of O-17. Physical Review C, 93, 044330, 2016.
- [235] Krzysiek, M., Kmiecik, M., Maj, A., Bednarczyk, P., Ciemała, M., Fornal, B., Grębosz, J., Mazurek, K., Męczyński, W., Ziębliński, M., Study of the soft dipole modes in ^{140}Ce via inelastic scattering of ^{17}O . Physica Scripta, 89, 054016, 2014.

- [236] Angell, C., Hammond, S., Karwowski, H., Kelley, J., Kr̕ička, M., Kwan, E., Makinaga, A., Rusev, G., Erratum: Evidence for radiative coupling of the pygmy dipole resonance to excited states [Phys. Rev. C 86, 051302 (R)(2012)]. Physical Review C, 91, 039901, 2015.
- [237] Angell, C., Hammond, S., Karwowski, H.J., Kelley, J., Kr̕ička, M., Kwan, E., Makinaga, A., Rusev, G., Evidence for radiative coupling of the pygmy dipole resonance to excited states. Physical Review C, 86, 051302, 2012.
- [238] Enders, J., Von Brentano, P., Eberth, J., Fitzler, A., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kaiser, H., Käubler, L., von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Nuclear resonance fluorescence experiments on $^{204,206,207,208}\text{Pb}$ up to 6.75 MeV. Nuclear Physics A, 724, 243-273, 2003.
- [239] Enders, J., Von Brentano, P., Eberth, J., Fitzler, A., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Kaiser, H., Käubler, L., von Neumann-Cosel, P., Pietralla, N., Structure and evolution of electric dipole strength in $^{204,206,208}\text{Pb}$ below the neutron emission threshold. Physics Letters B, 486, 279-285, 2000.
- [240] Poltoratska, I., von Neumann-Cosel, P., Tamii, A., Adachi, T., Bertulani, C., Carter, J., Dozono, M., Fujita, H., Fujita, K., Fujita, Y., Pygmy dipole resonance in ^{208}Pb . Physical Review C, 85, 041304, 2012.
- [241] Ryezayeva, N., Hartmann, T., Kalmykov, Y., Lenske, H., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V.Y., Richter, A., Shevchenko, A., Volz, S., Wambach, J., Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in ^{208}Pb . Physical review letters, 89, 272502, 2002.
- [242] Tamii, A., Poltoratska, I., von Neumann-Cosel, P., Fujita, Y., Adachi, T., Bertulani, C., Carter, J., Dozono, M., Fujita, H., Fujita, K., Complete Electric Dipole Response and the Neutron Skin in ^{208}Pb Physical review letters, 107, 062502, 2011.
- [243] Aumann, T., Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei. The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, 26, 441-478, 2005.
- [244] Kneissl, U., Pietralla, N., Zilges, A., Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 32, R217, 2006.

- [245] Boretzky, K., Dipole response of neutron-rich Sn isotopes. Sankt Goar Almany, 2nd International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, pp.21, 2006.
- [246] Iachello, F., Local versus global isospin symmetry in nuclei. Physics Letters B, 160, 1-4, 1985.
- [247] Adams, J., Castel, B., Sagawa, H., Neutron halos and E1 resonances in Pb-208. Physical Review C, 53, 1016, 1996.
- [248] Harvey, M., Khanna, F., Distribution of dipole and spin-dipole strength in nuclei. Nuclear Physics A, 221, 77-92, 1974.
- [249] Oros, A.-M., Heyde, K., De Coster, C., Decroix, B., Local electric dipole strength in heavy nuclei. Physical Review C, 57, 990, 1998.
- [250] Soloviev, V., Stoyanov, C., Voronov, V., The influence of the giant dipole resonance on radiative strength functions in spherical nuclei. Nuclear Physics A, 304, 503-519, 1978.
- [251] Suzuki, T., Sagawa, H., Low-energy dipole modes in unstable nuclei. Progress in Particle and Nuclear Physics, 46, 135-143, 2001.
- [252] Sagawa, H., Suzuki, T., Low energy Pigmy E1 strength in unstable oxygen-isotopes. Nuclear Physics A, 687, 111-118, 2001.
- [253] Chambers, J., Zaremba, E., Adams, J., Castel, B., Pygmy dipole resonances in the calcium isotopes. Physical Review C, 50, R2671, 1994.
- [254] Hartmann, T., Babilon, M., Kamedzhiev, S., Litvinova, E., Savran, D., Volz, S., Zilges, A., Microscopic nature of the pygmy dipole resonance: The stable Ca isotopes. Physical review letters, 93, 192501, 2004.
- [255] Wise, J., Connelly, J., Hersman, F., Heisenberg, J., Kim, W., Leuschner, M., Fayans, S., Platonov, A., Saperstein, E., Ponomarev, V.Y., Transition densities of collective excitations in ¹¹⁸Sn Physical Review C, 45, 2701, 1992.

- [256] Tertychny, G., Tselyaev, V., Kamerdzhev, S., Grümmer, F., Krewald, S., Speth, J., Avdeenkov, A., Litvinova, E., Microscopic description of the low lying and high lying electric dipole strength in stable Ca isotopes. Physics Letters B, 647, 104-110, 2007.
- [257] Ponomarev, V., Pygmy dipole resonance. IOP Publishing, Journal of Physics: Conference Series, 533, 012028, 2014.
- [258] Tsoneva, N., Lenske, H., Stoyanov, C., Probing the nuclear neutron skin by low-energy dipole modes. Physics Letters B, 586, 213-218, 2004.
- [259] Tsoneva, N., Lenske, H., Stoyanov, C., Pygmy dipole resonances as a manifestation of the structure of the neutron-rich nuclei. Nuclear Physics A, 731, 273-280, 2004.
- [260] Enders, J., Guhr, T., Heine, A., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V.Y., Richter, A., Wambach, J., Spectral statistics and the fine structure of the electric pygmy dipole resonance in $N=82$ nuclei. Nuclear Physics A, 741, 3-28, 2004.
- [261] Lanza, E.G., Vitturi, A., Litvinova, E., Savran, D., Dipole excitations via isoscalar probes: The splitting of the pygmy dipole resonance in ^{124}Sn . Physical Review C, 89, 041601, 2014.
- [262] Litvinova, E., Ring, P., Tselyaev, V., Mode coupling and the pygmy dipole resonance in a relativistic two-phonon model. Physical review letters, 105, 022502, 2010.
- [263] Liang, J., Cao, L.-G., Ma, Z.-Y., Pygmy and giant dipole resonances in Ni isotopes. Physical Review C, 75, 054320, 2007.
- [264] Piekarewicz, J., Pygmy dipole resonance as a constraint on the neutron skin of heavy nuclei. Physical Review C, 73, 044325, 2006.
- [265] Vretenar, D., Paar, N., Ring, P., Lalazissis, G., Pygmy dipole resonances in the relativistic random phase approximation. Physical Review C, 63, 047301, 2001.
- [266] Sarchi, D., Bortignon, P., Colo, G., Dipole states in stable and unstable nuclei. Physics Letters B, 601, 27-33, 2004.

- [267] Arsenyev, N., Severyukhin, A., Voronov, V., Van Giai, N., Effects of phonon-phonon coupling on properties of pygmy resonance in $^{124-132}\text{Sn}$. EDP Sciences, EPJ Web of Conferences, 38, 17002, 2012.
- [268] Terasaki, J., QRPA study of low-lying 2^+ states of even-even nuclei in neutron-rich Sn and Ni region. Nuclear Physics A, 746, 583-586, 2004.
- [269] Yoshida, K., Nakatsukasa, T., Shape evolution of giant resonances in Nd and Sm isotopes. Physical Review C, 88, 034309, 2013.
- [270] Bektasoglu, M., Yakut, H., Low-Lying Dipole Strengths in $^{162,164}\text{Dy}$ Nuclei. Acta Physica Polonica B, 37, 2705, 2006.
- [271] Kuliev, A., Ertugral, F., Yakut, H., Bektasoglu, M., Guliyev, E., Low lying magnetic dipole strength distribution in ^{176}Hf .
- [272] Zenginerler, Z., Guliyev, E., Kuliev, A., Yakut, H., Soluk, G., Systematic investigation of the low-lying dipole excitations in even-even $^{124-136}\text{Ba}$ isotopes. The European Physical Journal A, 49, 107, 2013.
- [273] Pitz, H., Berg, U., Heil, R., Kneissl, U., Stock, R., Wesselborg, C., Von Brentano, P., Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156,158,160}\text{Gd}$ by photon scattering. Nuclear Physics A, 492, 411-425, 1989.
- [274] Friedrichs, H., Häger, D., Von Brentano, P., Heil, R., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Müller, G., Pitz, H., Schlitt, B., Low-lying E1 and M1 strengths in the deformed nucleus ^{160}Gd . Nuclear Physics A, 567, 266-280, 1994.
- [275] Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., Wesselborg, C., Bauske, I., Heil, R., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Häger, D., Identification of strong E1 and M1 groundstate transitions in deformed rare earth nuclei. Nuclear Physics A, 553, 553-556, 1993.
- [276] Margraf, J., Degener, A., Friedrichs, H., Heil, R., Jung, A., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H., Schacht, H., Seemann, U., Photoexcitation of low-lying dipole transitions in U-236. Physical Review C, 42, 771, 1990.
- [277] Pietralla, N., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fischer, R., Fransen, C., Herzberg, R.-D., Jäger, D., Jolos, R., The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei $^{178,180}\text{Hf}$. Nuclear Physics A, 618, 141-165, 1997.

- [278] Scheck, M., Belic, D., Von Brentano, P., Carroll, J.J., Fransen, C., Gade, A., von Garrel, H., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Photon scattering experiments off ^{176}Hf and the systematics of low-lying dipole modes in the stable even-even Hf isotopes $^{176, 178, 180}\text{Hf}$. *Physical Review C*, 67, 064313, 2003.
- [279] Eckert, T., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Fischer, R., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Nord, A., Dipole excitations in the transitional nucleus ^{144}Nd studied in photon scattering experiments. *Physical Review C*, 56, 1256, 1997.
- [280] Fransen, C., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Maser, H., Nord, A., Pietralla, N., Pitz, H., Systematics of low-lying electric dipole excitations in the $A \approx 130\text{--}200$ mass region. *Physical Review C*, 57, 129, 1998.
- [281] Herzberg, R.-D., Bauske, I., Von Brentano, P., Eckert, T., Fischer, R., Geiger, W., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pietralla, N., Lifetimes of two-phonon 1^- states in even $N = 82$ nuclei. *Nuclear Physics A*, 592, 211-220, 1995.
- [282] Herzberg, R.-D., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fischer, R., Huxel, N., Klemme, T., von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Fine structure of the E1 response in ^{140}Ce below the particle threshold. *Physics Letters B*, 390, 49-54, 1997.
- [283] Herzberg, R.-D., Zilges, A., Von Brentano, P., Heil, R., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Wesselborg, C., Investigation of low-lying dipole excitations in $^{182, 184, 186}\text{W}$. *Nuclear Physics A*, 563, 445-456, 1993.
- [284] 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.
- [285] Maser, H., Lindenstruth, S., Bauske, I., Beck, O., Von Brentano, P., Eckert, T., Friedrichs, H., Heil, R., Herzberg, R.-D., Jung, A., Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei $^{164, 166, 168, 170}\text{Er}$. *Physical Review C*, 53, 2749, 1996.

- [286] Maser, H., Pietralla, N., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Zilges, A., Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus Ba-134. *Physical Review C*, 54, R2129, 1996.
- [287] Pietralla, N., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Maser, H., Pitz, H., Zilges, A., Correlation between low-lying M1 and E2 strength in heavy rare earth nuclei. *Physical Review C*, 52, R2317, 1995.
- [288] Pitz, H., Heil, R., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Seemann, U., Stock, R., Wesselborg, C., Zilges, A., Von Brentano, P., Hoblit, S., Low-energy photon scattering off $^{142,146,148,150}\text{Nd}$: An investigation in the mass region of a nuclear shape transition. *Nuclear Physics A*, 509, 587-604, 1990.
- [289] Wilhelm, M., Radermacher, E., Zilges, A., Von Brentano, P., Direct proof of the two-phonon character of the dipole excitations in ^{142}Nd and ^{144}Sm around 3.5 MeV. *Physical Review C*, 54, R449, 1996.
- [290] Zilges, A., Von Brentano, P., Friedrichs, H., Heil, R., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H., Wesselborg, C., A survey of $\Delta K=0$ dipole transitions from low lying $J=1$ states in rare earth nuclei. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 340, 155-158, 1991.
- [291] Zilges, A., Von Brentano, P., Richter, A., Heil, R., Kneissl, U., Pitz, H., Wesselborg, C., Uncommon decay branching ratios of spin-one states in the rare-earth region and evidence for K mixing. *Physical Review C*, 42, 1945, 1990.
- [292] Goldemberg, J., Barber, W., Lewis Jr, F., Walecka, J., Form Factors for Strong M 1 Transitions in Light Nuclei. *Physical Review*, 134, B1022, 1964.
- [293] Kuliev, A., Pyatov, N., Spin polarization effects in odd-mass deformed nuclei. *Physics Letters B*, 28, 443-445, 1969.
- [294] Broglia, R., Molinari, A., Sørensen, B., Spin vibrational 1^+ states in ^{208}Pb . *Nuclear Physics A*, 109, 353-363, 1968.
- [295] Shapiro, C.S., Emery, G.T., Magnetic Dipole Gamma-Ray Strength Function in Deformed Nuclei, and Neutron-Capture Gamma Rays. *Physical Review Letters*, 23, 244, 1969.

- [296] Gabrakov, S.I., Kuliev, A. A., Pyatov, N. I., preprint Joint Institute for Nuclear Research E4-4774, Dubna, USSR,, 1969.
- [297] Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., States $I^\pi = 1^+$ in even-even deformed nuclei. Soviet Journal Of Nuclear Physics-Ussr, 12, 82-90, 1970.
- [298] 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.
- [299] Gabrakov S.I, K.A.A., Pyatov N.I., Salamov D.I. And Schulz H. , Collective 1^+ states in doubly even deformed nuclei. Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR, 1971.
- [300] Cwiok, S., Wygonowska, M., Excited states $J^\pi = 1^+$ in spherical nuclei. Acta Physica Polonica B4, 233-249, 1973.
- [301] Bohr, A., And, Mottelson, B., Nuclear Structure. W.A. Benjamin v2. New York, 1975.
- [302] Guliev, E., Yavas, O., Kuliev, A.A. , Spin vibrational 1^+ states in ^{140}Ce nucleus. Bulg.J.Phys, 27, 17-21, 2000.
- [303] Ponomarev, V.Y., Shilov, V., Vdovin, A., Voronov, V., On the M1 and M2 strengths in ^{140}Ce . Physics Letters B, 97, 4-6, 1980.
- [304] Dietrich, K.-G., Humbert, F., Richter, A., Brown, B., Kuliev, A., Scholten, O., Magnetic dipole strength distribution at high excitation energies in deformed nuclei. Physics Letters B, 220, 351-355, 1989.
- [305] Iudice, N.L., Palumbo, F., New isovector collective modes in deformed nuclei. Physical Review Letters, 41, 1532, 1978.
- [306] Iachello, F., Electron scattering in the interacting boson model. Nuclear Physics A, 358, 89-112, 1981.
- [307] Richter, A., Trends in nuclear physics. Nuclear Physics A, 553, 417-461, 1993.

- [308] Bohle, D., Richter, A., Steffen, W., Dieperink, A., Iudice, N.L., Palumbo, F., Scholten, O., New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering. *Physics Letters B*, 137, 27-31, 1984.
- [309] Berg, U., Bläsing, C., Drexler, J., Heil, R., Kneissel, U., Naatz, W., Ratzek, R., Schennach, S., Stock, R., Weber, T., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$. *Physics Letters B*, 149, 59-63, 1984.
- [310] Ziegler, W., Rangacharyulu, C., Richter, A., Spieler, C., Orbital magnetic dipole strength in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ and nuclear deformation. *Physical review letters*, 65, 2515, 1990.
- [311] Margraf, J., Heil, R., Kneissl, U., Maier, U., Pitz, H., Friedrichs, H., Lindenstruth, S., Schlitt, B., Wesselborg, C., Von Brentano, P., Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes. *Physical Review C*, 47, 1474, 1993.
- [312] von Neumann-Cosel, P., Ginocchio, J., Bauer, H., Richter, A., Relation between the scissors mode and the interacting boson model deformation. *Physical review letters*, 75, 4178, 1995.
- [313] Zilges, A., von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Observation of magnetic and electric dipole excitations below neutron threshold in photon scattering experiments. *Nuclear Physics A*, 599, 147-152, 1996.
- [314] Berg, U.E., Kneissl, U., Recent progress on nuclear magnetic dipole excitations. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 37, 33-69, 1987.
- [315] Heil, R., Pitz, H., Berg, U., Kneissl, U., Hummel, K., Kilgus, G., Bohle, D., Richter, A., Wesselborg, C., Von Brentano, P., Observation of orbital magnetic dipole strength in the actinide nuclei ^{232}Th and ^{238}U . *Nuclear Physics A*, 476, 39-47, 1988.
- [316] Wesselborg, C., Von Brentano, P., Zell, K., Heil, R., Pitz, H., Berg, U., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Seemann, U., Stock, R., Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$. *Physics Letters B*, 207, 22-26, 1988.
- [317] Hartmann, U., Bohle, D., Humbert, F., Richter, A., Electroexcitation of the M1 scissors mode in ^{154}Gd and the systematics of the M1 strength distributions in $^{154,156,158,160}\text{Gd}$. *Nuclear Physics A*, 499, 93-99, 1989.

- [318] Zilges, A., Von Brentano, P., Wesselborg, C., Heil, R., Kneissl, U., Lindenstruth, S., Pitz, H., Seemann, U., Stock, R., Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$. Nuclear Physics A, 507, 399-412, 1990.
- [319] Von Brentano, P., Zilges, A., Herzberg, R.-D., Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Investigation of low lying electric and magnetic dipole excitations in heavy nuclei. Nuclear Physics A, 577, 191-196, 1994.
- [320] Johnson, E., Baum, E., DiPrete, D., Gatenby, R., Belgia, T., Wang, D., Vanhoy, J., McEllistrem, M., Yates, S., Lifetime measurements of scissors mode excitations in Dy-162, 164. Physical Review C, 52, 2382, 1995.
- [321] Kneissl, U., Margraf, J., Pitz, H., Von Brentano, P., Herzberg, R.-D., Zilges, A., Photoexcitation of magnetic and electric dipole transitions in heavy nuclei. Progress in Particle and Nuclear Physics, 34, 285-294, 1995.
- [322] Enders, J., Guhr, T., Huxel, N., von Neumann-Cosel, P., Rangacharyulu, C., Richter, A., Level spacing distribution of scissors mode states in heavy deformed nuclei. Physics Letters B, 486, 273-278, 2000.
- [323] Linnemann, A., Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Fitzler, A., Fransen, C., Guliyev, E., Herzberg, R.-D., Käubler, L., Kuliev, A., Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt . Physics Letters B, 554, 15-20, 2003.
- [324] Scheck, M., Von Garrel, H., Tsoneva, N., Belic, D., Von Brentano, P., Fransen, C., Gade, A., Jolie, J., Kneissl, U., Kohstall, C., Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes $^{134-138}\text{Ba}$: A study in the mass region of a nuclear shape transition. Physical Review C, 70, 044319, 2004.
- [325] Von Garrel, H., Von Brentano, P., Fransen, C., Friessner, G., Hollmann, N., Jolie, J., Käppeler, F., Käubler, L., Kneissl, U., Kohstall, C., Low-lying E 1, M 1, and E 2 strength distributions in $^{124,126,128,129,130,131,132,134,136}\text{Xe}$: Systematic photon scattering experiments in the mass region of a nuclear shape or phase transition. Physical Review C, 73, 054315, 2006.
- [326] Adekola, A., Angell, C., Hammond, S., Hill, A., Howell, C., Karwowski, H.J., Kelley, J., Kwan, E., Discovery of low-lying E1 and M1 strengths in ^{232}Th . Physical Review C, 83, 034615, 2011.

- [327] Von Brentano, P., Eberth, J., Enders, J., Esser, L., Herzberg, R.-D., Huxel, N.B., Meise, H., Von Neumann-Cosel, P., Nicolay, N., Pietralla, N., Prade, H., Reif, J., Richter, A., Schlegel, C., Schwengner, R., Skoda, S., Homas, H.G., Wiedenhöver, I., Winter, G., Zilges, A., First observation of the scissors mode in a γ -soft nucleus: The case of ^{196}Pt . Phys. Rev.Lett. , 76, 1996.
- [328] Abdelaziz, M., Elliott, J., Thompson, M., Evans, J., On the role of isoscalar bosons in lighter nuclei. Nuclear Physics A, 503, 452-460, 1989.
- [329] Abdelaziz, M., Thompson, M., Elliott, J., Evans, J., Shell model and IBM descriptions of mixed symmetry or isovector M1 transitions in the titanium isotopes. Journal of Physics G: Nuclear Physics, 14, 219, 1988.
- [330] Aydin, G., Deforme çekirdeklerde spin-titreşim $I^\pi K = 1^+0$ seviyelerinin incelenmesi ($150 < A < 178$). Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2004.
- [331] Bes, D., Broglia, R., Rotational isovector $K^\pi = 1^+$ mode in deformed nuclei. Physics Letters B, 137, 141-144, 1984.
- [332] Castel, B., Zamick, L., New spin excitation modes in nuclei. Physics Reports, 148, 217-247, 1987.
- [333] Chaves, L., Poves, A., Isovector M1 collective excitations in light nuclei. Physical Review C, 34, 1137, 1986.
- [334] Civitarese, O., Faessler, A., Nojarov, R., Theoretical description of low-lying $K^\pi = 1^+$ states in deformed nuclei. Physical Review C, 35, 2310, 1987.
- [335] Faessler, A., Nojarov, R., Low-energy isovector quadrupole vibrations. Physics Letters B, 166, 367-371, 1986.
- [336] Faessler, A., Nojarov, R., Scholtz, F., Magnetic dipole electroexcitations in rare-earth nuclei. Nuclear Physics A, 515, 237-272, 1990.
- [337] Guliyev, E., Kuliev, A., von Neumann-Cosel, P., Richter, A., Nature of the scissors mode in nuclei near shell closure: the tellurium isotope chain. Physics Letters B, 532, 173-178, 2002.

- [338] Hamamoto, I., The $K^\pi = 1^+$ excitation in deformed nuclei. Nuclear Physics A, 177, 484-492, 1971.
- [339] Hamamoto, I., Åberg, S., Microscopic description of a low-lying $K^\pi = 1^+$ mode in ^{156}Gd . Physics Letters B, 145, 163-166, 1984.
- [340] 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.
- [341] Hamamoto, I., Nazarewicz, W., Magnetic dipole strength in superdeformed nuclei. Physics Letters B, 297, 25-30, 1992.
- [342] Hamamoto, I., Rönström, C., Form-factor of low-lying $K^\pi = 1^+$ excitations in rare-earth nuclei. Physics Letters B, 194, 6-10, 1987.
- [343] Hammarén, E., Heikkinen, P., Schmid, K., Faessler, A., Microscopic and phenomenological analysis of the Alaga rule for dipole states. Nuclear Physics A, 541, 226-240, 1992.
- [344] 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.
- [345] Iudice, N.L., Richter, A., Orbital magnetic dipole excitations in deformed nuclei and the scissors mode. Physics Letters B, 228, 291-298, 1989.
- [346] Iwasaki, S., Hara, K., A microscopic calculation of the $K^\pi = 1^+$ mode in deformed nuclei. Physics Letters B, 144, 9-12, 1984.
- [347] Kaplan, P., Tek N-çift Z'li nadir toprak çekirdeklerinin manyetik dipol özelliklerinin incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2011.
- [348] Karaçay, H., Baryum izotoplarında makas mod 1^+ seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2011.

- [349] Kuliev, A., Guliyev, E., Gerçeklioglu, 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, 2002.
- [350] Kurasawa, H., Suzuki, T., Electroexcitation of the new magnetic dipole states in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 144, 151-154, 1984.
- [351] Lipparini, E., Stringari, S., Isovector M1 rotational states in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 130, 139-143, 1983.
- [352] Liu, H., Zamick, L., Collective magnetic multipole excitations in open shells: Ti-48. *Physical Review C*, 36, 2064, 1987.
- [353] Magnusson, C., The effect of the presence of quadrupole pairing on the properties of $K^\pi = 1^+$ states in doubly even nuclei. *Physica Scripta*, 43, 460, 1991.
- [354] Mizusaki, T., Otsuka, T., Sugita, M., M1 excitation in Sm isotopes and the proton-neutron sdg interacting boson model. *Physical Review C*, 44, R1277, 1991.
- [355] Nojarov, R., Faessler, A., Low-collective scissors mode. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 336, 151-157, 1990.
- [356] Nojarov, R., Faessler, A., Civitarese, O., Spin and orbital contributions to collective M1 transitions in $^{46,48}\text{Ti}$. *Physics Letters B*, 183, 122-126, 1987.
- [357] Nojarov, R., Faessler, A., Dingfelder, M., High-energy scissors mode. *Physical Review C*, 51, 2449, 1995.
- [358] Nojarov, R., Faessler, A., Lipas, P., M1 strength and (e, e') form factors of $^{46,48}\text{Ti}$ within the RPA. *Nuclear Physics A*, 533, 381-410, 1991.
- [359] Otsuka, T., Scissors and unique-parity modes of M1 excitation in deformed nuclei. *Nuclear Physics A*, 507, 129-140, 1990.
- [360] Otsuka, T., Ginocchio, J.N., Low-lying isovector collective states and the interacting-boson model. *Physical review letters*, 54, 777, 1985.

- [361] Raduta, A., Faessler, A., Ceausescu, V., Description of the $K^\pi = 1^+$ isovector states within a generalized coherent-state model. *Physical Review C*, 36, 2111, 1987.
- [362] 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.
- [363] 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.
- [364] Retamosa, J., Udias, J., Poves, A., De Guerra, E.M., 1^+ Excitations in light nuclei: SU(3) versus realistic shell model results. *Nuclear Physics A*, 511, 221-250, 1990.
- [365] 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.
- [366] Sarriguren, P., de Guerra, E.M., Nojarov, R., Faessler, A., Spin-and deformation-dependent orbital M1 strength in rare-earth nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 20, 315, 1994.
- [367] Scholten, O., Dieperink, A., Heyde, K., Van Isacker, P., M3 transitions in the interacting boson model. *Physics Letters B*, 149, 279-282, 1984.
- [368] 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.
- [369] Speth, J., Zawischa, D., Do low-energy scissors modes exist in deformed nuclei? *Physics Letters B*, 211, 247-251, 1988.
- [370] Sugawara-Tanabe, K., Arima, A., Microscopic structure of collective 1^+ states in deformed nuclei. *Physics Letters B*, 206, 573-578, 1988.
- [371] Tabar, E., Tek kütle numaralı nadir toprak deforme çekirdeklerinin makas mod uyarılmalarının incelenmesi. Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2015.

- [372] 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.
- [373] Zamick, L., Summed strength and signature properties of magnetic multipole excitations in a single j shell. Physical Review C, 33, 691, 1986.
- [374] Zawischa, D., Speth, J., Orbital and spin-flip magnetic dipole resonances in heavy nonspherical nuclei. Nuclear Physics A, 569, 343-352, 1994.
- [375] 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.
- [376] Goldring, G., Loebenstein, H., Barloutaud, R., Branching Ratios and Magnetic Dipole Transition Probabilities in Odd-A Rotational Nuclei. Physical Review, 127, 2151, 1962.
- [377] Seaman, G., Bernstein, E., Palms, J., M_1 Transition Probabilities in Odd-Mass Deformed Nuclei. Physical Review, 161, 1223, 1967.
- [378] 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.
- [379] 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, 1996.
- [380] 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.
- [381] 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, 1997.

- [382] Ginocchio, J., Leviatan, A., Magnetic dipole sum rules for odd-mass nuclei. Physical review letters, 79, 813, 1997.
- [383] 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.
- [384] 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.
- [385] Krtićka, M., Bečvář, F., Honzátko, J., Tomandl, I., Heil, M., Käppeler, F., Reifarth, R., Voss, F., Wisshak, K., Evidence for M 1 Scissors Resonances Built on the Levels in the Quasicontinuum of Dy-163. Physical review letters, 92, 172501, 2004.
- [386] 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.
- [387] Scheck, M., Choudry, S., Elhami, E., McEllistrem, M., Mukhopadhyay, S., Orce, J., Yates, S., Pauli blocking in the low-lying, low-spin states of Pr-141. Physical Review C, 78, 034302, 2008.
- [388] Agvaanluvsan, U., Larsen, A., Chankova, R., Guttormsen, M., Mitchell, G., Schiller, A., Siem, S., Voinov, A., Enhanced Radiative Strength in the Quasicontinuum of Sn-117. Physical review letters, 102, 162504, 2009.
- [389] 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.
- [390] Kwan, E., Rusev, G., Adekola, A., Döna, F., Hammond, S., Howell, C., Karwowski, H., Kelley, J., Pedroni, R.S., Raut, R., Discrete deexcitations in U-235 below 3 MeV from nuclear resonance fluorescence. Physical Review C, 83, 041601, 2011.

- [391] Guttormsen, M., Bernstein, L., Bürger, A., Görgen, 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.
- [392] 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.
- [393] 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 Th-221. *Physical Review C*, 90, 044318, 2014.
- [394] 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.
- [395] 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.
- [396] Scheck, M., Choudry, S., Elhami, E., McEllistrem, M., Mukhopadhyay, S., Orce, J., Yates, S., Erratum: Pauli blocking in the low-lying, low-spin states of Pr 141 [*Phys. Rev. C* 78, 034302 (2008)]. *Physical Review C*, 95, 039908, 2017.
- [397] 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.
- [398] Soloviev, V., Sushkov, A., Shirikova, N.Y., Low-lying magnetic dipole strength in Dy-163. *Physical Review C*, 53, 1022, 1996.
- [399] 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.
- [400] Bohr, A., Pair-Correlations and Double-Transfer Reactions. *Nuclear Structure, Dubna Symposium*, 179, 1968.

- [401] Ring, P., Schuck, P., The nuclear many-body problem. Springer Science & Business Media, 2004.
- [402] Faessler, A., Nojarov, R., Orbital rotational vibrations in the $A=130$ mass region. Physical Review C, 41, 1243, 1990.
- [403] 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.
- [404] 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.
- [405] 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.
- [406] Tabar, E., Kuliev, A., Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass $^{155-169}\text{Ho}$ isotopes. Nuclear Physics A, 964, 1-17, 2017.
- [407] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A., Quliyev, H., Hocşgör, G., Magnetic moments and g-factors in odd-A Ho isotopes. Chinese physics C, 41, 074101, 2017.
- [408] Tanyeli, B., Nükleer Fizik. Bornova/İZMİR, 1994.
- [409] Richter, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons. Progress in Particle and Nuclear Physics, 34, 261-284, 1995.
- [410] Davudov, A.S., Theory of atomic nuclei'. Moscow,: Atomizdat, , 1961
- [411] Dwight, H.B., Table of Integrals and other mathematical data. Edition, 4. Publisher, Macmillan, , 1961.
- [412] Kneissl, U., Pitz, H., Zilges, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. Progress in Particle and Nuclear Physics, 37, 349-433, 1996.

- [413] Levinger, J., Bethe, H., Neutron Yield from the Nuclear Photoeffect. *Physical Review*, 85, 577, 1952.
- [414] Gell-Mann, M., Telegdi, V.L., Consequences of charge independence for nuclear reactions involving photons. *Physical Review*, 91, 169, 1953.
- [415] Bonatsos, D., Daskaloyannis, C., Quantum groups and their applications in nuclear physics. *Progress in particle and nuclear physics*, 43, 537-618, 1999.
- [416] Harakeh, M.N., Woude, A., Giant Resonances: fundamental high-frequency modes of nuclear excitation. Vol. 24. Oxford University Press on Demand, 2001.
- [417] Suhonen, J., From Nucleons to Nucleus: Concepts of Microscopic Nuclear Theory. Springer Science & Business Media, 2007.
- [418] Rowe, D.J., Nuclear collective motion: models and theory. World Scientific, 2010.
- [419] Cannata, F., Uberall, H., Giant Resonance Phenomena In Intermediate-Energy Nuclear Reactions. *Springer Tracts Mod. Phys.*, 89, 1-112, 1980.
- [420] Kuhn, W., On the total strength of the absorption lines emanating from a state. *Z. für Physik*, 33, 408, 1925.
- [421] Reiche, F., Thomas, W., Über die Zahl der Dispersionselektronen, die einem stationären Zustand zugeordnet sind. *Zeitschrift für Physik*, 34, 510-525, 1925.
- [422] Thomas, W., Über die Zahl der Dispersionselektronen, die einem stationären Zustande zugeordnet sind. (Vorläufige Mitteilung). *Naturwissenschaften*, 13, 627-627, 1925.
- [423] Uberall, H., Electron Scattering From Complex Nuclei V36A. Vol. 36. Academic Press, 2012.
- [424] Au, J.W., Burton, G.R., Brion, C., Quantitative spectroscopic studies of the valence-shell electronic excitation of freons (CFCl₃, CF₂Cl₂, CF₃Cl, and CF₄) in the VUV and soft X-ray regions. *Chemical physics*, 221, 151-168, 1997.

- [425] Raduta, A., Budaca, R., Raduta, A.H., Collective dipole excitations in sodium clusters. *Physical Review A*, 79, 023202, 2009.
- [426] Masur, V., Mel'nikova, L., Giant dipole resonance in absorption and emission of γ rays by medium and heavy nuclei. *Physics of Particles and Nuclei*, 37, 923-940, 2006.
- [427] Dudek, J., Nazarewicz, W., Faessler, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei. *Nuclear Physics A*, 412, 61-91, 1984.
- [428] Raman, S., Nestor Jr, C., 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.
- [429] <http://www.nndc.bnl.gov/>. Eriřim tarihi: 03.06.2016.
- [430] Quliyev, H., Guliyev, E., Kuliev A.A., Pygmy dipole resonance in ^{124}Sn . European XFEL Users' Meeting and DESY Photon Science Users' Meeting, 2018.
- [431] Quliyev, H., Zenginerler, Z., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Investigation of pygmy dipole resonance in ^{120}Sn . *App. Sci. Report.*, 14(2), 199-201, 2016.
- [432] Quliyev, H., Guliyev, E., Kuliev A.A., Z.Zenginerler, Pygmy Dipole Resonance in ^{116}Sn . IX. International Workshop on Nuclear Structure Properties 2016.
- [433] Donaldson, L., Bertulani, C., Carter, J., Nesterenko, V., von Neumann-Cosel, P., Neveling, R., Ponomarev, V.Y., Reinhard, P.-G., Usman, I., Adsley, P., Deformation dependence of the isovector giant dipole resonance: The neodymium isotopic chain revisited. *Physics Letters B*, 776, 133-138, 2018.
- [434] Quliyev, H., Guliyev, E., Kuliev A.A., Study Of The Pygmy Dipole Resonance in $^{150,152}\text{Nd}$. XI International Conference On Nuclear Structure Properties, 2018.
- [435] Carlos, P., P. Carlos, H. Beil, R. Bergere, A. Lepretre, and A. Veyssiere, *Nucl. Phys. A* 172, 437 (1971). *Nucl. Phys. A*, 172, 437, 1971.

- [436] Quliyev, H., Zenginerler, Z., Guliyev, E., Kuliev, A.A., Investigation of pygmy dipole resonance in ^{154}Sm . AIP Publishing, AIP Conference Proceedings, 1815, 060020, 2017.
- [437] Quliyev, H., Guliyev, E., Kuliev A.A., Nature of the Pygmy Dipole Resonance in well deformed $^{148-154}\text{Sm}$. X. International Conference On Nuclear Structure Properties 2017.
- [438] Quliyev, H., Guliyev, E., Kuliev A.A., Nature Of The Pdr Mode in Deformed ^{152}Sm . IX. International Workshop on Nuclear Structure Properties 2016.
- [439] Quliyev, H., Guliyev, E., Kuliev A.A., Role Of Using Translational And Galilean Invariant Qrpa In The Interpretation Of The Electric Dipole Excitations. Turkish Physical Society 33rd International Physics Congress-2017, 2017.
- [440] Carlos, P., Beil, H., Bergere, R., Leprêtre, A., De Miniac, A., Veyssiere, A., The giant dipole resonance in the transition region of the samarium isotopes. Nuclear Physics A, 225, 171-188, 1974.
- [441] Guliyev, E., Kuliev, A.A., Quliyev, H., Pygmy dipole response in ^{238}U nucleus. AIP Publishing, AIP Conference Proceedings, 1815, 060010, 2017.
- [442] Moller, P., Nix, J., Myers, W., Swiatecki, W., Nuclear ground-state masses and deformations. Atomic data and nuclear data tables, 59, 185-381, 1995.
- [443] Nuclear Data Center, B.N.L.h.w.n.b.g.e., 2017., S.e.t.M.

ÖZGEÇMİŞ

Hüseynqulu Quliyev, 04.10.1992'de Bakü/Maştağa'da doğdu. İlköğrenimini Sakarya'da Mithatpaşa Şehit Ahmet Akyol İlköğretim okulu'nda, orta ve lise eğitimini ise Bakü/Maştağa'da C.Cabbarlı Adına 187 Sayılı Orta Mektebi(Lisesi)'nde tamamladı. 2009 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden Ocak 2013'te mezun oldu. Aynı yıl içerisinde Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans eğitimine başladı ve Temmuz 2014'te mezun oldu. Aynı yıl içerisinde Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde doktora eğitimine başladı ve halen aynı bölümde doktora eğitimini sürdürmektedir.

