

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DEFORME ÇEKİRDEKLERDE KUADROPOL  
MOMENTLERİNİN VE DİPOL TİTREŞİMLERİNİN  
ARAŞTIRILMASI**

**DOKTORA TEZİ**

**Filiz ERTUĞRAL**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV**

**Nisan 2007**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DEFORME ÇEKİRDEKLERDE KUADROPOL  
MOMENTLERİNİN VE DİPOL TİTREŞİMLERİNİN  
ARAŞTIRILMASI**

**DOKTORA TEZİ**

**Filiz ERTUĞRAL**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Bu tez 02 / 04 /2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.**

**Prof. Dr. Hüseyin ERBİL  
Jüri Başkanı**

**Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV  
Jüri Üyesi**

**Prof. Dr. Recep AKKAYA  
Jüri Üyesi**

**Prof. Dr. Ali Osman AYDIN  
Jüri Üyesi**

**Prof. Dr. Elşen VELİ  
Jüri Üyesi**

## TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmalarımda danışmanlığımı üstlenip, doktora konusunun belirlenmesinden, tamamlanmasına kadar geçen sürede bana yardımcı olan, çalışmalarımı titizlikle yönlendiren, bilgisini benimle her fırsatta paylaşan, emeğini esirgemeyen, yakın ilgisi ile moral veren Sayın Hocam Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Katkı ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Recep AKKAYA, Prof. Dr. Hüseyin Murat TÜTÜNCÜ, Doç. Dr. İbrahim OKUR, Yrd. Doç. Dr. Yusuf ATALAY, Doç. Dr. Ekber GULİYEV, Arş. Gör. Zemine YILDIRIM ve Arş. Gör. Hakan YAKUT'a çalışmalarım sırasında göstermiş oldukları anlayıştan dolayı mesai arkadaşlarım, Arş. Gör. Adil BAŞOĞLU, Arş. Gör. Sıtkı DUMAN, Arş. Gör. Güldem ÜRER, Arş. Gör. Sadık BAĞCI, Arş. Gör. Davut AVCI, Arş. Gör. Betül KARAOBAN'a teşekkür ederim

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

Filiz ERTUĞRAL

## İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER .....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	vii
TABLolar LİSTESİ.....	x
ÖZET.....	xii
SUMMARY.....	xiii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK MODELİ.....	11
2.1. Woods-Saxon Potansiyeli.....	12
BÖLÜM 3.	
MİKROSKOBİK MODELLERDE KUADRAPOL MOMENT.....	16
3.1. Sayısal Sonuçlar.....	19
BÖLÜM 4.	
KUAZİ BOZON YAKLAŞIMI (QBA).....	23
BÖLÜM 5.	
ÖTELEME ve GALİLEO DEĞİŞMEZLİK. $I^{\pi}=1$ DURUMLARI.....	29
5.1. Kırılan Simetrielerin Pyatov Yöntemiyle Restorasyonu.....	30
5.2. Öteleme Değişmezliğin Restorasyonu.....	33

5.2.1. Öteleme Değişmez QRPA ve Goldstone Dalının Yalıtılması.....	36
5.2.2. Elektrik Dipol Uyarılmaları.....	43
5.3. Öteleme ve Galileo Değişmez Modelde Elektrik Dipol Durumları.....	47
5.3.1. $I^\pi = 1^-$ Hallerinin Elektrik Dipol Geçiş Özellikleri.....	52
5.3.2. Manyetik Dipol Uyarılmalarının Dönme Değişmez Modeli.....	54
5.3.2.1. $1^+$ Durumlarının Manyetik Dipol Özellikleri.....	57
5.3.3. Radyasyon Kalınlığı.....	59
BÖLÜM 6.	
GEÇİŞ VE DEFORME ÇEKİRDEKLERİ .....	62
6.1. Sayısal Sonuçlar.....	64
6.1.1. Çift-Çift $^{126-136}\text{Ba}$ İzotop Zinciri Çekirdekleri için Sayısal Sonuçlar.....	66
6.1.2. Çift-Çift $^{164-170}\text{Er}$ İzotop Zinciri Çekirdekleri için Sayısal Sonuçlar.....	84
6.1.3. Çift-Çift $^{176-180}\text{Hf}$ İzotop Zinciri Çekirdekleri için Sayısal Sonuçlar.....	101
BÖLÜM 7.	
SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	120
KAYNAKLAR.....	124
EKLER.....	137
ÖZGEÇMİŞ.....	146

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
$\alpha$	: Kuaziparçacık
$\beta$	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Ba	: Baryum
B(E1)	: İndirgenmiş Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
B(M1)	: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
$\Delta$	: Gap Parametresi
$\delta$	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
Er	: Erbiyum
$e_{\text{eff}}$	: Efektif Yük
Hf	: Hafniyum
HO	: Harmonik Osilatör
I	: Spin
$j$	: Açısal Momentum
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
$\lambda$	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron Sayısı
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
NRI	: Dönme Değişmez Olmayan
NTR	: Öteleme Değişmez Olmayan
$\pi$	: Parite
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
<b>R</b>	: Kütle Merkezi
RI	: Dönme Değişmez
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
TDA	: Tamm-Dancoff Yaklaşımı

TR	: Öteleme Değişmez Model
sqp	: Tek Kuazi parçacık
$\sigma$	: Spin Operatörü
$\tau$	: İzotopik Spin Operatörü
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
Z	: Atom Numarası

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Woods-Saxon (WS) ve Harmonik Osilatör (HO) Potansiyellerinin karşılaştırılması.....	12
Şekil 3.1.	Çift- çift $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi.....	20
Şekil 5.1.	Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.....	59
Şekil 6.1.	Deforme ve $\gamma$ -soft çekirdeklerin deformasyon parametrelerine bağlılığı.....	63
Şekil 6.2.	$^{126}\text{Ba}$ ve $^{128}\text{Ba}$ için farklı yaklaşımlar kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	68
Şekil 6.3.	$^{130,132}\text{Ba}$ çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	70
Şekil 6.4.	$^{134}\text{Ba}$ çekirdeği için dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan B(II1) değerlerinin deneysel olarak gözlenen dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılması..	72
Şekil 6.5.	$^{136}\text{Ba}$ çekirdeğinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan B(II1) değerlerinin deneysel olarak gözlenen dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılması..	76
Şekil 6.6.	$^{126-136}\text{Ba}$ izotop zinciri çekirdekleri için dönme değişmezliğin hesaba katıldığı ve katılmadığı durumlar için toplam makas mod gücünün $\delta^2$ deformasyon parametresine bağımlılığı.....	78
Şekil 6.7.	$^{126-136}\text{Ba}$ izotopları için makas modun ortalama rezonans enerjisinin A'ya bağımlılığı.....	79
Şekil 6.8.	Efektif kuvvetler için farklı yaklaşımlar kullanılan QRPA'da $^{164}\text{Er}$ çekirdeği için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	85



Şekil 6.9.	$^{166}\text{Er}$ çekirdeği için farklı yaklaşımlar kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ ve $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması....	88
Şekil 6.10.	$^{168}\text{Er}$ çekirdeğinin 4 MeV enerjisine kadar dönme ve öteleme değişmez QRPA metodu kullanılarak hesaplanan $B(\Pi1)$ değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	89
Şekil 6.11.	$^{170}\text{Er}$ çekirdeğinin 4 MeV enerjisine kadar teorik olarak hesaplanan $B(\Pi1)$ değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	91
Şekil 6.12.	$^{164,166,168,170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerin $K=1$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	93
Şekil 6.13.	$^{164-170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 4 MeV enerjisine kadar dönme ve öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak hesaplanan $\sum_i B(M1, \omega_i)$ ve $\sum_i B(E1, \omega_i)$ 'nin $\mu_N^2$ birimlerinde bulunan sonuçların enerjiye göre artması.....	94
Şekil 6.14.	$^{164-170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol kalınlığının $K=1$ kolunun artımının deneysel sonuçların artışı ile karşılaştırılması.....	95
Şekil 6.15.	$^{164-170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdekleri için $I^\pi K=1^+1$ ve $1^-1$ hallerinin enerji seviyeleri diyagramı.....	96
Şekil 6.16.	$^{168}\text{Er}$ çekirdeği için farklı gap ( $\Delta_\tau$ ) ve kapa ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	98
Şekil 6.17.	$^{168}\text{Er}$ çekirdeği için farklı deformasyon ve kapa ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	99
Şekil 6.18.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için farklı yaklaşımlar kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(\Pi1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	102
Şekil 6.19.	$^{176}\text{Hf}$ deforme çekirdeğinde $K^\pi=1^-$ ve $1^+$ durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan elektrik ve manyetik dipol kalınlığının deneysel kalınlıklarla karşılaştırılması.....	105

Şekil 6.20.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme ve dönme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan 4 MeV enerjisine kadar dipol kalınlığının $K=1$ kolunun toplamının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	106
Şekil 6.21.	$^{178}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme (TR) ve dönme (RI) değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(\Pi 1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	107
Şekil 6.22.	$^{180}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme (TR) ve dönme (RI) değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $B(\Pi 1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	109
Şekil 6.23.	$^{176-180}\text{Hf}$ izotop zinciri çekirdeklerin $1^+$ uyarılmalarının ortalama enerjisinin 4 MeV'e kadar enerjilerde deney sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	111
Şekil 6.24.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak $0 \div 20$ MeV enerji aralığında $K=1$ dalı için hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin $e^2\text{fm}^2$ birimlerinde karşılaştırılması.....	112
Şekil 6.25.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak $0 \div 9$ MeV enerji aralığında hesaplanmış $K=1$ dalının $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	113
Şekil 6.26.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme+Galileo, öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak $0 \div 20$ MeV enerji aralığında $K=0$ kolu için hesaplanmış $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması.....	115
Şekil 6.27.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için Öteleme+Galileo değişmez model kullanılarak hesaplanan $K=1$ ve $K=0$ kollarının $6 \div 18$ MeV enerji aralığında hesaplanan $B(E1)$ dipol güçlerinin karşılaştırılması.....	116
Şekil 6.28.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak $0 \div 9$ MeV enerji aralığında $K=0$ kolu için hesaplanmış $B(E1)$ değerlerinin karşılaştırılması...	117
Şekil 6.29.	$^{176}\text{Hf}$ çekirdeğinin $0 \div 20$ MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez modeline göre $K=1$ durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ gücünün enerjiye göre dağılımının $\chi = 500A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$ ve $\chi = 0$ için karşılaştırılması...	118
Şekil A.1	Woods-Saxon (WS), Harmonik Osilatör (HO) ve etkin kuvvetler potansiyellerinin karşılaştırılması.....	138

## TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	$^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri.....	19
Tablo 3.2.	$^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel verileri.....	21
Tablo 3.3.	Hafniyum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısıyla hesaplanmış değerleri.....	22
Tablo 6.1.	$^{126-136}\text{Ba}$ izotopları için $\delta_2$ ve çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde.....	65
Tablo 6.2.	$^{164-170}\text{Er}$ izotopları için $\delta_2$ ve çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde.....	65
Tablo 6.3.	$^{176-180}\text{Hf}$ izotopları için $\delta_2$ ve çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde.....	65
Tablo 6.4.	$^{126-136}\text{Ba}$ çekirdeklerinin 4 MeV enerjisine kadar toplam dipol geçiş ihtimalinin izoskaler ( $\tau = 0$ ) ve izovektör ( $\tau = 1$ ) kısmının kırınımlarının restorasyonundan dolayı meydana gelen katkıları $\chi_{\sigma\tau} = 0$ ve $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV için hesaplanmış değerlerinin karşılaştırılması.....	69
Tablo 6.5.	İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan $\omega_i$ , B(M1) ve $B_l/B_s$ oranının karşılaştırılması.....	71
Tablo 6.6.	Dönme değişmez olmayan (1) ve dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımda $^{134}\text{Ba}$ çekirdeğinin $\omega_i$ , B(M1) ve $M_l/M_s$ için hesaplanmış değerlerinin karşılaştırılması.....	74
Tablo 6.7.	Toplam B(M1), $\bar{\omega}$ ve EWSR'nin dönme değişmez olmayan (1) ve izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) dahil edildiği dönme değişmez hamiltoniyen, yarı deneysel toplam B(M1) (4) ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (5)'in deneysel gözlenen M1 dipol uyarılma sonuçları ile karşılaştırılması.....	80

Tablo 6.8.	$^{126-136}\text{Ba}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının ayrı ayrı hesaplanmış değerleri.....	81
Tablo 6.9.	$^{164-170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının ayrı ayrı hesaplanmış değerleri.....	81
Tablo 6.10.	$^{126-136}\text{Ba}$ izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanmış dipol geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerjinin K=1 ve K=0 kolu için hesaplanan sonuçların karşılaştırılması.....	83
Tablo 6.11.	$^{164-170}\text{Er}$ izotop zinciri çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $\sum B(M1)$ , $\sum B(E1)$ dipol kalınlıkları ve ortalama rezonans enerjilerinin ( $\bar{\omega}$ ) deneysel değerlerle karşılaştırılması.	97
Tablo 6.12.	$^{168}\text{Er}$ çekirdeği için farklı gap ( $\Delta_{\tau}$ ) ve kapa ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan B(M1) ve ortalama enerjinin karşılaştırılması.....	98
Tablo 6.13.	$^{168}\text{Er}$ çekirdeği için farklı deformasyon ( $\delta_2$ ) ve kapa parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan $\sum B(M1)$ ve ortalama enerjinin karşılaştırılması.....	100
Tablo 6.14.	$^{176-180}\text{Hf}$ izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanmış dipol geçiş ihtimalinin K=1 ve K=0 kolunun 4 MeV'e kadar enerjilerde deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	110
Tablo 6.15.	$^{176, 178, 180}\text{Hf}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 0÷20 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modelini göre K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum_i B(E1, i)\omega_i$ ve $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.....	113
Tablo 6.16.	$^{176, 178, 180}\text{Hf}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 0÷9 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modelini göre K=1 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum_i B(E1, i)\omega_i$ ve $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.....	114
Tablo 6.17.	$^{176, 178, 180}\text{Hf}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 0÷20 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez ve kırınımlı Brown mdeline göre K=0 durumları için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum_i B(E1, i)\omega_i$ ve $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.....	115
Tablo 6.18.	$^{176, 178, 180}\text{Hf}$ izotop zinciri çekirdeklerinin 0÷9 MeV enerji bölgesinde öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak K=0 dalı için hesaplanan $\sum B(E1)$ , $\sum_i B(E1, i)\omega_i$ ve $\bar{\omega}$ değerlerinin karşılaştırılması.....	117

## ÖZET

Anahtar kelimeler:  $^{126-136}\text{Ba}$ ,  $^{176-180}\text{Hf}$ ,  $^{164-170}\text{Er}$ , Kuadrapol moment, Deformasyon parametresi, QRPA, Çekirdek kolektif uyarılmaları, Elektrik dipol geçişler, Manyetik dipol geçişler, Makas mod

Rastgele Faz Yaklaşımında deforme ana alanın kırılan simetrisini restore edici izoskaler ve izovektör efektif ayrılabilir etkileşmelerin özuyumlu olarak belirlenmesini sağlayan bir metot öngörülmüştür. Bu metot spini ve paritesi  $I^\pi = 1^-$  olan durumlarının öteleme ve Galileo değişmez mikroskobik modelini geliştirmek için kullanılmıştır. Böylece sıfır enerjili Goldstone modu ayrılır. Teori Galileo değişmezliği restore edici kuvvetlerin enerjisi iki kuaziparçacık eşik enerjisinin altında olan  $1^-$  durumlarının yeni koherent çiftlenim dalını öngörmektedir. Model izovektör dipol-dipol etkileşmesinin tek bir parametresini içerir ve Dev dipol rezonansın ayrışımını ve enerjisini tatmin edici bir şekilde açıklamaktadır. İleri sürülen metot öteleme, Galileo ve dönme değişmezliği restore edici ayrılabilir efektif kuvvetleri kullanarak  $^{128-136}\text{Ba}$ ,  $^{164-170}\text{Er}$  ve  $^{176-180}\text{Hf}$  çekirdeklerinin taban durumundan dipol uyarılmalarının incelenmesi için uygulanmıştır. Elektrik ve manyetik dipol mod uyarılmalarının ortalama rezonans enerjisi enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıklı olmayan toplam kuralları kullanılarak incelenmiştir. Nümerik hesaplamalar kırılan simetrikli Hamiltoniyen kullanan modellerin dipol uyarılmalarının toplam  $B(E1)$  ve  $B(M1)$  değerlerini çok fazla tahmin ettiğini göstermiştir. İncelenen bütün çekirdekler için makas modun dönme değişmez model kullanılarak hesaplanan ortalama rezonans enerjileri ile deneysel sonuçlar arasındaki uyum oldukça iyidir. Restorasyon kuvvetlerinin hamiltoniyene ilave edilmesiyle  $B(M1)$  gücü küçülür ve düşük enerjili uyarılmalar için deney ile uyumsuzluk yeteri kadar azalır.  $M1$  gücünün spin ve orbit parçaları arasındaki yıkıcı bir karışım kapalı kabuk yakınındaki baryum izotopları için bulunmuştur. Araştırılan bütün çekirdekler için düşük enerjili  $M1$  geçişleri iyi deforme çekirdeklerde olduğu gibi  $\Delta K=1$  karakteri sergilemiştir. Spektroskopik enerji bölgesinde toplam dipol bozunum kalınlığına  $\Delta K=0$  geçişlerinin nispi katkısı çok küçüktür.  $^{166-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin kuadropol momentleri süperakışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli baz alınarak hesaplanmıştır. Çalışmalar kuadrapol momentlerinin ve  $\beta_2$  deformasyon parametrelerinin teorik olarak hesaplanmış değerlerinin uygun deneysel verilerle uyum içinde olduğunu göstermiştir.

# INVESTIGATION OF QUADRUPOLE MOMENTS AND DIPOLE VIBRATIONS IN DEFORMED NUCLEI

## SUMMARY

Key Words:  $^{126-136}\text{Ba}$ ,  $^{164-170}\text{Er}$ ,  $^{176-180}\text{Hf}$ , Quadrupole moments, Deformation parameters, QRPA, Nuclear collective excitations, Electric dipole transitions, Magnetic dipole transitions, Scissors mode

Within the Random Phase Approximation, the method of self-consistent determination of the isoscalar and isovector effective separable interactions restoring a broken symmetry of the deformed mean-field is given. The method allows to treat more rigorously without free parameters, the properties of the electric dipole vibration mode and is used to develop the translational and Galilean invariant microscopic model of the states with spin and parity  $I^\pi = 1^-$ . The Goldstone mode separates out and has zero energy. The predicted new branch of  $1^-$  coherent pairing fluctuations, associated with forces restoring Galilean invariance, appears below the two-quasiparticle boundary. The model contains a single parameter of isovector dipole-dipole interactions and it allows one to describe satisfactorily both the energy and fragmentation of the Giant dipole resonance. Developed method where translational, Galileo and rotational invariance are restored self-consistently by using separable effective forces, are presented for the ground state dipole response in the even mass isotopes  $^{128-136}\text{Ba}$ ,  $^{164-170}\text{Er}$  and  $^{176-180}\text{Hf}$ . Average resonance energy of the electric and magnetic dipole mode excitations, the energy-weighted and non-energy weighted sum rules have been investigated. Results of the calculations show that the model which use the Hamiltonian with broken symmetry strongly overestimates the summed  $B(E1)$  and  $B(M1)$  value of dipole excitations. In the rotational invariant case agreement between the calculated and the experimental average excitation energies of the scissors mode is rather good for all investigated nuclei. Introduction of the restoring forces essentially reduces  $B(M1)$  strength and decreases substantially the discrepancy with the experiments for the low lying excitations. A destructive interference between the orbit and spin part of the  $M1$  strength has been found for barium isotopes near the shell closer. For all the nuclei under investigation, the low-lying  $M1$  transitions have  $\Delta K=1$  character as it is the case for the well-deformed nuclei. The relative contribution of  $\Delta K=0$  transitions to the total dipole decay width at spectroscopic energy region is small. Quadrupole moments of  $^{166-180}\text{Hf}$  isotopic chain nuclei have been calculated by using superfluid model with Woods-Saxon potential. Our results showed that quadrupole moments and  $\beta_2$  deformation parameters of nuclei which have been calculated theoretically are in good agreement with the appropriate experimental data.

## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında  $^{166-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin kuadropol momentleri süperakışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli baz alınarak hesaplanmıştır (Soloviev 1976). Çalışmalar kuadropol momentlerinin ve  $\beta_2$  deformasyon parametrelerinin teorik olarak hesaplanmış değerlerine karşı gelen deneysel verilerle uyum içinde olduğunu göstermiştir. Daha sonra  $\gamma$ -soft ve deforme çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol karakterli yörünge ve spin titreşimlerine karşı gelen makas mod, spin-titreşim ve kolektif uyarılma seviyeleri öteleme ve dönme değişmez (Kuliev et al. 2000, Guliyev et al. 2006) kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) modeli çerçevesinde Ba, Er ve Hf çekirdekleri ele alınarak incelenmiştir. Kolektif dipol uyarılmalarının incelenmesinde öteleme ve Galileo değişmezliğinin kırınımına neden olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir durumda çekirdek hamiltoniyeninin öteleme ve Galileo değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori geliştirilmiştir. Ayrıca geliştirilen teori kırılan simetrikli hamiltoniyenler kullanılarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Hesaplama sonuçları kırılmış hamiltoniyen kullanılan teorinin dipol geçiş ihtimallerinin deneysel değerlerden yaklaşık iki kat fazla olduğunu göstermiştir. Fakat kullanılan öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli dipol geçiş ihtimallerini değişmez olmayan modele göre küçülterek deneyler ile uyumsuzluğu yeterince azaltır. Bu da etkin kuvvetleri özuyumlu olarak seçilmiş sıfır enerjili sahte hal içermeyen teorilerin önemini göstermektedir. Ayrıca spektroskopik enerji bölgesinde dipol karakterli  $\Delta K=0$  geçişlerinin toplam radyasyon kalınlığına katkısı incelenmiş, elektrik ve manyetik dipol mod uyarılmalarının ortalama rezonans enerjileri enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları kullanılarak hesaplanmıştır.

Atomik çekirdekler çok parçacıklı bir sistem olduğu için  $N$  parçacık sayısı,  $J$  açısal momentum ve  $P$  lineer momentum gibi hareket sabitleri ile karakterize olunurlar. Bu korunan nicelikler simetri dönüşümleri altında nükleer hamiltoniyenin değişmezliği sonucu meydana gelir. Bu büyüklükler uygun simetri gruplarının üreticisidir. Örneğin, izotop spinin  $z$  bileşeninin korunması hamiltoniyenin izotopik uzayda dönme değişmezliğinden doğmaktadır. Toplam izotopik spinin korunması Coulomb kuvvetleri tarafından bozulduğundan bu korunum yaklaşık bir korunum yasasıdır. Çok parçacıklı sistemlerin Galileo dönüşümlerine göre sistem hamiltoniyenin değişmezliğinin kinetik enerjiden dolayı bozulması iyi bilinmektedir (Bohr ve Mottelson 1969). Mesela nükleer etkileşmelerde yaklaşık gradyent değişmezliğin korunması yaygın olarak kullanılmaktadır, bunun bir örneği Galileo grup dönüşümleridir (Belyaev 1969).

Çok parçacıklı sistemlerin incelenmesinde çoğu zaman yaklaşımlı modeller kullanılır. Bunun sonucu olarak kullanılan hamiltoniyenlerin bu veya diğer dönüşümlere göre değişmezliği bozulmaktadır. Örneğin, kabuk model hamiltoniyeni birbirinden bağımsız nükleonların hareketini ifade etmektedir ve bu hamiltoniyen kullanılan ortalama alan potansiyelinden dolayı öteleme simetrisini bozmaktadır. Deforme çekirdeklerde de aksel simetrik potansiyel kabuk model hamiltoniyenin dönme değişmezliğini bozmaktadır ağır çekirdeklerde ise simetri enerjisi ve coulomb potansiyelinden dolayı izotopik spin korunmamaktadır. Dolu kabuk dışındaki süperakışkan çekirdeklerde çiftlenim etkileşmesi Galileo değişmezliği bozmaktadır. Böylelikle çekirdek hamiltoniyenlerinde meydana gelen kırımların kabuk modelde kullanılan potansiyellerden kaynaklandığı görülür. Bu simetri kırımları kendiliğinden meydana geldiğinden, Goldstone teoremine (Goldstone et al. 1962) göre enerjisi sıfır olan ‘spurious’ halinin enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmasına neden olur. Öteleme değişmezliğin kırılmasından meydana gelen  $\omega=0$  hali çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşı gelmektedir ve bu durumun spini ve paritesi  $I^\pi=1^-$  olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Öte yandan deforme çekirdeklerde dönme değişmezliğin kırılmasına neden olduğu  $\omega=0$  Goldstone dalı çekirdeğin bir bütün olarak dönmesini yansıtır ve simetriden dolayı manyetik dipol titreşimlerine ( $I^\pi = 1^+$ ) karışmaktadır. Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir moddur ve bundan



dolayı bu haller çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmışlardır. Buna göre de  $\omega=0$  enerjili sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından ayrılması mikroskobik modellerin temel gereksinimlerden biridir.

Böylelikle çekirdek uyarılmalarını doğru ifade etmek için nükleonlar arasında etkin kuvvetler kullanılan hamiltoniyenlerin değişmezliğini özuyumlu olarak restore edecek biçimde seçilmelidir. Kaydedelim ki değişmezlik prensiplerinin etkin kuvvetlerin seçilmesindeki önemi Belyaev (1965,1969), Gross (1969), Birbrair (1973) ve Pyatov ve Salamov (1977) tarafından ayrıntılı olarak gösterilmiştir.

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

Deforme çekirdeklerde eksenel simetrik ortalama potansiyelden dolayı  $j$  açısal momentum korunmamaktadır ve bunun sonucu olarak çekirdeğin tabaka yapısı bozulur ve her bir  $j$ -kabuğu seviyeleri  $2j+1$  sayıda seviyelere ayrışır. Bu durumda eksenel simetriden dolayı  $j$  kuantum sayısının yalnız  $z$  bileşeni olan  $K$  kuantum sayısı korunur. Buna göre deforme çekirdeklerde eksenel simetriden dolayı  $1^-$  ve  $1^+$  seviyelerinin  $K=0$  ve  $K=1$  olmak üzere iki farklı dalı vardır (Okamoto 1958). Çekirdekdeki  $K=1$  dalı simetri eksenine dik yönde,  $K=0$  dalı ise simetri eksenine boyunca olan titreşimlere karşı gelir. Deformasyondan dolayı meydana gelen simetri kırılımı deforme çekirdeklerde  $1^-$  ve  $1^+$  dipol seviyelerinin yoğunluğunun ( $\rho=10 \text{ MeV}^{-1}$ ) artmasına neden olur.

Şimdi kısaca dipol uyarılmalarının farklı türlerinin özellikleri açıklansın;

a) Manyetik dipol mod uyarılmalarının düşük enerjili durumları orbital karakterlidir yüksek enerjili kolektif dalı ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-titreşim karakterli M1 rezonansını meydana getirir (Gabraikov et al. 1972). Teorik olarak bu mod ilk defa Bohr ve Mottelson (1975) tarafından ileri sürülmüştür. Buna göre spin-titreşim  $1^+$  seviyeleri spin-orbital etkileşmeden dolayı yarılmış kabuk model seviyeleri arasındaki parçacık-deşik dipol geçişleri sonucu meydana gelmektedir. Dipol karakterli  $1^+$  seviyelerinin diğer bir dalı maksimumu 3 MeV civarında yerleşen makas mod rezonansı oluşturur. Makas modun varlığı deforme çekirdeklerin temel uyarılmaları olarak kanıtlanmıştır. Orbital karakterli makas mod çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde (Iudice ve Palumbo 1978) ve proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimli bozon modelinde (Iachello 1981) teorik olarak ön görülmüştür. Makas mod ilk defa 1984'de yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma ( $e, e'$ ) deneyleri sonucu  $^{156}\text{Gd}$  izotopunda gözlenmiştir (Bohle et al. 1984) ve aynı yılda NRF deneylerinde diğer gadalinyum izotoplarında teyit edilmiştir (Berg et al. 1984). Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin  $^{46}\text{Ti}$ ) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (bakınız ref. Richter 1995, Kneissl et al. 1996) dahil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplar da gözlenmiştir. Makas modun deneysel sonuçlardan bulunan en çarpıcı özellikleri  $\delta$  taban durum deformasyon parametresinin toplam  $B(M1)$  değerlerine kuadratik bağlı olması, 4 MeV uyarılma enerjisine kadar çiftlenim gap enerjisi üzerinde M1 gücünün güçlü şekilde yarılmaması (Ziegler et al. 1990, Margraf et al. 1993, Von Neumann-Cosel et al. 1995, Zilges et al. 1996) ve rezonans enerjilerinin 3 MeV civarında olmasıdır. Mikroskobik model çerçevesinde RPA kullanılarak yapılan hesaplamalar toplam  $B(M1)$  gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon parametresinin karesi  $\delta^2$  ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir (Scholten et al. 1985, Barret ve Halse 1985, Casten et al. 1987, Hamamoto ve Magnusson 1991, Sarriguren et al. 1996). Bu kural mikroskobik modellerde Hamamoto ve Magnusson (1991), Heyde ve Coster (1991), Sarriguren et al. (1996), Kuliev et al. (2000, 2002), Garrido et al. (2003) tarafından olduğu gibi fenomenolojik modeller için de Lo Iudice ve Richter (1993), Lo Iudice et al. (1994), Enders et al. (1999, 2005) tarafından başarıyla tanımlanmıştır. Bu mod ilk kez şematik modeller çerçevesinde Suzuki ve Rowe (1977), Lipparini ve Stringari (1983) ve Bes ve Broglia (1984) tarafından

çalışılmıştır. Daha sonra bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskopik modeller geliştirilmiştir (Moya de Guerra ve Zamick 1993, Nojarov et al. 1994, Raduta et al. 1995, Soloviev et al. 1996). Birkaç teorik çalışmalarda da deneyde gözlenen  $\delta^2$  yasası açıklanmaya çalışılmıştır. Bir çok mikroskopik hesaplamalar (Moya de Guerra et al. 1987, Zawischa 1988, Nojarov ve Faessler 1988, 1990, Faessler et al. 1989, Nojarov et al. 1994, Raduta et al. 1995, Soloviev et al. 1996) toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre  $\delta^2$  yasasına yakın bir sonuç verir. Fakat toplam kural yaklaşımı (Lo Iudice ve Richter 1993), genelleştirilmiş koherent (Lo Iudice ve Raduta 1994) ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanan (Kuliev et al. 2000) araştırmaların hepsi ağır çift-çift deforme çekirdeklerde makas modun toplam M1 gücünün kuadratik bağıllığını açıklamakla beraber rezonans enerjisini de izah etmektedir. Makas modun teorik bakış açıları üzerine son incelemeler için Zawischa (1988) çalışmasına bakılabilir. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders et al. 1999, Von Neumann Cosel et al. 1995). Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru giden bölgelerindeki çekirdekler için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler ( $\gamma$ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer hareketinden sapması gözlenebilir. Küçük deformasyondan dolayı  $\gamma$ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı gözlenebilir. Manyetik dipol uyarılma gücü geçiş çekirdeklerinde örneğin  $^{194,196}\text{Pt}$  (Brentano et al. 1996, Linnemann et al. 2003),  $^{134,136}\text{Ba}$  (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998), Osmiyum (Fransen et al 1999), Tellur izotoplarında (Georgii et al. 1995, Schwengner et al. 1997) ve  $^{94}\text{Mo}$ 'de (Pietralla et al. 1999) deneysel olarak araştırılmıştır. Bu çekirdeklerin hepsinde makas mod tespit edilmesine rağmen, eksenel simetrinin kaybı yüzünden iyi deforme çekirdeklerden farklı geçiş özellikleri gözlenmiştir (Pietralla et al. 1998). Ne yazık ki, geçiş çekirdekleri için deneysel verilerin yetersizliği makas modun özelliklerinin A kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi sistematik analizine izin vermez. Sadece platinyum ve baryum izotoplarının mevcut deneysel verileri ile geçiş çekirdeklerinde makas modun varlığının söylenmesi yetersizdir. Kapalı kabuk yakınındaki (N,Z)=82 çekirdeklerde  $\delta$  bağımlılığından sapmayı belirlemek için daha hassas deney

cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir. Eksenel deforme alan varsayımı ağır baryum çekirdekleri için belki de inandırıcı olmamasına rağmen şimdiki durumda dipol modlar için deneysel olarak gözlenen ince yapının anlaşılabilmesini sağlayan yegane yaklaşımdır (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998). Gözlemlenen dipol durumların yüksek yoğunluğu çekirdek taban durumunda küreseldir varsayımı ile açıklanamayabilir ve bu durum gerçekte kuaziparçacık fonon modelinde (Ponomarev et al. 1980) ve QRPA'da (Guliyev et al. 2000, 2001) daha önceki hesaplamalarla doğrulanmıştır.

**b)** Elektrik dipol rezonanslar nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelir (Baldwin ve Klaiber 1947, Goldhaber ve Teller 1948). Bu mod yüksek enerjilerde (13-16 MeV) Dev dipol rezonansı (GDR) oluşturur. 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 (2006) ve Gorelik (2006) tarafından ele alınmıştır. Bununla birlikte farklı radyoaktif ışın demetlerinin artması çekirdeklere dev rezonansları incelemek için yeni fırsatlar açmıştır (Thoennessen 2006). Günümüzde NRF deneylerinde  $1^-$  dipol uyarılmalarının yapısı üzerine çok yoğunlaşmıştır. Foton saçılma deneylerinin sonuçları için bakınız ref. (Eckert et al. 1997, Scheck et al. 2003). Son zamanlarda deneyler nötronun bağ enerjisi (6-9 MeV) civarında küçük elektrik dipol geçişlerinin meydana geldiğini göstermiştir. Bu geçişlerin oluşturduğu rezonansların toplam  $B(E1)$  dipol geçiş güçleri Dev rezonanslardan bir mertebe daha küçük olduğundan bunlara cüce (Pygmy) rezonans denilmiştir. Bu rezonansların tabiatı günümüzde tam olarak bilinmemektedir. Bununla ilgili bir çok teoriler mevcuttur. Bunlardan biri çekirdeğin kor nükleonları ile N-Z nötron fazlasının birbirine karşı yapmış olduğu kolektif titreşimdir (Boretzky 2006). Bir diğer açıklama Iachello tarafından önerilen çekirdek ortamında  $\alpha$  parçacık kümesinin (cluster) çekirdek boşluğu (hole) ile dipol etkileşmesidir (Iachello 1985). Şematik QRPA (Harevy ve Khanna 1974, Soloviev et al. 1978, Adams et al. 1996, Oros et al. 1998) çerçevesindeki hesaplamalarda nükleonun eşik enerjisi civarında dipol modun meydana gelmesini göstermektedir fakat elde edilen sonuçlarla makroskopik sonuçlar arasındaki bağlantı halen kurulamamıştır. Pygmy rezonansın açıklanması

için başka bir yaklaşım kuaziparçacık fonon modelidir (QPM). Bu modelde kolektif dipol uyarılmalarına üç fonondan oluşmuş kompleks bir sistem gibi bakılır. Bu modelde rezonansın ayrışımı açıklanmıştır ancak B(E1) geçiş ihtimallerinde bir uyumsuzluk vardır (Herzberg et al. 1997, Govaert et al. 1998). Fakat bu teorilerden hiçbiri pygmy modun ayrışımını izah edememektedir. Şimdiye kadar varolan deneysel ve teorik bilgiler pygmy modun özelliklerini çok iyi tanımlayamamıştır yalnızca modun genişliği, toplam gücü ve enerji merkezi az da olsa anlaşılmıştır. Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneylerinde PDR modu bir çok küresel çekirdeklerde örneğin  $^{208}\text{Pb}$  (Ryezayeva et al. 2002), Sn (Govaert et al. 1998), Ge (Jung et al. 1995), Ca izotoplarında (Hartmann et al. 2004) ve  $^{140}\text{Ce}$ 'da (Herzberg et al. 1997) gözlenmiştir.

c) Dipol karakterli  $1^-$  seviyelerinin başka bir dalı oktopol-oktopol titreşimleridir. Bu seviyeler deforme çekirdeklerde 1 MeV'den küçük enerjilerde deneysel olarak gözlenmiştir. Tez konusu dipol titreşimlerle ilgili olduğundan oktopol karakterli bu seviyeler hesaba katılmamıştır. Araştırmalar (Baznat et al. 1977) deforme çekirdeklerde öteleme değişmezliğinin düşük enerjili oktopol uyarılmalarına etkisinin çok küçük olduğunu göstermektedir.

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli elektrik ve manyetik dipol mod uyarılmalarının mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden GDR, PDR, 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. Dönme değişmez QRPA modelinin (Kuliev et al. 2000) kullanılması söz konusu teorinin Te, Ce, Nd ve Sm izotopik zincirinde makas modun toplam B(M1) değerinin  $\delta^2$ 'ye bağlılığını ve deneysel parçalanmasını başarılı bir şekilde açıklamasıdır (Kuliev et al. 2000, 2002 Guliyev et al. 2001, 2002). Bundan başka dönme ve öteleme değişmez QRPA modeli diğer teorilerden (Heyde ve Coster 1991, Hamamoto ve Magnussun 1991, Kuliev et al. 2000, Guliyev et al. 2001, Garrido et al. 2003) farklı olarak M1 ve E1

gücünün radyasyon kalınlığına katkılarını aynı zamanda hesaplayabildiğinden deney bakımından çok cazip olmakla birlikte model parametrelerini deney verileriyle test etmeye imkan sağlamaktadır. Teorik ve deneysel açıdan kararlı ve yeterince deformasyonlu geçiş çekirdekleri olan Ba izotop zincirinin A=126-136, A=164-170 olan Er izotop zincirinin ve Hf izotop zincirinin A=176-180 incelenmesi çok önemlidir.

Bu tez çalışmasında kolektif dipol uyarılmalarının incelenmesinde öteleme ve Galileo değişmezliğinin kırınımına neden olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir durumda çekirdek hamiltoniyeninin öteleme ve Galileo değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori kullanılarak bu metodun gelecek vadeden bir yöntem olduğu gösterilmiştir.

İkinci bölümde Deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ve Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teoremin güvenilir öngörülleri bakımından çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyelinin çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesi ve sonlu derinlikli olmasından dolayı elde edilen başarıları vurgulanmış ve incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden hesaplamalarda süperakışkan model baz alınmıştır.

Üçüncü bölümde incelenen Hf çekirdeğinin nadir toprak elementlerinin izotoplarında  $\beta_2$  deformasyon parametresi çalışma Ertuğral et al. (2001), (2002) ve (2002a)'ya uygun olarak hesaplanmış ve daha sonra kuadropol momentlerinin teorik değerlerini deneysel değerlerle karşılaştırarak  $\beta_2$  parametresi belirlenmiştir. Deformasyon parametresinin teorik olarak fit edilmiş değerleri çekirdek yapısının incelenmesinde sonraki çalışmalarda kullanılması bakımından çok önemlidir.

Dördüncü bölümde  $\gamma$ -soft ve deforme çekirdeklerin incelenmesinde en yaygın kullanılan tek parçacık Nilsson modelini baz alan kuazi bozon metodu ele alınmıştır. Çekirdek kabuk (süperakışkan) modelini baz olarak kullanan bu modelde nötron ve protonların çekirdek içerisinde kendilerinin oluşturduğu ortalama alanda hareket ederek birbiriyle etkileşimde oldukları var sayılmış ve her bir kolektif uyarılma modu için etkin kuvvetlerin bu uyarılmalardan sorumlu bileşeni bulunup sadece bu bileşen mikroskobik hesaplamalarda modele bağlı olarak ele alınmıştır.

Beşinci bölümde geçiş ve deforme çekirdeklerin kolektif uyarılma modlarının, çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemine geniş yer verilmiş, bu modların teorik ve deneysel incelenmesinde kullanılan yaklaşımlar, modeller ve deney yöntemleri hakkında bilgiler sunulmuştur. Bu bölümde değişmezlik ilkelerine dayanarak kolektif seviyelerin meydana gelmesinden sorumlu olan etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde ortalama alan potansiyeliyle özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan kuantum mekaniksel bir yöntem ele alınmıştır. Söz konusu yöntem ortalama alanda aynı zamanda kırılmış simetriye neden olan iki terim olduğu bir hal için genelleştirilmiştir. Mikroskobik model çerçevesinde deforme çekirdeklerde QRPA hamiltoniyenin öteleme ve Galileo değişmezliği ilkesine dayanarak geliştirilmiş teorinin deforme çekirdeklerin ortalama alanında öteleme ve Galileo değişmezliğinin kırılmasına neden olan iki potansiyelin olduğu gerçek bir hale uygulanmasıyla seçilmiş restore edici izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin modun meydana gelmesindeki rolü ve Goldstone sahte dalının gerçek titreşim  $1^-$  seviyelerinden yalıtılması analitik olarak gösterilmiş ve spin-spin kuvvetlerinin geçiş ve deforme çekirdeklerde ürettiği yüksek enerjili spin-titreşim karakterli kolektif  $1^-$  ve  $1^+$  seviyelerinin radyasyon kalınlıkları incelenmiştir.

Altıncı bölümde, geliştirilen teori çerçevesinde sayısal hesaplamalar geçiş çift-çift  $^{126-136}\text{Ba}$  çekirdeği ve deforme çift-çift  $^{164-170}\text{Er}$  ve  $^{176-180}\text{Hf}$  çekirdekleri için yapılmıştır. Metodun gelecek vadeden bir yöntem olduğunu vurgulamak için  $^{126-136}\text{Ba}$  geçiş çekirdeğinin ve  $^{164-170}\text{Er}$  ve  $^{176-180}\text{Hf}$  deforme çekirdeklerinin deneysel olarak bilinen verileri kullanılarak elde edilmiş teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

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

Eklerde tez çalışmasının içinde etkileşme komütatör operatörleri, ortalama alan potansiyelinin radyal biçimleri, uzun ve yorucu olan formüllerin ispatı, tezin içerisinde çok yer tutan kısaltmalar ve gerekli formüller verilmiştir.

Bu tez çalışmasının özünü teşkil eden makaleler European Physics Journal A, American Institute of Physics, Journal of Environmental Radioactivity, Anadolu University Journal of Science and Technology, Isparta ve Sakarya Üniversitelerinin Fen Bilimleri Enstitü dergilerinde yayınlanmış ve 2<sup>nd</sup> International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions 2006, Sankt Goar-Almanya, 6<sup>th</sup> International Conference of the Balkan Physical Union 2006, İstanbul, International Symposium In-situ Nuclear Metrology as a tool for Radioecology 2006, Kuşadası, III. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı 2006, Kütahya, 23<sup>rd</sup> International Physics Congress 2005, Muğla, IX. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi 2005, İzmir, II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı 2005, Eskişehir, International Workshop Quantum Particles and Fields-3 2004, Bakü, The Third Eurasian Conference Nuclear Science and its Application 2004, Tashkent, TFD 22. Fizik Kongresi 2004, Bodrum, Ulusal Nükleer Bilimler Sempozyumu 2004, Eskişehir, UPHUK-1 TAEK 2001, Ankara konferanslarında sunulmuştur.



## BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK MODELİ

Tek parçacık modelinde çekirdek içerisindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler. Ancak çekirdek içerisinde bilinen ortalama bir alan olmadığından, Hartree-Fock metodu iki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin bir potansiyele neden olabileceğini ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alanı oluşturabileceğini matematiksel olarak göstermiştir (Ring ve Schuck 1980).

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

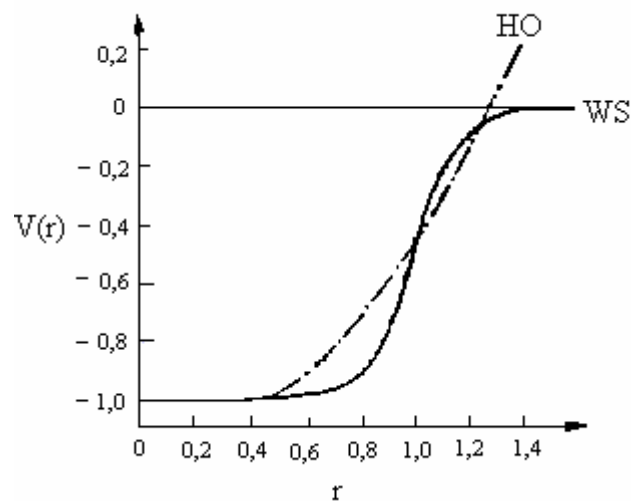
Tek parçacık durumlarının sınıflandırılması ortalama potansiyelin simetrisine bağlıdır. Küresel çekirdeklerin tek parçacık durumları enerji, parite, toplam açısal momentum  $j$  ve onun izdüşümü  $m$  tarafından karakterize edilir. Küresel çekirdeklerde  $m$  kuantum sayısına göre bir yozlaşma söz konusudur,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

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir (Nilsson 1955). Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir.

Bu model deforme çekirdeklerde elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir.

## 2.1. 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, Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1’de karşılaştırılmıştır.



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

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. Bu potansiyelin yüzey etrafındaki kısmi saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında eksponansiyel olarak sifira gider (Şekil 2.1). Potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

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

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyeldir.

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

Parametrelerin genel seçimi

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

şeklindedir. Burada

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

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

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

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

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

Burada  $V_0=53$  MeV,  $R_0=r_0A^{1/3}$ ,  $r_0=1,24 \times 10^{-13}$  cm, yüzey kalınlığı  $a=0,63 \times 10^{-13}$  cm, spin-orbital etkileşme parametresi  $\xi=0,263 [1 + 2(N-Z/A)](10^{-13} \text{ cm})^2$ 'dir (Soloviev 1976). Protonlar arasındaki coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.1) ve (2.2) ifadelerine eklenmek zorundadır. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

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

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır (Bardeen et al. 1957). Buna göre bu modelde ayrıntıya girmeden sadece temel formüller kullanılacaktır. Süperakışkan modelde ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan nükleonların hareketini temsil eden kuaziparçacık hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) (\alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\tilde{q}}^+(\tau) \alpha_{\tilde{q}}(\tau)) \quad (2.8)$$

Burada  $\varepsilon_q = \sqrt{(E_q - \lambda)^2 + \Delta^2}$  nükleonların kuaziparçacık enerjisi,  $E_q$  ise ortalama alandaki enerjileridir.  $\Delta$  ve  $\lambda$  sırası ile süperakışkan modelin gap ve kimyasal potansiyel parametreleridir. Burada  $\alpha^+(\alpha)$  Bogolyubov dönüşümlerinin

$$a_q^+ = u_q \alpha_{\tilde{q}}^+ + v_q \alpha_q$$

$$a_{\tilde{q}}^+ = u_q \alpha_q^+ - v_q \alpha_{\tilde{q}} \quad (2.9)$$

$$u_q^2 + v_q^2 = 1$$

kuazi parçacık üretme (yok etme) operatörleridir,  $|\tilde{q}\rangle$  deforme alanda hareket eden tek parçacık  $|q\rangle$  dalga fonksiyonunun zaman eşleniğidir.  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametreleri süperakışkan modelin temel denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur. Bu denklemler şu şekildedir (Soloviev 1976).

$$\frac{2}{G_\tau} = \sum_q^\tau \frac{1}{\varepsilon_q}, \quad N_\tau = 2 \sum_q^\tau v_q^2 \quad (2.10)$$

$$v_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}, \quad u_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\} \quad (2.11)$$

Burada  $\varepsilon_q = \sqrt{(E_q - \lambda)^2 + \Delta^2}$  ve  $\sum^\tau$  nötron veya proton indislerine göre toplamdır.

$\Delta_\tau = G_\tau \sum^\tau u_q v_q$  ve  $G_\tau$  nötron ve proton çiftlenim etkileşme sabitidir.

### **BÖLÜM 3. MİKROSKOBİK MODELLERDE KUADROPOL MOMENT**

Kuadropol momentleri, atom çekirdeklerinin önemli niteliklerinden biridir. Kuadropol momentlerinin teorik hesaplanmış değerleri uygun deneysel verilerle karşılaştırılarak çekirdek modellerinin test edilmesinde çok önemli bilgiler vermektedir. Kuadropol momentleri mikroskobik (Soloviev 1976) ve fenomenolojik metotlarla (Bohr ve Mottelson 1969) hesaplanır. Fenomenolojik hesaplamaların esas noksanı sıvı damlası modelini baz aldığından çekirdek yapısını göz ardı etmesidir. Bilindiği gibi çekirdek belirli yapıya ve enerji seviyelerine sahiptir. Fenomenolojik yaklaşımdan farklı olarak mikroskobik model kabuk modeli çerçevesinde nükleonlar arası etkileşmeleri göz önüne aldığından çekirdek yapısı, ortalama alan potansiyelleri ve nükleon-nükleon etkileşmeleri hakkında çok bilgi vericidir. Deforme çekirdeklerin varlığı kuadropol momentlerinin deneysel değerlerinin tek parçacık kabuk modelin ön gördüğü uygun değerlerden 1-2 mertebe büyük olması sonucu ortaya çıkmıştır (Bohr ve Mottelson 1969). Çekirdeğin mikroskobik modelleri içerisinde en verimli ve kullanışlı olanı tek parçacık modelini baz alan süperakışkan modeldir (Soloviev 1976). Bu model çerçevesinde iyi deforme nadir toprak elementlerinin kuadropol momentlerinin sistematik olarak hesaplanması Nilsson anizotropik titreşim potansiyeli kullanılarak çalışma Arseniev et al. (1969) ve Wood et al. (1992) tarafından yapılmıştır. Son zamanlarda elementlerin kararlılık bölgesinden uzakta yerleşen yeni deforme bölgelerinin keşfi, nötronu zengin ve nötronu eksik olan egzotik çekirdeklere ilgiyi arttırmıştır (Wood et al. 1992). Bundan dolayı bu çekirdeklerin yapısının, yarı ömürlerinin ve başka özelliklerinin incelenmesinde ortalama alan potansiyelindeki parametrelerin doğru belirlenmesi çok önemlidir. Geniş kütle sayısı aralığında, nadir toprak elementlerinin izotop zincirlerinin uç kısımlarındaki çekirdekler yukarıda sözü edilen egzotik çekirdeklere dendir. Günümüzde bu tür çekirdeklerin kuadropol momentleri esasen

elektrik kuadropol  $B(E2)$  geçiş ihtimallerinin ölçülmesiyle deneysel olarak bulunmuştur. Fakat bu çekirdeklerin kuadropol momentleri teorik olarak yeterince incelenmemiştir. Yegane teorik hesaplamalar Samaryum izotop zinciri için Nerlo-Pomorske ve Mach (1995) ve Allal et al. (2001) tarafından yapılmıştır.

Bu bölümde yapılan çalışmanın iki hedefi vardır: İlk hedef incelenen nadir toprak elementlerinin izotoplarında  $\beta_2$  deformasyon parametresini alışma Ertuğral et al. (2001), (2002), (2002a)'ya uygun olarak hesaplamak ve daha sonra kuadropol momentlerinin teorik değerlerini deneysel değerlerle karşılaştırarak  $\beta_2$  parametresini belirlemektir. Deformasyon parametresinin teorik olarak fit edilmiş değerleri çekirdek yapısının incelenmesinde sonraki bölümlerde kullanılması bakımından çok önemlidir.

Çekirdekte üniform elektrik yük dağılımına karşı gelen kuadropol moment

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta_2 (1 + 0,36\beta_2) \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilir (Bohr ve Mottelson 1969). Burada  $Z$  çekirdekteki proton sayısı,  $R_0$  ise çekirdek yarıçapıdır ( $R_0 = 1,2 A^{1/3} fm$ ).

Deneysel olarak kuadropol momentleri çekirdek seviyeleri arasındaki elektrik kuadropol geçiş ihtimalinden hesaplanmaktadır. Bu ihtimalin indirgenmiş  $B(E2)$  değerleri çekirdek modellerinden bağımsız olduğundan dolayı  $\beta_2$  deformasyon parametresinin tespiti için çok önemlidir. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerin kuadropol momentleri ile bu çekirdeklerin spini ve paritesi  $I^\pi = 2^+$  olan en düşük enerjili dönme seviyesinin temel halden uyarılma ihtimali  $B(E2)$  arasında çok sade bir bağıntı vardır (Bohr ve Mottelson 1969).

$$Q_0 = \frac{16\pi}{5} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (3.2)$$

Burada  $e$  protonun elektrik yüküdür. Denklem (3.1) ve (3.2)'yi kullanarak kuadrapol deformasyon parametresi  $\beta_2$  kolaylıkla hesaplanabilir.

Süperakışkan modelde çekirdeğin kuadrapol momentleri nötron ve proton sistemlerinin kuadrapol momentlerinin toplamına eşittir (Soloviev 1976):

$$Q_0 = Q_0^n + Q_0^p \quad (3.3)$$

burada

$$Q_0^n = 2 \sum_s \langle s | r^2 Y_{20} | s \rangle v_s^2 \quad (3.4)$$

$$Q_0^p = 2 \sum_v \langle v | r^2 Y_{20} | v \rangle v_v^2$$

şeklindedir. Bu formüllerde  $|s\rangle$  ve  $|v\rangle$  sırasıyla tek parçacık deforme ortalama alan potansiyelinde hareket eden nötronun ve protonun dalga fonksiyonunu,  $s$  ve  $v$  ortalama alandaki kuantum sayıları kümesini,  $r^2 Y_{20}$  ise kuadrapol moment operatörünü ifade etmektedir. Buradaki iki çarpanı, enerji seviyelerinin toplam açısız momentumunun  $z$  bileşeninin çekirdek simetri eksenine yönünde iki kat yozlaşmasından dolayı meydana gelmektedir. Süperakışkan modelde (Soloviev 1976) seviyelerin doluluk ihtimali Bölüm 2'de (2.11) formülüyle verilmiştir.  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametreleri süperakışkan modelin Bölüm 2'de (2.10) formülüyle verilen temel denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur

Bu tez çalışmasında tek parçacık enerjileri, her bir çekirdek için bireysel olarak deforme Woods-Saxon potansiyelinde (Cerkaski et al. 1977, Dudek et al. 1984) hesaplanmıştır. Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 6  $MeV$ 'e kadar ( $N = 2 \div 7$  kabukları) tüm kesikli ve yarı-kesikli enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Kuadrapol deformasyon parametresi  $\beta_2$  (3.1) ve (3.2)



formüllerinde  $B(E2)$  ihtimalinin deneysel verileri (Raman et al. 1987) kullanılarak çalışma Ertuğral (2001), (2002) ve (2002a)'ya uygun olarak hesaplanmıştır. Nükleer yüzey üzerindeki bir  $(\theta, \varphi)$  noktasının  $R$  koordinatın  $Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi)$  küresel harmonikler cinsinden belirlenir.

$$R=R_0(1+\beta Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi)) \quad (3.5)$$

Tek parçacık modelde Shrödinger denkleminin çözülmesinde kullanılan ortalama alan deformasyon parametresi  $\delta_2$  ile  $\beta_2$  arasındaki ilişkiyi gösteren ifade Bohr ve Mottelson (1969) tarafından verilmiştir. Bu ifadede  $\delta$  potansiyelden  $\beta$  ise deformasyondan gelir ve

$$\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[ 1 - 2,56A^{-2/3} \right] + 0,34\beta_2^2 \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir.

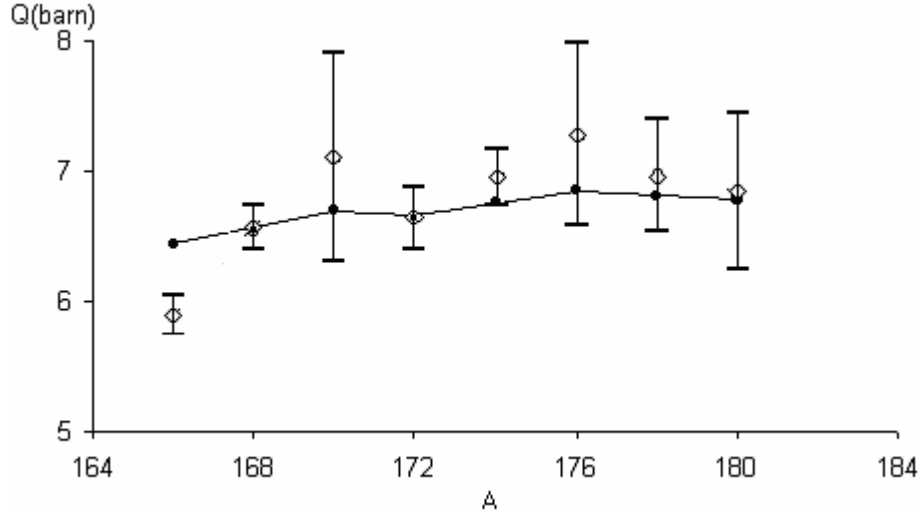
### 3.1. Sayısal Sonuçlar

Süperakışkan teorisinin  $G_N$  ve  $G_Z$  eşleme etkileşme sabitlerine (Soloviev 1976) karşı gelen  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametrelerinin Bölüm 2'de verilen (2.10) denklem sistemleri yardımıyla hesaplanmış değerleri  $^{166-180}\text{Hf}$  izotopları için Tablo 3.1'de verilmiştir.

Tablo 3.1.  $^{166-180}\text{Hf}$  izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri ( $\text{MeV}$  birimlerinde)

Çekirdek	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$\Delta_p$	$\lambda_p$
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,97	-6,515	0,88	-4,143
$^{168}_{72}\text{Hf}$	1,07	-6,069	0,88	-3,911
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,86	-5,598	0,75	-4,382
$^{172}_{72}\text{Hf}$	1,17	-5,163	0,88	-5,062
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,69	-4,631	0,75	-5,335
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,66	-4,139	0,75	-6,098
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,72	-3,664	0,75	-6,412
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,69	-3,254	0,75	-7,064

Bu parametrelerin yardımıyla  $^{166-180}\text{Hf}$  elementlerinin izotop zinciri için (3.4) formülü kullanılarak kuadropol momentlerinin teorik olarak hesaplanan değerlerinin  $A$  kütle sayısına bağlı olarak değişmesi Şekil 3.1’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Çift-çift  $^{166-180}\text{Hf}$  izotoplarının kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin  $A$  kütle sayısı ile değişimi. Burada  $\diamond$  deneysel değerlere,  $\bullet$  teorik değerlere ve I ise deneysel hata aralığına karşı gelir

Burada mukayese için kuadropol momentlerinin uygun deneysel değerleri de gösterilmiştir (Raman et al. 1987). Şekil 3.1’den görüldüğü gibi kuadropol momentleri için teorinin verdiği sonuçların  $A$  kütle sayısına göre değişmesi deney hatası çerçevesinde sonuçlarla uyum içindedir. Not edelim ki nadir toprak elementlerinin izotopu için teori ile deneyin uyuşmazlığının esas nedeni kuadropol momentinin hesaplanmasında kullanılan varsayımın geçersiz olmasıdır, bu dolmuş kabuklara yakın çekirdeklerde en düşük  $2^+$  seviyesinin çekirdeğin rotasyon olmamasının göstergesidir.

Tablo 3.2’de  $^{166-180}\text{Hf}$  izotoplarının kuadropol momentlerinin deneysel verilerinin fit edilmesiyle bulunan  $\beta_2$  ve  $\delta_2$  parametrelerinin değerleri (3.1) formülünün yardımıyla elde edilmiş uygun deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Burada mukayese için  $\beta_2$  parametresinin çalışma Raman et al. (1987)’de verilmiş değerleri de  $\beta_R$  olarak gösterilmiştir. Deneysel hatalar çerçevesinde teori ile deney sonuçlarının uyum içinde olduğu görülmektedir. Fakat geçiş bölgesinde yerleşen nadir toprak elementlerinin izotopları deforme bölgesinin uç kısımlarında

yerleştiklerinden dolayı bu çekirdekler rotasyon olmayabilirler ve bunun sonucunda  $\beta_2$  kuadropol momentlerinin (3.1) formülünden yola çıkarak bulunan deneysel değerleri bu çekirdeklerin gerçek kuadropol momentlerine uygun olmayabilir. Deformasyon parametresinin teorik olarak fit edilmiş değerleri elektrik kuadropol geçişlerden elde edilmiş deneysel değerlerle uyum içerisindedir. Buna göre kuadropol momentlerinin direkt deneylerde ölçülmesi teori bakımından çok önemlidir.

Tablo 3.2.  $^{166-180}\text{Hf}$  izotoplarının kuadropol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel verileri. Burada  $\beta_2^{\text{exp}}$ ,  $\delta_2^{\text{exp}}$  değerleri (3.1) formülünün yardımıyla hesaplanmış,  $\beta_2^{\text{th}}$  ve  $\delta_2^{\text{th}}$  değerleri ise kuadropol momentlerinin fit edilmesiyle bulunmuştur.  $\beta_R$  deformasyon parametresi çalışma Allal et al. (2001)'de verilmiş (3.1) formülündeki  $\beta_2^2$  içeren terim ihmal edilerek hesaplanmış deneysel değerlerdir

Çekirdek	$\beta_R$	$\beta_2^{\text{exp}}$	$\beta_2^{\text{th}}$	$\delta_2^{\text{exp}}$	$\delta_2^{\text{th}}$
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,249	0,231	0,096	0,217	0,086
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0,274	0,248	0,248	0,235	0,235
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,296	0,265	0,360	0,252	0,355
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,274	0,248	0,245	0,235	0,232
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,284	0,256	0,306	0,244	0,297
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,295	0,273	0,377	0,262	0,375
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,280	0,256	0,295	0,244	0,285
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,273	0,248	0,263	0,236	0,252

Deforme çekirdeklerin Coulomb uyarılma deneylerinde incelenmesi bu çekirdeklere kuadropol deformasyonundan başka heksadekapol deformasyonunda olduğunu göstermiştir (Hendrie et al. 1968, Erb et al. 1972). Bu deformasyona karşılık gelen  $\beta_4$  deformasyon parametresinin sayısal değeri, uygun  $\beta_2$  değerinden bir mertebe daha küçüktür. Şunu da belirtelim ki kütle sayısı  $150 \leq A < 190$  aralığında yerleşen çekirdekler için bu aralık başlangıcında  $\beta_4$  pozitifdir,  $A$ 'nın artmasıyla  $\beta_4$  azalır ve aralığın sonundaki çekirdekler için hatta işaretini de değiştirir.  $^{166-180}\text{Hf}$  izotoplarının kuadropol momentlerinin  $\beta_4$  parametresinin (Hendrie et al. 1968) deneysel

verilerinden yararlanarak nadir toprak elementlerinin izotopları için hesaplanmış değerleri Tablo 3.3’de gösterilmiştir. Burada mukayese için kuadropol momentlerinin  $\beta_4 = 0$  haline karşı gelen değerleri de gösterilmiştir.

Tablo 3.3. Hafniyum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısıyla hesaplanmış değerleri

Çekirdek	$\beta_2^{th}$	$\delta_2^{th}$	$Q_{th}(\text{barn})$ $\beta_4 = -0,02$	$Q_{th}(\text{barn})$ $\beta_4 = 0$
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,096	0,086	5,87	5,89
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0,248	0,235	6,54	6,56
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,360	0,355	7,03	7,07
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,245	0,232	6,62	6,64
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,306	0,297	6,92	6,95
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,378	0,375	7,24	7,28
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,295	0,285	6,94	6,96
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,263	0,252	6,81	6,84

Tablo 3.3’den görüldüğü gibi heksadekapol deformasyonun göz önüne alınması kuadropol momentlerini çok az etkiliyor. Heksadekapol deformasyonun kuadropol momentlerine katkısı incelenen tüm izotoplar için %1’den küçük olduğu gözlemlendi. Buna göre de gelecek hesaplamalarda  $\beta_4$  parametresi göz önüne alınmayacaktır.

Sonuç olarak süperakışkan modeli baz alan mikroskobik modelin kararlı deformasyona sahip  $^{166-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin kuadropol momentlerinin deneysel değerlerini başarıyla açıklamakta olduğu görülmüştür. Elde edilen sonuçlar diğer elementler için de bilinen sonuçları teyit etmektedir (Allal et al. 2001, Ertuğral et al. 2001, 2002, 2002a, 2002b, 2004e).

## **BÖLÜM 4. KUAZİ BOZON YAKLAŞIMI (QBA)**

Deforme ve  $\gamma$ -soft çekirdeklerin incelenmesinde en yaygın kullanılan metot tek parçacık Nilsson modelini baz alan kuazi bozon metodudur (Anderson 1957, Sawada 1957). Çekirdek gibi çok parçacık içeren bir sistemin serbestlik derecesinin çok fazla olması, Schrödinger denkleminin çözülmesini olanaksız yapıyor. Bu yüzden mikroskobik modelde nötron ve protonların çekirdek içerisinde kendilerinin oluşturduğu ortalama alanda hareket ederek birbiriyle etkileşmede oldukları var sayılmaktadır. Çekirdek kabuk (süperakışkan) modelini baz olarak kullanan bu modelde her bir kolektif uyarılma modu için etkin kuvvetlerin bu uyarılmalardan sorumlu bileşeni bulunur ve sadece bu bileşen mikroskobik hesaplamalarda modele bağlı olarak ele alınır.

Bu yaklaşımın temeli çok parçacıklı sistemler için ilk defa Bogolyubov (1949) tarafından önerilmiş olup daha sonra geliştirilerek elektron gaz (Bohm ve Pines 1953) ve çekirdek problemlerine uygulanmıştır (Lane 1964, Brown 1967, Rowe 1967). Bugün artık çok parçacıklı sistemlerin kuantum teorisinde bu yaklaşımın çeşitli versiyonları kullanılmaktadır. İkinci kuantumlanma yönteminin başlıca iki türü vardır; Tamm-Dancoff (TDA) ve Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA).

TDA metodu kuantum alan teorisinde Tamm (1945) tarafından formüle edilmiş daha sonra Dancoff (1950) tarafından bağımsız olarak geliştirilmiş olup süperakışkan eşleme korelasyonu olmaksızın hafif, orta ve ağır çekirdeklerin özelliklerini araştırmak için yaygın olarak kullanılmıştır. TDA metodu sadece uyarılmış durumların kuazi parçacık etkileşimini hesaba katar, uyarılmalar taban durumdan etkilenmez. TDA yaklaşımında çift-çift çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonu süperakışkan modelde kuaziparçacık vakumunun dalga fonksiyonudur. Uyarılmış durumlar çok parçacıklı sistemlerdeki kuaziparçacık etkileşmelerinden dolayı

meydana gelmektedir. TDA metodunun taban durumundaki etkileşmeleri göz ardı etmesi bu yöntemin eksik yönlerinden biridir. Doğal olarak çok parçacıklı sistemlerde taban durumundaki etkileşmelerin göz önüne alınmamasının bir temeli yoktur. Bu eksiklik RPA'da taban halinde kuaziparçacıkların etkileşmeleri de göz önüne alınarak düzeltilmiştir. Bu çalışmada kullanılan metot RPA'dır. Kuazi bozon yaklaşımının TDA ve RPA metotlarının temel denklemleri aşağıda verilecektir.

Bu yaklaşımda çekirdek uyarılmaları spini ve paritesi  $I^\pi$  olan kuaziparçacık çiftlerinin süperpozisyonu şeklinde düşünülmektedir. Uyarılmaların bir fononlu varsayımında dalga fonksiyonu aşağıdaki şekildedir.

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{qq',\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \varphi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (4.1)$$

Burada  $Q_i^+$  fonon üretim operatörü,  $|\Psi_0\rangle$  çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşı gelen fonon vakumudur başka deyişle  $Q_i \Psi_0 = 0$ 'dır. Bu koşul bütün  $i$  durumları için geçerlidir.  $A_{qq'}^+$  ( $A_{qq'}$ ) ise kuaziparçacık çiftlerini üreten (yok eden) operatördür. Burada  $q$  ve  $q'$  tek parçacık enerji seviyelerine karşı gelmektedir.  $(q, q')$  çiftleri belirli seçim kuralları ile ilişkili iki kuaziparçacık durumunu,  $i=1,2,3,\dots$ , ise uyarılmış hallerin dizisini belirler.

Doğal olarak  $(q, q')$  çiftlerinin sayısı  $i$  durumlarının sayısı ile belirlenir. Böylece  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\varphi_{qq'}^i$  katsayıları kare matrislerdir ve aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar

$$\sum_{qq',\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau)^2 - \varphi_{qq'}^i(\tau)^2] = 1. \quad (4.2)$$

Genel olarak çekirdek uyarılmalarının simetrisine bağlı olarak  $A_{qq'}^+$  ( $A_{qq'}$ ) operatörlerinin şekli değişmektedir.

Elektrik karakterli uyarılmalar ve geçişler de kuaziparçacık çiftlenim operatörleri

$$A_{qq'}^+ = \sum_{\rho} \rho \alpha_{q-\rho}^+ \alpha_{q\rho}^+ \quad \text{ve} \quad A_{qq'} = \sum_{\rho} \rho \alpha_{q'} \alpha_{q-\rho} \quad (4.3)$$

aşağıdaki komütasyon kurallarına tabii tutulmaktadır.

$$[A_{qq'}, A_{q_2q'_2}^+] = \delta_{qq_2} \delta_{q'q'_2} + \delta_{qq'_2} \delta_{q'q_2} - \frac{1}{2} (\delta_{qq_2} B_{q'_s q'} + \delta_{q'q'_2} B_{q_2 q} + \delta_{qq'_2} B_{q_2 q'} + \delta_{q'q_2} B_{q'_2 q}) \quad (4.4)$$

$$[A_{qq'}, A_{q_2q'_2}] = [A_{q_2q'_2}^+, A_{qq'}^+] = 0 \quad (4.5)$$

Bu komütasyon bağıntılarında  $B_{qq'}$  terimleri kuaziparçacık sayısına karşı gelen operatörlerdir.

$$B_{qq'} = \sum_q \alpha_q^+ \alpha_{q'} \quad (4.6)$$

Uyarılmış haller çift-çift çekirdeklerin taban durumundaki etkileşmelerden etkilenmektedir. QRPA yaklaşımında TDA'dan farklı olarak çift-çift çekirdeğin taban durumundaki kuaziparçacık sayısı sifıra eşit değildir. Taban hali farklı sayıdaki kuaziparçacıkların küçük bileşenlerini kapsar. Böyle bir durumda taban durumunda ortalama kuaziparçacıkların sayısının küçük olduğu durumlar düşünülecektir. Hesaplamalar taban haldeki kuaziparçacık sayılarının çekirdek içindeki nükleon sayılarından çok küçük olduğunu göstermektedir. Matematiksel olarak bu durum

$$\langle \alpha_{q\rho}^+ \alpha_{q'\rho'} \rangle \approx 0 \quad (4.7)$$

olması anlamına gelir. Bu yaklaşım kullanıldığı zaman (4.4) ifadesinde  $B_{qq'}$  terimleri ihmal edilebilir. Bunun sonucu  $A_{q_2q'_2}^+$  ve  $A_{qq'}$  operatörleri bozon komütasyon bağıntıları ile tanımlanmış olur. Bu nedenle bu yönteme bazen kuazibozon yaklaşımı da denir. Böylece (4.4) ifadesi aşağıdaki bağıntıya dönüşür.

$$[A_{qq'}, A_{q_2q'_2}^+] = \delta_{qq_2} \delta_{q'q'_2} + \delta_{qq'_2} \delta_{q'q_2} \quad (4.8)$$

Bu durumda taban ve uyarılmış hallere karşı gelen dalga fonksiyonlarının diklik ve birimleme koşulları fonon operatörlerinin Bozon komütasyon kurallarına uyması ile sağlanır:

$$[Q_i, Q_i^+] = \delta_{ii'} \quad (4.9)$$

$$[Q_i, Q_{i'}] = [Q_i^+, Q_{i'}^+] = 0 \quad (4.10)$$

Bu komütasyon bağıntılarının sağlanması için

$$\sum_{q,q'} (\psi_{qq'}^i \psi_{qq'}^{i'} - \varphi_{qq'}^i \varphi_{qq'}^{i'}) = 2\delta_{ii'} \quad (4.11)$$

$$\sum_{q,q'} (\psi_{qq'}^i \varphi_{qq'}^{i'} - \psi_{qq'}^{i'} \varphi_{qq'}^i) = 0 \quad (4.12)$$

$$\sum_i (\psi_{qq'}^i \psi_{q_2q_2'}^i - \varphi_{qq'}^i \varphi_{q_2q_2'}^i) = \delta_{qq_2} \delta_{q'q_2'} + \delta_{qq_2'} \delta_{q'q_2} \quad (4.13)$$

olması gereklidir. Bu bağıntılardan yararlanarak  $A_{qq'}^+$  ve  $A_{qq'}$  operatörleri fonon operatörleri cinsinden, ters dönüşüm olarak,

$$A_{qq'} = \sum_i (\psi_{qq'}^i Q_i + \varphi_{qq'}^i Q_i^+) \quad (4.14)$$

$$A_{qq'}^+ = \sum_i (\psi_{qq'}^i Q_i^+ + \varphi_{qq'}^i Q_i) \quad (4.15)$$

şeklin de ifade edilebilir. Şimdi  $\Psi_0$  taban halinin yapısı incelenecektir. Bunun için operatörler arasındaki ilişkiyi matris formunda yazmak yararlı olacaktır:

$$\begin{pmatrix} Q \\ Q^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D & -F \\ -F & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ A^+ \end{pmatrix} \quad (4.16)$$



burada

$$D = \frac{1}{2} |\psi_{qq'}^i|, \quad F = \frac{1}{2} |\phi_{qq'}^i| \quad (4.17)$$

şeklindedir. Çift-çift çekirdeklere uyarılma enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını hesaplamak için uygun nükleon-nükleon etkileşme kuvvetleri seçilir, sistemin  $H$  hamiltoniyeni  $A$  ve  $A^+$  operatörleri cinsinden yazılır daha sonra Schrödinger denkleminin başka bir ifadesi hareket denklemi olarak adlandırılan aşağıdaki operatör denklemi haline getirilir.

$$[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (4.18)$$

$$H = H_{s.p} + V_{çift} + V_{int}. \quad (4.19)$$

Burada  $H_{s.p}$  tek parçacık model hamiltoniyeni,  $V_{çift}$  çiftlenim etkileşmesi  $V_{int}$  ise nükleon-nükleon etkileşme kuvvetleridir.

Daha sonra (4.4) ve (4.5) ifadelerinden yararlanılarak (4.19) hamiltoniyeni  $A$  ve  $A^+$ 'ya göre quadratik bir şekilde yazılabilir. Bundan sonra (4.14) ve (4.15) bağıntıları kullanılarak  $H$  hamiltoniyeni  $Q$  fonon tasvirinde yazılır ve harmonik QRPA bağıntısı elde edilir. Hamiltoniyen için elde edilen kuadratik ifade (4.18) denkleminde yerine yazıldıktan sonra aşağıdaki hareket denklemi çözülürse

$$[H_{s.p} + V_{çift} + V_{int}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (4.20)$$

$1^-$  seviyelerinin enerjisi olan  $\omega_i$  kökleri ve (4.1) dalga fonksiyonunun  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$

katsayıları bulunur.  $\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \phi \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} \psi \\ \phi \end{pmatrix}$  matris denklemi elde edilir. Burada  $A$  ve

$B$  aşağıdaki şekildedir.

$$A = \langle 0 | [A_\mu, [H, A_\mu^+]] | 0 \rangle \quad (4.21)$$

$$B = \langle 0 | [A_\mu, [U_\Delta, A_\mu]] | 0 \rangle \quad (4.22)$$

Denklem (4.20)'nin çözümünde A ve B komutatörlerinde oluşan  $\sum_{q,q'} (\psi_{qq'}^i \phi_{qq'}^i)$  toplamları,  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$  terimlerinin rasgele fazları nedeniyle çok küçüktür. Bu terimlerin ihmal edilmesinden dolayı söz konusu RPA yaklaşımına rasgele faz yaklaşımı denilmektedir.

Matris şeklinde ifade edilen (4.21) ve (4.22) denklemlerinin sonucu uyarılma enerjilerinin çözümü için elde edilen hamiltoniyen aşağıdaki şekilde yazılır.

$$H = \sum_i \omega_i Q_i^+ Q_i \quad (4.23)$$

Çekirdek uyarılmaları TDA metodu kullanılarak da incelenebilir. Bunun için yukarıda elde edilen bütün bağıntılarda  $\phi_{qq'}^i$  genlikleri yok sayılırsa tüm QRPA denklemleri TDA denklemlerine dönüşür. QRPA yaklaşımında Touless (1972) çift-çift sistemlerin taban durumu dalga fonksiyonu için aşağıdaki ifadeyi bulmuştur:

$$|RPA\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp\left(\frac{1}{4} \sum_{\substack{q,q'_1 \\ q_2,q'_2}} (\psi^{-1})_{q,q'_1}^i \phi_{q_2,q'_2}^i A^+(q,q') A^+(q_2,q'_2)\right) |0\rangle \quad (4.24)$$

Buradaki  $|0\rangle$  süperakışkan modelin bilinen BCS yaklaşımının dalga fonksiyonudur  $|0\rangle = |BCS\rangle$ .  $1/\sqrt{N}$  normleştirme sabitinin açık şekli Soloviev (1976)'da gösterilmiştir. TDA yaklaşımında (4.24) ifadesinde  $\phi_{q_2,q'_2}^i$  terimi ihmal edilirse QRPA vakumu TDA vakumuna dönüşür. Bu durumda TDA vakumunun BCS vakumuna eşit olduğu görülmektedir, yani  $|TDA\rangle = |BCS\rangle$ 'dir.

## **BÖLÜM 5. ÖTELEME ve GALİLEO DEĞİŞMEZLİK. $I^\pi=1^-$ DURUMLARI**

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutmaktadır. Bu uyarılmaların içerisinde elektrik dipol titreşimlerinin özel bir yeri vardır. Deforme çekirdeklerde aksel simetriden dolayı toplam açısal momentumun  $j_z=K$  bileşeni korunmaktadır. Bu uyarılmaların spini ve paritesi  $I^\pi=1^-$  olduğundan bu titreşimlerin  $K=0$  ve  $K=1$  gibi iki bağımsız dalı vardır. Bu titreşimler çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Bu uyarılmaların elektromanyetik geçiş ihtimalleri modelden bağımsız olduklarından dolayı deney açısından da çok ilgi çekicidir. Makas modun keşfinden sonra elektrik ve manyetik dipol uyarılmalara ilgi çekirdek fizikçileri tarafından çok artmıştır (Richter 1995). Bu ilgi dipol uyarılmaların daha güvenilir biçimde incelenmesini talep etmektedir. Son on yılda bu yöndeki çalışmalar çok büyük hız kazanmıştır (Nojarov ve Faessler 1990, Kuliev et al. 2000, Guliyev et al. 2006).

Teorik olarak bu titreşimler RPA metodu çerçevesinde yapılmaktadır. RPA metodunun çekirdek yapısının incelenmesinde kullanılan popüler bir yöntem olduğu iyi bilinmektedir. Bölüm 4'de RPA veya QRPA metodunun temel özellikleri ve hareket denklemleri hakkında ayrıntılı bilgiler verilmişti. Yukarıda sözü edilen QRPA modeli çerçevesinde yapılan çalışmaların eksik yönlerinden biri nükleon-nükleon etkileşmelerinin ortalama alan potansiyelleri ile özuyumlu olarak seçilmemesidir. Bundan dolayı kullanılan etkileşme parametreleri deney sonuçları ile teorik sonuçların fit edilmesi sonucu belirlenir. Bundan başka diğer eksiklik ise RPA'nın baz olarak kullandığı tek parçacık modeli Hartree yaklaşımı nedeniyle küresel çekirdeklerde öteleme değişmezliği deforme çekirdeklerde ise buna ek olarak dönme değişmezliği de bozmaktadır. Bu değişmezlik kırınımları sonucu

simetritelerden dolayı deforme çekirdeklerde elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarına çekirdek iç hareketiyle ilgisi olmayan kütle merkezi ve dönme titreşimleri karışmaktadır. Bu durum teori sonuçlarına güvenilirliği azaltmaktadır. Mikroskobik çağdaş çekirdek teorilerinin esas amacı bu eksiklikleri gidermektir. Bunun için bir sürü metotlar ileri sürülmüştür örneğin yoğunluk matrisi metodu (Belyayev ve Zelevinski 1972). Fiziksel olarak güvenilir sonuçlar elde etmek için kullanılan etkin nükleer-nükleer kuvvetler, hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkesi çerçevesinde ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak hesaplanmalıdır (Bohr ve Mottelson 1969, Pyatov ve Salamov 1977). Değişmezlik prensiplerinin etkin kuvvetlerin seçilmesindeki önemi ayrıntılı olarak ref (Gabrakov et al. 1972, Kuliev et al. 2000, 2002, Guliyev et al. 2002, 2006)'da gösterilmiştir.

Bu doğrultuda yapılan çalışmalardan en sade ve pratik olanı Pyatov yöntemidir (Pyatov ve Salamov 1977). Bu yöntemde ortalama alan potansiyeli ile özuyumlu olarak seçilmiş restore edici etkileşmeler çekirdek hamiltoniyenlerinin kırımından dolayı meydana gelen sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından yalıtılmasını analitik olarak sağlamaktadır.

Bu bölümde Pyatov yöntemi kullanılan hamiltoniyenlerde öteleme ve Galileo değişmezliğinin kırımını söz konusu olan durumlar için genelleştirilmiştir.

### 5.1 Kırılan Simetrilerin Pyatov Yöntemiyle Restorasyonu

Etkin kuvvetlerin çekirdek hamiltoniyeninin kırılan değişmezliğine izoskaler kuvvetler ile restorasyon metodu ayrıntılı olarak dipol titreşimleri için (Pyatov ve Salamov 1977)'de verilmiştir.

Burada Pyatov metodu kısaca anlatılacaktır. Bunun için tek parçacık kabuk model hamiltoniyeni ele alınsın.

$$H_E = \sum_{\nu} E_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} \quad (5.1)$$

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

$$F = \sum_{vv'} f_{vv'} a_v^+ a_v \quad (5.2)$$

operatörünü ele alalım. Eğer  $H_E$  hamiltoniyeni  $F$  operatörünü korumuyorsa denklem (5.1) ve (5.2)'nin komutasyonu sıfırdan farklı olmalıdır.

$$[H_E, F] = \sum_{vv'} (E_v - E_{v'}) f_{vv'} a_v^+ a_v \quad (5.3)$$

Diğer bir deyişle  $H_E$  hamiltoniyeni üniter dönüşüm grubu altında değişmez değildir.

$$U(\varphi) = e^{i\varphi F} \quad (5.4)$$

Burada  $\varphi$  bir grup parametresidir. Öteleme değişmez durumlar için  $\varphi = \mathbf{R}$ ,  $F = \mathbf{P}$  dönme değişmez durumlar için ise  $\varphi = \theta$ ,  $F = \mathbf{J}$ 'dir. Eğer hamiltoniyene eklenecek ayrılabilir efektif etkileşmeler Pyatov'un ön gördüğü aşağıdaki biçimde seçilirse

$$h = -\frac{1}{2\gamma} \sum [H_E, F]^+ [H_E, F] \quad (5.5)$$

yeni hamiltoniyen  $F$ 'in korunmasını sağlar

$$[H_E + h, F] = 0 \quad (5.6)$$

Böylelikle değişmezlik prensibinin çekirdek hamiltoniyeninin ilk şeklini restore ettiği görülür. Buna göre de  $[H_E, F]$  komutatörüne restore edici etkin kuvvetler üretim operatörü denir. Denklem (5.6)'da  $h$  yerine (5.5) denklemi konulursa etkileşme sabiti  $\gamma$  için

$$[H_E, F] - \frac{1}{2\gamma} \{ [H_E, F], [F, [H_E, F]] \}_+ = 0 \quad (5.7)$$

denklemini elde edilir. Burada  $\{ \}_+$  antikomutatör,  $H_E$  ve  $F$  ise Hermitsel operatörlerdir. Denklem (5.7)'den görüldüğü gibi (5.6) koşulu

$$[F, [H_E, F]] = \text{sabit} \equiv \gamma \quad (5.8)$$

olduğu zaman gerçekleşir. Genel durumda çift komutatör sabit bir sayı değildir. Kuazi bozon yaklaşımında (5.8) komutatörü  $[F, [H_E, F]]_{RPA} = \langle 0 | [F^+, [H_E, F]] | 0 \rangle$  Hartree-Fock taban durum ortalamasına eşit olduğundan (5.6) koşulu sağlanmaktadır.

$$\gamma = \langle 0 | [F^+, [H_E, F]] | 0 \rangle = \sum_{\nu\nu'} (\varepsilon_\nu - \varepsilon_{\nu'}) (n_{\nu'} - n_\nu) |f_{\nu\nu'}|^2 \quad (5.9)$$

Burada  $n_\nu$  parçacık sayısıdır.  $\gamma$  parametresi ortalama alan potansiyel parametreleri ile belirlendiğinden  $h$  etkin kuvvetleri ek bir parametre içermemektedir. Ayrıca  $\gamma$ , taban durumda  $\gamma$  simetri kırınımının makroskobik göstergesi olmakla beraber derin bir fiziksel anlamı da vardır. Dönme kırınım durumunda deforme çekirdeğin kütlesine kuadrapol momenti karşı gelmektedir (Kuliev ve Pyatov 1974). Sonraki bölümlerde öteleme kırınımı durumunda  $\gamma$  parametresinin kırılan sistemin kütlesine karşı geldiği gösterilecektir. Denklem (5.9) RPA için geneldir ve QRPA'da da  $H_E$  hamiltoniyenin simetri restorasyon kuvvetlerinin düzeltilmesine izin verir.

Böylelikle restore edici  $h$ -etkileşmesinin (5.5) şeklinde seçilmesi durumunda RPA'da korunum yasaları sağlanmakla beraber ek bir etkileşme parametresi içermediği de görülmektedir.  $h$ -etkin kuvvetleri incelenen uyarılmaların simetrisine bağlı olarak farklı kolektif durumlar üretmektedir. Örneğin öteleme değişmezliğin kırınımını restore edici  $h_\mu$  etkileşmesi  $I^\pi=1^-$  uyarılmalarını, dönme değişmezliğin kırınımını restore edici  $h_\mu$  etkileşmesi  $I^\pi=1^+$  uyarılmalarını üretir. Deforme çekirdeklere  $K$

kuantum sayısı korunduğundan  $h_\mu$  kuvvetinin  $\mu=0$  ve  $\mu=1$  bileşenleri sırasıyla  $K=0$  ve  $K=1$  kolektif durumlarını üretmektedir.

## 5.2 Öteleme Değişmezliğin Restorasyonu

Atom çekirdeklerinde öteleme ve dönme değişmezliklerin kırılması söz konusu olduğunda Goldstone dallarının gerçek fiziksel anlamları vardır. Öteleme değişmezlik durumunda Goldstone dalı çekirdeğin uzayda öteleme hareketine (Pyatov ve Salamov 1977), dönme değişmezlik durumunda ise deforme çekirdeğin uzayda dönmesine karşı gelmektedir (Kuliev ve Pyatov 1974). Bu teoremin açık ispatı istatistik fizik örneklerinde parçacıklar arasındaki etkileşmelerin kısa menzilli olması koşulu çerçevesinde Lauge (1966) ve Stern (1966) tarafından yapılmıştır.

Çekirdek fiziğinde QRPA çerçevesinde öteleme ve dönme dallarının değişmez hamiltoniyenler kullanarak açık şekilde yalıtılması Thouless (1961), Marshalek ve Weneser (1969), Kuliev ve Pyatov (1974), Pyatov ve Salamov (1977) ve Kuliev et al. (2000) tarafından yapılmıştır.

Bu bölümde 5.1'de öngörülen Pyatov metodundan yararlanılarak deforme çekirdeklerde  $1^-$  durumlarına karışmakta olan kütle merkezinin gerçek titreşimlerden yalıtılması gösterilecektir. Bu durumların enerjileri, geçiş ihtimalleri ve toplam kuralları için analitik formüller elde edilecektir. Bölüm 6'da sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından yalıtılmasının etkileri sayısal olarak incelenecektir.

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 aşağıdaki şekilde ifade edilir

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) (\alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\tilde{q}}^+(\tau) \alpha_{\tilde{q}}(\tau)) \quad (5.10)$$

Burada  $\tau=n(p)$  nötron(proton) sistemlerine karşı gelmektedir. Bu formülde kullanılan parametrelerin ve ifadelerin açıklaması daha önce Bölüm 2'de (2.8)

denkleminin altındaki paragrafta verilmişti. Kuaziparçacık hamiltoniyeni  $H_{sqp}$  içindeki ortalama alan potansiyellerinden dolayı öteleme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam momentum korunmamaktadır:

$$[H_{sqp}, P_\mu] \neq 0 \quad (5.11)$$

Goldstone teoremine göre kütle merkezi hareketinin  $P$  momentumunun  $\mu=0, \pm 1$  bileşenleri  $H_{sqp}$  ile komutatif olmadığından gerçek  $1^-$  uyarılmalarına çekirdek kütle merkezi titreşimleri karışmaktadır. Buna göre söz konusu çekirdeklerde  $1^-$  seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için bu sahte titreşimler gerçek titreşimlerden yalıtılmalıdır. Bunun için etkin kuvvetlerin seçilmesinde öteleme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir. Kuaziparçacık hamiltoniyenin öteleme değişmezliği Bölüm 5.1'de gösterildiği gibi ayrılabilir etkileşmeler yardımı ile restore edilebilir. Kırılan öteleme değişmezliği restore etmek için (5.5) şeklinde seçilmiş ayrılabilir izoskaler etkin kuvvet aşağıdaki gibidir:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu] \quad , \quad P_\mu = \sum_i p_\mu^i \quad (5.12)$$

Bu etkileşmelerin  $\mu=0$  dalı deforme çekirdeklerde  $K=0$  uyarılmalarını  $\mu=\pm 1$  bileşenleri ise  $K=1$  uyarılmalarını üretmektedir. Bogolyubov dönüşümleri (denklem 2.9) sonucu çizgisel momentumunun  $P_\mu$  bileşenlerinin kuaziparçacık tasvirindeki ifadesi aşağıdaki biçimdedir

$$P_\mu = \sum_{qq'} v_{qq'} B_{qq'} + p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) \quad (5.13)$$

Burada

$$A_{qq'}^+ = \{\alpha_{\bar{q}}^+ \alpha_{q'}^+\}_{I^{\pi_K}} \quad , \quad A_{qq'} = \{\alpha_q \alpha_{\bar{q}}\}_{I^{\pi_K}} \quad , \quad B = \{\alpha_q^+ \alpha_{q'}\}_{I^{\pi_K}} \quad (5.14)$$



şeklinde dir. A operatörleri spini ve paritesi  $I^\pi K=1 \bar{K}$  çifti oluşturmaktadır ve bu operatörlerin komutasyon koşulları daha önce Bölüm 4’de Denklem (4.4) ve (4.5)’de verilmişti,  $v_{qq'}$  ve  $L_{qq'}$  ise

$$v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'} \quad (5.15)$$

$$L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q \quad (5.16)$$

şeklinde yazılır. Burada  $I^\pi=1 \bar{}$ , K ise aksenal simetriden dolayı  $K=0$  ve  $K=1$  değerlerini alır. Denklem (5.12)’de gösterilen komutatörler (5.10) ve (5.13) kullanılarak hesaplanırsa etkin kuvvetlerin restore edici üretim operatörleri için

$$[H_{sqp}, P_\mu] = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{q'q}) \quad (5.17)$$

$$[H_{sqp}, P_\mu]^+ = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'} + A_{q'q}^+) \quad (5.18)$$

bağıntıları elde edilir. Bu komutasyonların hesabı **Ek A1**’de gösterilmiştir. Etkileşme parametresi ortalama alan potansiyeliyle belirlenir.

$$\gamma_\mu = - \langle 0 | [H_{sqp}, P_\mu], P_\mu^+ | 0 \rangle = - \langle 0 | [H_{sqp}, P_\mu], P_\mu^+ ]_{RPA} | 0 \rangle = \langle 0 | [P_\mu^+, [H_{sqp}, P_\mu]] | 0 \rangle \quad (5.19)$$

Denklem (5.19)’a (5.17) ve (5.18)’de bulunan sonuçlar yerleştirilir ve komutasyonlar hesaplanırsa  $\gamma_\mu$  parametresi için

$$\gamma_\mu = [L_\mu p_\mu (A_\mu^+ - A_{\mu'}), \varepsilon_\mu p_\mu L_\mu (A_\mu^+ + A_{\mu'})] | 0 \rangle = 2 \sum_\mu \varepsilon_\mu L_\mu^2 | p_\mu |^2 \quad (5.20)$$

sonucu bulunur. Bu ifadeden görüldüğü gibi  $\gamma$  parametresi tek parçacık (kuaziparçacık) hamiltoniyenin enerjileri ve  $P_\mu$  matris elemanlarıyla hesaplanmaktadır. Böylelikle  $\gamma$ ’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.

### 5.2.1 Öteleme Değişmez QRPA ve Goldstone Dalının Yalıtılması

Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol  $W_{dip.}$  ve restore edici  $h_0$  etkileşmelerinin  $1^-$  seviyelerini ürettiği düşünülün. Sonuç olarak deforme çekirdeklerin öteleme değişmez hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılır.

$$H = H_{sqp} + h_0 + W_{dip.} \quad (5.21)$$

Burada  $H_{sqp}$  tek kuaziparçacık hareketin hamiltoniyenini,  $W_{dip.}$  ise nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmesini gösterir (Pyatov ve Salamov 1977):

$$W_{dip.} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left( \frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2, \quad \vec{R}_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{k=1}^{N_\tau} r_k \quad (5.22)$$

Burada  $\vec{R}_\tau$  nötron veya proton sistemlerinin kütle merkezleridir. Denklem (5.21)'de gösterilen hamiltoniyenin  $(m_n - m_p)/A \approx 0$  yaklaşımında momentum operatörüyle komut olduğu böylece öteleme değişmez olduğu görülür.

$$[H, P_\mu] = [H_{sqp} + h_0, P_\mu] + \chi_1 [(\vec{R}_N - \vec{R}_Z)^2, P_\mu] = 0 \quad (5.23)$$

Kırınımlı hamiltoniyen kullanılan QRPA'dan farklı olarak bu yöntemde etkin kuvvetlerin radyal bağımlılığının açık şekilde bilinmesine dahi ihtiyaç kalmamaktadır. İncelemeler  $h_0$  etkin kuvvetlerinin yüzeysel karakterli olduğunu göstermektedir (bkz. Ek A2 bölümü şekil A.1).

QRPA'da  $1^-$  seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki şekildedir.

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \sum_{\mu, \tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (5.24)$$

Burada  $Q_i^+$  fonon üretim operatörü ve  $|\Psi_0\rangle$  çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur.

RPA bölümünde (Bölüm 4) kaydedildiği gibi  $(q, q')$  çiftlerinin sayısı  $i$  durumlarının sayısı ile belirlenir ve böylece  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$  katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar

$$\sum_{qq'\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau)^2 - \phi_{qq'}^i(\tau)^2] = 1. \quad (5.25)$$

Hamiltoniyenin özdeğerler ve özfonksiyonunu bulmak için QRPA yöntemi kullanılarak

$$[H_{spp} + h_0, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (5.26)$$

hareket denklemi çözülür böylece  $1^-$  seviyelerinin enerjisi olan  $\omega_i$  kökleri ve (5.24) dalga fonksiyonunun  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$  katsayıları bulunur. Denklem (5.26)'daki operatörler kuazi parçacık tasvirinde yazıldıktan sonra  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$  katsayıları için aşağıdaki matris denklemleri elde edilir.

$$Q^+ = \psi A^+ - \phi A \quad (5.27)$$

$$Q = \psi A - \phi A^+ \quad (5.28)$$

Burada  $\psi_{qq'}^i$  ve  $\phi_{qq'}^i$  sırasıyla ileri ve geri saçılma katsayılarıdır.

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \phi \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} \psi \\ \phi \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

A ve B aşağıdaki şekilde belirlenmiştir.

$$A = \langle RPA | [A, [H, A^+]] | RPA \rangle, \quad (5.30)$$

$$B = \langle RPA | [A, [H, A]] | RPA \rangle, \quad (5.31)$$

şeklindedir. Burada  $|RPA\rangle$  rasgele faz yaklaşımı fonon vakumudur.  $H$  hamiltoniyeni ise daha önce (5.20) formülüyle verilmiştir. Denklemleri daha sade şekilde ifade etmek için  $g_{ss'}^i = \psi_{qq'}^i + \varphi_{qq'}^i$ ,  $w_{ss'}^i = \psi_{qq'}^i - \varphi_{qq'}^i$  bağıntıları kullanılarak (5.29) matris denklemlerini çözerek  $g_{qq'}^i$  ve  $w_{qq'}^i$  katsayılarının uyduğu aşağıdaki sistem denklemini elde edilir.

$$g_{qq'}^{\tau_z} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W_1 \quad (5.32)$$

$$w_{qq'}^{\tau_z} = \omega_i \left[ \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W_1 \right] \quad (5.33)$$

Burada

$$\kappa_1 = \frac{2}{3} \left( \frac{NZ}{A} \right)^2 \chi_1 \quad (5.34)$$

şeklindedir. Yukarıdaki formüllerde  $qq' = ss'$  ve  $qq' = \nu\nu'$  yazılarak sırasıyla nötron ( $\tau_z = +1$ ) ve proton ( $\tau_z = -1$ ) sistemleri için dört bağımsız sistem denklemini elde edilir. Denklem (5.32) ve (5.33)'de aşağıdaki kısaltmalar yapılmıştır.

$$G = G_n + G_p \quad W_1 = W_n - W_p \quad (5.35)$$

Aynı zamanda

$$G_\tau = \sum_{qq'}^{(\tau)} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^\tau, \quad W_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'}^{(\tau)} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^\tau, \quad \gamma = 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^2 L_{qq'}^2, \quad (5.36)$$

şeklindedir. Burada  $\sum^{(\tau)}$  nötron ve proton sistemlerine göre toplamdır. Dipol uyarılmalarının enerji ve dalga fonksiyonlarını hesaplamak için (5.36)'dan yararlanarak  $G_\tau$  ve  $W_\tau$  aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$G_\tau = \frac{1}{\gamma} \sum_{qq'}^{(\tau)} \left[ \frac{2\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 4\kappa_1 \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{2\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_\tau} W_1 \right] \quad (5.37)$$

$$W_\tau = \frac{1}{N_\tau} \left[ \frac{1}{\gamma} \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{2\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G - \tau_z 2\kappa_1 \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{2\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{W_1}{N_\tau} \right] \quad (5.38)$$

Burada

$$P_\tau = 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}, \quad M_\tau = 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}, \quad F_\tau = 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (5.39)$$

şeklinde kısaltmalar yapılırsa denklem (5.37) ve (5.38) aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$G_\tau = \frac{1}{\gamma} P_\tau G - \tau_z \frac{2}{N_\tau} \kappa_1 M_\tau W_1 \quad (5.40)$$

$$W_\tau = \frac{1}{N_\tau} \left[ \frac{1}{\gamma} M_\tau G - \tau_z \frac{2}{N_\tau} \kappa_1 F_\tau W_1 \right] \quad (5.41)$$

Aynı zamanda denklem (5.40) ve (5.41)'de  $M_\tau$  yerine  $1 + \omega_i^2 \frac{\tilde{F}}{N_\tau}$  yazılabilir (bu denklemin ispatı için bakınız **Ek A3**). Burada  $\tilde{F}$  ifadesi Denklem (5.43) ile verilmiştir.

Denklem (5.35)'den yararlanarak  $G$  ve  $W_1$  fonksiyonları için aşağıdaki sistem denklemini elde edilir.

$$(1 - \frac{1}{\gamma} P)G + 2\kappa_1 \tilde{M}W_1 = 0 \quad (5.42)$$

$$\frac{1}{\gamma} \tilde{M}G - (1 + 2\kappa_1 \tilde{F})W_1 = 0$$

Burada

$$P = P_n + P_p, \quad F = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2}, \quad \tilde{F} = \frac{F_n}{N} - \frac{F_p}{Z}, \quad \tilde{M} = \frac{Z}{A}M_n - \frac{N}{A}M_p \quad (5.43)$$

şeklindedir. Denklem (5.42)

$$D(\omega_n) = \begin{vmatrix} 1 - \frac{1}{\gamma} P & 2\kappa_1 \omega_i^2 \tilde{F} \\ \frac{1}{\gamma} \omega_i^2 \tilde{F} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (5.44)$$

determinant şeklinde yazılır. Burada  $\gamma - P = -2\omega^2 M$  ifadesini (bkz. **Ek A4**) yerine koyarak yukarıdaki determinant aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$D(\omega_n) = \omega^2 \begin{vmatrix} -2M & 2\kappa_1 \omega_i \tilde{F} \\ \omega_i \tilde{F} & -(1 + 2\kappa_1 F) \end{vmatrix} = 0 \quad (5.45)$$

$F$  ve  $\tilde{F}^2$  fonksiyonlarının (5.43)'teki ifadeleri ve  $\kappa_1$  için (5.34)'teki değeri (5.45)'de yerine yazılırsa bu determinantın açık şekli aşağıdaki gibi olur.

$$D(\omega_n) = \omega_i^2 \left[ M \left( 1 + \frac{4}{3} \chi_1 \left( \frac{Z^2}{A^2} F_n + \frac{N^2}{A^2} F_p \right) \right) - \frac{4}{3} \chi_1 \omega_i^2 \left( \frac{Z}{A} F_n - \frac{N}{A} F_p \right)^2 \right] = 0 \quad (5.46)$$

Burada

$$M = M_n + M_p \quad (5.47)$$

şeklindedir.

Denklem (5.46)'dan sıfır enerjili Goldstone dalının diğer titreşim dallarından ( $\omega_0 \neq 0$ ) yalıtılması açıkça gözükmemektedir çünkü  $\omega_0 = 0$  bu denklemin çözümlerinden biridir. Daha ileride hamiltoniyende Goldstone dalına karşı gelen terimin çekirdeğin uzayda öteleme kinetik enerjisine eşit olduğu gösterilecektir.

Uyarılma enerjilerini bulduktan sonra (5.20) hamiltoniyenin özfonksiyonlarını hesaplamak için dalga fonksiyonunun (5.48) ifadesindeki  $g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$  katsayılarının hesaplanması zorunludur.

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \tau} [g_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - w_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (5.48)$$

$g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$ 'nin (5.32) ve (5.33)'deki ifadeleri (5.49) birimleme koşulunda yerine yazılırsa

$$\sum_{ss'} g_{ss'} w_{ss'} + \sum_{vv'} g_{vv'} w_{vv'} = 1 \quad (5.49)$$

aşağıdaki sonuç elde edilir.

$$\frac{2G}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i(Y_n + Y_p)}} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \quad (5.50)$$

Burada

$$Y_n = \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'}^3 p_{ss'}^2 L_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} - 4L_i \kappa_1 \gamma \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'}^2 p_{ss'} L_{ss'} r_{ss'} u_{ss'}}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} + 8\kappa_1 L_i^2 \gamma^2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'} r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (5.51)$$

$$Y_p = \sum_{vv'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{vv'}^3 p_{vv'}^2 L_{vv'}^2}{(\varepsilon_{vv'}^2 - \omega_i^2)^2} + 4L_i \kappa_1 \gamma \sum_{vv'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{vv'}^2 p_{vv'} L_{vv'} r_{vv'} u_{vv'}}{(\varepsilon_{vv'}^2 - \omega_i^2)^2} + 8\kappa_1 L_i^2 \gamma^2 \sum_{vv'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{vv'} r_{vv'}^2 u_{vv'}^2}{(\varepsilon_{vv'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (5.52)$$

şeklindedir. Burada  $L_i = \frac{W_1}{G} = \frac{\omega_i^2 M_\tau}{\gamma \kappa_1 \tilde{M}}$  şeklindedir.

Sonuç olarak

$$g_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[ \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (5.53)$$

$$w_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[ \omega_i \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1 \omega_i}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (5.54)$$

şeklinde yazılır. İzovektör kuvvetleri kaldırıldığı zaman ( $\chi_1 = 0$ ) (5.46) seküler denklemi

$$M(\omega_n) = 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} p_{ss'}^2 L_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} + 2 \sum_{vv'} \frac{\varepsilon_{vv'} p_{vv'}^2 L_{vv'}^2}{\varepsilon_{vv'}^2 - \omega_i^2} = 0 \quad (5.55)$$

ifadesine dönüşür. Bunun sonucunda 1<sup>-</sup> uyarılmalarının izoskaler dalının enerjileri bulunur.

Bu tez çalışmasında harmonik kuazi bozon yaklaşımı kullanıldığından (5.20) hamiltoniyeni fonon tasvirinde aşağıdaki şekilde yazılabilir

$$H = \sum_i \omega_i Q_i^+ Q_i \quad (5.56)$$



Burada  $Q_i$  fonon operatörü denklem (5.48)'de belirlenmiştir.  $Q^+$  ve  $Q$  fonon operatörlerinin açık şeklini kullanarak ve  $g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$  fonksiyonlarının (5.53) ve (5.54) ifadelerinden yararlanarak hamiltoniyen (5.20) aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$H = \sum_{i \neq 0} \omega_i Q_i^+ Q_i + \frac{P^2}{2mA} \quad (5.57)$$

Burada  $P$  çekirdeğin kütle merkezinin çizgisel momentumudur. Hamiltoniyenin (5.57) ifadesinden sıfır enerjili Goldstone dalına çekirdeğin uzayda  $\frac{P^2}{2mA}$  öteleme kinetik enerjisinin karşı geldiği görülmektedir. Hamiltoniyenin (5.57) bağıntısının ispatı Ek A5'de ayrıntılı olarak verilmiştir.

### 5.2.2 Elektrik Dipol Uyarılmaları

Deforme çekirdeklerde  $K$  kuantum sayısı korunduğundan (5.20) hamiltoniyenin  $h_0$  ve  $W_{dip.}$  kuvvetlerinin  $\mu=0$  ve  $\mu=1$  bileşenleri sırasıyla  $K=0$  ve  $K=1$  kolektif dipol durumlarını üretmektedir. Bu uyarılmaların simetrilerinden dolayı en karakteristik büyüklükleri elektrik dipol geçiş ihtimalleridir. Elektrik geçiş uyarılma operatörünün  $1^-$  seviyelerinin üretici operatörü olduğundan dolayı bu seviyelerin kolektifleşmesi ve daha büyük ihtimalle uyarılması söz konusu olabilir.

Taban durumundan bir fononlu  $1^-$  seviyelerinin uyarılma matris elemanı dalga fonksiyonunun (5.48) ifadesi kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | Q_n^+ M(E1, \mu) | \Psi_0 \rangle \quad (5.58)$$

ve

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (5.59)$$

Burada  $M(E1)$  elektrik dipol operatörü  $e_p$  ise protonun elektrik yüküdür.  $|\Psi_0\rangle$  fonon vakumudur ve bundan dolayı  $Q_i|\Psi_0\rangle=0$  olduğundan (5.58) ifadesi şu şekilde yazılabilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | [Q_n^+, M(E1, \mu)] | \Psi_0 \rangle \quad (5.60)$$

Schrödinger denklemini 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 spektrumunu kullanılmak zorundadır. Böyle bir yaklaşımdan dolayı geçiş matris elemanlarının hesaplanmasında elektrik yükleri için nötron ve proton olarak efektif yükler kullanılır. Bu parametreler deney sonuçlarıyla teorik sonuçların karşılaştırılması sonucu belirlenir. Eğer dipol geçişleri zamanı tek nükleonun diğer nükleonları etkilediği göz önüne alınırsa tek parçacık elektrik dipol geçiş operatörlerini Bohr ve Mottelson (1969)'a göre efektif elektrik yük kullanılarak aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$M(E1, \mu) = M(E1, \mu) = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} e_{eff}^{\tau} \sum_{i=1}^A \tau_z^i r_{\mu}^i \quad (5.61)$$

Burada nötron ve protonların efektif elektrik yükleri aşağıdaki gibidir.

$$e_{eff}^{\tau} / e_p = \begin{cases} -\frac{Z}{A} & \text{nötron için} \\ +\frac{N}{A} & \text{proton için} \end{cases} \quad (5.62)$$

Şimdi indirgenmiş geçiş ihtimali hesaplınsın. Elektrik dipol geçişlerinin indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir (Bohr ve Mottelson 1969).

$$B(E1, I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \sum_{\mu} \langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle^2 | M(0^+ \rightarrow 1^- K) |^2 \quad (5.63)$$

Burada  $\langle I_i 1 K_i \mu | I_f K_f \rangle$ -Clebsch-Gordon katsayıları,  $M(0^+ \rightarrow 1^- K)$  ise denklem (5.60)'da verilmiştir.

Taban durumundan  $K=0$  ve  $K=1$  modlarının elektrik dipol uyarılmaları (5.63) denkleminde yararlanılarak aşağıdaki şekilde yazılır.

$$B(E1, 0^+ 0 \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{K,1}) |M(0^+ \rightarrow 1^- K)|^2 \quad (5.64)$$

Kolektif uyarılmaların elektrik dipol geçiş matris elemanlarında incelenen çekirdeklerin süperakışkanlığından dolayı kuaziparçacık kavramı kullanılmak zorundadır. Bu nedenle (5.59) dipol geçiş operatörünü Bogolyubov dönüşümlerinden yararlanılarak (bkz Bölüm 2 denklem (2.9)) kuaziparçacık tasvirinde aşağıdaki şekilde yazılabilir. Sonraki formüllerde  $\mu$  indisi yazılmayacaktır. Bu tasvirde  $M(E1)$  operatörü kuazibozon ve kuaziparçacık şeklinde iki terime ayrılır.

$$M(E1) = M_{q,p} + M_A \quad (5.65)$$

$$M_{q,p} = \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q u_{q'} - v_q v_{q'}) B_{qq'} \quad (5.66)$$

$$M_A = \sum_{qq'} r_{qq'} (u_q v_{q'} + u_{q'} v_q) (A_{qq'}^+ + A_{q'q}) \quad (5.67)$$

Bu ifadelerde  $B_{qq'}$  ve  $A_{qq'}$  operatörleri daha önce (5.14) ile verilmişti. Denklem (5.65) ifadesi (5.60)'daki komutatörde yerine yazılır ve daha sonra kuazibozon yaklaşımında  $[B_{qq'}, A_{qq'}] = 0$  olduğundan dolayı  $[M_{q,p}, A_{qq'}] = 0$  olduğu göz önünde bulundurulursa elektrik dipol geçiş matris elemanı aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \frac{1}{2} \sum_{qq'} [g_{qq'} A_{qq'} - w_{qq'} A_{qq'}^+, M_A] \quad (5.68)$$

Kuazi bozon  $A_{qq}$  operatörlerinin daha önce Bölüm 4'de verilen denklem (4.4) ve (4.5) komutasyon bağıntısından yararlanılarak (5.68) dipol uyarılma geçiş matris elemanı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e_{eff}^p}{2} \sum_{ss'} r_{ss'} u_{ss'} g_{ss'} - \frac{e_{eff}^n}{2} \sum_{vv'} r_{vv'} u_{vv'} g_{vv'} \quad (5.69)$$

Denklem (5.69)'da  $g_{qq}$ 'nün yerine (5.53) ifadesi kullanılarak

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e_{eff}^p}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[ \frac{1}{2} M_p - \tau_z \bar{L}_i \frac{\kappa_1}{Z} F_p \right] - \frac{e_{eff}^n}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[ \frac{1}{2} M_n - \tau_z \bar{L}_i \frac{\kappa_1}{N} F_n \right] \quad (5.70)$$

denklemini elde edilir. Burada  $\bar{L}_i = \gamma L_i$  'dir.

Not edelim ki elektrik geçişlerinde efektif elektrik yüklerinin meydana gelmesinin esas sebebi baz alınan modellerde değişmezlik kırımını olan hamiltoniyenlerin kullanılmasıdır. Bu sadece  $h_0$  etkin kuvvetlerin var olduğu bir durum için gösterilsin. Diğer bir deyişle kullanılacak formüllerde  $W_1$  dipol-dipol etkileşmeleri yok sayılsın yani bütün formüllerde  $\kappa_1 = 0$  konulsun. Bu dipol geçiş matris elemanı için aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left( \frac{e_{eff}^p}{4} M_p + \frac{e_{eff}^n}{4} M_n \right) \quad (5.71)$$

Burada enerji seviyeleri (5.55) denklemi ile belirlenir.

$$D(\omega_i) = \omega_i^2 (M_n + M_p) = 0 \quad (5.72)$$

Geçiş matris elemanının (5.71) ifadesinde (5.62)'den efektif yükler ve (5.72) denkleminde  $M_n = -M_p$  yazılırsa

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{1}{4\sqrt{\omega_i Z}} e_p M_p = -\frac{1}{2\sqrt{\omega_i Z}} e_p \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (5.73)$$

elde edilir. Geçiş matris elemanının (5.73) ifadesinin efektif yük içermediği görülür. Restore edici  $h_0$  ve dipol-dipol etkileşmelerinin olduğu genel bir durum için dipol matris elemanının (5.70) ifadesi kullanılarak yapılan nümerik hesaplamalarda sonuçların efektif yüklerden etkilenmediğini göstermiştir. Böylelikle dipol uyarılmalarının incelenmesinde güvenilir sonuçlar elde etmek için öteleme değişmez hamiltoniyenlerin kullanılmasının zorunlu olduğu görülür.

Bu bölümde elde edilmiş formüllerin küresel çekirdekler için benzeri Pyatov ve Salamov (1977)'de bulunmuş ve sayısal olarak ağır çekirdeklere uygulanarak dev rezonanslar ve  $1^-$  dipol geçişlerinin toplam kuralları incelenmiştir. Fakat söz konusu makalede incelenen süperakışkan çekirdeklerin hamiltoniyenlerindeki çiftlenim etkileşmesinden dolayı Galileo değişmezlik kırılmaktadır ve  $1^-$  durumlarının incelenmesinde güvenilir sonuçlar elde etmek için öteleme değişmezlik gibi Galileo değişmezliğin de restorasyonu çok önemlidir. Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özelliklere sahip olduğundan Galileo değişmezliğinin de restorasyonu çok önemlidir. Sonraki bölüm de öteleme değişmezlikle beraber Galileo değişmezliğinin de restorasyonu aynı zamanda ele alınacaktır.

### 5.3 Öteleme ve Galileo Değişmez Modelde Elektrik Dipol Durumları

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

$$[V(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \vec{R}_\mu] = 0 \quad (5.74)$$

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

İncelemeler süperakışkan çekirdeklerde kullanılan çiftlenim etkileşmesinin Galileo değişmezliğini sağlamadığını göstermektedir (Bohr ve Mottelson 1969). Bunun esas nedeni süperakışkan modelde çiftlenim etkileşmesinin hıza bağlı olması ve nükleonların durağan halde çift oluşturduğu varsayımından dolayı lokal Galileo değişmezliğin bozulmasıdır. Bunun sonucu bir simetri kırılımı meydana gelir. Doğrudan hesaplamalar süperakışkan modelde kullanılan çiftlenim etkileşme hamiltoniyeni yerine

$$U_{çift} = -\frac{\Delta}{2}(\Gamma^+ + \Gamma) \quad (5.75)$$

$$\Gamma = \sum_{\nu} a_{\tilde{\nu}} a_{\nu}, \quad \Gamma^+ = \sum_{\nu} a_{\tilde{\nu}}^+ a_{\nu}^+ \quad (5.76)$$

kullanıldığında  $U_{çift}$  potansiyelinin (5.74) bağıntısını sağlamadığını göstermektedir, yani

$$[U_{çift}, \vec{R}_\mu] \neq 0. \quad (5.77)$$

Denklem (5.77) ifadesini ispat etmek için (5.76)'daki  $\Gamma^+$ ,  $\Gamma$  ve  $\vec{R}_\mu$  ifadeleri kuaziparçacık tasvirinde ifade edilmek zorundadır. Bogolyubov dönüşümleri sonucu (bkz. Bölüm 2 denklem (2.9)) bu parametreler için aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$R_\mu = \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} (v_{qq} B_{qq'} + u_{qq'} (A_{qq'}^+ + A_{q'q})) \quad (5.78)$$

$$\Gamma^+ = u_q u_{q'} \alpha_q^+ \alpha_{q'}^+ - v_q v_{q'} \alpha_{\tilde{q}} \alpha_{q'}, \quad (5.79)$$

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

burada  $u_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$ ,  $v_{qq'}$  ise daha önce denklem (5.15) ile verilmişti. Denklem (5.77)'de gösterilen komutatörde (5.78) ve (5.79) ifadeleri kullanılırsa Galileo değişmezliğini restore edici üretim operatörü için kuaziparçacık tasvirinde

$$[U_{\text{çift}}, \bar{R}_\mu] = -\Delta \sum_{qq'} (r_\mu)_{qq'} M_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{q'q}) \quad (5.80)$$

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 Pyatov metodunda gösterildiği gibi (5.5) ayrılabilir etkin kuvvet aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$h_\Delta = -\frac{1}{2\beta} \sum_\mu [U_{\text{çift}}, R_\mu]^+ [U_{\text{çift}}, R_\mu] \quad (5.81)$$

Denklem (5.9) ifadesi kullanılarak  $\beta \ll 0$   $|R_\mu^+, [U_{\text{çift}}, R_\mu]|0\rangle$  şeklinde yazılır.

Doğrudan hesaplamalar

$$[U_{\text{çift}} + h_\Delta, R_\mu] = 0 \quad (5.82)$$

olduğunu gösterir. Bu durumda çiftlenim potansiyelinin Galileo değişmezliğini restore ettiği görülür. Not etmek gerekir ki öteleme ve dönme değişmezlikten farklı olarak Galileo değişmezliğin kırılmasının restorasyonu Goldstone dalı üretmemektedir. Bunun esas nedeni hamiltoniyenin kinetik enerjiden dolayı Galileo değişmez olmamasıdır.

Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol  $W_{dip.}$ , restore edici  $h_0$  ve  $h_\Delta$  etkileşmelerinin 1<sup>nci</sup> seviyelerini ürettiğini varsayarak model hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_{\Delta} + W_{dip}. \quad (5.83)$$

Burada  $H_{sqp}$ ,  $h_0$ ,  $h_{\Delta}$  ve  $W_{dip}$  daha önceki bölümlerde sırasıyla (5.10), (5.12), (5.81) ve (5.21)'de verilmiştir.

Hamiltoniyen (5.83)'ün özfonksiyonlarını bulmak için Bölüm 5.3'de kullanılan prosedür uygulanarak dalga fonksiyonundaki (5.48)  $g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$  genlikleri için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$g_{qq'}^{\tau} = \frac{2}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_{\tau}}{\beta} \omega_i \frac{r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - 4\tau_z \kappa_1 \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_{\tau}} \tilde{W} \quad (5.84)$$

$$w_{qq'}^{\tau} = \frac{2\omega_i}{\gamma} \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} G + \frac{2\Delta_{\tau}}{\beta} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} D - 4\tau_z \omega_i \kappa_1 \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \frac{1}{N_{\tau}} \tilde{W} \quad (5.85)$$

Burada  $L_{qq'} = u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$ 'dir. Yukarıdaki formüllerde sırasıyla  $qq' = ss'$  ve  $qq' = vv'$  yazarak nötron ve proton sistemleri için iki bağımsız sistem denklemi elde edilir. Burada

$$\begin{aligned} G_{\tau} &= \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^{\tau} & G &= G_n + G_p \\ D_{\tau} &= \Delta_{\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'}^{\tau} & D &= D_n + D_p \\ \tilde{W} &= \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^{\tau} & \tilde{W} &= W_n - W_p \end{aligned} \quad (5.86)$$

şeklinde yazılır. Burada **Ek A6**'da verilen kısaltmalar kullanıldığında ve (5.86) denklemlerinde  $g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$  genlikleri yerine konulduğunda aşağıdaki denklem sistemleri elde edilir.



$$\begin{aligned}
-\frac{1}{\gamma} D_{tr} G - \frac{\omega_i}{\beta} S_{\Delta} D + 2\kappa_1 \tilde{M} \tilde{W} &= 0 \\
-\frac{\omega_i}{\gamma} S_{\Delta} G + D_{\Delta} D + 2\kappa_1 \tilde{Y} \tilde{W} &= 0 \\
\frac{\tilde{M}}{\gamma} G + \frac{\omega_i}{\beta} \tilde{Y} D - D_{dip} \tilde{W} &= 0
\end{aligned} \tag{5.87}$$

Burada  $D_{tr} = \omega_i^2 M(\omega_i)$ ,  $D_{\Delta} = (1 - \frac{R}{\beta})$ ,  $D_{dip} = (1 + 2\kappa_1 F)$  şeklindedir. Burada gösterilen  $F_{\tau}$ ,  $M_{\tau}$  ifadeleri daha önce (5.39)'da tanımlanmış ve  $\tilde{M} = \omega_i^2 \tilde{F}$  'dir.

Denklem (5.87) sistem denklemlerinin sıfırdan farklı çözümü olması için determinanı sıfıra eşit olmalıdır.

$$D(\omega_n) = -\omega^2 \begin{vmatrix} M(\omega_i) & -S_{\Delta} & 2\kappa_1 \omega_i \tilde{F}_{np} \\ S_{\Delta} & \beta - R_{\Delta} & 2\kappa_1 \tilde{Y}_{\Delta np} \\ -\omega_i \tilde{F}_{np} & \omega_i \tilde{Y}_{\Delta np} & -(1 + 2\kappa_1 F_{np^2}) \end{vmatrix} = 0 \tag{5.88}$$

bu determinantta Galileo değişmezlik yok sayıldığında ( $\Delta=0$ ) (5.88) denklemi Bölüm 5.2.1'de uyarılma enerjileri için elde edilen (5.45) denkleme dönüşür. Burada kullanılan kısaltmalar **Ek A6**'da verilmiştir.

Uyarılma enerjilerini bulduktan sonra (5.83) hamiltoniyenin özfonksiyonlarını hesaplamak için dalga fonksiyonunun (5.48) ifadesindeki  $g_{qq}$  ve  $w_{qq}$  katsayılarının hesaplanması zorunludur. Bunun için (5.84) ve (5.85) katsayıları (5.49) birimleme koşulunda yerine yazılarak  $g_{qq}^{\tau}$  ve  $w_{qq}^{\tau}$  için aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$g_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[ \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} + \omega_i \Delta_\tau \frac{L_i}{\beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \bar{L}_i \frac{2\kappa_1}{N_\tau} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (5.89)$$

$$w_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \left[ \sum_{qq'} \omega_i \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} + \omega_i \Delta_\tau \frac{L_i}{\beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} - \tau_z \bar{L}_i \omega_i \frac{2\gamma\kappa_1}{N_\tau} \sum_{qq'} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \right] \quad (5.90)$$

Burada  $L_i = \gamma \frac{D}{G}$  ve  $\bar{L}_i = \gamma \frac{\bar{W}}{G}$  şeklindedir.

Bu denklemlerdeki  $Y(\omega_i)$  ifadesi karmaşık olduğundan dolayı **Ek A7**'de verilmiştir. Sonuç olarak (5.88), (5.89) ve (5.90) ifadelerinin elde edilmesiyle (5.83) hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyon problemi çözülmüş olur. Bu bağıntıların yardımıyla uyarılma seviyelerinin geçiş ihtimalleri ve başka fiziksel özellikleri kolaylıkla hesaplanabilir. Bir sonraki bölümde dipol uyarılmalarının geçiş özellikleri ve dipol toplam kuralları incelenecek ve analitik ifadeler elde edilecektir. Böylelikle restore edici  $h$ -etkileşmesinin (5.5) şeklinde seçilmesi durumunda RPA'da korunum yasaları sağlanmakla beraber ek bir etkileşme parametresi içermediği görülmektedir.  $h$ -etkin kuvvetleri incelenen uyarılmaların simetrisine bağlı olarak farklı kolektif durumlar üretmektedir. Örneğin öteleme değişmezliğin kırımını restore edici  $h_\mu$  etkileşmesi  $I^\pi=1^-$  uyarılmalarını, dönme değişmezliğin kırımını halinde ise  $h_\mu$  etkileşmesi  $I^\pi=1^+$  uyarılmalarını üretir (Kuliev et al. 2000).

### 5.3.1 $I^\pi = 1^-$ Hallerinin Elektrik Dipol Geçiş Özellikleri

Bölüm 5.2.2.'de  $1^-$  elektrik dipol uyarılmalarının öteleme değişmez modelde genel formülleri elde edildi. Burada matris elemanlarının (5.69) ifadesini kullanarak öteleme ve Galileo değişmez modelde indirgenmiş geçiş ihtimali B(E1) bağıntısındaki matris elemanı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -\frac{e_{eff}^p}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_i Z}} \left[ \frac{1}{2} M_p + L_i \omega_i \frac{\Delta_\tau}{2} \tilde{S}_p - \tau_z \bar{L}_i \frac{\kappa_1}{Z} F_p \right] \\ - \frac{e_{eff}^n}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_i Z}} \left[ \frac{1}{2} M_n + L_i \omega_i \frac{\Delta_\tau}{2} \tilde{S}_n - \tau_z \bar{L}_i \frac{\kappa_1}{N} F_n \right] \quad (5.91)$$

Burada

$$\tilde{S}_\tau = 2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'} M_{qq'}}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2} \quad (5.92)$$

şeklindedir. Teorik sonuçların doğru olup olmadığı geçiş matris elemanlarının uyduğu toplam kurallarından faydalanılarak bulunur. Bu kurallar kullanılan modellerin güvenilirliğinin ve parametrelerinin tespiti yolunda çok önemlidirler. Geçiş matris elemanlarının toplam kuralları geçiş operatörlerinin birbiriyle ve sistem hamiltoniyeniyle komutasyon bağıntıları ve dalga fonksiyonunun kapalılık koşulları kullanılarak hesaplanır. Toplam kurallarının enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıklı olmayan şeklinde iki türü vardır. Elektrik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının modelden bağımsız bir ifadesi olduğundan çok büyük öneme sahiptir.

Enerji ağırlıklı toplam kuralının genel ifadesi şu biçimdedir.

$$S(E1, \mu) = 2 \sum \omega_i B_i(0 \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{\mu, 1}) \langle \Psi_0 | [M_\mu, [H, M_\mu]] | \Psi_0 \rangle \quad (5.93)$$

Bu ifadenin sol tarafı çekirdek uyarılmaları enerjisi ve  $B(E1)$  uyarılma ihtimaliyle belirlendiğinden modele bağlıdır sağ tarafı ise modelden bağımsızdır. Örneğin çekirdeğin elektrik dipol uyarılmaları için enerji ağırlıklı toplam kuralının sağ tarafı aşağıdaki şekildedir (Bohr ve Mottelson 1969).

$$S((E1, \mu)_{\text{klasik}}) = (1 + \delta_{\mu, 1}) \cdot \frac{3}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{NZ}{A} e^2 = (1 + \delta_{\mu, 1}) \cdot 4,93 \frac{NZ}{A} e^2 \text{ fm}^2 \text{ MeV} \quad (5.94)$$

Görüldüğü gibi bu ifadede modele bağlı hiçbir parametre yoktur ve toplam kuralının değeri evrensel sabitler içerir. Gelecek hesaplamalarda kullanılan tek parçacık model bazının doğruluğunu test etmek için dipol matris elemanlarının (5.93)'e uyan modelden bağımsız toplam kuralı aşağıdaki gibi yazılır.

$$\sum_{qq'} (v_{q'}^2 - v_q^2) (E_q - E_{q'}) r_{qq'}^2 = (1 + \delta_{\mu, 1}) \cdot \frac{3}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} N_\tau \quad (5.95)$$

Burada  $E_q$  ve  $r_{qq}$ , uygun olarak tek parçacık enerjileri ve dipol matris elemanları ve  $v_q$  enerji seviyelerinin süperakışkan doluluk parametresidir.  $N_\tau$  ise çekirdek içerisindeki nötron (N) ve protonların (Z) sayısıdır.

### 5.3.2. Manyetik Dipol Uyarılmalarının Dönme Değişmez Modeli

Deforme çekirdeklerin ortalama alan potansiyellerinden dolayı tek kuaziparçacık Hamiltoniyenin dönme değişmez olmadığı bilinir (Kuliev ve Pyatov 1974). Bu nedenle,  $K^\pi=1^+$  uyarılmalarının sıfır enerjili dalı çekirdeğin tam olarak dönmesine karşı gelmektedir. Sahte durumların yalıtılması yolunda çeşitli yöntemler ve yaklaşımlar geliştirilmiştir son teorik yorumlar için bakınız ref. (Lo Iudice 2000). Çalışma Kuliev et al. (2000)'de Pyatov yöntemi çerçevesinde ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkin kuvvetleri kullanılarak sıfır enerjili sahte hal analitik olarak gerçek titreşim durumlarından yalıtılmış ve bu metot başarıyla uygulanmıştır. Daha sonra çalışmalarımızda söz konusu metodu geçiş bölgesinde yerleşen baryum izotoplarına uygulanarak deneyle uyum sağlayan sonuçlar elde edilmiştir (Guliyev et al. 2006).

Bu bölümde çalışma Kuliev et al. (2000) ve Guliyev et al. (2006)'daki makalelerde elde edilmiş formüller kullanılarak baryumun daha fazla sayıda izotopları (Ertuğral et al. 2004c, 2006a, 2006c) ve yanı sıra erbiyum (Ertuğral et al. 2007) ve hafniyum (Ertuğral 2004, 2004a, 2004b, 2004d, 2006) izotop zinciri çekirdekleri incelenmiştir. Burada sunduğumuz sonuçlar Ertuğral et al. (2004), (2004a), (2004b), (2004c), (2004d), (2005c), (2006), (2006a), (2006c), (2007), Guliyev et al. (2006) çalışmalarında yayınlanmıştır.

Deforme çekirdeklerin  $1^+$  durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve Kuliev et al. (2000) ve Guliyev et al. (2006) tarafından belirlenen izoskaler  $h_0$  ve izovektör  $h_1$  restorasyon etkileşmelerini içeren model Hamiltoniyeni şu şekilde yazılır.

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (5.96)$$

Bu ifadede  $H_{sqp}$  tek kuaziparçacık hareketinin hamiltoniyenine ve  $V_{\sigma\tau}$  spin-izospin etkileşmesine karşı gelmektedir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \cdot \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (5.97)$$

Burada  $\vec{\sigma}$  ve  $\vec{\tau}$  sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri  $\chi_{\sigma\tau}$  ise spin-izospin etkileşme sabitidir. Ortalama alan potansiyelinde izoskaler ( $V_0$ ) ve izovektör ( $V_1$ ) gibi (bkz. Bölüm 2. Denklem (2.1)) dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan iki terim olduğundan dolayı tek kuaziparçacık Hamiltoniyeninin dönme değişmezliği ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkileşmeleri yardımı ile restore edilebilir (Guliyev et al. 2006)

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [H_{sqp} - V_1, J_v]^+ [H_{sqp} - V_1, J_v], \quad (5.98)$$

ve

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v [V_1(r), J_v]^+ [V_1(r), J_v]. \quad (5.99)$$

Burada

$$\gamma^{(v)} = [J_v^+, [H_{sqp}, J_v]]_{QRPA}, \quad \gamma_1^{(v)} = [J_v^+, [V_1(r), J_v]]_{QRPA} \quad (5.100)$$

ve

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

$$\gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1, \quad (5.101)$$

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1 \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p$$

şeklindedir. Burada izoskaler  $\gamma_0$  ve izovektör  $\gamma_1$  parametreleri ortalama alan parametreleriyle özuyumlu olarak belirlenir.  $J_\nu$  açısal momentumun ( $\nu = \pm 1$ ) küresel bileşenidir. Bölüm 2'de (2.1)-(2.2) ve (2.3) formüllerinden yararlanılarak izovektör  $V_1$  terimi

$$V_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(r) \quad (5.102)$$

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

Kolektif  $1^+$ -durumları bir fononlu gibi ele alındığında dalga fonksiyonu

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \varphi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle, \quad (5.103)$$

$$C_{ss'}^+ = \sum_{s-\rho} \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho}^+ \quad (5.104)$$

$$C_{ss'} = \sum_{s'\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}$$

şeklinde olur. Burada  $C_{ss'}^+(C_{ss'})$  operatörleri spini ve paritesi  $I^\pi K=1^+K$  çifti oluşturmaktadır.

İki kuaziparçacık genlikleri  $\psi_{ss'}^i$  ve  $\varphi_{ss'}^i$

$$\sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau)^2 - \varphi_{ss'}^i(\tau)^2] = 1. \quad (5.105)$$

ile birimlenmiştir.

RPA'nın iyi bilinen yöntemleri kullanılarak hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyonları aşağıdaki hareket denklemi çözülerek bulunur.

$$\left[ H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+ \right] = \omega_i Q_i^+ \quad (5.106)$$

Genellikle  $1^+$  uyarılmalarının enerjileri aşağıdaki seküler denklem çözülerek elde edilir:

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[ J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left( J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0. \quad (5.107)$$

Burada

$$D_\sigma = 1 + \chi_{\sigma\tau} F_\sigma, \quad X = X_n - X_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p, \quad J_1 = J_1^n - J_1^p \quad (5.108)$$

şeklindedir. Bu bölümde kullanılan formüllerin açık şekli **Ek A8**'de verilmiştir. Denklem (5.107)'nin çözümlerinden birinin  $\omega_0=0$  olduğu görülmektedir. Bu çözüm  $\omega_0=0$  çekirdeğin tam olarak uzayda dönmesine karşı gelen bir durumdur. Çünkü Kuliev ve Pyotov (1974) tarafından gösterildiği gibi bu çözümü karakterize eden statik elektrik ve manyetik momentler çekirdeğin genelleştirilmiş modelin  $2_g^+$  dönme hali için hesaplanan formüllerin aynısıdır.  $J_{eff}(\omega_i)$  fonksiyonunun  $\omega_i=0$  limiti deforme çekirdeğin 'cranking' modelde Inglisin meşhur atalet momenti formülünün spin kuvvetlerinin de etkisini göz önüne alan genelleştirilmiş ifadesidir (Prior et al. 1968). Denklem (5.107)'nin kalan  $\omega_i > 0$  çözümleri sistemin harmonik titreşimini tanımlar ve en küçük iki- kuaziparçacık enerjisinden büyüktür.

### 5.3.2.1. $1^+$ Durumlarının Manyetik Dipol Özellikleri

Spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı  $1^+$ -seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban durumdan uyarılmaların M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum (Guliyev et al. 2006) biçimindeki gibi yazılabilir.

$$B(M1,0^+ \rightarrow 1_i^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (5.109)$$

Burada

$$R_p^j(\omega_i) = \sum_{\mu}^{(p)} \varepsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^i + \varphi_{\mu}^i), R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{\mu}^{(\tau)} \varepsilon_{\mu} s_{\mu} L_{\mu} (\psi_{\mu}^i + \varphi_{\mu}^i) \quad (5.110)$$

şeklindedir. Spinin ( $s_{+l}$ ) ve açısal momentum operatörünün ( $j_{+l}$ ) tek parçacık matris elemanları  $s_{\mu}$  ve  $j_{\mu}$  ile gösterilir.  $g_s$  ve  $g_l$  sırasıyla serbest nükleonların spin ve orbital jromanyetik oranlarıdır.

M1 geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralı [EWSR]

$$2 \sum_i \omega_i B(M1,0^+ \rightarrow 1_i^+) = [\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]]_{QRPA} \quad (5.111)$$

şeklindedir. Şimdi QRPA'da toplam kuralının sağ tarafı hesaplınsın.

$$S(M1) \equiv [\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]]_{QRPA} = \frac{3}{4\pi} \left[ \gamma_p - \frac{(\gamma_p - \gamma_1^p)^2}{\gamma - \gamma_1} - \frac{\gamma_1^{p^2}}{\gamma_1} + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau})^2 y^{\tau} + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - 1) x_{\tau} \right] \mu_N^2 \quad (5.112)$$

Burada

$$\gamma = \gamma_n + \gamma_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p$$

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

$$y^{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 s_{\mu}^2, \quad x_{\tau} = 2 \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu} s_{\mu}$$

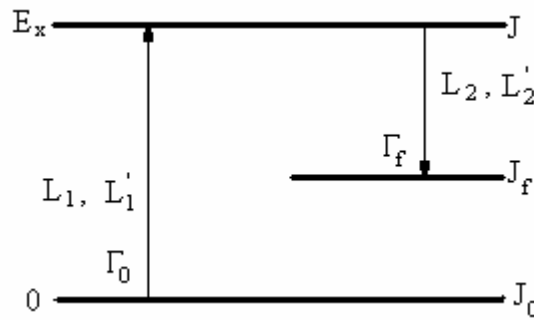


şeklinde. Denklem (5.112)'nin ilk terimi dönme değişmez olmayan ( $S_{NRI}$ ), ikinci terimi izoskaler ( $S_0$ ), üçüncü terimi izovektör ( $S_1$ ) kısmın restorasyonundan gelen katkıları, dördüncü terimi nötron ve protonun toplam spin-orbital etkileşmesinden gelen ve beşinci terimi spin ve deformasyondan gelen girişim terimini göstermektedir. Denklem (5.112)'nin sağ tarafındaki ikinci ve üçüncü terim toplam kuralına  $h_0$  ve  $h_1$ 'in katkılarını gösterir ve toplam kuralını önemli bir şekilde etkilemektedir.

### 5.3.3. 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 (Kneissl et al. 1996).

NRF deneyleri bir nükleer seviyede uyarılan gerçek bir fotonun emilimini ve bir fotonun yeniden yayılımı ile bozunumunu gösterir. Çekirdek  $L_1$  veya  $L_1'$  multipol yayılımı ile uyarılabilir. Bu yöntem ve nicelikler şekil 5.1'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 5.1 Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması

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

$$I_s = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left( \pi \frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad (5.113)$$

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

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (5.114)$$

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 imkan sağlamaktadır.

Taban durum radyasyon kalınlığı  $\Gamma_0$  geçiş ihtimali  $B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow$  ( $\Pi = E$  veya  $M$ ) ile orantılıdır.

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\Pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)(E_\gamma / \hbar c)^{2L+1}}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{2J_0+1}{2J+1} B(\Pi L, E_\gamma) \uparrow \quad (5.115)$$

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

$$B(E1) \uparrow = 2,866 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \quad [e^2 \text{fm}^2] \quad (5.116)$$

$$B(M1) \uparrow = 0,259 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} \quad [\mu_N^2 = (\frac{e\hbar}{2mc})^2] \quad (5.117)$$

şeklinde verilir. Burada  $E_\gamma$  foton enerjisi (MeV) birimlerinde ve taban durum geçiş kalınlığı  $\Gamma_0$  (meV) birimlerindedir. Son zamanlarda, deforme çekirdek spektrumunun 2-6 MeV enerji bölgesi seviyelerin küçük yoğunluğundan dolayı ( $\cong 6 \text{ MeV}^{-1}$ ) NRF spektroskopisi yöntemleriyle çok detaylı bir şekilde incelenmiştir (Berg et al. 1984, Pitz et al. 1989).

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

E1 geçişleri için deneyin ve teorinin kullandığı elektrik dipol kalınlığı

$$\Gamma(E1) = 0,349 \cdot 10^3 \omega_i^3 B(E1) \text{ meV} \quad (5.118)$$

manyetik dipol kalınlığı ise

$$\Gamma(M1) = 3,86 \omega_i^3 B(M1) \text{ meV} \quad (5.119)$$

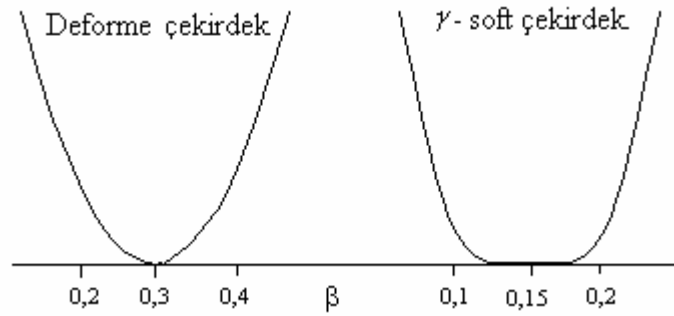
formülüyle verilir.

## BÖLÜM 6. GEÇİŞ ve DEFORME ÇEKİRDEKLER

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

Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı, ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından çok önemlidir. Eksenel simetriden sapmış çekirdeklere  $\gamma$ -soft çekirdekler denir. Çekirdek enerjisinde bu sapmaya karşı gelen terim  $\gamma$  açısı içerdiğinden bunlara

$\gamma$ -soft çekirdekler denir (Bohr ve Mottelson 1975). Eksenel deforme çekirdekler için  $\gamma=0$ 'dır. Bu şekli değişen çekirdekler küreselden deformeye veya deformeden küresele geçiş bölgesinde yerleştiklerinden dolayı bu çekirdeklere geçiş çekirdekleri de denir. Teorik hesaplamalar  $\gamma$ -soft çekirdeklerinin enerji minimumlarının deformasyona bağımlılığının bir kova dibi gibi olduğunu yani deformasyon parametresinin belirli bir  $\Delta\beta$  aralığında değiştiğinde enerji minimumunun değişmediğini göstermiştir (Şekil 6.1).



Şekil 6.1. Deforme ve  $\gamma$ -soft çekirdeklerin deformasyon parametrelerine bağlılığı

Son zamanlar da bu çekirdeklerde iki biçimliliğin deneysel olarak da gözlenmesi fizikçiler tarafından  $\gamma$ -soft çekirdeklerine ilgiyi daha da arttırmıştır. Küresel ve deforme çekirdeklerin incelenmesinde kullanılan modellerin ve parametrelerin  $\gamma$ -soft çekirdeklerine de başarıyla uygulanması bu modellerin genelleştirilmesi açısından çok önemlidir. Bu çekirdekler küresel ve deforme çekirdekler arasında bir geçiş bölgesinde yerleştiklerinden ve çok biçimlilik sergilediklerinden dolayı spektrumları çok karmaşıktır. Bundan dolayı küresel ve deforme çekirdeklere kıyasla daha az incelenmişlerdir.

Çekirdek fiziğinde son yirmi yılın en etkileyici olaylarından biri deforme çekirdeklerde spini ve paritesi  $I^\pi K=1^+1$  olan makas mod uyarılmalarının (scissors) keşfidir. Günümüzde bu mod hafif çekirdeklerden (örneğin  $^{46}\text{Ti}$ ) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (bakınız ref. Richter (1995) ve Kneissl et al. (1996)) dahil olmak üzere geniş bölgede sürekli deformasyonlu izotoplar için bulunmuştur. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders et al. 1999, Neumann Cosel et al.

1995). Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri kararlı deformasyonlu çekirdekler için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler ( $\gamma$ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer titreşiminin geometrik resminin bozulmasına rağmen  $\gamma$ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı düşünülebilir. Manyetik dipol uyarılma güç dağılımı daha az deforme geçiş çekirdeklerinde, örneğin  $^{194,196}\text{Pt}$  (Brentano et al. 1996, Linnemann et al. 2003),  $^{134,136}\text{Ba}$  (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998), Osmiyum (Fransen et al 1999), Tellur izotoplarında (Georgii et al. 1995, Schwengner et al. 1997) ve  $^{94}\text{Mo}$  (Pietrella et al. 1999) için deneysel olarak araştırılmıştır. Geçiş çekirdeklerinin spektrumunun karmaşıklığından dolayı verilerin az olması sebebiyle  $A$  kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi modun özelliklerinin sistematik analizini incelemek oldukça zordur. Geçiş çekirdekleri elementlerinin yalnız birkaç izotopunda mevcut deneysel verilerin olması bu çekirdeklerde makas modun varlığının söylenmesi için yeterli değildir. Kapalı kabuk yakınındaki  $(N,Z)=82$  çekirdeklerde  $\delta$  bağımlılığından sapmayı belirlemek için daha hassas deney cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir. Bu bakımdan, kararlı ve çoklu sayıda deformasyonlu izotopları olan elementlerin incelenmesi daha önemlidir.

Burada elektrik dipol ve makas mod uyarılmaları için sırasıyla Bölüm 5’de ileri sürülen öteleme, Galileo ve dönme değişmez modeller (Guliyev et al. 2006) uygulanmıştır.

### 6.1. Sayısal Sonuçlar

Geçiş  $\gamma$ -soft ve iyi deforme çekirdeklerde elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesinde yapılan sayısal hesaplamalar deformasyon parametrelerinin geniş bir aralığında çift-çift  $^{126-136}\text{Ba}$ ,  $^{164-170}\text{Er}$  ve  $^{176-180}\text{Hf}$  izotopları için yapılmıştır. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur (Cerkaski et al. 1977, Dudek et al. 1984). Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların tabanından başlayarak +3 MeV’e kadar ( $N=2\div 7$  kabukları) tüm kesikli ve yarı-kesikli enerji spektrumundaki seviyeler göz önüne alınmıştır. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi Bölüm 3’de denklem (3.6) ile gösterilen  $\delta_2$  deneysel

kuadrapol momentten bulunan  $\beta_2$  deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır (Raman et al. 1987). Süperakışkan modelin  $G_N$  ve  $G_Z$  sırasıyla nötron-nötron ve proton-proton eşleme etkileşme sabitlerine uygun gelen çift korelasyon teorisinin  $\Delta$  ve  $\lambda$  parametreleri Soloviev (1976) tarafından elde edilmiş Bölüm 2’de verilen (2.10) denklemlerinin yardımıyla her bir izotop için ayrı-ayrı hesaplanarak Tablo 6.1, 6.2 ve 6.3’de gösterilmiştir.

Tablo 6.1.  $^{126-136}\text{Ba}$  izotopları için  $\delta_2$  ve çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde

N	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$G_{NA}$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$G_{ZA}$	$\delta_2$
70	1,3	-9,757	21,0	1,2	-4,611	22,5	0,244
72	1,3	-9,433	20,0	1,2	-5,149	23,0	0,204
74	1,3	-9,091	20,0	1,2	-5,703	23,0	0,171
76	1,3	-8,741	20,0	1,2	-6,283	23,0	0,146
78	1,2	-8,365	20,5	1,1	-6,863	19,5	0,129
80	1,3	-7,891	22,0	1,2	-7,509	21,0	0,106

Tablo 6.2.  $^{164-170}\text{Er}$  izotopları için  $\delta_2$  ve çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde

N	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$G_{NA}$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$G_{NA}$	$\delta_2$
96	0,90	-7,75	19,0	1,10	-6,22	23,0	0,238
98	0,64	-7,40	18,0	0,95	-6,77	23,8	0,247
100	1,10	-6,99	18,5	0,96	-7,32	24,5	0,256
102	0,85	-6,58	18,5	0,80	-7,84	25,0	0,274

Tablo 6.3.  $^{176-180}\text{Hf}$  izotopları için  $\delta_2$  ve çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde

N	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$G_{NA}$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$G_{NA}$	$\delta_2$
104	0,98	-7,34	19,5	0,98	-6,37	21,0	0,205
106	1,00	-6,97	20,0	1,00	-6,98	20,0	0,195
108	1,14	-6,59	21,0	1,00	-7,50	23,0	0,197

Tablo 6.3’de kullanılan veriler daha önce Bölüm 3’de verilen kuadrapol moment hesaplamak için Tablo 3.1’de kullanılan verilerden biraz farklıdır. Yukarıdaki tabloda verilen değerler kullanıldığında yapılan hesaplamalar kuadrapol momentlerinin deneysel hata aralığıyla (Raman et al. 1987) uyum içinde olduğundan bu verileri kullanmak yanlış olmaz.

İncelenen elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının her biri kendine özgü etkileşme sabiti içerir. M1 geçişleri için izovektör spin-spin etkileşme gücü  $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$  MeV olarak seçilmiştir (Gabraikov et al. 1972). Bu değer deforme tek çekirdeklerin manyetik momentumlarının ve  $\beta$  geçiş hızlarının teorik değerlerinin deneyle karşılaştırılması sonucu elde edilmiştir ve iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinin makas mod özelliklerinin açıklanmasında iyi sonuçlar vermiştir. İzovektör dipol-dipol uyarılmaları için ise güç parametresi  $\chi = 300A^{-5/3} fm^{-2} MeV$  olarak kullanılmıştır (Pyatov ve Salamov 1977). Bu değer incelenen çekirdeklerin elektrik dipol dev rezonanslarının enerjilerini ve geçiş özelliklerini başarıyla açıklamaktadır. Kullanılan bu değer izovektör simetri potansiyeli ile ilişkilidir ve Bohr ve Mottelson (1969) analizleri ile de uyum içindedir.

### 6.1.1. Çift-Çift <sup>126-136</sup>Ba İzotop Zinciri Çekirdekleri için Sayısal Sonuçlar

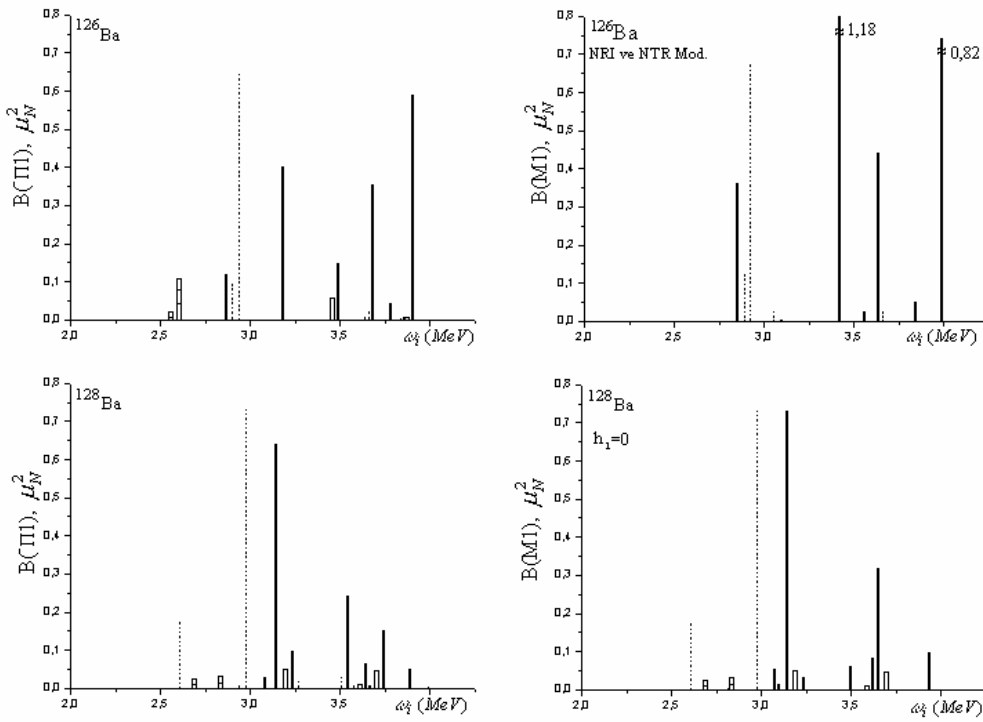
Bu bölümde dönme ve öteleme değişmezlikten doğan sahte hallerin yalıtılmasının çekirdek gerçek titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri incelenmiştir. Bunun için makas mod  $1^+$  ve elektrik dipol  $1^-$  uyarılmaları ele alınmıştır. Hesaplamalar elektrik dipol ayrışmaları için Bölüm 5’de elde edilen (5.70)-(5.91) formülleri kullanılarak yapılmıştır. Manyetik dipol uyarılmaları için ise Bölüm 5.3.2’de verilen dönme değişmez QRPA modeli formülleri kullanılarak hesaplanacaktır. Sahte durumların ayrılmasının zorunluluğu dönme değişmez (RI) ve dönme değişmez olmayan (NRI) QRPA modelinin sonuçlarının karşılaştırılması ile gösterilebilir. Manyetik dipol M1 gücünün  $1^+$  seviyelerinin  $\omega_i$  enerjilerine göre dağılımı efektif etkileşmelerin makas modun toplam B(M1) değerlerine etkisindeki rolü hakkında önemli bilgiler verir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Yapılan deneyler rezonansın 2-4 MeV enerji aralığında ayrıştığını göstermektedir (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998). Buna göre de tez çalışmasında  $1^+$  ve  $1^-$  durumlarının özellikleri 4 MeV’e kadar enerjilerde incelenmiştir. Makas mod ve elektrik dipol uyarılmalarını doğru tanımlamak için restore edilmiş dönme ve öteleme değişmezliğin rolünün araştırılması öğretici olabilir.



Şekil 6.2’de  $^{126,128}\text{Ba}$  izotopları için farklı yaklaşımlar kullanılarak hesaplanan B(M1) ve B(E1) değerlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Şekilde dönme değişmez olmayan (NRI), öteleme değişmez olmayan (NTR) yalnızca izoskaler restorasyon kuvveti ilave edilmiş hamiltoniyen ( $h_I=0$ ) ve dönme ve öteleme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için sonuçlar verilmiştir. Burada  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin B(Π1) sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir. Şekilden görüldüğü gibi  $^{126}\text{Ba}$  çekirdeği için dönme değişmez modelin kullanılması sonucunda spektroskopik enerji bölgesinde  $1^+$  durumlarının B(M1) değerleri küçülerek daha geniş bölgede yayılmıştır. İncelemeler dönme kırınımlı modelin toplam B(M1) değerlerini olduğundan fazla tahmin ettiğini göstermektedir. Örneğin  $^{126}\text{Ba}$  için kırılan dönme simetrikli hamiltoniyen kullanıldığında (şekil 6.2’nin üst sağ kısmı) toplam  $B(M1) = 2,407 \mu_N^2$  iken dönme değişmez modelde (şekil 6.2’nin üst sol kısmı) toplam  $B(M1) = 1,635 \mu_N^2$ ’dir. Böylece kırılan dönme simetrikli hamiltoniyen kullanılan modelin düşük enerjilerde M1 gücünü çok yüksek tahmin ettiği görülür. Sıfır enerjili sahte çözümlerin ayrılması ve dönme değişmezliğin hesaba katılması QRPA’nın yüksek versiyonlu yaklaşımlarının taban durum korelasyonlarını ve makas mod  $1^+$  durumlarını doğru tanımlamak için önemlidir bu durum Kuliev et al. (2000), (2004) ve Guliyev et al. (2006) tarafından ayrıntılı şekilde incelenmiştir.

Şekil 6.2’nin alt kısmında ise  $^{128}\text{Ba}$  çekirdeği için dönme değişmez izoskaler ( $h_I=0$ ) ve dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak yapılan hesaplamaların sonuçları gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi  $^{128}\text{Ba}$  çekirdeğinde sadece izoskaler restorasyon kuvvetleri kullanılarak (şekil 6.2’nin alt kısmı sağ taraf) bulunan sonuçlarla dönme değişmez izoskaler ve izovektör etkileşmeleri kullanılan model (şekil 6.2’nin alt kısmı sol taraf) sonuçları karşılaştırıldığında izoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması büyük B(M1) güçlü durumların yarılmasına sebep olur ve bir çok seviyede M1 gücü parçalanır.

Bu sonuç tüm incelenen çekirdekler için geçerlidir. Örneğin  $\omega_i=3,145$  MeV enerjili  $B(M1)=0,728 \mu_N^2$ 'li  $h_1=0$  durumu  $\omega_i=3,144$  MeV ve  $B(M1)=0,635 \mu_N^2$  ve  $\omega_i=3,236$  MeV ve  $B(M1)=0,067 \mu_N^2$ 'li iki duruma parçalanır. Böylece teorik hesaplamalarda izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması dipol seviyelerinin dağılımını değiştirir ve bir çok seviyenin  $B(M1)$  gücü diğer seviyelere aktarılır. Restorasyon kuvvetleri  $h_0$  ve  $h_1$  kuaziparçacık modelde M1 geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralının değerini yüzde 6 azaltır.



Şekil 6.2.  $^{126}\text{Ba}$  ve  $^{128}\text{Ba}$  için farklı yaklaşımlar kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(M1)$  (düz çizgi) ve  $B(E1)$  (kırık çizgi) değerlerinin enerjiye göre dağılımı. Burada sadece  $B(\Pi) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir

Hesaplamalar kırılmış simetrielerin restorasyon kuvvetlerinin hamiltoniyene ilave edilmesi ile düşük enerjilerde makas modun parçalanmasını arttırdığını ve  $1^+$  durumlarının kolektifliğini yükselttiğini gösterir. İzoskaler kuvvetlerden başka izovektör efektif restorasyon kuvvetlerinin ilave edilmesi ise bir çok  $1^+$  seviyesinin yarılmasına sebep olarak düşük enerjilerde makas modun dağılımını

arttırır fakat toplam B(M1) değerini az değiştirir. Bu özellik tüm incelenen çekirdeklere has olan bir durumdur.

Öteleme değişmez olmayan (Şekil 6.2'nin sağ kısmı kesikli çizgi) ve öteleme değişmez model (şekil 6.2'nin sol kısmı kesikli çizgi) arasında karşılaştırma yapılacak olunursa öteleme değişmezliğin kırınımının restore edilmesi alçak enerjili seviyelerini fazla etkilememektedir. Dönme değişmezlikte  $\omega_i = 0$  enerjisi aşağı enerjidedir. Öteleme değişmezlikte kütle merkezinin titreşim enerjisi nötronun bağlanma enerjisi civarında olduğundan öteleme değişmezliğin restorasyonu 4 MeV'e kadar enerji seviyelerini çok az etkiler ve Goldstone dalının etkisi kendisini nükleonun bağ enerjisi ve Dev rezonans civarında gösterir. Bu durum diğer bütün Baryum izotopları içinde geçerlidir.

$^{126-136}\text{Ba}$  çekirdeklerinin toplam B(M1) dipol geçiş ihtimalinin 4 MeV enerjisine kadar izoskaler ve izovektör kısımlarının katkıları spin kuvvetleri olmadan ( $\chi_{\sigma\tau} = 0$ ) ve genel halde ( $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$  MeV) ayrı ayrı hesaplanmış olup elde edilen sonuçlar Tablo 6.4'de gösterilmiştir.

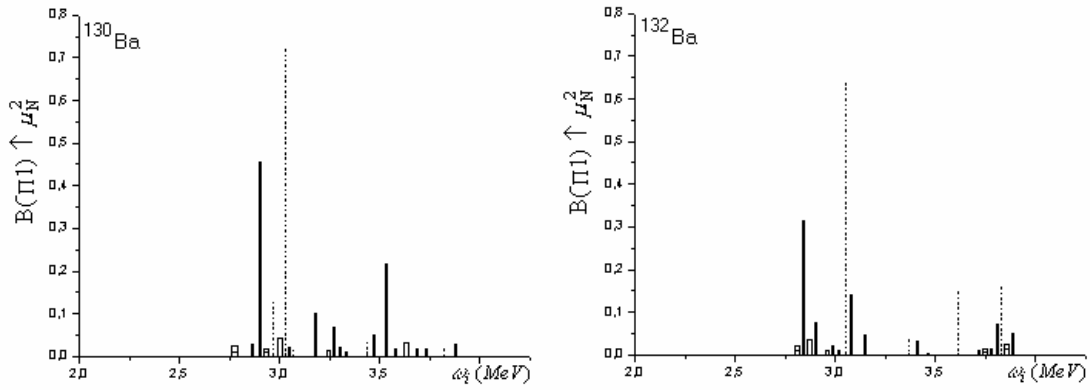
Tablo 6.4.  $^{126-136}\text{Ba}$  çekirdeklerinin 4 MeV enerjisine kadar toplam dipol geçiş ihtimalinin izoskaler ( $\tau = 0$ ) ve izovektör ( $\tau = 1$ ) kısmının kırınımının restorasyonundan dolayı meydana gelen katkıları  $\chi_{\sigma\tau} = 0$  ve  $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$  MeV için hesaplanmış değerlerinin karşılaştırılması

Çekirdek	$\Sigma B(M1), \mu_N^2$			
	$H = H_{sqp} + h_0 + h_1$		$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$	
	$\tau = 0$	$\tau = 1$	$\tau = 0$	$\tau = 1$
$^{126}\text{Ba}$	$11,0 \cdot 10^{-3}$	3,626	$4,7 \cdot 10^{-3}$	1,643
$^{128}\text{Ba}$	$18,0 \cdot 10^{-3}$	3,739	$17,5 \cdot 10^{-3}$	1,422
$^{130}\text{Ba}$	$17,0 \cdot 10^{-3}$	3,328	$17,0 \cdot 10^{-3}$	1,180
$^{132}\text{Ba}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	1,284	$13,0 \cdot 10^{-3}$	0,840
$^{134}\text{Ba}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	1,059	$3,6 \cdot 10^{-3}$	0,605
$^{136}\text{Ba}$	$0,1 \cdot 10^{-3}$	0,541	$0,1 \cdot 10^{-3}$	0,258

Tablodan görüldüğü gibi izovektör spin-spin etkileşme gücü  $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$  MeV olduğu zaman toplam dipol geçiş ihtimali  $\chi_{\sigma\tau} = 0$  olan halinden yaklaşık iki defa azdır. Makas mod B(M1) dipol gücüne izoskaler kısmından gelen katkı izovektör

kısından gelen katkıdan çok çok küçüktür. Bu sonuç 4 MeV enerjisine kadar gözlenen orbital karakterli makas mod  $1^+$  seviyelerinin izovektör tabiatlı olduğunu gösterir.

Şekil 6.3’de  $^{130,132}\text{Ba}$  çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Şekilde  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi 1)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipolu gösterir.



Şekil 6.3.  $^{130,132}\text{Ba}$  çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV’e kadar hesaplanan  $B(M1)$  (düz çizgi) ve  $B(E1)$  (kırık çizgi) değerlerinin enerjiye göre dağılımı. Şekilde sadece  $B(\Pi 1) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir

Hesaplamalardan çift-çift  $^{126-132}\text{Ba}$  izotopları için  $\omega=2,5 \div 3,5$  MeV enerji aralığında geçiş olasılığı  $B(M1)=(0,3 \div 0,64) \mu_N^2$  olan bir çok orbital kolektif seviye olduğu görülür (şekil 6.2. ve 6.3). Makas modun tespiti için  $1^+$  uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının bilinmesi çok önemlidir. Tablo 6.5’de  $^{126,128,130,132}\text{Ba}$  izotoplarının düşük enerjili  $1^+$  uyarılmalarının fiziksel niteliklerinin karşılaştırılması verilmiştir. Hesaplamalar Bölüm 5.3.2’de denklem (5.96) ile gösterilen kırılan simetrisi tam olarak restore edilmiş dönme değişmez hamiltoniyen kullanılarak yapılmıştır. Tabloda ayrıca uyarılma enerjileri,  $B(M1)$  geçiş ihtimalleri ve orbit/spin

oranı da verilmiştir. Burada  $B_l / B_s$  oranının önündeki artı işareti B(M1) gücüne orbit/spin katkılarının yapıcı, eksi işareti ise bu katkının dağıtıcı olduğunu gösterir.

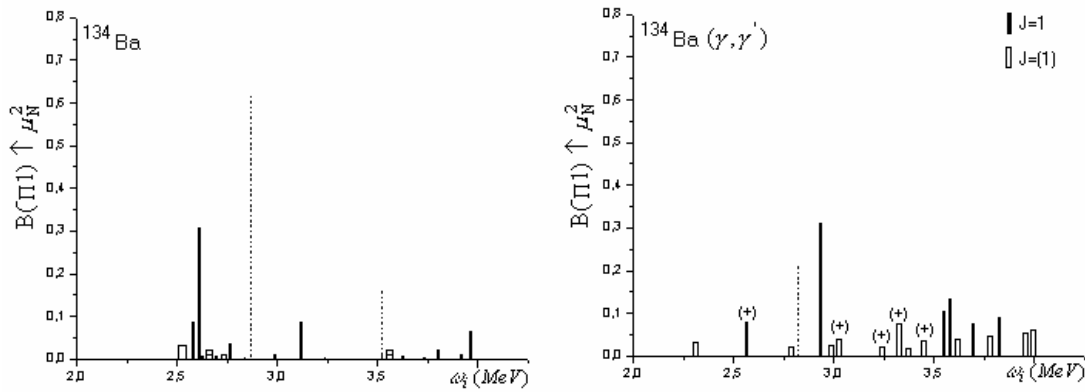
Tablo 6.5. İzovektör spin-spin kuvvetleri+izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetleri ilave edilmiş dönme değişmez ( $H = H_{spp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$ ) hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan  $\omega_i$ , B(M1) ve  $B_l / B_s$  oranının karşılaştırılması. Burada sadece  $B(M1) \geq 0.01 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir

<sup>126</sup> Ba			<sup>128</sup> Ba			<sup>130</sup> Ba			<sup>132</sup> Ba		
$\omega_i$	B(M1)		$\omega_i$	B(M1)		$\omega_i$	B(M1)		$\omega_i$	B(M1)	
(MeV)	$\mu_N^2$	B/B <sub>s</sub>	(MeV)	$\mu_N^2$	B/B <sub>s</sub>	(MeV)	$\mu_N^2$	B/B <sub>s</sub>	(MeV)	$\mu_N^2$	B/B <sub>s</sub>
2,870	0,115	2,6	3,082	0,025	2,9	2,904	0,455	14	2,844	0,316	2,2
3,187	0,399	13	3,144	0,635	6,1	3,006	0,020	-0,41	2,87	0,076	-2,7
3,493	0,146	0,61	3,236	0,067	-2,3	3,183	0,100	-6,7	3,022	0,023	0,3
3,681	0,349	-7,5	3,241	0,095	2,0	3,265	0,067	6,4	3,074	0,142	-17
3,786	0,039	-3,1	3,545	0,240	-22	3,283	0,02	0,24	3,149	0,046	-22
3,911	0,587	17	3,643	0,061	0,35	3,472	0,05	42	3,405	0,034	4,2
			3,749	0,149	3,3	3,540	0,218	-25	3,766	0,012	-9,2
			3,889	0,047	-3,7	3,584	0,019	2,5	3,825	0,074	-11
						3,593	0,031	0,8	3,875	0,051	0,92
						3,691	0,019	3,6			
						3,737	0,019	-0,27			
						3,881	0,029	6,2			

Hesaplamalar bir kural olarak orbital karakterli durumların B(M1) değerine katkısının 4 MeV'e kadar enerjilerde hakim olduğunu göstermiştir. Sonuçlar toplam B(M1) gücünün spin jromanyetik  $g_s$  çarpanından etkilenmediğini göstermiştir. Not etmek gerekir ki seviyelerin B(M1) olasılığının orbit/spin oranı  $B_l / B_s \gg 1$  ise seviyeler orbital,  $B_l / B_s \ll 1$  ise spin karakterlidir. Örneğin <sup>128</sup>Ba çekirdeğinde makas moda asıl katkıyı yapan (%21) en kolektif  $1^+$  seviyesi 3,144 MeV'de B(M1)=0,635  $\mu_N^2$  ile orbit/spin oranı  $B_l / B_s = +6,1$  olan orbital durumdur. Tüm incelenen çekirdekler için makas moda düşük enerjili durumların katkısı yaklaşık olarak %50'dir. Böyle bir durum nadir toprak elementlerinde de tespit edilmiştir (Ertuğral et al. 2006, 2006b, 2007).

Kabuk ortasına yakın bütün baryum izotopları için makas modun toplam M1 gücüne orbit ve spin katkılarının yapıcı olduğu tespit edilmiştir. Not edelim ki iyi deforme  $^{164}\text{Dy}$  çekirdeğinde de böyle yapıcı orbit-spin katkısı deneysel olarak görülmüştür (Frekers et al. 1990). Bunun tersine yıkıcı girişim bir kural olarak kapalı kabuklara yakın ağır baryum izotopları için meydana gelir. Yüksek uyarılma enerjilerinde spin katkısı baskındır ve daha küçük orbital matris elemanları yıkıcı girişim yapar. Dolu kabuklara yaklaştıkça makas mod üzerine tek parçacık etkisinin güçlü bir tesiri beklenir. Örneğin  $^{126}\text{Ba}$  çekirdeğinde 3,187 MeV enerjide en kolektif durumun normunun %60'dan fazlası iki kuaziparçacıklı durumların büyük bir sayısı arasında bölünür. Buna karşın  $^{136}\text{Ba}$  izotopunda dalga fonksiyonunun tüm normu 2 seviye arasında paylaşılır.

$^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin kapsamlı deney sonuçları olduğundan şimdi bu çekirdek ele alınsın. Teorik olarak hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel olarak Maser et al. (1996) tarafından gözlenen değerlerle karşılaştırılması şekil 6.4'de gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi 1)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipolu gösterir.



Şekil 6.4.  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel olarak Maser et al. (1996) tarafından gözlenen dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılması. Şekilde sadece  $B(\Pi 1) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir. Deneyde (+) ile verilen işaret paritenin yüksek ihtimalle pozitif olduğu durumları, düz çizgi  $J^{\pi}$ 'si 1 olan seviyeleri, içi boş bar yüksek ihtimalle  $J^{\pi}$ 'si 1 olan seviyeleri kesikli çizgi ise negatif pariteli durumları gösterir.

Şekilden görüldüğü gibi teori deneyden daha fazla düşük enerjili  $1^+$ -durumları olduğunu gösterir.  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeği için en kolektif durum 2,612 MeV enerjide  $B(M1)=0,305 \mu_N^2$  'li orbit/spin oranı  $M_I/M_S = -19$  olan durumdur. Deneysel olarak bu durum 2,939 MeV'de  $B(M1)=0,307 \mu_N^2$  ile gözlenmiştir. Teori deneyde gözlenen bu seviyenin makas mod olduğunu vurgulamaktadır. Bunun yanı sıra düşük enerjilerde teori 2,571 MeV'de  $B(M1)= 0,08 \mu_N^2$  orbit/spin oranı  $M_I/M_S = +5 \cdot 10^{-2}$  çok düşük olan zayıf kolektif bir spin-titreşim durumunu da gösterir. Bunun da deneysel olarak 2,583 MeV'de gözlenen  $B(M1)=0,08 \mu_N^2$  durumu olduğu varsayılabilir. Bunu tasdik etmek için söz konusu seviyenin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi çok önemlidir.

Gamov-Teller  $\beta$  bozunumunun durumların spin katkısına göre seçici olduğu bilinir. Diğer taraftan beta bozunum verileri bu seviyelerin paritelerinin artı olduğunu göstermektedir NRF sonuçları ise bu seviyelerin spinlerinin 1 olduğunu tespit etmiştir. Böylece bu karşılaştırmalardan ve durumların bozunma karakteristiklerinden önceden  $\beta$  bozunmada (Greenwood et al. 1976) ve son zamanlarda foton saçılma deneylerinde 2,583 MeV ve 2,939 MeV'de gözlenen durumların spininin ve paritesinin  $1^+$  olduğu söylenebilir.

$^{134}\text{Ba}$  çekirdeği için teorik olarak öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak elektrik dipol geçişleri hesaplandığı zaman 2,872 MeV enerjide  $B(E1)=4,57 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$  ve 3,520 MeV enerjide  $B(E1)=1,16 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$  olan iki durum olduğu bulunmuştur. İlk durum deneysel olarak 2,824 MeV enerjide  $B(E1)=2,3 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$  olarak gözlenmiştir (Maser et al. 1996). Bunun yanı sıra teorik olarak 3,5÷4 MeV enerji aralığında toplam gücü  $B(M1)=0,10 \mu_N^2$  olan 5 zayıf M1 geçişi bulunmuştur. Bu seviyelerin dördü yüksek orbit/spin oranına sahiptir ve makas mod durumlarına aittir. Deneyde de aynı enerji aralığında toplam M1 gücü  $B(M1)<0,08 \mu_N^2$  olan dört zayıf uyarılma gözlenmiştir. Bu bölgede teorik hesaplamaların tahmin ettiği toplam  $B(E1)=2,2 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$  ( $0,2 \mu_N^2$ ) gücü gözlenen seviyelerin dipol gücünden çok büyük olduğundan deneysel olarak gözlenen bu dört seviyenin M1 karakterli olduğu kanaati daha yüksektir.

$^{134}\text{Ba}$ 'ün düşük enerjili  $1^+$  uyarılmaları için farklı modeller kullanılarak hesaplanan sonuçların karşılaştırılması Tablo 6.6'da gösterilmiştir. Tabloda dönme değişmez olmayan ( $H=H_{sqp}+V_{\sigma\tau}$ ) durum (1), dönme değişmez QRPA modelde izoskaler etkin kuvvetler ilave edilen ( $H=H_{sqp}+h_0+V_{\sigma\tau}$ ) hamiltoniyen (2) ve izoskaler+izovektör etkin kuvvetler ilave edilen ( $H=H_{sqp}+h_0+h_1+V_{\sigma\tau}$ ) hamiltoniyen ise (3) ile gösterilmiştir. Tabloda aynı zamanda uyarılma enerjileri,  $B(M1)$  olasılığı ve orbit/spin oranı da gösterilmiştir. Dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan model kullanılarak yapılan hesaplamalarda enerjiler birbirine yakın çıkmıştır. Restorasyon kuvvetlerinin izoskaler kısmından gelen toplam  $B(M1)$ 'in makas moda katkısı izovektör kuvvetlerinin katkısından daha büyüktür. Bunun yanı sıra hesaplamalarda izovektör restorasyon kuvvetlerinin varlığı M1 gücünün ayrışımını artırır ve orbit/spin oranını çok güçlü bir şekilde etkiler.

Tablo 6.6. Dönme değişmez olmayan (1) ve dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımda  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin  $\omega_i$ ,  $B(M1)$  ve  $M_1/M_s$  için hesaplanmış değerlerinin karşılaştırılması. Tabloda sadece  $B(M1) \geq 0.01 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir

$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau}$ (1)			$H = H_{sqp} + h_0 + V_{\sigma\tau}$ (2)			$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$ (3)		
$\omega_i$ (MeV)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$M_1/M_s$	$\omega_i$ (MeV)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$M_1/M_s$	$\omega_i$ (MeV)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$M_1/M_s$
2,556	0,72	4,49	2,579	0,14	0,62	2,588	0,08	0,17
2,604	0,22	-4,85	2,603	0,19	-6,3	2,612	0,31	-19
2,615	0,06	-2,64	2,693	0,02	2,2	2,764	0,03	4,5
2,714	0,15	5,18	2,909	0,15	4,6	2,994	0,01	-0,37
2,744	0,10	-4,02	3,236	0,01	1,1	3,119	0,08	$-1.2 \cdot 10^4$
3,240	0,03	4,03	3,805	0,02	3,2	3,810	0,02	2,5
3,785	0,05	4,79	3,916	0,01	19	3,926	0,01	14
—	—	—	3,972	0,06	20	3,972	0,06	18

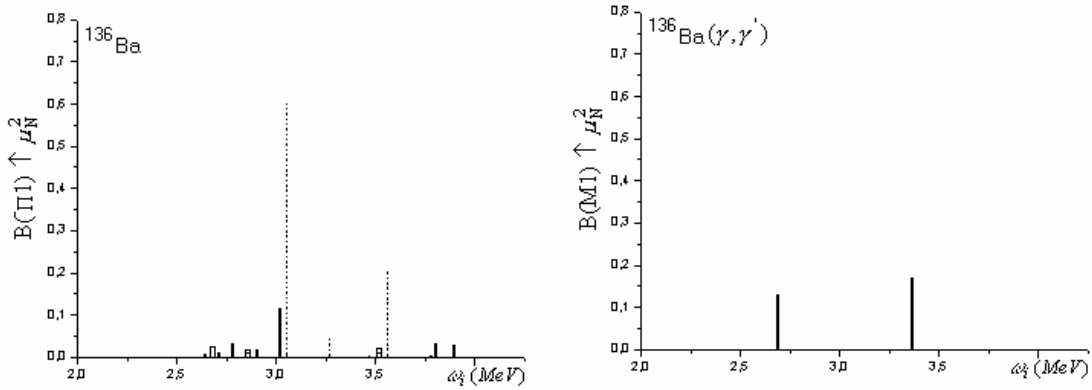
Tablodan görüldüğü gibi  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinde dönme değişmez olmayan model (1) kullanılarak yapılan hesaplamalarda  $\sum B(M1) = 1,33 \mu_N^2$ , hamiltoniyene izoskaler etkin kuvvetlerin eklenmesiyle (2) yapılan hesaplamalarda ise  $\sum B(M1) = 0,6 \mu_N^2$  bulunmuştur. Görüldüğü gibi hamiltoniyene izoskaler restorasyon kuvvetlerinin



eklenmesiyle toplam B(M1) gücü yarı yarıya azalmış ve sonuçlar deney sonuçlarına yaklaşmıştır. İzoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör kuvvetlerinin de hamiltoniyene eklenmesiyle (3)  $\sum B(M1) = 0,57\mu_N^2$  olarak bulunmuş ve bu sonuç deney sonuçlarıyla daha da uyumlu bir hale gelmiştir. Böylece teorik hesaplamalarda izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması durumların yeniden dağılımına sebep olmuş ve bir çok seviyede toplam B(M1) gücü parçalanarak deneyle uyum elde edilmiştir.

Bilindiği gibi dipol uyarılmaların  $K=1$  dalından başka  $K=0$  dalı da var olmaktadır. Deneyler bu dalın spektrumun neresine yerleştiğinin tespitinde zorluk çekmektedirler ve makas moda karışmasından endişelenmektedirler. Buna göre de düşük enerjilerde  $1^+$  durumlarının  $K=0$  kolunun rolünü araştırmak öğreticidir. Teori  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeğinin  $K=0$  dalı için  $\omega_1=2,588$  MeV enerjide  $B(M1)=0,034\mu_N^2$  ve  $\omega_2=2,711$  MeV enerjide  $B(M1)=0,011\mu_N^2$  olan iki zayıf seviyenin olduğunu gösterir. Bu seviyelerin toplam dipol kalınlığı 2,3 meV'dir. Spektroskopik bölgedeki dipol seviyelerin toplam bozulma kalınlığına bu iki durumun katkısı %2'den küçüktür. Böylece teorik sonuçlar  $^{134}\text{Ba}$  çekirdeği için, iyi deforme çekirdeklerde olduğu gibi, gözlenen güçlü M1 uyarılmalarının büyük olasılıkla  $\Delta K = 1$  karakterine sahip olduğunu ileri sürmektedir. Bu sonuçlar araştırılan bütün baryum izotopları için geçerlidir (bkz. Şekil 6.2, Şekil 6.3 ve Şekil 6.4).

Deney verileri bilinen diğer baryum izotopu  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğidir. Bu çekirdeğin düşük enerjili M1 ve E1 güç dağılımı için QRPA sonuçları ve uygun deneysel değerlerin karşılaştırılması şekil 6.5'de gösterilmiştir. Şekilde  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin B( $\Pi 1$ ) sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipolu gösterir.



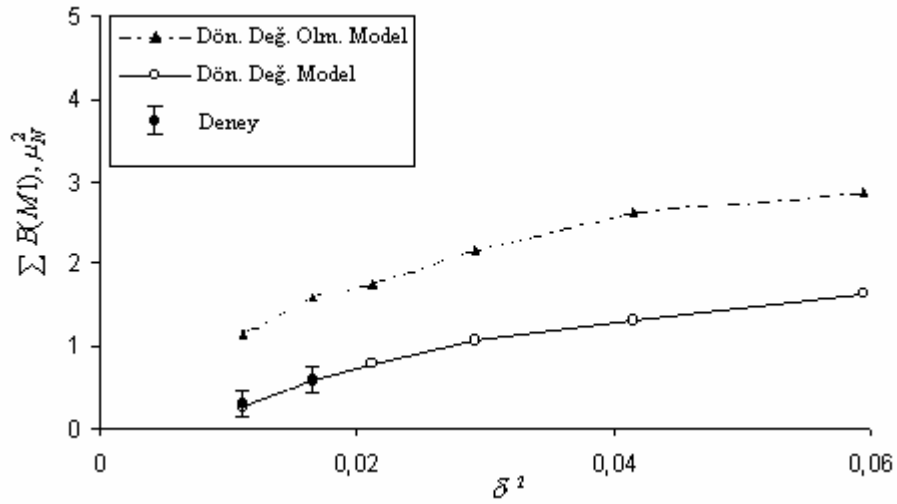
Şekil 6.5.  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeğinin dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel (Pietralla et al. 1998) olarak gözlenen dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılması. Şekilde sadece  $B(\Pi 1) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi = E$  elektrik dipol,  $\Pi = M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir..

Şekil 6.5'den görüldüğü gibi düşük enerjilerde teori 3,043 MeV'de  $B(M1)=0,116 \mu_N^2$  olan zayıf kolektif bir spin-titreşim seviyesi gösterir. Bunun da deneysel olarak 2,694 MeV'de gözlenen  $B(M1)=0,13 \mu_N^2$  durumu olduğu varsayılabilir. IBM-2 modeli ise bu enerji değerindeki  $B(M1)=0,214 \mu_N^2$  olarak hesaplamıştır (Arima et al. 1977). Görüldüğü gibi QRPA model öngörülere deneyle uyum içerisinde olmasına rağmen IBM-2 hesaplamaları deneyde gözlenen seviyenin yaklaşık iki katı kadar fazla bir değer vermiştir.  $^{136}\text{Ba}$  çekirdeği için spektroskopik enerji bölgesinde deneyler toplam gücü  $B(M1)=0,30 \mu_N^2$  ve ortalama enerjisi  $(\sum \omega_i B(M1) / \sum B(M1)) \bar{\omega} = 3,10$  MeV olan iki seviyenin var olduğunu göstermektedir. Buna karşın teori  $B(M1)$  değeri küçük olan daha çok sayıda makas mod  $1^+$  seviyelerini ön görmektedir. Bu seviyelerin toplam M1 gücüne katkıları  $B(M1)=0,26 \mu_N^2$  ve ortalama rezonans enerjisi ise  $\bar{\omega} = 3,17$  MeV'dir. Toplam M1 geçiş ihtimaline esas katkıyı  $B(M1)=0,12 \mu_N^2$  olan 3,043 MeV enerjili orbital seviye verir. Bu seviyenin orbit/spin oranı  $M_l/M_s = -13$ 'dür. Bunun yanı sıra teori 3 MeV'in altında orbit/spin oranı  $M_l/M_s = -2 \cdot 10^{-1}$  olan çok zayıf kolektif spin-titreşim  $1^+$  seviyelerinin olduğunu da gösterir. Bu seviyelerin makas modun toplam M1 gücüne katkıları çok küçüktür,  $\sum B(M1) = 0,07 \mu_N^2$ .

Çalışmada makas modun varlığı yarı sihirli  $^{138}\text{Ba}$  ( $N=82$ ) çekirdeği için  $\delta_2=0,093$  deformasyon parametresi kullanılarak araştırılmış ve teori de pozitif yada negatif pariteli hiç bir dipol uyarılma seviyesi ön görülmemiştir. NRF deneylerinde de (Scheck et al. 2004) sihirli  $^{138}\text{Ba}$  izotopunda 4 MeV'in altında M1 uyarılması gözlenmemiştir. Bu çekirdek de tahmin edilen en düşük  $1^+$  durumu 4,9 MeV'de  $B(M1)=0,12 \mu_N^2$ ,  $M_l/M_s = 10^{-2}$  olan spin-titreşim karakterine sahiptir. Benzer durum  $N=82$  olan başka sihirli  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{142}\text{Nd}$  ve  $^{144}\text{Sm}$  çekirdeklerinde de gözlenmiştir (Kuliev et al. 2002). Bu sonuçlar makas modun formasyonunda kapalı kabukların dışında nötron-proton etkileşiminin önemini gösterir.

İyi deforme çekirdeklerde makas modun toplam  $B(M1)$  gücünün deformasyon parametresinin karesiyle lineer olarak değişimi deneysel olarak gözlenmiş (Ziegler et al. 1990) bunun teorik açıklaması ise dönme değişmez modelde tam olarak Kuliev et al. (2002)'de gösterilmiştir. Baryum izotopları için deneysel verilerin yetersizliğinden dolayı bu tür araştırmalar yapılmadığından M1 gücünün deformasyon bağımlılığının bu izotop zinciri çekirdekleri için de incelenmesi teorik ve deneysel bakımdan oldukça önemlidir.

Şekil 6.6'da  $^{126-136}\text{Ba}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $1^+$  durumlarının 4 MeV enerjisine kadar dönme değişmez olmayan (kesikli çizgi), dönme değişmez model (düz çizgi) ve az sayıda da olsa elde olan deney sonuçlarının ( $\bar{\Gamma}$ ) toplam  $B(M1)$  gücünün  $\delta^2$  bağımlılığının karşılaştırılması gösterilmiştir. Şekilden dönme değişmez olmayan modelin dönme değişmez modelden iki kat fazla değer verdiği bunun yanı sıra restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle  $B(M1)$  gücünün azaldığı ve deneyler ile uyumsuzluğu yeterince azalttığı görülür.

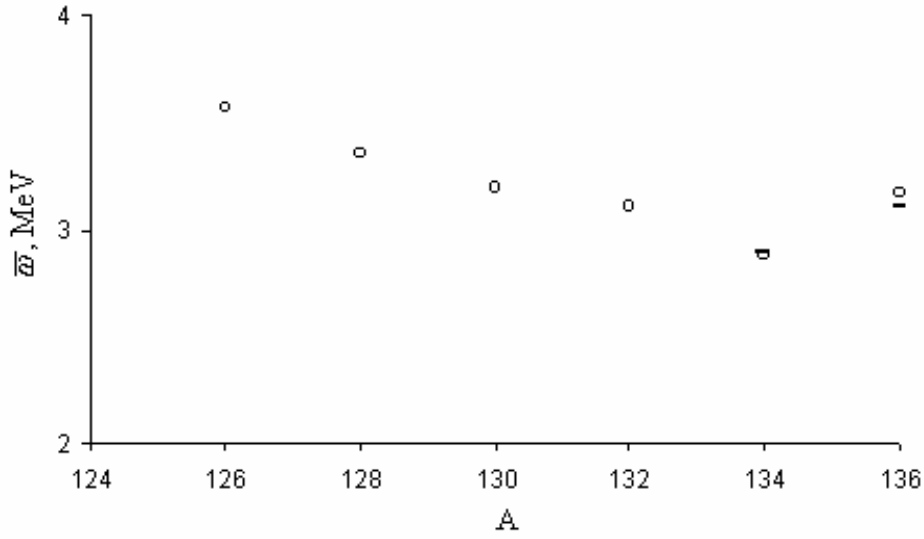


Şekil 6.6.  $^{126-136}\text{Ba}$  izotop zinciri çekirdekleri için dönme değişmezliğin hesaba katıldığı (düz çizgi) ve katılmadığı (kesikli çizgi) durumlar için toplam makas mod gücünün  $\delta^2$  deformasyon parametresine bağımlılığı. Deneysel sonuçlar  $^{134}\text{Ba}$  için Maser et al. (1996) ve  $^{136}\text{Ba}$  için Pietralla et al. (1998)'dan alınmıştır. Şekilde kütle sayısı  $\delta^2$ 'nin azalmasıyla artar

$B(M1)$  gücünün yanı sıra orbital  $1^+$  durumlarının diğer önemli niceliği  $\bar{\omega}$  makas mod uyarılma enerjilerinin ortalama değeridir. Makas mod uyarılmalarının enerji merkezini kurmak için 4 MeV'in altında M1 geçişli matris elemanlarının enerji ağırlıklı  $\sum_i \omega_i B(M1, \omega_i)$  ve enerji ağırlıksız  $\sum_i B(M1, \omega_i)$  toplam kuralından yararlanılır

$$\bar{\omega} = \frac{\sum_i \omega_i B(M1, \omega_i)}{\sum_i B(M1, \omega_i)}, \quad (6.1)$$

ve özellikle  $\bar{\omega}$ 'nin  $A$  kütle sayısına bağımlılığı araştırılarak teorik sonuçlar uygun deneysel verilerle karşılaştırılacaktır. Şekil 6.7'de  $\bar{\omega}$  enerjisinin teorik ve deneysel değerlerinin  $A$ 'ya bağlı olarak değişmesi gösterilmiştir.



Şekil 6.7.  $^{126-136}\text{Ba}$  izotopları için makas modun ortalama rezonans enerjisinin  $A$ 'ya bağımlılığı.  $\bar{\omega}$ 'nin deneysel sonuçları düz çizgi ile (-), teorik sonuçlar ise (o) ile gösterilmiştir. Teorik hesaplamalar (6.1) formülü kullanarak yapılmıştır. Deneysel sonuçlar  $^{134}\text{Ba}$  için Maser et al. (1996) ve  $^{136}\text{Ba}$  için Pietralla et al. (1998)'den alınmıştır. Şekilde kütle sayısı  $\delta^2$ 'nin azalmasıyla artar

Görüldüğü gibi teorik sonuçlarla deney sonuçları arasında çok iyi bir uyum vardır ve rezonans enerjisinin  $A$ 'ya bağımlılığının zayıf olduğu görülmektedir. Böyle bir bağımlılık  $\bar{\omega} \approx A^{-1/3}$  MeV oranından kaynaklanabilir (Enders et al. 1999). B(M1) değeri hafif izotoplar için  $A$  ile ters orantılı olarak hızlı bir şekilde yükselirken, nötron sayısı orta kabuğa doğru arttığı zaman B(M1) değeri doyuma ulaşır. Böyle doymuş B(M1) durumu proton sayısı orta kabuğa yaklaştığı zaman nadir toprak elementlerinde de gözlenmiştir (Kuliev et al. 2000, 2002, Guliyev et al. 2002).

Makas mod uyarılmaları için  $\bar{\omega}$  enerji merkezi, toplam B(M1) ve enerji ağırlıklı toplam kuralı (EWSR) daha önce yukarıda bahsedilen dönme değişmez olmayan (1), izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restorasyon kuvvetlerinin dahil edildiği dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan sonuçlar Tablo 6.7'de gösterilmiştir. Tabloda ayrıca Enders (2005) tarafından verilen yarı deneysel toplam B(M1) (4) ile ve Moya de Guerra et al. (1993), (1987) ve (1987b) tarafından verilen enerji ağırlıklı toplam kuralı (5) ile gösterilmiştir. Elde edilen sonuçlar deneysel gözlenen M1 dipol uyarılmalarıyla karşılaştırılmıştır (Maser et al. 1996, Pietralla et al. 1998).

Tablo 6.7. Toplam B(M1),  $\bar{\omega}$  ve EWSR'nin dönme değişmez olmayan (1) ve izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) dahil edildiği dönme değişmez hamiltoniyen, Enders et al. (2005) tarafından verilen yarı deneysel enerji ağırlıksız toplam B(M1) (4) ve Moya de Guerra (1993), (1987) (1987b) tarafından verilen enerji ağırlıklı toplam kuralı (5)'in deneysel gözlenen M1 dipol uyarılma sonuçları ile karşılaştırılması. Deneysel sonuçlar  $^{134}\text{Ba}$  için Maser et al. (1996) ve  $^{136}\text{Ba}$  için Pietralla et al. (1998)'dan alınmıştır

Çek.	$\bar{\omega}$ [MeV]					$\Sigma B(M1) [\mu_N^2]$					$\Sigma \omega \cdot B(M1) [\text{MeV} \cdot \mu_N^2]$				
	(1)	(2)	(3)	(4)	exp.	(1)	(2)	(3)	(4)	exp.	(1)	(2)	(3)	(5)	exp.
$^{126}\text{Ba}$	3,47	3,47	3,57	4,13	–	2,41	1,38	1,64	1,55	–	8,38	4,78	5,84	5,98	–
$^{128}\text{Ba}$	3,33	3,36	3,35	4,19	–	2,32	1,37	1,32	1,14	–	7,72	4,59	4,43	4,99	–
$^{130}\text{Ba}$	3,21	3,22	3,20	3,96	–	2,15	1,09	1,08	0,92	–	6,90	3,51	3,46	4,28	–
$^{132}\text{Ba}$	3,05	3,15	3,11	3,63	–	1,75	0,81	0,78	0,63	–	5,34	2,55	2,43	2,83	–
$^{134}\text{Ba}$	2,73	2,88	2,88	3,68	3,14	1,59	0,61	0,60	0,50	0,56	4,34	1,76	1,73	2,21	1,76
$^{136}\text{Ba}$	2,81	3,13	3,17	4,96	3,11	1,13	0,25	0,26	0,30	0,26	3,18	0,78	0,82	1,29	0,81

Tablodan görüldüğü gibi dönme değişmez olmayan model (1) kullanılarak hesaplanan B(M1) değerleri deneysel değerlerden yaklaşık iki kat fazla vermiştir. Bunun yanı sıra (3) restorasyon kuvvetlerinin hamiltoniyene ilave edilmesiyle B(M1) gücü azalmış ve sonuçlar deneysel sonuçlara yaklaşmıştır. Tablodan görüldüğü gibi toplam B(M1) gücünün Enders et al. (2005) tarafından teorik olarak bulunan (4) yarı deneysel değerleri  $^{134}\text{Ba}$  ve  $^{136}\text{Ba}$  için ölçülen değerlere yakındır. Bununla beraber bu modelde hesaplanan makas modun ortalama enerjisi deneyde bulunan sonuçtan daha büyüktür. Bunun yanı sıra lineer enerji ağırlıklı toplam kuralının EWSR'in (5) yarı deneysel sonuçları (Moya de Guerra 2005) deney sonuçlarından 1,5 kat kadar fazladır. Böylece kırılmış simetrlili hamiltoniyen kullanılan modellerde düşük enerjilerde toplam M1 gücünü olduğundan fazla tahmin ettiği görülür. Tam olarak restore edilmiş hamiltoniyen kullanan modeller deneyle uyum içindedir.

Şimdi restore edici kuvvetlerin deformasyondan dolayı toplam kuralına katkı sağlayan terimlerinin yüzdelik oranları belirlensin. Tablo 6.8 ve 6.9'da  $^{126-136}\text{Ba}$  ve  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin toplam manyetik dipol geçiş ihtimali daha önce denklem (5.112) ile verilen dönme değişmez olmayan  $S_{\text{NR1}}$ , izoskaler  $S_0$  ve izovektör  $S_1$  kısmının restorasyonundan gelen katkılarla tüm toplam kuralının sonucu  $S_{\text{top.}}$  gösterilmiştir. Tablolar da yalnızca kırımdan dolayı toplam kuralına katkı sağlayan esas terimler karşılaştırılmaktadır. Sayısal hesaplamalar bu terimlerin toplam kuralına katkılarının %6 civarında olduğunu göstermektedir.

Tablo 6.8.  $^{126-136}\text{Ba}$  izotop zinciri çekirdeklerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının ayrı ayrı hesaplanmış değerleri. Tabloda Bölüm 5.3.2.1.'de verilen denklem (5.112)'nin ilk terimi dönme değişmez olmayan ( $S_{\text{NR1}}$ ), ikinci terimi izoskaler ( $S_0$ ) ve üçüncü terim izovektör ( $S_1$ ) ve tüm toplam kuralının sonucu ( $S_{\text{top.}}$ ) gösterilmiştir. Hesaplamalar  $\mu_N^2$  birimlerinde yapılmıştır

Çekirdek	$[\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]]_{QRPA}$			
	$S_{\text{NR1}}$	$S_0$	$S_1$	$S_{\text{top.}}$
$^{126}\text{Ba}$	39,0	-14,9	1,1	329,75
$^{128}\text{Ba}$	29,4	-10,9	1,08	312,53
$^{130}\text{Ba}$	22,6	-8,10	1,09	306,65
$^{132}\text{Ba}$	18,1	-6,30	1,08	309,55
$^{134}\text{Ba}$	14,9	-4,80	1,17	317,71
$^{136}\text{Ba}$	10,5	-2,90	1,41	332,97

Tablo 6.9.  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının ayrı ayrı hesaplanmış değerleri. Tabloda Bölüm 5.3.2.1.'de verilen denklem (5.112)'nin ilk terimi dönme değişmez olmayan ( $S_{\text{NR1}}$ ), ikinci terimi izoskaler ( $S_0$ ) ve üçüncü terim izovektör ( $S_1$ ) ve tüm toplam kuralının sonucu gösterilmiştir. Hesaplamalar  $\mu_N^2$  birimlerinde yapılmıştır.

Çekirdek	$[\bar{\mu}^+, [H, \bar{\mu}]]_{QRPA}$			
	$S_{\text{NR1}}$	$S_0$	$S_1$	$S_{\text{top.}}$
$^{164}\text{Er}$	54,5	-31,1	-1	426,52
$^{166}\text{Er}$	58,6	-31,4	-1,75	449,41
$^{168}\text{Er}$	62,7	-33,0	-4,32	462,95
$^{170}\text{Er}$	70,6	-35,8	3,85	504,18

Tablo 6.8 ve 6.9'dan görüldüğü gibi genel olarak toplam kuralına deformasyondan gelen katkı ( $S_{NRI}$ ) restorasyon kuvvetlerinin işin içine girmesiyle ( $S_0$  ve  $S_1$ ) %60 civarında azalır. Buradan da dönme değişmez olmayan modelin önemi açıkça görülmektedir. Bu sonuç Şekil 6.6'da elde edilen sonuçları da teyit etmektedir. Denklem (5.112)'nin dördüncü terimi olan spinden gelen katkı toplam kuralına yaklaşık %95 katkı verir. Restorasyon kuvvetlerinin katkısı toplam kuralını %6 azaltır. Çekirdek ağırlaştıkça deformasyon azaldığından toplam kuralına gelen katkıda yaklaşık üç defa azalır.

Tablo 6.8 ve 6.9'dan görüldüğü gibi izoskaler kısmın restorasyonundan gelen katkı izovektör kısmın restorasyonundan gelen katkıdan çok çok büyüktür. Bunun esas nedeni ortalama alan potansiyelinin izoskaler kısmının izovektör teriminden çok çok büyük olmasıdır. Katkının böyle küçük olmasına rağmen daha önce bahsedildiği gibi izovektör terimi makas mod seviyelerinin ayrışmasında oldukça önemli bir rol oynar. Fakat kullanılan ortalama alan potansiyelinde spin-orbital teriminin de (5.112'nin son terimi) zayıf da olsa dönme değişmezliği bozmasından dolayı analitik olarak bu terim meydana gelir. Sayısal hesaplamalar bu terimin toplam kuralına katkısının %1'den küçük olduğunu gösterir. Tablo 6.9'dan görüldüğü gibi toplamda dönme değişmez olmayan ve izoskaler kısmın restorasyonundan gelen katkı  $A$  kütle sayısı arttıkça azalır. Bu durumun esas sebebi Baryum izotop zinciri çekirdeklerinde kütle sayısı arttıkça kabukların dolmaya başlamasıyla deformasyonun azalması biçimlerinin küresele dönüşmesidir.  $\gamma$  parametresi Bölüm 5'de gösterildiği gibi dönme değişmezliğinin kırınımının bir ölçüsüdür. Buna göre de değişmezlik kırınımı büyük oldukça  $\gamma$ 'da büyük olur. Bu da kendisini hafif baryum izotoplarında gösterir. Tablodan görüldüğü gibi toplam kuralına  $h_I$  izovektör restorasyon teriminden gelen katkı  $A$  kütle sayısı arttıkça çok fazla değişmemektedir. Bunun esas nedeni ortalama alan potansiyelinde birbirinden farklı iki tür izovektör katkısının olmasıdır. Bunların biri potansiyeldeki simetri enerjisi diğeri ise protonların Coulomb potansiyel enerjisidir. Çekirdeğin biçimi küresele yaklaştıkça dönme değişmezliğin simetri enerjisinden gelen kırınım azalır fakat deformasyonun Coulomb potansiyeline etkisi az olduğundan toplam kuralındaki izovektör terim deformasyon değişiminden az etkilenir.



Tablo 6.10'da  $^{126-136}\text{Ba}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanmış  $I^\pi K=1^-1$  ve  $1^-0$  dipol uyarılmalarının geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve rezonans enerjisinin ortalama değeri gösterilmiştir.

Tablo 6.10.  $^{126-136}\text{Ba}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV'e kadar hesaplanmış dipol geçiş ihtimali, enerji ağırlıklı toplam kuralı ve ortalama enerjinin  $K=1$  ve  $K=0$  kolu için hesaplanan sonuçların karşılaştırılması. Tabloda  $\sum B(E1)$  değerleri  $1\mu_N^2 = 11,06 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$  birimlerinde verilmiştir.

Çekirdek	K=1			K=0		
	$\sum B(E1)$ ( $\mu_N^2$ )	$\sum B(E1)\omega_i$ ( $\mu_N^2 \text{ MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $\mu_N^2$ )	$\sum B(E1)\omega_i$ ( $\mu_N^2 \text{ MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
$^{126}\text{Ba}$	0,92	2,70	2,93	0,13	0,34	2,59
$^{128}\text{Ba}$	0,97	2,85	2,94	0,06	0,16	2,79
$^{130}\text{Ba}$	0,93	2,84	3,06	0,07	0,12	1,73
$^{132}\text{Ba}$	0,99	2,85	2,90	0,11	0,18	1,67
$^{134}\text{Ba}$	0,82	2,47	3,01	0,04	0,13	3,11
$^{136}\text{Ba}$	0,85	2,70	3,19	0,04	0,12	3,28

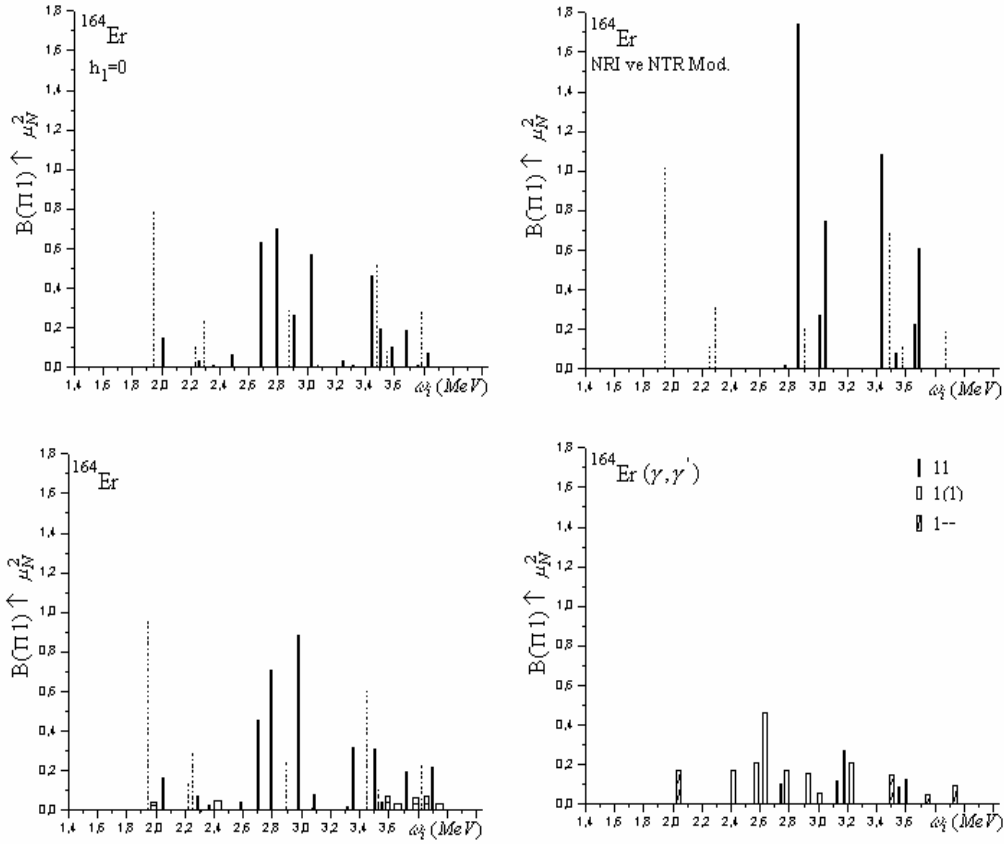
Tablo 6.10'dan görüldüğü gibi elektrik dipol uyarılmalarının  $K=0$  dalı  $K=1$  dalından çok çok küçüktür. Ayrıca  $^{126-136}\text{Ba}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $K=1$  ve  $K=0$  dalının toplam kuralına katkısı teorik olarak incelenmiş olup spektroskopik enerji bölgesindeki toplam kuralına katkıları sırasıyla  $I^\pi K=1^-1$ ,  $1^+1$ ,  $1^-0$ , ve  $1^+0$  için yaklaşık olarak %50, %45, %3 ve %2 bulunmuştur. Bu sonuçlardan yola çıkarak spektroskopik enerji bölgesinde seviyelerin  $\Delta K=1$  karakterli olduğu,  $1^-1$  ve  $1^+1$  geçiş ihtimallerinin birbirine karıştığı bu seviyelerin birbirinden ayrılabilmesi için daha ince deneysel sonuçlara ihtiyaç duyulduğu görülmektedir.

### 6.1.2. Çift-çift $^{164-170}\text{Er}$ İzotop Zinciri Çekirdekleri için Sayısal Sonuçlar

Erbiyum izotopları iyi deforme bölgesinin en kararlı deformasyonuna sahip olduklarından dolayı bu çekirdeklerde makas modun özellikleri daha bariz bir şekilde kendisini göstermelidir. Teori açısından bu çekirdeklerin deformasyon parametreleri en büyük olduğundan M1 güçleri de diğer çekirdek izotoplarından büyük olmalıdır. Buna göre nümerik hesaplamalarda kullanılan modellerin güvenilirliğinin test edilmesi bakımından çift-çift  $^{164-170}\text{Er}$  izotoplarının incelenmesi çok önemlidir.

Burada da Bölüm 6.1.1'de olduğu gibi  $1^-$  ve  $1^+$  durumlarının uyarılmaları öteleme ve dönme değişmez QRPA metodu çerçevesinde incelenecek elde edilen sonuçlar kırımlı hamiltoniyen kullanılan model sonuçlarıyla karşılaştırılarak sahte durumların yalıtılmasının etkisinin iyi deforme çekirdekler için de çok önemli olduğu  $^{164,166}\text{Er}$  çekirdekleri örnek alınarak gösterilecektir. Hesaplamalar elektrik dipol uyarılmaları için Bölüm 5'de elde edilen (5.88)-(5.91) formülleri kullanılarak yapılacaktır. Manyetik dipol uyarılmaları için ise Bölüm 5.3.2'de verilmiş dönme değişmez QRPA modeli formülleri kullanılarak hesaplanacaktır. Bu tez çalışmasında dipol uyarılmaları için geliştirilen öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli çerçevesinde farklı yaklaşımlar kullanılarak  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği için hesaplanan  $B(M1)$  ve  $B(E1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımı Şekil 6.8'de gösterilmiştir. Şekilde dönme ve öteleme değişmez olmayan (NRI ve NTR), yalnızca izoskaler restorasyon kuvveti ilave edilmiş hamiltoniyen ( $h_1=0$ ) ve dönme ve öteleme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Şekilde  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi1)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir. Deneysel sonuçlar da düz çizgi spini ve kuantum sayısı 1 olan durumları, içi boş bar spini 1 kuantum sayısı yüksek ihtimalle (1) olan durumları, çizgili bar ise

spini 1 kuantum sayıları belirsiz olan durumları gösterir. Deneysel sonuçların hiçbirinde parite belirlenememiştir.



Şekil 6.8. Efektif kuvvetler için farklı yaklaşımlar kullanılan QRPA'da  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(M1)$  (düz çizgi) ve  $B(E1)$  (kırık çizgi) değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla (Maser et al. 1996a) karşılaştırılması. Burada sadece  $B(\Pi 1) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir

Şeklin üst kısmında  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği için kırılan öteleme ve dönme simetrlili (Şekil 6.8'in üst sağ kısmı) ve yalnızca izoskaler kısmı restore edilmiş dönme değişmez model kullanılarak yapılan hesaplamaların sonuçları (Şekil 6.8'in üst sol kısmı) alt kısmında ise öteleme ve dönme değişmez model kullanılarak elde edilen sonuçlar (Şekil 6.8'in alt sol kısmı) ve deney sonuçları (Şekil 6.8'in alt sağ kısmı) karşılaştırılmıştır (Maser et al. 1996a). Bu sonuçlardan kırılan dönme simetrlili hamiltoniyen kullanılan modelin düşük enerjilerde  $M1$  gücünü çok yüksek tahmin ettiği görülür. Sadece izoskaler kısmı restore edilmiş hamiltoniyen kullanılarak bulunan sonuçlarla dönme değişmez model kullanılarak elde edilen sonuçlar

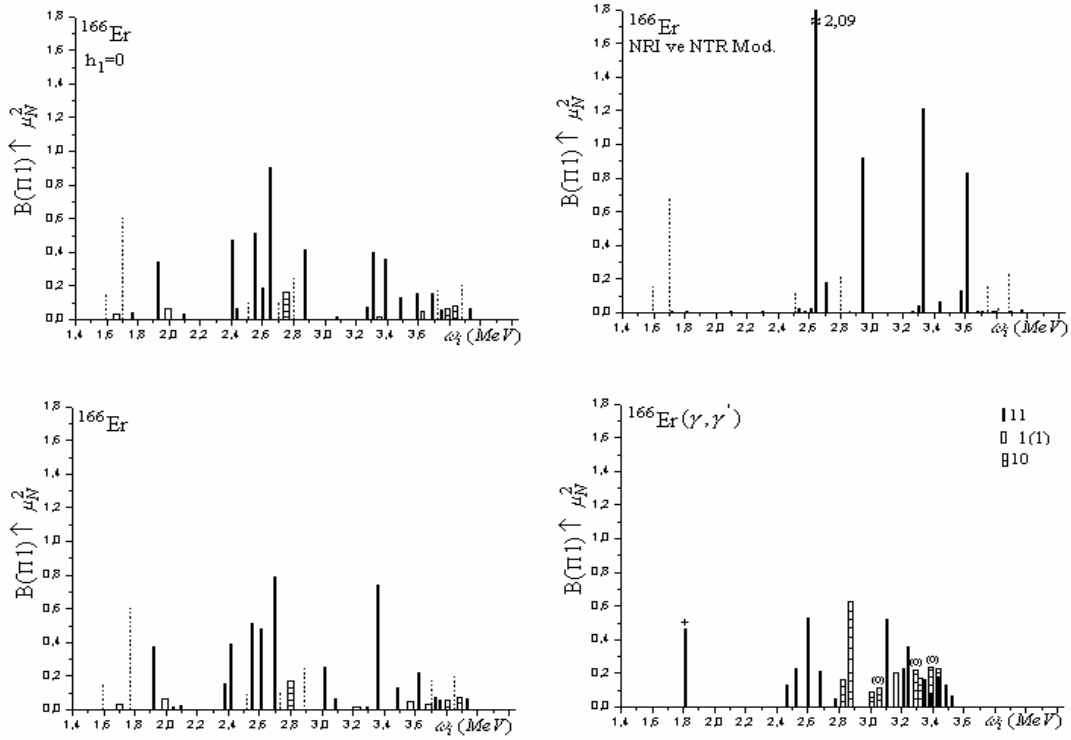
karşılaştırıldığında izoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması büyük  $B(M1)$  güçlü durumların yarılmasına sebep olur ve bir çok seviyede  $M1$  gücü parçalanır. Şekilden görüldüğü gibi dönme değişmez modelin kullanılması sonucunda spektroskopik enerji bölgesinde toplam  $B(M1)$  değerleri restore edici kuvvetlerce ayrıştırılmış ve toplam  $B(M1)$  gücü daha çok seviye arasında paylaşılmıştır. Kırılan dönme simetrikli hamiltoniyen kullanıldığında toplam  $B(M1)=4,738 \mu_N^2$  iken dönme değişmez modelde toplam  $B(M1)=3,43 \mu_N^2$  'dir. Benzer durum diğer çekirdeklerde de gözlenmiştir.

Öteleme değişmez olmayan (Şekil 6.8'in üst sağ kısmı kesikli çizgi) ve öteleme değişmez model (Şekil 6.8'in alt sol kısmı kesikli çizgi) arasında karşılaştırma yapılacak olunursa öteleme değişmezliğin kırınımının restore edilmesi seviyeleri fazla etkilememektedir. Dönme değişmezlikte  $\omega_i = 0$  enerjisi aşağı enerjidedir. Fakat öteleme değişmezlikte kütle merkezi nötronun bağlanma enerjisi civarındadır. Düşük enerjilerde öteleme değişmezlik 4 MeV'e kadar enerji seviyelerini çok az etkiler bu etki kendisini nükleonun bağ enerjisi civarında gösterir. Bu durum diğer bütün Erbium izotopları içinde geçerlidir.

$^{164}\text{Er}$  çekirdeği için Şekil 6.8'in alt kısmında görülen dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan sonuçlarla deney sonuçları karşılaştırıldığında deneyde 2,035 MeV enerjide  $B(M1)=0,172\pm 0,043 \mu_N^2$  değerli spini 1, paritesi ve kuantum sayısı bilinmeyen seviye teoride hesaplanan 2,03 MeV enerjide  $B(M1)=0,152 \mu_N^2$ , orbit-spin oranı  $l/s=7,4$  olan orbital karakterli seviyedir. Deneyde 2,64 MeV enerjide gözlenen gücü  $B(M1)=0,455\pm 0,051 \mu_N^2$  spini 1, kuantum sayısı büyük ihtimalle (1), paritesi bilinmeyen en büyük seviye teoride 2,704 MeV enerjide  $B(M1)=0,448 \mu_N^2$ , orbit-spin oranı  $l/s=-9,2$  olan orbital seviyeye karşı gelmektedir. Deneyde 3,551 MeV enerjide gözlenen gücü  $B(M1)=0,079\pm 0,036 \mu_N^2$ , spini ve kuantum sayısı 1 olan seviye teorik olarak 3,56 MeV enerjide gücü  $B(M1)=0,031 \mu_N^2$ , orbit/spin oranı -2,4 olan orbital seviyedir. Deneyde en büyük son nokta enerjisi 3,602 MeV enerjide  $B(M1)=0,12\pm 0,045 \mu_N^2$  spini ve kuantum sayısı 1 paritesi bilinmeyen seviye teoride 3,726 MeV enerjide  $B(M1)=0,19 \mu_N^2$  spin/orbit

oranı  $l/s=-5,2$  olan orbital seviyedir. Teoriyle deneyler arasındaki bu uyumdan yararlanarak yukarıda bahsedilen seviyelerin büyük olasılıkla paritelerinin (+) olduğu söylenebilir. Teoride aynı zamanda 2,799 MeV ve 2,979 MeV enerjide  $B(M1)=0,698$  ve  $0,879 \mu_N^2$  olan seviyelerde bulunmuştur. Bu seviyeler deney tarafından gözlenmemiştir.

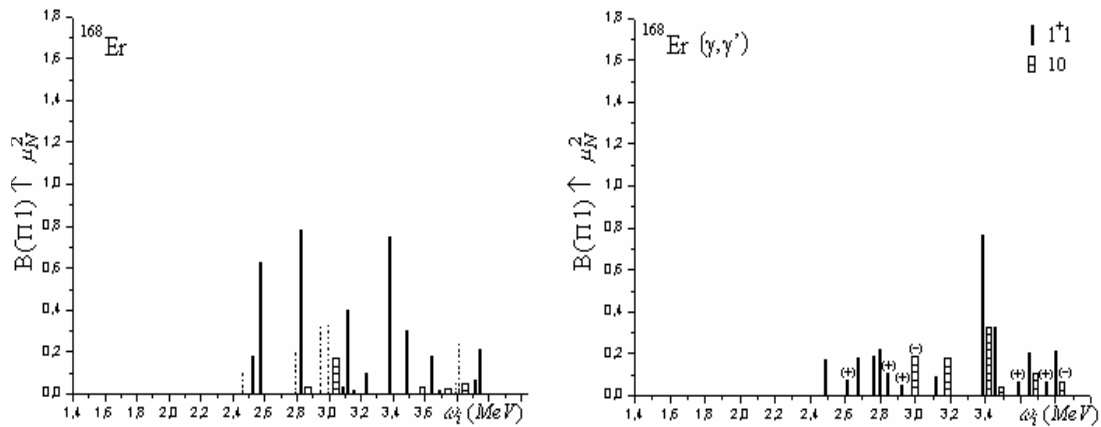
Şimdi yalnızca izoskaler kısmı restore edilmiş dönme değişmez hamiltoniyen kullanılan ( $h_I=0$ ) hesaplamalarla dönme değişmez modelin sonuçlarının nasıl değiştiğini görmek için bir örnek olarak  $^{166}\text{Er}$  çekirdeği ele alınsın. Şekilde dönme ve öteleme değişmez olmayan (NRI ve NTR Model), yalnızca izoskaler restorasyon kuvveti ilave edilmiş hamiltoniyen ( $h_I=0$ ) ve dönme ve öteleme değişmez hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için sonuçlar verilmiştir. Burada  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi1)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri (6.1)'de olduğu gibi Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir. Burada da deneysel sonuçlarda spini ve kuantum sayısı 1 olan seviyeler düz çizgi ile spini 1 kuantum sayısı büyük ihtimalle (1) olan seviyeler içi boş bar ile spini 1 kuantum sayısı sıfır olan seviyeler ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir. Burada + ile gösterilen paritenin pozitif olduğu durumu (0) ile gösterilirse kuantum sayısının büyük ihtimalle sıfır olduğu durumu gösterir.  $^{166}\text{Er}$  çekirdeği için yalnızca izoskaler restorasyon kuvvetleri kullanılan (Şekil 6.9'un üst sol kısmı) dönme değişmez modelde  $\omega_i=3,145$  MeV enerjili gücü  $B(M1)=0,728 \mu_N^2$  olan  $h_I=0$  durumu izoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınmasıyla (şekil 6.9'un alt sol kısmı)  $\omega_i=3,144$  MeV ve  $B(M1)=0,635 \mu_N^2$  ve  $\omega_i=3,236$  MeV ve  $B(M1)=0,067 \mu_N^2$  'li iki duruma parçalanır (Şekil 6.9). Böylece teorik hesaplamalarda izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması  $B(M1)$  güç dağılımının yeniden şekillenmesine sebep olur.



Şekil 6.9.  $^{166}\text{Er}$  çekirdeği için farklı yaklaşımlar kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(M1)$  (düz çizgi) ve  $B(E1)$  (kırık çizgi) değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla (Maser et al. 1996a) karşılaştırılması. Burada sadece  $B(\Pi 1) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir

$^{166}\text{Er}$  çekirdeği için deney de gözlenen 1,813 MeV enerjide gücü  $B(M1)=0,452\pm 0,078 \mu_N^2$  olan  $1^+$  seviyesi teoride 1,926 MeV enerjide  $B(M1)=0,368 \mu_N^2$ , orbit/spin oranı  $l/s=8,5$  olan seviyeye karşı gelmektedir. Deney de 2,465, 2,525 ve 2,601 MeV enerjilerde gözlenen sırasıyla  $B(M1)=0,125\pm 0,024$ ,  $0,221\pm 0,039$  ve  $0,521\pm 0,147 \mu_N^2$  olan spini ve kuantum sayısı 1 paritesi belirlenemeyen durumlar teorik olarak 2,415, 2,418 ve 2,558 MeV enerjilerde sırasıyla gücü  $B(M1)=0,144$ , 0,383 ve  $0,507 \mu_N^2$  orbit/spin oranı ise -13,-18 ve 0,3 olarak hesaplanan orbital ve spin-titreşim karakterli seviyelerdir. Yine deneyde 3,493 MeV enerjide  $B(M1)=0,122\pm 0,116 \mu_N^2$  olarak gözlenen son nokta enerjisi teoride 3,491 MeV enerjide  $B(M1)=0,119 \mu_N^2$ , orbit-spin oranı  $l/s=-5,5$  olan orbital seviyedir. Bu sonuçlardan deneyde gözlenen ve pariteleri belirlenemeyen seviyelerin büyük ihtimalle teorik olarak  $1^+$  seviyeleri olduğu söylenebilir.

Şekil 6.10'da  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir. Kıyaslamayı kolay yapabilmek için elektrik ve manyetik dipol değerlerinin her ikisi de  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Şekilde  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi 1)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir. Deneysel sonuçlarda spini ve kuantum sayısı 1, paritesi + olan seviyeler düz çizgi ile spini 1 kuantum sayısı 0 olan seviyeler ise içi kesikli bar ile gösterilmiştir. Şekil 6.10'nun sağ kısmında (+) veya (-) ile gösterilen işaret ise paritenin yüksek ihtimalle pozitif veya negatif olduğu durumları gösterir.



Şekil 6.10.  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinin 4 MeV enerjisine kadar dönme ve öteleme değişmez QRPA metodu kullanılarak hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel değerlerle (Maser et al. 1996a) karşılaştırılması. Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir.

Şekilden görüldüğü gibi  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için  $(\gamma, \gamma')$  deneyleri sonucunda 2,494 MeV enerjide gözlenen  $B(M1)=0,162 \pm 0,018 \mu_N^2$  olan  $1^+$  seviyesi teorik olarak 2,524 MeV enerjide  $B(M1)=0,168 \mu_N^2$  ve orbit-spin oranı  $l/s=-2.6$  olan orbital karakterli seviyedir. Deneyde bulunan en büyük  $1^+$  seviyesi 3,39 MeV'de  $B(M1)=0,753 \pm 0,086 \mu_N^2$  iken teoride bu sonuç 3,383 MeV enerjide

$B(M1)=0,741 \mu_N^2$  orbit-spin oranı  $l/s=12$  olan orbital seviyeye karşı gelmektedir. Yine deneyde  $3,409 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1)=0,234\pm 0,029 \mu_N^2$  olan spini ve paritesi  $1^+$ , K kuantum sayısı (0,1) olarak tahmin edilen durum teoride  $3,496 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1)=0,294 \mu_N^2$  ve  $l/s=2,4$  olan orbital karakterli seviyeye deneyde  $3,657 \text{ MeV}$  enerjide gözlenen  $B(M1)=0,191\pm 0,026 \mu_N^2$  olan kuantum sayısı ve spini 1 olarak belirlenen fakat paritenin (+) olduğundan kuşku duyulan seviye ise teoride  $3,644 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1)=0,168 \mu_N^2$  orbit-spin oranı  $l/s=-3,2$  olan  $1^+$  seviyesine karşı gelmektedir. Deneyde  $1^+1$  durumları için gözlenen son nokta enerjisi  $3,806 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1)=0,204\pm 0,033 \mu_N^2$  teoride gözlenen son nokta enerjisi ise  $3,945 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1)=0,201 \mu_N^2$ , orbit/spin oranı  $l/s=-24$  olan orbital karakterli seviyedir. Görüldüğü gibi deneyle teori arasında büyük bir uyum vardır. Bu uyumdan yararlanarak yukarıda bahsedilen ve büyük ihtimalle  $1^{(+)}1$  olarak tahmin edilen seviyelerin teorik olarak da  $1^+1$  seviyeleri olduğu söylenebilir. Deney özellikle  $2,8 \text{ MeV}$  civarındaki bölgede spini, pariteyi, kuantum sayılarını ve gözlenen geçişlerin elektrik veya manyetik dipol karakterli olduğunu belirleyememiştir. Teorik sonuçlar bu enerji bölgelerinde gelecekte daha hassas deneyler yapılabildiği takdirde  $1^+$  seviyelerinin bulunabileceğini göstermektedir.

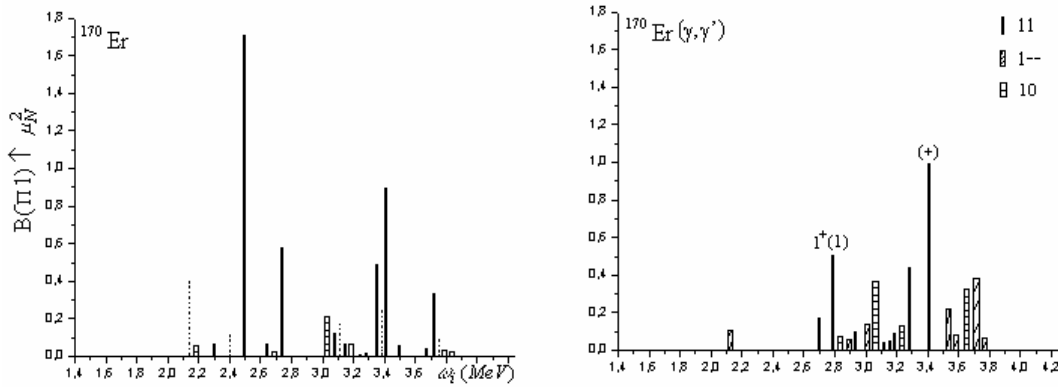
Ayrıca  $^{168}\text{Er}$  deforme çekirdeği için  $2,7\div 3,7 \text{ MeV}$  makas mod enerji bölgesinde ( $\gamma, \gamma'$ ) deneylerinde toplam gücü  $\sum B(M1) \uparrow = (1,68 \pm 0,12) \mu_N^2$  olarak (Maser et al. 1996a), ( $e, e'$ ) deneylerinde ise toplam gücü  $\sum B(M1) \uparrow = (2,1 \pm 0,42) \mu_N^2$  olarak bulmuştur (Richter 1994, Wörtche 1989). Teorik hesaplamalarda ise  $\sum B(M1) \uparrow = 2,5 \mu_N^2$  olarak bulunmuştur. Görüldüğü gibi deneysel sonuçlarla teorik sonuç arasında deney hatası aralığında büyük bir uyum vardır ve aynı zamanda bu değer makas mod enerji bölgesinde çift-çift nadir toprak çekirdeklerinde gözlenen M1 gücünün sistematığı ile de iyi bir uyum içindedir (Von Brentano et al., 1993, Pietralla et al., 1995).

Erbiyum izotopları için yapılan NRF deneylerinde makas mod enerji bölgesinde çok güçlü E1 geçişleri gözlenmemiştir. Bu deneylerde  $^{168}\text{Er}$  izotopu için  $2,137 \text{ MeV}$  enerjide  $B(E1)=(1,34\pm 0,25) 10^{-3} e^2 \text{ fm}^2$  olan K kuantum sayısı belirlenemeyen izole



bir  $1^-$  durumu gözlenmiştir. Teoride bu değer 2,46 MeV enerjide  $B(E1)=1,045 \cdot 10^{-3} e^2fm^2$  olarak bulunmuştur. Not edelim ki benzer sonuçlar foton saçılma deneylerinde  $^{150}Nd$ ,  $^{160}Gd$  ve  $^{162,164}Dy$  çekirdeklerinde de gözlenmiştir. Bu deforme ve geçiş çekirdeklerinde 2,5 MeV civarında güçlü E1 uyarılmasının gözlenmesi ortak bir özelliktir. Teoride bu sonucu doğrulamaktadır.

Şekil 6.11'de  $^{170}Er$  çekirdeği için dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir (Maser et al. 1996a). Kıyaslamayı kolay yapabilmek için elektrik ve manyetik dipol değerlerinin her ikisi de  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Şekilde  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} e^2fm^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir. Deneysel sonuçlarda spini ve kuantum sayısı 1 paritesi belirlenemeyen durumlar düz çizgi ile spini 1 kuantum sayısı 0 olan seviyeler ise içi kesikli bar ile spini 1 kuantum sayısı belli olmayan seviyeler ise içi yan çizgili bar ile gösterilmiştir. Şekilde (+) ile gösterilen işaret ise paritenin yüksek ihtimalle pozitif olduğu durumu gösterir.



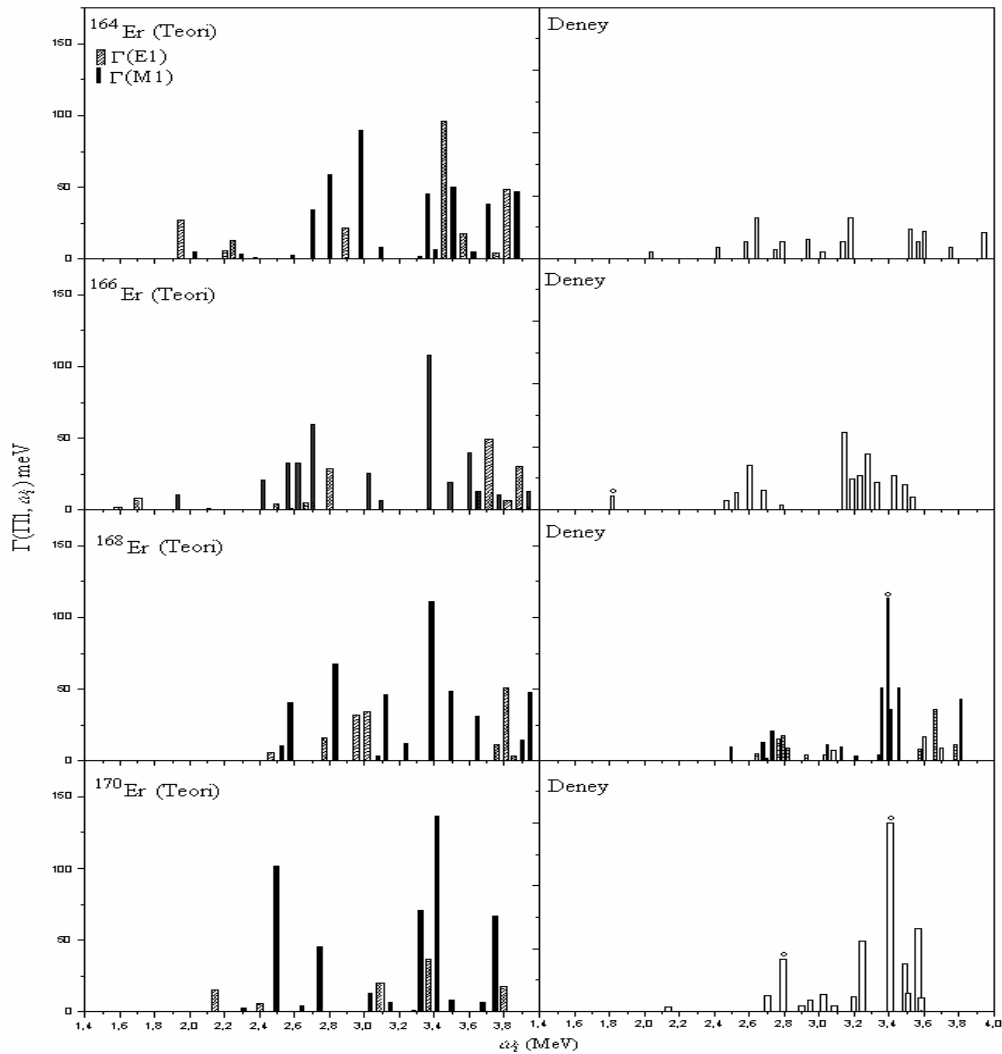
Şekil 6.11.  $^{170}Er$  çekirdeğinin 4 MeV enerjisine kadar teorik olarak hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin deneysel değerlerle (Maser et al. 1996a) karşılaştırılması. Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir

Şekilden görüldüğü gibi  $^{170}Er$  çekirdeği için deneyde 2,789 MeV enerjide gözlenen  $B(M1)=0,493 \pm 0,047 \mu_N^2$ , spini ve paritesi  $1^+$ ,  $K$  kuantum sayısı (1) olarak tahmin edilen seviye teorik olarak 2,744 MeV enerjide  $B(M1)=0,569 \mu_N^2$  orbit-spin oranı  $l/s=4,4$  olan orbital seviyeye karşı gelmektedir. Deneyde 3,019 MeV enerjide

$B(M1)=0,13\pm 0,029 \mu_N^2$  olan spini 1 paritesi ve K kuantum sayısı belirlenemeyen seviye teorik olarak 3,083 MeV enerjide  $B(M1)=0,116 \mu_N^2$  orbit-spin oranı  $l/s=6,5$  olan seviyeye, 3,243 MeV enerjide gözlenen  $B(M1) = 0,429\pm 0,078 \mu_N^2$  olan spini 1, K kuantum sayısı (0,1) olarak tahmin edilen seviye teorik olarak 3,358 MeV enerjide  $B(M1)=0,482 \mu_N^2$ , orbit-spin oranı  $l/s=24$  olan seviyeye karşı gelmektedir. Deneyde gözlenen en büyük geçiş ihtimali 3,405 MeV enerjide  $B(M1)=0,984\pm 0,076 \mu_N^2$ , spini ve K kuantum sayısı 1, paritesi (+) olarak tahmin edilen seviye teorik olarak 3,414 MeV enerjide  $B(M1)=0,889 \mu_N^2$  orbit-spin oranı  $l/s=4,7$  olan orbital karakterli seviyeye karşı gelmektedir. Deneyde 3,566 MeV enerjide gözlenen  $B(M1)=0,375\pm 0,094 \mu_N^2$ , spini ve K kuantum sayısı 1 olarak belirlenen paritesi bulunamayan seviye teorik olarak 3,745 MeV enerjide  $B(M1)=0,328 \mu_N^2$  olan orbit-spin oranı -4,7 olan orbital karakterli seviyeye karşı gelmektedir. Deneyle teori arasında görüldüğü gibi büyük bir uyum vardır. Deneysel olarak gözlenen ve büyük ihtimalle  $1^{(+)}1$  olarak tahmin edilen seviyeler teorik olarak da büyük ihtimalle  $1^+1$  seviyeleri olduğu söylenebilir. Teoride aynı zamanda 2,497 MeV enerjide  $B(M1)=1,697 \mu_N^2$  olan orbit-spin oranı 3,4 olarak hesaplanan orbital karakterli seviye deneysel olarak gözlenmemiştir. Fakat deneyde 2,2 ile 2,6 MeV enerji aralığında herhangi bir  $B(M1)$  seviyesi gözlenmemiştir. Not edelim ki  $B(M1)>1 \mu_N^2$  den büyük olan birkaç seviye  $^{162,164}\text{Dy}$  izotoplarında gözlenmiştir. Gelecekte daha hassas deney cihazlarının kullanılması durumunda bu enerji aralığında da  $1^+$  seviyelerinin olabileceği teorik olarak söylenebilir.

Yapılan deneylerde  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin 2,4÷4 MeV enerji aralığında gözlenen bir çok seviyenin spini ve pariteleri tam olarak belirlenememiştir. Buna karşın deneyde gözlenen dipol seviyelerin radyasyon kalınlıkları güvenilir bir biçimde ölçülmüştür. Bu durumda teorik sonuçları deneyle karşılaştırmak bakımından en uygun büyüklük seviyelerin dipol radyasyon kalınlıklarıdır. Gözlenen seviyelerin dipol kalınlığı M1 geçişleri için (5.117) E1 geçişleri için ise (5.118) formülleri yardımıyla elde edilen teorik sonuçlarla karşılaştırıldığında seviyelerin spini ve paritesi hakkında daha doğru bilgiler edinilebilmektedir. Şekil 6.12'de  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $\Delta K=1$

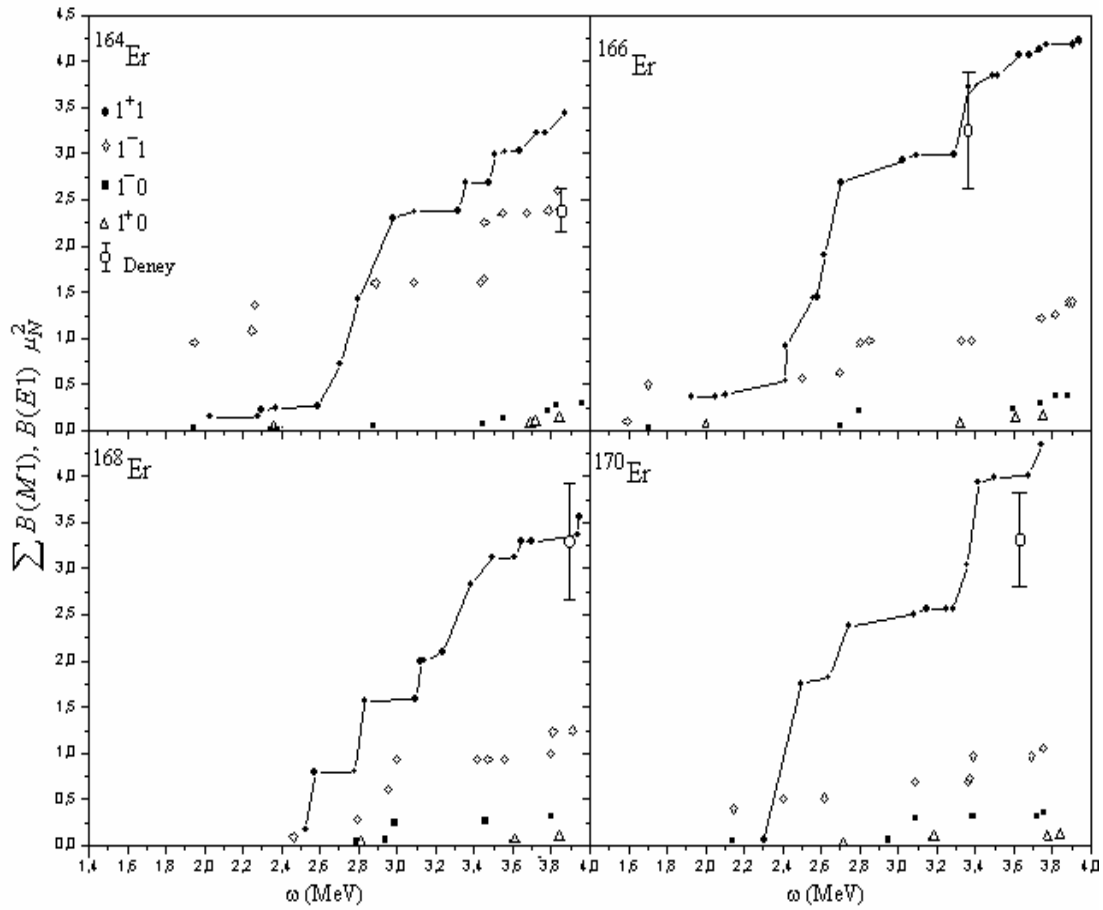
geçişleri için teorik olarak hesaplanan dipol kalınlığının NRF deneylerinde (Maser et al. 1996a) gözlenen dipol kalınlığı ile karşılaştırılması verilmiştir. Şeklin sağ tarafında kalın çubuklarla gösterilen deneysel değerler polarizasyon ölçümleriyle belirlenen (M1) uyarılmaları için pozitif pariteyi, içi kesikli çubuklarla çizilmiş bar büyük olasılıkla pozitif pariteye sahip olan durumları, açık çubuklar ise paritenin belirlenemediği durumları gösterir. İçi boş olan daireler ise Metzger (1976) tarafından bulunan pozitif pariteleri gösterir. Teoride ise (şekil 6.12'nin sol tarafı) içi dolu bar dönme değişmez modelden bulunan M1 dipol kalınlığını içi kesikli bar ise öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanan E1 dipol kalınlığını gösterir.



Şekil 6.12.  $^{164,166,168,170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerin  $K=1$  durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol güç kalınlığının deneysel değerlerle karşılaştırılması (Maser et al. 1996a).  $^{168}\text{Er}$  çekirdeğinde kalın çubuklarla gösterilen deneysel değerler polarizasyon deneyleriyle belirlenen (M1) uyarılmaları için pozitif pariteyi gösterir. Kesikli çubuklar büyük olasılıkla pozitif pariteye sahip olan durumları, açık çubuklar ise paritenin belirlenemediği durumları gösterir

Deneysel uyarılmış seviyelerin  $\Gamma_0$  radyasyon kalınlıkları için algılama sınırının  $\Gamma_0 > 0,1 \text{ meV}$  olması bir çok seviyenin gözlem dışı kalmasına sebep olduğundan sonuçların teori ile karşılaştırılmasında güvensizlik yaratır.

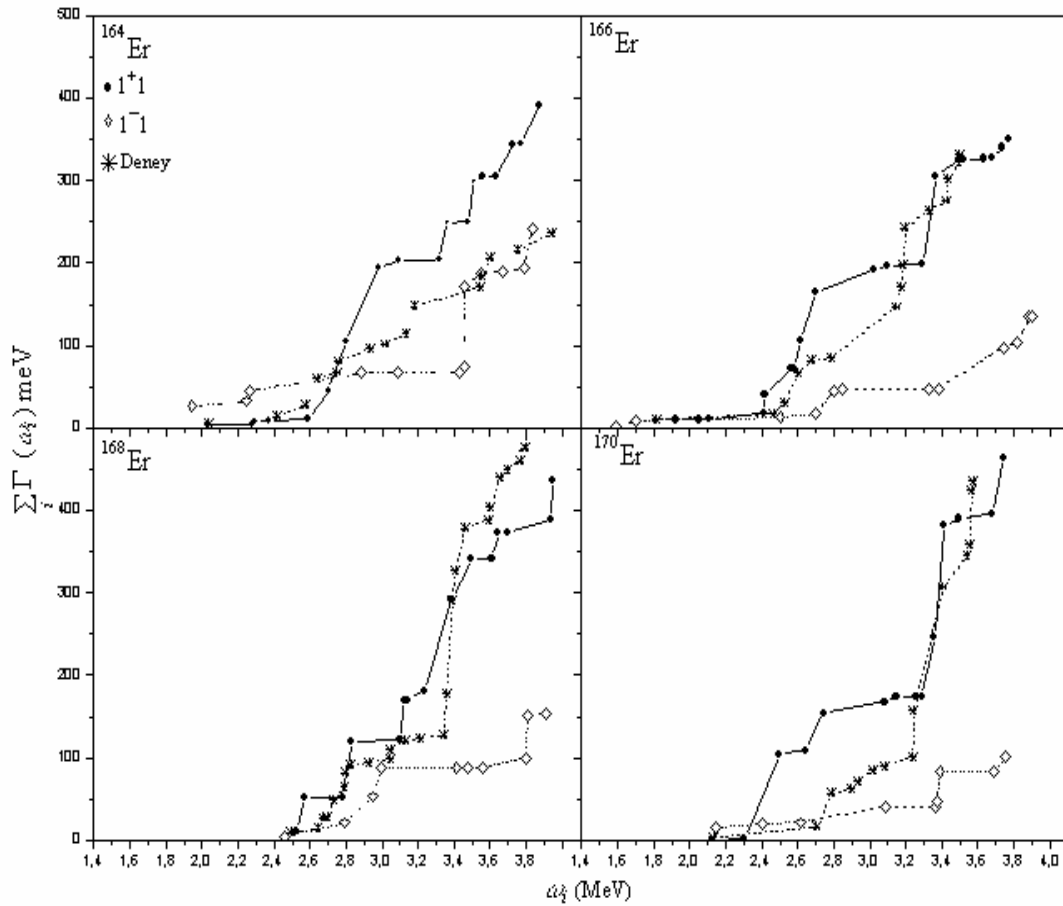
Şekil 6.13'de  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $\sum B(M1)$  ve  $\sum B(E1)$ 'in  $\mu_N^2$  birimlerinde hesaplanan değerlerinin enerjinin artmasıyla  $B(\Pi 1)$  gücünün doymu gösterilmiştir. Şekilde aynı zamanda deneysel sonuçların artışı da verilmiştir.



Şekil 6.13.  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin 4 MeV enerjisine kadar dönme ve öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak hesaplanan  $\sum_i B(M1, \omega_i)$  ve  $\sum_i B(E1, \omega_i)$ 'nin  $\mu_N^2$  birimlerinde bulunan sonuçların enerjiye göre artması. Burada  $1^{+1}$  durumları  $\bullet$ ,  $1^{+0}$  durumları  $\Delta$ ,  $1^{-1}$  durumları  $\diamond$ ,  $1^{-0}$  durumları  $\blacksquare$  ve deneysel sonuçlar ise  $\square$  ile gösterilmiştir.

Şekilden görüldüğü gibi  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği hariç diğer Er izotoplarında teorik olarak hesaplanan  $1^+1$  seviyelerinin artışıyla deney sonuçlarının enerjiye göre artışı arasında iyi bir uyum vardır. Böylece deneyde gözlenen seviyelerin  $\Delta K=1$  karakterli olduğu söylenebilir.  $^{164}\text{Er}$  çekirdeğinin deneysel sonuçlarında parite belirsizliğinden dolayı seviyelerin tam olarak tespit edilememesi yüzünden teori ve deney sonuçlarını kesin olarak karşılaştırmak imkansızdır.

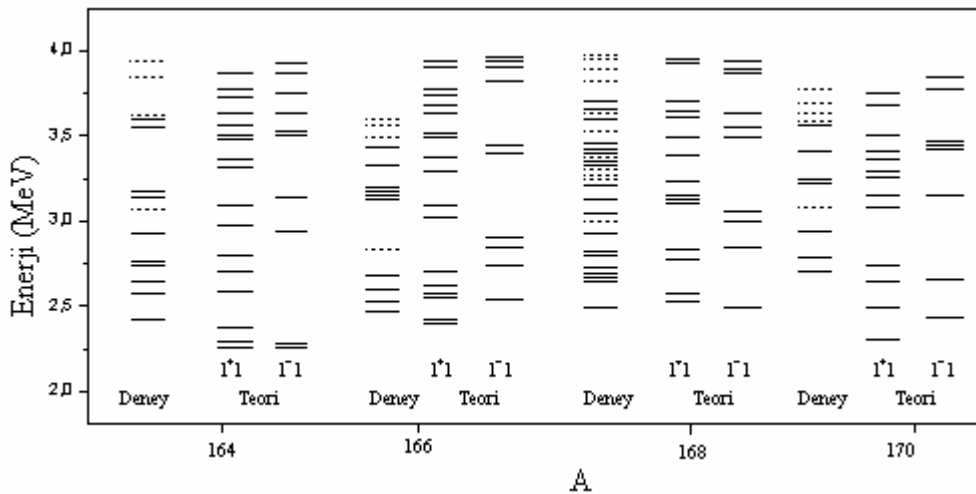
Deney bir çok seviyenin spinini ve paritesini tam olarak belirleyemiyor fakat seviyenin dipol kalınlığı ölçülebildiğinden Şekil 6.14'de  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol kalınlığının  $K=1$  kolunun enerjiye göre artışının deneysel sonuçların artış değerleri ile karşılaştırılması gösterilmiştir.



Şekil 6.14.  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan dipol kalınlığının  $K=1$  kolunun artırımının deneysel sonuçların artışı ile karşılaştırılması

Şekilden görüldüğü gibi 2,4 MeV enerjisine kadar negatif pariteli dipol seviyeler daha baskındır. Daha yüksek enerjilerde pozitif pariteli seviyeler daha ağırlıklıdır. Sadece  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği için 4 MeV'e kadar enerjilerde  $1^-$  ve  $1^+$  seviyelerinin bulunma ihtimali birbirine çok yakındır. Hesaplamalara göre diğer Er izotoplarında spektroskopik enerji bölgesinde  $1^+$  seviyelerinin toplam  $B(M1)$  değerleri  $B(E1)$  değerlerinden oldukça büyüktür 3 MeV etrafında makas mod karakterli seviyeler daha ağırlıklıdır ve  $1^-$  seviyelerinin deneysel olarak gözlenme ihtimalleri çok düşüktür. Ayrıca  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $K=1$  ve  $K=0$  dalının toplam kuralına katkısı teorik olarak incelenmiş olup spektroskopik enerji bölgesinde  $I^\pi K=1^-, 1^+, 1^-0$  ve  $1^+0$ 'ın katkılarının  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği hariç sırasıyla %20, %70, %8, ve %2 olduğu bulunmuştur. Bu sonuçlardan yola çıkarak deneysel olarak gözlenen ve büyük olasılıkla  $1^+$  olduğu tahmin edilen seviyelerin teorik olarak da manyetik dipol seviyeleri olduğu söylenebilir. Makas mod rezonans enerjisi civarında bulunan seviyeler ağırlıklı olarak M1 karakterlidir.  $^{164}\text{Er}$  çekirdeğinde ise  $1^+1$  ve  $1^-1$  seviyeleri makas mod enerji bölgesi dışında birbirine karışmaktadır. Bu enerji aralığında gözlenen seviyelerin spini ve paritesi hakkında kesin bir yorum yapmak oldukça zordur.

$^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $1^+$  ve  $1^-$  seviyelerinin 4 MeV enerjisine kadar enerji seviye yoğunluklarının dönme ve öteleme değişmez QRPA modeline göre hesaplanan sonuçlarıyla deneysel değerlerin karşılaştırılması Şekil 6.15'de gösterilmiştir.



Şekil 6.15.  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdekleri için  $I^\pi K=1^+1$  ve  $1^-1$  hallerinin enerji seviyeleri diyagramı. Düz çizgiler  $1^+1$  ve  $1^-1$  seviyelerini, kırık çizgiler ise Maser et al. (1996a)'dan alınan  $K$ 'sı belirsiz seviyeleri göstermektedir

Şekil 6.13 ve 6.15'den görüldüğü gibi tüm incelenen çekirdeklerde 3 MeV enerji civarında (makas mod enerji bölgesinde) M1 gücünün enerji yoğunluğu ve geçiş gücü E1 uyarılmalarından daha fazladır.

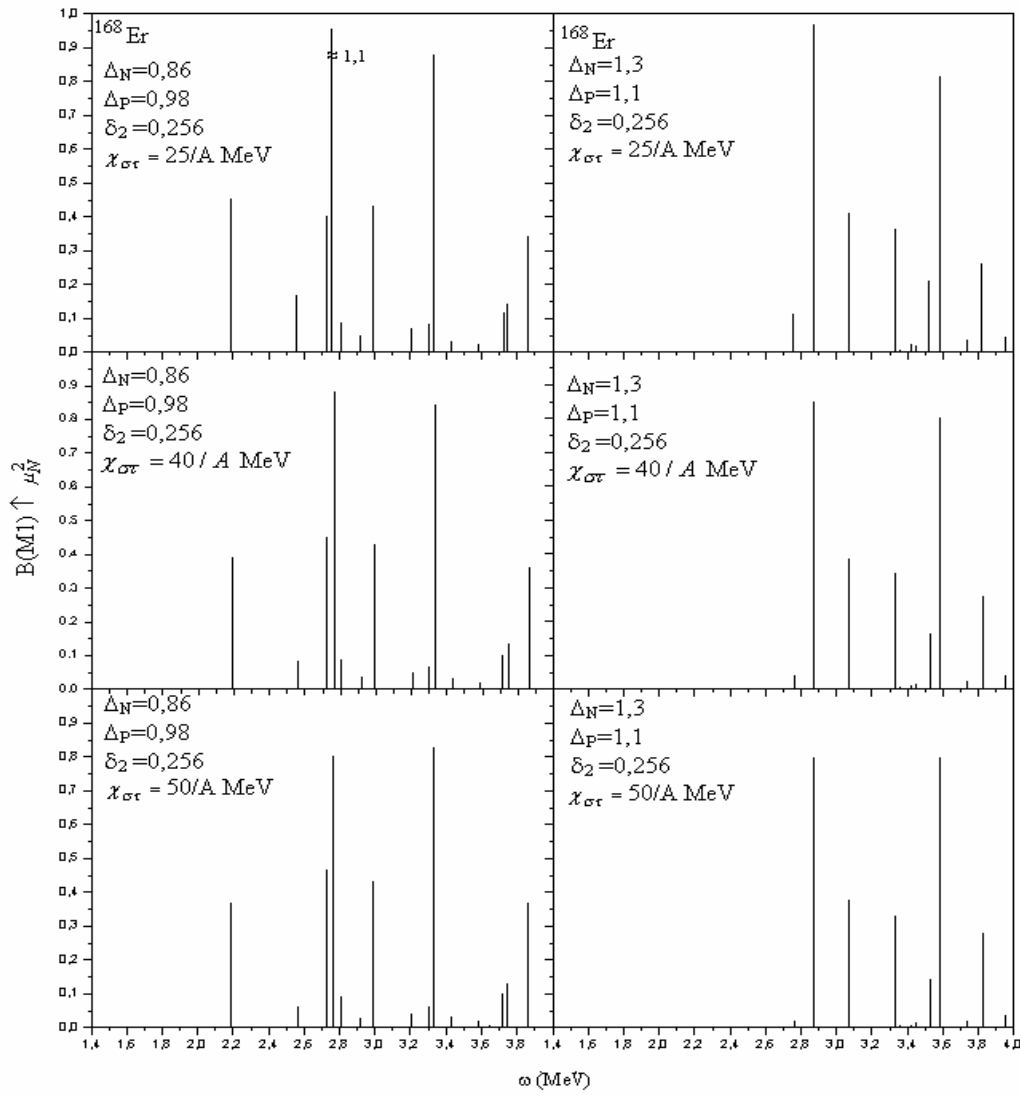
$^{164-170}\text{Er}$  çekirdekleri için dönme ve öteleme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan 4 MeV enerjisine kadar elektrik ve manyetik dipol seviyelerinin dipol kalınlığı, toplam gücü ve ortalama enerjisinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması Tablo 6.11'de verilmiştir. Karşılaştırmaların kolay yapılabilmesi için B(M1) ve B(E1) değerlerinin her ikisi de  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir.

Tablo 6.11.  $^{164-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdeklerinin dönme ve öteleme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $\sum B(M1)$ ,  $\sum B(E1)$  dipol kalınlıkları ve ortalama rezonans enerjilerinin ( $\bar{\omega}$ ) deneysel değerlerle karşılaştırılması

Çekirdek	Dönme Değişmez QRPA			Öteleme Değişmez QRPA			Deney ( $\gamma, \gamma'$ )		
	$\sum \Gamma(M1)$ (meV)	$\sum B(M1)$ ( $\mu_N^2$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum \Gamma(E1)$ (meV)	$\sum B(E1)$ ( $\mu_N^2$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum \Gamma(\Pi)$ (meV)	$\sum B(\Pi)$ ( $\mu_N^2$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
$^{164}\text{Er}$	391,5	3,43	3,03	242,4	2,60	2,70	230,5	2,12	2,97
$^{166}\text{Er}$	402,9	4,23	4,23	136,0	1,40	2,67	331,9	3,42	2,85
$^{168}\text{Er}$	435,3	3,56	3,11	154,2	1,25	3,10	571,2	4,17	3,27
$^{170}\text{Er}$	462,4	4,34	2,95	100,7	1,06	2,77	435,0	3,30	3,21

Tablodan görüldüğü gibi  $^{164}\text{Er}$  çekirdeği hariç diğer bütün Er izotoplarında deney sonuçlarıyla dönme değişmez QRPA modelinin sonuçları çok uyumludur. Sonuç olarak 4 MeV enerjisine kadar gözlenen seviyeler büyük olasılıkla  $\Delta K = 1$  karakterine sahiptir.  $^{164}\text{Er}$ 'de toplam dipol kalınlığının deneysel değerinin teorik değerlerden küçük olmasının esas nedeni Maser et al. (1996a) tarafından not edildiği gibi bu çekirdeğin spektrumunun karmaşık olmasıdır.

Er izotopları için kullanılan deformasyon parametrelerinin değerleri Tablo 6.3'de gösterilmişti. Dönme değişmez QRPA modelinde elde edilen sonuçların ortalama alan ve etkileşme parametrelerine hassaslığını test etmek için bir örnek olarak  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği ele alınmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 6.16'da gösterilmiştir. Bu hesaplama sonuçları Tablo 6.12'de verilmiş parametreler kullanılarak elde edilmiştir.



Şekil 6.16.  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için farklı gap ( $\Delta_\tau$ ) ve kapa ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(M1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımı

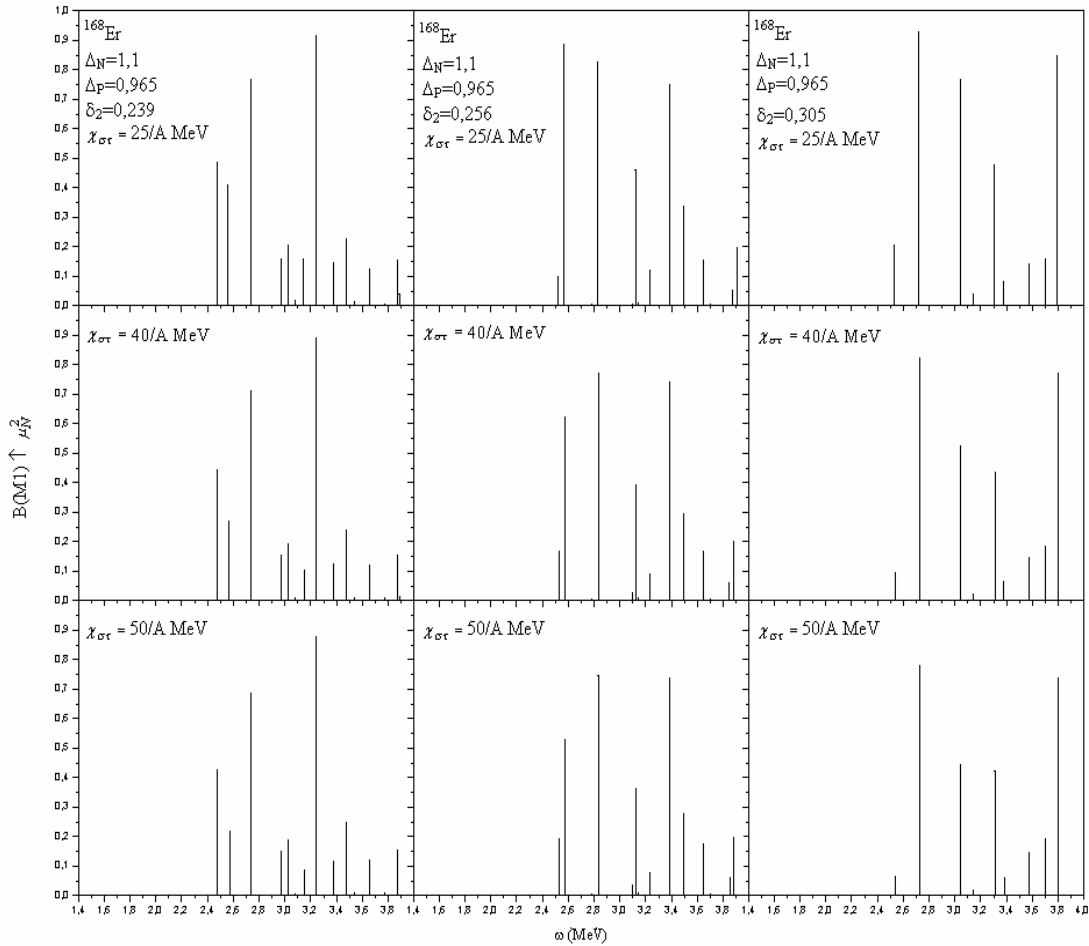
Tablo 6.12.  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için farklı gap ( $\Delta_\tau$ ) ve kapa ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(M1)$  ve ortalama enerjinin karşılaştırılması. Burada  $B(M1)$  değerleri  $\mu_N^2$ , ortalama enerji ( $\bar{\omega}_i$ ),  $\Delta_\tau$  ve  $\chi_{\sigma\tau}$  ise MeV birimlerinde verilmiştir

$\delta_2 = 0,256$	$\Delta_n = 0,86, \Delta_p = 0,86$		$\Delta_n = 1,3, \Delta_p = 1,1$	
	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$
$\chi_{\sigma\tau} = 25/A$	4,37	3,00	3,27	3,27
$\chi_{\sigma\tau} = 40/A$	3,97	3,03	2,94	3,30
$\chi_{\sigma\tau} = 50/A$	3,82	3,04	2,82	3,31



Tablo 6.12 ve Şekil 6.16'dan görüldüğü gibi deformasyon parametresini sabit tutup gap parametresini arttırdığımızda  $\Sigma B(M1)$  azalır ortalama enerji ise artar. Kapa parametresini arttırdıkça toplam güç azalır ortalama enerji ise artar. Görüldüğü gibi aralarında ters bir ilişki vardır. Bu durum deneysel ve teorik sonuçların fit edilmesini zorlaştırır. Bu yüzden deneyle teori arasında uyumsuzluk olan durumlarda başka özellikler hesaba katılmalıdır.

$B(M1)$  gücünün enerji dağılımı için farklı deformasyon parametresi ve spin-etkileşme sabiti ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) kullanılarak elde edilen sonuçlar Şekil 6.17'de gösterilmiştir. Makas modun toplam uyarılma  $B(M1)$  gücünün ve rezonans enerjisinin bu parametrelere göre değişimi Tablo 6.13'de verilmiştir.



Şekil 6.17.  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için farklı deformasyon ve kapa ( $\chi_{\sigma\tau}$ ) parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(M1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımı

Tablo 6.13.  $^{168}\text{Er}$  çekirdeği için farklı deformasyon ( $\delta_2$ ) ve kapa parametreleri kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $\sum B(M1)$  ve ortalama enerjinin karşılaştırılması. Burada  $B(M1)$  değerleri  $\mu_N^2$ , ortalama enerji ( $\bar{\omega}_i$ ),  $\Delta_\tau$  ve  $\chi_{\sigma\tau}$  ise MeV birimlerinde verilmiştir

$\Delta_n = 1,10$ $\Delta_p = 0,96$	$\delta_2 = 0,239$		$\delta_2 = 0,256$		$\delta_2 = 0,305$	
	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$	$\sum B(M1)$	$\bar{\omega}_i$
$\chi_{\sigma\tau} = 25/A$	3,83	3,01	3,92	3,08	3,90	3,24
$\chi_{\sigma\tau} = 40/A$	3,45	3,03	3,56	3,11	3,49	3,27
$\chi_{\sigma\tau} = 50/A$	3,31	3,04	3,42	3,12	3,34	3,29

Şekil (6.17) ve Tablo (6.13)'den görüldüğü gibi gap parametrelerini sabit tutup deformasyon arttırıldığı zaman  $\sum B(M1)$  artarken deformasyonun büyük değerlerinde ise yeniden  $\sum B(M1)$  küçülür ortalama enerji ise artar. Deformasyonun artmasıyla  $B(M1)$  gücünün spektrumu yüksek enerji bölgesine doğru kayar. Not edelim ki aynı zamanda deformasyon parametresinin ve gap parametrelerini ayarlamakla deney sonuçlarıyla teorik sonuçları fit etmek mümkündür. Fakat bu parametreleri değişim sırasında bilinen değerler çerçevesinden çok da uzaklaşmamalıdır. Bununla birlikte kapa parametreleri arttırıldığında  $\sum B(M1)$  azalırken ortalama enerji pratik olarak değişmez. Kapanın iki defa değişmesiyle  $\sum B(M1)$ 'in az küçülmesinin (%10) esas sebebi ise 4 MeV'e kadar enerjilerde  $1^+$  seviyelerinin ağırlıklı olarak orbital karakterli olmasıdır.

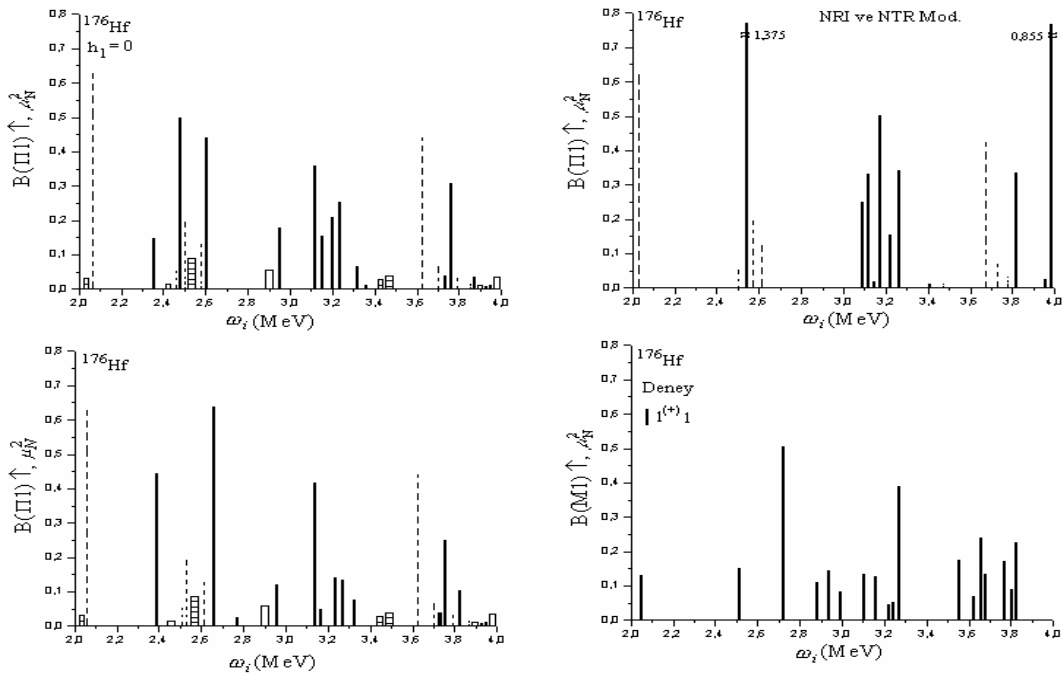
Sonuç olarak  $^{166-170}\text{Er}$  izotop zinciri çekirdekleri için 4 MeV enerjisine kadar gözlenen seviyeler büyük olasılıkla  $\Delta K = 1$  karakterine sahiptir. Deneysel olarak gözlenen ve büyük olasılıkla  $1^+$  olduğu tahmin edilen seviyelerin teorik olarak da manyetik dipol seviyeleri olduğu söylenebilir. Makas mod rezonans enerjisi civarında bulunan seviyeler ağırlıklı olarak M1 karakterlidir.  $^{164}\text{Er}$  çekirdeğinde ise öteleme ve dönme değişmez model kullanılarak hesaplanan  $1^+$  ve  $1^-$  seviyeleri makas mod enerji bölgesi dışında birbirine karışmaktadır. Deneysel olarak da Maser et al. (1996a) tarafından not edildiği gibi bu çekirdeğin spektrumunun karmaşık olmasından dolayı 4 MeV enerjisine kadar gözlenen seviyelerin spini ve paritesi hakkında daha hassas deneyler yapılamadığı takdirde kesin bir yorum yapmak oldukça zordur.

### 6.1.3. Çift-Çift <sup>176,178,180</sup>Hf İzotop Zinciri Çekirdekleri için Sayısal Sonuçlar

Son zamanlarda nötronu fazla olan egzotik çekirdeklere ilgi oldukça artmıştır. Bunun için makas mod ve elektrik dipol uyarılmaların bu çekirdeklere de incelenmesi nükleer fizik bakımından çok önemlidir. Araştırmalar bu tür aşırı durumlarda kullanılan çekirdek modellerinin ve yaklaşımlarının ne kadar verimli olduğunu belirlemeye imkan sağlamaktadır. Son zamanlarda hafniyum çekirdeğinin ağır izotoplarında makas mod titreşimlerinin tespiti için gama saçılma reaksiyonlarında dipol uyarılmaları deneysel olarak Pietralla et al. (1997) ve Scheck et al. (2003) tarafından incelenmiştir. Bu çekirdekler olağanüstü olduklarından dolayı spektrumlarının çok karmaşık yapıya sahip olduğu gözlenmiştir. Bundan başka deforme çekirdeklere dipol uyarılmaların K=0 ve K=1 kollarının ve pariteleri artı ya da eksi olan farklı dallarının olması gözlenen dipol seviyelerin manyetik veya elektrik dipol karakterli olmasının tespitini zorlaştırır. Bu seviyelerin enerji spektrumunda ağırlıklı olarak nerede yerleşmeleri gerektiği ve toplam dipol kalınlıklarına katkılarının teorik olarak bilinmesi deney sonuçlarının yorumlanmasını çok kolaylaştırır ve seviyelerin karakterlerinin tespitinde önemli rol oynarlar. Bu bölümde <sup>176,178,180</sup>Hf izotop zinciri çekirdekleri için dönme ve öteleme değişmez QRPA metodu kullanılarak yapılan nümerik hesaplamalarla spektrumunun spektroskopik bölgesinde yerleşen elektrik dipol  $I^\pi=1^-$  ve manyetik dipol  $I^\pi=1^+$  seviyelerinin K=1 ve K=0 dalları incelenmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri bir çok karşılaştırmada Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir.

Burada da Bölüm 6.1.1 ve 6.1.2'de olduğu gibi  $1^-$  ve  $1^+$  durumlarının uyarılmaları öteleme ve dönme değişmez QRPA metodu çerçevesinde incelenecek elde edilen sonuçlar kırımlı hamiltoniyen kullanılan model sonuçlarıyla karşılaştırılarak sahte durumların yalıtılmasının etkisinin egzotik çekirdekler için de çok önemli olduğu <sup>176</sup>Hf çekirdeği örnek alınarak gösterilecektir. Hesaplamalar elektrik dipol uyarılmaları için Bölüm 5'de elde edilen (5.88)-(5.91) formülleri kullanılarak yapılacaktır. Manyetik dipol uyarılmaları için ise Bölüm 5.3.2'de elde edilen dönme değişmez QRPA modeli formülleri kullanılarak hesaplanacaktır. Yapılan hesaplamaların

sonuçları Şekil 6.18’de verilmiştir. Şekilde  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için farklı yaklaşımlar kullanılarak hesaplanan  $B(M1)$  ve  $B(E1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir. Şekilde dönme ve öteleme değişmez olmayan (Şekil 6.18’in üst sağ kısmı), yalnızca izoskaler restorasyon kuvveti ilave edilmiş hamiltoniyen (Şekil 6.18’in üst sol kısmı) ( $h_I=0$ ) ve dönme ve öteleme değişmez hamiltoniyen (Şekil 6.18’in alt sol kısmı) kullanılarak hesaplanan elektrik ve manyetik dipol geçiş ihtimallerinin  $K=0$  ve  $K=1$  dalları için sonuçların deneysel değerlerle (Şekil 6.18’in alt sağ kısmı) karşılaştırılması verilmiştir. Burada  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi 1)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipol ( $1 \mu_N^2=11,06 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ ),  $\Pi=M$  manyetik dipolu gösterir. Deneysel sonuçlarda düz çizgi ile gösterilen durumlar spini ve kuantum sayısı 1 paritesi ise büyük ihtimalle (+) olan durumları gösterir. Seviyelerin hiçbirinde parite kesin olarak ölçülemediği.



Şekil 6.18.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için farklı yaklaşımlar kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. Burada sadece  $B(\Pi 1) > 0,05 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir ( $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir. Deneysel sonuçların hiçbirinde parite tam olarak belirlenememiştir (Scheck et al. 2003).

Şekilden görüldüğü gibi kırılan simetrikli hamiltoniyen kullanıldığında (Şekil 6.18'in üst sağ kısmı) makas modun indirgenmiş M1 uyarılma ihtimalinin toplam değeri için  $\Sigma B(M1)=4,186 \mu_N^2$  değeri bulunur. Sadece izoskaler restorasyon kuvvetleri kullanılarak (Şekil 6.18'in üst sol kısmı) bulunan sonuçlarla dönme değişmez model de (Şekil 6.18'in alt sol kısmı) elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında izoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınması büyük B(M1) güçlü durumların yarılmasına sebep olur ve bir çok seviyede M1 gücü parçalanır. Dönme değişmez model kullanıldığında makas modun indirgenmiş M1 uyarılma ihtimalinin toplam değeri için  $\Sigma B(M1)=2,71 \mu_N^2$  değeri bulunur ve bu sonuç iyi deforme orta kabuk çekirdekleri için bilinen değerlerle de uyum içindedir. Teorik hesaplamalar 2-4 MeV enerji aralığında toplam gücü  $B(M1)=2,71 \mu_N^2$  olan 21 tane pozitif pariteli  $K^\pi=1^+$  seviyesi öngörmektedir. Bu seviyelerin 19 tanesi makas modu oluşturan ve orbit spin oranı  $B_I/B_S \gg 1$  olan orbital karakterli durumlardır bunların makas moda katkısının toplam gücü  $\Sigma B(M1)=2,559 \mu_N^2$ 'dir. Geriye kalan 2 seviye  $B_I/B_S < 1$  olan spin-titreşim seviyeleridir. Bu seviyelerin M1 gücüne katkıları ise  $\Sigma B(M1)=0,151 \mu_N^2$  civarındadır.

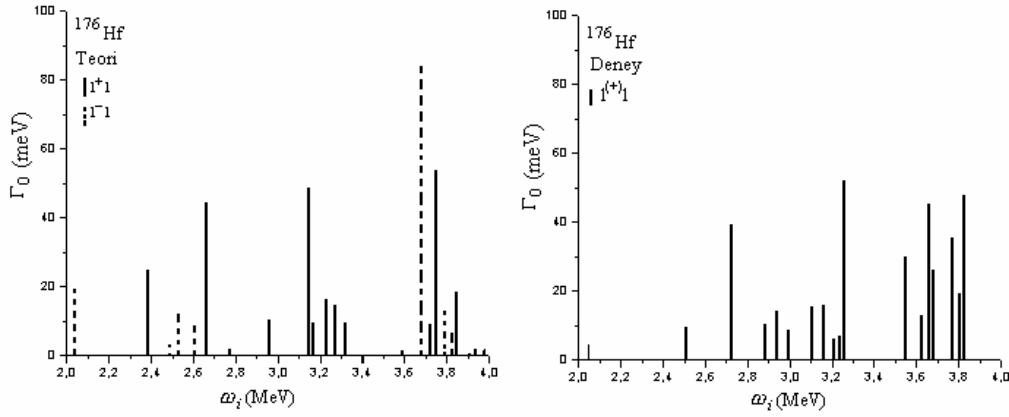
Teorik hesaplamalar elektrik dipol  $K^\pi=1^-$  durumları için toplam gücü  $\Sigma B(E1)=1,61 \mu_N^2$  olan negatif pariteli 9 seviye ön görmektedir (bkz. Şekil 6.18'in alt sol kısım kesikli çizgiler). Görüldüğü gibi spektroskopik bölgede pozitif pariteli makas mod durumları elektrik dipol uyarılmalarından daha baskındır. Bu çalışmada ayrıca dipol uyarılmalarının K=0 dalları da incelenmiştir. Nümerik hesaplamalar toplam gücü  $\Sigma B(M1)= 0,13 \mu_N^2$  olan pozitif pariteli 5 seviye ve toplam gücü  $\Sigma B(E1)=0,21 \mu_N^2$  olan negatif pariteli 6 seviye öngörmektedir. İyi deforme çekirdeklerde olduğu gibi pozitif pariteli K=0 seviyelerinin M1 dipol uyarılmalarına katkısının %5'den küçük olduğu tespit edilmiştir. Bütün bu seviyelerin toplamı alınırca teori 2-4 MeV enerji aralığında spini 1 olan 41 seviye öngörmektedir.

$^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için deneysel olarak (Şekil 6.18'in alt sağ kısmı) 55 tane spini 1 olan seviye gözlenmiştir. Deneysel olarak gözlenen bu seviyelerin spininin ve K kuantum sayısının belirlenmesi oldukça zordur. Pietralla et al. (1997) ve Scheck et al. (2003)

tarafından yapılan deneylere göre 2,4-3,7 MeV bölgesinde bulunan seviyeler makas mod karakterlidir ve bu bölgede deneysel olarak bulunan toplam güç  $\sum_{2,4-3,7} B(M1) = 2,56 \mu_N^2$  'dir. Bu enerji aralığında teorinin öngördüğü orbital karakterli 19 seviyenin makas moda katkısının toplam gücü  $\Sigma B(M1) = 2,559 \mu_N^2$  'dir. Görüldüğü gibi teori ve deney sonuçlarının her ikisi de oldukça uyumludur.

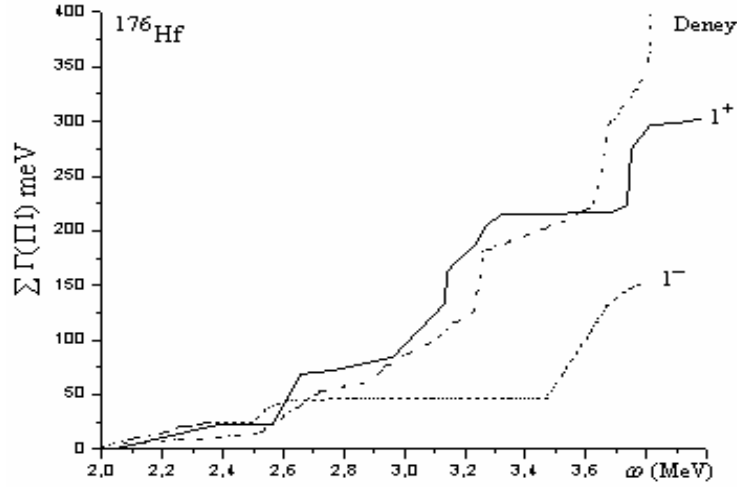
Ayrıca yine şekilden görüldüğü gibi teori M1 gücü  $0,2 \mu_N^2$  'den büyük olan 5 seviye ön görmektedir deneyde gözlenen bu tür seviyelerin sayısı da 5 tanedir. Örneğin teori  $\omega_i = 2,654 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1) = 0,639 \mu_N^2$  olan bir tane izole makas mod durumu ve  $\omega_i = 3,2 \text{ MeV}$  ile  $\omega_i = 3,8 \text{ MeV}$  enerjilerinde iki demetlenme olduğunu hesaplamıştır. Bu durumlara benzer seviyeler deneysel olarak  $\omega_i = 2,722 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1) = 0,5 \mu_N^2$  olan izole durum,  $\omega_i = 3,2 \text{ MeV}$  ve  $\omega_i = 3,8 \text{ MeV}$  enerjide iki demet gözlemiştir. Teori de  $E = 3,146 \text{ MeV}$  enerjide  $B(M1) = 0,45 \mu_N^2$  'li hesaplanan orbital karakterli izole durum deneysel olarak  $3,261 \text{ MeV}$  'de gözlenen  $B(M1) = 0,39 \mu_N^2$  duruma karşı geldiği varsayılabilir. Hesaplamalar ikinci demette bir tane spin-titreşim seviyesi olduğunu göstermiştir. Deney tarafından gözlenen fakat spini, paritesi ve kuantum sayısı bilinmeyen diğer seviyelerin de dipol karakterli olduğu varsayılarak hesaplandığında bu demetteki toplam M1 gücü  $\Sigma B(M1) = 1,479 \mu_N^2$  olarak bulunmuştur. Bu durum güvenilir bir karşılaştırma yapılması için gözlenen seviyelerin spinlerinin, paritelerinin ve K kuantum sayısının belirlenmesinin ne kadar önemli olduğunu gösterir.

Dipol karakterli seviyelerin pariteleri tam olarak ölçülemediğinde  $\Gamma_\gamma$  radyasyon dipol kalınlıklarının deneysel ve teorik değerlerinin karşılaştırılması seviyelerin paritelerini belirlemede deneycilere çok yardımcı olur. Şekil 6.19'da  $^{176}\text{Hf}$  deforme çekirdeğinin  $K^\pi = 1^-$  ve  $1^+$  durumları için hesaplanan elektrik ve manyetik dipol kalınlığının enerji dağılımının uygun deneysel verilerle (Scheck et al. 2003) karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 6.19.  $^{176}\text{Hf}$  deforme çekirdeğinde  $K^\pi=1^-$  ve  $1^+$  durumları için 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan elektrik ve manyetik dipol kalınlığının deneysel kalınlıklarla karşılaştırılması (Scheck et al., 2003). Burada düz çizgi teorik olarak hesaplanan  $1^+$  seviyelerini kesikli çizgi ise  $1^-$  seviyelerini gösterir. Deneyde gözlenen seviyelerin hiçbirinin paritesi tam olarak bilinmemektedir büyük ihtimalle (+) olduğu varsayılmaktadır

Şekilden görüldüğü gibi deney teoriden daha çok seviye sergilemektedir. Bu da deneyde gözlenen seviyelerin bir kısmının negatif pariteli olduğuna işaret etmektedir. Deneyde gözlenen seviyelerin tümünün pozitif pariteli olduğuna tam güven olmadığından bire bir karşılaştırmak için seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çok önemlidir. Dipol seviyelerin radyasyon kalınlıklarının spektrumda pariteye göre doyum dağılımının incelenmesi negatif ve pozitif pariteli seviyelerin dağılımı hakkında çok bilgi vericidir. Yukarıda not edildiği gibi  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için yapılan deneysel çalışmalarda 2,5-4 MeV enerji aralığında gözlenen  $K=1$  dipol seviyelerin pariteleri tam olarak bilinmemektedir. Şekil 6.20'de  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeğinin  $K=1$  durumları için deneysel (Scheck et al., 2003) olarak bulunan dipol kalınlığının enerjiye göre artımının QRPA modeli kullanılarak hesaplanan sonuçlarla karşılaştırılması verilmiştir.



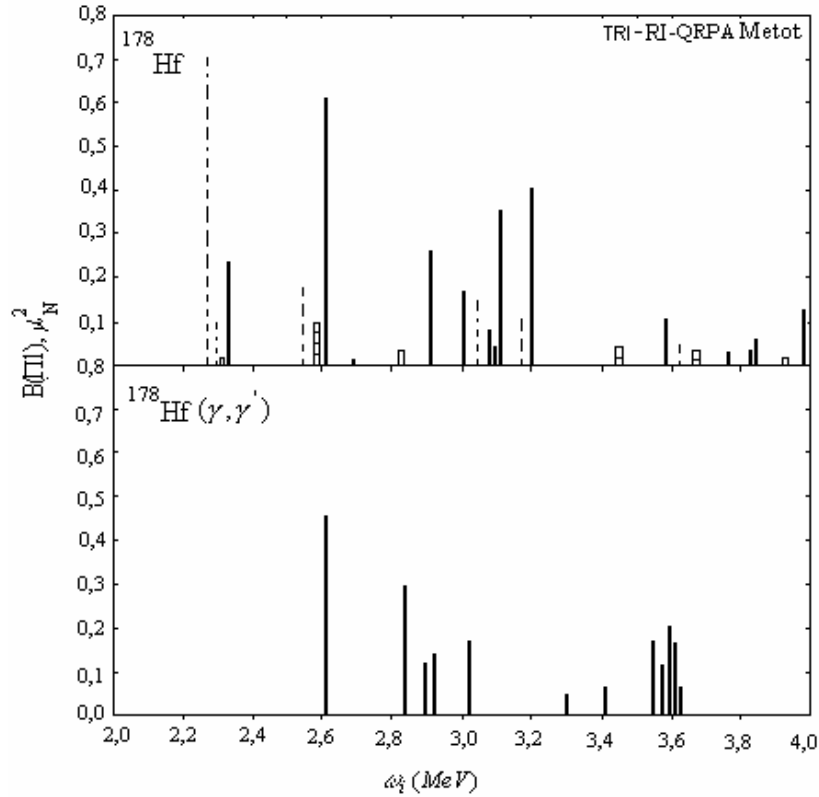
Şekil 6.20.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme ve dönme değişmez QRPA kullanılarak hesaplanan 4 MeV enerjisine kadar dipol kalınlığının  $K=1$  kolunun toplamının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması (Scheck et al, 2003). Burada  $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol durumları gösterir. Burada düz çizgi teorik olarak hesaplanan  $1^+$  seviyelerinin artışı, yoğun kesikli çizgi teorik olarak hesaplanan  $1^-$  seviyelerinin artışı ve az yoğun kesikli çizgi deneysel sonuçların artımını (Scheck et al. 2003) gösterir

Şekilden görüldüğü gibi 2-3,5 MeV enerji aralığında negatif pariteli seviyelerin teorik olarak hesaplanan elektrik dipol kalınlığının toplamı manyetik dipol kalınlığının toplamından oldukça küçüktür. Pozitif pariteli manyetik dipol kalınlıklarının teorik sonuçları deney sonuçları ile uyum içindedir. Bu durum deneyde gözlenen dipol seviyelerin büyük olasılıkla pozitif pariteye sahip olduğunu ortaya koymaktadır. Buna göre deneyde gözlenen dipol seviyelerin büyük olasılıkla makas modu oluşturan dipol uyarılmalar olduğu söylenebilir.

Deney sonuçları bilinen diğer Hafniyum izotopu  $^{178}\text{Hf}$  çekirdeğidir. Şekil 6.21'de  $^{178}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli (TRI-RI-QRPA) kullanılarak hesaplanan  $B(\Pi)$  gücünün enerji dağılımının teorik değerlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması gösterilmiştir. Şekilde deney sonuçlarına uygun olarak sadece  $B(\Pi) > 0,01 \mu_N^2$  olan durumlar gösterilmiştir. Deneyde gözlenen seviyelerin hiçbirinin paritesi belirlenememiştir. Burada  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin  $B(\Pi)$  sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş



ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2 = 11,06 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir.



Şekil 6.21.  $^{178}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme (TRI) ve dönme (RI) değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipol,  $\Pi=M$  manyetik dipol durumları gösterir. Deneysel sonuçlar (Pietralla et al. 1997) gözlenen seviyelerin pariteleri belirlenememiştir. Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmaları karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir. Deneysel sonuçların hiçbirinde parite tam olarak belirlenememiştir.

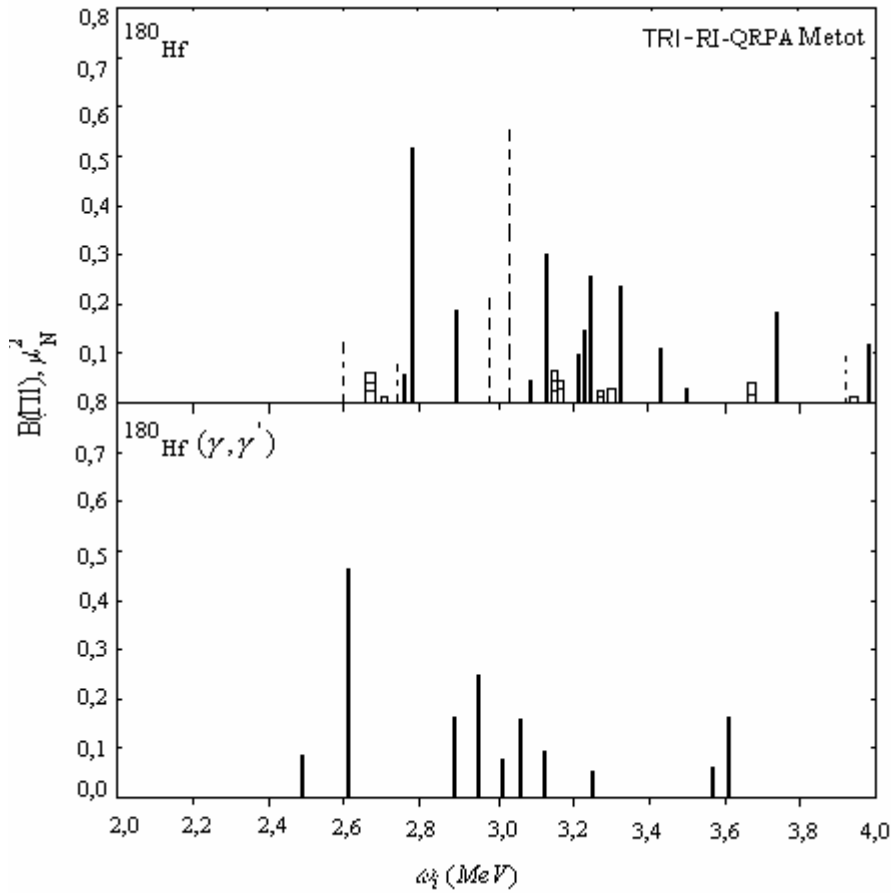
Saçılma deneylerinde M1 karakterli ve toplam gücü  $B(M1) = 2,38 \mu_N^2$  olan 23 seviye gözlenmiştir (Pietralla et al. 1997). Bunlardan toplam gücü  $\sum_{2.4-3.7} B(M1) = 2,04 \mu_N^2$

olan 13 seviye makas moda aittir. Teori ise dipol karakterli 35 seviye öngörmektedir. Bu seviyelerden 23 tanesi pozitif pariteli 12 tanesi ise negatif paritelidir. Nümerik hesaplamalar sonucunda 2-4 MeV enerji aralığında pozitif pariteli durumların  $K=1$  kolu için toplam gücü  $\Sigma B(M1) = 2,56 \mu_N^2$  olan 19 seviye bulunmuştur. Bunlardan toplam gücü  $\Sigma B(M1) = 1,7 \mu_N^2$  olan 8 seviye makas mod karakterli diğer  $\Sigma B(M1) = 0,852 \mu_N^2$  olan 11 seviye ise spin-titreşim karakterlidir. Teori manyetik dipol uyarılmalarının  $K=0$  kolu için 4 seviye öngörmektedir bu

seviyelerin M1 gücüne katkısı  $\Sigma B(M1) = 0,12 \mu_N^2$  'dir. Negatif pariteli  $K=1$  elektrik dipol durumlarının E1 gücüne esas katkısı sağlayan 7 seviyenin toplam gücü  $\Sigma B(E1) = 1,28 \mu_N^2$  olduğu halde buna karşın elektrik dipol uyarılmalarının  $K=0$  kolunun 5 seviyesinin toplam E1 gücüne katkısı  $\Sigma B(E1) = 0,18 \mu_N^2$  'dir. Nümerik hesaplamalar spektroskopik bölgede makas mod uyarılmalarının elektrik dipol uyarılmalarına göre daha baskın olduğunu göstermektedir. Görüldüğü gibi  $^{178}\text{Hf}$  çekirdeği için de teorik sonuçlarla deney arasında büyük bir uyum vardır.

Hafniyum izotoplarından son incelenen çekirdek ise  $^{180}\text{Hf}$  çekirdeğidir. Şekil 6.22'de  $^{180}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanan seviyelerin deneysel sonuçlarıyla karşılaştırılması verilmiştir. Burada  $I^\pi K=1^+1$  seviyeleri düz çizgi ile,  $I^\pi K=1^-1$  seviyeleri kesikli çizgi ile,  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri içi boş bar ile ve  $I^\pi K=1^-0$  seviyeleri ise çizgili bar ile gösterilmiştir. Elektrik ve manyetik dipol geçişlerinin B( $\Pi 1$ ) sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri Bohr magnetonu  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir. Burada  $\Pi=E$  elektrik dipolu ( $1 \mu_N^2 = 11,06 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ),  $\Pi=M$  ise manyetik dipolu gösterir. Deneyde gözlenen seviyelerin hiçbirinin paritesi belirlenememiştir.

İncelenen diğer hafniyum çekirdekleriyle karşılaştırıldığında, Şekil 6.22'den görüldüğü gibi  $^{180}\text{Hf}$  izotopunda teorik ve deneysel seviye yoğunluğu daha düşüktür. Teori  $\omega_i = 2,785$  MeV enerjide  $B(M1) = 0,52 \mu_N^2$  olan bir yüksek izole makas mod seviyesi ön görmektedir. Bunun da deneysel olarak  $\omega_i = 2,617$  MeV enerjide gözlenen M1 geçiş ihtimali  $B(M1) = 0,46 \mu_N^2$  olan durum olduğu varsayılabilir. Teori  $\omega_i = 3,2$  MeV enerji civarında seviye sayısı 2'den fazla olan bir demet ve 3,6-4 MeV enerji aralığında iki seviyeli ikinci bir demet olduğunu göstermiştir. Benzer durum deneysel olarak  $\omega_i = 3,2$  MeV enerji ve  $\omega_i = 3,6$  MeV enerji civarında gözlenmiştir. Teori 2,6÷3,2 MeV arasında gözlenen seviyelerin makas mod olduğunu teyit etmektedir.



Şekil 6.22.  $^{180}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme (TRI) ve dönme (RI) değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(\Pi 1)$  değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel sonuçlarla karşılaştırılması (Pietralla et al. 1997). Düz çizgiler pozitif pariteli kırık çizgiler ise negatif pariteli  $K=1$  uyarılmalara karşı gelmektedir. Pozitif pariteli  $K=0$  seviyeleri içi boş bar ile negatif pariteli  $K=0$  seviyeleri ise içi çizgili bar ile gösterilmiştir. Deneysel sonuçların hiçbirinde parite tam olarak belirlenmemiştir.

$^{180}\text{Hf}$  çekirdeği için hesaplamalar sonucunda 2-4 MeV enerji aralığında toplam gücü  $\Sigma B(M1)=2,32 \mu_N^2$  olan 19 seviye bulunmuştur. Bu seviyelerden 10 tanesi toplam gücü  $\Sigma B(M1)=1,697 \mu_N^2$  olan makas mod seviyesidir. Geriye kalan 9 seviye toplam gücü  $\Sigma B(M1)=0,614 \mu_N^2$  olan spin-titreşim seviyesidir. Manyetik dipol uyarılmalarına  $K=0$  dalının toplam gücü  $\Sigma B(M1)=0,08 \mu_N^2$  olan 3 seviyedir.  $I^\pi K=1^-1$  uyarılmaları için teori toplam gücü  $\Sigma B(E1)=1,46 \mu_N^2$  olan 7 seviye  $I^\pi K=1^-0$  uyarılmaları için ise toplam gücü  $\Sigma B(E1)=0,15 \mu_N^2$  olan 5 seviye öngörmektedir. Teorinin bulduğu bütün seviyelerin toplamı 34'dür. Saçılma deneylerinde dipol karakterli olan ve toplam gücü  $B(M1)=2,38 \mu_N^2$  olan 23 seviye gözlenmiştir (Pietralla et al. 1997). Bunların toplam gücü  $\sum_{2.4-3.7} B(M1)=2,04 \mu_N^2$  olan 13 seviye makas moda aittir. Teori toplam

gücü  $\Sigma B(M1)=1,697 \mu_N^2$  olan makas mod karakterli 10 seviye öngörmektedir. Görüldüğü gibi teorik sonuçlarla deney arasında büyük bir uyum vardır.

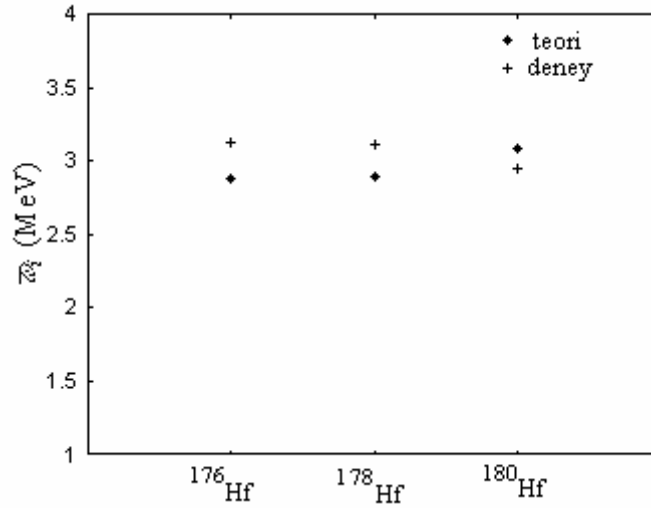
Tablo 6.14’de  $^{176-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak 4 MeV’e kadar hesaplanmış  $I^\pi K=1^+1, 1^+0, 1^-1$  ve  $1^-0$  dipol uyarılmalarının geçiş ihtimallerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması gösterilmiştir.

Tablo 6.14.  $^{176-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme ve dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak hesaplanmış dipol geçiş ihtimalinin  $K=1$  ve  $K=0$  kolunun 4 MeV’e kadar enerjilerde deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. Deneysel sonuçlar  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için Scheck et al. (2003)’den  $^{178,180}\text{Hf}$  için Pietralla et al. (1997)’den alınmıştır. Deneysel sonuçlarda parite tam olarak belirlenemediğinden dipol geçiş türü ( $\Pi 1$ ) ile gösterilmiştir. Burada  $\Sigma B(\Pi 1)$  değerleri  $\mu_N^2$  birimlerinde verilmiştir

Çekirdek	Teori				Deney
	$\Sigma B(1^+;1)$	$\Sigma B(1^+;0)$	$\Sigma B(1^-;1)$	$\Sigma B(1^-;0)$	$\Sigma B(\Pi 1)$
$^{176}\text{Hf}$	2,71	0,13	1,61	0,21	2,56
$^{178}\text{Hf}$	2,56	0,12	1,28	0,18	2,04
$^{180}\text{Hf}$	2,32	0,08	1,14	0,15	1,61

Tablodan görüldüğü gibi teorik sonuçlar deney sonuçlarından büyük değer vermiştir. Fakat deneyde gözlenen seviyelerin pariteleri ve spinleri bilinmediğinden ve deneyin gözleyemediği seviyeler olduğundan bu sonuç oldukça uyumludur.

Şekil 6.23’de ise Bölüm 6.1.1’de gösterilen Denklem (6.1) kullanılarak hesaplanmış  $1^+1$  uyarılmalarının ortalama enerjisinin  $A$ ’ya bağlı grafiği gösterilmiştir.

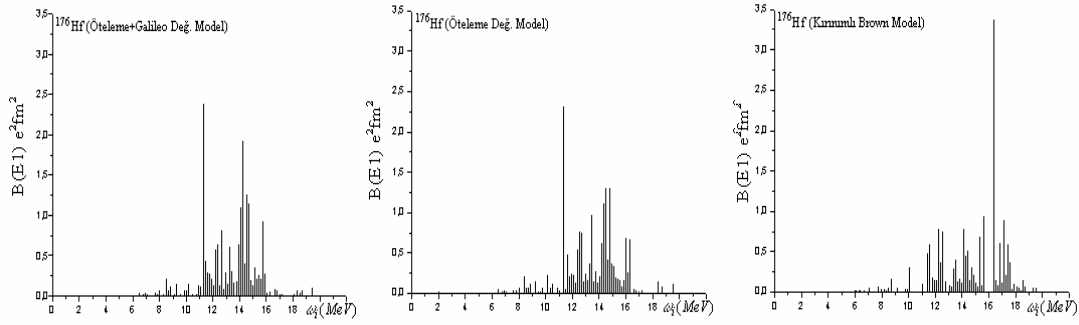


Şekil 6.23.  $^{176-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerin  $1^+1$  uyarılmalarının ortalama enerjisinin 4 MeV'e kadar enerjilerde deney sonuçlarıyla karşılaştırılması

Şekilden görüldüğü gibi  $^{176-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin ortalama enerjisi deney sonuçlarıyla büyük bir uyum içindedir.

Böylelikle incelenen Hf izotop zinciri çekirdeklerinin  $\sum B(M1)$  ve rezonans enerjilerinin ortalama değerlerinin nümerik sonuçlarının deneysel sonuçlarla uyum içinde olduğu görülmektedir.

Farklı QRPA çözümlerinin değişen  $\omega_i$  uyarılma enerjilerine göre E1 gücünün dağılımı efektif etkileşmelerin toplam B(E1) ve  $1^-$  uyarılmalarının rolü hakkında önemli bilgiler verir. Elektrik dipol geçişleri için Pygmy ve Dev rezonansın hangi enerji bölgesine yerleştiğini incelemek için  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği bir örnek olarak ele alınsın. Hesaplamalarda izovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametresi  $\chi = 500 A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$  olarak kullanılmıştır (Pyatov ve Salamov 1977). Şekil 6.24'de  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeğinin K=1 dalının öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak 0÷20 MeV enerji aralığında hesaplanan B(E1) dipol geçiş ihtimalinin  $\text{e}^2 \text{fm}^2$  birimlerinde enerjiye göre dağılımı verilmiştir.



Şekil 6.24.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 20$  MeV enerji aralığında  $K=1$  dalı için hesaplanan  $B(E1)$  değerlerinin  $e^2\text{fm}^2$  birimlerinde karşılaştırılması

Şekil 6.24'de Öteleme+Galileo değişmez model de görüldüğü gibi Goldstone dalının yalıtılması kırınımlı modelin 16 MeV civarında yoğunlaşan Dev rezonansının merkezini yaklaşık 2 MeV azaltarak 13,8 MeV enerjisine kaydırır. Rezonansa esas katkıyı sağlayan enerjisi 16 MeV ve  $B(E1)=3,5 e^2\text{fm}^2$  olan en kolektif seviye öteleme restore edici kuvvetlerin etkisi sonucu ikiden fazla seviyeye parçalanır ve Dev rezonansa en büyük katkıyı sağlayan seviyenin enerjisi yaklaşık 3 MeV,  $B(E1)$  değeri ise %40 azalır. Söz konusu olan bu seviyenin enerjisi 11,2 MeV geçiş ihtimali  $B(E1)=2,5 e^2\text{fm}^2$  dir. Böylece Goldstone dalının yalıtılması rezonansa katkı sağlayan bir çok seviyenin gücünü Pygmy rezonansın meydana geldiği bölgeye (6-9 MeV) kaydırarak Dev rezonansın gücünü azaltır. Kırınımlı Brown Modelinde en büyük katkıyı sağlayan seviye rezonans genişliğinin yukarı ucunda olduğu halde Öteleme Değişmez Modelde en büyük katkıyı rezonansın aşağı ucunda olan seviye verir. Galileo değişmezliği restore edici kuvvetlerin hamiltoniyene ilave edilmesiyle şekil 6.24'den görüldüğü gibi rezonansa en büyük katkı veren ( $B(E1)>1,5 e^2\text{fm}^2$ ) seviye sayısı iki tane olur. Öteleme değişmez modeldeki seviye olduğu gibi kalır ve bu seviyeden 2 MeV büyük enerjide enerjisi 14,2 MeV ve  $B(E1)=1,8 e^2\text{fm}^2$  olan ikinci bir kolektif seviye meydana gelir ve bu seviyenin etrafında bir gruplaşma olur. Dev rezonansın merkezini bu grup oluşturur.

$^{176}, ^{178}, ^{180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 20$  MeV enerji aralığında hesaplanan  $B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve ortalama rezonans enerjilerinin  $K=1$  kolunun karşılaştırılması

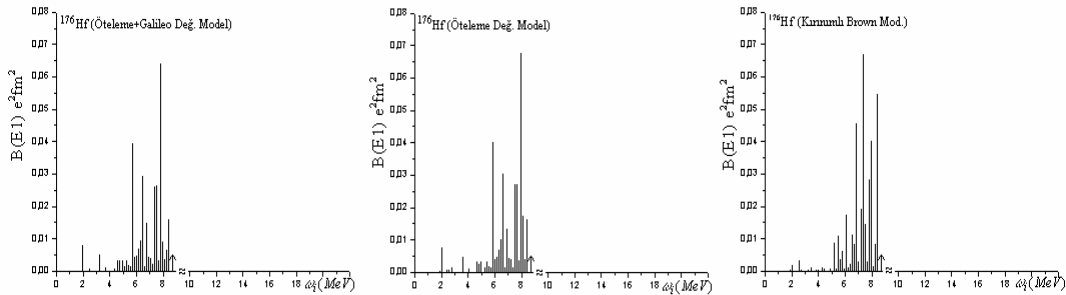
Tablo 6.15'de verilmiştir.

Tablo 6.15.  $^{176, 178, 180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $0 \div 20$  MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez ve kırımlı Brown modelini göre  $K=1$  durumları için hesaplanan  $\sum B(E1)$ ,  $\sum B(E1, i)\omega_i$  ve  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

A	Öteleme +Galileo Değişmez Model			Öteleme Değişmez Model			Brown Modeli		
	$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
176	21,0	279,3	13,3	21,0	279,3	13,3	24,1	359,1	14,9
178	21,2	286,2	13,5	21,1	282,7	13,4	22,0	323,4	14,7
180	21,9	297,8	13,6	21,4	291,0	13,6	22,3	330,0	14,8

Tablo 6.15'den görüldüğü gibi öteleme değişmez modelde Goldstone dalının yalıtılması kırımlı Brown modeliyle kıyaslandığında enerji ağırlıklı toplam kuralını %15-30 arasında enerji ağırlıksız toplam kuralını ise %5-15 arasında azaltır. Öteleme değişmez modelde Galileo değişmezliğinin restorasyonu hesaplara katıldığı zaman enerji ağırlıklı toplam kuralının ve toplam gücün fazla etkilenmediği görülmüştür.

Şekil 6.25'de  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 9$  MeV enerji aralığında hesaplanan elektrik dipol geçiş ihtimallerinin  $e^2\text{fm}^2$  birimlerinde  $K=1$  dalının enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir.



Şekil 6.25.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 9$  MeV enerji aralığında hesaplanmış  $K=1$  dalının  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması. Not edelim ki buradaki  $B(E1)$  ölçeği şekil 6.24'deki ölçekten yaklaşık 10 defa küçüktür.  $\uparrow$  işareti bağ enerjisini gösterir

Şekil 6.25'den görüldüğü gibi öteleme değişmez model kırımlı modelden farklı olarak nötronun bağ enerjisi civarında Pygmy rezonansın özelliklerini taşıyan

seviyeleri biçimlendirir. Bu rezonansın ortalama enerjisi  $\omega_{pg}=7,9$  MeV toplam E1 gücü  $B(E1)=0,81 e^2fm^2$ 'dir.

<sup>176, 178, 180</sup>Hf izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeli kullanılarak 0÷9 MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve ortalama rezonans enerjilerinin K=1 dalının karşılaştırılması

Tablo 6.16'da verilmiştir.

Tablo 6.16. <sup>176, 178, 180</sup>Hf izotop zinciri çekirdeklerinin 0÷9 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırımlı Brown modelini göre K=1 durumları için hesaplanan  $\sum B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

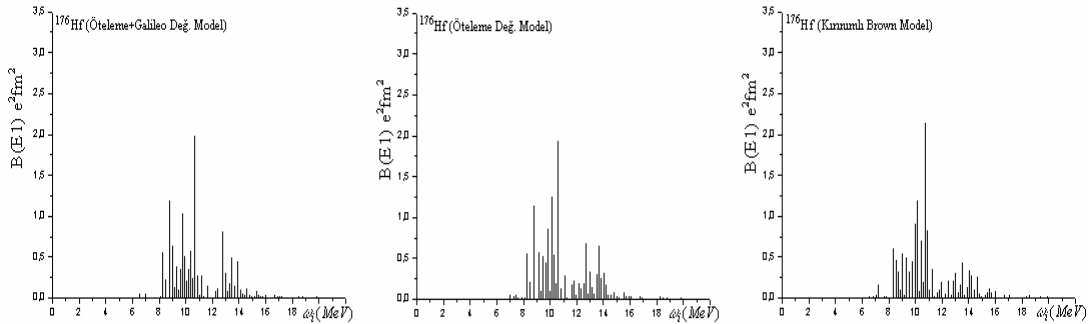
A	Öteleme+Galileo Değişmez Model			Öteleme Değişmez Model			Kırımlı Brown Modeli		
	$\sum B(E1)$ (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	$\sum B(E1)\omega$ (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	$\sum B(E1)\omega$ (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> )	$\sum B(E1)\omega$ (e <sup>2</sup> fm <sup>2</sup> MeV)	$\bar{\omega}$ (MeV)
176	0,81	6,40	7,9	0,82	6,56	8,0	0,67	5,29	7,9
178	0,80	6,32	7,9	0,80	6,32	7,9	0,67	5,29	7,9
180	0,86	6,96	8,1	0,80	6,48	8,1	0,72	5,69	7,9

Tablo 6.16'dan görüldüğü gibi kırımlı modelde sıfır enerjili Goldstone dalının yalıtılması 0÷9 MeV enerji aralığında Pygmy rezonansa katkı sağlayan seviyelerin toplam E1 gücünü %10-20 arasında arttırır. Enerji ağırlıklı toplam kuralını ise %15-25 arasında arttırır. Öteleme değişmez modelde Galileo değişmezliğin hesaba katılmasıyla seviyelerin toplam E1 dipol gücü <sup>176</sup>Hf çekirdeğinde %1,2 azalırken <sup>180</sup>Hf çekirdeğinde toplam gücü %7,5 artmıştır. Enerji ağırlıklı toplam kuralı <sup>176</sup>Hf çekirdeğinde %2,5 azalırken <sup>180</sup>Hf çekirdeğinde %7,4 oranında artar. Böylece Galileo değişmezliğinin hesaba katılması seviyelerin toplam gücünü yaklaşık %4 oranında değiştirir. Şekil 6.24, 6.25 ve Tablo 6.15 ve 6.16'dan görüldüğü gibi Galileo değişmezliğin restorasyonunun Pygmy ve Dev rezonansın K=1 dalına katkısı çok düşüktür. <sup>178</sup>Hf çekirdeğinde ise toplam kuralları Galileo değişmezliğinden etkilenmemektedir.

İncelemelerin tam olması için elektrik dipol uyarılmalarının K=0 dalının da araştırılması çok önemlidir. Şekil 6.26'da <sup>176</sup>Hf çekirdeği için öteleme+Galileo ve



öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 20$  MeV enerji aralığında hesaplanan  $K=0$  kolunun  $B(E1)$  dipol geçiş ihtimalinin  $e^2\text{fm}^2$  birimlerinde enerjiye göre dağılımı verilmiştir.



Şekil 6.26.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme+Galileo, öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 20$  MeV enerji aralığında  $K=0$  kolu için hesaplanmış  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 6.26'dan görüldüğü gibi öteleme değişmez model kırımlı Brown modeliyle kıyaslandığında Goldstone dalının yalıtılması rezonansa katkı veren  $B(E1)$  değerleri büyük olan bireysel seviyelerin sayını artırır. Şekilden Galileo değişmezliğin Dev rezonans bölgesindeki seviyelere etkisinin çok küçük olduğu da görülmektedir. Aynı sonuçlar diğer hafniyum izotopları için de geçerlidir. Şekilde  $K=0$  dalının rezonans enerjisi  $K=1$  dalı için Şekil (6.24) elde edilen enerjiden yaklaşık 3 MeV küçüktür.

Tablo 6.17'de  $^{176}, ^{178}, ^{180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırımlı Brown modelleri çerçevesinde  $K=0$  dalının  $6 \div 18$  MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve ortalama rezonans enerjilerinin

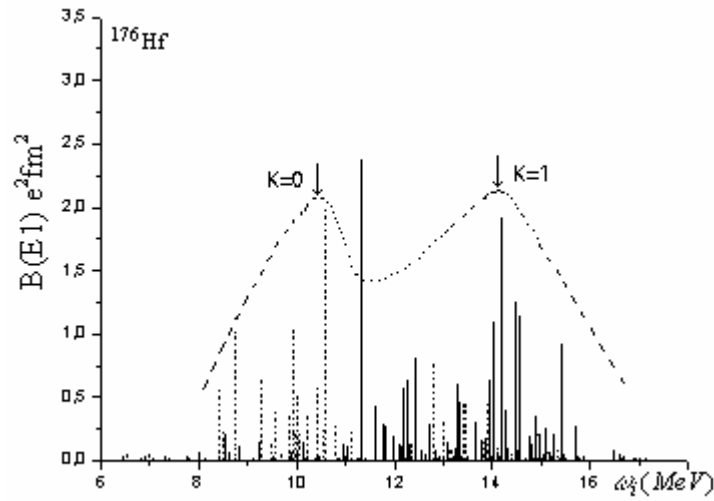
karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 6.17.  $^{176}, ^{178}, ^{180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $0 \div 20$  MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeline göre  $K=0$  durumları için hesaplanan  $\sum B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

A	Öteleme+Galileo Değişmez Model			Öteleme Değişmez Model			Kırımlı Brown Modeli		
	$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $e^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $e^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
176	14,0	154,0	11,0	14,2	156,2	11,0	14,2	156,2	11,0
178	14,5	161,0	11,1	14,5	161,0	11,1	14,5	161,0	11,1
180	14,7	161,7	11,0	14,8	164,3	11,1	14,8	162,8	11,0

Tablodan görüldüğü gibi dipol uyarılmaların  $K=1$  dalından farklı olarak etkin kuvvetler ve Goldstone dalının yalıtılması  $K=0$  uyarılmalarının toplam kurallarını ve Dev rezonans enerjisini az etkilemektedir.

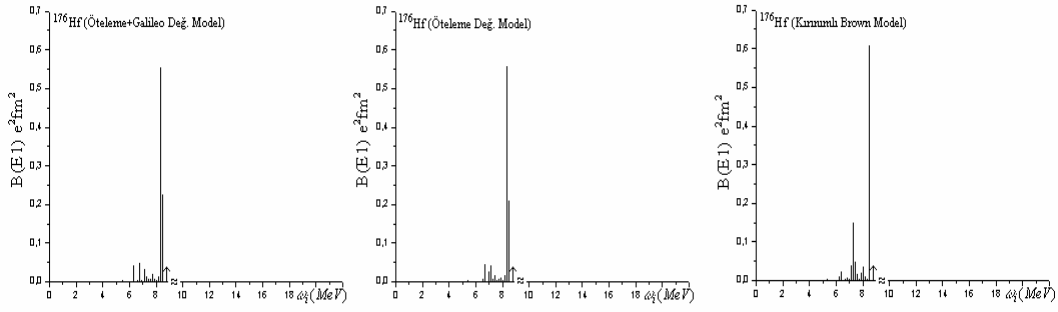
Şekil 6.27’de Öteleme+Galileo Değişmez Model kullanılarak hesaplanan  $K=1$  ve  $K=0$  kollarının  $0 \div 20$  MeV enerji aralığında hesaplanmış  $B(E1)$  dipol güçlerinin enerjiye göre dağılımının karşılaştırılması gösterilmiştir.



Şekil 6.27.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için Öteleme+Galileo değişmez model kullanılarak hesaplanan  $K=1$  (düz çizgi) ve  $K=0$  (kesikli çizgi) kollarının  $0 \div 20$  MeV enerji aralığında hesaplanan  $B(E1)$  dipol güçlerinin karşılaştırılması. Ok işareti Dev rezonansın dipol gücünün  $K=0$  ve  $K=1$  dallarının maksimum enerjilerini gösterir

Dev rezonansın  $E1$  güç fonksiyonunun  $K=0$  ve  $K=1$  dallarına karşı gelen iki maksimumu olduğu görülmektedir. Deforme çekirdeklerde Dev rezonansın Şekil 6.27’deki gibi iki hörgüç yapıya sahip olması teorik ve deneysel olarak bilinmektedir bkz. Bohr ve Mottelson (1976).

Şekil 6.28’de  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 9$  MeV enerjisine kadar hesaplanan  $K=0$  kolunun  $B(E1)$  dipol geçiş ihtimalinin  $e^2\text{fm}^2$  birimlerinde enerjiye göre dağılımı verilmiştir.



Şekil 6.28.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeği için öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 9$  MeV enerji aralığında  $K=0$  kolu için hesaplanmış  $B(E1)$  değerlerinin karşılaştırılması.  $\uparrow$  işareti bağ enerjisini gösterir

Şekil 6.28'den görüldüğü gibi kırınımlı modelde sıfır enerjili Goldstone dalının yalıtılması 8,4 MeV'de gözlenen  $B(E1)=0,62 \text{ e}^2\text{m}^2$  olan seviyeyi fazla etkilemezken 8,41 MeV enerjide  $B(E1)=0,25 \text{ e}^2\text{m}^2$  olan yeni bir seviye meydana getirir 7,3 MeV enerjideki  $0,15 \text{ e}^2\text{m}^2$  olan seviyeyi ise parçalar.

$^{176}, ^{178}, ^{180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak  $0 \div 9$  MeV enerjisine kadar hesaplanan  $B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve ortalama rezonans enerjilerinin  $K=0$  kolunun karşılaştırılması

Tablo 6.18'de verilmiştir.

Tablo 6.18.  $^{176}, ^{178}, ^{180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin  $0 \div 9$  MeV enerji bölgesinde öteleme+Galileo ve öteleme değişmez ve kırınımlı Brown modeli kullanılarak  $K=0$  dalı için hesaplanan  $\sum B(E1)$ ,  $\sum_i B(E1, i)\omega_i$  ve  $\bar{\omega}$  değerlerinin karşılaştırılması

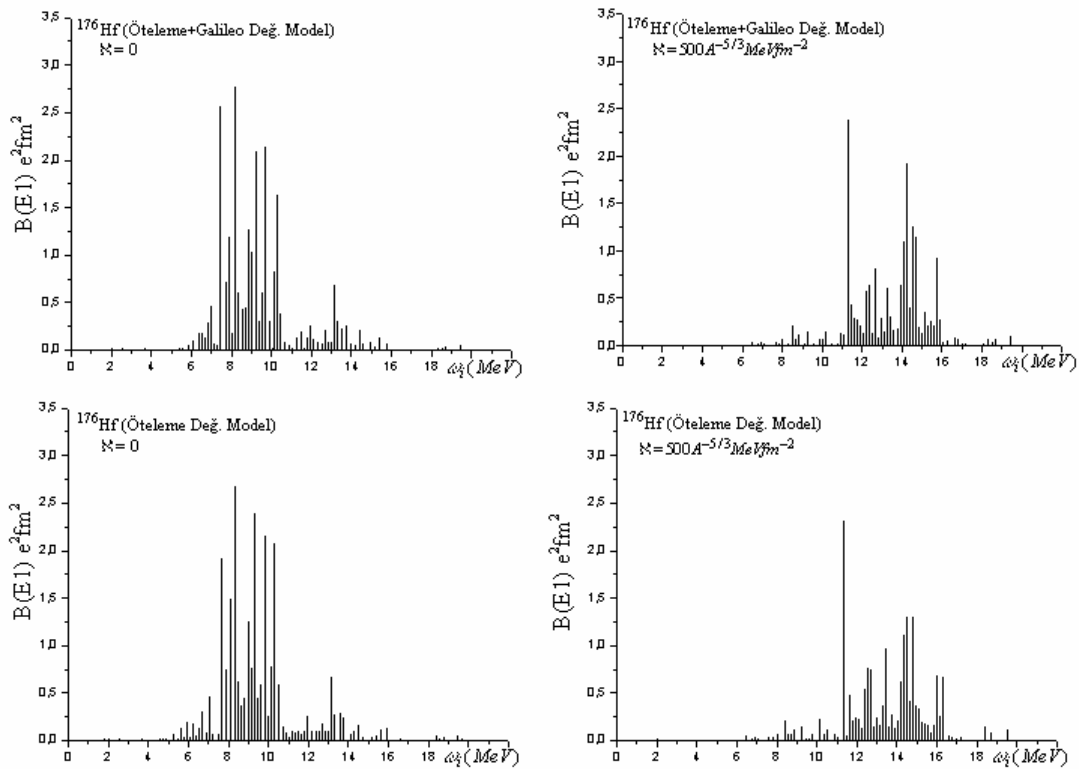
A	Öteleme+Galileo Değişmez Model			Öteleme Değişmez Model			Kırınımlı Brown Modeli		
	$\sum B(E1)$ ( $\text{e}^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $\text{e}^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ( $\text{e}^2\text{fm}^2$ )	$\sum B(E1)\omega$ ( $\text{e}^2\text{fm}^2\text{MeV}$ )	$\bar{\omega}$ (MeV)
176	2,17	18,5	8,5	2,09	17,8	8,5	1,78	15,0	8,4
178	2,14	18,2	8,5	2,08	18,3	8,8	1,56	12,9	8,3
180	2,42	20,6	8,5	2,49	21,2	8,5	1,84	15,3	8,3

Tablo 6.18'den görüldüğü gibi kırınımlı modelde goldstone dalının yalıtılması Pygmy rezonansa katkı sağlayan seviyelerin toplam E1 gücünü %17-35 arasında enerji ağırlıklı toplam kuralını ise %18-42 arasında arttırır. Öteleme değişmez

modelde Galileo değişmezliğin hesaba katılması ise toplam gücü ve enerji ağırlıklı toplam kuralını yaklaşık %2 oranında değiştirir.

Tablo 6.15 ve 6.16 kıyaslandığında Pygmy rezonansa katkı sağlayan K=1 dalının toplam gücün yaklaşık %4'ünü enerji ağırlıklı toplam kuralının ise yaklaşık %2'sini Tablo 6.17 ve 6.18'den ise K=0 dalının toplam gücün yaklaşık %15'ini enerji ağırlıklı toplam kuralının ise %12'sini oluşturduğu görülür. Bu durum Dev rezonansla kıyaslandığında oldukça küçük bir değerdir. Not edelim ki Pygmy rezonansın genel toplam kurallarına katkısı çok düşüktür. Diğer yandan Pygmy rezonansın K=0 dalının K=1 dalından yaklaşık üç defa kuvvetli olduğu görülmektedir.

Daha önce Şekil 6.24'de sergilenen seviyeleri tam olarak anlamak için öteleme+Galileo değişmez model ve öteleme değişmez model sonuçlarının  $\chi = 0$  ve  $\chi = 500A^{-5/3} fm^{-2} MeV$  değerleri için karşılaştırılması Şekil 6.29'da gösterilmiştir.



Şekil 6.29.  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeğinin 0 ÷ 20 MeV enerji bölgesinde Öteleme+Galileo değişmez, öteleme değişmez modele göre K=1 durumları için hesaplanan  $\sum B(E1)$  gücünün enerjiye göre dağılımının  $\chi = 500A^{-5/3} fm^{-2} MeV$  ve  $\chi = 0$  için karşılaştırılması

Şekil 6.24'den görüldüğü gibi kırımlı hamiltoniyen kullanılarak yapılan hesaplamalarda 16 MeV enerjide Dev rezonansın  $1^+$  dalı meydana gelir. Şekil de öteleme+Galileo değişmezliğinin restorasyonu sonucu kırımlı modelin 16 MeV civarında yoğunlaşan Dev rezonansın enerjisini kaydırdığı görülmüştür. Şimdi dipol uyarılmalarından sorumlu olan etkileşmelerin ayrı ayrı meydana getirdikleri rezonanslar incelenir. Bunun için  $h_0$  ve  $h_0+h_A$  etkin kuvvetlerin  $\chi=0$  değerlerinde meydana getirdiği  $1^-$  uyarılmalarının B(E1) ihtimalinin enerjilere göre dağılımı incelenecektir. Şekil 6.29'un sol kısmında görüldüğü gibi  $\chi=0$  halinde yalnız  $h_0$  etkileşmelerinin olduğu öteleme değişmez durum için üretilen  $1^+$  seviyelerinin B(E1) güç fonksiyonunun 9,6 MeV'de kuvvetli bir rezonans oluşturduğu şeklin sol kısmındaki alt ve üst resimler karşılaştırıldığında ise Galileo değişmezliğin restorasyonunun rezonans bölgesindeki seviyelerin B(E1) dağılımını etkilemediği görülmektedir. Etkileşmelerin tümü göz önüne alındığında Dev rezonans önceki rezonansların arasındaki bir bölgeye yerleşir ve toplam kuralı kırımlı Brown modelinin öngördüğünden %30 azalır. Bu sonuç izovektör dipol kuvvetleriyle restore edici etkin kuvvetlerin arasında kuvvetli bir yıkıcı girişimin olduğunu gösterir. Deneysel olarak bilinen toplam gücün kırımlı Brown modelinin öngördüğünden küçük olduğu bilinmektedir. Bu durum Goldstone dalının yalıtılmasının önemini gösterir.

## BÖLÜM 7. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkelerine dayanarak mikroskobik modelin QRPA yöntemi çerçevesinde simetri kırınımlarına sebep olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir hal için öteleme ve Galileo değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori geliştirilmiştir. Bu teori çerçevesinde farklı deformasyon bölgelerinde yerleşen Baryum, Erbiyum ve Hafniyum izotop zinciri çekirdekleri ele alınarak öteleme ve dönme değişmezlik ilkesi bünyesinde Goldstone dalının yalıtılmasının gerçek elektrik dipol ve Makas mod titreşim seviyelerinin özelliklerine etkileri incelenmiştir. Elde edilen neticeler kırınımlı hamiltoniyenler kullanan model sonuçlarıyla ve deney verileriyle karşılaştırılmıştır. Nümerik sonuçlarının incelenen çekirdeklerin deney verileriyle uyum içinde olması öteleme ve dönme değişmez hamiltoniyenler kullanan modellerin sırasıyla elektrik dipol ve orbital karakterli Makas mod uyarılmaları için daha güvenilir sonuçlar elde edilmesindeki önemini göstermiştir.

Süperakışkan model bazında  $^{166-180}\text{Hf}$  izotop zinciri çekirdeklerinin kuadrapol momentlerinin deformasyon parametresinin kuadratik teriminin ilk defa olarak göz önüne alınmasıyla deneyle uyum içinde olan sonuçlar elde edilmiştir. Nümerik hesaplamaların yapılması için gerekli olan çekirdek kuadrapol parametresinin belirlenmesinde kuadrapol momentlerinin deneyle fit edilmesinin çok önemli olduğu sonucuna varılmıştır. Heksadekapol deformasyonun kuadrapol momentlerine katkısının incelenen tüm izotoplar için %1'den küçük olduğu gözlenmiştir.

Hesaplamalar restore edici kuvvetlerin hamiltoniyene ilave edilmesi ile sıfır enerjili Goldstone dalının analitik olarak yalıtılmasının düşük enerjilerde Makas modun yüksek enerjilerde ise Dev dipol rezonansların ayrışımını ve kolektifliğini

yükselttiğini göstermiştir. Bu etkileşmeler Pygmy rezonansın da enerjisini deneye uygun bir biçimde azaltarak nötronun bağ enerjisi civarına kaydırır.

Nümerik hesaplamalar kırımlı hamiltoniyenler kullanan modellerin toplam dipol geçiş güçlerinin restorasyonlu model sonuçlarından bir kaç defa fazla olduğunu göstermiştir. Bu durum dipol titreşimlerinin incelenmesinde güvenilir sonuçlar elde etmek için Öteleme ve dönme değişmez hamiltoniyenlerin, Galileo değişmez ortalama alan potansiyellerinin kullanılmasının ve Goldstone dalının yalıtılmasının ne kadar önemli olduğunu göstermiştir.

Galileo değişmezliğinin restorasyonu iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altında dipol titreşimlerinin yeni bir dalını öngörmüştür. Bu seviyenin özellikleri bilinen izovektör elektrik dipol titreşimlerinden en düşük enerjili seviyesinin iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altında ve uygun etkin kuvvetlerinin öteleme değişmez olmasından dolayı dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralına katkılarının olmaması ile seçilir.

Öteleme ve Galileo değişmezliklerinin restorasyon kuvvetlerin 4 MeV'e kadar olan alçak enerjili  $1^-$  seviyeleri çok az etkilediği görülmüştür. Baryum, Erbiyum ve Hafniyum izotopları için Goldstoun dalının yalıtılmasının etkisi kendisini nükleonun bağ enerjisi ve Dev rezonans civarında göstermiştir.

Teori incelenen bütün çekirdeklerde  $2 \div 2,5$  MeV enerji aralığında bir tane güçlü  $1^-$  seviyesinin varlığını öngörmektedir. Bu tür bireysel seviyelerin foton saçılma deneylerinde de gözlenmesi bu durumların deforme çekirdeklere has bir özellik olduğunu göstermiştir.

Hesaplamalar kırılmış dönme değişmezliğin restorasyon kuvvetlerinin hamiltoniyene ilave edilmesi ile düşük enerjilerde Makas modun parçalanmasını arttırdığını ve  $1^+$  durumlarının kolektifliğini yükselttiğini gösterir. İzoskaler kuvvetlerden başka izovektör efektif restorasyon kuvvetlerinin ilave edilmesi ise bir çok  $1^+$  seviyelerinin yarılmasına neden olarak düşük enerjilerde Makas modun B(M1) gücünün dağılımını değiştirdiği tespit edilmiştir.

İncelenen baryum çekirdeklerinde kapalı kabuklara yaklaştıkça orbital karakterli Makas mod dipol seviyelerinin kolektifliğinin azaldığı ve Makas modun yok olduğu tespit edilmiştir. Bu izotoplar için yapılan deneylerde Makas modun gözlenmemesinin sebebini teori sihirli sayıya yakın izotoplarda kolektifliğin yerini tek parçacık özelliklerine vermesiyle açıklamıştır.

Hamiltoniyende eş zamanlı olarak üç etkileşmenin hesaba katılması sonucu oluşan toplam B(M1) gücünün onların katkılarının ayrı-ayrı hesaplanan değerlerinin toplamından daha küçük olması bu etkileşmeler arasındaki girişimin önemini göstermiştir. Etkin  $h_0$  ve  $h_1$  restorasyon kuvvetleri M1 geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralının kuaziparçacık modelin öngördüğü ve deformasyonun sorumlu olduğu teriminin katkısını % 6 azalttığı görülmüştür.

Spin etkileşme sabiti  $\chi_{\sigma\tau}$  parametresini bir kaç defa artmasıyla tüm incelenen çekirdeklerde 3,5 MeV'e kadar enerjilerde M1 geçişlerinin toplam B(M1) gücünün çok az değişmesinden yola çıkarak ön görülen  $1^+$  seviyelerin orbital karakterli Makas mod uyarılmaları olduğu sonucuna varılmıştır.

Baryumun kabuk ortasına yakın bütün hafif izotopları için Makas modun toplam M1 gücüne orbit ve spin katkılarının yapıcı olduğuna karşın ağır izotopların da bu katkının yıkıcı olduğu gözlenmiştir. Yüksek uyarılma enerjilerde ise B(M1) gücüne spin katkısı baskındır ve daha küçük olan orbital matris elemanları yıkıcı girişim yapar.

Gamov-Teller beta bozunum ve NRF deney verilerinin teorisinin öngörülleri ile karşılaştırılması her iki deneyde gözlenen 2,571 MeV ve 2,939 MeV enerjili seviyelerin her ikisinin bilinmeyen paritelerinin pozitif pariteli durumlar olduğu sonucuna varılmıştır. Bunlardan birincisi spin-titreşim ikincisi ise orbital karakterli  $1^+$  seviyesidir. Yapılan incelemeler de manyetik ve elektrik dipol seviyelerinin B(M1) ve B(E1) ihtimallerinin ve radyasyon kalınlıklarının karşılaştırılması sonucu 4 MeV enerjisine yakın bölgede deneysel olarak gözlenen dört seviyenin de M1 karakterli olduğu kanaatine varılmıştır.



Tüm incelenen çekirdeklerde elektrik ve manyetik dipol radyasyon kalınlıklarının birbiriyle ve deneyle karşılaştırılması 2-3,5 MeV enerji aralığında negatif pariteli seviyelerin teorik olarak hesaplanan toplam kalınlığının uygun manyetik dipol kalınlığından oldukça küçük olduğu tespit edilmiştir. İncelemeler deneyde gözlenen dipol seviyelerin büyük olasılıkla pozitif pariteye sahip olduğunu ortaya koymuştur. Buna göre  $^{176-180}\text{Hf}$  ve  $^{176-180}\text{Er}$  için NRF deneylerinde gözlenen paritesi belirsiz dipol seviyelerin büyük olasılıkla Makas modu oluşturan dipol uyarılmaları olduğu sonucuna varılmıştır.

Tüm incelenen çekirdeklerde düşük enerjili dipol uyarılmalarının çoğunlukla  $\Delta K=1$  karakterli olduğu tespit edilmiştir. Spin-titreşim seviyelerinin  $K=0$  dalının toplam dipol kalınlığına katkıları %1'den küçüktür. Makas modun görüldüğü enerji bölgesinin altında ( $\omega < 2,4$  MeV) negatif pariteli  $1^-$  dipol seviyelerin  $1^+$  seviyelerinden daha baskın olduğu da gözlenmiştir.

Teorik hesaplamalar deforme çekirdeklerde olduğu gibi hafif  $\gamma$ -soft Ba çekirdeklerinde de 3,5 MeV civarında Makas modun, 6-9 MeV enerji bölgesinde ise Pygmy rezonansın oluştuğunu göstermiştir. Teori aynı zamanda Galileo değişmezliğinin restorasyonu sonucunda iki-kuaziparçacık eşik enerjisinin altında dipol titreşimlerin yeni bir dalını öngörmüştür. Teorik olarak öngörülen Makas mod ve Pygmy rezonansın Türkiye'deki diğer üniversitelerde (Ege Üniversitesi, Anadolu Üniversitesi, Celal Bayar Üniversitesi v.b..) çalışan teorik fizikçiler tarafından da incelenmesi çok önemlidir. Gamov-Teller beta bozunum deney verilerinin teorisinin öngörülleri ile karşılaştırılması seviyelerin bilinmeyen paritelerinin yorumlanması açısından oldukça önemlidir. Fiziğin bir çok dalında teorik araştırmalarla deneysel çalışmalar birbirine paralel olarak yürütülmektedir. Buna göre Makas mod ve Pygmy rezonans gibi uyarılmaların teorik olarak incelenmesi deneyde gözlemlenen seviyelerin yorumlanması açısından çok önemlidir. Aynı zamanda teoriklerin öngördüğü çalışmalar deneylerin elde ettiği gözlemlere ışık tutarak deneyin gelişmesini sağlamaktadır. Böylece gelişen teorik fizik kendi bulgularıyla deneysel fizik çalışmalarını tetiklemiş olur. Bu gün nükleer fizikte gelinen nokta bunun açık bir göstergesidir.

## KAYNAKLAR

- ADAMS, J.P., CASTEL, B., SAGAWA, H., Neutron halos and E1 resonances in  $^{208}\text{Pb}$ , *Phys. Rev. C* 1996; 53:1016-1017.
- ALLAL, N.H., FELLAH, M., BENHAMAOUA, N., Electric Quadrupole Moments of even-even Sm nuclei, *Nucl. Phys. A* 2001; 690:219- 222.
- ARSENIEV, D.A., SOBICZEWSKI, A., SOLOVIEV, V.G., Ground and excited state deformations in the  $50 < Z, N < 82$  region, *Nucl. Phys. A* 1969; 126:15-35.
- ARSENIEV, D.A., SOBICZEWSKI, A., SOLOVIEV, V.G., Equilibrium deformations of neutron-rich nuclei in the  $A \approx 100$  region, *Nucl. Phys. A* 1969;139:269- 276.
- ARIMA, A., OTSUKA, T., IACHELLO, F., TALMI, I., Collective nuclear states as symmetric couplings of proton and neutron excitations, *Phys. Lett. B* 1977; 66:205-208.
- ANDERSON, P.W., Random-phase approximation in the theory of super conductivity, *Phys.Rev.* 1957;112:1900-1916.
- BALDWIN, G.C., KLAIBER, G.C., Photo-Fission in Heavy Elements, *Phys. Rev.*1947; 71:3-10.
- BARDEEN, J., COOPER, L.N., SCHRIFFER, R., Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* 1957; 108:1175-1204.
- BARRET, B.R., HALSE, P., M1 transition strength in the SU(3) limit of the generalized IBM-2, *Phys. Lett. B* 1985; 155:133-136.
- BAZNAT, M.I., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Translational invariance effects in octupole excitations of deformed nuclei, *Sov. Nucl. Phys.* 1977; 25:613-617.
- BELYAEV, S.T., Effective two body forces in nuclei and invariance, *Nucl. Phys.* 1965; 64:17-54.
- BELYAEV, S.T., Effective two body forces in nuclei and invariance, *Phys. Lett. B* 1969; 28:365-367.

- BELYAEV, S.T., ZELEVINSKIY, V.G., Method of generalised density matrix in the theory of collective excitations, *Sov. J. Nucl. Phys.* 1972; 16:657-664.
- BERG, U.E.P., BLASING, C., DREXLER, J., HEIL, R.D., KNEISSEL, U., NAATZ, W., RATZEK, R., SCHENNACH, S., STOCK, R., WEBER, T., WICKERT, H., FISCHER, B., HOLLICK, H., KOLLEWE, D., Photoexcitation of low-lying collective states in  $^{156,158,160}\text{Gd}$ , *Phys.Lett. B* 1984; 149:59-63.
- BES, D., BROGLIA, R., Rotational isovector  $K^\pi = 1^+$  mode in deformed nuclei, *Phys. Lett. B* 1984; 137:141-144.
- BIRBRAIR, B.L., Translation and rotation invariance conditions in deformed nuclei, *Physics Letters B* 1973; 46:152-154.
- BOGOLYUBOV, N.N., Lectures of Quantum Statistics, *Sovetskaya Shkola, Kiev*, 1949 (translation Gordon and Bridge, New York), 1969.
- BOHLE, D., RICHTER, A., STEFFEN, W., DIEPERINK, A., LO IUDICE, N., PALUMBO, F., SCHOLTEN, O., New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus  $^{156}\text{Gd}$  by inelastic electron scattering, *Phys. Lett. B* 1984; 137:27-31.
- BOHM, D., PINES, D., A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas, *Phys. Rev.* 1953; 92:609-625.
- BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, *W.A. Benjamin*, v.1, New York, 1969.
- BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, *W.A. Benjamin*, v.2, New York, 1975.
- BORETZKY, K., Dipole response of neutron-rich Sn isotopes, *2<sup>nd</sup> International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, Sankt Goar Almany*, 2006; pp.21.
- BROWN, G.E., Unified theory of nuclear models and forces, *North-Holland Publ. Co. Amsterdam* 1967.
- CASTEN, R.F., BERNNER, D.S., HAUSTEIN, P.E., Valence  $p$ - $n$  interactions and the development of collectivity in heavy nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 1987; 58:658-661.
- CERKASKI, M., DUDEK, J., SZYMANSKI, Z., ANDERSSON, C.G., LEANDER, G., ABERG, S., NILSSON, S.G., RAGNARSSON, I., Search for the yrast traps in neutron deficient rare earth nuclei, *Phys.Lett.B* 1977; 70:9-13.

- DANCOFF, S.M., Non-Adiabatic Meson Theory of Nuclear Forces, *Phys. Rev.* 1950; 78:382-385.
- DUDEK, J., NAZAREWICZ, W., FAESSLER, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, *Nucl. Phys. A* 1984; 412:61-91.
- ECKERT, T., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., YATES, S.W., ZILGES, A., Dipole excitations in the transitional nucleus  $^{144}\text{Nd}$  studied in photon scattering experiments, *Phys. Rev. C* 1997; 56:1256-1265.
- ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., KAISER, H., RICHTER, A., Comprehensive analysis of the scissors mode in heavy even-even nuclei, *Phys. Rev. C* 1999; 59:R1851-R1854.
- ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A.A., Parameter-free description of orbital magnetic dipole strength, *Phys. Rev. C* 2005; 71:014306-014316.
- ERB, K.A., HOLDEN, J.E., LEE, I.Y., SALADIN, J.X., SAYLOR, T.K., Quadrupole and Hexadecapole Deformations in Rare-Earth Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 1972; 29:1010-1014.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A.,  $^{166-180}\text{Hf}$  İzotoplarının Kuadropol Momentlerinin Hesaplanması, *I.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi Bildirileri TAEK-Ankara* 2001.
- ERTUĞRAL, F., Nadir toprak elementlerinin kuadropol momentlerinin mikroskopik model çerçevesinde hesaplanması, *Sakarya Ün. Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi* 2002.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A.,  $^{166-180}\text{Hf}$  ve  $^{180-186}\text{W}$  İzotoplarının Kuadropol Momentleri ve Deformasyon Parametreleri, *Fen Bilimleri Enstitü Dergisi Sakarya* 2002a; 2(6):33-38.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Deforme çekirdeklerin  $\beta_2$  deformasyon parametreleri, *Isparta Ün. Fen Bilim. Ens. Dergisi* 2002b.
- ERTUĞRAL, F., AKKAYA, R., GULIYEV, E., TUTUNCU, H.M., Investigation of magnetic dipole  $I^\pi K = 1^+0$  states in  $^{150}\text{Nd}$  and  $^{176}\text{Hf}$  nuclei, *The Third Eurasian Conference Nuclear Science and its Application-Tashkent* 2004; pp.87.
- ERTUĞRAL, F., YAKUT, H., BEKTAŞOĞLU, M., AKKAYA, R., Collective  $1^+$  states in  $^{176,178}\text{Hf}$  deformed nuclei, *The Third Eurasian Conference Nuclear Science and its Application-Tashkent* 2004a; pp.87.

- ERTUĞRAL, F., AKKAYA, R., YAKUT, H., GULIYEV, E.,  $I^\pi K=1^+1$  states in deformed  $^{168}\text{Er}$  and  $^{178}\text{Hf}$  nuclei, *International Workshop Quantum Particles and Fields-3 Bakü* 2004b.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., GUNER, M., TUTUNCU, H.M., Low lying magnetic dipole strength distribution in the  $\gamma$ -soft nucleus, *International Workshop Quantum Particles and Fields-3 Bakü* 2004c.
- ERTUĞRAL, F., AKKAYA, R., Deforme çekirdeklerde spin-titreşim karakterli  $I^\pi K=1^+0$  seviyeleri, *TFD-22 Fizik Kongresi-Bodrum* 2004d; pp.277.
- ERTUĞRAL, F., DEMİRCİ N., AKKAYA, R.,  $^{154-162}\text{Ds}$  ve  $^{162-176}\text{Yb}$  deforme çekirdeklerinin  $\beta_2$  deformasyon parametresi, *TFD-22 Fizik Kongresi-Bodrum* 2004e; pp.535.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Effect transitional invariance in the giant electric dipole response in  $^{154}\text{Sm}$ , *23<sup>rd</sup> International Physics Congress-Muğla* 2005; pp.312.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Effect transitional invariance in low-lying electric dipole excitations in  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$ , *23<sup>rd</sup> International Physics Congress Muğla-* 2005a; pp.313.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., AKKAYA, R.,  $^{154}\text{Sm}$  deforme çekirdekte elektrik ve manyetik dipol titreşimleri, *IX. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi-İzmir* 2005b; pp.51.
- ERTUGRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Low lying magnetic dipole strength distribution in  $^{176}\text{Hf}$ , *Journal of Environmental Radioactivity*, 2006(basımda).
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Scissors mod excitations in the gamma-soft nuclei  $^{126-136}\text{Ba}$ , *2<sup>nd</sup> International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, Sankt Goar-Germany* 2006a; pp.59.
- ERTUGRAL, F., GULIYEV, E., YILDIRIM, Z., KULIEV, A.,  $^{154-160}\text{Gd}$  Çekirdeklerinin Elektrik ve Manyetik Dipol Kalınlıkları, *III. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı* 2006b; pp.29.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Deforme çekirdeklerde kuadrapol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması, *III. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı Kütahya* 2006c; pp.19.
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., YILDIRIM, Z.,  $^{154-160}\text{Gd}$  çekirdeklerinin elektrik ve manyetik dipol kalınlıkları, *III. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı Kütahya* 2006d; pp.29.

- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., Low lying magnetic and electric dipole strength distribution In The Even-Even  $^{164-170}\text{Er}$ , *American Institute of Physics* 2007(basımda).
- ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A.A.,  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde elektrik dipol uyarılmalarına öteleme değişmezliğin etkisi, *Anadolu University Journal of Science and Technology Eskişehir* 2007a(basımda).
- FAESSLER, A., NOJAROV, A., TAIGEL, T., Rotational isovector vibrations in titanium nuclei, *Nucl. Phys. A* 1989; 492:105-126.
- FRANSEN, C., KRISCHOK, B., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H. H., ZILGES, A., Low-lying dipole excitations in the transitional nuclei  $^{190,192}\text{Os}$ , *Phys. Rev. C* 1999; 59:2264-2267.
- FREKERS, D., WÖRTCHE, H.J., RICHTER, A., ABEGG, R., AZUMA, R.E., CELLER, A. CHAN, C., DRANE, T.E., HELMER, R., JACKSON, K.P., KING, J.D., MILLER, C.A., SCHUANK, R., Spin excitations in the deformed-nuclei  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{158}\text{Gd}$  and  $^{168}\text{Er}$ , *Phys. Lett. B* 1990; 244: 178-182.
- GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., SCHUIZ, H., Collective  $1^+$ -states in double even deformed nuclei, *Nucl. Phys. A* 1972; 182:625-633.
- GARRIDO, E., FEDOROV, D.V., JENSEN, A.S., Spin-dependent effective interactions for halo nuclei, *Phys. Rev. C* 2003, 68:014002-014008.
- GEORGII, R., VON NEUMANN-COSEL, P., VON EGIDY, T., GRINBERG, M., KHITROV, V.A., OTT, J., PROKOFJEVS, P., RICHTER, A., SCHAUER, W., SCHLEGEL, C., Unusual neutron-capture gamma-ray cascade in  $^{124}\text{Te}$ : A fingerprint of octupole-coupled multiphonon states, *Physics Lett. B* 1995; 351:82-86.
- GOLDHABER, M., TELLER, E., On nuclear dipole vibrations, *Phys. Rev.* 1948; 74:1046-1049.
- GOLDSTONE, J., SALAM, A., WEINBERG, S., Broken Symmetries, *Phys. Rev.* 1962; 127:965-970.
- GORELIK, M.L., Overtone of the giant E1-resonance, *2<sup>nd</sup> International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, Sankt Goar Almany* 2006; pp.65.

- GOVAERT, K., BAUWENS, F., BRYSSINCK, J., DE FRENNE, D., JACOBS, E., MONDELAERS, W., GOVOR, L., PONOMAREV, V.YU., Dipole excitations to bound states in  $^{116}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$ , *Phys. Rev. C* 1998; 57:2229-2249.
- GREENWOOD, R.C., REICH, C.W., HELMER, R.G., GEHRKE, R.J., ANDERL, R.A.,  $^{134}\text{Ba}$  level scheme as observed in the decay of  $^{134}\text{La}$ , *Phys. Rev. C* 1976; 14:1906-1924.
- GROSS, D.H.E., On the connection of the effective particle-hole force and the single-particle potential in a microscopic theory, *Physics Letters B* 1969; 30:16-19.
- GULIYEV, E., YAVAŞ, Ö., KULIEV, A.A.. Spin vibrational  $1^+$  states in  $^{140}\text{Ce}$ , *Bulg. J. Phys.* 2000; 27:17-21.
- GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN-COSEL, P., YAVAS, Ö., Magnetic dipole strength distribution and photon interaction cross sections in  $^{140}\text{Ce}$ , *Nucl. Phys. A* 2001; 690:255-258.
- GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN- COSEL, P., RICHTER, A., Nature of the scissors mode in nuclei near shell closure: the tellurium isotope chain, *Phys. Lett. B* 2002; 532:173-178.
- GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., KULIEV, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the  $\gamma$ -soft even-even  $^{130-136}\text{Ba}$ , *Eur. Phys. Jour. A* 2006; 27:313-320.
- HAMAMOTO, I., MAGNUSSON, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4MeV in double even rare earth nuclei, *Phys. Lett. B* 1991; 260:6-10.
- HAREVY, M., KHANNA, F.C., Distribution of dipole and spin-dipole strength in nuclei, *Nucl. Phys. A* 1974; 221:77-92.
- HARTMANN, T.M. BABILON, KAMERDZHIEV, S., LITVINOVA, E., SAVRAN, D., VOLZ, S., ZILGES, A., Microscopic Nature of the Pygmy Dipole Resonance: The Stable Ca Isotopes, *Phys. Rev. Lett.* 2004; 93:192501-192505.
- HENDRIE, D.L., GLENDENNING, N.K., HARVEY, B.G., JARVIS, O.N., DUHM, H.H., SAUDINOS, J., MAHONEY, J., Determination of  $Y_{40}$  and  $Y_{60}$  components in the shapes of rare earth nuclei , *Phys. Lett. B* 1968; 26:127-130.

- HERZBERG, R.D., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., FISCHER, R., HUXEL, N., KLEMME, T., VON NEUMANN-COSEL, P., NICOLAY, N., PIETRALLA, N., PONOMAREV, V.YU, REIF, J., RICHTER, A., SCHLEGEL, C., SCHWENGER, R., SKODA, S., THOMAS, H.G., WIEDENHÖVER, I., WINTER, G., ZILGES, A., Fine structure of the E1 response in  $^{140}\text{Ce}$  below the particle threshold, *Phys. Lett. B* 1997; 390:49-54.
- HEYDE, K., De COSTER, C., Correlation between E2 and M1 transition strength in even-even vibrational, transitional and deformed nuclei, *Phys.Rev. C* 1991; 44:R2262-R2266.
- IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, *Nucl. Phys. A* 1981; 358:89-112.
- IACHELLO, F., Local versus global isospin symmetry in nuclei, *Phys. Lett B* 1985; 160:1-4.
- JUNG, A., LINDENSTRUTH, S., SCHACHT, H., STARCK, B., STOCK, R., WESSELBORG, C., HEIL, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., STEIPER, F., Electric and magnetic dipole excitations to bound states in  $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ , *Nucl. Phys. A* 1995; 584:103-132.
- KNEISSL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1996; 37:349-433.
- KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., States with  $K^\pi = 1^+$  and their contribution to the isoscalar E2 resonance, *Soviet Journal of Physics* 1974;20:297-309.
- KULIEV, A.A., AKKAYA, R., ILHAN, M., GULIYEV, E., SALAMOV, C., Rotational invariant model of the states with  $K^\pi = 1^+$  and their contribution to the scissors mode, *Int. J. Of Mod. Phys. E* 2000; 9:249-261.
- KULIEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLIOGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the  $^{140-150}\text{Ce}$  isotopes, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2002; 28:407-414.
- KULIEV, A.A., FAESSLER, A., GUNER, M., RODIN, V., Fully Renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious states and ground state correlations, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 2004; 30:1253-1267.
- KUMAR, K., SORENSEN, B., Derivation of the radial dependence of the quadrupole force from a Woods-Saxon potential, *Nucl. Phys. A* 1970; 146:1-14.
- LANE, A.M., Nuclear Theory, *Benjamin- New York* 1964; 250.



- LAUGE, R.V., Nonrelativistic Theorem Analogous to the Goldstone Theorem, *Phys. Rev. Lett.* 1996;146:301-303.
- LINNEMANN, A., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., FITZLER, A., FRANSEN, C., GULIYEV, E., HERZBERG, R.D., KÄUBLER, L., KULIEV, A.A., Change of the dipole strength distributions between the neighbouring  $\gamma$ -soft nuclei  $^{194}\text{Pt}$  and  $^{196}\text{Pt}$ , *Phys. Lett. B* 2003; 554:15-20.
- LIPPARINI, E., STRINGARI, S., Isovector M1 rotational states in deformed nuclei, *Physics Letters B* 1983; 130:139-143.
- LO IUDICE, N., PALUMBO, F., New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 1978; 41:1532-1534.
- LO IUDICE, N., RICHTER A., Scissors mode and nuclear deformation. A phenomenological model independent analysis, *Physics Letters B* 1993; 304:193-197.
- LO IUDICE, N., RADUTA, A., DELION, D., Deformation properties of the scissors mode in the generalized coherent state model, *Phys. Rev. C* 1994; 50:127-137.
- LO IUDICE, N., Collective excitations in deformed nuclei, *Riv. Nuovu Cimento* 2000; 23:1-66.
- MARSHALEK, E.R., WENESER, J., Nuclear Rotation and Random-Phase Approximation, *Ann. Phys.* 1969; 53:569.
- MARGRAF, J., HEIL, R.D., KNEISSL, U., MAIER, U., PITZ, H.H., Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes, *Phys. Rev. Lett.* 1995; 75:4178-4181.
- MASER, H., PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., ZILGES A., Observation of the  $1^+$  scissors mode in the  $\gamma$ -soft nucleus  $^{134}\text{Ba}$ , *Phys. Rev. C* 1996; 54:R2129-R2133.
- MASER, H., LINDENSTRUTH, S., BAUSKE, I., BECK, O., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., FRIEDRICHES, H., HEIL, R.D., HERZBERG, R.-D., JUNG, A., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., WESSELBORG, C., Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei  $^{164,166,168,170}\text{Er}$ , *Phys. Rev. C* 1996a; 53:2749-2762.
- MOYA DE GUERRA, E., SARRIGUREN, P., UDIAS, J. M., On the scissors type mode in  $^{46}\text{Ti}$  and lighter nuclei, *Phys. Lett. B* 1987; 196:409-413.

- METZGER, F.R., Excitation of spin-1 states in  $^{166,168,170}\text{Er}$  using bremsstrahlung, *Phys. Rev. C* 1976; 13:626-630.
- NERLO-POMORSKE, B., MACH, B., Nuclear Charge Radii and Electric Quadrupole Moments of Even-Even Isotopes, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 1995; 287-319.
- NILSSON, S.G., K. Danske Vidensk. Selsk. *Mat. Fys. Medd.* 1955; 29:16.
- NOJAROV, A., FAESSLER, A., Symmetry-restoring interactions for  $K^\pi = 1^+$  isovector vibrations, *Nucl. Phys. A* 1988; 484:1-33.
- NOJAROV, A., FAESSLER, A., Orbital rotational vibrations in the  $A=130$  mass region, *Phys. Rev. C* 1990; 41:1243-1256.
- NOJAROV, A., FAESSLER, A., SARRIGUREN, P., MOYA DE GUERRA, E., GRIGORESCU M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei, *Nucl. Phys. A* 1994; 563:349-386.
- OROS, A.M., HEYDE, K., COSTER, C.DE., DECROIX, B., Local electric dipole strength in heavy nuclei, *Phys. Rev. C* 1998; 57:990-993.
- OKAMOTO, K., Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photo nuclear Reactions, *Phys. Rev.* 1958; 110:143-153.
- PIETRALLA, N., BAUSKE, I., BECK, O., VON BRENTABNO, P., GEIGER, W., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., KRISCHOK, B., MARGRAF, J., MASER, H., PITZ, H.H., ZILGES, A., *Phys. Rev C* 1995; 51:1021-1024.
- PIETRALLA, N., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTABNO, P., ECKERT, T., FISCHER, R., FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., JAGER, D., JOLOS, R.V., KNEISSL, U., KRISCHOK, B., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PITZ, H.H., RITTNER, M., SCHILLER, A., ZILGES, A., The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei  $^{178,180}\text{Hf}$ , *Nucl. Phys. A* 1997; 618:141-165.
- PIETRALLA, N., BELIC, D., BRENTANO, P. VON, FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MASER, H., MATSCHINSKY, P., NORD, A., OTSUKA, T., PITZ, H. H., WERNER, V., WIEDENHÖVER, I., Isovector quadrupole excitations in the valence shell of the vibrator nucleus  $^{136}\text{Ba}$ : Evidence from photon scattering experiments, *Phys. Rev. C* 1998; 58:796-800.
- PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., GELBERG, A., OTSUKA, T., RICHTER, A., SMIRNOVA, N., WIEDENHÖVER, I., Symmetry changing transitions in  $\gamma$ -soft nuclei studied in the interacting boson model, *Phys. Rev. C* 1998a; 58:191-197.

- PIETRALLA, N., FRANSEN, C., BELIC, D., VON BRENTANO, P., FRIEBNER, C., KNEISSL, U., LINNEMANN, A., NORD, A., PITZ, H. H., OTSUKA, T., SCHNEIDER, I., WERNER, V., WIEDENHÖVER, I., Transition Rates between Mixed Symmetry States: First Measurement in  $^{94}\text{Mo}$ , *Phys. Rev.Lett.* 1999; 83:1303-1306.
- PINES, D., Many Body Problem, *Benjamin-New York*, 1962; pp.456.
- PITZ, H.H., BERG, U.E.P., HEIL, R.D., KNEISSL, U., STOCK, R., WESSELBORG, C., VON BRENTANO, P., Systematic study of low-lying dipole excitations in  $^{156,158,160}\text{Gd}$  by photon scattering, *Nucl.Phys. A* 1989; 492:411-425.
- PRIOR O., BOEHM, F., NILSS S. G., Collective gyromagnetic ratios of deformed nuclei, *Nucl. Phys. A* 1968; 110:257-272.
- PONOMAREV, V.YU., SHILOV, V.M., VDOVIN, A.I., VORONOV, V.V., On the M1 and M2 strengths in  $^{140}\text{Ce}$ , *Phys. Lett. B* 1980;97:4-6.
- PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, *Nukleonica* 1977; 22:127-140.
- RADUTA, A.A., LO IUDICE, N., URSU, I.I., Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis, *Nuclear Physics A* 1995; 584:84-102.
- RAMAN, S., MALARKEY, C.H., MILNER, W.T., NESTON, C.W., STELSEN, P.H., Transition Probability, B(E2), From the Ground to the First-Excited  $2^+$  states of even-even Nuclides, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 1987; 36:1-96.
- RICHTER, A., in Proceedings of the 'International Conference on Perspectives of the Interacting Boson Model' on the occasion of its 20<sup>th</sup> anniversary, Padova 1994.
- RICHTER, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons, *Progr. Part. Nucl. Phys.* 1995; 34:261-284.
- RING, P., SCHUCK, P., The nuclear many body problem, *Springer-Verlag, Berlin* 1980.
- ROWE, D.J., Fundamentals in nuclear theory, *IAEA-Vienna* 1967.
- ROWE, D.J., Nuclear Collective Motion, *Methuen-London* 1970; pp.340.

- RYEZAYEVA, N., HARTMANN, T., KALMYKOV, Y., LENSKE, H., VON NEUMANN-COSEL, P., PONOMAREV, V.YU., 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  $^{208}\text{Pb}$ , *Phys. Rev. Lett.* 2002; 89:272502-27506.
- SARRIGUREN, P., GUERRA, E.M., NOJAROV, R., Spin M1 excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation, *Phys. Rev. C* 1996; 54:690-705.
- SAWADA, K., Correlation energy of an electron gas at high density, *Phys. Rev.* 1957; 106:372-383.
- SCHECK, M., BELIC, D., VON BRENTANO, P., CAROLL, J.J., FRANSEN, C., GADE, A., VON GARREL, H., KNEISSL, U., KOHSTALL, C., LINNEMANN, A., PIETRALLA, N., PITZ, P.P., STEDILE, F., TOMAN, R., WERNER, V., Photon scattering experiments off  $^{176}\text{Hf}$  the systematics of low-lying dipole modes in the stable even-even Hf isotopes  $^{176,178,180}\text{Hf}$ , *Phys. Rev. C* 2003; 67:064313-064320.
- SCHECK M., VON GARREL, H., TSONEVA, N., BELIC, D., VON BRENTANO, P., FRANSEN, C., GADE, A., JOLIE, J., KNUISSL, U., KOHSTALL, C., LINNEMANN, A., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., STOYANOV, C., WERNER, V., Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes  $^{134-138}\text{Ba}$ : A study in the mass region of a nuclear shape transition, *Phys. Rev. C* 2004; 70:044319-044327
- SCHWENGER, R., WINTER, G., SCHAUER, W., GRINBERG, M., BECKER, F., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., VON EGIDY, T., HERZBER, G.R.-D., Two-phonon  $J = 1$  states in even-mass Te isotopes with  $A = 122-130$ , *Nucl. Phys. A* 1997; 620:277-295.
- SCHOLTEN, O. HEYDE, K., VANISACKER, P., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model, *Nucl. Phys. A* 1985; 438: 41-77.
- SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, *Pergoman Press-New York* 1976.
- SOLOVIEV, V.G., STOYANOV, CH., VORONOV, V.V., The influence of the giant dipole resonance on radiative strength functions in spherical nuclei, *Nucl. Phys. A* 1978; 304:503-519.
- SOLOVIEV, V.G., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N. YU., LO IUDICE, N., Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei, *Nucl. Phys. A* 1996; 600:155-178.
- STERN, H., Broken Symmetry, Sum Rules, and Collective Modes in Many-Body Systems, *Phys. Rev.* 1966;147:94-101.

- SUZUKI, T., ROWE, D., The Tensor Open-Shell Random Phase Approximation with Application to the Even Nickel Isotopes, *Nucl. Phys. A* 1977; 289: 461-474.
- TAMM, I.E., *J. Phys (USSR)* 1945; 9:449.
- THOENNESSEN, M., Giant resonance studies with radioactive beams, *2<sup>nd</sup> International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions Sankt Goar Almany* 2006; pp.52.
- THOULESS, D.J., Vibrational states of nuclei in random phase approximation. *Nucl. Phys.* 1961; 22:78-95.
- THOULESS, D.J., The Quantum Mechanics of Many-Body Systems, *Second Edition, Academic Press-New York* 1972; pp.242.
- URIN, M.H., Direct-decay properties of giant resonances, *2<sup>nd</sup> International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme Conditions, Sankt Goar Almany* 2006; pp.5.
- VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., ESSER, L., HERZBERG, R.D., HUXEL, N., MEISE, H., NEUMANN COSEL, P. VON, NICOLAY, N., PIETRALLA, N., PRADE, H., REIF, J., RICHTER, A., SCHLEGEL, C., SCHWENGER, R., SKODA, S., THOMAS, H.G., WIEDENHÖVER, I., WINTER, G., ZILGES, A., First Observation of the Scissors Mode in a  $\gamma$ -Soft Nucleus: The Case of  $^{196}\text{Pt}$ , *Phys. Rev. Lett.* 1996; 76:2029-2032.
- VON BRENTANO, P., ZILGES, A., HEIL, R.D., HERZBERG, R.-D., KNEISSEL, U., PITZ, H.H., WESSELBORG, C., *Nucl. Phys. A* 1993; 557:593c.
- VON NEUMANN-COSEL, P., GINOCCHIO, J.N., BAUER, H., RICHTER, A., Relation between the Scissors Mode and the Interacting Boson Model Deformation, *Phys. Rev. Lett.* 1995; 75:4178-4181.
- WOOD, J.L., HEYDE, K., NAZAREWICZ, W., HUYSE, M., VAN DUPPEN, P., Coexistence in even mass nuclei, *Phys. Rep.* 1992; 215:101- 201.
- WÖRTCHE, H.J., Diploma Thesis, TH Darmstadt, 1989.
- ZAWISCHA, D., Theoretical aspects of the new collective modes in nuclei, *J. Phys. G* 1988; 24:683-718.

ZIEGLER, W., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A., SPIELER C., Orbital magnetic dipole strength in  $^{148,150,152,154}\text{Sm}$  and nuclear deformation, *Phys. Rev. Lett.* 1990; 65:2515-2518.

ZILGES, A., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.-D., KNEISSEL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., Observation of magnetic and electric dipole excitations below neutron threshold in photon scattering experiments, *Nucl. Phys. A* 1996; 599:147-152.

## EKLER

### Ek A1 $[H_{sqp}, P_\mu]$ ve $[H_{sqp}, P_\mu]^+$ Hesaplanması

Hesaplamaları nötron sistemi için yapalım. Denklem (2.8) ve (5.3) eşitlikleri yukarıdaki komütasyon ifadelerinde yerine yazılarak

$$[H_{sqp}, P_\mu] = \sum_{s\tau} \varepsilon_s(\tau) L_{ss'} P_{ss'} [(\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_{\tilde{s}}^+(\tau) \alpha_{\tilde{s}}(\tau)), (A_{tt'}^+ - A_{t't})] \quad (\text{Ek A1})$$

komütasyonu hesaplanır. Burada

$$A_{tt'}^+ = \alpha_{\tilde{t}}^+ \alpha_{t'}^+ \quad \text{ve} \quad A_{t't} = -\alpha_{\tilde{t}} \alpha_t$$

şeklinde verilir.

$$[\alpha_s^+ \alpha_s, A_{tt'}^+] = \delta_{t's} A_{ts}^+ \quad (\text{Ek A2})$$

$$[\alpha_s^+ \alpha_s, A_{t't}] = -\delta_{ts} A_{t's} \quad (\text{Ek A3})$$

$$[\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}}, A_{tt'}^+] = \delta_{ts} A_{t's}^+ \quad (\text{Ek A4})$$

$$[\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}}, A_{t't}] = -\delta_{t's} A_{ts} \quad (\text{Ek A5})$$

Buradan da komütasyon ifadeleri

$$[H_{sqp}, P_\mu] = \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} P_{ss'} L_{ss'} (A_{ss'}^+ + A_{s's}^-) \quad (\text{Ek A6})$$

$$[H_{sqp}, P_\mu]^+ = \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} P_{ss'} L_{ss'} (A_{ss'} + A_{s's}^+) \quad (\text{Ek A7})$$

şeklinde bulunur.

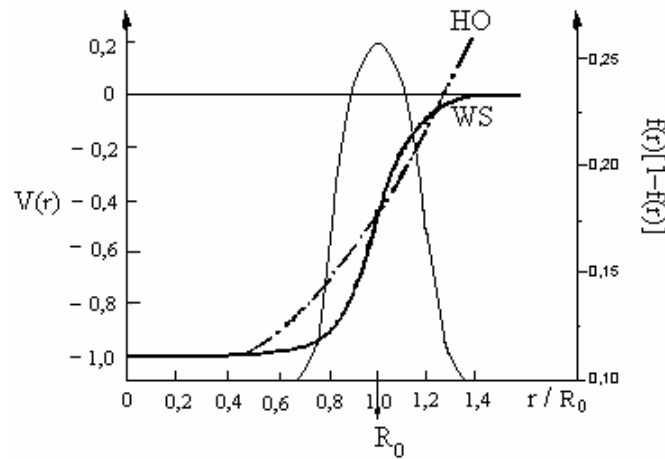
## Ek A2 Etkileşmenin kinematik radyal biçimi

Etkileşmenin kinematik radyal biçimi potansiyelin biçimine bağlıdır. Woods-Saxon potansiyeli için

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\alpha(r-R)}} \equiv -V_0 f(r), \quad (\text{Ek A8})$$

$$[V(r), P_\mu] = i\hbar \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \alpha V_0 f(r) [1 - f(r)] Y_{1\mu}(\Omega_r) \quad (\text{Ek A9})$$

şeklinindedir. Woods-Saxon, Harmonik Osilatör ve etkin kuvvetler potansiyeli Şekil A.1'de karşılaştırılmıştır.



Şekil A.1 Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi), Harmonik Osilatör (HO) (kesikli çizgi) ve etkin kuvvetler (ince düz çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçap  $R_0$ , potansiyel ise  $V_0$  birimlerindedir. Etkin kuvvetler keyfi birimlerde çizilmiştir. Şeklin solundaki ölçek HO ve WS potansiyelleri için, sağdaki ölçek ise etkin kuvvetler potansiyeli için geçerlidir



İncelemeler gösterir ki elde edilen restore edici etkin etkileşmeler yüzeysel karakterlidir. Doğrudan da Bölüm 5'de (5.30) üretim operatörü şekil A.1'den görüldüğü gibi çekirdek yüzeyi etrafında sıfırdan farklıdır (Kumar ve Sorensen 1970). Kare potansiyel için bir yüzey  $\delta$  fonksiyonu bulunur ve sonuç olarak anizotropik potansiyel durumunda kinematik ilişkiler sadece dipol değil aynı zamanda oktopol ve diğer terimleri de içerir.

**Ek A3**  $M_\tau = 1 + \omega_i^2 \frac{\tilde{F}}{N_\tau}$  denkleminin çözümü

Bölüm 5'de Denklem (5.39) ile verilen  $M_\tau = 2 \sum_q \tau \frac{\varepsilon_q^2 p_q L_q r_q u_q}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2}$  ifadesinde

$p_q L_q = \varepsilon_q r_q u_q$  yerine yazılırsa ve payına  $\omega_i^2$  eklenir ve çıkarılırsa

$$M_\tau = 2 \sum_q \tau \frac{\varepsilon_q^3 r_q^2 u_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2} = 2 \sum_q \tau \frac{\varepsilon_q (\varepsilon_q^2 - \omega_i^2 + \omega_i^2) r_q^2 u_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2} = 2 \sum_q \varepsilon_q r_q^2 u_q^2 + 2 \sum_q \frac{\omega_i^2 \varepsilon_q r_q^2 u_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2}$$

ifadesi elde edilir. Buradan da

$$N_\tau = 2 \sum_q \varepsilon_q r_q^2 u_q^2 \text{ ve } F_\tau = 2 \sum_q \frac{\omega_i^2 \varepsilon_q r_q^2 u_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2}$$

şeklinde kısaltmalar yapılırsa eşitlik

$$M_\tau = N_\tau + \omega_i^2 F_\tau = 1 + \frac{\omega^2}{N_\tau} F_\tau \quad (\text{Ek A10})$$

şeklinde olur.

**Ek A4**  $\gamma - P = -2\omega^2 M$  'nin ispatı

$\gamma - P$  'nin hesabı

$$\gamma = 2\sum_q \varepsilon_q p_q^2 L_q^2 ; \quad P_\tau = 2\sum_q \frac{\varepsilon_q^3 p_q^2 L_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2} \quad \text{verilen değerler arasındaki fark alınır}$$

$$\gamma - P = 2\sum_q \varepsilon_q p_q^2 L_q^2 - 2\sum_q \frac{\varepsilon_q^3 p_q^2 L_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2} = 2\sum_q \varepsilon_q p_q^2 L_q^2 \left( -\frac{\omega_i^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2} \right) = -2\omega_i^2 \sum_q \frac{\varepsilon_q p_q^2 L_q^2}{\varepsilon_q^2 - \omega_i^2}$$

eşitliği elde edilir. Buradan da

$$\gamma - P = -2\omega^2 M \quad (\text{Ek A11})$$

bulunur.

**Ek A5**  $H = \sum_{i \neq 0} \omega_i Q_i^+ Q_i + \frac{P^2}{2mA}$  'nin ispatı

Buradaki  $Q_i^+$  ifadesi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$Q_i^+ = \sum_{\mu, \tau} [\Psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \varphi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}(\tau)] \quad (\text{Ek A12})$$

Önce  $\Psi_{qq'}^i = g_{qq'}^\tau + w_{qq'}^\tau$ , ve  $\varphi_{qq'}^i = g_{qq'}^\tau - w_{qq'}^\tau$  ifadeleri bulunsun.

$$g_{qq'}^\tau + w_{qq'}^\tau = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} [\varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} - \omega_i}{(\varepsilon_{qq'} - \omega_i)(\varepsilon_{qq'} + \omega_i)} -$$

$$\tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} r_{qq'} u_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} - \omega_i}{(\varepsilon_{qq'} - \omega_i)(\varepsilon_{qq'} + \omega_i)} ]$$

$$g_{qq'}^{\tau,+} w_{qq'}^{\tau} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} \quad (\text{Ek A13})$$

$$g_{qq'}^{\tau,-} w_{qq'}^{\tau} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Y}} \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} \quad (\text{Ek A14})$$

(Ek A13) ve (Ek A14) denklemleri (Ek A12) denkleminde yerine yazılırsa

$$Q_i^+ = \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} A_{qq'}^+ - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} A_{qq'}^+ - \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} A_{qq'}^+ + \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} A_{qq'}^+$$

$$Q_i^- = \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} A_{qq'}^- - \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} + \omega_i} A_{qq'}^- - \frac{\varepsilon_{qq'} P_{qq'} L_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} A_{qq'}^- + \tau_z \frac{2L_i \gamma \kappa_1}{N_\tau} \frac{r_{qq'} u_{qq'}}{\varepsilon_{qq'} - \omega_i} A_{qq'}^-$$

denklemleri elde edilir. Burada  $L_i = \frac{\omega_i^2 M_\tau}{\gamma \kappa_1 \tilde{M}}$  şeklindedir. Buradan  $\omega_i \rightarrow 0$  limit

alınırsa

$$\lim_{\omega_i \rightarrow 0} \sqrt{\omega_i} Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{Y(\omega_i = 0)}} [P_{qq'} L_{qq'} A_{qq'}^+ - P_{qq'} L_{qq'} A_{qq'}^-] \quad (\text{Ek A15})$$

$$\lim_{\omega_i \rightarrow 0} \sqrt{\omega_i} Q_i^- = \frac{1}{\sqrt{Y(\omega_i = 0)}} [P_{qq'} L_{qq'} A_{qq'}^- - P_{qq'} L_{qq'} A_{qq'}^+] \quad (\text{Ek A16})$$

denklemleri elde edilir. Burada

$$Y(\omega_i = 0) = \frac{1}{4} \frac{P_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}} \quad (\text{Ek.A17})$$

şeklindedir. Şimdi  $\omega_i Q_i^+ Q_i^-$  çarpımı bulunsun. Yukarıda Ek A16 denkleminde

$$P_{qq'} = p_{qq'} L_{qq'} (A_{qq'}^+ - A_{qq'}) \quad (\text{Ek A18})$$

şeklinde yazılırsa denklem

$$\omega_i Q_i^+ Q_i = \frac{1}{\sqrt{Y(\omega_i = 0)}} [P_{qq'} P_{qq'}^+] \quad (\text{Ek A19})$$

şeklinde yazılır.

$$H = \sum_i \omega_i Q_i^+ Q_i = \omega_i Q_i^+ Q_i \Big|_{i=0} + \sum_{i \neq 0} \omega_i Q_i^+ Q_i \quad (\text{Ek A20})$$

Formül biraz daha düzenlenirse

$$H = \sum_{i \neq 0} \omega_i Q_i^+ Q_i + \frac{P^2}{2mA} \quad (\text{Ek A21})$$

şeklinde yazılır.

### Ek A6 Kısaltmalar

$$G_\tau = \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'} L_{qq'} g_{qq'}^\tau$$

$$\gamma_\tau = 2 \sum_{qq'} \varepsilon_{qq'} p_{qq'}^2 L_{qq'}^2$$

$$D_\tau = \Delta_\tau \sum_{qq'} r_{qq'} M_{qq'} w_{qq'}^\tau$$

$$\beta_\tau = \Delta_\tau 2 \sum_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'} M_{qq'}$$

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

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

$$\tilde{M} = \omega_i^2 \left( \frac{Z}{A} F_n - \frac{N}{A} F_p \right) + \left( \frac{\beta_n}{N} - \frac{\beta_p}{Z} \right) \frac{NZ}{A}$$

$$R_\tau = 2 \sum_{qq'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{qq'} p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2}$$

$$\tilde{W} = W_n - W_p \quad D = D_n + D_p \quad G = G_n + G_p \quad (\text{Ek A22})$$

$$W_\tau = \frac{1}{N_\tau} \sum_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} g_{qq'}^\tau \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p \quad \beta = \beta_n + \beta_p$$

$$F = \frac{Z^2}{A^2} F_n + \frac{N^2}{A^2} F_p \quad F_{np} = \frac{F_n}{N} + \frac{F_p}{Z} \quad F_{np^2} = \frac{F_n}{N^2} + \frac{F_p}{Z^2}$$

$$\tilde{Y}_{\Delta np} = \frac{\Delta n}{N} Y_n - \frac{\Delta p}{P} Y_p \quad S_\Delta = S_n \Delta_n + S_p \Delta_p \quad R_\Delta = R_n \Delta_n^2 + R_p \Delta_p^2$$

$$\tilde{Y} = \frac{Z}{A} Y_n - \frac{N}{A} Y_p \quad \tilde{M} = \frac{Z}{A} M_n - \frac{N}{A} M_p$$

### Ek. A7 $Y(\omega_i)$ ifadesi

$g_{qq'}$  ve  $w_{qq'}$ 'nin Bölüm 6'da verilen (6.61) ve (6.22)'deki ifadeleri (6.46) birimleme koşulunda yerine yazılırsa

$$\frac{2G}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i(Z_n + Z_p)}} = \frac{1}{\sqrt{\omega_i Z}} \quad (\text{Ek A23})$$

$$\begin{aligned} Y = & \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'}^2 L_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} + \frac{\Delta_\tau L_i}{\omega_i \beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^3 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} - \frac{2\tau_z \kappa_1}{N_\tau \gamma} L_i \bar{L}_i \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \\ & + \Delta_\tau \omega \frac{L_i}{\beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} + \Delta_\tau^2 L_i^2 \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'}^2 M_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} - \frac{2\Delta_\tau \tau_z \kappa_1 \omega_i}{N_\tau} \frac{L_i \bar{L}_i}{\beta} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'} u_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \\ & - \frac{2\tau_z \kappa_1}{N_\tau} \bar{L}_i \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 p_{qq'} L_{qq'} r_{qq'} u_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} - \frac{2\tau_z \kappa_1 \Delta_\tau}{N_\tau} \frac{\gamma^2 \bar{W} D}{\beta \omega_i} \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'}^2 r_{qq'}^2 u_{qq'} M_{qq'}}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} + \end{aligned}$$

$$\frac{4\tau\kappa_1^2}{N_\tau^2} \bar{L}_i \sum_{qq'} \frac{\varepsilon_{qq'} r_{qq'}^2 u_{qq'}^2}{(\varepsilon_{qq'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (\text{Ek A24})$$

eşitliği elde edilir. Burada

$$L_i = \gamma \frac{D}{G} \quad \bar{L}_i = \gamma \frac{\bar{W}}{G} \quad (\text{Ek A25})$$

şeklindedir.

### Ek.A8 Kısaltmalar

$$J = 2 \sum_{\mu} \frac{\varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2} \quad J_1^{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \frac{(V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2} \quad (\text{Ek A26})$$

$$F_1 = 2 \sum_{\mu} \frac{(V_1)_{\mu}^2 \varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2} \quad F_{\sigma} = 8 \sum_{\mu} \frac{\varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 s_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2}, \quad (\text{Ek.A27})$$

$$X_{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu} s_{\mu}}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2}, \quad X_1 = 2 \sum_{\mu} \frac{(V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu} s_{\mu}}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega_i^2} \quad (\text{Ek A28})$$

$$\gamma_1^{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} (V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2. \quad (\text{Ek A29})$$

Burada  $\varepsilon_{\mu} = \varepsilon_s + \varepsilon_{s'}$  iki kuazi parçacık enerjileri,  $(V_l \equiv (V_l)_s + (V_l)_{s'})$  ve  $(V_1)_s \equiv \langle s | V_l | s \rangle (u_s^2 - v_s^2)$  ortalama alandaki izovektör terimin  $|s\rangle$  tek-parçacık halindeki özdeğeridir. Spin  $(s_{+1})$  ve toplam açısal momentum  $(j_{+1})$  operatörlerinin tek parçacık matris elemanları  $s_{\mu}$  ve  $j_{\mu}$  kısaltmalarıyla gösterilmektedir.

Süperakışkan modelde  $L_{\mu} \equiv u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ ,  $u_s$  ve  $v_s$  ise tekparçacık enerji seviyelerinin dolu ve boş olma ihtimalini karakterize eden Bogolyubov katsayılarıdır (Soloviev 1976). Ayrıca  $\Sigma^{\tau}$  nötron veya proton indislerine göre toplamdır,  $\Sigma$  ise nötron ve proton indislerine göre toplamları ifade etmektedir.

## ÖZGEÇMİŞ

Filiz ERTUĞRAL, 24.03.1978'de Almanya'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini İstanbul'da tamamladı. 1994 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 1999 yılında mezun oldu. Aynı yıl Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı. 2003 yılında Sakarya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünden Yüksek Fizikçi ünvanıyla mezun oldu. Doktora öğrenimine 2004 yılında Sakarya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde başladı. Halen aynı bölümde doktora öğrenimini sürdürmektedir.