

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

**MAKAS MOD 1+ SEVİYELERİNİN ENERJİLERİNİN VE
TOPLAM B(M1) DEĞERLERİNİN DEFORMASYON
BAĞIMLILIĞININ İNCELENMESİ (130<A<200)**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ebru ALTUNÖZ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER

Haziran 2011

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKAS MOD 1⁺ SEVİYELERİNİN ENERJİLERİNİN VE
TOPLAM B(M1) DEĞERLERİNİN DEFORMASYON
BAĞIMLILIĞININ İNCELENMESİ (130<A<200)

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ebru ALTUNÖZ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 13/06/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr. Ali GULİYEV
Jüri Başkanı


Prof. Dr. Osman ÇEREZCİ
Üye


Yrd. Doç. Dr. Zehine ZENGİNERLER
Üye

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalıőmalarımnda danıőmanlıęımı üstlenip yüksek lisans tez konusunun belirlenmesinden tamamlanmasına kadar geçen sürede bana yardımcı olan, çalıőmalarımı titizlikle yönlendiren, bilgisini benimle paylaşan, yakın ilgisi ile moral veren Sayın Hocam Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER'e teőekkürlerimi bir borç bilirim.

Katkı ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV'e ve Yrd. Doç. Dr Hakan YAKUT'a çalıőmalarım sırasında göstermiş oldukları anlayıőtan dolayı teşekkür ederim. Lisansüstü ders dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teőekkürlerimi sunarım.

Aynı zamanda çalıőmalarım boyunca yanımda olan, maddi ve manevi desteğini hiç esirgemeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
TABLOLAR LİSTESİ.....	viii
ÖZET.....	ix
SUMMARY.....	x
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPERAKIŞKAN MODELİ.....	6
2.1. Wood-Saxon Potansiyeli.....	7
2.2. Süperakışkan Model.....	10
BÖLÜM 3.	
ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $K^\pi = 1^+$ DURUMUNUN MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİ.....	14
3.1. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^\pi = 1^+$ Seviyeleri.....	14
3.2. QRPA Yöntemi.....	20
3.2.1. Makas Mod $I^\pi = 1^+$ Durumlarının Manyetik Dipol Özellikleri.....	23

BÖLÜM 4.

SONUÇLAR VE HESAPLAMALAR.....	26
4.1.Sayısal Sonuçlar.....	28
4.1.1.Deforme Çekirdeklerde Toplam B(M1) Değerlerinin Deformasyon Bağımlılığının incelenmesi.....	30
4.1.2.Deforme Çekirdeklerde Toplam B(M1) Değerlerinin Kütle Numarasına (A) Bağımlılığının İncelenmesi.....	34
4.1.3.Deforme Çekirdeklerde Makas Modun Ortalama Enerji-Kütle Numarası Bağımlılığının İncelenmesi.....	41

BÖLÜM 5.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	48
KAYNAKLAR.....	50
EKLER.....	55
ÖZGEÇMİŞ.....	72

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
α	: Kuaziparçacık
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
M1	: Manyetik Dipol Geçişlerini Gösteren Nicelik
B(M1)	: İndirgenmiş Manyetik Dipol Uyarılma İhtimali
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
I	: Spin
j	: Açısal Momentum
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
λ	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
NRI	: Dönme Değişmez Olmayan
π	: Parite
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
sqp	: Tek Kuazi Parçacık
σ	: Spin Operatörü
τ	: İzotopik Spin Operatörü
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
Z	: Atom Numarası

ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 2.1. Wood-Saxon (W-S) ve Harmonik osilatör (HO) potansiyellerinin karşılaştırılması..... 9
- Şekil 4.1. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan (izoskaler etkin kuvvet kullanan) yaklaşımda $K=0$ ve $K=1$ dalları için $\Sigma B(M1)$ değerlerinin δ^2 deformasyon parametresine bağımlılığı... 31
- Şekil 4.2. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin $K=0$ ve $K=1$ dalları için dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak elde edilen toplam $B(M1)$ değerlerinin δ^2 deformasyon parametresine bağımlılığı..... 32
- Şekil 4.3. $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde toplam $B(M1)$ - δ^2 bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırılması..... 33
- Şekil 4.4. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan izoskaler etkin kuvvet kullanan yaklaşımda $K=0$ ve $K=1$ dalları için $\Sigma B(M1)$ değerlerinin A' ya bağımlılığı..... 35
- Şekil 4.5. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin $K=0$ ve $K=1$ dalları için dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvet içeren) QRPA model kullanılarak elde edilen toplam makas mod gücünün kütle numarasına bağımlılığı..... 36

Şekil 4.6.	130<A<200 kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde toplam B(M1)- A bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırılması.....	37
Şekil 4.7.	75<N<120 nötron bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde toplam B(M1)-N bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırılması.....	38
Şekil 4.8.	130<A<200 kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan model ve izoskaler etkin kuvvet kullanılan yaklaşımda ($H = H_{sqp} + h_0 + V_{\sigma\tau}$) ortalama enerji değerlerinin A bağımlılığı.....	42
Şekil 4.9.	130<A<200 kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerde dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler içeren) QRPA yaklaşımı kullanılarak elde edilen 1^+ seviyelerinin ortalama rezonans enerjisinin A bağımlılığı.....	43
Şekil 4.10.	130<A<200 kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde ortalama enerji- A bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlarla deneysel verilerin karşılaştırılması.....	44

TABLolar LİSTESİ

Tablo 4.1.	130<A<200 kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için Δ ve λ nicelikleri.....	28
Tablo 4.2.	130<A<200 kütle aralığındaki çekirdekler için dönme değişmez olmayan (1), dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler + izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımla hesaplanan toplam B(M1) değerlerinin deneysel gözlenen M1 dipol uyarılma sonuçları ile karşılaştırılması	39
Tablo 4.3.	130<A<200 kütle aralığındaki çekirdekler için dönme değişmez olmayan (1), dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımla hesaplanan ortalama enerji değerlerinin ($\overline{\omega}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	45

ÖZET

Anahtar kelimeler: ^{134}Ba , ^{142}Ce , $^{144-150}\text{Nd}$, $^{148-150}\text{Sm}$, $^{154-160}\text{Gd}$, $^{160-164}\text{Dy}$, $^{164-170}\text{Er}$, $^{172-176}\text{Yb}$, $^{176-180}\text{Hf}$, $^{182-186}\text{W}$, $^{190-192}\text{Os}$, $^{194-196}\text{Pt}$, Deformasyon parametresi, QRPA, Çekirdek kolektif uyarılmaları, Manyetik dipol geçişleri, Ortalama rezonans enerjisi, Toplam manyetik dipol geçiş gücü, Makas mod

Bu tez çalışmasında $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin makas mod uyarılmalarının manyetik geçiş özellikleri mikroskopik modelin Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) yöntemi çerçevesinde incelenmiştir. Manyetik dipol uyarılmalarının 1^+ seviyelerinin ortalama rezonans enerjisi enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları kullanılarak hesaplanmıştır. Nümerik hesaplamalar kırılan simetrik Hamiltoniyen kullanan modellerin dipol uyarılmalarının toplam $B(M1)$ 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 toplam $B(M1)$ gücü azalır ve deney ile üst üste düşer. Buna göre araştırılan bütün çekirdekler için düşük enerjili $M1$ geçişlerinin $\Delta K = 1$ karakteri sergilediği söylenebilir. Diğer taraftan $\Delta K = 0$ geçişlerinin manyetik dipol gücüne katkısının çok çok küçük olduğu görülmüştür.

INVESTIGATION OF THE DEPENDENCE DEFORMATION OF THE TOTAL B(M1) VALUES AND ENERGIES OF 1⁺ LEVELS SCISSORS MODE

SUMMARY

Key Words: ¹³⁴Ba, ¹⁴²Ce, ¹⁴⁴⁻¹⁵⁰Nd, ¹⁴⁸⁻¹⁵⁰Sm, ¹⁵⁴⁻¹⁶⁰Gd, ¹⁶⁰⁻¹⁶⁴Dy, ¹⁶⁴⁻¹⁷⁰Er, ¹⁷²⁻¹⁷⁶Yb, ¹⁷⁶⁻¹⁸⁰Hf, ¹⁸²⁻¹⁸⁶W, ¹⁹⁰⁻¹⁹²Os, ¹⁹⁴⁻¹⁹⁶Pt, Deformation parameters, QRPA, Nuclear collective excitations, Magnetic dipole transitions, Average resonance energy, Total magnetic dipole transitions strength, Scissors mode

In this study, 130 <A<200 mass deformed nuclei in the even-even scissors mode transitional features microscopic model of magnetic excitations Quazi-particle Random Phase Approximation (QRPA) were examined within the framework of the method. Average resonance energy of the 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(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 BM1 strength and experiment with consecutive drops. Accordingly, all the nuclei investigated the low-lying M1 transitions exhibited can be said $\Delta K = 1$ character. On the other hand the strength of magnetic dipole contribution to $\Delta K = 0$ transitions were found to be very very small.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için manyetik uyarılma özellikleri süper akışkan model ve Wood-Saxon potansiyeli esas alınarak hesaplanmıştır (Soloviev 1976). Çalışmalar manyetik 1^+ seviyelerinin toplam B(M1) ve ortalama enerjilerinin teorik olarak hesaplanmış değerlerinin uygun deneysel verilerle uyum içinde olduğunu göstermiştir. Deforme çekirdeklerin manyetik dipol karakterli yörünge ve spin titreşimlerine karşılık gelen toplam makas mod uyarılma gücü ve ortalama enerji değerleri dönme değişmez olmayan (NRI) ve dönme değişmez kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) modelleri çerçevesinde incelenmiştir. Bu teori, restore edici kuvvetlerin ortalama alan potansiyeliyle öz uyumlu olarak seçilmesi ve ilave parametre kullanmadan manyetik dipol uyarılmalarının toplam makas mod gücünün deneyde gözlenen sonuçları güvenilir bir şekilde açıklanmasına imkan sağlar. Farklı hamiltoniyenler kullanılarak geliştirilen modeller çerçevesinde hesaplanarak elde edilen 1^+ seviyelerinin özellikleri, kısımlı hamiltoniyen kullanılan teorisinin manyetik uyarılma gücünün deneysel değerlerden yaklaşık iki kat fazla olduğunu göstermiştir. Fakat kullanılan dönme değişmez (QRPA) modeli manyetik uyarılma gücünü değişmez olmayan modele göre küçülterek deneylerle uyumsuzluğu yeterince azaltmıştır. Ayrıca 1^+ seviyelerinin $\Delta K=0$ dalı için de manyetik dipol uyarılmaları incelenmiş ve manyetik dipol mod uyarılmalarının ortalama rezonans enerjileri enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kuralları kullanılarak hesaplanmıştır.

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutarlar. Bu uyarılmalar içerisinde elektrik ve manyetik dipol titreşimlerinin önemli bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterlerinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde

çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmalarının paritetlerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi = 1^+$ olan uyarılmalar manyetik dipol, $I^\pi = 1^-$ olanlarda elektrik dipol olarak adlandırılır. Küresel çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin meydana gelebilmesini ilk defa Bohr ve Mottelson öngörmüştür. Çift- çift deforme çekirdeklerde ise spin-spin etkileşmelerinin sorumlu olduğu kolektif spin titreşimleri 1970' li yıllarda Gabrakov ve arkadaşları tarafından çekirdek mikroskobik modeli RPA' da öngörülmüştür.

Küresel çift-çift çekirdeklerde 1^+ uyarılmaları spin orbit çiftlerinin proton-proton (nötron-nötron) seviyeleri arasındaki parçacık hol geçişleri ile ilgilidir. Buna bağlı olarak spektroskopik enerji bölgesinde (4 MeV' in üstü) 1^+ seviyeleri önemli bir sayıda beklenmez ve bu (Guliev 2000, Ponomarev 1980, Bohr 1975) yapılan önceki hesaplamalarla kanıtlanmıştır. 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 simetrik eksen boyunca olan titreşimlere karşı gelir. Deformasyondan dolayı meydana gelen simetri kırınımı deforme çekirdeklerde 1^- ve 1^+ dipol seviyelerinin yoğunluğunun ($\rho=10 \text{ MeV}^{-1}$) artmasına sebep olur.

Manyetik dipol uyarılmalarının düşük enerjili durumları yaklaşık olarak 3 MeV civarında orbital karakterli makas mod rezonansını, yüksek enerjili kolektif dalı ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-titreşim karakterli M1 rezonansı meydana getirir (Gabraikov, 1972). Teorik olarak makas mod ilk defa Bohr ve Mottelson (1975) tarafından ileri sürülmüştür. Buna göre spin titreşimleri 1^+ seviyeleri spin orbital etkileşmeden dolayı yarılmış kabuk model seviyeleri arasındaki parçacık-hole dipol geçişleri sonucu meydana gelmektedir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri eksenine etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına

benzer biçimde titreşimler yaptığından bu uyarılmalar makas (scissors) mod olarak adlandırılmıştır. Makas modun varlığı deforme çekirdeklerin temel uyarılmaları olarak kanıtlanmıştır. Orbital karakterli makas mod çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde (Iudice ve Palumbo 1981) ve proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşmeli bozon modelinde (Iachello 1981) teorik olarak öngörülmüştür. Makas mod ilk defa 1984' de yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma (e, e') deneyleri sonucu ^{154}Gd izotopunda gözlenmiştir (Bohle 1984) ve aynı yılda NRF deneylerinde diğer gadalinyum izotoplarında teyit edilmiştir (Berg 1984). Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdeklerde (Richter 1995, Kneissl 1996) dahil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplarda gözlenmiştir. Mikroskobik model çerçevesinde RPA kullanılarak yapılan hesaplamalar toplam B(M1) gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon parametresinin karesi δ^2 ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir (Scholten 1985, Barret ve Halse 1985, Casten 1987, Hamamoto ve Magnusson 1991, Sarriguren 1996). Bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskobik modeller geliştirilmiştir. Birçok mikroskobik hesaplamalar (Soloviev 1996, Najarov ve Faessler 1988, 1990, Nojarov 1994, Faessler 1989, Zawischa 1988, Moya de Guerra 1987, Raduta 1995) toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre δ^2 yasasına yakın bir sonuç verir. Toplam kural yaklaşımı (Lo Iudice ve Richter 1993), genelleştirilmiş koherent (Lo Iudice ve Raduta 1994) ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanan (Guliev 2000) araştırmaların hepsi ağır çift-çift deforme çekirdeklerde makas modun toplam M1 gücünün kuadratik bağıllığını açıklamakla birlikte rezonans enerjisini de anlatmaktadır. Ayrıca Kuliev (2000-2002) tarafından ilk defa dönme değişmez RPA' da deneysel δ^2 kuralı yani toplam B(M1) gücünün δ^2 ile orantılı olduğu teyit edilmiştir. Çoğu durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme olan nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders 1999, Von Neumann Cosel 1995). Ayrıca makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru giden bölgelerindeki çekirdekler için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler (γ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer hareketinden sapması

gözlenebilir. Küçük deformasyonlardan dolayı γ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı gözlenebilir. Manyetik dipol uyarılma gücü geçiş çekirdeklerinde örneğin $^{194,196}\text{Pt}$ (Brentano 1996, Linnemann 2003), $^{134,136}\text{Ba}$ (Maser 1996, Pietralla 1998), Osmiyum (Fransen 1999), Tellür izotoplarında (Georgii 1995, Schwengner 1997) ve ^{94}Mo ' de (Pietrella 1999) deneysel olarak incelenmiştir. Bu çekirdeklerin hepsinde makas mod tespit edilmesine rağmen, eksenel simetrisinin kayması yüzünden iyi deforme çekirdeklerden farklı geçiş özellikleri gözlemlenmiştir (Pietrella 1998).

Burada teorik olarak ele alınan çekirdekler için toplam B(M1) değerinin δ^2 deformasyon parametresine göre değişimi incelenirken sadece küçük bir deformasyon bölgesi değil geniş bir deformasyon bölgesi ele alınmıştır ve elde edilen sonuçlar uygun deneysel verilerle karşılaştırılmıştır (J.Enders 2005, N.Pietralla 1998). Deneysel olarak yapılan çalışmalarda $^{148-154}\text{Sm}$ (W.Ziegler 1990), $^{142-150}\text{Nd}$ (J. Margraf 1993) çekirdekleri için makas mod uyarılma gücünün kütle numarasına ve deformasyon parametresinin karesine göre değişimi incelenmiş, $^{172-176}\text{Yb}$ (A. Zilges 1990), $^{160-164}\text{Dy}$ (C.Wesselborg 1988) , $^{156-160}\text{Gd}$ (H.H. Pitz 1989, H.Friedrichs 1994) , $^{182-186}\text{W}$ (R.D. Herzberg 1993), $^{164-170}\text{Er}$ (H.Maser 1996) ve $^{176-180}\text{Hf}$ (M. Scheck 2003) çekirdeklerinde ise 1^+ seviyelerinin M1 geçiş özellikleri araştırılmış ancak deformasyon bağımlılığı incelenmemiştir. Teorik olarak toplam kural yaklaşımı (N. Lo Iudice ve A. Richter 1993) ve etkileşimli bozon modellerinde (IBM) (P. von Neumann 1995) makas mod uyarılma gücünün deformasyon parametresine göre değişimi incelenmiş fakat ele alınan bölge geçiş çekirdeklerini içermemektedir. Bu yüzden bu tez çalışmasında A=130'dan A=200'e kadar geniş bir bölgede deformasyon bağımlılığı incelenmiştir.

İkinci bölümde deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ve Wood-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bu bölümde anlatılan bağımsız parçacıklar modeli Schrödinger denkleminin öz değer ve öz fonksiyonları çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin değerlerinin sayısal olarak incelenmesi

işleminin temelini oluşturur. Araştırılan bu deforme çekirdekler süper akışkan özelliklerine sahip olduklarından bu bölümde süper akışkan model hakkında temel bilgilere ve yapılan hesaplamalarda kullanılan bağıntılara da ayrıca yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde çift-çift deforme çekirdeklerin kolektif dipol uyarılmaları için geliştirilmiş olan teorik modellerin (dönme değişmez olmayan, dönme değişmez izoskaler ve izoskaler+izovektör etkin kuvvetler içeren QRPA modeli) çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi hakkında bilgiler sunulularak bu çekirdeklerin manyetik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler verilmiştir.

Dördüncü bölümde, kullanılan teori çerçevesinde $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için sayısal hesaplamalar yapılmış ve bunun sonucunda elde edilen teorik sonuçlar uygun deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Yine bu bölümde araştırdığımız çift-çift deforme çekirdekler için deformasyon parametrelerine bağlı olarak makas mod uyarılmalarının ortalama enerjileri ve toplam $B(M1)$ değerlerinin kütle numarasına (A) olan bağımlılığı hakkında bilgiler verilmiştir.

Beşinci bölümde, bu tez çalışmasında elde edilmiş olan önemli sonuçlar bölüm sırasına uygun olarak sunulmuştur.

Eklere, tez çalışmasının içinde kullanılan bilineer kuaziparçacık operatörlerinin açık ifadeleri ile bunların uydukları komütatörler için elde edilen formüllerin uzun ve yorucu işlemleri verilmiştir.

BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPERAKIŞKAN MODELİ

Bilindiği gibi çekirdeğin yapısının tam olarak anlaşılması ve gözlenebilmesi oldukça zordur. Nükleer bilimciler, çekirdekdeki nükleonların özelliklerini belirlemek ve enerji seviyelerini hesaplamak amacıyla çeşitli nükleer modeller geliştirmişlerdir. Çekirdekdeki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı hakkında henüz kesin bir bilgi edinilemediğinden, çekirdeğin yapısını ve özelliklerini bütünüyle açıklayabilen bir model de geliştirilememiştir. Tek parçacık modelinde çekirdek içindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirlerinden bağımsız olacak şekilde hareket ederler. Çekirdek yapısını ve özelliklerini belirleyebilmek için öncelikle ilgili modelde kullanılacak potansiyel hakkında belirli varsayımlar bulundurulmalıdır. Buradan yola çıkarak çekirdek içerisinde bilinen bir ortalama potansiyel alan olmadığından, Hartre-Fock metodu iki nükleon arasında oluşan etkileşim kuvvetinden doğacak bir potansiyelin varlığına ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alan oluşturabileceğini matematiksel bir şekilde göstermiştir (Ring ve Schuck 1980).

Sihirli sayılara karşılık gelen nötron veya proton sayılarına sahip olan çekirdekler küresel bir simetriye sahiptirler. Bu simetri, nötron ve proton sayılarının sihirli sayılardan uzaklaşmasıyla bozulur ve bu tür çekirdekler “eksenel simetrik deforme çekirdekler” olarak adlandırılırlar. Böyle çekirdeklerde küresel simetri bozulduğu için yeni bir potansiyelin tasviri gerekir.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk olarak kullanılan modellerden bir anizotropik titreşim potansiyeli kullanan Nilson modelidir. Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme

çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bu modelde N ve N+2 kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkıları sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmiştir. Oysaki büyük deformasyonlu çekirdeklerde N ve N+2 titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Bu modelde deforme çekirdeklerde elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur. Fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda yaygın olarak kullanılan ve çekirdekte nükleon yoğunluğunun dağılımını doğru ifade eden potansiyel Wood-Saxon potansiyelidir.

2.1. Wood-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. Wood-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 Wood-Saxon potansiyeli gibi seçilir.

Wood-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetrik bir potansiyeldir. Bu potansiyel iki kısımdan oluşur. İlk kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

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

Diğer kısım ise spin-orbital potansiyelidir.

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

Parametrelerin genel seçimi,

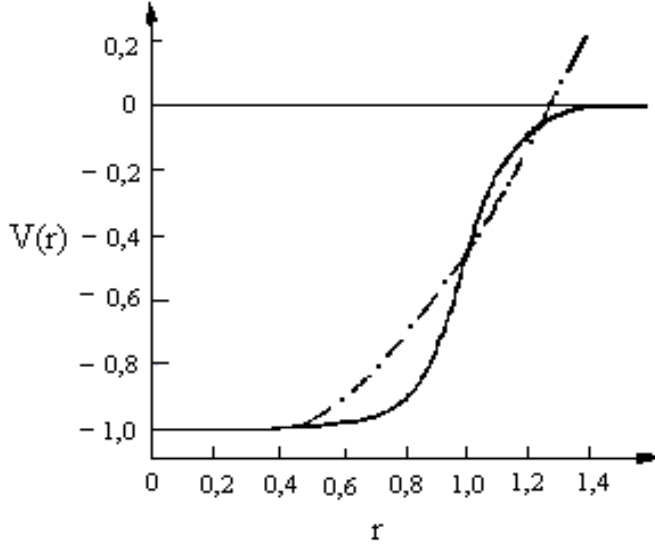
$$V_0^\tau = V_0 + V_1^\tau \quad \tau = n, p \quad (2.3)$$

şeklindedir. Burada

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

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

Wood-Saxon potansiyeli eksponansiyel olarak sifıra gitmektedir. Wood-Saxon potansiyeli ile Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1' de karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.1. Wood-Saxon (kalın çizgi) ve Harmonik osilatör (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçapı r_0 , potansiyel ise V_0 birimlerindedir

Wood-Saxon potansiyelinin izovektör (V_0) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır.

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

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

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

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

2.2. Süperakışkan Model

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri gösterdiğinden ötürü gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır (Barden 1957). Süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ise ilk defa 1957 yılında Bologyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Barden, Cooper, Schieffer tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı (Suhonen 1997, Klapdor 1996, Bogolyubov 1960). Bu teori yukarıda yazdığımız bilim adamlarının isimlerinin baş harfleri kısaltılıp, BCS teorisi olarak literatüre geçmiştir. Bu teori mikroskobik bir teoridir. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sebebiyle oluşur. BCS teorisi, bir süperiletkenin akım karşısında sıfır direnç göstermesini açıklar. Normal durumda metallerin direncine sebep olan örgü titreşimleri (fononlar), süperiletkenliğe yol açan etkileşmeler üretmektedirler. Kristal örgü titreşimleri (fononlar) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Bu yolla çift oluşturan elektronlar iki normal iletkenlik elektronunun enerjisinden daha düşük bir enerjiye sahiptir. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan model olarak adlandırılır.

Süperakışkan nötron-proton korelasyonu orta ve ağır çekirdeklere başarısızdır. Ortalama alan potansiyelleri her ikisi için ayrı ayrı kurulur ve bağımsız Schrödinger denklemleri nötronlar ve protonlar için çözümlenir. Dolayısıyla nötron ve proton sistemleri bağımsız kuaziparçacık modelde ayrı ayrı işlenmektedir. Süperakışkan modele göre nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan çekirdek hamiltoniyeni,

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} \alpha_{s^+}^+ \alpha_{s^-}^+ \alpha_{s'^-} \alpha_{s'^+} \quad \tau = n, p \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $E_0(s)$ normalize olmamış tek parçacık enerjisi, G_τ çiftlenim etkileşme sabiti, λ_τ kimyasal potansiyel ve $\alpha_{s\sigma}^+$ ($\alpha_{s\sigma}$) parçacık yaratma ve yok etme operatörleridir. $\alpha_{s\sigma}^+$ ve $\alpha_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü,

parçacık operatörlerinin yerine kuaziparçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Bu dönüşüm aşağıda gösterildiği gibidir.

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \quad (2.9)$$

$$a_{s\sigma}^+ = u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}$$

Burada u_s boşluk, v_s ise parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Bu dönüşümün kanoniklik koşulu sağlaması için kuaziparçacık operatörlerinin de fermiyon cebriine uyması gerekir. Bunun içinde gerekli olan koşul

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (2.10)$$

olmasıdır. Böylece $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin hamiltonyeninin ortalaması alınır ve varyasyon prensibine dayanan bir yöntem kullanılırsa elde edilen denklem iki çözüme sahip olur. Bunlardan ilki u_s $v_s=0$ olan trival çözüm olup bağımsız parçacıklara karşılık gelmektedir. u_s ve v_s fonksiyonları, basamak fonksiyonu seklindedir. Diğer çözüm ise trival olmayan çözümdür ve korelasyon fonksiyonuyla karakterize edilir.

Korelasyon (gap) fonksiyonu,

$$\Delta_t = G_t \sum_s u_s v_s \quad (2.11)$$

şeklindedir.

Seviyelerin boş ve dolu olma olasılıkları ise sırasıyla,

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (2.12)$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (2.13)$$

şeklinde verilir. Parçacıkların seviyelerde bulunma olasılıklarının toplamının bire eşit olduğu göz önüne alınarak belirtilen çözümlerden hangisinin geçerli olacağı belirlenebilir.

Burada iki durum oluşmaktadır.

- 1) $u_s^2=0$ ise $v_s^2 = 1$ olma şartı. Yani tek parçacık enerjisinin Fermi enerji düzeyi altında olduğunu gösterir. Böylelikle Fermi enerji düzeyine kadarki bütün durumlar dolu ve bunun dışındaki diğer durumlar ise boştur.
- 2) $u_s^2=1$ ise $v_s^2 = 0$ olma şartı. Burada tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin üstündedir. Bu yüzden Fermi enerji düzeyinin üstündeki seviyeler parçacıklar tarafından doldurulamaz ve tamamen boş bırakılır.

Buna göre u_s^2 ve v_s^2 fonksiyonları için bu duruma karşılık gelen ifadeler,

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (2.14)$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\}$$

şeklinde olur. Burada $\varepsilon(s) = \sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}$ nükleonların kuaziparçacık enerjileridir. Δ ve λ nicelikleri aşağıdaki sistem denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur.

$$\frac{2}{G} = \sum_s \frac{1}{\epsilon_s}$$

(2.15)

$$N = 2 \sum_s v_s^2$$

Bu sistem denkleminin çözümünde Wood-Saxon potansiyelinde elde edilmiş tek parçacık enerjileri çiftlenim etkileşmesinin (Soloviev 1976) de belirlenmiş parametreleri kullanılarak Δ ve λ nicelikleri nümerik olarak hesaplanmıştır.

BÖLÜM 3. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE $K^\pi = 1^+$ DURUMUNUN MANYETİK DİPOL ÖZELLİKLERİ

3.1. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^\pi = 1^+$ Seviyeleri

Manyetik dipol etkileşmeleri tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol momentlerine, M1 geçişlerine ve enerji spektrumlarına tesir ederken, çift-çift çekirdekte spin-titreşim 1^+ seviyelerini üretir. Buna göre de spin kuvvetlerinin deforme çekirdekte 1^+ seviyelerini ürettiği varsayılarak bu seviyeleri temsil eden Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir (Gabrakov 1972):

$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau} \quad (3.1)$$

Bu ifade de verilen H_{sqp} terimi aşağıdaki şekilde yazılmaktadır:

$$H_{sqp} = \sum_{s, \tau} \varepsilon_s(\tau) (\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau)) \quad (3.2)$$

Eşitlik (3.1)'deki $V_{\sigma\tau}$ ise spin-spin etkileşmesine karşı gelmektedir ve genel formu aşağıdaki gibidir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \kappa_\sigma \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j + \frac{1}{2} \kappa_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (3.3)$$

Burada $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri, $\kappa_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. İkinci kuaziparçacık tasvirinde (3.3) spin-spin etkileşmesi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$V_{\sigma\tau} = \sum_{\mu=0,\pm 1} \kappa_{\tau\tau'} T_{\mu}(\tau)^{\dagger} T_{\mu}(\tau) \quad (3.4)$$

Burada $\kappa_{\tau\tau} = \kappa = \kappa_{\sigma} + \kappa_{\sigma\tau}$ ve $\kappa_{np} = \kappa_{pn} = q\kappa$ (Hamamoto 1991) ile verilir ve $T_{\mu}(\tau)$ operatörü tek parçacık tasvirinde

$$T_{\mu}(\tau) = \sum_{\substack{ss' \\ \rho\rho'}} \sigma_{s\rho, s'\rho'}^{(\mu)} a_{s\rho}^{\dagger} a_{s'\rho'} \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada $a_{\nu}^{\dagger}(a_{\nu})$ parçacık yaratma (yok etme) operatörleridir. (3.5) ifadesindeki $\sigma_{s\rho, s'\rho'}^{(\mu)}$ spin matris elemanları aşağıdaki simetri özelliklerine sahiptirler

$$\sigma_{s\rho}^{(\mu)} \equiv \langle s+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = -\langle s- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \sigma_{s's}^{(\mu)} \quad (\mu = 0, 1) \quad (3.5')$$

$$\bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} \equiv \langle s+ | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'- \rangle = \langle s- | \sigma_{\mu} + (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} | s'+ \rangle = \bar{\sigma}_{s's}^{(\mu)} \quad (\mu = 0, 1)$$

$$\sigma_{\mu} = (-1)^{\mu} \sigma_{-\mu} \quad \sigma_{ss'}^{(\mu)} = (-1)^{\mu} \sigma_{ss'}^{(-\mu)}$$

(3.5') ifadesinde $|s+\rangle$ ve $|s-\rangle$ zaman eşleniğidir. Bogolyubov'un kanonik dönüşümleri kullanılarak $T_{\mu}(\tau)$ operatörünü kuaziparçacık tasvirinde aşağıdaki gibi yeniden yazabiliriz;

$$T_{\mu}(\tau) = \sum_{ss'} [\sigma_{ss'}^{(\mu)} D_{ss'}(\tau) + \bar{D}_{ss'}(\tau)] M_{ss'} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'}^{(\mu)} [C_{ss'}^{+}(\tau) + C_{ss'}(\tau)] + \bar{\sigma}_{ss'}^{(\mu)} [\bar{C}_{ss'}^{+}(\tau) + \bar{C}_{ss'}(\tau)] \right\} L_{ss'} \quad (3.6)$$

Burada, $M_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ olup $u(v)$ iyi bilinen Bogolyubov kuaziparçacık dönüşüm parametreleridir ve

$$\begin{aligned} D_{ss'} &= \sum_{\rho=\pm 1} \rho \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',-\rho} = D_{s's}^+ , \quad \bar{D}_{ss'} = \sum_{\rho} \rho \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \\ C_{ss'} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s,-\rho} , \quad \bar{C}_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \rho \alpha_{s'\rho} \alpha_{s,\rho} \end{aligned} \quad (3.7)$$

operatörleri ise iki kuaziparçacık operatörleridir. Burada $C_{ss'}^+$ ($C_{ss'}$) operatörlerinde iki kuaziparçacık spin ve parite $\Gamma^\pi = 1^+$ olacak şekilde birleşirler. $C_{ss'}$ ($\bar{C}_{ss'}$) operatörleri aşağıdaki özelliklere sahiptirler.

$$\begin{aligned} [C_{ss'}(\tau), C_{\lambda\lambda'}^+(\tau')] &= \delta_{\tau\tau'} (\delta_{s\tau'} \delta_{s'\tau} - \delta_{s'\lambda} \delta_{s\lambda'}) + \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) \\ [\bar{C}_{ss'}, \bar{C}_{\lambda\lambda'}^+] &= \delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s\lambda'} \delta_{s'\lambda} + \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda'} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} \delta_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda'} B_{\lambda s}) \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$C_{ss'} = -C_{s's} , \quad \bar{C}_{ss'} = -\bar{C}_{s's} \quad \text{ve} \quad C_{ss} = \bar{C}_{ss'} = 0$$

burada

$$B_{ss'} = \sum_{\rho} \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho} , \quad \text{dur.}$$

Bu bölümde kullanılan model çerçevesinde yapılan analitik hesaplarda (3.6) ifadesindeki T_μ operatörünün bazı terimleri katkı vermeyeceğinden T_μ ' nün aşağıdaki ifadesi kullanılacaktır:

$$T_\mu(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'}^{(\tau)} \sigma_{ss'} L_{ss'} (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) + \frac{1}{2} \sum_{ss'}^{(\tau)} \sigma_{ss'} M_{ss'} (D_{ss'}^+ + D_{ss'}) \quad (3.9)$$

Denklem (3.9)' daki birinci terim çift-çift çekirdeklerde kolektif 1^+ seviyelerinin oluşmasından, ikinci terim ise tek çekirdeklerde polarizasyon olaylarından sorumludur. QRPA' da kolektif 1^+ seviyelerinin dalga fonksiyonlarına bir fononlu dalga fonksiyonu olarak bakılmaktadır (Kuliev 2000):

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss', \tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^+(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (3.10)$$

Burada Q_i^+ fonon üretme operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur. $\psi_{ss'}$ ve $\phi_{ss'}$ iki kuaziparçacıklı seviyelerin genlikleridir ve

$$\sum_{ss'} [\psi_{ss'}^i(\tau)^2 - \phi_{ss'}^i(\tau)^2] = 1 \quad (3.11)$$

şeklinde normlama şartına tabidirler. (3.10) dalga fonksiyonunda $\phi=0$ olduğunda dalga fonksiyonu TDA metoduna indirgenir. Çift-çift çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin manyetik dipol rezonansları ilk olarak TDA metodu çerçevesinde incelenmiştir (Gabrakov 1972). Burada ise çift-çift çekirdeklerin taban durumlarını kuaziparçacık vakumu kabul eden TDA metodundan daha doğru sonuçlar veren RPA metodunun formülleri sunulacaktır.

Bu modelde fonon üretme ve yok etme operatörleri aracılığıyla T_μ operatörü için,

$$T_\mu(\tau) = \sum_{ss'}^{(\tau)} \sigma_{ss'} L_{ss'} g_{ss'} (Q_i^+ + Q_i) \quad , \quad g_\mu = \psi_\mu - \phi_\mu \quad (3.12)$$

kullanılır. (3.6)' daki T_μ operatörünün ikinci terimi bu modeldeki hesaplamalarda etkin değildir. Bu terimi bu nedenle (3.12) ifadesinde yazılmamıştır.

Burada

$$R_n^i = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} L_{ss'} g_{ss'}$$

(3.13)

$$R_p^i = \sum_{vv'} \sigma_{vv'} L_{vv'} g_{vv'}$$

kısaltmaları yapılırsa ve (3.1) hamiltoniyeninde T_μ operatörleri yerine yazılırsa fonon tasvirindeki

$$H = \left\{ \sum_n \epsilon_{ss'} (\psi_{ss'}^2 + \phi_{ss'}^2) + \sum_p \epsilon_{vv'} (\psi_{vv'}^2 + \phi_{vv'}^2) + \chi R_n^2 + \chi R_p^2 + 2q\chi R_n R_p \right\} Q_i^+ Q_i \quad (3.14)$$

hamiltoniyeni elde edilir. Eşitlik (3.14)' de verilen Hamiltoniyenin özfonksiyonu ve özdeğerlerini bulmak için RPA'nın iyi bilinen yöntemleri ve Lagrange çarpanlar metodu (Soloviev 1976):

$$\delta \left\{ \langle \Psi_0 | Q_i H Q_i^+ | \Psi_0 \rangle - \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle - \omega_i \left(\sum_i (\psi_s^{i2} - \phi_s^{i2}) - 1 \right) \right\} = 0 \quad (3.15)$$

kullanılarak $\delta\psi$ ve $\delta\phi$ için varyasyon işlemi yapılırsa şu eşitliklere ulaşılır:

$$R_i^n (1 + \kappa F_i^n(\omega_i)) + q\kappa R_i^p F_i^n(\omega_i) = 0 \quad (3.16)$$

$$R_i^p (1 + \kappa F_i^p(\omega_i)) + q\kappa R_i^n F_i^p(\omega_i) = 0 \quad (3.17)$$

Bu eşitliklerdeki $F_i^\tau(\omega_i)$ ve $R_i(\tau)$ fonksiyonları genel formdaki

$$R_i(\tau) = \sum_\mu \sigma_\mu(\tau) L_\mu(\tau) g_\mu(\tau) \quad (3.18)$$

$$F_i^\tau(\omega_i) = 2 \sum_\mu \frac{\epsilon_\mu(\tau) \sigma_\mu^2(\tau) L_\mu^2(\tau)}{\epsilon_\mu^2(\tau) - \omega_i^2}, \quad \tau = n, p \quad (3.19)$$

bağıntılarıyla verilir. (3.16) ve (3.17) denklemlerinden yararlanılarak

$$D(\omega_i) = 1 + \kappa \left(F_i^n(\omega_i) + F_i^p(\omega_i) \right) + (1 - q^2) \kappa^2 F_i^n(\omega_i) F_i^p(\omega_i) = 0 \quad (3.20)$$

seküler denklemi elde edilir. Bu denklemin ω_i kökleri spin titreşimlerinin meydana getirdiği uyarılmış 1^+ hallerinin enerjilerini (ω_i) verir.

Dalga fonksiyonun (3.10) ifadesindeki $\psi_\mu(\tau)$ ve $\varphi_\mu(\tau)$ genlikleri için (3.16), (3.17) ve (3.18) denklemleri kullanılarak

$$\psi_\mu(n) = -\frac{1+qL_j}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_\mu \frac{\sigma_\mu L_\mu}{(\varepsilon_\mu + \omega_i)} ; \quad \varphi_\mu(n) = -\frac{1+qL_j}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_\mu \frac{\sigma_\mu L_\mu}{(\varepsilon_\mu + \omega_i)} \quad (3.21)$$

$$\psi_\mu(p) = -\frac{q+L_j}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_\mu \frac{\sigma_\mu L_\mu}{(\varepsilon_\mu + \omega_i)} ; \quad \varphi_\mu(p) = -\frac{q+L_j}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_\mu \frac{\sigma_\mu L_\mu}{(\varepsilon_\mu + \omega_i)}$$

bağıntıları elde edilebilir. Burada (3.21) bağıntısında verilen diğer ifadeler aşağıda verilmiştir:

$$Z(\omega_i) = (1 + qL_j)^2 Y_n + (1 + qL_j)^2 Y_p \quad (3.22)$$

$$Y_\tau(\omega_i) = 4\omega_i \sum_\mu \frac{\varepsilon_\mu \sigma_\mu^2 L_\mu^2}{(\varepsilon_\mu^2 - \omega_i^2)^2} \quad (3.23)$$

$$L_j = \frac{R_p}{R_n} = \frac{1+\kappa F_n}{q\kappa F_n} = -\frac{q\kappa F_p}{1+\kappa F_p} \begin{cases} q = -1 \text{ için} & L_j = -\frac{F_n}{F_p} \\ q = +1 \text{ için} & L_j = +\frac{F_n}{F_p} \end{cases} \quad (3.24)$$

Burada (3.1) hamiltoniyeni dönme değişmez olmadığı için (3.20) denkleminin çözümleri arasına $K=1$ olan sahte hal karışır. Sahte hal tüm 1^+ durumları üzerinden paylaşılır. Burada kullanılan modelin bağıntıları ile ilgili bilgi referans (Gabrakov 1972)' de daha detaylı bir şekilde mevcuttur.

3.2. QRPA Yöntemi

Deforme çekirdeklerin ortalama potansiyellerinden dolayı tek kuaziparçacık Hamiltoniyenin dönme değişmez olmadığı bilinir (Kuliev 1974). Bu nedenle, $K^\pi = 1^+$ uyarılmalarının sıfır enerjili dalı çekirdeğin tam olarak dönmesine karşılık gelmektedir. Bu eksikliği gidermek için dönme değişmezliği restore edici kuvvetler kullanılır. Deforme çekirdeklerin 1^+ durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve (Kuliev 2000 ve Kuliev 2006 tarafından belirtilen) izoskaler h_0 ve izovektör h_1 restorasyon etkileşmelerini içeren model Hamiltoniyeni ise şu şekilde verilir:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (3.25)$$

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

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j \quad (3.26)$$

Burada $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli matrisleri $\chi_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. 3.25 ifadesindeki h_0 ve h_1 etkileşmeleri ise hamiltoniyenin kırınımını restore edici kuvvetlerdir. Ortalama alan potansiyelinde izoskaler (V_0) ve izovektör (V_1) gibi (bkz. Bölüm 2. Denklem (2.1)) dönme değişmezliğin kırınımına sebep olan iki terim olduğundan dolayı tek kuaziparçacık Hamiltoniyenin dönme değişmezliği ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkileşmeleri yardımı ile restore edilebilir (Kuliev 2006).

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v [H_{sqp} - V_1, J_v]^+ [H_{sqp} - V_1, j_v], \quad (3.27)$$

ve

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v [V_1(r), J_v]^+ [V_1(r), j_v]. \quad (3.28)$$

Burada

$$\gamma^{(v)} = [J_v^+, [H_{sqp}, J_v]]_{QRPA}, \quad \gamma_1^{(v)} = [J_v^+, [V_1(r), J_v]]_{QRPA} \quad (3.29)$$

ve

$$\begin{aligned} \gamma^{(-1)} &= \gamma^{(+1)} = \gamma, \\ \gamma_1^{(-1)} &= \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1, \end{aligned} \quad (3.30)$$

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

şeklindedir. Burada izoskaler γ_0 ve izovektör γ_1 parametreleri ortalama alan parametreleri ile özuyumlu olarak belirlenir. J_v açısal momentumun ($v = \pm 1$) küresel bileşenidir. Bölüm 2' de (2.1)-(2.2)-(2.3) formüllerinden yararlanılarak izovektör V_1 terimi

$$V_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(r) \quad (3.31)$$

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

Kolektif 1^+ seviyeleri tek fononlu gibi ele alındığında dalga fonksiyonu

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+) |\Psi_0\rangle, \quad (3.32)$$

şeklinde olur. Bu ifadede D_{MK}^I deforme çekirdeğin bir tam olarak dönmesine karşılık gelen meşhur Wigner dalga fonksiyonudur. Burada I toplam açısal momentum, K ve M ise sırasıyla I ' nın çekirdeğin simetri eksenini üzerindeki ve laboratuvar sisteminde z eksenini üzerindeki izdüşümleridir. Ayrıca $|\Psi_0\rangle$ fonon vakumu yani $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ ve fonon yaratma operatörü Q_i^+ ise (Kuliev 2000)' de verildiği gibidir:

$$Q_i^+ = \frac{1}{2} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss',\tau}^+(\tau) C_{ss',\tau}^+(\tau) - \phi_{ss',\tau}^+(\tau) C_{ss',\tau}^-(\tau)]$$

Bu ifadedeki $C_{ss',\tau}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'p} \alpha_{s-p}^+ \alpha_{s'p}^+$ ve $C_{ss',\tau}^-$ sırasıyla iki kuaziparçacık yaratma ve yok etme operatörleridir ve τ izospin indisi nötron (proton) için n (p) değerlerini alır. İki kuaziparçacık genlikleri $\psi_{ss',\tau}^+(\tau)$ ve $\phi_{ss',\tau}^+(\tau)$ katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar.

$$\sum_{ss',\tau} [\psi_{ss',\tau}^+(\tau)^2 - \phi_{ss',\tau}^+(\tau)^2] = 1 \quad (3.33)$$

QRPA yöntemi kullanılarak hareket denklemi çözülürse (3.33) dalga fonksiyonunun $\psi_{ss',\tau}^+(\tau)$ ve $\phi_{ss',\tau}^+(\tau)$ katsayıları bulunur. 1^+ seviyelerinin enerji ve fonon dalga fonksiyonu hesaplamaları için gerekli formüllerin açık ifadeleri (Kuliev 2006)' da verilir. Dönme değişmez Hamiltoniyenin (3.25) ifadesinde h_0 ve h_1 terimleri göz önüne alınmadığında dönme değişmez olmayan model sonuçları elde edilir ve bununla ilgili ayrıntılı bilgi Bölüm 3.1' de verilmiştir.

Çekirdek fiziğinde manyetik ve elektrik dipol seviyelerinin deneysel olarak modelden bağımsız incelenmesi bu seviyelerin beta ve elektromanyetik özellikleri hakkında değerli bilgiler vermektedir.

3.2.1. Makas Mod $I^\pi = 1^+$ Durumlarının Manyetik Dipol Özellikleri

Dönme değişmez modelde spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban durumdan uyarılmaların M1 geçiş ihtimalidir. Bu geçiş ihtimali aşağıdaki gibi yazılabilir (Guliev 2006):

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_1^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_P^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (3.34)$$

Burada

$$R_P^j(\omega_i) = \sum_{\mu} {}^{(p)}\epsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu}(\psi_{\mu}^i + \phi_{\mu}^i),$$

$$R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{\mu} {}^{(p)}\epsilon_{\mu} s_{\mu} L_{\mu}(\psi_{\mu}^i + \phi_{\mu}^i), \quad (3.35)$$

şeklindedir. Spinin (s_{+1}) ve açısal momentum operatörünün (j_{+1}) tek parçacık matris elemanları s_{μ} ve j_{μ} ile gösterilir ve $L_{\mu} \equiv u_q v_{q'} - u_{q'} v_q$ şeklindedir. Burada g_s ve g_l , $\vec{\mu} = \sum_{\tau} [(g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) s_1^{\tau} + g_l^{\tau} j_1^{\tau}]$ manyetik dipol operatöründeki uygun spin ve yörünge gyromanyetik oranlardır.

Çekirdek fiziğinde toplam kuralları, kullanılan modellerin güvenilirliğinin ve parametrelerinin tespiti ve tekmilleştirilmesi yolunda çok büyük öneme sahiptirler. Deneysel incelemeler ağır çekirdeklerdeki elektromanyetik geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıksız toplam kurallarının teorik değerlerinin bunlara karşılık gelen uygun deneysel değerlerden 1,5-2 kat daha büyük olduğunu göstermektedir. Deneysel ve teori arasındaki bu uyumsuzlukların nedeni teorik olarak tam açıklanmamıştır. Bizim varsayımımıza göre, uyumsuzluğun başlıca nedeni farklı enerji seviyeleri arasında geçiş sonucu çekirdek biçiminin değişmesidir. Örneğin farklı biçimlere sahip seviyeler arasındaki beta geçiş hızlarının yavaşlaması ve elektrik kuadropol geçişlerde ise geçiş ihtimallerinin düşmesi deneysel olarak bilinmektedir.

Çift çekirdeklerde manyetik dipol ve Gamov-Teller rezonanslarının oluşumunda nükleonlar arasındaki spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu iyi bilinmektedir. Spin kuvvetleri tek çekirdeklerde beta geçiş hızlarının ve M1 geçiş ihtimallerinin yavaşlamasında da etkilidir. Bu kuvvetlerin ürettiği kolektif 1^+ seviyelerinin uyarılma matris elemanlarının toplam kurallarının sayısal olarak hesaplanması bunların yüksek yoğunluklarından dolayı oldukça zordur. Bu toplam kurallarının deformasyon bağımlılığının tasviri ise daha da zordur. Bu bakımdan biçimi taban halin biçiminden farklı seviyelere geçiş matris elemanlarının toplam kurallarının analitik olarak hesaplanması oldukça önemlidir. Toplam kurallarının yardımıyla kullanılan model ve yaklaşımların başarısı ve incelenen rezonans seviyelerinin kolektif olup olmadıkları hakkında bilgi sağlanabilir.

Elektrik ve manyetik multipol rezonanslarının ortalama rezonans enerjileri enerji ağırlıklı $\bar{\omega} = \sum_i \omega_i B(\pi\lambda, 0^+ \rightarrow \lambda_i)$ ve enerji ağırlıksız $\bar{\omega} = \sum_i B(\pi\lambda, 0^+ \rightarrow \lambda_i)$ toplam kurallarının yardımıyla hesaplanabilir. Burada manyetik uyarılmalar için $\pi = M$ olur. M1 geçişleri için enerji ağırlıklı toplam kuralı şu şekilde yazılır:

$$2 \sum_i \omega_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = [\vec{\mu}^+, [H, \vec{\mu}]] \quad (3.36)$$

QRPA

Görüldüğü gibi toplam kuralın sol tarafı QRPA çerçevesinde kullanılan modele bağlı bir ifadedir. Sağ tarafı ise modelden bağımsızdır. Buna göre nümerik hesaplamaların güvenilir bir biçimde elde edilmesi için (3.36) eşitliği sağlanmalıdır.

BÖLÜM 4. SONUÇLAR VE HESAPLAMALAR

Kararlı biçime sahip çekirdekler deneysel verilerin yeterince olmasından dolayı çekirdek fiziğinde önemli yer tutarlar. Kararlı çekirdeklere sihirli sayıya sahip, dolmuş kabuk dışında birkaç parçacık olan çekirdekler veya nadir toprak bölgesine yerleşen deforme çekirdekler örnek gösterilebilir. Kararlı çekirdekler de küresel yapıya sahip, düşük enerjili uyarılmalar yüzey titreşimlerine karşılık gelmektedir. Deforme çekirdekler dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu sayının etrafında olan çekirdeklerin nükleonlarının etkileşmesi sonucu çekirdeğin biçimini değiştirerek kararlı deformasyona sahip olmasına neden olur. Bu yüzden deforme çekirdeklere enerjinin bir minimumu alınırsa çekirdek tek bir deformasyon parametresine sahip olur. Kütle numarası $150 < A < 190$ ve $A > 220$ bölgesinde olan büyük kuadrupol momente sahip, zengin dönme spektrumu ve kararlı deformasyon parametreleri ile elipsoid biçiminde olan aksel simetriye sahip çekirdeklere iyi deforme çekirdekler denir. Deforme çekirdeklerin büyük bir kısmı süper akışkandır. Bundan dolayı süper iletken metallere spektrumlarındaki gibi aşağı enerji spektrumunda enerji aralığı vardır ve enerji seviye yoğunluğu tek parçacık modeline göre 2 kat fazladır. Nükleon-nükleon etkileşimlerinin belirlenmesinde deforme çekirdekler ve nadir toprak elementleri önemli yer tutmaktadır.

γ -soft çekirdekleri, aksel simetriden sapsmış olan çekirdeklerdir. Sapsmaya karşılık gelen terim γ açısı içerdiğinden bu çekirdeklere γ -soft çekirdekler denir. Şekil olarak küresellikten deformeye ve deformeden küreselliğe doğru değişen çekirdeklerin sahip olduğu bölgeye yerleştiklerinden dolayı bu çekirdeklere geçiş çekirdekleri de denir. Aksel deforme çekirdekler için $\gamma = 0$ 'dır. γ -soft parçacıklarının teorik hesaplamalarda enerji minimumlarının deformasyona bağlılığı bir parabol şeklinde olduğundan dolayı deformasyon parametresinin belirli bir $\Delta\beta$ aralığında enerji

minimumunun değişmediğini göstermiştir.

Çekirdek fiziğinde son yirmi yılın en etkileyici olaylardan biri deforme çekirdeklerde spini ve paritesi $I^\pi K = 1^+ 1(0)$ olan makas mod uyarılmalarının (scissors) keşfidir. Günümüzde bu mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdeklerde (bknz ref. Richter (1995) ve Kneissl vd. (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 toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders vd. 1999, Neumann Cosel vd. 1995). Makas modun genel özellikleri kararlı deformasyonlu çekirdekler için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler (γ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer titreşiminin geometrik resminin bozulmasına rağmen (γ -soft deforme çekirdeklerde) makas modun varlığı düşünülebilir. Manyetik dipol uyarılma güç dağılımı daha az deforme geçiş çekirdeklerinde, örneğin $^{194,196}\text{Pt}$ (Brentano vd. 1996, Linnemann vd. 2003), $^{134-136}\text{Ba}$ (Maser vd. 1996, Pietralla vd. 1998), Osmiyum (Fransen vd. 1999), Tellur izotoplarında (Georgii vd. 1995, Schwengner vd. 1997) ve ^{94}Mo (Pietralle vd. 1999) için deneysel olarak araştırılmıştır. (Geçiş çekirdeklerinin spektrumunun karmaşıklığından dolayı verilerin az olması sebebiyle deformasyon bağımlılığının bir fonksiyonu gibi makas 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 veya Z)=82 çekirdeklerde δ bağımlılığından sapmayı belirlemek için daha hassas deney cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir. Bu bakımdan, kararlı ve çoklu sayıda deformasyonlu izotopları olan elementlerin incelenmesi daha önemlidir.

4.1. Sayısal Sonuçlar

Bu kısımda $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmaları Bölüm 3’de anlatılan dönme değişmez olmayan model ve dönme değişmez olan QRPA modeli esas alınarak $\Delta K = 1$ ve $\Delta K = 0$ durumları için araştırılmıştır. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi $\delta_2 = 0,945 \cdot \beta_2 (1 - 2,56 \cdot A^{-2/3}) + 0,34\beta_2^2$ (Bohr ve Motelson 1969) deneysel kuadrapol momentten bulunan β_2 (Raman vd. 1987) deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır. Süperakışkan modelin Δ ve λ nicelikleri Bölüm 2’de verilen (2.8) denklem sisteminin yardımıyla her bir çekirdek için hesaplanarak Tablo 4.1.’de gösterilmiştir.

Tablo 4.1. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için Δ ve λ nicelikleri (MeV biriminde)

Çekirdek	β	Δ_N	λ_N	Δ_Z	λ_P	δ_2
$^{134}_{56}Ba_{78}$	0,1638	1,05	-8,326	1,17	-6,951	0,1405
$^{142}_{58}Ce_{84}$	0,1236	0,79	-6,282	1,16	-7,718	0,1063
$^{144}_{60}Nd_{84}$	0,1309	0,79	-6,975	1,18	-6,704	0,1127
$^{146}_{60}Nd_{86}$	0,1524	1,01	-6,667	1,18	-7,418	0,1314
$^{148}_{60}Nd_{88}$	0,2036	1,16	-6,548	1,18	-8,234	0,1758
$^{150}_{60}Nd_{90}$	0,2848	1,22	-6,475	1,18	-9,180	0,2468
$^{148}_{62}Sm_{86}$	0,1423	1,01	-7,254	1,22	-6,395	0,1227
$^{150}_{62}Sm_{88}$	0,1931	1,16	-7,146	1,22	-7,147	0,1669
$^{152}_{62}Sm_{90}$	0,3055	1,22	-7,162	1,22	-8,00	0,2651
$^{154}_{62}Sm_{92}$	0,3410	1,12	-6,992	1,22	-8,663	0,2964
$^{154}_{64}Gd_{90}$	0,3104	1,22	-7,797	1,28	-6,814	0,2996
$^{156}_{64}Gd_{92}$	0,3378	1,12	-7,484	1,28	-7,423	0,2938
$^{158}_{64}Gd_{94}$	0,3484	1,07	-7,148	1,28	-8,020	0,3033

Tablo 4.1.(Devam) $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için Δ ve λ nicelikleri (MeV biriminde)

$^{160}_{64}Gd_{96}$	0,3534	1,01	-6,787	1,28	-8,608	0,3079
$^{160}_{66}Dy_{94}$	0,3365	1,07	-7,731	1,03	-6,911	0,2931
$^{162}_{66}Dy_{96}$	0,3407	1,01	-7,364	1,03	-7,400	0,2970
$^{164}_{66}Dy_{98}$	0,3481	0,95	-6,952	1,03	-7,974	0,3037
$^{164}_{68}Er_{96}$	0,3333	1,01	-7,937	1,09	-6,138	0,2907
$^{166}_{68}Er_{98}$	0,3420	0,95	-7,522	1,09	-6,712	0,2985
$^{168}_{68}Er_{100}$	0,3188	0,88	-7,047	1,09	-7,282	0,2953
$^{170}_{68}Er_{102}$	0,3363	0,86	-6,574	1,09	-7,841	0,2939
$^{172}_{70}Yb_{102}$	0,3320	0,86	-7,128	0,98	-6,545	0,2903
$^{174}_{70}Yb_{104}$	0,3250	0,82	-6,637	0,98	-7,093	0,2843
$^{176}_{70}Yb_{106}$	0,3078	0,81	-6,185	0,98	-7,658	0,2693
$^{176}_{72}Hf_{104}$	0,2953	0,82	-7,258	0,99	-6,020	0,2583
$^{178}_{72}Hf_{106}$	0,2803	0,81	-6,816	0,99	-6,629	0,2453
$^{180}_{72}Hf_{108}$	0,2733	0,82	-6,373	0,99	-7,196	0,2392
$^{182}_{74}W_{108}$	0,2494	0,82	-6,987	1,14	-6,279	0,2183
$^{184}_{74}W_{110}$	0,2347	0,94	-6,695	1,14	-6,878	0,2055
$^{186}_{74}W_{112}$	0,2238	1,03	-6,420	1,14	-7,452	0,1960
$^{190}_{76}Os_{114}$	0,1756	0,89	-6,920	1,00	-7,078	0,1538
$^{192}_{76}Os_{116}$	0,1647	0,84	-6,650	1,00	-7,651	0,1443
$^{194}_{78}Pt_{116}$	0,1434	0,84	-7,266	1,07	-6,528	0,1256
$^{196}_{78}Pt_{118}$	0,1308	0,77	-6,982	1,07	-7,092	0,1146

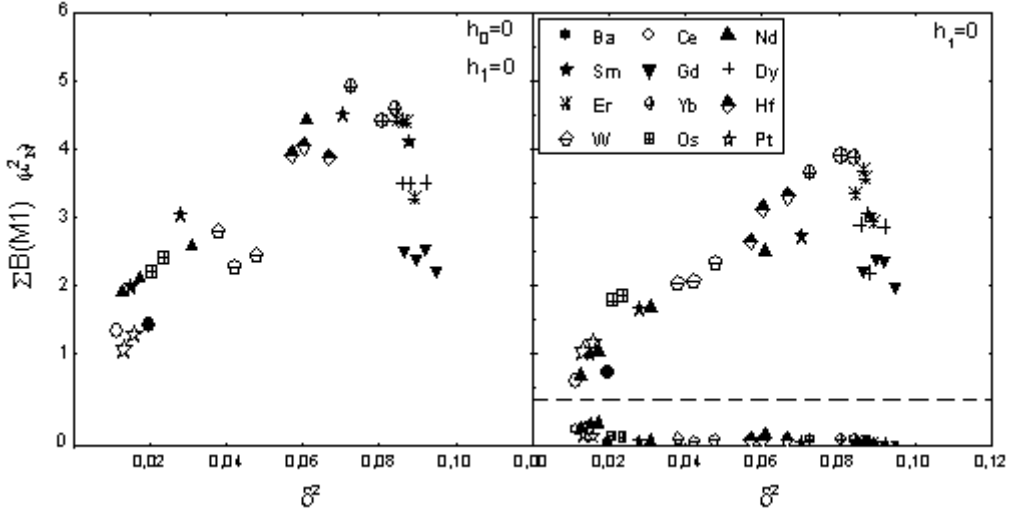
Makas mod uyarılmalarının incelenmesinde spin etkileşme gücü $x_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV olarak seçilmiştir (Gabraikov 1972). Bu değer deforme çekirdeğin manyetik momenti ve beta geçiş oranlarının teorik değerlerinin deneyle karşılaştırılması sonucu elde

edilmiş ve iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinin makas mod özelliklerinin açıklanmasında iyi sonuçlar vermiştir.

4.1.1. Deforme Çekirdeklerde Toplam B(M1) Değerlerinin Deformasyon Bağımlılığının İncelenmesi

İyi deforme çekirdeklerde makas modun toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresinin karesiyle lineer olarak değişimi deneysel olarak gözlenmiş ve bunun teorik olarak açıklaması ise dönme değişmez modelde tam olarak (Kuliev vd. 2002)'de Ce, Nd, Sm çekirdekleri için gösterilmiştir. Bu kısımda $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdekler için makas mod uyarılmalarının K=0 ve K=1 durumları için dönme değişmez olmayan (NRI), dönme değişmez modelde yalnızca izoskaler restorasyon kuvveti ilave edilmiş hamiltoniyen ($h_1 = 0$) ve tam dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetleri içeren) hamiltoniyen kullanılarak yapılan hesaplamalar sunulmuştur.

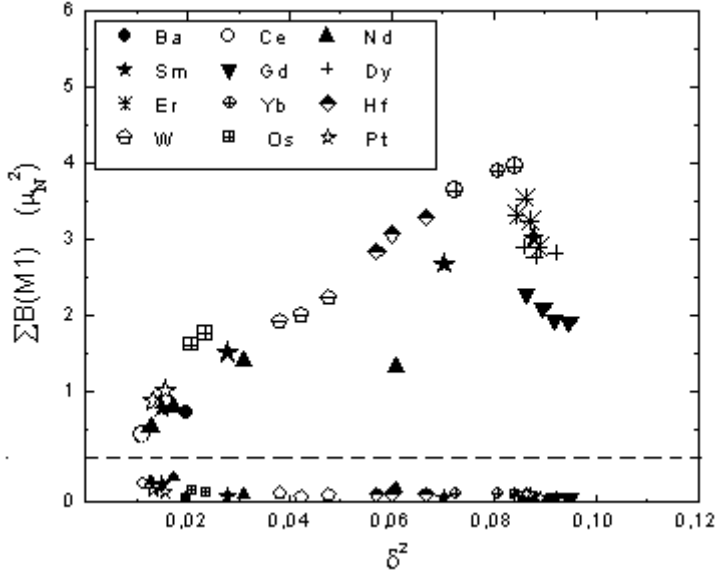
Şekil 4.1' de $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez izoskaler etkin kuvvet içeren hamiltoniyen kullanılarak toplam B(M1) değerleri 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanmış ve her bir çekirdek için deformasyon parametresinin karesine göre değişimi verilmiştir.



Şekil 4.1. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan (izoskaler etkin kuvvet kullanan) yaklaşımda $K=0$ ve $K=1$ dalları için $\sum B(M1)$ değerlerinin δ^2 deformasyon parametresine bağımlılığı ($K=1$ dalı kesikli çizginin üst kısmına $K=0$ dalı ise kesikli çizginin alt kısmına karşılık gelen bölgeyi içermektedir)

Şekil 4.1' de görüldüğü gibi izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin göz önüne alınmadığı dönme değişmez olmayan model kullanılarak bulunan sonuçlarla izoskaler kuvvetlerin hesaba katıldığı ($h_0 \neq 0$, $h_1 = 0$) dönme değişmez hamiltoniyen kullanılarak elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında izoskaler kuvvetlerin göz önüne alınmasının toplam $B(M1)$ gücünü önemli derecede etkilediği görülmektedir. Dönme değişmez (izoskaler etkin kuvvet içeren) QRPA modelde $K=0$ ve $K=1$ durumları için yapılan hesaplamalar $K=0$ dalının toplam $M1$ gücüne katkısının $K=1$ ' e göre çok çok küçük olduğunu göstermektedir. Ayrıca $K=0$ dalı için deformasyon parametresinin değişmesinden toplam $B(M1)$ gücünün etkilenmediği görülmektedir. Görüldüğü gibi dönme değişmez olmayan model dönme değişmez olan modelden daha fazla değer vermektedir.

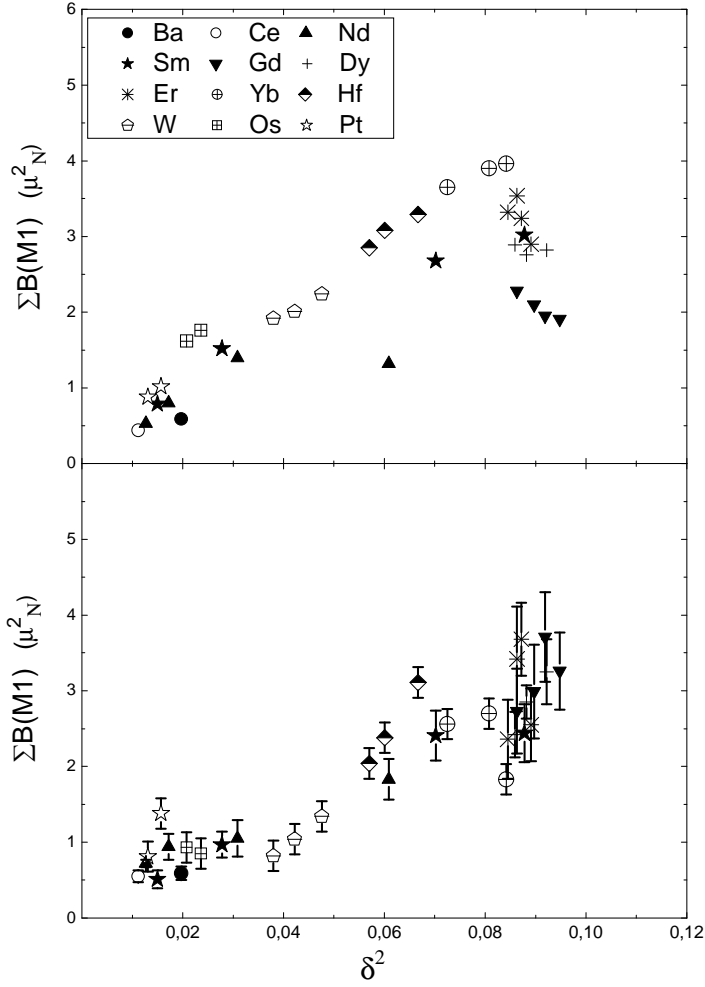
Şekil 4.2' de $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdekler için tam dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler içeren) QRPA model çerçevesinde $K=0$ ve $K=1$ durumları için toplam $B(M1)$ değerlerinin δ^2 deformasyon parametresine göre değişimi verilmektedir.



Şekil 4.2. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin $K=0$ ve $K=1$ dalları için tam dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak elde edilen toplam $B(M1)$ değerlerinin δ^2 deformasyon parametresine bağımlılığı ($K=1$ dalı kesikli çizginin üst kısmına $K=0$ dalı ise kesikli çizginin alt kısmına karşılık gelen bölgeyi içermektedir)

Şekil 4.1 ve 4.2’de görüldüğü üzere $K=0$ durumlarının her iki model içinde manyetik dipol uyarılma gücüne olan katkısının ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu anlaşılmaktadır. Buna göre 4 MeV enerjisine kadar olan bölgelerde makas mod uyarılmalarının büyük olasılıkla $\Delta K = 1$ karakterine sahip olduğu görülmektedir.

Teorik olarak incelenen $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için makas mod uyarılma gücü deneysel olarak W.Ziegler (1990), J.Margraf (1993), H.H.Pitz (1989), H.Friedrichs (1994), C.Wesselborg (1988), S.Lindenstruth (1994), A. Zilges (1990), R.D. Herzberg (1993) gibi çeşitli gruplar tarafından çalışılmıştır. Bu deneysel sonuçlarla dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçların bir karşılaştırılması Şekil 4.3’ de gösterilmektedir.



Şekil.4.3. $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde toplam B(M1)- δ^2 bağımlılığının incelenmesi için tam dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırılması

Şekil 4.3' den dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçlar karşılaştırıldığında $\delta^2 \cong 0.08$ değerine kadar toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresinin karesiyle yaklaşık doğrusal bir biçimde arttığı görülmektedir. Toplam B(M1) gücünün δ^2 'ye bağımlılığı incelendiğinde ^{134}Ba , ^{142}Ce , $^{144-150}\text{Nd}$, $^{148-154}\text{Sm}$ gibi çekirdeklerin dönme değişmez olmayan modelde dönme değişmez (izoskaler etkin kuvvetler içeren) modelden yaklaşık iki kat fazla değer verdiği bunun yanı sıra restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle toplam B(M1) gücünün azaldığı ve bu sebeple tam dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler içeren) QRPA modelin deneylerle uyumsuzluğu yeterince azalttığı

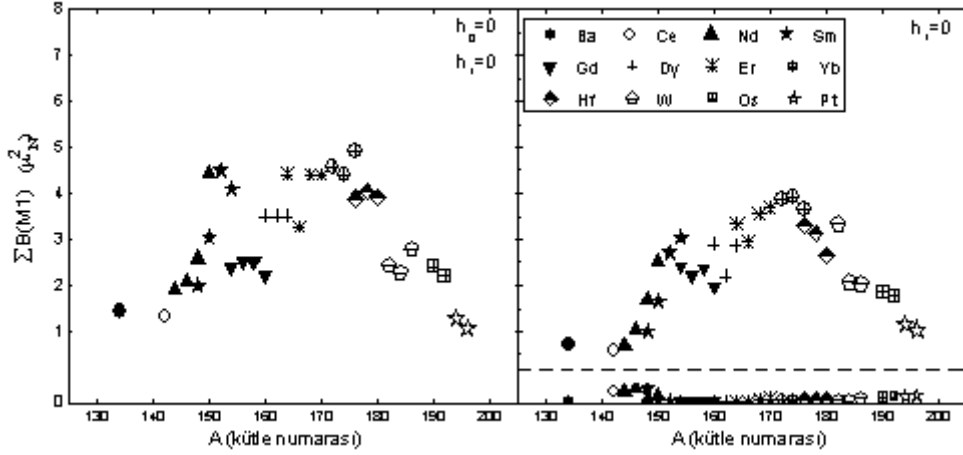
görülmektedir. Burada QRPA yaklaşımı kullanılarak makas modun tasviri için deforme çekirdeklerde toplam $B(M1)$ gücünün δ^2 'ye bağımlılığı incelenmiştir.

4.1.2. Deforme Çekirdeklerde Toplam $B(M1)$ Değerlerinin Kütle Numarasına (A) Bağımlılığının İncelenmesi

Bu kısımda $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için makas mod 1^+ seviyelerinin toplam $B(M1)$ değerleri ile kütle numarası arasındaki ilişki araştırılacaktır. Çalışmalarımızda esas olarak ele aldığımız tam dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler içeren) QRPA model kullanılarak yapılan hesaplamaların deneysel verilerle karşılaştırılması incelenecektir. Fakat bunun öncesinde ele alınan çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez (izoskaler etkin kuvvet içeren) modeller kullanılarak elde edilen sonuçlar arasında karşılaştırmalar yapılacaktır.

Daha önceki bölümde toplam $B(M1)$ değerlerinin deformasyon parametresine olan bağımlılığı $K=0$ ve $K=1$ durumları için tek tek ele alınarak incelenmiş ve elde edilen sonuçlar ayrıntılı bir biçimde sunulmuştu. Şimdi burada 1^+ seviyelerinin $K=0$ ve $K=1$ dalları için toplam $B(M1)$ değerinin kütle numarası bağımlılığının incelenmesi için hesaplamalar yapılacaktır.

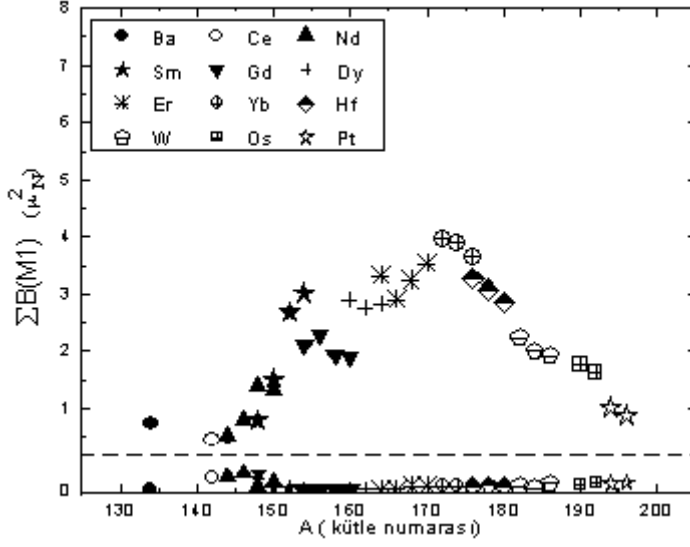
Şekil 4.4'de dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez modelde yalnızca izoskaler restorasyon kuvveti ilave edilmiş hamiltoniyen ($h_1 = 0$) kullanılarak elde edilen toplam $B(M1)$ değerlerinin A 'ya bağımlılığı verilmiştir.



Şekil 4.4. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan izoskaler etkin kuvvet kullanan yaklaşımda $K=0$ ve $K=1$ dalları için $\Sigma B(M1)$ değerlerinin A 'ya bağımlılığı ($K=1$ dalı kesikli çizginin üst kısmına $K=0$ dalı ise kesikli çizginin alt kısmına karşılık gelen bölgeyi içermektedir)

Şekil 4.4'den görüldüğü gibi dönme değişmez olmayan model kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen toplam manyetik dipol uyarılma gücü, hamiltoniyene izoskaler etkin kuvvetlerin eklenmesiyle elde edilen sonuçlara göre daha fazla değer vermektedir. Buna göre hamiltoniyene izoskaler restorasyon kuvvetlerinin eklenmesiyle toplam $B(M1)$ gücünün azaldığı sonucuna varırız. Ayrıca şekilde açıkça görülmektedir ki $K=0$ uyarılmalarındaki toplam $B(M1)$ gücü $K=1$ uyarılmalarından oldukça küçüktür. $K=0$ durumu için sahip olunan en büyük toplam $B(M1) \cong 0.5 \mu_N^2$ mertebesinde iken $K=1$ durumundaki en büyük toplam $B(M1) \cong 3.90 \mu_N^2$ mertebesinde değer almaktadır.

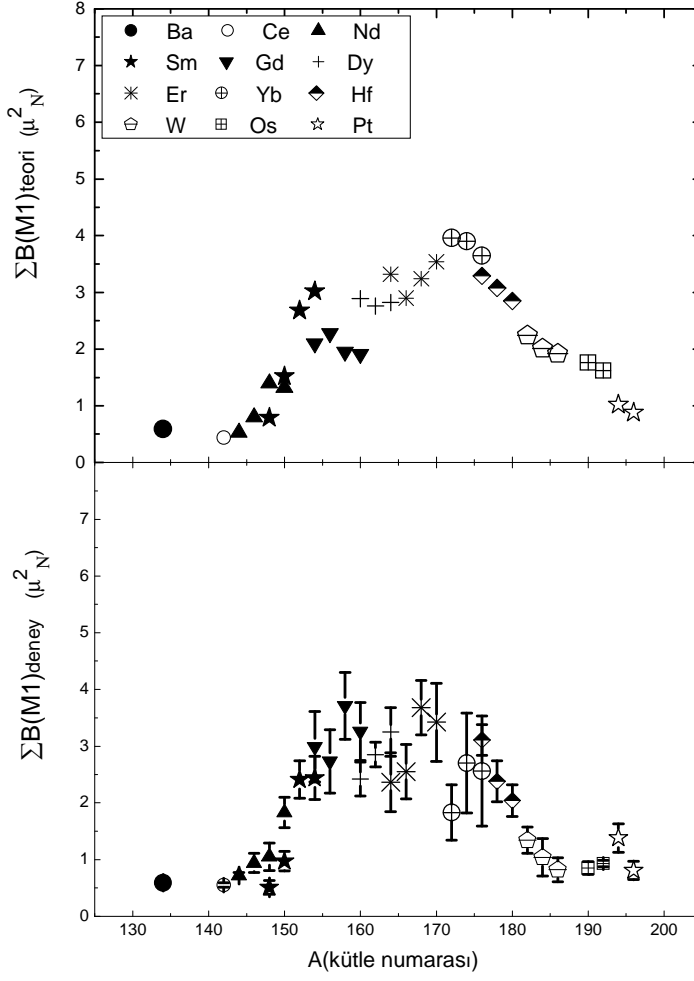
Şekil 4.5'de tam dönme değişmez (izoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör kuvvetlerinde hamiltoniyene eklenmesiyle) QRPA model kullanılarak $K=0$ ve $K=1$ dalları için manyetik dipol uyarılma gücünün kütle numarası bağımlılığı verilmiştir.



Şekil 4.5. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin $K=0$ ve $K=1$ dalları için dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvet içeren) QRPA model kullanılarak elde edilen toplam makas mod gücünün kütle numarasına bağımlılığı ($K=1$ dalı kesikli çizginin üst kısmına $K=0$ dalı ise kesikli çizginin alt kısmına karşılık gelen bölgeyi içermektedir)

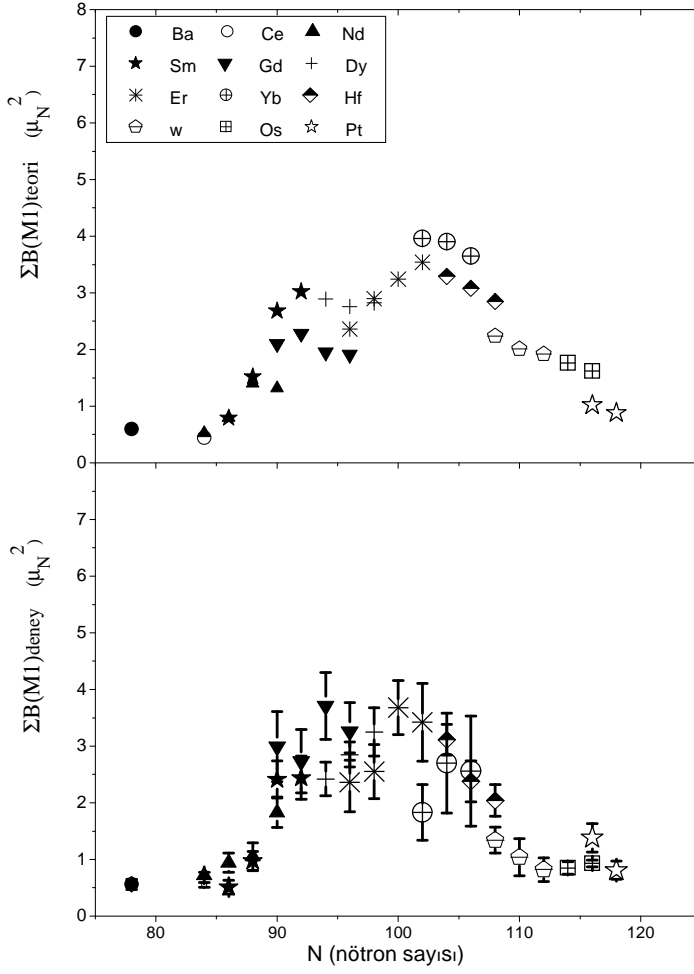
Şekilden görüldüğü gibi $K=1$ durumu için toplam makas mod gücü $130 < A < 170$ kütle numarası bölgesinde yaklaşık lineer bir artış gösterirken $170 < A < 200$ kütle bölgesi çekirdeklerinde sürekli azalan bir eğri ortaya çıkmaktadır. $K=0$ dalı için ise toplam $B(M1)$ kütle numarası bağımlılığının genel olarak sabit kaldığı ^{142}Ce , $^{144-148}\text{Nd}$ ve ^{148}Sm çekirdeklerinin toplam $B(M1)$ değerlerinin diğer çekirdeklerden daha fazla olduğu görülmektedir.

Şekil 4.6'da $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekte $K=1$ durumları için makas mod uyarılma gücünün A 'ya olan bağımlılığının deneysel verilerle tam dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçların bir karşılaştırılması verilmektedir.



Şekil 4.6. $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdekte toplam B(M1)- A bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA modeli kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırılması

Şekilden görüldüğü gibi deneysel olarak gözlenen sonuçlarla dönme değişmez QRPA modelde izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler kullanılarak elde edilen sonuçlar birbiriyle uyum içindedir. Her iki grafik için ^{134}Ba çekirdeğinden başlayarak ^{172}Yb çekirdeğine kadar sürekli artan ve sonrasında ise yaklaşık olarak sürekli azalan toplam B(M1) değerleri mevcuttur.



Şekil 4.7. $75 < N < 120$ nötron bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde toplam B(M1)-N bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin karşılaştırılması

$75 < N < 120$ nötron bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için makas modun toplam M1 güç değerlerinin nötron sayılarına göre değişimi Şekil 4.7’de verilmiştir. Teorik sonuçlar incelendiğinde 2-4 MeV enerji aralığında gözlenen M1 gücünün küresel çekirdekler için azalırken orta kabuğa doğru gittikçe arttığı ve yaklaşık $\Sigma B(M1) = 3\mu_N^2$ değerinde doyuma ulaştığı görülmektedir. Söz konusu enerji aralığında deneysel olarak da benzer bir durum mevcuttur.

Tablo 4.2. $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çekirdekler için dönme değişmez olmayan (1), dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımla hesaplanan toplam $B(M1)$ değerlerinin deneysel gözlenen $M1$ dipol uyarılma sonuçları ile karşılaştırılması

Çekirdekler	Teori			Deney
	$\Sigma B(M1)$	$\Sigma B(M1)$	$\Sigma B(M1)$	$\Sigma B(M1)$
	$h_0=0, h_1=0$ (1)	$h_0 \neq 0, h_1=0$ (2)	$h_0 \neq 0, h_1 \neq 0$ (3)	
$^{134}_{56}Ba_{78}$	1,43	0,73	0,73	0,56
$^{142}_{58}Ce_{84}$	1,34	0,59	0,44	0,55
$^{144}_{60}Nd_{84}$	1,9	0,70	0,53	0,72
$^{146}_{60}Nd_{86}$	2,1	1,04	0,80	0,94
$^{148}_{60}Nd_{88}$	2,58	1,69	1,40	1,05
$^{150}_{60}Nd_{90}$	4,42	2,50	1,32	1,83
$^{148}_{62}Sm_{86}$	1,99	1,01	0,79	0,51
$^{150}_{62}Sm_{88}$	3,03	1,66	1,52	0,97
$^{152}_{62}Sm_{90}$	4,50	2,72	2,68	2,41
$^{154}_{62}Sm_{92}$	4,10	3,04	3,02	2,44
$^{154}_{64}Gd_{90}$	2,39	2,40	2,10	2,99
$^{156}_{64}Gd_{92}$	2,52	2,21	2,28	2,73
$^{158}_{64}Gd_{94}$	2,53	2,36	1,95	3,71
$^{160}_{64}Gd_{96}$	2,21	1,98	1,91	3,26
$^{160}_{66}Dy_{94}$	3,48	2,88	2,89	2,42
$^{162}_{66}Dy_{96}$	3,49	2,18	2,76	2,85
$^{164}_{66}Dy_{98}$	3,49	2,86	2,82	3,25
$^{164}_{68}Er_{96}$	4,41	3,34	3,32	2,36
$^{166}_{68}Er_{98}$	3,27	2,94	2,90	2,55
$^{168}_{68}Er_{100}$	4,38	3,56	3,24	3,68
$^{170}_{68}Er_{102}$	4,39	3,68	3,54	3,42
$^{172}_{70}Yb_{102}$	4,58	3,87	3,96	1,83

Tablo 4.2.(Devam) $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çekirdekler için dönme değişmez olmayan (1), dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımla hesaplanan toplam B(M1) değerlerinin deneysel gözlenen M1 dipol uyarılma sonuçları ile karşılaştırılması

$^{174}_{70}Yb_{104}$	4,40	3,90	3,90	2,70
$^{176}_{70}Yb_{106}$	4,9	3,65	3,65	2,56
$^{176}_{72}Hf_{104}$	3,88	3,31	3,29	3,11
$^{178}_{72}Hf_{106}$	4,04	3,13	3,08	2,38
$^{180}_{72}Hf_{108}$	3,92	2,64	2,85	2,04
$^{182}_{74}W_{108}$	2,43	2,34	2,24	1,34
$^{184}_{74}W_{110}$	2,27	2,07	2,01	1,04
$^{186}_{74}W_{112}$	2,80	2,04	1,92	0,82
$^{190}_{76}Os_{114}$	2,40	1,86	1,76	0,85
$^{192}_{76}Os_{116}$	2,20	1,78	1,62	0,93
$^{194}_{78}Pt_{116}$	1,28	1,16	1,02	1,38
$^{196}_{78}Pt_{118}$	1,07	1,04	0,88	0,81

Tablo 4.2’de $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çift-çift deforme çekirdeklerin $\Delta K = 1$ durumları için farklı modeller kullanılarak hesaplanan toplam B(M1) değerleri verilmiştir. Tabloda dönme değişmez olmayan ($H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau}$) model (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 ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyeni ise (3) ile gösterilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi incelenen çekirdekler için dönme değişmez olmayan model kullanılarak yapılan hesaplamalarda toplam B(M1) değerleri, hamiltoniyene izoskaler etkin kuvvetlerin eklenmesiyle yapılan hesaplamalardan daha büyük toplam B(M1) değerlerine sahiptir. Böylelikle hamiltoniyene izoskaler kuvvetlerin eklenmesiyle toplam B(M1) gücü azalmış ve sonuçlar deney sonuçlarına yaklaşmıştır. İzoskaler kuvvetlere ilaveten izovektör kuvvetlerinin de hamiltoniyene eklenmesiyle toplam manyetik uyarılma gücü deney sonuçlarıyla daha da uyumlu bir

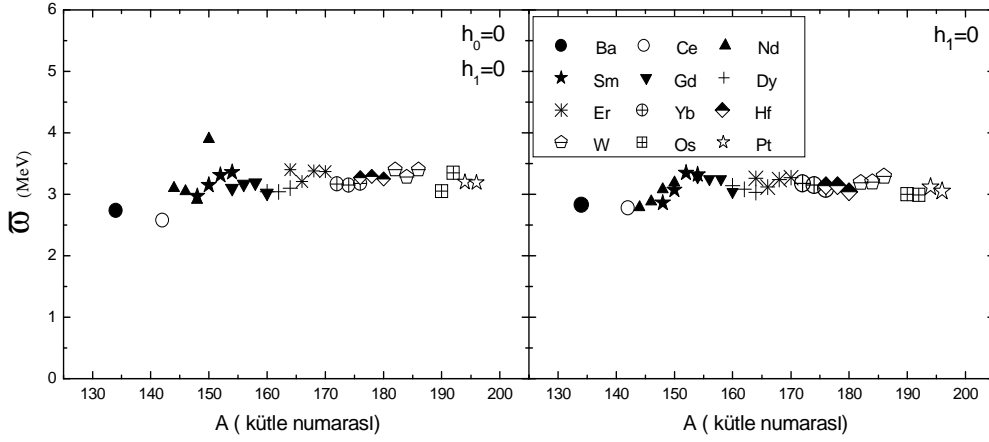
hale gelmiştir. Bu durumda toplam B(M1) gücüne restorasyon kuvvetlerinin izoskaler kısmından gelen katkının izovektör kuvvetlerinin katkısından daha büyük olduğu anlaşılmaktadır.

4.1.3. Deforme Çekirdeklerde Makas Modun Ortalama Enerji ($\bar{\omega}$)-Kütle Numarası (A) Bağımlılığının İncelenmesi

Buraya kadar yapılan hesaplamalarda 1^+ seviyelerinin toplam B(M1) gücüyle olan ilişkisi incelendi. Ancak toplam B(M1) gücünün yanı sıra orbital 1^+ durumlarının diğer önemli niceliği $\bar{\omega}$ makas mod uyarılma enerjilerinin ortalama değeridir. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarında olduğu bilinmektedir. Yapılan deneylerle rezonansın 2÷4 MeV enerji aralığında ayrıştığı gözlemlenmiştir (Master 1996, Pietralla 1998). Makas mod uyarılmalarının enerji merkezini kurmak için 4 MeV' in altında M1 geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı $\sum_i \omega_i B(M1, \omega_i)$ ve enerji ağırlıksız $\sum_i B(M1, \omega_i)$ toplam kuralından yararlanılarak

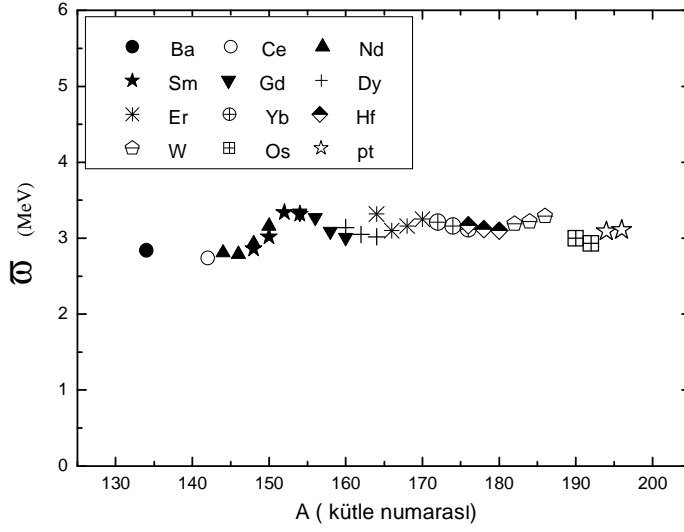
$$\bar{\omega} = \frac{\sum_i \omega_i B(M1, \omega_i)}{\sum_i B(M1, \omega_i)} \quad (4.1)$$

ve özellikle $\bar{\omega}$ ' nın A kütle sayısına bağımlılığı araştırılarak teorik sonuçlar uygun deneysel verilerle karşılaştırılacaktır. Buna göre de tez çalışmasında 1^+ durumlarının özellikleri 4 MeV' e kadar enerjilerde incelenmiştir. Bu kısımda $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çift-çift deforme çekirdeklerin ortalama enerji değerlerinin kütle numarası bağımlılığı incelenecektir. Makas mod uyarılmalarının ortalama enerji değerlerini doğru tanımlamak için tam dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen kullanılarak yapılan hesaplamaların yanı sıra dönme değişmez ($H = H_{sqp} + h_0 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyen ve dönme değişmez olmayan modelin rolünün araştırılması burada önemli olacaktır.



Şekil 4.8. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için dönme değişmez olmayan model ve izoskaler etkin kuvvet kullanılan yaklaşımda ($H = H_{sqp} + h_0 + V_{\sigma\tau}$) ortalama enerji değerlerinin A bağımlılığı

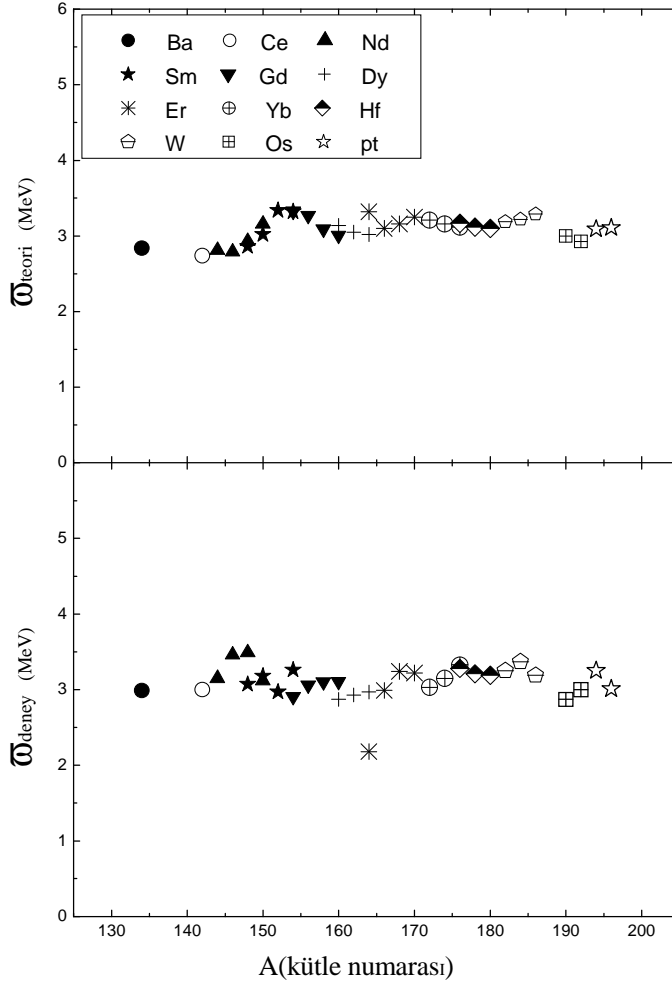
Şekil 4.8’de incelenilen çekirdekler için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez ($h_1 = 0$ izoskaler etkin kuvvet içeren) modeller kullanılarak 1^+ seviyelerinin 4 MeV enerjisine kadar ortalama enerji değerlerinin A ’ya olan bağımlılığı verilmektedir. Şekilden $140 < A < 160$ olan çekirdeklere hamiltoniyene izoskaler kuvvetlerin ilave edilmesinin ortalama enerjiyi dikkate değer derecede değiştirdiği özellikle ^{150}Nd izotopunda bu değişikliğin daha da belirgin olduğu görülmektedir. Kütle sayısı arttıkça ise bu değişim ihmal edilebilecek kadar azalmaktadır.



Şekil 4.9. $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerde tam dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler içeren) QRPA yaklaşımı kullanılarak elde edilen 1^+ seviyelerinin ortalama rezonans enerjisinin A bağımlılığı

Şekil 4.9’da tam dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen ortalama enerji değerlerinin A’ ya göre değişimi verilmiştir. Şekil 4.8 ve 4.9’dan görüldüğü gibi dönme değişmez QRPA modelde izoskaler etkin kuvvetler ilave edilen hamiltoniyen ve izoskaler+izovektör etkin kuvvetler ilave edilen hamiltoniyen arasında karşılaştırma yapılacak olunursa dönme değişmezliğin kırımının restore edilmesi elde edilen ortalama enerji değerlerini fazla etkilememektedir.

Araştırılan $130 < A < 200$ kütle bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin 1^+ seviyelerinin 4 MeV enerjisine kadar ortalama enerji değerlerinin kütle sayılarına bağımlılığının tam dönme değişmez (izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler içeren) QRPA model kullanılarak hesaplanan sonuçlarıyla deneysel değerlerin karşılaştırılması Şekil 4.10’da gösterilmektedir.



Şekil 4.10. $130 < A < 200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift deforme çekirdeklerde ortalama enerji-A bağımlılığının incelenmesi için dönme değişmez QRPA model kullanılarak elde edilen sonuçlarla deneysel verilerin karşılaştırılması

Şekilden 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 orantısından kaynaklanabilir (Enders 1999). Hem deney hemde teorik ortalama enerji değeri makas mod enerji bölgesinde (3 MeV civarında) yoğunlaşmıştır.

Tablo 4.3. $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çekirdekler için dönme değişmez olmayan (1), dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımla hesaplanan ortalama enerji değerlerinin (ω) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. Burada ortalama enerji MeV biriminde verilmiştir

Çekirdekler	ω $h_0=0, h_1=0$ (1)	ω $h_0 \neq 0, h_1=0$ (2)	ω $h_0 \neq 0, h_1 \neq 0$ (3)	ω Deney
$^{134}_{56}Ba_{78}$	2,74	2,83	2,84	2,99
$^{142}_{58}Ce_{84}$	2,58	2,78	2,74	3,00
$^{144}_{60}Nd_{84}$	3,10	2,79	2,81	3,15
$^{146}_{60}Nd_{86}$	3,05	2,88	2,79	3,46
$^{148}_{60}Nd_{88}$	2,91	3,08	2,93	3,49
$^{150}_{60}Nd_{90}$	3,90	3,19	3,16	3,12
$^{148}_{62}Sm_{86}$	2,97	2,86	2,85	3,07
$^{150}_{62}Sm_{88}$	3,15	3,07	3,02	3,18
$^{152}_{62}Sm_{90}$	3,31	3,35	3,34	2,97
$^{154}_{62}Sm_{92}$	3,36	3,32	3,30	3,26
$^{154}_{64}Gd_{90}$	3,10	3,28	3,33	2,91
$^{156}_{64}Gd_{92}$	3,17	3,25	3,27	3,06
$^{158}_{64}Gd_{94}$	3,19	3,25	3,09	3,10
$^{160}_{64}Gd_{96}$	3,02	3,04	3,01	3,11
$^{160}_{66}Dy_{94}$	3,04	3,14	3,12	2,87
$^{162}_{66}Dy_{96}$	3,04	3,08	3,05	2,93
$^{164}_{66}Dy_{98}$	3,10	3,03	3,02	2,97
$^{164}_{68}Er_{96}$	3,40	3,26	3,26	2,18
$^{166}_{68}Er_{98}$	3,21	3,12	3,10	2,99
$^{168}_{68}Er_{100}$	3,38	3,24	3,16	3,24
$^{170}_{68}Er_{102}$	3,37	3,27	3,25	3,22
$^{172}_{70}Yb_{102}$	3,17	3,18	3,21	3,03

Tablo 4.3.(Devam) $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çekirdekler için dönme değişmez olmayan (1), dönme değişmez olan izoskaler (2) ve izoskaler+izovektör (3) restore edici kuvvetler kullanan yaklaşımla hesaplanan ortalama enerji değerlerinin ($\bar{\omega}$) deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. Burada ortalama enerji MeV biriminde verilmiştir

$^{174}_{70}Yb_{104}$	3,15	3,15	3,16	3,15
$^{176}_{70}Yb_{106}$	3,18	3,09	3,12	3,33
$^{176}_{72}Hf_{104}$	3,27	3,14	3,17	3,28
$^{178}_{72}Hf_{106}$	3,29	3,14	3,12	3,21
$^{180}_{72}Hf_{108}$	3,25	3,04	3,10	3,19
$^{182}_{74}W_{108}$	3,40	3,19	3,19	3,25
$^{184}_{74}W_{110}$	3,28	3,20	3,22	3,37
$^{186}_{74}W_{112}$	3,40	3,29	3,29	3,19
$^{190}_{76}Os_{114}$	3,05	3,00	3,00	2,87
$^{192}_{76}Os_{116}$	3,35	2,99	2,93	3,00
$^{194}_{78}Pt_{116}$	3,20	3,12	3,09	3,25
$^{196}_{78}Pt_{118}$	3,19	3,05	3,11	3,01

Tablo 4.3' de $130 < A < 200$ kütle aralığındaki çift-çift deforme çekirdekler için $\Delta K = 1$ durumuna göre farklı modeller kullanılarak hesaplanan ortalama enerji değerlerinin sonuçları verilmiştir. Tabloda dönme değişmez olmayan ($H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau}$) model (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 ($H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$) hamiltoniyeni ise (3) ile gösterilmiştir. Ayrıca tabloda teorik sonuçların yanı sıra deneysel değerlerde verilmiştir. Hamiltoniyene izoskaler restorasyon kuvvetlerinin eklenmesi ile elde edilen ortalama enerji değeri izovektör kuvvetlerinin ilavesiyle elde edilen değerlerden daha büyük olduğu anlaşılır. Bunu esas nedeni ortalama alan potansiyelinin izoskaler kısmının izovektör teriminden çok çok büyük olmasıdır. Katkının küçük olmasına rağmen izovektör terimin toplam B(M1) gücüne katkısının

oldukça önemli bir rolünün olduğu bilinmektedir. Daha önce ifade ettiğimiz gibi ortalama enerji değerine h_1 izovektör restorasyon teriminden gelen katkı A kütle sayısı artıkça çok fazla değişmemektedir. Burada QRPA yaklaşımı kullanılarak makas modun tasviri için deforme çekirdeklerde ortalama enerji değerlerinin yaklaşık olarak 3 MeV civarında sabit kaldığı görülmektedir

BÖLÜM 5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında dönme değişmez QPRA model çerçevesinde toplam B(M1) değerlerinin deformasyon parametresine göre değişimi ve ortalama enerji değerleri hamiltoniyene restore edici kuvvetlerin eklenmesiyle hesaplanmıştır. Burada kullanılan teori çerçevesinde farklı deformasyon bölgelerine yerleşen $130 < A < 200$ kütle bölgesine sahip olan çekirdekler ele alınarak makas mod uyarılma gücü değerleri incelenmiştir. Elde edilen neticeler kırımlı hamiltoniyenler kullanan model sonuçlarıyla ve deney verileriyle karşılaştırılmıştır. Sayısal sonuçlarının incelenen çekirdeklerin deney verileriyle uyum içinde olması dönme değişmez hamiltoniyen kullanan modelin orbital karakterli makas mod uyarılmaları için güvenilir sonuçlar elde edilmesindeki önemini göstermiştir.

Sayısal hesaplamalar kırımlı hamiltoniyenler kullanan modellerin toplam dipol geçiş güçlerinin restorasyonlu model sonuçlarından daha büyük olduğunu göstermiştir. Bu durum manyetik dipol gücünün incelenmesinde güvenilir sonuçlar elde etmek için dönme değişmez hamiltoniyenin kullanılmasının ne kadar önemli olduğunu göstermiştir.

Deforme çekirdekler çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon etkileşmelerinin belirlenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı ve ortalama alan potansiyellerinin fit edilmesi açısından çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyeli baz alınan bu tez çalışmasında dönme değişmez QRPA yöntem kullanılarak elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyumlu bir şekilde değerler aldığı belirlenmiştir.

Burada teorik olarak incelenen çekirdekler için $2 \div 4$ MeV enerji aralığında 1^+ seviyelerinin özellikleri araştırılmıştır. Hesaplamalarda kırılmış dönme değişmezliğin restorasyon kuvvetlerinin hamiltoniyene ilave edilmesiyle elde edilen ortalama enerji değişimi incelenmiştir. İzoskaler kuvvetlerden başka izovektör efektif restorasyon kuvvetlerinin ilave edilmesiyle elde edilen ortalama enerji değerlerinde deneylerle uyumlu olacak bir şekilde değişim görülmüştür.

Hamiltoniyene eş zamanlı olarak üç etkileşmenin ilave edilmesi 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 azalttığı görülmüştür.

Makas mod uyarılmalarının incelenmesinde spin etkileşme gücü $x_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV olarak seçilmiştir (Gabraikov 1972) ve incelenen tüm çekirdekler için M1 uyarılmalarının ortalama enerji değerleri $3 \div 3,5$ MeV enerji bölgesinde değiştiği gözlemlenmiştir. Yapılan hesaplamaların ön görülen 1^+ seviyelerinin orbital karakterli makas mod seviyeleri olduğu görülmüştür.

Tüm incelenen çekirdekler için dönme değişmez QRPA model kullanılarak K=0 ve K=1 durumları için yapılan hesaplamalar K=0 dalının toplam makas mod gücüne katkısının K=1'e göre çok çok küçük olduğunu göstermiştir. Buna göre makas mod uyarılmalarının büyük olasılıkla $\Delta K = 1$ karakterine sahip olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

BARRET, B.R., HALSE, P., M1 Transition strength in the SU(3) limit of the generalized IBM-2, Phys. Lett. B, 155:133-136, 1985.

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., HOILLICK, H., KOLLEWE, D., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$, Phys. Lett. B, 149:59-63, 1984.

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.

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}Gd by inelastic electron scattering, Phys. Lett. B, 137:27-31, 1984.

CASTEN, R.F., BERNNER, D.S., HAUSTEIN, P.E., Valence p-n interactions and the development of collectivity in heavy nuclei, Phys. Rev. Lett., 58:658-661, 1987.

ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., and RICHTER, A., Parameter-free description of orbital magnetic dipole strength, Phys. Rev. C, 71:014306-10, 2005.

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, 59:R1851-R1854, 1999.

FAESSLER, A., NOJAROV, A., TAIGEL, T., Rotational isovector vibrations in titanium nuclei, Nucl. Phys. A, 492:105-126, 1989.

FRANSEN, C., KRISCHOK, B., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., HERZBERG, R.-D., KNEISSEL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PEITRALLA, N., PITZ, H. H., ZILGES, A., Low-lying dipole excitations in the transitional nuclei $^{190,192}\text{Os}$, Phys. Rev. C, 59:2264-2267, 1999.

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, 182:625-633, 1972.

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}Te : A fingerprint of octupole-couplet multiphonon states, Physics Lett. B, 351:82-86, 1995.

GULIEV, E., YAVAŞ, Ö., KULIEV, A.A., Spin vibrational 1^+ states in ^{140}Ce , Bulg. J. Phys., 27:17-21, 2000.

HAMMOTO, I., MAGNUSSON, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4 MeV in double even rare earth nuclei, Phys. Lett. B, 260:6-10, 1991.

IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, Nucl. Phys. A, 358:89-112, 1981.

KNEISSL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Progr. Part. Nucl. Phys., 37:349-433, 1996.

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, 9:249-261, 2000.

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., 28:407-414, 2002.

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 γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt , Phys. Lett. B, 554:15-20, 2003.

LO IUDICE, N., PALUMBO, F., New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei, Phys. Rev. Lett. 41, pp. 1532-1534, 1978.

LO IUDICE, N., RICHTER, A., Scissors mode and nuclear deformation. A phenomenological model independent analysis, Physics Letters B, 304:193-197, 1993.

LO IUDICE, N., RADUTA, A., DELION, D., Deformation properties of the scissors mode in the generalized coherent state model, Phys. Rev. C, 50:127-137, 1994.

MARGRAF, J., HEIL, R.D., KNEISSL, U., MAJER, U., and PITZ, H. H., Deformation dependence of low-lying M1 strengths in even Nd isotopes, Phys. Rev. C, 47:1474-1477, 1993.

MASER, H., PIETRALLA, N., VON BRENNANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PÍTZ, H. H., ZÍLGES, A., Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus ^{134}Ba , Phys.Rev.C, 54:R2129-R2133, 1996.

MOYA DE GUERRA, E., SARRIGUREN, P., UDIAS, J M., On the scissors type mode in ^{46}Ti and lighter nuclei, Phys. Lett. B, 196:409-413, 1987.

NAJAROV, A., FAESSLER, A., Symmetry-restoring interaction for $K^\pi = 1^+$ isovector vibrations, Nucl. Phys. A, 484:1-33, 1988.

NAJAROV, A., FAESSLER, A., Orbital rotational vibrations in the A=130 mass region, Phys. Rev. C, 41:1243-1256, 1990.

NOJAROV, A., FAESSLER, A., SARRIGUREN, P., MOYA DE GUERRA, E., GRIGORESCU, M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei, Nucl. phys. A, 563:349-386, 1994.

OKAMOTO, K., Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photo Nuclear Reactions, Phys. Rev., 110:143-153, 1958.

PANOMAREV, V.YU., SHILOV, V.M., VDOVIN, A.I., VORONOV, V.V., On the M1 and M2 strengths in ^{140}Ce , Phys. Lett. B, 97:4-6, 1980.

PIETRALLA, N., VON BRENNANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., PÍTZ, H. H., and ZÍLGES, A., Correlation between low-lying M1 and E2 strength in heavy rare earth nuclei, Phys.Rev. C, 52:R2317-2321, 1995.

PIETRALLA, N., VON BRENNANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., LO IUDÍCE, N., MASER, H., PÍTZ, H. H., and ZÍLGES, A., Systematics of the excitation energy of the 1^+ scissors mode and its empirical dependence on the nuclear deformation parameter, Phys.Rev. C, 58:184-190, 1998.

PIETRALLA, N., FRANSEN, C., BELIC, D., VON BRENNANO, 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}Mo , Physics Rev. Lett., 83:1303-1306, 1999.

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, 492:411-425, 1989.

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, 584:84-102, 1995.

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, 36:1-96, 1987.

RICHTER, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons, Progr. Part. Nucl.Phys., 34:261-284, 1995.

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, 54:690-705, 1996.

SCHOLTEN, O. HEYDE, K., VANISACKER, P., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model, Nucl.Phys.A, 438:4177, 1985.

SCHWENGER, R., WINTER, G., SCHAUER, W., GRINBERG, M., BECKER, F., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., VON EGIDY, T., HERZBERG, G.D.-D., Two-phonon $J=1$ states in even-mass Te isotopes with $A=122-130$, Nucl. Phys. A, 620:277-295, 1997.

SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergoman Press-New York 1976.

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, Phys. Rev. A, 600:155-158, 1996.

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., 215:101-201, 1995.

ZAWISCHA, D., Theoretical aspects of the new collective modes in nuclei, J. Phys. G, 24:683-718, 1988.

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., 65:2515-2518, 1990.

ZILGES, A., VON BRENTANO, P., WESSELBORG, C., HEIL, R. D., KNEISSL, U., LINDENSTRUTH, S., PITZ, H. H., SEEMAN, U., STOCK, R., Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$, Nucl. Phys. A, 507, pp. 399-412, 1990.

WESSELBORG, C., BRENTANO, P. VONZELL, K.O., HEIL, R.D., PITZ, H.H.,
BERG, U.E.P., KNEISSL, U., LINDENSTRUTH, S., SEEMANN, U., STOCK, R.,
Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$, Physics Letters B, 207:22, 1988.

EKLER

Ek A1 Süperakışkan modelde sistemin parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılışı

$$N = \sum_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} \quad (\text{Ek A1})$$

$$N = \sum_{s\sigma} (u_s \alpha_{s-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}) (u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+) \quad (\text{Ek A2})$$

$$N = \sum_{s\sigma} [u_s (\alpha_{s-\sigma}^+ + \alpha_{s-\sigma}) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s-\sigma}^+ + \alpha_{s\sigma}^+) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s-\sigma}) + \sigma^2 v_s^2 (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+)] \quad (\text{Ek A3})$$

$\sigma = \pm 1$ olduğundan $\sigma^2 = 1$ 'dir. Şimdi toplamdaki $\sigma = \pm 1$ 'i açalım:

$$N = \sum_{s+} [u_s^2 (\alpha_{s-}^+ + \alpha_{s-}) + u_s v_s (\alpha_{s-}^+ + \alpha_{s+}^+) + u_s v_s (\alpha_{s+} \alpha_{s-}) + v_s^2 (\alpha_{s+} \alpha_{s+}^+)] + \sum_{s-} [u_s^2 (\alpha_{s+}^+ + \alpha_{s+}) - u_s v_s (\alpha_{s+}^+ + \alpha_{s-}^+) - u_s v_s (\alpha_{s-} \alpha_{s+}) + v_s^2 (\alpha_{s-} \alpha_{s-}^+)] \quad (\text{Ek A4})$$

Burada $s +$ ve $s -$ yerine sırasıyla s ve \tilde{s} yazabiliriz.

$$N = \sum_{s+} [u_s^2 (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}} - \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}}^+ - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s) + v_s^2 (\alpha_s \alpha_s^+ + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}^+)] \quad (\text{Ek A5})$$

$$\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'}$$

$$\alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma} = 0 \quad (\text{Ek A6})$$

$$\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s'\sigma'}^+ + \alpha_{s'\sigma'}^+ \alpha_{s\sigma}^+ = 0$$

anti-komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$\alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}} = -\alpha_{\tilde{s}} \alpha_s^+$$

$$\alpha_{\tilde{s}} \alpha_s = -\alpha_s \alpha_{\tilde{s}}$$

(Ek A7)

$$\alpha_s \alpha_s^+ = 1 - \alpha_s^+ \alpha_s$$

$$\alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}^+ = 1 - \alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}}$$

ifadeleri yazılır. Bu ifadeleri yerine yazarsak,

$$N = \sum_s [u_s^2 (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}}) + v_s^2 (2 - \alpha_s^+ \alpha_s - \alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}})] \quad (\text{Ek A8})$$

$$N = \sum_s [(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}}) + 2v_s^2] \quad (\text{Ek A9})$$

$$N = \sum_{s\sigma} [(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}}) + 2v_s^2] \quad (\text{Ek A10})$$

Burada

$$B_{SS} = \sum_{\sigma} (\alpha_s^+ \alpha_s) \quad (\text{Ek A11})$$

$$u_s^2 - v_s^2 = \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} \quad (\text{Ek A12})$$

$$\sum_{s\sigma} \left[\frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} B_{ss} + 2u_s v_s (a_s^+ a_s^+ + a_s a_s^-) + 2v_s^2 \right] \quad (\text{Ek A13})$$

ifadesi bize parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılmış şeklidir.

Taban durumundaki parçacık sayısını bulmak için (Ek A13) ifadesinin orta değeri alınır:

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \Psi_0 | a_s^+ a_s | \Psi_0 \rangle \quad (\text{Ek A14})$$

$$\begin{aligned} \langle N \rangle = \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} \sum_s \langle \Psi_0 | B_{ss} | \Psi_0 \rangle + 2u_s v_s \sum_s \langle \Psi_0 | \alpha_s^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_s^- | \Psi_0 \rangle \\ + 2v_s^2 \sum_s \langle \Psi_0 | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (\text{Ek A15})$$

Burada sistemin taban durumu kuaziparçacık vakumu olduğundan;

$$\alpha | \Psi_0 \rangle = 0 \quad (\text{Ek A16})$$

$$\langle \Psi_0 | \alpha^+ = 0 \quad (\text{Ek A17})$$

olur.

Bu ifadeler (Ek A15)' de kullanılırsa,

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \Psi_0 | \alpha_s^+ \alpha_s | \Psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (\text{Ek A18})$$

elde edilir. Bu ifade taban durumundaki kuaziparçacık sayısıdır.

Ek A2 Şimdi taban durumunda Ψ_0 Hamiltoniyenin $H_0(n)$ beklenen değerinin ifadesi

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \quad (\text{Ek A19})$$

$$\langle |H_0(n)| \rangle_0 = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \Psi_0 | \alpha_s^+ \alpha_s | \Psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} | \Psi_0 \rangle \quad (\text{Ek A20})$$

Burada

$$\langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (\text{Ek A21})$$

olarak bulunur.(bkz.(Ek A18))

(Ek A20) ifadesindeki $\langle \Psi_0 | \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} | \Psi_0 \rangle$ terimi ele alınırsa,

$$a_{s+}^+ = u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+}$$

$$a_{s-}^+ = u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-}$$

(Ek A22)

$$a_{s'-} = u_{s'} \alpha_{s'+} - v_{s'} \alpha_{s'-}^+$$

$$a_{s'+} = u_{s'} \alpha_{s'-} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+$$

(Ek A22) ifadeleri (Ek A20)' de yerine konulursa,

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_0 | \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} | \Psi_0 \rangle \\ &= \langle \Psi_0 | (\underline{u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+}})(u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-})(u_{s'} \alpha_{s'+} - v_{s'} \alpha_{s'-}^+)(\underline{u_{s'} \alpha_{s'-} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+}) | \Psi_0 \rangle \quad (\text{Ek A23}) \end{aligned}$$

yukarıdaki ifadede altı çizili terimler (Ek A16) ve (Ek A17) ifadelerinden dolayı ihmal edilebilir.

$$\begin{aligned}
& \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \right| \Psi_0 \right\rangle \\
&= \left\langle \Psi_0 \left| (u_s v_s \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ - v_s^2 \alpha_{s+} \alpha_{s-}) (u_{s'} v_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - v_{s'}^2 \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}) \right| \Psi_0 \right\rangle \\
&= u_s v_s u_{s'} v_{s'} \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ \right| \Psi_0 \right\rangle - u_s v_s v_{s'}^2 \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+} \right| \Psi_0 \right\rangle \\
&\quad - v_s^2 u_{s'} v_{s'} \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+} \alpha_{s-} u_{s'} v_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ \right| \Psi_0 \right\rangle \\
&\quad + v_s^2 v_{s'}^2 \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+} \alpha_{s-} \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+} \right| \Psi_0 \right\rangle \tag{Ek A24}
\end{aligned}$$

(Ek A24) ifadesindeki bazı terimleri aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\begin{aligned}
\alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ &= 1 - \alpha_{s+}^+ \alpha_{s+} \\
\alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ &= 1 - \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+} \\
\alpha_{s-} \alpha_{s-}^+ &= \delta_{ss'} - \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s-}
\end{aligned} \tag{Ek A25}$$

Buradan,

$$\begin{aligned}
\left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \right| \Psi_0 \right\rangle &= u_s v_s u_{s'} v_{s'} \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ \right| \Psi_0 \right\rangle \\
&\quad + u_s^2 v_s^2 \delta_{ss'} \left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ \right| \Psi_0 \right\rangle
\end{aligned} \tag{Ek A26}$$

$$\left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \right| \Psi_0 \right\rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \delta_{ss'} \tag{Ek A27}$$

bulunur. Bu ifade genel formda

$$\left\langle \Psi_0 \left| \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+ \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \right| \Psi_0 \right\rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \tag{Ek A28}$$

olarak yazılabilir.

Böylece hamiltoniyenin beklenen değeri için, (Ek A21) ve (Ek A28) ifadelerini aşağıda yerine yazarsak;

$$\begin{aligned} \langle |H_0(n)| \rangle_0 &= \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \Psi_0 | \alpha_s^+ \alpha_s | \Psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s^+}^+ \alpha_{s^-}^+ \alpha_{s'} \alpha_{s'+} | \Psi_0 \rangle \\ \langle |H_0(n)| \rangle_0 &= 2 \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_{ss'} u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \end{aligned} \quad (\text{Ek A29})$$

Verilen eşitlikte $E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2}$ ifadesindeki $E_0(s)$ terimi çekilip yerine yazılırsa (Ek A29) ifadesinin genel formda yazılışı;

$$\langle |H_0(n)| \rangle_0 = 2 \sum_{s\sigma} (E_s - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_s u_s v_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} \delta_{ss'} \quad (\text{Ek A30})$$

elde edilir.

Ek A3 u_s ve v_s çözümlerinin elde edilmesi

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) C_N = 0 \quad (\text{Ek A31})$$

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s = (u_s^2 - v_s^2) C_N \quad (\text{Ek A32})$$

eşitliğinden her iki tarafın karesi alınırsa,

$$4\{E_s - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = (u_s^4 - 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) C_N^2 \quad (\text{Ek A33})$$

$$4\{E_s - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2] C_N^2 \quad (\text{Ek A34})$$

$$4\{E_s - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = [(u_s^2 + v_s^2)^2]C_N^2 \quad (\text{Ek A35})$$

$$u_s^2 + v_s^2 = 1 \quad \text{olduğundan,}$$

$$4\{E_s - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = C_N^2 \quad (\text{Ek A36})$$

Burada $\varepsilon(s) = \sqrt{C_N^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}$ olarak seçilirse

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon^2(s)} \quad (\text{Ek A37})$$

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_N}{\varepsilon(s)} \quad (\text{Ek A38})$$

bulunur.

(Ek A37) ifadesinden $v_s^2 = \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}$ alınıp aşağıdaki yerine yazarsak

$$u_s^2 + v_s^2 = 1 \quad (\text{Ek A39})$$

$$u_s^2 + \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 1 \quad (\text{Ek A40})$$

$$u_s^4 - u_s^2 + \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 0 \quad (\text{Ek A41})$$

denklemini elde edilir Bu denkleimde

$u_s^2 = t$ değişken dönüşümü ve $\frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = K$ sadeleştirilmesi yapılırsa;

$$t_s^2 - t_s + k = 0 \quad (\text{Ek A42})$$

Bu ikinci dereceden denklem çözülürse;

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4k}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4\frac{1}{4}\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon(s)^2 - C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} \quad (\text{Ek A43})$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\{E(s) - \lambda_n\}^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (\text{Ek A44})$$

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (\text{Ek A45})$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \mp \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (\text{Ek A46})$$

çözümleri elde edilir.

Eğer Bogolyubov'un teorisi doğru ise $\alpha_{00} = 0$ olmalıdır. Yani BCS temel hal dalga fonksiyonu kuaziparçacık vakumudur.

$$\Psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (\text{BCS}) \quad (\text{Ek A47})$$

$$\alpha_s = u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+ \quad (\text{Ek A48})$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \alpha_s = (u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+) \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A49})$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+) (u_s + v_s \alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A50})$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + v_s^2 \underline{a_s^+ a_s^+ a_{\tilde{s}}^-} + u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_{\tilde{s}}^- a_s^+ a_{\tilde{s}}^-) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\tilde{s}'}^+) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A51})$$

$a_s^+ a_s^+ = 0$ dır. (Pauli ilkesinden dolayı)

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ a_{\tilde{s}}^- a_{\tilde{s}}^-) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\tilde{s}'}^+) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A52})$$

$a_{\tilde{s}}^+ a_{\tilde{s}}^+ = 1 - a_{\tilde{s}}^- a_{\tilde{s}}^-$ olduğundan

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_s^+ a_{\tilde{s}}^- a_{\tilde{s}}^-) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\tilde{s}'}^+) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A53})$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^+ a_{\tilde{s}}^- a_{\tilde{s}}^-) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\tilde{s}'}^+) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A54})$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\tilde{s}'}^+) (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^+ a_{\tilde{s}}^- a_{\tilde{s}}^-) \Psi_{00} \quad (\text{Ek A55})$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^+ a_{\tilde{s}'}^+) (u_s^2 + u_s v_s a_s^+ a_{\tilde{s}}^-) a_{\tilde{s}}^- \Psi_{00} \quad (\text{Ek A56})$$

Burada $a_{\tilde{s}}^- \Psi_{00} = 0$ dır.

$$\alpha_0 \Psi_0 = 0 \text{ elde edilir.} \quad (\text{Ek A57})$$

Ek A4

$$\vec{\sigma} = \sum_{sp} \sigma_{sp s' p'} \alpha_{sp}^+ \alpha_{s' p'} \quad \text{ifadesinin bozon operatörleri cinsinden bulunması}$$

Spin fonksiyonu ifadesinin kuaziparçacık tasvirinde nasıl yazılacağını bulalım;

$$\sigma_{s\rho s'\rho'} \equiv \langle s\rho | \bar{\sigma} | s'\rho' \rangle \quad (\text{Ek A58})$$

$$\sigma_{\bar{s}\bar{s}'} = -\sigma_{ss'}$$

$$\sigma_{s's} = \sigma_{ss'}$$

$$\sigma_{\bar{s}\bar{s}'} = \sigma_{s'\bar{s}} = \sigma_{\bar{s}'s} \quad (\text{Ek A59})$$

$$\mu_{ss'} = u_s v_{s'} + u_{s'} v_s$$

$$L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s \quad (\text{Ek A60})$$

$$V_{ss'} = u_s u_{s'} - v_s v_{s'}$$

$$U_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'} \quad (\text{Ek A61})$$

$$a_{s\rho} = u_s \alpha_{s-\rho} + \rho v_s \alpha_{s\rho}^+$$

$$a_{s\rho}^+ = u_s \alpha_{s-\rho}^+ + \rho v_s \alpha_{s\rho} \quad (\text{Ek A62})$$

ifadelerinden yararlanacağız.

$$\bar{\sigma} = \sum_{(s\rho)} \sigma_{s\rho s'\rho'} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho'} \quad (\text{Ek A63})$$

$$\bar{\sigma} = \sum_{\substack{(s\rho) \\ \rho=\rho}} \sigma_{s\rho s'\rho'} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho'} + \sum_{\substack{(s\rho) \\ \rho=-\rho}} \sigma_{s\rho s'\rho'} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho} \quad (\text{Ek A64})$$

$$\bar{\sigma} = \sum_{(s\rho)} (\sigma_{s+s'+} a_{s+s'+}^+ a_{s'+} + \sigma_{s-s'-} a_{s-s'-}^+ a_{s'-}) + \sum_{(s\rho)} (\sigma_{s+s'-} a_{s+s'-}^+ a_{s'-} + \sigma_{s-s'+} a_{s-s'+}^+ a_{s'+}) \quad (\text{Ek A65})$$

$$\bar{\sigma} = \sum_{(s\rho)} (\sigma_{ss'} a_s^+ a_{s'} + \sigma_{\bar{s}\bar{s}'} a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}'}) + \sum_{(s\rho)} (\sigma_{\bar{s}\bar{s}'} a_s^+ a_{\bar{s}'} + \sigma_{\underline{s}\underline{s}'} a_{\bar{s}}^+ a_{s'}) \quad (\text{Ek A66})$$

Burada (Ek A59) ifadelerinden yararlanarak altı çizili olan spin matris elemanları $\sigma_{ss'}$ ve $\sigma_{\tilde{s}\tilde{s}'}$ şeklinde yazılabilir.

$$\vec{\sigma} = \sum_{(s\rho)} (\sigma_{ss'} (a_s^+ a_{s'} - \underline{\underline{a_{\tilde{s}}^+ a_{\tilde{s}'}}})) + \sum_{(s\rho)} (\sigma_{\tilde{s}\tilde{s}'} (a_s^+ a_{\tilde{s}'} + \underline{\underline{a_{\tilde{s}}^+ a_{s'}}})) \quad (\text{Ek A67})$$

$$\vec{\sigma} = \sum_{(s\rho)} \sigma_{ss'} \left(\frac{\sum_{\rho} \rho a_{s\rho}^+ a_{s'\rho}}{1} \right) + \sum_{(s\rho)} \sigma_{\tilde{s}\tilde{s}'} \left(\frac{\sum_{\rho} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho}}{2} \right) \quad (\text{Ek A68})$$

Şimdi 1 ifadesini kuaziparçacık tasvirinde yazalım.

$$1 = \sum_{\rho} \rho a_{s\rho}^+ a_{s'\rho} = \sum_{\rho} (a_s^+ a_{s'} - a_{\tilde{s}}^+ a_{s'}) \quad (\text{Ek A69})$$

$$1 = (u_s \alpha_{\tilde{s}}^+ + v_s \alpha_s)(u_s \alpha_{\tilde{s}'} + v_s \alpha_{s'}^+) - (u_s \alpha_s^+ - v_s \alpha_{\tilde{s}})(u_s \alpha_{s'} - v_s \alpha_{\tilde{s}'}^+) \quad (\text{Ek A70})$$

$$1 = \underline{\underline{u_s u_s}} \alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}'} + \underline{\underline{u_s v_s}} \alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{s'}^+ + \underline{\underline{u_s v_s}} \alpha_s \alpha_{\tilde{s}'} + v_s v_s \alpha_s \alpha_{s'}^+ \\ - (\underline{\underline{u_s u_s}} \alpha_s^+ \alpha_{s'} - \underline{\underline{u_s v_s}} \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}'}^+ - \underline{\underline{u_s v_s}} \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{s'} + v_s v_s \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}'}^+) \quad (\text{Ek A71})$$

$$1 = u_s u_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}'} - \alpha_s^+ \alpha_{s'}) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{s'}^+ + \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}'}^+) + u_s v_s (\alpha_s \alpha_{\tilde{s}'} + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{s'}) \\ + v_s v_s (\alpha_s \alpha_{s'}^+ - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}'}^+) \quad (\text{Ek A72})$$

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho} = -C_{s's} \quad (\text{Ek A73})$$

$$C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'\rho}^+ = -C_{s's}^+ \quad (\text{Ek A74})$$

$$B_{ss'} = \sum_{\rho} \rho \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'-\rho} \quad (\text{Ek A75})$$

$$B_{ss'}^+ = B_{s's} \quad (\text{Ek A76})$$

kuaziparçacık operatöründen faydalanırsak;

$$1 = u_s u_{s'} B_{ss'} + u_s v_{s'} B_{s's} + u_s v_s \sqrt{2} C_{ss'}^+ + v_s v_{s'} \sqrt{2} C_{s's}^+ \quad (\text{Ek A77})$$

$$1 = u_s u_{s'} B_{ss'} + v_s v_{s'} B_{ss'}^+ + u_s v_{s'} \sqrt{2} C_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \sqrt{2} C_{ss'} \quad (\text{Ek A78})$$

Bu ifade (Ek A78)'in ilk teriminde yerine yazılırsa;

$$\sigma_1 = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} (u_s u_{s'} B_{ss'} + v_s v_{s'} B_{ss'}^+ + u_s v_{s'} \sqrt{2} C_{ss'}^+ - u_{s'} v_s \sqrt{2} C_{ss'}) \quad (\text{Ek A79})$$

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} (u_s u_{s'} B_{ss'} + v_s v_{s'} B_{ss'}^+ + \sqrt{2} u_s v_{s'} C_{s's}^+ - \sqrt{2} u_{s'} v_s C_{ss'}) \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{ss'} (u_s u_{s'} B_{s's} + v_s v_{s'} B_{s's}^+ + \sqrt{2} u_s v_{s'} C_{ss'}^+ - \sqrt{2} u_{s'} v_s C_{s's}) \end{aligned} \quad (\text{Ek A80})$$

Burada $B_{s's} = B_{ss'}^+$, $B_{s's}^+ = B_{ss'}$, $C_{s's}^+ = -C_{ss'}^+$, $C_{s's} = -C_{ss'}$ olduğundan (Ek A81)

$$\sigma_1 = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} \left\{ \begin{aligned} &\frac{1}{2} (u_s u_{s'} + v_s v_{s'}) B_{ss'} + \frac{1}{2} (v_s v_{s'} + u_s u_{s'}) B_{ss'}^+ + \frac{\sqrt{2}}{2} (u_s v_{s'} - u_{s'} v_s) C_{ss'}^+ \\ &\quad + \frac{\sqrt{2}}{2} (u_s v_{s'} - u_{s'} v_s) C_{ss'} \end{aligned} \right\}$$

$$\sigma_1 = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} \left\{ \frac{1}{2} \mu_{ss'} B_{ss'} + \frac{1}{2} \mu_{ss'} B_{ss'}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} C_{ss'}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} C_{ss'} \right\} \quad (\text{Ek A82})$$

$$\sigma_1 = \sum_{ss'} \sigma_{ss'} \left\{ \frac{\mu_{ss'}}{2} (B_{ss'} + B_{ss'}^+) + \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} (C_{ss'}^+ + C_{ss'}) \right\} \quad (\text{Ek A83})$$

ifadesi bulunur.

Şimdi benzer ifadeleri 2 ifadesi için yapalım;

$$2 = \sum_{\rho} a_{s\rho}^+ a_{s'-\rho} = a_s^+ a_{\tilde{s}} + a_{\tilde{s}}^+ a_s \quad (\text{Ek A84})$$

$$2 = (u_s \alpha_{\tilde{s}}^+ + v_s \alpha_s)(u_s \alpha_s - v_s \alpha_{\tilde{s}}^+) + (u_s \alpha_s^+ - v_s \alpha_{\tilde{s}})(u_s \alpha_{\tilde{s}} + v_s \alpha_s^+) \quad (\text{Ek A85})$$

$$2 = (u_s u_s \alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s - u_s v_s \alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + u_s v_s \alpha_s \alpha_s - v_s v_s \alpha_s \alpha_s^+) \\ + (u_s u_s \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}} + u_s v_s \alpha_s^+ \alpha_s^+ - u_s v_s \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}} - v_s v_s \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s^+) \quad (\text{Ek A86})$$

$$2 = u_s u_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s + \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}}) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}}) \\ + u_s v_s (\alpha_s \alpha_s - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}) - v_s v_s (\alpha_s \alpha_s^+ + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s^+) \quad (\text{Ek A87})$$

$$2 = u_s u_s \overline{B_{ss'}} + v_s v_s \overline{B_{s's}} + \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{s's}^+} + \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}} \quad (\text{Ek A88})$$

burada $\overline{B_{s's}} = \overline{B_{ss'}^+}$ ve $\overline{C_{s's}^+} = -\overline{C_{ss'}}$ olduğundan,

$$2 = u_s u_s \overline{B_{ss'}} + v_s v_s \overline{B_{ss'}^+} - \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}} + \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}^+} \quad (\text{Ek A89})$$

ifadesi elde edilir. Şimdi (Ek A89) ifadesini (Ek A69) ifadesinin ikinci terimini hesaplamakta kullanalım;

$$\vec{\sigma}_2 = \sum_{(s\rho)} \sigma_{s\tilde{s}} (\sum_{\rho} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho}) \quad (\text{Ek A90})$$

$$\vec{\sigma}_2 = \sum_{ss'} \sigma_{s\tilde{s}} (u_s u_s \overline{B_{ss'}} + v_s v_s \overline{B_{ss'}^+} - \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}} + \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}^+}) \quad (\text{Ek A91})$$

$$\vec{\sigma}_2 = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{s\tilde{s}} (u_s u_s \overline{B_{ss'}} + v_s v_s \overline{B_{ss'}^+} - \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}} + \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{ss'}^+})$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{s\tilde{s}} (u_s u_s \overline{B_{s's}} + v_s v_s \overline{B_{s's}^+} - \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{s's}^+} + \sqrt{2} u_s v_s \overline{C_{s's}}) \quad (\text{Ek A92})$$

Burada altı çizili olan ifadeler $\overline{B_{s's}} = \overline{B_{ss'}}$, $\overline{B_{s's}^+} = \overline{B_{ss'}^+}$, $\overline{C_{s's}^+} = -\overline{C_{ss'}^+}$, $\overline{C_{s's}} = -\overline{C_{ss'}}$ şeklinde yazılabilirler;

$$\vec{\sigma}_2 = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \{ \sigma_{s\tilde{s}} (u_s u_{s'} + v_s v_{s'}) \overline{B_{ss'}} + (v_s v_{s'} + u_s u_{s'}) \overline{B_{s's}^+} - \sqrt{2} (u_s v_{s'} - u_{s'} v_s) \overline{C_{ss'}^+} + \sqrt{2} (u_s v_s - u_{s'} v_{s'}) \overline{C_{ss'}} \} \quad (\text{Ek A93})$$

$\mu_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ ifadeleri (Ek A93)'de yerine yazılırsa;

$$\vec{\sigma}_2 = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \sigma_{s\tilde{s}} \{ \mu_{ss'} (\overline{B_{ss'}} + \overline{B_{s's}^+}) - \sqrt{2} L_{ss'} (\overline{C_{ss'}^+} + \overline{C_{ss'}}) \} \quad (\text{Ek A94})$$

$$\vec{\sigma}_2 = \sum_{ss'} \sigma_{s\tilde{s}} \left\{ \frac{1}{2} \mu_{ss'} (\overline{B_{ss'}} + \overline{B_{s's}^+}) - \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} (\overline{C_{ss'}^+} + \overline{C_{ss'}}) \right\} \quad (\text{Ek A95})$$

$$\vec{\sigma}_2 = \sum_{ss'} \sigma_{s\tilde{s}} \left\{ \mu_{ss'} \overline{B_{ss'}} - \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} (\overline{C_{ss'}^+} + \overline{C_{ss'}}) \right\} \quad (\text{Ek A96})$$

ifadesi bulunur.

Artık (Ek A83) ve (Ek A96) ifadelerini (Ek A68)'de yerlerine yazarsak spin operatörünün ifadesini tam olarak yazmış oluruz;

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = \sum_{ss'} \{ \sigma_{s\tilde{s}} [\mu_{ss'} \overline{B_{ss'}} + \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} (\overline{C_{ss'}^+} + \overline{C_{ss'}})] + \sigma_{s\tilde{s}} [\mu_{ss'} \overline{B_{ss'}} - \frac{1}{\sqrt{2}} L_{ss'} (\overline{C_{ss'}^+} + \overline{C_{ss'}})] \} \quad (\text{Ek A97})$$

(Soloviev 'Theory of complex nuclei' kitabının 227. sayfasında (68) ifadesiyle verilmiştir.)

Ek A5 QRPA çerçevesinde spin titreşimlerinin araştırılması ile ilgili ara işlemler

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} + \delta_{st'} \delta_{s't} + \sum_{\substack{s'', \rho'' \\ s''', \rho'''}} F(\delta).(s, s'; t, t'; s'', s''') \alpha_{s'' \rho''}^+ \alpha_{s''' \rho'''} \quad (\text{Ek A98})$$

komütasyonunun ispatı.

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s', \rho} \alpha_{s, -\rho} \quad (\text{Ek A99})$$

$$C_{ss'}^+ = -C_{s's}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s, -\rho}^+ \alpha_{s', \rho}^+ \quad (\text{Ek A100})$$

operatörlerinden Bölüm 3'te bahsedilmiş idi. Bu operatörleri kullanarak (Ek A98) ifadesini elde etmeye çalışalım.

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = C_{ss'} C_{tt'}^+ - C_{tt'}^+ C_{ss'} \quad (\text{Ek A101})$$

bu ifadede sağ taraftaki ilk ifadeyi tek başına ele alalım.

$$C_{ss'} C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \left(\sum_{\rho} \alpha_{s', \rho} \alpha_{s, -\rho} \right) \left(\sum_{\rho'} \alpha_{t-\rho'}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ \right) \quad (\text{Ek A102})$$

$$C_{ss'} C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} \alpha_{s', \rho} \alpha_{s, -\rho} \alpha_{t-\rho'}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ \quad (\text{Ek A103})$$

$$C_{ss'} C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} [\alpha_{s', \rho} (\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho'} - \alpha_{t-\rho'}^+ \alpha_{s, -\rho}) \alpha_{t'\rho'}^+] \quad (\text{Ek A104})$$

$$C_{ss'}C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} [\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho'} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ - \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'-\rho}^+ \alpha_{s,-\rho} \alpha_{t'\rho'}^+] \quad (\text{Ek A105})$$

$$C_{ss'}C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} [\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho'} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ - (\delta_{s't} \delta_{\rho-\rho'} - \alpha_{t-\rho'}^+ \alpha_{s',-\rho}) (\delta_{st'} \delta_{\rho-\rho'} - \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s-\rho})] \quad (\text{Ek A106})$$

$$C_{ss'}C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} [\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho'} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ - \delta_{s't} \delta_{\rho-\rho'} \delta_{st'} \delta_{-\rho\rho'} + \delta_{s't} \delta_{\rho-\rho'} \alpha_{t'\rho'}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{-\rho\rho'} \alpha_{t-\rho'}^+ \alpha_{s',-\rho} - \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s',-\rho} \alpha_{t'\rho'}^+ \alpha_{s-\rho}] \quad (\text{Ek A107})$$

$$C_{ss'}C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} [\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho'} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ - \delta_{s't} \delta_{\rho-\rho'} \delta_{st'} \delta_{-\rho\rho'} + \delta_{s't} \delta_{\rho-\rho'} \alpha_{t'\rho'}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{-\rho\rho'} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s',-\rho} - \delta_{s't} \delta_{\rho\rho'} \alpha_{t-\rho'}^+ \alpha_{s,-\rho} + \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}] \quad (\text{Ek A108})$$

elde edilir. Bu ifadeden

$$C_{ss'}C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho=\rho'} [\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho}^+ - \delta_{s't} \delta_{\rho-\rho} \delta_{st'} \delta_{-\rho\rho} + \delta_{s't} \delta_{\rho-\rho} \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{-\rho\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s',\rho} - \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}] \quad (\text{Ek A109})$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\rho'=-\rho} [\delta_{st} \delta_{-\rho\rho} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ - \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \delta_{st'} \delta_{-\rho-\rho} + \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t'\rho'}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{-\rho\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s',\rho} - \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{t'\rho'}^+ \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}]$$

burada altı çizili olan ifadeler sıfıra eşittir.

$$C_{ss'}C_{tt'}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\rho\rho'} [\delta_{st} \delta_{-\rho-\rho} \alpha_{s',\rho}^+ \alpha_{t'\rho}^+ + \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s-\rho} - \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \delta_{st'} \delta_{-\rho-\rho} + \delta_{s't} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{-\rho-\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s',\rho} + \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}] \quad (\text{Ek A110})$$

$$\sum_{\rho\rho'} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho} = C_{tt'}^+ C_{ss'} \quad \text{olduğundan,}$$

$$C_{ss'} C_{tt'}^+ - C_{tt'}^+ C_{ss'} = \frac{1}{2} \sum_{\rho\rho'} [\delta_{st} \delta_{-p-\rho} (\delta_{s't'} \delta_{\rho\rho} - \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s'\rho}) + \delta_{s't'} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{\rho\rho} \delta_{st} \delta_{-p-\rho} \\ + \delta_{s't'} \delta_{\rho\rho} \alpha_{t'-\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{s't'} \delta_{-p-\rho} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s'\rho}] \quad (\text{Ek A111})$$

şeklinde olur. Burada

$$\sum_{\rho\rho'} \delta_{\rho\rho'} = \sum_{\rho=\pm} 1 = 2 \quad \text{toplam ifadeleri yerine yazılırsa}$$

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = 2(\delta_{st} \delta_{s't'} + \delta_{s't} \delta_{st'}) - \sum_{\rho} [(\delta_{st} \alpha_{t'\rho}^+ \alpha_{s'\rho} + \delta_{s't'} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s-\rho}) + (\delta_{s't} \alpha_{t'-\rho}^+ \alpha_{s-\rho} + \delta_{st'} \alpha_{t-\rho}^+ \alpha_{s'\rho})]$$

genel ifadesi elde edilmiş olur. Bu genel yazılış iki komütasyon bağıntısının toplamıdır. Bunlardan biri olan

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} + \delta_{st'} \delta_{s't} + \sum_{\substack{s^n, \rho^n \\ s^m, \rho^m}} F(\delta).(s, s'; t, t'; s^n, s^m) \alpha_{s^n \rho^n}^+ \alpha_{s^m \rho^m} \quad \text{olarak bulunur.}$$

ÖZGEÇMİŞ

Ebru ALTUNÖZ, 20.12.1986 tarihinde Sivas'ın İmranlı ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini İmranlı'da tamamladı. Pamukkale Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2009 yılında mezun oldu ve aynı yıl başladığı Sakarya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans öğrenimini sürdürmektedir.