

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

**EN DÜŞÜK ENERJİLİ 1^- SEVİYELERİNİN
ELEKTRİK DİPOL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fatime TULUM

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Enstitü Bilim Dalı :

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER

Ocak 2013

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

EN DÜŞÜK ENERJİLİ 1^- SEVİYELERİNİN
ELEKTRİK DİPOL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

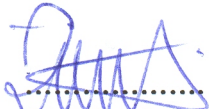
YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fatime TULUM

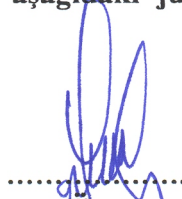
Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Enstitü Bilim Dalı :

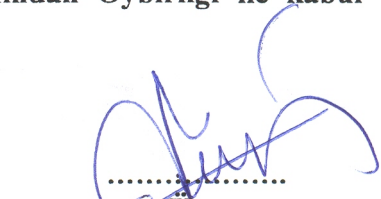
Bu tez 14/01/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


.....
Jüri Başkanı

Yrd. Doç. Dr. Zehine ZENGİNERLER


.....
Üye

Prof. Dr. Recep AKKAYA


.....
Üye

Yrd. Doç. Dr. Mehmet GÜNER

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalıőmamda danıőmanlıęımı üstlenip, tezin konusunun belirlenmesinden, tamamlanmasına kadar geçen sürede bana yardımcı olan, çalıőmalarımı titizlikle yönlendiren, bilgisini benimle her fırsatta paylaşan, emeğini esirgemeyen, yakın ilgisi ile moral veren Sayın Hocam Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER'e teőekkürlerimi bir borç bilirim.

Lisansüstü ders dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim ve desteklerini her zaman hissettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teőekkürlerimi sunarım.

Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araőtırma Projeleri Komisyon Başkanlığı'na 2012-50-01-020 nolu lisansüstü tez projesi kapsamında verdiği destekten dolayı teşekkür ederim.

Aynı zamanda çalıőmalarım boyunca her zaman yanımda olan eőim Kamil TULUM'a ve benden maddi-manevi tüm desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Fatime TULUM

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
TABLolar LİSTESİ.....	vii
ÖZET.....	viii
SUMMARY.....	ix
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
ÇEKİRDEK MODELLERİ.....	8
2.1. Sıvı Damlası Modeli.....	8
2.2. Kabuk Modeli.....	9
2.2.1. Nükleer Kabuk Modeli Potansiyeli.....	9
2.2.2. Spin-Yörünge Potansiyeli.....	13
2.3. Woods-Saxon Potansiyeli.....	17
2.4. Kollektif Model.....	21
2.5. Deforme Çekirdeklerde Tek Parçacık Modeli.....	22
BÖLÜM 3.	
ÇEKİRDEĞİN SÜPERAKIŞKAN MODELİ.....	23
BÖLÜM 4.	
YAKLAŞIK İKİNCİ KUANTUMLAMA METODU.....	27
4.1. Giriş.....	27

4.2. Rastgele Faz Yöntemi (RPA).....	28
4.3. Kuaziparçacık Rastgele Faz Yöntemi (QRPA).....	33
BÖLÜM 5.	
ÖTELEME DEĞİŞMEZ QRPA MODELİNDE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARI.....	35
BÖLÜM 6.	
SAYISAL SONUÇLAR.....	39
BÖLÜM 7.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	47
KAYNAKLAR.....	49
ÖZGEÇMİŞ.....	54

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
Z	: Atom Numarası
N	: Nötron Sayısı
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Ω	: Uyarılma Enerjisi
B(E1)	: Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
Δ	: Gap Parametresi
λ	: Kimyasal Potansiyel
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
I	: Spin
J	: Açısal Momentum
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
π	: Parite
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
Sqp	: Tek Kuaziparçacık
τ	: İzotopik Spin Operatörü

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Harmonik Osilatör ve kare kuyu arasındaki potansiyelin tek parçacık seviyelerinin gösterimi.....	11
Şekil 2.2.	Woods-Saxon ve Harmonik Osilatör Potansiyellerinin karşılaştırılması.....	18
Şekil 2.3.	Çift-çift çekirdeklerde $I^{\pi}=2^{+}$ ilk uyarılma seviyelerinin $\epsilon_1(2^{+}) - \epsilon_0$ enerjileri.....	20
Şekil 4.1.	Yaklaşık ikinci kuantumlama metodunu içeren diyagramlar.....	28
Şekil 6.1.	2-4 MeV enerji aralığında öteleme değişmez olmayan ile öteleme değişmez modellere göre hesaplanan en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin karşılaştırılması.....	42
Şekil 6.2.	2-4 MeV enerji aralığında öteleme değişmez olmayan ile öteleme değişmez modellere göre hesaplanan en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin karşılaştırılması.....	43
Şekil 6.3.	$^{134}\text{Ba}-^{192}\text{Os}$ arasındaki çekirdeklerin öteleme değişmez model ile hesaplanan en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	44
Şekil 6.4.	$A=130-200$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdeklerin en düşük enerjili 1^{-} seviyelerinin öteleme değişmez model ile hesaplanan elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	45
Şekil 6.5.	$^{134}\text{Ba}-^{192}\text{Os}$ arasındaki çekirdeklerin uyarılma enerjilerinin ve elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin deformasyon parametresine bağlı değişimleri	46

TABLolar LİSTESİ

Tablo 2.1.	Harmonik Osilatör Kuyusunun Tek parçacık Durumları.....	12
Tablo 6.1.	A=130-200 Kütle Bölgesindeki çekirdekler için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde).....	40
Tablo 6.2.	A=130-200 Kütle Bölgesindeki çift-çift çekirdeklerin öteleme değişmez olmayan ve öteleme değişmez model kullanılarak 2-4 MeV arasında hesaplanmış ilk uyarılma ve elektrik dipol geçiş ihtimallerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	41

ÖZET

Anahtar kelimeler: Küresel çekirdekler, Nadir toprak çekirdekleri, Gama-soft çekirdekler, en düşük enerjili elektrik dipol geçişleri, Deformasyon parametresi, QRPA

Bu tez çalışmasında $A=130-200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift çekirdeklerin en düşük enerjili elektrik dipol geçiş özellikleri öteleme değişmez kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı çerçevesinde incelenmiştir. Kırılan simetrik hamiltoniyenlerin restorasyonu ile elde edilen modelin söz konusu uyarılmalar üzerindeki etkisi araştırılmış, elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Öteleme değişmez QRPA yöntemi ile elde edilen elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin öteleme değişmez olmayan modele göre deney ile daha uyumlu olduğu, en düşük uyarılma enerjilerinin ise neredeyse değişmediği görülmüştür. Ayrıca en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin ve elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin kütle numarası ve deformasyon parametrelerine bağlı değişimleri araştırılmış, küresel çekirdeklerde güçlü uyarılmalar gözlenirken, gama-soft çekirdeklerde oldukça zayıf uyarılmalar gözlenmiştir.

INVESTIGATION OF THE ELECTRIC DIPOLE PROPERTIES OF THE LOWEST 1^- STATES

SUMMARY

Key Words: Spherical nuclei, rare earth nuclei, gamma-soft nuclei, the lowest electric dipole excitations, deformation parameter, QRPA

In this thesis, the properties of the electric dipole transition with the lowest energy of the double even nuclei in $A=130-200$ mass region are searched with the translational invariant quasiparticle random-phase approximation (QRPA). The effects restoring of the Hamiltonian with broken symmetry are investigated and results of the calculations are considered with the experimental results. It is seen that the electric dipole excitation probabilities obtained with the translational invariant QRPA method are more convenient with the experimental results than the ones got with translational non-invariant model. It is also observed that the lowest excitation energies do not considerably change in both approaches. Furthermore, the changes in the low-lying excitation energy and in the electric dipole excitation probabilities are investigated with respect to mass number and the deformation parameters. In this investigations, it is seen that although strong excitations exist in the spherical nuclei, considerably weak excitations present in the gamma-soft nuclei.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında $A=130-200$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdeklerin en düşük enerjili elektrik dipol uyarılmaları öteleme değişmez Hamiltoniyenler kullanılarak kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde incelenmiştir. Söz konusu aralıkta yer alan izotop zincirlerinin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları deforme Woods-Saxon potansiyeli yardımıyla elde edilmiştir [1]. Çalışmalar makas mod titreşimlerinin gözlemlendiği 2-4 MeV enerji bölgesinde gerçekleştirilmiştir. Bu enerji bölgesinde çok sayıda manyetik dipol uyarılmalarının yanı sıra bir kaç tane de elektrik dipol uyarılmalarının olduğu görülmüş ve bunlara odaklanılmıştır. Elektrik dipol uyarılmalarının incelenmesinde öteleme değişmezliğin kırımına neden olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir durumda çekirdek hamiltoniyeninin öteleme değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori kullanılmıştır. Ayrıca kırılan simetrik hamiltoniyenler kullanılarak da hesaplamalar gerçekleştirilmiş ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Yaptığımız hesaplamalar sonucunda kırınımlı hamiltoniyen içeren teorinin kullanılmasıyla elde edilen elektrik dipol geçiş ihtimallerinin deneysel sonuçlardan çok farklı olduğu görülmüştür. Elektrik dipol geçiş ihtimalleri öteleme değişmez QRPA model ile hesaplamalandığında ise genel olarak deneyle daha uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Özellikle ^{156}Gd 'dan ^{180}Hf 'a kadar iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinde deneyler ile uyumsuzlukların oldukça azaldığı görülmüştür.

Nükleer kabuk modelinde enerji düzeyleri, nükleer potansiyelin küresel olduğu varsayımına göre hesaplanmaktadır. Ancak bu durum $150 \leq A \leq 190$ ve $A \geq 230$ kütle bölgelerindeki çekirdekler için geçerli değildir. Bu çekirdeklerde gerçek nükleer şekil için dönen bir elipsoit olarak kabul edilen bir kabuk model potansiyeli kullanılmalıdır. Schrödinger denklemi kullanılarak yapılan hesaplamalarda küresel olmayan bir potansiyel kullanılırsa, j açılal momentumu artık iyi bir kuantum sayısı

olmamakta ve korunmamaktadır [2]. Bunun sonucu olarak çekirdeğin tabaka yapısı bozulur ve her bir j -kabuğu seviyeleri $2j+1$ sayıda seviyelere ayrışır. Bu durumda aksenal simetriden dolayı j kuantum sayısının yalnız z bileşeni olan K kuantum sayısı korunur. Dolayısıyla deforme olmuş aksenal simetrik elipsoidal çekirdekler, tek parçacık durumunda enerji, parite ve kuantum sayısı K gibi niceliklerle karakterize olurlar. Aksenal simetriden dolayı bu çekirdeklerde 1^+ ve 1^- seviyeleri $K=1$ ve $K=0$ şeklinde iki farklı dala ayrılmaktadırlar [3], sırasıyla bu dallar simetri eksenine dik yönde ve simetri eksenini boyunca olan titreşimlere karşılık gelmektedir. Deformasyondan dolayı meydana gelen simetri eksenini kırınımı deforme çekirdeklerde 1^+ ve 1^- dipol seviyelerinin yoğunluğunun 4 MeV'e kadar enerjilerde artmasına neden olur.

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kollektif uyarılmalar önemli bir yer tutarlar. Bu uyarılmalar içerisinde spini $J=1$ olan dipol titreşimlerinin özel bir yeri vardır ve bu titreşimler paritelerine göre manyetik ve elektrik dipol uyarılmaları şeklinde ikiye ayrılırlar.

Spini ve paritesi $J^\pi=1^+$ olanlar manyetik dipol uyarılmaları olarak adlandırılmaktadır. Manyetik dipol mod uyarılmalarının düşük enerjili durumları iki kuaziparçacık karakterlidir. Yüksek enerjili kollektif dalı 7-9 MeV enerji bölgesinde spin-titreşim karakterli M1 rezonansları meydana getirir [4]. Düşük enerjili dalı ise maksimumu 3 MeV civarına yerleşen makas mod rezonansı oluşturur. Bu modun makas mod olarak adlandırılmasının sebebi, çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri eksenini etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına benzer biçimde titreşimler yapmasıdır. Orbital karakterli makas mod ilk defa 1978 yılında çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde Iudice ve Palumbo tarafından teorik olarak ön görülmüştür [5]. 1981'de ise, bu varsayım Iachello tarafından proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimli bozon modeli ile desteklenmiştir [6]. Bir kaç yıl sonra bu mod deneysel olarak da gözlenmeye başlanmıştır. İlk önce ^{156}Gd izotopunun makas mod uyarılmaları yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma (e,e') deneylerinde araştırılmıştır [7]. Yine aynı yıl içerisinde de diğer izotopları Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneylerinde incelenmiştir [8]. O yıllardan sonra makas mod uyarılmaları periyodik cetvelin geniş bir bölgesine

yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplarda gerek deneysel, gerek teorik olarak gözlenmiştir.

Dipol uyarılmalarının diğeri ise negatif pariteye sahip elektrik dipol uyarılmalarıdır. Elektrik dipol rezonanslar, nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelmektedir [9,10]. Deforme çekirdeklerdeki $J^\pi=1^+$ seviyeleri için yapılan düşük enerjili çalışmalarda [11,12] çekirdeklerin hepsinde E1 geçişlerinin olduğu gözlenmiştir. Genel olarak iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinde elektrik dipol uyarılmaları 4 MeV'e kadar iki farklı gruba ayrılmaktadır. Birinci grup 1-1,5 MeV civarında bir ya da iki çok güçlü 1^- seviyelerinden meydana gelmektedir ve bu seviyeler oktopol titreşim bantları olarak adlandırılır. İkinci grupta ise 2-4 MeV enerji aralığında daha zayıf E1 geçişleri gözlenmektedir [13].

Deforme çekirdeklerdeki düşük enerjili elektrik dipol uyarılmalarının araştırılması çekirdek yapısı hakkında bilgi sahibi olma açısından oldukça önemlidir. Son yıllarda yapılan gerek deneysel gerekse teorik çalışmalarda ağır çekirdeklerdeki elektrik dipol uyarılmaları hakkında çok miktarda bilgi sağlanmıştır. Seviye yoğunluğunun oldukça fazla olduğu enerji bölgesinde dipol uyarılmalarının araştırılması için foton saçılma ve Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneyleri yüksek seçiciliğe sahip olduklarından spin ve geçiş gücünün ölçülmesinde oldukça kullanışlıdır [14]. Özellikle NRF metodu düşük enerji ve düşük spin durumlarının araştırılması için güçlü bir araç olmuştur. Bu metod spin seçiciliği sayesinde dipol ve elektrik kuadropol uyarılmaları hakkında detaylı bilgiler sağlamaktadır [15]. İlk başlarda NRF deneylerinde çoğunlukla nadir toprak çekirdeklerinin elektrik dipol uyarılmaları incelenmiştir. Deneysel veriler arttıkça, sistematik çalışmalar başka kütle bölgeleri ve farklı deformasyonlar için de gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalarda genel olarak nötron sayısı 82 olan küresel çekirdeklere, iyi deforme olmuş nadir toprak çekirdeklerine ve gama-soft çekirdekleriyle beraber aktinit çekirdeklerine yer verilmiştir.

Nötron sayısı 82 olan çekirdekler deforme olmadıkları için küresel şekle sahiptirler. ^{142}Nd [15] ve ^{144}Sm [16] çekirdekleri için düşük enerjili dipol uyarılmaları hakkında detaylı çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Brentano [14] ve Herzberg [17] tarafından

yapılan çalışmalarda da sırasıyla ^{142}Nd ve ^{138}Ba ile ^{140}Ce çekirdekleri incelenmiş, 1-4 MeV enerji aralığındaki dipol uyarılmalarının enerjileri ve yarı ömürleri hakkında ayrıntılı bilgiler elde edilmiştir.

Nadir toprak bölgesine yerleşen iyi deforme çekirdekler için de elektrik dipol uyarılmalarıyla ilgili araştırmalar gerçekleştirilmiştir. Dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu sayının etrafında olan çekirdeklerde nükleonların etkileşmesi sonucu çekirdeğin biçimi değişerek kararlı deformasyona sahip olmasına neden olur. Yani deforme çekirdeklerde enerjinin bir minimumu alınsa çekirdek tek bir deformasyon parametresine sahip olur. Büyük kuadrapol momentleriyle, zengin dönme spektrumuyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle seçilen ve elipsoid biçimde olan iyi deforme çekirdekler 150-190 kütle bölgesinde bulunurlar. Günümüze kadar elektrik dipol uyarılma gücü nadir toprak çekirdeklerinde, örneğin $^{156-160}\text{Gd}$ [18], $^{160-164}\text{Dy}$ [19], $^{164-170}\text{Er}$ [20] ve $^{172-176}\text{Yb}$ [21] izotop zincirlerinde deneysel olarak araştırılmıştır. ^{160}Gd çekirdeğinde 3,7 MeV enerjisinin altındaki 1^- seviyelerinin elektrik dipol uyarılmaları incelenmiş ve K kuantum sayısının 0 veya 1 olduğu duruma göre uyarılma ihtimallerinin değişimleri yorumlanmıştır [22]. Deforme çift-çift Erbiyum izotop zincirini incelemek için yapılan foton saçılma deneyleri ile düşük enerjili dipol uyarılmalarının uyarılma enerjileri, spinleri, geçiş olasılıkları ve K kuantum sayıları hakkında detaylı bilgiler elde edilmiştir [20].

Eksenel simetriden sapmış çekirdekler gama-soft çekirdekler olarak adlandırılmaktadır. Bu, şekli değişen çekirdekler küreselden deforme veya deformeden küresele geçiş bölgesine yerleştiklerinden dolayı bu çekirdeklere geçiş çekirdekleri de denir. Gama-soft çekirdekler küresel ve deforme çekirdekler arasında bir geçiş bölgesinde yerleştiklerinden ve çok biçimlilik sergilediklerinden küresel ve deforme çekirdeklere göre daha az incelenmişlerdir. Ancak günümüzde küresel ve deforme çekirdeklerin incelenmesinde kullanılan metodların başarılı sonuçlar vermesi, gama-soft çekirdeklerin de araştırılmasına olanak sağlamıştır. Bu bölgedeki çekirdeklerden olan $^{178-180}\text{Hf}$ [23], $^{182-186}\text{W}$ [24] ve $^{190,192}\text{Os}$ [25] için NRF spektrumları elde edilerek düşük enerjili dipol uyarılmaları incelenmiştir.

Teorik olarak ise, Soloviev ve Sushkoy kuazi parçacık fonon modeliyle (QPNM) çift-çift deforme çekirdeklerdeki $K=0$ ve 1 olan elektrik dipol uyarılmalarını

incelemiş ve ^{172}Yb çekirdeği için ayrıntılı hesaplamalar yapmışlardır Oktopol etkileşimlerine izovektör elektrik dipol etkileşmelerinin ilave edilmesinin E1 gücünü değiştirdiği ve deneysel sonuçlara yakınlığı görülmüştür [26]. Bir kaç sene sonra yine QPNM ile tek ve çift-fononlu dalga fonksiyonları kullanılarak $^{166,168}\text{Er}$, $^{172,174}\text{Yb}$ ve ^{178}Hf çekirdeklerinin düşük enerjili elektrik dipol uyarılmaları incelenmiştir [27]. Guliyev [28] tarafından yapılan çalışmada ^{176}Hf çekirdeğinin öteleme ve dönme değişmez QRPA metodu ile manyetik ve elektrik dipol uyarılmaları incelenmiştir. Yapılan hesaplamalarda makas mod bölgesinde çok sayıda manyetik dipol uyarılmalarının yanı sıra bir kaç önemli negatif pariteye sahip $K^\pi=1^-$ durumlarının olduğu görülmüştür. Bu durum $\Delta K=1$ olan düşük enerjili dipol uyarılmalarının manyetik dipol karakterli olmak zorunda olmadığı şeklinde yorumlanmıştır. Benzer hesaplamalar $^{154-160}\text{Gd}$ izotop zinciri [29] ve ^{160}Gd çekirdeği [30] için de gerçekleştirilip deneysel verilerle karşılaştırılmış, elektrik dipol geçiş ihtimallerinin enerjiye bağlı değişimleri incelenmiştir.

Bugüne kadar yapılan yukarıdaki çalışmalarda 2-4 MeV enerji bölgesinde 1^- seviyelerinin dağılımları araştırılmıştır. En düşük enerjili seviyelerin özellikleri ve sistematikleriyle ilgili Fransen ve arkadaşları tarafından yapılan tek bir çalışma vardır. Bunun dışında ne teorik ne de deneysel olarak bu geniş kütle bölgesi için bir çalışma bulunmamaktadır [31].

Fransen ve arkadaşları tarafından önceki senelerde 4 MeV'in altında gerçekleştirilen deneysel çalışmaların sonuçları bir araya getirilip, 130-200 kütle bölgesi için en düşük enerjili elektrik dipol uyarılmaları incelenmiştir. Bu çalışmada deforme nadir toprak çekirdeklerinde $K=0$ durumları için 4 MeV'in altındaki bütün güçlü dipol uyarılmalarının negatif pariteye sahip olduğu ve her çekirdek grubunun farklı karakteristik davranışlar sergilediği görülmüştür. $N=82$ 'ye yakın küresel çekirdeklerde 4 MeV'in altında sadece bir tane güçlü E1 uyarılması, $A=150-174$ kütle bölgesinde tam bozunmuş çekirdeklerde 1,5 MeV civarında bir veya iki güçlü uyarılma ve daha yüksek enerji seviyelerinde birkaç tane daha zayıf uyarılmalar gözlenmiştir. $Z \geq 72$ olan nadir toprak ötesindeki ağır çekirdeklerde ise çok güçlü düşük enerjili 1^- seviyelerinin kaybolduğu ve birkaç tane daha zayıf uyarılmaların olduğu görülmüştür [31].

Bu tez çalışmasında ise $A=130-200$ kütle bölgesinde bulunan çift-çift çekirdeklerin en düşük enerjili elektrik dipol uyarılmalarının deformasyona bağlı değişimleri ve belli çekirdek grupları için karakteristik davranışları ilk defa öteleme değişmez QRPA modeli ile teorik olarak incelenmiş ve kullanılan modelin doğruluğu üzerine tartışılmıştır.

İkinci bölümde deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ile beraber diğer çekirdek modelleri ve ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Woods-Saxon potansiyelinin çekirdek yüzey kalınlığını gerçekçi bir şekilde tanımlaması ve kuyu potansiyelinin derinliğinin sonlu olması dolayısıyla çekirdekler için uygun bir potansiyeldir ve tek parçacık enerjilerinin ve dalga fonksiyonlarının hesaplanmasında kullanılmaktadır.

Üçüncü bölümde incelenen çekirdekler süperakışkan özelliklere sahip olduklarından bu bölümde süperakışkan model hakkında ayrıntılı bilgi verilmiştir.

Dördüncü bölümde RPA (Rastgele Faz Yaklaşımı) metodunun genel prensipleri verilmiştir. Ayrıca bu bölümde bu tez çalışmasında kullandığımız bir yaklaşım olan QRPA (Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı) metodu tanıtılmıştır.

Beşinci bölümde çift-çift çekirdekler için kullanılan öteleme değişmez QRPA modelinde elektrik dipol uyarılmalarından bahsedilmiştir. Restore edici ve dipol-dipol etkileşmelerinin ilave edilmesiyle kullanılan hamiltoniyen ve 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları hakkında bilgi verilmiştir. Ayrıca 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları kullanılarak taban durumundan bir fononlu 1^- seviyelerinin uyarılma matris elemanı ve E1 geçiş ihtimali verilmiştir.

Altıncı bölümde $^{134-136}\text{Ba}$, $^{140-142}\text{Ce}$, $^{142-150}\text{Nd}$, $^{144-154}\text{Sm}$, $^{156-160}\text{Gd}$, $^{160-164}\text{Dy}$, $^{164-170}\text{Er}$, $^{172-176}\text{Yb}$, $^{178-180}\text{Hf}$, ^{184}W ve $^{190-192}\text{Os}$ izotop zinciri çekirdeklerinin taban durumdan 1^- seviyesine uyarılma enerjileri ve elektrik dipol uyarılma ihtimalleri incelenmiştir. Hesaplamalar öteleme değişmez ve öteleme değişmez olmayan hamiltoniyenlere göre gerçekleştirilmiş ve deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Bu amaçla öteleme değişmez model ile hesaplanan en düşük uyarılma enerjilerinin ve elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin kütle numarasına ve deformasyon parametresine göre

değişimi verilmiş ve farklı karakteristik davranışlar sergileyen küresel, nadir toprak ve gama soft çekirdek grupları için ayrı ayrı incelenmiştir.

Yedinci bölümde ise, tez çalışmasında elde edilmiş önemli sonuçlar sunulmuştur.

Bu tez çalışmasının özünü teşkil eden makale Turkish Physical Society 29th International Physical Congress 2012, Bodrum konferansında sunulmuş ve Balkan Physical Letters dergisinde yayınlanmak üzere gönderilmiştir.

BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK MODELLERİ

2.1. Sıvı Damlası Modeli

Çekirdeğin kütlesi ve bağlanma enerjisi büyük bir önem arz etmektedir. Nükleer kütlelerin veya bağlanma enerjilerinin hesabı faydalı olacaktır. Sıvı damlası modeline bağlı olarak böyle bir formül geliştirilmiştir. Bu formüle yarı ampirik bağlanma enerjisi adı verilir. Burada nükleer kuvvetlerin bazı özellikleri bir sıvı damlasını bir arada tutan kuvvetlerin özelliklerine benzetilmektedir.

Çekirdeğin bağlanma enerjisindeki esas pay A kütle numarası ile orantılı bir terimden gelmektedir. Çekirdeğin hacmi de A ile orantılı olduğundan, bu terime bir hacim enerjisi olarak bakılabilir.

$$E_v = a_v A \quad (2.1)$$

Protonlar arasındaki Coulomb enerjisi, bağlanma enerjisini azaltmaya gayret eder, bu yüzden eksi işaretli bir terimle ifade edilir. Çekirdeğin Coulomb enerjisinin bağlanma enerjisi üzerindeki etkisi,

$$E_c = -a_c \frac{3}{5} Z(Z-1) e^2 / R \quad (2.2)$$

şeklindedir [32].

Sıvı damlası modeli çekirdekteki bağlanma enerjisinin nükleon sayısı ile orantılı olduğunu ve ağır çekirdeklerdeki bölünmeyi açıklamıştır fakat çekirdekteki 2^+ enerji seviyesi hesaplamaları ile manyetik ve elektrik kuadropol momentlerinin hesaplamaları deneysel verilerle uyuşmamaktadır. Deneysel veriler çekirdeğin enerjisinin tabakalar halinde olduğunu göstermiştir. Bunun üzerine Elsassser ve Guggenheimer tarafından kabuk (shell) modeli ortaya atılmıştır [33].

2.2. Kabuk Modeli

Kabuk (shell) modeli üzerine konulan atom teorisi, atom yapısının karmaşık ayrıntılarını açıklamakta çok büyük başarı sağlamıştır. Bu nedenle nükleer fizikçiler, nükleer yapı probleminin çözümü ve çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında benzer bir teori kullanılmasının yararlı olacağını düşünmüşlerdir. Atomik kabuk modelinde, kabuklar giderek, artan enerjili elektronlarla Pauli prensibine uyacak biçimde doldurulur. Bu yapıldığında tamamen dolu kabuklardan oluşan bir eylemsiz kor ve bir kaç değerlik elektronları elde edilir: Bu durumda model, atomik özellikleri esas olarak değerlik elektronları tarafından belirlendiğini varsayar.

Atomik sistemlerin bazı ölçülen özellikleri modelin kestirdiği değerlerle karşılaştırıldığında büyük bir uyum içinde olduğu görülür.

Bu model nükleer yapıya uygulanmaya çalışıldığında bir çok güçlükle karşılaşılır. Atomik durumda potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır: alt kabuklar (yörüngeler) bir dış kaynak tarafından oluşturulur. Schrödinger denklemi bu potansiyel için çözülebilir ve elektronların yerleştirilenebileceği alt kabukların enerjileri hesaplanabilir. Çekirdekte böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonların kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket ederler [2].

Hartree-Fock metodu, nükleer kabuk modelinin temelini oluşturur. Bu model, çekirdekte bütün parçacıklar tarafından oluşturulan ortak bir potansiyel kuyusunda hareket eden, etkileşmeyen parçacıkları tasvir eder. Potansiyel kuyusundaki enerji yörüngeleri enerji aralıklarıyla bölünen kabukları oluşturur. Tek parçacık kabuk modeli nükleer yapıyı tam olarak açıklayamamaktadır. Fakat rezidüel etkileşme sonucu oluşan nükleer korelasyonlar için bir temel oluşturur.

2.2.1. Nükleer Kabuk Modeli Potansiyeli

Nükleon-nükleon etkileşmesine dayanan Hartree-Fock denklemlerinin çözümleri sadece hafif ve sihirli çekirdeklerin birkaçı için elde edilir. Dolayısıyla ortalama alan potansiyeli, genellikle ampirik olarak seçilir. Böyle bir ortalama alan potansiyeli

seçmek için ortalama alan potansiyeli ve nükleer yoğunluk dağılımının davranışı birbirleriyle ilişkili olmalı ve potansiyel sihirli sayıları vermelidir.

Kabul modeli geliştirilirken ilk adım potansiyelin seçimidir: İşte, üç boyutlu Schrödinger denkleminin üç boyutlu çözümlerin bulunduğu ve ortalama alan potansiyeli olarak alınan sonsuz kare kuyu ve harmonik salıncı potansiyelleri ile başlanacaktır. Deneysel veriler harmonik osilatör potansiyelin hafif çekirdekler için daha uygun olduğunu, kare kuyu potansiyeli ise ağır çekirdekler için daha uygun olduğunu göstermektedir. Reel nükleer potansiyeli, sonlu olmalı, sonlu yüzey kalınlığına sahip olmalı ve radyal bağımlılık kare kuyu ile harmonik osilatör arasında aracı olmalıdır. Şimdi sonsuz küresel harmonik osilatör kuyusunda oluşan seviyeler incelenecektir.

Harmonik osilatör potansiyeli

$$V(r) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 \quad (2.3)$$

şeklindedir. Burada m nükleonun kütlesi, ω ise titreşici frekansdır. Schrödinger denklemi

$$\left(-\frac{1}{2m} \Delta + V(r) - E \right) \psi = 0 \quad (2.4)$$

şeklinde yazılıp, (2.3) potansiyeli (2.4) denkleminde yerine konursa

$$\psi_{nlm} = \frac{U_{nl}}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (2.5)$$

şeklinde çözümler elde edilir. $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ küresel fonksiyonları, l^2 operatörünün ve l 'nin z eksenini üzerindeki izdüşümü olan l_z 'nin özfonksiyonlarıdır.

Dalga fonksiyonunun radyal kısmı U_{nl} ,

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} U_{nl} = 0 \quad (2.6)$$

denklemini sağlar. Buradan özdeğerleri [34-36],

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2} \right) \omega_0 \quad (2.7)$$

şeklinde elde edilir. Burada $N=0,1,2,\dots$ şeklindedir. E_N özdeğerlerinin herbiri dejerenedir. Bu da l 'nin değişik değerlerine karşılık gelir. Eğer N çift sayı ise $l=0,2,4,\dots$ değerlerini, tek sayı ise $l=1,3,5,\dots$ değerlerini alır.

N tane dejenere durumda maksimum parçacık sayısı

$$n_N = \sum_l 2(2l+1) = (N+1)(N+2) \quad (2.8)$$

ifadesiyle verilen $N=0$ 'dan N_0 'a kadar olan seviyeleri dolduran parçacıkların toplam sayısı

$$\sum_n n_N = \frac{1}{3} (N_0+1)(N_0+2)(N_0+3) \quad (2.9)$$

ifadesiyle verilir. Harmonik osilatör seviyeleri genellikle (n,l) tamsayı çiftiyle temsil edilir. n 'lerin anlamı n 'e karşılık gelen l değerinin seviye dizisindeki n 'inci durumda gözükmesidir.

l aynı zamanda harflerle de temsil edilebilir.

$$\begin{aligned} l &= 0,1,2,3,4,5,6,7,8, \\ &= s,p,d,f,g,h,i,j,k \end{aligned} \quad (2.10)$$

Böylece seviye dizini 1s, 1p, 2s, 1d ile başlar. Tablo 2.1'de harmonik osilatör kuyusu için tek parçacık enerjileri, her bir dejenere seviyedeki maksimum parçacık sayıları n_N ve toplam parçacık sayıları gösterilmiştir.

Tablo 2.1. Harmonik Osilatör Kuyusunun Tek Parçacık Durumları

N	$\frac{E_N}{\omega_0}$	State (n, l)	n_N	$\sum_n n_N$
0	$\frac{3}{2}$	1s	2	2
1	$\frac{5}{2}$	1p	6	8
2	$\frac{7}{2}$	2s 1d	12	20
3	$\frac{9}{2}$	2p 1f	20	40
4	$\frac{11}{2}$	3s 2d 1g	30	70
5	$\frac{13}{2}$	3p 2f 1h	42	112
6	$\frac{15}{2}$	4s 3d 2g 1f	56	168

Tablo 2.1, 2, 8, 28, 40, 70, 112 nötron (veya proton) sayılarına sahip kabukların dolu olduğunu gösterir. Bu sayılardan sadece ilk üç tanesi sihirli sayılarla uyuşmaktadır. Bilindiği gibi sihirli sayılar 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126'dır. Bu sayılara sahip kabuklar, dolu kabuklardır. Şimdi aynı durumun kare kuyu potansiyeli için nasıl olduğu incelenecek.

Kare kuyu potansiyeli;

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r \leq R_0 \\ +\infty & r > R_0 \end{cases} \quad (2.11)$$

şeklindedir. Bu potansiyel Schrödinger denkleminde yerine konup bu denklem çözüldürse enerji seviyeleri için;

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2} \quad (2.12)$$

denklemi elde edilir. Bu enerji özdeğerlerinin her biri harmonik osilatörde olduğu gibi dejeneredir. Seviyelerdeki toplam parçacık sayısı hesaplanırsa 2, 8, 20, 34, 40, 58, 68, 70, 92, 106, 112 sayıları bulunur. Görüldüğü gibi kare kuyu potansiyeli kullanılarak elde edilen sonuçlarda sihirli sayıların üç tanesi verilmektedir.

2.2.2. Spin-Yörünge Potansiyeli

Potansiyelin sihirli sayılarını tam olarak vermesi için nasıl değiştirilmelidir? Potansiyelde köklü değiştirmeler yapılamaz çünkü modelin fiziksel içeriği değiştirmek istenmemektedir.

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r-R)/a]} \quad (2.13)$$

denklemi ile verilen potansiyel nükleer potansiyel için çok iyi bir yaklaşımdır. Öyleyse durumun geliştirilmesi için denklem (2.13)'e yeni terimler eklenmesi gerekmektedir. Bunun için 1940'larda bir çok başarısız girişim yapılmıştır: 1949'da Mayer, Haxel, Suess ve Jensen'in potansiyele bir spin-yörünge potansiyelinin eklenmesinin alt kabukların ayrılmalarını tam olarak vereceğini göstermesiyle başarıya erişilmiş olundu.

Ortalama alan potansiyeli gerçeğe daha yakın bir biçimde ifade edilse bile dolu kabuklara karşılık gelen sayıları doğru bir şekilde bulmak zordur. Dolayısıyla, harmonik osilatörün dejenereliğini ortadan kaldıran yeni bir etkileşmenin yazılması gerekir. Atom fiziğinde spektral çizgilerin gözlenen ince yapısına neden olan spin-yörünge etkileşmesi, elektronun manyetik momentinin, elektronun çekirdek etrafındaki hareketinden ileri gelen manyetik alanla elektromanyetik etkileşmesi sonucu oluşur. Etkiler, tipik olarak çok küçüktür ve yaklaşık olarak atomik düzeyler arasındaki mesafenin $1/10^5$ 'i kadardır. Hiç bir elektromanyetik etkileşme, nükleer düzey aralığı üzerinde gözlenen sihirli sayıları verecek kadar kuvvetli değildir. Bununla birlikte, atomik spin-yörünge kuvveti ile aynı şekle sahip fakat

elektromanyetik kökenli olmayan bir nükleer spin-yörünge kuvveti kavramı benimsenir. Spin-yörünge potansiyeli

$$V_{ls} = -V_{ls}(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.14)$$

şeklinde yazılır.

Atom fiziğinde olduğu gibi, spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, durumları $j = l + s$ toplam açısal momentum ile belirtmek uygun olur. Tek bir nükleonun spini $s = 1/2$ olduğundan toplam açısal momentum kuantum sayısının mümkün değerleri $j = l + \frac{1}{2}$ veya $j = l - \frac{1}{2}$ 'dir ($l = 0$ durumu hariç, bu durumda yalnız $j = \frac{1}{2}$ izinlidir). Spin-yörünge potansiyeli, tek parçacık seviyelerinin $j =$ toplam açısal momentumuna göre dejenereliğini bozar. Şimdi

$$j^2 = \left(\vec{l} + \vec{s} \right)^2 = l^2 + s^2 + 2 \left(\vec{l} \cdot \vec{s} \right) \quad (2.15)$$

bağıntısı kullanılarak

$$\vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2} \{ j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \} = \begin{cases} \frac{1}{2}l & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}(l+1) & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir [2]. Spin-yörünge kuvvetleri radyal dalga fonksiyonlarını önemli ölçüde değiştirmez. Dolayısıyla, çekirdekte meydana gelen etki şu şekildedir:

$j = l + \frac{1}{2}$ seviyesi

$$\frac{1}{2} l \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl} \quad (2.17)$$

bağıntısıyla aşağı iner,

$j = l - \frac{1}{2}$ seviyesi ise

$$\frac{1}{2}(l+1)\langle V_{ls}(r) \rangle_{nl} \quad (2.18)$$

bağıntısıyla yukarı çıkar. Dolayısıyla iki seviyenin yarılması,

$$\frac{1}{2}(2l+1)\langle V_{ls}(r) \rangle_{nl} \quad (2.19)$$

ifadesine eşittir. Görüldüğü gibi enerji yarılması l arttıkça artmaktadır. Halbuki (nl) durumundaki V_{ls} 'nin ortalama değeri l 'ye daha az bağımlıdır. $j = l \pm \frac{1}{2}$ deneysel olarak gözlenen yarılmaları

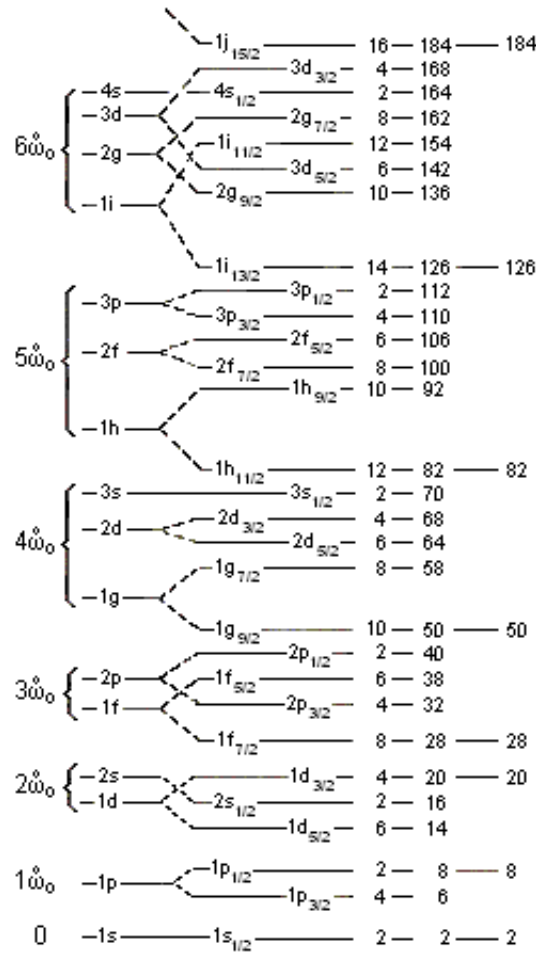
$$\Delta E_{ls} \approx -20 \vec{l} \cdot \vec{s} A^{-2/3} \text{MeV} \quad (2.20)$$

şeklindedir.

Spin-yörünge potansiyelinin yazılma gerekliliği sadece teorik bir temele dayanmaz. Deneysel bilgiler de bu teoriyi doğrulamaktadır. Bu bilgilerden bir tanesi de, bir nükleon eklenip veya çıkartıldığında oluşan kapalı kabuklara sahip çekirdeklerdeki $j = l \pm \frac{1}{2}$ seviyesinin yarılmasıdır. Diğer bir deneysel bilgi ise nükleonlar ile çekirdek arasındaki etkileşimde gözlenen polarizasyon etkisidir.

Şekil 2.1 spin-yörünge çiftlenimi sonucu enerji spektrumunda meydana gelen değişimleri göstermektedir. $1f_{7/2}$ düzeyi ikinci ve üçüncü kabukların arasında yer alır; kapasitesi 8 nükleon olduğundan 28 sihirli sayısını verir (p ve d yarılmaları düzeylerin yeni hiç bir ana gruplanmasına neden olmaz). Spin-yörünge etkileşiminin diğer bir önemli etkisi de $1g$ düzeyi ile ilgilidir. $1g_{9/2}$ durumu alttaki ana kabuğa itilir. Bu düzeyin kapasitesi 10 nükleondur ve kendinden önceki 40 nükleonla birlikte 50 sihirli sayısı elde edilir. Benzer bir etki her ana kabuğun

üstünde ortaya çıkar. Her durumda spin-yörünge çiftinin düşük enerjili üyesi bulunduğu kabuktan ayrılıp daha aşağıdaki kabuğa yerleşir ve böylece kalan sihirli sayılar elde edilir.



Şekil 2.1. Harmonik osilatör ve kare kuyu arasındaki potansiyelin tek parçacık seviyelerinin gösterimi. Spin-yörünge çiftlenimini de içine alır. Seviye şemasının spin-yörüngesiz kısmı solda gösterilmiştir.

Şekil 2.1'den de görülebileceği gibi, dolu kabuklara karşı gelen parçacık sayıları sihirli sayılarla uyuşmaktadır. Yani spin-yörünge çiftlenimli potansiyel, sihirli sayıları doğru bir şekilde bulmaktadır. Daha önce de belirtildiği gibi, gerçeğe yakın ortalama alan potansiyelinin nükleer madde dağılımına benzemesi gerekmektedir. Bundan dolayı son zamanlarda en yaygın kullanılan ve çekirdekte nükleon yoğunluğunun dağılımını doğru ifade eden potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir. Bu potansiyel diğer potansiyellerden daha gerçekçi olduğundan çekirdek yapısının incelenmesinde başarılı sonuçlar elde edilmiştir.

2.3. Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde kullanılan ortalama alan potansiyelinin çekirdek içerisindeki nükleer madde dağılımı ile benzerlik göstermesi gerekmektedir. Bunun gibi bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin reel kısmından saçılma reaksiyonları sonucu belirlenir ve ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli olarak seçilir.

Woods-Saxon potansiyeli küresel simetrik ve sonlu derinlikte bir potansiyeldir. Eş potansiyel yüzeyi $r=R_0$, çekirdek merkezindeki potansiyelin yarısına karşılık gelmektedir. Bu potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

$$V(r) = \frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp[(1/a)(r - R_0)]} \quad (2.21)$$

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir.

$$V_{is}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls) \quad (2.22)$$

Parametrelerin genellikle seçimi

$$\begin{aligned} V_0^N &= V_0 \left[1 - 0,63 \frac{N-Z}{A} \right] \\ V_0^Z &= V_0 \left[1 + 0,63 \frac{N-Z}{A} \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

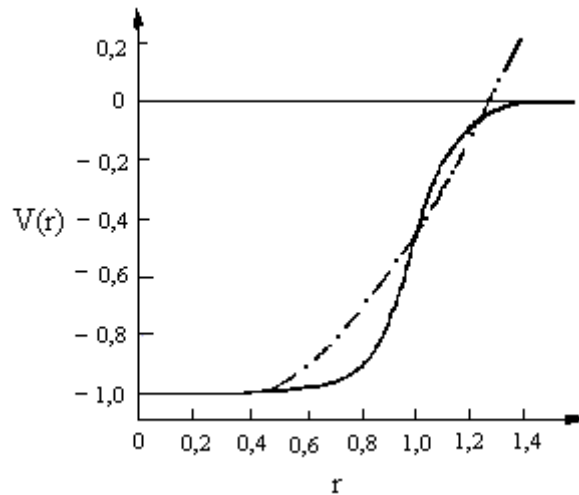
şeklinde. Burada $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,24 \times 10^{-13} \text{ cm}$, yüzey kalınlığı $a = 0,63 \times 10^{-13} \text{ cm}$, spin-orbital etkileşme parametresi $\xi = 0,263 \{1 + 2[(N-Z)/A]\} (10^{-13} \text{ cm})^2$ 'dir [37] ve bu parametreler A atom numarasının geniş aralığı içinde küresel çekirdekler için yeterince kararlıdır.

Proton seviyeleri hesaplanırken, coulomb potansiyeli (2.21) ve (2.22) ifadelerine eklenmesi gerekmektedir. Yüzeyin etkisi ihmal edildiğinde coulomb potansiyeli:

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, r \leq R_0 \\ 1, r > R_0 \end{cases} \quad (2.24)$$

şeklinde yazılabilir.

Woods-Saxon potansiyeli ve Harmonik osilatör potansiyeli Şekil 2.2'de karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.2. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Osilatör (HO) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yarıçapı R_0 , potansiyel ise V_0 birimindedir

Woods-Saxon potansiyeli daha düz bir tabana sahiptir ve harmonik ile kare kuyu arasındaki ara duruma karşılık gelmektedir. Yüzey etrafındaki kısmi saçılma reaksiyonları için önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok iyi ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyelindeki çekirdek yarıçapı parametresi arttırıldığı zaman, daha büyük l değerli seviyeler daha küçük l değerli seviyelere göre daha hızlı azalmaktadır. Ayrıca çekirdek dışında potansiyel eksponansiyel (üstel) olarak sıfıra gider [37].

Kabuk modelinde birçok deneysel bulgular kabuk etkilerinin olduğunu göstermektedir. Kabuk etkisi çekirdek kütlelerinin değerinde görülmektedir. Bilindiği gibi çekirdeğin kütlesi,

$$\varepsilon(N, Z) = Nm_n + Zm_p - B(N, Z) \quad (2.25)$$

şeklinde verilmektedir ve bu form içindeki bağlanma enerjisi aşağıdaki denklem ile verilmektedir.

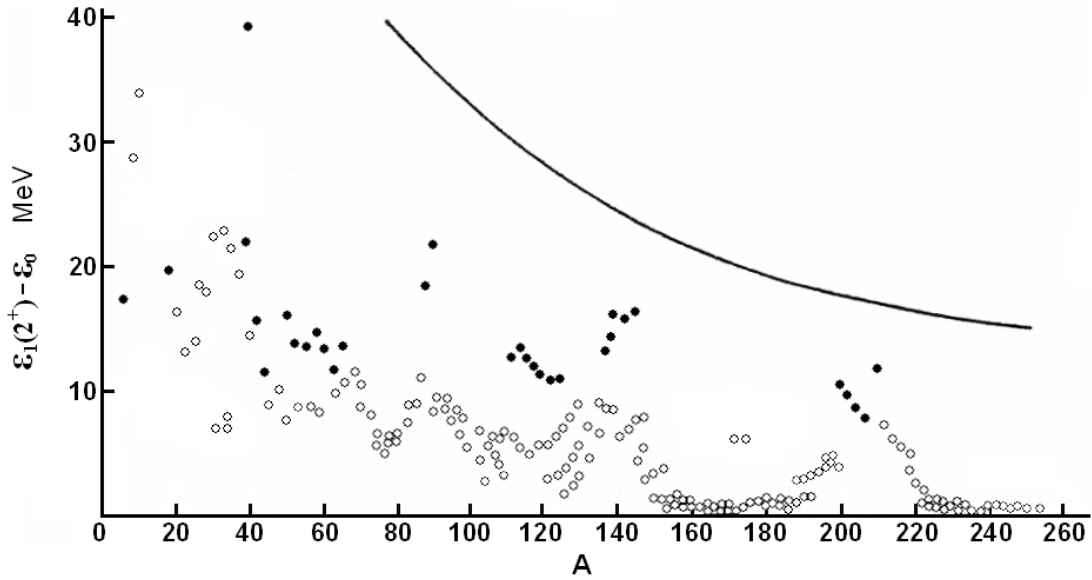
$$B(N, Z) = b_v A - b_s A^{2/3} - \frac{1}{2} b_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} - b_{çift} \frac{\delta}{A} \quad (2.26)$$

Tek-tek çekirdekler için $\delta = 1$, çift-çift çekirdekler için $\delta = -1$ 'dir. Denklem (2.26)'daki diğer parametreler ise $b_v = 16 \text{ MeV}$, $b_s = 20 \text{ MeV}$, $b_{sym} = 25 \text{ MeV}$ ve $b_{çift} = 27 \text{ MeV}$ 'e eşittir. Kabuk etkisi, N veya Z' ye bağlı olan bağlanma enerjisinde teklige sebep olmaktadır. Sihirli sayıya sahip olan bir çekirdeğe bir nükleon eklendiğinde bağlanma enerjisi yaklaşık 2 MeV kadar düşmektedir. Bu azalma özellikle çift sihirli sahip çekirdeklerde görülmektedir. Çift sihirli sayıya sahip çekirdek, hem nötron sayısı, hem de proton sayısı sihirli sayıya karşılık gelen çekirdeklerdir. Kısacası kabuk etkisi bağlanma enerjisinde değişiklik yapmaktadır.

Kabuk etkilerinden bir diğeri ise verilen bir elementin ve farklı izotoplarının tabiattaki bolluk yüzdeleridir. Sihirli sayıya sahip çekirdeklerin kararlı ve uzun ömürlü izotoplarının sayısı, bu değerlere komşu olan çekirdeklerdeki sayıdan daha fazladır. Sihirli sayılara sahip çekirdekler, bu sayılara yakın çekirdeklerden daha fazla A'sı tek sayı olan ve kararlı izotonlara sahiptir.

Kabuk modeli çift-çift deforme çekirdekte taban durumlarının $I^\pi = 0^+$ ve ilk uyarılmış seviyenin ise $I^\pi = 2^+$ olduğunu belirtir. İlk 2^+ seviyesi uyarılması en kolay seviyelerin serbestlik derecesiyle ilgilidir. Dolayısıyla ilk 2^+ durumu farklı çift-çift çekirdekler için farklı olmaktadır.

İlk 2^+ durum enerjisinin A kütle numarasına göre değişimini Şekil 2.3'te gösterilmiştir. Grafikten de görüleceği gibi, bu değişim azalma eğilimi göstermektedir. Fakat bu azalma tekdüze değildir. Ayrıca kabuk etkisinin enerjiyi nasıl değiştirdiği de grafikten açıkça görülmektedir.



Şekil 2.3. Çift-çift çekirdeklerde $I^{\pi}=2^+$ ilk uyarılma seviyelerinin $\epsilon_1(2^+) - \epsilon_0$ enerjileri. Nötron veya proton sayıları sihirli sayı olan çekirdekler siyah noktalar ile diğerleri ise halkalarla gösterilmiştir. Eğri, sıvı damlası modeline göre enerjileri göstermektedir.

Sihirli sayıya sahip çekirdeklerin ilk 2^+ durumu enerjileri, sihirli sayıdan farklı çekirdeklerin enerjilerinden daha büyüktür. Sihirli sayıya sahip çekirdeklerde seviye yoğunluklarında nötron bağlanma enerjisi kadar küçük sapmalar gözlenmektedir. Bu da, kabuk etkisinin önemli diğer bir göstergesidir.

Rezidual etkileşmeler çekirdeklerde çok önemlidir. Etkileşmeler olmasaydı kabuk modelinin yapmış olduğu tahminler ile gerçek çekirdeğin taban ve uyarılmış durumlarıyla ilgili özelliklerin karşılaştırılması anlamsız olacaktı. Yine de sihirli sayıya yakın tek-tek çekirdeklerin spin ve pariteleri kabuk modeli tahminleriyle karşılaştırılabilir.

Çekirdeğin taban durumunda çift sayılı nötron veya protonlar toplam spinini sıfır ve paritesi pozitif olacak şekilde çiftlenirler. Bundan dolayı tek-tek çekirdeklerin spin ve

paritesi çift halde olmayan parçacık tarafından işgal edilmiş ortalama alan seviyesinin spin ve paritesiyle belirlenir.

Şimdi tek-parçacık kabuk modelinin açıklık getirebildiği olaylar açıklanacaktır. Tek parçacık modeli, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spinlerini ve paritelerini doğru olarak tahmin eder. Açıklayabildiği başka bir olay ise nükleer izomerliktir. İzomerik durumlar rölatif uzun ömürler ile nükleer uyarılmış durumlardır. Tek parçacık kabuk modeli çekirdekler içinde izomerik durumların varlığını önceden söyler. Tek parçacık modelinin küresel tek çekirdeklerde taban durumunun spin ve pariteleri ile izomerik durumları açıklamadaki başarısı, spin-yörünge çiftlenimli harmonik osilatör potansiyelinin ortalama alan kuyusunu iyi bir şekilde tasvir ettiğinin gösterir.

Şimdi ise tek parçacık kabuk modelinin açıklayamadığı olaylarla ilgili bilgi verilecektir. Bunlardan biri, çekirdeklerde görülen deformasyon mekanizmasıdır. Ayrıca çekirdeklerde görülen yasak geçişlere de açıklık getiremez. Başka bir nokta ise, deneysel olarak ölçülen eylemsizlik momentinin kabuk modeliyle hesaplanan eylemsizlik momentiyle uyuşmamasıdır. Deneysel değerle teorik değerlerin oranı, $1/3$ 'tür. Kabuk modelinde beklenenden daha fazla enerji düzeyleri ortaya çıkmaktadır. Bu enerji yoğunluğunun neden oluştuğunu kabuk modeli tam olarak açıklayamamaktadır [38].

2.4. Kollektif Model

Bu model Bohr ve Mottelson tarafından ortaya atılmıştır. Modele göre; çekirdek içindeki bütün parçacıkların kollektif hareketleri dikkate alınır. Bunun sonucunda hareket deformasyonları oluşur. Deformasyonun oluşumunda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketi ile ortaya çıkan kutuplanmanın yanı sıra kabuk içindeki özün biçimi ve açılal momentumu da dikkate alınır. Kollektif modelde kabuk modelde olduğu gibi nükleonlar ortalama bir potansiyelde bağımsız olarak hareket ederler. Fakat küresel simetrik bu ortalama potansiyel çekirdek içindeki nükleonların hareketi sonucu deforme olabilir bu da özün küresel simetrisini kaybetmesine neden olur [39].

2.5. Deforme Çekirdeklerde Tek Parçacık Modeli

Sihirli çekirdekler, yani nötron veya proton sayısı 2, 8, 20, 50, 82 olan çekirdekler, taban durumlarında küreseldir. Tek parçacıklı sistemlerde küresel çekirdekler enerji, parite, toplam açısal momentum j ve onun izdüşümü olan m ile karakterize olurlar. Küresel çekirdek şekli, dolmamış kabuklardaki boşlukların veya parçacıkların sayılarının artmasıyla daha az kararlı olmaya başlar. Dolayısıyla çekirdekteki nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur ve eksenel simetrik deforme şekle sahip olur. Bu durumda ise çekirdek enerji, parite ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenini üzerindeki izdüşümü olan K ile karakterize olur. j toplam açısal momentumu ise artık geçerli bir kuantum sayısı olmamaktadır.

Belli bir t zamanı içinde çekirdeğin elipsoit biçiminde bir döngüye sahip olduğu düşünüldüğünde, şekli çok hızlı değişmezse eğer nükleonlar küresel olmayan potansiyele ait yörüngelerde hareket ederler. Böyle bir parçacığın hareketin çekirdek şeklini koruyucu katkısı vardır ve ilişkili parçacık, hareket şeklini değiştirmeden uzaydaki konumun yavaş değişmesine neden olur. Buna örnek olarak çekirdeğin dönüşü verilebilir ve çekirdeğin dönüşü kinetik enerjisi ve açısal momentumuyla tanımlanır.

Eğer çekirdeğin frekansı iç hareketlerinin karakteristik frekanslarına göre daha küçükse, her ikisi birbirinden yaklaşık olarak bağımsız ele alınabilir. Gerçekte deforme çekirdeklerin döngüsel frekansları genellikle yüzey titreşim ve iç hareket frekanslarından küçüktür. Bundan dolayı döngüsel hareketin iç ve titreşim hareketiyle ilişkilendirilmesini ihmal eden adyabatik yaklaşım kullanılabilir. O zaman tek parçacık hareketi problemi eksenel simetrik ve kuadropol deforme olmuş ortalama alan hareketine indirgenmiş olur [37].

BÖLÜM 3. ÇEKİRDEĞİN SÜPERAKIŞKAN MODELİ

Atomik çekirdekteki süperakışkan eşleşme tanımı kullanılan matematiksel yaklaşımları açıklamak için Bardeen, Cooper ve Schriffar tarafından bir teori geliştirilmiştir [40]. Çekirdekdeki etkileşimi tarif eden Hamiltoniyen,

$$H_0 = H_{av} + H_{pair} \quad (3.1)$$

şekindedir. Süperakışkan nötron-proton ilişkileri orta ve ağır çekirdekte yoktur. Ortalama alan potansiyelleri ayrı oluşturulur ve nötron ile protonlar için bağımsız Schrödinger denklemleri çözülür. Bağımsız kuazi parçacık modelinde nötron ve proton sistemleri ayrı ayrı ele alınır. Dolayısıyla (3.1) denklemi,

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (3.2)$$

şeklinde iki kısmı ayrılır. Süperakışkan modele göre nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan çekirdek hamiltoniyeni,

$$H_0(\tau) = \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_\tau\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_\tau \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \quad \tau = n, p \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada $E_0(s)$ normalize olmamış tek parçacık enerjisi, G_τ çiftlenim etkileşmesi sabiti, λ_τ kimyasal potansiyel, $a_{s\sigma}^+(a_{s\sigma})$ parçacık yaratma ve yok etme operatörleridir. Yaratma ve yok etme operatörleri genel antikomütasyon bağıntılarına uyarlar,

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (3.4)$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \quad (3.5)$$

$$a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ + a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ = 0 \quad (3.6)$$

$a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuazi-parçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm,

$$\begin{aligned} a_{s\sigma} &= u_s a_{s,-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \\ a_{s\sigma}^+ &= u_s a_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s a_{s\sigma} \end{aligned} \quad (3.7)$$

şeklindedir. Bu denklemlerdeki $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ terimleri kuazi-parçacık yaratma ve yok etme operatörleridir ve (3.4)-(3.6) denklemlerini sağlarlar. u_s boşluk, v_s ise parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Tanımlanan yeni kuazi-parçacık operatörleri eğer

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (3.8)$$

denklemini sağlarsa fermiyon cebriine uyduğu söylenebilir. Çift sayıda nötron veya proton içeren sistemin taban seviyesi kuazi-parçacık vakumudur. İlgili ψ_0 dalga fonksiyonu,

$$a_{s\sigma} \psi_0 = 0 \quad \psi_0^* a_{s\sigma}^+ = 0 \quad (3.9)$$

denklemden elde edilir. $H_0(\tau)$ hamiltoniyenin beklenen değeri,

$$\langle |H_0(\tau)| \rangle_0 = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_\tau\} v_s^2 - G_\tau \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 - G_\tau \sum_s v_s^4 \quad (3.10)$$

şeklindedir. Ortalama alan potansiyelinin deneysel olarak bulunduğunu ve sonuç olarak çekirdek hamiltoniyenin farklı terimlerin katkılarını içerdiğini unutmamak, özellikle çiftleşme etkileşimlerini ortalama alan potansiyeline ilave etmek gerekir. Dolayısıyla $-G_\tau \sum_s v_s^2 u_s^2$ terimini ortalama çekirdek hamiltoniyenine eklenmelidir.

Tek parçacık enerjileri düzenlendiğinde,

$$E(s) = E_0(s) - \frac{G_\tau}{2} v_s^2 \quad (3.11)$$

şeklinde olur. Burada $-G_\tau \sum_s v_s^4$ terimi çiftlenim etkileşimlerinin karakteristik çekirdek ortalama alan çiftini tanımlar. Bu denklem kullanılarak $H_0(\tau)$ hamiltoniyenin ψ_0 üzerinde ortalama alanı için yeniden bir ifade yazılırsa

$$\langle |H_0(\tau)| \rangle_0 = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_\tau\} v_s^2 - G_\tau \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 \quad (3.12)$$

denklemini elde edilir.

Süperakışkan modelinde nükleonlar arasındaki çiftlenme etkisi, birbirine konjuge olan seviyelerde ve toplam açısız momentumu sıfır olan hallerde meydana gelir. Böylece $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin hamiltoniyenin ortalaması alınır ve varyasyon prensibine dayanan bir yöntem kullanılırsa elde edilen denklem iki çözüme sahip olur. Bunlardan biri $u_s, v_s = 0$ olan trivial çözüm olup bağımsız parçacıklara karşılık gelmektedir. u_s ve v_s fonksiyonları, step (basamak) fonksiyonu eşittir dolayısıyla

$$u_s = 1 - \theta_F(s), \quad v_s = \theta_F(s) \quad (3.13)$$

yazılabilir. Bu bağıntılar için iki farklı durum oluşmaktadır; eğer $E(s) < \lambda_\tau$ ise $\theta_F(s) = 1$ 'dir. Yani tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin altında kalmaktadır. Bu durumda Fermi enerji düzeyine kadar bulunan bütün haller doludur. Diğer durumlar boştur.

Diğer durumda ise $E(s) > \lambda_\tau$ olduğunda $\theta_F(s) = 0$ olur. Yani tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin üstündedir. O zaman Fermi enerji düzeyinin üstündeki seviyeler parçacıklar tarafından doldurulamaz, tamamen boş bırakılır.

Diğer çözüm ise trivial olmayan çözümdür ve kolerasyon fonksiyonuyla karakterize edilir.

Korelasyon (gap) fonksiyonu,

$$\Delta_\tau = G_\tau \sum_s u_s v_s \quad (3.14)$$

şeklinindedir. Her iki durumda da çözümler

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_\tau}{\varepsilon(s)} \right\} \quad v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_\tau}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (3.15)$$

formundadır. Nükleonların kuaziparçacık enerjileri ise

$$\varepsilon(s) = \sqrt{\Delta_\tau^2 + [E(s) - \lambda_\tau]^2} \quad (3.16)$$

şeklinde verilmektedir. Δ ve λ nicelikleri aşağıdaki denklemlerin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için ayrı ayrı hesaplanır:

$$\frac{2}{G} = \sum_s \frac{1}{\varepsilon_s} \quad (3.17)$$

$$N = 2 \sum_s v_s^2 \quad (3.18)$$

BÖLÜM 4. YAKLAŞIK İKİNCİ KUANTUMLAMA METODU

4.1. Giriş

Bu metot ilk olarak Bogolyubov tarafından ileri sürüldü [38] ve daha sonra geliştirilerek elektron gaz probleminin çözümü için uygulandı. Bu metot çok parçacıklı sistemlerin çözümlerinde kullanılmaya başlandı. İkinci kuantumlama metodunun başlıca iki türü vardır. Bunlar Tamm-Dancoff (TDA) metodu ve Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) metodudur.

TDA metodu ilk olarak Tamm tarafından kuantum alan teorisinde formülize edilmiştir [41]. Daha sonra bu metot bağımsız olarak Danchoff tarafından geliştirildi [42]. Metodun matematiksel temeli Fock tarafından geliştirildi. Bunu daha önce fonksiyonlar metoduyla kuantum elektrodinamiğini formülize etmişti. TDA metodu (süperakışkan çiftleme korelasyonları olmadan) hafif, orta ve ağır çekirdeklerle yapılan çalışmalarda yaygın olarak kullanıldı.

TDA metodu sadece uyarılmış hallerin kuaziparçacık etkileşimini hesaba katar, etkileşme taban durumunu içermez. Bu yüzden bir çift-çift çekirdeğin taban durumu kuaziparçacık vakumudur. TDA metodunun bu eksikliği hesaplamalarda taban durumu da hesaba katan yeni bir metot olan RPA metodu tarafından giderilmiştir. Şekil 4.1 (a)'da gösterilen diyagram TDA metodunu içerir. TDA metodunun başlıca eksikliği taban ve uyarılmış durumların asimetric davranışlarıdır. Bu eksik yukarıda ifade edilen tüm durumlarda kuaziparçacık etkileşimini içine alan RPA metodunda gözönüne alınarak giderilmiştir. Yani Şekil 4.1 (b)'de görüldüğü gibi RPA metodu toplamdaki diyagramların geniş bir sınıfı kullanılır. Yaklaşık ikinci kuantumlama metodunun bir türü olan RPA bu bölümde ele alınacaktır.

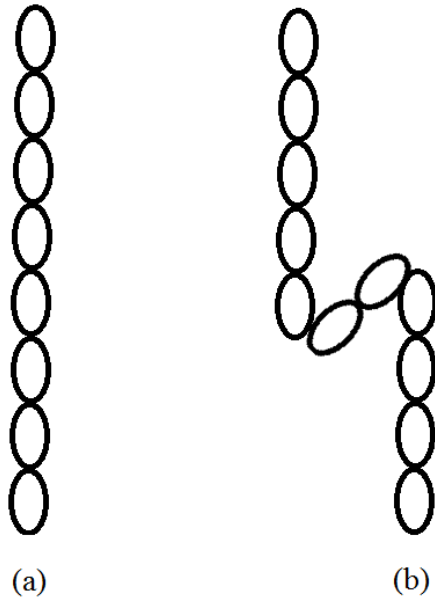
4.2. Rastgele Faz Yöntemi (RPA)

Şimdi RPA metodunun ana prensipleri üzerinde durulacaktır. Bu metotta; $C(s,s')$ ve $C^+(s,s')$ ile gösterilen kuaziparçacık çifti operatörleri kullanılacaktır. Kolaylık olsun diye $C(s,s')$ ve $C^+(s,s')$ operatörleri $C_{ss'}$ ve $C_{ss'}^+$ gibi sade bir şekilde yazılabilir. Bu operatörler;

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s',\rho} \alpha_{s,-\rho} \quad (4.1)$$

$$C_{ss'}^+ = -C_{s's}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',\rho}^+ \quad (4.2)$$

ifadeleriyle tanımlanırlar. Bu ifadelerdeki s ve s' iki farklı durumu, α , α^+ sırasıyla kuaziparçacık yoketme ve kuaziparçacık yaratma operatörleridir. ρ ise ± 1 değerlerini alır.



Şekil 4.1. Yaklaşık ikinci kuantumlama metodunu içeren diyagramlar

(a) TDA metodu (b) RPA metodu

(4.1) ve (4.2) operatörleri aşağıdaki komütasyon bağıntılarına uyarlar.

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st'} \delta_{s't'} + \delta_{st'} \delta_{s't} + \sum_{\substack{s'', \rho'' \\ s''', \rho'''}} F(\delta) \cdot (s, s'; t, t'; s'', s''') \alpha_{s'' \rho''}^+ \alpha_{s''' \rho'''} \quad (4.3)$$

$$[C_{ss'}, C_{tt'}] = [C_{tt'}, C_{ss'}^+] = 0 \quad (4.4)$$

Burada $F(\delta)$ Kronecker δ fonksiyonlarını içine alan bir ifadedir.

Kuaziparçacık etkileşimi çift-çift çekirdeklerde taban hale etki eder. Taban halin dalga fonksiyonu kuaziparçacık vakumuna eşit değildir ve dalga fonksiyonu kuaziparçacıkların sayısı farklı (fakat daima çift) olduğu küçük bileşenlerini de içine alır. Fakat burada sadece taban haldeki ortalama kuaziparçacık sayısının küçük olduğu durumları da hesaba katılacaktır. Bu temel bir varsayımdır. Matematiksel olarak bu varsayım;

$$\langle 0 | \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho'} | 0 \rangle = 0 \quad (4.5)$$

olması anlamına gelir. Bu temel varsayım kullanılırsa (4.3) bağıntısındaki $\alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho'}$ terimlerini içeren ifadeler ihmal edilebilir.

Bu sonuçla $C_{ss'}$ operatörü bozon komütasyon bağıntıları ile tanımlanmış olur. Bundan dolayı bu metoda zaman zaman "kuazi-bozon" yaklaşımı da denir. Artık (4.3) ifadesinin yerine

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st'} \delta_{s't'} - \delta_{st'} \delta_{s't} \quad (4.6)$$

ifadesi yazılabilir. Fonon operatörleri de,

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \} \quad (4.7)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \varphi_{ss'}^i C_{ss'} \} \quad (4.8)$$

şeklinde ifade edilecektir. Buradaki (s, s') indisleri belli seçim kuralları ile birbirine bağlı tek parçacık hallerinin çiftlerini göstermektedir. $i = 1, 2, 3, \dots$ indisi de bir fononlu hallerin dizisini ifade eder. Doğal olarak (s, s') çiftlerinin sayısı ve i hallerinin sayısı eşittir. Bu yüzden $\psi_{ss'}^i$ ve $\varphi_{ss'}^i$ matrisleri kare matrislerdir. Bir çift-çift çekirdeğin taban hali bir fonon vakumu olarak, tüm i 'ler için geçerli olmak üzere,

$$Q|\psi\rangle = 0 \quad (4.9)$$

şartı ile tanımlanacaktır. O halde uyarılmış haller; bir fononlu haller için $Q_i^+\psi$, iki fononlu haller için ise $Q_i^+Q_i^+\psi$ şeklindedir. Taban ve uyarılmış hallere uygun gelen dalga fonksiyonlarının ortonormalliği, fonon operatörlerinin

$$[Q_i, Q_i^+] = \delta_{ij} \quad (4.10)$$

$$[Q_i, Q_j] = [Q_i^+, Q_j^+] = 0 \quad (4.11)$$

ile verilen bozon komütasyon bağıntılarına uyması ile sağlanır.

(4.10), (4.11) ve (4.3), (4.6) şartlarının bir araya gelmesinden $\psi_{ss'}^i$ ve $\varphi_{ss'}^i$ bilinmeyen matrisleri için

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i \psi_{ss'}^j - \varphi_{ss'}^i \varphi_{ss'}^j) = 2\delta_{ij} \quad (4.12)$$

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i \varphi_{ss'}^j - \psi_{ss'}^j \varphi_{ss'}^i) = 0 \quad (4.13)$$

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i \psi_{tt'}^i - \varphi_{ss'}^i \varphi_{tt'}^i) = \delta_{st} \delta_{s't'} + \delta_{st'} \delta_{s't} \quad (4.14)$$

olması gereklidir. Bu bağıntılardan yararlanarak $C(s, s')$ ve $C^+(s, s')$ operatörleri fonon operatörleri cinsinden, ters dönüşüm yapılarak

$$C_{ss'} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i - \varphi_{ss'}^i Q_i^+ \} \quad (4.15)$$

$$C_{ss'}^+ = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i^+ - \varphi_{ss'}^i Q_i \} \quad (4.16)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Şimdi taban halinin yapısı incelenecektir. Bunun için operatörler arasındaki ilişkiyi matris formunda yazmak yararlı olacaktır:

$$\begin{pmatrix} Q \\ Q^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D & -F \\ -F & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C \\ C^+ \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

burada $D = \frac{1}{2} |\psi_{ss'}^i|$ ve $F = \frac{1}{2} |\phi_{ss'}^i|$ şeklindedir. Q ile C karşılık gelen sütun vektörleridir. Kuaziparçacık vakumu ise,

$$C\psi_0 = 0$$

ile belirlidir. RPA vakumu $\psi \equiv |\psi\rangle \equiv |RPA\rangle$ ise (4.9) koşulundan, $Q|RPA\rangle = 0$ ile belirlidir. (4.7)'den Q ,

$$Q = DC - FC^+ \quad (4.18)$$

olur ve $\Gamma = D^{-1}Q$ şeklinde bir operatör tanımlanırsa,

$$\Gamma = C - D^{-1}FC^+ = C + 2LC^+ \quad (4.19)$$

olur. Burada $L = -D^{-1}F$ şeklindedir. Şimdi $1/\sqrt{N}$ normalizasyon sabiti olmak üzere,

$$M = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{-(i/2)C^+LC^+} \quad (4.20)$$

şeklinde bir operatör tanımlanırsa, A^+ ile M 'nin komut olduğu açıktır, bu nedenle,

$$M^{-1}\Gamma M = M^{-1}CM + 2LC^+ \quad (4.21)$$

olur. Şimdi $M^{-1}CM$ operatörü bulunursa;

$$CM = C(s, s') \sum_n \frac{1}{n!} \left(-\frac{1}{2} \sum_{\substack{s \\ t}} \sum_{\substack{s' \\ t'}} C^+(s, s') L(s, s', t, t') C^+(t, t') \right)^n \quad (4.22)$$

ve ayrıca,

$$\begin{aligned} C(s, s') \left(-\frac{1}{2} \right) \sum_{\substack{s \\ t}} \sum_{\substack{s' \\ t'}} C^+(s, s') L(s, s', t, t') C^+(t, t') &= \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{\substack{s \\ t}} \sum_{\substack{s' \\ t'}} C^+(s, s') L(s, s', t, t') C^+(t, t') C(s, s') - 2 \sum_{\substack{s \\ t}} \sum_{\substack{s' \\ t'}} L(s, s', t, t') C^+(t, t') \end{aligned} \quad (4.23)$$

şeklinde. Bazı işlemlerden sonra

$$M^{-1}CM = C - 2LC^+ \quad (4.24)$$

olduğu görülebilir ve bu nedenle,

$$M^{-1} \Gamma M M^{-1} |RPA\rangle = 0 \quad (4.25)$$

olur. Yukarıdaki verilen ifadelerden yararlanılırsa,

$$M^{-1} \Gamma M M^{-1} |RPA\rangle = C M^{-1} |RPA\rangle = 0 \quad (4.26)$$

olur. Fakat $C\psi_0 = 0$ olduğu için,

$$M^{-1} |RPA\rangle = \psi_0 \quad (4.27)$$

şeklinde elde edilir veya,

$$|RPA\rangle = M\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{-(1/2)C^+LC^+} \psi_0 \quad (4.28)$$

olarak bulunur. Böylece çift-çift çekirdeğin bu yaklaşım altında taban hali,

$$|RPA\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp \left\{ \frac{1}{4} \sum_{\substack{s, s' \\ t, t'}} \left((\psi^{-1})_{s's'}^i \varphi_{tt'}^i C^+(s, s') C^+(t, t') \right)^n \right\} \psi_0 \quad (4.29)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifade taban hal fonksiyonunun kuaziparçacıksız olduğunu ve dörtlü, sekizli,... vb. kuaziparçacıklı hallerin katkısından oluştuğunu gösterir. Bu yaklaşım altında $|RPA\rangle$ iki kuaziparçacıklı bileşenleri içermemektedir.

4.3. Kuaziparçacık Rastgele Faz Yöntemi (QRPA)

Kapalı kabukları tam olarak dolmamış, eşleşme etkileşmesinin kuvvetli olduğu çekirdekler için RPA yaklaşımının kuaziparçacık versiyonu olan ve QRPA ile temsil edilen bir yaklaşım kullanılır. Bu yaklaşım, deforme çekirdeklerde gözlenen [7] makas mod uyarılmaları kadar düşük enerjili çok kutupluluk titreşimleri ve dev rezonansları da [43] açıklamada başarılı bulunmuş bir yaklaşımdır.

Çift-çift deforme çekirdeklerde iki kuaziparçacığın birleştiği farzedilirse paritesi, açılal momentumu ve K izdüşümü olan seviyelerin yoğunluğu artacaktır. Burada çekirdeğin aksenal simetri merkezinin olması önemlidir. Yani çekirdeği 180° döndürsek simetride hiçbir değişiklik olmaz. Eğer spin I=1 ise K=1, -1, 0 değerlerini alır ve burada simetri eksenini için yozlaşma olduğundan K=1, 0 değerlerini alır. Bu yaklaşımın (QRPA) diğer adı Kuazi-Bozon Yaklaşımı (QBA)'dır. İki kuaziparçacık (kuaziparçacığın spini 1/2 ve katlarıdır) birleşirse spini 1 olan parçacık üretir veya yok eder. Kuaziparçacık boş ve dolu kabuk arasında olabilir. Spini 1 olan parçacıklar Bozon-Einstein istatistiğine uyduklarından dolayı bu yaklaşıma QBA yaklaşımı denmiştir.

Bu yaklaşımda RPA yaklaşımında verilen (4.3) ifadesi

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st'}\delta_{s't} + \delta_{st}\delta_{s't'} + \sum_{\substack{s'', \rho'' \\ s''', \rho'''}} F(\delta) \cdot (s, s'; t, t'; s'', s''') \alpha_{s''\rho''}^+ \alpha_{s'''\rho'''} \quad (4.30)$$

şeklinde idi. QRPA metodunda bu ifadedeki altı çizili olan terimler gözönüne alınmaz.

BÖLÜM 5. ÖTELEME DEĞİŞMEZ QRPA MODELİNDE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARI

Çok parçacıklı sistemlerin incelenmesinde çoğu zaman yaklaşımlı modeller kullanılır. Bunun sonucu olarak kullanılan hamiltoniyenlerin bu veya diğer dönüşümlere göre değişmezliği bozulmaktadır. Kabuk model hamiltoniyeni birbirinden bağımsız nükleonların hareketini ifade etmektedir ve bu hamiltoniyen kullanılan ortalama alan potansiyelinden dolayı öteleme simetrisini bozmaktadır. Dolayısıyla çekirdek hamiltoniyenlerinde meydana gelen kırınımların kabuk modelde kullanılan potansiyellerden kaynaklandığı görülür. Bu simetri kırınımları kendiliğinden meydana geldiğinden, Goldstone teoremine göre [44] enerjisi sıfır olan 'spurious' halinin enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışmasına neden olur. Öteleme değişmezliğin kırılmasından meydana gelen $\omega=0$ hali çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşılık gelmektedir ve bu durumun spini ve paritesi $\Gamma^\pi=1^-$ olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir mod'dur ve bundan dolayı bu haller çekirdek fiziğinde sahte (spurious) haller olarak adlandırılmışlardır. Buna göre de $\omega=0$ enerjili sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından ayrılması mikroskopik modellerin temel gereksinimlerinden biridir.

Böylelikle çekirdek uyarılmalarını doğru ifade etmek için nükleonlar arasında etkin kuvvetler kullanılan hamiltoniyenin değişmezliğini özuyumlu olarak restore edecek biçimde seçilmelidir. Tek parçacık ortalama alan potansiyelinde çiftlenim etkileşmesi yapan sistemde dipol-dipol W_{dip} ve restore edici h_0 etkileşmelerinin 1^- seviyelerini ürettiği düşünülerek öteleme değişmez hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılabilir [45,46]:

$$H = H_{sqp} + h_0 + W_{dip}. \quad (5.1)$$

Burada h_0 kırılan öteleme değişmezliği restore etmek için seçilmiş ayrılabilir etkin kuvveti ve W_{dip} nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmelerini gösterir [46]:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_{\mu}]^+ [H_{sqp}, P_{\mu}] \quad , \quad P_{\mu} = \sum_i P_{\mu}^i \quad (5.2)$$

$$W_{dip} = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\bar{R}_N - \bar{R}_Z)^2 \quad , \quad \bar{R}_{\tau} = \frac{1}{N_{\tau}} \sum_{k=1}^{N_{\tau}} r_k \quad (5.3)$$

Burada \bar{R}_{τ} nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezi koordinatlarıdır. P_{μ} ise $I^{\pi}=1^{-}$ uyarılmaları için toplam momentumun küresel bileşenleridir ve tek-parçaçık matris elemanları $(P_{\mu})_{ss'}$ ile gösterilir ($\mu=0,\pm 1$). Ayrıca burada $u_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$ ve $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$ şeklindedir ve γ parametresi $\gamma^{(\mu)} = 2 \sum_{ss'} \varepsilon_{ss'} L_{ss'}^2 (P_{\mu})_{ss'}^2$ ile verilir.

QRPA' da 1^{-} seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+ |\psi_0\rangle = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \tau} [\psi_{qq'}^i(\tau) A_{qq'}^+(\tau) - \phi_{qq'}^i(\nu) A_{qq'}(\nu)] |\psi_0\rangle \quad (5.4)$$

Burada $A_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{q'\rho} \alpha_{q,-\rho}$ iki kuaziparçacık operatörüdür. A operatörleri spini ve paritesi $I^{\pi}K=1^{-}K$ çifti oluşturmaktadır. Q_i^+ fonon üretim operatörü $|\psi_0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumu olduğu kesim (3.1)'den bilinmektedir.

RPA yaklaşımında (q, q') çiftlerinin sayısı i durumlarının sayısıyla belirlenir ve böylece $\psi_{qq'}^i$ ve $\phi_{qq'}^i$ katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar:

$$\sum_{qq'\tau} [\psi_{qq'}^i(\tau)^2 - \phi_{qq'}^i(\tau)^2] = 1 \quad (5.5)$$

Hamiltoniyen (5.1)'in özdeğerlerini ve özfonksiyonlarını bulmak için QRPA'nın yöntemleriyle $[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$ hareket denklemi çözülürse 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri ve (5.4) dalga fonksiyonunun ψ_{qq}^i ve φ_{qq}^i genlikleri için uygun ifadeler elde edilir.

$I^\pi=1^-$ uyarılmalarının elektrik dipol özellikleri

Elektrik dipol geçişlerinin taban halinden $I^\pi=1^-$ durumlarına indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir [47]:

$$B(E1, 0 \rightarrow 1^- K_f) = |M(0^+ \rightarrow 1^- K_f)|^2 \quad (5.6)$$

QRPA'da 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları kullanılarak taban durumundan bir fononlu 1^- seviyelerinin uyarılma matris elemanı aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K_f) = \langle \psi_i | (1^- K) M(E1, \mu) | \psi_0 \rangle = \langle \psi_0 | [Q_n, M(E1, \mu)] | \psi_0 \rangle \quad (5.7)$$

ve burada $M(E1)$ elektrik dipol operatörü

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (5.8)$$

olarak verilir. (5.7) komutatörü $[Q_n, M(E1, \mu)]$ hesaplanarak E1 geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir [28]:

$$B(E1, 0^+ \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{K,1}) \frac{1}{Y(\omega_i)} | (e_{eff}^p M_p + e_{eff}^n M_n) |^2 \quad (5.9)$$

burada

$$M_\tau = 2 \sum_{ss'} (\tau) \frac{\epsilon_{ss'}^3 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad Y(\omega_i) = Y_n(\omega_i) + Y_p(\omega_i)$$

$$Y_{\tau}(\omega_i) = 2\omega_i \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'}^5 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} \quad (5.10)$$

şeklindedir ve (5.9) ifadesinde nötron ve protonların efektif elektrik yükleri $e_{eff}^p = N/A$ ve $e_{eff}^n = -Z/A$ olarak belirlenmiştir.

BÖLÜM 6. SAYISAL SONUÇLAR

Bu kısımda $A=130-200$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdeklere elektrik dipol uyarılmaları için Bölüm 5'te ileri sürülen öteleme değişmez model uygulanmıştır. Söz konusu aralıkta yer alan izotop zincirlerinin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları deforme Woods-Saxon potansiyeli yardımıyla elde edilmiştir [1]. Hesaplamalarda β_2 deformasyon parametresi [48] yardımıyla elde edilen δ_2 ortalama alan potansiyelinin deformasyon parametresi kullanılmıştır. Ayrıca kullanılan Δ ve λ nicelikleri [37] ve δ_2 deformasyon parametreleri ile birlikte Tablo 6.1'de verilmiştir. İzovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametresi $\chi = 300A^{-5/3} fm^{-2} MeV$ olarak alınmıştır [46].

Hesaplamalar Bölüm 5'te bahsedilen öteleme değişmez model ile kırımlı hamiltoniyen kullanılan öteleme değişmez olmayan modele göre gerçekleştirilmiştir. Hesaplanan en düşük 1^- durumlarının enerjisi ve dipol uyarılma ihtimallerinin uygun deneysel verilerle karşılaştırılması Tablo 6.2'de verilmektedir. Bazı deneylerde parite tam olarak ayırt edilemediğinden uyarılmaların manyetik veya elektrik dipol karakterli olduğu anlaşılamamaktadır. Bundan dolayı paritesi belirlenmiş ve elektrik dipol uyarılması olduğu kesin olarak bilinen durumlar referans alınmıştır. Bazı durumlarda en düşük enerjili iki seviyenin birbirine çok yakın olduğu görülmüş ve bunlar için en düşük enerjili ikinci seviye göz önüne alınmıştır.

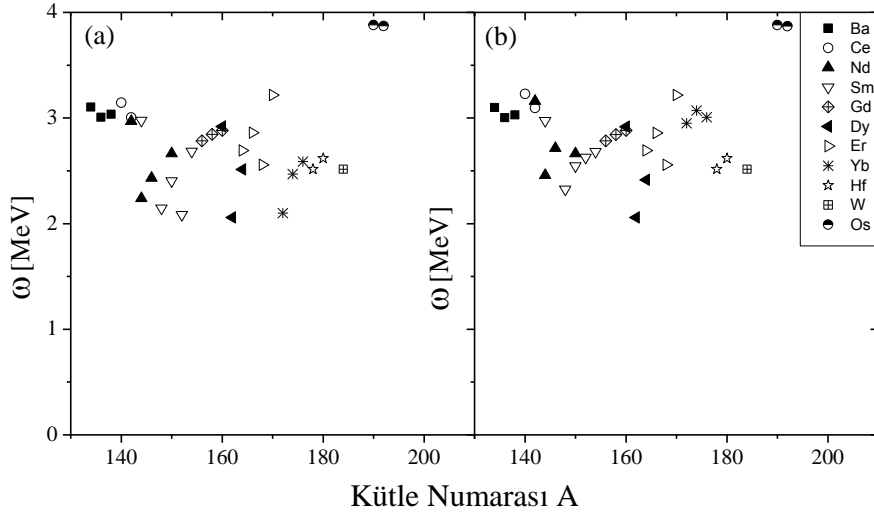
Tablo 6.1. A=130-200 Kütle Bölgesindeki çekirdekler için δ_2 ve çift korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δn	λ_n	Δp	λ_p	δ_2
¹³⁴ Ba	1,30	-8,583	1,17	-6,712	0,094
¹³⁶ Ba	0,81	-8,130	1,17	-7,461	0,106
¹³⁸ Ba	0,70	-7,010	1,17	-8,006	0,079
¹⁴⁰ Ce	1,19	-7,663	1,34	-7,047	0,087
¹⁴² Ce	1,13	-6,505	1,30	-7,730	0,097
¹⁴² Nd	0,75	-8,279	1,35	-6,023	0,080
¹⁴⁴ Nd	0,70	-7,113	1,08	-6,732	0,130
¹⁴⁶ Nd	1,01	-6,684	1,18	-7,418	0,131
¹⁵⁰ Nd	0,75	-6,432	1,10	-9,178	0,247
¹⁴⁴ Sm	1,20	-8,936	1,40	-5,052	0,076
¹⁴⁸ Sm	0,82	-7,368	1,07	-6,415	0,142
¹⁵⁰ Sm	1,16	-6,990	1,20	-7,075	0,141
¹⁵² Sm	1,00	-7,168	1,00	-7,988	0,265
¹⁵⁴ Sm	0,90	-6,909	1,25	-8,665	0,296
¹⁵⁶ Gd	1,12	-7,492	1,28	-7,424	0,291
¹⁵⁸ Gd	1,07	-7,159	1,28	-8,020	0,303
¹⁶⁰ Gd	1,01	-6,797	1,28	-8,608	0,308
¹⁶⁰ Dy	1,00	-7,750	1,00	-6,812	0,293
¹⁶² Dy	1,01	-7,376	1,03	-7,407	0,297
¹⁶⁴ Dy	0,95	-6,886	0,77	-8,040	0,269
¹⁶⁴ Er	0,80	-7,888	0,70	-6,145	0,264
¹⁶⁶ Er	0,95	-7,472	0,70	-6,712	0,272
¹⁶⁸ Er	1,00	-7,001	0,70	-7,314	0,251
¹⁷⁰ Er	0,86	-6,576	1,25	-7,854	0,303
¹⁷² Yb	0,70	-7,148	0,83	-6,508	0,280
¹⁷⁴ Yb	0,82	-6,668	0,98	-7,111	0,273
¹⁷⁶ Yb	0,81	-6,189	1,01	-7,667	0,269
¹⁷⁸ Hf	0,70	-6,845	0,81	-6,658	0,236
¹⁸⁰ Hf	0,82	-6,413	0,90	-7,245	0,230
¹⁸⁴ W	0,94	-6,593	0,7	-6,783	0,223
¹⁹⁰ Os	0,89	-6,917	1,00	-7,078	0,154
¹⁹² Os	0,84	-6,646	1,00	-7,651	0,144

Tablo 6.2. A=130-200 Kütle Bölgesindeki çift-çift çekirdeklerin öteleme değişmez olmayan ve öteleme değişmez model kullanılarak 2-4 MeV arasında hesaplanmış ilk uyarılma enerjileri ve elektrik dipol geçiş ihtimallerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

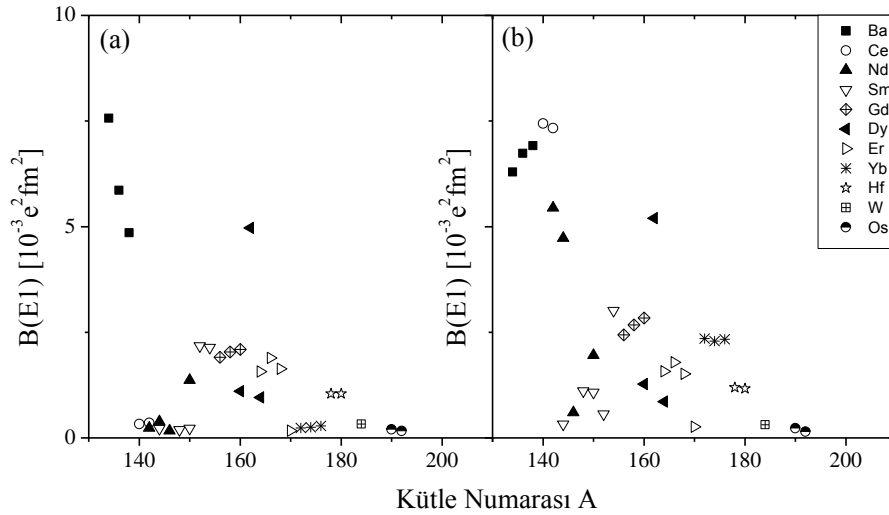
Çekirdek	Öteleme değişmez olmayan model		Öteleme değişmez model		Deney	
	$H = H_{spp.} + W_1$		$H = H_{spp.} + h_0 + W_1$			
	ω [MeV]	B(E1) [$10^{-3}e^2fm^2$]	ω [MeV]	B(E1) [$10^{-3}e^2fm^2$]	ω [MeV]	B(E1) [$10^{-3}e^2fm^2$]
¹³⁴ Ba	3,103	7,567	3,098	6,295	2,824	2,30±0,30 [49]
¹³⁶ Ba	3,007	5,860	3,002	6,738	3,436	5,01±0,92 [50]
¹³⁸ Ba	3,035	4,855	3,028	6,916	4,026	4,35±0,92 [17]
¹⁴⁰ Ce	3,145	0,328	3,228	7,440	3,643	5,55±0,39 [17]
¹⁴² Ce	3,004	0,358	3,095	7,332	2,187	11,7±3,6 [51]
¹⁴² Nd	2,969	0,237	3,16	5,446	3,425	16,3±2,4 [15]
¹⁴⁴ Nd	2,24	0,387	2,458	4,731	2,185	9,51±0,64 [52]
¹⁴⁶ Nd	2,433	0,171	2,713	0,601	2,830	0,73±0,11 [15]
¹⁵⁰ Nd	2,664	1,365	2,663	1,957	2,414	3,0±0,4 [15]
¹⁴⁴ Sm	2,976	0,221	2,975	0,323	3,226	19,5±2,6 [53]
¹⁴⁸ Sm	2,146	0,194	2,325	1,111	2,762	4,6 [53]
¹⁵⁰ Sm	2,403	0,226	2,546	1,076	2,551	0,7 [53]
¹⁵² Sm	2,084	2,177	2,627	0,563	2,510	0,9 [53]
¹⁵⁴ Sm	2,683	2,136	2,681	3,012	2,555	5,2 [53]
¹⁵⁶ Gd	2,785	1,908	2,784	2,439	2,539	2,7±0,7 [18]
¹⁵⁸ Gd	2,845	2,035	2,844	2,673	2,823	2,6±0,6 [18]
¹⁶⁰ Gd	2,883	2,095	2,882	2,839	2,471	3,1±0,5 [22]
¹⁶⁰ Dy	2,920	1,107	2,918	1,274	2,877	3,0±0,8 [19]
¹⁶² Dy	2,059	4,972	2,057	5,198	2,520	5,0±0,4 [13]
¹⁶⁴ Dy	2,513	0,956	2,414	0,857	2,052	1,0±0,24 [54]
¹⁶⁴ Er	2,692	1,568	2,692	1,574	2,404	1,63±0,66 [20]
¹⁶⁶ Er	2,860	1,890	2,859	1,789	2,768	1,77±0,28 [20]
¹⁶⁸ Er	2,557	1,634	2,557	1,513	2,417	1,61±0,27 [20]
¹⁷⁰ Er	3,216	0,171	3,216	0,262	2,930	0,96±0,31 [20]
¹⁷² Yb	2,099	0,235	2,950	2,353	2,210	10,5±2,0 [21]
¹⁷⁴ Yb	2,470	0,253	3,071	2,289	3,009	3,5±1,0 [21]
¹⁷⁶ Yb	2,587	0,284	3,008	2,335	3,126	3,4±1,4 [21]
¹⁷⁸ Hf	2,515	1,043	2,514	1,192	2,248	0,92±0,38 [23]
¹⁸⁰ Hf	2,618	1,044	2,617	1,167	2,582	2,78±0,39 [23]
¹⁸⁴ W	2,514	0,33	2,514	0,312	2,056	2,7±0,3 [24]
¹⁹⁰ Os	3,88	0,204	3,880	0,230	2,297	1,14±0,11 [25]
¹⁹² Os	3,87	0,164	3,869	0,146	2,478	1,01±0,08 [25]

Şekil 6.1 incelendiğinde, öteleme değişmezliğin kırınımının restore edilmesinin enerji seviyelerini çok fazla etkilemediği görülmektedir. Bunun sebebi öteleme değişmezlikte kütle merkezinin titreşim enerjisi, nötronun bağlanma enerjisi civarında olduğundan öteleme değişmezliğin restorasyonu 4 MeV'e kadar enerji seviyelerini çok az etkilemesidir.



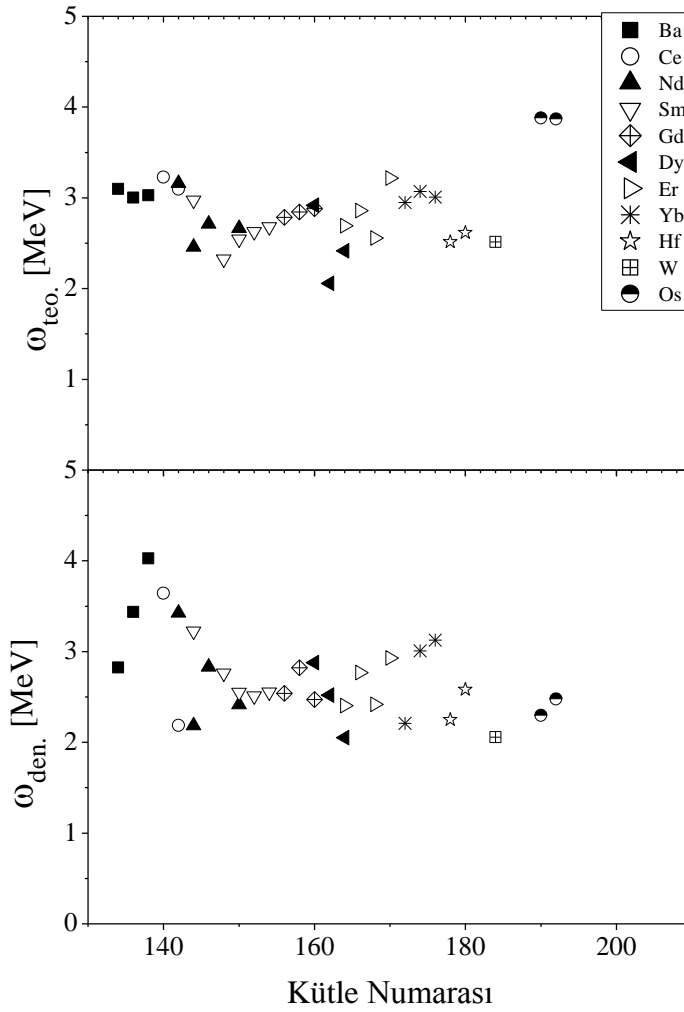
Şekil 6.1. 2-4 MeV enerji aralığında öteleme değişmez olmayan ile öteleme değişmez modellere göre hesaplanan en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin karşılaştırılması. (a) Öteleme değişmez olmayan QRPA ($h_0 = 0$); (b) öteleme değişmez QRPA

Şekil 6.2'de elektrik dipol uyarılma ihtimallerine bakıldığında ise öteleme değişmez modele göre hesaplanan değerlerin öteleme değişmez olmayan modele göre hesaplanandan genellikle daha büyük olduğu ve deneysel sonuçlara daha yakın olduğu görülmektedir. Dolayısıyla h_0 izovektör teriminin hamiltoniyene ilave edilmesi ile elde edilen öteleme değişmez modelin deney ile daha uyumlu olduğu söylenebilir.



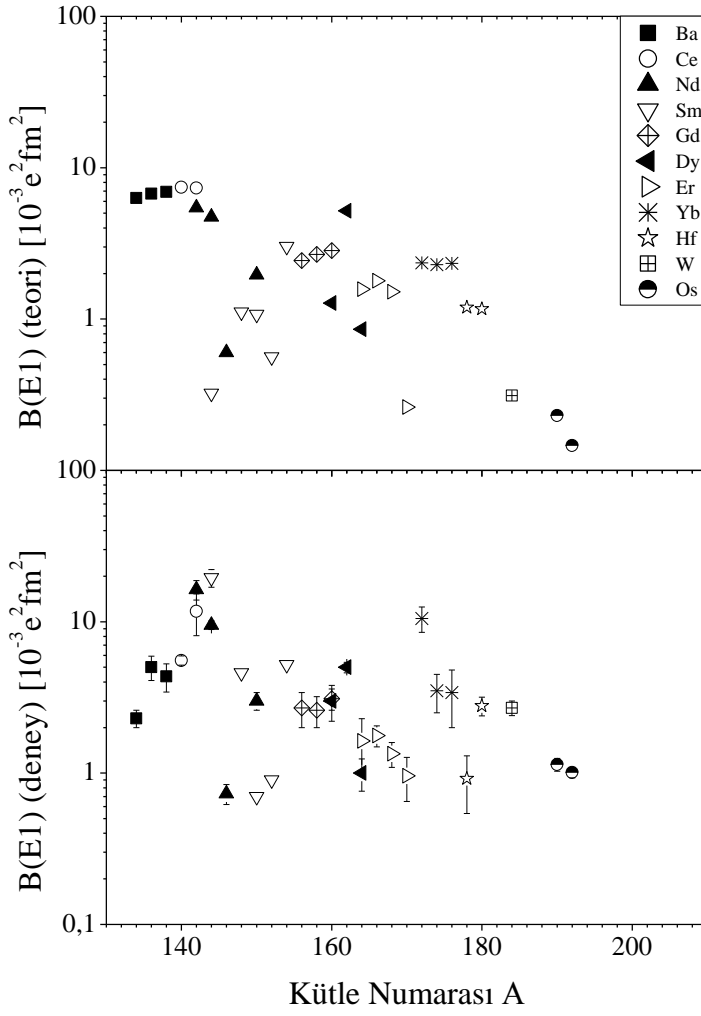
Şekil 6.2. 2-4 MeV enerji aralığında öteleme değişmez olmayan ile öteleme değişmez modellere göre hesaplanan en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin karşılaştırılması. (a) Öteleme değişmez olmayan QRPA ($h_0 = 0$); (b) öteleme değişmez QRPA

Şekil 6.3'de ^{134}Ba ile ^{192}Os arasındaki çekirdeklerin öteleme değişmez model ile hesaplanan en düşük (veya ikinci en düşük) uyarılma enerjileri deneysel sonuçlarla karşılaştırılmaktadır. Görüldüğü üzere küresel şekle sahip ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd ve ^{144}Sm çekirdeklerinin uyarılma enerjileri genellikle 3 MeV'in üzerindedir. Deforme çekirdek bölgesinde 2,5-3 MeV civarında uyarılma enerjileri gözlenmektedir. $^{190,192}\text{Os}$ çekirdekleri için ise daha yüksek uyarılma enerjileri hesaplanmıştır. Sonuçlar incelendiğinde, genel olarak iyi deforme nadir toprak çekirdeklerinde elde edilen verilerin deney ile oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.



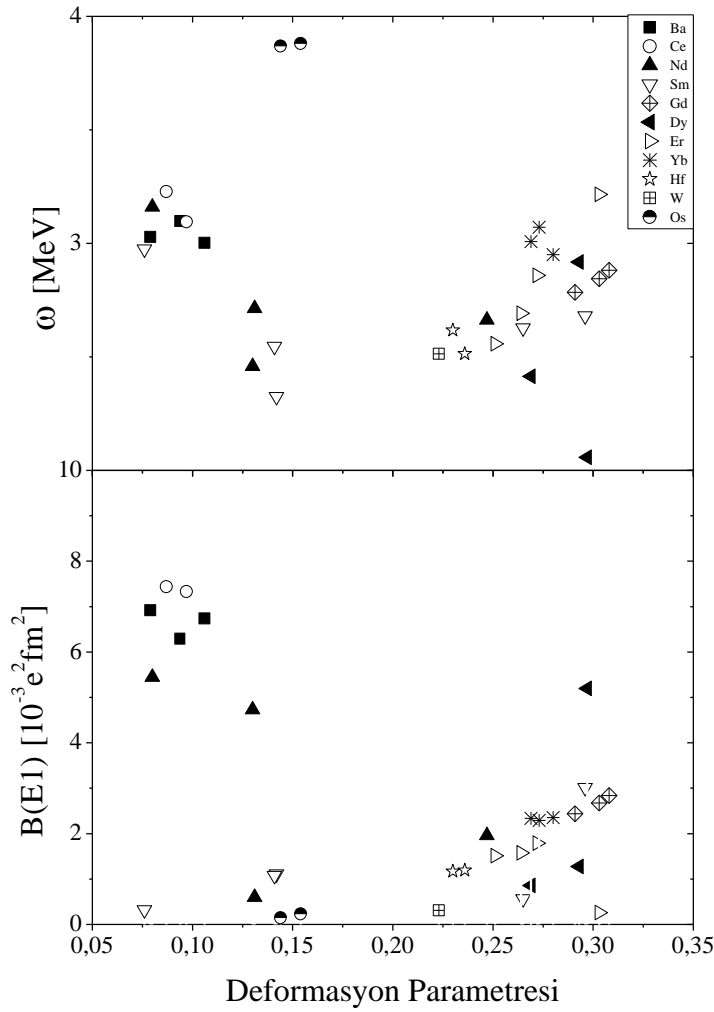
Şekil 6.3. ^{134}Ba - ^{192}Os arasındaki çekirdeklerin öteleme değişmez model ile hesaplanan en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

Şekil 6.4'de en düşük enerjili 1^- seviyelerinin elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin kütle numarasına bağlı değişimi verilmektedir. Teoride yaklaşık $A=140$ ve $A=162$ kütle bölgesi civarında iki tane maksimum görülmektedir ve elektrik dipol uyarılma ihtimalleri sırasıyla $7 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ ve $5 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ civarındadır. $A=180$ den sonraki kütle bölgesinde bulunan ^{184}W ve $^{190,192}\text{Os}$ çekirdekleri için hesaplanan uyarılma ihtimallerinde bir düşüştən bahsedilebilir ve bu değerler $1 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ 'nin altında kalmaktadır. Şekle bakıldığında genel olarak iki tepeli bir yapı mevcuttur. Deney için de aynı durum söz konusudur.



Şekil 6.4. $A=130-200$ kütle bölgesindeki çift-çift çekirdeklerin en düşük enerjili 1^- seviyelerinin öteleme değişmez model ile hesaplanan elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

Şekil 6.5'te en düşük enerjili 1^- seviyelerinin uyarılma enerjileri ve elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin deformasyon parametresine bağımlılığı verilmektedir. Şekil incelendiğinde üç farklı bölgeye ayrıldığı görülür; bunlardan ilki $N=82$ olan küresel çekirdeklerdir. Daha sonra kararlı deformasyona sahip ve δ_2 deformasyon parametresi 2,5'un üstünde olan nadir toprak çekirdekleri gelmektedir. Son olarak ise deformasyon parametresi 2,5'un altında kalan ve geçiş bölgesinde bulunan gama-soft çekirdekler yer alır.



Şekil 6.5. ^{134}Ba - ^{192}Os arasındaki çekirdeklerin uyarılma enerjilerinin ve elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin deformasyon parametresine bağlı değişimleri

Küresel çekirdeklerde genellikle 3 MeV civarında uyarılma görülmüştür. Küresel Sm çekirdeği dışında ise oldukça güçlü uyarılma ihtimalleri hesaplanmıştır. Deformasyon parametresi $\delta_2=0,15$ 'e kadar arttıkça uyarılma enerjilerinde düşüş, elektrik dipol uyarılma ihtimallerinde ise artış görülmüştür. Nadir toprak çekirdek bölgesinde ise deformasyon arttıkça uyarılma enerjisinin de arttığı söylenebilir. Elektrik dipol uyarılma ihtimalleri ise $2,5 - 3 \times 10^{-3} e^2 fm^2$ civarındadır, dolayısıyla deformasyondaki değişim uyarılma ihtimallerini çok fazla etkilememektedir.

BÖLÜM 7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında QRPA çerçevesinde öteleme değişmez hamiltoniyenler kullanılarak $A=130-200$ kütle aralığında bulunan ve farklı deformasyon bölgelerine yerleşen çift-çift çekirdeklerin en düşük enerjili elektrik dipol uyarılmaları incelenmiştir. Öteleme değişmezliğinin kırınımına neden olan ortalama alan ve çiftlenim potansiyellerinin olduğu bir durumda çekirdek hamiltoniyeninin öteleme değişmezliğini restore edici etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori kullanılmıştır. Kırılan simetrikli hamiltoniyenlerin restorasyonu ile elde edilen modelin en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin ve elektrik dipol uyarılma ihtimalleri üzerindeki etkisi araştırılmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Bugüne kadar yapılan çeşitli çalışmalarda 2-4 MeV enerji bölgesine yerleşen farklı deformasyonlara sahip çekirdeklerin 1^- seviyelerinin dağılımları araştırılmıştır. Fakat bu geniş kütle bölgesi için en düşük enerjili seviyelerinin özellikleri ve sistematikleriyle ilgili deneysel tek bir çalışma vardır, teorik olarak ise herhangi bir çalışma bulunmamaktadır.

Bu bakımdan bu çalışmada $A=130-200$ kütle bölgesinde bulunan küresel, nadir toprak ve gama-soft çekirdeklerin en düşük enerjili uyarılma enerjileri ve elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin kütle numarasına ve deformasyon parametresine bağlı değişimleri araştırılmıştır. Ayrıca bir kaç çekirdek için öteleme değişmez model ile hesaplanan $B(E1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımları araştırılmış ve belirli çekirdek grupları için sistematik davranışlar incelenmiştir.

Hesaplamalar öteleme değişmez model ile kırınımlı hamiltoniyen kullanılan öteleme değişmez olmayan modele göre gerçekleştirilmiştir. Sonuçlar incelendiğinde, öteleme değişmezliğinin restore edilmesinin 2-4 MeV enerji aralığında en düşük

enerji seviyelerini çok az etkilediği, elektrik dipol uyarılma ihtimallerinin ise deneyle daha uyumlu olduğu görülmüştür.

Küresel şekle sahip ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd ve ^{144}Sm çekirdeklerinde genellikle 3 MeV'in üzerinde, yüksek deformasyon parametrelerine sahip nadir toprak çekirdeklerinde ise 2,5-3 MeV civarında uyarılma enerjileri hesaplanmıştır. En düşük enerjili 1^- seviyelerinin elektrik dipol uyarılma ihtimallerinde $A=140$ ve 162 kütle bölgelerinde iki tepeli bir yapıdan bahsedilebilir. Geçiş bölgesindeki çekirdeklerde ise oldukça düşük $B(E1)$ değerleri hesaplanmıştır.

Düşük enerjili elektrik dipol uyarılmalarının teorik olarak incelenmesi, deneylerde makas mod bölgesinde gözlenen seviyelerin yorumlanması açısından oldukça önemlidir. Örneğin nadir toprak bölgesindeki çekirdeklerde gözlenen bazı seviyelerin pariteleri kesin olarak belirlenemezken, teorik çalışmalarla deneysel verilerin birlikte değerlendirilmesi sonucu paritesi bilinmeyen pek çok seviye hakkında bilgi sahibi olunabilmektedir. Ayrıca teoriklerin öngördüğü çalışmalar deneylerin elde ettiği gözlemlere ışık tutarak deneyin gelişmesini sağlamaktadır. Böylece gelişen teorik fizik kendi bulgularıyla deneysel fizik çalışmalarını tetiklemiş olur.

KAYNAKLAR

- [1] DUDEK, J., WERNER, T., New parameters of the deformed Woods-Saxon potential for A=110-210 nuclei, J. Phys. G: Nucl. Phys., 4, 10, 1543-1561, 1978.
- [2] KRANE, K.S., Nükleer Fizik 1. Cilt, Çeviri Editörü: Başar Şarer, Palme Yayıncılık, 2006
- [3] OKAMOTO, K., Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photo nuclear Reactions, Phys. Rev., 110, 143-153, 1958.
- [4] 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.
- [5] LO IUDICE, N., PALUMBO, F., New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei, Phys. Rev. Lett., 41, 1532-1534, 1978.
- [6] IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, Nucl. Phys. A, 358, 89-112, 1981.
- [7] 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.
- [8] BERG, U.E.P., BLASING, C., DREXLER, J., HEIL, R.D., KNEISSEL, U., NAATZ, W., RATZEK, R., SCHENNACH, S., STOCK, R., WEBER, T., WICKERT, H., FISCHER, B., HOLLICK, H., KOLLEWE, D., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$, Phys. Lett. B, 149, 59-63, 1984.
- [9] BALDWIN, G.C., KLAIBER, G.C., Photo-Fission in Heavy Elements, Phys. Rev., 71, 3-10, 1947.
- [10] GOLDHABER, M., TELLER, E., On nuclear dipole vibrations, Phys. Rev., 74, 1046-1049, 1948.
- [11] BOHLE, D., KILGUS, G., RICHTER, A., DE JAGER, C.W., DE VRIES, H., Inelastic electron scattering form factor of orbital magnetic dipole excitations

- in ^{164}Dy , Phys. Lett. B, 195, 326-330, 1987.
- [12] HEIL, R.D., PITZ, H.H., BERG, U.E.P., KNEISSL, U., HUMMEL, K.D. KILGUS, G., BOHLE, D., RICHTER, A., WESSELBORG, C., VON BRENTANO, P., Observation of orbital magnetic dipole strength in the actinide nuclei ^{232}Th and ^{238}U , Nucl. Phys. A, 476, 39-47, 1988.
- [13] VON BRENTANO, P., ZILGES, A., HERZBERG, R.D., ZAMFIR, N.V., KNEISSL, U., HEIL, R.D., PITZ, H.H., WESSELBORG, C., Low lying Electric dipole excitations in nuclei of the Rare earth region, 4th International Spring Seminar on Nuclear Physics in Amalfi, Italy, May 18-22, 1992: " The building blocks of nuclear structure".
- [14] VON BRENTANO, P., ZILGES, A., HEIL, R.D., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., PITZ, H.H., WESSELBORG, C., Low Energy Electric Dipole Modes in nuclei around $N=82$, Nucl. Phys. A, 557, 593-602, 1993.
- [15] PITZ, H.H., HEIL, R.D., KNEISSL, U., LINDENSTRUTH, S., SEEMAN, U., STOCK, R., Low-energy Photon Scattering off $^{142,146,148,150}\text{Nd}$: An investigation in the mass region of a nuclear shape transition, Nucl. Phys. A, 509, 587-604, 1990.
- [16] METZGER, F.R., Low-lying E1 transitions in the stable even Sm isotopes, Phys. Rev. C, 14, 543-547, 1976.
- [17] HERZBERG, R.D., BAUSKE, I., VON BRENTANO, P., ECKERT, TH., FISCHER, R., GEIGER, W., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., ZILGES, A., Lifetimes of two-phonon 1^- states in even $N=82$ nuclei, Nucl. Phys. A, 592, 211-220, 1995.
- [18] PITZ, H.H., BERG, U.E.P., HEIL, R.D., KNEISSL, U., STOCK, R., Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156-158-160}\text{Gd}$ by photon scattering, Nucl. Phys., A, 492, 411-425, 1989.
- [19] WESSELBORG, C., VON BRENTANO, P., ZELL, K.O., HEIL, R.D., PITZ, H.H., BERG, U.E.P., KNEISSL, U., LINDENSTRUTH, S., SEEMAN, U., STOCK, R., Photoexcitation of dipole modes in $^{160,162,164}\text{Dy}$, Phys. Lett. B, 207, 22-26, 1988.
- [20] MASER, H., LINDENSTRUTH, S., BAUSKE, I., BECK, O., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., FRIEDRICHS, H., HEIL, R.D., HERZBERG, R.D., JUNG, A., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., WESSELBORG, C., ZILGES, A., Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei $^{164,166,168,170}\text{Er}$, Phys. Rev. C, 53, 2749-2762, 1996.
- [21] 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, 399-412, 1990.
- [22] FRIEDRICHS, H., HÄGER, D., VON BRENTANO, P., HEIL, R.D., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J. MÜLLER, G., PITZ, H.H., SCHLITT, B., SCHUMACHER, M., WESSELBORG, C., ZILGES, A., Low-lying E1 and M1 strengths in the deformed nucleus ^{160}Gd , Nucl. Phys. A, 567, 266-280, 1994.
- [23] PIETRALLA, N., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., FISCHER, R., FRANSEN, C., HERZBERG, R.D., JÄGER, D., JOLOS, R.V., KNEISSL, U., KRISCHOK, B., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PITZ, H.H., RITTNER, M., SCHILLER, A., ZILGES, A., The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei $^{178,180}\text{Hf}$, Nucl. Phys. A, 618, 141-165, 1997.
- [24] HERZBERG, R.D., ZILGES, A., VON BRENTANO, P., HEIL, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., FRIEDRICHS, H., LINDENSTRUTH, S., WESSELBORG, C., Investigation of low-lying dipole excitations in $^{182,184,186}\text{W}$, Nucl. Phys. A, 563, 445-456, 1993.
- [25] FRANSEN, C., KRISCHOK, B., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., ZILGES, A., Low-lying dipole excitations in the transitional nuclei $^{190,192}\text{Os}$, Phys. Rev. C, 59, 2264-2267, 1999.
- [26] SOLOVIEV, V.G., SUSHOV, A.V., Electric-dipole transitions in doubly even deformed nuclei, Phys. Lett. B., 262, 189-192, 1991.
- [27] SOLOVIEV, V.G., SUSHOV, A.V., SHIRIKOVA, N.YU., Low-energy dipole γ -ray transition rates in even-even deformed nuclei, Phys. Rev. C, 56, 2528-2541, 1997.
- [28] GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ERTUĞRAL, F., Low-lying magnetic and electric dipole strength distribution in the ^{176}Hf nucleus, Eur. Phys. J. A, 39, 323-333, 2009.
- [29] GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ERTUĞRAL, F., Low-lying dipole excitations in the deformed even-even isotopes $^{154-160}\text{Gd}$, Acta Phys. Pol. B, 40, 653-656, 2009.
- [30] ERTUĞRAL, F., GULIYEV, E., KULIEV, A., YILDIRIM, Z., Fine structure of the dipole excitations of the even-even ^{160}Gd nucleus in the spectroscopic region, Cent. Eur. J. Phys., 7, 731-737, 2009.
- [31] FRANSEN, C., BECK, O., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., ZILGES, A., Systematics of low-lying electric dipole excitations in the A=130-200 mass region, Phys. Rev. C, 57, 129-133, 1998.

- [32] Kaplan Irving, Massachusetts Institute of Technology, 573, 1965.
- [33] ATAM, P.A., Fundamentals of Nuclear Physics Copyright 1966
- [34] BLOKHINTSEV, D.I., Quantum Mechanics, Vysshaya Shkola, Moscow, 1963 (translation, Allyn & Bacon, Boston, 1964).
- [35] DAVYDOV, A.S., Quantum Mechanics, Fizmatgiz, Moscow, 1963 (translation, Pergamon, Oxford, 1965).
- [36] LANDAU, L.D., LIFSHITZ, E.M., Quantum Mechanics, Fizmatgiz, Moscow, 1963 (translation, Pergamon, Oxford, 1965).
- [37] SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press-New-York, 1976.
- [38] BOGOLYUBOV, N.N., Lectures on Quantum Statistics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949.
- [39] ŞEN, S., A=150 Deforme Bölge Girişinde Bazı Çekirdeklerin Elektromanyetik Geçişlerinin Kutupsal Karışım Oranlarının İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, s.11, Kırıkkale, 2000.
- [40] BARDEEN, J., COOPER, L.N., SCHRIFFER, R., Theory of Superconductivity, Phys. Rev., 108, 1175-1204, 1957.
- [41] TAMM, I.E., J. Phys. (U.S.S.R.), 9, 449, 1945.
- [42] DANCOFF, S.M., Phys. Rev. 112, 1900, 1958.
- [43] RING, P., SHUCK, P., The Nuclear many body problem, Sprenger-verley, Berlin, 1980.
- [44] GOLDSTONE, J., SALAM, A., WEINBERG, S., Broken Symmetries, Phys. Rev., 127, 965-970, 1962.
- [45] 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.
- [46] PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, Nucleonica, 22, 127-140, 1977.
- [47] BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.1, NewYork, 1969.
- [48] RAMAN, S., NESTOR, C.W., TIKKANEN, P., Atomic Data and Nuclear

- Data Tables, 78, 1, 2001.
- [49] MASER, H., PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., ZILGES, A., Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus ^{134}Ba , Phys. Rev. C., 54, 2129-2133, 1996.
- [50] METZGER, F.R., Nuclear resonance fluorescence in ^{136}Ba , Rev. C., 18, 2128-2144, 1978.
- [51] GADE, A., PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., BELIC, D., FRANSEN, C., KNEISSEL, U., KOHSTALL, C., LINNEMANN, A., PITZ, H.H., SCHECK, M., SMIRNOVA, N.A., STEDILE, F., WERNER, V., Investigation of dipole excitations in ^{142}Ce using resonant photon scattering, Rev. C., 69, 054321, 2004.
- [52] ECKERT, T., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., YATES, S.W., ZILGES, A., Dipole excitations in the transitional nucleus ^{144}Nd studied in photon scattering experiments, Rev. C., 56, 1256-1265, 1997.
- [53] ZIEGLER, W., HUXEL, N., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A., SPIELER, Low-energy dipole-strength distributions in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$, Nucl. Phys. A, 564, 366-382, 1993.
- [54] MARGRAF, J., ECKERT, T., RITTNER, M., BAUSKE, I., BECK, O., KNEISSL, U., MASER, H., PITZ, H.H., SCHILLER, A., VON BRENTANO, P., FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., PIETRALLA, N., ZILGES, A., Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes, Rev. C., 52, 2429-2443, 1995.

ÖZGEÇMİŞ

Fatime TULUM, 26.12.1986'da Almanya'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Isparta'da tamamladı. 2005 yılında Özel Altınbaşak Bedri Ayhan Lisesinden mezun oldu. Aynı yılda başladığı Gazi Üniversitesi Fizik bölümünü 2009 yılında bitirdi. 2011 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Halen aynı bölümde yüksek lisans öğrenimini sürdürmektedir.

EK-3 DIŞ KAPAK YANI

F. TULUM	EN DÜŞÜK ENERJİLİ 1' SEVİYELERİNİN ELEKTRİK DİPOL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ	OCAK 2013
-----------------	---	------------------