

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

**DEFORME ÇEKİRDEKLERİN KUADROPOL
MOMENTLERİNİN DEFORMASYON
PARAMETRESİNE BAĞIMLILIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÜLCAN KARACA

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK
Tez Danışmanı : Prof.Dr. Ali Ekber KULİEV

HAZİRAN-2006

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DEFORME ÇEKİRDEKLERİN KUADROPOL
MOMENTLERİNİN DEFORMASYON
PARAMETRESİNE BAĞIMLILIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÜLCAN KARACA

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Enstitü Bilim Dalı : NÜKLEER FİZİK

Bu tez 07 / 06 /2005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof.Dr.Ali E. KULİEV Prof.Dr.Recep AKKAYA Prof.Dr.Abdullah YILDIZ
Jüri Başkanı Üye Üye

TEŞEKKÜR

Lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca engin bilgilerinden faydalandığım değerli hocam sayın Ali Ekber KULİEV' e sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek lisans öğrenimim boyunca bilgi ve tecrübelerinden yararlandđım Fizik bölümü hocalarına, öğretim üyelerine ve çalışmalarım boyunca benden yardımlarını esirgemeyen Arş.Gör. Filiz ERTUĞRUL'a, Arş.Gör. Hakan YAKUT'a ve doktora öğrencisi Zemine YILDIRIM'a teőekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca tez çalışmam süresince benden maddi manevi desteklerini esirgemeyen saygı ve sevginin en büyüğünü hak eden değerli eşim Adem İSMAİLTEVFİKOĞLU'na sonsuz teőekkürler. Sabrın ve ilgin için minnettarım.

Bu tezi yanımda olmayan aileme ithaf ediyorum.

Haziran 2006

Gülcan KARACA

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vii
TABLolar LİSTESİ.....	ix
ÖZET.....	xi
SUMMARY.....	xii

BÖLÜM.1.

GİRİŞ.....	1
------------	---

BÖLÜM.2.

ÇEKİRDEĞİN ÖZELLİKLERİ

2.1.Çekirdeğin Büyüklüğü, Kütlesi ve Elektrik Yüğü.....	5
2.2.Bağ Enerjisi	7
2.3.Kararlılık.....	8
2.4.Çekirdeğin Yarıçapı.....	8
2.5.Çekirdek Biçimi.....	9
2.6.Çekirdek Kuvvetleri.....	10
2.7.Coulomb Uyarılması.....	12
2.8.Nükleer Yüzey ve Yüzey Nükleonları.....	14
2.9.Çekirdek Deformasyonu.....	15
2.10.Çift-Çift Çekirdeklerin Deforme Olması.....	19
2.11.Eşleşme ve Kuadropol Kuvvetleri.....	21
2.12.Rotasyonel Durumlar.....	22
2.13.Vibrasyonel Durumlar.....	25
2.14.Beta, Gama ve Kuadropol Titreşimler.....	26

BÖLÜM.3.

KUADROPOL MOMENTLERİN DİĞER BİLİMLERDE KULLANILMASI

- 3.1.Atom ve Molekül Fiziğinde Elektrik Kuadropol Moment.....28
- 3.2.Katıl Fiziğinde Nükleer Kuadropol Rezonans.....31

BÖLÜM.4.

NÜKLEER FİZİKTE KUADROPOL MOMENT

- 4.1.Nükleer Fizikte Elektrik Kuadropol Moment.....33
- 4.2.Öz Kuadropol ve Kuadropol Momentler.....36

BÖLÜM.5.

ÇEKİRDEĞİN TEKPARÇACIKMODELİ

- 5.1.Kabuk Modeli.....40
 - 5.1.1.Nükleer Kabuk Modeli Potansiyeli.....41
 - 5.1.2.Spin Yörünge Potansiyeli.....45
- 5.2.Nilson Modeli.....47
- 5.3.Wood-Saxson Modeli.....52
- 5.4.Çekirdeğin Süperakışkan Modeli.....58

BÖLÜM.6.

NÜKLEER BİRLEŞTİRİLMİŞ MODEL

- 6.1.Mikroskobik Modellerde Deforme ve Geçiş Çekirdekleri.....67
- 6.2.Nükleer Birleştirilmiş Modelin Esaslandırılması.....69
- 6.3.Mikroskobik Modellerde Kuadropol Momentler.....74

BÖLÜM.7.

SONUÇLAR.....97

BÖLÜM.8.

TARTIŞMA VE ÖNERİLER.....99

KAYNAKLAR.....101

EKLER

EK.A.AÇISAL MOMENTUMLARIN VEKTÖREL HESABI.....105

EK.B.SÜPER AKIŞKAN MODEL İLE İLGİLİ ARA İŞLEMLER.....110

ÖZGEÇMİŞ.....118

SİMGELER VE KISALTMALAR

- β : Kütle deformasyon parametresi
 δ : Potansiyel alan deformasyon parametresi
 Ω : Tam momentum izdüşümü
 Δ : Gap parametresi
 λ : Kimyasal potansiyel
 ω : Açısal hız
 Φ : Elektrostatik potansiyel
 D : Dipol moment
 Q : Kuadropol moment
 \hbar : Planck sabiti
 H : Hamiltoniyen
 Φ : Efektif eylemsizlik momenti
 γ : Frekans
 Ψ : Dalga fonksiyonu
 u, v : Çiftlenim teorisinin Bogolyubov parametreleri
 ϵ : Kuasi-parçacık enerjisi
 E : Tek parçacık enerjisi
 C : Çiftlenim enerjisi
 G : Çiftlenim etkileşme sabiti
 σ : Kuantum sayısı ($\sigma = \pm 1$)
 α : Kuasi parçacık operatörü
 a : Parçacık operatörü
 μ : σ operatörünün izdüşümü
 N : Parçacık sayısı

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil.2.1.	Kütle elipsoidinin şekli.....	9
Şekil.2.2.	Coulomb Uyarılması.....	13
Şekil.2.3.	Çoklu Coulomb Uyarılması.....	14
Şekil.2.4.	Çekirdeğin (a) Küresel (b) Oblate (c) Prolate şekilleri.....	16
Şekil.2.5.	Deformasyonun Fonksiyonu olarak çekirdeğin Potansiyel enerjisi..	17
Şekil.2.6.	82 < N < 126 nötron sayılı kapalı kabuklar arasında deformasyon değişimi.....	18
Şekil.2.7.	V potansiyel enerjisinin β deformasyon parametresinin $\gamma = 0$ için asimetrik görünümü.....	20
Şekil.2.8.	Sabit rotasyon, Bir elipsoidal akışkanın irrotasyonel akışı.....	24
Şekil.2.9.	Deforme çekirdeğin ortak hareketinin titreşim şekillerinin gösterilmesi.....	26
Şekil.3.1.	J=1 ve I=3/2 durumu için aşırı ince yapı seviyelerinin kuadropol kayması.....	30
Şekil.3.2.	Bir çekirdeğin elektrik kuadropol momentinin (a) Q>0 şekli (b) Mak.enerjili doğrultu (c) I=1 için enerji düzeyi yarılması.....	32
Şekil.5.1.	Harmonik titreşici ve kare kuyu arasında ortada potansiyeldeki tek parçacık seviyelerinin gösterimi.	54
Şekil.5.2.	Wood-Saxon (kesiksiz eğri) ve Harmonik Titreşici (kesiklieğri) Potansiyelleri.....	55
Şekil.5.3.	Parçacık çifti yoğunluğunun tek-parçacık seviyeleri arasındaki dağılımı.....	64
Şekil.5.4.	Parçacıkların tek parçacık seviyeleri arasındaki dağılımı.....	64
Şekil.6.1.	Çift-çift çekirdeklerin ilk $I^\pi = 2^+$ durumu için B(E2) azalan geçiş olasılığı.....	70
Şekil.6.2.	Çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılma 2^+ durumundaki enerji değerler	70
Şekil.6.3.	Bir aksial simetrik küresel olmayan çekirdek içinde açısız momentum birleşimi.....	72

Şekil.6.4.	^{170}Hf çekirdeğinin taban durumundaki rotasyonel bandı.....	73
Şekil.6.5	Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin taban durumundaki rotasyonel bandı için enerji oranları.....	74
Şekil.6.6.(c)	$^{118-140}\text{Xe}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A'ya göre değişimi.....	81
Şekil.6.6.(d)	$^{120-130}\text{Te}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A'ya göre değişimi.....	81
Şekil.6.6.(e)	$^{184-198}\text{Pt}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A'ya göre değişimi.....	82
Şekil.6.7.(a)	$^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.....	86
Şekil.6.7.(b)	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.....	86
Şekil.6.7.(c)	$^{118-140}\text{Xe}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.....	87
Şekil.6.7.(d)	$^{120-130}\text{Te}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.....	88
Şekil.6.7.(e)	$^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.....	89
Şekil.6.8.(a)	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının Q_{teorik} 'ın β_2^2 'ye bağımlılığı.....	94
Şekil.6.8.(b)	$^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının Q_{teorik} 'ın β_2^2 'ye bağımlılığı.....	94

TABLolar LİSTESİ

Tablo.2.1	Eşleşme sabitleri.....	22
Tablo.5.1.	Harmonik titreşici kuyusunda tek parçacık durumu.....	43
Tablo.6.1.(a)	$^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının süper akışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri	77
Tablo.6.1.(b)	$^{148-154}\text{Sm}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreler.....	78
Tablo.6.1.(c)	$^{118-140}_{54}\text{Xe}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreler.....	78
Tablo.6.1.(d)	$^{120-130}\text{Te}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri.....	79
Tablo.6.1.(e)	$^{184-198}\text{Pt}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri.....	79
Tablo.6.2.(a)	$^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel verileri	83
Tablo.6.2.(a)	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel verileri.	83
Tablo.6.2.(c)	$^{118-140}_{54}\text{Xe}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametreleri.....	84
Tablo.6.2.(d)	$^{120-130}\text{Te}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametreleri	84
Tablo.6.2.(e)	$^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametreleri.....	85
Tablo.6.3.(a)	Çalışma [50]'de verilen deformasyon parametreleriyle hesaplanan $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol momentleri.....	90
Tablo.6.3.(b)	Çalışma [50]'de verilen deformasyon parametreleriyle hesaplanan $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentleri	90

Tablo.6.3.(c)	$^{118-140}_{54}\text{Xe}$ izotoplarının çalışma [50] kullanılarak bulunmuş deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri.....	91
Tablo.6.3.(d)	$^{120-130}\text{Te}$ izotoplarının çalışma [50] kullanılarak bulunmuş deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri.....	91
Tablo.6.3.(e)	$^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının çalışma [50] kullanılarak bulunmuş deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri	92
Tablo.6.4.(a)	$^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri	93
Tablo.6.4.(b)	$^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri	93
Tablo.6.5.(a)	Hafniyum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısıyla hesaplanmış değerleri.....	96
Tablo.6.5.(b)	Somaryum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısıyla hesaplanmış değerleri..	96
Tablo.A.1.	$m_2=1/2, -1/2$ için Clebsch-Gordon katsayıları.....	106
Tablo.A.2.	$m_2=1, 0, -1$ için Clebsch-Gordon katsayıları.....	107
Tablo.A.3.	$\langle j_1 2 m_1 0 J M \rangle$ için vektör katsayıları.....	107

ÖZET

Anahtar Kelimeler: Kuadropol momentler, süperakışkan model, deformasyon parametreleri, B(E2) geçişleri, çekirdek modelleri, deforme çekirdekler; Hf, Sm, geçiş çekirdekleri; Te, Xe, Pt

Bu çalışmada deforme çekirdeklerden $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ izotop zincirleri, $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ izotop zinciri geçiş çekirdeklerinin kuadropol momentleri süperakışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli baz alınarak hesaplandı. Çalışmalar mikroskopik süperakışkan model çerçevesinde deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı.

Hesaplanan deformasyon parametreleri %10 az çıktı. İzotop zincirinin A kütle numarasına göre değişimi ise uyumlu görüldü.

Deforme çekirdekler için hesaplanan kuadropol momentlerin, deneysel kuadropol momentler ile uyum içinde olduğu görüldü.

Geçiş çekirdekleri için hesaplanan kuadropol momentler, deneysel verilerden 1-2 merteye büyük elde edildi. Bunun sebebi olarak geçiş çekirdeklerinde rotasyonun olmaması gösterilebilir.

Heksadekapol deformasyonun kuadropol momentlerine katkısının incelenen tüm izotoplar için %1'den küçük olduğu gözlemlendi.

THE DEPENDENCE OF THE QUADROPOLE MOMENTS OF THE DEFORMED NUCLEI TO THE DEFORMATION

SUMMARY

Key Words: Quadropole moments, super fluid model, deformation parameters, B (E2) transitions, nucleus models, deformed nuclei; Hf, Sm, transition nuclei; Te, Xe, Pt

In this study, the deformed $^{166-180}\text{He}$ and $^{148-154}\text{Sm}$ and isotope chains $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ and quadropole moments of the transition nuclei of isotope chains were calculated by adapting Woods-Saxon potential within the frame of super fluid model.

The expected deformation parameters became %10 less. The change of isotope circle in accordance with mass number A was observed to be compatible.

Quadropole moments which were expected for deformed nuclei were observed to be compatible with experimental quadropole moments. The theoretic deformation parameters which were obtained by fitting the experimental quadropole moments were observed to be compatible with experimental results.

The contribution of hexadecapole deformation to quadropol moments is seemed to be less than %1 for the selected isotopes.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Çekirdeğin yapısının açıklanmasında çekirdek kuvvetleri tam olarak bilinemediğinden deneysel ve teorik incelemeler önem taşır. Bu konuda büyük ilerlemelere rağmen $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesindeki çekirdeklerin incelenmesi cazibesini hala korumaktadır. Nükleer deformasyonun deneysel özelliklerinin açıklanması için çeşitli çekirdek modelleri ortaya atılmıştır. Nadir toprak elementleri ve geçiş çekirdekleri, çeşitli modellerin nükleer modellere uygulanması ve test edilmesi için uygun bir bölgedir.

Ortaya atılan modellerden ilki 1930 yılında Bohr tarafından ortaya atılan sıvı damlası modelidir. Bu modelde çekirdek sıvı damlasına benzetilmektedir. Küçük A değerleri için bağlanma enerjisinin A'ya oranının düşük olması yüzey gerilim etkisi temeline dayalı olarak sıvı damlası modeli ile açıklanabilir. Nükleonların moleküllerin yerini alacağı bir çekirdek düşünülse yani çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülse çekirdek içinde derinde bulunan nükleonlar, komşu nükleonlar tarafından çekileceklerdir. Böylece yüzeydeki nükleonların komşu nükleonlara bağlanma enerjileri, çekirdeğin iç tarafındaki nükleonların bağlanma enerjisinden daha küçük olacaktır. Küçük A için toplam bağlanma enerjisi ve dolayısıyla BE/A küçük olacaktır. Model çekirdek bölünmelerini başarıyla açıklamış fakat sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre gösterdiği daha kararlı durumları açıklayamadığı için ömrü az olmuştur.

Sıvı damlası modelinin eksikliklerini açıklamak için 1934'de Elsas ve Guggenheimer tarafından kabuk modeli geliştirilmiştir [1]. Kabuk modeli, nükleonları sihirli sayıda olan çekirdeklerin diğer çekirdeklere göre özel bir kararlılık gösterdiğini ve bu çekirdeklerin kuadropol momentlerinin sıfıra yakın olmasını açıklamaktadır.

Atomlarda $Z=2, 10, 18, 36, 54, 86$ olan He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn elementlerinin elektronik kabukları kapalıdır. Yani elektronlarla doludur. Çünkü her elektronik enerji düzeyi $2n^2$ kadar elektron alabilir. Bu nedenle bu elementler kimyasal olarak aktif değildir ve iyonizasyon potansiyelleri bunlara komşu olan elementlere göre oldukça yüksektir. Bu sayılara atomik sihirli sayılar denir.

Tıpkı atomik sihirli sayılar gibi çekirdeğinde nötron veya proton sayılarının özel bir kararlılık gösterdiği durumları vardır.

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

Sihirli sayılar için çekirdek kabukları kapalıdır (doymuştur). Bu sihirli sayılara karşılık gelen çekirdekler çok kararlıdır. Deforme olmadıkları için kuadropol momentleri sıfırdır. Küresel yapıdadırlar.

Bu sihirli sayıları teorik olarak elde etmek için çekirdek içersindeki potansiyeli uygun seçmek çok önemlidir. Seviyelerin sırası potansiyel kuyusunun şekline karşı çok duyarlı değildir. Çekirdek kuvvetlerinin kısa menzilli oluşundan dolayı, ortalama potansiyel çekirdek içersinde hemen hemen sabit olmalı ve çekirdek yüzeyi civarında hızla sıfıra düşmelidir [3].

Kabuk modeli deforme bölgedeki çok büyük kuadropol momentleri açıklamada yetersiz kalmıştır. Düşük enerjili uyarma spektrumları ve elektromanyetik geçiş ihtimalleri de kabuk modeliyle açıklanamaz [2]. Gözlenen büyük kuadropol momentleri açıklamak için kapalı kabuk dışında çok sayıda nükleonun kolektif hareketi dikkate alınması gerektiği ortaya çıkmış oldu.

Deforme çekirdeklerin diğer çekirdeklerden farklı olarak dönme hareketleri gösterdikleri bilinmektedir. Bilim insanları, bu çekirdeklerin titreşim (vibrasyon) ve dönme (rotasyon) hareketlerinin her ikisinin de gözönüne alınarak geliştirdikleri modeller, deforme yapının anlaşılmasında, daha önceki çekirdek modellerine nispeten, önemli ilerlemeler sağlamıştır. Bu modellerden ilki 1950'de Rainwater tarafından ortaya atılan kolektif modeldir [1]. Daha sonra 1953'de Bohr ve

Mottelson bu modeli geliştirmişlerdir. Bu modelde; çekirdekdeki bütün parçacıkların kollektif hareketleri dikkate alınarak, bunun sonucunda meydana gelen çekirdek deformasyonları incelenir. Deformasyonun oluşumunda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketinden meydana gelen kutuplaşma, kapalı kabuk içindeki öz'ün biçimi ve açısal momentumu dikkate alınır [3]. Bu sebepten dolmuş kabuk içindeki çekirdek özünün küresel simetrik $V(r)$ potansiyeli, öz etrafındaki nükleonların hareketi sonucu deforme olabilir. Buda özün küresel simetrisini kaybetmesine sebep olur ve yörünge nükleonları doğrultusunda uzar. Kollektif modelde, potansiyel enerji deformasyona bağlı olarak değişir. Deformasyonun, potansiyel enerjinin şekline bağlı olarak hamiltoniyenin vibrasyonel limiti, küresel şekil etrafında vibrasyon ve rotasyon limiti de, katı deforme çekirdek etrafında rotasyondur [5].

İndirgenmiş geçiş ihtimaliyeti $B(E2)$ ifadeleri, büyük kuadropol moment etkisini göstermede etkili olmuştur. Rotasyonel ve vibrasyonel spektrumları tek parçacık etkilerinin olmadığı çift-çift çekirdeklerde açık bir şekilde görölmektedir. Eğer çift-çift çekirdeklere bakılırsa bütün taban düzeyi durumlarının $I=0^+$ olduğu görölr. Birinci uyarılma seviyeleri genellikle $I=2^+$ 'dir. İstisna olan çekirdekler kapalı kabuklu çekirdeklerdir. Deforme çekirdekler bölgesinde 2^+ durumu düşük enerjiye sahiptir. Çift-çift deforme çekirdeklerde 2^+ seviyesinin düşük enerjili olması bu bölgede kuadropol kuvvetlerinin etkili olmasından kaynaklanır.

Küresel çekirdeklerdeki durumun aksine deforme çekirdeklerde kuadropol kuvvetler önem kazanır. Kapalı kabuk dışındaki nükleon sayısı arttıkça eşleşme kuvveti küresel simetriyi korumaya çalışır. Ancak çok miktarda nötron ilavesi küresel simetriyi bozar ve deformasyon oluşmaya başlar. Bu deforme bölgedeki bazı düzenli özellikler belirli hale gelir. Bu bölgede kollektif model birçok özelliği açıklamada başarılı olmuştur.

Çekirdeğin yapısının incelenmesinde kuadropol momentlerden de yararlanılmaktadır. Kuadropol momentler elektrik kuadropol $B(E2)$ geçiş ihtimallerinin ölçülmesiyle bulunur. Bunun yanında çeşitli deformasyon parametreleri yardımıyla deneysel olarak ta hesaplanabilir. Deneysel metodların eksiği çekirdek seviyelerinin yapısı hakkında daha az bilgi vermesidir. Mikroskopik kabuk modeli çerçevesinde

nükleonlar arası etkileşmeler gözönüne alındığından çekirdek yapısı ortalama alan potansiyelleri ve nükleon–nükleon etkileşmeleri hakkında daha çok bilgi vericidir.

Kuadropol momentlerin teorik hesaplanmış değerleri uygun deneysel verilerle karşılaştırılarak çekirdek modellerinin test edilmesi mümkündür. Deforme çekirdeklerin varlığında kuadropol momentlerin deneysel değerlerinin tek parçacık kabuk modelinin ön gördüğü değerlerden 1-2 merteye büyük olması neticesinde ortaya çıkmıştır [6].

Çekirdeğin mikroskopik modelleri içerisinde en verimli ve kullanışlı olanı tek parçacık modelini baz alan süper akışkan modeldir [7]. Bu model çerçevesinde iyi deforme elementlerin kuadropol momentleri Nilsson potansiyeli kullanılarak çalışma [8,9]'te yapılmıştır.

Bu tezde çekirdeğin mikroskopik modelleri çerçevesinde tek parçacık modelini baz alan süper akışkan model kullanılmış ve geçiş çekirdekleri Woods-Saxson potansiyeli ile incelenmiştir. Çalışmaların doğruluğunu test etmek için bazı deforme çekirdekler üzerinde de çalışılmıştır.

BÖLÜM.2.ÇEKİRDEĞİN ÖZELLİKLERİ

2.1.Çekirdeğin Büyüklüğü, Kütlesi ve Elektrik Yüğü

Atomun merkezinde ağır, pozitif yüklü ve çok küçük boyutlara sahip bir çekirdeğin varlığı ilk defa Rutherford tarafından gösterilmiştir (1911). Rutherford ince metal levhaları, evvelce iki defa iyonize olmuş helyum atomlarından ibaret olduklarını gösterdiği α parçacıkları ile bombardıman etti ve bu parçacıkların yaprak tarafından saçılması sonucu meydana gelen sapma açılarını inceledi. Etkin saptırıcı kuvvetin, Z yaprağın elemanlarının periyodik cetveldeki numarası olmak üzere, $2Ze^2/r^2$ olduğunu buldu. Fazla olarak, saçılma açılarından bazıları α parçacığının atomun merkezinden 10^{-12} cm mertebesinde bir uzaklıktan geçtiğini gösterdi. Bu da α parçacıklarının, yarıçapı 10^{-8} cm mertebesinde olan atomun içerinden geçtiklerini ispatladı. Diğer yandan, çekirdeğe en fazla yaklaşma uzaklığı olan 10^{-12} cm de olan çarpışmalarda Coulomb kanunundan sapsmalar görüldü. O halde, çekirdeğin sonlu bir büyüklüğü vardır. Aynı zamanda çekirdeğin hemen hemen atomun bütün kütlesine sahip olduğu anlaşıldı; çünkü aksi takdirde α parçacıkları atomun dış kısımları tarafından saçılacaktı. Nihayet, atom bütün halde yüksüz olduğu ve çekirdek $+Ze$ yüküne sahip olduğu için, çekirdek kendisine 10^{-8} cm mertebesinde uzaklıkta bulunan Z tane elektron tarafından kuşatılmış olmalıdır. Atomun boşluğu tarifsiz büyüktür. Atom çok kere güneş sistemiyle mukayese edilir. Fakat eğer çekirdek, güneşin büyüklüğüne ve kütlesine sahip olacak şekilde büyütülseydi, elektronun kütlesi dünyanın kütlesi kadar olacaktı ve çekirdekten uzaklığı da güneşin en uzak planetinin uzaklığından on defa daha büyük olacaktı. Sonradan, J.J. Thomson elektrik yükü belirli olan bir çekirdeğin kütlesinin tek olarak tayin edilemediğini keşfetti (1913).

Genel olarak çekirdeğin yükü arttıkça kütlesi de artmakla beraber, aynı yüke tekabül eden birçok kütle vardır. Şüphesiz böyle çekirdekler kendilerini çevreleyen aynı sayıda elektrona sahiptirler.

Çekirdeklerin atomlar arasındaki etkileşmelerde hiçbir etkileri yoktur, çünkü çekirdekleri çevreleyen elektronlar bunların yeter derecede birbirlerine yaklaşmalarına engel olur ve böylece bir atomun, kimyasal özellikleri sadece elektronların sayısı, yani, Z yük sayısı ile belirli olur. Thomson bu şekilde kimyasal bakımdan saf olan bir elementin atomlarından müteşekkil bir cismin bütün atomlarının aynı kütleye sahip olmadıklarını keşfetti. Böyle atomlara izotop adı verilir. Aynı bir elementin atomlarının çekirdeklerine, yani belirli bir izotop atomlarının çekirdeklerine nüklid adı verilir.

Herhangi bir izotopun kütlesi, hidrojen atomunun çekirdeği olan protonun kütlesinin belirli bir tam katına çok yakındır (Tam olarak doğrusunu söylemek gerekirse, atomik kütle birimi olarak protonun kütlesi alınmaz, fakat protonun kütlesinin yaklaşık olarak 12 katına sahip olan karbon izotopunun kütlesinin 1/12 si alınır. Bu şekilde tam kat kaidesi daha iyi bir yaklaşımla sağlanır). Böylece bir nüklid, atomik kütle birimi cinsinden kütlesinin en yakın olduğu tam sayı olan A kütle sayısı ve Z yük sayısı ile tamamen belirlidir. Başlangıçta çekirdeğin A proton ile A-Z elektrondan meydana geldiği düşünülüyordu. Sonradan çekirdeğin içinde elektronların mevcut olmayacakları ve bir çekirdeğin Z proton ile N=A-Z nötrondan meydana geldiği anlaşıldı. A kütle sayısına ve Z yük sayısına sahip olan bir X kimyasal elementine ait bir nüklid A_ZX_N sembolüyle gösterilir. Mesela, tiridyum nüklidi (çok ağır hidrojen: A=3, Z=1) 3_1H ile gösterilir. Çok kere aşağıdaki sayılar ihmal edilir, çünkü nüklid AX sembolü ile tamamen belirlidir. Protonları ve nötronları ayrı ayrı düşünmek gerekmediği zamanlar bunlara nükleonlar adı verilir.

Hafif çekirdeklerde, A yaklaşık olarak Z'nin iki katına eşittir, yani protonların sayısı yaklaşık olarak nötronların sayısına eşittir. Fakat Z arttıkça A/Z oranı da artar ve ağır çekirdeklerde 2.5'i aşar. Nötronların protonlara nazaran bu fazlalığı şöyle açıklanabilir: elektrik yüklü protonlar birbirlerini ittikleri halde yüksüz olan nötronlar birbirlerini itmezler ve böylece nötronları çekirdekte bir arada tutan çekirdek kuvvetleri tarafından daha sıkı olarak birbirlerine bağlanırlar.

Yukarıda eşit Z'ye, fakat farklı N'ye sahip nüklidlerden, yani izotoplardan bahsetmiştik eşit N'ye fakat farklı Z'ye sahip nüklidlere izobar adı verilir. İzobarlar çekirdek fiziği bakımından birbirlerine çok benzerler. Son olarak, aynı A, N ve Z'ye sahip olan, fakat iç enerjileri bakımından birbirlerinden farklı çekirdekler düşünülebilir.

Böyle çekirdekler, bir veya daha fazla elektronu fazla enerjiye sahip, uyarılmış atomlara benzerler. Bilindiği gibi, uyarılmış atomlar uyarılmamış hale döndüklerinde ışık kuantumları verirler. Aynı şekilde uyarılmış çekirdekler kararsızdırlar ve kararlı hale döndüklerinde γ ışının olarak bilinen ışık kuantumları yayarlar. Bununla beraber atomlar uyarılmış hallerde uzun zaman kalmadıkları halde, bazı uyarılmış nüklidler birkaç saat mertebesinde ömürlere sahiptirler. Uyarılmış bir halde bulunan bir X çekirdeği X^* ile gösterilir ve uzun ömürlü bir hale izomer adı verilir.

2.2.Bağ Enerjisi

Bir çekirdeği teşkil eden parçacıklar şiddetli çekici kuvvetler tarafından bir arada tutulur ve bu sebepten bu parçacıkları birbirinden ayırabilmek için bir iş yapılması gerekir. Yani, bir çekirdeği kendisini teşkil eden parçalara ayırmak için enerji verilmesi gereklidir ve böylece parçaların birbirlerinden tamamen ayrıldıkları zamanki toplam enerjisi çekirdeği teşkil etmek üzere birleştikleri zamanki enerjiden daha büyüktür.

Çekirdeği meydana getiren parçaları birbirlerine bağlayan enerji Özel Rölativite Teorisindeki;

$$E=Mc^2 \quad (2.1)$$

kütle-enerji bağıntısı ile hesaplanabilir, burada E ve M bir parçacığın enerjisi ve kütesidir, ve c de ışığın boşluktaki hızıdır. Bu formüle göre kütle bir enerji şeklidir ve bu sebepten bir çekirdeğin toplam kütle, çekirdeği meydana getiren kısımların kütlelerinin toplamından daha küçüktür. Bu sonuç çekirdeklere ait deneyler tarafından büyük bir yakınlıkla gerçekleşmiştir.

Bir çekirdeğin M kütlesi ile bu çekirdeği meydana getiren parçacıkların toplam kütlesi arasındaki farka kütle eksikliği adı verilir. Bu kütle eksikliğinin (2.2) formülü ile verilen enerji eşdeğerine de çekirdeğin bağ enerjisi adı verilir. Bağ enerjisi

$$B=c^2.(ZM_p+NM_n-M) \quad (2.2)$$

denklemi ile bellidir. Burada M_p protonun kütlesi ve M_n nötronun kütlesidir. Bir çekirdekteki nükleonların birbirinden tamamen ayrılmaları hali sıfır enerji seviyesi olarak alındığında, çekirdeğin toplam enerjisi $-B$ dir.

Bağ enerjileri ve kütle eksikleri şüphesiz sadece çekirdeklere has değildir. Atomlardaki elektronlar, moleküllerdeki atomlar ve kristal kafeslerdeki moleküller bağ enerjilerine sahiptirler, fakat bu bağ enerjiler o kadar küçüktürler ki kütle eşdeğerleri deneysel olarak ölçülemezler.

2.3.Kararlılık

Bağ enerjisi aynı zamanda bir çekirdeğin kararlılığının bir ölçüsüdür. Çünkü eğer çekirdeğin kütlesi herhangi iki parçaya ayrıldığı zaman bu parçaların kütlelerinin toplamından küçükse çekirdek bu parçalara ayrılmaya karşı karalıdır.

Kararlı çekirdekler A ve Z 'nin çift veya tek olmasına göre gruplara ayrıldıklarında, çift Z 'ye sahip nüklidlerden çok daha fazla sayıda oldukları ve çift A 'ya sahip olanlarında tek A 'ya sahip olanlardan çok daha fazla sayıda oldukları görülür. Çift A ve çift Z 'ye sahip çekirdeklerin kararlı izotop sayısı 149 civarındadır.

2.4.Çekirdeğin Yarıçapı

Eğer bir parçacığın belirli bir yüzeyi varsa ve bu yüzeyin içerisinde madde yoğunluğu büyük ve yüzeyin dışında da ihmal edilebilecek kadar küçükse, böyle bir parçacığın yarıçapından bahsedilebilir. Atomların yarıçaplarından bahsedilemez, çünkü bir atomdaki elektron yoğunluğu merkezden uzaklaştıkça tedricen azalır.

Çekirdek yarıçapı yaklaşık olarak;

$$R=r_0.A^{1/3} \quad (2.3)$$

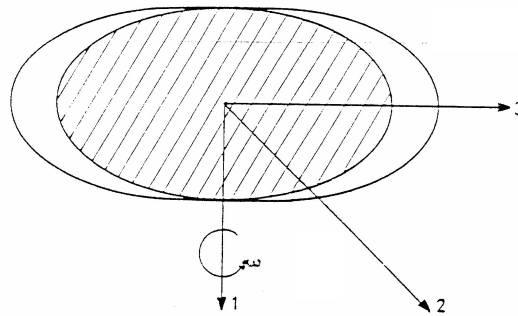
Burada A kütle numarası, r_0 sabiti farklı ölçü metotları için farklı değerler alabilen bir değerdir [10].

2.5.Çekirdek Biçimi

Çekirdeğin süper akışkan modeline göre çift çekirdekte düşük enerji spektrumunun protonlar ve nötronlar için tek çift kütle farkının deneysel incelenmesi, protonlar ve nötronlar için G_p ve G_n eşleşme kuvvetlerini göstermiştir. Protonların eşleşme gücü G_p ve nötronların eşleşme gücü G_n olup, eşleşme ve kuadropol kuvvetlerin ilişkisi çekirdeğin şeklini belirler. $G_p > G_n$ olduğunda proton deformasyonu nötron deformasyonundan daha küçüktür. Buna göre $\beta_0(p) < \beta_0(n)$ dir. Burada $\beta_0(p)$ ve $\beta_0(n)$ sırasıyla proton ve nötron deformasyon parametreleridir. β_0 ortalama kütle deformasyonu olup,

$$\beta_0 = \frac{N\beta_0(n) + Z\beta_0(p)}{A} \quad (2.4)$$

şeklinde tanımlanır. Çekirdeğin ortalama kütle deformasyonu Şekil 2.1'de gösterilmiştir.



Şekil 2.1 Kütle elipsoidinin şekli.

şekilde içteki çizgi proton dağılımı ile ilgili çekirdek deformasyonunu, dıştaki çizgide kütle dağılımı ile ilgili çekirdek deformasyonunu göstermektedir. Proton ve kütle elipsoidlerinin kuvvetle çiftleştiği ve bu yüzden aynı ω açısal hızıyla döndükleri kabul edilmiştir [11].

2.6.Çekirdek Kuvvetleri

Nükleer fizikte iki merkezi problem vardır. Bunlardan birisi, nükleonlar arasındaki kuvvetlerin özelliklerini anlamak, diğeri de karmaşık bir sistemin (çok nükleonlu sistem) nükleer kuvvetler cinsinden özelliklerini açıklamaktır. Nükleer kuvvetler kısmen bilinebiliyorsa da çok parçacıklı sistem ile ilgili problemler hala devam etmektedir [6,8]. Karmaşık çekirdeklerin özellikleri tam olarak izah etmese de, bu özellikleri kısmen açıklayan uygun nükleer modeller ileri sürülmüştür. Bu modellere göre karmaşık bir çekirdekte nükleer kuvvetlerin en az aşağıdaki özelliklere sahip olması gerekir.

- 1- Bütün kabuk-model potansiyellerini sağlayan ve merkezi olan baskın kısa bir uzaklık,
- 2- Nükleer yarıçaptan çok kısa mesafelerde ve çekirdeği eşleşmeye ve küresel yapmaya meylettiren eşleşme kuvvetleri,
- 3- Nükleer yarıçap mertebesinde, çekirdeği deforme olmaya zorlayan dört-kutup kuvveti,
- 4- Bir spin-yörünge etkileşmesi,
- 5- Spin-spin etkileşmesi,
- 6- Nükleer kuvvetler yüklerden bağımsız ve
- 7- Kuvvet doygunluğu vardır [12,13].

Bu özelliklere göre çekirdek kuvvetlerini meydana getiren potansiyel, merkezi ve merkezi olmayan iki kısımdan meydana gelmiş gibi düşünülür.

$$V(r,p,\sigma) = V_M(r,p,\sigma) + V_{MO}(r,p,\sigma) \quad (2.5)$$

Burada \mathbf{r} yer vektörü \mathbf{p} çizgisel momentum ve $\boldsymbol{\sigma}$ ise spin vektörüdür. Bu özellikleri taşıyan potansiyel aşağıdaki şartları yerine getirmek zorundadır.

1-Hermitik olma şartı: Bu potansiyele karşılık gelen potansiyel operatörünün, bütün fiziksel operatörlerde olduğu gibi hermitik olması gerekir. Bir operatörün hermitik olması için,

$$V_{mn}=V_{nm} \quad (2.6)$$

şartını sağlaması gerekir. Eğer potansiyel reel ise bu şart kendiliğinden sağlanmış olur.

2-Koordinatlardan bağımsız olması: Çekirdek modellerinde sadece iki nükleonun birbirleriyle etkileştikleri varsayıldığından potansiyel,

$$V(r_1, p_1, \sigma_1, t_1; r_2, p_2, \sigma_2, t_2) \quad (2.7)$$

şeklinde olur. $r_1, p_1, \sigma_1, t_1 \equiv 1$ ve $r_2, p_2, \sigma_2, t_2 \equiv 2$ dersek, potansiyel $V(1,2)$ şeklini alır. Etkileşme aynı tip parçacıklar arasında olduğundaysa,

$$V(1,2)=V(2,1) \quad (2.8)$$

olmalıdır. Bu şart koordinatlarından bağımsızlığı, ya da 1 parçacığı ile 2 parçacığın yer değiştirmesi durumunda potansiyelde bir değişimin olmayacağı anlamına gelir.

3-Yer değiştirmeden bağımsızlık (translation): Eğer koordinat sistemi a kadar yer değiştirirse potansiyelde bir değişiklik olmamalıdır. Yani,

$$V(r_1, r_2)=V(r_1+a, r_2+a) \quad (2.9)$$

olmalı ve potansiyel,

$$V(1,2)=V(r_{12}, \sigma_{2,}, \sigma_{2,}) \quad (2.10)$$

Şeklinde sadece relatif (izafi) koordinatlara bağlı olmalıdır.

4-Galileo değişmezliği: bu şart v hızıyla hareket eden iki koordinat sisteminin eşdeğer olmasını ifade eder. $P'_1=P_1+mv$ dönüşümü yapıldığında potansiyel değişmemeli yani, potansiyel sadece relatif momentuma bağlı olmalıdır.

5-Dönmeye karşı değişmezlik: Potansiyel, koordinat sisteminin dönmesine karşılık değişmez olmalıdır.

6-Yükten bağımsızlık: Potansiyelin yapısı çekirdek kuvvetlerinin çekirdeğin yükünden bağımsız olacak şekilde belirlenmelidir.

7-Uzayda simetri değişmezliği: Potansiyel fonksiyonu simetrik olmalıdır. Başka bir değişle parite korunmalıdır. Buna göre,

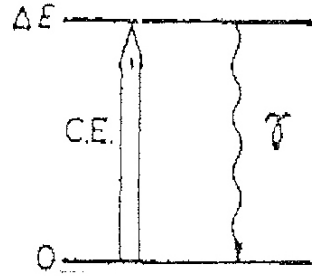
$$V(r, p, \sigma)=V(r, p, -\sigma) \quad (2.11)$$

şartı sağlanmalıdır.

Çekirdek potansiyelinin şekli bugüne kadar henüz bilinmemektedir. Ancak pek çok kullanılan yaklaşık potansiyeller vardır. Bu potansiyellerden hiçbiri yüksek enerjili nükleonların saçılmalarına ait verileri açıklamakta yeterli olmamıştır [14,15].

2.7. Coulomb uyarılması

Bir yüklü parçacığın coulomb bariyerinden oldukça az bir enerji ile bir çekirdeğin yanından geçtiğini varsayalım ki bir nükleer etkileşim ihtimal dışı olsun. Klasik yol izlenecek ve parçacık Rutherford saçılma kurallarına uygun bir şekilde sapacaktır. Çekirdekdeki yüklü parçacığa bağlı elektrik alan buna uygun olarak zamanla değişecektir. Bu zamana bağlı olan kuantum mekaniksel olarak salınan fotonların rearsorbsiyonu ve emisyonu prosesi olarak temsil edilebilir. Foton spektrumu sürekli olacaktır, yani parçacık seviyesine bağlı bütün enerjiler var olacaktır.



Şekil 2.2.Coulomb uyarılması

Dolayısıyla eğer çekirdeğin bir alt uyarılmış durumu varsa, bu seviyeyi uyaracak ve absorblanabilecek tamamen uygun enerjiye sahip olan fotonlar olacaktır (Şekil 2.2). Böyle bir Coulomb etkileşmesi için etkin kesit parçacığın izlemiş olduğu yola ve seviyenin radyasyon genişliğine bağlıdır ki buda elektromanyetik alanda enerji absorpsiyonu ihtimalini belirler.

Böylece kısa ömürlü geniş seviyeler büyük Coulomb uyarılması tesir kesitine sahip olacaktır ve geçiş için $B(L)$ değeri ile tesir kesiti arasında bir bağıntı kurabiliriz.

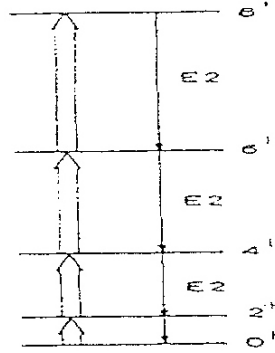
$$\Delta L = f(E, Z, \Delta E) B(L) \quad (2.12)$$

Buradan E gelen parçacığın enerjisi Z bombardıman edilen çekirdeğin yükü, $\Delta E = E\gamma$ seviyelerinin uyarılma enerjisi ve türetilmiş olan $f(E, Z, \Delta E)$ bir fonksiyondur.

Bu iki durumdaki background olaylar Coulomb uyarılma ölçüleriyle karışabilir. Yüklü parçacık çekirdeğin yanından geçerken Bremsstrahlung ışıması yapar. Bu nedenle, Bremsstrahlung ürünü daha az olduğu ve aynı enerjiyle daha yavaş hareket etmeleri dolayısıyla bu işte ağır iyonlar kullanılır. Aynı zamanda hedef atomdan, atomik uyarılma nedeniyle ortaya çıkan X ışınları da görülebilir. Fakat bunlar kesikli çizgiler halinde ortaya çıktıklarından, de-exitasyon γ ışınlarından ayırtedilebilir.

Çift-çift çekirdeklerde, taban durumundaki $K=0$ durumlar, bant açıl momentum bakımından 2 birim farklıdır. Böylece onlar arasındaki saf $E2$ geçişleri bir γ ışını

dizisi şeklinde gözlenir ve ardışık seviyeler çoklu Coulomb etkileşimleri tarafından uyarılabilir (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. Çoklu Coulomb uyarılması

2.8. Nükleer Yüzey ve Yüzey Nükleonları

Yüzey nükleonları, diğer nükleonlara nazaran yüzey etkileşimleri zayıf olduğundan birbirlerine daha az bağlıdır, yani daha az yüzey alanı işgal edip, daha fazla bağlanma enerjisine ihtiyaç duyarlar. Küresel yapıyı bozmamak içinde yüzey gerilimi oluştururlar. Bu yüzey gerilimine rağmen çekirdeğin doyma özelliğinden dolayı hacmi değişmez. Ancak yüzeyde nükleon yoğunlaşmaları meydana geldiğinden çekirdek deforme olur. Öyleyse çekirdekteki deformasyona valans elektronları neden olur. Karalı kabuklardan oluşan çekirdeğin özünün ise çekirdeğin içindeki doyma özelliğinden dolayı küresel yapısı bozulmaz. Ayrıca valans nükleonları çekirdekte kolektif hareketler meydana getirir. Bu kolektif hareketler ise nükleonların özün dışında elipsoid bir yörüngede dönmesi, küresel denge etrafındaki yüzey titreşimleri ve bunların ara durumlarıdır. Bu hareketler belli bir açısal momentuma sahiptir ve kuadropol kolektif durumları oluşturur.

Şimdi de nükleonlar arası etkileşimlere bakalım. Kısa menzilli nükleer kuvvetler birbirine en yakın nükleonları tercih ederler. Aynı orbitalde hareket eden iki nükleonun dalga fonksiyonları maksimum çakışık olduğundan en fazla bağlanma enerjisini kısa menzilli nükleer kuvvetlerden kazanır. Ancak pauli ilkesi iki

nükleonun aynı kuantum durumunda olmasına izin vermez. Bu durum proton ve nötronları ayrı parçacıklar olarak ele alarak giderilebilir.

Bu durumları göz önünde bulundurarak nükleon-nükleon, proton-proton, nötron-nötron durumlarını inceleyelim. İki nötron arasındaki etkileşme birbirine en yakın iki nötron arasında olduğunda maksimum uzaysal çakışma meydana gelir. Ancak Pauli ilkesi iki nötronun aynı kuantum durumunda olmasına izin vermediğinden dalga fonksiyonlarında maksimum çakışma olmaz. Bu yüzden iki nötron aynı orbitalde birbirine zıt yönlerde, yani zaman dönüşümlü olarak hareket edebilir. Böylelikle iki nötron aynı kuantum durumunda bulunur ve çekirdek enerjisi kazandığı için başka uygun durum meydana gelir. Bu durumda dönmeler zıt yönlü olduğu için birbirini yok eder. Dolayısıyla toplam açısal momentum sıfır olur. Aslında zıt yönlü bu dönmeler nötron çiftleri durumunu oluşturur. Bu çiftlenmiş durumdan ötürü bu etkileşmelere çiftleşme etkileşmesi denir. Bu etkileşmede iki nötron herhangi bir eksen etrafında dönmez. Dolayısıyla sistemin küresel yapısında herhangi bir değişiklik olmaz.

Aynı şekilde proton-proton etkileşmesinde de çiftleşme etkileşmeleri meydana gelir. Bu nedenle bu etkileşmede de çiftleşme etkileşmesi önemli rol oynar. Proton-proton ve nötron-nötron etkileşmeleri düşük enerji seviyelerinin hesaplanmasında baskındır.

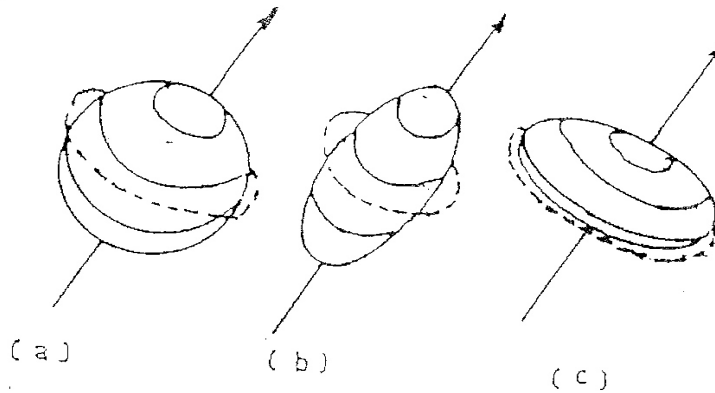
Proton-nötron etkileşmesi diğer etkileşmelerden farklı özellikler sergiler. Proton ve nötron farklı parçacıklar olduğu için aynı kuantum durumunda bulunabilir. Proton nötronla birlikte hareket edebilmek için nötronu çeker. Valans nükleonları arasındaki bu ilişki yoğunluk değişmesine neden olur ve çekirdeğin şekline değişme meydana gelir. En temel küreden sapma şekli kuadropol deformasyondur. Yüzey alanının artması multipollerin artmasına neden olur. Proton dağılımı kuadropol şekline dönüşme eğilimi gösterdiğinde nötronları da kuadropol formuna dönüştürmek için çeker ve kuadropol-kuadropol etkileşmesi meydana gelir. Bu kuadropol-kuadropol etkileşmesi nötron kuadropol momenti ile proton kuadropol momentinin çarpımına eşittir. Bazı durumlarda nötron kuadropol momenti ile proton kuadropol momentinin biri diğerine baskın olabilir.

2.9. Çekirdek Deformasyonu

Bir çekirdeğin kararlı deformasyona sahip olduğu göz önüne alınarak, bu çekirdek şeklinin genellikle elipsoidal bir deformasyona sahip olduğu kabul edilir (bakınız şekil -2.4).-civarında simetrik olarak sabitlenmiş olan böyle bir cisim için β deformasyon parametresi,

$$\beta = \Delta R / R_0 \quad (2.13)$$

ifadesiyle verilir. Yani β , nükleer deformasyonun büyüklüğünü ifade eder. Burada, R_0 ortalama nükleer yarıçapı ve ΔR de elipsin yatay düşey eksenleri arasındaki farktır [12,16,17]. Deformasyon parametresi çekirdeklerin küresel simetriden ayrılımlarının bir ölçüsü olarak kabul edilir. Eğer deformasyon parametresi negatif çekirdek dönme eksen boyunca uzanmış bir şekilde deforme olmuş (oblate), pozitif ise çekirdek dönme eksenine dik doğrultuda uzanmış bir şekilde deforme olmuş (prolate) ve deformasyon parametresi sıfıra eşitse çekirdek küresel simetrik yapıdadır denir (Şekil 2.4) [18,15,19].

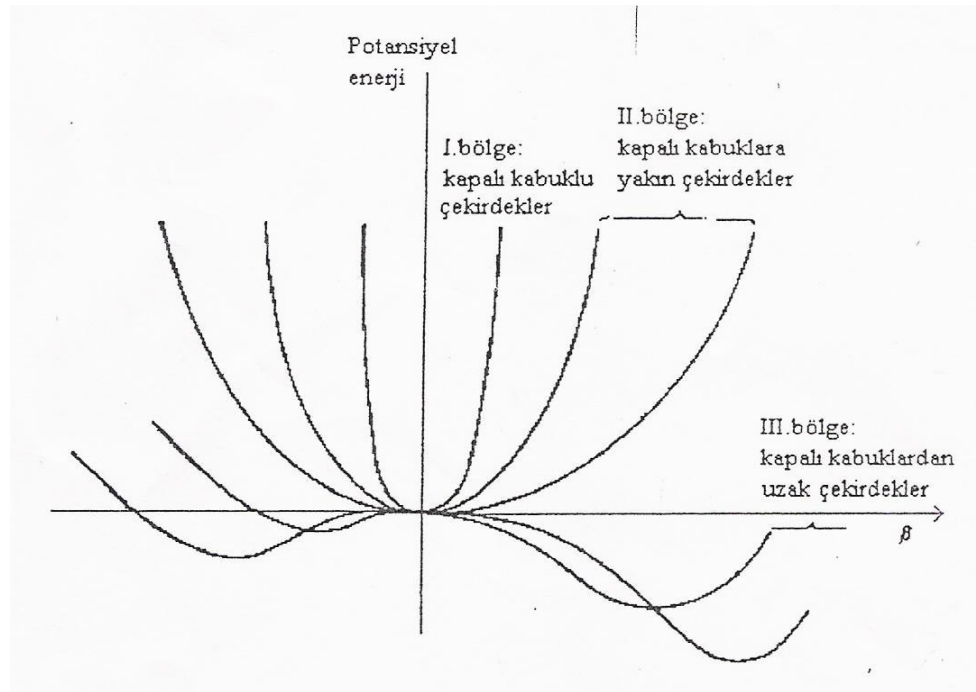


Şekil 2.4. Çekirdeğin (a) Küresel (b) Prolate (c) Oblate şekilleri

Çekirdeğin potansiyel enerjisi deformasyonun bir fonksiyonu olarak şekil 2.5’de verilmiştir. Deformasyon, kuadropol momentler de göz önüne alınarak ifade edildiğinde; negatif dört kutup momenti çekirdeğin yük yoğunluğunun yatay eksen boyunca uzanmış (oblate) şekilde deformasyona, pozitif bir dört kutup momentinin ince kenarlı mercek gibi deformasyonuna (prolate) karşılık gelir. Dört kutup

momentinin sıfır olması halinde de çekirdeğin yük olduğu küresel simetrik bir yapıya sahip olur [15].

Şekil 2.5’de, kapalı kabuklar dışındaki nükleon sayılarına bağlı olarak deformasyon parametresinin değişimini göstermektedir. Eşleşme kuvvetinin simetri etkisi bu şekilde gösterilmektedir. Kapalı kabuklara yakın olan çekirdekler için eşleşme kuvvetleri, sıfır açısız momentumlu nükleon çiftlerinin gruplarına izin verir. Çekirdeğin denge şekli küresel olup kolektif hareket, bu şekil civarında titreşim şeklindedir. Serbest nükleon sayısı artmasına rağmen kolektif titreşim frekansı azalır (uzun mesafe kuvveti etkisi hissedilir) ve sonuçta küresel şekil kararsız olarak deformasyon etkisinde kalır.



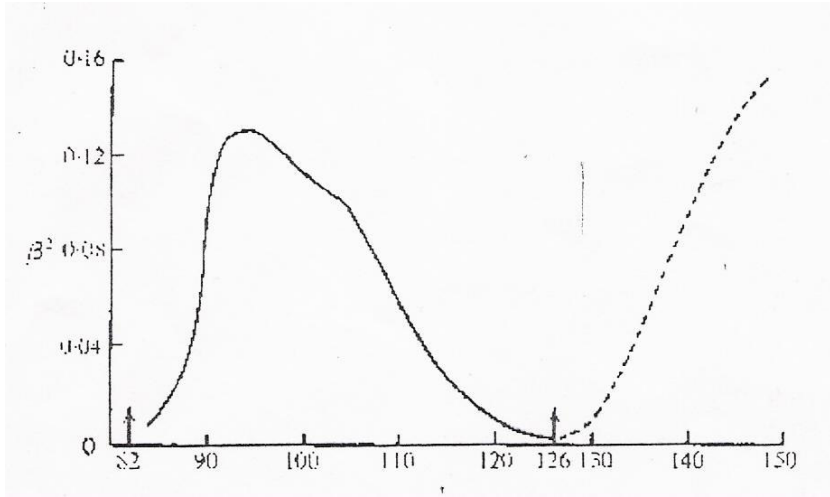
Şekil 2.5 Deformasyonun fonksiyonu olarak çekirdeğin potansiyel enerjisi

Deformasyon, serbest nükleonlar ve nükleer korun etkileşmesiyle gözükür, fakat genelde korun bir özelliği olarak göz önüne alınır [16].

Potansiyel enerjiye bağlı olarak verilen deformasyon parametresinin grafiği şekil 2.5’de verilmiştir. Bu şekilde görüldüğü gibi kapalı kabuklara sahip çekirdeklerin küresel simetrik yapılarını ifade eden potansiyel eğriler 1. bölgede, kapalı kabuklara

yakın bölgedeki nükleonların potansiyel enerjilerinin eğrileri 2. bölgede, 3. bölgede ise kapalı kabuklardan uzaklaştıkça potansiyel enerjinin değişiminin daha farklı eğriler olduğu görülmektedir. Bu da, kapalı kabuklardan uzaklaştıkça artan valans nükleonların deformasyona ne şekilde katkısı olduğunu gösterir. 3. bölgedeki eğrilerin oluşturduğu pikler de bize kararlı bir deformasyonun oluştuğunu ifade eder.

β deformasyon parametresi, geçiş ihtimalleri (coulomb etkileşimleri ve ömür ölçümleri), optik izotop kayması ve eylemsizlik momentleri gibi kabuller ile rotasyonel enerji seviyelerinin modelinden bulunabilir. 82 ve 126 sihirli sayıda nötrona sahip olan çekirdekler için β 'nın genel değişimi şekil 2.6'de görülmektedir.



Şekil 2.6. N=82 ve N=126 nötron sayılı kapalı kabuklar arasındaki sınırlarda β deformasyonunun nötron sayısına göre değişimi

Şekil 2.6'te gösterilen deformasyonlar büyük kuadropol momentli toprak alkali çekirdekleri içerir. Kapalı kabuklara sahip olan çekirdekler için deformasyon ortaya çıkmamıştır. N=90 sınırında ise kararlı deformasyon aniden gözükür.

N=88 ve N=90 civarında β 'daki ani değişme (artış) tek parçacık kabuk modelinin özellikleriyle tamamen bağlantılı değildir ve bu artış kolektif hareketin rotasyonel şekil ile vibrasyonu arasındaki bir geçişi gösterir.

Moleküllerdeki eşleşme durumları deforme bir çekirdeğin açıl momentum eşleşmesine benzer. Moleküler durumda olduğu gibi çekirdeklerin de düşük enerjili

seviyelerdeki simetri eksenini civarında rotasyon yoktur. Fakat serbest parçacıkların iç hareketi bu eksen civarında açısal momentumun bir bileşeni olan $\mathbf{K}h = \sum K_p h$ şeklinde verilir. Burada K_p tek parçacık nükleonunu gösterir. Simetri eksenine dik olan kolektif açısal momentum ise \mathbf{I} 'dir. Rotasyon enerjisi \mathbf{M} 'den bağımsızdır [28,29].

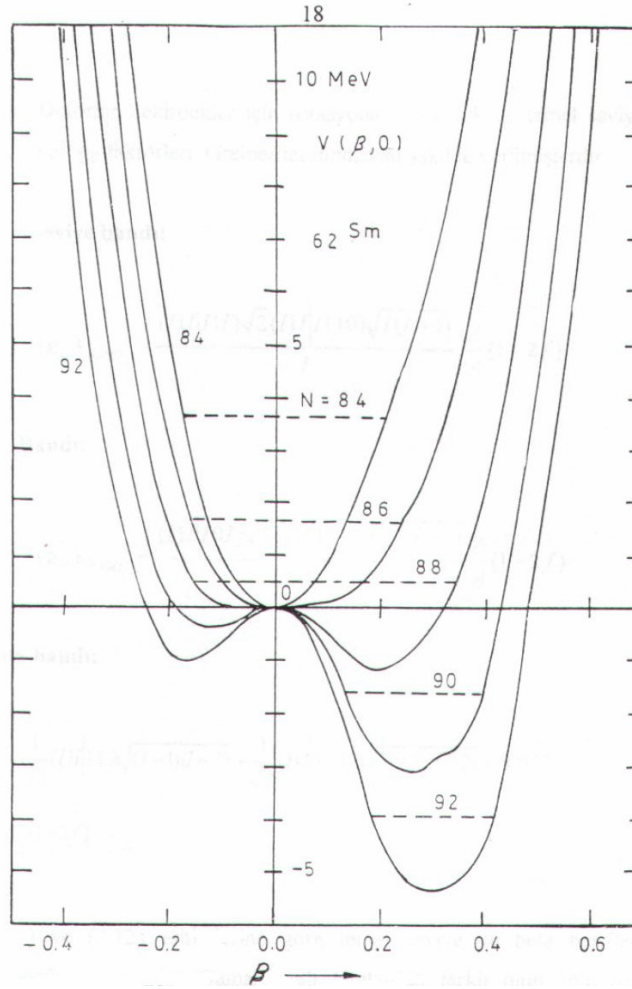
\mathbf{M} h uzaydaki sabit eksen boyunca \mathbf{I} 'nin bir bileşenidir. $\mathbf{K}h$ 'da simetri eksenini boyunca olan bir bileşenidir. Buna göre R 'nin mutlak değeri,

$$|R|^2 = [I(I+1)] h^2 \quad (2.14)$$

şeklinde verilir [12].

2.10. Çift-Çift Çekirdeklerin Deforme Olması

Şekil 2.7'de görüldüğü gibi potansiyel enerji ve deformasyon bir fonksiyon olarak çizildiğinde, kapalı kabuk $N=82$ olduğunda ve $N=82$ 'yi biraz geçtiğinde çiftlenim kuvvetleri nükleonların gruplaşarak küresel şekli korumaya çalıştığını ve denge halinde bu şekli koruduğunu; nötron sayısı 88'e doğru arttığında uzun menzilli kuvvetlerin çiftlenimi yendiği ve çekirdeğin deforme olmaya başladığı görülür. Ortak hareket dönme (rotasyonel) enerjinin küçük ve eylemsizlik momentinin büyük olmasını gerektirir. Dolayısıyla rotasyonel durumları çok fazla deforme olmuş çift-çift çekirdeklere gözlemek mümkündür. Burada temel seviyedeki durumların enerji oranları $E_{4+} / E_{2+} = 10/3$, $E_{6+} / E_{2+} = 7$ olarak gözlenmiştir. Kapalı kabuklara yaklaşıldığında rotasyonel enerji ile ilgili formülasyon değişir.



Şekil2.7 V potansiyel enerjisinin β deformasyon parametresinin $\gamma = 0$ için asimetric görünümü.

Sabit bir deformasyon değeri etrafında titreşimler β – titreşimleri olarak adlandırılır. Sabit deformasyon şekli etrafındaki salınımlar ise, γ – titreşimleri olarak adlandırılır. Diğer bir deyişle sabit γ için β – titreşimi çekirdeğin eliptik kesitini ekseni doğrultusunda simetrik bir titreşimi ve bir γ – titreşimi sabit β için aksenal simetrinin kaybına sebebiyet veren bir titreşimi gösterir. γ – titreşiminde ki en düşük kuantum sayısı $K=2$ ve çift pariteye sahiptir. Çift-çift çekirdekte β – titreşimi için en küçük kuantum sayısı $K=0$ ve pozitifdir. Daha yüksek deformasyonlar oluştuğunda çekirdek bir elipsoid yerine bir armut şeklini alabilir. Bu ise şeklin kuadropol titreşimlerini verir. Bu titreşimler çekirdeğin simetri ekseni boyunca sıfırdan üç birim açisal momentum taşınmasına sebep olur [11].

2.11. Eşleşme ve Kuadropol Kuvvetleri

Çekirdeklerdeki nükleonları bir arada tutan nükleonlar arası çekirdeksel kuvvetlerin karakterleri, bugün hala tam olarak bilinmemektedir. Yapılan çalışmalar; bu kuvvetlerin doyma karakterleri gösteren, kısa menzilli, çok şiddetli çekici özellikte olduğu, nükleonların yüklerine bağımlı olmadığı ve nükleonların yüklerinin ve spin doğrultularının değiş tokuşu sonucu, değiş tokuş kuvveti olarak ortaya çıktıklarını göstermiştir. Bu özellikler, tek bir kuvvet olarak açıklanamaz. Ancak, kuvvetler arasında eşleşme ve kuadropol kuvvetleri önemli bir yer almaktadır. Kumar ve Barranger tarafından ileri sürülen eşleşme-kuadropol modeli deforme çekirdekler için oldukça uygun neticeler vermektedir [20].

Çekirdekte, aynı enerji seviyesinde bulunan iki nükleon arasındaki kısa menzilli kuvvete eşleşme kuvveti denilmekte ve bu kuvvet bilhassa dolmamış kabuklardaki parçacıklarını etkilemektedir. Eşleşme kuvveti, çekirdekte küresel simetriyi korumaya çalışır. Çekirdekte, kuadropol yük dağılımı sonucu ortaya çıkan uzun menzilli kuvvete de kuadropol kuvveti denir. Bu kuvvet çekirdeği deforme şekle götürmeye meyillidir. Çekirdeği deformasyona karşı koruyan eşleşme kuvvetinin etkisi, çekirdeğe valans nükleonlar ilave edildikçe azalır ve çekirdeği rotasyonal spektruma götüren kuvvetler hakim duruma geçerek deforme çekirdek yapısı oluşur [21]. Valans nükleonlar arttıkça çekirdek deformasyona gider. Ancak deformasyondan sonra bile eşleşme konfigürasyon karışımı yapar ki bu durumda eşleşmiş partiküller en son dolmuş seviyelere saçılırlar. Eşleşme mümkün her türlü simetriyi korumaya çalışır. Küresel simetriden vazgeçse bile eksenel simetriyi korur. Eşleşme, kapalı kabuklar civarında en önemli faktördür. Çift çekirdeklerin temel seviyeleri 0^+ dır ve eşleşme sahasında çift nükleonlar eşleşip sıfır açısız momentuma sahip olurlar.

Dudex ve arkadaşları [22], çekirdekteki eşleşme gücü için,

$$G = \frac{G_0}{A} + \frac{G_1(N-Z)}{A} \quad (2.15)$$

ifadesini bulmuşlardır. G_0 ve G_1 parametrelerinin proton ve nötron için değerleri yerlerine konarak deforme ve geçiş çekirdekleri için sırasıyla proton ve nötronlara ait eşleşme gücü G_p ve G_n ,

$$G_p = [17.9 + 0.176(N - Z)]/A \quad (2.16)$$

$$G_n = [18.95 - 0.078(N - Z)]/A$$

bağıntılarıyla bulunur. Marshalek ve Rasmussen [23] bu değerleri $G_p = 23.5/A$ ve $G_n = 28/A$ olarak vermişlerdir.

Tablo 2.1 Eşleşme sabitleri

Dudex ve ark. [] Gp(1),G(1)	Nilsson ve Prior [] Gp(2),G(2)	Marselak ve ark. [] Gp(3),Gn(3)	A.Ansari ve ark. [] Gp(4),Gn(4)	M.Baranger ve ark. () Gp(5),Gn(5)
$G_p = [17.9 + 0.176(N - Z)]/A$	Gp=25VA	Gp=30VA	Gp=26VA	Gp=27VA
$G_n = [18.95 - 0.078(N - Z)]/A$	Gn=18VA	Gn=20VA	Gn=21VA	Gn=22VA

Kollektif kuadropol hareketin dinamiği Bohr ve Mottelson tarafından belirlenmiştir. Deformasyonun potansiyel enerjisinin şekline bağlı olarak, Hamiltoniyenin küresel şekli etrafında vibrasyon ve katı deforme çekirdek etrafında rotasyon olduğu açıktır [24].

2.12. Rotasyonel Durumlar

Deforme bir çekirdekteki nükleonların kollektif hareketi rotasyonel veya vibrasyonel olabilir. Çift çift çekirdekler için, uyarılmış durumlar, bir nükleon çiftinin bozunumu ile meydana gelir. Bu çok fazla eşleşme enerjisi gerektirir ve çok düşük uyarılmış

bütün durumlar için karışık uyarılmalar meydana getirir. Bu karışık uyarılmalar, çekirdeğin dinamik hareketleri, yani vibrasyon ve rotasyon kavramları ile açıklanabilir [25]. Çift-çift çekirdeklerde, rotasyonel durumların meydana gelmesi, vibrasyonel durumların meydana gelmesinden daha kolaydır [26].

Kapalı kabuğun dışındaki deforme çekirdeğin rotasyonel hareketi sistemin iç yapısına tesir etmez. Küresel bir çekirdeğin dönme spektrumu yoktur. Küresel çekirdeğin iç hareketini, titreşim ve tek parçacık hareketi oluşturur. Deforme bir çekirdekte bunlara ilave olarak dönme spektrumu mevcuttur. Deforme bir çekirdeğin hareketi şu üç hareketten meydana gelir.

1. Tek parçacık hareketi
2. Titreşim hareketi
3. Dönme hareketi

Çekirdek, çok parçacıklı olduğundan bu üç hareket birbirini etkilemektedir. Titreşim hareketine uygun gelen seviyeler, yüksek ($\approx 2-3$ MeV) enerjilerdir. Dönme hareketine uygun gelen enerjiler ise çok düşük ($\approx 400-600$ eV) enerjileridir. Deforme çekirdekteki dönme spektrumu ile titreşim spektrumu karşılaştırıldığında, birbirlerine çok uzak olduğu görülür. Bu durumda titreşim ve dönme hareketleri birbirini etkilemez. Dönme hareketinin, tek parçacık hareketine de etkisi yoktur. Çünkü tek parçacık hareketine uygun gelen enerji ≈ 2 MeV gibi çok yüksek bir enerjidir. Bu da, dönme spektrumu enerjisinin yanında çok yüksek bir enerjidir. Bu sebeple, birbirlerinden bağımsızdırlar. Rotasyon enerjisi klasik olarak,

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \phi \omega^2 \quad (2.17)$$

şeklinde yazılır. Burada, ω açısal hız ve ϕ efektif eylemsizlik momentidir. Rotasyon katı cismininki gibi değil, çekirdek etrafında dolanan hidrodinamiksel dalga sebebiyle sıvı damlasınıninki gibi düşünülebilir. Parçacıkların rotasyonel olmayan hareketi Şekil 2.8 için simetri eksenine dik bir eksen etrafındaki efektif eylemsizlik momenti, deformasyonla tanımlanır ve

$$\varphi = \varphi_0 \beta^2 = \varphi_0 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^2 \quad (2.18)$$

olarak yazılabilir. Burada φ_0 , 'katı' momenttir ve

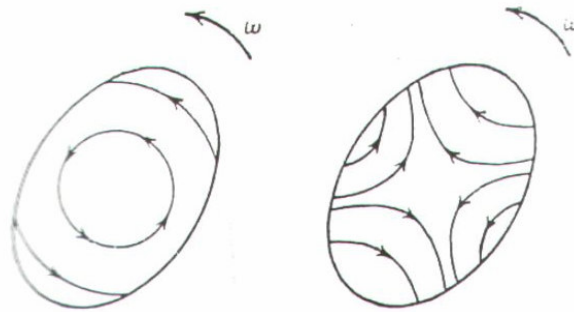
$$\varphi = \frac{2}{5} M A R_0^2 \quad (2.19)$$

ile verilir.

Rotasyon açısai momentum $\varphi \omega = |R|$, Denk.2.16' de, $|R|^2 = [I(I+1) - K^2] \hbar^2$ eşitliği de kullanılarak yerine yazılırsa,

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\varphi} [I(I+1) - K^2] \quad (2.20)$$

elde edilir. Öz hareket ile verilen K değerleri için bu denklem, seviyelerin rotasyonel bantlarının öz hareket enerjilerinde üst üste binmesi ile tanımlanır. $K=I/2$ için özel bir formül bulunabilir.



Şekil 2.8. (a) Sabit rotasyon (b) Bir elipsoidal akışkanın irrotasyonel akışı

Taban durumundaki çift-çift çekirdekler için, parçacıklar artarda zıt K_p durumlarına düşer ve böylece iç hareketin toplam açısai momentuma katkısı sıfır olur ($K=0$). Nükleer eksene dik bir düzlem etrafında simetri vardır, Bose istatistiğine uygun olarak diatomik moleköl durumunda olduğu gibi

$$I=0, 2, 4, 6, \dots (\text{çift parite}) \quad (2.21)$$

olmalıdır ve 180° lik rotasyon için dalga fonksiyonu değişmeyecektir.

Çift-çift çekirdeğin taban durumu daima $I=0^+$ dır ve birinci uyarılma durumu genellikle $I=2^+$ dır. Çift-çift çekirdeklerin gözlemlenen 2^+ durumlarının enerjilerindeki sistematik değişim genellikle $E2$ Coulomb geçişlerindeki kuvvetli uyarılmalardır ve kapalı kabuklar arasındaki düşük enerjilere karşılık gelir [27].

2.13 Vibrasyonel Durumlar

Kapalı kabukların dışındaki artarda birkaç parçacık ile çekirdek, küresel bir denge şekline sahiptir ve küresel yüzey civarındaki gevşek parçacıkların bir titreşim şekli, kollektif hareketi oluşturur. Bu hareket tipinde, çekirdek, kesin bir vibrasyonel kuantum sayısına, $\hbar\omega_1$ enerjili fononlara ve harmonik osilatörün kuantum mekaniksel biçimi ile uyum içinde olan $l\hbar$ açısız momentumuna sahiptir. Böyle bir çekirdeğin seviye spektrumu, bazı durumlarda bir rotasyonel ince yapısı ilave olmakla birlikte, bu vibrasyonel durumlar üzerine kurulur. Bu çekirdek için, kararlı bir deformasyon yok iken, kapalı kabuklardan uzaktaki çekirdeğin durumundaki gibi, statik durumlar artmaz.

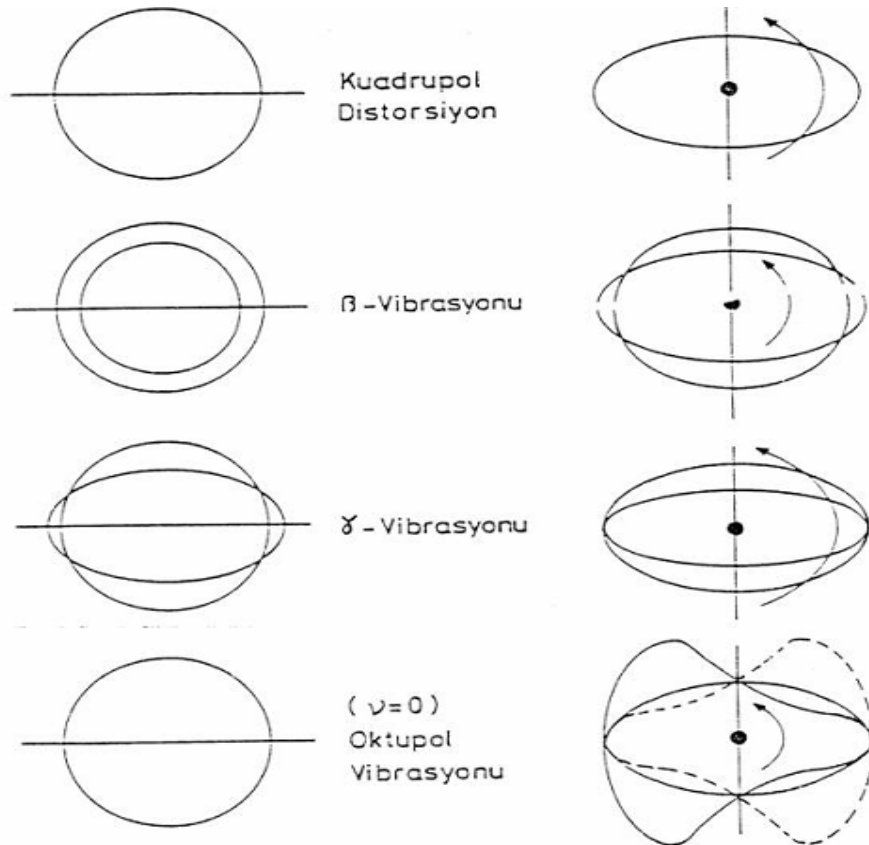
En basit vibrasyonel spektra, öz hareketinin nükleer spinine katkısı olmayan, çift-çift çekirdekler için bulundu. Pratikte, farklı seviyeler arasındaki dejenerelik çözülür ve beklenen bir 0^+ taban durumu ve bir 2^+ ilk uyarılmış durumu, ilk uyarılmış durumun ikinci düzey enerjileri ile $0^+ 2^+ 4^+$ üçlü durumu izlenir. Enerjiler çekirdeğin kapalı kabuklardan olan uzaklığına göre, düzenli olarak değişir [27].

Eksenel simetrik rotasyonel çekirdek ve küresel vibrasyonel çekirdek $A \approx 194$ 'ün aşağısında ve $A \approx 150$ 'nin yukarısında bulunur. Örneğin, β^- bozunumu kararlı çekirdek ^{150}Sm ve ^{152}Gd çekirdeklerinin her ikisi de $0^+ 2^+ 4^+$ ($0^+ 2^+ 4^+$) şeklinde vibrasyonel seviye sırasına sahipken, ^{152}Sm ve ^{154}Gd çekirdekleri $0^+ 2^+ 4^+ 6^+$ şeklinde rotasyonel bir sıra ortaya koyar. ^{150}Sm ve ^{152}Gd çekirdeklerindeki ilk 2^+

seviyeleri, 0.334 ve 0.344 MeV iken, ^{152}Sm ve ^{154}Gd çekirdeklerindeki ilk 2^+ seviyeleri, 0.122 ve 0.123 MeV enerjilerine sahiptir [26].

2.14. Beta, Gama ve Kuadropol Titreşimler

Sihirli çekirdeklerde, komşu çekirdeklerdeki eşleşme etkisiyle küresel öz bozulmaz ve nükleonlar sıfır açısız momentumlu çiftler meydana getirir. Çekirdeğin, küresel denge biçimi etrafındaki ortak hareketi bir titreşim hareketidir. Ancak kapalı kabuk dışına valans nükleonları ilave edildikçe, uzun menzilli kuadropol kuvvetleri küresel yapıyı bozar. Böylece çekirdek, bozulmanın küresel yapıda kendini göstermesiyle elipsoidal bir şekil alır. Denge biçimi etrafındaki titreşim hareketi ile deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun dönmesinden ortak hareket meydana gelir.



Şekil 2.9. Deforme çekirdeğin ortak hareketinin titreşim şekillerinin gösterilmesi. Sol tarafta z eksenine dik kesit verilmiş ve x eksenini yatay çizgi olarak gösterilmiştir. Sağ tarafta ise kesit yz düzleminde gösterilmiş olup düşey çizgiler x eksenini gösterir

γ parametresi, β ve γ herhangi bir değer aldığı zaman dönme simetrisine göre çekirdeğin sapmalarını gösterir. β , z' eksenine göre dik düzlemdeki titreşimleri gösterir. Elipsoidal deforme çekirdekdeki titreşim karakterdeki hareket, β ve γ parametrelerinin zamana bağlı değişimleriyle ifade edilir. Beta titreşim hareketi, γ parametresinin sıfır değerinde sabit kalarak β 'nın zamanla değişmesini verir. En basit titreşim beta titreşimidir. Bu titreşimlerin simetri eksenini etrafında açısız momentumları yoktur. Bunun sonucu $K = 0$ ve spin paritesi 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , durumları ortaya çıkar. Oldukça düşük uyarmalar gama titreşim hareketleridir. Bu harekette β sabit kalır ve γ simetri eksenini etrafında titreşir. Gama bandı için $K = 2$ 'dir ve spin paritesi 2^+ , 3^+ , 4^+ , gibi değerler alır. Kuadropol bandı için $K = 0$ olup spin pariteleri 1^- , 2^- , 3^- , 4^- , değerlerini alabilir. Görüldüğü gibi pariteleri negatiftir. Kuadropol titreşimler 3 eksene paralel açısız momentumun, sıfırdan üç birimine kadar olan değerlere sahip olabilirler. Bu titreşimler Şekil 2.9'de gösterilmektedir. Deforme çekirdekte toplam açısız momentum korunmasının z bileşeninin yani $I_z = K$ 'nın korunması ile mümkündür [11].

BÖLÜM.3.KUADROPOL MOMENTİN DİĞER BİLİMLERDE KULLANILMASI

3.1.Atom ve Molekül Fiziğinde Elektrik Kuadropol Moment

Atom çekirdeklerinin yarıçapları 10^{-4} Å mertebesindedir ve bunlar elektronun çekirdekten olan tipik uzaklığı (≈ 1 Å) a göre çok küçüktür. Çekirdekler aynı zamanda, elektronlardan (yaklaşık 10^4 defa) daha ağırdır. Bu yüzden çekirdeği sonsuz kütleli pozitif bir nokta yük gibi olduğunu düşünmek iyi bir yaklaşıktır. Bununla birlikte atom fiziğinde gerçekleştirilen yüksek duyarlıklı deneyler, çekirdeğin sonsuz kütleli nokta yük olduğu düşünüldüğünde elektronik enerji düzeyleri üzerinde açıklanamayan ufak etkilerin varlığını koymaktadır. Bu etkilere aşırı ince yapı etkileri denir. Bu etkiler, elektronların çekirdekte oluşturdukları elektromanyetik alanla çekirdeğin elektromanyetik çok kutup momentlerinin etkileşmesinden doğar. Parite ve zamanın ters dönmesi değişmezliğini kullanarak mümkün çok kutup çekirdek momentleri sayısının ciddi biçimde sınırlandırıldığı gösterilebilir [30].

1935 yılında ^{151}Eu ve ^{153}Eu izotoplarının optik spektrumlarının aşırı ince yapı çalışması sırasında, bu yapının, sadece çekirdek dipol momentleri ve iç kısımlarla, uygulanan manyetik alan arasındaki etkileşmeyle açıklanamayacağını bulmuşlardır. Küresel olmayan simetrideki atom çekirdekleri veya tam olarak söylemek gerekirse, elektronik kabukların elektrik alanıyla çekirdek elektrik kuadropol momentleri arasındaki elektrostatik etkileşmeden kaynaklanan, bir sapma gözlenmiştir.

Şu ana kadar çekirdeğin küresel simetriye sahip olduğunu varsaydık, eğer durum buysa, çekirdek küresel simetrik bir kuvvet alanıyla çevrelenmiştir. Bir başka daha az basit, mümkün yük dağılımı, bir elektrik dipolün yük dağılımıdır; bununla birlikte statik bir elektrik dipol (çekirdek hallerinin paritesinin korunması gerekliliğinden) çekirdekte

bulunmamaktadır. Bu duruma ters olarak özellikle açıkça küresel şekle sahip olmayan bütün çekirdekleri $I \geq 1$ spinine sahip, dönme eksenine göre elipsoit olan çok sayıda çekirdek bulunmaktadır. Homojen yüklü bir döne elipsoidin elektrik potansiyeli artık küresel simetrik olmaktan çıkar, bunun yerine bu durum (bir ilk yaklaşıklık olarak) elektrik kuadropol momenti ile tanımlanır. Bir $\rho(r)$ keyfi eksenel simetrik Q_0 yük dağılımının eQ_0 kuadropol momenti τ hacmi üzerinden integral olarak tanımlanır:

$$eQ_0 = \int_{\tau} (3\xi^2 - r^2) \rho(r) d\tau \quad (3.1)$$

Burada r yük dağılım merkezine olan uzaklık ve ξ dönme simetri ekseninin yönündeki koordinattır. Böyle bir yük dağılımı V potansiyeliyle tanımlı ($\vec{E} = -\text{grad}V$) homojen olmayan elektrik alanına sokulursa, enerji seviyeleri elektrostatik etkileşme sebebiyle

$$\Delta E_Q = \frac{1}{4} eQ_0 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - 1/2 \right) \quad (3.2)$$

kadar kayarlar. Burada θ (benzer şekilde eksenel simetrik olduğu varsayılan) potansiyelin z -ekseni ile yük dağılımının dönme-simetri eksenini arasındaki açıdır.

Serbest bir atom durumunda (3.2)'i kullanabilmek için, kuadropol momentinin dönme simetri eksenine potansiyelinin sırayla I ve J ile lineer olacağı gerçeğini hesaba katmak zorundayız. Spektroskopik olarak gözlenen Q kuadropol momenti böylece, çekirdek yük dağılımının küresel simetriden ayrılmasını karakterize eden (3.1) ifadesinden, Q_0 değerine eşit olmayacaktır. Çekirdeğin dönmesi sebebiyle, bir zaman ortalamalı Q etkin kuadropol momenti gözlenir ve bu

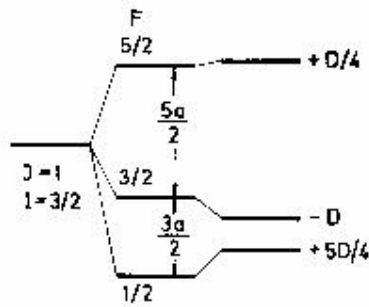
$$Q = Q_0 \frac{I(2I-1)}{(J+1)(2J+1)} \quad (3.3)$$

değerine sahiptir. Sonuç olarak $Q=0$, $I=0$ veya $I=1/2$ için geçerlidir. Q_0 'ın sayısal değerleri ^{238}U için $1000 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$, ^2H için $0.28 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$, ^1H ve ^{16}O için 0 ve ^{65}Cu için $-19.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ aralığındadır. Böylece θ açısı, ince yapı ve aşırı ince yapı durumlarında

kullandığımız yöntemle benzer olarak yine kosinüs kanununun yardımıyla vektör modeliyle ifade edilir. Sonuç

$$\Delta E_Q = eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \frac{(3/4)C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (3.4)$$

şeklindedir. Burada $C=F(F+1)-I(I+1)-J(J+1)$ kısaltması yapılmıştır. Aşırı ince yapı terimleri ΔE_Q kadar kaymışlardır. (Şekil 3.1) ve böylece aralık kuralı bozulmuştur.



Şekil.3.1. $J=1$ ve $I=3/2$ olan bir hal için aşırı ince yapı seviyelerinin kuadropol kayması,

gösterilen kayma pozitif bir kuadropol momentine karşılık gelmektedir. D sabiti $(eQ)(\partial^2 V/\partial z^2)$ faktörüne eşittir. Aralık kuralıyla verilen beklenen yarımlama deseni kuadropol etkileşmesiyle geliştirilmiştir.

Kuadropol kaymalarının niceliksel bir tartışması birçok kısmı itibariyle güçtür. Çekirdeğin kuadropol momentlerini belirlemek için $\partial^2 V/\partial z^2$ alan değişimi bilinmelidir. Katılar veya moleküllerde bulunduğu gibi (laboratuarlarda üretilebilecek değerlerden daha büyük) alan değişimleri ancak tam bir ölçüme izin verecek kadar büyük terim kaymalarına sebep olur.

Kuadropol kayması, kristallerdeki yüksek çözünürlüklü atom spektroskopisinde aşırı ince yapının analizi sırasında hesaba katılmak zorundadır. Burada, bilgi özellikle iç elektrik alan değişimi ve böylece atom ve moleküller arasındaki elektronların dağılımı civarında elde edilebilir. İç, kapalı elektronik kabukların açık kabuklardaki dış elektronlardan gelen alanla kutuplanmasıyla meydana gelen alan değişimini hesaplamak zordur. Bu etki

sebebiyle elektrik alan değişiminde yapılması gerekli düzeltmeler ancak tam olmayacak bir tarzda hesaplanabilir [31].

Kuadropol Q_{ij} bileşenleri aşağıdaki gibi tanımlanan ikinci mertebe simetrik bir tensördür. Çekirdeğin kütle merkezine göre protonun koordinatı R_p olsun ve $X_{p1} = X_p$, $X_{p2} = Y_p$, $X_{p3} = Z_p$ bunun kartezyen bileşenleri olsunlar. O zaman,

$$Q_{ij} = \sum_p 3X_{pi}X_{pj} - \delta_{ij}R_p^2 \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (3.5)$$

dir ve burada toplam, çekirdekteki tüm protonlar üzerindedir. Elektrik dipol momentinin Q büyüklüğünü $|I, M_I = I\rangle$ durumunda $Q_{zz} \equiv Q_{33}$ bileşenin ortalama değeri olarak tanımlanır.

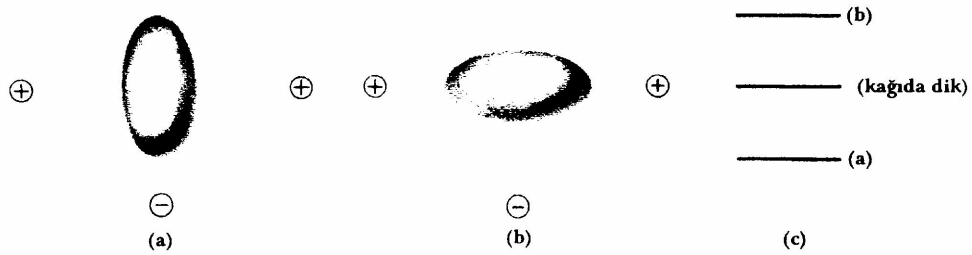
$$\begin{aligned} Q &= \langle I, M_I = I | Q_{zz} | I, M_I = I \rangle \\ &= \langle I, M_I = I | \sum_p 3Z_p^2 - R_p^2 | I, M_I = I \rangle \end{aligned} \quad (3.6)$$

Q niceliği alan boyutlarına sahiptir ve çoğu kez barn (10^{-24} cm^2) olarak ölçülür. Örneğin döteron $Q=0.0028$ barn büyüklüğünde bir elektrik kuadropol momentine sahiptir. Denklem (3.6) den yük dağılımı küresel simetrik olan bir çekirdeğin elektrik kuadropol momentine sahip olamayacağı açıktır, çünkü o zaman $3Z_p^2$ nin ortalama değeri $R_p^2 = X_p^2 + Y_p^2 + Z_p^2$ nin kine eşittir. Gerçekten, Q 'nun değeri çekirdekteki yük dağılımından sapmanın bir ölçüsünü verir. Eğer çekirdek yükü dağılımı I (kutuplar şişkin) doğrultusu boyunca uzanırsa o zaman $Q>0$ öte yandan yük dağılımı yassılaşırsa (kutuplar) $Q<0$ olur [30].

3.2.Katıhal Fiziğinde Nükleer Kuadropol Rezonans

Spinleri $I \geq 1$ olan çekirdekler elektrik kuadropol momentine de sahip olurlar. Q kuadropol momenti çekirdekteki yük dağılımının eliptik karakterinin bir ölçüsü olup (3.1) formülüyle tanımlanır:

Kristal içinde yer alan bir çekirdek, Şekil 3.2' de olduğu gibi, çevresindeki elektrostatik alanı görür. Bu alanın simetrisi kübik simetriden daha az ise çekirdek kuadropol momenti ile etkileşerek enerji düzeylerinde yarılmalara yol açar. Yarılan durumlar I spinine ait olan $2I + 1$ sayıdaki durumlardır. Kuadropol yarılmaları, uygun frekanslı bir magnetik alanında düzeyler arasındaki geçişler sonucu, doğrudan gözlenebilir. Nükleer kuadropol rezonans terimi statik bir manyetik alan yokluğunda çekirdek kuadropol yarılmaları gözlemleri için kullanılır. Kuadropol yarılmaları özellikle Cl_2 , Br_2 , ve I_2 gibi kovalent bağlı moleküllerde belirgin olur; düzey yarıma frekansları $10^7 - 10^8$ Hz mertebesinde olur [11].



Şekil.3.2. (a) Bir çekirdeğin elektrik kuadropol momentinin ($Q > 0$), şekildeki dört komşu iyonun elektrik alanında minimum enerjili doğrultusu. İyonların kendi elektronları gösterilmemiştir. (b) Maksimum enerjili doğrultusu (c) $I = 1$ için enerji düzeyinin yarılmaları

BÖLÜM.4. NÜKLEER FİZİKTE KUADROPOL MOMENT

4.1. Çekirdek Fizikinde Elektrik Kuadropol Moment

Nükleer yapı hakkındaki bilgilerimizin çoğu çekirdeklerin çevreleri ile kuvvetli nükleer etkileşmelerin incelenmesinden değil, çok daha zayıf elektromanyetik etkileşmelerden sağlanır. Yani nükleer etkileşme, çekirdek içerisindeki nükleonların hareketi ve dağılımını düzenler. Biz bu dağılımı elektromanyetik etkileşme ile inceleriz. Bunu yaparken elektromanyetik alanlar kullanabiliriz. Çünkü elektromanyetik alanların nükleonlar üzerindeki etkisi nükleer çevrenin uyguladığı kuvvetli etkileşmeden daha azdır. Böylece ölçümlerimiz ölçmeye çalıştığımız şeyi önemli miktarda bozamaz. Elektrik yük ve akımların herhangi bir dağılımı uzaklıkla karakteristik bir tarzda değişen elektrik ve manyetik alanlar meydana getirir. Yük ve akım dağılımının her biri karakteristik uzaysal bağımlılığa sahip bir elektromanyetik multipol moment ile gösterilir. $1/r^2$ elektrik alanı, net yükten kaynaklanır ve sıfırıncı veya monopol moment denir. $1/r^3$ elektrik alanı, birinci veya dipol momentten, $1/r^4$ elektrik alanı ikinci veya kuadropol momentten meydana gelir ve böylece devam eder. Manyetik multipol momentler, monopol moment hariç, benzer şekilde davranırlar. Bilinen kadarıyla manyetik monopoller mevcut olmadıklarından veya oldukça nadir olarak bulduklarından manyetik monopol moment katkıda bulunmaz. Elektromanyetik teori değişik elektrik ve manyetik multipol momentlerin hesaplanması için yöntemler içerir. Aynı yöntemler kuantum mekaniği kullanılarak, multipol momentler işlemci formunda yazılıp çeşitli nükleer durumlar için beklenen değerleri hesaplanabilir. Bu beklenen değerler ölçülen deneysel değerlerle karşılaştırılabilir.

En basit yük ve akım dağılımları yalnız en düşük mertebeli multipol alanları verir. Küresel bir yük dağılımı yalnızca bir monopol (Coulomb) alan verir, daha yüksek mertebeli alanların hepsi sıfırdır. Dairesel bir akım halkası yalnız bir manyetik dipol alanı verir. Doğa çekirdeklerin inşasında keyfi davranmaz; eğer bir basit, simetrik yapı mümkünse o zaman çekirdekler o yapıyı oluşturmaya meylederler. Bu yüzden genellikle çekirdeğin

elektromanyetik özelliklerini karakterize etmek için en düşük mertebeli multipol momentleri hesaplamak veya ölçmek gereklidir [32].

Çekirdeklerin küresel bir yapıya sahip oldukları kabul edilir. Gerçekte bu kabulü yapabilmek için hiçbir sebep yoktur. Bununla beraber, çekirdeklerin dönme periyotlarına nazaran uzun bir zaman aralığı için ortalama alınırsa, dönen çekirdekler ortalama olarak silindirik bir simetriye sahiptirler. Gerçekten, tatbikatta bu daima böyledir. Silindirik bir simetriye sahip bir yük dağılımının meydana getirdiği elektrostatik potansiyel, koordinat başlangıcından r uzaklığının tersinin kuvvetleri cinsinden seriye açılabilir:

$$\Phi(r, \theta) = \frac{e}{r} \left\{ Z + \frac{D}{r} P_1(\cos \theta) + \frac{Q}{2r^2} P_2(\cos \theta) + \dots \right\} \quad (4.1)$$

burada θ , yervektörü (r) ile dönme eksenini (z) arasındaki açıdır, ve $P_1(\cos \theta), P_2(\cos \theta), \dots$ Legendre polinomlarıdır, yani:

$$P_1(\cos \theta) \equiv \cos \theta, \quad P_2(\cos \theta) \equiv \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1), \dots \quad (4.2)$$

dir. Z çekirdeğin yük sayısı, D ve Q sabitleri de elektrik dipol moment ve elektrik kuadropol moment adları ile bilinmektedir.

Çekirdekler simetri merkezine sahip olduklarından dolayı elektrik dipol momente sahip değildir böylece çekirdeklerin küresel asimetrisi Q ile ölçülür. Spini sıfır olan ($I = 0$) çekirdekler için $Q = 0$ olmalıdır, çünkü $I = 0$ olduğu zaman çekirdeğin imtiyazlı bir eksenini yoktur ve böylece yük dağılımının zamana göre ortalaması küresel olur. Açısal momentumu $I = \frac{1}{2}$ olan çekirdekler için de $Q = 0$ olur.

Eğer bir çekirdeğin yük dağılımı üniform, şekli bir dönele elipsoid, a büyük yarı eksenini simetri eksenini ve b yarı eksenini de ona dik olan eksen ise, kuadropol moment

$$Q = \frac{2}{5} Z(a^2 - b^2) \quad (4.3)$$

ile ifade edilir. Eğer bir çekirdek H manyetik alanının içerisine koyulursa, bu alan çekirdeğin manyetik momentine bir kuvvet çifti ile tesir eder ve böylece açısal momentum vektörüne alan doğrultusu etrafında presesyon yaptırır. Bu presesyon hareketi, bir topacın hareketinde bilinen presesyon gibidir. Bu hareketin enerjisi

$$E = \mu \cdot H = \frac{e\hbar}{2M_p c} g m H \quad (4.4)$$

Şeklindedir, burada m manyetik kuantum sayısıdır ($I \cdot H = m H$). Bir manyetik alan içinde verilmiş bir enerji seviyesi, böylece

$$h\nu_L = 2\pi \hbar \nu_L = \frac{e\hbar}{2M_p c} g H \quad (4.5)$$

enerji aralıkları ile seviyelere ayırılır. Bu da Larmor frekansını tarif eder:

$$\nu_L = \frac{e}{4\pi M_p c} g H \quad (4.6)$$

Çekirdeğin kuadropol momentleri, enerji seviyelerinin aralık kaidesinde sapmalarını gözlemek suretiyle deneysel olarak tayin edilebilir. Aralık kaidesi, elektronlarla çekirdek arasındaki manyetik etkileşmeye ait enerjinin I ve J arasındaki θ açısına bağlı olması ve bu bağlılığın $\cos\theta$ ile orantılı bir fonksiyon şeklinde olması esasına dayanır. Eğer manyetik etkileşmeye ek olarak bir de elektrik etkileşme varsa, bu takdirde etkileşme enerjisinde $\cos^2\theta$ ile orantılı bir terim olacaktır. Böylece gözlenen enerji aralıkları ile hesaplanan enerji aralıkları arasındaki farklar $\cos^2\theta$ kanununa uymalıdır. Bu deneysel olarak gerçekleşmiştir. Kuadropol momentler ^{176}Lu için +8b değerinden ^{119}Sn için -8b değerine kadar değişir. Döteron için deneysel olarak en son bulunan değer + 0.00282 barn'dır [33].

4.2. Öz Kuadropol ve Kuadropol Momentler

Elektrik kuadropol momentler, nükleer deformasyonların önemli belirtileridir. Spektroskopik olarak elde edilmiş Q büyüklükleri, rotasyonel çekirdeklerin belirlenmiş yük dağılımlarının şekil ve boyut simetrisizliğinin bir belirtisidir. Bu nedenle deforme çekirdeklerin incelenmesinde önem taşır. Şayet $Q > 0$ ise çekirdek kavun biçiminde (prolate), $Q < 0$ ise çekirdek topaç biçiminde (oblate) deformasyona sahiptir. $Q = 0$ hali küresel simetrik bir yük dağılımını gösterir. Rotasyonel modelde çekirdeğin spektroskopik kuadropol momentini

$$Q(I) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+1)} Q_0 \quad (4.7)$$

bağıntısıyla verilir. Burada Q_0 genelleştirilmiş öz kuadropol momentdir ve ;

$$Q_0 = \frac{3}{5\pi} ZR^2 \beta_0 (1 + 0.36\beta_0) \quad (4.8)$$

ifadesiyle verilir. Kuadropol momentler, deneysel olarak Coulomb uyarması ve ince yapı ölçümlerinden bulunabilir [34].

Kuadropol moment genellikle, atomik veya moleküler sistemdeki, çekirdeğin yönelmesi ile orantılı olan enerjinin ölçülmesi ile tanımlanır. Kuadropol moment spektroskopiksel olarak izah edilebilir. Döteronla yapılan deneyler, nötron ve protonlar arasındaki nükleer kuvvetin merkezi bir kuvvet olmadığını gösterir. Bu tespit, kuadropol momentin tanımlanmasında büyük önem arzeder. İki nükleon arasındaki nükleer kuvvet, nükleer spinlerin relatif doğrultularına ve nükleonların durum vektörlerine bağlıdır. En çok kullanılan tanımı ile kuadropol moment, çekirdeğin küresel yük dağılımından sapmasının bir ölçüsüdür. Çekirdeklerin çoğunun küresel yük dağılımından ayrılmadığı görülür. Bu

durumun istisnası, çok büyük pozitif kuadropol momente sahip olan nadir-toprak elementleridir. Genelde, çift-çift çekirdeklerin kuadropol momentleri (Q) sıfırdır, bunlar $I=0$ spine ve küresel simetrik yük dağılımına sahiptirler. Ayrıntıda iki önemli sapma görülmektedir, bunlar;

- a) Tek proton çekirdeğinin kuadropol momentleri, tek proton çekirdeğinin kuadropol momentleri açısından benzerdir.
- b) $150 \leq A \leq 190$ bölgesinde kapalı kabuklar arasındaki nükleon sayılarına sahip çekirdeğin kuadropol momentlerinin büyüklüğü tek parçacık değerinin 10-20 katıdır ve Q/R değeri yaklaşık olarak 10-20'dir.

Burada R çekirdek içerisindeki yük dağılımının yarıçapıdır $R = R_0 A^{1/3}$ ve $R_0 = 1.3$ fm'dir ve tek proton çekirdeğinin kuadropol momentinin nükleer yarıçapın karesinin mertebesinde olması gerekir, yani, $10^{-25} - 10^{-24} \text{ cm}^2$ dir. β_D çekirdeğin biçimi ve δ_D potansiyelin biçimiyle ilgili olan elektrik kuadropol momentler, deforme çekirdeklerin yük dağılımının da bir göstergesidir. Bu sebeple deforme çekirdeklerin incelenmesi önemlidir. Klasik hesaplamalar homojen yüklü dönme elipsoidinin kuadropol momentini verir. Büyük ve küçük yarı eksenleri a ve b olan bir çekirdeğin kuadropol momentini

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(a^2 - b^2) = \frac{4}{5} \bar{R} Ze(a - b) = \frac{4}{5} \bar{R}^2 Ze \beta_D \delta_D \quad (4.9)$$

ile hesaplanır. Burada Ze çekirdeğin elektrik yüküdür, $\bar{R} = \langle R^2 \rangle$ ve Q_0 öz kuadropol momenttir ve değeri ise barn'dır. Daha yüksek mertebeli hesaplamalarda,

$$Q_0 = \frac{3}{(5\pi)^{1/2}} \bar{R}^2 Z \beta_D \left[1 + \left(\frac{5}{64\pi} \right)^{1/2} \beta_D \right] \quad (4.10)$$

formülü yazılabilir. Tüm çekirdeklerin temel halde simetri merkezine sahip oldukları varsayılırsa çekirdeğin kendi sisteminde elektrik dipol momentini sıfır olmalıdır. Tecrübeler bazı çekirdeklerde elektrik yük dağılımının küresel simetriden bağımsız olduğunu aksial simetriye ve aksial eksene dik olan simetri düzlemine sahip olduğunu göstermiştir.

Elektrik yükünün küresel dağılımından farklı dağılımı kuadropol momentiyle karakterize olur.

$$Q_0 = \frac{1}{e} \int \rho(r) (3z^2 - r^2) d\tau = \langle JJ | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} r^2 Y_{20} | JJ \rangle \quad (4.11)$$

Burada e protonun yükü, ρ elektrik yük yoğunluğudur. Eğer elektrik yük dağılımı sabit ve z simetri ekseni en büyük (eksense) ve çekirdek simetri ekseni ile aynı yönde ise kuadropol momenti pozitif işaretlidir. Eğer çekirdeğin biçimi z ekseni yönünde basılmışsa kuadropol momenti negatif işaretlidir. s (z yönünde) ve a (z eksenine dik yönde) yarı eksenlerine sahip elipsoid şeklindeki çekirdeğin kuadropol momenti sabit elektrik yük dağılımı Denk.(4.9) deki gibi ifade edilir. Eğer $c = a + \Delta a$ ve $\Delta a \ll a$ olursa

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z a^2 \frac{\Delta a}{a} \quad (4.12)$$

çekirdeğin tecrübeye ölçülen kuadropol momenti Q öz kuadropol momenti olan Q_0 ile aynı değildir. Q_0 çekirdekte elektrik yükünün küresel biçimden farklılığını ifade eder. Çekirdeğin laboratuvar sisteminde ölçülen kuadropol momenti Q ; $m=j$ halinde çekirdeğin kuadropol momenti olarak adlandırılır. Deforme çekirdeğin dalga fonksiyonu

$$\psi_J = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{MK}^J \quad (4.13)$$

şeklinde yazılır. Burada,

$$D_{M0}^L = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_{LM} \quad (4.14)$$

D_{M0}^L vignerin genelleştirilmiş küresel fonksiyonudur. Denk.(4.14) ve (4.15)formülleri ve EK. A'daki Clebsch-Gordon katsayıları kullanılarak kuadropol momenti (4.16)'daki gibi yazılabilir.

$$Q \equiv \langle Q \rangle_j = Q_0 \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} \quad (4.16)$$

Çekirdeklerin kuadropol momentleri çok büyük aralıkta değişmektedir. Bazı çekirdeklerin kuadropol momentlerinin büyük olması bu çekirdeklerin küresel simetriden farklı biçime sahip olmalarını göstermektedir. Sonuç olarak $J = 0$ veya $\frac{1}{2}$ olduğu zaman Q sıfıra eşittir. Öz kuadropol moment sıfıra eşit olmayabilir. $K = J \rightarrow \infty$ limit durumunda öz kuadropol moment $Q \rightarrow Q_0$ olduğu zaman normal şartlar altında

$$Q < Q_0 \quad (4.17)$$

ifadesine eşittir. Deneysel Q coulomb uyarılmasıyla veya ince yapı sabitiyle tanımlanır. Q_0 değeri rotasyonel bir bant içinde $E2$ geçiş olasılığı, izotop yerdeğiştirme ve yüksek enerji saçılmasıyla bulunabilir. Q ve Q_0 'ı biliyorsak buradan β_D veya δ_D yi hesaplayabiliriz [35].

BÖLÜM.5. ÇEKİRDEĞİN TEK PARÇACIK MODELİ

5.1. 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. Bunu yaptığımızda tamamen dolu kabuklardan oluşan bir eylemsiz kor ve birkaç değerli elektronları elde ederiz. Bu durumda model, atomik özellikleri esas olarak değerli elektronları tarafından belirlendiğini varsayar. Atomik sistemlerin bazı ölçülen özelliklerini modelin kestirdiği değerlerle karşılaştırdığımızda büyük bir uyum içinde olduğunu görürüz.

Bu modeli nükleer yapıya uygulamaya çalıştığımızda birçok güçlükle karşılaşırız. Atomik durumda potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır; alt kabuklar bir dış kaynak tarafından oluşturulur. Schrödinger Denklemini bu potansiyel için çözebilir ve elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjilerini hesaplayabiliriz. Çekirdekte böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar kendilerinin oluşturduğu bir potansiyel içinde hareket ederler.

Hartree-Fock metodu nükleer kabuk modeline bir temel oluşturur. Bu model çekirdekteki tüm parçacıkların oluşturduğu ortak bir potansiyel kuyusunda hareket eden etkileşmeyen parçacıkları ifade eder. Grupların oluşturduğu potansiyel kuyusundaki enerji yörüngeleri, yani kabuklar, önemli enerji aralıkları tarafından bölünür. Tek parçacık kabuk modeli (yani Bağımsız Parçacıklar Modeli) tam olarak nükleer yapıyı tanımlayamamaktadır. Bununla birlikte, rezidual etkileşim sonucu oluşan nükleer korelasyonların davranışı için bir temel oluşturur.

5.1.1. Nükleer kabuk modeli potansiyeli

Hartree-Fock denklemlerinin çözümü, nükleon-nükleon etkileşimine dayanır ve sadece birkaç hafif ve sihirli çekirdekler için elde edilebilir. Bu yüzden, ortalama alan potansiyeli genellikle deneysel olarak seçilir. Ortalama alan potansiyelinin (bir fonksiyonun yarıçapı gibi) davranışı ve nükleer yoğunluk dağılımı arasında bir bağıntı olduğu farz edilir.

Kabuk modelini geliştirirken ilk adım, potansiyelin seçimidir. İşe; üç boyutlu Schrödinger denkleminin üç boyutlu çözümleri bulunan ve ortalama alan potansiyeli olarak alınan sonsuz kare kuyu ve harmonik salınıcı potansiyelleri ile başlanır. Kare kuyu ve harmonik titreşici potansiyelleri nükleer ortalama alanda ilk olarak kullanıldı. Deneysel veriler çekirdekte nükleon saçılmasında harmonik titreşici potansiyelinin hafif çekirdekler için en uygun, kare kuyu potansiyelinin ise ağır çekirdekler için çok uygun olacağını önermektedir. Reel nükleer potansiyel sonlu olmalı, sonlu yüzey kalınlığına (nükleer yoğunluğa benzer) sahip olmalı ve radyal bağımlılık kare kuyu ve harmonik titreşici arasında aracı olmalıdır.

Şimdi sonsuz küresel harmonik titreşici kuyusundaki oluşan seviyeleri dikkate alalım. Böyle bir potansiyel;

$$V(r) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 \quad (5.1)$$

formülü ile verilir. Burada m nükleonun kütlesi ve ω_0 klasik titreşici frekansıdır.

Schrödinger denklemini ;

$$\left(-\frac{1}{2m} \Delta + V(r) - E\right) \psi = 0 \quad (5.2)$$

şeklinde yazıp (5.1) potansiyelini (5.2) denkleminde yerine koyarsak,

$$\psi_{nlm} = \frac{u_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (5.3)$$

çözümünü elde ederiz.

$Y_{lm}(\theta, \varphi)$ küresel fonksiyonları, l^2 operatörünün ve l nin z-ekseni üzerindeki izdüşümü l_z nin öz fonksiyonlarıdır. (m özdeğerleriyle). Dalga fonksiyonunun radyal kısmı $u_{nl}(r)$

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} u_{nl} = 0 \quad (5.4)$$

denklemini sağlar. Buradan özdeğerleri,

$$E_N = (N + \frac{3}{2})w_0 \quad (5.5)$$

şeklinde elde ederiz [36]. Burada $N=0,1,2,3,\dots$ ve E_N özdeğerlerinin her biri dejeneredir. Bu da birkaç l değerine karşılık gelir. N bir çift sayı ise $l=0,2,4,\dots,N$ değerlerini, N bir tek sayı ise $l=1,3,\dots,N$ değerlerini alır.

N tane dejenere durumda maksimum parçacık sayısı;

$$n_N = \sum_l 2(2l+1) = (N+1)(N+2) \text{ 'ye eşittir.}$$

$N=0$ dan $N=N_0$ 'a kadar dolu seviyelerin toplam parçacık sayısı,

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

ifadesine eşittir.

Harmonik titreşici seviyeleri genellikle bir (n, l) tamsayı çiftiyle temsil edilir. n 'lerin anlamı n 'ye karşılık gelen l değerini seviye dizisindeki n . ci durumda gözükmektedir. l aynı zamanda harflerle de temsil edilebilir.

$$l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 \quad (5.6)$$

s p d f g h i j k

Böylece seviye dizini 1s, 1p, 2s, 1d ile başlar. Tablo 5.1'de Harmonik titreşici kuyusu için $\sum_N n_N$ toplam parçacık sayısı, her bir dejenere seviyenin n_N maksimum parçacık sayısı ve tek-parçacık enerjileri verilmiştir.

Kabuklar 2,8,20,79,112,168.....vb. (proton) nötron sayılarına eşit olduğunda kabukların dolu olduğu Tablo 5.1 'de gösterilmiştir.

Tablo.5.1. Harmonik titreşici kuyusunda tek parçacık durumu

N	E_N/w_0	(n,l) durumu	n_N	$\sum_n n_N$
0	$3/2$	1s	2	2
1	$5/2$	1p	6	8
2	$7/2$	2s 1d	12	20
3	$9/2$	2p 1f	20	40
4	$11/2$	3s 2d 1g	30	70
5	$13/2$	3p 2f 1h	42	112
6	$15/2$	4s 3d 2g 1f	56	168

Bu sayılar (ilk üçü hariç) deneysel verilerden bulunan sözde sihirli sayılardan farklıdır. Sihirli sayılar 2,8,20,28,50,82 ve 126'dır. Bu sayılara sahip kabuklar dolu kabuklardır. Not edilen kare kuyu içindeki dolu kabuklara karşılık gelen sayılar, deneysel sihirli sayılardan azda olsa farklıdır. Ortalama alan potansiyelinin değişime uğraması bu yüzden gereklidir.

Şimdi w_0 frekansını ve nükleer yarıçapla olan bağlantısını tahmin edelim. Ortalama kinetik ve potansiyel enerjiler harmonik titreşici tüm seviyeleri için eşittir. Kullanılan (5.1) ile ana kare yarıçapı $\langle r^2 \rangle$ (simetrik N=Z durumu burada düşünülür.) içinden tek parçacık enerjilerinin toplamını ifade etmek mümkündür.

$$\sum_{i=1}^Z E_i + \sum_{i=1}^N E_i = mw_0^2 A \langle r^2 \rangle \quad (5.7)$$

Deneysel olarak $\langle r^2 \rangle \approx \frac{3}{5} R^2$, $R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$, $r_0 = 1,24 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ dir. (5.7)'daki toplama nükleer taban hal için ifade tahmin edilebilir. Burada tüm $N=Z \leq N_0$ halleri nötronlar ve protonlarla doludur. (5.5) formülünden aşağıdaki

$$2 \sum_{i=1}^{A/2} E_i = \sum_{N=0}^{N_0} 2(N+1)(N+2)(N+\frac{3}{2})w_0 \approx \frac{1}{2}(N_0+2)^4 w_0 \quad (5.8)$$

elde edilir ve ayrıca

$$A = 2 \sum_{N=0}^{N_0} (N+1)(N+2) \approx \frac{2}{3}(N_0+2)^3 \quad (5.9)$$

tür.

N_0 A ile değiştirilebilir. Denklem (5.7) dan;

$$\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} \right)^{4/3} A^{4/3} w_0 = m w_0^2 A \cdot \frac{3}{5} R^2 \quad \text{ve} \quad w_0 = 41 A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (5.10)$$

dir.

Şimdi denklem (5.10) harmonik titreşici potansiyeli eşit uzaklıkta yer alan seviyeler arasındaki enerji farkı ifade edilebilir.

5.1.2. Spin yörünge potansiyeli

Potansiyelin sihirli sayıları tam olarak vermesi için onu nasıl değiştirebiliriz? Tabii potansiyelde köklü değişimler yapamayız çünkü modelin fiziksel içeriğini değiştirmek istemeyiz.

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (5.11)$$

Denklemi ile verilen potansiyel nükleer potansiyel için çok iyi bir yaklaşımdır. Öyleyse durumu geliştirmek için bu denkleme yeni terimler eklemek gerekir. 1949'da Mayer, Haxel, Suess ve Jensen potansiyele bir spin-yörünge potansiyelinin eklenmesinin alt kabukların ayrılmasını tam olarak vereceğini göstermişlerdir.

Ortalama alan potansiyelini gerçeğe daha yakın bir şekilde ifade etsek bile, dolu kabuklara karşılık gelen sayıları doğru bir şekilde bulmak zordur. Bu yüzden harmonik titreşicinin dejenereliğini ortadan kaldıran yeni bir etkileşimin yazılması gerekir. Nükleer kabuk modeli öne sürüldüğü zaman yeterince güçlü spin-yörünge etkileşmesinin mevcut olduğu ve böyle bir amacı gerçekleştirebileceği öne sürüldü. Bu etkileşmeye karşılık gelen spin-yörünge potansiyeli

$$V_{ls} = -V_{ls}(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (5.12)$$

şekindedir. Burada $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$ ve s nükleer spindir.

$$V_{ls}(r) \approx \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \quad (5.13)$$

Atom fiziğinde olduğu gibi, spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, durumları $j=l+s$ toplam açısal momentumun 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 $j=1/2$ izinlidir). Spin-yörünge potansiyeli tek parçacık seviyelerinin J toplam açısal momentumuna göre dejenereliğini bozar.

$$J^2 = (l+s)^2 = l^2 + s^2 + 2(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (5.14)$$

bağıntısını kullanarak

$$l \cdot s = \frac{1}{2} \{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\} = \begin{cases} \frac{1}{2}l \Rightarrow j = l + 1/2 \\ -\frac{1}{2}(l+1) \Rightarrow j = l - 1/2 \end{cases} \quad (5.15)$$

ifadesini elde ederiz.

Spin-yörünge kuvvetleri radyal dalga fonksiyonlarının büyük ölçüde değişmesine sebep olmaz. Dolayısıyla, çekirdekte meydana gelen etki şu şekildedir:

$$j = l + 1/2 \text{ seviyesi } \frac{1}{2}l \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl} \text{ bağıntısıyla aşağıya iner.} \quad (5.16)$$

$$j = l - 1/2 \text{ seviyesi ise } \frac{1}{2}(l+1) \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl} \text{ bağıntısıyla yukarı çıkar} \quad (5.17)$$

$$\text{Dolayısıyla iki seviyenin yarılması, } \frac{1}{2}(2l+1) \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl} \text{ ifadesine eşittir.} \quad (5.18)$$

Görüldüğü gibi l arttıkça yarılmada artmaktadır. ($\langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$ den dolayı). Yani nl durumundaki $V_{ls}(r)$ ortalama değeri l 'ye bağımlılığı azdır. $j = l \pm 1/2$ olan seviyelerin deneysel olarak gözlenen yarılmaları yaklaşık olarak $\Delta \epsilon_{ls} \approx -20 \vec{l} \cdot \vec{s} A^{-2/3} MeV$ ifadesi ile verilir.

Spin-yörünge potansiyelinin takdimi teorik olarak yetersiz bir temeldir. Bununla birlikte, çoğu deneysel bilgilerde ortalama alan potansiyelinde nispeten güçlü spin-yörünge kısmının varoluşunu kanıtlar. Bu bilgilerden bir tanesi de, bir nükleon eklendiğinde (veya çıkartıldığında) oluşan kapalı kabuklara sahip çekirdeklerdeki $j = l \pm 1/2$ seviyelerinin yarılmadır. Diğer bir deneysel kanıt ise nükleonlar ile çekirdek arasındaki etkileşimde gözlenen polarizasyon etkidir.

Şekil 5.1'de spin-yörünge çiftlenimi sonucu oluşan enerji spektrumunda meydana gelen değişimleri göstermektedir. Dolu kabuklara tekabül eden parçacıkların sayısı, 2,8,20,28,50,82,126 ve 184 sihirli sayılarıyla uyuşur.

“Shell” terimi iki sihirli sayı arasındaki durumların seti için de kullanılan bir ilave terimdir. “Subshell” terimi ise n, l, j kuantum sayılarıyla karakterize edilen dejenere durumlar için kullanılacaktır. Örneğin dördüncü kabuk, nötron (proton) sayısı 50 ve 82 arasında beş alt kabuktan meydana gelir: $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$.

Spin-yörünge kısmı olan harmonik titreşici potansiyelinin içindeki kabuklar nadiren karardır. Bununla birlikte kabukta iç çift kabukların sıralaması düzensizdir ve bu kararsızlık spin-yörünge çiftlenim kuvvetine bağlıdır.

5.2. Nilsson Modeli

Parçacıkların aksel (aksial) simetrik potansiyel çukurda hareketini ilk defa Nilsson izah etmiştir. Bu potansiyel anizotropik harmonik titreşici formda kabul edilmiş ve spin-orbital etkileşimlerinde göz önünde bulundurulmuştur. Potansiyel orta ve ağır çekirdeklere çok iyi tatbik edilebilir. Nükleer spektroskopik, eksensel deforme çekirdeklerin incelenmesi için Nilsson tarafından ileri sürülen modelde, tek parçacık

hareketini temsil eden, z eksenine göre simetrik harmonik osilatörü potansiyel olarak alan Hamiltoniyen şu şekildedir [37].

$$H = (M/2)(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2) + C\vec{l} \cdot \vec{s} + D\vec{l}^2 \quad (5.19)$$

Burada 1.terim anizotrop osilatörün potansiyelidir. Bu potansiyelde, küresel olmayan potansiyel çukurunun kenarının yayıldığı kabul edilmiştir. 2.terim spin-orbital karşılıklı etkileşmesini dikkate alır. 3.terim tek parçacıklı hallere uygun olarak l 'nin büyük değerlerine karşılık gelen enerjiyi küçültmek için dahil edilir. Böylece birçok küresel olmayan çekirdekler dönme elipsoidine yakın şekilde olurlar. Farz edelim ki çekirdek yüzey eksenel simetri ile karakterize edilsin ve bu durumda $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ dür. Bildiğimiz gibi bu durumda çekirdeklerin sabit hacimde şeklini bir deformasyon parametresi ile ifade etmek mümkündür. Nilsson potansiyelinde bu parametre δ ile gösterilir ve aşağıdaki gibi tayin olunur :

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 + \omega^2 \left(1 + \frac{2}{3} \delta\right) \quad , \quad \omega_3^2 = \omega^2 \left(1 - \frac{4}{3} \delta\right) \quad (5.20)$$

Çekirdeğin hacmi, sabit ω_1 , ω_2 ve ω_3 frekansları ile ters orantılı olduğundan dolayı ω sabit değildir. δ deformasyon parametresi aşağıdaki şekilde verilir.

$$\omega \equiv \omega(\delta) = \omega(0) \left(1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3\right)^{-\frac{1}{6}} \quad (5.21)$$

Düşük deformasyon halinde δ parametresi, β ile aşağıdaki gibi birbirine bağlıdır.

$$\delta = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \quad (5.22)$$

Nükleonun H toplam hamiltoniyenini bulmak için (5.19) ifadesine $-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta$ kinetik enerjisi operatörünü ilave etmek lazımdır. Hamiltoniyende küresel simetrik hisseyi ayırırsak ;

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + \frac{M\omega^2(\delta)}{2} r^2 \quad (5.23)$$

olur.

Tek parçacıklı hamiltoniyeni aşağıdaki gibi yazalım:

$$H = H_0 + H_\delta + C \vec{l} \cdot \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (5.24)$$

Burada;

$$H_\delta = -\frac{2}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} M \omega^2 \delta r^2 Y_{20}(n) \quad (5.25)$$

İfadesine eşittir. Şunuda kaydedelimki; H operatörü ile nükleonların tam momentumunun karesi olan J^2 , orbital momentumunun karesi olan l^2 ve z-ekseni boyunca orbital ve spin momentumları l_z ve s_z komut etmez. H_0 küresel simetride H toplam hamiltoniyeni ile komut değildir. Ancak toplam momentum operatörünün $j_z = l_z + s_z$ simetri eksenine izdüşümü, H ile komuttur. Buna göre nükleonun (5.24) ifadesindeki hali Ω tam momentumunun izdüşümünün belli değerleri ile karakterize edilir.

Sonraki adım; tek parçacıklar hamiltoniyeni olan H 'nin köşegenleştirilmesinden ibarettir. Bunun için kolay bir tasvir bulup, H hamiltoniyenini bu tasvirde yazmak lazımdır. Öyle bir tasvir seçmelidir ki H_0 simetrik hamiltoniyeni köşegen olsun. Başka deyişle Nilsson potansiyelinde hareket eden nükleonların temel fonksiyonunu yazmak için $\chi_{I\Lambda\Sigma}^N$ harmonik izotrop titreşici fonksiyonundan istifade edeceğiz.

$$H_0 \chi_{I\Lambda\Sigma}^N = (N + 3/2) \hbar \omega \chi_{I\Lambda\Sigma}^N \quad (5.26)$$

λ ve Σ tek nükleonun orbital ve spin momentumlarının çekirdeğin simetri eksenini üzerindeki bileşenleridir. $\langle N'l'\Lambda'H|Nl\Lambda\Sigma\rangle$ matris elemanının köşegen olmamasına rağmen bu matris elemanının hesaplanması $|Nl\Lambda\Sigma\rangle$ tasvirinde çok sadedir. Bu tasvirde sistemin hamiltoniyenin spin-orbital teriminin matris elemanları çok sade bir formülle ifade edilir.

$$\langle N'l'\Lambda'\vec{l}\cdot\vec{s}|Nl\Lambda\Sigma\rangle = \frac{1}{2} \delta_{N'N} \delta_{l'l} \left\{ \sqrt{(l \pm \Lambda)(l \pm \Lambda + 1)} \delta_{\Lambda', \Lambda \pm 1} \delta_{\Sigma, -\Sigma} \pm \Lambda \delta_{\Lambda', \Lambda} \delta_{\Sigma', \Sigma} \right\} \quad (5.27)$$

H_δ 'nin matris elemanlarını hesaplamak çok zor olmasına rağmen onun açılmal hissesi kolayca hesaplanabilir.

$$\langle l'\Lambda'Y_{20}|l\Lambda\rangle = \sqrt{\frac{5(2l+1)}{4\pi(2l'+1)}} \langle 20l0|l'0\rangle \langle 20lm|l'm\rangle \quad (5.28)$$

H_δ 'nin radyal kısmının matris elemanları için şu ifadeler yazılır:

$$\langle N'l'|r^n|Nl\rangle = \left[\frac{\Gamma\left(\frac{N-l+2}{2}\right)\Gamma\left(\frac{N'-l'+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{N+l+3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{N'+l'+3}{2}\right)} \right]^{1/2} \left(\frac{l-l'+n}{2}\right)! \left(\frac{l'+l-n}{2}\right)! \chi$$

$$\chi \sum_{\sigma} \frac{\Gamma\left(\frac{l+l'+n+3}{2} + \sigma\right)}{\sigma! \left(\frac{N-l}{2} - \sigma\right)! \left(\frac{N'-l'}{2} - \sigma\right)! \left(\frac{l'+n-N}{2} + \sigma\right)! \left(\frac{l+n-N'}{2} + \sigma\right)!}$$

Hamiltoniyenin matris elemanları N kuantum sayısına göre köşegen değil; öyle ki $N'=N \pm 2$ dir. Birçok durumda köşegen olmayan matris elemanları, köşegen olandan çok çok küçüktür ve dikkate alınmaz. Buna göre Nilsson modelinin tek parçacık seviyelerini Ω ve N kuantum sayıları ile karakterize etmek mümkündür. Bu yaklaşım küçük deformasyonlar için doğrudur. Fakat büyük deformasyonlarda ($\delta > 0.25$),

(3.24) Hamiltoniyenindeki $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ve \vec{l}^2 terimlerini H_δ ye göre küçük kabul etmek mümkündür. Böyle bir durumda tek parçacık seviyeleri N, n_3, Λ, Ω ve Σ setiyle ifade edilebilir. Bakılan model çerçevesinde sistemin toplam enerjisini ve kararlı deformasyonunu hesaplamak mümkündür.

Sistemin Hamiltoniyeni şöyle ifade edilir.

$$H = \left(\frac{1}{2} \right) \sum_i (H_i + T_i) \quad (5.29)$$

Burada; H_i : (5.22)de ifade edilmiştir. T_i ise parçacığın kinetik enerjisidir.

Sistemin tam enerjisini deformasyon parametresinin fonksiyonu gibi ifade etmek için (5.29) Hamiltoniyenin ortalamasını hesaplamak gerekir. Deformasyon parametresinin kararlı değerlerini bulmak için enerjinin minimumundan faydalanılır.

$$\frac{\partial E(\delta)}{\partial \delta} = 0 \quad (5.30)$$

Ayrıca Nilsson modeli çekirdeklerin taban durumlarındaki spinlerini bulmaya da imkan verir. Nilsson modelindeki tek parçacık enerji seviyelerinin iki kat dejenere olmasını dikkate alırsak ($E_\Omega = E_{-\Omega}$) çift-çift çekirdeklerin taban durumunun spinleri ($\sum \Omega_i = 0$) olmalıdır. Eğer nötron veya proton sayıları tek olursa böyle çekirdeklerin taban durumuna uygun gelen spin $I_0 = \Omega_p(\Omega_n)$ olur. Böylelikle deforme çekirdeklerin taban durumunun spini, tek parçacığın spini ile karakterize edilir. ($\Omega=1/2$ durumları hariç) [38].

Nilsson potansiyeli farklı özelliklere sahip deforme çekirdeklerin tek parçacıklı bir sistemini tanımlamak için bazı yaklaşımlar kullanılmak sureti ile seçilmiştir. Nilsson modeli kuadropol momentlerini ve deforme olmuş çekirdeklerin dönme momentlerini (yani spinlerini) iyi açıklamasına karşılık manyetik momentlerini,

düşük enerjili uyarılma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını açıklayamıyor.

Nilsson potansiyeli yüksek duvarlıdır. Sonsuz kuyu potansiyeli, birçok nedenle nükleer potansiyel için iyi bir yaklaşım değildir. Bir nötron veya bir protonu ayırmak için onu kuyudan dışarı çıkaracak enerjii, yani sonsuz büyüklükte sağlamamız gerekir. Nükleer yüzeylerin önemli olduğu durumlarda örneğin çekirdek reaksiyonunun tesir kesitini hesaplamak için Nilsson potansiyeli kullanılmaz. Wood-Saxon potansiyelinin dalga fonksiyonu çekirdek yüzey davranışlarında kullanılan doğru bir yöntemdir. Sonuç olarak Wood-Saxon potansiyeli ile hesaplanmış birçok matris elemanları Nilsson dalga fonksiyonları ile hesaplananlardan oldukça farklıdır.

5.3.Wood-Saxon Modeli

Sonsuz kuyu potansiyeli, birçok nedenle nükleer potansiyel için iyi bir yaklaşım değildir. Bir nötron veya bir protonu ayırmak için onu kuyudan dışarı çıkarmaya yetecek enerjii sağlamamız gerekir. Buna ek olarak nükleer potansiyel keskin kenarlı değildir, fakat nükleer yük ve madde dağılımına oldukça benzer: ortalama R yarıçapının ötesinde düzgün olarak sifira yaklaşır. Diğer taraftan harmonik salıncı potansiyeli keskin bir şekle sahiptir ve yine sonsuz bir ayrılma enerjisi gerektirir. Bunun yerine bu iki potansiyel arasında bir şekle sahip olan Wood-Saxon potansiyelini seçeriz.

Woods-Saxon potansiyeli küresel simetrik, sonlu derinliğe sahip bir potansiyeldir. $r=R_0$ eş potansiyel yüzeyi, çekirdeğin merkezindeki potansiyelin yarısına karşılık gelir. Bu potansiyel iki kısımdan oluşur.

Merkezi kısım ;

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp[(1/a)(r - R_0)]} \quad (5.31)$$

Spin-yörünge çiftlenimi(bağlaşımı) kısmı ;

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (5.32)$$

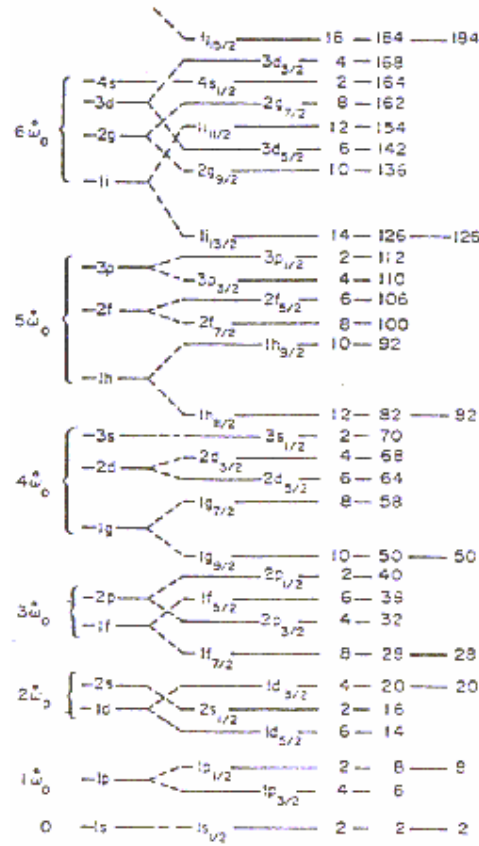
şeklindedir. Potansiyel parametreleri [39] ise;

$$\begin{aligned} V_0^N &= V_0 \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \\ V_0^Z &= V_0 \left[1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \end{aligned} \quad (5.33)$$

eşitlikleriyle ifade edilir.

Parametre değerlerini yazarsak,

$V_0 = 53 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,24 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, $a = 0,63 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ olan yüzey parametresi ve $\xi = 0.263$ olan spin-yörünge çiftlenim şiddeti parametreleri A atomik sayısının geniş bir aralığında küresel çekirdekler için yeterince kararlıdır.



Şekil.5.1. Harmonik titreşici ve kare kuyu arasında orta potansiyeldeki tek parçacık seviyelerinin gösterimi. Spin-yörünge çiftlenimini de içine alır. Seviye şemasının spin-yörüngesiz kısmı solda gösterilmiştir

Coulomb potansiyeli proton seviyelerinin hesaplandığı (5.31) ve (5.32) potansiyellerine eklenmelidir. Yüzeyde ihmal edilen etki,

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases} \quad (5.34)$$

ile verilir.

Woods-Saxon potansiyeli ile titreşici potansiyel Şekil 5.2'te karşılaştırılmıştır. Woods-Saxon potansiyeli daha düz bir tabana sahiptir ve titreşici ile kare kuyu arasında ara bir duruma karşılık gelir. Yüzey bölgesinin detayları (ayrıntıları) nükleer

reaksiyonlarda önemli bir yeri vardır. Nükleer yarıçap parametresi, Woods-Saxon potansiyelinde arttırıldığında l değeri büyük olan seviyeler, l değeri küçük olan seviyelerden daha hızlı bir şekilde aşağıya iner. Ayrıca Woods-Saxon potansiyelindeki kabuklar, harmonik titreşiciye kıyasla değişmez. Alt kabukların pozisyonu özellikle spin-yörünge çiftlenim kuvveti ile özel seçim parametrelerine göre değişir.

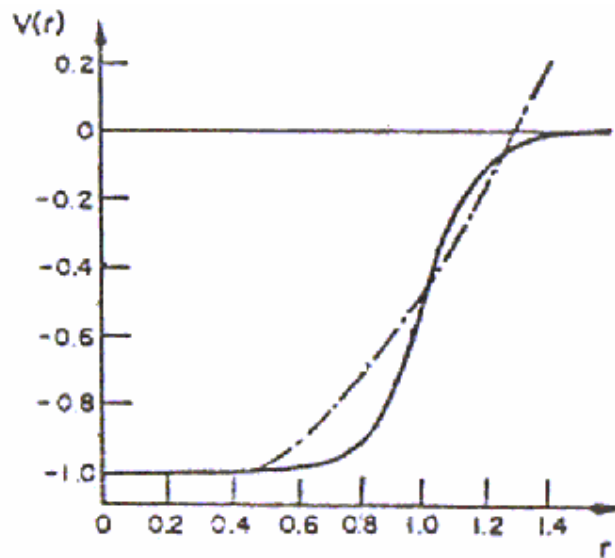
Kabuk modelinde birçok deneysel bulgular kabuk etkilerinin olduğunu göstermektedir. Kabuk etkisi çekirdek kütlesi değerinde görülmektedir. Bilindiği gibi çekirdeğin kütlesi,

$$M = \varepsilon(N, Z) = N.m_n + Z.m_p - B(N, Z) \quad (5.35)$$

yaklaşık formunda ifade edilir ve bağlanma enerjisi,

$$B(N, Z) = b_v A - b_s A^{2/3} - \frac{1}{2} b_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} - b_{pair} \frac{\delta}{A} \quad (5.36)$$

formülü ile verilir.



Şekil.5.2. Wood-Saxon (kesiksiz eğri) ve Harmonik Titreşici (kesikli eğri) Potansiyelleri

Tek-tek çekirdekler için $\delta = 1$, çift-çift çekirdekler için $\delta = -1$ 'dir. Diğer parametrelerin yaklaşık değerleri; $b_v = 16MeV$, $b_s = 20MeV$, $b_{sym} = 25MeV$ ve $b_{pair} = 27MeV$ 'dir.

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 davranış iki kat çift sihirli çekirdeklere görülmektedir. İki kat çift sihirli sayıya sahip çekirdek, hem nötron sayısı, hem de proton sayısı sihirli sayıya karşılık gelen çekirdeklerdir. Benzer davranış α ve β bozunumları enerjilerinde de görülür.

Kabuk etkilerinden bir diğeri ise verilen bir elementin ve farklı izotoplarının tabiattaki bolluk yüzdeleridir. Bu tür anormallikler sihirli sayıların üzerinde N veya Z sayısına sahip olan çekirdeklerdeki azalan bağlanma enerjilerini de içine alır. Kararlı ve uzun ömürlü izotopların sayısı $N=2,8,20,28,50,82$ ve 126, komşu çekirdeklerin N değerlerinden daha fazladır.

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. Sihirli sayıya sahip çekirdeklerin ilk 2^+ durumu enerjileri, sihirli sayıdan farklı çekirdeklerin enerjilerinden daha büyüktür. Sihirli çekirdekler nötron bağlanma enerjilerinin üstünde anormal küçük seviye yoğunluklarına sahiptir. Bu yüzden nötron yakalama kesitleri termal nötronlar ve aynı zamanda 1 MeV'e kadar enerjilerdeki nötronlar için küçüktür. Bu kabuk etkilerinin önemini gösteren başka bir kulanımdır.

Rezidual etkileşmeler çekirdeklere çok önemlidir. Etkileşmeler olmasaydı kabuk modelinin yapmış olduğu tahminleri gerçek çekirdeğin taban ve uyarılmış durumlarıyla ilgili özellikleriyle karşılaştırmamız anlamsız olacaktı yine de sihirli sayıya yakın tek-A'lı çekirdeklerin spin ve pariteleri kabuk modeli tahminleriyle karşılaştırabiliriz.

Çekirdeğin taban durumunda çift sayılı nötron veya protonlar toplam spini sıfır ve paritesi pozitif olacak şekilde çiftlenirler. Bundan dolayı tek-A'lı çekirdeklerin spin ve paritesi çift halde olmayan parçacık tarafından işgal edilmiş ortalama alan seviyesinin spin ve paritesiyle belirlenir.

Kapalı kabukların yukarıdaki nükleonların dalga fonksiyonu,

$$\psi_{nljm} = \frac{1}{r} u_{nlj}(r) \sum_{m_l, m_s} \left\langle l m_l \frac{1}{2} m_s \mid j m \right\rangle i Y_{lm_l}(\theta, \phi) \chi_{m_s} \quad (5.37)$$

ile ifade edilir. Burada $u_{nlj}(r)$ radyal kısmı, χ_{m_s} spin kısmı, $\left\langle l m_l \frac{1}{2} m_s \mid j m \right\rangle$ ise Clebsch-Gordan katsayılarını gösterir. j momentumuna sahip bir parçacığın olduğu durumlar kapalı kabuk için eksiktir, bu bir oyuk hareketi olarak izah edilebilir. $nljm$ kuantum sayılı oyuk durumu oluşumu, $nlj - m$ durumundaki bir parçacığın yok edilmesine denktir.

Tek-parçacık modeli tek-A'lı çekirdeklerin taban haldeki spin ve paritelerini önceden doğru olarak bildirir. Bu sadece küçük l -değerli bir alt kabuğun hemen ardından büyük l değerli bir alt kabuk olduğu durumlarda geçerli değildir. En küçük l seviyesinde kalan tek nükleon rezidual etkileşimin bir sonucudur.

Şimdi tek-parçacık kabuk modelinin açıklık getirdiği olaylara bakalım. Tek-parçacık modeli, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spinlerini ve paritelerini doğru olarak tahmin eder. İzah ettiği başka bir olay ise nükleer izomerliktir. Bilindiği gibi izomerik durumlar, bağıl olarak uzun ömürlü nükleer uyarılmış durumlardır. Uzun ömürlülük, ya yeniden uyarılma sonucu (de-excitation) oluşan radyasyonun düşük enerjileriyle ya da yüksek multipolariteyle ilgilidir. Tek-parçacık kabuk modeli, l_1 alt kabuğunun hemen hemen dolu olduğunu ve en yakın l_1 alt kabuğundan üç birim farklı olan l_2 alt kabuklu izomerik durumların oluştuğunu tahmin eder.

Tek-parçacık modelinin küresel tek çekirdekler taban durumunun spin ve pariteleri ile izomerik durumları açıklamadaki başarısı, spin-yörünge çiftlenimli Harmonik titreşici potansiyelinin ortalama alan kuyusunu iyi bir şekilde tasvir ettiğini gösterir. Rezidual etkileşme, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spinleri ve paritelerinde bir değişiklik yapmaz.

Şimdi birazda tek-parçacık kabuk modelinin açıklayamadığı olaylarla ilgili bilgi verelim. Bunlardan birisi de, 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, $\frac{1}{3}$ 'tür. Kabuk modelinde beklenenden daha fazla enerji düzeyleri ortaya çıkmaktadır.

Bu enerji yoğunluğunun nede oluştuğunu kabuk modeli tam olarak açıklayamamaktadır [40].

5.4. Çekirdeğin Süperakışkan Modeli

Yoğun madde fiziğinde 1957 yılında önemli bir gelişme olmuş, özkati maddelerde görülen süperiletken özelliği Barden, Cooper ve Schiffer tarafından, bugün BCS teorisi olarak bilinen ve onlara Nobel ödülü kazandıran, modelleri ile bir açıklamaya kavuşturulmuştur. Bu teorinin matematiksel temellendirilmeside Bogolyubov tarafından yapılmıştır. Bilindiği gibi çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında da, süper iletken metallerin enerji spektrumlarında olduğu gibi, bir enerji aralığı bulunmaktadır. Spektrumlardaki bu benzerliği ilk defa Bohr, Nilsson ve Pines fark etmiş ve daha sonra süperiletken katıların BCS teorisi Belyaev, Migdal, Soloviev teorisyenleri tarafından atom çekirdeğine uygulanmıştır.

Süperakışkan nükleer modelin denklemleri birkaç yoldan türetilir. Aşağıda Bugolyubov'un kuaziparçacık metodu ve varyasyon ilkesine dayanan yol izlenecektir. Burada Hamiltoniyen,

$$H = H_{sp} + H_{pair} \quad (5.38)$$

biçiminde alınabilir. Burada sp indisi tek-parçacık hamiltoniyenini, $pair$ indisi de eşleme etkileşmesini işaret etmektedir.

İkinci kuantumlama tasvirinde söz konusu nükleer hamiltoniyen $a_{s\sigma}$ yok etme ve $a_{s\sigma}^+$ yaratma operatörleri olmak üzere nötron sistemi için,

$$H = \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s-} a_{s+} \quad (5.39)$$

biçimindedir. Burada λ_n parametresi ortalama olarak parçacık sayısının korunması için girdirilmiş Lagrange çarpanıdır veya nükleer fizikteki ismi ile kimyasal potansiyeldir. (veya fermi enerji düzeyi parametresidir). Çünkü BCS teorisinde parçacık sayısı korunmamaktadır. Buradaki $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ fermiyon operatörleri oldukları için Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar.

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (5.40a)$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \quad (5.40b)$$

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ = 0 \quad (5.40c)$$

Bogolyubov'un kuaziparçacık metodu ise bu operatörleri aşağıdaki dönüşümle kuazi parçacık tasvirine geçirerek işlem yapmaya dayanır. $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuazi-parçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm,

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_z \alpha_{s\sigma}^+ \quad (5.41)$$

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

bu dönüşümde $\alpha_{s\sigma}^+$ ve $\alpha_{s\sigma}$ kuaziparçacık yaratma ve yoketme operatörleridir. u_s boşluk, v_s ise parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Bu dönüşümün kanoniklik koşulunu sağlaması için kuaziparçacık operatörlerinin de fermiyon cebriine uyması gerekir. Bu cebre uymaları için de gerekli koşul,

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (5.42)$$

olmasıdır. (5.42) denklemi bütün reel fonksiyonlar için geçerli olduğundan fermiyonları tasvir edecektir. (5.41) ifadesindeki denklemin kanonik dönüşümünün tersi (5.42) ifadesi kullanılarak;

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s,-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \quad (5.43)$$

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

şeklinde yazılır. Kuaziparçacık vakum dalga fonksiyonu $|0\rangle$ üzerine kuaziparçacık yok etme operatörünün etkisi,

$$\alpha_{s\sigma}|0\rangle = 0 \quad (5.44)$$

biçimindedir. Süperakışkan modelinde nükleonlar arasındaki (nötron-nötron, proton-proton) çiftlenme etkisi (çekim), birbirine konjuge olan seviyelerde (parçacıklar $s\sigma$ ve $s-\sigma$ hallerinde) ve toplam açısal momentumu sıfır olan hallerde meydana gelir. Böylece $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin Hamiltoniyenin ortalaması alınır,

$$\langle 0|H|0\rangle = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 - G_N \sum_s v_s^4 \quad (5.45)$$

bulunur. Dikkat edilirse bu ortalama sonucunda çıkan üçüncü terim birinci içine girdirilebilir. Bu işlem ortalama alan enerjisini,

$$E(s) = E_0(s) - \frac{G_N}{2} v_s^2 \quad (5.46)$$

ile renormalize ederek yapılabilir. $-G_N \sum_s v_s^4$ terimi ortalama nükleer alanın çiftlenme korelasyonlarının karakteristiğiyle tasvir edilir. (5.46) ifadesindeki renormalizasyon kullanılırsa, belli yaklaşıklıkla çiftlenme etkileşiminin ortalama alanın tek-parçacık seviyeleri üzerinde etkisi yoktur. (5.46) ifadesini kullanarak Hamilton ifadesini yeniden yazalım,

$$\langle 0|H|0\rangle = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 \quad (5.47)$$

(5.46) formülündeki u_s ve v_s fonksiyonları enerjinin minimum olma koşulundan belirlenecektir. Yani varyasyon prensibine dayanan bir metod kullanılmaktadır. İlave edeceğimiz μ_s lagrange çarpanı (5.42) ifadesindeki şartın ($\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0$) geçerliliğini sağlamlaştırmaktadır. δu_s ve δv_s varyasyonları formal olarak birbirinden bağımsızdır. Yani varyasyon her ikisi içinde ayrı ayrı uygulanır. Eğer

$$\delta \left[\langle 0|H|0\rangle + \sum_s \mu_s \eta_s \right] \quad (5.48)$$

şartını sağlıyorsa, enerji bir ekstramuma sahiptir.

$$\begin{aligned} 4\{E(s) - \lambda_n\} v_s - 2G_N u_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} - 2\mu_s v_s &= 0 \\ -2G_N u_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} - 2\mu_s v_s &= 0 \end{aligned}$$

elde edilir. Bu denklemlerde η_s ortadan kaldırılmak istenirse ilk denklem u_s ile çarpılır, ikincisi v_s ile çarpılır ve elde edilen denklemler birbirinden çıkarılırsa,

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) G_N \sum_s u_s v_s = 0 \quad (5.49)$$

ifadesine varılır. Denklem (5.49) aşağıdaki şekilde iki çözüme sahiptir:

1) Kabuk modeline işaret eden $u_s v_s = 0$ çözümü (normal hal çözümü):

Bu çözüm basamak fonksiyonu cinsinden şöyle ifade edilebilir. Basamak fonksiyonu sadece 1 ve 0 değerlerini alan özel bir fonksiyondur. Basamak fonksiyonuna bağlı olarak bu çözümle elde edilen u_s ve v_s fonksiyonlarının ifadesi şöyle olur:

$$u_s = 1 - \theta \quad , \quad v_s = \theta$$

burada $E(s) < \lambda_n$ ise $\theta = 1$ ve $E(s) > \lambda_n$ ise $\theta = 0$ şeklindedir. Elde edilen bu çözüm dikkatle incelenirse çekirdeğin kabuk yapısına işaret ettiği görülür. Tek parçacık enerjisi fermi enerji yüzeyinin altında ise $u_s = 0$ ve $v_s = 1$ olmaktadır. Bu demektir ki fermi enerji yüzeyi altında bulunan haller tamamen doludur. Tek parçacık enerjisi fermi enerji yüzeyinin üzerinde ise $u_s = 1$ ve $v_s = 0$ olmaktadır. Bu durumda fermi enerji yüzeyi üzerindeki hallerin parçacıklar tarafından doldurulmadığını, tamamen boş bırakıldığını gösterir.

2) Süperakışkan çözüm:

$$\Delta_N = G_N \sum_s u_s v_s \quad \text{şeklinde bir parametre tanımlanırsa} \quad \varepsilon(s) = \sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}$$

kuaziparçacık enerjisi olmak üzere, yukarıdaki denklemlerden u_s ve v_s için;

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad , \quad u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (5.50)$$

şeklinde istenen çözümler elde edilir. Bu çözümler, Δ_N parametre denklemine götürülürse,

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{\sqrt{\Delta_N^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \quad (5.51)$$

ve $N = 2 \sum_s v_s^2$ sayı operatörüne götürülürse,

$$N = \sum_s 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{\Delta_N^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \quad (5.52)$$

denklemini elde edilir. Süperakışkan çözümde u_s ve v_s bulunma olasılıklarına dikkat edilirse 0-1 arasındaki tüm değerleri alabilecekleri görülür. Bu durum fermi enerji yüzeyinin altında ve üzerinde parçacıklarında boşluklarında bulunabileceğini gösterir. (5.50) ifadeleri (5.47) de yerine konulursa taban durum enerjisi için,

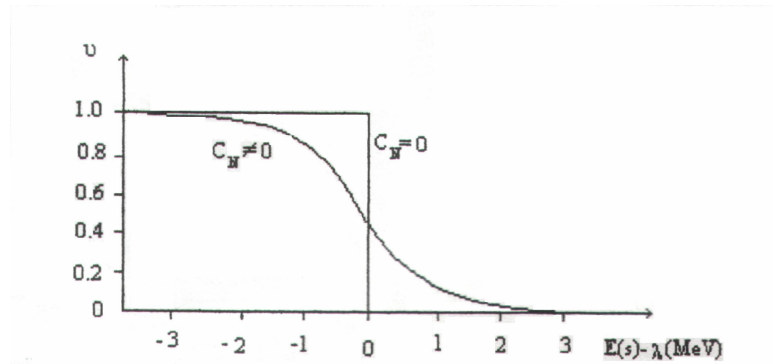
$$\varepsilon_0^n = \sum_s 2E(s)v_s^2 - \frac{\Delta_N^2}{G_N} \quad (5.53)$$

bulunur. Bu denkleme dikkat edilirse $\Delta_N = 0$ hali tek parçacık enerjilerinin toplamından taban enerjisini verir. $\Delta_N \neq 0$ çözümü ise çekirdeğin BCS modeline göre süperakışkan çözüme karşılık gelmektedir. Görüldüğü gibi süperakışkan halde çekirdeğin taban enerjisi kabuk modeline göre elde edilen taban enerjisinden aşağıdadır yani daha derindedir. Bu da çift-çift çekirdeklerin kararlılığını iyi bir şekilde açıklamaktadır. Yukarıda kullanılan yöntem BCS teorisinin kuaziparçacık yöntemi ile türetilmesidir. Oysa Barden, Cooper ve Schriffer orijinal teorisinde kuaziparçacık metodu yerine,

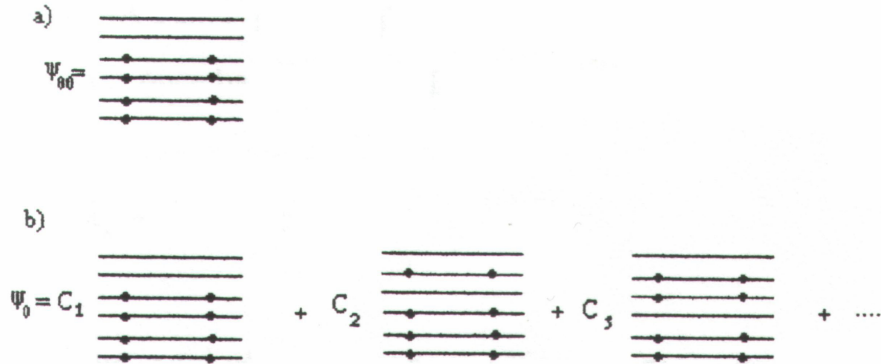
$$\Psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \Psi_{00} \quad (5.54)$$

şeklinde bir deneme taban dalga fonksiyonunu kullanarak yukarıdaki sonuçlara ulaşılar [41]. İki metot birbirine eşdeğerdir. Bu ifadedeki u ve v katsayılarının fiziksel anlamları açıklanabilmektedir. u_s^2 ve v_s^2 $s\sigma$ ve $s-\sigma$ seviyelerinin dolu ve

boş olma olasılıklarını göstermektedir. BCS eşitliği, tek parçacık modelinde yani çiftlenme etkileşmesinin olmadığı halde ($G \rightarrow 0, \Delta \rightarrow 0$) dolu seviyeler için $v^2 \rightarrow 1$ ve boş seviyeler için $u^2 \rightarrow 0$ olduğunu ifade eder. Nükleonların çiftlenme etkileşmesi çekicidir ve G değeri genellikle yeteri kadar büyüktür. Böylece çekirdek taban durumu süperakıcıdır ($\Delta \neq 0$). Şekil 5.3 parçacık çifti yoğunluğu v_s^2 'nin süperakışkan ve normal çözümlerini göstermektedir. Şekilden görüldüğü gibi etkileşen parçacık çiftleri devamlı olarak Fermi seviyesinin altında kalmaz (sürekli eğri), zamanlarının bir kısmını da Fermi seviyesinin üzerinde ($E_s > \lambda_n$) geçirirler.



Şekil.5.3. Parçacık çifti yoğunluğunun tek-parçacık seviyeleri arasındaki dağılımı. Sürekli eğri süperakışkan düzeye, kesik çizgili eğri de normal düzeye karşılık gelmektedir.



Şekil.5.4. Parçacıkların tek parçacık seviyeleri arasındaki dağılımı.
(a) Bağımsız parçacık modeli (b) Bağımsız kuaziparçacıklar modeli.

Şekil 5.4. şematik olarak $|\Psi_{00}\rangle$ 'a karşılık gelen bağımsız kuaziparçacıklar modelinin tek parçacık seviyelerindeki parçacık dağılımını (a) ve $|\Psi_0\rangle$ 'a karşılık gelen süperakışkan modelinin tek parçacık seviyelerindeki dağılımını (b) göstermektedir.

$|\Psi_0\rangle$ süperakışkan düzeyinin taban durum enerjisi, $|\Psi_{00}\rangle$ tek parçacık düzeyinin enerjisinden küçüktür. Bunun anlamı, kinetik enerji kaybının (parçacıklar zamanlarının bir kısmını daha yüksek enerjili Fermi seviyesinin üzerinde geçirirler). Δ^2/G potansiyel enerji kazancından küçük olmasıdır. Böylelikle kuaziparçacık vakumunun dalga fonksiyonu $|\Psi_0\rangle$ çeşitli parçacık sayısına uygun gelen hallerin süperpozisyonudur. Bu durumda nükleonların çift sayısına uygun gelen haller göz önüne alınır, çünkü tüm nükleonlar çiftleşerek dağıtırlar (s ve $-s$). Bir daha vurgulamak gerekirse, sistemin taban dalga fonksiyonu (5.54) bağıntısından görüleceği gibi; v_s^2 taban durum Ψ_0 'da (s ve $-s$) seviyesinde çiftin olması ihtimalini, u_s^2 ise (s ve $-s$) seviyesinin boş olma ihtimalini verir. Eğer reaksiyon çok çekici ve tepkime sabiti olan G_N (veya G_Z) değeri çok küçük değilse, nükleon reaksiyonu süperiletken çiftleşme korelasyonuna sebep olur. Eğer (5.55) eşitsizliği geçerli ise (5.51)'nin normal çözümleri var olur.

$$\frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{|E(s) - \lambda_n|} > 1 \quad (5.55)$$

Bu şart sihirli olmayan orta ve ağır çekirdeklerin çoğunda sağlanır. Yani nükleer taban durumlar süperakışkandır. Orta ve ağır çekirdeklerde süperakışkan nötron-proton çiftlenme korelasyonu yoktur. Böyle bir korelasyon olması için;

$$|\lambda_n - \lambda_p| < 2\Delta \quad (5.56)$$

şartı sağlanmalıdır. Yani nötron ve protonun kimyasal potansiyelleri arasındaki fark 2Δ 'dan daha küçüktür [42]. Denklem (5.56) ifadesindeki bu şart orta ve ağır çekirdeklerde sağlanmaz. Eğer süperakışkan nötron-nötron ile proton-proton çiftlenme korelasyonları mevcut, nötron-proton korelasyonu yoksa, o zaman bir hafif çekirdeğin taban durumu enerjisi minimum olur [43]. Bu sonuçta bağımsız kuaziparçacıklar modeli çerçevesinde hafif çekirdeklerde süperakışkan nötron-proton çiftlenme korelasyonlarının olmadığını gösterir. Nükleer süperakışkan modelde ele

alınan matematiksel yaklaşım metotları parçacık sayısını tam olarak korumamaktadır. Yani parçacık sayısında küçük dalgalanmalar oluşmaktadır. Şimdi taban durumda bulunan nötron parçacık sayısında oluşan dalgalanmayı tahmin edelim. Bunun için Ψ_0 durumundaki parçacık sayısı dalgalanmalarının ortalama karesini hesaplamalıyız. Yani,

$$\begin{aligned}
 (\Delta N)^2 &= \left\langle \left(\sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \right)^2 \right\rangle - \left\langle \left(\sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \right)^2 \right\rangle^2 \\
 &= \sum_s 4u_s v_s = \sum_s \frac{\Delta_n^2}{\Delta_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}
 \end{aligned} \tag{5.57}$$

ifadesini buluruz. Parçacık sayısı dalgalanmalarının küçük olmadığı açıktır. Eğer Δ_n sifıra yaklaşırsa $(\Delta N)^2$ de sifıra yaklaşır. (5.43) ifadesindeki koşul sağlandığında parçacık sayısının ortalama olarak korunacağı ve bunun için λ_n Lagrange çarpanı gereklidir.

$$\lambda_n = \frac{\delta \langle H_0(n) \rangle_0}{\delta N} \tag{5.58}$$

şeklinde yazabiliriz. Yani λ_n bir nötron eklendiğinde taban durumu enerjisinde meydana gelen değişmeye eşittir.

BÖLÜM.6. BİRLEŞTİRİLMİŞ NÜKLEER MODEL

6.1. Mikroskobik Model Deforme ve Geçiş Çekirdekleri

Çekirdek fiziğinde kararlı biçime sahip olan çekirdekler deneysel verilerin yeterince olmasından dolayı önemli yer tutarlar. Sihirli çekirdeklerin kararlı hallerinin küresel olduğu bilinmektedir. Bu çekirdeklerde düşük enerjili uyarılmalar yüzey titreşimlerine karşı gelmektedir. Kararlı kabuk dışında birkaç parçacık olan çekirdekler de küresel yapıya sahiptirler ve bunlara küresel veya titreşim çekirdekleri denir. Dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu sayının etrafında olan çekirdeklerde nükleonların etkileşmesi sonucu çekirdeğin biçimi değişerek kararlı deformasyona sahip olmasına neden olur. Büyük kuadropol momentleriyle, zengin dönme spektrumuyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle seçilen ve elipsoid biçiminde olan bu çekirdeklere iyi deforme çekirdekler denir. Elementlerin periyodik tablosunda nadir toprak ve uran ötesi elementlerinin tümü birçok izotoplarıyla birlikte deforme çekirdekler sınıfına dâhildirler. Deforme çekirdekler özellikle nadir toprak elementleri, çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleon-nükleon arasındaki etkileşmelerin belirlenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı ve ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından çok önemlidir. Teorik hesaplamalar geçiş çekirdeklerde küresel ve deforme biçimlere karşı gelen yüzey potansiyel enerjilerinin minimumlarının birbirine çok yakın olmasını gösterir. Bu çekirdeklerde iki biçimliliğin deneysel olarak da gözlenmesi teori bakımından geçiş çekirdeklerine ilgiyi daha da arttırmıştır. Küresel ve deforme çekirdeklerin incelenmesinde kullanılan modellerin ve parametrelerinin geçiş çekirdeklerine de başarıyla uygulanması bu modellerin genelleştirilmesi açısından çok önemlidir. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli Nilsson tarafından geliştirilmiştir. Küresel çekirdeklerle deforme çekirdekler arasındaki bölgede yerleşen çekirdekler geçiş çekirdekleri olarak adlandırılır. Bu çekirdekler küresel ve

deforme çekirdekler arasında geçiş bir bölgede yerleştiklerinden ve çok biçimlilik sergilediklerinden dolayı spektrumları çok karmaşıktır. Bundan dolayı küresel ve deforme çekirdeklere kıyasla daha az incelenmişlerdir. Deforme ve geçiş çekirdeklerinin bir başka özelliği büyük çoğunlukla süperakışkan olmalarıdır. Bunların normal çekirdeklerden esas farkları tıpkı süperiletken metallerin spektrumunda olduğu gibi, aşağı enerji spektrumunda enerji aralığının (Gap) bulunması ve enerji seviye yoğunluğunun tek parçacık modelinin öngördüğünden 2 kat fazla olmasıdır. Süperiletken metallerin teorisi ilk defa matematiksel olarak Bogolyubov tarafından yapılmıştır [30]. Bogolyubov parçacık uzayını kuazi parçacık uzayına genişleterek bağımsız parçacıklar modelini bağımsız kuaziparçacık modeline dönüştüren Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) yaklaşımını geliştirmiştir.

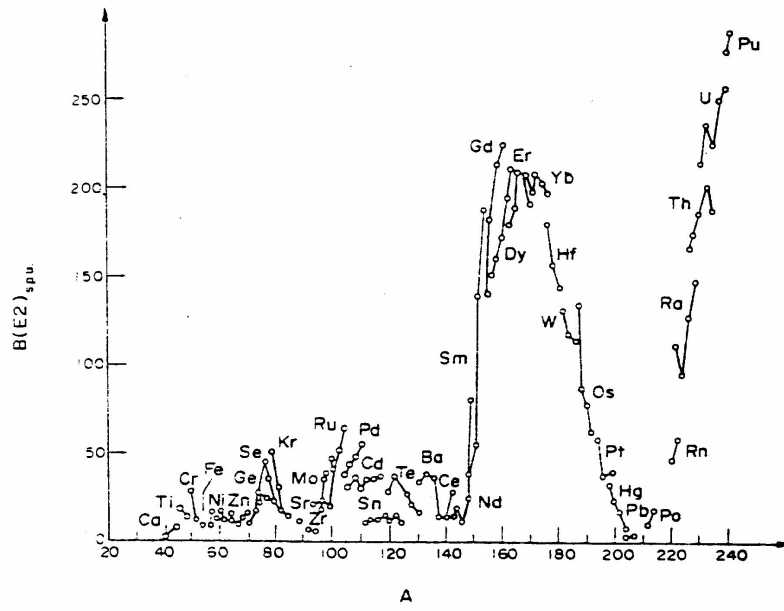
Deforme çekirdeklerin incelenmesinde en yaygın kullanılan metot kuasi bozon metodudur. Çekirdek gibi çok parçacık içeren bir sistemin serbestlik derecesinin çok fazla olması, Schrödinger denkleminin çözülmesini olanaksız yapıyor. Bu yüzden mikroskobik modelde nötron ve protonların çekirdek içerisinde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

Not etmek gerekir ki, son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deney yöntemleriyle gözlenen manyetik dipol ve elektrik dipol uyarılmaların mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biridir. Bu yüzden makas mod, spin-vibrasyon ve elektrik dipol titreşimleri gibi küçük spinli kollektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerin orbital ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler verdiğinden teori ve deneyciler tarafından dikkate alınan aktüel konulardan biridir [31].

6.2 Nükleer Birleştirilmiş Modelin Esaslandırılması

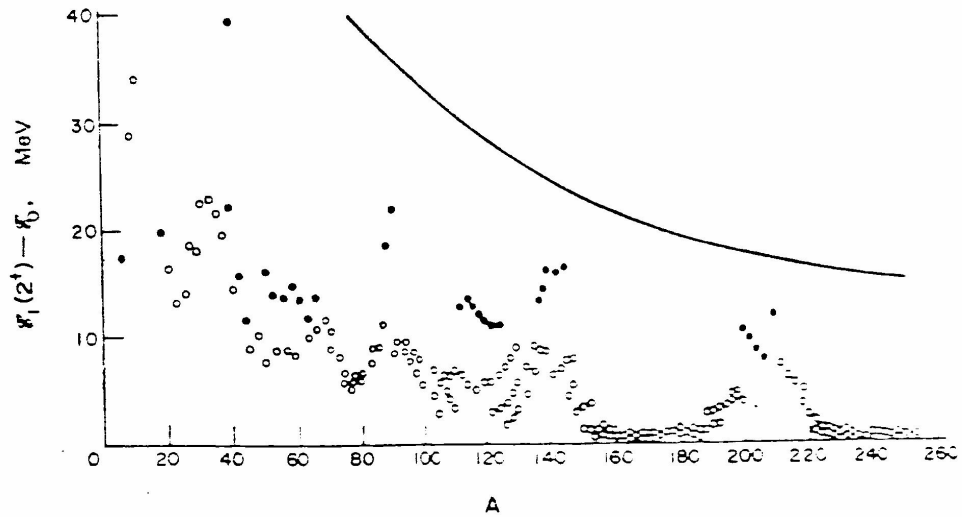
Sihirli çekirdekler denge halinde küresel bir yapıya sahiptir. Kapalı kabuk dışında sadece birkaç parçacık ile çekirdekler taban durumunda bile küresel bir yapıya sahiptir. Çift-çift çekirdekler en düşük 2^+ seviyesinde nükleer yüzeyin kuadropol titreşimi ile ilişkilidir. Bu seviyeler serbestlik derecelerini gösterir ve bu seviyelerde çekirdekler kolaylıkla uyarılmış hale geçebilirler. Bu özellik küresel bir denge formunu, boş kabuk içindeki holleri veya sadece birkaç parçacık ile çekirdek-çekirdek titreşimini tanımlar. Boş kabuk içindeki hol veya parçacık sayısı arttığı zaman küresel nükleer kabuk daha az kararlı bir hale gelir. Parçacıkların birbiriyle ilişkili hareketi sonucu küresel olmayan nükleer bir şekle doğru götürür. Kararlı bir deforme nükleer biçimin boş kabukta parçacık sayısı fonksiyonu hızlı bir şekilde artar. Bunun yanı sıra boş kabuk içindeki birçok protonlar ve nötronlar ile çekirdekler küresel olmayan elipsoidal bir yapıya sahip olurlar. Bu tip çift-çift çekirdekler genelde 2^+ durumunda çok küçük bir enerjiye sahiptir.

Nükleonların birbiriyle ilişkili hareketi sadece statik bir nükleer deformasyon değildir fakat diğer ortak özelliklerin sayısına karşı daha önemlidir. Deforme nükleonlar birçok parçacığın bu düzenli hareketinin bir sonucu olarak büyük kuadropol momentlerine sahiptirler. Boş kabuk içindeki parçacıkların sayısının artması gibi taban durumundaki çift-çift çekirdeklerin ilk olarak 2^+ seviyesinden geçişi $E2$ geçiş olasılığının azalması ile artar. Son nötron ve proton kaldığı zaman kabuk yaklaşık olarak yarı doludur. $E2$ geçiş olasılığının azalması ile yüz kereden daha fazla tek parçacık değerlerini aşar. Şekil 6.1 ilk olarak 2^+ durumundaki çift-çift çekirdeklerin uyarılması için deneysel geçiş olasılığının düşüşünü gösterir. $A > 226$ ve $150 < A < 190$ için büyük $B(E2)$ değerleri görülür.



Şekil.6.1.Çift-çift çekirdeklerin ilk $I^{\pi}=2^{+}$ durumu için $B(E2)$ azalan geçiş olasılığı

Unutmamalıyız ki; sadece ilk 2^{+} seviyesinde bu çekirdekler çok düşük enerji seviyelerine sahiptirler Şekil 6.2 Bu bölge içinde nükleer spektra çok açık bir şekilde rotasyonel bir yapıdadır. Bunun diğer bir kanıtı nükleer spektra küresel olmayan bir denge formuna sahiptir.



Şekil.6.2. Çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılma 2^{+} durumundaki enerji değerleri. Eğri enerji değerlerini gösteriyor.

Rotasyonel ve vibrasyonel spektranın birçok özelliği tamamen fiziksel tahmin ve uygun simetri ilişkilerinden tanınabilir. Bu faktörler birleştirilmiş nükleer model içinde alçak seviyelerde tahrik olan nükleer durumun bir fenomenolojik tanımını içinde kullanılabilir [44].

Birleştirilmiş nükleer model iki fikir üzerine dayandırılır. Birincisi boş kabuk içindeki birçok parçacık ile çekirdekler aksenal simetrik bir elipsoid şekline sahiptirler. Uzay içinde elipsoidin yönlendirilmesi tanımlanan ortak değişkenlerin özellikleri ile açıklanır. İkinci nokta ortak hareketin adiabatiklik ilişkisidir. Bunlar rotasyonel çekirdeklerdir. Bundan dolayı çok yavaştır. Ve bireysel nükleonlar adiabatik bir hareket oluşturabilirler. Adiabatik durum

$$\omega_{rot} \ll \omega_{vib} \ll \omega_{in} \quad (6.1)$$

ile gösterilir. Rotasyonel frekans titreşim frekansından çok daha küçüktür. Gerçek hareketin frekansından çok daha küçüktür. Nükleer hareket yaklaşık olarak üç bağımsız moda bölünebilir. Bütün çekirdeklerin rotasyonel, vibrasyonel ve öz hareketleri vardır. Nükleer dalga fonksiyonu öz fonksiyonlar için $\varphi_K(q)$, vibrasyonel çekirdekler için φ_{vib} ve rotasyonel fonksiyon için $D(\theta_e)$ dir.

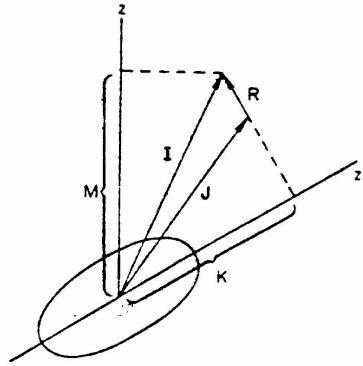
$$\Psi \approx D(\theta_e) \varphi_K(q) \varphi_{vib} \quad (6.2)$$

θ_e Euler açısı nükleer yönlendirme olarak tanımlanır. Nükleer Hamiltoniyen;

$$H = H'_{in} + H_{rot} + H_{vib} \quad (6.3)$$

şeklinde yazılır. Burada H_{rot} rotasyonel enerji operatörü, H_{vib} nükleer yüzeyin titreşim hamiltoniyeni ve H'_{in} nükleonların öz hareketi ile tanımlanır. Biz burada

nükleer titreşim ile ilgilenmeyeceğiz. Böylece (6.2) formülünde φ_{vib} ihmal edilebilir. Deforme nükleonların büyük bir çoğunluğu aksel simetri biçimine sahiptir. Nükleer simetri eksenine karşı dikey simetri seviyesine sahiptirler. Ve kütlelerin nükleer merkezinden geçerek ilerlerler. Böyle sistemlerin rotasyoneli oldukça basit bir şekilde tanımlanır [45]. Simetri ekseninde toplam açısal momentumun $I_3=K$ izdüşümü karşıt bir niceliktir. Kuantum mekaniğinde bir cisim boyunca rotasyonel yasaklıdır. Bunun yanısıra aksial simetrik nükleonlar sadece atmlar boyunca rotasyonel olabilir. Onların simetri eksenine karşı dikeydir. R rotasyonel açısal momentum aynı zamanda simetri eksenine karşı dikeydir.



Şekil.6.3 Bir aksial simetrik küresel olmayan çekirdek içinde açısal momentum birleşimi

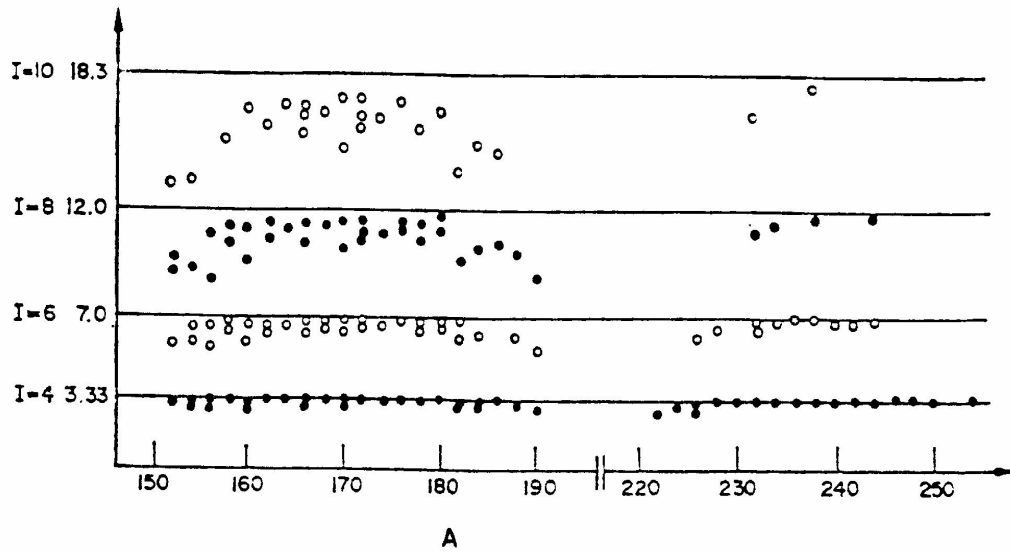
x, y, z koordinat sistemi (laboratuvar sistemi) uzay içinde sabittir. x', y', z' koordinat sistemi (cisim-sabit sistem) çekirdeğe karşı birleşimdir. z' eksenine nükleer simetri eksenidir. Toplam açısal momentum $I=J+R$ nükleer simetri eksenine K izdüşümü ve laboratuvar sistemi içindeki z eksenine M 'nin bir izdüşümüne sahiptir. J ise öz hareketin toplam açısal momentumunu gösterir.

Çift-çift çekirdeklerin taban durumunda $K^\pi = 0^+$ ve $\gamma = +1$ değerlerine sahiptir. I sadece çift değerlidir. Şekil 6.4 ^{170}Hf 'in taban durumundaki rotasyonel bandını gösterir. Hesaplanan enerji değerleri Şekil 6.4'de gösterilmiştir. $I(I+1)$ kuralı $I < 10$ için yaklaşık olarak doğrudur. En yüksek rotasyonel durumun doğru bir tanımı için

Corrolis etkileşimine titreşim ile rotasyonelin birleşimine ve merkezkaç gerilime ihtiyaç duyarız [45,46].

16^+0	3147	3160	
14^+0	2564	2568	
12^+0	2013	2021	
10^+0	1503	1830	1500
8^+0	1041	1200	1038
6^+0	641	700	639
4^+0	320	334	320
2^+0	100	100	100
0^+0	0	0	0
$\bar{I}^{\bar{K}}$			
	exp	(2.9)	D.Ch.
	Energy, keV		

Şekil.6.4 ^{170}Hf çekirdeğinin taban durumundaki rotasyonel bandı gösterir.



Şekil.6.5. Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin taban durumundaki rotasyonel bantı için enerji Oranları

Şekil 6.5 küresel olmayan çift-çift çekirdekler için $I(I+1)$ in doğruluk derecelerini gösterir. Şekilde E_1/E_2 deneysel değerleri gösterir (yatay eksen teorik değerlere karşılık gelir). $I(I+1)$ seçimlilik kuralları çok güçlü deforme nükleonların ilk birkaç durumu için uygun sonuçlar verir [7].

6.2. Mikroskopik Modellerde Kuadropol Moment

Deforme çekirdeklerin spektrumunun süperiletken metallere benzerliğinden yola çıkarak Soloviev, Belyaev HFB yaklaşımını kullanarak deforme çekirdeklerin süperakışkan modelini geliştirdi [7]. Bu model çekirdek mikroskopik modelinin temelini oluşturur. Çekirdek süperakışkan modelini baz alan mikroskopik modellerin iyi yönü onların basitliği ve deneyle karşılaştırılabilecek fiziksel nicelikleri hesaplayabilmesidir. Bu modelde ortak uyarılmalardan ve onlara bağlı polarizasyon olaylarından nükleonlar arasındaki kalık etkileşimleri sorumludur. Mikroskopik teoride çekirdek ortak hareketin açıklanmasında esasen üç metot kullanılır. Bunlar özuyumlu alanlar metodu [30], Grin fonksiyonları metodu [47] ve kuazi bozon veya ikinci kuantum yaklaşımı metodudur [7]. Söz konusu metotların matematiksel

temelleri ve atom çekirdeklerine uygulamaları kitaplarda geniş bir biçimde verilmiştir [48]. Çekirdekte üniform elektrik yük dağılımına karşı gelen kuadropol moment;

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta_2 (1 + 0.36\beta_2) \quad (6.4)$$

şeklinde ifade edilir [6]. Burada Z çekirdekteki proton sayısı, R_0 ise çekirdek yarıçapıdır ($R_0 = 1.2 A^{1/3} fm$).

Elektrik kuadropol geçiş ihtimali $B(E2)$ 'nin deneysel değerleri çekirdek modellerinden bağımsız olduklarından dolayı β_2 deformasyon parametresinin tespiti için çok önemlidir. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerin kuadropol momentleri ile bu çekirdeklerin spini ve paritesi $I^\pi = 2^+$ olan en düşük enerjili dönme seviyesinin temel halden uyarılma ihtimali $B(E2)$ arasında çok sade bir bağıntı vardır [6].

$$Q_0 = \frac{16\pi}{5} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (6.5)$$

Burada e protonun elektrik yüküdür.

Süperakışkan modelde çekirdeğin kuadropol momentleri nötron ve proton sistemlerinin kuadropol momentlerinin toplamına eşittir [7]:

$$Q_0 = Q_0^n + Q_0^p \quad (6.6)$$

burada

$$Q_0^n = 2 \sum_s \langle s | r^2 Y_{20} | s \rangle v_s^2 \quad (6.7)$$

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

Bu formüllerde $|s\rangle$ tek parçacık deforme ortalama alan potansiyelinde hareket eden parçacığın dalga fonksiyonu, s ise ortalama alandaki kuantum sayıları kümesini ifade etmektedir. Buradaki iki çarpanı, enerji seviyelerinin toplam açısız momentumunun z bileşeninin çekirdek simetri eksenine yönünde iki kat yozlaşmasından dolayı meydana gelmektedir. Süperakışkan modelde [7] seviyelerin doluluk ihtimali

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_s - \lambda}{\varepsilon_s} \right) \quad (6.8)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada $\varepsilon_s = \sqrt{(E_s - \lambda)^2 + \Delta^2}$ nükleonların kuasiparçacık enerjileri, E_s ise uygun ortalama alan enerjileridir. Δ ve λ sırası ile süperakışkan modelin gap ve kimyasal potansiyel parametreleridir. Bu parametreler süperakışkan modelin temel denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur. Bu denklemler şu şekildedir.

$$\frac{2}{G} = \sum_s \frac{1}{\varepsilon_s}, \quad N = 2 \sum_s v_s^2 \quad (6.9)$$

Tek parçacık enerjileri, her bir çekirdek için bireysel olarak deforme Woods-Saxon potansiyelinde [49] hesaplanmıştır. Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 6 MeV'e kadar ($N = 2 \div 7$ kabukları) tüm diskret ve kuasidiskret enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Kuadropol deformasyon parametresi β_2 (6.4) ve (6.5) formüllerinde $B(E2)$ ihtimalinin deneysel verileri [50] kullanılarak çalışma [32,33]'e uygun olarak hesaplanmıştır. Nükleer yüzey üzerindeki bir (θ, φ) noktasının R koordinatın $Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi)$ küresel harmonikler cinsinden belirlenir.

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

Tek parçacık modelde Shrödinger denkleminin çözülmesinde kullanılan ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 ile β_2 arasındaki ilişkiyi gösteren ifade A.Bohr ve B.Mottelson tarafından verilmiştir [6]. Bu ifadede δ potansiyelden β ise deformasyondan gelir.

$$\delta_2 = 0.945\beta_2 \left[1 - \frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{a_0}{R_0} \right)^2 \right] + 0.34\beta_2^2$$

Bu ifadede a_0 çekirdek yüzey kalınlık parametresi olup kullandığımız potansiyel için 0.53 fm 'dir. Yukarıdaki formülü biraz daha düzenlersek

$$\delta_2 = 0.945\beta_2 \left[1 - 2.56A^{-2/3} \right] + 0.34\beta_2^2 \quad (6.10)$$

şeklinde yazabiliriz. Süperakışkan teorisinin G_N ve G_Z eşleme etkileşme sabitlerine [7] karşı gelen Δ ve λ parametrelerinin (6.9) denklem sistemleri yardımıyla hesaplanmış değerleri deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ için tablo 6.1 (a), (b)'de $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ geçiş çekirdeklerinin izotop zincirleri için Tablo 6.1.(c), (d), (e)'de verilmiştir.

Tablo.6.1. (a) $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının süper akışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV biriminde)

<i>Çekirdek</i>	A_n	λ_n	A_p	λ_p
$^{166}_{72}\text{Hf}$	1,07	-6,511	1,01	-3,483
$^{168}_{72}\text{Hf}$	1,01	-6,069	0,98	-3,901
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,95	-5,603	0,98	-4,355
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,88	-5,121	0,98	-5,032
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,86	-4,656	0,98.	-5,529
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,82	-4,180	0,98	-6,020
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,81	-3,707	0,98	-6,631
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,82	-3,320	0,98	-7,198

Tablo.6.1.(b). $^{148-154}_{62}\text{Sm}$ izotoplarının süper akışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV biriminde)

<i>Çekirdek</i>	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{148}_{62}\text{Sm}$	1,01	-8,095	1,22	-6,385
$^{150}_{62}\text{Sm}$	1,16	-7,730	1,22	-7,146
$^{152}_{62}\text{Sm}$	1,15	-7,347	1,03	-7,989
$^{154}_{62}\text{Sm}$	1,12	-6,937	1,03	-8,651

Tablo.6.1.(c). $^{118-140}_{54}\text{Xe}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV biriminden)

<i>Çekirdek</i>	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{118}_{54}\text{Xe}$	1,38	-10,331	1,13	-7,995
$^{120}_{54}\text{Xe}$	1,39	-12,236	1,13	-4,004
$^{122}_{54}\text{Xe}$	1,31	-11,701	1,13	-4,864
$^{124}_{54}\text{Xe}$	1,34	-11,221	1,13	-5,774
$^{126}_{54}\text{Xe}$	1,33	-10,767	1,13	-6,140
$^{128}_{54}\text{Xe}$	1,28	-10,317	1,13	-6,848
$^{130}_{54}\text{Xe}$	1,20	-9,863	1,13	-7,473
$^{132}_{54}\text{Xe}$	1,05	-9,441	1,13	-7,998
$^{134}_{54}\text{Xe}$	0,81	-8,994	1,13	-8,557
$^{138}_{54}\text{Xe}$	0,79	-8,417	1,13	-9,488
$^{140}_{54}\text{Xe}$	1,01	-8,095	1,13	-10,516

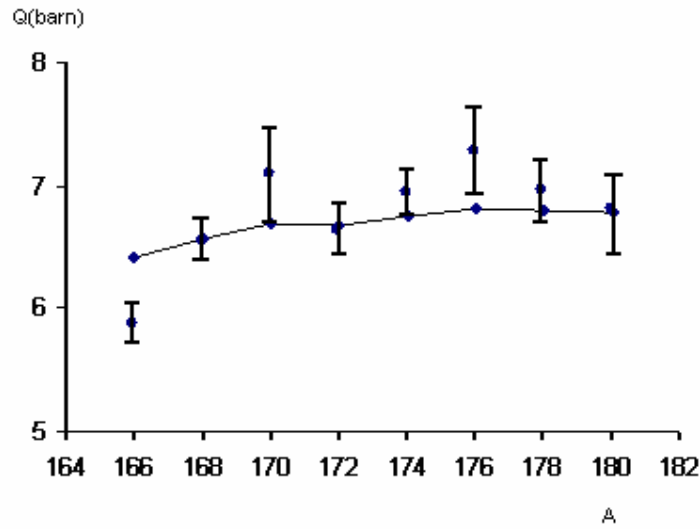
Tablo.6.1.(d). $^{120-130}\text{Te}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV biriminden)

<i>Çekirdek</i>	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{120}_{52}\text{Te}$	1,31	-11,701	0,9	-6,034
$^{122}_{52}\text{Te}$	1,34	-11,221	0,9	-6,654
$^{124}_{52}\text{Te}$	1,33	-10,767	0,9	-7,226
$^{126}_{52}\text{Te}$	1,28	-10,317	0,9	-7,852
$^{128}_{52}\text{Te}$	1,20	-10,307	0,9	-7,852
$^{130}_{52}\text{Te}$	1,05	-10,289	0,9	-7,852

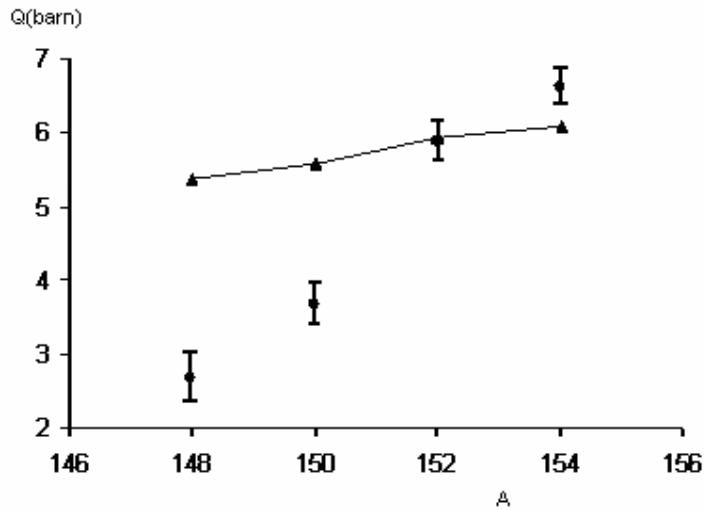
Tablo.6.1.(e). $^{184-198}\text{Pt}$ izotop zincirinin süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV biriminden)

<i>Çekirdek</i>	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{184}_{78}\text{Pt}$	0,81	-3,707	1,07	-3,547
$^{186}_{78}\text{Pt}$	0,85	-3,335	1,07	-4,179
$^{188}_{78}\text{Pt}$	0,87	-3,023	1,07	-4,777
$^{190}_{78}\text{Pt}$	0,90	-2,756	0,84	-5,053
$^{192}_{78}\text{Pt}$	0,89	-2,259	1,07	-6,457
$^{194}_{78}\text{Pt}$	0,84	-2,233	0,84	-6,534
$^{196}_{78}\text{Pt}$	0,77	-1,975	0,84	-7,113
$^{198}_{78}\text{Pt}$	0,84	-1,815	0,84	-7,710

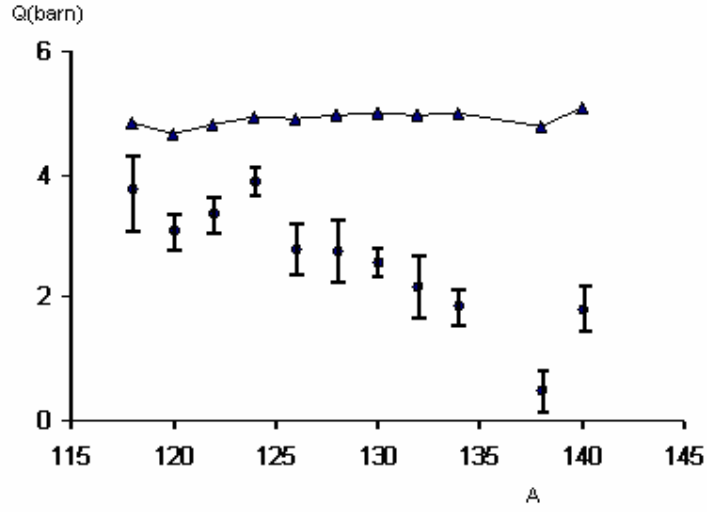
Bu parametrelerin yardımıyla deforme çekirdeklerden $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ ve geçiş çekirdekleri $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ izotop zincirleri için (6.7) formülü kullanılarak kuadropol momentlerinin teorik olarak hesaplanan değerlerinin A kütle sayısına bağlı olarak değişmesi Şekil 6.6 (a), (b), (c),(d),(e)'de gösterilmiştir.



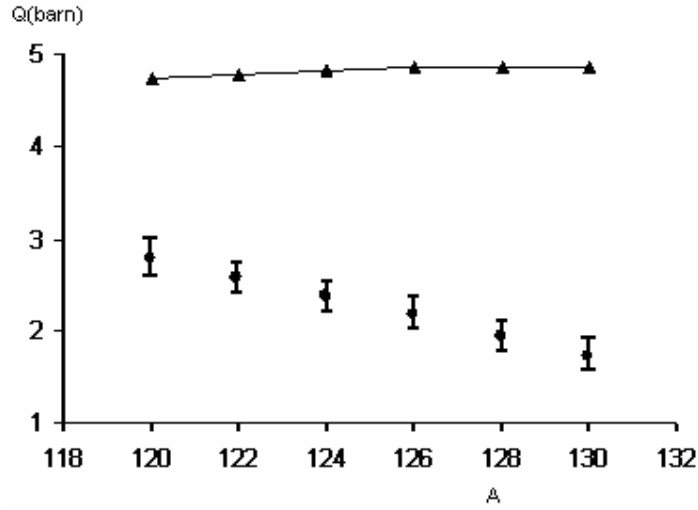
Şekil.6.6.(a). $^{166-180}\text{Hf}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A 'ya göre değişimi. \bullet teorik değerleri, \blacksquare deneysel değerleri göstermektedir. I deneysel hata aralığını gösterir.



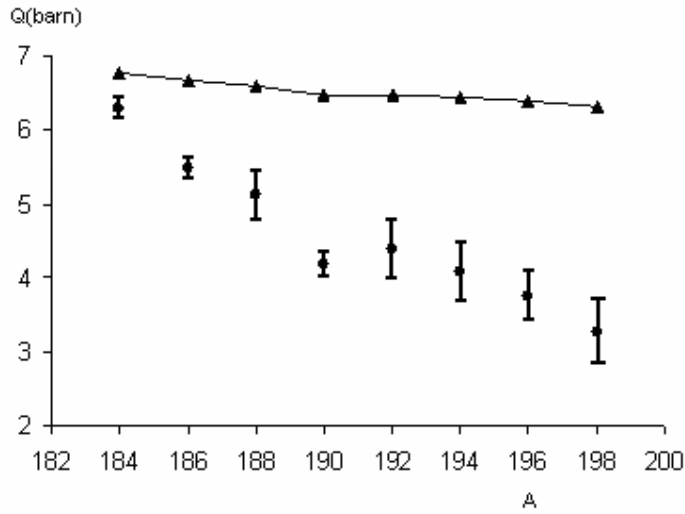
Şekil.6.6.(b). $^{148-154}\text{Sm}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A 'ya göre değişimi. \blacktriangle teorik değerleri, \blacksquare deneysel değerleri göstermektedir. I deneysel hata aralığını gösterir.



Şekil.6.6.(c). $^{118-140}\text{Xe}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A'ya göre değişimi. değerleri, ■ deneysel değerleri göstermektedir. I deneysel hata aralığını gösterir.



Şekil.6.6.(d). $^{120-130}\text{Te}$ deneysel ve teorik kuadropol momentlerinin A'ya göre değişimi. ▲ teorik değerleri, ■ deneysel değerleri göstermektedir. I deneysel hata aralığını gösterir.



Şekil.6.6.(e). $^{184-198}\text{Pt}$ deneysel ve teorik kvadropol momentlerinin A'ya göre değişimi. \blacktriangle teorik değerleri, \blacksquare deneysel değerleri göstermektedir. I deneysel hata aralığını gösterir.

Burada mukayese için kvadropol momentlerinin uygun deneysel değerleri [50]'de gösterilmiştir.

Deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ için Tablo 6.2 (a), (b)'de ve geçiş çekirdekleri $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ için Tablo 6.2 (c), (d), (e)'de çalışma [50]'de verilen β_R değerleri kullanılarak β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri (6.4) formülüyle bulunmuştur. Burada verilen β_R değerleri çalışma [53]'de verilmiş olan (6.4) formülündeki β_2^2 'li ifadenin ihmal edilerek bulunmuş değerleridir. β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri β_2^2 'li terimide içeren deformasyon parametreleridir. Ayrıca deforme çekirdeklerin izotopların kvadropol momentlerinin deneysel verilerinin fit edilmesiyle bulunan deformasyon parametreleri β_2^{th} ve δ_2^{th} defarmasyon parametreleride hesaplanmıştır.

Tablo.6.2.(a). $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel verileri.

<i>Çekirdek</i>	$\beta_R[50]$	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0.249	0,2300	0,099	0,2163	0,0857
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0.274	0,2513	0,273	0,2384	0,2375
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0.296	0,2698	0,418	0,2578	0,3650
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0.274	0,2513	0,263	0,2387	0,2290
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0.284	0,2597	0,346	0,2476	0,3021
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0.2953	0,2695	0,4325	0,2577	0,3785
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0.2803	0,2566	0,332	0,2447	0,2901
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0.2733	0,2507	0,285	0,2387	0,2490

Tablo.6.2.(b). $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel verileri.

<i>Çekirdek</i>	$\beta_R[50]$	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}
$^{148}_{62}\text{Sm}$	0,1423	0,1357	0,1224
$^{150}_{62}\text{Sm}$	0,1931	0,1813	0,1665
$^{152}_{62}\text{Sm}$	0,3055	0,2777	0,2865	0,2644	0,2478
$^{154}_{62}\text{Sm}$	0,3410	0,3071	0,466	0,2956	0,4051

Tablo.6.2.(c). ¹¹⁸⁻¹⁴⁰Xe izotoplarının kuadropol deformasyon parametreleri.

<i>Çekirdek</i>	$\beta_{R[50]}$	β_2^{exp}	δ_2^{exp}
¹¹⁸ ₅₄ Xe	0,265	0,2436	0,2251
¹²⁰ ₅₄ Xe	0,214	0,1997	0,1817
¹²² ₅₄ Xe	0,231	0,2144	0,1965
¹²⁴ ₅₄ Xe	0,264	0,2428	0,2251
¹²⁶ ₅₄ Xe	0,1881	0,1768	0,1602
¹²⁸ ₅₄ Xe	0,1837	0,1729	0,1566
¹³⁰ ₅₄ Xe	0,169	0,1598	0,1442
¹³² ₅₄ Xe	0,1409	0,1344	0,1202
¹³⁴ ₅₄ Xe	0,120	0,1152	0,1024
¹³⁸ ₅₄ Xe	0,0309	0,0306	0,0263
¹⁴⁰ ₅₄ Xe	0,1136	0,1093	0,0972

Tablo.6.2.(d). ¹²⁰⁻¹³⁰Te izotoplarının kuadropol deformasyon parametreleri.

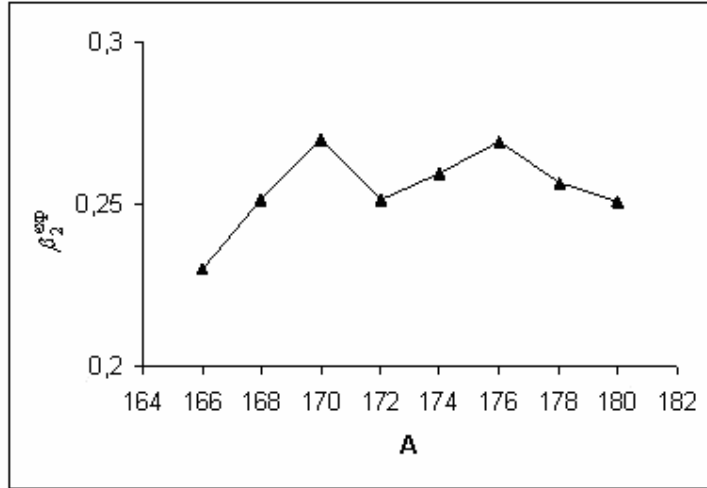
<i>Çekirdek</i>	$\beta_{R[50]}$	β_2^{exp}	δ_2^{exp}
¹²⁰ ₅₂ Te	0,202	0,1891	0,1715
¹²² ₅₂ Te	0,1848	0,1739	0,1570
¹²⁴ ₅₂ Te	0,1695	0,1603	0,1441
¹²⁶ ₅₂ Te	0,1534	0,1458	0,1305
¹²⁸ ₅₂ Te	0,1363	0,1302	0,1160
¹³⁰ ₅₂ Te	0,1184	0,1137	0,1008

Tablo.6.2.(e). $^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının kuadropol deformasyon parametreleri.

<i>Çekirdek</i>	$\beta_{R[50]}$	β_2^{exp}	δ_2^{exp}
$^{184}_{78}\text{Pt}$	0,2292	0,2129	0,2002
$^{186}_{78}\text{Pt}$	0,1976	0,1852	0,1726
$^{188}_{78}\text{Pt}$	0,183	0,1723	0,1599
$^{190}_{78}\text{Pt}$	0,149	0,1418	0,1301
$^{192}_{78}\text{Pt}$	0,1549	0,1471	0,1355
$^{194}_{78}\text{Pt}$	0,1434	0,1367	0,1254
$^{196}_{78}\text{Pt}$	0,1308	0,1252	0,1144
$^{198}_{78}\text{Pt}$	0,1130	0,1087	0,0988

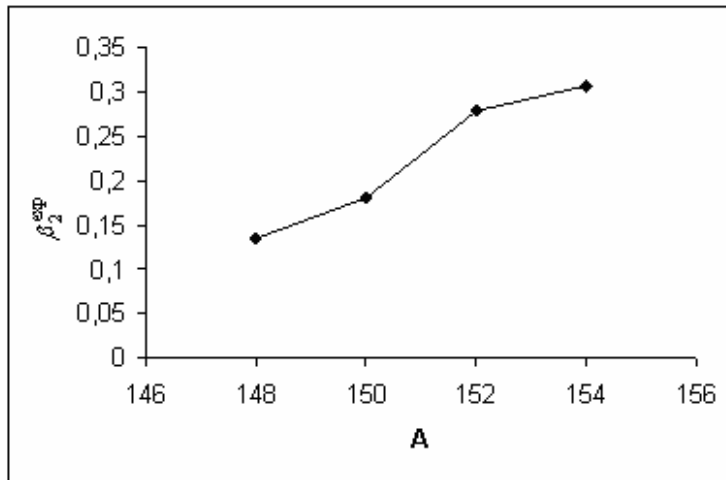
Deformasyon parametrelerimiz β_2^{exp} , δ_2^{exp} , ramanın değerlerinden % 10 daha az çıktı. Çekirdek kuvvetlerinde bu oran göz ardı edilemeyecek kadar önemlidir. Bizim bulduğumuz deformasyon parametreleri daha doğrudur diyebiliriz.

Deforme $^{166-180}\text{Hf}$, $^{148-154}\text{Sm}$ ve geçiş çekirdekleri $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ için β_2^{exp} değerinin A kütle numaralarına göre değişimleri Şekil 6.7 (a), (b), (c), (d), (e)'de verilmiştir.



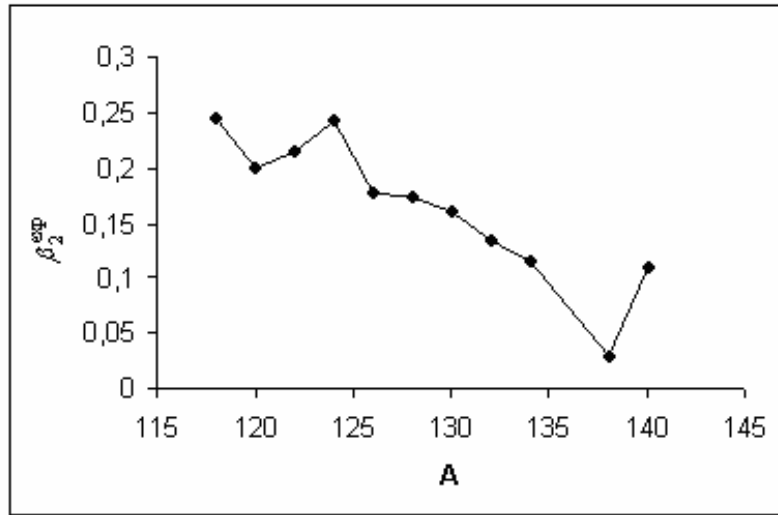
Şekil.6.7.(a). $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.

$^{166-180}\text{Hf}$ izotopları sihirli sayıların arasında bulunduğu için kabuk yarı dolu oluncaya kadar eklenen her nükleonla çekirdek küresellikten ayrılıp deforme olmalı, yarı doludan itibaren eklenen her nükleonla küreselleşme eğilimi göstermeli. $A=176$ 'ya kadar deformasyonun artması ve $A=176$ 'dan sonra azalması beklenir (Bkz. Şekil 6.7.a)



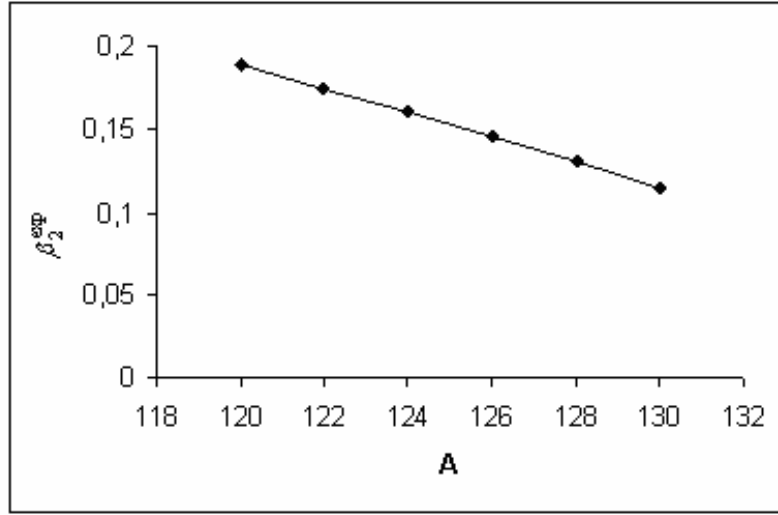
Şekil.6.7.(b). $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi.

^{144}Sm için $N=82$ ve kapalı kabuktur. $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları her nükleon için küresel yapı biraz daha bozulmalı, çekirdek deforme olmalı. Şekilden de görüldüğü gibi deformasyon kütle numarasına bağlı olarak artıyor.



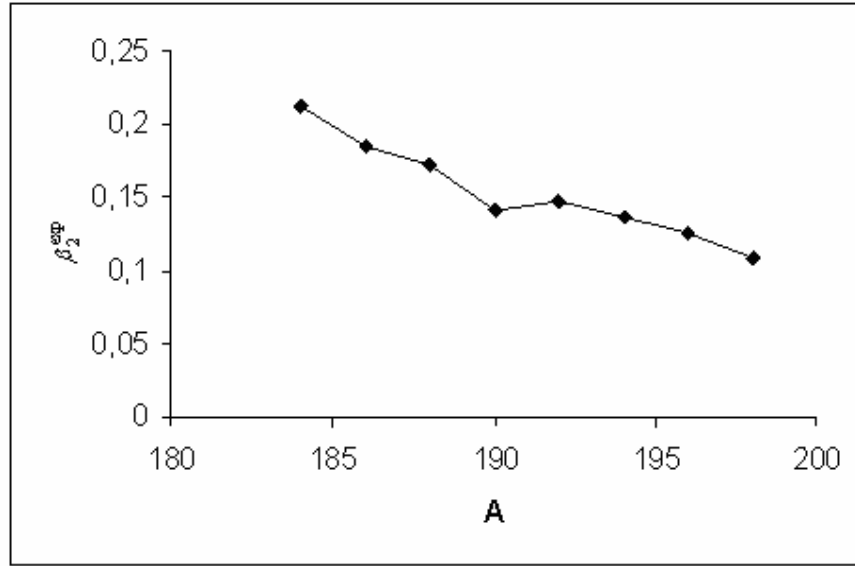
Şekil.6.7.(c). $^{118-140}\text{Xe}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi

$^{118-140}\text{Xe}$ izotopları için $66 < N < 82$ arası $n=66$ 'dan itibaren yarı dolu nükleon kabuğu $n=82$ 'ye kadar eklenen her nükleonla biraz daha küreselleşir. Deformasyonun azalması beklenir. $N=82$ için küresel yapı sağlanmıştır, $\beta_2^{\text{exp}}=0$ dır. $82 < N < 86$ aralığında ise eklenen her nükleon küresel yapıyı biraz daha bozar, deformasyon parametresi artar (Bkn. Şekil 6.7.c).



Şekil.6.7.(d). $^{120-130}\text{Te}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi

$^{120-130}\text{Te}$ izotopları için $68 < N < 78$ aralığında $n=66$ 'dan itibaren yarı dolu nükleon kabuğu $n=82$ 'ye kadar eklenen her nükleonla biraz daha küreselleşmeye meyillendir. Bu da deformasyonun azalmasına sebep olur. Deformasyon parametresinin lineer olarak azalmasını bekleriz (Bkn. Şekil 6.7.d).



Şekil.6.7.(e). $^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının β_2^{exp} deformasyon parametresinin kütle numarasına göre değişimi

$^{184-198}\text{Pt}$ izotopları deforme bölgenin çıkışındaki geçiş çekirdeklerindedir. $106 < N < 120$ aralığında yarı dolu nükleon kabuğu eklenen her nükleonla biraz daha küreselleşmeye meyillendir. Bu da deformasyonun azalmasına sebep olur. $^{184-198}\text{Pt}$ izotopları içinde deformasyon parametresinin lineer olarak azalmasını bekleriz (Bkn. Şekil 6.7.e). $A=190$ daki ani düşüşü göz ardı edersek bu sonucunda doğru olduğunu söyleyebiliriz. Bu ani düşüş geçiş çekirdeğinin herhangi bir özelliğinden olabilir. Geçiş çekirdekleri hakkında çok fazla bilgi olmadığı için birşey söyleyemeyiz.

Deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ ve geçiş çekirdekleri $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ için bulunan Kuadropol momentleri ve deformasyon parametreleri Tablo 6.3 (a) (b) (c), (d), (e)'de verilmiştir. Burada β_R ve Q_R çalışma [50]'den alınan değerlerdir. β_2^{exp} ve δ_2^{exp} , β_R kullanılarak β_2^2 'li terim için içine katılarak elde edilen deformasyon parametreleridir. Q_n ve Q_p çekirdeğin nötron ve protonlarına ait kuadropol momentleri, Q_{teorik} toplam kuadropol momenttir. Q_{unif} ise tek parçacık modelinin ön gördüğü kuadropol momentleridir.

Tablo.6.3.(a). Çalışma [50]'de verilen deformasyon parametreleriyle hesaplanan $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol momentleri

<i>Çekirdek</i>	β_R	β_2^{exp}	δ_2^{exp}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q(\text{Teorik})$ (barn)	$Q(\text{Deney})$ (barn)	Q_{unif} (barn)
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,249	0,2300	0,2163	3,755	2,668	6,422	5,89	5,7061
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0,274	0,2513	0,2384	3,826	2,745	6,570	6,56	6,3172
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,296	0,2698	0,2578	3,889	2,804	6,693	7,1	6,8682
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,274	0,2513	0,2387	3,944	2,735	6,679	6,64	6,4171
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,284	0,2597	0,2476	3,989	2,757	6,746	6,95	6,6981
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,2953	0,2692	0,2577	4,03	2,784	6,814	7,28	7,0126
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,2803	0,2566	0,2447	4,057	2,734	6,792	6,961	6,7135
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,2733	0,2507	0,2387	4,067	2,710	6,777	6,81	6,5980

Tablo.6.3.(b). Çalışma [50]'de verilen deformasyon parametreleriyle hesaplanan $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentleri

<i>Çekirdek</i>	β_R	β_2^{exp}	δ_2^{exp}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q(\text{Teorik})$ (barn)	$Q(\text{Deney})$ (barn)	Q_{unif} (barn)
$^{148}_{62}\text{Sm}$	0,1423	0,1357	0,1224	3,544	1,831	5,374	2,69	2,6296
$^{150}_{62}\text{Sm}$	0,1931	0,1813	0,1665	3,609	1,963	5,572	3,684	3,5798
$^{152}_{62}\text{Sm}$	0,3055	0,2777	0,2644	3,680	2,245	5,925	5,881	5,6619
$^{154}_{62}\text{Sm}$	0,3410	0,3071	0,2956	3,757	2,327	6,084	6,620	6,3627

Burada deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ için Q_R ve Q_{teorik} arasında mukayese yapılırsa ; Şekil 6.6 (a), (b)'den de görüleceği gibi deneysel ve teorik kuadropol momentler arasında deneysel hata çerçevesinde bir uyum söz konusu.

Tablo.6.3.(c). ¹¹⁸⁻¹⁴⁰Xe izotoplarının çalışma [50] kullanılarak bulunmuş deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri

<i>Çekirdek</i>	β_R	β_2^{exp}	δ_2^{exp}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q_{(\text{Teorik})}$ (barn)	$Q [R]$ (barn)	Q_{unif} (barn)
¹¹⁸ ₅₄ Xe	0,265	0,2436	0,2251	3,280	1,571	4,851	3,76	3,6231
¹²⁰ ₅₄ Xe	0,214	0,1997	0,1817	2,882	1,778	4,661	3,07	2,9716
¹²² ₅₄ Xe	0,231	0,2144	0,1965	2,999	1,799	4,798	3,35	3,2382
¹²⁴ ₅₄ Xe	0,264	0,2428	0,2251	3,100	1,848	4,948	3,87	3,7311
¹²⁶ ₅₄ Xe	0,1881	0,1768	0,1602	3,189	1,703	4,892	2,782	2,7053
¹²⁸ ₅₄ Xe	0,1837	0,1729	0,1566	3,267	1,684	4,951	2,74	2,6711
¹³⁰ ₅₄ Xe	0,169	0,1598	0,1442	3,339	1,645	4,983	2,56	2,4869
¹³² ₅₄ Xe	0,1409	0,1344	0,1202	3,407	1,573	4,979	2,15	2,1016
¹³⁴ ₅₄ Xe	0,120	0,1152	0,1024	3,472	1,515	4,987	1,85	1,8128
¹³⁸ ₅₄ Xe	0,0309	0,0306	0,0263	3,557	1,222	4,779	0,486	0,4828
¹⁴⁰ ₅₄ Xe	0,1136	0,1093	0,0972	3,610	1,473	5,083	1,802	1,7686

Tablo.6.3.(d). ¹²⁰⁻¹³⁰Te izotoplarının çalışma [50] kullanılarak bulunmuş deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri

<i>Çekirdek</i>	β_R	β_2^{exp}	δ_2^{exp}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q_{(\text{Teorik})}$ (barn)	$Q [R]$ (barn)	Q_{unif} (barn)
¹²⁰ ₅₂ Te	0,202	0,1891	0,1715	3,016	1,711	4,727	2,78	2,7062
¹²² ₅₂ Te	0,1848	0,1739	0,1570	3,117	1,663	4,779	2,576	2,5058
¹²⁴ ₅₂ Te	0,1695	0,1603	0,1441	3,206	1,617	4,823	2,390	2,3272
¹²⁶ ₅₂ Te	0,1534	0,1458	0,1305	3,285	1,569	4,854	2,185	2,1328
¹²⁸ ₅₂ Te	0,1363	0,1302	0,1160	3,288	1,569	4,857	1,962	1,9191
¹³⁰ ₅₂ Te	0,1184	0,1137	0,1008	3,295	1,569	4,864	1,722	1,6883

Tablo.6.3.(e). $^{184-198}\text{Pt}$ izotoplarının çalışma [50] kullanılarak bulunmuş deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri

Çekirdek	β_R	β_2^{exp}	δ_2^{exp}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	Q_{Teorik} (barn)	$Q_{[R]}$ (barn)	Q_{unif} (barn)
$^{184}_{78}\text{Pt}$	0,2292	0,2129	0,2002	4,012	2,761	6,774	6,30	6,1044
$^{186}_{78}\text{Pt}$	0,1976	0,1852	0,1726	4,021	2,644	6,666	5,48	5,3167
$^{188}_{78}\text{Pt}$	0,183	0,1723	0,1599	4,021	2,577	6,599	5,11	4,9666
$^{190}_{78}\text{Pt}$	0,149	0,1418	0,1301	4,018	2,446	6,464	4,19	4,0883
$^{192}_{78}\text{Pt}$	0,1549	0,1471	0,1355	4,019	2,453	6,472	4,38	4,3066
$^{194}_{78}\text{Pt}$	0,1434	0,1367	0,1254	4,018	2,417	6,435	4,08	3,9925
$^{196}_{78}\text{Pt}$	0,1308	0,1252	0,1144	4,024	2,364	6,388	3,75	3,6725
$^{198}_{78}\text{Pt}$	0,1130	0,1087	0,0988	4,031	2,289	6,320	3,26	3,2019

Burada Q_R ve Q_{teorik} arasında mukayese yapılırsa ; Şekil 6.6 (c), (d),(e) den de görüleceği gibi deneysel ve teorik kuadropol momentler arasında bir uyum söz konusu değil. Teorik değerler 1-2 merteye daha büyük bunu kuadropol momentlerinin bulunmasında kullanılan yöntemin geçiş çekirdeklerine uygun olmadığını söyleyerek açıklayabiliriz. Geçiş çekirdeklerinde rotasyon gözlenmez. Bu nedenle (5.3) denklemi kuadropol momentleri doğru sonuçları yansıtmıyor diyebiliriz.

Deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ 'un deneysel kuadropol momentlerinin fit edilmesiyle bulunan deformasyon parametreleri ve kuadropol momentleri Tablo 6.4 (a), (b)'de verilmiştir.

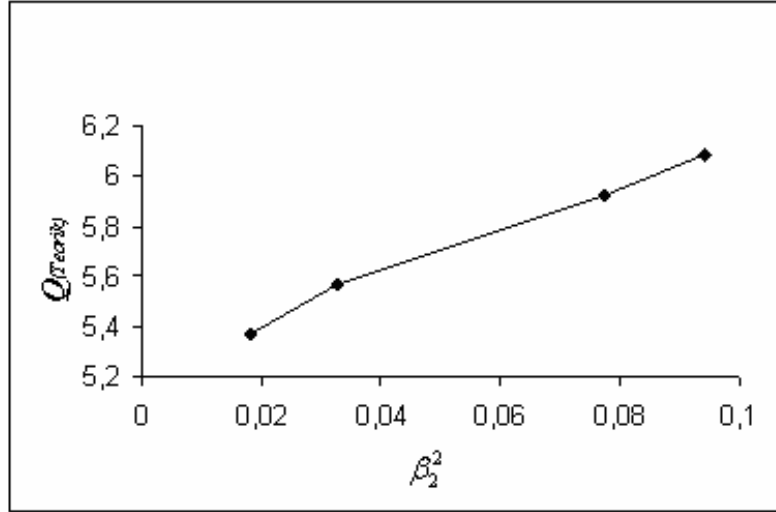
Tablo.6.4.(a). ¹⁶⁶⁻¹⁸⁰Hf izotoplarının kuadropol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri

<i>Çekird ek</i>	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}	Q_n	Q_p	$Q_{(\text{Teori})}$	Q_R	Q_{unif}
¹⁶⁶ ₇₂ Hf	0,2300	0,099	0,2163	0,0857	3,755	2,668	6,422	5,877	5,7061
¹⁶⁸ ₇₂ Hf	0,2513	0,273	0,2384	0,2375	3,826	2,745	6,570	6,567	6,3172
¹⁷⁰ ₇₂ Hf	0,2698	0,418	0,2578	0,3650	3,889	2,804	6,693	7,101	6,8682
¹⁷² ₇₂ Hf	0,2513	0,263	0,2387	0,2290	3,944	2,735	6,679	6,642	6,4171
¹⁷⁴ ₇₂ Hf	0,2597	0,346	0,2476	0,3021	3,989	2,757	6,746	6,951	6,6981
¹⁷⁶ ₇₂ Hf	0,2692	0,4325	0,2577	0,3785	4,03	2,784	6,814	7,279	7,0126
¹⁷⁸ ₇₂ Hf	0,2566	0,332	0,2447	0,2901	4,057	2,734	6,792	6,962	6,7135
¹⁸⁰ ₇₂ Hf	0,2507	0,285	0,2387	0,2490	4,067	2,710	6,777	6,810	6,598

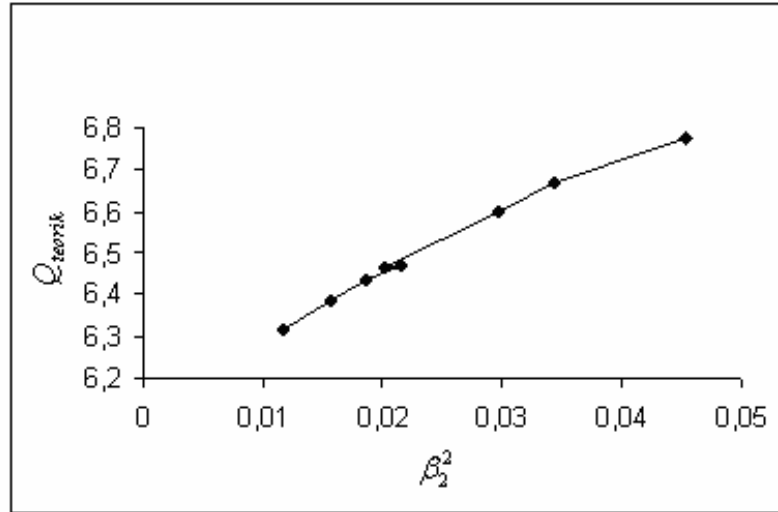
Tablo.6.4.(b). ¹⁴⁸⁻¹⁵⁴Sm izotoplarının kuadropol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri

<i>Çekirdek</i>	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q_{(\text{Teorik})}$ (barn)	Q [2] (barn)	Q_{unif} (barn)
¹⁴⁸ ₆₂ Sm	0,1357	0,1224	3,544	1,831	5,374	2,6296
¹⁵⁰ ₆₂ Sm	0,1813	0,1665	3,609	1,963	5,572	3,5798
¹⁵² ₆₂ Sm	0,2777	0,2865	0,2644	0,2478	3,680	2,245	5,925	5,881	5,6619
¹⁵⁴ ₆₂ Sm	0,3071	0,466	0,2956	0,4051	3,757	2,327	6,084	6,620	6,3627

Deforme çekirdeklerden, $^{148-154}Sm$ ve geçiş çekirdeklerinden, $^{184-198}Pt$ için Q_{teorik} 'ın β_2^{exp} değerinin karesine bağımlılığı Şekil 6.8 (a), (b), 'de verilmiştir.



Şekil.6.8.(a). $^{148-154}Sm$ izotoplarının $Q(Teorik)$ 'in β_2^2 'ye bağımlılığı



Şekil.6.8.(b). $^{184-198}Pt$ izotoplarının Q_{teorik} 'in β_2^2 'ye bağımlılığı

Deforme çekirdeklerin Coulomb uyarılma deneylerinde incelenmesi bu çekirdeklere kuadropol deformasyonundan başka heksadekapol deformasyonunda olduğunu göstermiştir [51,52]. Bu deformasyona karşılık gelen β_4 deformasyon parametresinin sayısal değeri, uygun β_2 değerinden bir mertebe daha küçüktür. Şunu da belirtelim ki kütle sayısı $150 \leq A < 190$ aralığında yerleşen çekirdekler için bu aralık başlangıcında β_4 pozitifdir, A 'nın artmasıyla β_4 azalır ve aralığın sonundaki çekirdekler için hatta işaretini de değiştirir.

Çalışmamızda $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin β_4 parametresinin [51] deneysel verilerinden yararlanarak hesaplanmış değerleri Tablo 6.9 (a), (b)'da gösterilmiştir. Tablolarda mukayese için kuadropol momentlerinin $\beta_4 = 0$ haline karşı gelen değerleri de gösterilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi heksadekapol deformasyonun göz önüne alınması kuadropol momentlerini çok az etkiliyor. Heksadekapol deformasyonun kuadropol momentlerine katkısı incelenen tüm izotoplar için %1'den küçük olduğu gözlemlendi.

Sonuç olarak bu çalışmalar süperakışkan modeli baz alan mikroskopik modelin kararlı deformasyona sahip çekirdeklerinin yanı sıra kararlılık bölgesinin başlangıç kısımlarında yerleşen deforme çekirdeklerin de kuadropol momentlerinin deneysel değerlerini başarıyla açıklamakta olduğunu gösterdi. Deformasyon parametresinin teorik olarak fit edilmiş değerleri elektrik kuadropol geçişlerden elde edilmiş deneysel değerlerle uyum içerisindedir.

Süperakışkan modeli baz alan mikroskopik modelin geçiş çekirdeklerinde aynı başarıyı göstermediği görüldü.

Tablo.6.5.(a). Hafniyum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısıyla hesaplanmış değerleri

Çekirdek	β_2^{th}	δ_2^{th}	$Q_{th} (barn)$ $\beta_4 = -0.02$	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4 = 0$
$^{166}_{72}Hf$	0,099	0,0857	6,404	5,877
$^{168}_{72}Hf$	0,273	0,2375	6,552	6,567
$^{170}_{72}Hf$	0,418	0,3650	6,676	7,101
$^{172}_{72}Hf$	0,263	0,2290	6,657	6,642
$^{174}_{72}Hf$	0,346	0,3021	6,727	6,951
$^{176}_{72}Hf$	0,4325	0,3785	6,795	7,279
$^{178}_{72}Hf$	0,332	0,2901	6,771	6,962
$^{180}_{72}Hf$	0,285	0,2490	6,753	6,810

Tablo.6.5.(b). Somaryum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısıyla hesaplanmış değerleri

Çekirdek	β_2^{th}	δ_2^{th}	$Q_{th} (barn)$ $\beta_4 = 0.08$	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4 = 0$
$^{148}_{62}Sm$	5,305
$^{150}_{62}Sm$	5,493
$^{152}_{62}Sm$	0,2865	0,2478	5,863	5,881
$^{154}_{62}Sm$	0,466	0,4051	6,001	6,620

BÖLÜM 7. SONUÇLAR

Deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ ve geçiş çekirdekleri $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ için tek parçacık enerjileri, her bir izotop zinciri için bireysel olarak deforme Woods-Saxon potansiyelinde [42] hesaplanmıştır. Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 6 MeV'e kadar ($N = 2 \div 7$ kabukları) tüm diskret ve kuasidiskret enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Kuadropol deformasyon parametresi β_2 (6.4) ve (6.5) formüllerinde $B(E2)$ ihtimalinin deneysel verileri [50] kullanılarak çalışma [9,10]'a uygun olarak hesaplanmıştır. Süperakışkan teorisinin G_N ve G_Z eşleme etkileşme sabitlerine [7] karşı gelen Δ ve λ parametrelerinin (6.9) denklem sistemleri yardımıyla hesaplanmış değerleri Tablo 6.1 (a),(b),(c),(d),(e)'de verilmiştir.

Bu parametreler kullanılarak deforme çekirdekler $^{166-180}\text{Hf}$, $^{148-154}\text{Sm}$ ve geçiş çekirdekleri $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ elementlerinin izotop zinciri için (6.7) formülü kullanılarak kuadropol momentlerinin teorik olarak hesaplanan değerlerinin A kütle sayısına bağlı olarak değişmesi Şekil 6.6 (a),(b),(c),(d),(e)'de gösterilmiştir. Burada mukayese için kuadropol momentlerinin uygun deneysel değerleri [50] de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi deforme çekirdekler için teorisin verdiği sonuçlarla, deneysel sonuçların A kütle numarasına göre değişimi uyum içersindedir. Geçiş çekirdekleri için ise kuadropol momentleri için teorisin verdiği sonuçların A kütle sayısına göre değişmesi deney sonuçlarından 1-2 merteye büyük çıkmıştır. Geçiş çekirdekleri izotopu için teori ile deneyin uyumsuzluğunun esas nedeni kuadropol momentinin hesaplanmasında kullanılan varsayımın geçersiz olmasıdır, bu dolmuş kabuklara yakın çekirdeklere en düşük 2^+ seviyesinin çekirdeğin rotasyon olmamasının göstergesidir. Çekirdekler rotasyon olmadığı için ve bunun sonucunda β_2 kuadropol momentlerinin (6.5) formülünden yola çıkarak bulunan deneysel değerleri bu çekirdeklerin gerçek kuadropol momentlerini yansıtmayabilir. Buna

göre kuadropol momentlerinin direkt deneylerde ölçülmesi teori bakımından çok önemlidir

Tablo 6.2 (a), (b), (c), (d), (e)'de , $^{166-180}\text{Hf}$, $^{148-154}\text{Sm}$, $^{118-140}\text{Xe}$, $^{120-130}\text{Te}$, $^{184-198}\text{Pt}$ için çalışma [50]'de verilen β_R değerleri kullanılarak β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri (6.4) formülüyle bulunmuştur. β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri β_2^2 'li terimi de içeren deformasyon parametreleridir. Burada mukayese için β_2 parametresinin çalışma [50] de verilmiş değerleri de β_R olarak verilmiştir. %10 mertebesinde daha az sonuçlar elde ettik bu çekirdek kuvvetleri için hiçde göz ardı edilecek bir rakam değildir. Bizim deformasyon parametrelerimizin daha doğru olduğunu söyleyebiliriz.

$^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin deneysel değerlere uygun olarak fit edilmiş değerlerini ve bu sonuçları verecek olan deformasyon parametreleri Tablo 6.4 (a), (b)'de verilmiştir. $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ izotopları için elde edilen sonuçlar uyum içersindedir.

Çalışmamızda $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{148-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin β_4 parametresinin [51] deneysel verilerinden yararlanarak hesaplanmış değerleri Tablo 6.9 (a), (b)'da gösterilmiştir. Tablolarda mukayese için kuadropol momentlerinin $\beta_4 = 0$ haline karşı gelen değerleri de gösterilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi heksadekapol deformasyonun göz önüne alınması kuadropol momentlerini çok az etkiliyor. Heksadekapol deformasyonun kuadropol momentlerine katkısı incelenen tüm izotoplar için %1'den küçük olduğu gözlemlendi.

BÖLÜM.8. TARTIŞMALAR ÖNERİLER

Tek parçacık enerjileri, her bir izotop zinciri için bireysel olarak deforme Woods-Saxon potansiyelinde [42] hesaplanmıştır. Kuadropol deformasyon parametresi β_2 (6.4) ve (6.5) formüllerinde $B(E2)$ ihtimalinin deneysel verileri [50] kullanılarak çalışma [9,10]'a uygun olarak hesaplanmıştır.

Süperakışkan teorisinin G_N ve G_Z eşleme etkileşme sabitlerine [7] karşı gelen Δ ve λ parametrelerinin (6.9) denklem sistemleri yardımıyla hesaplanmıştır.

Bu parametreler kullanılarak, elementlerin izotop zinciri için (6.7) formülü kullanılarak kuadropol momentlerinin teorik olarak hesaplanan değerlerinin A kütle sayısına bağlı olarak değişmesi gösterilmiştir. Burada mukayese için kuadropol momentlerinin uygun deneysel değerleri [50] de gösterilmiştir. Deforme çekirdeklerin kuadropol momentleri için teorisin verdiği sonuçların A kütle sayısına göre değişmesi uyum içersinde görüldü. Geçiş çekirdeklerinin kuadropol momentleri için teorisin verdiği sonuçların A kütle sayısına göre değişmesi ise deney sonuçlarından 1-2 merteye büyük çıkmıştır. Geçiş çekirdekleri izotopu için teori ile deneyin uyuşmazlığının esas nedeni kuadropol momentinin hesaplanmasında kullanılan varsayımın geçersiz olmasıdır, bu dolmuş kabuklara yakın çekirdekte en düşük 2^+ seviyesinin çekirdeğin rotasyon olmamasının göstergesidir. Titreşim enerjileri rotasyon enerjisinden daha fazla olduğu için (6.5) formülüyle bulunan Q değerleri daha fazla olmalıdır. Çekirdekler rotasyon olmadığı için ve bunun sonucunda β_2 kuadropol momentlerinin (6.5) formülünden yola çıkarak bulunan deneysel değerleri bu çekirdeklerin gerçek kuadropol momentlerini yansıtmayabilir. Buna göre kuadropol momentlerinin direkt deneylerde ölçülmesi teori bakımından çok önemlidir.

Elementler için çalışma [50]'de verilen β_R değerleri kullanılarak $\beta_2^{\text{exp}}, \delta_2^{\text{exp}}$ değerleri (6.4) formülüyle bulunmuştur. $\beta_2^{\text{exp}}, \delta_2^{\text{exp}}$ değerleri β_2^2 'li terimi de içeren deformasyon parametreleridir. Burada mukayese için β_2 parametresinin çalışma [50] de verilmiş değerleri de β_R olarak verilmiştir. %10 mertebesinde daha az sonuçlar elde ettik bu çekirdek kuvvetleri için hiçde göz ardı edilecek bir rakam değildir. Bizim deformasyon parametrelerimizin daha doğru olduğunu söyleyebiliriz.

Deforme çekirdeklerin kuadropol momentlerinin deneysel değerlere uygun olarak fit edilmiş değerleri ve bu sonuçları verecek olan deformasyon parametreleri için elde edilen sonuçlar uyum içersindedir.

Deforme çekirdeklerin izotoplarının kuadropol momentlerinin β_4 parametresinin [51] deneysel verilerinden yararlanarak hesaplanmıştır. Mukayese için kuadropol momentlerinin $\beta_4 = 0$ haline karşı gelen değerleri de hesaplanmış ve heksadekapol deformasyonun göz önüne alınmasının kuadropol momentlerini çok az etkilediği görülmüştür. Heksadekapol deformasyonun kuadropol momentlerine katkısı incelenen tüm izotoplar için %1'den küçük olduğu gözlemlendi.

KAYNAKLAR

- [1] Eisenberg, J.M. and Grainer W. , Nuclear Theory Vol.1 , North-Holland, Amsterdam.
- [2] Preston M.A.; Physics of Nucleus,Wesley Publishing Amsterdam ,(1971) Holland.
- [3] Teorik Fizik Dersleri Çekirdek Teorisi, Çetin Cansoy İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi s.27 cilt10, 1978.
- [4] Malmier P. And Shelton E. , Physics of Nuclei and Particles, (1970), Academic Press Inc. New York, 1-207.
- [5] Kumar K. , 1975, Nucl. Phys. A 231 189
- [6] A.Bohr and B.Mottelson, Nuclear Structure, vol.1 Benjamin, New York, Amsterdam, 1969.
- [7] V.G.Soloviev Theory of Complex Nuclei, Pergoman Press, p.58 New York, 1976.
- [8] D.A.Arseniev , A.Sobiczewski and V.G.Soloviev, Nucl. Phys.A 126, 15, 1969
- [9] D.A.Arseniev, A.Sobiczewski and V.G.Soloviev Nucl.Phys. A 139, 269, 1969.
- [10] Teorik Fizik Dersleri Çekirdek Teorisi,Çetin Cansoy İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi, cilt 10, s.16, 1978.
- [11] S.Şen A-150 Deforme Bölge Girişinde Bazı Çekirdeklerin Elektromanyetik Geçişlerinin Kutupsal Karışım Oranlarının İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, s.11 Kırıkkale, 2000.
- [12] W., E., Burcham; F.R.S. , Nuclear Physics, Longmans Green and Co Ltd, London W1,First Published 1963.
- [13] W.,E., Meyerhof, “Elements of Nuclear Physics”, Mc Graw Hill, 1989

- [14] W. Greiner, "Magnetic Properties of Even-Even Nuclei, Nucl.Phys., 80, P:417-433, 1966.
- [15] A.,Gedikoğlu, "Çekirdek Fiziğine Giriş", KTÜ Yay., Trabzon 1988.
- [16] William F. Hornyak, "Nuclear Structure", Academic Press, New York, 1975.
- [17] H. Frauenfelder, E.M. Henley, "Subatomic Physics", "North Holland Publishing, Second Edition, 1991.
- [18] I., Kaplan, "Nükleer Fizik", Çeviren Nusret Küçüköglü, Berksoy Matbaası, İTÜ, 1965.
- [19] K.E. Löbner, M. Vetter, and V. Höning,"Nuclear Intrinsic Quadrupole Moments and Deformation Parameters", Nucl. Data Tables A7,P:495-564, 1970.
- [20] Kumar, K., Baranger, M., "Nuclear Deformations in the Pairing-Puls-Quadrupole Model(V). Nucl.Phys.A, 122-241, 1968.
- [21] Kumar, K., Baranger, M., "Nuclear Deformations in the Pairing-Puls-Quadrupole Model(V). Energy Levels and Elektromagnetic Moments of the W, Os and Pt Nuclei",Nucl.Phys.A, 122-273, 1968.
- [22] Dudex, J.Majhover, A., Skalski, J., "Adjustment of the Pairing Force Strength to the Experimental Data and the Optimised Woods Saxon Potential Spectrum Comparison with the Nilsson Model", J. Phys. G., 6-447, 1980.
- [23] Marselak, E., R., and Rasmussen J. O., "Collective Vibration of Spheroidal Eu Nuclei, Nucl. Phys., 43-438, 1963.
- [24] Gupta, J. B. , (1983), " Nuclear Structure of $^{146-154}\text{Sm}$ in the Dinamic Pairing-Plus- Quadrupol Model", PHYS.Rev. C28, 4, 1829-1836.
- [25] Meyerof, W. E., "Elements of Nuclear Physics", Mc Graw Hill, 1989.
- [26] Hornyak, W. F., "Nuclear Structure", Academic Press, New York, 1975
- [27] Burcham, W.E., "Nuclear Physics", Longman Green and Co Ltd., London, 1963.
- [28] D Kamke,"Einführung in die Kernphysik", Braunschweig, Wiesbaden, 1979
- [29] W. Korten,p. Brocking, H. Hübel, W. Pohler, U.J. von

- Severen,P.Willsam, P.Haertlein, C. Ender, P.Reiter, D. Schwalm, J.Gerl, T. Happ, T. Kröll, M. Kaspar, I. Peter, S. Schremmer, K. Vetter, “Lifetime of the two-phonon vibrational state in ^{232}Th ”, Zeitschriftfür Physik, A 351, p:143-147 1995.
- [30] Bogolyubov, N.N.1959,Sov.Phys.Usp. 2;236
- [31] Ekber GULİEV, Kollektif Çekirdek Uyarılmaları ve Bu Uyarılmaların SEL- γ Çekirdek Çarpıştırıcılarıyla İncelenmesi, Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği, Doktora Tezi
- [32] F.Ertugral, E.Guliyev, A.Kuliev $^{166-180}\text{Hf}$ İzotoplarının Kuadropol Momentlerinin Hesaplanması I.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi Bildirileri TAEK, Ankara , 25-26 Ekim 2001
- [33] F.Ertugral, E.Guliyev, A.Kuliev $^{166-180}\text{Hf}$ ve $^{180-186}\text{W}$ İzotoplarının Kuadropol Momentleri ve Deformasyon Parametreleri, Fen Bilimleri Enstitü Dergisi Sakarya , 2002
- [34] Chuu, D,S, and Hsieh, S. T., “IBA-1 Studied of Strongly Deformed Nuclei Near A=150”, J.Phys. G. Nucl. Part. Phys. 16, 583-592, 1990
- [35] The nuclear Many-Body Problem P. Ring, P. Schuck by Springer-Verlag New York Inc, 1980.
- [36] NEMİKOVSK U., Contemporary Models of Atomic Nucleus, Atomizdat, Moskov,1960
- [37] Nilsson S.G., Mat-fys. Medd.Dan. Vid. Selsk. 29, no. 16 1955.
- [38] Mottelson, B.R. And Nilsson S.G. Mat-fys. Medd.Dan. Vid. Selsk.1,no.8 1959.
- [39] NEMİKOVSK U., Contemporary Models of Atomic Nucleus, Atomizdat, Moskov,1960.
- [40] BOGOLYUBOV N.N., Lectures on Quantum Statistics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949.
- [41] J.Bardeen, L. N. Cooper and R.Schriffer, Theory of Superconductivity, Physical Review, 1175, 1957.
- [42] V.G.Soloviev Theory of Complex Nuclei, Pergoman Press, p.58 New York1976.
- [43] G. N. Afanasiev, Preprint P4-3431,JINR, Dubna, 1967. P.Camiz, A.Covello, and M.Jean, Nuovo Cim. 36, 663 (1965); 6, 707 (1962).

- [44] A.Bohr and B.Mottelson, Nuclear Structure, vol.1, Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [45] A. S. Davydov and G.F. Filippov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 35, 440, 1958.
- [46] A.Bohr and B.R. Mottelson, Atomnaya Energiya 14, 41, 1963
- [47] Migdal, A.B., Teoriya Konechnic Fermi-System Svoystvo Atomnih Yader, 1965.
- [48] Brown, G.E., Unified Theory of Nuclear Models and Forces, North-Holland Publ.co.Amsterdam, 1967, Rowe, D.J., Fundamentals in Nuclear Theory, IAEA, Vienna, 1976.
- [49] M.Cerkaski et al.Phys.Letter.B70, 9, 1977. J.Dudek et al.Nucl.Phys.A412, 61, 1984.
- [50] S.Raman, C.H.Malarkey, W.T.Milner, C.W.Neston, J.R. and P.H.Stelsen, Transition Probability, B(E2), From the Ground to the First-Excited 2^+ states of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables v.36, 1, 1987.
- [51] D.L.Hendrie, N.K.Glendenning, B.G.Harvey, O.N.Javis, H.H.Duhm, J.Saudinos and I.Mahoney Phys.Lett.26B, 127, 1968.
- [52] K.A.Erb, J.E.Holdan, I.Y.Lee, J.X.Saladin, T.K.Taylor Quadrupole and Hexadecapole Deformation Rare Earth nuclei., Phys.Rev.Lett. 29, 1010, 1972.
- [53] N.H.Allal, M.Fellah and N.Benhamaouda Elektrik Quadrupole Moments of even-even Sm nuclei, Nucl.Phys.A 690, 219, 2001.

EK A. AÇISAL MOMENTUMLARIN VEKTÖREL HESABI

Farz edelim ki, açısai momentumun hareket sabiti olduğu sistem iki alt sistemden oluşsun. Birinci alt sistemin açısai momentumu j_1 , ikinci alt sistemin ki de j_2 olsun. Bu iki açısai momentum operatörleri birbirleriyle komutatif iseler bu durumda, bütün sistemin halini alt sistemlerin açısai momentumlarının toplamına eşit olan açısai momentum ile ifade edebiliriz. Bu türlü durumlarda, mesela,

(a) Bir parçacığın yörüngesel ve spin açısai momentumlarını birlikte ele aldığımızı düşünelim. Yörüngesel açısai momentum operatörü açı değişkenlerine, spin operatörün ise spin değişkenlerine etki eder. Buna göre de her iki operatör komutatif olur.

(b) İki parçacığın yörüngesel veya spin açısai momentumlarını, üç parçacığın.....vs. bütün bu mümkün durumlarda sistemin tüm hali j_1 ve j_2 kuantum sayılarının toplamı ile bulunabilir. Bu toplam, uygun olarak her bir alt sistemin açısai momentumunun karesini ve onların z eksenini üzerindeki izdüşümünü tayin eder, ya da bütün sistemin toplam momentumu ve onun z yönündeki izdüşümü, her bir alt sistemin ayrı ayrı momentumunu tayin eden $JM_j J_1 J_2$ kuantum sayıları ile bulunur.

Bütün sistemin toplam momentumunu ifade eden J kuantum sayısı vektör cebiri yoluyla aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$J=j_1+j_2, j_1+j_2-1, \dots, |j_1-j_2|$$

(A.1)

$$|j_1-j_2| \leq J \leq |j_1+j_2|$$

Yukarıdaki (A.1) ifadesini kısaca $\Delta(j_1 j_2 J)$ ile göstereceğiz ve buna üçgen kuralı diyeceğiz. Toplam açısai momentum operatörünün özfonksiyonu, j_1 ve j_2

operatörlerinin özfonksiyonlarının çarpımının lineer bağıntısı (süperpozisyonu) şeklinde ifade edilebilir.

$$\phi_{j_1 j_2 JM} = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2} \quad (\text{A.2})$$

(A.2) nin ters çevrilmesi (A.3) gibidir.

$$\Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2} = \sum_{J=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \phi_{j_1 j_2 JM} \quad (\text{A.3})$$

(A.2) ve (A.3) lineer kombinasyonu olan $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$ katsayılar ve vektör toplam katsayıları veya CLEBS-GORDON katsayıları olarak adlandırılır. Bu katsayılar gerçek sayılardır. $M \neq m_1 + m_2$ olduğunda bu katsayılar sıfıra eşittir. Buna göre de (A.2) de ki toplam m_1 ve m_2 kuantum sayılarından birine göre yapılır. (A.1, A.2, A.3) nolu tablolarda $j_2 = \frac{1}{2}$, 1 ve bazı $j_2 = 2$ değerine göre CLEBS-GORDON katsayılarının hesabı verilmiştir. CONDON ve SHORTLY'nin kitaplarında $j_2 = \frac{3}{2}$ ve $j_2 = 2$ için CLEBS-GORDON katsayılarının değerleri verilmiştir.*

Tablo A.1. $m_2 = 1/2, -1/2$ için Clebs-Gordon katsayıları

J	$m_2 = \frac{1}{2}$	$m_2 = -\frac{1}{2}$
$j_1 + \frac{1}{2}$	$\left(\frac{j_1 + M + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1 - M + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$
$j_1 - \frac{1}{2}$	$-\left(\frac{j_1 - M + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1 + M + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$

$J = j_1 + j_2$ olduğunda $\langle j_1 j_2 j_1 j_2 | JJ \rangle = \langle j_1 j_2, -j_1, -j_2 | J, -J \rangle = 1$ olarak seçilmelidir.

$\phi_{j_1 j_2 JM}$ dalga fonksiyonlarının değişkenleri $\Psi_{j_1 m_1}$ ve $\Psi_{j_2 m_2}$ fonksiyonlarının bağlı olduğu değişkenlerle gösterilebilir

Özel halde, eğer bu fonksiyonlardan biri spin değişkenlerine, ikincisi açı değişkenlerine bağlı ise $\phi_{j_1 j_2 JM}$ fonksiyonu spin küresel fonksiyonu veya spin açılal fonksiyonu olarak adlandırılabilir.

Tablo A.2. $m_2=1, 0, -1$ için Clebs-Gordon katsayıları

J	$m_2=1$	$m_2=0$	$m_2=-1$
j_1+1	$\left[\frac{(j_1+M)(j_1+M+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1+M)(j_1+M+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1+M)(j_1+M+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)} \right]^{1/2}$
j_1	$\left[\frac{(j_1+M)(j_1-M+1)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\frac{M}{\sqrt{j_1(j_1+1)}}$	$\left[\frac{(j_1-M)(j_1+M+1)}{2j_1(2j_1+2)} \right]^{1/2}$
j_1-1	$\left[\frac{(j_1-M)(j_1-M+1)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1-M)(j_1+M)}{j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1+M+1)(j_1+M)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$

* Condon ve Shortl' nin gösterimi bizimkinden farklıdır. Bizim $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$ yerine onlar $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 JM \rangle$ kullanmışlardır.

Tablo A.3. $\langle j_1 2 m_1 0 | JM \rangle$ için vektör katsayıları

$J=j_1+2$	$\left[\frac{3(j_1-M+2)(j_1-M+1)(j_1+M+2)(j_1+M+1)}{(2j_1+1)(2j_1+2)(2j_1+3)(j_1+2)} \right]^{1/2}$
$J=j_1+1$	$M \left[\frac{3(j_1-M+1)(j_1+M+1)}{j_1(2j_1+1)(j_1+1)(j_1+2)} \right]^{1/2}$
$J=j_1$	$\left[\frac{3M^2 - j_1(j_1+1)}{\sqrt{(2j_1-1)j_1(j_1+1)(2j_1+3)}} \right]$
$J=j_1-1$	$-M \left[\frac{3(j_1-M)(j_1+M)}{(j_1-1)j_1(2j_1+1)(j_1+1)} \right]^{1/2}$
$J=j_1-2$	$\left[\frac{3(j_1-M)(j_1-M-1)(j_1+M)(j_1+M-1)}{(2j_1-2)(2j_1-1)j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$

Vektör katsayıları aşağıdaki simetri şartlarına uyarlar.

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle = (-1)^{j_1 j_2 - J} \langle j_1 j_2, -m_1, -m_2 | J, -M \rangle \quad (\text{A.4})$$

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - J} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | J M \rangle \quad (\text{A.5})$$

$$\sqrt{2j_1 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle = (-1)^{j_2 - m_2} \sqrt{2J + 1} \langle J j_2, -M m_2 | j_1, -m_1 \rangle \quad (\text{A.6})$$

$$\sqrt{2j_2 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle = (-1)^{j_1 - m_1} \sqrt{2J + 1} \langle j_1 J m_1, -M | j_2, -m_2 \rangle \quad (\text{A.7})$$

$$\sqrt{2j_1 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle = (-1)^{j_1 - J + m_2} \sqrt{2J + 1} \langle j_2 J m_2, -M | j_1, -m_1 \rangle \quad (\text{A.8})$$

Bu katsayılar aynı zamanda aşağıdaki ortogonalite şartlarına tabidir.

$$\sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J' M' \rangle = \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \quad (\text{A.9})$$

$$\sum_{J=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle \langle j_1 j_2 m_1' m_2' | J M \rangle = \delta_{m_1 m_1'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (\text{A.10})$$

$$\sum_{m_1 M} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J M \rangle \langle j_1 j_2' m_1 m_2' | J M \rangle = \frac{2J+1}{2j_2+1} \delta_{j_2 j_2'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (\text{A.11})$$

(A.11) ifadesinin daha özel hali,

$$\sum_M |\langle j_1 j_2 0 M | J M \rangle|^2 = \frac{2J+1}{2j_2+1} \quad (\text{A.12})$$

olarak yazılabilir. Çok sık kullanılan başka bir ifade de

$$\langle j_1 0 m_1 m_2 | J, m_1 + m_2 \rangle = \delta_{j_1 J} \delta_{m_2 0} \quad (\text{A.13})$$

l_1 ve l_2 , j_1 ve j_2 tam değerlerini (A.4)'de yerine yazılırsa sonuçta (A.11) bulunur ki bu da,

$l_1+l_2+L \neq$ çift sayı ise;

$$\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle = 0 \quad (\text{A.14})$$

ve

$l_1+l_2+L \neq$ çift sayı ve $2g = l_1+l_2+L$ ise

$$\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle = (-1)^{g+L} \left(2L + \frac{1}{2} \right)^{1/2} \frac{g!}{(g-l_1)!(g-l_2)!(g-L)!} f(l_1 l_2 L) \quad (\text{A.15})$$

dir. Burada,

$$f(l_1 l_2 L) \equiv \left[\frac{(l_1 + l_2 - L)!(l_1 - l_2 + L)!(-l_1 + l_2 + L)!}{(l_1 + l_2 + L + 1)!} \right]^{1/2}$$

şeklindedir.

EK.B.SÜPERAKIŞKAN MODEL İLE İLGİLİ ARA İŞLEMLER

Süperakışkan modelde sistemin parçacık sayısının kuasi-parçacık tasvirinde yazılışı;

$$N = \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \quad (\text{B.1})$$

$$N = \sum_{s\sigma} (u_s \alpha_{s-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}) (u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+) \quad (\text{B.2})$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[u_s (\alpha_{s-\sigma}^+ \alpha_{s-\sigma}) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s-\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}^+) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s-\sigma}) + \sigma^2 v_s^2 (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+) \right] \quad (\text{B.3})$$

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

$$N = \sum_{s+} \left[u_s^2 (\alpha_{s-}^+ \alpha_{s-}) + u_s v_s (\alpha_{s-}^+ \alpha_{s+}^+) + u_s v_s (\alpha_{s+} \alpha_{s-}) + v_s^2 (\alpha_{s+} \alpha_{s+}^+) \right] + \sum_{s-} \left[u_s^2 (\alpha_{s+}^+ \alpha_{s+}) - u_s v_s (\alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+) - u_s v_s (\alpha_{s-} \alpha_{s+}) + v_s^2 (\alpha_{s-} \alpha_{s-}^+) \right] \quad (\text{B.4})$$

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

$$N = \sum_{s+} \left[u_s^2 (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}} - \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}}^+ - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s) + v_s^2 (\alpha_s \alpha_s^+ + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}^+) \right] \quad (\text{B.5})$$

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

$$\alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma} = 0 \quad (\text{B.6})$$

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

anti-komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$\begin{aligned}
\alpha_s^+ \alpha_{\bar{s}} &= -\alpha_{\bar{s}} \alpha_s^+ \\
\alpha_{\bar{s}} \alpha_s &= -\alpha_s \alpha_{\bar{s}} \\
\alpha_s \alpha_s^+ &= 1 - \alpha_s^+ \alpha_s \\
\alpha_{\bar{s}} \alpha_{\bar{s}}^+ &= 1 - \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}}
\end{aligned} \tag{B.7}$$

ifadeleri yazılabilir bu ifadeleri yerlerine koyarsak

$$N = \sum_s \left[u_s^2 (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + v_s^2 (2 - \alpha_s^+ \alpha_s - \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}}) \right] \tag{B.8}$$

$$N = \sum_s \left[(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \tag{B.9}$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \tag{B.10}$$

burada

$$B_{ss} = \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} \tag{B.11}$$

$$u_s^2 - v_s^2 = \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} \tag{B.12}$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[\frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} B_{ss} + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \tag{B.13}$$

ifadesi parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılmış halidir.

Taban durumundaki parçacık sayısını bulabilmek için (B.13) ifadesinin ortadeğeri alınır;

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle \tag{B.14}$$

$$\langle N \rangle = \frac{E_s - \lambda_n}{\epsilon_s} \sum_s \langle \psi_0 | B_{ss} | \psi_0 \rangle + 2u_s v_s \sum_s \langle \psi_0 | (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) | \psi_0 \rangle + 2v_s^2 \sum_s \langle \psi_0 | \psi_0 \rangle \quad (\text{B.15})$$

burada sistemin taban durumu kuasi-parçacık vakumu olduğundan;

$$\alpha | \psi_0 \rangle = 0 \quad (\text{B.16})$$

$$\langle \psi_0 | \alpha^+ = 0 \quad (\text{B.17})$$

olur. Bu ifadeler (B.15)'te kullanılırsa,

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (\text{B.18})$$

elde edilir. Bu ifade taban durumundaki kuaziparçacık sayısıdır.

Şimdi taban durumunda (ψ_0) $H_0(n)$ Hamiltonyeninin beklenen değerinin ifadesini bulalım.

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \quad (\text{B.19})$$

$$\langle | H_0(n) | \rangle_0 = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle \quad (\text{B.20})$$

burada

$$\langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (\text{B.21})$$

olarak bulunur. (bkz. (B.18))

(B.20) ifadesindeki $\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle$ terimi ele alınırsa,

$$\left. \begin{aligned}
 a_{s+}^+ &= u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+} \\
 a_{s-}^+ &= u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-} \\
 a_{s'-}^+ &= u_{s'} \alpha_{s'+}^+ - v_{s'} \alpha_{s'-}^+ \\
 a_{s'+}^+ &= u_{s'} \alpha_{s'-}^+ + v_{s'} \alpha_{s'+}^+
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.22})$$

(B.22) ifadeleri (B.20)' de yerlerine konulursa,

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-}^+ a_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle = \langle \psi_0 | \underline{(u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+})} (u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-}) (u_{s'} \alpha_{s'+}^+ - v_{s'} \alpha_{s'-}^+) \underline{(u_{s'} \alpha_{s'-}^+ + v_{s'} \alpha_{s'+}^+)} | \psi_0 \rangle$$

elde edilir ve bu ifadedeki altı çizili terimler (B.16) ve (B.17) ifadelerinden dolayı ihmal edilebilir.

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-}^+ a_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle = \langle \psi_0 | (u_s v_{s'} \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ - v_s^2 \alpha_{s+} \alpha_{s-}^+) (u_{s'} v_s \alpha_{s'+} \alpha_{s'-}^+ - v_{s'}^2 \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+) | \psi_0 \rangle \quad (\text{B.23})$$

$$\begin{aligned}
 &= u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+} \alpha_{s'-}^+ | \psi_0 \rangle - u_s v_s v_{s'}^2 \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle - \\
 &\quad - v_s^2 u_{s'} v_{s'} \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s-} u_{s'} v_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle + v_s^2 v_{s'}^2 \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s-} \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle
 \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

(B.24) ifadesindeki bazı terimleri aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\begin{aligned}
 \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ &= 1 - \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s+} \\
 \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ &= 1 - \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+} \\
 \alpha_{s-} \alpha_{s-}^+ &= \delta_{ss'} - \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s-}
 \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

Buradan,

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-}^+ a_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle \psi_0 | \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle \quad (\text{B.26})$$

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-}^+ a_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \delta_{ss'} \quad (\text{B.27})$$

bulunur. Bu ifade genel formda

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \quad (\text{B.28})$$

şeklinde yazılabilir.

Böylece Hamiltoniyeenin beklenen değeri için; (B.21) ve (B.28) ifadelerini aşağıda yerine yazarsak

$$\begin{aligned} \langle | H_0(n) | \rangle_0 &= \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \psi_0 \rangle \\ \langle | H_0(n) | \rangle_0 &= 2 \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_{ss'} (u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'}) \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

Bu eşitlikte $E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2}$ ifadesindeki $E_0(s)$ terimi çekilip yerine yazılırsa

(B.29) ifadesinin genel formda yazılışı;

$$\langle | H_0(n) | \rangle_0 = 2 \sum_{s\sigma} (E_s - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_s u_s v_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} \delta_{ss'} \quad (\text{B.30})$$

elde edilir.

* u_s ve v_s çözümlerinin elde edilmesi

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) C_N = 0 \quad (\text{B.31})$$

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s = (u_s^2 - v_s^2) C_N \quad (\text{B.32})$$

eşitliğinde her iki tarafın karesi alınırsa

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = (u_s^4 - 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) C_N^2 \quad (\text{B.33})$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2] C_N^2 \quad (\text{B.34})$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2] C_N^2 \quad (\text{B.35})$$

$$4\{[E(s) - \lambda_n]^2 + C_N^2\} u_s^2 v_s^2 = [(u_s^2 + v_s^2)^2] C_N^2 \quad (\text{B.36})$$

$u_s^2 + v_s^2 = 1$ olduğundan

$$4\{[E(s) - \lambda_n]^2 + C_N^2\} u_s^2 v_s^2 = C_N^2 \quad (\text{B.37})$$

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

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon^2(s)} \quad (\text{B.38})$$

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_N}{\varepsilon(s)} \quad (\text{B.39})$$

bulunur.

(B.38) ifadesinden $v_s^2 = \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}$ alınıp aşağıda yerine konursa,

$$u_s^2 + v_s^2 = 1$$

$$u_s^2 + \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 1 \quad (\text{B.40})$$

$$u_s^4 - u_s^2 + \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 0 \quad (\text{B.41})$$

denklemi elde edilir. Bu denklemde $u_s^2 = t$ değişken dönüşümü ve $\frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\mathcal{E}(s)^2} = k$ sadeleştirmesi yapılırsa;

$$t_s^2 - t_s + k = 0 \quad (\text{B.42})$$

Bu ikinci dereceden denklem çözümlürse;

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4k}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4 \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\mathcal{E}(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{C_N^2}{\mathcal{E}(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\mathcal{E}(s)^2 - C_N^2}{\mathcal{E}(s)^2}}}{2} \quad (\text{B.43})$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\{E(s) - \lambda_n\}^2}{\mathcal{E}(s)^2}}}{2} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\mathcal{E}(s)} \right] \quad (\text{B.44})$$

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\mathcal{E}(s)} \right] \quad (\text{B.45})$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \mp \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\mathcal{E}(s)} \right] \quad (\text{B.46})$$

çözümleri elde edilir.

*Eğer Bogolyubov' un teorisi doğru ise $\alpha_s \psi_0 = 0$ olmalıdır. Yani BCS temel hal dalga fonksiyonu kuasi-parçacık vakumudur.

$$\psi_0 = \prod_s (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \psi_{00} \quad (\text{BCS}) \quad (\text{B.47})$$

$$\alpha_s = u_s a_s + v_s a_s^+ \quad (\text{B.48})$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s a_s^- + v_s a_s^+) \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{B.49})$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s a_s^- + v_s a_s^+) (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{B.50})$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_s^- + v_s^2 \underline{a_s^+ a_s^+ a_s^-} + u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_s^- a_s^+ a_s^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{B.51})$$

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

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_s^- + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ a_s^- a_s^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{B.52})$$

$a_s^- a_s^+ = 1 - a_s^+ a_s^-$ olduğundan

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_s^- + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_s^+ a_s^- a_s^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{B.53})$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_s^- + u_s v_s a_s^+ a_s^- a_s^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{B.54})$$

$$\alpha_s \psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) (u_s^2 a_s^- + u_s v_s a_s^+ a_s^- a_s^+) \psi_{00} \quad (\text{B.55})$$

$$\alpha_s \psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) (u_s^2 + u_s v_s a_s^+ a_s^-) a_s^- \psi_{00} \quad (\text{B.56})$$

burada $a_s^- \psi_{00} = 0$ dir.

$$\alpha_s \psi_0 = 0 \quad (\text{B.57})$$

elde edilir.

ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Akyazı'da doğdu. İlkokul öğrenimini Akyazı Konuralp İlkokulunda, orta ve lise öğrenimini ise Akyazı Lisesin' de tamamladı. 2001 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden mezun oldu. 2001 Güz döneminde Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı yüksek lisans programına girdi. Halen aynı bölümde yüksek lisans öğrenimini sürdürmektedir.