

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İLERİ DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ÇOK
KUTUPLULUK VE KUADRUPOL MOMENTLERİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Süleyman KÜÇÜK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Recep AKKAYA

Haziran 2007

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İLERİ DEFORME ÇEKİRDEKLERDE ÇOK
KUTUPLULUK VE KUADRUPOL MOMENTLERİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Süleyman KÜÇÜK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Enstitü Bilim Dalı : NÜKLEER FİZİK

Bu tez 07 / 06 /2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Recep AKKAYA

Jüri Başkanı

**Prof. Dr. Ali Osman
AYDIN**

Üye

**Yrd. Doç. Dr. Barış Tamer
TONGUÇ**

Üye

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında yardım ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen Sayın hocam Prof. Dr. Recep AKKAYA' ya teőekkürlerimi sunmayı borç bilirim. Ayrıca Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV'e, Arő. Gör. Hakan YAKUT'a ve fizik bölümünün tüm hocalarına yardımlarından ötürü teőekkürlerimi borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	v
TABLolar LİSTESİ.....	vi
ÖZET.....	viii
SUMMARY.....	ix
BÖLÜM 1	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2	
ÇEKİRDEK DEFORMASYONU	
2.1. Deformasyon.....	3
2.2. Deforme Çekirdeklerde Rotasonel Durumlar.....	4
2.3. Deforme Çekirdeklerde Vibrasyonel Durumlar.....	7
2.4. Beta Gama ve Kuadrupol Titreşimler.....	7
2.5. Gama Bozunumları.....	9
2.6. Seçim Kuralları.....	10
BÖLÜM 3	
ÇEKİRDEK MODELLERİ	
3.1. Sıvı Damla Modeli.....	15
3.2. Kabuk (Shell) Modeli.....	16
3.3. Kollektif Model.....	18
3.4. Deforme Çekirdeklerde Nilsson Modeli	18

3.5. Woods-Saxon Potansiyeli.....	26
3.6. Süper Akışkan Model.....	31
BÖLÜM 4	
KUADRUPOL MOMENT	
4.1. Kuadrupol ve Öz Kuadrupol Momentler.....	36
4.2. Mikroskopik Modellerde Kuadrupol Moment.....	39
BÖLÜM 5	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	49
KAYNAKLAR.....	51
EKLER.....	54
ÖZGEÇMİŞ	67

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

u,v	: Çiftlenim teorisinin Bogolyubov parametreleri
E	: Tek parçacık enerjisi
G	: Çiftlenim etkileşme sabiti
a	: Parçacık operatörü
N	: Parçacık sayısı
C	: Çiftlenim enerjisi
ε	: Kuasi-parçacık enerjisi
μ	: σ operatörünün izdüşümü
α	: Kuasi parçacık operatörü
σ	: Kuantum sayısı ($\sigma = \pm 1$)
Q	: Kuadrupol moment
β	: Deformasyon parametresi
χ	: Spin-spin etkileşme sabiti
a^+, a	: Parçacık yaratma, yok etme operatörleri
α^+, α	: Kuazi parçacık yaratma, yok etme operatörleri
G_N	: Nötronların eşleşme gücü
G_P	: Protonların eşleşme gücü
ω	: Açısal hız
I_i	: İlk seviyenin spini
I_f	: Son seviyenin spini
π_i	: İlk seviyenin paritesi
π_f	: Son seviyenin paritesi
π_L	: Paritenin değişimi
$B(EL)$: Elektrik indirgenmiş geçiş ihtimaliyeti
$B(ML)$: Manyetik indirgenmiş geçiş ihtimaliyeti

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Sabit rotasyon, bir elipsoidal akışkanın irrotasyonel akışı.....	5
Şekil 2.2.	Bozulmuş bir çekirdeğin kollektif hareketinin basit modlarının şematik gösterimi.....	8
Şekil 2.3.	Bazı gama geçişlerinin seçim kurallarına göre gösterilmiş durumları.....	14
Şekil 3.1.	Woods Saxon potansiyelinin tek proton seviyeler.....	23
Şekil 3.2.	Woods-Saxon (WS) ve Harmonik Osilatör (HO) Potansiyelleri...	28
Şekil 4.1.	Çift-çift $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi.....	45
Şekil B.1.	Çift-çift $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi.....	59
Şekil B.2.	Çift-çift $^{158-170}\text{Er}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi.....	60
Şekil B.3.	Çift-çift $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi.....	60

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	Tek nötron enerjisinin A ya bağıllığı $\beta=0,25$ de Woods-Saxon (WS) ve Nilsson (N) potansiyelleri için elde edilen değerler.....	25
Tablo 4.1.	Dy izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde).....	44
Tablo 4.2.	Kuadrupol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel değerleri.....	46
Tablo 4.3.	Kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri.....	47
Tablo 4.4.	Dispersiyum izotoplarının kuadrupol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısı ile hesaplanmış değerleri...	48
Tablo A.1.	$m_2=1/2, -1/2$ için Clebs-Gordon katsayıları.....	54
Tablo A.2.	$m_2=1, 0, -1$ için Clebs- Gordon katsayıları.....	55
Tablo A.3.	$\langle j_1 2m_1 O JM \rangle$ için vektör katsayıları.....	55
Tablo B.1.	Dy izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde).....	58
Tablo B.2.	Er izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde).....	58
Tablo B.3.	Hf izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde).....	59
Tablo B.4.	Kuadrupol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel değerleri.....	61
Tablo B.5.	Kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri.....	63
Tablo B.6.	Dispersiyum izotoplarının kuadrupol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısı ile hesaplanmış değerleri...	64

Tablo B.7. Erbiyum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısı ile hesaplanmış değerleri.....	65
Tablo B.8. Hafniyum izotoplarının kuadropol momentlerinin heksadekapol deformasyonun katkısı ile hesaplanmış değerleri.....	65

ÖZET

Anahtar kelimeler: Kuadrupol momentler, süper akışkan model, gama ışıınıma deformasyon parametreleri, B(E2) geçişleri, Dy, Er, Hf

Bu çalışmada nadir toprak elementlerinin izotop zinciri çekirdeklerinin kuadrupol momentleri süper akışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli baz alınarak hesaplandı. Çalışmalar mikroskobik süper akışkan model çerçevesinde kuadrupol momentlerinin ve β_2 deformasyon parametrelerinin teorik olarak hesaplanmış değerlerinin uygun deneysel verilerle uyum içinde olduğunu gösterdi. Heksadekapol deformasyonun kuadrupol momentlerine katkısını incelenen tüm izotoplar için % 1'den küçük olduğu gözlemlendi.

STUDY OF POLARIZATION IN DEFORMED NUCLEI MULTIPLE AND QUADRUPOLE MOMENTS

SUMMARY

Keywords: Quadrupole moments, superfluid model, deformation parameters, $B(E2)$ transitions Dy, Er, Hf

In this study, quadrupole moments of earth near elements isotopes chain nuclei has been calculated by using superfluid model with Woods-Saxon potential. Our results showed that quadrupole moments and β_2 deformation parameters which have been calculated theoretically are in good agreement with the appropriate experimental data. The contribution of hexadecapole deformation to quadrupole moments is seemed to be less than %1 for the selected isotopes.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Çekirdekler proton ve nötronlardan oluşan karmaşık yapılardır. Nükleonlar (proton ve nötronlar) arasında kuvvetli etkileşimler vardır. Çekirdek davranışlarının anlaşılmasında, mahiyetleri bugün bile bize meçhul olan nükleonlar arası çekirdeksel kuvvetlerin önemli bir yeri vardır. Bunlardan, çekirdek davranışlarında etkili olan eşleşme ve kuadrupol kuvvetleri önemli bir yere sahiptir. Bunlarla birlikte çekirdekteki olayları deneysel olarak açıklayabilmek için çeşitli modeller ileri sürülmüştür.

İlk olarak Bohr sıvı damla modelini ortaya atmıştır [1]. Bu modelde çekirdekteki nükleonların sıvı damlası içindeki moleküllere benzer yapıda oldukları düşünülmüştür. Sıvı damla modeli, çekirdekteki bağlanma enerjisinin nükleon sayısı ile orantılı olmasını ve ağır çekirdeklerdeki bölünmeyi açıklamıştır. Lakin sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere gösterdikleri daha kararlı durumları izah edemediğinden model yetersiz kalmıştır.

İkinci model olan kabuk (shell) modeli, sihirli sayıda (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) proton ve nötronla birlikte kapalı kabuk dışında birkaç valans nükleonuna sahip çekirdeklerin özelliklerini gayet iyi açıklamıştır [2]. Ancak bu modelde deforme bölgedeki büyük kuadrupol momentlerle birlikte dış yörüngesinde daha fazla nükleon olan çekirdek enerjilerini ve elektromanyetik özelliklerini açıklayamamıştır.

Kapalı kabuk dışındaki nükleon sayısı arttıkça eşleşme kuvveti küresel simetriyi korumaya çalışır ama aşırı nükleon eklenmesi küresel yapıyı bozar ve deformasyon başlar. Bu deforme bölgeyi kollektif model, durumları sınırlı miktarda kollektif koordinatlarla tanımlar. Model en başarılı sonucu çekirdeklerin dönme spektrumlarının izahında elde etmiştir.

Deforme çekirdeklerin varlığı, kuadrupol momentlerin deneysel değerlerinin tek parçacık kabuk modelinin ileri sürdüğü değerlerden 1-2 merteye büyük olması sonucu ortaya çıkarmıştır. Çekirdek modellerinin tespit edilmesinde kuadrupol momentleri oldukça önemli olup deneysel verilerinin teorik değerlerle mukayesesi neticesinde birçok bilgi elde edilir.

Mikroskobik model; kabuk modeli vasıtası ile nükleonlar arası etkileşmeleri inceler ve bu da çekirdek yapısı, ortalama alan potansiyelleri hakkında oldukça önemli bilgiler verir. Mikroskobik modeller içinde en verimli ve kullanışlı olanı tek parçacık modelini baz alan süper akışkan modelidir [3].

Bu çalışmada süper akışkan model çerçevesinde kuadrupol momentlerinin hesaplanması için Nilsson anizotropik titreşim potansiyeli kullanıldı. Kuadrupol momentlerinin teorik değerlerini deneysel değerlerle karşılaştırarak β_2 parametresi tespit edildi. β_4 deformasyon parametresinin kuadrupol momente katkısı incelendi.

BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK DEFORMASYONU

2.1. Deformasyon

Çekirdekleri bir arada tutan nükleonlar arası çekirdeksel kuvvetlerin, bazı araştırmalar neticesinde doyum karakteri sergileyen kısa menzilli ve çok şiddetli çekici özelliğe sahip, nükleonların yükünden bağımsız ancak nükleonların yüklerinin ve spin doğrultularının değiş tokuş neticesinde, değiş tokuş kuvveti şeklinde ortaya çıkabildikleri görölmüştür. Çekirdek davranışlarında etkin olan kuvvetler arasında eşleşme ve kuadrupol kuvvetlerinin önemli yeri vardır [1].

Eşleşme kuvveti, çekirdekte aynı enerji seviyesinde bulunan iki nükleonun spin alışverişi neticesinde meydana gelen kısa menzilli kuvvet olup çekirdeklerin dolmamış kabuklarındaki parçacıklar üzerinde tesirlidir. Eşleşme kuvveti çekirdekte mevcut olan küresel simetriyi koruma eğilimindedir. Kuadrupol kuvveti ise çekirdekte kuadrupol yük dağılımı neticesinde oluşup çekirdeği deforme şekle götürmeye meyillidir. Çekirdeği deformasyona karşı koruyan eşleşme kuvvetinin tesiri çekirdeğe valans nükleonlar eklendikçe azalır ve çekirdeği dönme spektrumuna götüreren kuvvetler hâkim duruma geçerek deforme çekirdek yapısı oluşmuş olur [2]. Eşleşme mümkün her türlü simetriyi korumaya çalışır. Küresel simetriden vazgeçse bile eksenel simetriyi korur. Eşleşme, kapalı kabuklar civarında en önemli faktördür.

Çekirdekteki eşleşme gücü için, Dudex ve arkadaşları [3]

$$G = \frac{G_0}{A} + \frac{G_1}{A}(N - Z) \quad (2.1)$$

ifadesini elde etmişlerdir.

G_0 ve G_I parametrelerinin proton ve nötron değerlerini yerine yazdığımızda nadir toprak çekirdekleri için sırasıyla proton ve nötronlara ait eşleşme gücü G_p ve G_n

$$G_p = \frac{17,9 + 0,176(N - Z)}{A} \quad (2.2)$$

$$G_n = \frac{18,95 - 0,078(N - Z)}{A}$$

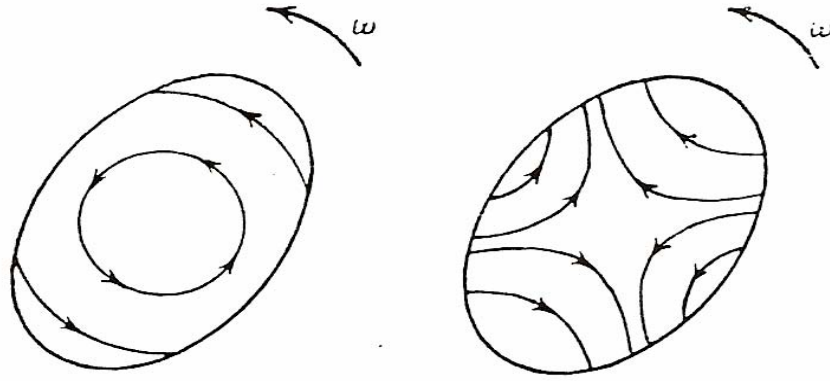
bağıntılarıyla bulunur.

Marshalek ve Rasmussen [4] bu değerleri $G_p = 23,5/A$ ve $G_n = 28/A$ olarak tespit etmişlerdir. Deformasyonun potansiyel enerjisinin şekline bağlı olarak, Hamiltoniyenin küresel şekli etrafında vibrasyon ve katı deforme çekirdek etrafında rotasyon olduğu açıktır [5].

2.2. Deforme Çekirdeklerde Rotasyonel Durumlar

Çift-çift çekirdekler için uyarılmış durumlar, bir nükleon çiftine bozunum neticesinde çok fazla eşleşme enerjisi ile oluşurken çok düşük uyarılmış olan bütün durumlar için de karışık uyarılmaların oluşmasına neden olur. Bu karışık uyarılmalar, vibrasyon ve rotasyon kavramları ile açıklanabilir [6]. Çift-çift çekirdeklerde, rotasyonel durumların meydana gelmesi, vibrasyonel durumların meydana gelmesinden daha kolaydır [7].

Bozulmuş bir çekirdeğin kollektif hareketinin basit modlarının şematik gösterimi Şekil 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1. (a) Sabit rotasyon

(b) Bir elipsoidal akışkanın irrotasyonel akışı

Küresel bir çekirdeğin dönme spektrumu olmamakla birlikte iç hareketi, titreşim ve tek parçacık hareketi ile meydana gelir. Deforme bir çekirdekte bunlara ilave olarak 'dönme spektrumu' mevcuttur ve çekirdeğin hareketi şu üç hareket neticesinde meydana gelir.

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

Çekirdekdeki çok parçacıklı yapı zikredilen üç hareketin birbirini etkilemesine neden olur. Titreşim hareketine denk gelen seviyeler, yüksek enerjilerdir ($\sim 2-3$ MeV). Dönme hareketine uygun gelen seviyeler ise çok düşük ($\sim 400-600$ eV) enerjilerdir. Deforme çekirdekdeki dönme spektrumu ile titreşim spektrumu birbirlerine çok uzak olup birbirlerini etkilemezler. Dönme hareketinin, tek parçacık hareketinin enerji seviyesinin ~ 2 MeV gibi çok yüksek bir değere sahip olması nedeni ile tesiri yoktur. Bu yüzden, birbirlerinden bağımsızdırlar. Rotasyon enerjisi klasik olarak,

$$E_{rot} = 1/2 \phi \omega^2 \quad (2.3)$$

şeklinde yazılır. Burada, ω açısal hız ve ϕ efektif eylemsizlik momentidir. Rotasyon çekirdek etrafında dolanan hidrodinamiksel dalga nedeniyle sıvı damlasındaki gibi

düşünülebilir.

Şekil 2.1, kısmi titreşim modundaki bir çekirdeği teşkil eden parçacıkların geometrik şekil rotasyonunda nasıl temsil edildiğini gösterir. Parçacıkların rotasyonel olmayan hareketi (Şekil 2.1b) için simetri eksenine dik bir eksen etrafındaki efektif eylemsizlik momenti, deformasyonla tanımlanır ve

$$\varphi = \varphi_0 \beta^2 = \varphi_0 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^2 \quad (2.4)$$

olarak yazılabilir. Burada φ_0 , katı momenttir ve

$$\varphi = 2/5 M A R_0^2 \quad (2.5)$$

ile verilir. Rotasyonel açısal momentum $\varphi \omega = |R|$, Denk.2.3'de, $|R|^2 = [I(I+1) - K^2] \hbar^2$ eşitliği de kullanılarak yerine yazılırsa,

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\varphi} [I(I+1) - K^2] \quad (2.6)$$

elde edilir. İç hareket ile verilen K değerleri için bu denklem, seviyelerin rotasyonel bantlarının iç hareket enerjilerinde üst üste binmesi ile tanımlanır. K=1/2 için özel bir formül bulunabilir.

Taban durumundaki çift-çift çekirdekler için, parçacıklar peşi sıra zıt K_p durumlarına düşer ve iç hareketin açısal momentuma katkıları sıfır olur (K=0). Nükleer eksene dik düzlem etrafında simetri vardır ve Bose istatistiğine uygun olarak diatomik molekül durumunda olduğu gibi

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

olmalıdır ve 180° lik dalga fonksiyonu değişmeyecektir. Çift-çift bir çekirdeğin taban durumu daima $I=0$ ve birinci uyarılma durumu $I=2^+$ dir. Çift-çift çekirdeklerin gözlenen 2^+ durumlarının enerjilerindeki sistematik değişim genellikle E_2 Coulomb

geçişlerindeki kuvvetli uygulamalar olup kapalı kabuklar arasındaki düşük enerjilere denk gelirler [8].

2.3. Deforme Çekirdeklerde Vibrasyonel Durumlar

Kapalı kabukların yüzey civarındaki gevşek parçacıklarının titreşim şekli, kollektif hareketi meydana getirir. Bu hareket tipinde, çekirdek, kesin bir vibrasyonel kuantum sayısına, $\hbar\omega_1$ enerjili fononlarla birlikte harmonik osilatörün kuantum mekaniksel biçimi ile uyum içinde olan $l\hbar$ açısal momentumuna sahiptir. Bu çekirdeğin seviye spektrumu, bazı durumlarda bir rotasyonel ince yapısı ilave edilmekle birlikte, bu vibrasyonel durumlar üzerine kurulur. Bu çekirdek için, kararlı bir deformasyon olmamakla birlikte, statik durumları değişmez.

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 [8]. Eksenel simetrik rotasyonel çekirdek ve küresel vibrasyonel çekirdek $A \approx 194$ 'ün aşağısında ve $A \approx 150$ 'nin üzerinde bulunur [7].

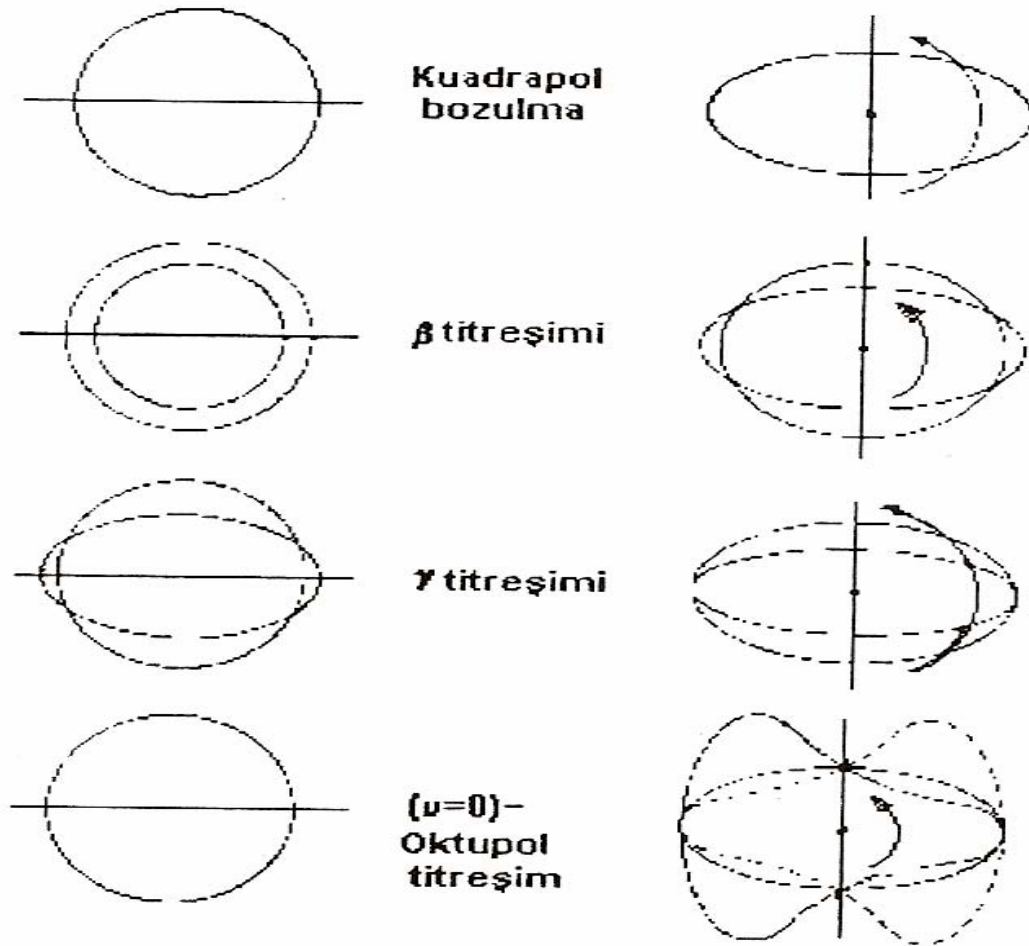
2.4. Beta, Gama ve Kuadrupol Titreşimler

Sihirli çekirdeklerdeki küresel öz, komşu çekirdeklerdeki eşleşme etkisiyle bozulmadığı gibi bu öz etrafındaki ortak çekirdek hareketi bir titreşim hareketidir. Lakin kapalı kabuk dışına valans nükleonları eklendiğinde kuadrupol kuvvetleri küresel yapıyı bozar ve çekirdek, elipsoidal bir şekil almaya başlar. Denge durumundaki titreşim hareketi ile deforme çekirdeğin yönelme doğrultusunun dönmesinden ortak hareket meydana gelir.

β , z eksenine göre dik düzlemdeki titreşimleri gösterir. Elipsoidal deforme çekirdekteki titreşim hareketi β ve γ parametrelerinin zamana bağlı değişimleriyle

ifade edilir. En basit titreşim olan beta titreşim hareketi, γ parametresinin sıfır değerinde sabit kalarak β' nın zamanla değişmesini verir. Bu titreşimlerin simetri eksenine etrafında açısal momentumları olmadığından $K=0$ ve spin paritesi 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , ... durumları ortaya çıkar. Gama titreşimleri oldukça düşük uyarımlar olup bu harekette β sabit kalır ve γ simetri eksenine 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 açısal momentumun, sıfırdan üç birimine kadar olan değerlere sahip olabilirler. Bu titreşimler Şekil 2.2'de gösterilmektedir.

Deforme çekirdekte toplam açısal momentum korunmasının z bileşeninin yani $I_z=K'$ nın korunması ile mümkündür [9].



Şekil 2.2. Bozulmuş bir çekirdeğin kolektif hareketinin basit modlarının şematik gösterimi. Solda, z eksenine dik olarak, geçiş bölgeleri gösterilmiştir. x eksenine yatay çizgilerle gösterilmiştir. Sağda x, y-z düzlemini kesecek şekilde dik çizgi ile belirlenmiş ve oklar olabilecek bir rotasyonel durum için rotasyonun yönünü gösterir.

2.5. Gama Bozunumları

Düşük enerjili nükleer seviyelerle ilgili bilgiler gama ışınlarının ve çekirdeklerin uyarılmış bir seviyeden daha az uyarılmış seviyeye veya kararlı seviyeye geçişlerinde yayımlanan iç dönüşüm elektronlarının incelenmesi ile elde edilmiştir. Gama ışınlarının veya dönüşüm elektronlarının enerjileri, geçiş enerjilerini belirler yani seviyeler arasındaki enerji farklarını verirler.

Seviyelerin açısal momentumu veya pariteleri hakkındaki bazı bilgileri, deneysel sonuçlarla, bozunum ihtimali ve gama ışını enerjileri arasındaki teorik ilişkilerini inceleyerek elde etmek mümkün olmuştur.

Bugünkü bilgilerle nükleer seviyelerin özellikleri ve seviyeler arasındaki geçişler tam olarak tahmin edilememektedir. Deneysel sonuçların mevcut teorilerle birleştirilmesi sonucu açısal momentumların ve paritelerin belirlenmesi ile enerji seviyeleri ve bozunum şemalarının kurulması mümkün olmaktadır. Çekirdek ile elektromagnetik ışın arasındaki karşılıklı etkileşmeyi (kuvvet veya potansiyeli) ifade etmek için, çekirdeği karakterize eden ve lineer bir boyut olan nükleer yarıçap:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.7)$$

ifadesi ile verilir. Burada; $r_0=1,4 \cdot 10^{-13}$ cm gibi bir sabit ve A'da çekirdeğin kütle numarasıdır. Bunun yanında ışınımı ifade eden ve dalga boyunun 2π 'ye oranı olan gama ışınmasının dalga boyu,

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{hv/c} = \frac{\hbar c}{E}$$

şeklinde dir. Burada E (MeV) ve λ cm boyutunda olup,

$$\lambda = \frac{197}{E(\text{MeV})} 10^{-13} \text{ cm} \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilebilir. R/λ oranı ise

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{R_0 A^{1/3} E(\text{MeV})}{197} \quad (2.9)$$

değerini alır. Burada $A^{1/3}$ ün değeri 6' ya kadar çıkarılabilir. E yaklaşık olarak 1 veya 2 MeV civarındadır. R/λ oranı da hemen hemen 0.1 den küçüktür. Teori tarafından bozunum ihtimali $(R/\lambda)^2$ ' nin kuvvetleri cinsinden sonsuz bir seri ile verilir. Bozunum ihtimalini hemen hemen serinin tamamen sıfır olmayan ve izin verilen bir geçişi temsil eden birinci terim verir. Takip eden terimler çok daha küçük olduğundan yasak geçişleri verirler.

$(R/\lambda)^2$ terimi önemli nükleer geçişlerin bir çoğu için küçük ise de yasak geçişleri tayin için γ -bozunumunda önemlidir. Çünkü deneylerde gözlenen büyüklükler geçiş ihtimalidir. Atomlar için $R/\lambda = 10^{-3}$ mertebesinde iken çekirdekler için bu oran 0,1 den daha küçüktür. Dolayısıyla atomik geçişlerdeki yasaklık nükleer geçişlere göre daha fazladır [8].

2.6. Seçim Kuralları

Gama ışınlarının yayınlanmasına veya soğurulmasına ait seçim kuralları; L nin ve paritenin geçiş ihtimalinin sıfırdan farklı değerlerini veren bileşimlerini tayin ederler. 2^L mertebeden elektrik ve magnetik çokkutuplu geçişler için, çekirdeğin tek parçacık kabuk modeli kullanılır [10]. İlk ve son seviye açısıl momentumları I_i ve I_f olan iki nükleer seviye arasındaki bir geçişte yayınlanan bir gama ışını fotonunun açısıl momentum vektörü;

$$\vec{L} = \vec{I}_i - \vec{I}_f,$$

ifadesi kullanılarak,

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$$

ile verilir.

L vektörünün büyüklüğü daima \hbar ile bir tamsayının çarpımına eşittir. Elektrik ve magnetik geçişlerin çok kutupluluğu 2^L ile tayin edilir ve EL veya ML şeklinde gösterilir.

Çok kutuplu ışımada $L=0$ değeri elektro magnetik dalgaların enine olmasını gösterir ve $I_i=I_f=0$ olup ışıma, kuvvetli bir şekilde yasaktır [8,10]. $L=1$, ışımının titreşen bir dipol (çift kutup) tarafından, $L=2$ ışımının titreşen bir kuadrupol (dört kutup) tarafından ve $L=3$ de ışımının bir oktipol tarafından vb. ışıma yapıldığını gösterir. Verilen birçok kutupluluk için elektro magnetik ışımalar elektrik ve magnetik olmak üzere iki gruba ayrılırlar. Bunları birbirinden ayırmak için parite değişiminden faydalanılır [10].

Parite çekirdek durumunu karakterize eden önemli bir büyüklük olup dalga fonksiyonunun ayna simetrisi davranışını gösteren bir kuantum sayısıdır ve klasik fizikte benzeri yoktur. Bir çekirdek durumunu $\Psi(r)$ dalga fonksiyonuyla gösterildiğinde, bu dalga fonksiyonunun koordinat sisteminin başlangıç noktasına göre $\Psi(-r)$ simetrik fonksiyon olan dalga fonksiyonu yazılır. Bu durumda $\Psi(r) = \pi \Psi(-r)$ yazılabilir. Ayrıca ikinci bir simetri alma işlemi de dalga fonksiyonunu eski durumuna getirmektir. Buna göre $\Psi(r) = \pi \Psi(-r) = \pi^2 \Psi(r)$ şartı sağlanmalıdır.

Buradan $\pi^2=1$ ve $\pi=+1$ veya -1 olur. π sayısına parite ismi verilir ve bu kuantum sayısı dalga fonksiyonunun uzaydaki simetri karakterini tanımlar. $\pi_L=(-1)^L$ ifadesi de ilgili durumun paritesini temsil eder.

Elektrik çok kutuplu geçişler için parite bağıntısı $\pi_L=(-1)^L$ ve magnetik çok kutuplu geçişler için ise $\pi_L=-(-1)^L$ ile verilir. Eğer parite çift ise $\pi_L(+)$ olup π_i ve π_f

paritelerinin ikisi de tek ya da çift olur [6]. Yani,

$$\pi_i (+) = \pi_L (+) \pi_f (+) \quad (2.10)$$

$$\pi_i (-) = \pi_L (+) \pi_f (-)$$

şeklinde olup $\pi_L = +1$ halinde parite değişmiyor demektir. Eğer parite tek ise $\pi_L (-)$ olup π_i ve π_f pariteleri zıt işaretli olur. Buna göre,

$$\pi_i (+) = \pi_L (-) \pi_f (-) \quad (2.11)$$

$$\pi_i (-) = \pi_L (-) \pi_f (+)$$

şeklinde verilerek, paritenin $\pi_L = -1$ durumunda değiştiği görülebilir [11,12]. Dolayısıyla çift pariteli ($+ \rightarrow +$) ışınlarındaki geçişler $M1+E2+M3+ \dots$ olup, en kuvvetli geçiş genellikle $M1+E2$ şeklinde bir karışık geçiştir. Tek pariteli ($- \rightarrow +$) ışınlarındaki geçişler ise $E1+M2+E3+ \dots$ olup, en kuvvetli karışık geçişlerin $E1+M2$ şeklinde olduğu bilinmektedir. Verilen bu bilgilere göre bazı geçişlerin aşağıdaki gibi olması beklenir [11].

1. $\gamma(3^+ \rightarrow 0^+)$ geçişinin, eşitlik (2.10) deki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

$$3 \leq L \leq 3$$

olup, $L=3$ 'dür. $\gamma(+ \rightarrow +)$ geçişleri için $M1+E2$ olduğu ve buna bağlı olarak $\gamma(3^+ \rightarrow 0^+)$ geçişinin saf $M3$ çok kutupluluk etkisi gösterdiği bilinmektedir.

2. $\gamma(5^+ \rightarrow 3^+)$ geçişinin, eşitlik (2.10) deki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

$$2 \leq L \leq 8$$

olduğundan, $L = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ durumları geçerlidir. $\gamma(+ \rightarrow +)$ geçişleri için M1+E2 olduğu ve buna bağlı olarak $\gamma(5^+ \rightarrow 3^+)$ geçişinde en muhtemel E2 çok kutuplusu, sonraki beklenen çok kutuplu ise M3 dür. Diğer ihtimallerin ise daha zayıf olması beklenir.

3. $\gamma(3^+ \rightarrow 3^+)$ geçişinin, eşitlik (2.10)'daki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

$$0 \leq L \leq 6$$

olduğundan, $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ durumları geçerlidir. $\gamma(+ \rightarrow +)$ geçişleri için M1+E2 olduğu ve buna bağlı olarak $\gamma(3^+ \rightarrow 3^+)$ geçişinde en muhtemel M1, sonraki çok kutuplu ise E2 olur.

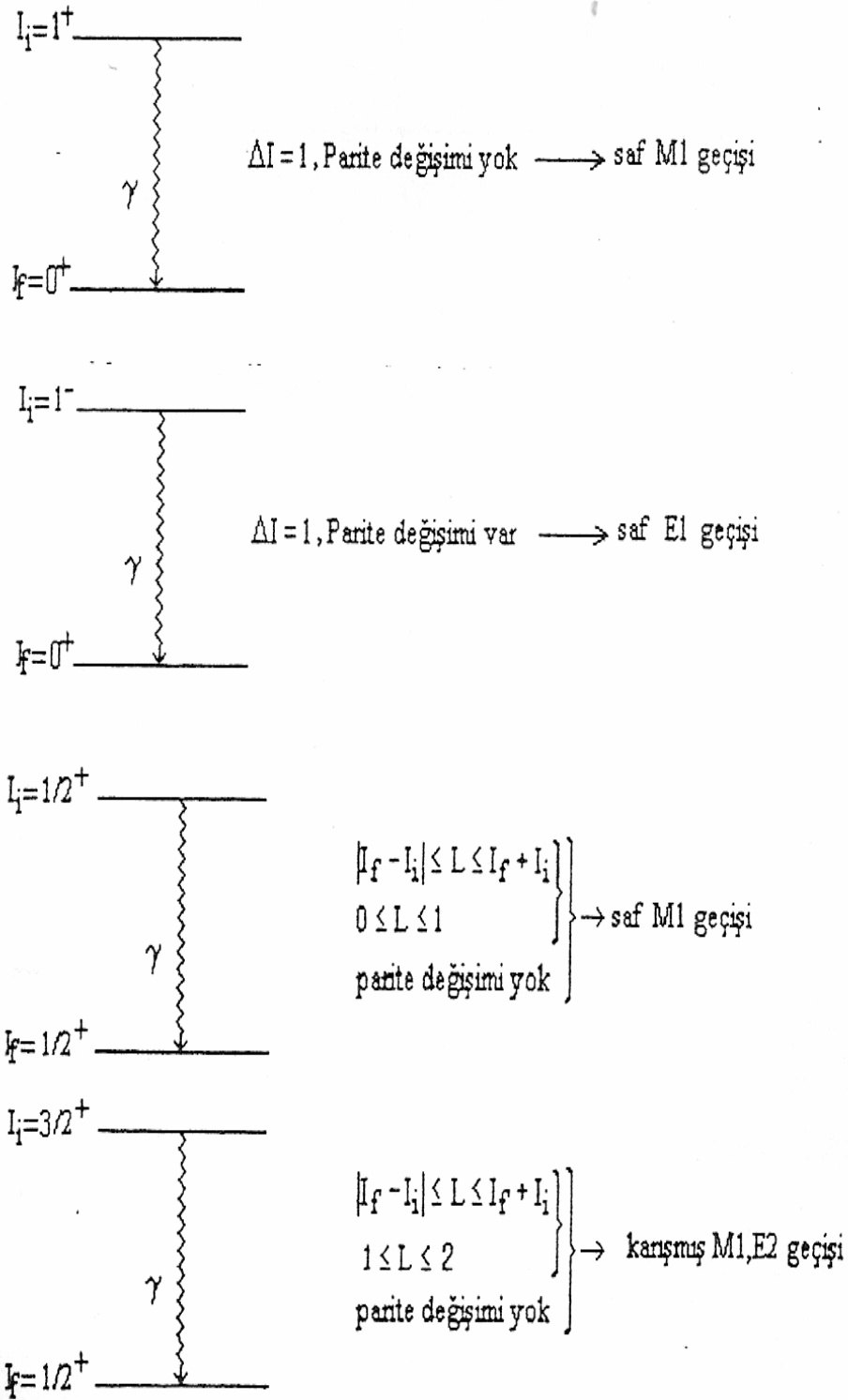
4. $\gamma(3^- \rightarrow 3^+)$ geçişinin, eşitlik (2.11) deki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

$$0 \leq L \leq 6$$

olduğundan, $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ durumları sözkonusudur. $\gamma(- \rightarrow +)$ geçişleri için E1+M2 olduğu ve buna bağlı olarak $\gamma(3^- \rightarrow 3^+)$ geçişinde en muhtemel E1, sonraki beklenen çok kutuplu ise M2 olur .

Bir gama bozunumunda çekirdeğin dalga fonksiyonu değişse de değişmese de sistemin, yani çekirdeğin ve ışımının dalga fonksiyonlarının korunum kanunlarına göre, pariteleri korunur [10].

Bazı gama geçişlerine ait seçim kuralları çerçevesinde gösterilmiş halleri Şekil 2.3' de verilmiştir



Şekil 2.3. Bazı gama ge\u00e7i\u015flerinin se\u00e7im kurallarına g\u00f6re g\u00f6sterilmi\u015f durumları

BÖLÜM 3. ÇEKİRDEK MODELLERİ

3.1. Sıvı Damla Modeli

Sıvı damlası modeli çerçevesinde çekirdek kütlesi ve bağlama enerjisinin hesaplanması için bir formül geliştirilmiştir olup formüle yarı ampirik bağlanma enerjisi adı verilir. Burada nükleer kuvvetlerin bazı özellikleri bir sıvı damlasını bir arada tutan kuvvetlerin özelliklerine benzetilmektedir.

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

$$E_v = a_v A \quad (3.1)$$

Protonlar arasındaki Coulomb enerjisi, bağlanma enerjisini azaltma eğiliminde olduğunda eksi işaretli bir terimle ifade edilir. Çekirdeğin Coulomb enerjisinin, bağlanma enerjisi üzerindeki etkisi;

$$E_c = -a_c \frac{3}{5} Z(Z-1) \frac{e^2}{R} \quad (3.2)$$

şeklindedir. Sıvı damlası modeli çekirdekteki bağlanma enerjisinin nükleon sayısı ile orantılı olduğunu gösterip ağır çekirdeklere ki bölünmeyi açıklamıştır. Lakin çekirdekteki 2^+ enerji seviyesi hesaplamaları ile manyetik ve elektrik kuadrupol momentlerinin hesaplamaları, deneysel değerlerde ki 'çekirdeğin enerjisinin tabakalar halinde olduğu' ifadesi ile denk düşmemektedir. Bu nedenle Elsasser ve Guggenheimer tarafından kabuk (shell) modeli ortaya atılmıştır.

3.2. Kabuk (Shell) Modeli

Çekirdekdeki nükleonların belli enerji ve açısal momentum seviyelerine sahip olmaları neticesinde bazı çekirdeklerin olağanüstü kararlılıklarının bir nötron veya bir proton kabuğunun dolmasından kaynaklandığı düşünülür. İki sebepten dolayı çekirdeklerdeki durum atomdakinden daha karışıktır.

a) Çekirdeklerdeki merkezi potansiyel bir ortalama potansiyeldir ve fazladan bir nükleonun ilavesi ile bu potansiyel değişikliğe uğrar. Bu değişiklik atomdaki fazladan bir elektronun ilavesi ile merkezi potansiyelin uğradığı değişiklikten çok daha fazladır.

b) Protonların Coulomb itmesinden dolayı, en hafiflerinin dışında bütün çekirdeklerde nötronlarla protonların sayısı yaklaşık olarak bile aynı değildir. Bu sebepten, kapalı bir kabuk sayısı kadar nötrona sahip olan bir çekirdek çok kere kapalı bir kabuk sayısı kadar protona sahip olmadığı gibi bunun tersi de mümkün değildir. Böylece, kapalı kabukların kararlılık özellikleri atomlardaki kadar belirli değildir.

Atomik kabuk modelinde, kabuklar giderek artan enerjili elektronlarla Pauli prensibine uyacak biçimde doldurulur ve neticede tamamen dolu kabuklardan oluşan bir eylemsiz kor ve birkaç değerlik elektronları elde ederiz. Bu durumda model, atomik özelliklerin esas olarak değerlik elektronları tarafından belirlendiğini varsayar [13].

Kabuk modeli birbirini etkilemeyen parçacıkları tanımlar, bir nükleonun hareketi, diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenir. Eğer her bir nükleonu bu şekilde göz önüne alırsak, nükleonların sırayla, bir alt kabuk serisinin enerji düzeylerini doldurmasına izin verebiliriz.

Tek parçacık kabuk modeli (bağımsız parçacıklar modeli) nükleer yapıyı tam olarak tanımlayamamakla birlikte küresel çekirdekler için deneysel sonuçları tam olarak izah edebilmiştir. Atomik durumda, potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır; alt kabuklar bir kaynak tarafından oluşturulur. Schrödinger denklemini bu potansiyel için çözebilir ve elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjilerini hesaplayabiliriz. Çekirdekte böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket ederler.

Ağır bir çekirdekte, potansiyel kuyusunun çok yakın durumdaki iki nükleon çarpıştığında biri diğerine enerji aktarır. Eğer değerlik nükleonlarının bulunduğu düzeye kadar enerji düzeyleri dolu ise nükleonlardan birini enerji kazanarak değerlik düzeyi dışında bir düzeye gitmesi imkânsızdır. Nükleonların başlangıçtaki düzeye yakın diğer düzey dolu olduğundan bu düzeyler başka nükleon kabul etmezler. Aşağı seviyedeki enerji düzeyinden değerlik bandına böyle bir geçiş için gereken enerji, nükleonların çarpışmalar esnasında birbirine aktarmaları muhtemel enerjiden daha fazladır.

Kabuk modeli, çekirdeklerin toplam açısal momentumlarının tahminine imkân verir. Kapalı kabuğun dışındaki iki özdeş nükleonu olan çekirdek sıfır açısal momentuma sahiptir. Üçüncü parçacık ise muhtemelen orijinal çifti bozmadan belli açısal momentumlu düzeye gelecektir ve neticede çekirdeğin açısal momentumu tek kalan bu parçacığın açısal momentumuna eşit olacaktır. Sonraki dördüncü parçacıkla üçüncü parçacık eşleşip ikinci sıfır açısal momentumlu çift oluşturabilirler. Bu eşleşmenin fiziksel sonuçları kısa menzilli kuvvetler tarafından belirlenir.

Çift sayıda proton ya da nötrona sahip çekirdekler açısal momentumu sıfır ve çift pariteli taban hale sahiptirler. Tek kütle numaralı çekirdekler taban durumunda, genelde tek kalan parçacığın açısal momentum ve paritesine sahiptir. Burada varılan en önemli netice, çekirdekteki nükleonların eşlenerek sıfır açısal momentumlu çift oluşturma eğilimlerinin olmasıdır.

Nükleer kabuk modelinin en büyük noksanlığı deforme bölgedeki büyük kuadrupol momentlerini izah edememesidir. Ayrıca dış yörüngesinde fazla nükleon olan çekirdeklerin enerjilerini, elektro manyetik özelliklerini de açıklayamamıştır [14,15].

3.3. Kollektif Model

Bohr ve Mottelson tarafından ortaya atılan modelde çekirdek içindeki bütün parçacıkların kollektif hareketi dikkate alınır. Neticesinde de deformasyon oluşur. Bu oluşumda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketi ile oluşan kutuplanma ile kapalı kabuk içindeki özün biçimi ve açılal momentumu da dikkate alınır. Bu modelde de nükleonlar ortalama potansiyelde bağımsız olarak hareket ederler. Fakat küresel simetri bu potansiyel içindeki nükleonların hareketi neticesinde deforme olabilir bu da özün küresel simetrisini kaybetmesine neden olur.

3.4. Deforme Çekirdeklerde Nilsson Modeli

Çekirdeğin dâhili hareketini incelerken nükleonları çekirdek içinde küresel olmayan bir alanda serbest hareket ediyor farz edeceğiz. Bu durumda dâhili hareketin Hamiltoniyeni, sadece kabuk modelinde olan tek parçacıklı Hamiltoniyenlerin toplamı şeklinde tasvir edilebilir. Bu potansiyeli de öyle seçmek lazımdır ki, nükleonların deforme çekirdeklerde hareketlerinin esas özelliklerini tasvir etsin ve aynı zamanda sade bir şekle sahip olsun. Bunun üzerine çok çalışmalar yapılmıştır. parçacıkların aksial simetrik potansiyel çukurda hareketini ilk defa Nilsson izah etmiştir. Bu potansiyel anizotropik harmonik titreşici formda kabul edildi ve spin-orbital etkileşmeleride göz önünde bulunduruldu. Potansiyel orta ve ağır çekirdeklere çok iyi tatbik edilebilir. Nilsson potansiyeli aşağıdaki gibi seçilir [24].

$$H = (M / 2)(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2) + C \vec{l} \cdot \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (3.3)$$

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 $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ ' dir. 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:

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 + \omega^2 \left(1 + \frac{2}{3} \delta \right) \quad (3.4)$$

$$\omega_3^2 = \omega^2 \left(1 - \frac{4}{3} \delta \right)$$

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

$$\omega \equiv \omega(\delta) = \omega(0) \left(1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3 \right)^{\frac{1}{6}} \quad (3.5)$$

Düşük deformasyon durumunda ise δ parametresi, β ile şu şekilde birbirlerine bağlıdır.

$$\delta = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \quad (3.6)$$

Nükleon H toplam hamiltoniyeni bulmak için (3.3) ifadesine $(-\hbar^2/2M)\Delta$ kinetik enerji operatörünü eklemek gerekir. Hamiltoniyende küresel simetrik kısmı ayırırsak;

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + \frac{M\omega^2(\delta)}{2}r^2 \quad (3.7)$$

olur. Tek parçacıklı hamiltoniyeni şu şekilde yazalım.

$$H = H_0 + H_\delta + C \vec{l} \cdot \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (3.8)$$

Burada ;

$$H_\delta = -\frac{2}{3}\sqrt{\frac{4\pi}{5}}M\omega^2\delta r^2 Y_{20}(n) \quad (3.9)$$

ifadesine eşittir. Ayrıca; 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 (3.8) ifadesindeki hali Ω tam momentumunun izdüşümünün belli değerleri ile karakterize eldir.

Daha sonra ki adım tek parçacıklar hamiltoniyeni olan H 'nin köşegenleştirilmesinden ibarettir. Burada daha münasip bir tasvir kullanıp, H hamiltoniyenini burada yazmak gerekir. Bu tasvir de H_0 simetrik hamiltoniyeni köşegen olsun. Diğer bir ifade ile Nilsson potansiyelinde hareket eden nükleonların temel fonksiyonunu yazmamız için $\chi^N_{\lambda\Lambda\Sigma}$ harmonik izotop osilatör fonksiyonunu kullanacağız.

$$H_0 \chi^N_{\lambda\Lambda\Sigma} = (N + 3/2) \hbar\omega \chi^N_{\lambda\Lambda\Sigma} \quad (3.10)$$

λ ve Σ tek nükleon orbital ve spin momentumların çekirdeğin simetri ekseni üzerindeki bileşenleridir. $\langle N'\lambda'\Lambda' | H | N\lambda\Lambda\Sigma \rangle$ matris elemanını köşegen olmamasına mukabil bu matris elemanının hesaplanması $| N\lambda\Lambda\Sigma \rangle$ tasvirinde çok sadedir. Bu tasvirde sistemin Hamiltoniyenin spin orbital teriminin matris elemanları sade bir formülle ifade edilir.

$$\langle N'l'\Lambda' || Nl\Lambda\Sigma \rangle = (1/2)\delta_{N'N}\delta_{l'l} \left\{ \left[(l\pm\Lambda)(l\pm\Lambda+1) \right]^{1/2} \delta_{\Lambda'\Lambda\pm 1} \delta_{\Sigma, -\Sigma\pm\Lambda} \delta_{\Lambda'\Lambda} \delta_{\Sigma'\Sigma} \right\} \quad (3.11)$$

H_δ 'nin matris elemanlarını hesaplamak zor olmasına mukabil açısıl kısmı kolayca elde edilebilir.

$$\langle l'\Lambda' | Y_{20} | l\Lambda \rangle = \sqrt{\frac{5(2l+1)}{4\pi(2l'+1)}} \langle 20l0 | l'0 \rangle \langle 20lm | l'm' \rangle \quad (3.12)$$

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

$$\langle N'l' | r^n | Nl \rangle = \left[\frac{\Gamma\left(\frac{N-l+2}{2}\right)\Gamma\left(\frac{N'-l'+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{N+l+3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{N'+l'+3}{2}\right)} \right]^{1/2} \left(\frac{l-l'+n}{2} \right)! \left(\frac{l'-l+n}{2} \right)! x \sum_{\sigma} \frac{\Gamma\left(\frac{l+l'+n+3}{2} + \sigma\right)}{\sigma! \left(\frac{N-l}{2} - \sigma\right)! \left(\frac{N'-l'}{2} - \sigma\right)! \left(\frac{l'+n-N}{2} + \sigma\right)! \left(\frac{l+n-N'}{2} + \sigma\right)!} \quad (3.13)$$

Hamiltoniyenin matris elemanları N kuantum sayısına göre köşegen değil ; şu şekilde $N' = N \pm 2$ ' dir. Bazen köşegen olmayan matris elemanları, köşegen olandan çok çok küçüktür ve dikkate alınmaz. Böylece Nilsson modelinin tek parçacık seviyelerini Ω ve N kuantum sayıları ile karakterize ederiz. Bu yaklaşım tarzı küçük deformasyonlar için doğru lakin büyük deformasyonlarda ($\delta > 0,25$), (3.8) Hamiltoniyenindeki terimlerini H_δ 'ye göre küçük kabul etmek mümkün olabilir. Bu şartlarda tek parçacık seviyeleri N, n_3 , Λ , Ω ve Σ setiyle ifade edilir.

Bu modelle sistemin toplam enerjisini ve kararlı deformasyonu hesaplariken Hamiltoniyen şu şekilde ifade edilir :

$$H = \left(\frac{1}{2}\right) \sum_i (H_i + T_i) \quad (3.14)$$

Burada H_i (3.6)'de ifade edilmiştir. T_i ise tek parçacığın kinetik enerjisidir. Sistemin tam enerjisini deformasyon parametresinin fonksiyonu gibi ifade etmek için (3.14) Hamiltoniyenin ortalamasını hesaplamak gerekir. Deformasyon parametresinin kararlı değerlerini bulmak için enerjinin minimumundan faydalanılır.

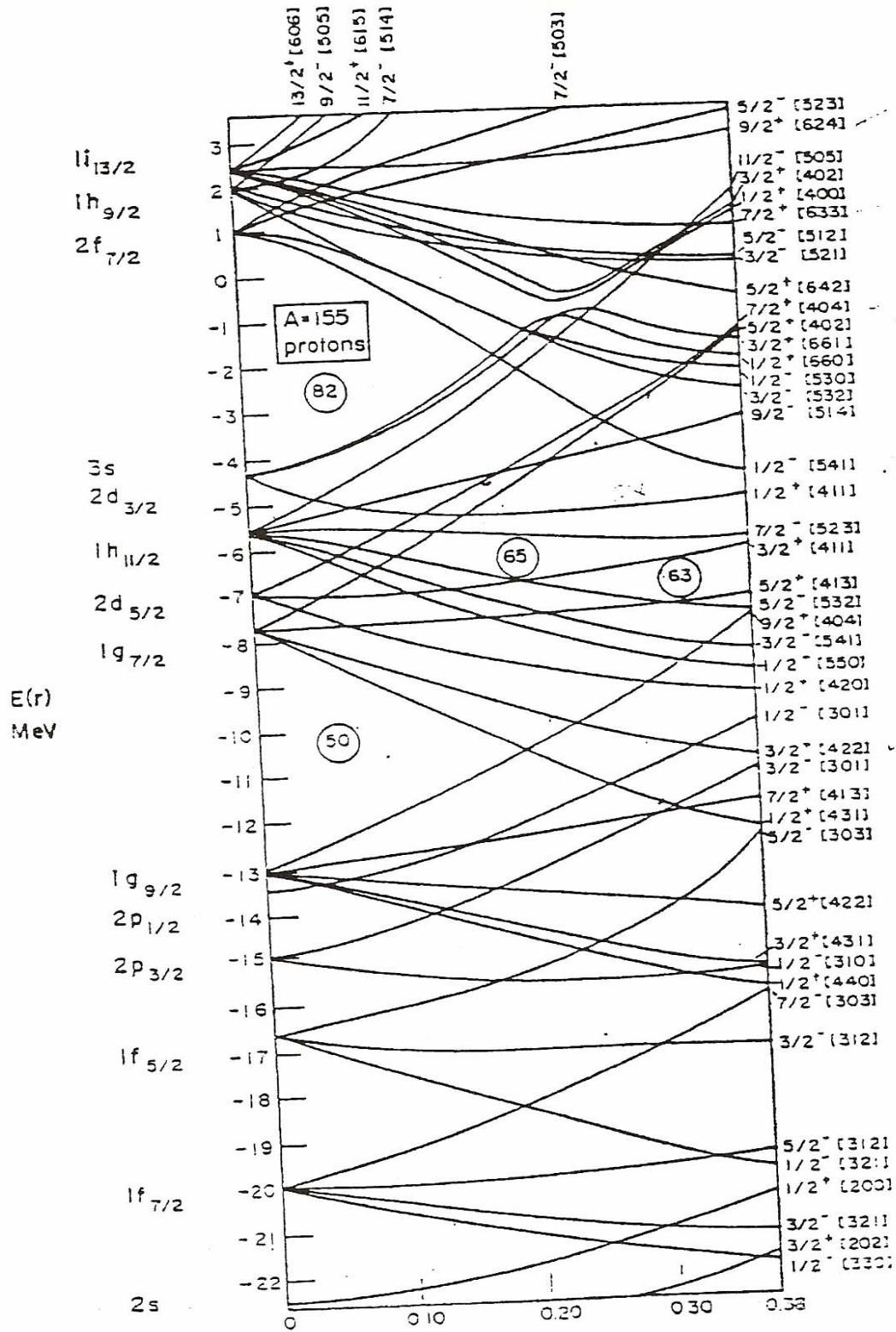
$$\frac{\partial E(\delta)}{\partial \delta} = 0 \quad (3.15)$$

Bundan başka Nilsson modeli çekirdeklerin taban durumlarındaki spinlerini bulmaya da imkân 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 $I_o = \Omega_p(\Omega_n)$ olur. Böylelikle deforme çekirdeklerin taban durumunun spini, tek parçacığın spiniyle karakterize edilir ($\Omega = 1/2$ durumları hariç) [29].

Nilsson potansiyeli farklı özelliklere sahip deforme çekirdeklerin tek parçacıklı bir sistemini tanımlamak için bazı yaklaşımlar kullanılmak suretiyle hesaplanmıştır. Benzer bir problemde küresel çekirdeklere yaşanmış ve problem Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak çözülmüştür.

Nilsson potansiyeli bu hesaplamayı analitik olarak yapabilmiştir. Woods-Saxon potansiyeli ise aynı hesaplamayı bilgisayarlar vasıtasıyla çözmüştür. Tek parçacık seviye diyagramları Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Woods Saxon potansiyelinin tek proton seviyeleri

Tek parçacıklı bir sistemde Woods-Saxon ve Nilsson potansiyelleri arasında bazı farklar vardır. Deneysel sonuçlar analiz edildiği zaman asimptotik kuantum sayıları ve uygun seçimlilik kuralları çok kullanışlıdır. Asimptotik kuantum sayıları her iki potansiyel için geçerlidir.

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 çıkarmaya yetecek enerjiyi, yani sonsuz büyüklükte sağlamamız gerekir. Nükleer yüzeylerin önemli olduğu durumlarda örneğin çekirdek reaksiyonunun tesir kesitini hesaplamak için Nilsson potansiyeli kullanılmaz.

Woods-Saxon potansiyelinin dalga fonksiyonu çekirdek yüzey davranışlarında kullanılan doğru bir yöntemdir. Sonuç olarak Woods-Saxon potansiyeli ile hesaplanmış birçok matris elemanları Nilsson dalga fonksiyonları ile hesaplanandan oldukça farklıdır. Bu iki potansiyel arasındaki diğer bir fark ise A 'ya olan bağımlılıktır. Nilsson potansiyeli A 'ya şu şekilde bağlıdır. Birim enerjisi $\omega_0 = 41/A^{1/3}$ MeV'dir.

Woods-Saxon potansiyelinde tek parçacık seviyelerinin sıralığı A kütle sayısı ile değişebilir. Çünkü farklı seviyeler çekirdek yarıçapına farklı şekilde bağlıdır. Tablo 3.1 A kütle sayısı 165'den 155'e veya 181'e değiştiği zaman değişen durumları göstermektedir. Bu tablo aynı zamanda Nilsson seviyelerini de göstermektedir. Woods-Saxon potansiyelinin seviye diyagramı genellikle A 'dan bağımsızdır. $A=155$ ve $A=165$ değerlerinde $642\uparrow$ ve $523\downarrow$ durumlarında sonuçlar farklıdır.

Tablo 3.1. Tek nötron enerjisinin A ya bağlılığı $\beta=0,25$ de Woods-Saxon (WS) ve Nilsson (N) potansiyelleri için elde edilen değerler

State	E(s) -E(521↓) (MeV)				
	A=156	A=155		A=181	
		N	WS	N	WS
624↑	1.45	1.47	1.75	1.41	1.80
512↑	0.65	0.66	0.80	0.63	0.75
633↑	0.10	0.10	0.40	0.10	0.50
521↓	0	0	0	0	0
523↓	-0.80	-0.82	-0.95	-0.78	-1.17
642↑	-1.05	-1.07	-0.60	-1.02	-0.42
521↑	-1.20	-1.22	-1.25	-1.16	-1.22

N ve $N\pm 2$ kabuklarının çiftlenimi arasındaki etkileşmeler Nilsson potansiyeli ile yapılan hesaplamalarda genelde ihmal edilmiştir. Woods-Saxon potansiyelinde ise bu çiftlenim ihmal edilmeyip aynı K değerlerine sahip seviyeler kesişmemiştir [30]. Deformasyonda ise aynı K seviye değerlerinde çok yakın olur ve buna mukabil gelen seviyeler çok güçlü olarak karışırlar bu karışıklık β 'nin çok dar aralığı ile sınırlanır ($\Delta\beta=0,002-0,01$).

Deformasyonlarda birleşen noktalar çok daha uzaktadır. Dalga fonksiyonları sanki gerçekten birbirleri ile kesişiyorlarmış gibi davranır. Örneğin $2d_{3/2}$ alt kabuk $\frac{3^+}{2}$

[402] alt seviyeden başlayarak $1i_{3/2}$ alt kabuk $\frac{3^+}{2}$ [651] den $K=3/2$ seviyesi

$\beta=0,25$ de birbirine yaklaşır. Şekil 4.1'deki eğri asla kesişmez lakin $\frac{3^+}{2}$ [402]

karakteristiği alt bölgeler için kullanılır ve $2d_{3/2}$ kabuğundan başlayarak eğri bir devamlılık arz eder. Kuadrupol moment β değeri kullanılarak

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta (1 + 0,36 + \dots) \quad (3.16)$$

yazılabilir. Nilsson modeli kuadrupol momentlerini ve deforme olmuş çekirdeklerin dönme momentlerini iyi açıklamasına mukabil manyetik momentlerini, düşük enerjili uyarılma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını açıklayamıyor [31].

3.5. Woods–Saxon Potansiyeli

Gerçeğe uygun ortalama alan potansiyelinin nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin gerçek parçasından iyi belirlenir, sıra ile çekirdeklerde saçılan nükleonlar üzerindeki bilgiler kütlelerin bütününden söylenebilir. Ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir.

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. Eşit potansiyel yüzey $r=R_0$ nükleer merkezde potansiyelin yansıma tekabül eder. Potansiyel iki bölümden meydana gelir.

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (3.17)$$

ve spin-orbit çifti

$$V_{LS}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls) \quad (3.18)$$

şeklinde dir. Parametrelerin genel seçimi ise

$$V_0^N = V_0 \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad (3.19)$$

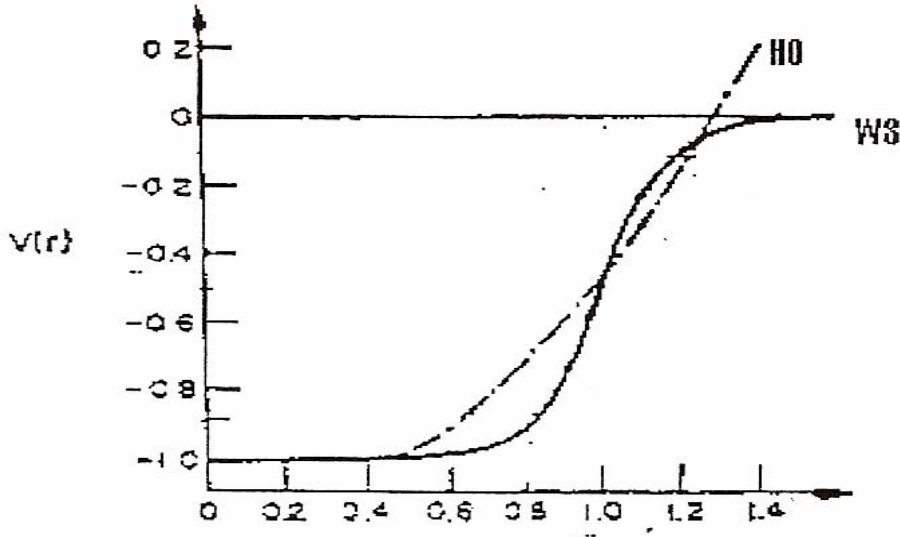
$$V_0^Z = V_0 \left[1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right]$$

formülleri ile verilir. $V_0=53\text{MeV}$, $R_0=r_0A^{1/3}$, $r_0=1,24 \times 10^{-13}\text{cm}$, yüzey kalınlığı $a=0.63 \times 10^{-13}\text{cm}$, spin-orbit çifti kuvveti $\xi=0,263[1+2(N-Z/A)](10^{-13}\text{cm}^2)$ 'dir. Parametreler A kütle sayısının geniş alanı içinde küresel çekirdekler için yeterli kararlılıktadır.

Coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplanabildiği zaman (3.17) ve (3.18) potansiyellerinin toplamı şeklindedir. Yüzeyin etkisi ihmal edilir.

$$V_0(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \left\{ \begin{array}{l} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r-R_0)^3, r \leq R_0 \\ 1, r > R_0 \end{array} \right\} \quad (3.20)$$

Woods-Saxon ve Osilatör potansiyeli Şekil 3.2'de karşılaştırılmıştır. Potansiyel form, osilatör ve kare arasında orta duruma uyar ve alt tarafı yassı şeklindedir. Yüzey bölgelerinin ayrıntıları nükleer reaksiyon içinde özellikle önemlidir. Nükleer yarıçap parametresi Woods-Saxon potansiyelinde arttığı zaman, daha büyük l değerlikli seviyeler daha küçük l değerlikli seviyelerden daha hızlı iner.



Şekil 3.2. Woods-Saxon (WS) ve Harmonik Osilatör (HO) Potansiyelleri

Woods-Saxon potansiyeli içindeki kabuklar harmonik osilatörde de değişmez. Alt kabukların durumu parametrelerin özel seçimine özellikle spin-orbit çiftinin gücü üzerine bağlıdır. Proton ve nötronların sihirli sayıları ile çekirdekler dolu kabuklar ile ilgili olan özel özelliklere sahiptir. Nükleer kütle genellikle yaklaşık bir form içinde izah edilir.

$$\epsilon(N,Z) = Nm_n + Zm_p - B(N,Z)$$

Bu form içindeki bağlanma enerjisi

$$B(N,Z) = b_v A - b_s A^{2/3} - \frac{1}{2} b_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} - b_{çift} \frac{\delta}{A} \quad (3.21)$$

şeklinde yazılır. δ parametresi tek-tek çekirdekler için 1, tek A çekirdekleri için 0 ve çift-çift çekirdekler için -1'e eşittir. Denklem (3.21) içindeki diğer parametreler $b_v=16MeV$, $b_s=20MeV$, $b_{sym}=25MeV$, $b_{pair}=27MeV'e$ eşittir. Bir nükleon sihirli çekirdeklerin toplamı olduğu zaman bağlanma enerjisi 2 MeV'e düşer.

Bu davranış ^{208}Pb çift sihirli çekirdek içinde özellikle bellidir. Benzer kanıt α ve β bozulma enerjisi içinde görülebilir. Alt kabuklar dolduğu zaman küçük kural dışı durumlar mevcut olur.

Kabukların varlığına verilen bir element için farklı izotopların rölatif çokluğu ve elementlerin çokluğu tesir eder. Böyle kural dışı durumlar sadece sihirli çekirdekler üzerinde N veya Z sayıları ile çekirdekler için bağlanma enerjilerinin aniden artışı ile ilgilidir.

Çift-çift çekirdeklerin bütün taban durumları $I^\pi=0^+$ ve ilk uyarılma durumları $I^\pi= 2^+$ dır. İlk 2^+ durumu farklı çift-çift çekirdekler için farklıdır. Sihirli çekirdekler nötron bağlanma enerjisine kadar kuraldışı küçük bir seviye yoğunluğuna sahiptir. Böylece 1 MeV enerjisine kadar enerjileri olan nötronların ve termal nötronların her ikisi içinde ele geçirilen nötronun tesir kesiti küçüktür.

Bu kabuk etkisinin önemli diğer bir göstergesidir. Kalık etkileşim çekirdekler içinde çok önemlidir. Böylece çekirdekler gerçek çekirdeklerin uyarılma veya taban durumunun özellikleri ile bağımsız parçacıklar modelinde anlamsız olur. Bununla birlikte sihirli çekirdeğe göre kapalı tek A çekirdeğinin spinleri ve pariteleri tahmin edilen değerler ile karşılaştırılabilir.

Nükleer taban durumunda protonların veya nötronların bütün sayıları çiftler içinde uygunluk sağlar, parite pozitif ve toplam spin sıfıra eşittir. Böylece tek A çekirdeklerinin spin ve paritesi uygun ortalama alan seviyelerinde oturan çift olmayan parçacıkların spini ve paritesi ile açıklanabilir.

Kapalı kabuk üzerinde nükleonların dalga fonksiyonu

$$\psi_{nljm} = \frac{1}{r} u_{nlj}(r) \sum_{m_1, m_2} \left(l m_1 \frac{1}{2} m_2 | j m \right) Y_{l m_1}(\theta, \varphi) \chi_{m_2} \quad (3.22)$$

şeklinde verilir.

Burada $u_{nlj}(r)$ radyal bölüm, χ_{m_s} spin bölümü ($lm, 1/2m_s, jm$) ise Clebsch-Gordon katsayılarıdır. j momentumu ile bir parçacığın durumunda kabuk tam kapalı değildir bu durum $nljm$ kuantum sayıları ile hol durumunun oluşumu $nljm$ durumundaki bir parçacığın yok edilmesine eşittir.

Tek parçacık modeli tek-A çekirdeklerinin taban durumunda spinlerini ve paritelerini doğru olarak tahmin eder. Sadece istisna bir durum var. O da büyük bir i değerli bir alt kabuğu küçük bir i değerli bir alt kabuk aniden izlediği zaman geçerlidir. Tek nükleon kalık etkileşimin bir sonucu gibi böyle durumlar içinde daha küçük i seviyelerinde kalır.

Tek parçacık kabuk modelinin diğer bir başarısı nükleer izomeri açıklayabilmesidir. İzomerik durumlar rölatif uzun ömürler ile nükleer uyarılmış durumlardır. Tek parçacık kabuk modeli çekirdekler içinde izomerik durumların varlığını önceden söyler.

l_1 alt kabuğu hemen hemen dolu ve en küçük üç ünite l_1 den farklı yerlerde yakınındaki alt kabuklar l_2 değerine sahiptir. İzomerlerin büyük sayısı deneylerle bulunur. Onlar izlenen alt kabuklar ile birleşir. (1) $p_{1/2}-g_{9/2}$ (2) $d_{3/2}-s_{1/2}$ (3) $p_{1/2}-f_{5/2} - p_{3/2} - i_{13/2}$

Tek-A küresel çekirdeklerinin büyük sayıları içinde izomerik ve taban durumlarının paritesi ve spininin açıklanma başarısı ortalama nükleer alanda iyi tanımlanan spin-orbit çifti ile harmonik osilatör (ya da Woods-Saxon potansiyeli) gösterir. Kalık etkileşim önemli tek-A küresel çekirdeklerin taban durumu spinleri tahmin edilen değerlerle aynıdır [32, 33, 34].

3.6. Süper Akışkan Model

Çekirdek fiziğinde yaygın olarak kullanılan ve alan teorisinden alınan ikinci kuantumlanma formalizmidir. Bu formalizmin elverişli yanı çekirdek sitemindeki nükleonların uyduğu Pauli prensibinin göz önüne alınmasıdır. Tek parçacık dalga fonksiyonlarını temel alan ikinci kuantumlanma tasvirinde $a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ parçacıkları oluşturan ve yok eden operatörlerdir. Bu operatörler Fermi-Dirac istatistiğine uyan nükleonlar için aşağıdaki antikomütasyon kurallarını sağlarlar.

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (3.23)$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \quad (3.24)$$

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ = 0 \quad (3.25)$$

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,

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \quad (3.26)$$

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

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

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (3.27)$$

olmasıdır. (3.27) denklemini bütün reel fonksiyonlar, için geçerli olduğundan fermiyonları tasvir edecektir. (3.26) ifadesindeki denklemin kanonik dönüşümünün tersi (3.27) ifadesini kullanarak

$$\begin{aligned} \alpha_{s\sigma} &= u_s a_{s,-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \\ \alpha_{s\sigma}^+ &= u_s a_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s a_{s\sigma} \end{aligned} \quad (3.28)$$

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

$$\alpha_{s\sigma}|0\rangle = 0 \quad (3.29)$$

biçimindedir.

Bu özellikler kullanılıp Hamiltoniyenin ortalaması alınır,

$$\langle 0|H|0\rangle = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 - G_N \sum_s v_s^4 \quad (3.30)$$

bulunur. Dikkat edilirse u ortalama sonucunda oluşan üçüncü terim birinci içine yerleştirilebilir. Bu işlem ortalama alan enerjisini,

$$E(s) = E_0(s) - \frac{G_N}{2} v_s^2 \quad (3.31)$$

ile renormalize ederek oluşturulabilir. $-G_N \sum_S v_s^4$ terimi ortalama nükleer alanın çiftlenme korelasyonlarının karakteristiğiyle tasvir edilir. (3.31) ifadesini kullanarak Hamilton ifadesini yeniden yazalım.

$$\langle 0|H|0\rangle = 2 \sum_S \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\sum_S u_s v_s \right)^2 \quad (3.32)$$

(3.31) formülündeki u_s ve v_s fonksiyonları enerjinin minimum olma koşulundan belirlenecektir. Yani varyasyon prensibine dayanan bir metot kullanılmaktadır. İlave edeceğimiz μ_s lagrange çarpanı (3.27) ifadesindeki şartın geçerliliğini teyit emektedir. δu_s ve δv_s varyasyonları formal olarak birbirinden bağımsızdır. Eğer

$$\delta[\langle 0|H|0\rangle + \sum_S \mu_s \eta_s] = 0 \quad (3.33)$$

şartını sağlıyorsa, enerji bir ekstramuma sahiptir.

$$\begin{aligned} 4\{E(s) - \lambda_n\} v_s - 2G_N u_s \sum_S u_s v_s - 2\mu_s v_s &= 0 \\ 2G_N u_s \sum_S u_s v_s - 2\mu_s v_s &= 0 \end{aligned} \quad (3.34)$$

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

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) G_N \sum_S u_s v_s = 0 \quad (3.35)$$

sonucuna varılır. Denk. (3.35) aşağıdaki şekilde iki çözüme sahiptir:

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

Bu çözüm basamak fonksiyonu cinsinden şöyle ifade edilir. Basamak fonksiyonu yalnız 1 ve 0 değerlerin alan özel fonksiyondur. Bu fonksiyona bağlı olarak zikredilen çözümle elde edilen u_s ve v_s fonksiyonların ifadesi şu şekilde olacaktır:

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

burada $E(s) < \lambda_n$ ise $\theta = 1$ ve $E(s) > \lambda_n$ ise $\theta = 0$ şeklindedir. Varılan sonuç bu çözüm dikkate alındığında kabuk yapısına işaret ettiği görülür. Tek parçacık enerjisi Fermi enerji yüzeyinin altında ise $u_s = 0$ ve $v_s = 1$ olmaktadır. Böylece Fermi enerji yüzeyi altında ki hallerin tamamen dolu olduğu anlaşılır. Tek parçacık enerjisi Fermi enerji yüzeyi üzerinde ise $u_s = 1$ ve $v_s = 0$ olmaktadır. Bu hal ise Fermi enerji yüzeyi üstündeki hallerin parçacıklar tarafından doldurulmadığını, tamamen boş bırakıldığını gösterir.

2) Süper akışkan çözüm:

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

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

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

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (3.36)$$

şeklinde istenen sonuçlara varılır. Bu çözümler, Δ_N parametre denklemine götürülürse,

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{\sqrt{\Delta_N^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \quad (3.37)$$

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

$$N = \sum_s 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{\Delta_N^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \quad (3.38)$$

Denklemleri elde edilir. Süper akışkan çözümde u_s ve v_s bulunma olasılıklarına dikkat edilirse 0-1 arasındaki tüm değerleri alabilecekleri görülür. Bu durum Fermi enerji yüzeyinin altında ve üstünde parçacıkların boşluklarında bulunabileceklerini gösterir. (3.36) ifadeleri (3.32) de yerine konulursa taban durum enerjisi için,

$$\varepsilon_0^n = \sum_s 2E(s)v_s^2 - \frac{\Delta_N^2}{G_N} \quad (3.39)$$

Bu denkleme dikkat edilirse $\Delta_N = 0$ hali tek parçacık enerjilerinin toplamından taban enerjisini verir. $\Delta_N \neq 0$ çözümü ise BCS modeline göre süper akışkan çözüme denk gelir. Anlaşıldığı üzere süper akışkan halde çekirdeğin taban enerjisi kabuk modeline göre elde edilen taban enerjisinden aşağıdır. Bu da çift–çift çekirdeklerin kararlılığını iyi bir tarzda açıklar. Yukarıda kullanılan yöntem BCS teorisinin kuaziparçacık yöntemi ile üretilmesidir. Hâlbuki Barden, Cooper ve Schriffer orijinal teorisinde kuaziparçacık metodu yerine,

$$\Psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} + a_{s'}^+ + a_{s'}^-) \Psi_{00} \quad (3.40)$$

şeklinde deneme taban dalga fonksiyonu kullanılarak yukarıdaki neticelere vardılar. Bu ifadedeki u ve v katsayılarının fiziksel anlamları açıklanabilmektedir [20].

BÖLÜM 4. KUADRUPOL MOMENT

4.1 Kuadrupol ve Öz Kuadrupol Momentler

Elektrik kuadrupol momentler(Q), nükleer deformasyonun 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 kuadrupol momentini

$$Q(I) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+1)} Q_0 \quad (4.1)$$

bağıntısıyla verilir. Burada Q_0 genelleştirilmiş öz kuadrupol momenttir ve;

$$Q_0 = \frac{3}{5\pi} ZR^2 \beta_0 (1 + 0,36\beta_0) \quad (4.2)$$

ifadesiyle verilir [21].

Kuadrupol moment genellikle, atomik veya moleküler sistemdeki, çekirdeğin yönelmesi ile orantılı enerjinin ölçülmesi ile tanımlanır ve spektroskopik olarak izah edilebilir. Döteronla yapılan deneyler, nötron ve protonlar arasındaki nükleer kuvvetin olmadığını gösterir.

İki nükleon arasındaki nükleer kuvvet, nükleer spinlerin relatif doğrultularına ve nükleonların durum vektörlerine bağlıdır. En çok kullanılan tanımı ile kuadrupol

moment, çekirdeğin küresel yük dağılımında 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 nötron çekirdeğin kuadropol momentleri, tek proton çekirdeğin kuadropol momentlerine büyüklük açısından benzerdir.
- b) $150 < A < 190$ 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 yarıçapının karesinin mertebesinde olması gerekir. β_D çekirdeğin biçimi ve δ_D potansiyelin biçimiyle ilgili olan elektrik kuadropol momentler, deforme çekirdeklerin yük dağılımının da bir göstergesidir. Büyük ve küçük yarı eksenleri a ve b olan çekirdeğin kuadropol momentini;

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(a^2 - b^2) = \frac{4}{5} \bar{R} Ze(a - b) = \frac{4}{5} \bar{R}^2 Ze \beta_D \delta_D \quad (4.3)$$

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,

$$Q_0 = \frac{3}{(5\pi)^{1/2}} \bar{R}^2 Z \beta_D \left[1 + \left(\frac{5}{64\pi} \right)^{1/2} \beta_D \right] \quad (4.4)$$

formülü yazılabilir. Tüm çekirdeklerin temel halde simetri merkezine sahip oldukları varsayılırsa çekirdeğin kendi sisteminde elektrik dipol momentini sıfır olmalıdır.

Elektrik yükünün küresel dağılımından farklı dağılımı kuadrupol momentiyle karakterize olur.

$$Q_0 = \frac{1}{e} \int \rho(r)(3z^2 - r^2)d\tau = \langle JJ \left| \sqrt{\frac{16\pi}{5}} r^2 Y_{20} \right| JJ \rangle \quad (4.5)$$

Burada e proton yükü, ρ elektrik yük yoğunluğudur. Eğer elektrik yük dağılımı sabit ve z simetri ekseni en büyük (eksene) ve çekirdek simetri ekseni ile aynı yönde ise kuadrupol momenti pozitif işaretlidir. s(z yönünde) ve a(z eksenine dik yönde) yarı eksenlerine sahip elipsoid şeklindeki çekirdeğin kuadrupol momenti sabit elektrik yük dağılımı Denk.(4.3)'deki gibi ifade edilir. Eğer $c=a+\Delta a$ ve $\Delta a \ll a$ olursa

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z a^2 \frac{\Delta a}{a} \quad (4.6)$$

çekirdeğin deneyde ölçülen kuadrupol momenti Q çekirdekte elektrik yükünün küresel biçiminden farklılığını ifade eder. Çekirdeğin laboratuvar sisteminde ölçülen kuadrupol momenti Q ; $m=j$ halinde çekirdeğin kuadrupol momenti olarak adlandırılır. Deforme çekirdeğinin dalga fonksiyonu;

$$\psi_J = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{MK}^J \quad (4.7)$$

şeklinde yazılır. Burada,

$$D_{MO}^L = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_{LM} \quad (4.8)$$

D_{MO}^L Vignerin genelleştirilmiş küresel fonksiyonudur. Denk.(4.7) ve (4.8) formülleri ve EK.A'daki Clebsch-Gordon katsayıları kullanılarak kuadrupol momenti (4.9)'daki gibi yazılabilir.

$$Q \equiv \langle Q \rangle_i = Q_0 \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} \quad (4.9)$$

Çekirdeklerin kuadrupol momentleri çok büyük aralıkta değişmektedir. Bazı çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin büyük olması bu çekirdeklerin küresel simetriden farklı biçime sahip olmalarını göstermektedir. Sonuç olarak $J=0$ veya $1/2$ olduğu zaman Q sifıra eşittir. Öz kuadrupol momentleri sifıra eşit olmayabilir.

$K=J \rightarrow \infty$ limit durumunda öz kuadrupol moment $Q \rightarrow Q_0$ olduğu zaman normal şartlar altında

$$Q < Q_0 \quad (4.10)$$

ifadesine eşittir. Deneysel Q Coulomb uyarılmasıyla veya ince yapı sabitiyle tanımlanır. Q_0 değeri rotasyonel bir bant içinde E_2 geçiş olasılığı, izotop yer değiştirme ve yüksek enerji saçmasıyla bulunabilir. Q ve Q_0 'ı biliyorsak buradan β_D veya δ_D 'yi hesaplayabiliriz [23].

4.2. Mikroskobik Modellerde Kuadrupol Moment

Deforme çekirdeklerin spektrumunun metallere benzerliğinden yola çıkarak Soloviev, Beliaev HFB yaklaşımını kullanarak deforme çekirdeklerin süper akışkan modelini geliştirdi [22]. Bu model çekirdek mikroskobik modelinin temelini oluşturur. Çekirdek süper akışkan modelini baz alan mikroskobik 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. Mikroskobik teoride çekirdek ortak hareketin açıklamasında esasen üç metot kullanılır. Bunlar öz uyumlu alanlar metodu [23], Grin fonksiyonları metodu [24] ve kuazi bozon veya ikinci kuantum yaklaşımı metodudur [22].

Çekirdekte üniform elektrik yük dağılımına denk gelen kuadrupol moment

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta_2 (1 + 0,36\beta_2 + 0,0227\beta_2^2 + \dots) \quad (4.11)$$

şeklinde ifade edilir. Burada z çekirdekdeki proton sayısı R_0 ise çekirdek yarıçapıdır. ($R_0 = 1.2 A^{1/3} fm$). (4.11) ifadesindeki $0.36\beta_2$ katsayılı terim kuadrupol deformasyon parametresidir. $0.0227\beta_2^2$ katsayılı ve ondan sonra gelen terimlerin kuadrupol momente katkısı %0,2' den küçük olduğundan bu terimler ihmal edilmişlerdir. Bu yaklaşım altında β_2 deformasyon parametresi ;

$$\beta_2^{(u)} = \frac{Q_0 \sqrt{5\pi}}{3ZR_0^2} \quad (4.12)$$

ve

$$\delta = \sqrt{\frac{45}{16\pi} \beta_2^{(u)} - \frac{15}{8\pi} \beta_2^{(u)2}} \quad (4.13)$$

olmak üzere

$$\beta_2 = \frac{-1 + \sqrt{1 + 1,44\beta_2^{(u)}}}{0,72} \quad (4.14)$$

bulunur. Buradan

$$\delta = \sqrt{\frac{45}{16\pi} \beta_2 - \frac{45}{32\pi} \beta_2^2} \quad (4.15)$$

olur [26].

Deforme çekirdeklerin Coulomb uyarılma deneylerinde incelenmesi bu çekirdeklere kuadrupol deformasyonundan başka heksadekapol deformasyonunda olduğunu

göstermiştir. Bu deformasyona karşılık gelen β_4 deformasyon parametresinin sayısal değeri, uygun β_2 değerlerinden bir mertebe daha küçüktür. $150 < A < 190$ aralığında bulunan çekirdekler için bu aralık başlangıcında β_4 pozitiftir. A'nın artmasıyla β_4 azalır ve aralığın sonundaki çekirdekler için hatta işaretini de değiştirir. Q_0 'ın β_4 'e bağlı olduğunu gösteren ifadedir [27].

$$Q_0 = ZR_0^2 \frac{3}{\sqrt{5\pi}} \left(\beta_2 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2^2 + \frac{20}{77} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_4^2 + \frac{12}{7\sqrt{\pi}} \beta_2 \beta_4 \right) \quad (4.16)$$

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

$$Q_0 = \frac{16\pi}{5} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (4.17)$$

Süper akışkan modelde çekirdeğin kuadrupol momentleri nötron ve proton sistemlerinin toplamına eşittir.

$$Q_0 = Q_0^n + Q_0^p \quad (4.18)$$

Burada;

$$Q_0^n = 2 \sum \langle s | r^2 Y_{20} | s \rangle v_s^2 \quad (4.19)$$

$$Q_0^p = 2 \sum \langle v | r^2 Y_{20} | v \rangle v_v^2 \quad (4.20)$$

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 açılal momentumunun z bileşeninin çekirdek simetri eksenini yönünde iki kat yozlaşmasından dolayı meydana gelmektedir. Süper akışkan modelde seviyelerin doluluk ihtimali;

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_s - \lambda}{\varepsilon_s} \right) \quad (4.21)$$

şeklinde ifade edilir. Burada ε_s nükleonların kuasi parçacık enerjileri, E_s ise uygun ortalama alan enerjileridir. Δ ve λ (Denk.3.38’de verilen) sırası ile süper akışkan modelin gap ve kimyasal potansiyel parametreleridir. Bu parametreler süper akışkan modelin temel denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı ayrı bulunur. Bu denklemler şu şekildedir.

$$\frac{2}{G} = \sum_s \frac{1}{\varepsilon_s} \quad (4.22)$$

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

Tek parçacık enerjileri, her bir çekirdek için bireysel olarak deforme Woods–Saxon potansiyelinde [27] hesaplanmıştır. Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 6 MeV’ e kadar ($N=2 \div 7$ kabukları) tüm diskret ve kuasidikret enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Kuadrupol deformasyon parametresi β_2 (4.11) ve (4.17) formülünde $B(E2)$ ihtimalinin deneysel verileri [12] kullanılarak hesaplanmıştır. Nükleer yüzey üzerindeki bir (θ, φ) noktasının R koordinatının $Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi)$ küresel harmonikler cinsinden değeri;

$$R = R_0(1 + \beta Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi)) \quad (4.23)$$

ile verilir. Tek parçacık modelde Schrödinger denkleminin çözülmesinde kullanılan ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 ile β_2 arasındaki ilişkiyi gösteren ifade

A.Bohr ve B.Mottelson tarafından verilmiştir. Bu ifade de δ potansiyelden β ise deformasyondan gelir.

$$\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[1 - \frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{a_0}{R_0} \right)^2 \right] + 0,34\beta_2^2 \quad (4.24)$$

Bu ifade de a_0 çekirdek yüzey kalınlık parametresi olup kullandığımız potansiyel için $0,53 \text{ fm}$ 'dir. Yukarıdaki formülü biraz daha düzenlersek;

$$\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[1 - 2,56A^{-2/3} \right] + 0,34\beta_2^2 \quad (4.25)$$

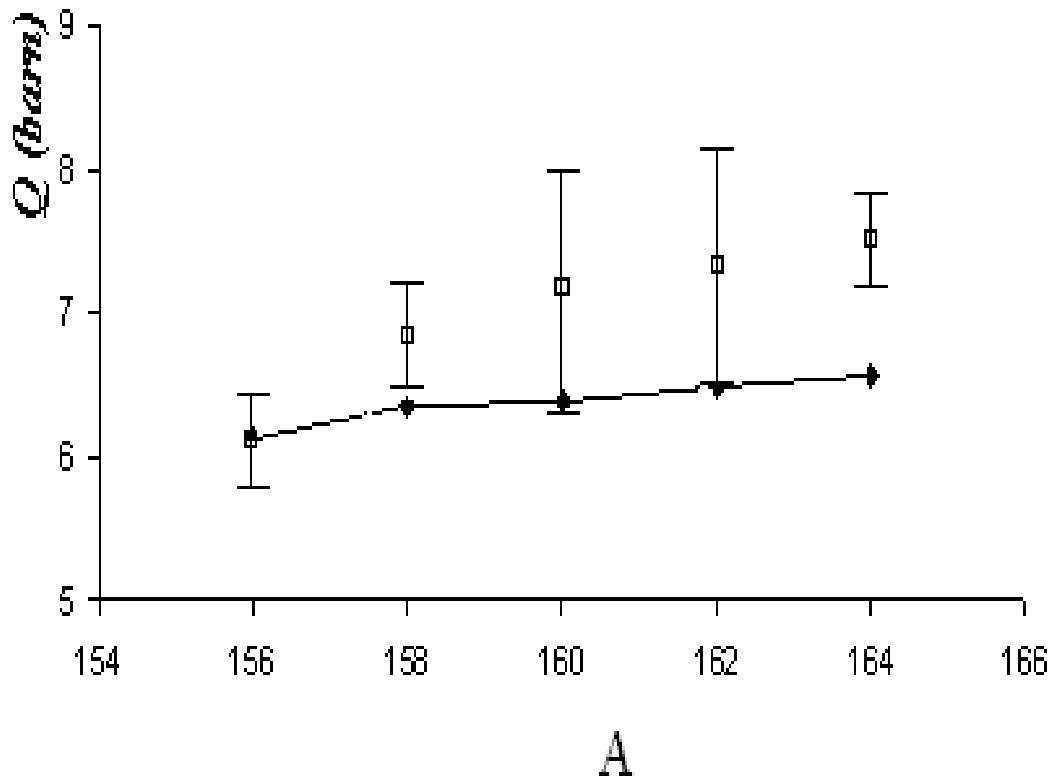
şeklinde yazılabilir.

Süperakışkan teorisinin G_N ve G_Z eşleşme etkileşme sabitlerine denk gelen Δ ve λ parametreleri (4.22) denklemleri ile hesaplanmış değerleri $^{156-164}_{66}\text{Dy}$ izotopları için Tablo 4.1'de verilmiştir. Diğer deforme çekirdeklere ait hesaplanmış değerler EK.B'de verilmiştir.

Tablo 4.1. Dy izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{156}_{66}\text{Dy}$	1,15	-7,347	1,03	-5,625
$^{158}_{66}\text{Dy}$	1,12	-7,349	1,03	-4,348
$^{160}_{66}\text{Dy}$	1,07	-6,511	1,03	-6,810
$^{162}_{66}\text{Dy}$	1,01	-6,049	1,03	-7,398
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,95	-5,603	1,03	-7,975

Bu parametrelerin yardımıyla $^{156-164}_{66}\text{Dy}$ izotoplar zinciri (4.19) ve (4.20) denklemleri ile kuadropol momentlerinin elde edilen teorik değerlerinin A kütle sayısına bağlı değişmesi Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Diğer deforme çekirdekler için bu değişim EK.B’de verilmiştir.



Şekil 4.1. Çift-çift $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi. Burada \square deneysel değerlere, \blacklozenge teorik değerlere ve I ise deneysel hata aralığına denk gelir.

Şekilde karşılaştırma yapabilmek için kuadrupol momentlerinin deneysel değerleri de verilmiştir. Kuadrupol momentlerinin teorik sonuçları ile A kütle sayısına göre değişimi deneyin öngördüğü hata oranları ile uyum içindedir. Bu deformasyon çekirdeklerin izotopları için teori ile deney sonuçlarının farklılığının sebebi kuadrupol momentinin hesaplanmasında kullanılan varsayımın geçersizliğidir ki bu da dolmuş kabuklara yakın çekirdeklerde en düşük 2^+ seviyesinin rotasyon olmamasının göstergesidir.

Tablo 4.2'de $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen β_2 ve δ_2 parametrelerinin değerleri (4.17) formülünün yardımıyla elde edilmiş uygun deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Diğer deformasyon çekirdek izotoplarının sonuçları Ek.B' de gösterilmiştir. β_2 parametresinin çalışma [12] de verilen değerleri ile β_R olarak verilip karşılaştırma imkanı sunulmak istenmiştir. Teori ile deney sonuçlarının deneysel hata oranları ile uyduğu görülmüştür. Lakin geçiş bölgesindeki deformasyon çekirdek izotoplarının deformasyon bölgesinin uç noktalarına

yerleşmesi neticesinde rotasyon olmayabilirler ve sonuçta β_2 kuadrupol momentlerinin (4.17) formülünden elde edilen deneysel değerleri bu çekirdeklerin gerçek kuadrupol momentlerini göstermeyebilir. Bu nedenle kuadrupol momentlerini deneylerde ölçülmesi teori açısından çok önemlidir.

Tablo 4.2 Kuadrupol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel değerleri. Burada β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri (4.11) formülünü yardımıyla hesaplanmış, β_2^{th} ve δ_2^{th} değerleri ise kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle bulunmuştur. β_R Deformasyon parametresi ise (4.11) formülündeki β_2^2 içeren terim ihmal edilerek hesaplanmış deneysel değerlerdir.

<i>Çekirdekler</i>	β_R [38]	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,2929	0,2672	0,2825	0,2538	0,2447
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,3255	0,2943	0,4860	0,2825	0,4233
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,3387	0,3052	0,5690	0,2943	0,4967
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,3340	0,3087	0,5850	0,2982	0,5112
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,3481	0,3129	0,6165	0,3029	0,5394

Tablo 4.3'de $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametrelerinin değerleri verilmiştir. Diğer deforme çekirdek izotoplarının sonuçları Ek.B'de gösterilmiştir.

Tablo 4.3. Kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri

<i>Çekirdekler</i>	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	Q (Teorik) (barn)	$Q[2]$ (barn)	Q_{unif} (barn)
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,2672	0,2825	0,2538	0,2447	3,648	2,486	6,134	6,107	5,8842
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,2943	0,4860	0,2825	0,4233	3,633	2,712	6,345	6,844	6,5821
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,3052	0,5690	0,2943	0,4967	3,801	2,597	6,398	7,183	6,9019
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,3087	0,5850	0,2982	0,5112	3,873	2,602	6,475	7,33	7,0462
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,3129	0,6165	0,3029	0,5394	3,936	2,625	6,561	7,503	7,2079

Deforme çekirdeklerin kuadrupol deformasyonundan başka heksadekapol deformasyonunda olduğu tespit edilmiş ve β_4 parametresi ile gösterilmiştir. Bu parametrenin sayısal değeri β_2 değerinden bir mertebe daha küçüktür. Kütle sayısı $150 \leq A < 190$ aralığındaki çekirdeklerin β_4 değeri pozitif olup A'nın artmasıyla azalır ve aralığın sonundaki çekirdekler için işaretini de değiştirir.

Tablo 4.4'de ise çalışma [12] de verilen deformasyon parametreleri ile hesaplanan $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentleri verilmiştir. Diğer deforme çekirdek izotoplarının sonuçları Ek.B'de gösterilmiştir. Tabloda $\beta_4=0$ durumundaki değerler verilerek karşılaştırma yapabilmeye imkanı verilmek istenmiştir. Tablodan anlaşılacağı üzere incelenen tüm izotoplar için heksadekapol deformasyonun dikkate alınması

kuadrupol momentlerine %1'den az miktarda katkı sağlamıştır. Sonuç itibarı ile süper akışkan model üzerine kurulan mikroskobik modelin, kararlı deformasyona sahip çekirdeklerle birlikte kararlı bölgenin uç kısımlarındaki deforme çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin deneysel değerlerini de doğru bir şekilde izah edebildiği görülmüştür.

Tablo 4.4. Dispersiyum izotoplarının kuadrupol momentlerinin heksadekapol deformasyonunun katkısı ile hesaplanmış değerleri

Çekirdek	β_2^{th}	δ_2^{th}	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4=0,07$	$Q_{ih}(barn)$ $\beta_4=0$
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,2825	0,2447	6,164	6,134
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,4860	0,4233	6,376	6,345
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,5690	0,4967	6,505	6,398
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,5850	0,5112	6,587	6,475
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,6165	0,5394	6,667	6,561

BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Süperakışkan teorisinin G_N ve G_Z eşleşme etkileşme sabitlerine denk gelen Δ ve λ parametreleri (4.22) denklemleri ile hesaplanmış değerleri $^{156-164}_{66}\text{Dy}$ izotopları için Tablo 4.1'de verilmiştir. Diğer deforme çekirdeklere ait hesaplanmış değerler EK.B'de verilmiştir. Bu parametrelerin yardımıyla $^{156-164}_{66}\text{Dy}$ izotoplar zinciri (4.19) ve (4.20) denklemleri ile kuadrupol momentlerinin elde edilen teorik değerlerinin A kütle sayısına bağlı değişmesi Şekil 4.1'de gösterilmiştir. diğer deforme çekirdekler için bu değişim EK.B'de verilmiştir. Şekilde karşılaştırma yapabilmek için kuadrupol momentlerinin deneysel değerleri de verilmiştir. Kuadrupol momentlerinin teorik sonuçları ile A kütle sayısına göre değişimi deneyin öngördüğü hata oranları ile uyum içindedir.

Tablo 4.2'de $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen β_2 ve δ_2 parametrelerinin değerleri (4.17) formülünün yardımıyla elde edilmiş uygun deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Diğer deforme çekirdek izotoplarının sonuçları Ek.B' de gösterilmiştir. β_2 parametresinin çalışma [12] de verilen değerleri ile β_R olarak verilip karşılaştırma imkanı sunulmak istenmiştir.

Tablo 4.4'de ise çalışma [12] de verilen deformasyon parametreleri ile hesaplanan $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadrupol momentleri verilmiştir. Diğer deforme çekirdek izotoplarının sonuçları Ek.B'de gösterilmiştir. Tabloda $\beta_4=0$ durumundaki değerler verilerek karşılaştırma yapabilmek imkanı verilmek istenmiştir.

Kuadrupol deformasyon parametresi β_2 (4.11) ve (4.17) formülünde $B(E2)$ ihtimalinin deneysel verileri [12] kullanılarak hesaplanmıştır. Deforme çekirdeklerin izotopları için teori ile deney sonuçlarının farklılığının sebebi kuadrupol momentinin

hesaplanmasında kullanılan varsayımın geçersizliğidir ki bu da dolmuş kabuklara yakın çekirdeklerde en düşük 2^+ seviyesinin rotasyon olmamasının göstergesidir.

Teori ile deney sonuçlarının deneysel hata oranları ile uyduğu görülmüştür. Lakin geçiş bölgesindeki deforme çekirdek izotoplarının deforme bölgenin uç noktalarına yerleşmesi neticesinde rotasyon olmayabilirler ve sonuçta β_2 kuadrupol momentlerinin (4.17) formülünden elde edilen deneysel değerleri bu çekirdeklerin gerçek kuadrupol momentlerini göstermeyebilir. Bu nedenle kuadrupol momentlerinin deneylerle ölçülmesi teori açısından çok önemlidir.

İncelenen tüm izotoplar için heksadekapol deformasyonun dikkate alınması kuadrupol momentlerine %1'den az miktarda katkı sağlamıştır.

Sonuç itibarı ile süper akışkan model üzerine kurulan mikroskobik modelin, kararlı deformasyona sahip çekirdeklerle birlikte kararlı bölgenin uç kısımlarındaki deforme çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin deneysel değerlerini de doğru bir şekilde izah edebildiği görülmüştür.

KAYNAKLAR

- [1] KUMAR, K., BARANGER, M., “Nuclear Deformations in the Pairing-Puls-Quadrupole Model (V). Nucl. Phys. A,122-248, 1968
- [2] KUMAR, K., BARANGER, M., “ Nuclear Deformations in the Pairing-Puls-Quadrupole Model(V). Energy Levels And Electromagnetic Moments of the W, Os and Pt Nuclei”, Nucl. Phys. A, 122-273, 1968
- [3] 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
- [4] MARSELAK, E., R., AND TASMUSSEN J.O., “Collective Vibration of Spheroidal Eu Nuclei, Nucl. Phys., 43-438, 1963
- [5] GUPTA, J. B., “Nuclear Structure Of ¹⁴⁶⁻¹⁵⁴ Sm in the Dinamic Pairing-Plus-Quadrupole Model” Phys.Rev.C 28,4,1829-1836, 1983
- [6] MEYEROF, W.E., “Elements of Nuclear Phsics”, Mc Graw Hill, 1989
- [7] HORNYAK, W. F., “ Nuclear Structure”, Academic Press, New York, 1975
- [8] BURCHAM, W. E., “ Nuclear Physics”,Logman Green and Co Ltd., London, 1975
- [9] S. ŞEN, A-150 Deforme Bölge Girişinde Bazı Çekirdeklerin Elektromanyetik Geçişlerinin Kutupsal Karışım Oranlarının İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Kırıkkale, 2000
- [10] I., KAPLAN, “ Nükleer Fizik”, Çeviren Nusret Kürkçüoğlu, Berksoy Matbaası, İ.T.Ü., 1965
- [11] P. MARMIER AND E., SHELDON, Physics of Nuclei and Particles, vol I, P 1290
- [12] S. RAMAN, C. H. MALARKOY, W. T. MILNER, C. W. NESTOR, J. R AND P. H. STELSEN, “Transtion Probality B(E2) From Ground to the First-Exited 2⁺ State of Even-Even Nuclei”, Atomic Data and Nuclear Data Tables 36,1-96, 1987

- [13] KENNETH S. KRANE JOHN WILEY & SONS, Introductory Nuclear Physics, 1988
- [14] D. THOULESS, Quantum Mechanics of Many- Body Systems, Academic Press, New York 1961
- [15] K. BRUECKNER, Theory of Nuclear Matter, in Theory of Nuclear Structure Durod, Paris, 1959
- [16] ARIMA, A. AND IACHELLO, F., Ann Phys (Ny) 99, 253, 1976
- [17] IACHELLO, F., AND ARIMA, A., Phys. Rev. Lett. B53,309, 1974
- [18] SCHOLTEN, O. Ph.D Thesis (Kernfisich Versneller Instituut Groningen), 1980
- [19] LIPAS, P.O., International Review of Nuclear Physics, V. 2.(World Scientific, Singapore).175, 1984
- [20] J. BARDEEN, L. N. COOPER AND R. SCHRIFFER, Theory of Super Conductivity, Physical Review, 1175, 1957
- [21] CHUU, D, S AND HSIEH, S. T., "Iba- 1 Studied of Strogly Deformed Nuclei Near A=150" J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 16, 583-592, 1990
- [22] PRESTON M., Physics of the Nucleus, Addison-Wesley, Reading, Mass, 1962
- [23] P. SCHUCK BY SPRINGER-VERLAG, The Nuclear Many-Body Problem P. Ring, New York Inc, 1980
- [24] BOGOLYUBOV, N. N., Sov. Phys. Usp. 2; 236, 1959
- [25] A. BOHR AND B. MOTTELSON, Nuclear Structure, vol.1 Benjamin, New York and Amsterdam, 1969
- [26] K. A. ERB., J. E. HOLDAN. I. Y. LEE, J. X. SALADIN, T. K. TAYLOR, Quadrupole and Hexadecapole Deformation Rare Earth Nuclei, Phys. Re. Lett. 29, 1010, 1972
- [27] M. CERKASKI, Et Al. Phys. Letter. B70, 9, 1977
- [28] MOTTELSON, B. R. AND NILLSON S., G.İ Mat- Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.1, No. 8, 1959
- [29] P. E. NEMIROVSKIJ AND V.A. CHEPURNOV, Yad. Fiz. 3, 998, (Translation, Soviet J. Nucl. Phys. 3, 730 (1966))

- [30] V. G. SOLOVREV, Theory of Complex Nuclei Perguman Press P. 58 Newyork 1976
- [31] M. PRESTON, Physics of The Nucleus Attison- Wesley, Reading, Mass, 1962
- [32] J. ELLIOTT AND A. LANE, Encyclopedia of Phsics 39, 240
- [33] J. ELLIOTT, Selected Topics in Nuclear Theory, P. 157, Iaea, Vienna, 1963

EKLER

EK A. Açısal Momentumun Vektörel Hesabı

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

(a) Bir parçacığın yörüngesel ve spin açısal momentumlarını birlikte ele aldığımızı düşünelim. Yörüngesel açısal 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 açısal 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 açısal 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 $JM J_1 J_2$ kuantum sayıları ile bulunur.

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

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2| \quad (\text{A.1})$$

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

Yukarıdaki (A.1) ifadesini kısaca $\Delta(j_1 j_2 J)$ ile göstereceğiz ve buna üçgen kuralı diyeceğiz. Toplam açısal 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) deki toplam m_1 ve m_2 kuantum sayılarından birine göre yapılır. (A.1, A.2, A.3) nolu tablolarda $j_2=1/2, 1$ ve bazı $j_2=2$ değerine göre bu katsayıların hesabı 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	$\left[\frac{(j_1-M)(j_1-M+1)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1-M)(j_1+M)}{j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1+M+1)(j_1+M)}{2j_1(2j_1+1)} \right]^{1/2}$

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

$J=j_1+2$	$\langle j_1 0 m_1 m_2 J, m_1 + m_2 \rangle = \delta_{j_1 J} \delta_{m_2 0}$
$J=j_1+1$	$M \left[\frac{3(j_1-M+1)(j_1+M+1)}{j_1(2j_1+1)(j_1+1)(j_1+2)} \right]^{1/2}$
$J=j_1$	$\left[\frac{3M^2 - j_1(j_1+1)}{\sqrt{(2j_1-1)(j_1+1)(2j_1+3)j_3}} \right]$
$J=j_1-1$	$-M \left[\frac{3(j_1-M)(j_1+M)}{(2j_1+1)(j_1+1)(j_1-1)} \right]^{1/2}$
$J=j_1-2$	$\left[\frac{3(j_1-M)(j_1-M-1)(j_1+M)(j_1+M-1)}{j_1(2j_1-2)(2j_1-1)(2j_1+1)} \right]^{1/2}$

Vektör katsayıları aşağıdaki simetri şartlarına uyarlar.

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

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

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

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

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

Bu katsayılar aynı zamanda aşağıdaki ortogonallik şartlarına tabidir.

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

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

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

(A.11) ifadesinin daha özel hali,

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

olarak yazılabilir. Çok sık kullanılan başka bir ifade de

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

l_1 ve l_2, j_1 ve j_2 tam değerlerini (A.4)' de yerine yazarsak neticede (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 $2g = l_1 + l_2 + L$

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

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. Bazı Deforme Çekirdeklerin Deformasyon Parametreleri İle Kuadrupol Momentleri

Tablo B.1. Dy izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde)

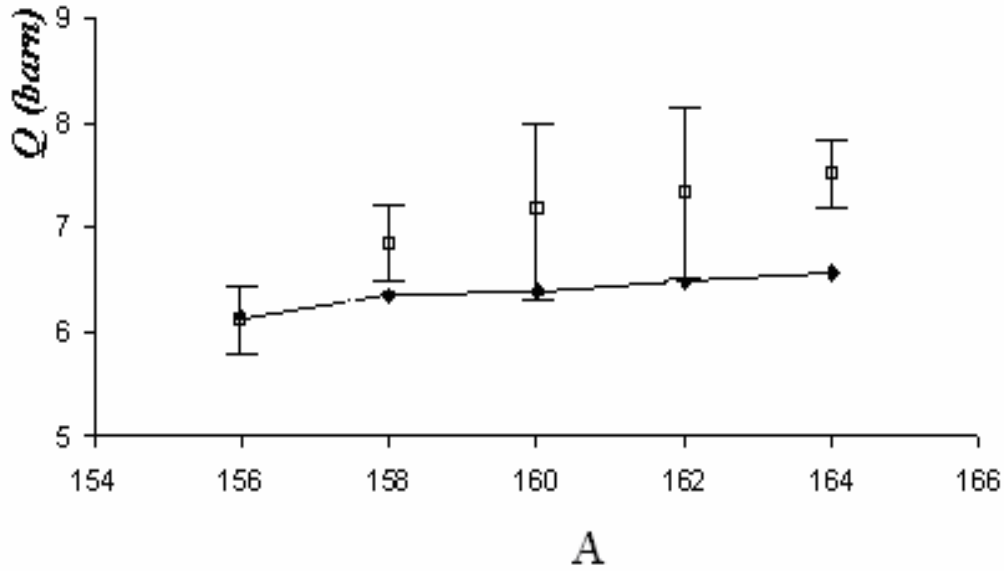
Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{156}_{66}\text{Dy}$	1,15	-7,347	1,03	-5,625
$^{158}_{66}\text{Dy}$	1,12	-7,349	1,03	-4,348
$^{160}_{66}\text{Dy}$	1,07	-6,511	1,03	-6,810
$^{162}_{66}\text{Dy}$	1,01	-6,049	1,03	-7,398
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,95	-5,603	1,03	-7,975

Tablo B.2. Er izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde)

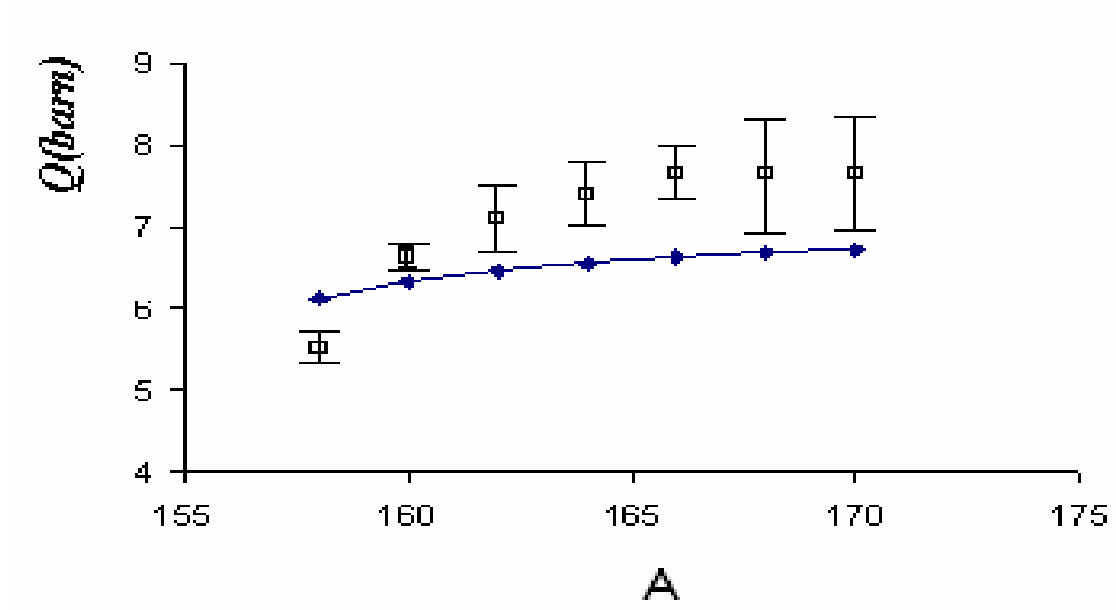
Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{158}_{68}\text{Er}$	1,15	-7,347	1,09	-4,456
$^{160}_{68}\text{Er}$	1,12	-6,937	1,09	-4,981
$^{162}_{68}\text{Er}$	1,07	-6,511	1,09	-5,559
$^{164}_{68}\text{Er}$	1,01	-6,069	1,09	-6,139
$^{166}_{68}\text{Er}$	0,95	-5,603	1,09	-6,712
$^{168}_{68}\text{Er}$	0,88	-5,121	1,09	-7,282
$^{170}_{68}\text{Er}$	0,86	-4,656	1,09	-7,842

Tablo B.3. Hf izotoplarının süperakışkan modelde gap ve kimyasal potansiyel parametreleri (MeV birimlerinde)

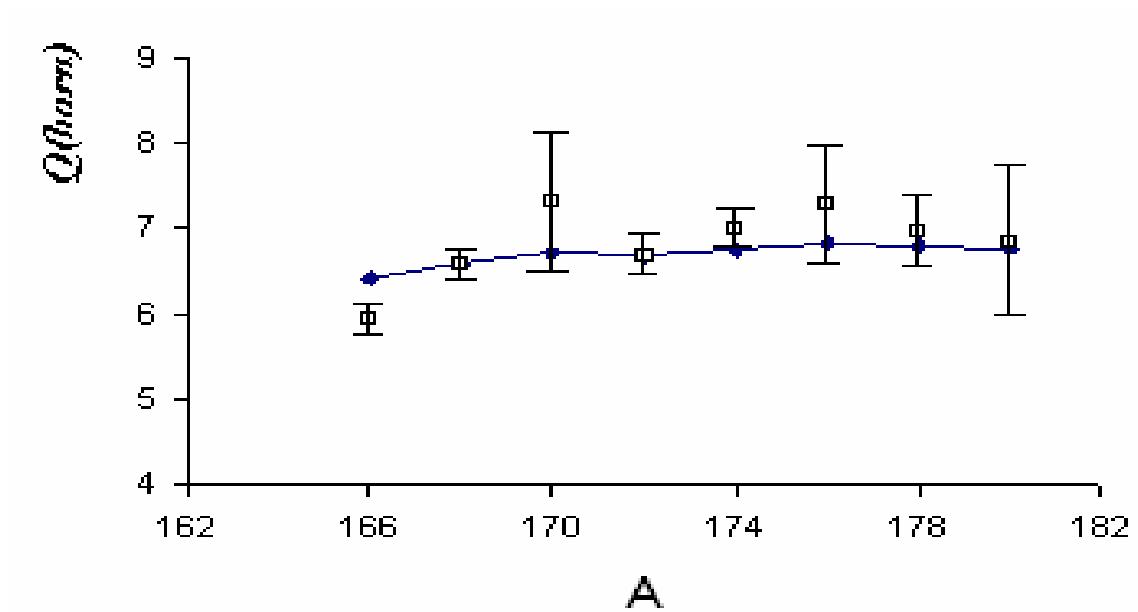
Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{166}_{72}\text{Hf}$	1,07	-6,511	0,92	-3,474
$^{168}_{72}\text{Hf}$	1,01	-6,069	0,92	-3,885
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,95	-5,603	0,92	-4,316
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,88	-5,121	0,92	-5,010
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,86	-4,656	0,92	-5,504
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,82	-4,180	0,92	-6,003
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,81	-3,707	0,92	-6,618
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,82	-3,320	0,92	-7,185



Şekil B.1. Çift-çift $^{156-164}\text{Dy}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi. Burada \square deneysel değerlere, \blacklozenge teorik değerlere ve I ise deneysel hata aralığına denk gelir.



Şekil B.2. Çift-çift $^{158-170}\text{Er}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi. Burada □ deneysel değerlere, ♦ teorik değerlere ve I ise deneysel hata aralığına denk gelir.



Şekil B.3. Çift-çift $^{166-180}\text{Hf}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi. Burada □ deneysel değerlere, ♦ teorik değerlere ve I ise deneysel hata aralığına denk gelir.

Tablo B.4. Kuadrupol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel değerleri. Burada β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri (4.11) formülünü yardımıyla hesaplanmış, β_2^{th} ve δ_2^{th} değerleri ise kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle bulunmuştur. β_R Deformasyon parametresi ise (4.11) formülündeki β_2^2 içeren terim ihmal edilerek hesaplanmış deneysel değerlerdir.

Çekirdekler	β_R [38]	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,2929	0,2672	0,2825	0,2538	0,2447
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,3255	0,2943	0,4860	0,2825	0,4233
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,3387	0,3052	0,5690	0,2943	0,4967
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,3340	0,3087	0,5850	0,2982	0,5112
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,3481	0,3129	0,6165	0,3029	0,5394
$^{158}_{68}\text{Er}$	0,255	0,2351	0,081	0,2209	0,0698
$^{160}_{68}\text{Er}$	0,304	0,2765	0,400	0,2639	0,3480
$^{162}_{68}\text{Er}$	0,3222	0,2916	0,512	0,2800	0,4468
$^{164}_{68}\text{Er}$	0,3333	0,3007	0,580	0,2899	0,5071
$^{166}_{68}\text{Er}$	0,3420	0,3079	0,634	0,2978	0,5522
$^{168}_{68}\text{Er}$	0,3381	0,3047	0,608	0,2946	0,5325
$^{170}_{68}\text{Er}$	0,3363	0,3032	0,604	0,2932	0,5293
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,250	0,2308	0,112	0,2172	0,0969

Tablo B.4. (Devam) Kuadrupol deformasyon parametrelerinin teorik ve deneysel değerleri. Burada β_2^{exp} , δ_2^{exp} değerleri (4.11) formülünü yardımıyla hesaplanmış, β_2^{th} ve δ_2^{th} değerleri ise kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle bulunmuştur. β_R Deformasyon parametresi ise (4.11) formülündeki β_2^2 içeren terim ihmal edilerek hesaplanmış deneysel değerlerdir.

<i>Çekirdekler</i>	β_R [38]	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0,275	0,2521	0,274	0,2392	0,2384
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,301	0,2740	0,480	0,2622	0,4197
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,276	0,2530	0,282	0,2404	0,2457
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,286	0,2614	0,362	0,2494	0,3162
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,2953	0,2692	0,435	0,2577	0,3807
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,2803	0,2566	0,331	0,2447	0,2893
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,2738	0,2511	0,301	0,2391	0,2630

Tablo B.5. Kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri

Çekirdekler	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q(\text{Teorik})$ (barn)	$Q [P]$ (barn)	Q_{unif} (barn)
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,2672	0,2825	0,2538	0,2447	3,648	2,486	6,134	6,107	5,8842
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,2943	0,4860	0,2825	0,4233	3,633	2,712	6,345	6,844	6,5821
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,3052	0,5690	0,2943	0,4967	3,801	2,597	6,398	7,183	6,9019
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,3087	0,5850	0,2982	0,5112	3,873	2,602	6,475	7,33	7,0462
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,3129	0,6165	0,3029	0,5394	3,936	2,625	6,561	7,503	7,2079
$^{158}_{68}\text{Er}$	0,2351	0,081	0,2209	0,0698	3,633	2,498	6,131	5,53	5,3376
$^{160}_{68}\text{Er}$	0,2765	0,400	0,2639	0,3480	3,710	2,638	6,348	6,63	6,3949
$^{162}_{68}\text{Er}$	0,2916	0,512	0,2800	0,4468	3,785	2,688	6,474	7,097	6,8268
$^{164}_{68}\text{Er}$	0,3007	0,580	0,2899	0,5071	3,857	2,711	6,567	7,402	7,1158
$^{166}_{68}\text{Er}$	0,3079	0,634	0,2978	0,5522	3,920	2,727	6,646	7,656	7,3575
$^{168}_{68}\text{Er}$	0,3047	0,608	0,2946	0,5325	3,975	2,709	6,684	7,63	7,3334
$^{170}_{68}\text{Er}$	0,3032	0,604	0,2932	0,5293	4,020	2,698	6,718	7,65	7,3528
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,2308	0,112	0,2172	0,0969	3,755	2,676	6,431	5,93	5,7285

Tablo B.5(Devam) Kuadrupol momentlerinin fit edilmesiyle elde edilen deformasyon parametreleri

Çekirdekler	β_2^{exp}	β_2^{th}	δ_2^{exp}	δ_2^{th}	Q_n (barn)	Q_p (barn)	$Q(\text{Teorik})$ (barn)	$Q [P]$ (barn)	Q_{unif} (barn)
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0,2521	0,274	0,2392	0,2384	3,826	2,751	6,577	6,57	6,3398
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,2740	0,480	0,2622	0,4197	3,889	2,820	6,709	7,3	6,9821
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,2530	0,282	0,2404	0,2457	3,944	2,743	6,687	6,70	6,4630
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,2614	0,362	0,2494	0,3162	3,989	2,766	6,755	7,00	6,7443
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,2692	0,435	0,2577	0,3807	4,030	2,787	6,817	7,28	7,0126
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,2566	0,331	0,2447	0,2893	4,057	2,738	6,795	6,961	6,7135
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,2511	0,301	0,2391	0,2630	4,067	2,714	6,781	6,85	6,6099

Tablo B.6. Dispersiyum izotoplarının kuadrupol momentlerinin heksadekapol deformasyonunun katkısı ile hesaplanmış değerleri

Çekirdek	β_2^{th}	δ_2^{th}	$Q_{\text{th}}(\text{barn})$ $\beta_4=0,07$	$Q_{\text{th}}(\text{barn})$ $\beta_4=0$
$^{156}_{66}\text{Dy}$	0,2825	0,2447	6,164	6,134
$^{158}_{66}\text{Dy}$	0,4860	0,4233	6,376	6,345
$^{160}_{66}\text{Dy}$	0,5690	0,4967	6,505	6,398
$^{162}_{66}\text{Dy}$	0,5850	0,5112	6,587	6,475
$^{164}_{66}\text{Dy}$	0,6165	0,5394	6,667	6,561

Tablo B.7. Erbiyum izotoplarının kuadrupol momentlerinin heksadekapol deformasyonunun katkısı ile hesaplanmış değerleri

Çekirdek	β_2^{th}	δ_2^{th}	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4=0,03$	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4=0$
$^{158}_{68}\text{Er}$	0,081	0,0698	6,155	6,131
$^{160}_{68}\text{Er}$	0,400	0,3480	6,373	6,348
$^{162}_{68}\text{Er}$	0,512	0,4468	6,505	6,474
$^{164}_{68}\text{Er}$	0,580	0,5071	6,600	6,567
$^{166}_{68}\text{Er}$	0,634	0,5522	6,690	6,646
$^{168}_{68}\text{Er}$	0,608	0,5325	6,728	6,684
$^{170}_{68}\text{Er}$	0,604	0,5293	6,762	6,718

Tablo B.8. Hafniyum izotoplarının kuadrupol momentlerinin heksadekapol deformasyonunun katkısı ile hesaplanmış değerleri

Çekirdek	β_2^{th}	δ_2^{th}	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4=-0,02$	$Q_{th}(barn)$ $\beta_4=0$
$^{166}_{72}\text{Hf}$	0,112	0,0969	6,412	6,431
$^{168}_{72}\text{Hf}$	0,274	0,2384	6,558	6,577
$^{170}_{72}\text{Hf}$	0,480	0,4197	6,693	6,709
$^{172}_{72}\text{Hf}$	0,282	0,2457	6,666	6,687
$^{174}_{72}\text{Hf}$	0,362	0,3162	6,736	6,755
$^{176}_{72}\text{Hf}$	0,435	0,3807	6,798	6,817
$^{178}_{72}\text{Hf}$	0,331	0,2893	6,774	6,795
$^{180}_{72}\text{Hf}$	0,301	0,2630	6,757	6,781

ÖZGEÇMİŞ

Süleyman KÜÇÜK, 22.09.1979 yılında Hendek ilçesine bağlı Kocatöngel köyünde doğdu. İlkokul tahsilini Mehmet Nuri İlköğretim okulunda, ortaokul ve lise eğitimini Ali Dilmen Lisesi'nde tamamladı. 2002 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü bitirdi. 2003 yılında Sakarya Üniversitesinde Tezsiz Yüksek Lisans yapıp aynı yıl mezun oldu. 2004 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans programını kazandı. 2006 yılında Gümrük Müsteşarlığına memur olarak atandı. Halen bu görevi Kocaeli'nde yürütmektedir.