



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**SPİN-YÖRÜNGE POTANSİYELİNİN VALANS NÜKLEON  
SAYISI İLE DEĞİŞİMİ**

**Aslı KUŞOĞLU**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Nükleer Fizik Programı**

**Danışman**

**Prof. Dr. Melih BOSTAN**

**Aralık, 2009**

**İSTANBUL**



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**SPİN-YÖRÜNGE POTANSİYELİNİN VALANS NÜKLEON  
SAYISI İLE DEĞİŞİMİ**

**Ash KUŞOĞLU**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Nükleer Fizik Programı**

**Danışman**

**Prof. Dr. Melih BOSTAN**

**Aralık, 2009**

**İSTANBUL**

Bu çalışma 18.12.2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Melih BOSTAN(Danışman)  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi

Prof. Dr. M. Nizamettin ERDURAN  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Metin SUBAŐI  
Yıldız Teknik Üniversitesi  
Fen-Edebiyat Fakültesi

Doç. Dr. İskender A. REYHANCAN  
Namık Kemal Üniversitesi  
Fen-Edebiyat Fakültesi

Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM  
İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesi

Bu alışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliđinin 2850 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

## **ÖNSÖZ**

Lisans ve yüksek lisans öğrenimim sırasında ve tez çalışmam boyunca desteğini esirgemeyen, karşılaştığım tüm sorunları çözmeme yardımcı olan ve her konuda bilgi kaynağım olan danışmanım Prof. Dr. Melih BOSTAN'a katkıları ve hayatımdaki varlığından dolayı teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışmam boyunca yardım ve desteğini esirgemeyen çok değerli hocam Prof. Dr. M. Nizamettin ERDURAN'a teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışma boyunca yardımlarını esirgemeyen her konuda tereddütsüz yardım eden Dr. Eda ŞAHİN, Araş. Gör. Dr. Elif İNCE ve Deha ETABEK'e teşekkür ederim.

Son olarak hayatımın her aşamasında benden sonsuz destek, ilgi ve şevkatlerini esirgemeyen bir çocuğun sahip olabileceği en iyi anne baba, Züleyha ve Ahmet KUŞOĞLU'na ve sevgili kardeşim Gizem KUŞOĞLU'na teşekkür ederim.

**Aralık, 2009**

**Ash KUŞOĞLU**

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	İ
İÇİNDEKİLER.....	İİ
ŞEKİL LİSTESİ.....	İV
TABLO LİSTESİ.....	VI
KISALTMALAR .....	İX
ÖZET.....	X
SUMMARY .....	XI
1. GİRİŞ .....	1
2. GENEL KISIMLAR .....	5
2.1. NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMESİ.....	5
2.1.1. Nükleer Kuvvetin Özellikleri .....	8
2.2. NÜKLEON-NÜKLEON KUVVET BİLEŞENLERİ .....	11
2.2.1. Merkezi Kuvvet Bileşeni .....	12
2.2.2. İki-Cisim Tensör Kuvvet Bileşeni .....	12
2.2.3. İki-Cisim Spin-Yörünge Bileşeni .....	12
2.3. BAĞIMSIZ PARÇACIK MODELİ .....	14
2.3.1. Potansiyeldeki Fermiyonların Genel Özellikleri .....	24
2.3.2. Tek Parçacık Potansiyelleri .....	27
2.3.3. Nükleer Kabuk Modeli Öngörülleri ve Sihirli Sayılar .....	29
2.4. TEK PARÇACIK ENERJİLERİNİN KÜTLE BAĞIMLILIĞI .....	39
2.5. TEK PARÇACIK YÖRÜNGELERİNİN NİLSSON NOTASYONU .....	40
2.6. KARARLILIK EĞRİSİ UZAĞINDA TEK PARÇACIK SEVİYELERİ.....	43
2.6.1. Nötron Zengin Çekirdeklerde Nötron Yüzeyi .....	44
2.6.2. Tensör Etkisi .....	45
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	49
3.1. HARTREE-FOCK YÖNTEMİ.....	49

<b>3.2. HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV YÖNTEMİ .....</b>	<b>51</b>
<b>3.3. SKYRME ETKİLEŞMESİ.....</b>	<b>54</b>
3.3.1. Skyrme Hartree Fock Modelde Spin-Yörünge Etkileşmesi .....	56
3.3.2. HO ve THO Dalga Fonksiyonları .....	58
<b>3.4. PROGRAM HFBTHO (V1.66P).....</b>	<b>59</b>
3.4.1. Kodun Genel Yapısı .....	60
3.4.2. Input Data Dosyası .....	61
3.4.3. Output Dosyaları.....	66
3.4.4. Output Dosyasından Tek-Parçacık Enerji Değerlerinin Okunması.....	67
<b>4. BULGULAR.....</b>	<b>70</b>
4.1. NÖTRON-PROTON ETKİN YARIÇAPI.....	70
4.2. SPİN-YÖRÜNGE YARILMALARI.....	78
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....</b>	<b>104</b>
5.1. Z=8 KAPALI KABUK İZOTOPLARI.....	104
5.2. Z=20 KAPALI KABUK İZOTOPLARI.....	105
5.3. Z=28 KAPALI KABUK İZOTOPLARI.....	106
5.4. Z=50 KAPALI KABUK İZOTOPLARI.....	107
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>109</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>	<b>115</b>

## ŞEKİL LİSTESİ

<b>Şekil 2.1</b>	: Atom çekirdeği gösterimi [8]. .....	5
<b>Şekil 2.2</b>	: Nükleon-nükleon etkileşim potansiyeli.....	7
<b>Şekil 2.3</b>	: Çekirdek içersindeki nükleer kuvvetin davranışı. ....	9
<b>Şekil 2.4</b>	: İki nükleon sistemi için farklı spin yönelimleriyle elde edilen toplam spin ve izospin kuantum sayılarının gösterimi. ....	11
<b>Şekil 2.5</b>	: İki cisim etkileşme potansiyelinin (sol taraf), $U^{(p)}(r)$ ve $U^{(n)}(r)$ ortalama tek-cisim potansiyellerine indirgenmesinin şematik gösterimi [18].....	16
<b>Şekil 2.6</b>	: Merkezi kuvvetli 3 boyutlu kare kuyu potansiyel, tek parçacık ve dalga fonksiyonları [20].....	21
<b>Şekil 2.7</b>	: $N = 4$ ana harmonik osilatör kabuğundan meydana gelen enerji seviyelerinin yarılma gösterimi [1]. ....	28
<b>Şekil 2.8</b>	: Gözlenmiş nötron ayrılma enerjileri [9].....	30
<b>Şekil 2.9</b>	: Şu ana kadar bilinen sihirli sayılar, kararlı (siyah bölge), proton-zengin ve nötron-zengin çekirdeklerin (kırmızı ve mavi bölge) gösterimi. ....	31
<b>Şekil 2.10</b>	: Basit harmonik osilatör (SHO) için tek-parçacık enerjileri, $\ell^2$ terimi ile modifiye edilmiş harmonik osilatör, $\ell^2$ ve spin yörünge ( $\vec{\ell} \cdot \vec{s}$ ) terimlerinin eklemesiyle hesaplanan tek parçacık enerji seviyelerinin şematik gösterimi. ....	32
<b>Şekil 2.11</b>	: Farklı ortalama potansiyellerin radyal bağımlılığı. $V_{sq}$ kare kuyu, $V_{ho}$ harmonik osilatör ve $V_{WS}$ Woods-Saxon potansiyeli. ....	34
<b>Şekil 2.12</b>	: Spin ve yörüngesel açısal momentumlarının paralel ve antiparalel yönelimlerine göre potansiyel değişimi. ....	35
<b>Şekil 2.13</b>	: A kütle numarasının bir fonksiyonu olan tek-parçacık enerjileri [9]....	40
<b>Şekil 2.14</b>	: Deforme Kabuk Model için asimptotik kuantum sayıları. ....	41
<b>Şekil 2.15</b>	: $^{69}\text{Cu}$ 'dan $^{75}\text{Cu}$ 'a tek $A$ değerli bakır izotoplarının tek parçacık yapısının gösterimi. ....	48

<b>Şekil 3.1</b>	: Nötron ve protonlar için asimptotik Nilsson notasyonu. ....	69
<b>Şekil 4.1</b>	: <i>C</i> izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi. ....	74
<b>Şekil 4.2</b>	: <i>O</i> izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi. ....	75
<b>Şekil 4.3</b>	: <i>Ca</i> izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi. ....	76
<b>Şekil 4.4</b>	: <i>Ni</i> izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi. ....	77
<b>Şekil 4.5</b>	: <i>Sn</i> izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi. ....	78
<b>Şekil 4.6</b>	: <i>C</i> ve <i>O</i> izotopları için p kabuğu proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişim $\triangleright$ [9]. ....	94
<b>Şekil 4.7</b>	: <i>Si</i> izotopları için p ve d kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	95
<b>Şekil 4.8</b>	: <i>Ca</i> izotopları için p ve d kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	96
<b>Şekil 4.9</b>	: <i>Si</i> ve <i>Ca</i> izotopları için d kabuğu proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi A[52], B[53], C[54], D[55]. ....	97
<b>Şekil 4.10</b>	: <i>Ni</i> izotopları için d ve g kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	98
<b>Şekil 4.11</b>	: <i>Ni</i> izotopları için f ve g kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	99
<b>Şekil 4.12</b>	: <i>Ni</i> ve <i>Sr</i> izotopları için f kabuğu proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	100
<b>Şekil 4.13</b>	: <i>Sn</i> izotopları için f, g ve h kabuklarının nötron S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	101
<b>Şekil 4.14</b>	: <i>Sn</i> izotopları için f, g ve h kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	102
<b>Şekil 4.15</b>	: <i>Sn</i> , <i>Te</i> ve <i>Ce</i> izotopları için g kabuğu proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi. ....	103

## TABLO LİSTESİ

<b>Tablo 3.1</b>	: Alt program zinciri.....	60
<b>Tablo 3.2</b>	: Input data dosyası .....	61
<b>Tablo 3.3</b>	: force.dat dosyası (SLy4 parametre seti).....	64
<b>Tablo 4.1</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak <i>C</i> ( $Z=6$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).....	71
<b>Tablo 4.2</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak <i>O</i> ( $Z=8$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).....	71
<b>Tablo 4.3</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak <i>Ca</i> ( $Z=20$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).....	72
<b>Tablo 4.4</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak <i>Ni</i> ( $Z=28$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).....	72
<b>Tablo 4.5</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak <i>Sn</i> ( $Z=50$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).....	73
<b>Tablo 4.6</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>C</i> ( $Z=6$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	79
<b>Tablo 4.7</b>	: HFBTHO kodunda SKP parametre seti kullanılarak <i>C</i> ( $Z=6$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	80
<b>Tablo 4.8</b>	: Deneysel ve HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>O</i> ( $Z=8$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV). .....	80
<b>Tablo 4.9</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>O</i> ( $Z=8$ ) izotopları için d ve p kabuk yarılmaları arasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV). .....	80
<b>Tablo 4.10</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Si</i> ( $Z=14$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	81

<b>Tablo 4.11</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Si</i> (Z=14) izotopları için d kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	81
<b>Tablo 4.12</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Ca</i> (Z=20) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	82
<b>Tablo 4.13</b>	: Deneysel ve HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Ca</i> (Z=20) izotopları için d kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV). ....	82
<b>Tablo 4.14</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Ni</i> (Z=28) izotopları için d kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	83
<b>Tablo 4.15</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Ni</i> (Z=28) izotopları için f kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	84
<b>Tablo 4.16</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Ni</i> (Z=28) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	84
<b>Tablo 4.17</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sr</i> (Z=38) izotopları için f kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	85
<b>Tablo 4.18</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sn</i> (Z=50) izotopları için f kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	86
<b>Tablo 4.19</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sn</i> (Z=50) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	87
<b>Tablo 4.20</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sn</i> (Z=50) izotopları için h kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	88
<b>Tablo 4.21</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sn</i> (Z=50) izotopları için f kabuk yarılmasındaki nötron tek-parçacık enerjileri (MeV).....	89

<b>Tablo 4.22</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sn</i> (Z=50) izotopları için g kabuk yarılmasındaki nötron tek-parçacık enerjileri (MeV).....	90
<b>Tablo 4.23</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Sn</i> (Z=50) izotopları için h kabuk yarılmasındaki nötron tek-parçacık enerjileri (MeV).....	91
<b>Tablo 4.24</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Te</i> (Z=52) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	92
<b>Tablo 4.25</b>	: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak <i>Ce</i> (Z=58) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).....	93

## KISALTMALAR

<b>SHO</b>	:	Basit Harmonik Osilatör
<b>HO</b>	:	Harmonik Osilatör
<b>WS</b>	:	Woods Saxon
<b>HF</b>	:	Hartree-Fock
<b>HFB</b>	:	Hartree-Fock Bogolyubov
<b>S.O</b>	:	Spin-Yörünge Etkileşmesi
<b>N-N</b>	:	Nükleon-Nükleon Etkileşmesi
<b>ESPE</b>	:	Etkin Tek Parçacık Enerjisi
<b>n-n</b>	:	Nötron-Nötron Etkileşmesi
<b>n-p</b>	:	Nötron-Proton Etkileşmesi
<b>SHF</b>	:	Skyrme Hartree Fock
<b>s.q</b>	:	Kare Kuyu
<b>HFBTHO</b>	:	Deforme Harmonik Osilatör Hartree-Fock Bogolyubov

## ÖZET

### SPİN-YÖRÜNGE POTANSİYELİNİN VALANS NÜKLEON SAYISI İLE DEĞİŞİMİ

Bu tez çalışması kapsamında, spin-yörünge etkileşmesinin nükleer potansiyele getirdiği katkı ve kapalı kabuk enerji yarılmalarının değişimi artan nükleon sayısı ve izospin bağımlılığı açısından, kararlılık bölgesindeki yarı-sihirli çekirdeklerden başlayarak, kararlılık vadisinin uzağında yer alan nötron veya proton zengin çekirdeklere kadar sistematik olarak incelendi. Spin-yörünge partnerleri arası enerji yarılmasının, valans nükleon sayısı ile azalması, artan nötron yüzey geçirgenliği açısından tartışıldı. Tensör teriminin bu azalmadaki katkısı bazı çekirdekler için değerlendirildi. Kapalı kabuk seviyeleri ve spin-yörünge partnerleri arası enerji yarılmaları, tek-parçacık enerjilerinden elde edildi. Tek-parçacık enerjileri, harmonik salıncı potansiyelinin kullanıldığı Hartree-Fock hesaplamaları ile elde edildi. Nükleon-nükleon etkileşmesi için etkin kuvvet olarak, sıfır erimli, merkezi Skryme türü etkileşme seçildi. Hesaplanan kapalı kabuk enerji yarılmaları, mevcut deneysel kapalı kabuk enerji yarılmaları değerleri ile karşılaştırıldı. Kararlılık bölgesinden uzakta nötron zengin ve nötron eksik çekirdekler için spin-yörünge partnerleri arası enerji yarılmalarındaki değişim, açısal momentum bağımlılığı açısından incelendi. Bu bağımlılık, spin-yörünge etkileşmesinin artan açısal momentum değeri ile nükleer potansiyele getirdiği katkının artış hızı açısından, özgün bir öneri olarak tartışıldı.

## **SUMMARY**

### **EVOLUTION OF SPIN-ORBIT POTENTIAL WITH VALENCE NUCLEON NUMBERS**

In this thesis, the contribution of the spin-orbit interaction to the mean nuclear potential and the evolution of the energy gaps of closed shells with increasing valence nucleon number and isospin are systematically investigated starting from the semi-magic nuclei in the stability region to the neutron or proton-rich nuclei far from the stability-line. The reduction of spin-orbit partners energy splitting is discussed with the increasing neutron difuseness. The effect of tensor interaction on the spin-orbit reduction is evaluated for some special cases. Closed-shell energy gaps and spin-orbit splittings are derived from the effective single-particle energies. The effective single-particle energies are obtained by Hartree-Fock method utilizing a harmonic oscillator potential. The microscopic effective nucleon-nucleon interaction is assumed as zero-range, central Skyrme type effective force. The calculated energy-gaps are compared with the available experimental closed-shell energy gaps. The evolution of spin-orbit partners energy splitting with angular momentum is investigated for the neutron-rich and neutron-deficient nuclei far from the stability-line. This angular momentum dependency of the spin-orbit splitting is discussed as a novel proposal in relation with the increment of the spin-orbit force contribution to the mean nuclear potential with increasing angular momentum.

## 1. GİRİŞ

Nükleer yapı ve nükleer çekirdeği oluşturan proton ve nötronların kuvvetli nükleon-nükleon etkileşmesi ile nasıl bir arada durdukları üzerine bilgilerimiz, nükleer çekirdek haritasının göreceli olarak küçük bir kısmı üzerinde yapılan çalışmalara dayanmaktadır. Kararlı çekirdekler olarak adlandırdığımız bu bölgedeki çalışmalar da genellikle düşük enerjili uyarılmış seviyeler ve küçük rotasyonel deformasyona sahip çekirdeklerle sınırlıdır. Kararlılık bölgesinden uzakta, nötron veya proton zengin çekirdeklerin yapısı ele alındığında, nükleon-nükleon etkileşmesi temelde aynı kalmakla birlikte, nükleonlar arası korelasyon ve nükleer madde ortamının etkisi ile, bu bölgede çok cisim sisteminin kararlılık bölgesinden farklı davranış gösterebileceği öngörülmektedir [1, 2, 3, 4]. Nükleon-nükleon saçılma deneylerinden elde edilen verilere dayanan iki-cisim etkileşmesinden başlayarak, çok-cisim sisteminin oluşturduğu nükleer yapıyı anlamadaki en büyük güçlük, diğer nükleonların korelasyonu ile ortaya çıkan yoğunluk bağımlı etkilerdir. Nükleer yoğunluk matrisi veya G-matrisle doğrudan çözüm oldukça karmaşık ve zordur. Bu noktada iki ana yaklaşım kullanılmaktadır. Bunlarda birincisi, bağımsız parçacık modeline dayanan, Nükleer Kabuk Modeli, diğeri ise yoğunluk bağımlı ortalama alan kuramına dayanan Hartree-Fock yöntemidir. Her iki yöntemde de, nükleon-nükleon etkileşmesi için etkin etkileşim yaklaşımı çıkış noktası olarak alınmaktadır. Serbest nükleon-nükleon etkileşmesi, nükleer madde içersinde, büyük oranda  $N/Z$  oranına, bir diğer deyişle, izospin değerine kuvvetle bağlı bir şekilde modifiye edilir. Hartree-Fock yaklaşımında kullanılan iki cisim etkileşmesi yoğunluk bağımlı bir etkin etkileşmedir. Hartree-Fock yöntemi ve bu yaklaşımda kullanılan etkin etkileşim türleri ilerleyen bölümlerde temel olarak anlatılacaktır.

Nükleer yapı fiziğinde önemli bir yer tutan Nükleer Kabuk Modeli (Nuclear Shell Model), kararlılık vadisinde yer alan ve belirli sayılarda proton ve/veya nötrona sahip çekirdeklerin, civarlarında yer alan diğer çekirdeklerden farklı kararlılık özelliği göstermelerini başarı ile açıklar. Farklı kararlılık özelliği görülen bu proton ve nötron sayıları sihirli sayılar olarak adlandırılır. Etkileşen nükleonlar sisteminin önemli

özelliklerini sergileyen sihirli sayılar, sistemi temsil eden ortalama alan ile yakından ilgilidir. Sihirli sayıların varlığı ve kararlılığı, nükleer kabuk modelinin gelişiminde önemli rol oynayan kapalı kabuk konfigürasyonlarının varlığını da açıklamaktadır. Kapalı kabuk konfigürasyonlarına karşılık gelen sihirli sayılar, harmonik salıncı potansiyeli ile 20 ve daha az nükleon sayısı için doğru olarak üretilirler.  $N=Z=20$  sihirli sayısından sonra gelen kabuk kapanmasını veren 28 sayısını üretebilmek için, nükleer kabuk modeli potansiyeline, spin-yörünge etkileşmesinden kaynaklanan ilave potansiyel teriminin eklenmesi gerekir. Bu spin-yörünge etkileşmesi  $\langle \ell \cdot s \rangle \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$  ile orantılıdır. Burada  $\ell$  açısal momentum,  $s$  nükleonun spini ve  $V$  merkezi nükleer potansiyeldir. Spin-yörünge etkileşmesi, spinleri buldukları yörünge açısal momentumu ile aynı yönde yönelen nükleonlar için itici, spinleri buldukları yörünge açısal momentumu ile ters yönelmiş nükleonlar için çekici özelliكتedir. Kapalı kabuklar arasındaki enerji yarılması artan açısal momentum değeri ile artar. Harmonik salıncı potansiyeline açısal momentum teriminin eklenmesi ile elde edilen ana kapalı kabuklarda yer alan seviyelerin çok-katlılığı, spin-yörünge potansiyelinin eklenmesi ile giderilir. Seviye çok-katlılığının giderilmesi sonucu ortaya çıkan spin-yörünge partnerlerinden büyük açısal momentum değerine sahip olan seviye bir alt kabuğa girer. Bu seviye “*intruder*” seviye ya da farklı pariteli “*beklenmedik seviye*” olarak adlandırılır. Bu seviyenin, beklenmedik seviye olarak alt kabukta yer alması, kabuk kapanmasının sihirli sayıda olmasını sağlar.  $1f_{7/2}$  seviyesi 28 sihirli sayısının,  $1g_{9/2}$  seviyesi 50 sihirli sayısının,  $1h_{11/2}$  seviyesi 82 sihirli sayısının,  $1i_{13/2}$  seviyesi 126 sihirli sayısının kabuk kapanması olarak ortaya çıkmasını sağlayan “*beklenmedik*” seviyelerdir. Bu seviyelerin pariteleri, buldukları kapalı kabuklarda yer alan diğer seviyelerin paritelerinden farklıdır.

Spin-yörünge etkileşmesi, nükleer potansiyelin türevi ile dolayısı ile nükleer yoğunluğun değişimi ile orantılı olduğundan, nükleer çekirdeğin yüzeyinde maksimum değeri alması beklenir. Nükleer yoğunluk değişiminin ve dolayısı ile nükleer potansiyel değişiminin çok az olduğu merkeze yakın bölgelerde ise spin-yörünge etkileşmesinin etkisinin kaybolması beklenir. Yüzey geçirgenliğinin hızla arttığı nötron zengin çekirdekler için spin-yörünge etkileşmesinin zayıflaması beklenir [5].

Belirli enerji seviyelerinde yer alan nükleonların çok-katlılığını gidererek, sihirli sayıların oluşumunu sağlayan spin-yörünge etkileşmesi, her ne kadar tek cisim etkileşmesi olarak ele alınıyorsa da, bu etkileşimin çok nükleon sisteminde nükleer potansiyele getirdiği katkı, farklı çok cisim parametrelerine bağlıdır. Yakın zamanda gerçekleştirilen kuramsal ve deneysel çalışmalar, sihirli sayıların nükleer kararlılık eğrisinden uzaklaştıkça değişebileceğine işaret etmektedir [5, 6]. Spin-yörünge etkileşmesinin tek cisim etkileşmesi özelliğinden başlayarak, etkileşmenin nükleer potansiyele getirdiği katkının, kapalı kabuklar arası enerji yarılmasını değiştiren nükleer parametreler açısından incelenmesi önem taşımaktadır. Etkileşmenin valans nükleon sayısına bağlılığı, izospin bağımlılığı bir diğer deyişle  $N/Z$  oranı ile değişimi ve nükleonlar arası tensör etkileşiminin spin-yörünge terimi üzerine etkisinin anlaşılması, mikroskobik nükleon-nükleon etkileşmesi ve etkin alan kuramı açısından önemlidir. Nötron ayırma enerjisi  $S_n$  ve proton ayırma enerjisi  $S_p$  sıfır olduğunda, nükleer çekirdeğe daha fazla nükleon eklenemez ve nükleer çekirdeğin kararlılığının sonuna gelinir. Nükleer haritada bu sınır, nötron damlama çizgisi (neutron drip-line) veya proton damlama çizgisi (proton drip-line) olarak adlandırılır. Radyoaktif çekirdek huzmesi ile yapılan deneyler, aşırı nötron-proton oranına,  $N/Z$  değerine sahip çok kısa yarı ömürlü çekirdeklerle çalışma olanağı yaratmıştır. Yüksek izospin değerlerine sahip bu egzotik çekirdekler üzerinde yapılan deneysel ve kuramsal çalışmalar, yakın zamanda nükleer fiziğin en aktif araştırma alanlarından biri olmuştur. Sihirli sayılarda proton veya nötrona sahip yarı-sihirli çekirdeklerde artan nötron veya proton sayısının spin-yörünge potansiyeline etkisinin anlaşılması, nükleer yapı fiziğinin son zamanlarda üzerinde yoğun olarak çalışılan bir konudur. Kararlılık eğrisi boyunca yer alan çekirdeklerde karşılaşılan nükleer yapı özelliklerinden farklı özellikler gösteren çekirdeklerin anlaşılması için kuramsal modeller ve teknikler geliştirilmektedir. Özellikle nötron zengin bölgede, en dış yörünge nötronlarının zayıf bağlanması, fermi enerji seviyesi altında yer alan bağlı tek parçacık seviyelerinin sürekli bölge ile çiftlenimi, nötron yüzey difüzyonunun artması ile nükleer kabuk yapısında belirgin değişimler gözlenir. Nötron zengin çekirdeklerin kuramsal olarak tanımlanmasındaki temel güçlük, fermi enerji seviyesinin parçacık süreklilik bölgesine (parçacık ayrılmasına da izin verilen uyarılmış seviyeler bölgesine ) yakınlığıdır. Parçacık-boşluk ve çift uyarılması sürekli bölgeye ulaşır. Kuramsal model, bağlı seviyelerle sürekli bölge arasındaki çiftlenimi açıkça içermelidir [7].

Nükleer yapı fiziğinde, çekirdeğin özelliklerini hesaplamak için geliştirilen modern ortalama alan hesaplamaları, Skyrme veya Gogny türü etkin nükleon-nükleon kuvvetlerini temel alan rölativistik olmayan yaklaşımlar veya etkin bir Langrangian için dalga fonksiyonunu çözümleyen rölativistik ortalama alan hesaplamalarıdır. Her ne kadar, Skyrme ve Gogny türü etkileşmeleri kullanan rölativistik olmayan konvansiyonel modellerle, rölativistik ortalama alan kuramı (relativistic mean field theory), kararlılık eğrisine yakın çekirdekler için çok benzer özellikler öngörseler de, yakın zamanda, aşırı nötron zengin çekirdeklerin (neutron drip-line nuclei) yapısı üzerine gerçekleştirilen çalışmalar, önemli ölçüde farklılıklar göstermektedir. Özellikle, spin-yörünge potansiyelinin izospin bağımlılığı bu farklılıklardan biridir [7].

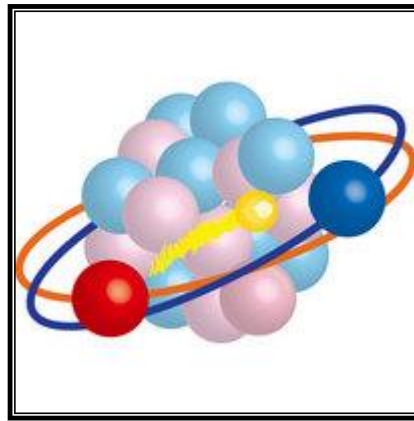
Bu çalışmada, kararlı çekirdeklerde gözlenen ve sihirli sayılara karşılık gelen kapalı kabuklar arasındaki enerji yarılmalarının değişimi, nötron ve proton damlama çizgilerine yakın, nötron zengin ve nötron eksik çekirdekler için incelendi. Kapalı kabukları oluşturan spin-yörünge partnerleri arası enerji yarılmaları tek-parçacık enerjilerinden bulundu. Tüm yörüngeler için tek-parçacık enerjileri, deforme eksenel simetrik harmonik osilatör potansiyelin kullanıldığı Hartree-Fock-Bogolyubov hesaplamaları ile elde edildi. Valans nükleonların etkin etkileşmesi için sıfır erimli, merkezi, parametrik Skyrme etkileşmesi kullanıldı. Farklı kapalı kabuk seviyelerinde gözlenen kapalı kabuk enerji yarılmasının değişimi, çekirdekteki toplam nükleon sayısına, valans nükleon sayısına ve artan açısız momentum değerine bağlı olarak incelendi. Spin-yörünge partnerleri arasındaki enerji yarılmasına katkıda bulunan bir diğer etkileşme nükleonlar arası tensör etkileşmesidir. Spin-yörünge partnerlerinde bulunan nükleonların bazı özel yörüngeleri işgal eden diğer nükleonlarla yapmış olduğu tensör etkileşmesi, bu spin-yörünge partnerlerinden biri için çekici olurken diğeri için itici karakter göstermektedir. Bazı özel haller için tensör etkileşmesinin etkisi bu tez kapsamında tartışılmıştır. Spin-yörünge partnerleri arası enerji yarılmasının artan izospin değeri ile azalma oranı farklı yörüngesel açısız momentum değerleri için sistematik olarak değerlendirilmeye çalışıldı. Ayrıca, spin-yörünge partnerlerinin her ikisinin de fermi enerji seviyesinin altında kaldığı konfigürasyonla, bunlardan birinin fermi enerji seviyesi üzerinde yer aldığı konfigürasyonda spin-yörünge enerji yarılmaları karşılaştırılarak, kabuk yarılmasına kor çekirdek etkisi tartışıldı.

## 2. GENEL KISIMLAR

Atom çekirdeği, doğada bulunan en ilginç kuantum sistemlerinden biridir. Genel olarak atom çekirdeği, etkileşen hadronlardan oluşan sonlu bir sistem olarak düşünülür. Uyarılmamış atom çekirdeğinde bu hadronlar nükleonlar olarak adlandırılan nötronlar ve protonlardır. Atom çekirdeği içinde nükleonlar Fermi-Dirac istatistiğine uygun davranışlar gösterdiğinden, nükleer çekirdek, etkileşen fermionların oluşturduğu sonlu bir sistem olarak da tanımlanabilir. Belirli sayıda (1-250) nükleonun oluşturduğu bu sistemin boyutu 2-10 fm arasında ve yoğunluğu da  $0.17$  nükleon/fm<sup>3</sup> civarındadır.

Atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar arasındaki en önemli etkileşme kısa erimli kuvvetli nükleer etkileşmedir. Atom çekirdeği çevresinde elektron bulutuyla kaplı olduğu kuramına benzer şekilde nükleonların çevresinde mezon bulutuyla kaplı olduğu öngörülür. Yavaşlatılan elektronların yayınladığı elektromanyetik Bremsstrahlung ışımaya benzer şekilde, nükleonlar yavaşlatılıp durdurulduklarında karakteristik radyasyon yayınlamalarıdır. Bu süreçte yayınlanan radyasyonun mezon olduğu düşünülür. Değiş-tokuş edilen bu momentum nükleonlar arası kuvvetin oluşturulmasına yol açar.

### 2.1. NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMESİ



Şekil 2.1: Atom çekirdeği gösterimi [8].

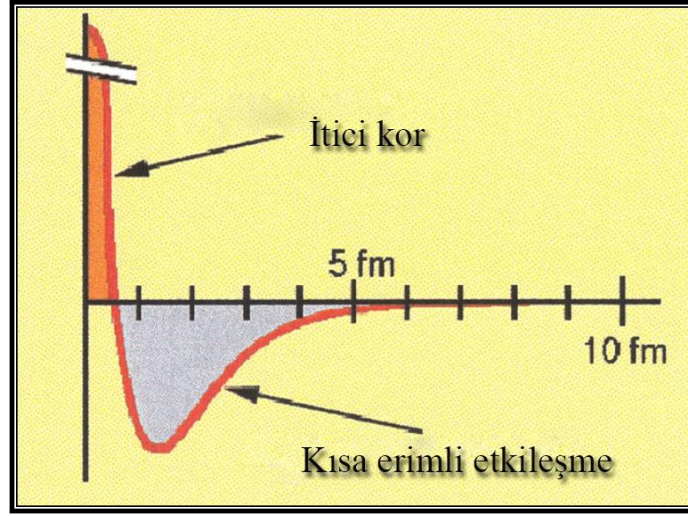
Atom çekirdeği korunu oluşturan proton ve nötronlar Şekil 2.1’de sırasıyla açık pembe ve mavi küreler olarak temsil edilmiştir. Bu kor dışında hareket eden valans nükleonlar kırmızı protonu ve koyu mavi nötronu gösterecek şekilde tasvir edilmiştir. Nükleonlar birbirleriyle nükleer kuvvet vasıtasıyla etkileşirler ve bu etkileşimde değiş-tokuş edilen  $\pi$  mezon sarı renkle gösterilmektedir. Tek-pion değişim potansiyeli olarak da adlandırılan bu potansiyel Yukawa potansiyeli formundadır. Valans nükleonları arasındaki etkileşme efektif etkileşme olarak adlandırılırken, tüm nükleonların yapmış olduğu tek cisim katkısı toplanarak merkezi bir tek cisim potansiyeli oluşturulur. Nükleonlar kendi oluşturdukları bu merkezi potansiyelde bağlı olarak hareket ederler. Nükleonlar arası etkin etkileşme, tüm Hilbert uzayı ve nükleer ortamın sınırlı bir kısmında aktiftir. Nükleer kora bağlı olan valans nükleonlar arasındaki etkin etkileşme serbest nükleon-nükleon etkileşmesinden farklı olmakla birlikte, etkin kuvvetin tanımlanmasında yalnızca serbest nükleon etkileşmesinin özellikleri dikkate alınır. İyi bir yaklaşıklıkla ve tek-pion değişimi (OPEP) dahil edilirse, serbest nükleon etkileşmesi aşağıdaki formda verilebilir [9].

$$V_{\pi}^{OPEP} = \frac{1}{3} \frac{f^2}{\hbar c} m_{\pi} c^2 \left\{ \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \left( 1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2} \right) S_{12} \right\} \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (2.1)$$

Burada  $c$  ışık hızı,  $m_{\pi}$  pion kütlesi,  $\mu \equiv \frac{m_{\pi} c}{\hbar} = 0.70 \text{ fm}^{-1}$  indirgenmiş kütle ve  $\frac{f^2}{\hbar c} = 0.081 \pm 0.002$  nükleon-pion çiftlenim sabitidir.  $S_{12}$  ise

$$S_{12} = 3 \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (2.2)$$

tensör operatörüdür. Eşitlik 2.1 ile verilen nükleon-nükleon etkileşmesinin optimum olduğu mesafe  $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \simeq 1.5 - 2 \text{ fm}$  aralığıdır. İki nükleon arası mesafe  $r \leq 0.5 \text{ fm}$  ve daha kısa olduğunda, tek-pion değişim potansiyeli pozitif değer alır ve iki nükleon arasındaki etkileşme bu durumda itici asimptotik bir karakter gösterir. Bu mesafede değiş tokuş edilen parçacık ağır kütleli  $\rho$ -mezondur [9].



Şekil 2.2: Nükleon-nükleon etkileşim potansiyeli.

Serbest nükleon-nükleon kuvveti iki serbest nükleon arasındaki etkileşmeyi tanımlar. Coulomb etkileşmesinin etkisinden bağımsız olarak ele alınır, böylece nükleonlar arası kuvvetli etkileşmelerin etkisine tamamen odaklanabiliriz. Serbest nükleonlar arası etkileşme türü bazı önemli varsayımlara dayanır [10]:

- Çekirdekte alt yapı dikkate alınmaz ve temel serbestlik derecelerini tanımlayan nükleonlar dikkate alınır,
- A nükleon bir potansiyel yoluyla etkileşir,
- Rölativistik etkiler ihmal edilir,
- Sadece iki-cisim kuvvetleri dikkate alınır.

Yaklaşım iki nükleon arasındaki etkileşmenin bir potansiyel yoluyla olduğu varsayımına dayanır. Potansiyel sadece bu iki nükleonun varlığıyla tanımlanır ve koordinat bağımlılığı

$$V(1,2) = V(\vec{r}_1, \vec{p}_1, \vec{\sigma}_1, \vec{\tau}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_2, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_2) \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $i = 1, 2$  nükleonları olmak üzere,  $\vec{r}_i$  uzaysal;  $\vec{p}_i$  momentum;  $\vec{\sigma}_i$  spin ve  $\vec{\tau}_i$  izospin koordinatlarını gösterir.

### 2.1.1. Nükleer Kuvvetin Özellikleri

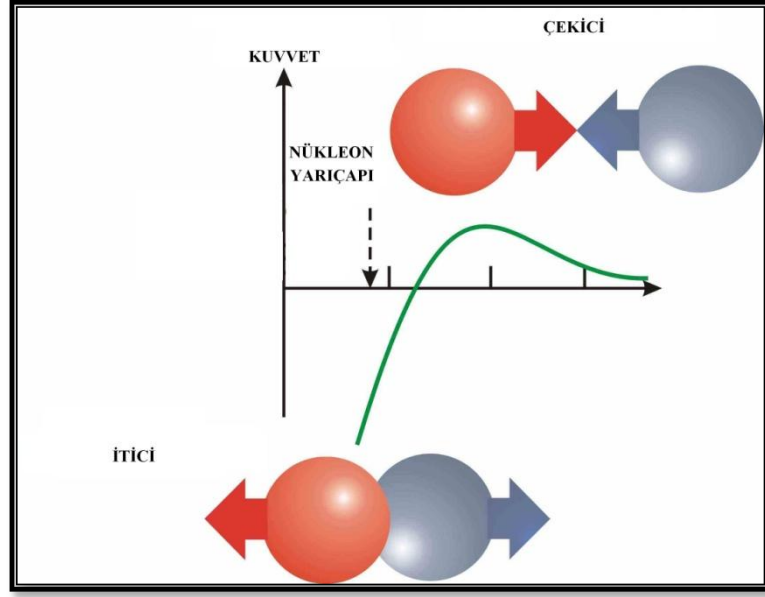
Nükleer kuvvetin varlığını ilk aşamada düşündüren olgu ölçülen nükleer kütlelerdir. Nükleer kütleler çekirdek kütlesi olarak değil atom kütlesi olarak ölçülebilir. Atom çekirdeği bağlanma enerjisini, kendisini oluşturan nükleonların kütlesi ve ölçülebilen atom kütlelerini kullanarak hesaplayabiliriz. Bir atom çekirdeğini oluşturan ve elementin karakteristik özelliği olan proton sayısı  $Z$  ve kütle numarası  $A$  kullanılarak yazılabilen toplam bağlanma enerjisi, bağlı olmayan nükleonların kütesinden, bağlı durumdaki atom kütlesi çıkartılarak elde edilir. Bu niceliğe kütle eksikliği ya da kütle farkı adı verilir.

$$\Delta M(Z, A) = Au - M(Z, A) \quad (2.4)$$

ifadesiyle verilir. Burada  $A$  kütle sayısı;  $M(Z, A)$  ölçülen atom kütlesi;  $u = 931.502 \text{ MeV}/c^2$  atomik kütle birimidir.

Kısacası biz nükleonları bir arada tutan bağlantı kuvvetini (nükleer kuvveti) atomik kütle spektrometresi kullanarak ölçebileceğimiz atom kütleleriyle tanımlayabiliriz. Bir çekirdeğin kütlesi, onu bir arada tutan kuvvetin bir ölçüsüdür. Aynı sayıda nükleon içeren iki çekirdekten kütlesi hafif olan, ağır olana nazaran daha sıkı bağlıdır ve nükleer kuvvet için harcanan kütle daha büyüktür. Bu olgu bize nükleonlar arası kuvveti oluşturan parçacığın belirli bir kütleyle sahip olduğunu anlatır.

Nükleer kuvvetin temel özellikleri aşağıda kısaca özetlenmiştir.



Şekil 2.3: Çekirdek içersindeki nükleer kuvvetin davranışı.

- *Doyumludur.* Döteronda 1,11 MeV ortalama bağlanma enerjisi ile ortaya çıkan nükleer ortam içersindeki nükleon – nükleon etkin etkileşimi,  $\alpha$  çekirdeğindeki 8 MeV 'lık en olası değerin %90'lık kesri olan 7,075 MeV değerine hızla ulaşılır. Bu olgu, nükleer hacim içersindeki nükleon–nükleon etkileşiminin kendine en yakın tek nükleonla başlayıp, en fazla komşu dört nükleonla etkileşebileceği görüşüne haklılık kazandırmaktadır.
- *Kısa erimlidir.* Bu özellik çekirdeklerin satürasyon özelliğinden türetilmektedir. Doğada görülen ilk ve tek "bağlı" iki nükleon sistemi olan döteronun toplam bağlanma enerjisi 2,225 MeV ve nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 1,113 MeV'dir. Bu enerji, periyodik tabloda gözlenen nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi 8 MeV ile kıyaslandığında oldukça küçük bir enerjidir. Bu nedenle döteronun çok zayıf bağlı olduğu söylenebilir. Diğer yandan ortalama bağlanma enerjisinin, nükleer sistemde bulunan nükleon sayısı  $A=10$  civarında olduğunda, 8 MeV'lik bağlanma enerjisine ulaşıldığı gözlenir. Nükleon sayısı 4 olan  ${}^4\text{He}$  çekirdeği için 7,075 MeV ortalama nükleon bağlanma enerjisi elde edildiği gözönüne alınırsa, nükleer kuvvetin çok çabuk "doyma" özelliğine sahip olduğu ve dolayısıyla çok kısa erimli olduğu söylenebilir.

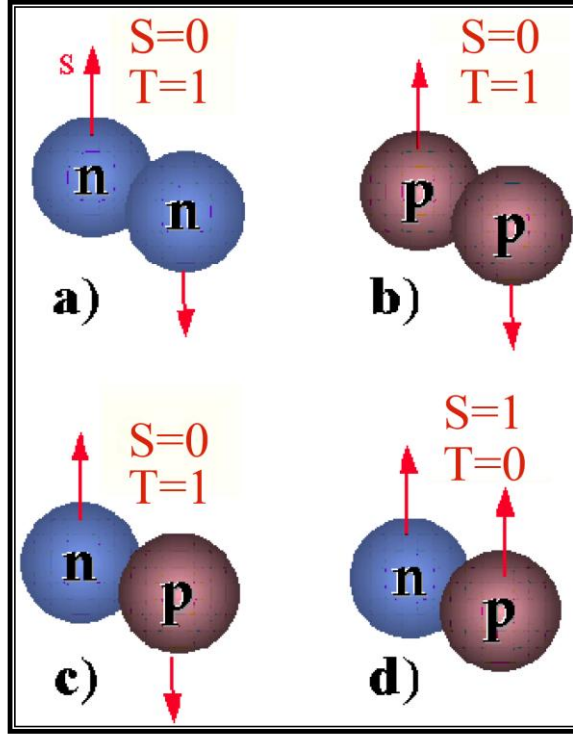
- *Kısa mesafede itici karakterdedir.* Bu sonuç nükleer yoğunluğun nitel incelemesi ile ortaya çıkar. Daha fazla nükleon eklendiğinde çekirdek, merkezi yoğunluğu sabit kalacak biçimde büyür. Nükleer kuvvet nükleonların birbirlerine çok fazla yaklaşarak yığılmalarını engellemektedir. İtici korun varlığına dair kanıtlar  ${}^3S_1$ ,  ${}^1S_0$ ,  ${}^1P_1$  faz kaymalarının enerjinin fonksiyonu olarak değişiminden sağlanır. Orta enerjilerde nötron-proton saçılmasından elde edilen faz kaymaları, yaklaşık 300 MeV’de s-dalgası faz kaymasında pozitiften negatife değişme, nükleon-nükleon etkileşmesinde bu enerjilerde gelen nükleonun itici bir kor ile karşı karşıya olduğunu gösterir.  $E_{lab} = p^2/2M$  ve  $L_{max} \cong Rp$  eşitlikleri kullanılarak itici korun yarıçapı hesaplanabilir. Böylece itici korun tahmini yarıçapı  $R \approx 0.5$  fm değeri gözlenen faz kaymalarıyla iyi bir uyum sağlar [11, 12].

- *Elektromanyetik etkileşmeden daha kuvvetlidir.* Nükleer etkileşmede, bağlı durumların ortaya çıkabilmesi için nükleonların nükleer hacim içerisinde sahip olabileceği

$$E_{kin} \approx \frac{\hbar}{m_n(\Delta x)^2} \approx 8 - 20 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

8-20 MeV’lik kinetik enerji değerini aşmalıdır. İki nükleon sisteminin tek bağlı seviyesinin döteron olduğu gerçeğinden hareketle, nükleer etkileşmenin, etkileşme mesafesinde yalnızca bu kinetik enerjii yenecek kadar ‘güçlü’ olduğu sonucuna varabiliriz. Güçlü olduğu varsayılan nükleer kuvvet yalnızca diğer kuvvetlerle (elektromanyetik) kıyaslandığında güçlüdür. Oysa bu kuvvet yalnızca düşük enerjili yörüngelerde yer alan iki nükleonun rölatif kinetik enerjisini yenecek kadar güçlüdür. Bu rölatif kinetik enerji üzerinde önemli bir değişikliğe yol açmaz.

- *Orta mesafelerde çekicidir.* S-dalgası faz kaymalarının düşük enerjilerde pozitif olması nükleon-nükleon etkileşmelerinde çekici bir korun varlığını gösterir.
- *Yük simetriktir.* n-n ve p-p etkileşim gücü eşittir. Burada yük sözcüğü, elektrik yükünü değil, nükleonun türünü (proton veya nötron) ifade eder.



Şekil 2.4: İki nükleon sistemi için farklı spin yönelimleriyle elde edilen toplam spin ve izospin kuantum sayılarının gösterimi.

- *Yük bağımsızdır.* n-n, p-p ve n-p etkileşmeleri eşittir. Bununla birlikte n-n ve p-p etkileşmeleri Pauli dışlama ilkesine göre  $S = 0$ ,  $T = 1$  kombinasyonu ile gerçekleşirken, p-n etkileşmesinde Pauli dışlama ilkesi  $S = 0$  ve  $S = 1$  yönelimlerinin her ikisine de izin verir. p-n etkileşmesinin  $S = 0$ ,  $T = 1$  kısmı n-n ve p-p etkileşmesiyle aynı olurken,  $S = 1$ ,  $T = 0$  kombinasyonu farklı olacaktır.  $S = 1$ ,  $T = 0$  kombinasyonunda Pauli dışlama ilkesi izospin yönelimiyle sağlanır.  $S = 0$  türü çiftlenim izovektörel çiftlenim olarak bilinir ve izotropik özellik gösterir. Bu tür etkileşmeler çekirdeğin küresel yapısını korur.  $S = 1$  türü çiftlenim izoskaler çiftlenimdir. Bu çiftlenim, döteronda gözlenen çiftlenim şeklindedir. Anizotropik özelliğe sahiptir ve çekirdekte deformasyona yol açan kuvvetin temeli olduğu varsayılır [13, 14].

## 2.2. NÜKLEON-NÜKLEON KUVVET BİLEŞENLERİ

Nükleon-nükleon etkileşmesi temel olarak merkezi kuvvet, tensör ve spin-yörünge kısımlarından oluşmaktadır.

### 2.2.1. Merkezi Kuvvet Bileşeni

Merkezi kuvvetler bölgesel kuvvetlerdir. Hıza bağlı olmayıp,  $\vec{\sigma}$  ve  $\vec{\tau}$  ana nükleon değişkenlerinin sadece skaler çarpımlarını içerir.

$$V_C(1,2) = V_0(r) + V_\sigma(r)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_\tau(r)\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(r)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (2.6)$$

### 2.2.2. İki-Cisim Tensör Kuvvet Bileşeni

Nükleon-nükleon potansiyeli tensör potansiyeli olarak bilinen merkezi olmayan bir terim içerir. Tensör kuvvetin varlığı döteron temel seviyesinin gözlenen kuadrupol momentinde kendini gösterir. s-seviyesi ( $\ell = 0$ ) dalga fonksiyonu küresel simetriktir, elektrik kuadrupol moment kaybolur. Oysa döteronun gözlenen temel seviye kuadrupol momentini sıfırdan farklıdır ve temel seviyesinde döteron küresel simetrik değil, deforme dir.

Deforme dalga fonksiyonun küresel simetriden farklılık göstermesinin nedeni iki nükleon potansiyelinin merkezi olmayan bir tensör potansiyeline sahip olmasıdır. Döteron dalga fonksiyonunun yönünü belirleyen form  $\vec{\sigma} \cdot \vec{r}$  ya da  $\vec{\sigma} \times \vec{r}$  formundadır. Bunlardan her ikisinde  $\vec{\sigma}$  spin doğrultusuyla,  $\vec{r}$  yer vektörünü birbirine bağlayabilir. Nükleer kuvvetin sağlaması gereken parite değişimi ve zaman tersinirliği altındaki invaryant koşulu  $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})$  formunda bir etkileşimle gerçekleştirilir. Potansiyelin tensör kısmı için uygun olan form

$$V_T(1,2) = V_T(r) \left( \frac{3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \right) = V_T(r)S_{12} \quad (2.7)$$

formunda verilir ve  $S_{12}$  tensör operatörüdür.

### 2.2.3. İki-Cisim Spin-Yörünge Bileşeni

$$V_{\ell S}(1,2) = V_{\ell S}(r)\vec{\ell} \cdot \vec{S} \quad (2.8)$$

Nükleon-nükleon etkileşimi kuvvetli bir şekilde spin bağımlıdır. Bu olgu, tek bağlı iki nükleon sistemi olan döteronun singlet-bağlı seviyede ( $s=0$ ) gözlenmemesine dayanır. Döteronun bağlı olan tek seviyesi nötron ve protonların spinlerinin birbirine paralel

olduğu  $s=1$ ,  $\ell = 0$  triplet seviyesidir.  $\pi$ -mezon değişimi ile açıklanan iki nükleon etkileşmesinde Yukawa potansiyeli ile verilen etkileşmenin spine bağlı bir kısmı olmalıdır. Nükleer kuvvet belirli simetrisini sağlamalıdır. Bunların başında parite ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ) ve zaman tersinirliği ( $t \rightarrow -t$ ) değişmezliği gelir. Açısal momentum vektöründe olduğu gibi tek tek nükleonların spinleri  $\vec{\sigma}_1$  veya  $\vec{\sigma}_2$  veya bunların bir lineer kombinasyonu  $\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$  zaman tersinirliği operasyonu altında invariant değildir.  $\vec{\sigma}_1^2$ ,  $\vec{\sigma}_2^2$  veya  $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$  kombinasyonları zaman tersinirliği (time reversal) operasyonu altında değişmezdir. Her iki nükleonu içeren kombinasyon  $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ 'dir. Nükleer kuvvetin mezon değiş-tokuş potansiyelindeki spin bağlı kısmı  $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$  şeklinde alınabilir.

$$\vec{S}^2 = \vec{S} \cdot \vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) = \vec{\sigma}_1^2 + \vec{\sigma}_2^2 + 2\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (2.9)$$

böylece

$$\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 = \frac{1}{2}(\vec{S}^2 - \vec{\sigma}_1^2 - \vec{\sigma}_2^2) \quad (2.10)$$

bulunur.  $\vec{\sigma}^2 = \hbar^2 \sigma(\sigma + 1)$  olarak yerleştirilirse

$$\langle \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \rangle = \frac{1}{2}[S(S + 1) - \sigma_1(\sigma_1 + 1) - \sigma_2(\sigma_2 + 1)]\hbar^2 \quad (2.11)$$

elde edilir. Böylece nükleer kuvvetin spin-spin etkileşiminin  $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  formunda olması beklenir.

Nükleon-nükleon etkileşmesi, nükleonların bağlı hız veya momentumuna da bağlı olabilir. Hız veya momentuma bağlı kuvvetler skaler bir potansiyelle temsil edilemezler. Bu kuvvetleri  $\vec{p}$ 'ye göre lineer, kuadratik vb., herbiri karakteristik bir  $V(r)$  terimi içeren terimler cinsinden ifade edilir. Parite işleminde  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$  ve zaman tersinirliği işleminde de  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$  olur. Dolayısıyla  $\vec{p}$ 'ye göre lineer her terim kabul edilemez, çünkü bu hem pariteyi hem de zaman tersinirliği değişmezliğini ihlal eder.  $\vec{r} \cdot \vec{p}$  veya  $\vec{r} \times \vec{p}$  biçimindeki terimler pariteye göre değişmezler fakat zaman tersinirliğini bozarlar. Bu terim için uygun bir yapı  $\vec{p}$ 'ye göre birinci mertebeden ve hem parite hem de zaman tersinirliğine göre değişmez olmalıdır;  $V(r)(\vec{r} \times \vec{p}) \cdot \vec{S}$  bu koşulları sağlar. Burada  $\vec{S} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$  iki nükleonun toplam spinidir.  $\vec{\ell} = \vec{r} \times \vec{p}$  açısal momentumdur.  $\vec{p} = m\vec{v}$

momentumu hıza bağımlı olduğundan, nükleon-nükleon etkileşmesinin spin-yörünge bileşeni hız bağımlıdır [15].

### 2.3. BAĞIMSIZ PARÇACIK MODELİ

Bağımsız Parçacık Modeli, Çok Parçacıklı Kabuk Model (Shell Model)'in temelidir ve diğer modellerle karşılaştırıldığında makroskopik kollektif modellerin mikroskopik temellerinin açıklanmasında önemli yer tutar.

Bağımsız Parçacık Modeli, bir çekirdeği oluşturan  $A$  tane nükleonun meydana getirdiği küresel simetrik potansiyel  $U(r)$ 'nin yörüngelerinde, her bir proton ya da nötronun birbirleri ile etkileşmeksizin kendi yörüngelerinde hareket ettiği parçacıklar sistemi için tanımlanır. Küresel simetrik potansiyel  $U(r)$ , çekirdeği oluşturan nükleonların sayısına bağlı olduğundan ortaya çıkan yörünge enerjileri de kütle bağımlıdır. Bağımsız Parçacık Modeli, temel olarak çekirdekte, kapalı kabuk dışında kalan tek nükleona uygulanır ve Kabuk Model ile birleştirilerek kesin sonuçlara ulaşılır. Kabuk Modeli, birden fazla valans nükleona sahip olan çekirdeğe uygulanarak, bu nükleonlar arasındaki artık etkileşmeleri kapsayan ve kapalı kabuk kırılmalarını içeren durumları inceler.

Nükleer Kabuk Modeli, nükleer maddenin (veya sonlu bir sistem olan nükleer çekirdeğin)  $G$ -matrisi ile çekirdeği oluşturan nükleonların iki cisim etkileşmesi  $v_{ij}$  arasındaki ilişki probleminden kaçınmak için önerilmiş bir modeldir. Nükleer çekirdeği etkileşen fermiyonlar sistemi olarak düşündüğümüzde iki-cisim etkileşmesi  $v_{ij}$  'den elde edilebilecek olan  $G$ -matrisi nükleer yoğunluğa bağlı olacaktır. Belirli bir boyuta sahip çekirdeğin nükleer madde yoğunluğu uniform değildir ve azalarak değişir. Nükleer Kabuk Model yaklaşımında  $G$ -matrisinin yoğunluk bağımlılığı gözardı edilirken, Hartree-Fock (HF) yaklaşımında iki cisim etkileşmesinin yoğunluk bağımlılığı konvolüsyon kuramı ile göz önüne alınır [16].

Nükleer kabuk modelindeki ilk varsayımlara göre her bir nükleon (proton ve nötron) ortalama bir alanda bağımsız bir şekilde hareket etmektedir. Gerçekte, çekirdekte her bir nükleonun hareketi, diğer nükleonlarla etkileşmelerin getirdiği korelasyonla serbest nükleon-nükleon etkileşmesinden farklı davranış gösterir. Nükleer madde ortamında

nükleon-nükleon etkileşmeleri iyi bilinmez ve çok-cisim (many-body) problemiyle çözmek güçleşir. Bağımsız parçacık modelinde tüm nükleon-nükleon etkileşmeleri üzerinden toplam, değişik biçimleri önerilen etkin nükleon-nükleon etkileşmesi üzerinden yapılarak, tek-cisim potansiyeli elde edilir [16, 17].

Çekirdek içerisindeki nükleonların, yalnızca karşılıklı iki cisim etkileşmesi ile değil, aynı zamanda üç cisim etkileşmesi yolu ile de etkileştikleri konusunda yeterli kanıt bulunmaktadır. Etkileşen üç nükleonu göz önüne aldığımızda, 1 nolu nükleona etkiyen kuvvet yalnızca 2 ve 3 nolu nükleonun 1'e göre pozisyonuna değil, aynı zamanda 2 ve 3'ün birbirlerine göre pozisyonuna da bağlıdır. 1 nolu nükleona etkiyen potansiyel, korelasyon terimi ile,

$$V_1(r) = V_{13}(r) + V_{12}(r) + V_{23}(r) \quad (2.12)$$

şeklinde tanımlanabilir.

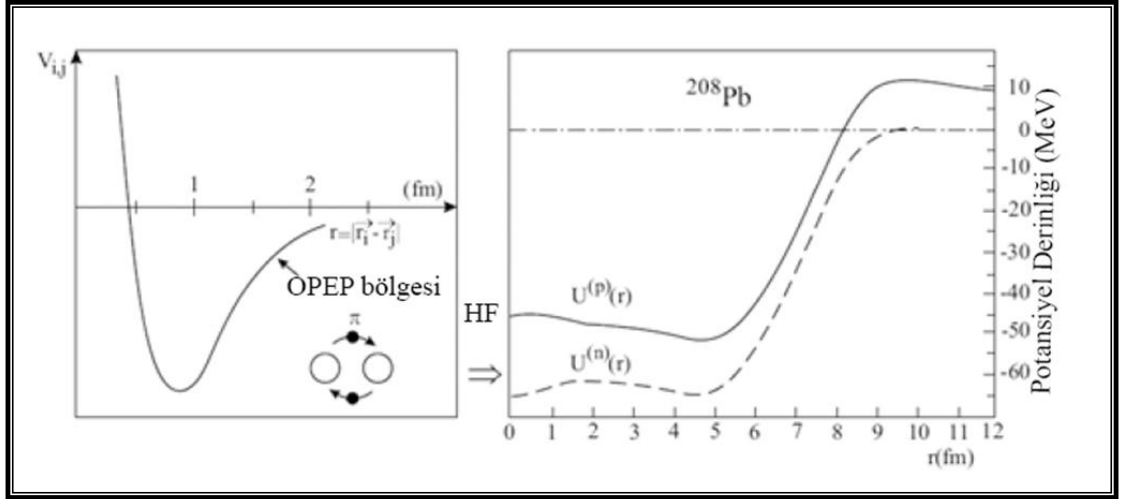
Burada,  $V_{23}(r)$  korelasyon terimidir. Böylesi bir ilave korelasyon katkısı klasik etkileşmede analogik olarak yoktur. Üç noktasal yükün etkileşiminde 1 nolu yüke etkiyen kuvvet;

$$\vec{F}_1 = \frac{q_1 q_3 \vec{r}_{13}}{r_{13}^2} + \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{r_{12}^2} \quad (2.13)$$

şeklinde tanımlanır.  $A$  tane nükleonun korelasyon terimlerini içeren bu tür bir etkileşim, analitik olarak çözülemeyeceği gibi, nümerik çözümde oldukça karmaşıktır. Nükleer fizikte bu tür etkileşimler,  $A - 1$  nükleonun oluşturduğu potansiyelin  $A$  nolu nükleon üzerinde, diğer tüm nükleonlar üzerindeki etkiye benzer bir etki yaptığı varsayımı ile açıklanır. Etkileşimin potansiyeli tanımlanarak,  $A$  tane nükleona sahip çekirdeğin hareket denklemi, sistemin toplam enerjisini veren Hamiltonyen ile yazılır. Bu hareket denkleminin çözümü ile sistemin bağlı durum dalga fonksiyonları (öz fonksiyonları) ve nükleonların buldukları seviyelerde sahip oldukları enerji değerleri (öz değerleri) bulunur.

Atom çekirdeğinden bir nükleon ayırmak için gerekli olan enerjiden daha düşük uyarılma enerjilerinde, atom çekirdeği rölativistik olmayan yaklaşımla incelenebilir. Bu olgu dahilinde Nükleer Kabuk Modelinde, rölativistik olmayan yaklaşımda, seçilen iki-cisim potansiyeli  $V_{ij}$ 'den başlayarak  $A$  tane etkileşen nükleon sisteminin potansiyeli ve her bir nükleonun kinetik enerjisi  $T_i$  toplamı şeklinde ifade edilen Hamiltonyen 2.14 eşitliğinde verilmiştir.

$$H = T + V = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i>j=1}^A V_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (2.14)$$



Şekil 2.5: İki cisim etkileşme potansiyelinin (sol taraf),  $U^{(p)}(r)$  ve  $U^{(n)}(r)$  ortalama tek-cisim potansiyellerine indirgenmesinin şematik gösterimi [18].

$V_{ij}$  etkileşmesi  $i$  ve  $j$  ile betimlenen nükleonların birbirleri üzerindeki etkisini temsil eden artık etkileşim potansiyeli ya da bir başka deyişle pertürbasyon potansiyelidir. Şekil 2.5'nin sol tarafında görüldüğü üzere nükleon-nükleon potansiyeli formunda olup, spin çiftlenimine bağlı, tensör bileşenleri ve diğer bazı özelliklere sahip nükleon-nükleon potansiyelinin son derece basitleştirilmiş şeklidir. Bu potansiyel, itici kor ve nükleer kuvvetin etkin olduğu mesafe içinde güçlü çekici bir özelliğe sahiptir. Çok zayıf olan Coulomb kuvveti nükleon-nükleon potansiyeli yanında ihmal edilebilir. Bu durum, çekirdek içinde Coulomb etkilerinin önemsiz olduğu anlamına gelmez. Coulomb kuvveti uzun erimli olduğundan,  $Z(Z-1)$  terimi ile ağır çekirdeklere önemli rol oynar. Bununla birlikte nükleon-nükleon seviyesinde Coulomb etkileri küçüktür.

A tane nükleonun oluşturduğu çok-cisim Hamiltonyeninden kütle merkezli tek-cisim Hamiltonyenine geçiş, tüm nükleonları kendi iç yapılarını etkilemeksizin uzayda belli bir noktaya bağlamak anlamına gelir. Böyle bir sistem için verilen toplam kinetik enerji kütle merkezi momentumu ile tanımlanır. Eşitlik 2.14'de verilen 2-cisim etkileşmesi problemine, bu eşitliğe her bir nükleonun, çekirdeğin toplam potansiyeline katkısını belirleyen, seçilen türde bir nükleer potansiyel olan  $U_i(\vec{r})$  tek-cisim potansiyelinin çıkarılıp, eklenmesi yaklaşımı bize aşağıdaki eşitliği verir.

$$H = \sum_{i=1}^A \left[ \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U_i(\vec{r}) \right] + \sum_{i>j=1}^A V_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) - \sum_i^A U_i(\vec{r}) \equiv H_0 + H_{rezidü} \quad (2.15)$$

Ortalama alan potansiyeli içerisinde yaklaşık olarak bağımsız hareket eden A tane nükleonun nükleer sisteme getirdiği katkı, üst üste gelme ilkesi ile  $H_0$  Hamiltonyeni ile temsil edilmektedir. Eşitlik 2.15'da verilen köşeli parantez dışında kalan iki terimin toplamı, küçük bir pertürbasyon terimi olan  $H_{rezidü}$  Hamiltonyenidir. Burada amaç tüm i parçacıkları tarafından hissedilen ve 2.14 eşitliğinde verilen 2-cisim etkileşmelerinin toplam etkisini, Hartree-Fock tekniği kullanılarak yaklaşık olarak veren bir  $U_i(\vec{r})$  potansiyelinin belirlenmesidir. Bu teknik,  $V_{ij}$  2-cisim etkileşmesini hisseden A tane nükleon tarafından oluşturulmuş potansiyel için kendi içerisinde tutarlı çözümler veren bir tekniktir. Bu çözümler 2.15 eşitliğindeki  $U_i(\vec{r})$  potansiyeli kullanılarak elde edilen dalga fonksiyonlarıdır.

Ortalama tek cisim potansiyelinin Küresel Harmonik Osilatör potansiyeli olarak seçilmesi durumunda, Schrödinger eşitliği ile tanımlanan A parçacıklı sistem için

$$H\Psi_\alpha \equiv \left( \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j}^A V_{ij} \right) \Psi_\alpha(1, \dots, A) = E_\alpha \Psi_\alpha(1, \dots, A) \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilirken, ortalama alan varsayımına göre değiştirilmiş Schrödinger eşitliği

$$H' \Psi_\alpha \equiv \left[ \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j}^A V_{ij} + U(\vec{r}) \right] \Psi_\alpha(1, \dots, A) = E'_\alpha \Psi_\alpha(1, \dots, A) \quad (2.17)$$

eşitlik 2.17 ile ifade edilir.

Burada  $T_i$  kinetik enerji,  $V_{ij}$  çekirdekdeki  $A$  nükleon arasındaki etkileşmedir.  $U(\vec{r})$  her bir nükleonun çok cisim sisteminde hissettiği ortalama alan, bir başka ifadeyle çok cisim sistemindeki tüm nükleonların katkısı ile oluşturulan ortalama potansiyeldir. Sonuç olarak,  $U(\vec{r})$  potansiyeli ile gerçekleştirilen değişiklik bir çok cisim Hamiltonyeninden tek cisim kütle merkezi Hamiltonyenine olan dönüşüme karşılık gelmektedir.

Eşitlik 2.16'daki  $E_\alpha$  iki kısımdan oluşmaktadır: Birinci kısım, nükleer etkileşmelerden bağımsız olan ve  $P_\alpha^2/2AM$  ile verilen kütle merkezi hareketinden kaynaklanır.  $P_\alpha$  kütle merkezi momentumudur. Enerjinin geri kalan kısmı (ikinci kısım),  $\varepsilon_{i\alpha}$  nükleonlar arasındaki  $V_{ij}$  iki cisim etkileşmesinden gelmekte olup  $\alpha$  durumundaki iç enerji olarak adlandırılır. Sürekli bir dizi enerji değerlerini varsayan kütle merkezi enerjisinden farklı olarak,  $\varepsilon_{i\alpha}$  genellikle, çekirdeklerde gözlenen kesikli bağlı enerji seviyelerinin oluşturduğu bir spektruma sahiptir.  $E_\alpha$ 'ya karşılık gelen spektrum, her bir iç seviye üzerine eklenen farklı kütle merkezi enerjilerinin sürekli "bandı"nı gösterir.

$$E_\alpha = \varepsilon_{i\alpha} + \frac{P_\alpha^2}{2AM} \quad (2.18)$$

Kütle merkezi (k.m.) 2.17 eşitliğinde verilen  $U(\vec{r})$  potansiyeli ile bağlıdır.  $U(\vec{r})$  potansiyeli yeterince kuvvetli ve çekici olarak seçilirse, kütle merkezinin bağlı seviyelerine karşılık gelen  $\Psi_\alpha$  durumları olacaktır. Sonuç olarak  $E'_\alpha$

$$E'_\alpha = \varepsilon_{i\alpha} + E_\alpha^{k.m.} \quad (2.19)$$

bağıntısı ile verilir.  $U(\vec{r})$ 'nin bilinen bir potansiyel olması nedeniyle eşitlik 2.18'deki  $P_\alpha^2/2AM$  gibi  $E'_\alpha$  kütle merkezi enerjisi değeri de prensipte bilinir ve buradan eşitlik 2.19 kullanılarak iç enerjiler hesaplanır.

Değiştirilmiş Schrödinger denkleminde  $\Psi_\alpha(1, \dots, A)$  artık uzaydaki aynı bir noktada lokalize olan tek parçacık dalga fonksiyonlarının kombinasyonunu gösterir. Bu,  $U(\vec{r})$  potansiyeli nükleonları yeterince sıkı bağladığında mümkün olur. Burada Kabuk Modeli, sonlu küresel bir kutudaki gibi, bir çekici tek-parçacık potansiyelinde hareket eden bağımsız parçacıklarca tanımlanan nükleer dalga fonksiyonu ile ortaya çıkar.

Matematiksel olarak uğraşılması kolay olan harmonik osilatör potansiyeli, eşitlik 2.17'deki  $U(\vec{r})$  tek parçacık potansiyeli için uygun bir seçim olabilir. Harmonik osilatör potansiyeli

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{2}AM\omega^2\vec{r}^2 \quad (2.20)$$

$$\vec{r} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \vec{r}_i \quad (2.21)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,  $\omega$  osilatör frekansı ve  $r$  kütle merkezi koordinatıdır. Bu özel seçimin kullanılışılığı aşağıdaki özdeşlik dikkate alınındığında daha iyi anlaşılır.

$$A\bar{R}^2 = \sum_{i=1}^A \vec{r}_i^2 - \frac{1}{A} \sum_{i<j}^A (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 \quad (2.22)$$

Yukarıda verilen bu ifade kullanılarak merkezi harmonik osilatör potansiyeli içinde aralarında  $V'_{ij}$  etkileşmesi ile hareket eden  $A$  parçacık için Schrödinger denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$H' \Psi_\alpha = \left[ \sum_{i=1}^A \left( T_i + \frac{1}{2} M \omega^2 r_i^2 \right) + \sum_{i<j}^A V'_{ij} \right] \Psi_\alpha(1, \dots, A) = E'_\alpha \Psi_\alpha(1, \dots, A) \quad (2.23)$$

Eşitlik 2.23'den, nükleonların bağımsız hareketleri ile birbirleri arasındaki iki cisim etkileşmeleri,  $H' = H_0 + H_{rezid}$  ü şeklinde,  $A$  tane tek cisim Hamiltonyeni  $H_0$  ve artık etkileşmeler  $H_{rezid}$  ü olarak iki kısma ayrılabilir.  $H_0$  Hamiltonyeni

$$H_0 = \sum_{i=1}^A (T_i + U_i) = \sum_{i=1}^A \left( T_i + \frac{1}{2} M \omega^2 \vec{r}_i^2 \right) \quad (2.24)$$

ve  $H_{rezid}$  ü Hamiltonyeni

$$H_{rezid} \ddot{u} = \sum_{i < j}^A (V_{ij} - U_i) = \sum_{i < j}^A \left( V_{ij} - \frac{M \omega^2}{2A} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 \right) \quad (2.25)$$

Tüm nükleonların ortalama  $U(\vec{r})$  potansiyelinde bağımsız olarak hareket ettikleri  $A$  nükleonlu sistemde artık etkileşme, birinci ya da bazı durumlarda ikinci dereceden küçük bir pertürbasyon olarak davranır. Bu yaklaşıklığı doğrulayan fiziksel düşünce oldukça basittir: Pauli prensibi nedeniyle karşılıklı etkileşimleri kısa erimli olan fermiyonların oluşturduğu bir sistemde, düşük seviyelerde nükleonlar arasındaki çarpışmaların ileri yönün dışına saçılmaları seyrek olarak yol açtığı varsayımı oldukça makuldür. Bu ise, sonlu bir çekirdekte nükleon çarpışmalarıyla uyarılma ihtimalinin çok küçük olduğu anlamına gelmektedir [16, 19].

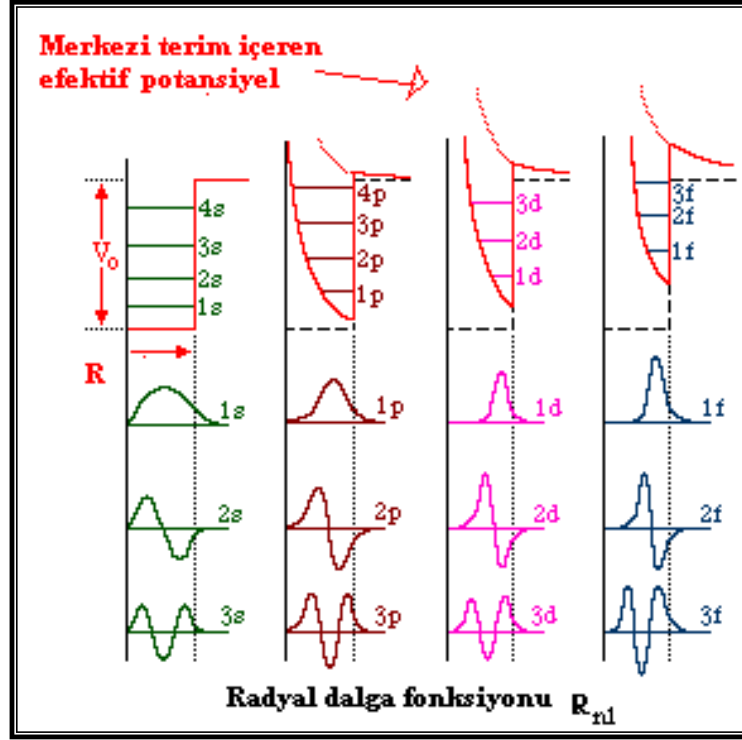
Hartree-Fock(HF) metodu nükleon-nükleon iki-cisim  $V_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$  potansiyeliyle başlayarak tek-cisim potansiyelini türetir. Tüm nükleonlar tarafından üretilmiş  $U_i(\vec{r})$  potansiyeli nükleer yoğunlukla sarılmış 2-cisim etkileşmesi ve nükleer hacim üzerinden integrali

$$U_i(\vec{r}) = \int V_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho(\vec{r}) d\vec{r} = \sum_j \int \psi_j(\vec{r})^* V_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \psi_j(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2.26)$$

alınarak verilir. Burada  $\rho(\vec{r})$  nükleer yoğunluğu, atom çekirdeğinde işgal edilen tüm  $j$  yörüngeleri üzerinden alınan toplam

$$\rho(\vec{r}) = \sum_j |\psi_j(\vec{r})|^2 \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 2.6: Merkezi kuvvetli 3 boyutlu kare kuyu potansiyel, tek parçacık ve dalga fonksiyonları [20].

Burada  $\psi_j$  işgal edilmiş bir  $j$  yörüngesindeki bir nükleonun dalga fonksiyonudur. (Burada anti-simetrizasyon ihmal edilir, değiştirme (Fock) terimsiz en basit Hartree yaklaşımına tekabül eder. Ayrıca, yörüngeler kısmen işgal edilirse, bu ifade daha fazla modifiye edilir ve metot Hartree-Fock-Bogolyubov yaklaşıklığı olarak adlandırılır.) Elbetteki, işlem tek parçacık dalga fonksiyonlarının ve hareket eden fakat parçacık dalga fonksiyonları kendileri tarafından üretilmiş potansiyelin bilinmesi çelişkileriyle karşı karşıya kalır. Verilen  $V_{ij}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$  için Hartree-Fock yaklaşımı  $\psi_j$ 'nin başlangıçtaki tahmini yapılarak oluşur ve bunları  $U(\vec{r})$  hesaplamalarında kullanılır. O halde  $\psi_j$ 'ların sonuçları  $U(\vec{r})$ 'yi hesaplamada kullanılır. İşlem kendi içerisinde tutarlı yakınsama elde edilinceye kadar devam eder. Genel bir potansiyel içinde nükleonların hareketiyle ilgili  $H_0$ 'dan sonuçlanan dalga fonksiyonlarını ele alacağız. Tek parçacık hareketi için  $H_0$  Hamiltonyeni

$$H_0 = \sum_{i=1}^A \left[ \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U_i(\vec{r}) \right] = \sum_{i=1}^A h_o(i) \quad (2.28)$$

olarak verilir. Çözümler

$$h_0(i)\psi_i(\vec{r}) = E_i\psi_i(\vec{r}) \quad (2.29)$$

burada  $\psi_i(\vec{r})$ ,  $U(\vec{r})$  potansiyelinde  $E_i$  tek parçacık enerjileriyle tek nükleon için dalga fonksiyonunu gösterir. Yani Pauli prensibi nedeniyle farklı nükleonlar farklı tek  $\psi_i$  dalga fonksiyonlarına sahiptir. Toplam dalga fonksiyonu (anti-simetrizasyon ihmal edilmiştir) bu potansiyelde herbir parçacığın yörüngelerindeki dalga fonksiyonlarının çarpımı,

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) = \prod_{i=1}^A \psi_i(\vec{r}) \quad (2.30)$$

ve toplam sistem enerjisi (enerji özdeğeri)

$$E_0 = \sum_{i=1}^A E_i \quad (2.31)$$

şeklinde ifade edilir.

İki ve daha fazla nükleondan oluşan fermiyon sisteminde toplam dalga fonksiyonu üç ayrı bileşenin toplamıdır. Fermiyonlar (buçuklu spine sahip) gibi tüm parçacıklarının toplam dalga fonksiyonu anti-simetrik olmak zorundadır.

İki parçacıklı bir sistemi ele aldığımızda, iki parçacığın yer değiştirmesiyle elde edilen dalga fonksiyonu  $\psi_{21}$ , orjinal dalga fonksiyonu  $\psi_{12}$ 'den en fazla işaretçe farklı olabilir. Parçacıkların değiş-tokuşu ile dalga fonksiyonu işaret değiştirmiyorsa,  $\psi_{12} = \psi_{21}$  eşitliği geçerlidir ve dalga fonksiyonu simetriktir. Parçacıkların değiş-tokuşu ile dalga fonksiyonu işaret değiştiriyorsa,  $\psi_{21} = -\psi_{12}$ 'dir ve dalga fonksiyonu anti-simetriktir. En basit iki nükleon sistemi, s kabuğunda yer alan  $\ell = 0$  açısız momentumuna sahip iki nükleon sistemi olup dalga fonksiyonu 2.32 eşitliğindeki formda yazılabilir.

$$\psi_{12}(\vec{r}_{12}) = \sum_{\ell} \frac{U(r)}{r} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (2.32)$$

Burada  $U(r)/r$  Bessel fonsiyonu ve  $P_\ell(\cos\theta)$  Legendre polimonudur. Parçacıkların değiş-tokuşu ile dalga fonsiyonunun işaretini  $(-1)^\ell$  parite terimi ile belirlenir.

$$\psi_{12}(\vec{r}_{21}) = \sum_{\ell} \frac{U(r)}{r} (-1)^\ell P_\ell(\cos\theta) \quad (2.33)$$

Bu sistem için toplam dalga fonsiyonu yazıldığında bu dalga fonsiyonu üç bileşenden oluşur.

$$\psi = \psi(\vec{r})\psi(S)\psi(T) \quad (2.34)$$

Birincisi uzay bileşeni (yer vektörü bileşeni), ikincisi toplam açısal momentumdan gelen spin bileşeni, üçüncüsü izospin bileşenidir.  $\ell = 0$  olması dalga fonsiyonunun uzaysal bileşeninin simetrik olmasını gerektirir. Bu durumda spin ya da izospin kısımlarından birinin antisimetrik olması gerekir. Bu koşul spin anti-paralel yönelimle  $S = 0$  spin anti-simetrik, izospin simetrik  $T = 1$  veya spin simetrik  $S = 1$ , izospin anti-simetrik  $T = 0$  seçenekleriyle gerçekleştirilebilir. Doğada gözlenen tek kararlı ve bağlı iki nükleon sistemi olan döteron toplam spinini 1 olacak şekilde gözlenmektedir ( $\ell = 0$ ,  $S = 1$ ). Uzaysal ve spin kısmı simetrik olan döteron için anti-simetriklik koşulu anti-paralel izospin yönelimini gerektirir ( $T = 0$ ).

Özdeş parçacıkları temsil eden tüm toplam dalga fonsiyonları ya tamamen simetrik ya da tamamen anti-simetrik olmak zorundadır. Özdeş nükleonlar için, 2.30 eşitliğindeki dalga fonsiyonu Pauli prensibini yerine getirmez. İki parçacık için anti-simetrik olan dalga fonsiyonu

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) - \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1)) \quad (2.35)$$

ya da, (Slater) determinantı formu

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \psi_1(\vec{r}_1) & \psi_1(\vec{r}_2) \\ \psi_2(\vec{r}_1) & \psi_2(\vec{r}_2) \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

şeklinde ifade edilir. Bir  $A$ -nükleonlu dalga fonsiyonu için 2.34 eşitliğinin genellemesi  $A$ -parçacıklı bir Slater determinantı olur [17, 21].

Kısaca bağımsız parçacık modelinin temel ilkesi genellikle modifiye edilmiş harmonik osilatör ya da modifiye edilmiş kare kuyu potansiyeli olarak alınan bir merkezi potansiyelde nükleonların serbestçe hareket etmesidir.

### 2.3.1. Potansiyeldeki Fermiyonların Genel Özellikleri

Nükleer durumlar için uygun bir potansiyel dikkate alındığında, potansiyel merkezi ise sadece orijinden belirlenmiş noktaya radyal mesafede bağımlı olup, mükemmel bir basitleştirme ile sonuçlanır. Bu durum potansiyel küresel simetrik olduğu durumlarda geçerlidir. Tek parçacık modelinde, belirtilenlerden farklı bir merkezi potansiyel ele aldığımızda, bu potansiyeller önemli ayrıntılarda farklı olup genelde belli özellikleri paylaşırlar.

Merkezi bir potansiyelde bir parçacığın Schrödinger eşitliği çözümünde  $\psi = \psi(r)\psi(\theta, \phi)$  yazarak radyal ve açısal koordinatlara ayrıştırabiliriz. Bu koordinatlarda ayrı eşitlikler elde ederiz. Bir dalga fonksiyonunun açısal bağımlılığı merkezi potansiyelin ayrıntılı radyal davranışından bağımsızdır. Açısal değişkenler  $\ell^2 = \ell(\ell + 1)\hbar^2$ 'da kuantumlama şartlarını verir ve  $\ell_z = m_z\hbar$  açısal momentumun z bileşeni olup, burada  $m_z = \ell, \ell - 1, \dots, 0, -1, \dots, -\ell$  değerlerini alır. Çekirdeklerin düşük enerji spektrumlarının pek çoğunda (bunlar sihirli sayı yakınlarındaki proton ve nötron sayıları) dalga fonksiyonlarının açısal davranış terimlerinde potansiyelin radyal formununun bağımsızlığı kolaylıkla anlaşılabilir. Diğer taraftan bağımsız parçacık modelinde tek-parçacık yörüngelerinin temel zinciri radyal yönelimde potansiyelin seçimine bağlıdır.

3-boyutlu kare kuyu potansiyel çözümlerinin özelliklerini incelersek,  $U(\vec{r})$  ile keyfi bir potansiyel ifade ederiz ve  $U(\vec{r})$  çekicidir ve  $U(\vec{r}), r \rightarrow 0$  iken  $dU/d\vec{r} \rightarrow 0$ 'dir. Böyle bir potansiyel için Schrödinger eşitliği

$$H\psi = \left( \frac{\vec{p}^2}{2M} + U(r) \right) \psi_{n\ell m}(\vec{r}) = E_{n\ell m}(\vec{r}) \quad (2.37)$$

şeklinde ifade edilir. Bu eşitlik radyal ve açısal koordinatlarına ayrıştırılabilir ve bu yüzden  $\psi_{n\ell m}$  çözümleri

$$\psi_{n\ell m}(\vec{r}) = \psi_{n\ell m}(r\theta\phi) = \frac{1}{r} R_{n\ell}(r) \psi_{n\ell}(\theta\phi) \quad (2.38)$$

yazılabilir. 2.38 eşitliğinde  $n$  radyal kuvantum sayısı,  $\ell$  yörüngesel açısal momentum kuvantum sayısı ve  $m = \ell_z$  z-bileşeninin özdeğeridir. Nükleonun bulunduğu yörüngeye göre sahip olduğu açısal momentum değerini gösterilip, farklı  $\ell$  değerlerini takiben kabul edilen düzende isim vermek uygundur:

$$\ell = 0, 1, 2, 3, 4, 5 \dots s, p, d, f, g, h \dots \quad (2.39)$$

Belirlenmiş bir  $\ell$  değeri için,  $m = \ell, \ell - 1, \ell - 2 \dots 0, -1, \dots -(\ell - 1), -\ell$  değerlerini alır.  $U(\vec{r})$  küresel simetrik olduğu için  $(2\ell + 1)$  enerjileri  $m$ 'den bağımsızdır ve genellikle bu dizini sileceğiz.

Yörüngesel açısal momentum teriminin nükleer potansiyele getirdiği katkı, merkezi bir potansiyeldir. Bunun sonucu olarak potansiyeli,  $U(\vec{r})$  nükleer potansiyel ve yörüngesel açısal momentum katkısından gelen  $U_{merkezi}$  merkezi potansiyelin toplamı

$$U = U(\vec{r}) + U_{merkezi} \quad (2.41)$$

şeklinde yazabiliriz. Açısal momentum merkezi potansiyel  $F_{merk} = m\omega^2 r$  merkezi kuvvetinin integralidir.

$$\begin{aligned} U_{merk} &= \int m\omega^2 r dr = \int \frac{m^2 \omega^2 r^4}{mr^3} dr = \int \frac{L^2}{mr^3} dr = \int \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{mr^3} dr \\ &= \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{2mr^2} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Radyal eşitlik,

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 R_{n\ell}(r)}{dr^2} + \left[ E_{n\ell} - U(r) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2} \right] R_{n\ell}(r) = 0 \quad (2.42)$$

şeklinde ifade edilir.  $n$  kuantum sayısı dalga fonksiyonunun nodlarını (sıfırları) belirler. Sonsuz büyüklük ve  $r = 0$ 'da iki noddan birini hesaba katar ve  $n = 1, 2, \dots$  değerlerini alır.

$n$  ve  $\ell$ 'in foksionu olan 2.37 ve 2.42 eşitliklerinin çözümlerini dikkate aldığımızda Şekil 2.6'da  $\ell = 0$  için  $E_{1s}, E_{2s}, E_{3s}$  özdeğerleri boyunca en düşük üç dalga fonksiyonu  $\psi_{1s}, \psi_{2s}$  ve  $\psi_{3s}$ 'ü verir. En düşük enerji seviyesinde  $n = 1$ 'dir. Daha yüksek  $n$  seviyeleri daha yüksek enerjiye sahiptir. Fiziksel olarak neden böyle olduğunu görmek kolaydır. Büyük  $n$  nod sayısının büyük olup  $\psi$ 'de osilasyonların dalga boyu kısadır ve bu yüzden enerji artar. Bu sınırlandırmanın temel bir sonucudur.

Benzer bir şekilde aynı  $n$  fakat farklı  $\ell$  değerli iki farklı seviye için yüksek  $\ell$  değerli dalga fonksiyonu daha yüksek enerjiye sahiptir. Bu eşitlik 2.42'den kolaylıkla görülebilir çünkü merkezi potansiyel daha büyük  $\ell$  parçacıkları için daha büyüktür. Bu yüzden bu parçacıklar en yüksek çapraz harekete sahiptir ve ortalama olarak çekirdekten daha uzak olup ve daha az bağlıdır.

$\ell = 1$  için potansiyel küçük itici bir merkezi katkı ( $2\hbar^2/2mr^2$ ) vardır. Tüm potansiyel arttırılır ve daha yüksek yarıçaplara taşınırlar. Her iki etki enerjiyi arttırır. Potansiyel radyal alanda sıkıştırılırken parçacık daha fazla sınırlandırılır, bundan dolayı belirsizlik ilkesinden gördüğümüz gibi momentum ve enerji artar. Bu dalga boyu uzunluğu azalmış şeklin en düşük kısmında dalga fonksiyonunun radyal sıkıştırmasında görünür. Merkezkaç katkısı  $\ell = 2$  için  $6\hbar^2/2mr^2$ ,  $\ell = 3$  için  $12\hbar^2/2mr^2$ 'e doğru gittiğine göre, bu etki şekilde görüldüğü gibi yüksek  $\ell$  için şiddetlendirilir.

Çok genel ve sezgisel sonuçlardan önemli bir sonuç çıkarılabilir. Herhangi bir merkezi potansiyel için en düşük tek parçacık seviyesi genellikle bir  $s$  seviyesidir ve  $n = 1$ 'dir. Bu basit sonuç döteronun temel seviyesinin bir yörüngesel açısal momentum ve  $s$  seviyesi olmasının nedenini açıklar.

Bu bileşenleri nükleer yapıda bildiğimiz tek parçacık enerjilerinin temel özelliklerini çıkarmada kullanabiliriz. Yani enerji  $n$  ve  $\ell$  ile artar (dalga boyu azalır). Bu iki etki

benzer enerjide seviyelerin gruplandırılmasını dengeleyebilir. İki seviyeden biri yüksek  $n$  ve düşük  $\ell$  (ya da tersi durumda), aynı enerji yakınlarında bir araya gelir [21].

### 2.3.2. Tek Parçacık Potansiyelleri

Merkezi nükleer potansiyel kavramının nasıl ortaya çıktığına bakılacak olursa, atom çekirdeğini oluşturan nükleonları bir arada tutan bu merkezi nükleer potansiyel diğer nükleonlar tarafından oluşturulmaktadır. Bu potansiyel altında, nükleonlar belirli yörüngelerde, artan enerji seviyelerini işgal edecek şekilde, belirli sayılarda yerleştirilebilir. Nükleonların yerleştirilebileceği yörüngeler ve bu yörüngedeki dalga fonksiyonları, dolayısı ile nükleonun o yörüngede bulunma olasılığı, tamamen nükleonun etkisini hissettiği nükleer potansiyelin özelliklerine bağlıdır. Nükleer yapı hesaplamaları için başlangıç noktası bu merkezi nükleer potansiyel değil, daha çok nükleonlar arası etkileşimleri dikkate alan yaklaşımdır.

Harmonik osilatör potansiyeli nükleer fizikte nükleer probleme iyi bir yaklaşık çözüm sağlayıp, matematiksel olarak ele alınması kolay olması nedeniyle önemlidir. 2.43 eşitliğiyle verilen basit harmonik osilatör

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2} k \vec{r}^2 \quad (2.43)$$

potansiyelinde  $k$  klasik problemde yay sabiti olarak gösterilir.

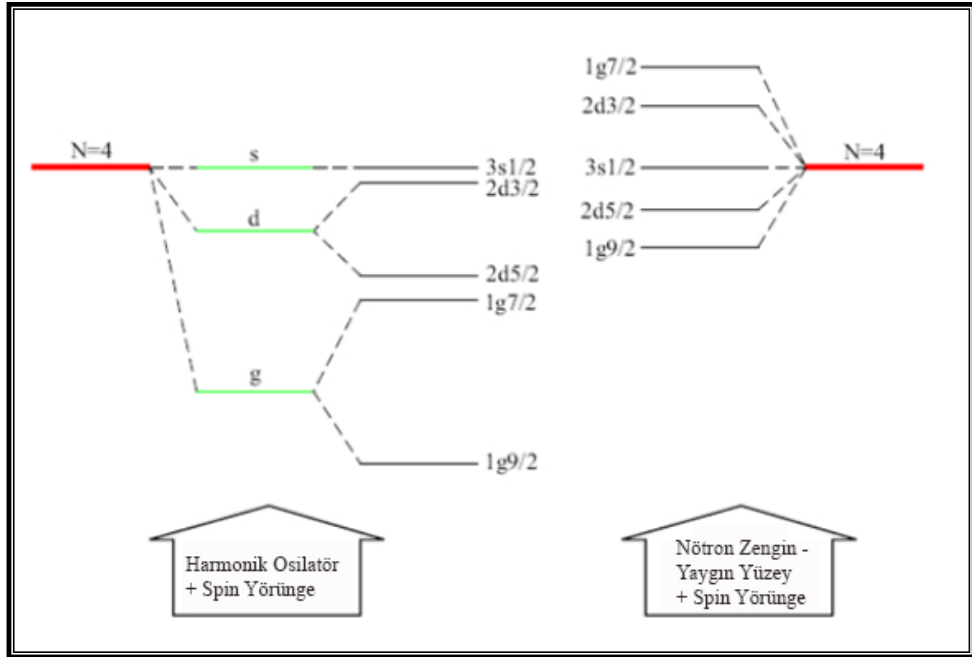
3-boyutlu bir harmonik osilatör için tek parçacık enerji özdeğeri

$$E_{n\ell} = (2n + \ell - 1/2) \hbar \omega \quad (2.44)$$

olarak yazılabilir.  $\ell$  ilgili yörüngenin yörüngesel açısal momentumu ve  $n$  en düşük 1'den başlayarak değişen radyal dalga fonksiyonundaki nod sayısıdır [16].

$N = 4$  ile karakterize edilen tek harmonik osilatör seviyesinin ayrılması Şekil 2.7'de görüldüğü gibi  $3s$ ,  $2d$  ve  $1g$ 'nin yörüngelerinde bir parçacığın enerjisi dejeneredir. Aynı şekilde  $1h$ ,  $2f$ ,  $3p$  daha büyük grupta dejeneredir. Böyle dejenereler diğer potansiyel biçimleri için çöker fakat kapalı gruplama değişmeden kalır [22].

Fenomonolojik potansiyeller aşırı izospin değerlerinde nükleer sisteme ekstrapolasyon uygulamak için uygulanamaz, çünkü parametreleri kararlı ve yarı kararlı çekirdeklerden başlayarak belirlenir. Hartree-Fock (HF) ve Hartree-Fock Bogolyubov (HFB) kullanılarak ve iyi test edilmiş Skyrme fonksiyonlarından başlayarak ortalama alanın bölgesel kısmında nötron zengin çekirdekler kararlı çekirdeklerle (Woods-Saxon potansiyeli benzeri) karşılaştırıldığında daha yaygın bir yüzey gösterir. Şekil 2.7'da  $N = 4$  ana harmonik osilatör kabuğundan meydana gelen enerji seviyelerinin ayrılmasını gösterir. Şeklin sol tarafı  $\beta$ -kararlı bölgesi yakınındaki çekirdek için tanımlanırken, sağ taraf  $\ell^2$  teriminin ortadan kalkıp sadece kuvveti spin-yörünge etkileşmesinin kaldığı durumu gösterir. Nötron zengin çekirdeklerde gözlenen yaygın yüzey en azından hafif çekirdeklerde kabuk aralıklarının eriyebileceğini ya da yok olabileceğini gösterir [1].



Şekil 2.7:  $N = 4$  ana harmonik osilatör kabuğundan meydana gelen enerji seviyelerinin ayrılma gösterimi [1].

Harmonik osilatör için sıfır nokta hareketi  $(\frac{1}{2})\hbar\omega$ 'nin boyut sayısı ile çarpımına eşittir. Bu değeri harmonik osilatör Schrödinger eşitliğini çözmeden Belirsizlik ilkesini kullanarak kolaylıkla elde edebiliriz. Bir boyut için

$$p_{min} = \Delta p = \frac{\hbar}{2\Delta x} \quad (2.45)$$

yazabiliriz. Böylece enerji

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 = \frac{\hbar^2}{8mx^2} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 \quad (2.46)$$

$E_{min}$ ,  $dE/dx = 0$  kullanılarak

$$\frac{-\hbar^2}{4mx^2} + m\omega^2 x = 0 \quad (2.47)$$

elde edilir.

$$x^2|_{E_{min}} = \frac{\hbar}{2m\omega} \quad (2.48)$$

2.46 eşitliğinde yerine koyduğumuzda

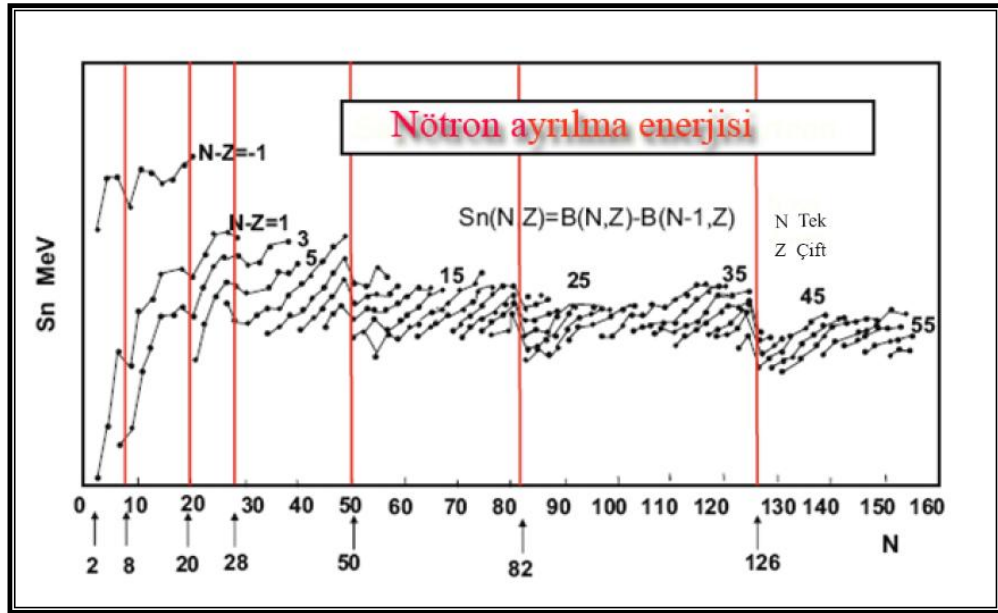
$$E_{min} = \frac{\hbar^2 2m\omega}{8m\hbar} + \frac{m\omega^2 \hbar}{2(2m\omega)} = \frac{1}{2}\hbar\omega \quad (2.49)$$

verir. Sınırlama Heisenberg Belirsizlik ilkesinin bir sonucu olarak sıfır nokta hareketine sebep olur. Sınırlama ve dalga-parçacık ilişkisi enerjilerin kuantizasyonunu verir ve benzer sonuçlar Schrödinger eşitliği ve Belirsizlik ilkesiyle elde edilir.

### 2.3.3. Nükleer Kabuk Modeli Öngörülleri ve Sihirli Sayılar

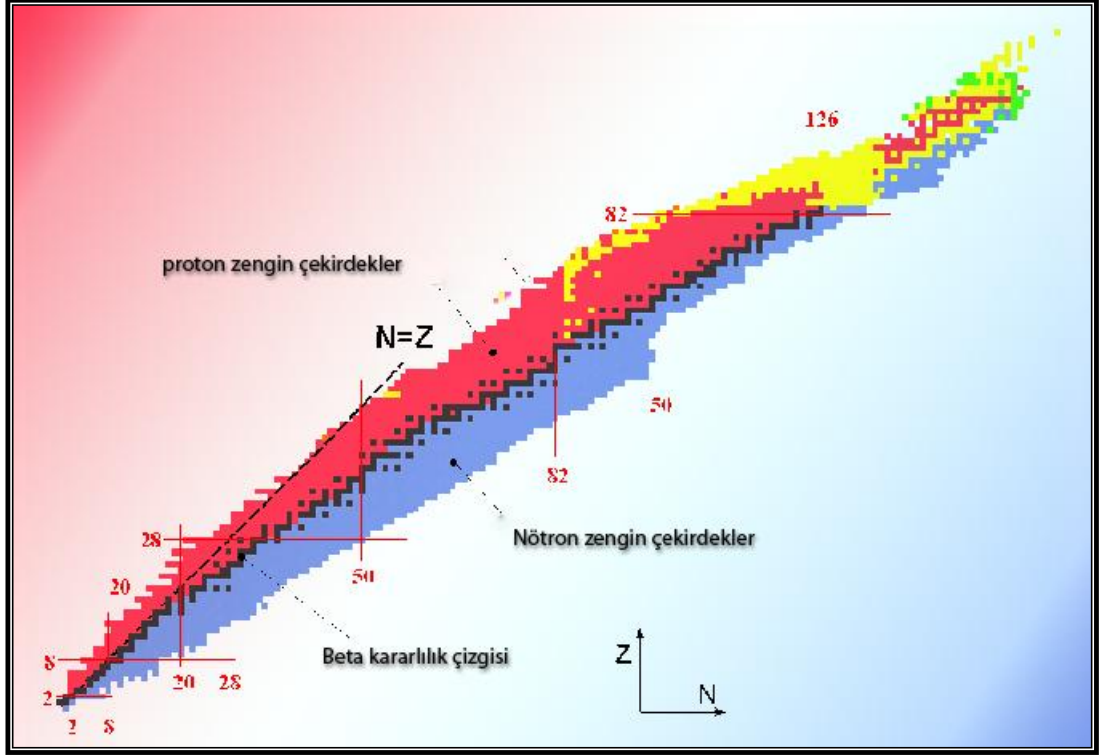
Belirli sayıda nükleona sahip çekirdekler, bir önceki ya da bir sonraki çekirdekten farklı nükleer özellikler göstermektedir. Sihirli sayılar olarak adlandırılan bu nükleon sayılarında, çekirdekten iki nötron ve iki proton ayırma enerjisinin; 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 sayılarını takip eden sayılarda ani değişim göstermesi, alfa parçacıklarının enerjisinde, belirli nötron sayısı için ani artış, 50, 82, 126 sayıları için sihirli sayıda nötrona sahip çekirdeklerin nötron kapma tepkime kesitinde, komşu çekirdeklere oranla ani azalma ve nükleer yük yarıçapının 20, 28, 50, 82 ve 126 sayılarını takiben göstermiş olduğu ani artış, sihirli sayıların varlığına işaret eden temel deneysel dayanaklardır. Nükleon ayrılma enerjileri sistematığına bakıldığında, sihirli sayılar olarak adlandırılan özel nükleon sayılarında gözlenen kesikli atlamalar haricinde nükleon ayırma enerjisinin düzgün değiştiği gözlenir. Şekil 2.8'de verilen  $S(n)$  nötron ayırma enerjisinin, sihirli sayılara ulaşana kadar düzgün olarak arttığını ve bu sayılarda

maksimum değeri aldıktan sonra, takip eden nükleon sayısı için ani bir düşüş gösterdiğini görmekteyiz.



Şekil 2.8: Gözlenmiş nötron ayrılma enerjileri [9].

Özellikle, nötron ve proton sayıları çift çekirdeklerde ilk uyarılmış seviyeleri genellikle  $2^+$  seviyesidir ve enerjileri sihirli çekirdeklerde daha yüksektir. Bu durum 20 ve 28 sihirli sayılarına karşılık gelen  $^{40}_{20}\text{Ca}$  ve  $^{48}_{20}\text{Ca}$  izotoplarında gözlenmiştir. Çift  $^{50}_{50}\text{Sn}$  çekirdekleri için protonlar sihirli sayıdadır ve ilk uyarılmış seviyeleri ( $2^+$ )  $E_{2^+} \approx 1200$  keV enerji değerinde görülürken, Cd ve Te izotonları için  $E_{2^+} \approx 500$  keV'lik bir enerjiye sahiptir.  $^{132}_{50}\text{Sn}$  'da çift-çift sihirli olduğunda,  $E_{2^+}$  birden bire birkaç MeV'e yükselir. Bunun dışında, sihirli proton sayılı elementlerin kararlı izotoplarının sayısı, komşuluğunda bulunan elementlere oranla daha fazladır. Sihirli sayı düşüncesine destek, sihirli sayılara sahip elementlerin kararlı izotoplarının büyük sayılarda olması ve bunların oldukça düşük nötron absorpsiyon tesir kesitine sahip olmasıdır. Tüm kanıtlar birleştirildiğinde, çekirdekler için 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 gibi anlamlı sihirli sayıları özetleyebiliriz.



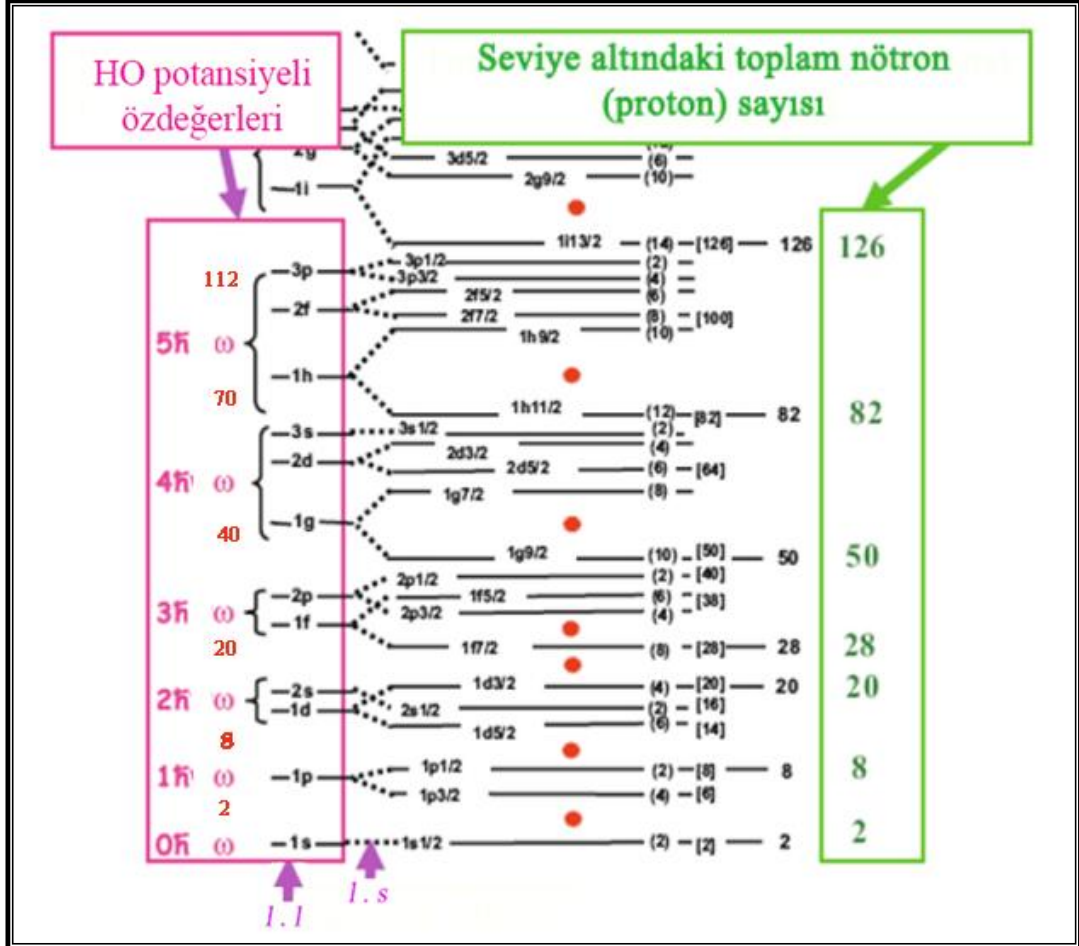
Şekil 2.9: Şu ana kadar bilinen sihirli sayılar, kararlı (siyah bölge), proton-zengin ve nötron-zengin çekirdeklerin (kırmızı ve mavi bölge) gösterimi.

Bu sihirli sayıların üretilmesi için önerilen tipik bir merkezi potansiyel 2.50 eşitliği formundadır.

$$h_{0,i} = \frac{p_i^2}{2m} + \frac{m\omega^2 r_i^2}{2} + \beta(\vec{\ell}_i \cdot \vec{\ell}_i) + \alpha(\vec{\ell}_i \cdot \vec{s}_i) \quad (2.50)$$

2.50 eşitliğiyle verilen tek parçacık Hamiltonyeninde tek parçacık enerjilerini belirleyen nükleonun bulunduğu yörüngedeki kinetik enerjisi, nükleonu bulunduğu yörüngeye bağlayan merkezi nükleer potansiyel (bu potansiyel kare kuyu, harmonik osilatör veya Woods-Saxon türü potansiyel olabilir) terimlerine ilave olarak nükleonun açısal momentumu ile ilgili iki terimi bulunur. Bunlardan kuadratik açısal momentum terimi açısal momentumla ilgili çok katlılığı giderir. Bu ilave potansiyel terimi  $\ell \neq 0$  yörüngeleri için ilave enerji sağlayarak nükleonların daha sıkı bağlanmasını sağlar. Tek parçacık hamiltonyenine eklenen dördüncü ve son terim olan spin-yörünge terimi  $\vec{\ell} \cdot \vec{s}$ , nükleonun sahip olduğu toplam açısal momentum  $j$ 'deki çok katlılığı gidererek  $j_z$  bileşenin nükleer potansiyel içerisinde daha sıkı bağlanmasına sebep olur. Tüm bu öngörüler beta kararlılık çizgisi içinde ve civarında izotoplarda gözlenen kabuk

yarılmalarını başarılı bir şekilde açıklar. Ancak tek parçacık enerji spektrumlarının kabuk yapısı beta kararlılık çizgisinden uzaklaştıkça gerek nötron zengin gerek proton zengin çekirdekler için değişecektir.



Şekil 2.10: Basit harmonik osilatör (SHO) için tek-parçacık enerjileri,  $l^2$  terimi ile modifiye edilmiş harmonik osilatör,  $l^2$  ve spin yörünge ( $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ) terimlerinin eklenmesiyle hesaplanan tek parçacık enerji seviyelerinin şematik gösterimi.

Harmonik osilatör potansiyeli için geçerli olan enerji seviyeleri Şekil 2.10'da görülmektedir. Bu şekil iki önemli özelliğe sahiptir. Bu özelliklerinden biri enerji seviyelerinin  $2n + \ell$  şeklinde tam sayı değerleri ile tanımlanan çok katlı dejenere seviyelere bölünmesidir. Diğeri ise, her bir dejenere enerji seviyesinin 3s, 2d, 1g gibi birden çok  $n$  temel kuvantum sayısı ve  $\ell$  yörüngesel açısal momentum sayısı ile temsil edilmesidir. Bu seviyeler, çekirdeğin kabuk yapısının merkezi potansiyel altında nasıl gruplandığı hakkında bilgi verir.

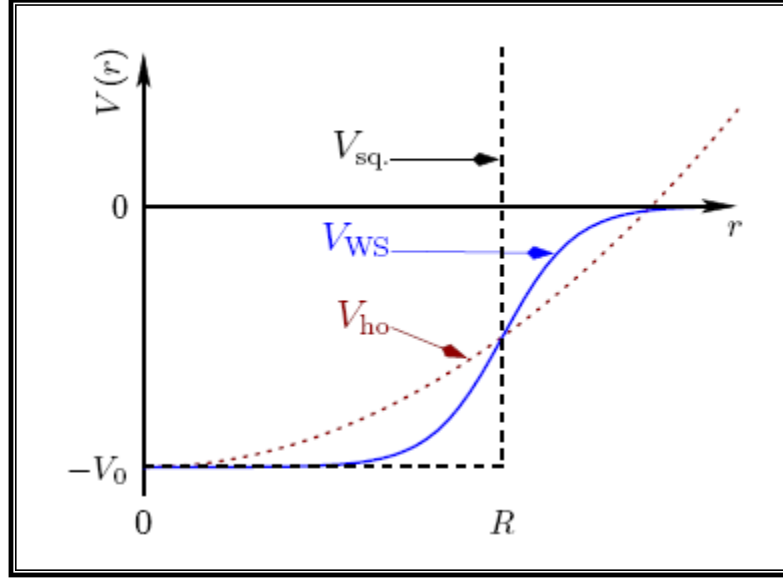
Nükleonlar çekirdek içerisinde bu dejenere seviyeleri aşağıda belirtilen kurallar dahilinde doldururlar. Nükleon spini, yörünge spini  $\ell$  ve tek parçacık spini  $s$ 'nin vektörel toplamı şeklinde yazılır. Yörüngedeki bir nükleonun toplam açısal momentum kuantum sayısı, nükleon spini  $s = \frac{1}{2} \hbar$  olmak üzere yörüngesel açısal momentum sayısının toplamı  $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s} = \vec{\ell} \pm \frac{1}{2}$  şeklinde ifade edilir. Toplam açısal momentum  $J$ 'nin z eksenindeki izdüşümünün özdeğer vektörleri olan  $m_j$  manyetik alt seviyeleri;  $m_j = j, j - 1, j - 2 \dots 1, 0, -1, -2, \dots -j$  değerlerini alır. Dejenerasyon (çok katlılık)  $2j + 1$  ifadesi ile tanımlanır. Pauli ilkesine göre, her bir yörünge aynı SPE (tek parçacık enerjisi)'li  $2j + 1$  nükleon alabilir. Bir yörünge alacağı nükleon sayısı sabit olduğundan dolayı, yörüngeye daha fazla nükleon eklediğimiz durumda daha yüksek enerji seviyesinde bulunan boş yörüngeye yerleşmelidir. Sonraki seviyenin enerjisi daha yukarıda olacağı için kordan bir nükleon ayırmak için gereken enerji, en üst seviyedeki nükleonu ayırmak için gereken enerjiden daha büyüktür. A nükleondan oluşan bir sistem için Pauli prensibi nedeniyle bir yörüngede  $2j + 1$  nükleon ile kabuk dolar ve bir sonraki kabuk doldurulmaya başlar.

Bir çekirdeğin, düşük enerji seviyelerinin spin ve pariteleri belirlenecek olursa, öncelikle kapalı kabuk ve kabuk dışındaki nükleonların açısal momentumları bilinmelidir. Kapalı kabuğun açısal momentumu tüm nükleonlar Pauli prensibine göre yerleştiğinden dolayı sıfırdır. Bu durumda çekirdeğin spin ve paritesi kabuk dışında yer alan nükleonlar tarafından belirlenir. Toplam açısal momentum ve toplam manyetik kuantum sayısı  $M$ , kapalı bir kabuk için sıfır olur yani,

$$M = \sum m_i = j + (j - 1) + \dots + (-(j - 1)) + (-j) = 0 \quad (2.51)$$

ve  $J$  asla  $M$ 'den büyük olamaz.

Harmonik osilatör potansiyeli 2, 8 ve 20 sihirli sayılarını verdiği için iyi bir potansiyel yaklaşımıdır. Eğer bu potansiyele  $\ell^2$  katkısı yapılırsa 1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p, 1g, 2d, 3s, 1h, 2f, 3p seviyelerindeki nükleonların sayısı 2, 8, 20, 40, 70, 112 sihirli sayılarını verir. Mayer ve arkadaşları basit bir düzenlemeyle, bu potansiyele  $\vec{\ell} \cdot \vec{s}$  terimini ekleyerek deneysel sihirli sayılara ulaşmışlardır [23, 24].



Şekil 2.11: Farklı ortalama potansiyellerin radyal bağımlılığı.  $V_{sq}$  kare kuyu,  $V_{ho}$  harmonik osilatör ve  $V_{ws}$  Woods-Saxon potansiyeli.

Harmonik osilatör potansiyeli  $V$ 'nin, kısa-erimli nükleer kuvvetin doğasına uygun bir şekilde geliştirilmesi için bazı değişiklikler yapılmalıdır. Nükleer kuvvetin  $R_N$  mesafesinden daha büyük bir bölgede düzgün bir dağılım gösterirler. Bu dağılım, bağlı durumlarda ortaya çıkan asimetrik dağılımdan elde edilir ve çekirdeğe net bir kuvvet etkimez. Bir başka deyişle, nükleer potansiyelin merkezi kısmı yaklaşık olarak sabit olmalıdır. Bu yüzden kare kuyu potansiyeli, harmonik osilatör potansiyelinin daha gelişmiş bir hali olarak düşünülebilir. Diğer bir olasılık ise harmonik osilatör potansiyeline  $\ell^2$  teriminin eklenmesidir.  $\ell^2$  teriminin etkisi, parçacığın yörüngesel açıl momentumuyla artar, bu sebeple yüksek açıl momentuma sahip parçacıklar, zamanlarının büyük bölümünü büyük yarıçaplı yörüngelerde geçirirler. Bu yüzden  $\ell^2$  terimi, büyük yarıçapa sahip durumlarda etkin potansiyele eşdeğer ve daha uygun sabit bir iç potansiyel arasında bir yerde bulunur. Bu potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir ve

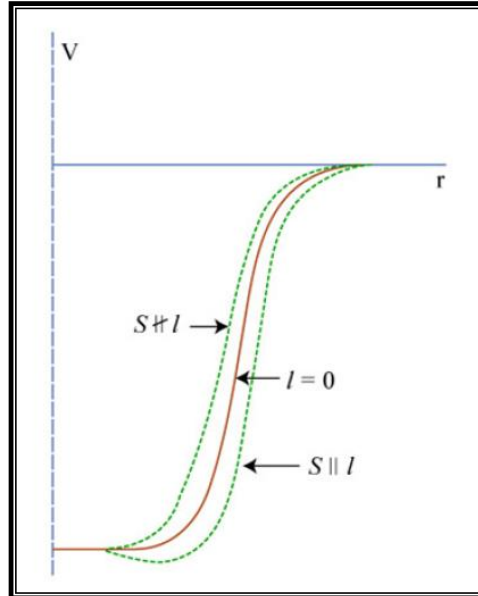
$$V_{ws}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)} \quad (2.52)$$

ile ifade edilir. Woods-Saxon potansiyelinin, harmonik osilatör potansiyeline göre daha yassı bir tabanı vardır ve bu durum  $\ell^2$  teriminin etkisine benzer bir sonuç doğurur.

Nilsson Modeli adı verilen Deforme Kabuk Modelinde tek parçacık enerjilerinin belirlenmesi bir  $\ell^2$  katkısı ile yapılır.

Harmonik osilatör potansiyeline  $\ell^2$  teriminin eklenmesiyle, Şekil 2.10'da, harmonik osilatör seviyelerinin nasıl ayrıldığı ve yüksek açısallı seviyenin enerji olarak daha aşağıda yer aldığı görülmektedir.

Nükleer potansiyel, bu şekli ile deneysel olarak gözlenen sihirli sayıların elde edilmesine olanak vermemektedir. Bu sorunun çözülmesi için spin-yörünge kuvveti olarak bilinen bir yaklaşım hesaba katılmalıdır. Spin-yörünge kuvvetini açıklamak için önce spin kuantum sayısını açıklamak gerekir. Nükleonlar 1/2 tek parçacık spinine sahip olduklarından, bir nükleonun toplam açısallı momentumu, yörüngesel açısallı momentumu ile spin açısallı momentumunun toplanmasıyla elde edilir. Şekil 2.12'de görüldüğü gibi spin-yörünge bileşeni, verilen parçacığa etkiyen kuvvet, spin ve yörünge açısallı momentumlarının paralel olduğu durumda potansiyel çekici ve antiparalel yönelimde itici davranış gösterir. Eğer paralel yönelim tercih edilip, çekici spin-yörünge potansiyeli formu  $V_{\ell s} = -V_{\ell s}(r)\vec{\ell} \cdot \vec{s}$  alınırsa yüksek  $\ell$  değerine sahip yörüngelerde Şekil 2.12'de görüldüğü gibi daha çok etkilenirler.



Şekil 2.12: Spin ve yörüngesel açısallı momentumlarının paralel ve antiparalel yönelimlerine göre potansiyel değişimi.

Her bir  $n\ell$  seviyesi, örneğin  $1f$  seviyesi  $1f_{7/2}$  ve  $1f_{5/2}$  şeklinde iki yörüngeye yarılr,  $j$  değeri büyük olan düşük enerjili yörünge, diğerinden daha aşağıda olur ve bu durumda bilinen tüm sihirli sayılar üretilir.

Harmonik osilatör enerji seviyeleri,  $E_n = \hbar\omega_0(n + 1/2)$  formülü ile hesaplanır. Bu formüldeki  $\hbar\omega$  sabiti,  $\hbar\omega = 41/A^{1/3}$  bağıntısı ile bulunur. Orta ve ağır çekirdekler için  $\hbar\omega \approx 6 \text{ MeV}$  civarındadır.  $V_{\ell s}(r)$  bu değere yakın şiddette elde edilmelidir. Yarılma için  $V_{\ell s}$ 'in güçlü bir etkisinin olması gerekir.

Rölativistik bir etki olan spin-yörünge kuvveti,  $\ell^2$  kuvveti ve merkezi potansiyel arasındaki ilişkinin fiziksel yorumunu yapmak pek kolay değildir. Spin-yörünge potansiyelinin radyal şeklini sezgisel olarak düşündüğümüzde, çekirdek içinde nükleona net kuvvet etki etmez.

Spin-yörünge potansiyeli

$$V_{\ell s} = V_{\ell s} r_0^2 (\vec{\ell} \cdot \vec{s}) \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \quad (2.53)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $f(r)$   $r$ 'ye bağımlı bir fonksiyon,  $\vec{\ell}$  yörüngesel açısal momentum ve  $\vec{s}$  nükleonların spin operatörüdür.  $V_{\ell s}$  bir sabit,  $r_0 R = r_0 A^{1/3}$  nükleer yarıçap parametresi.  $f(r)$  SHF modelinde yoğunluğun radyal fonksiyonu veya RMF modelinde potansiyelin bir fonksiyonudur. İşgal edilmiş tek parçacık seviyelerinde en büyük  $\ell$  yörüngesinin spin-yörünge yarılması yaklaşık olarak  $A^{-1/3}$  ile orantılıdır [9].  $f(r)$  fonksiyonu  $r$  ile bölünmüş yoğunluğun türeyle verilen spin-yörünge kuvvetidir. Yoğunluğun yüzeyde çok hızlı değişmesi nedeniyle,  $f(r)$  yüzeyde pik yapar. Bu kütle numarası bağımlılığı en büyük  $\ell$  değerinin  $A^{1/3}$  ile orantılı olması gerçeğinden kaynaklanır. Diğer yandan  $\frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr}$  beklenen değeri 10 MeV civarında bağlı yörüngeler için  $A^{-2/3}$  ile değişir [25, 26].

Spin-yörünge etkileşmesi nükleer yapı fiziğinde merkezi bir rol oynar. Nükleer kabuk modelinin bu etkileşmeyi içermesi deneysel olarak bilinen sihirli sayıların üretilmesi açısından vazgeçilmezdir. Ortalama alan yaklaşımına dayanan rölativistik olmayan

modellerde spin-yörünge potansiyeli fenomenolojik bir yolla içerilir. Şüphesiz böyle bir yaklaşım spin-yörünge etkileşme gücü parametresi tanımlamayı gerektirir. Bu parametrenin değeri küresel çekirdeklerdeki deneysel spin-yörünge yarılmaları ile ayarlanır. Öte yandan rölativistik çerçevede nükleonlar dirac spinörları (dirac dalga fonksiyonları) olarak tanımlanır. Bu yaklaşımda spin-yörünge etkileşimi doğal olarak etkin lagranjiyen Dirac-Lorenz yapısından doğal olarak ortaya çıkar. İlave parametre gerekli değildir ve rölativistik modeller deneysel spin-yörünge yarılmalarını üretirler [27].

Harmonik osilatör potansiyelinde,  $2n + \ell$  dejenereliği kabukların çift sayılarla değişen  $\ell$  değerleri almasına izin vermektedir ve bu nedenle verilen bir harmonik osilatör kabuğunun tüm seviyeleri çift pariteli olur. Potansiyeldeki  $\ell^2$  terimi bu olayı değiştirmez iken spin-yörünge potansiyeli  $j = \ell + 1/2$  yörüngesini enerji bakımından düşürür ve özellikle yüksek spinli seviyelerde sihirli sayıların üretilmesine sebep olur. Kararlı çekirdekler bölgesinde ana kabuk kapanışlarına yol açarak sihirli sayıların üretilmesini sağlayan spin-yörünge etkileşmesi, nükleer potansiyele eklenen bir tek-cisim etkileşmesidir. Nükleonun kendi spini  $\vec{s}$  ile, bulunduğu yörünge açısai momentumu  $\vec{\ell}$ 'nin etkileşmesi sonucu ortaya çıkan bu potansiyel, yüksek açısai momentumlu seviyenin ( $\vec{j} = \vec{\ell} + 1/2$ ), nükleer potansiyel içersinde daha sıkı bağlanarak, bir alt ana kabuk ( $\vec{\ell} - 1$ ) seviyeleri arasına intruder level (beklenmeyen seviye) olarak girmesine yol açar. Shell modelin normal olarak beklenen normal pariteli seviyelerin arasına intruder seviyelerin girmesi ana kabukların beklenen sihirli sayılarda kapanmasını sağlar. Spin-yörünge etkileşmesi  $j_> = \vec{\ell} + 1/2$ ,  $j_< = \vec{\ell} - 1/2$  seviyelerindeki çok katlılığı ortadan kaldırarak kararlı çekirdekler için gözlenen sihirli sayıları üretir. Seviye yarılmasında ortaya çıkan enerji yalnızca seviyenin yörüngesel açısai momentumuna bağlıdır. Örneğin pozitif pariteli  $1i_{13/2}$  yörüngesi 82 ve 126 kabuk bölgesinde  $2f_{7/2}$ ,  $1h_{9/2}$ ,  $2f_{5/2}$ ,  $3p_{3/2}$ ,  $3p_{1/2}$  yörüngeleri arasında yer alır. Bu yüzden sihirli sayılarla bağlı bir kabuk aynı pariteli seviyeler ile zıt pariteli bir seviyeden oluşur. Böyle yörüngelere sırasıyla normal pariteli yörüngeler ve normal olmayan pariteli yörüngeler adı verilir.

Bu durum, kabuk model potansiyelinde nükleonlar tarafından hissedilen artık etkileşme ile açıklık kazanır. Bazı durumlarda, artık etkileşme diyagoneldir ve sadece farklı seviyelerin enerjilerine katkı yapar. Başka bir deyişle farklı konfigürasyonların karışması önemli diyagonal olmayan etkiye sahiptir. Farklı pariteli seviyelerin sadece çok zayıf biçimde diğer seviyelerle karışmasından hareketle, aynı pariteli yörüngelerden ileri gelen konfigürasyonlar ya tamamen çift ya da bir çok ağır çekirdeğin karakteristik ara seviyelerinin bir karışımıdır.

Pozitif pariteli tek bir seviye, negatif pariteli seviyeler arasına inerek (ya da tam tersi), sihirli sayıların olduğu kabukları oluşturur. Aynı pariteye sahip seviyeler arasına girerek kabuktaki toplam nükleon sayısını sihirli sayı kılan bu tek yörünge genellikle yüksek  $j$  spinli bir yörüngedir ve kabuktaki fazla nükleonu alır. Böylece kabuklar  $n$  ile tanımlanırken, gerçek kabuklar seviye düşmesi ile elde edilir. Bu durum, Kabuk model potansiyelinde nükleonlar tarafından hissedilen belirli türde bir artık etkileşmenin tanımlanması ile anlam kazanır.

Pauli prensibi gereğince seviyeler ardışık olarak doldurulur. Bu prensip dikkate alınmasaydı her bir nükleon en alttaki kadar kararlı olurdu. Bu durum, Pauli prensibinin  $N = Z$  çekirdeklerinin kararlı çekirdekler olduğunu gösteren önemli bir sonucudur. Nükleonlar yörüngeleri belli miktarda enerji karşılığında seviyeleri aşağıdan yukarıya doğru doldurulurlar. Çekirdek, yüksek spinlerde Coulomb etkisini azaltmak için daha çok nötron bağlama eğilimindedir. Coulomb kuvveti uzun erimli ( $V_{Coul} \cong 1/r$ ) ve protonlar tarafından hissedilen bir itme kuvvetidir. Bu kuvvetin enerji seviyelerine olan temel etkisi, tek parçacık proton enerji seviyelerinde artışa karşılık gelir. Coulomb etkileşmesinden dolayı, eklenen her bir proton için fazladan enerji harcanır. Bu özellikle ağır çekirdeklerde açığa çıkan önemli bir etkidir olarak  $A$  arttıkça çekirdeğe nötron bağlanması, proton bağlanmasına göre daha çok tercih edilir. İkinci önemli nokta ise merkezi potansiyelde bağımsız harekettir. Deneysel olarak nükleer yarıçap  $R = 1.2A^{1/3}$  bağıntısıyla gösterilir. Eğer bir nükleon yarıçapı 1 fm alınacak olursa ve çekirdek nükleonlarla doldurulursa nükleer hacmin tek nükleon hacmine oranı  $(1.2)^3 A$  veya bir nükleonun hacminin  $A$  katından daha fazla olduğu görülür. Bu durum nükleonların sıkı paketlenmiş bölgede birbirine karışmayan yörüngeler halinde bulunduğunu gösterir.

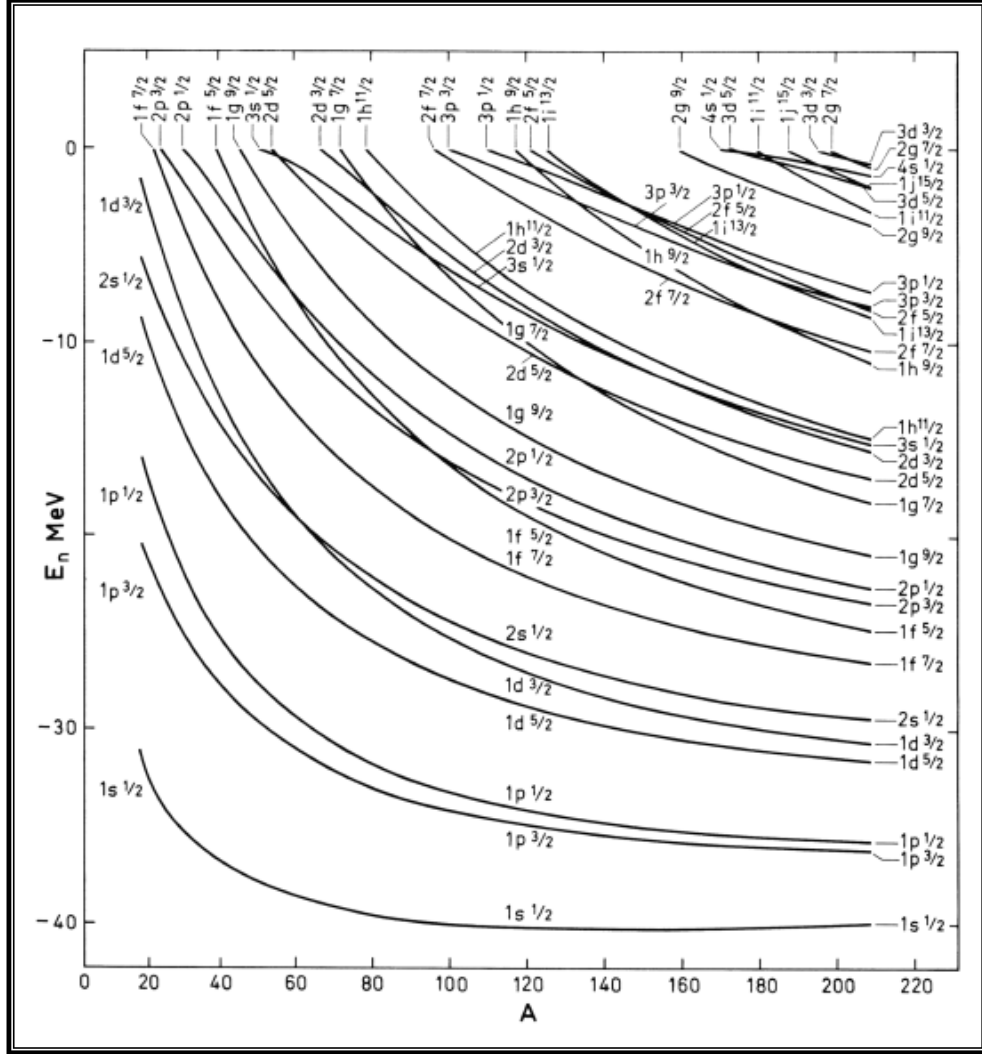
## 2.4. TEK PARÇACIK ENERJİLERİNİN KÜTLE BAĞIMLILIĞI

Bağımsız parçacık modelinin tek parçacık enerjileri  $N$  ve  $Z$  ile iki şekilde değişir. Biri kullanılan potansiyel, diğeri de çekirdeğin kütle numarasına bağlılık durumlarıdır. İki farklı genişlikte ( $d$ ) kare kuyu potansiyeli içersinde aynı enerjiye sahip bir parçacığı hapsettiğimizi düşünelim. Geniş kuyuda parçacığın kuyuda işgal edeceği kuantum enerji seviyesi, genişliği dar olan kuyuya göre daha aşağıdadır. Kuyu genişliği dar olan potansiyelde ise parçacığın sahip olduğu dalga fonksiyonu daha karmaşık (nod sayısı daha fazla) ve dalga boyu daha kısadır. Kuyu genişliği büyük olan potansiyelde dalga fonksiyonu daha basittir ve buna bağlı olarak dalga boyu artarak bağlı durumun enerjisi azalır. Bu durum düşük enerjili dalga fonksiyonlarının sonsuz kare kuyu için sıkı bağlı olduğunu gösterir. Kare kuyu enerjisi için  $E \sim 1/d^2$  ile orantılıdır, burada  $d$  kuyunun boyutlarıdır.

Bu sebeple Kabuk Model için

$$E_{t.p.e.} \sim 1/r^2 \sim A^{-2/3} \quad (2.54)$$

yaklaşımı yapılabilir.



Şekil 2.13: A kütle numarasının bir fonksiyonu olan tek-parçacık enerjileri [9].

Bu olgu Nükleer Fizikte ağır ve hafif çekirdekte nükleer potansiyel içersine hapsolmuş nükleonların dalga fonksiyonu ve tek parçacık enerjileri için açıklandığında hafif çekirdekte tek parçacık enerjileri ve buna karşılık gelen uyarılma enerjileri yüksektir. Ağır çekirdekte ise tek parçacık enerjileri ve uyarılma enerjilerinin düşük olması beklenir [21].

## 2.5. TEK PARÇACIK YÖRÜNGELERİNİN NİLSSON NOTASYONU

Genel olarak küresel olmayan deforme çekirdekte tek parçacık yörüngeleri Nilsson notasyonu ile verilir. HFBTHO programında hesaplanan tek parçacık enerjileri Nilsson notasyonu ile verilmiştir. Bu nedenle Nilsson notasyonu ile ilgili olarak kısaca bilgi vermek yeterli olacaktır.



Ayrıntılı hesap yapmadan Nilsson yörüngesi enerjileri ve dalga fonksiyonlarını yazmak mümkündür. Şekil 2.14'de görüldüğü gibi her bir yörüngeyi Nilsson kuantum sayıları ile etiketlemek gerekir. Nilsson yörüngesi  $K^\pi [N n_z \Lambda]$  şeklinde ifade edilir. İlk kuantum sayısı,  $K$  değerini ve  $\pi$  paritesini verir.  $N$  kabuğu belirten temel kuantum sayısını,  $n_z$   $z$  eksenindeki dalga fonksiyonlarının düğüm sayısını,  $\Lambda$  ise yörüngesel açılal momentumunun  $z$  eksenine veya simetri eksenine boyunca izdüşümüdür. Alternatif bir gösterim olarak  $[N n_z \Lambda \uparrow]$  veya  $[N n_z \Lambda \downarrow]$  şeklinde  $K$ 'nın yerini yörüngesel açılal momentum ile spinin aynı doğrultuda yönelimini ( $\uparrow$ ) ve zıt yönelimini ( $\downarrow$ ) gösteren bir ifade şekli de kullanılmaktadır.

Prolate çekirdeklerde, ekvatoral yörüngeler nükleer maddeye en yakın olan ve en aşağıda bulunan yörüngelerdir. Bu yörüngeler nükleon dalga fonksiyonunun büyük bir oranda simetri eksenine üzerinde yayıldığı yörüngelerdir. Dalga fonksiyonları, simetri ekseninde en çok sayıda düğüme ve böylece  $n_z$ 'nin en büyük değerine sahiptir.  $N = n_z + \Lambda$  değeri  $n_z$  ve  $\Lambda$ 'nın izinli değerlerinin toplamı şeklinde ifade edilir. Parite  $\pi = (-1)^N$  ile bulunur.  $N$  çift ise parite çift,  $N$  tek ise parite tek olacaktır.

Prolate çekirdekler için örneklerle açıklanacak olursa en aşağıda yer alan yörüngenin en yüksek olasılıkla sahip olduğu  $n_z$ 'den başlanır.  $n_z$ 'nin maksimum değeri verilen  $N$  temel kuantum sayısı için  $n_z = N$ 'dir. Verilen bir  $N$  için en düşük yörünge  $K = 1/2$ 'dir. Bu durum ekvatorial yönelimli yörüngedir.  $N = 5$  olan bir durum için  $K = 1/2$  ise,  $\Lambda$  kuantum sayısı 0 veya 1 olabilir.  $N$  tek olduğundan  $n_z + \Lambda$  tek olacaktır.  $N = 5$  en düşük yörüngenin Nilsson kuantum sayıları  $K^\pi [N n_z \Lambda] = 1/2^- [5 5 0]$  olmalıdır. Bu Nilsson işaretlemesi  $K = 1/2$  yörüngesinin  $h_{11/2}$  kabuğundan ileri geldiğini göstermektedir. Neredeyse bütün  $N = 5$  yörüngeleri 82-126 kabuğunda yer aldığından,  $h_{11/2}$  yörüngesi spin-yörünge etkileşiminden dolayı  $N = 4$  50-82 kabuğuna doğru itilen en aşağıdaki yörüngedir.  $h_{11/2}$  kabuğundan diğer yörüngelerle devam edecek olursak sonraki yörünge  $K = 3/2$  değerine sahip olur. Yörüngesel yönelimi, ekvatorial düzlemden biraz uzaklaştığı için simetri eksenine yönünde daha az yayılır ve bir sonraki küçük  $n_z$  değerine sahip olup, Nilsson kuantum sayısı  $3/2^- [5 4 1]$ 'dir.  $\Lambda$  değeri,  $n_z + \Lambda$  değerini tek yapan değerleri alacak şekilde sabittir. Geriye kalan  $h_{11/2}$  tabanlı yörüngeler  $5/2^- [5 3 2]$ ,  $7/2^- [5 2 3]$ ,  $9/2^- [5 1 4]$ ,  $11/2^- [5 0 5]$  ifade edilirler.

Bir sonraki  $N=5$  yörüngeleri, dalga fonksiyonları  $h_{9/2}$  genliğini içeriyor olsalar da 82-126 kabuğunda  $f_{7/2}$  ailesinden kaynaklanır.  $K = 1/2$  yörüngesi,  $h_{11/2}$  kabuğunun  $K = 1/2$  yörüngesinden daha yüksek enerjiye sahip sahiptir, simetri ekseninde daha az yayılıp daha düşük  $n_z$  değerine sahip olmalıdır. Kuantum sayıları  $K = 1/2$  için  $1/2^- [5 4 1]$ ,  $K = 3/2$  için  $3/2^- [5 3 2]$ 'dir. Diğer yörüngeler bu sistematikte doldurulur.

Diğer yol ise, verilen bir  $j$  kabuğu için enerji değil ama  $K$  değeri dikkate alınarak yapılır. Örneğin, ardışık  $K = 1/2$  yörüngeleri için  $h_{11/2}$  yörüngesinden başlayarak ve  $\Lambda = 0$  veya 1 olduğu göz önüne alınarak;  $1/2^- [5 5 0]$ ,  $1/2^- [5 4 1]$ ,  $1/2^- [5 3 0]$ ,  $1/2^- [5 2 1]$ ,  $1/2^- [5 1 0]$  ve  $1/2^- [5 0 1]$  olurlar.

82-126 kabuğundaki eş pariteli yörüngelerden en düşüğü  $N=6$  yörüngesidir ve bu yüzden bunun kuantum sayısı  $1/2^+ [6 6 0]$ ,  $3/2^+ [6 5 1]$ , . . . . . ,  $13/2^+ [6 0 6]$  olmalıdır [21].

## 2.6. KARARLILIK EĞRİSİ UZAĞINDA TEK PARÇACIK SEVİYELERİ

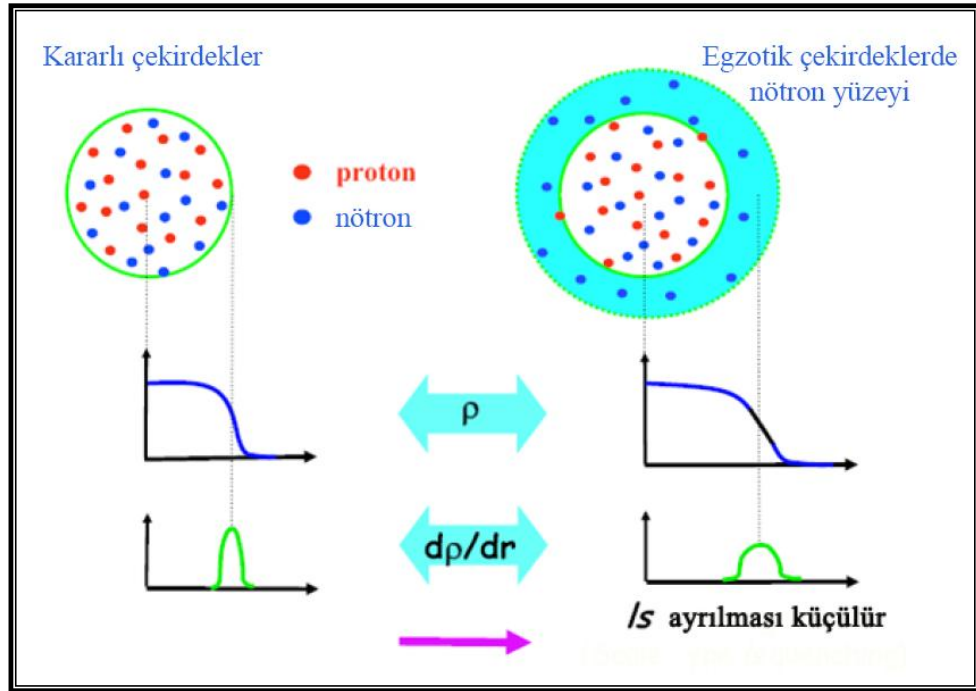
Artan nötron/proton girişiyle nükleer ortalama-alan potansiyellerinin modifikasyonu ile tek-parçacık seviyelerinin konumları değişir. Bu etki nükleer hacim ve yarıçap ile ilgilidir. Nükleonların sayısı arttıkça nötron ve proton yarıçaplarıyla ilgili dağılımlar büyür ve nükleer potansiyeller modifiye edilir. Benzer bir şekilde, parçacık dağılımının geçirgenliğindeki (diffuseness) değişimler nükleer ortalama-alan potansiyelinin geçirgenliğini etkiler. Çünkü nötron-proton etkileşmesi kuvvetlidir. Nötron potansiyeli sadece nötronlara değil proton sayısına da bağlıdır. Böylece tek-parçacık seviyelerinde kademeli bir değişim gözlenir.

Kararlılık eğrisinden uzakta nötron damlama çizgisi boyunca çekirdeklerde, spin-yörünge etkileşmesinde belirli oranda bir azalma meydana gelir [30]. Dolayısıyla egzotik çekirdeklerde spin-yörünge etkileşmesinin azalmasının başlıca iki nedeni vardır: Bu nedenlerden birincisi nötron zengin çekirdeklerde nötron yüzeyinin genişlemesi, ikincisi ise tensör kuvveti etkisidir.

### 2.6.1. Nötron Zengin Çekirdeklerde Nötron Yüzeyi

Nötron damlama çizgisi proton damlama çizgisine göre kararlılık eğrisinden daha uzakta bulunur, çünkü nötronlarda itici kuvvet etkili değildir.

Kararlı çekirdeklerde, kuvvetli proton-nötron etkileşmesi işgal edilmiş hacmi korur; proton ve nötron yarıçap değerleri birbirinden çok az farklı olup potansiyelleri Coulomb etkisi nedeniyle farklıdır. Bu potansiyel nötron fazlılığı olan çekirdekte daha büyük değildir. Proton ve nötronların potansiyeli birbirinden ayrılır ve yüzey bölgesi çoğunlukla nötronlar tarafından işgal edilir. Çekirdeki nötron kalınlığı Xe bölgesinde tahmin edilebilir. Bu çekirdekler son birkaç nötronun zayıf bağlanma enerjisi ve çekirdek içindeki nükleonların yüksek yoğunluğuyla tanımlanır. Kararlılık eğrisinin nötron eksik kısmında bulunan  $^{100}\text{Sn}$ 'da ( $N = Z$ ) işgal edilen yörüngeler çok benzer olduğundan dolayı proton ve nötron yoğunluklarının çok benzer olması beklenir.  $^{100}\text{Zn}$ 'da nötron yoğunluğu proton yoğunluğunun 2 katından fazladır. Bu yüzden nötron ve protonların Fermi enerjileri çok farklıdır [28].



Şekil 2.16: Nötron zengin çekirdeklerde spin-yörünge yarılmasının klasik gösterimi[29]

Şekil 2.16 nötron zengin çekirdeklerde yaygın yüzey nedeniyle spin-yörünge yarılmasının değişimini göstermektedir [29]. Tek parçacık spektrumlarında ortaya çıkan

kabuk aralıklarını modifiye eden farklı mekanizmalar öngörülmüştür. Bu mekanizmalardan biri, kararlılık eğrisinin uzağında zayıf bağlı egzotik çekirdeklerin yapısını açıklayan yaklaşımdır. Bu yaklaşıma göre gevşek bağlı tek parçacık seviyeleri bir başka deyişle nötron yoğunluğu yüzey geçirgenlik katsayısının artışı ve nötron zengin çekirdeklerin daha yaygın bir yüzeye sahip olması, nötron zengin çekirdeklere spin-yörünge çiftleniminin azalmasına yol açar [1]. Bu yaklaşım rölativistik modeller çerçevesinde Lalazissis ve arkadaşları tarafından geniş bir şekilde tartışılmıştır [7] .

Nötron zengin çekirdeklere nötron yoğunluğunun artmasıyla kabuk etkisi ve nötron yarıçaplarında artış gözlenir.  $t$  yüzey kalınlığı,  $\rho(r)/\rho_0$ 'un 0.9'dan 0.1'e indiği durumda yarıçaptaki değişim olarak tanımlanır. Yaygınlık (diffuness) parametresi  $\alpha$  ise Fermi dağılımına uygun nötron yoğunluklarıyla tanımlanır. Egzotik çekirdeklere tek parçacık enerjilerindeki değişimi nükleon-nükleon etkileşmesinin spin-izospin bağımlı kısmı ile açıklayabiliriz. İzospin sayısının artmasıyla nötron yüzey kalınlığı değeri artar ve yüzey daha yaygın olur. Böylece spin-yörünge çiftlenimini azalan potansiyellerin eğimi şeklinde tanımlayabiliriz. Bu durum  $\Delta E_{\ell s} = E_{n,\ell,j=\ell-1/2} - E_{n,\ell,j=\ell+1/2}$  seviyelerinin hesaplanmış spin-yörünge yarılmalarında yansıtılır [31].

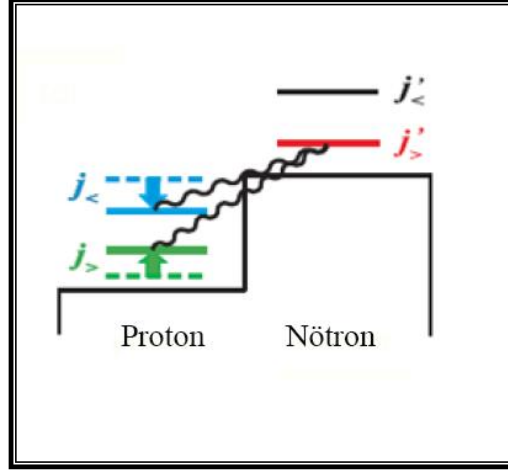
### 2.6.2. Tensör Etkisi

Nükleon-nükleon etkileşmesindeki mezon değiş tokuşunda, en hafif ve iyi bilinen mezon olan pionun göz önünde bulundurulmasıyla ortaya çıkmaktadırlar.

Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak hesaplanan tek parçacık enerjileri proton veya nötron sayısı ile değişir. Bu durumda tek parçacık enerjileri değiştii için rölatif enerjileri neredeyse hiç değişmemiştir. Bu değişimler, yarıçapı  $A(= N + Z)$ 'ya dayanan potansiyel değişimi ve/veya  $N/Z$  asimetsine dayanan potansiyel derinliğinin değişmesi nedeniyledir. Woods-Saxon potansiyelinde göreceli enerjileri merkezi potansiyelin değişen etkileri nedeniyle drip-line (damlama çizgisi) yakınlarında değişebilir.

$N$  ve/veya  $Z$  değişirken rölatif enerjiler N-N etkileşmesi nedeniyle değişebilir. Bu enerji yeterince büyükse kabuk sönümlenmeleri ve spin-yörünge yarılmalarının azalmasıyla sonuçlanır.

Monopole etkileri içeren valans nükleonların etkin tek-parçacık enerjileri (ESPE) için farklı bir doldurma konfigürasyonu kullanılır. Şekil 2.17'de anlatılan bu konfigürasyonda  $j_> = \ell + 1/2$  yörüngesinde bir proton ve  $j_< = \ell - 1/2$  yörüngesinde bir nötron (ya da tam tersi durumda) bulunup, birbirleriyle etkileşirler. Yani proton  $j_>$  yörüngesini doldurduğunda, nötron  $j_<$  yörüngesine düşer ve ESPE küçülür.



Şekil 2.17: Tensör etkileşmesiyle oluşturulan monopole etkileşme gösterimi[32].

İki cisim matris elemanları genel etkileşmeden

$$V_{jj'}^T = \frac{\sum_j (2J + 1) \langle jj' | V | jj' \rangle}{\sum_j (2J + 1)} \quad (2.55)$$

şeklinde belirlenebilir. Burada,  $\langle jj' | V | jj' \rangle$ ,  $J$  açısal momentum ve  $T$  izospinini oluşturmak üzere çiftlenim yapan  $V$  matris elemanını temsil ederken,  $(2J + 1)$  ağırlık çarpanı olup belirli bir tek parçacık yörüngesindeki nükleonların aynı yörüngedeki tek bir nükleona olan ortalama etkilerinden kaynaklanır. O halde yukarıdaki bağıntı kullanılarak,  $V_{jj'}^T$  matris elemanlarından oluşan iki cisim etkileşmesi inşa edilebilir. Bu etkileşme orijinal  $V$  etkileşmesinin monopole özelliğini gösterir.  $V$  etkileşmesi bu durumda tensör etkileşmesine karşılık gelir. Nötronlar  $j'$  yörüngesini işgal eder ve  $j (\neq j')$  yörüngesi proton yörüngesi olarak alınır,  $j$  yörüngesine ait tek parçacık enerji kayması

$$\bar{\Delta}\varepsilon_p(j) = \frac{1}{2} \{V_{jj'}^{T=0} + V_{jj'}^{T=1}\} n_n(j') \quad (2.56)$$

bağıntısı ile verilir.  $n_n(j')$   $j'$  yörüngesindeki nötron sayısı olup, aynı durum  $n_p(j')$ 'nin fonksiyonu olarak  $\bar{\Delta}\varepsilon_n(j)$  nötronların bulunduğu  $j$  yörüngesi için tek parçacık enerji ötelenmesi için de geçerlidir.

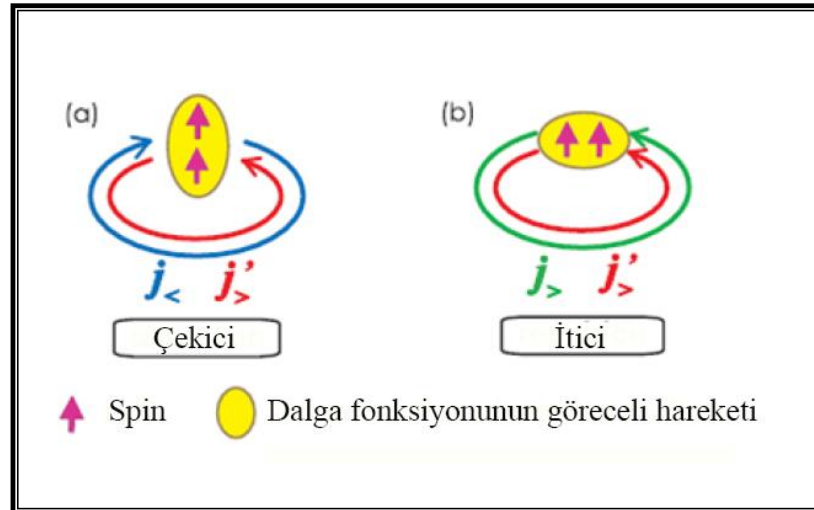
$j_>$  ve  $j_<$  yörüngelerin Fermi yüzeyine yakın parçacık ya da boşluk seviyelerini temsil ettiğini ve radyal dalga fonksiyonlarının harmonik osilatör potansiyeli ile verildiğini varsayalım.  $V$  tensör etkileşmesini göstermek üzere aşağıdaki özdeşlik yazılabilir:

$$(2j_> + 1)V_{j_>j_>}^T + (2j_< + 1)V_{j_<j_<}^T = 0 \quad (2.57)$$

ve

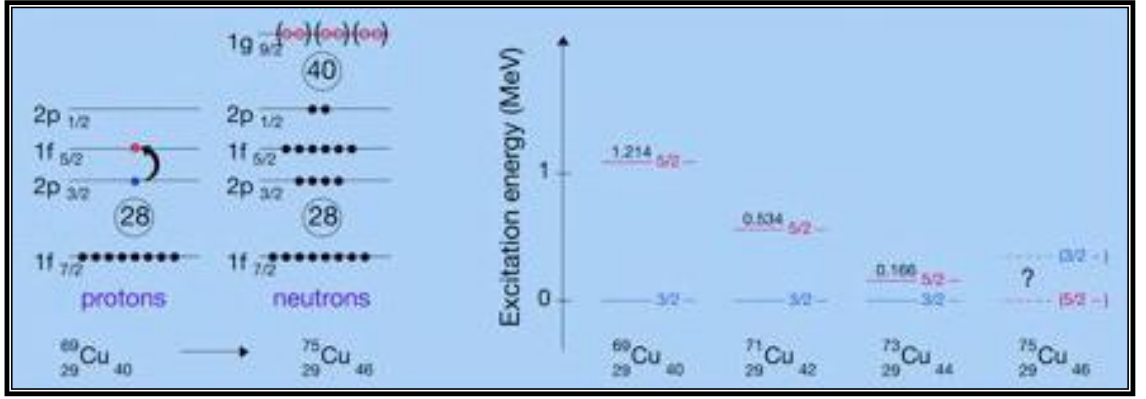
$$V_{jj'}^{T=0} = 3 \times V_{jj'}^{T=1} \quad (2.58)$$

bu eşitlikte ( $j \neq j'$ ) olduğu durumda geçerlidir.  $T=0$  veya  $1$ ,  $j' = j_>$  veya  $j_<$  şeklinde yazılan özdeşlik sadece nötronlar ya da sadece protonlar arasındaki durumlar için de uygulanabilmektedir [33].



Şekil 2.18:  $j$  ve  $j'$  yörüngelerinde iki nükleonun tensör kuvveti hareketinin gösterimi [32].

Tensör kuvvetinin sezgisel olarak nasıl çalıştığına bakacak olursak; şekil 2.18’de (a) durumunda yörüngesel açısal momentum ve spin paraleldir, (b) durumunda ise tam tersidir. Tensör kuvveti iki nükleonun spinleri paralel olup,  $S = 1$  olduğu durumda çalışır. Yukarı durumda spinler değişmeyebilir, fakat yörüngesel hareket iki durumdan birinde olabilir. İki nükleon  $j_<$  ve  $j_>$  yönelimlerinde ise farklı yönlerde hareket ederler. Çarpışmada rölatif momentum yüksektir ve rölatif hareketin uzaysal dalga fonksiyonu çarpışma yönelimi boyunca durdurulur. Böylece dalga fonksiyonu S spini boyunca yayılır ve tensör kuvveti çekicidir. İki nükleon  $j_>$  ve  $j_>$  yörüngelerinde ise birlikte hareket ederler ve tensör kuvveti itici çalışır [32].



Şekil 2.15 :  $^{69}\text{Cu}$ 'dan  $^{75}\text{Cu}$ 'a tek  $A$  değerli bakır izotoplarının tek parçacık yapısının gösterimi.

Tek parçacık seviyelerinde çapraz değişim tek sihirli  $^{68}\text{Ni}$ 'den 1 proton fazla nötron zengin bakır izotoplarında gözlenebilir. Tek  $A$  değerli  $^{69}\text{Cu}$ 'dan  $^{75}\text{Cu}$ 'a bakır izotoplarında tek parçacık yapısı,  $^{69}\text{Cu}$ 'da  $2p_{3/2}$  seviyesinde bulunan valans proton ile  $^{75}\text{Cu}_{46}$ 'da  $1g_{9/2}$  yörüngesini dolduran nötronlar arasındaki çiftlenim nedeniyle,  $^{69}\text{Cu}$ 'dan  $^{75}\text{Cu}$ 'a tek  $A$  değerli  $1f_{5/2}$  yörüngesindeki protonların uyarılma enerjisi 1.214 MeV'den 0.166 MeV'e azalır.  $^{69}\text{Cu}$ 'dan  $^{75}\text{Cu}$ 'a hareket ederken “monopole migration (monopole göç)” fenomeni nedeniyle  $^{77}\text{Cu}$  ya da  $^{79}\text{Cu}$ 'da  $1f_{5/2}$  ve  $2p_{3/2}$  proton yörüngelerinin ters çevrilmesine neden olur [28].

### 3. MALZEME VE YÖNTEM

#### 3.1. HARTREE-FOCK YÖNTEMİ

A nükleonlu sistemde, dolu tek parçacık yörüngeleri  $\varphi_\lambda$  cinsinden verilen  $\rho(r)$  yoğunluğunu oluşturacak şekilde, nükleonların bir dizi  $\varphi_\lambda(r)$  nükleon yörüngelerini doldurduğunu düşünelim.

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\lambda \in F} \varphi_\lambda^*(\vec{r}) \varphi_\lambda(\vec{r}) \quad (3.1)$$

Tek parçacık dalga fonksiyonlarının oluşturduğu Slater determinantı cinsinden  $|\psi\rangle$  dalga fonksiyonu,  $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det\{\varphi_\lambda(r_i)\}$  ifadesi ile verilir. Burada A nükleon sayısı,  $\varphi_\lambda$  tek parçacık yörüngeleridir. HF eşitlikleri, toplam enerjinin, normalize dalga fonksiyonlarına göre minimize edilmesi ile elde edilir.

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \sum_{\lambda \in F} \langle \lambda | t | \lambda \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu \in F} \langle \lambda \mu | V | \bar{\lambda} \bar{\mu} \rangle \quad (3.2)$$

Burada  $H$ ,  $t$  kinetik enerji ve  $V$  potansiyel enerji terimlerinden oluşan nükleer hamiltonyendir.  $\lambda \in F$  sembolü, dolu yörüngeleri göstermektedir. Varyasyon prensibinin uygulanması sonucu, Hartree-Fock yörüngeleri, HF eşitliklerinin çözümü olarak elde edilir.

$$h_{HF} |\lambda\rangle = e_\lambda |\lambda\rangle \quad (3.3)$$

Burada,  $h_{HF}$  tek parçacık Hamiltonyenine ve  $e_\lambda$  nicelikleri HF yörüngelerinin enerjilerine karşılık gelir [34].

$V(\vec{r}, \vec{r}')$  etkin iki-cisim etkileşmesinden başlayarak,  $\vec{r}'$  noktasında oluşan potansiyel

$$U_H(\vec{r}') = \sum_{\lambda \in F} \int \varphi_\lambda^*(\vec{r}) V(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_\lambda(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3.4)$$

ifadesi ile verilir.

Burada,  $U_H(\vec{r}')$  çekirdek içersinde nükleon hareketini etkileyen potansiyeldir ve Hartree terimi olarak adlandırılır.  $\varphi_i(\vec{r})$  yörüngesi için tek-parçacık Schrödinger eşitliği

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}) + \sum_{\lambda \in F} \int \varphi_\lambda^*(\vec{r}) V(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_\lambda(\vec{r}') d\vec{r}' \varphi_i(\vec{r}) \\ - \sum_{\lambda \in F} \int \varphi_\lambda^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_\lambda(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}') d\vec{r}' = \varepsilon_i \varphi_i(\vec{r}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

şeklinde veya daha kısa olarak,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}) + U_H(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) - \int U_F(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_i(\vec{r}') d\vec{r}' = \varepsilon_i \varphi_i(\vec{r}) \quad (3.6)$$

3.5 eşitliği formunda yazılabilir. Burada,

$$U_H(\vec{r}) = \sum_{\lambda \in F} \int \varphi_\lambda^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_\lambda(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (3.7)$$

Hartree terimini,

$$U_F(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{\lambda \in F} \varphi_\lambda^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \varphi_\lambda(\vec{r}) \quad (3.8)$$

Nükleonlar arası exchange (değişim) potansiyelini veren Fock terimini temsil etmektedir.

Ardışık yaklaşım prensibine dayanan Hartree-Fock yöntemi, parametrik  $V(\vec{r}, \vec{r}')$  etkin iki-cisim etkileşim potansiyeli bilgisine dayanarak tahmin edilen başlangıç ortalama alanı veya başlangıç dalga fonksiyonu ile başlar ve 3.5 eşitliği ile verilen çiftlenimli

eşitlikleri çözerek,  $U_H(\vec{r})$ ,  $U_F(\vec{r}, \vec{r}')$ ,  $\varphi_i(\vec{r})$  ve  $\varepsilon_i$  nicelikleri için daha iyi değerler bulmayı amaçlar.

Şematik olarak bu ardışık yaklaşım yöntemi,

$$\begin{array}{cccc}
 U_{H(F)}^0(\vec{r}) & & U_{H(F)}^1(\vec{r}) & & U_{H(F)}^2(\vec{r}) & & U_{H(F)}^n(\vec{r}) \\
 \downarrow \nearrow & & \downarrow \nearrow & & \downarrow \nearrow & & \downarrow \\
 \varphi_i^0(\vec{r}) & & \varphi_i^1(\vec{r}) & & \varphi_i^2(\vec{r}) & & \varphi_i^n(\vec{r}) \\
 \varepsilon_i^0 & & \varepsilon_i^1 & & \varepsilon_i^2 & \dots & \varepsilon_i^n
 \end{array}$$

şeklinde özetlenebilir [17].

### 3.2. HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV YÖNTEMİ

Nükleon-nükleon saçılma deneylerinden elde edilen verilerle, nükleon-nükleon etkileşmesi için parametrize edilmiş yarı-deneysel bir etkin etkileşme tanımlanabilir. Bu tür etkileşmeler iki cisim etkileşmesinden başlayarak, yoğunluk bağımlı enerji fonksiyonlarının türetilmesi için uygundur. Genelde parametrize edilmiş etkileşmeler, sıfır-erimli Skyrme türü [35, 36, 37] etkileşmeler veya belirli etkileşme erimine sahip Gogny türü [38] etkileşmelerdir. İki nükleon arasındaki etkin kuvvetin parametrize edilmesi ile A tane nükleondan oluşan sistemin toplam enerjisi, bu kuvvetle hesaplanan potansiyel enerji ile kinetik enerjinin toplamı olarak, bir tek-cisim hamiltonyeni şeklinde temsil edilebilir. Hartree-Fock yöntemi ile iki cisim yoğunluk matrisleri, tek-cisim yoğunluk matrisi cinsinden ifade edilen Hartree-Fock eşitliklerine indirgenir. Sistemin dalga fonksiyonu bir Slater determinantı ile tanımlanır. Varyasyonel prensibinin uygulanması ile sistemin taban durumuna karşılık gelen denge yoğunluğu elde edilir. Bu denge yoğunluğu, varyasyonel prensibinin etkin kuvvetlerle uygulanması yaklaşımı ile sistemin ortalama alanını verir. Bu yaklaşım, daha temel bir yaklaşım olan ve Brueckner G-matrisi ile başlayıp, enerjiye en düşük seviye yaklaşımı varyasyonu ile sistemin ortalama alanını elde eden yaklaşıma benzer. Fenomenolojik yoğunluğa bağlı Hartree-Fock kuramında, HF alanının tanımlanmasında ortaya çıkan terimlerin yeniden düzenlenmesi, nükleer bağlanma enerjisi ile tek parçacık enerjileri arasındaki HF bağlantısının modifiye edilmesi anlamına gelir. Bu modifikasyon, tek parçacık

spektrumları ile birlikte nükleer yoğunluk, yarıçap ve bağlanma enerjisi gibi global nükleer özelliklerin aynı anda üretilmesini olanaklı kılar. Nükleer bağlanma enerjisi, yoğunluk ve yarıçap nicelikleri ile birlikte, nükleer çekirdek seviyelerini de başarılı bir şekilde veren ve nükleer çekirdeğin yapısının anlaşılmasında önemli bir yer tutan Hartree-Fock yönteminin başarısı, kullanılan yoğunluk bağımlı etkileşimlerle açıklanabilir. Kullanılan parametrize etkin kuvvetin yoğunluk bağımlılığı da farklılık gösterebilmektedir. Tüm parametrik kuvvetler, hesaplamalarda basitlik sağlaması açısından, parametrelerin enerji bağımlılığını ihmal ederler. Genellikle, sıfır erimli, hız bağımlı Skyrme etkileşmesinin değişik formları kullanılır. Lineer yoğunluk bağımlılığı gösteren Skyrme etkin etkileşmesi, tek parçacık yörüngelerinin kesin olarak tanımlanması için gereksinim duyulan büyük çaplı osilatör denklem seti kullanır. Skyrme etkileşmesi için HF Hamiltonyeni lokal özellik gösterdiğinden, bu seçim, konfigürasyon uzayında HF eşitliklerinin çözümünü kolaylaştırır. Ancak Skyrme etkileşmesi,  $N \neq Z$  bölgesi, sihirli olmayan çekirdeklerin tanımlanmasında vazgeçilmez olan pairing (çiftlenim) etkileşmesinin özelliklerine sahip değildir [34]. Yoğunluk bağımlı pairing (çiftlenim) etkileşmesi ayrıca ilave edilir. Yoğunluk Bağımlı Hartree-Fock kuramı, çiftlenim korelasyonlarını (pairing correlations) içerecek şekilde genelleştirilebilir. Bu amaçla, sistem bağımsız kuasi parçacık dalga fonksiyonu ile tanımlanabilir. Parçacık dalga fonksiyonlarından, kuasi parçacık dalga fonksiyonuna geçiş Bogolyubov transformasyonu ile gerçekleştirilir. Bu transformasyonla sistemin toplam enerjisi yalnızca bir yoğunluk matrisi ile değil, yoğunluk bağımlı bir enerji fonksiyonu ile elde edilir. Kuram, bu şekli ile Hartree-Fock Bogolyubov kuramı olarak adlandırılır [38].

Fermiyonlar sisteminin iki-cisim Hamiltonyeni, bir dizi yaratma ve yok etme operatörleri cinsinden ifade edilebilir.

$$H = \sum_{n_1 n_2} e_{n_1 n_2} c_{n_1}^\dagger c_{n_2} + \frac{1}{4} \sum_{n_1 n_2 n_3 n_4} \bar{v}_{n_1 n_2 n_3 n_4} c_{n_1}^\dagger c_{n_2}^\dagger c_{n_4} c_{n_3} \quad (3.9)$$

Burada,  $\bar{v}_{n_1 n_2 n_3 n_4} = \langle n_1 n_2 | V | n_3 n_4 - n_4 n_3 \rangle$  anti-simetrik iki cisim etkileşme matrisi elemanlarıdır. HFB yönteminde, temel seviye dalga fonksiyonu  $|\phi\rangle$ , kuasi parçacık vakumu olarak belirlenir. Kuasi parçacık operatörleri, orijinal yaratma yok etme operatörlerine Bogolyubov transformasyonu ile bağlanır.

$$\alpha_k = \sum_n (U_{nk}^* c_n + V_{nk}^* c_n^\dagger) \quad (3.10)$$

$$\alpha_k^\dagger = \sum_n (V_{nk} c_n + U_{nk} c_n^\dagger) \quad (3.11)$$

Matris formunda,

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U^\dagger & V^\dagger \\ V^T & U^T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ c^\dagger \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

şeklinde yazılabilir.  $U$  ve  $V$  matrisleri,

$$U^\dagger U + V^\dagger V = I, \quad UU^\dagger + V^* V^T = I,$$

$$U^T V + V^T U = 0, \quad UV^\dagger + V^* U^T = 0 \quad (3.13)$$

komütasyon bağıntılarını sağlar.

Normal  $\rho$  ve

$$\rho_{nn'} = \langle \Phi | c_n^\dagger c_n | \Phi \rangle = (V^* V^T)_{nn'} \quad (3.14)$$

$\kappa$  çiftlenim tek-cisim yoğunluk matrisleri,

$$\kappa_{nn'} = \langle \Phi | c_n' c_n | \Phi \rangle = (V^* U^T)_{nn'} \quad (3.15)$$

şeklinde verilir.

Hamiltonyenin beklenen değeri bir enerji fonksiyoneli olarak ifade edilebilir.

$$E[\rho, \kappa] = \frac{\langle \Phi | H | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle} = Tr \left[ \left( e + \frac{1}{2} \Gamma \right) \rho \right] - \frac{1}{2} Tr[\Delta \kappa^*] \quad (3.16)$$

Burada,

$$\Gamma_{n_1 n_3} = \sum_{n_2 n_4} \bar{u}_{n_1 n_2 n_3 n_4} \rho_{n_4 n_2} \quad (3.17)$$

ve

$$\Delta_{n_1 n_2} = \frac{1}{2} \sum_{n_3 n_4} \bar{u}_{n_1 n_2 n_3 n_4} \kappa_{n_3 n_4} \quad (3.18)$$

şeklinde ifade edilir.

Enerji fonksiyonelinin  $\rho$  ve  $\kappa$ 'ya göre varyasyonu ile HFB eşitlikleri elde edilir.

$$\begin{pmatrix} e + \Gamma - \lambda & \Delta \\ -\Delta^* & -(e + \Gamma)^* + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

### 3.3. SKYRME ETKİLEŞMESİ

Etkin alan modelleri (nuclear mean field models) nükleer temel seviye ve kollektif uyarılmaların birçok mikroskopik özelliklerini tanımlamada başarılı olmuşlardır. Nükleer fizik çalışmalarında yaygın olarak kullanılan iki model vardır. Bunlardan biri rölativistik olmayan modeller arasında yer alan Skyrme Hartree-Fock (SHF) modelidir [39]. Bir diğeri, lagranjiyende sigma mezonlarının non-lineer terimlerini içeren rölativistik mean field (RMF) modelidir [40]. Her iki modelin modern versiyonları, bağlanma enerjisi, nükleer yarıçap, yüzey ve deformasyon özellikleri benzeri nükleer temel seviye özelliklerini eşit başarı ile tanımlayabilmektedir [41, 42, 43]. Bu gözlenenler açısından fenomenolojik olarak düşünüldüğünde her iki model aşağı yukarı eşdeğerdir. İki model arasında en önemli fark spin-yörünge potansiyelinin orijini ve izospin bağımlılığıdır [40]. Spin-yörünge potansiyelindeki fark Sr ve Pb çekirdeklerinin izotop kaymalarında RMF'nin SHF modelinden daha iyi sonuç vermesiyle ortaya çıkar [44, 45]. İki modelin beta kararlılık çizgisinin uzağındaki çekirdeklerin özellikleri için [30], ve aynı ana kapalı kabuktaki tek parçacık enerjilerinin açısal momentum bağımlılığı için farklı sonuçlar verdiği işaret edilmektedir [46].

Hartree-Fock metodu, bir etkin alan yaklaşımı ile toplam bağlanma enerjisi ya da yoğunluk gibi genel temel seviye özelliklerini yeniden üretmek için tasarlanmıştır. Fakat tek-parçacık enerji spektumunu da doğru bir şekilde vermesi beklenir. Tek parçacık enerjileri kor polarizasyon etkileri ile düzenlenir [47, 48]. Kor polarizasyonu spin-yörünge çiftlerinin her ikisini de aynı şekilde etkilemelidir. Yani spin-yörünge çiftlerinden her ikisinde Fermi seviyesi altında ya da üstünde yer alması gerekir [49].

Skyrme kuvvetleri için HFB enerjisi yoğunluk bağımlı lokal bir enerji fonksiyonu formuna sahiptir,

$$E[\rho, \tilde{\rho}] = \int d^3\vec{r} \mathcal{H}(\vec{r}) \quad (3.20)$$

burada

$$\mathcal{H}(\vec{r}) = \mathcal{H}(\vec{r}) + \tilde{\mathcal{H}}(\vec{r}) \quad (3.21)$$

çiftlenim enerjisi ve ortalama-alan yoğunluklarının toplamı şeklinde ifade edilir. 3.22 eşitliğinde  $H(\vec{r})$

$$\begin{aligned}
H(\vec{r}) = & \frac{\hbar^2}{2m} \tau + \frac{1}{2} t_0 \left[ \left(1 + \frac{1}{2} x_0\right) \rho^2 - \left(\frac{1}{2} + x_0\right) \sum_q \rho_q^2 \right] \\
& + \frac{1}{2} t_1 \left[ \left(1 + \frac{1}{2} x_1\right) \rho \left(\tau - \frac{3}{4} \Delta\rho\right) - \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \sum_q \rho_q \left(\tau_q - \frac{3}{4} \Delta\rho_q\right) \right] \\
& + \frac{1}{2} t_2 \left[ \left(1 + \frac{1}{2} x_2\right) \rho \left(\tau + \frac{1}{4} \Delta\rho\right) - \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \sum_q \rho_q \left(\tau_q + \frac{1}{4} \Delta\rho_q\right) \right] \\
& + \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha \left[ \left(1 + \frac{1}{2} x_3\right) \rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \sum_q \rho_q^2 \right] \\
& - \frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \sum_{ij} \vec{J}_{ij}^2 + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \sum_{q,ij} \vec{J}_{q,ij}^2 \\
& - \frac{1}{2} W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \left[ \rho \nabla_k \vec{J}_{ij} + \sum_q \rho_q \nabla_k \vec{J}_{q,ij} \right] \tag{3.22}
\end{aligned}$$

ve  $\tilde{H}(\vec{r})$

$$\tilde{H}(\vec{r}) = \frac{1}{2} V_0 \left[ 1 - V_1 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \sum_q \tilde{\rho}_q^2 \tag{3.23}$$

Şeklinde ifade edilirler. İndissiz yoğunluklar proton ve nötronların toplamını gösterirken,  $q$  indissiz nötron ( $q = n$ ) ya da ( $q = p$ ) yoğunluklarıyla nitelenir.  $H(\vec{r})$  ve  $\tilde{H}(\vec{r})$  lokal parçacık yoğunluğu  $\rho(\vec{r})$ , lokal çiftlenme yoğunluğu  $\tilde{\rho}(\vec{r})$ , kinetik enerji yoğunluğu  $\tau(\vec{r})$  ve spin-akış yoğunluğu  $\vec{J}_{ij}(\vec{r})$ 'na bağlıdır.

### 3.3.1. Skyrme Hartree Fock Modelde Spin-Yörünge Etkileşmesi

Spin-yörünge etkileşmesi nükleer yapı fiziğinde merkezi bir rol oynar. Nükleer kabuk modelinin bu etkileşmeyi içermesi deneysel olarak bilinen sihirli sayıların üretilmesi açısından vazgeçilmezdir. Ortalama alan yaklaşımına dayanan rölativistik olmayan modellerde spin-yörünge potansiyeli fenomenolojik bir yolla içerilir. Şüphesiz böyle bir yaklaşım spin-yörünge etkileşme gücü parametresini tanımlamayı gerektirir. Bu parametrenin değeri küresel çekirdeklerdeki deneysel spin-yörünge yarılımları ile ayarlanır [27].

Rölativistik olmayan yaklaşımda, SHF (Skyrme Hartree Fock) spin-yörünge potansiyeli ifadesi, tek-parçacık seviyeleri için oluşturulmuş Hartree-Fock eşitliklerinin, Schrödinger benzeri formda yazılması ve merkezi potansiyel kısmı ile spin-yörünge potansiyeli kısmının birbirlerinden ayrılması ile elde edilir. Skyrme Hartree-Fock modelinde, tek-parçacık dalga fonksiyonları  $\phi_i$  ve  $\varepsilon_i$  tek parçacık enerjileri için oluşturulan Hartree-Fock eşitlikleri, etkin kütle  $m^*$  ve seviye-bağımsız, lokal bir potansiyel içeren Schrödinger eşitliği formuna dönüşür. Lokal olmayan tüm etkiler bu etkin kütle ile tanımlanır. SHF eşitlikleri dalga fonksiyonunun birinci dereceden türevini içerir [41].

$$\tilde{\phi}_i(\vec{r}) = \left( \frac{m^*(\vec{r})}{m} \right)^{-1/2} \phi_i(\vec{r}) \quad (3.24)$$

Schrödinger eşitliği sabit bir  $m$  kütlesi ve seviye bağımlı bir yerel potansiyel ile sağlanır:

$$V(\varepsilon_i, \vec{r}) = V_0(\varepsilon_i, \vec{r}) + V_{LS}(\vec{r}) \vec{\ell} \cdot \vec{s} \quad (3.25)$$

Küresel simetrik spin-yörünge potansiyeli

$$V_{LS}(q, r) = \frac{m_q^*(r)}{m} \left[ \frac{W_0}{r} [\rho(r) + \rho_q(r)] - \frac{1}{4r} [(t_1 x_1 + t_2 x_2) J(r) + (t_2 - t_1) J_q(r)] \right] \quad (3.26)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $W_0$ ,  $t_i$ ,  $x_i$  Skyrme kuvveti parametreleridir,  $\rho_q$  nükleon ve  $J_q$  spin yoğunluklarıdır.  $q$  nötron ya da proton olmak üzere  $\rho = \rho_n + \rho_p$  ve  $J_q = J_n + J_p$  'dir.

3.26 eşitliğindeki  $J_q$  spin yoğunluk terimi, spin-doyumlu  $^{12}_6C_6$ ,  $^{16}_8O_8$  ve  $^{40}_{20}Ca_{20}$  çekirdeklerinde görülen spin-yörünge yarılmaları üzerinde etkin değildir. Ancak, spin doyumlu olmayan  $^{132}_{50}Sn_{82}$  ve  $^{208}_{82}Pb_{126}$  çekirdeklerinde görülen S.O yarılmaları üzerinde belirgin bir katkı verebilir. 3.26 eşitliğinde  $V_{LS}$  yüzey pikidir ve proton spin-yörünge

yarılması  $\Delta_{LS}$  SHF modelde az izotopik bağımlılığa sahiptir.  $\Delta_{LS}$ 'de dikkate alınması gereken bir diğer katkı enerji-bağımlı merkezi potansiyelden gelir [30].

### 3.3.2. HO ve THO Dalga Fonksiyonları

Harmonik Salıncı denklem seti, aksel deforme harmonik salıncı potansiyeli için tek parçacık Hamiltonyeninin özfonksiyonlarından oluşmuştur. Standart harmonik salıncı sabitlerinden simetri ekseni boyunca salınım sabiti

$$\beta_z = \frac{1}{b_z} = \left( \frac{m\omega_z}{\hbar} \right)^{1/2} \quad (3.27)$$

iken simetri eksenine dik salınımlar için salınım sabiti

$$\beta_{\perp} = \frac{1}{b_{\perp}} = \left( \frac{m\omega_{\perp}}{\hbar} \right)^{1/2} \quad (3.28)$$

şeklinde ifade edilir.  $\xi = z\beta_z$ ,  $\eta = r^2\beta_{\perp}^2$  yardımcı değişkenleri kullanılarak, bu öz fonksiyonlar

$$\Phi_{\alpha}(\vec{r}, \sigma) = \psi_{n_r}^{\Lambda}(r)\psi_{n_z}(z) \frac{e^{i\Lambda\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \chi_{\Sigma}(\sigma) \quad (3.29)$$

burada

$$\psi_{n_r}^{\Lambda}(r) = \beta_{\perp} \tilde{\psi}_{n_r}^{\Lambda}(\eta) = N_{n_r}^{\Lambda} \beta_{\perp} \sqrt{2\eta}^{|\Lambda|/2} e^{-\eta/2} L_{n_r}^{|\Lambda|}(\eta) \quad (3.30)$$

ve

$$\psi_{n_z} = \beta_z^{1/2} \tilde{\psi}_{n_z}(\xi) = N_{n_z} \beta_z^{1/2} e^{-\xi^2/2} H_{n_z}(\xi) \quad (3.31)$$

şeklinde yazılabilir.  $H_{n_z}(\xi)$  ve  $L_{n_r}^{\Lambda}(\eta)$  Hermite ve assosiyel Laguerre polinomlarını temsil ederler.

$$H_n(\xi) = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{d^n}{d\xi^n} e^{-\xi^2} \quad (3.32)$$

$N_{n_z} = \left( \frac{1}{\sqrt{\pi} 2^{n_z} n_z!} \right)^{1/2}$  ve  $N_{n_r}^{\Lambda} = \left( \frac{n_r!}{(n_r + |\Lambda|)!} \right)^{1/2}$  normalizasyon faktörleridir.

$\Phi_{\alpha}(\vec{r}, \sigma)$  özfonksiyonuna karşılık gelen Harmonik salıncı enerjisi

$$\epsilon_\alpha = (2n_r + |\Lambda| + 1)\hbar\omega_\perp + \left(n_z + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_z \quad (3.33)$$

ifadesi ile verilir. Hesaplamalarda kod tarafından kullanılan seviye sayısı  $M_0 = (N_{sh} + 1)(N_{sh} + 2)(N_{sh} + 3)/6$  ifadesi ile bulunur. Bu seviyeler, verilen  $\hbar\omega_\perp$  ve  $\hbar\omega_z$  frekansları için en düşük  $\epsilon_\alpha$  enerji seviyesine sahip seviyelerdir. Küresel çekirdek seviyeleri için  $\hbar\omega_\perp = \hbar\omega_z$  alınır ve tüm  $N = 0, \dots, N_{sh}$  kuantum sayılarına sahip seviyeler dalga fonksiyonu setinde yer alır.

### 3.4. PROGRAM HFBTHO (V1.66P)

HFBTHO (Hartree Fock Bogolyubov Transformed Harmonic Oscillator) kodu (v1.66p) çift-çift çekirdeklere eksenel simetrik deforme harmonik osilatör potansiyeli kullanılarak Hartree Fock yöntemi ile yoğunluk ve ortalama alan hesaplamaları için kullanılan bir programdır [50].

HFBTHO kodu USE ifadesi kullanılarak diğer alt programlar için tüm genel dizinleri ve değişkenleri belirten MODULE tanımlamalarıyla Fortran 95'te yazılmış bir programdır. Programda tam sayı ve reel değişken türleri KIND ifadesiyle otomatik olarak algılanabilir. Kod tamamen taşınabildirir.

Kodun çalıştırılabilmesi için bir input veri (data) dosyası (tho.dat) gereklidir. Tamamlanmamış bir çalışmadaki hesaplamaları devam ettirmek için başlatılması istenirse aşağıda anlatıldığı gibi dnnn\_zzz.hel ve/veya dnnn\_zzz.tel gibi iki dosya gereklidir. Skyrme-kuvveti parametrelerini değiştirip kodu çalıştırmak için, force.dat dosyası düzenlenir.

Sonuçlar standart output da yazdırılır ve thoout.dat dosyasına kaydedilir. Esas sonuçlar hodef.dat (HO temelli) ve thodef.dat (THO temelli) dosyalarına kaydedilir, burada her çekirdek için hesaplamalar yazılır ve daha ileri analizler için uygun sonuçların kısaca bir tablosu üretilir. hodef.dat ve thodef.dat dosyaları alışılmışın dışında (CPU zaman sınırlaması ve sistem arızası) bir bitişten sonra veri hesaplanmak istendiği zaman kullanılır. Yani belirli bir çalışma için, kod sürekli bu çalışma ile ilgili satırın bulunup

bulunmadığını kontrol eder. Bu durumda kod belirlenmiş çalışma için hesaplamaları tekrar etmez ve sadece tamamlanmamış çalışmaları uygular. Bu uygulamadan dolayı, kullanıcı aynı input dosyasını tekrar çalıştırmak isterse, öncelikle dizinde hodef.dat ve thodef.dat dosyalarını mevcut dizinden kaldırmak zorundadır.

### 3.4.1. Kodun Genel Yapısı

Kod Tablo 3.1’de listelenmiş esas alt program takımında zincir halinde çalışır. Tek bir input dosyasında çoklu çalışmalar yapılmak istenirse, tüm değişken ve verilerin ilklendirmelerini içeren baştan sona çağırma söylemleriyle tüm zinciri tekrar eder.

Tablo 3.1: Alt program zinciri

Altprogram	Görevi
DEFAULT	Tüm değişkenleri ilklendirir (başlangıçta ya da önceki run sonrası).
read input	tho.dat input data dosyasından parametreleri okur.
PREPARER	Input data dosyasında kullanıcının isteğine göre tanımlanmış değişkenleri ilklendirir.
BASEO	HO uzay konfigürasyonu ve atanabilir dizinlerin boyutlarını belirler.
THOALLOC	Kodun belirlenmiş çalışması için hafızada yer ayırır.
BASE	Uzay konfigürasyonu ve ilgili kuantum sayılarının özelliklerini hesaplar ve depolar.
GAUPOL	HO temel dalga fonksiyonlarını hesaplar ve depolar.
INOUT	İlk yoğunlukları, alanları ve matris elemanlarını okur veya ayarlar.
ITER	Yakınsama yerine getirilene kadar tekrar edilen HFB+HO hesaplamaları için esas iterasyon döngüsüdür. Aşağıdaki alt programları içerir:
DENSIT	Uzay koordinatlarında yoğunlukları hesaplar.
FIELD	Uzay koordinatlarında ortalama alanları hesaplar.
GAMDEL	Parçacık-boşluk ve çiftlenim Hamiltonyen matrislerini hesaplar.
EXPECT	Ölçülebilir ortalama değerleri hesaplar.
HFBDIAG	HFB eşitliğini diyagonal hale getirir.
F01234	HFB+HO çözümü bulduktan sonra, HO ile yer değiştiren temel THO dalga fonksiyonunu hesaplar.
ITER	Yakınsama yerine getirilene kadar tekrar edilen HFB+THO hesaplamaları için esas iterasyon döngüsüdür. Yukarıda bahsedildiği gibi aynı alt program ve çağırma söylemlerini kullanır.
RESU	Tüm gerekli fiziksel karakteristikleri ve temel kanonik özellikleri hesaplar, parçacık izdüşümünü ifade eder
INOUT	Kullanım amacı için son yoğunlukları, alan ve matris elemanlarını kaydeder.

### 3.4.2. Input Data Dosyası

Input data dosyası Tablo 3.2' de gösterilen tho.dat dosyasından okunur. Dosyada ilk satır aşağıda *I1* ve *I2* olarak bahsedilen sadece iki sayı içerir, bu satırı benzer satır zincirleri takip eder, satırların herb biri kodun özel bir çalışmasını tanımlar. Data dosyasındaki tüm noktalı sayılar reel sayı iken noktasızlar tam sayılardır. Ayrıca Skyrme-kuvvetinin dört karakterden oluşan kısaltma sözcükleri yer alır. Kod serbest biçimlendirme kullanıldığından, input sayılarını ayırmak için en az bir uzay gereklidir.

Tablo 3.2: Input data dosyası

(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)	(i)	(j)	(k)	(l)	(m)	(n)	(o)	(p)	(q)	(r)	(s)
-20	20																	
20	-2.	0.	-1	300	1	70	50	'SLY4'	-1	1	0	0.26	0.5	9	0	2	2	0.0001
20	-2.	0.	-1	300	1	72	50	'SLY4'	-1	1	0	0.26	0.5	9	0	2	-2	0.0001
20	-2.	0.	-1	300	1	74	50	'SLY4'	-1	1	0	0.26	0.5	9	0	-2	2	0.0001
20	-2.	0.	-1	300	1	76	50	'SLY4'	-1	1	0	0.26	0.5	9	0	-2	-2	0.0001
-14	-2.	0.	-1	300	1	78	50	'SKP'	-1	1	0	0.26	0.5	9	0	4	4	0.0001
0	-2.	0.	-1	300	1	70	50	'SLY4'	-1	1	0	0.26	0.5	9	0	0	0	0.0001

Kod üç ana moddan oluşur:

- *nucleus-after-nucleus*,  $I1 < 0$ ,
- *file-after-file*,  $I1 = 0$ ,
- *chain-after-chain*,  $I1 > 0$

ile tanımlanırlar.

*nucleus-after-nucleus* modunda kod  $|I1|$  ve  $I2$  değerlerini ihmal eder. İlk satırı takip eden input datasının herbir satırı için bir run uygulanır. Tablo 3.1'de verilen örnekte gösterildiği gibi en basit ve en sık kullanılan moddur.

*file-after-file* modunda, kod  $I2$ 'nin değerini ihmal eder ve input data dosyasının ikinci satırını okur. Burada  $ININ$ ,  $N$  ve  $Z$  değerlerinden itibaren tüm değerleri alır. Mevcut dizinde bulunan her bir  $dnnn\_zzz$  dosyası için bir run uygulanır.  $dnnn\_zzz$  dosyası önceki run'ların sonuçlarını içerir.

*chain-after-chain* modunda, kod input data dosyasının ikinci satırını okur. N ve Z değerleri dışında tüm alanları alır. Bu kararlılık eğrisinin üst kısımları ve drip line arasına yerleşmiş izotop ve izoton zincirinde her bir çekirdek için bir run uygulanır. Kararlılık eğrisinin alt sınırı, N ve Z parametrelerine bağlı olarak 3.34 eşitliğinde tanımlanır.

$$f(N, Z) \equiv N - Z - 0.006(N + Z)^{5/3} = 0 \quad (3.34)$$

- $I2 > 0$  ise en düşük nötron sayısı N ile başlayarak  $f(N, Z) > 0$  sağlanır ve proton sayısı  $Z = I1$  için izotop zincirini hesaplar. İkisiyle nötronların sayısı adım adım artar. Program nötron drip line'a ulaşana kadar devam eder ve program durur,
- $I2 < 0$  ise kod  $N = I1$  için izoton zincirini hesaplar, en düşük proton sayısı Z ile başlayarak  $f(N, Z) < 0$  sağlanır. Bu ikiliyle protonların sayısı adım adım artar. Program proton drip line'a ulaşana kadar devam eder ve program durur.

Input data dosyasındaki tüm satırlar, ilk satırda görüldüğü gibi (a)'dan (s)'ye harflerle gösterilen 19 sütündan oluşur. Bu sütünların açıklamaları aşağıdaki gibidir:

- (a)  $N_{sh}$  osilasyon kabuklarının sayısı:
  - $N_{sh} > 0$  ise, kod her iterasyonda ara sonuçları yazdırır,
  - $N_{sh} < 0$  ise, kod sadece ilk ve son iterasyonda sonuçları yazdırır ve input değerlerinin birimleri  $N_{sh}$  için kullanılır,
  - $N_{sh} = 0$  ise, kod durur. Bu değer input data dosyasının sonunu göstermede kullanılır.

$N_{sh} > 14$  için kod her zaman bir özet ile başlar.  $N_{sh} = 14$  eşitliği kullanılarak 20-iterasyon çalıştırılır. Sonuçta oluşan alanlar  $N_{sh}$ 'ın istenilen değerleriyle hesabı için bir başlangıç noktası olarak çalışır. Temel-THO hesaplamaları için,  $N_{sh} < 14$  olması önerilmez çünkü HO yoğunluk profilinin hassasiyeti LST fonksiyonunun güvenilir bir tespiti için yeterli değildir.

- (b) Temel osilatör parametresi  $b_0 = \sqrt{b_z^2 + b_{\perp}^2}$  :

- $b_0 > 0$  ise, kod  $b_0$ 'ın verilen değerini kullanır,
- $b_0 < 0$  ise, kod  $f = 1.2$  için  $b_0 = \sqrt{2(\hbar^2/2m)/(41fA^{-1/3})}$  'ın varsayılan değerini kullanır.
- (c) Temel HO'un  $\beta_0$  deformasyonu.  $\beta_0$ 'ın değeri HO uzunluklarını  $b_x = b_0 q^{-1/6}$ ,  $b_z = b_0 q^{1/3}$  ve  $q = \exp(\sqrt{3}\sqrt{5/(16\pi)} \beta_0)$  vasıtasıyla belirler. Özellikle,  $\beta_0 = 0$ 'ın değeri küresel HO temeline tekabül etmektedir.
- (d) THO temel kontrol parametresi *ILST*:
  - *ILST* = 0 ise, kod sadece temel HO hesaplamalarını uygular. *ILST* < 0 ise *dnnn\_zzz.hel* dosyası başlangıç noktası olarak kullanılır. *MAXI* > 0 ise, belirlenmiş çalışmanın sonucunda *dnnn\_zzz.hel* dosyasına yazılır,
  - *ILST* = -1 ise, kod temel HO hesaplamalarını izleyen temel THO hesaplamaları uygulanır. *ININ* < 0 ise, *dnnn\_zzz.hel* dosyası bir başlangıç noktası olarak kullanılır. *MAXI* > 0 ise, belirlenmiş çalışmanın sonunda *dnnn\_zzz.hel* ve *dnnn\_zzz.tel* dosyalarına yazılır,
  - *ILST* = 1 ise, kod sadece temel THO hesaplamalarını uygular. *dnnn\_zzz.tel* bulunmalı ve sadece *ININ* < 0 olduğu durumda izinli olan bir başlangıç noktası olarak kullanılır. *MAXI* > 0 ise, belirlenmiş çalışmanın sonunda *dnnn\_zzz.tel* dosyası yazılır.
- (e) *MAXI* iterasyonların maksimum sayısıdır. Negatif sayı okunursa, kesin değer kullanılır.
  - *MAXI* > 0 ise, belirlenmiş çalışmanın sonunda *dnnn\_zzz.hel* ve/veya *dnnn\_zzz.tel* dosyası yazılır,
  - *MAXI* < 0 ise, *dnnn\_zzz.hel* ve *dnnn\_zzz.tel* dosyası yazılmaz ve *MAXI* input değerinin modülleri kullanılır.
- (f) Başlangıç noktası kontrol parametresi *ININ* :
  - *ININ* = 1 ise, kod içinde önceden tanımlanmış bir küresel alan varsayımından başlar,
  - *ININ* = 2 ise, kod içinde önceden tanımlanmış bir prolate alan varsayımından başlar,
  - *ININ* = 3 ise, kod içinde önceden tanımlanmış bir oblate alan varsayımından başlar,
  - *ININ* = -1 ise, kod *snnn\_zzz.hel* ya da *snnn\_zzz.tel* dosyasından başlar,

- $ININ = -2$  ise, kod `pnnn_zzz.hel` ya da `pnnn_zzz.tel` dosyasından başlar,
- $ININ = -3$  ise, kod `onnn_zzz.hel` ya da `onnn_zzz.tel` dosyasından başlar.
- (g)  $N$  nötronların sayısı.
- (h)  $Z$  protonların sayısı.
- (i) Dört karakterli Skyrme kuvveti kısaltmasıdır. ‘SKP’, ‘SIII’, ‘SLY4’ ya da ‘SKM\*’ şeklinde gösterilebilirler. ‘READ’ değeri okunursa kod `force.dat` dosyasında Skyrme kuvvetini okur. `force.dat` dosyasının bir örneği Tablo 3.3’te gösterilmektedir.

Tablo 3.3: `force.dat` dosyası (SLy4 parametre seti)

Değer	Açıklama
‘SLY4’	Skyrme-kuvveti kısaltması
0	Tensör terimi (0-dahil değil, 1-dahil )
-0.2488913d+04	$t_0$
0.4868180d+03	$t_1$
-0.5463950d+03	$t_2$
0.1377700d+05	$t_3$
0.8340000d0	$x_0$
-0.3440000d0	$x_1$
-1.0000000d0	$x_2$
1.3540000d0	$x_3$
0.1230000d+03	$W_0$
6.0d0	$1/\alpha$
20.735530d0	$\hbar^2/2m$
0.160d0	$\rho_0$ (çiftlenim için saturasyon yoğunluğu)
1.0d0	$\gamma$ (çiftlenim için yoğunluk gücü)
60.0d0	$\bar{e}_{max}$ (çiftlenim enerjisi keser)
0.5d0	$V_1$ (0-hacim, 1-yüzey, 0.5-karışık)
-244.7200d0	$V_0$ (çiftlenim gücü)

- (j) Lipkin-Nogami kontrol parametresi  $KINDHFB$ :
  - $KINDHFB = 1$  ise, Lipkin-Nogami kontrol doğrulaması dahil değildir ,
  - $KINDHFB = -1$  ise, Lipkin-Nogami kontrol doğrulaması dahildir.
- (k) Çiftlenim kuvveti kontrol parametresi  $IPPFORCE$ :
  - $IPPFORCE = 0$  ise, çiftlenim korelasyonu yok,

- $IPPFORCE = 1$  ise, yoğunluk-bağımlı delta çiftlenim kuvveti için hesaplar,
- $IPPFORCE = 2$  ise, yoğunluk-bağımsız delta çiftlenim kuvveti için hesaplar.
- (l) kuadrupol-sabiti kontrol parametresi  $ICSTR$ .  $ICSTR = 0$  ise kuadrupol-sabiti dahil değildir ve sonraki (m) ve (n) sütunları kullanılmaz.  $ICSTR = 1$  ise, o zaman
  - (m)  $\bar{\beta}$  kuadrupol deformasyonun yapay değeridir.  $\bar{\beta}$ 'nin değeri yapay  $Q$  kuadrupol momentini

$$\bar{Q} = \sqrt{\frac{5}{\pi}} \langle r^2 \rangle \bar{\beta} \quad (3.34)$$

eşitliğini kullanarak tanımlar.

- (n)  $\eta$  parametresi kuadratik kuadrupol zorlanma sabitinin  $C_Q$  sertliğini

$$C_Q = \eta(41A^{-1/3})/(8Ab_0^2 \langle r^2 \rangle) \quad (3.35)$$

ile tanımlar.

- (o) Açılı-ölçü sayısı  $L$  parçacık izdüşüm sayısı için kullanılan  $L$ 'yi gösterir. Çiftlenim korelasyonu dahil değilse kod her zaman PNP uygular.
- (p) Parçacık sayısı  $ISHIFT$  kontrol parametresini değiştirir.  $ISHIFT = 0$  ise, parçacık izdüşüm sayısı  $N$  ve  $Z$ 'ye uygulanır. (q) ve (r) sütunları kullanılmaz.  $ISHIFT = 1$  ise, o zaman:
  - (q) Nötron sayısı değişimi  $KDN$ , yani izdüşüm  $N + KDN$  nötron sayısına uygulanır,
  - (r) Proton sayısı değişimi  $KDZ$ , yani izdüşüm  $Z + KDZ$  proton sayısına uygulanır.
- $SI$  yakınsamanın istenilen kesinliğidir (MeV). Tüm ortalama-alan değişimleri ve iki ardışık iterasyon arasındaki çiftlenim matris elemanları  $SI$ 'nin değerinden küçük olduğunda iterasyon durur. Önerilen değer 0.0001'dir.

Çözüm bulunduktan sonra,  $MAXI > 0$  ise kod `dnnn_zzz.hel` (temel-HO çalışması uygulanır) ve /veya `dnnn_zzz.tel` (temel-THO çalışması uygulanır) dosyalarını yazar.

Dosyaların isimleri otomatik olarak  $ININ$ ,  $N$  ve  $Z$  input-data parametrelerine bağlı olarak düzenlenir.

- $d = |ININ| = 1, 2$  ya da  $3$  sırasıyla 's', 'p' ya da 'o' olarak ifade edilir.
- $nnn =$  başta sıfır değerlerini içeren  $N$ 'nin üç basamaklı değeri,
- $zzz =$  başta sıfır değerlerini içeren  $Z$ 'nin üç basamaklı değeri.

Bu dosyalar daha önceden bulunmuş çözümlerden hesaplamaları tekrar başlatmak için kullanılabilir. Örneğin s070\_050.tel dosyası bir küresel alandan başlayarak elde edilmiş  $^{120}\text{Sn}$  için temel-THO hesaplamalarının sonuçlarını içerir. Dosyanın adı sadece başlangıç deformasyonunu yansıtır, aslında iterasyon esnasında elde edilmiş diğer deformasyon için sonuçlar içerir.

### 3.4.3. Output Dosyaları

Sonuçlar standart output dosyasında yazdırılır. Her bir çalışma output dosyasının ayrı bir kısmını gösterir; THO çalışmasından önce gelen HO çalışması böyle kısmı üretir. Bir test output çalışması directory/compareoutput'da dahil edilir. Output data derleyici kullanımına bağlı olarak son ondalık basamakta farklılaşabilirler. Aşağıda output dosyasının farklı kısımları tanıtılır.

- *Header.* Kodun model numarası, gün ve uygulama zamanı, elemanın ismi ve onun parçacık, nötron ve proton sayıları.
- *Input data.* İstenilen çalışma için input data'nın kısa bir özetini içerir.
- *Force.* Kısaltmalar, Skyrme kuvveti parametreleri ve çiftlenim kuvveti parametrelerini listeler.
- *Numerical.* Belirlenmiş çalışma için kullanılan bazı nümerik parametre bilgileri ve seçenekleri içerir.
- *Mode.* Kodun çalıştırılma modunu verir.
- *Iterations.* Iterasyon uygulaması hakkında bilgi gösterir. Her bir iterasyon başına output dosyasının bir satırı yazılır ve bir satırda yer alan sütunlar aşağıda gösterilmiştir:
  - İterasyon sayısı  $i$ .
  - Kesinlik  $si$ .

- Önceki ve mevcut alanlar arasındaki mevcut karşılaştırma parametresi *mix*.
- $Q$  için beta kuadrupol deformasyonu,  $\beta = \sqrt{\frac{\pi}{5} \frac{\langle \hat{Q} \rangle}{\langle r^2 \rangle}}$ .
- Toplam enerji  $E_{tot}$ .
- Parçacık sayısı  $A$ .
- Nötron rms yarıçapı  $r_n$ .
- Proton rms yarıçapı  $r_p$ .
- Nötron çiftlenim enerjisi  $E_n$ .
- Nötron çiftlenim aralığı  $D_n$ .
- Proton çiftlenim aralığı  $D_p$ .
- Nötron fermi enerjisi  $L_n$ .
- Proton Fermi enerjisi  $L_p$ .
- *Files.* dnnn\_zzz.hel ya da dnnn\_zzz.tel yazılmış bilgiyi içerir.
- *Observables.* PNP'siz HFB seviyesi ve Lipkin-Nogami doğrulaması için hesaplanmış çeşitli gözlenebilir değerler listelenir ve o zaman bunlar PNP HFB seviye için hesaplandı.

Aynı bilgi, kuasi-parçacık ve kanonik seviye sonuçları thoout.dat dosyasına yazılır. Bu dosya her bir çalışmadan (run) sonra yeniden kurulur, böylece dosya belirlenmiş input data dosyası için sadece uygulanmış son çalışmanın sonuçlarını içerir.

hodef.dat ve thodef.dat dosyaları tüm çalışmaların birleşik sonuçlarını içerir. Uygulanmış her bir çalışma başına tek bir satır yazar. Belirlenmiş çalışmanın temel-HO hesaplama sonuçları hodef.dat dosyasına, temel-THO hesaplama sonuçları thodef.dat dosyasına, HO ve THO hesaplamala sonuçları her iki dosyada yazılır. hodef.dat ve thodef.dat dosyalarında satırlar başlık satırında yazılı isimlerle tanımlanan 105 sütün içerir.

#### 3.4.4. Output Dosyasından Tek-Parçacık Enerji Değerlerinin Okunması

Program çıktısında deforme çekirdek için Nilsson notasyonundan farklı olarak şu şekilde verilmektedir.  $r$ ,  $z$  ve  $\varphi$  standart silindirik koordinatlar olmak üzere, 3-boyutlu vektör konumu  $\vec{r} = (r \cos \varphi, r \sin \varphi, z)$  şeklinde ifade edilir ve  $z$  simetri ekseni olarak alınır. HFBTHO programında tek-parçacık seviyeleri quasi particle single-particle state

ve canonical single-particle state olarak verilir. Quasi particle state'ler uyarılmış enerji değerlerini verir. Biz fermi seviyesi civarında tek parçacık seviyelerini kullanacağımız için enerji değerlerini canonical single-particle seviyesinden okuruz. Burada tek-parçacık enerji seviyesi  $\{2 * \Omega\} \{parite\} [n_n = n_z + 2 * n_r + n_l, n_z, n_l]$  şeklinde ifade edilir. Burada  $n_r$  ve  $n_z$  sırasıyla r ve z yönündeki eksende bulunan nod sayısıdır. Parite  $\pi = (-1)^{n_z + \Lambda}$  ve açısal momentumun z eksenindeki izdüşümü  $\Lambda^\pm = \Omega_k \pm 1/2$  şeklinde ifade edilir. Şekil 3.1'deki nötron ve protonlar (parantez içindeki değerler) asimptotik Nilsson notasyonunu vermektedir. Tek-parçacık enerjileri okunurken Şekil 3.1'den yararlanılır.



## 4. BULGULAR

Nükleer yapı kuramı; nükleer bağlanma enerjisi, yarıçap, nükleer kütle, nükleon yoğunluğu nicelikleri yanı sıra, nükleer uyarılmalar ve nükleer reaksiyonları bir bütün olarak açıklayabilen tek bir mikroskobik yaklaşıma sahip değildir. Nükleer kararlılık eğrisinin uzağında yer alan nötron zengin egzotik çekirdekler, sahip oldukları aşırı izospin değeri ve zayıf bağlanma özellikleri ile nükleer çok-cisim sisteminin önemli özelliklerini sergilerler ve bu nedenle ilginç bir çalışma alanı oluşturmuşlardır. Böylesi zayıf bağlı sistemlerin kuramsal açıklanması, nükleon yoğunluğunun asimptotik davranışının dikkatli bir şekilde ele alınmasını gerektirir. Bu hesaplamalar için uygun bir yaklaşım Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) kuramıdır. Bu kuram, kararlılık bölgesinde yer alan küresel çekirdeklerin hesaplamalarında yaygınca kullanılmıştır [51]. Temel seviyelerinde deforme şekle sahip sistemler için bu kuramın kullanılması, deformasyon parametrelerinin uzay-koordinat sisteminde HFB eşitliklerinde yer almasını gerektirir.

### 4.1. NÖTRON-PROTON ETKİN YARIÇAPI

Atom yarıçapına benzer şekilde, çekirdek yarıçapı da sınırları tam olarak belirlenmiş kesin bir nicelik değildir. Gerek atom, gerekse de çekirdek sınırları kesin belirlenmiş küresel yapıda değildir. Nükleonların yoğunluğu ile nükleer potansiyel benzer uzaysal bağımlılık gösterir. Çok kısa mesafede görece olarak sabit ve bu kısa mesafenin ötesinde hızla azalarak sifira giden bir dağılım gözlenir. Nükleer çekirdeğin biçimi, etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı olarak verilen iki parametre ile karakterize edilir. Yük yoğunluğunun merkezdeki değerinin yarısına düştüğü uzaklık etkin yarıçap olarak adlandırılır ve  $\langle r^2 \rangle = \sqrt{\frac{3}{5}} r_0 A^{1/3}$  ile hesaplanabilir. Yük yoğunluğunun %90'dan %10'a indiği mesafe yüzey kalınlığıdır. Bu çalışmada spin-yörünge azalmasındaki sebeplerden biri nötron yüzeyi kalınlığı artması olarak gösterildiği için standart yüzey kalınlığı ifadesinden farklı olarak nötron yüzey kalınlığı olarak tanımlanan  $t = r_n - r_p$  nötron yüzey

kalınlıklarını hesaplamamız gerekiyor. Kararlı bölgede nötron ve protonların etkin yarıçapları yaklaşık olarak eşit olacağı için etkin yarıçaplarını hesaplamak istediğimiz çekirdeklerde kararlı çekirdeklerden başlanmıştır. Kararlı bölgeden nötron zengin bölgeye doğru HFBTHO programında C, O, Ca, Ni, Sn çift-çift çekirdekleri için SLy4 parametre seti kullanılarak hazırlanan input dosyaları çalıştırılmış ve sonuçlar output dosyasından okunmuştur.

HFBTHO kodu kullanılarak hesaplanan nötron ve proton etkin yarıçapları ve nötron yüzey kalınlığının bir ölçüsü olan  $t = r_n - r_p$  değerleri, standart  $r_{rms} = \langle r^2 \rangle^{1/2}$  değerleri ile birlikte Tablo 4.1'den Tablo 4.5'e kadar verilmiştir.

Tablo 4.1: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak C (Z=6) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).

$A$	$N$	$r_n$	$r_p$	$t = r_n - r_p$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
12	6	2.47	2.49	-0.02	2.18
14	8	2.64	2.51	0.13	2.30
16	10	2.83	2.54	0.29	2.40
18	12	2.99	2.56	0.43	2.50
20	14	3.14	2.59	0.55	2.59
22	16	3.30	2.62	0.68	2.67

Tablo 4.2: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak O (Z=8) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).

$A$	$N$	$r_n$	$r_p$	$t = r_n - r_p$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
16	8	2.65	2.67	-0.02	2.40
18	10	2.80	2.68	0.12	2.50
20	12	2.93	2.70	0.23	2.59
22	14	3.05	2.71	0.34	2.67
24	16	3.19	2.74	0.45	2.75
26	18	3.33	2.78	0.55	2.82

Tablo 4.3: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak  $Ca$  ( $Z=20$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).

$A$	$N$	$r_n$	$r_p$	$t = r_n - r_p$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
40	20	3.36	3.41	-0.05	3.26
42	22	3.43	3.42	0.01	3.31
44	24	3.50	3.43	0.07	3.36
46	26	3.55	3.44	0.11	3.41
48	28	3.61	3.45	0.16	3.46
50	30	3.69	3.47	0.22	3.51
52	32	3.78	3.49	0.29	3.56
54	34	3.86	3.52	0.34	3.60
56	36	3.94	3.55	0.39	3.65

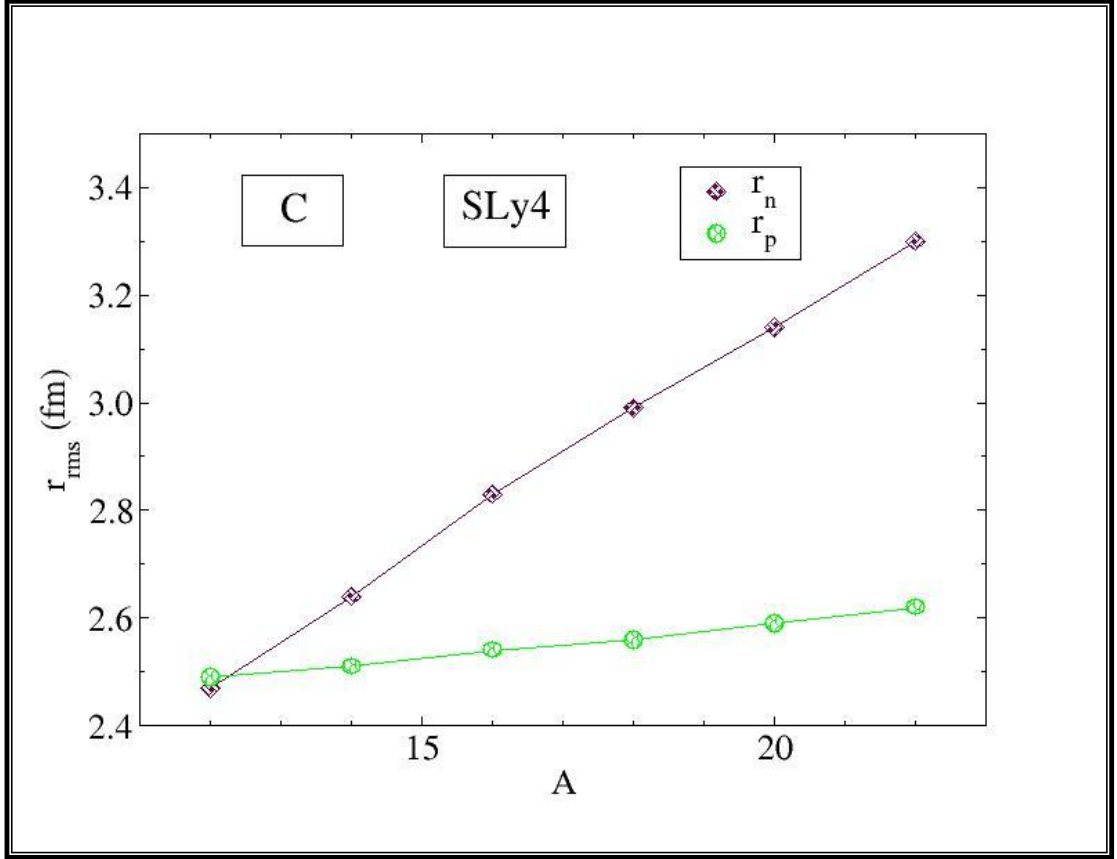
Tablo 4.4: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak  $Ni$  ( $Z=28$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).

$A$	$N$	$r_n$	$r_p$	$t = r_n - r_p$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
56	28	3.65	3.71	-0.06	3.65
58	30	3.71	3.72	-0.01	3.69
60	32	3.78	3.74	0.04	3.73
62	34	3.84	3.76	0.08	3.77
64	36	3.90	3.79	0.11	3.81
66	38	3.96	3.81	0.15	3.85
68	40	4.01	3.84	0.17	3.89
70	42	4.05	3.86	0.19	3.93
72	44	4.10	3.87	0.23	3.96
74	46	4.14	3.89	0.25	4.00
76	48	4.17	3.91	0.26	4.04
78	50	4.21	3.92	0.29	4.07

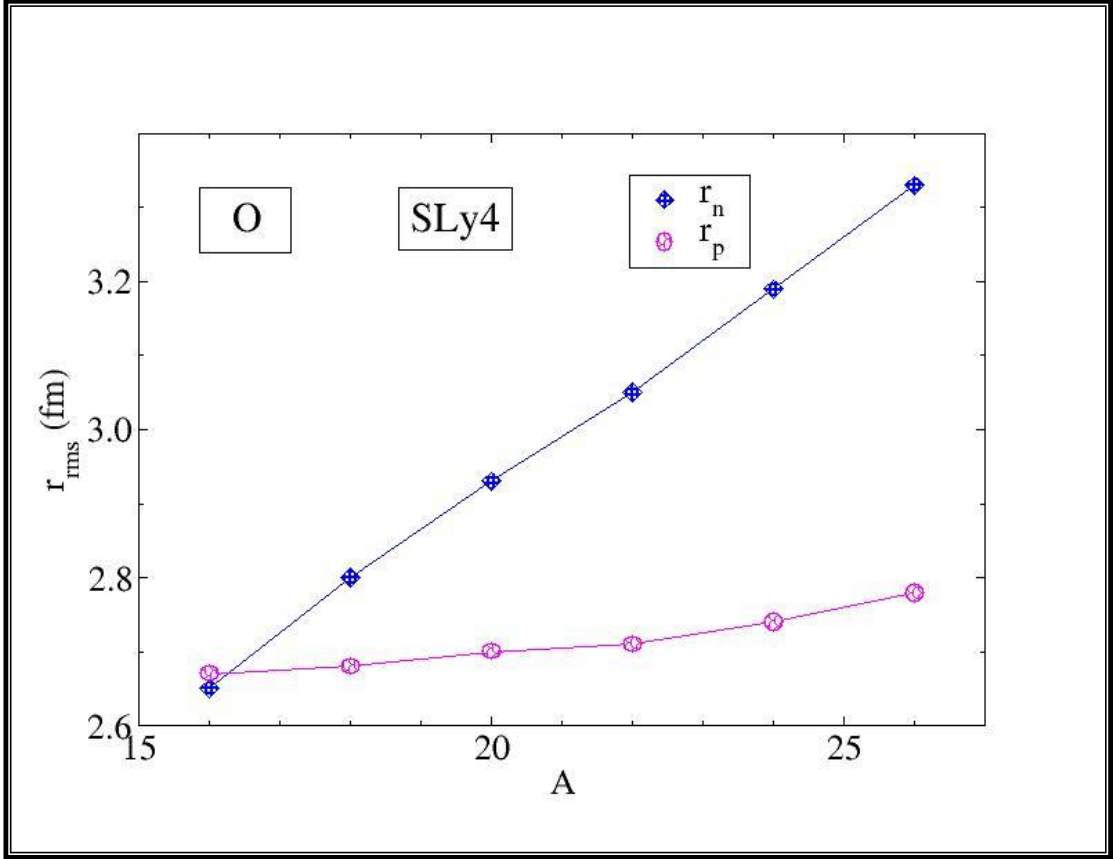
Tablo 4.5: HFBTHO kodunda SLy4 parametresi kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için etkin yarıçap ve yüzey kalınlığı (fm).

$A$	$N$	$r_n$	$r_p$	$t = r_n - r_p$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
108	58	4.51	4.49	0.02	4.54
110	60	4.55	4.51	0.04	4.57
112	62	4.60	4.53	0.07	4.59
114	64	4.63	4.55	0.08	4.62
116	66	4.66	4.57	0.09	4.65
118	68	4.70	4.58	0.12	4.67
120	70	4.73	4.60	0.13	4.70
122	72	4.76	4.61	0.15	4.73
124	74	4.79	4.62	0.17	4.75
126	76	4.82	4.64	0.18	4.78
128	78	4.84	4.65	0.19	4.80
130	80	4.87	4.66	0.21	4.83
132	82	4.90	4.67	0.23	4.85
134	84	4.93	4.69	0.24	4.88
136	86	4.97	4.70	0.27	4.90

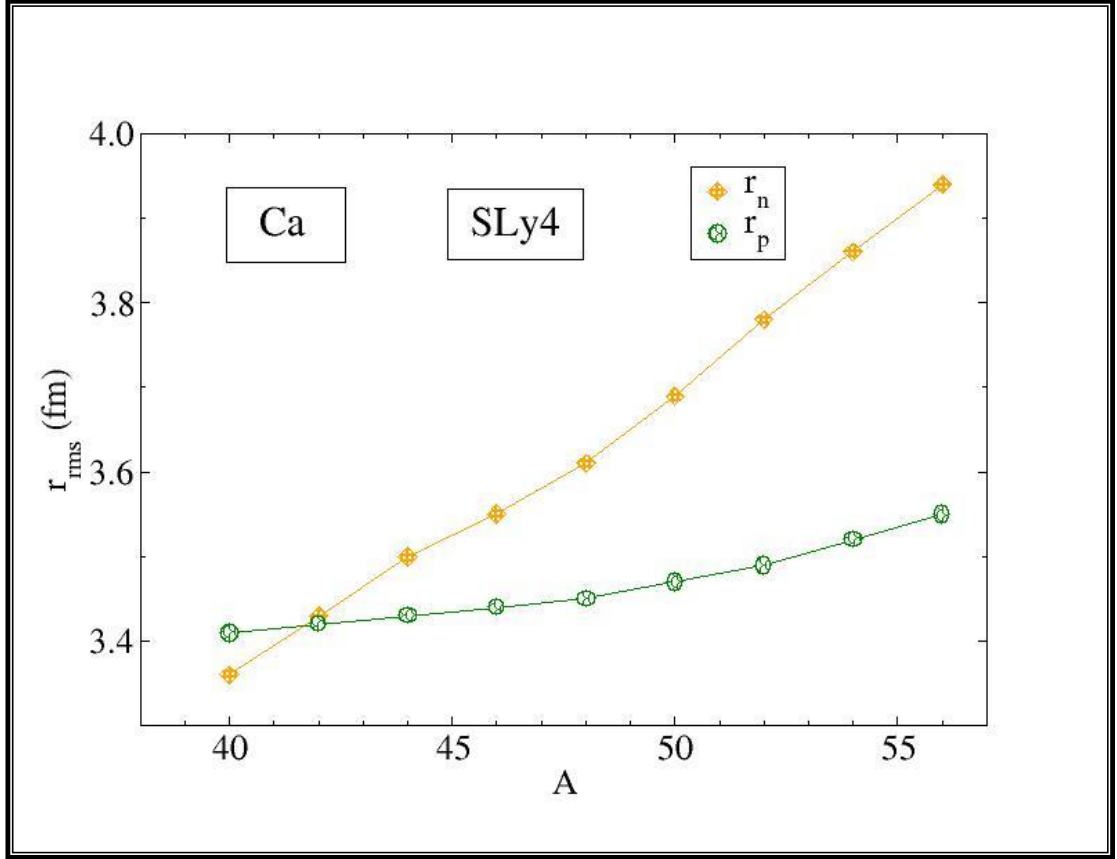
Tablo 4.1-Tablo 4.5’de verilen proton ve nötron yarıçapları, Şekil 4.1-Şekil 4.5’de sırası ile C, O, Ca, Ni, Sn çift-çift izotopları için  $A$  kütle numarasına karşılık grafiğe geçirilmiştir. Düşük  $Z$  değerleri için proton yarıçapı yaklaşık sabit kalırken, büyük  $Z$  değerlerine sahip çekirdeklerde proton dağılımının da artan nükleon sayısı ile daha yaygın bir şekil aldığı ve proton yarıçapının da arttığı görülmektedir. Büyük  $Z$  değerlerinde  $r_n - r_p$  farkı, küçük  $Z$  değerlerine oranla daha azdır.



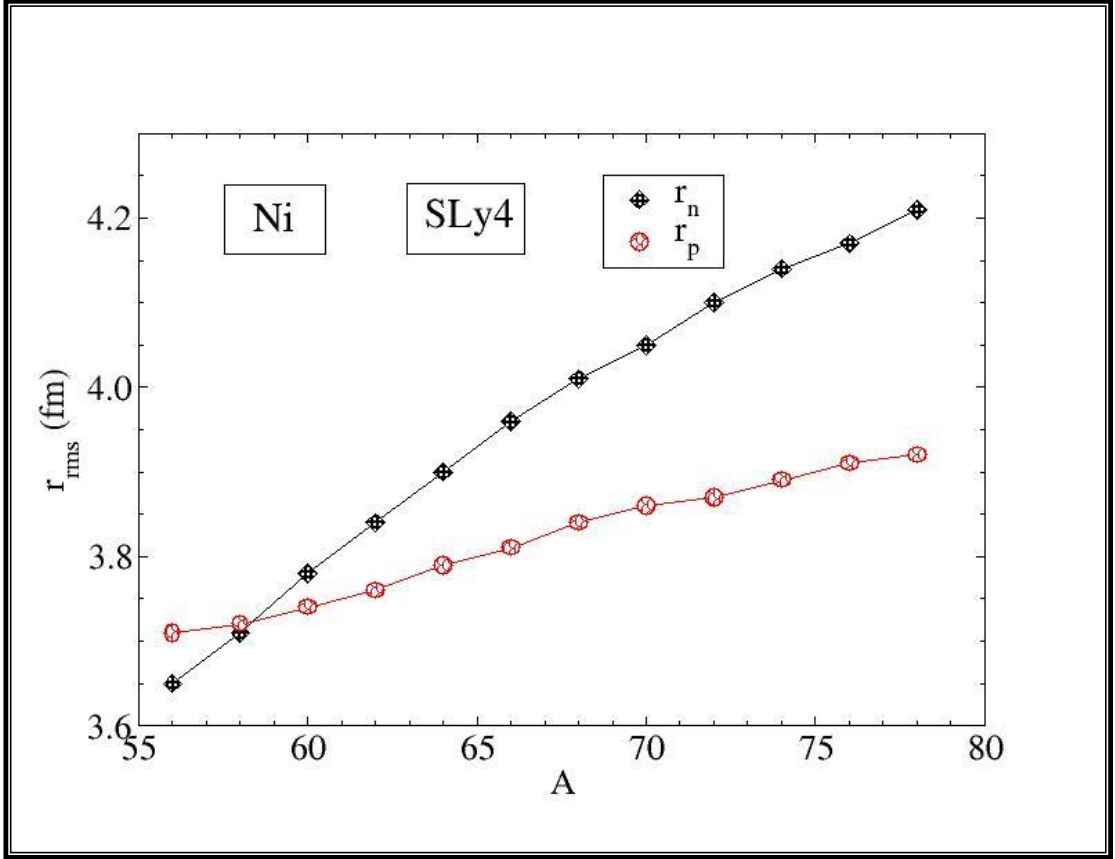
Şekil 4.1: C izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi.



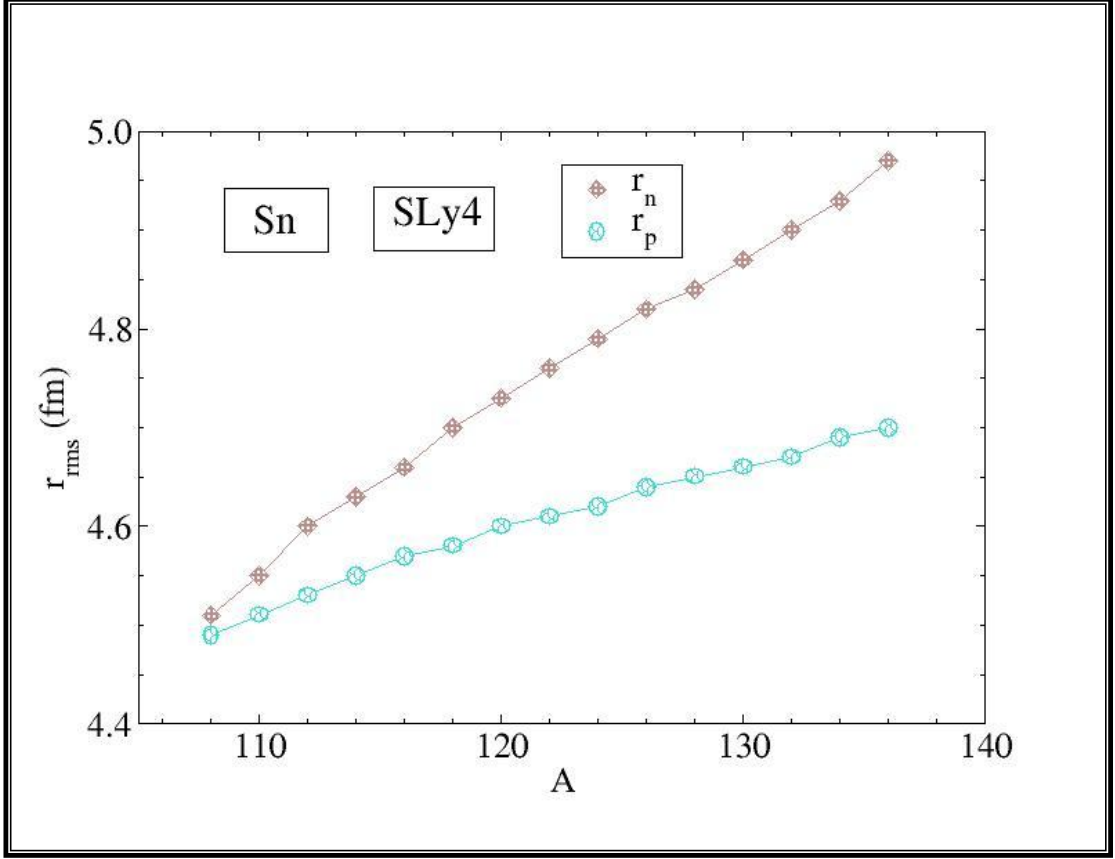
Şekil 4.2: O izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi.



Şekil 4.3: *Ca* izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi.



Şekil 4.4: Ni izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi.



Şekil 4.5: Sn izotopları için nötron-proton etkin yarıçapının kütle numarası ile değişimi.

#### 4.2. SPİN-YÖRÜNGE YARILMALARI

HFBTHO (v1.66p) kodu kullanılarak çift-çift kapalı kabuk çekirdeklerinden C, O, Si, Ca, Ni, Sr, Sn, Te ve Ce çekirdeklerinin tüm nötron-eksik ve nötron zengin izotopları için tek parçacık enerjileri hesaplandı. Kararlılık eğrisi bölgesinde  $Z=8, 20, 28$  ve  $50$  sihirli sayılarında protona sahip çekirdekler ve bunların komşuluğunda yer alan çift-çift çekirdekler seçilerek, bu çekirdeklerin, kararlılık bölgesinde yer alan, kararlı izotoplarında gözlenen spin-yörünge enerji yarılmalarının, kararlılık bölgesinden uzakta artan veya azalan nötron sayısı ile nasıl değiştiği incelendi. Spin-yörünge enerji yarılmaları, spin-yörünge partneri olarak adlandırılan  $j_{\downarrow}$  ve  $j_{\uparrow}$  spinlerine sahip seviyelerin tek-parçacık enerjilerinden hesaplandı. Tek-parçacık enerjileri HFBTHO (v1.66p) kodu kullanılarak, harmonik salınıcı potansiyelinin kullanıldığı Skyrme Hartree-Fock yöntemi ile hesaplandı. Sihirli sayıda protona sahip kapalı kabuk çekirdeklerinin spin-yörünge yarılma enerjisi hesaplanırken, her iki spin-yörünge partnerinin de fermi enerji seviyesi altında, bağlı seviye olmasına dikkat edildi. Bunların

komşuluğunda seçilen çift-çift çekirdeklerde ise spin-yörünge partnerlerinden birinin fermi enerji seviyesinin altında, diğerinin ise fermi enerji seviyesinin üzerinde yer alması kriteri dikkate alındı. Böylece, spin-yörünge yarılmasına yalnızca valans nükleonların sayısının etkisi değil, aynı zamanda kor çekirdek polarizasyon etkisinin de gözlenmesi amaçlandı. Aynı sayıda valans nötron fazlalığı veya eksikliğine sahip izotoplar için, spin-yörünge partnerlerinin her ikisinin de fermi enerji seviyesinin altında olduğu izotopla, spin-yörünge partnerlerinden birinin fermi enerjisi seviyesi altında diğerinin üzerinde olduğu izotopta gözlenen spin-yörünge enerji yarılmaları karşılaştırılarak, enerji yarılmasına kor çekirdeğin etkisinin anlaşılması amaçlandı. Seçilen her çekirdek için nötron ve proton damlama çizgileri (drip-line) hesaplanarak, tek-parçacık enerji seviyeleri hesaplanacak olan izotoplar belirlendi. Tek-parçacık enerjilerinin hesaplanmasında, Bölüm 3.4.2, Tablo 3.2’de verilen örnek giriş veri tablosu her izotop zinciri için ayrı ayrı hazırlanmıştır. Tablo 3.2’deki input dosyasındaki ilk satırdaki  $I1 < 0$  alınarak input dosyasının her satırı için çalıştırılır.  $I2 > 0$  alınarak en düşük nötron sayısı ile başlanarak adım adım izotop zincirindeki çekirdekler için hesaplamalar yapılır. Input dosyası hazırlandıktan sonra program Fortran 95’de çalıştırıldı. tho.dat (çıkış dosyası)’dan Nilsson notasyonu ile verilen tek-parçacık seviyeleri kanonik tek-parçacık seviyelerinden okunmuştur.

Spin-yörünge partnerlerinin yer aldığı kapalı kabuk tek-parçacık enerjileri ve spin-yörünge yarıma enerjisi ( $\Delta E$ ) C, O, Si, Ca, Ni, Sr, Sn, Te ve Ce çekirdekleri için tablo 4.6’den 4.25’e kadar verilmiştir.

Tablo 4.6: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak C ( $Z=6$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

<b>A</b>	<b>N</b>	<b><math>1\pi p_{1/2}</math></b>	<b><math>1\pi p_{3/2}</math></b>	<b><math>\Delta E(1\pi p_{1/2} - 1\pi p_{3/2})</math></b>
12	6	-11.49	-8.60	2.89
14	8	-16.25	-13.46	2.79
16	10	-20.30	-17.68	2.62
18	12	-23.79	-21.29	2.5
20	14	-26.84	-24.46	2.38
22	16	-29.38	-27.12	2.26

Tablo 4.7: HFBTHO kodunda SKP parametre seti kullanılarak  $C$  ( $Z=6$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi p_{1/2}$	$1\pi p_{3/2}$	$\Delta E(1\pi p_{1/2} - 1\pi p_{3/2})$
12	6	-8.47	-10.96	2.49
14	8	-13.32	-15.63	2.31
16	10	-17.42	-19.61	2.19
18	12	-20.91	-23.04	2.13
20	14	-23.99	-26.06	2.07
22	16	-26.61	-28.59	1.98

Tablo 4.8: Deneysel ve HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $O$  ( $Z=8$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi p_{1/2}$	$1\pi p_{3/2}$	$\Delta E(1\pi p_{1/2} - 1\pi p_{3/2})$	$\Delta E_{deneysel}(1\pi p_{1/2} - 1\pi p_{3/2})$
14	6	-4.90	-9.93	5.03	
16	8	-9.24	-14.18	4.94	6.3
18	10	-13.15	-17.91	4.76	
20	12	16.65	-21.26	4.61	
22	14	-19.73	-24.25	4.52	
24	16	-22.39	-26.78	4.39	
26	18	-24.80	-28.82	4.02	

Tablo 4.9: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $O$  ( $Z=8$ ) izotopları için d ve p kabuk yarılmaları arasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi d_{5/2}$	$1\pi p_{1/2}$	$\Delta E(1\pi d_{5/2} - 1\pi p_{1/2})$
16	8	-5.74	-9.24	3.50
18	10	-9.66	-13.15	3.49
20	12	-13.21	16.65	3.44
22	14	-16.41	-19.73	3.32
24	16	-19.17	-22.39	3.22
26	18	-21.62	-24.80	3.18

Tablo 4.10: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Si$  ( $Z=14$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi p_{1/2}$	$1\pi p_{3/2}$	$\Delta E(1\pi p_{1/2} - 1\pi p_{3/2})$
22	8	-8.93	-14.37	5.44
24	10	-12.19	-17.49	5.30
26	12	-15.23	-20.42	5.19
28	14	-17.99	-23.02	5.03
30	16	-20.35	-25.29	4.94
32	18	-22.69	-27.28	4.59
34	20	-24.99	-29.17	4.18
36	22	-27.17	-31.06	3.89
38	24	-29.23	-32.91	3.68
40	26	-31.15	-34.70	3.55
42	28	-32.74	-36.20	3.46
44	30	-33.97	-37.33	3.36

Tablo 4.11: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Si$  ( $Z=14$ ) izotopları için d kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi d_{3/2}$	$1\pi d_{5/2}$	$\Delta E(1\pi d_{3/2} - 1\pi d_{5/2})$
26	12	-1.23	-6.67	5.44
28	14	-3.90	-9.22	5.32
30	16	-6.64	-11.55	4.91
32	18	-9.34	-13.87	4.53
34	20	-11.89	-16.12	4.23
36	22	-14.24	-18.24	4.00
38	24	-16.45	-20.26	3.81
40	26	-18.60	-22.25	3.65
42	28	-20.38	-23.92	3.54
44	30	-21.69	-25.19	3.50

Tablo 4.12: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Ca$  ( $Z=20$ ) izotopları için p kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi p_{1/2}$	$1\pi p_{3/2}$	$\Delta E(1\pi p_{1/2} - 1\pi p_{3/2})$
34	14	-15.99	-20.38	4.39
36	16	-18.14	-22.48	4.34
38	18	-20.13	-24.26	4.13
40	20	-22.08	-25.94	3.86
42	22	-23.98	-27.64	3.66
44	24	-25.84	-29.32	3.48
46	26	-27.60	-30.91	3.31
48	28	-29.14	-32.36	3.22

Tablo 4.13: Deneysel ve HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Ca$  ( $Z=20$ ) izotopları için d kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi d_{3/2}$	$1\pi d_{5/2}$	$\Delta E(1\pi d_{3/2} - 1\pi d_{5/2})$	$\Delta E_{deneysel}(1\pi d_{3/2} - 1\pi d_{5/2})$
34	14	-0.47	-7.02	6.55	
36	16	-2.64	-9.21	6.57	
38	18	-4.83	-11.24	6.41	
40	20	-6.99	-13.21	6.22	D =6.0, A= 6.8, B= 7.2, C= 7.7
42	22	-8.99	-15.09	6.10	
44	24	-10.94	-16.91	5.97	
46	26	-12.77	-18.64	5.87	
48	28	-14.46	-20.24	5.78	D=5.0, C= 5.3
50	30	-15.90	-21.61	5.71	
52	32	-17.20	-22.83	5.63	
54	34	-18.53	-24.00	5.47	
56	36	-19.93	-25.16	5.23	

Tablo 4.14: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Ni$  ( $Z=28$ ) izotopları için d kabuk yarılmadaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi d_{3/2}$	$1\pi d_{5/2}$	$\Delta E(1\pi d_{3/2} - 1\pi d_{5/2})$
48	20	-5.84	-11.64	5.80
50	22	-7.47	-13.15	5.68
52	24	-9.06	-14.64	5.58
54	26	-10.60	-16.08	5.48
56	28	-12.06	-17.46	5.40
58	30	-13.33	-18.73	5.40
60	32	-14.54	-19.91	5.37
62	34	-15.84	-21.07	5.23
64	36	-17.15	-22.18	5.03
66	38	-18.45	-23.27	4.82
68	40	-19.74	-24.36	4.62
70	42	-21.02	-25.47	4.45
72	44	-22.27	-26.56	4.29
74	46	-23.48	-27.62	4.14
76	48	-24.67	-28.67	4.00
78	50	-25.73	-29.62	3.89

Tablo 4.15: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Ni$  ( $Z=28$ ) izotopları için f kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi f_{5/2}$	$1\pi f_{7/2}$	$\Delta E(1\pi f_{5/2} - 1\pi f_{7/2})$
48	20	6.20	0.31	5.89
50	22	4.49	-1.22	5.71
52	24	2.83	-2.73	5.56
54	26	1.20	-4.20	5.40
56	28	-0.38	-5.62	5.24
58	30	-1.85	-6.96	5.11
60	32	-3.32	-8.24	4.92
62	34	-4.87	-9.56	4.69
64	36	-6.43	-10.85	4.42
66	38	-7.95	-12.12	4.17
68	40	-9.42	-13.36	3.94
70	42	-10.83	-14.59	3.76
72	44	-12.19	-15.77	3.58
74	46	-13.52	-16.92	3.40
76	48	-14.80	-18.06	3.26
78	50	-15.95	-19.10	3.15

Tablo 4.16: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Ni$  ( $Z=28$ ) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi g_{7/2}$	$1\pi g_{9/2}$	$\Delta E(1\pi g_{7/2} - 1\pi g_{9/2})$
56	28	14.62	3.50	11.12
58	30	12.98	2.04	10.94
60	32	11.33	0.61	10.72
62	34	9.60	-0.88	10.48
64	36	7.89	-2.37	10.26
66	38	6.25	-3.81	10.06
68	40	4.66	-5.23	9.89
70	42	3.17	-6.58	9.75
72	44	1.77	-7.90	9.67
74	46	0.40	-9.17	9.57
76	48	-0.92	-10.40	9.48
78	50	-2.15	-11.53	9.38

Tablo 4.17: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sr$  ( $Z=38$ ) izotopları için f kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi f_{5/2}$	$1\pi f_{7/2}$	$\Delta E(1\pi f_{5/2} - 1\pi f_{7/2})$
74	36	-2.34	-8.81	6.47
76	38	-3.51	-9.86	6.35
78	40	-4.70	-10.97	6.27
80	42	-5.86	-12.07	6.21
82	44	-7.01	-13.15	6.14
84	46	-8.13	-14.22	6.09
86	48	-9.23	-15.25	6.02
88	50	-10.27	-16.23	5.96
90	52	-11.16	-17.06	5.90
92	54	-11.99	-17.83	5.84
94	56	-12.81	-18.58	5.77
96	58	-13.71	-19.37	5.66
98	60	-15.05	-20.64	5.59
100	62	-17.05	-22.60	5.55
102	64	-17.49	-22.84	5.35

Tablo 4.18: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için f kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi f_{5/2}$	$1\pi f_{7/2}$	$\Delta E(1\pi f_{5/2} - 1\pi f_{7/2})$
100	50	-5.99	-11.42	5.43
102	52	-6.79	-12.20	5.41
104	54	-7.57	-12.95	5.38
106	56	-8.39	-13.70	5.31
108	58	-9.26	-14.47	5.21
110	60	-10.26	-15.34	5.08
112	62	-11.15	-16.11	4.96
114	64	-11.93	-16.78	4.85
116	66	-12.60	-17.37	4.77
118	68	-13.34	-18.04	4.70
120	70	-14.08	-18.72	4.64
122	72	-14.83	-19.40	4.57
124	74	-15.60	-20.10	4.50
126	76	-16.38	-20.79	4.41
128	78	-17.16	-21.49	4.33
130	80	-17.93	-22.17	4.24
132	82	-18.65	-22.83	4.18
134	84	-19.19	-23.35	4.16

Tablo 4.19: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi g_{7/2}$	$1\pi g_{9/2}$	$\Delta E(1\pi g_{7/2} - 1\pi g_{9/2})$
100	50	2.79	-1.23	4.02
102	52	1.90	-2.07	3.97
104	54	1.02	-2.88	3.90
106	56	0.10	-3.71	3.81
108	58	-0.88	-4.58	3.70
110	60	-2.01	-5.56	3.55
112	62	-3.01	-6.44	3.43
114	64	-3.87	-7.19	3.32
116	66	-4.60	-7.85	3.25
118	68	-5.41	-8.59	3.18
120	70	-6.23	-9.32	3.09
122	72	-7.06	-10.06	3.00
124	74	-7.89	-10.81	2.92
126	76	-8.72	-11.55	2.83
128	78	-9.55	-12.29	2.74
130	80	-10.36	-13.03	2.67
132	82	-11.13	-13.73	2.60
134	84	-11.72	-14.31	2.59

Tablo 4.20: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için h kabuk yarılmadaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi h_{9/2}$	$1\pi h_{11/2}$	$\Delta E(1\pi h_{9/2} - 1\pi h_{11/2})$
100	50	15.74	5.40	10.34
102	52	14.76	4.53	10.23
104	54	13.76	3.68	10.08
106	56	12.74	2.81	9.93
108	58	11.65	1.87	9.78
110	60	10.37	0.77	9.60
112	62	9.29	-0.20	9.46
114	64	8.38	-1.00	9.38
116	66	7.61	-1.68	9.29
118	68	6.75	-2.45	9.20
120	70	5.86	-3.25	9.11
122	72	4.98	-4.05	9.03
124	74	4.11	-4.86	8.97
126	76	3.25	-5.66	8.91
128	78	2.40	-6.46	8.86
130	80	1.57	-7.24	8.81
132	82	0.77	-7.98	8.75
134	84	0.09	-8.56	8.65
136	86	-0.57	-9.11	8.54

Tablo 4.21: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için f kabuk yarılmasındaki nötron tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\nu f_{5/2}$	$1\nu f_{7/2}$	$\Delta E(1\nu f_{5/2} - 1\nu f_{7/2})$
100	50	-20.21	-25.73	5.52
102	52	-21.61	-27.19	5.58
104	54	-21.56	-27.19	5.63
106	56	-21.54	-27.15	5.61
108	58	-21.63	-27.16	5.53
110	60	-21.82	-27.21	5.39
112	62	-21.94	-27.20	5.26
114	64	-21.99	-27.14	5.15
116	66	-21.98	-27.07	5.09
118	68	-22.06	-27.09	5.03
120	70	-22.21	-27.17	4.96
122	72	-22.40	-27.29	4.89
124	74	-22.64	-27.42	4.78
126	76	-22.90	-27.55	4.65
128	78	-23.13	-27.65	4.52
130	80	-23.23	-27.62	4.39
132	82	-22.14	-26.43	4.29
134	84	-23.63	-27.96	4.33

Tablo 4.22: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için g kabuk yarılmasındaki nötron tek-parçacık enerjileri (MeV)

$A$	$N$	$1\nu g_{7/2}$	$1\nu g_{9/2}$	$\Delta E(1\nu g_{7/2} - 1\nu g_{9/2})$
100	50	-10.77	-15.11	4.34
102	52	-9.34	-16.45	7.11
104	54	-9.31	-16.48	7.17
106	56	-9.32	-16.48	7.16
108	58	-9.33	-16.56	7.23
110	60	-9.46	-16.72	7.26
112	62	-9.56	-16.80	7.24
114	64	-9.60	-16.80	7.20
116	66	-9.59	-16.75	7.16
118	68	-9.67	-16.80	7.13
120	70	-9.80	-16.89	7.09
122	72	-9.98	-17.00	7.02
124	74	-10.18	-17.13	6.95
126	76	-10.39	-17.25	6.86
128	78	-10.57	-17.34	6.77
130	80	-10.63	-17.30	6.67
132	82	-9.52	-16.11	6.59
134	84	-11.08	-17.67	6.59

Tablo 4.23: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Sn$  ( $Z=50$ ) izotopları için h kabuk yarılmasındaki nötron tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\nu h_{9/2}$	$1\nu h_{11/2}$	$\Delta E(1\nu h_{9/2} - 1\nu h_{11/2})$
100	50	2.74	-8.01	10.75
102	52	3.87	-6.58	10.45
104	54	3.74	-6.56	10.30
106	56	3.58	-6.59	10.17
108	58	3.42	-6.62	10.04
110	60	3.08	-6.81	9.89
112	62	2.80	-6.95	9.75
114	64	2.60	-7.03	9.63
116	66	2.49	-7.03	9.52
118	68	2.30	-7.10	9.40
120	70	2.14	-7.15	9.29
122	72	2.00	-7.18	9.18
124	74	1.87	-7.21	9.08
126	76	1.70	-7.25	8.95
128	78	1.47	-7.28	8.75
130	80	1.06	-7.21	8.27

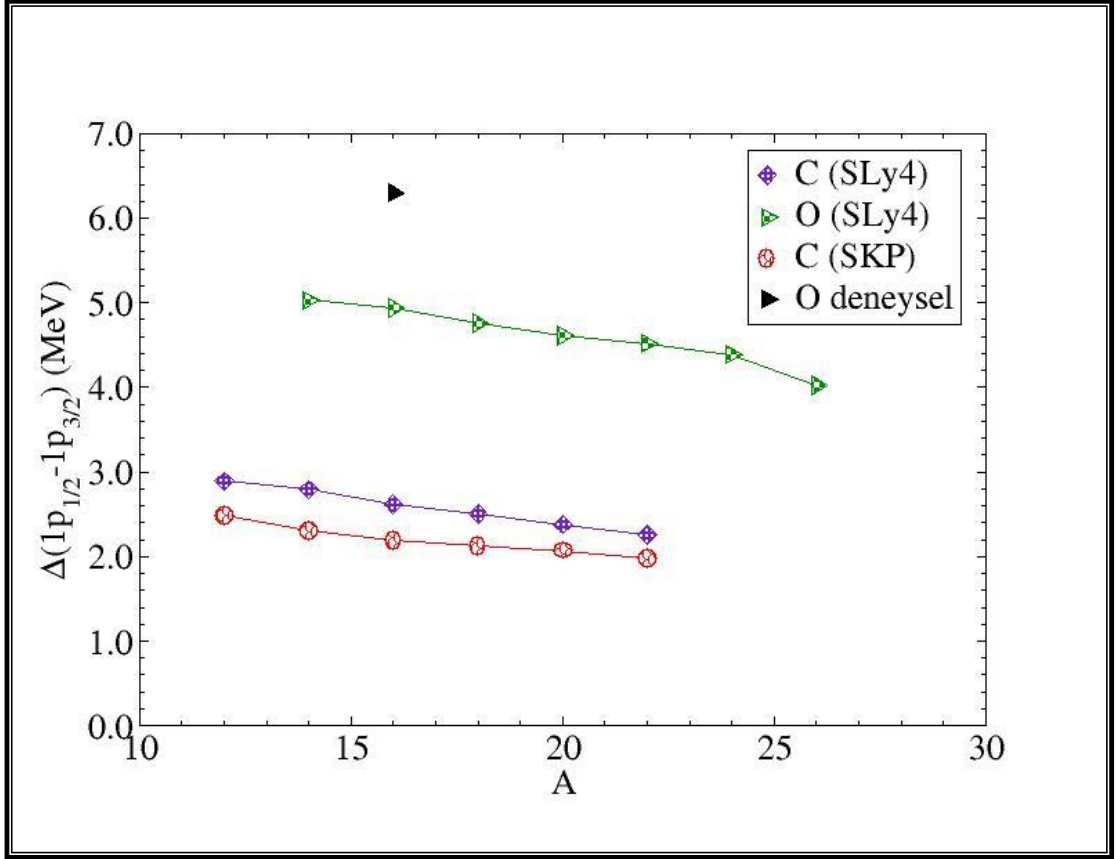
Tablo 4.24: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Te$  ( $Z=52$ ) izotopları için g kabuk yarılmasındaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi g_{7/2}$	$1\pi g_{9/2}$	$\Delta E(1\pi g_{7/2} - 1\pi g_{9/2})$
106	54	2.90	-3.86	6.76
108	56	1.90	-4.75	6.65
110	58	0.45	-6.02	6.47
112	60	-0.98	-7.30	6.32
114	62	-2.50	-8.75	6.25
116	64	-2.96	-9.08	6.12
118	66	-3.06	-9.17	6.11
120	68	-3.46	-9.53	6.07
122	70	-4.19	-10.20	6.01
124	72	-4.98	-10.94	5.96
126	74	-5.78	-11.69	5.91
128	76	-6.58	-12.45	5.87
130	78	-7.37	-13.19	5.82
132	80	-8.16	-13.92	5.76
134	82	-8.92	-14.61	5.69
136	84	-9.53	-15.17	5.64
138	86	-10.10	-15.70	5.60
140	88	-10.66	-16.21	5.55

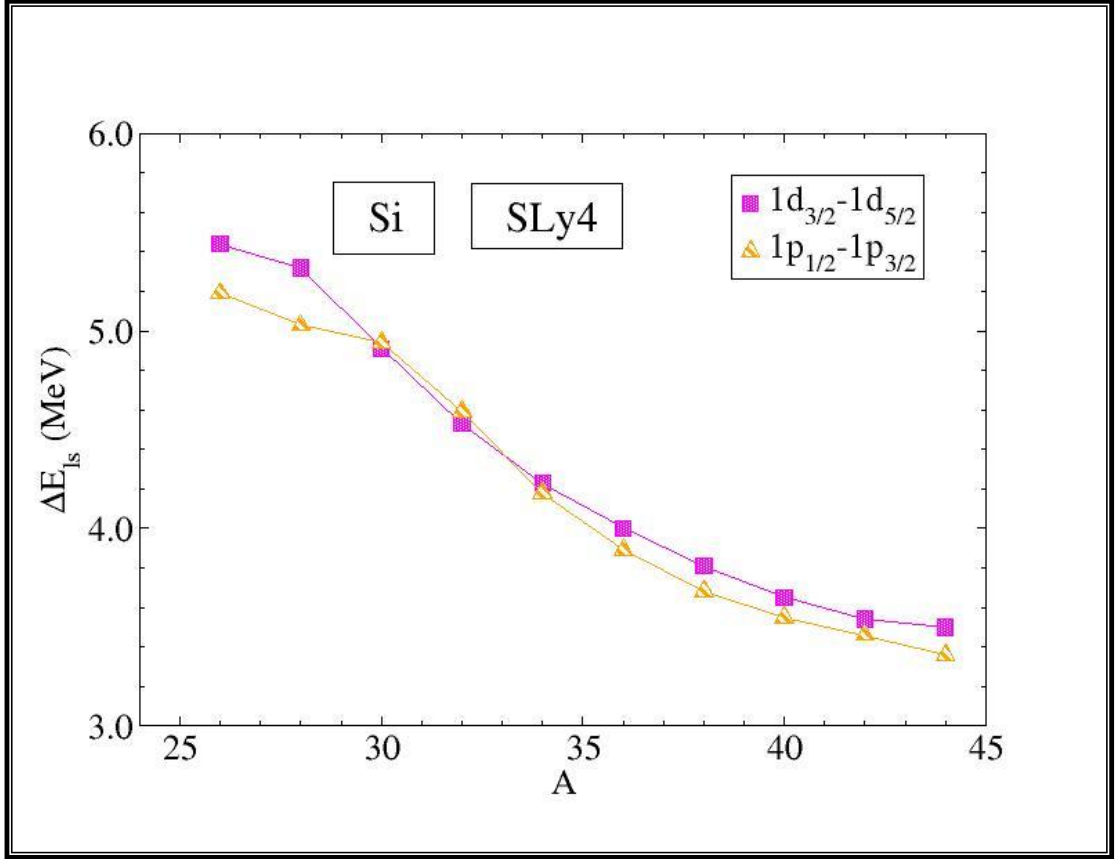
Tablo 4.25: HFBTHO kodunda SLy4 parametre seti kullanılarak  $Ce$  ( $Z=58$ ) izotopları için g kabuk yarılmadaki proton tek-parçacık enerjileri (MeV).

$A$	$N$	$1\pi g_{7/2}$	$1\pi g_{9/2}$	$\Delta E(1\pi g_{7/2} - 1\pi g_{9/2})$
124	66	-3.84	-10.43	6.59
126	68	-4.64	-11.10	6.46
128	70	-3.94	-10.17	6.23
130	72	-4.09	-10.24	6.15
132	74	-4.58	-10.66	6.08
134	76	-5.17	-11.19	6.02
136	78	-5.72	-11.67	5.95
138	80	-6.36	-12.25	5.89
140	82	-7.07	-12.90	5.83
142	84	-7.69	-13.48	5.79
144	86	-8.38	-14.14	5.76
146	88	-8.99	-14.70	5.71
148	90	-9.90	-15.53	5.63
150	92	-11.49	-17.10	5.61
152	94	-13.08	-19.03	5.95
154	96	-13.81	-19.69	5.88
156	98	-14.50	-20.23	5.73

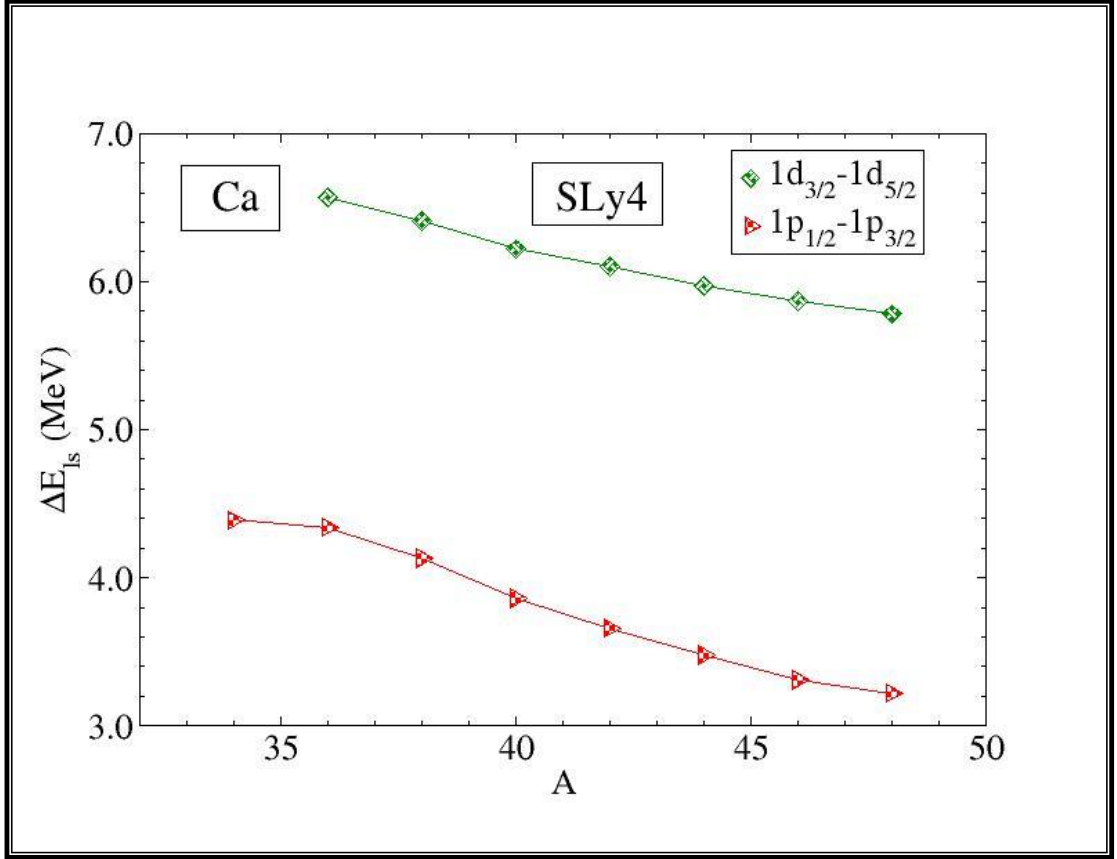
HFBTHO kodu kullanılarak hesaplanan spin-yörünge partnerlerinin yer aldığı kapalı kabuk tek-parçacık enerjileri ve spin-yörünge yarıma enerjisi ( $\Delta E$ ) C, O, Si, Ca, Ni, Sr, Sn, Te ve Ce çift-çift izotopları için  $A$  kütle numarasının fonksiyonu olarak Şekil 4.6'dan 4.15'e kadar grafiğe geçirilmiştir.



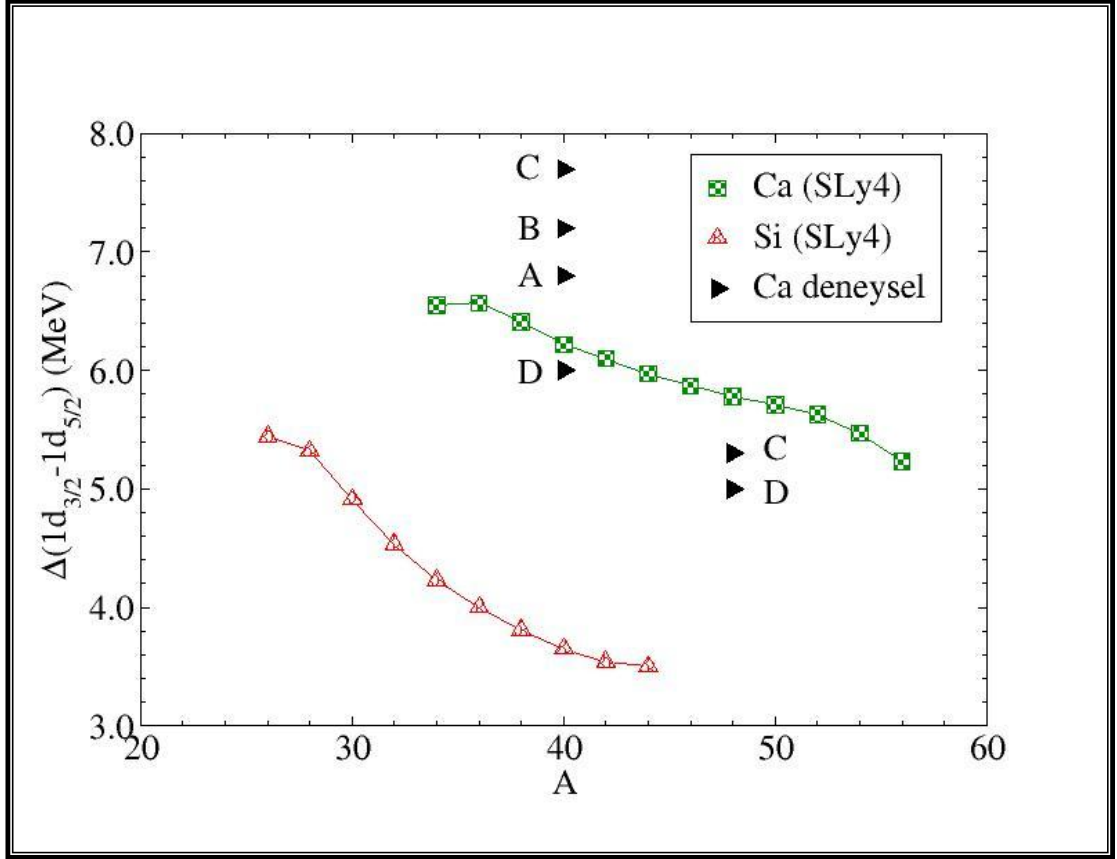
Şekil 4.6: C ve O izotopları için p kabuğu proton S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişim  $\triangleright$ [9].



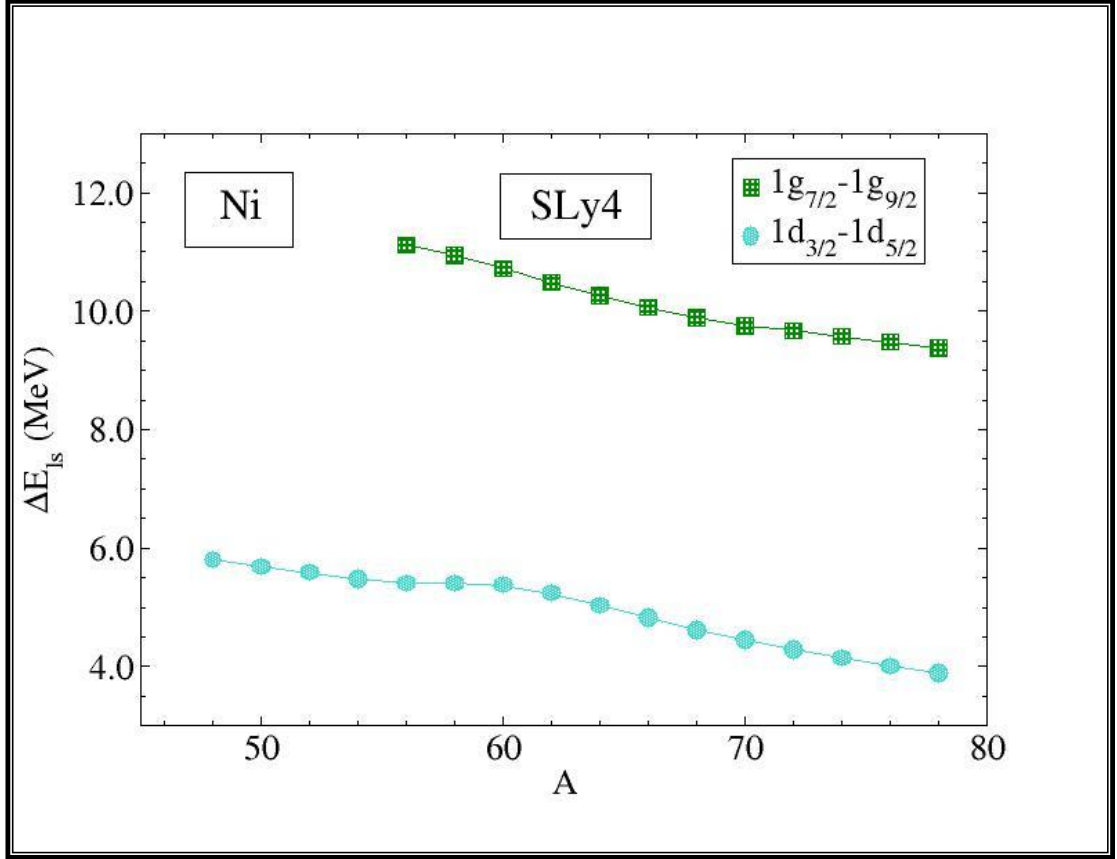
Şekil 4.7: Si izotopları için p ve d kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi.



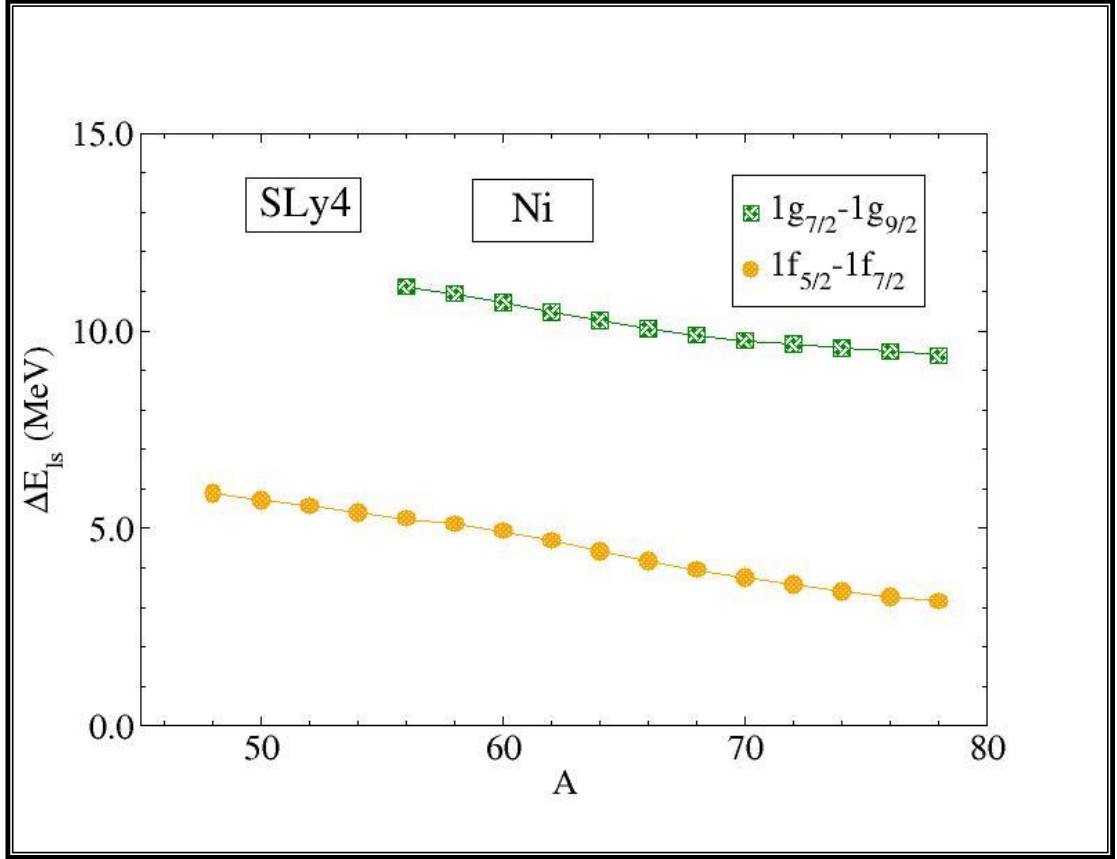
Şekil 4.8: *Ca* izotopları için p ve d kabuklarının proton S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişimi.



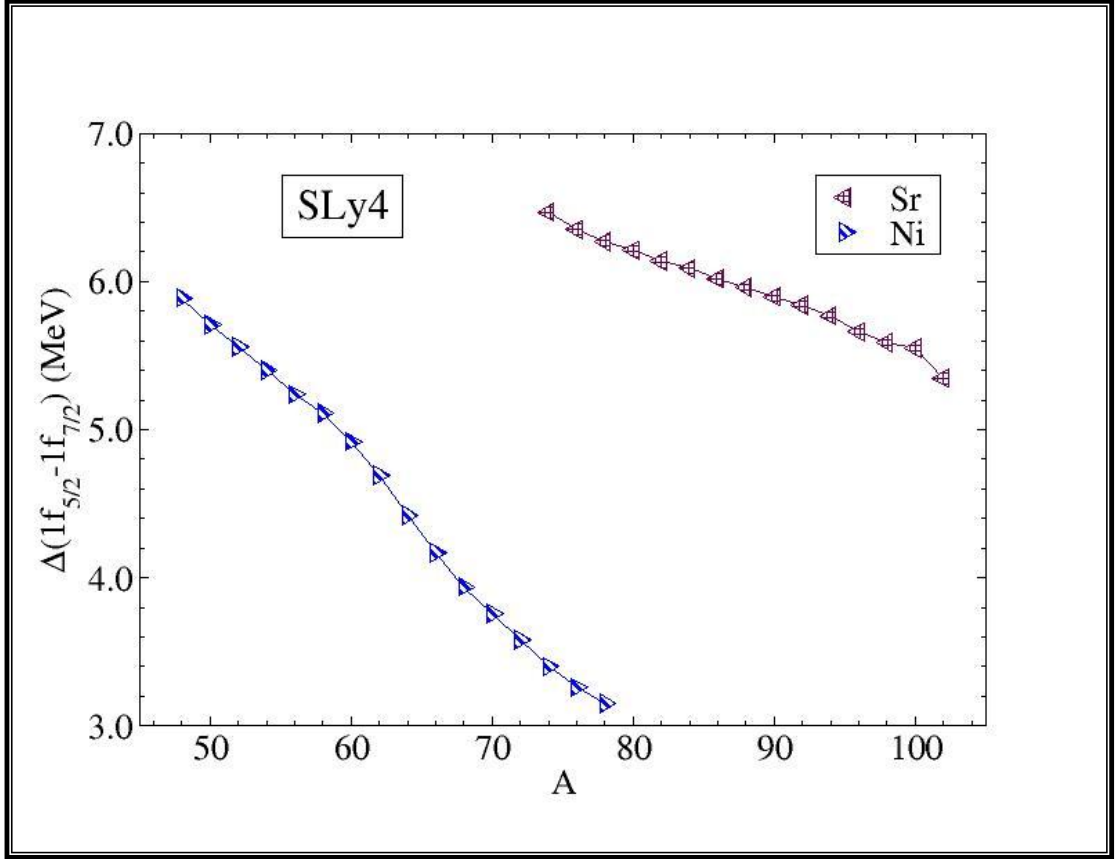
Şekil 4.9: *Si* ve *Ca* izotopları için d kabuğu proton S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişimi A[52], B[53], C[54], D[55].



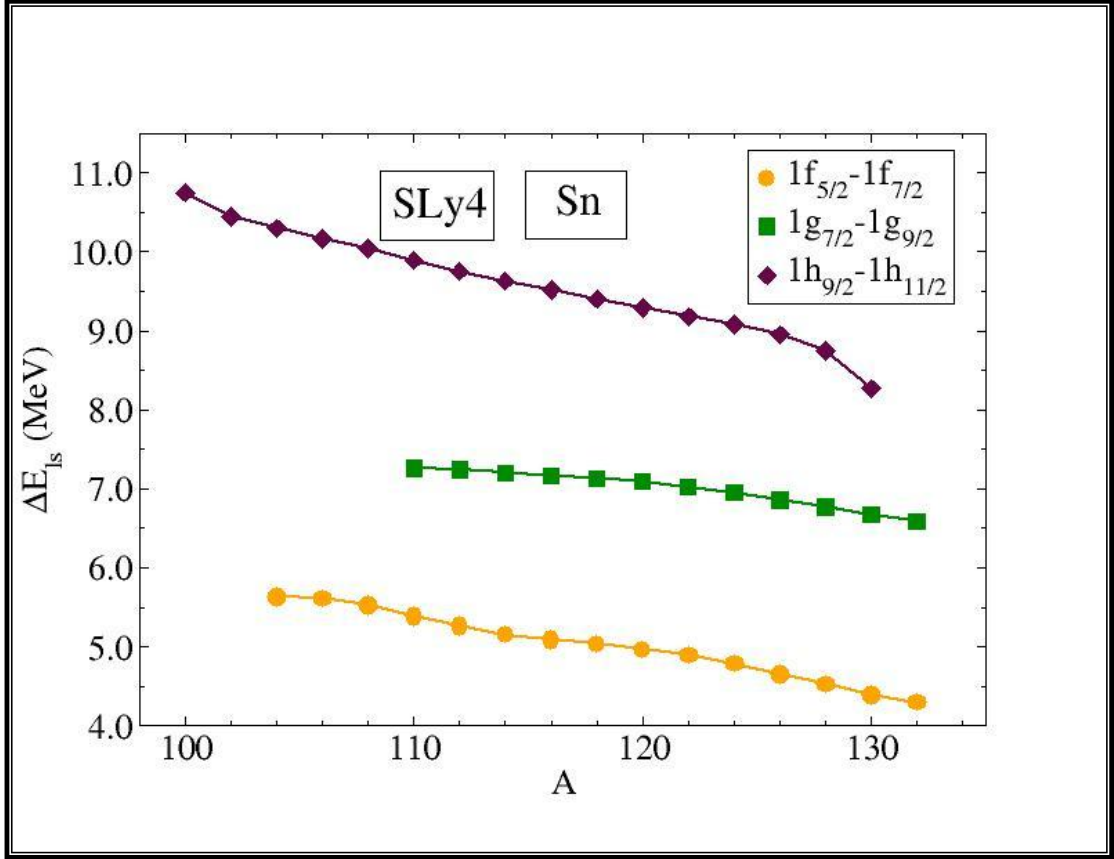
Şekil 4.10: Ni izotopları için d ve g kabuklarının proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi.



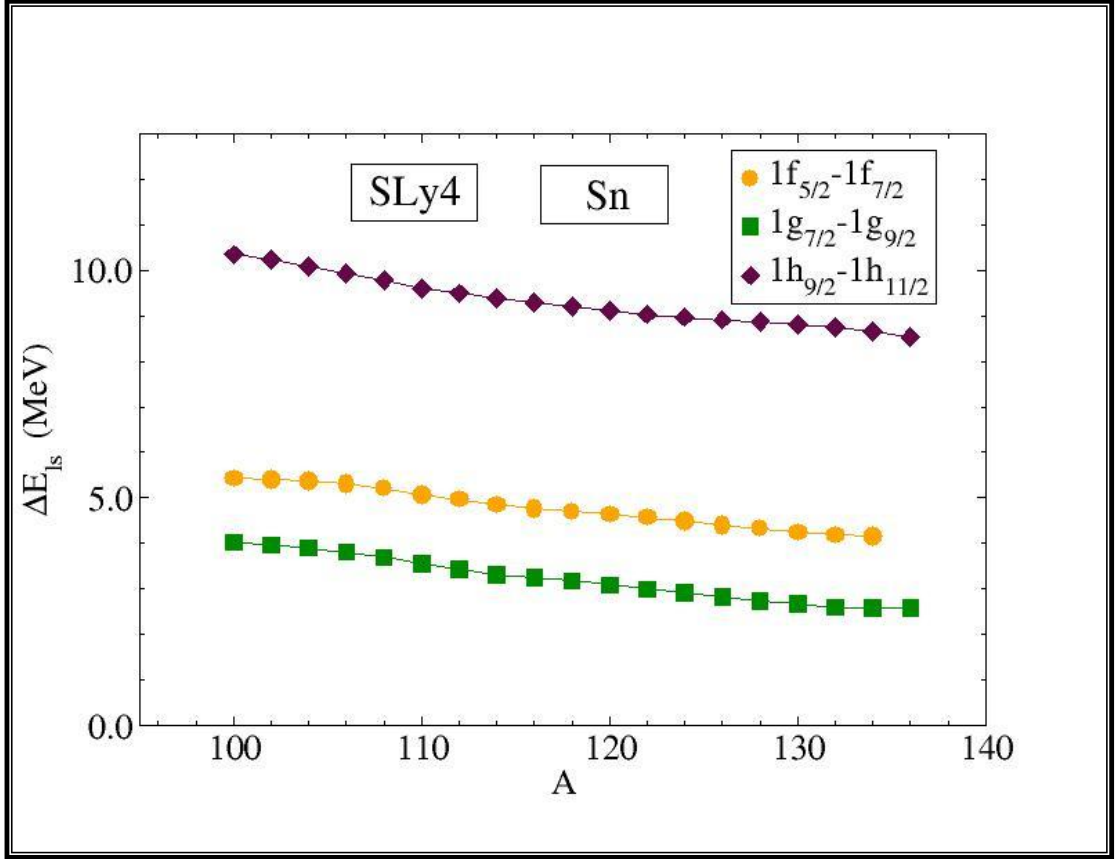
Şekil 4.11: *Ni* izotopları için f ve g kabuklarının proton S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişimi.



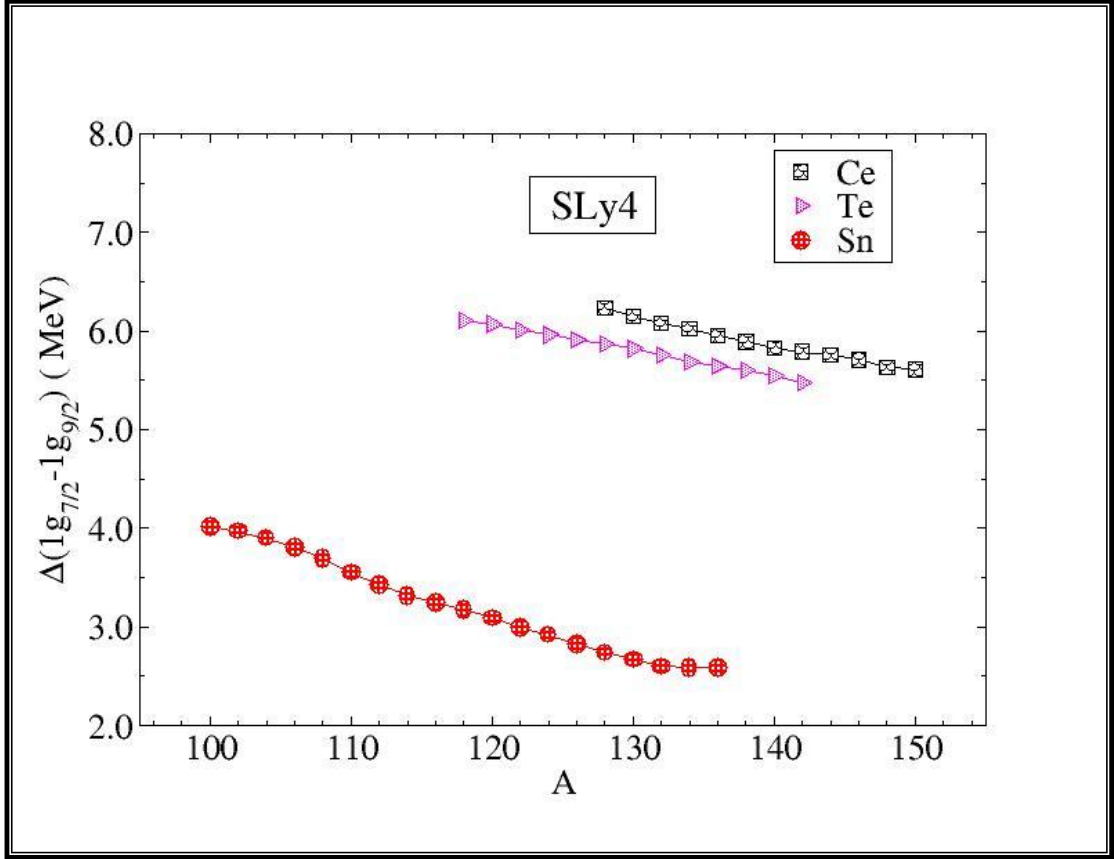
Şekil 4.12: *Ni* ve *Sr* izotopları için f kabuğu proton S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişimi.



Şekil 4.13:  $Sn$  izotopları için f, g ve h kabuklarının nötron S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişimi.



Şekil 4.14: *Sn* izotopları için f, g ve h kabuklarının proton S.O enerji yarılmalarının kütle numarası ile değişimi.



Şekil 4.15: *Sn*, *Te* ve *Ce* izotopları için g kabuğu proton S.O enerji yarılmasının kütle numarası ile değişimi.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Tez kapsamında incelenen ve HFBTHO (v1.66p) kodu ile SLy4 Skyrme parametrik seti kullanılarak, farklı yörüngesel açısal momentum değerlerindeki spin-yörünge kabuk yarılmaları hesaplanan çift-çift C, O, Si, Ca, Ni, Sr, Sn, Te ve Ce izotoplarının tümünde, spin-yörünge enerji yarılmalarının, artan valans nükleon sayısı ile düzgün olarak azaldığı, Şekil 4.6- Şekil 4.15’de verilen grafiklerde gözlenmektedir.

### 5.1. Z=8 KAPALI KABUK İZOTOPLARI

Şekil 4.6’da verilen C ve O izotopları için SLy4 parametre seti ile hesaplanan  $1p_{1/2} - 1p_{3/2}$  spin-yörünge yarılmasındaki enerji azalması, sırası ile %6.4 ve %7.8 olarak bulundu. Oksijen izotopları için S.O enerji yarılmasındaki azalmanın, karbon izotoplarına oranla daha fazla olduğu görülmektedir. Nötron ve proton yarıçaplarının izotop zinciri boyunca değişimine bakıldığında, karbon izotopları için nötron yüzey geçirgenliği,  $t = r_n - r_p$ , 0.68 değerini alırken, oksijen izotopları için bu değer 0.45 olarak bulunmaktadır. Nötron yüzey geçirgenliğinin karbon izotopları için daha büyük olması, hafif çekirdekler için beklenen bir sonuçtur. Bu sonuca paralel olarak, artan nötron yüzeyi etkisi ile daha hafif olan karbon çekirdeklerinde, spin-yörünge yarılmasının daha fazla oranda azalması beklenirdi. Burada oksijen izotoplarında görülen daha fazla azalmanın nedeni, açık bir şekilde tensör etkileşmesinin monopol etkisini göstermektedir. Oksijen izotoplarında protonlar için  $1p_{1/2}$  ve  $1p_{3/2}$  yörüngelerinin her ikisi de doludur. Bu yörüngelerde bulunan protonların,  $1d_{5/2}$  kabuğunda yer alan nötronlarla tensör etkileşmesi göz önüne alındığında, Bölüm 2.6.2’de anlatıldığı gibi,  $1d_{5/2}$  yörüngesinde yer alan nötronlarla,  $1p_{1/2}$  yörüngesinde yer alan protonlar arasındaki tensör etkisi çekici karakterde iken,  $1d_{5/2} - 1p_{3/2}$  yörüngelerinde yer alan nötron-proton tensör etkileşmesi ise itici karakterde olacaktır. Bunun sonucu olarak,  $1p_{1/2}$  potansiyel kuyusu içerisinde daha derinde yer alırken,  $1p_{3/2}$  yörüngesi beklenenden daha yukarı enerji seviyesinde yer alır ve iki spin-yörünge

partneri arasındaki enerji yarılmaları azalır. Karbon izotoplarında ise  $1p_{1/2}$  proton yörüngesi boş olduğundan,  $1d_{5/2}$  kabuğunda yer alan nötronlarla tensör etkileşmesi gözlenemez. Tensör etkileşmesinin monopol kısmı, tek-parçacık yörüngelerinin potansiyel kuyusu içerisinde hareket etmesine neden olan etkileşmedir. Bu etkileşme, en çok hafif çekirdeklerin  $\Delta l = 1$  yörüngesel açısal momentum farkına sahip kabuklarda yer alan valans nükleonları arasında etkindir.  $\Delta l = 1$  değerinden büyük açısal momentum farkına sahip yörüngelerde bulunan nükleonlar için tensör etkileşmesinin etkisi azalır. Her iki izotop için  $1d_{5/2}$  kabuğunun nötronlar tarafından işgal edildiği ve N-Z değerinin eşit olduğu izotoplar,  $^{18}_6C$  ve  $^{22}_8O$  izotoplarıdır. Bu izotoplar için N-Z değeri 6'dır. Fazla nötronların, nötron yüzey geçirgenliği,  $t = r_n - r_p$  değerine katkısının aynı olduğu varsayımı ile tensör etkileşmesinin monopol kısmının  $^{22}_8O$  izotopunda gözlenen S.O enerji yarılmaları azalmasına katkısı öngörülebilir. Hesaplamalarda,  $t$  nötron yüzey kalınlığının eşit olduğu izotoplar  $^{18}_6C$  ve  $^{24}_8O$  olarak görülmektedir. Her iki izotop için  $t$  nötron yüzey kalınlığı yaklaşık 0.45 fm'dir. Bu izotoplardaki spin-yörünge azalmasına baktığımızda,  $^{12}_6C$ 'dan  $^{18}_6C$ 'a kadar  $\Delta E(1p_{1/2} - 1p_{3/2}) = 2.89 - 2.50 = 0.39$  MeV iken,  $^{16}_8O$  ile  $^{24}_8O$  arasındaki  $\Delta E(1p_{1/2} - 1p_{3/2}) = 4.94 - 4.39 = 0.55$  MeV'dir.  $^{18}_6C$  ve  $^{24}_8O$  izotoplarının spin-yörünge partnerleri arasındaki  $0.55 - 0.39 = 0.16$  MeV'lik fark nötron yüzey kalınlığı artışı dışında bir neden olan tensör etkileşiminden kaynaklanmaktadır.  $A = 20$  civarındaki çekirdekler için p ve d kabukları arası tensör etkisi yaklaşık olarak 0.16 MeV'dir. Bu değer  $A = 20$  bölgesi için iki cisim etkileşme matrislerinden bulunan değer ile uyumaktadır.

## 5.2. Z=20 KAPALI KABUK İZOTOPLARI

Şekil 4.7'de, Si izotopları için verilen  $1p_{1/2} - 1p_{3/2}$  ve  $1d_{3/2} - 1d_{5/2}$  S.O enerji ayrılımları azalmaları yaklaşık olarak eşit görülmektedir. Kütle numarası 30-44 aralığında değiştiğinde, p kabuğundaki azalmanın %11, d kabuğundaki azalmanın %10 olduğu görülmektedir. Artan açısal momentum değeri ile S.O yarılmadaki enerji azalması da hafifçe azalmaktadır. Benzer etki, Ca izotopları için hesaplanan ve Şekil 4.8'te verilen p ve d kabuğu S.O enerji yarılmalarında da görülmektedir. Ca izotopları için p kabuğu enerji yarılmaları azalması % 9 iken, d kabuğu enerji yarılmaları azalması %6 civarındadır. Yörüngesel açısal momentum değerindeki bir birimlik artış,

S.O enerji yarılmasıdaki azalmayı %3 oranında azaltmaktadır. Deneysel olarak gözlenen S.O enerji yarılması  $^{40}_{20}\text{Ca}$  izotopu için 6 MeV civarında iken [55],  $^{48}_{20}\text{Ca}$  izotopu için 5 MeV değerine kadar inmektedir. Ca izotopları için deneysel S.O enerji yarılması azalması %12 civarındadır. Tez çalışmasında hesaplanan S.O enerji yarılması azalması ile deneysel değer arasındaki fark, Skyrme HFB hesaplamalarında tensör etkisinin yeterince ağırlıklı olarak alınmaması ve her iki izotop için yaklaşık aynı spin-yörünge etkileşim gücü parametresinin kullanılması ile açıklanabilir. Bu izotoplar için ölçülmüş S.O enerji yarılmaları da 1 MeV'lik farklılık gösterebilmektedir. Şekil 4.9'te Si ve Ca izotopları için d kabuğu enerji yarılmaları artan nükleon sayısına göre verilmiştir. Bu grafikteki eğrinin eğiminden, Si izotopları için d kabuğu enerji yarılması azalmasının, Ca izotoplarında gözlenenden daha büyük oranda olduğu görülmektedir. Si izotoplarında, protonlar spin-yörünge partnerlerinden  $1d_{5/2}$  kabuğunu doldururken,  $1d_{3/2}$  kabuğu boştur. Proton fermi enerjisi gözönüne alındığında spin-yörünge partnerlerinden biri fermi enerji seviyesinin üzerinde, diğeri fermi enerji seviyesinin altında kalmaktadır. Bu olgu, yüksek oranda ortaya çıkan S.O yarılması azalmasına kor çekirdek etkisini düşündürmektedir. Fermi enerji seviyesi üzerindeki  $1d_{3/2}$  proton tek-parçacık yörüngesi artan nötronlarla daha aşağıya çekilirken,  $1d_{5/2}$  proton yörüngesi bu etkiyi aynı oranda hissetmez. Sonuç olarak, artan nötron sayısı ile Si izotoplarındaki S.O enerji yarılmasıdaki azalma, her iki proton yörüngesinin fermi enerji seviyesi altında yer aldığı Ca izotoplarında gözlenen S.O enerji yarılması azalmasına oranla daha fazladır.

### 5.3. Z=28 KAPALI KABUK İZOTOPLARI

Ni kapalı kabuk izotopları için hesaplanan  $f$  ve  $g$  kabuğu spin-yörünge partnerleri enerji yarılma değerleri,  $1f_{5/2} - 1f_{7/2}$  ve  $1g_{7/2} - 1g_{9/2}$  artan valans nükleon sayısına göre Şekil 4.11'de verilmiştir. Her iki spin-yörünge partneri için elde edilen düzgün değişimli eğriye yapılan lineer uyumdan,  $f$  kabuğu spin-yörünge partnerlerindeki enerji yarılmasıdaki azalmanın yaklaşık %10 civarında,  $g$  kabuğu enerji yarılmasıdaki azalmanın ise %8 civarında olduğu bulunur. Artan açıl momentum değeri ile S.O enerji yarılmasıdaki azalmanın yavaşladığı gözlenir. Şekil 4.12'de Ni ve Sr kapalı kabuk çekirdekleri için,  $1f_{5/2} - 1f_{7/2}$  spin-yörünge enerji yarılması birlikte grafiğe geçilmiştir. Grafikte, Ni izotopları için S.O enerji yarılması azalmasının %10 civarında,

Sr izotopları için aynı kabuktaki enerji yarılma azalmasının yaklaşık %3.5 olduğu bulunur. Bu iki kapalı kabuk çekirdeğinden, Ni izotoplarında  $1f_{5/2}$  proton yörüngesi fermi enerji seviyesinin üzerinde yer alırken,  $1f_{7/2}$  proton yörüngesi fermi enerji seviyesinin altındadır. Sr izotoplarında ise her iki proton yörüngesinde dolu ve fermi enerji seviyesinin altındadır. Bu nedenle Ni izotoplarında fermi enerji seviyesi üzerinde valans nükleon yörüngesi olarak kalan  $1f_{5/2}$  proton yörüngesinde herhangi bir proton bulunması durumunda bu proton kor polarizasyon etkisini kuvvetli bir şekilde hissederek potansiyel kuyusu içersine çekilecektir. Diğer spin-yörünge partneri  $1f_{7/2}$  herhangi bir kor etkisi hissetmediğinden seviye enerjisi değişmez bu nedenle spin-yörünge enerji yarılması hızla azalır. Sr izotoplarında ise her iki proton seviyesi de doludur ve bu seviyeler kor polarizasyon etkisini aynı oranda ve aynı yönde hissettiklerinden spin-yörünge partnerleri arasında kor polarizasyonu nedeni ile ekstra bir enerji yarılması azalması söz konusu değildir. Azalmaya neden olan tek mekanizma artan nötron sayısının yol açtığı nötron yüzey geçirgenliğinin artışıdır. Artan nötron yüzey geçirgenliği etkisi Ni izotopları için de yaklaşık aynıdır.

#### 5.4. Z=50 KAPALI KABUK İZOTOPLARI

Sn kapalı kabuk izotopları için hesaplanan  $f$ ,  $g$  ve  $h$  kabuklarının nötron spin-yörünge partnerleri enerji yarılma değerleri,  $1f_{5/2} - 1f_{7/2}$ ,  $1g_{7/2} - 1g_{9/2}$  ve  $1h_{9/2} - 1h_{11/2}$  artan valans nükleon sayısına göre Şekil 4.13'te verilmiştir. Her üç spin-yörünge partneri için elde edilen düzgün değişimli eğrilere yapılan lineer uyumdan  $f$ ,  $g$  ve  $h$  kabuklarındaki spin-yörünge partnerlerinin enerji yarılmasındaki azalmanın yaklaşık eşit ve %5 civarında olduğu bulunur. Bu sonuç, Ring R. et al [31] tarafından bulunan sonuçla uyumludur. Z=50 kapalı kabuk bölgesinde S.O enerji yarılmasının açıl momentum değeri ile fazla değişmediği gözlenmektedir. Şekil 4.15'te, Sn, Te ve Ce kapalı kabuk çekirdekleri için,  $1g_{9/2} - 1g_{11/2}$  spin-yörünge enerji yarılması birlikte grafiğe geçilmiştir. Grafikten, Sn izotopları için S.O enerji yarılması azalmasının %4.5, Te izotopları için aynı kabuktaki enerji yarılma azalmasının yaklaşık %2.6 ve Ce izotopları için yaklaşık %2.8 olduğu bulunur. Bu üç kapalı kabuk çekirdeğinden, kor polarizasyon etkisi gözlenen tek izotop zinciri Sn izotoplarıdır. Bu izotoplar için proton  $1g_{7/2}$  yörüngesi fermi enerji seviyesinin üzerinde,  $1g_{9/2}$  proton yörüngesi ise fermi enerji seviyesinin altında yer almaktadır. Bu izotoplar için S.O enerji yarılması

azalmasının, Te ve Ce izotopları ile kıyaslandığında, çok az bir oranda daha fazla olduğu gözlenir.

Spin-yörünge partnerleri arasındaki enerji yarılmalarının azalması üzerinde, artan valans nükleonların etkisini doğru olarak yorumlamak için her iki spin-yörünge partnerinde fermi enerjisi seviyesinin altında bulunduğu durumlar göz önüne alınmalıdır. Bu konfigürasyonlar için kor polarizasyon etkisi, yani toplam nükleonların spin-yörünge partnerleri üzerine etkisi her iki yörünge içinde aynı oranda ve aynı yönde olacaktır. Tensör etkileşmesinin de spin-yörünge partnerleri üzerindeki etkisini sağlıklı olarak değerlendirmek için her iki yörüngede de nükleon bulunduğu konfigürasyonlar değerlendirilmelidir.

Spin-yörünge partnerleri arası enerji yarılmaları,  $\ell > 0$  değerleri için, artan  $\ell$  açısal momentum değeri ile  $\langle \vec{\ell} \cdot \vec{s} \rangle_{j=\ell+1/2} - \langle \vec{\ell} \cdot \vec{s} \rangle_{j=\ell-1/2} = \frac{1}{2}(2\ell + 1)\hbar^2$  ile orantılı olarak artar. Spin-yörünge yarıma enerjisi artan  $\ell$  açısal momentum değeri ile artarken, bu enerji yarılmalarının artan valans nükleon sayısı ile egzotik çekirdeklerde azalma oranı, artan  $\ell$  açısal momentum değeri ile az da olsa azalan bir karakter gösterir.

## KAYNAKLAR

- [1] DOBACZEWSKI, J., 1994, Nuclear shell structure at particle drip lines, *Physical Review Letters*, 72, 981-984.
- [2] HAMAMOTO, I., 2001, Kinetic energy and spin-orbit splitting in nuclei near neutron drip line, *Nuclear Physics A.*, 683, 255-265.
- [3] HAMAMOTO, I., 2002, Shape shell structure and collective modes unique to nuclei far from stability line, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 146, 143-152.
- [4] DOBACZEWSKI, J., 1995, Closed shells at drip-line Nuclei, *Physica Scripta*, T56, 15-22.
- [5] GAUDEFROY, L., 2006, Reduction of the spin-orbit splittings at the  $N=28$  shell closure, *Physical Review Letters*, 97, 092501.
- [6] FUKUNISHI, N., 1992, Vanishing of the shell gap in  $N = 20$  neutron-rich nuclei, *Physics Letters B.*, 296, 279-284.
- [7] LALAZISSIS, G.A., 1998, Relativistic Hartree-Bogoliubov description of the neutron drip-line in light nuclei, *Nuclear Physics A*, 632, 363-382.
- [8] OTSUKA, T., 2007, A force reveals its magic [online], Riken Research, <http://www.rikenresearch.riken.jp/eng/hom/4720>, [Ziyaret Tarihi: 4 Kasım 2009].
- [9] BOHR, A., 1969, *Nuclear Structure, Volume I: Single-Particle Motion*, World Scientific, Copenhagen, 68-57860.

- [10] RING, P., 1980, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York, 05-67943.
- [11] MACGREGOR, M.H., 1969, Determination Of The Nucleon-Nucleon Scattering Matrix X. (p, p) and (n, p) Analysis From 1 to 450 MeV, *Physical Review*, 182, 1714-1728.
- [12] MACHLEIDT, R., 1989, Volume 19, in *Advances in Nuclear Physics*, Plenum Press, New York, 189.
- [13] RUDOLPH, D., 1996, Identification of T=0 and T=1 Bands in the N=Z=37 Nucleus  $^{74}\text{Rb}$ , *Physical Review Letters*, 76, 376-379.
- [14] FRAUNDORF, S. G., 1999, Cranked shell model and isospin symmetry near N=Z, *Nuclear Physics A*, 645, 509-535.
- [15] KRANE, K., 1987, *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 978-0471805533.
- [16] DE SHALIT, A., 1974, *Volume IV Independent Partical Models For Finite Nuclei*, Theoretical Nuclear Physics, Wiley and Sons.
- [17] HEYDE, K., 1990, *The Nuclear Shell Model*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 978-3540580720.
- [18] HEYDE, K., 1999, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, 2nd ed., Bristol and Philadelphia.
- [19] ŞAHİN, E., 2008, N=50 civarında nötron-zengin çekirdeklerin kabuk yapısının incelenmesi, *Doktora Tezi*, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul Üniversitesi.

- [20] BOOTH, C., 2005, Nuclear Models [online], The University of Sheffield, <http://www.shef.ac.uk/physics/teaching/phy303/phy303-3.html>, [Ziyaret Tarihi: 20 Ağustos 2009].
- [21] CASTEN, R., 2001, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Oxford University Press, USA, 978-0198507246
- [22] WOODS, R.D., 1954, Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering, *Physical Review*, 95, 577-578.
- [23] HAXEL, O., 1949, On the "Magic Numbers" in nuclear structure, *Physical Review*, 75, 1766-1766.
- [24] MAYER, M.G., 1949, On closed shells in nuclei II, *Physical Review*, 75, 1969.
- [25] HAMAMOTO, I., 1998, Coupling of particles near threshold to shape oscillations, *Physical Review C*, 58, 3388-3396.
- [26] BOHR, A., 1975, *Nuclear Structure, Volume II*, Benjamin, New York, 68-57678
- [27] LALAZISSIS, G.A., 1998, Reduction of the spin-orbit potential in light drip-line, *Physics Letters B*, 418, 7-12.
- [28] ACKERMANN, D., 2006, The Scientific Objectives of the SPIRAL2 Project, Ganil, [http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2/files/WB\\_SP2\\_Final.pdf](http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2/files/WB_SP2_Final.pdf), [Ziyaret Tarihi: 20 Temmuz 2006].
- [29] OTSUKA, T., 2007, Effects of spin isospin interactions on nuclear collective motion, *Nuclear Physics A*, 788, 3c-11c.
- [30] LOPEZ-QUELLE, M., 2000, Spin-orbit splitting in nonrelativistic and relativistic self-consistent models, *Physical Review C*, 61, 064321.
- [31] RING P., 2002, Relativistic description of medium-heavy nuclei far from stability, *Nuclear Physics A*, 701, 503c-508c.

- [32] OTSUKA, T., 2005, Evolution of nuclear shells due to the tensor force, *Physical Review Letters*, 95, 232502.
- [33] OTSUKA, T., 2004, Shell evolution and structure of exotic nuclei, *Nuclear Physics A*, 734, 365-368.
- [34] GIROD, M., 1983, Triaxial Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with D1 effective interaction, *Physical Review C*, 27, 2317-2339
- [35] LINGXIAO, G., 1986, Temperature-dependent optical potential and mean free path based on Skyrme interactions, *Nuclear Physics A*, 459, 77-92.
- [36] GUO-QIANG, L., 1991, A systematic study of nuclear properties with Skyrme forces, *Nuclear and Partical Physics*, 17, 1-34.
- [37] YOSHIDA, S., 1999, Spin-orbit interaction in mean field theories, *Nuclear Physics A*, 658, 3-12.
- [38] DECHARGE, J., 1980, Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei, *Physical Review C*, 21, 1568-1593.
- [39] VAUTHERIN, D., 1972, Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei, *Physical Review C*, 5, 626-647.
- [40] RING, P., 1996, Relativistic mean field theory in finite nuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 37, 193-263.
- [41] BEINER, M., 1975, Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction, *Nuclear Physics A*, 238, 29-69.
- [42] BARTEL, J., 1982, Towards a better parametrization of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force, *Nuclear Physics A*, 386, 79-100.

- [ 43] YOSHIDA, S., 1997, Shape dependence of pairing gap energies and the structure of Hg and Pb isotopes, *Physical Review C*, 55, 1255-1259
- [44] SHARMA, M.M., 1993, Anomaly in the charge radii of Pb isotopes, *Physics Letters B*, 317, 9-13.
- [45] LALAZASSIS G.A., 1994, Anomalous isotope shifts in Pb nuclei in RMF theory, *International Conference on shapes and nuclear structure at low energies*, June 20-25 Antibes (France), Frontieres, 161-172.
- [46] YOSHIDA S., 1999, Spin-orbit interactions in mean field theories, *Nuclear Physics A*, 658, 3-12.
- [47] HAMAMOTO, I., 1976, Large effect of core polarization on the single-particle spectra around  $^{208}\text{Pb}$ , *Nuclear Physics A*, 269, 199-209.
- [48] BERNARD, V., 1980, Effects of collective modes on the single-particle states and the effective mass in  $^{208}\text{Pb}$ , *Nuclear Physics A*, 348, 75-92.
- [49] RUTZ, K., 1998, Odd nuclei and single-particle spectra in the relativistic mean-field model, *Nuclear Physics A*, 634, 67-88.
- [ 50] STOÏTSOV, M.V., 2005, Axially deformed solution of the Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov equations using the transformed harmonic oscillator basis, *Computer Physics Communications*, 167, 43-63.
- [51] SAKAKIHARA, S., 2001, Hartree-Fock-Bogoliubov calculation of charge radii of Sn, Ba, Yb and Pb isotopes, *Nuclear Physics A*, 691, 649-660.
- [52] SWIFT, A., 1966, Single-Particle wave Functions of Calcium Isotopes, *Physical Review Letters*, 17, 484.
- [53] TYREN, H., 1966, Quasi-free proton-proton scattering in light nuclei at 460 MeV *Nuclear Physics*, 79, 321-373

[54] RAY, L., 1979, Neutron densities and the single particle structure of several even-even nuclei from  $^{40}\text{Ca}$  to  $^{208}\text{Pb}$ , *Physical Review C*, 20, 2403

[55] OROS, A.M.,1996, Doktora Tezi, Köln Üniversitesi.

## **ÖZGEÇMİŞ**

13.01.1984 yılında İstanbul'da doğdu. İlk ve orta tahsilini İstanbul'da tamamladı. 2006 yılı, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Lisans Programını tamamladı. 2007 yılı, İstanbul Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü Lisans Programını tamamladı. 2008 yılı, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı ve halen görev yapmaktadır.