

F. YAVUZ, 2018



T.C

NİĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK BÖLÜMÜ ANABİLİM DALI

TİTANYUM İZOTOPLARININ KÜMELENME
YAPISININ TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

FATMA YAVUZ

Temmuz 2018

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NİĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

T.C
NİĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK BÖLÜMÜ ANABİLİM DALI

TİTANYUM İZOTOPLARININ KÜMELENME
YAPISININ TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

FATMA YAVUZ

Yüksek Lisans Tezi

Danışman
Doç. Dr. Asım SOYLU

Temmuz 2018

Fatma YAVUZ tarafından Doç. Dr. Asım SOYLU danışmanlığında hazırlanan “Titanyum İzotoplarının Kümelenme Yapısının Teorik Olarak İncelenmesi” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Doç. Dr. Zafer NERGİZ, Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Üye : Doç. Dr. Asım SOYLU, Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Mustafa Kemal BAHAR, Karamanoğlu Mehmetbey
Üniversitesi

ONAY:

Bu tez, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca belirlenmiş olan yukarıdaki jüri üyeleri tarafından/...../20.... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu’nun/...../20.... tarih ve sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

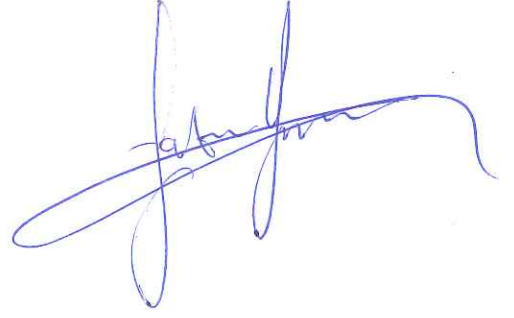
...../...../20...

Doç. Dr. Murat BARUT
MÜDÜR V.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Fatma YAVUZ



ÖZET

TİTANYUM İZOTOPLARININ KÜMELENME YAPISININ TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

YAVUZ, Fatma

Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman

:Doç. Dr. Asım SOYLU

Temmuz 2018, 84 sayfa

Bu tez çalışmasında, orta ağır ^{44}Ti , ^{48}Ti ve ^{52}Ti çekirdeklerinin kümelenme yapısı araştırılmıştır. Kümelenme modeli, genellikle çekirdeklerin alt yapılarının nükleonlar yerine daha büyük çekirdeklerden oluşan kümelenmiş yapılar şeklinde olduğu fikrini öne sürmektedir. Alfa parçacığını bir kor etrafında düşünen ikili kümelenme modeline göre; çekirdek arasındaki etkileşme potansiyelinden hareketle ana çekirdeklerin gözlenebilirlerini açıklamak mümkündür. Buna göre çok parçacıklı bir sistem, kor ve onun etrafında dolanan bir alfa parçacığı gibi düşünülerek iki parçacıklı bir sisteme indirgenebilir. Bu tezde, kümelenme modeli kapsamında düşünülen $^{44}\text{Ti} \equiv ^{40}\text{Ca} + \alpha$, $^{48}\text{Ti} \equiv ^{44}\text{Ca} + \alpha$ ve $^{52}\text{Ti} \equiv ^{48}\text{Ca} + \alpha$ mekanizmaları ile ^{44}Ti , ^{48}Ti ve ^{52}Ti çekirdeklerinin uyarılma enerjileri ve α -bozunum genişlikleri Gamow kodu ile incelenmiştir. Ayrıca ilk defa deneysel ölçümleri yapılan $^{44,48,52}\text{Ti}$ izotopları için uyarılma enerjileri ve alfa bozunum genişlikleri fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller ile WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) metodu kullanılarak $G=12,13,14,15,16$ global kuantum sayıları için hesaplanmış ve deneysel çalışmalar için yol gösterici olabilecek sonuçlar elde edilmiştir.

Anahtar Sözcükler: ^{44}Ti , ^{48}Ti ve ^{52}Ti çekirdekleri, kümelenme modeli, WKB metodu, uyarılma enerjisi, α -bozunum genişliği, fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller.

SUMMARY

THEORETICAL INVESTIGATION OF THE CLUSTERING STRUCTURE OF TITANIUM ISOTOPES

YAVUZ, Fatma

Niğde Ömer Halisdemir University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor

:Assoc.Prof. Dr. Asım SOYLU

July 2018, 84 page

In this thesis study, the clustering structure of ^{44}Ti , ^{48}Ti and ^{52}Ti isotopes which are medium nuclei is investigated. The cluster model suggests that the underlying structures of the nuclei are usually clustered structures consisting of larger nuclei instead of nucleons. According to the binary cluster model, which thinks about an alpha particle around a core; it is possible to explain the observables of the parent nuclei using the potential for interaction between nuclei. Accordingly, a multi-particle system can be reduced to a two-particle system by considering of the core and an alpha particle around it. In this thesis study, the excitation energies and α -decay widths of with ^{44}Ti , ^{48}Ti and ^{52}Ti , $^{44}\text{Ti} \equiv ^{40}\text{Ca} + \alpha$, $^{48}\text{Ti} \equiv ^{44}\text{Ca} + \alpha$ and $^{52}\text{Ti} \equiv ^{48}\text{Ca} + \alpha$, ^{44}Ti , ^{48}Ti and ^{52}Ti were investigated by the Gamow code in terms of the cluster model. In addition, excitation energies and alpha decay widths for $^{44,48,52}\text{Ti}$ isotopes, which were firstly experimentally measured, using the WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) method with phenomenological and microscopic potentials for $G=12,13,14,15,16$ global quantum numbers were calculated and the results which would be a guide for experimental studies were obtained.

Keywords: ^{44}Ti , ^{48}Ti and ^{52}Ti nuclei, the cluster model, the WKB method, excitation energy, α -decay width, phenomenological and microscopic potentials.

ÖN SÖZ

Nükleer fizikte, yapı fiziği çalışmaları oldukça büyük bir öneme sahiptir. Nükleer kuvvetin tam olarak tanımlanamıyor oluşu bu önemi arttırır. Çekirdeğin iç yapısını anlamak için tek başına deneysel çalışmalar ve tek başına teorik çalışmalar yeterli değildir. Bu nedenle çekirdeğin iç yapısını anlamak için potansiyeller kullanılarak mevcut durumlara açıklamalar getirilmeye çalışılmaktadır. Bundan dolayı nükleer fizikteki teorik çalışmalar, yapılmış ve yapılacak olan deneysel çalışmaları desteklemesi ve ışık tutması açısından çok büyük öneme sahiptir. Bu tez çalışmasında deneyleri Fransa' daki Ganil isimli hızlandırıcıda gerçekleştirilmiş olan ^{44}Ti , ^{48}Ti ve ^{52}Ti izopolarının kümelenme yapıları $^{44}\text{Ti} \equiv ^{40}\text{Ca} + \alpha$, $^{48}\text{Ti} \equiv ^{44}\text{Ca} + \alpha$ ve $^{52}\text{Ti} \equiv ^{48}\text{Ca} + \alpha$ düşünülerek $\alpha + \text{Kor}$ tarzında bir ikili model ile teorik olarak incelenmiş ve nükleer yapıya dair açıklamalar getirilmeye çalışılmıştır. Tüm bu çalışmaların nihai amacı; mevcut yapılan deneye katkı sağlaması ve ileride yapılacak çalışmalara yol gösterici olmasıdır.

Bu tez 113F225 nolu TÜBİTAK 1001 projesi ile desteklenmiştir. Bu desteğinden ötürü TÜBİTAK' a, tezim süresince bilgi, deneyim ve anlayışını benden hiç esirgemeyen tez danışmanım sayın Doç.Dr. Asım Soylu' ya teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca bu süreçte her zaman yanımda olan babam ve anneme, kız kardeşlerim Ebru ve Gözde' ye, arkadaşım Oğuzhan Orhan' a ve yeğenim Kıvanç Tuna' ya teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	iv
SUMMARY.....	v
ÖN SÖZ.....	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
BÖLÜM I GİRİŞ.....	1
BÖLÜM II NÜKLEER YAPI MODELLERİ.....	5
2.1 Giriş.....	5
2.2 Sıvı Damlası Modeli.....	6
2.3 Fermi Gaz Modeli.....	9
2.4 Kabuk Modeli.....	10
2.4.1 Kapalı kabuklar ve sihirli sayılar.....	11
2.5 Kollektif Model.....	15
2.6 Kümelenme Modeli.....	17
2.6.1 İkili kümelenme modeli (Binary cluster model).....	22
BÖLÜM III MATERYALVE METOT.....	23
3.1 Kuantum Tünelleme (Tünelleme Olayı)	23
3.1.1 Kuantum tünel etkisine bir örnek: alfa bozunumu.....	24
3.1.2 Kuantum tünelleme uygulaması; kare bariyer potansiyel çözümü.....	25
3.2 WKB Metodu.....	30
3.2.1 Coulomb potansiyeli.....	32
3.2.2 Fenomenolojik yaklaşımlar.....	33
3.2.3 Mikroskobik yaklaşımlar.....	34
3.3 Rezonant Durumların Hesabı- Gamow Kodu.....	37
3.3.1 Gamow kodu ile hesaplama yapılması.....	40
3.3.2 WKB alfa bozunumu hesabı	43
BÖLÜM IV ^{44,48,52} Ti ÇEKİRDEKLERİ ÜZERİNE YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	45
4.1 ^{44,48,52} Ti Çekirdekleri Üzerine Deneysel Çalışmalar.....	45
4.1.1 Deneysel teknikler.....	46
4.1.2 ⁴ He(^{40,44,48} Ca,α) Kalın hedef ters kinematiği (TTIK) deneyi sonuçları.....	48

4.2 ^{44,48,52} Ti Çekirdekleri Üzerine Teorik Çalışmalar.....	49
BÖLÜM V ^{44,48,52} Ti ÇEKİRDEKLERİ ÇİN HESAPLAMALAR VE BULGULAR.....	53
5.1 ^{44,48,52} Ti İçin Elde Edilen Uyarılma Enerjileri.....	53
5.2 ^{44,48,52} Ti İçin α - Bozunum Genişlikleri.....	59
5.3 ^{44,48,52} Ti' un Uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi.....	66
5.3.1 ⁴⁴ Ti' un uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi	66
5.3.2 ⁴⁸ Ti' un uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi	69
5.3.3 ⁵² Ti' un uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi	71
BÖLÜM VI TARTIŞMA VE SONUÇLAR.....	74
KAYNAKLAR.....	77
ÖZ GEÇMİŞ.....	84



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=12,14 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri.....	54
Çizelge 5.2. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=13,15 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri	55
Çizelge 5.3. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=16 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri	55
Çizelge 5.4. ⁴⁸ Ti çekirdeği G=12,14 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri	56
Çizelge 5.5. ⁴⁸ Ti çekirdeği G=13,15 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri.....	57
Çizelge 5.6. ⁴⁸ Ti çekirdeği G=16 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri.....	57
Çizelge 5.7. ⁵² Ti i çekirdeği G=12,14 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri.....	58
Çizelge 5.8. ⁵² Ti çekirdeği G=13,15 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri.....	59
Çizelge 5.9. ⁵² Ti çekirdeği G=16 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri.....	59
Çizelge 5.2.1. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=12 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	60
Çizelge 5.2.2. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=13 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	60
Çizelge 5.2.3. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=14 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	61
Çizelge 5.2.4. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=15 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	61
Çizelge 5.2.5. ⁴⁴ Ti çekirdeği G=16 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	61
Çizelge 5.2.6. ⁴⁸ Ti çekirdeği G=12 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	62

Çizelge 5.2.7. ^{48}Ti çekirdeği $G=13$ için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	62
Çizelge 5.2.8. ^{48}Ti çekirdeği $G=14$ için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri..	62
Çizelge 5.2.9. ^{48}Ti çekirdeği $G=15$ için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri..	63
Çizelge 5.2.10. ^{48}Ti çekirdeği $G=16$ için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	63
Çizelge 5.2.11. ^{52}Ti çekirdeği $G=12$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	64
Çizelge 5.2.12. ^{52}Ti çekirdeği $G=13$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	64
Çizelge 5.2.13. ^{52}Ti çekirdeği $G=14$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	65
Çizelge 5.2.14. ^{52}Ti çekirdeği $G=15$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	65
Çizelge 5.2.15. ^{52}Ti çekirdeği $G=16$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen Gamow ve WKB bozunum genişlikleri	65

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Yarıampirik kütle formülündeki terimler.....	8
Şekil 2.2. Nötron ve proton kare kuyu potansiyeli.....	10
Şekil 2.3. Yakın sıradaki aynı nükleonlar (proton ya da nötron) için tek parçacık durumları.....	12
Şekil 2.4. Aralarında farklar bulunan deneysel atomik bağlı durum kütle fazlalığı	14
Şekil 2.5. Titreşen çekirdek için en düşük titreşim modları.....	17
Şekil 2.6. Alfa Kümelenme Modeli kullanılarak hesaplanan hafif ve orta ağırlıktaki kütle çekirdeğinin yoğunluk profili.....	19
Şekil 2.7. Ikeda dyagramı.....	20
Şekil 2.8. Brink alfa-eşlenik çekirdek kristal yapıları.....	21
Şekil 2.9. Çok parçacıklı bir sistemin ikili kümelenme modeli yardımıyla iki cisim problemine indirgenmesi ve alfa bozunum potansiyellerinin gösterimi.....	22
Şekil 3.1. Kuantum tünel etkisi.....	25
Şekil 3.2. Üç boyutlu R_0 yarıçaplı V_0 derinlikli kare kuyu potansiyeli ve R_1-R_0 kalınlığında V_1 yüksekliğinde itici kare kuyu bariyer potansiyeli.....	26
Şekil 3.3. İletim katsayısı \hat{T} dağılımı için E enerjisine karşı E Kare bariyer potansiyeline göre nötronların gösterilmesi.....	30
Şekil 3.4. Çift-Katlı (Folding) Potansiyeli elde edilmesinde.....	34
Şekil 3.5. α - α tipi potansiyelin şematik gösterimi.....	35
Şekil 3.6. Oksijen çekirdeği için G sayısının hesabı.....	38
Şekil 3.7. Gamow kodu ile ^{44}Ti çekirdeği için hazırlanmış örnek kart.....	43
Şekil 4.1. $^4\text{He}(^{40,44,48}\text{Ca},\alpha)$ deneyin verilerinin CWT ile analizinin ilk sonuçları.....	49
Şekil 5.1. ^{44}Ti çekirdeğinin $G=12$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	66
Şekil 5.2. ^{44}Ti çekirdeğinin $G=13$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	67
Şekil 5.3. ^{44}Ti çekirdeğinin $G=14$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	67

Şekil 5.4. ^{44}Ti çekirdeğinin $G=15$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	68
Şekil 5.5. ^{44}Ti çekirdeğinin $G=16$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	68
Şekil 5.6. ^{48}Ti çekirdeğinin $G=12$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	69
Şekil 5.7. ^{48}Ti çekirdeğinin $G=13$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	69
Şekil 5.8. ^{48}Ti çekirdeğinin $G=14$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	70
Şekil 5.9. ^{48}Ti çekirdeğinin $G=15$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	70
Şekil 5.10. ^{48}Ti çekirdeğinin $G=16$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	71
Şekil 5.11. ^{52}Ti çekirdeğinin $G=12$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	71
Şekil 5.12. ^{52}Ti çekirdeğinin $G=13$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	72
Şekil 5.13. ^{52}Ti çekirdeğinin $G=14$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	72
Şekil 5.14. ^{52}Ti çekirdeğinin $G=15$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	73
Şekil 5.15. ^{52}Ti çekirdeğinin $G=16$ için Uyarılma Enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre değişimi.....	73

BÖLÜM I

GİRİŞ

Nükleer fizik, Becquerel' in 1896' da doğal radyoaktiviteyi keşfi ile başlamıştır (Serway vd., 1982). Bu olay nükleer fiziğin doğum günü olarak kabul edildi ve bu alandaki teorik ve deneysel çalışmaları başlattı. Teorik çalışmalar, Planck' ın kuantum teorisi ile 1900' lerde Bohr, Schrödinger, Heisenberg, Dirac, Born ve Jordan'ın oluşturdukları kuantum mekaniği ile olgunlaştı. Bu ise maddesel parçacıkların De Broglie dalga boyu ve Bohr'un tamamlayıcı prensibi, bazen "Dalga-Parçacık İkilemi Prensibi", olarak adlandırılan anlayışla ilişkilendirilmiştir. Dalton, atom modelinde, atomu bölünemez olarak tanımlamış ve bu yaklaşım tüm dünyada kabul görmüştür. Fakat 1896'da İngiliz fizikçi Thomson atomların yapısında elektronlar olduğunu keşfederek elektronların bir atomdan 1000 kat daha hafif olduğu sonucuna varmıştır (Akbulut, 2009). 1898'de Bay ve Bayan Curie yeni radyoaktif bir element olan ve Uranyum' un radyoaktif bozulmasıyla ortaya çıkan Polonyum'u keşfetmişlerdir. Polonyum' un yaydığı ışınlara, radyoaktivite (etkinlik yayma) adını vermişlerdir (Akbulut, 2009). Rutherford, radyoaktivitenin yarıya inmesi için geçen süreyi yarı ömür olarak tanımlamıştır. Atomların bir çekirdek ve onun etrafında dönen elektronlardan meydana geldiği ve bu çekirdeğin atomun merkezini oluşturduğu yine Rutherford tarafından açıklanmıştır. 1911 yılında, Rutherford, Hans Grieger ve Ernest Marsden ile beraber bir deney yapmışlardır (Rutherford, 1911). Deney, alfa parçacıklarını altın bir levhaya göndermeden ibaret olan basit ancak sonuçları muazzam bir deneştir. Bu deneyde, aslında ince altın bir levhaya elektronu koparılmış helyumlar (helyumdan elektronları koparılmış, artı yüklü bir parçacık kalır) gönderilmiştir. Alfa parçacığı (helyum) ile altın levha bombardıman edildiği zaman, çoğu alfa parçacığının altın levhadan çok az etkilenecek geçip arkadaki floresan ekranı parlattığı ve geriye kalan alfa parçacıklarının ise; levhaya çarptıktan sonra saçıldığı gözlemlenmiştir (Rutherford, 1911). Deneyin sonrasında; atom kütesinin büyük kısmının çekirdekte toplandığını saptanmıştır (Rutherford, 1911). Ayrıca, 10^{-14} m'den daha küçük uzaklıklarda etkili, büyük uzaklıklarda değeri sıfır olan, kısa mesafeli çekirdek kuvvetinin varlığı bu deney sonrasında ortaya çıkmıştır (Serway vd., 1982). Rutherford, yayınlanan üç temel parçacığa; alfa, beta ve gama adlarını vermiştir. Bu parçacıklar, sahip oldukları elektrik yüküne, maddeye giriciliğine ve havada meydana getirdikleri iyonizasyona göre sınıflandırılmışlardır (Rutherford, 1911). Deneyler alfa parçacıklarının gerçekte helyum

çekirdeği, beta parçacıklarının elektron ya da pozitron, gama parçacıklarının foton olduklarını göstermiştir (Serway vd., 1982). Rutherford, hidrojen çekirdeğinin diğer çekirdeklerde de olduğunu kanıtlamıştır. Tüm bu çalışmalar sonunda, proton keşfedilmiştir (Atmaca, 2014). 1920 yılına gelindiğinde ise Rutherford çekirdeklerde yüksüz taneciklerin bulunma ihtimalini düşünmüştür. 1930-1932 yıllarında Almanya’da Bothe ile Backer, Fransa’da ise Joliot Cura çifti benzer deneyler yapmışlardır. Berilyumu, alfa parçacıklarıyla bombardıman edip, bilinmeyen bir parçacık yayımlandığını gözlemlemişler ve bu ışına, gama ışını adını vermişlerdir. Chadwick nötronu keşfetmiş, böylelikle çekirdekteki temel taşlardan iki tanesi bulunmuştur (Chadwick, 1932).

Tüm bu bilgiler ışığında fizikçiler, nükleer sistemleri genellikle tek parçacık modelleri kullanarak açıklamaya çalışmışlardır. Bu tanım, Ortalama Alan Teorisi olarak bilinen ve her bir nükleonun diğer tüm nükleonların ortalama etkileşimlerinden meydana gelen bir potansiyel içerisinde birbirinden bağımsız bir biçimde hareket ettiği esasına dayandırılan bir teoridir. Nükleer fizikte, genellikle atom çekirdeğinin iç yapısını anlamak için çeşitli nükleer teoriler ortaya atılmıştır. Çekirdek iç yapısı çok karmaşık bir yapıdır ve tek bir teori tüm bu karmaşık yapıyı anlamada yetersiz kaldığı için birden fazla teori mevcuttur. Örneğin; α parçacığı bozunumu kuantum mekaniksel bir süreçtir ve rölativistik olmayan denklemlerle incelenir. Hâlbuki β bozunumunda rölativistik denklemler kullanılır. Çekirdeği açıklamak için kullanılan modeller; Sıvı Damlası modeli, Fermi-Gaz modeli, gibi nükleer modellerdir. Bu modeller içinden bir tanesi de Kümelenme Modelidir. Bazı çekirdeklerin alfa kümelerinden oluşmuş olabileceği fikri üzerinden ortaya çıkmıştır (Bethe vd.,1936; Dennisson,1940). Bu fikirlerin temelinde, alfa parçacığının gözlenmesi yatar (Rutherford, 1911). Alfa parçacığının gözlenmesi; aslında bu parçacıkların salınmadan önce çekirdek içerisinde hazır olarak bulunmuş olabileceği ihtimalini düşündürmüştür. Gerçekte α parçacıkları nötronlardan önce keşfedildikleri için, farklı çekirdeklerin alfa parçacıklarından oluşmuş olabileceği fikri zaten çok önceden çalışılan bir konu olmuştur (Gamow, 1930). Çekirdek içerisinde alfa parçacıklarının bulunabileceğinin önerilmesinin nedeni ise; alfa parçacıklarının kararlılıklarının yüksek olmasından dolayıdır. Bir ${}^4\text{He}$ çekirdeğinin nükleon başına bağlanma enerjisi, diğer komşu hafif çekirdeklerinkinden oldukça büyüktür. İlk uyarılmış durumu 20-21 MeV’dir. Bu nedenden dolayı α kümelenmesini esas alan Kümelenme Modeli; genellikle çekirdeklerin iç yapılarının nükleonlar yerine daha büyük çekirdeklerden oluşmuş kümelenmiş yapılar şeklinde olduğu varsayımını öne sürmektedir (Soylu vd.,2016). Günümüzde kullanılan atom modellerindeki bazı problemlerden dolayı tekrar atomların

kümelenme modeli ön plana çıkmış ve bunlar üzerinde çalışmalar yapılmıştır. Bu problemler, çok parçacıklı sistem problemlerinin çözümündeki zorluklar, serbestlik derecesinin fazlalığı nedeniyle meydana gelen zorluklar ve tam mikroskobik modellerle ancak kütle numarası 8' e kadar olan çekirdeklerin yapılarının anlaşılabilmesi olarak sıralabilir (Freer ve Merchant, 1997). Benzer problemler çekirdeklerde de bulunduğundan, kümelenme modellerinin çekirdeklere de uygulanması mantıklı bulunmuştur. Hafif, orta ve ağır çekirdeklerin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenirlerinin bu model kullanılarak hem deneysel hem teorik olarak incelenmesi üzerinde çokça çalışılan bir konu haline gelmiştir (Soylu vd., 2016). Çekirdeklerdeki kümelenmiş yapıları açıklamak için; Harmonik Osilatör Modeli, Çift Merkezli Osilatör Modeli, Harvey Modeli, Nilsson-Strutinsky Modeli, Bloch-Brink Alfa Kümelenmesi Modeli, Antisimetriye Edilmiş Moleküler Dinamik Model (AMD), İkili Kümelenme Modeli (Binary Cluster Model) gibi kümelenme modelleri vardır. Bu tez çalışmasında ikili kümelenme modeli kullanılarak Titanyum izotopları araştırılmıştır.

İkili kümelenme modeline göre, alfa ve kor çekirdek arasındaki etkileşme potansiyelinden hareketle ana çekirdeklerin gözlenebilirlerini açıklamak mümkündür (Soylu vd., 2016). F. Michel ve ekibi $\alpha + {}^{16}\text{O}$ elastik saçılması ile ${}^{20}\text{Ne}$ alfa kümelenme yapısını hem teorik hem de deneysel olarak incelemiştir. B. Buck ve ekibi ${}^{20}\text{Ne}$ ve ${}^{44}\text{Ti}$ alfa bozunum genişliklerini ve elektromanyetik geçişlerini fenomenolojik hibrit potansiyel ile üretmişlerdir. Bu tez çalışmasında, ikili kümelenme modeli kullanarak ${}^{44,48,52}\text{Ti}$ çekirdeklerinin kümelenme yapısı araştırılmıştır. Bu araştırma ile sd-kabuk'un ötesinde fp-kabuk' a olan kümelenme doğasının anlaşılmasının sağlanması hedeflenmiştir. Bunun için; uyarılma enerjileri ve alfa bozunum genişlikleri Woods-Saxonkare, Double Folding (DF), Cosh potansiyelleri ile GAMOW isimli kod ve WKB (Wentzel, Kramers-Brillouin) metodu kullanılarak farklı global kuantum sayıları için elde edilmiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçların titanyum izotoplarının kümelenme yapısının anlaşılması üzerine deneysel çalışmalar için yol gösterici olması umulmaktadır.

Bölüm 2'de çekirdeğin iç yapısını daha iyi anlamamızı sağlayan nükleer modeller, bu modellerin açıkladığı ve açıklamakta yetersiz kaldığı nükleer yapı durumları açıklanmıştır. Nükleer modellerle ilgili kısaca bilgi verilmiş ve tezin temel dayanağı olan çekirdek içinde alfa parçacıklarının önceden var olabileceğine dayanan kümelenme modeli detaylıca anlatılmıştır.

Bölüm 3'te kuantum mekaniksel olan tünelleme olayı teorik olarak açıklanarak alfa bozunumun gerçekleşmesi Kuantum Tünelleme ile açıklanmıştır. Fenomenolojik bir

yaklaşım olan WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) yöntemi ve Rezonant Durum Hesabının Gamow kodu ile nasıl yapıldığı anlatılmıştır.

Bölüm 4' te $^{44,48,52}\text{Ti}$ çekirdeklerinin kümelenme yapıları ile ilgili bu güne kadar yapılmış olan deneysel ve teorik çalışmaların literatür özeti sunulmuştur.

Bölüm 5' te teorik metodlarla $^{44,48,52}\text{Ti}$ izotoplarının kümelenme doğasına dair hesaplamalar yapılmıştır. Bu teorik hesaplamaları, Gamow isimli kod ile $G=12, 13, 14, 15, 16$ global kuantum sayıları için fenomenolojik Woods-Saxon Kare (WS2), Cosh, ve Mixed Woods-Saxon (WS3 ya da MWS) ve mikroskobik Double-Folding (DF) potansiyel hesaplamaları yapılmıştır. Bu bölümde, ayrıca WKB hesaplaması ile $^{44,48,52}\text{Ti}$ izotoplarının alfa bozunum genişlikleri hesaplanmıştır.

Bölüm 6' da ise elde edilen bulguların tartışması ve sonuçlar verilmiştir.



BÖLÜM II

NÜKLEER YAPI MODELLERİ

2.1 Giriş

Atomun çekirdeğini anlamak için temel olarak açıklanması gerekenler; çekirdeğin içerisinde nükleonların nasıl hareket ettikleri ve nükleer kuvvetlerin nasıl davrandıklarıdır. Burada problem çekirdeği bir arada tutan kuvvetlerdir. Atomda etkileşim kuvvetleri Coulomb kuvvetidir ve özellikleri çok iyi bilinmektedir. Coulomb kuvveti elektron ve çekirdek arasındaki Coulomb etkileşimi çok iyi tanımlar ve böylece problem rahatlıkla çözülebilir (Bostancı, 2014). Fakat çekirdekte en etkin etkileşim kuvveti çekirdek kuvvetidir. Çekirdek kuvveti hakkında birçok şey bilinmektedir ancak Coulomb kuvveti gibi kapalı bir formda yazılamamaktadır. Çekirdek kuvvetleri günümüzde hala tam olarak anlaşılabilmiş değildir. Atomda, elektronların etkileşimleri küçük pertürbasyonlar şeklindedir. Bununla birlikte çekirdek içerisinde birçok nükleonun güçlü etkileşimleri çekirdeği bir arada tutar. Bundan dolayıdır ki; iki cisim Coulomb problemi gibi (elektron ve atom çekirdeği arasında) bir matematiksel form yazmak şu an için mümkün değildir. Bir düşünceye göre istatistiksel yaklaşımla, bu yapılabilir, fakat istatistiksel yaklaşımlar kullanabilmek için kor içerisinde az sayıda nükleon olması gerekmektedir. Tüm bu sebeplerden dolayı çekirdek iç yapısı çok ilginçtir ve araştırılmaya değerlidir. Çekirdek çok cisimli kuantum sistemidir ve birçok parçacık birbirinden bağımsız etkileşim içinde olup birkaç parçacık istatistiksel metotlara uyar. Bu gibi problemler farklı çekirdek modellerinin geliştirilip, çekirdek içindeki olayların bu modellerle açıklanmasına sebep olmuştur. 1932 yılından beri birçok çekirdek modeli ortaya konmuştur. İlk olarak ortaya konan model Sıvı Damlası Modeli'dir. Bu modele göre nükleonlar çekirdek içerisinde kolektif olarak hareket ederler bu yüzden kolektif model olarak adlandırılır. Bunun zıttı bir model ise nükleonların çekirdekte birbirinden bağımsız parçacık olarak hareket ettiğini söyleyen fermi gaz modelidir. Küresel çekirdek kabuk modeli 1949 yılında M. G. Mayer ve J.H.D. Jensen ve arkadaşları tarafından ortaya konmuş ve 1963 yılında Nobel fizik ödülünü almışlardır. Çekirdek kolektif model 1952 yılında A. Bohr ve B. Mottelson tarafından ortaya konmuş ve 1975 yılında Nobel fizik ödülünü almıştır. Nükleer yapı modelleri çekirdeğin doğasının anlaşılmasını sağlamışlardır ve sağlamaya da devam etmektedirler. Nükleon-nükleon etkileşimleriyle çekirdek özellikleri gözlemleyebilmek mümkündür. İki nükleon arasındaki kuvvete ilave

olarak üç cisim etkileşimleri de hesaba katılmaktadır. Mikroskobik ve makroskobik çekirdek modelleri, yeni deneysel metotlar ve bunların sonuçları arasındaki ilişki çekirdeğin nükleer yapısının anlaşılması için önemlidir

Bu nükleer yapı modelleri bazen yalnızca tek bir özelliği açıklayabilmişlerdir ancak; çekirdek iç yapısını daha iyi anlamamızı sağlayan bu modeller; teorik çalışmalardaki ilerlemeler, mikroskobik çekirdek modeli hesaplamaları, günümüzdeki bilgisayar ve teknolojiye hızlı gelişmeler ile daha iyi çalışmalar ortaya çıkarmaya olanak vermektedir. Bu bölümde Sıvı Damlası Modeli, Fermi Gaz Modeli, Kabuk Modeli, Kollektif Model ve Kümelenme Modeli açıklanmıştır.

2.2 Sıvı Damlası Modeli

Çekirdek modelleri, çok karmaşık olan çekirdeğin iç yapısının anlaşılması açısından önemlidir. Nükleonlar arasındaki kuvvetler; kısa menzilde çekici olduğu kadar uzun menzilde iticidirler, bu kuvvet çekirdeğin çökmesini engeller. Çekirdeğin yoğunluğu sabittir ve sıvı moleküllerine benzetilmiştir. Bu yüzden; Sıvı Damlası Modeli adını almıştır. Sıvı Damlası Modeli çok parçacıklı sistemlerde; nötronlar ve protonlar arasında güçlü etkileşimden yola çıkmıştır, Bohr'un birleşik çekirdek modelini açıklar ve büyük çekirdekler için geçerlidir. Nükleon-nükleon etkileşimleri incelenerek, çekirdek iç yapısı hakkında bilgi edinilir. 1932'den sonra ortaya çıkan birçok çekirdek modelinden ilki Sıvı Damlası Modeli' dir. Nükleonların çekirdek içerisinde kolektif hareket ettiği fikrine dayanır (Evlice, 2015). Nükleonların çekirdeğe bağlanma enerjisini veren, yarı deneysel (yarı ampirik) kütle formülünün başarısı iyi bir model olduğunu gösterir. Bu model, çekirdek enerjilerini ve çekirdeğin kararlılığını incelemeyi başarır, aynı zamanda çekirdeklerin bazı uyarılmış hallerini incelemek için de kullanılır (Cansoy, 1978). $M(A,Z)$ kütleli herhangi bir atom için, sıvı damlasıyla kıyaslayarak yarı-deneysel bir kütle formülü elde edilebilir. Nükleonlar arasındaki kuvvet, sıvı molekülleri arasındaki kuvvetlere benzer şekilde, kısa menzilli olup doyum özelliklerine sahiptir. Böyle bir kıyaslama ile kütle formülündeki birçok önemli terim elde edilebilir.

Moleküller ile kıyaslanabilir uzaklıkta çekici, ancak daha yakın mesafede iticidir. Büyük uzaklıklarda moleküller birbirinden ayrıldığında, enerji değeri sıfır alınırsa her bir sıvı damlası için enerji;

$$-an + 4\pi R^2T, \quad (2.1)$$

Burada; T sıvının yüzey gerilimidir, n'nin fonksiyonu olarak bağlanma enerjisi B ile ifadesi;

$$B = an - \beta n^{2/3}, \quad (2.2)$$

Sıvı damlası yük taşıyorsa yük dağılımındaki mekanik potansiyel enerjiden de bir terim alır. Sıvının yüzeyinde bir yük dağılımı varsa bu enerji, Coulomb enerjisi $Q^2 / 8\pi\epsilon_0 R$ 'dir. Sıvı damlasının yüzeyinde eşit bir yük dağılımı söz konusu ise; Coulomb enerjisi $3Q^2 / 20\pi\epsilon_0 R$ olur ve bu enerji, bağlanma enerjisinin azalmasına neden olur.

$$B = +an - \beta n^{2/3} - \frac{\gamma Q^2}{n^{1/3}}, \quad (2.3)$$

Buradaki γ ; Q ve n'ye bağıllık dışındaki Coulomb etkilerinin hepsini içerir. $n \rightarrow A$ ve $Q \rightarrow Z$ yapılan değişikliklerle nükleer bağlanma enerjisi bağıntısı şu şekilde olur:

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sim} \left(\frac{A-2Z}{A} \right) + \delta, \quad (2.4)$$

Hacim terimi (a_h): Her biri diğer nükleonlarla tamamen çevrelenmiş gibi olan tüm nükleonların bağlanma enerjisini açıklar.

Yüzey terimi (a_y): Nükleonların bir diğer nükleonla çevrelenmediği yüzeyde ve yüzeye yakında bulunan nükleonlar için hacim enerjisini düzeltir.

Coulomb terimi (a_c): Çekirdeğin bağlanma enerjisine, çekirdek yükünün mekanik potansiyel enerjisinin katkısını sağlar.

Asimetri terimi (a_{sim}): Diğer tüm etkenler aynıyken, $Z=N$ 'ye en yakın olan belirli bir A'lı çekirdeğin daha kuvvetli bağlanacağını söyleyen terimdir.

Çiftlenim terimi (a_c): Aynı nükleon çifti ile farklı nükleon çiftinin, farklı olandan daha güçlü bağlanması gerektiğini söyleyen terimdir. Çift Z ve N için $+a_c A^{-3/4}$, tek Z ve N

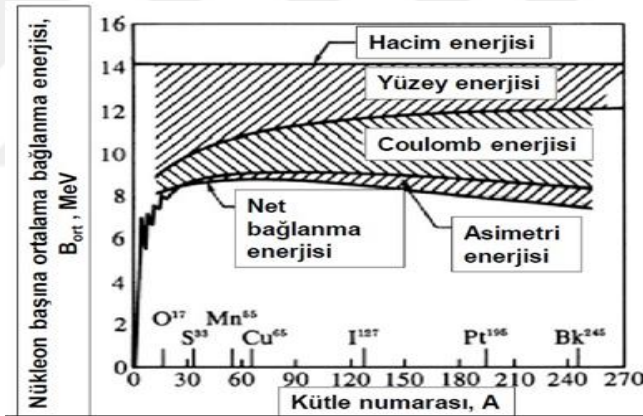
için $-a_c A^{-3/4}$ ve tek A için sıfırdır (Evlice, 2015). Bağlanma enerjisi ifadesini elde ederek buradan kütle formülüne geçilebilir. $M(Z,A)$, A kütle numaralı çekirdeğin kütlesi ile $B(A,Z)$ bağlanma enerjisi arasındaki ifade aşağıdaki şekilde verilir:

$$M(A, Z) = ZM(^1\text{H}) + Nm_n - B(Z, A)/c^2, \quad (2.5)$$

Bağlanma enerjisini veren beş terimin katkısıyla oluşan yarı-ampirik kütle formülü aşağıdaki gibidir;

$$M(Z, A)c^2 = ZM_p c^2 + (A - Z)M_n c^2 - B(Z, A), \quad (2.6)$$

Bağlanma enerjisi formülü, sıvı damlası modelinin uygulaması olarak kabul edildiği için önemlidir (Krane, 1987). Şekil 2.1' in gösterdiği bölgelerdeki terimler yukarıda açıklandığı gibidir.

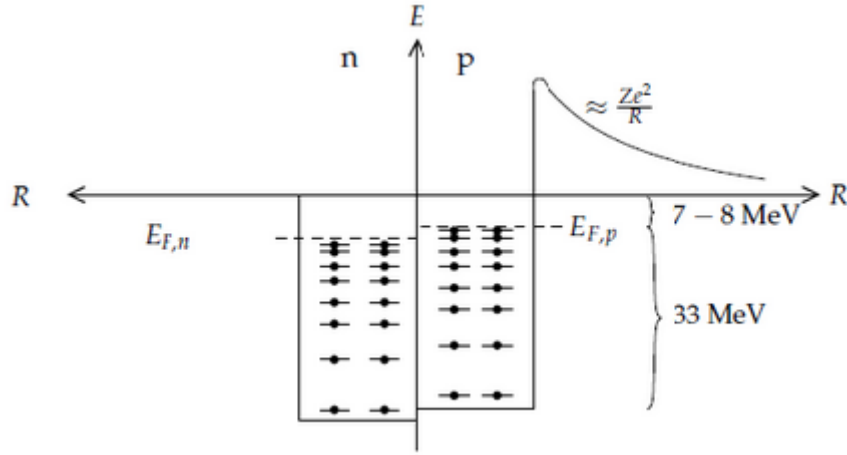


Şekil 2.1. Yarıampirik kütle formülündeki terimler (Bozkurt, 2012).

Bu basit model çekirdeklerin bağlanma enerjisinin ana özelliklerini açıklar. Bu model yardımı ile çekirdek kütlelerini oldukça iyi açıklayan ampirik kütle formülü elde edilebilmektedir ve nükleer reaksiyonların geniş bir sınıfını açıklamada da faydalı bir modeldir. Ancak bu modelle, çekirdeklerin kararlılığını, fisyon olayını, sihirli sayılara (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, gibi) sahip nükleonların aşırı kararlılığını açıklamak mümkün değildir.

2.3 Fermi Gaz Modeli

Fermi gaz modelinin temelini, bir sistemin doğrudan etkileşmeyen parçacıkları oluşturur. Bu sistem içindeki tek bir nükleonun düzeyi, bu nükleon dışındaki tüm nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denkleminin çözülmesiyle bulunur. Çekirdek potansiyelinin, çekirdek sınırları içerisinde etkin olduğunu ve keskin bir sınırının bulunduğunu varsayabiliriz. Çekirdeğin içerisindeki nükleonlar bir potansiyel kuyusu içerisinde birer gaz molekülü gibi birbiriyle etkileşim içerisinde olmadan hareket ederler. Nükleonlar fermiyonlar olduğundan dolayı çekirdek fermi-gaz olarak ele alınabilir. Nükleonların hareketlerini belirleyen en önemli faktör Pauli dışarlama ilkesidir. Nükleonlar birbirinden bağımsız olarak çekirdek içerisinde etkileşmeden hareket edebilirler çünkü bütün izinli temel düzeyler doludur. Fermi düzeyi ve bu düzeyin üzerindeki durumlar daha alt fermi düzeyi altında bulunan nükleonlar tarafından ulaşılamaz enerji değerindedir. Bunu açıklamak için; iki protonun çarpıştığı düşünülür, bir proton fermi düzeyinin altında ki daha yüksek enerji düzeyine gidebilir. Diğer proton daha düşük bir enerji düzeyinde enerjinin korunumu gereği daha düşük bir enerji düzeyine gitmelidir. Fakat bütün düşük enerji düzeyleri doludur dolayısıyla iki parçacık birbirleriyle etkileşim içine girmez ve enerji değişimi yapmazlar. n ve p' lar farklı yüklere sahip olduklarından potansiyelin derinliği ve şekli aşağıda Şekil 2.2'de görüldüğü üzere aynı değildir. Burada B deneysel bağlanma enerjisi ve E_c Coulomb enerjisidir. Proton kuyusunun tabanı, nötron kuyusunun tabanından E_c kadar daha yüksektir. p kuyusunun üst kısmı Coulomb bariyerine sahip olup içte bulunan parçacıkların dışarı çıkmasını, dışarıda bulunanlarında içeri girmesini engeller. Eğer dışarıdan bir p gelip çekirdek içine girmek isterse, enerjisi bu bariyeri aşabilecek boyutta olmalıdır. Bu bariyeri, daha düşük enerjili parçacıkların kuantum tünelleme etkisi ile delme ihtimali vardır. Potansiyel kuyusunda, kesikli enerji düzeyleri bulunmaktadır. Çekirdek temel düzeyde iken Pauli dışarlama ilkesinin izin verdiği ölçüde nükleonlar, en düşük enerji düzeyindedir. n kuyusu içinde her bir enerji düzeyi iki n , p kuyusu içinde ise iki tane p bulunmaktadır. Bunların spinleri yukarı ve aşağı şeklindedir.



Şekil 2.2. Nötron ve proton kare kuyu potansiyeli (URL-1, 20182006).

Çekirdek, temel enerji seviyesindeyken nükleonların doldurduğu en yüksek enerji seviyesi; fermi enerji düzeyi diye tanımlanır. Aynı A ' ya sahip çekirdeklerde $Z=N$ olduğunda çekirdek enerji düzeyi minimum olmaktadır. Yani $Z=N$ çekirdekler en kararlı çekirdeklerdir. Fermi gaz modeli, büyük çekirdeklerin kararlılığını ve yüksek enerjili çarpışma problemlerini açıklayabilir (Yazar, 2012).

2.4 Kabuk Modeli

Kabuk Modeli kullanılarak; bağlayıcı enerjiler, spin ve pariteler gibi nükleer özellikler daha iyi açıklanabilir. Bir takım nükleer yapı elemanları; örneğin azaltılmış γ -ışını geçişleri, güçlü-zayıf etkileşim matris elemanları ve spektroskopik faktörler sıklıkla kabuk modeli kullanılarak hesaplanmıştır (Iliadis, 2015). Atom kabuğu modeli, atomların özelliklerinin tanımlanmasında muazzam derecede başarılı olmuştur. Bir atom durumunda, ağır çekirdek Coulomb alanını temsil eder, hafif elektronların da bağımsız olarak, birinci dereceden hareket ettiğini söyler. Küresel Coulomb potansiyeli, $V_C = Ze^2 / r$ ile verilir. Z atom numarası, e elektron yükü ve r çekirdek arasındaki uzaklıktır. Bu sistem için Schrödinger denkleminin çözülmesi, elektronun orbitallerini ya da kabuklarını verir. Bu kabuklar; çeşitli kuantum sayılarıyla tanımlanırlar (Iliadis, 2015). Genel olarak, bu (alt) kabukların birçoğu enerji içinde hemen hemen dejenere olur. Atom elektron konfigürasyonunu oluşturma kuralları Pauli dışarlama ilkesinden hemen sonra, ikiden fazla Spin-1/2 parçacıkları verilen bir kuantum halini aynı anda alabilir. Kabuklar daha sonra artan enerji sırasına göre elektronlarla doldurulur. Böylece, doldurulmuş kabukların

çekirdeği ve asıl atomik özellikleri belirleyen bazı değerlik elektronları, hareketsiz bir çekirdeğin etrafındaki dolu kabukların ve bazı valans (değerlik) elektronlarının numaraları elde edilir. Atomların tüm durumlarında başlıca doldurulan kabuklar, bir elektronun kaldırılmasına ya da eklenmesine karşı yüksek kararlılığa sahiptirler. Bunlar inert (asal) gazlardır. Benzer bir modelin atom çekirdeğine uygulanmasında, bazı zorluklar ile karşılaşılır. Bu zorluklardan birincisi, nükleer etkileşimdir. Coulomb etkileşiminden çok farklıdır ve ayrıca, nükleon-nükleon etkileşiminin doğası tam olarak bilinmemektedir. İkincisi, içinde iki tür temel parçacık (protonlar ve nötronlar) vardır. Üçüncüsü, nükleonlar için ağır bir kuvvet merkezi yoktur (Iliadis, 2015). Bu zorluklara rağmen, kabuk modeli, çekirdeklerin pek çok özelliğini açıklamakta oldukça başarılı olmuştur. Bu temel varsayım şudur; bazı ortalama potansiyellerle $V(r)$, her bir nükleonun, çekirdeğin içindeki diğer nükleonlarla tümüyle etkileştirilir (Iliadis, 2015).

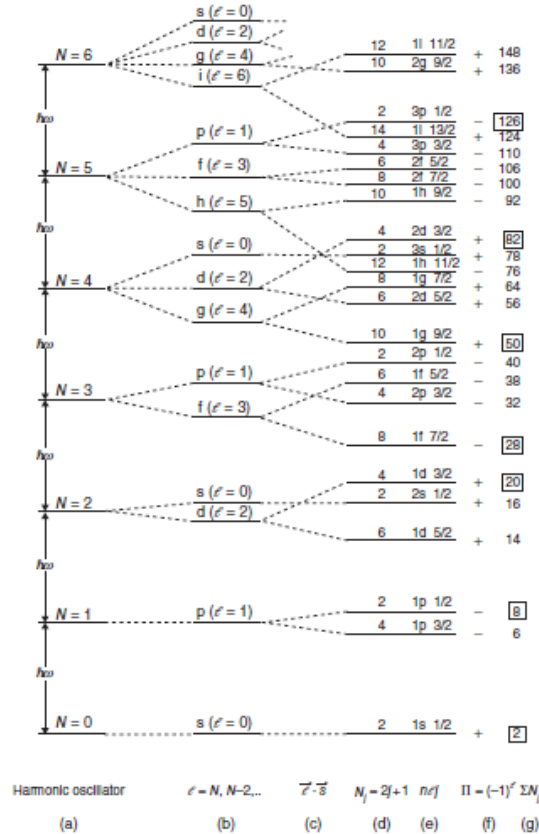
Tek bir nükleon bu potansiyelden bağımsız olarak hareket eder. Bu nükleon, farklı enerji ve sabit açisal momentumu tek parçacık durumuyla tanımlanabilir. Nükleonların bağımsız hareketleri nitel olarak aşağıdaki şekilde anlaşılabilir. Pauli dışılama ilkesine göre; belirli bir kuantum durumunda ikiden fazla proton veya nötron bulunamaz (Iliadis, 2015).

Tek parçacık seviyeleri, kaç nükleonun bulunduğuyla bağlı olarak, mevcut nükleonlarla bir seviyeye kadar doldurulur. Çekirdek boyunca hareket eden, ara parçacığı işgal eden tek bir nükleon düşünülür. Bu nükleonun nükleer kuvveti kısa menzile sahiptir ve dolayısıyla nükleer potansiyelin, bu şiddetle dalgalanacağı beklenir (Iliadis, 2015). Bu nükleon, diğer protonlara veya nötronlara çarpabilir, ancak kolayca enerji kazanamaz veya kaybedemez. Komşu seviyeler zaten dolu olduğu için fazladan bir nükleon kabul etmez. Çok miktarda enerji kazanabilir ve bu nedenle daha yüksek boş bir tek parçacık seviyesine geçer. Ancak böyle çarpışmalarda önemli bir enerji aktarımı söz konusu olduğu için gerçekleşme ihtimali düşüktür. Bu nedenle, genellikle nükleonların hareketleri oldukça düzgün olur (Iliadis, 2015).

2.4.1 Kapalı kabuklar ve sihirli sayılar

Bir nükleon ve çekirdekteki diğer tüm nükleonlar arasındaki etkileşim, uygun bir tek-parçacık potansiyeline göre indirgenebilir. En basit durumda, merkezi bir potansiyelden (örneğin; bir harmonik osilatör potansiyeli veya bir Woods-Saxon potansiyeli) ve güçlü bir spin-yörünge etkileşim teriminden oluşur (Iliadis, 2015).

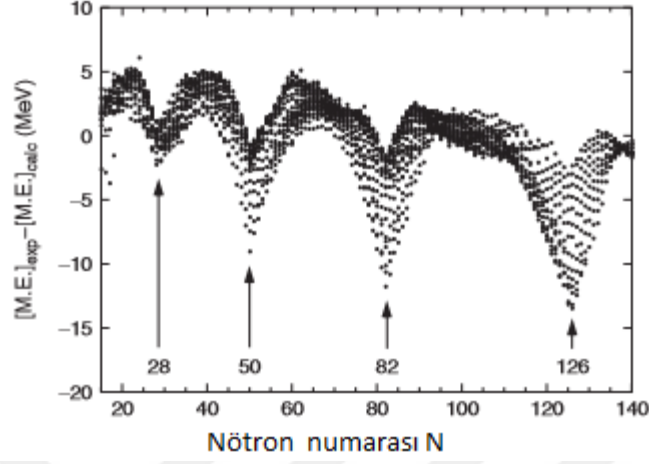
Böyle bir Schrödinger denkleminin çözümleri için bir potansiyel, bağlı tek parçacık durumları, radyal kuantum sayısı n , orbital açısal momentum kuantum sayısı ℓ ve toplam açısal momentum kuantum sayısı j (sonuncusu, $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$; burada s , protonlar için $1/2$ 'e eşit olan iç spini belirtir veya nötronları) olan bir dalga gibi tanımlanır (Iliadis, 2015). Özellikle, tek parçacık durumlarının enerjileri açıkça n , ℓ ve j değerlerine bağlıdır. Tek parçacık durumları; enerji olarak gruplar halinde kümelenebilir ve böylece bir kabuk yapısı ortaya çıkarmaktadır. Her bir durum, J verilen maksimum sayıda $(2j + 1)$ özdeş nükleonlar tarafından doldurulabilir, manyetik alt durumlarına ($M_J = -j, -j + 1, \dots, j-1, j$) uyan sayıdır ve dolayısıyla bir alt kabuğu temsil eder. Enerji sarf eden birçok farklı alt kabuk olabilir, birlikte gruplandırılmalı ve büyük bir kabuk oluşturmalıdır. Dahası, her tek parçacıklı durum, $\pi = (-1)^\ell$ ile verilen belirli pariteye sahiptir. Kabuklar Pauli dışlama ilkesine göre doldurulmuştur. Protonlar veya nötronlar için tek parçacık seviyeleri Şekil 2.3'de gösterilmektedir (Iliadis, 2015).



Şekil 2.3. Yakın sıradaki aynı nükleonlar (proton ya da nötron) için tek parçacık durumlarıdır. Enerji boşluklarında görünür ve sihirli sayılar (sağdaki kutucuklarda verilmiştir) karşılık gelir. Şekilde eklenerek artan sayılar nükleonların artan durumlarına karşılık gelir. Enerji seviyeleri yalnızca ideal niteleyici özelliklerdir. Bu özellikler $N \geq 4$ durumları içindir (Brussaard ve Glaudemans, 1977).

Burada yatay yöndeki çizgiler enerji ölçeği temsil eder, sol taraf, (a), bir harmonik osilatör potansiyelinin tek parçacık enerjilerini gösterir. Osilatör kuantum sayısı $N = 2(n - 1) + \ell$, bir fonksiyonu, osilatörün uyarılan toplam kuantum sayısı, (b); tek parçacığın ait Woods-Saxon potansiyelinin enerjileri. Bu potansiyel daha gerçekçi ancak matematiksel olarak daha az işlenebilirdir. $V(r) = V_0 [1 + e^{(r-R_0)/a}]^{-1}$ ile tanımlanır, burada sırasıyla; V_0 , R_0 ve a , potansiyel derinlik, nükleer yarıçapı ve difüzyon parametresidir. (a) 'da verilen n ' nin her bir parçacık hali genel olarak aşağıdakilerden oluşur. Bunlar; aynı enerjilere sahiptir ve bu nedenle dejenerasyon, daha gerçekçi Woods-Saxon için gerçekleşmez. Yani; ℓ farklı değerleri olan durumlar farklı enerjilere sahiptir. $\ell = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ orbital açısal momentum durumları için sırasıyla geleneksel spektroskopik gösterimi s, p, d, f, g, ...'dir. Spin-yörünge terimi potansiyele eklenir, o zaman verilen ℓ değere sahip her durum (hariç $\ell = 0$) $j = \ell + 1/2$ veya $j = \ell - 1/2$ toplam açısal momentumuna sahip olabilir. ℓ bir tam sayı olduğundan, j tek yarı-tamsayı değerinde olmalıdır. (c) spin-yörünge teriminin $\ell > 0$ olan her durumu iki seviyeye nasıl bölüştürdüğünü gösterir. Bir durumu dolduran özdeş parçacıkların (protonlar veya nötronların sayısı) $(2j + 1)$ ' sini ifade etmektedir ve (d) 'de sunulmuştur. (e), tek parçacık durumları spektroskopik sistemde $n\ell j$ olarak gösterilir. Kuantum sayısı n ; ℓ ve j 'nin sırasıyla verilen çeşitli durumların enerjilerine karşılık gelir. Böylece, $1s_{1/2}$ ilk $\ell = 0, j = 1/2$ durumudur, $2s_{1/2}$ ikinci ve benzeridir. Tek parçacık seviyelerinin pariteleri (f) de gösterilir ve (g) ile özdeş nükleonların ara toplamlarının numaraları gösterilir. Belli bir seviyeye kadar tüm durumlar doldurulabilir. Spin-orbit eşleşme terimi çok güçlüdür ki tek parçacık sisteminin anlamlı durumlarının enerjilerini değiştirir. Örneğin, $N = 3$ ve $N=4$ osilatör kabuğu. (b) 'deki g-durumu ($\ell = 4$) $1g_{7/2}$ ve $1g_{9/2}$ iki seviyededir. Spin-orbit eşleşmesi güçlü olduğu için $1g_{9/2}$ durumu bastırılmıştır ve enerjinin bu durumlara yakın olduğu görülmektedir, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ ve $2p_{3/2}$ durumları $N = 3$ osilatör kabuğundan meydana gelir. Artık 50 numaralı bir ara toplam nükleonda bir enerji boşluğu vardır ve sonuç olarak bu durumlar grubu, büyük bir kabuk formudur. Benzer argümanlar, diğer grupların seviyeleri için de geçerlidir. Şekil 2.3' ten tek parçacık enerjisindeki boşlukların (veya büyük kabuk kapanışlarının) spektrum 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126' daki yerleşen sayılar görülür. Bunlar sihirli sayılar olarak isimlendirilir. Çekirdek dolu büyük kabuklarla, protonların veya nötronların uygun enerji konfigürasyonlarını, ortaya çıkan fazladan kararlılığa nazaran komşu çekirdeğin sadece kısmen dolu kabuklarıyla gösterilir. Sihirli sayılar kendilerine; kütleler, parçacık ayrılma enerjileri, nükleer yük yarıçapları,

elektrik kuadrupol momentleri ve benzerleri gibi pekçok nükleer özellik belirler. Örneğin Şekil 2.4' te ölçülen bağlı durumların atomik kütle fazlasının ortalama değerinden düzgün bir yarı ampirik kütle formülü kullanılarak hesaplanır (Iliadis, 2015).



Şekil 2.4. Aralarında farklar bulunan deneysel atomik bağlı durum kütle fazlalığı (Audi vd., 2003). Kütle fazlası, küresel makroskopik kısmı ile the finite-range droplet mass (FRDM) kütle formülünün, nötron sayısına karşı tahmin edilmesini gösterir (Möller vd., 1995).

Örnek olarak nötron yakalama tesir kesitleri ile bağlantısı verilebilir. Bu gözlemler, ağır elementlerin sentezi, $N = 50, 82$ ve 126 'nın sihirli nötron sayıları ile kuvvetli bir şekilde etkilenir. Yapıda gözlemlendiği gibi sihirli sayıların ancak, bağımlı-parçacık potansiyelinin içine güçlü bir spin-orbit bağlama terimi sokulduğu takdirde çoğaltılabileceği tekrar vurgulanmalıdır (Iliadis, 2015).

Nükleer kabuk modelindeki sihirli sayılar, çekirdeklerin taban enerji seviyelerini ve bazı düşük uyarılma enerji seviyelerini açıklamakta yeterli olmuştur. Ancak çekirdeklerin, elektrik ve magnetik momentlerini, uyarılma enerji seviyelerinin özelliklerini, ^{21}Ne gibi birden fazla değerlik nükleonuna sahip çekirdeklerin spin-parite değerlerinin önemli uyarılma enerji seviyelerinin özelliklerini ve birden çok nükleonun ortak yapmış oldukları hareketleri açıklamakta yetersiz kalmıştır. Sistemli bir şekilde ölçülen çekirdeklerin bağlanma enerjileri, sıvı damlası modeline uymadıklarını gösterir. Sihirli sayılara sahip çekirdekler sıvı damlası modelindeki bağlanma şeklinden daha güçlü bir şekilde bağlanırlar. Bu durum sıvı damlası modelinin açıklamakta yetersiz kaldığı ancak kabuk modelinin açıklayabildiği bir durumdur. Yüzey yoğunluğu için ortalama bir sonuç verebilen fermi gaz modelinin aksine, enerji düzeyleri için daha güvenilir sonuçlar, kabuk modeli tarafından sağlanır. Yapılan araştırmalar nükleonların da tıpkı elektronlar gibi

kabuklara yerleştiğini göstermiştir. (Evlice, 2015).

2.5 Kollektif Model

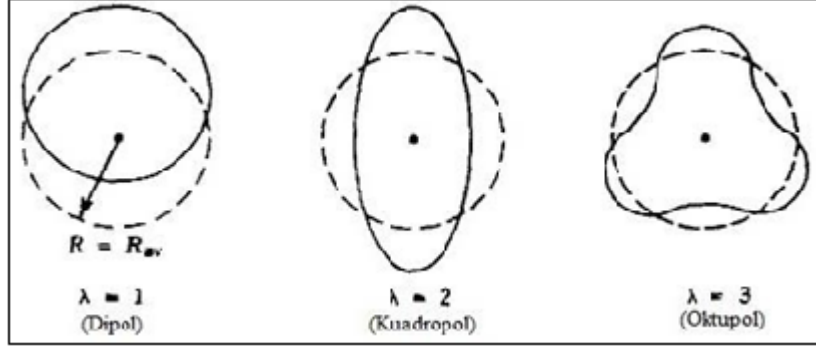
Kollektif model; sıvı damlası ve kabuk modelinin birleştirilmesiyle oluşan, diğer nükleer modellerin belirlemede yetersiz kaldığı, çekirdeklerin manyetik ve kuadropol momentlerini belirlemek için kullanılmıştır. Manyetik ve kuadropol momentlerin belirlenmesi durumunda; çift-çift olmayan bütün çekirdeklerin küresellikten çıkmış şekilleri ile dönen bir çekirdeğin sahip olduğu merkezci kuvvetin yol açmış olduğu şekil bozukluklarını da, hesaplamalara dahil eden bu model; çekirdek özelliklerinin tüm çekirdek iç yapısı tarafından ortak bir hareket sonucunda oluştuğunu söyler ve bu ortak hareketler çekirdeklerin kütle numaraları ile doğru orantılı olarak değişir (Çoban, 2013). Genellikle dolu alt kabukların dışında kalan nükleonlar, değerlik nükleonlarının sayısı ve cinsinden bağımsızdır. Değerlik nükleonları yanında, kapalı kabuktaki nükleonlarda harekete dahildir (Krane, 1987).

Bu modele göre; bütün nükleonların her biri potansiyel içerisinde, diğer nükleonlardan bağımsız davranır. N ve Z sayıları nadir toprak elementler ve aktinit çekirdeklerde olduğu gibi sihirli sayılardan uzaklaştıklarında, küresel kabuk modeli baz alınarak hesaplanan kuadropol momentleri, deneysel değerlerle uyumsuzdur. Çekirdeğin kuadropol momentinin yükü, çekirdeğin yük dağılımının, küresel şekilden uzaklaşp uzaklaşmadığının bir ölçüsüdür. Eğer çekirdek büyük bir kuadropol momentine sahipse, çekirdeğin şekli küresellikten uzaklaşmaktadır. 1950 yılında, J. Rain Water bir çekirdeğin büyük bir kuadropol momentine varsa, çekirdeğin kapalı korunun küresel olamayacağını söylenmiştir. Bu düşünce doğrultusunda çekirdeğin değerlilik nükleonları tarafından deformasyona uğradığı söylenebilir (Yazar, 2012). Çekirdek içerisindeki nükleonların pekçoğu kor içerisinde olduğundan, kor yük olarak daha yoğundur. Çekirdekte meydana gelecek küçük bir deformasyon bile çok büyük kuadropol moment oluşmasına neden olabilir. Örneğin ^{17}O çekirdeği; uzun ekseni ile kısa ekseni arasında ki fark sadece %7' dir ve hesaplanan kuadropol moment değerleri deneysel sonuçlarla uyumludur. Çekirdekte meydana gelen deformasyonlar, sadece kuadropol momentine değil, çekirdekte yeni hareketlenmelerde neden olur. Bu yeni hareketlenmeler, çekirdek enerji seviyelerini değiştirir. Kuantum mekaniğindeki, küresel çekirdeklerde rotasyonel hareketin olmayışı buna karşılık, deforme çekirdeklerde rotasyonel hareketin oluşu, bu duruma örnek olarak verilebilir. Küresel

çekirdeklerdeki eksen simetri eksenine karşılık gelir ve küresel bir cisim ϕ açısı kadar döndüğünde, dalga fonksiyonu değişmez. Yani eğer bu eksen z-ekseni olarak kabul edersek açısal momentumun z bileşeni 0 olur. Rotasyoneli ölçebilmek için, simetri bozunması olmadığından çekirdeğin rotasyonel hareketi belirlenemez. Dolayısıyla kuantum mekaniğinde küresel sistemler için kollektif rotasyonel hareket yoktur. (Yazar, 2012). İçsel ya da tek parçacık açısal momentum simetri eksenini boyunca bir nokta işaretleyebilir fakat rotasyonel açısal momentum gözlemlenemez. Bununla birlikte kollektif rotasyonel hareket x ve y – eksenleri boyunca izinlidir. Çünkü simetri eksenine yönelimine göre tek bir rotasyonel ölçülebilir. Genellikle çekirdek uzun eksenini boyunca rotasyonel hareket yapmaz. Fakat Amerikan futbol topunun sivri uçları boyunca uzama ve kısalma hareketi yaparlar. Dolayısıyla çift-çift çekirdeklerde toplam açısal momentum sıfır olur. Bohr ve Motelson'un 1953 yılında buldukları çekirdek rotasyonel formülü aşağıdaki gibi verilir,

$$E_1(\text{rotasyon}) = A I(I+1) + B(I+1)^2 + C I(I+1)^3 + \dots, \quad (2.7)$$

Burada A içsel matris elemanı ve yüksek dereceden düzeltme B, C, ... parametreleridir. Şekil 2.5'deki; kesikli çizgiler küresel denge şeklini, düz çizgiler titreşen yüzeyin herhangi bir andaki biçimidir. Nötron sayısı arttıkça, $150 < A < 190$ ve $A > 220$ çekirdeklerde nükleer dönme hareketi olur. Dönme hareketi küresel olmayan çekirdeklerde gözlenir. Deformasyon arttıkça yüzey titreşimlerinin enerjileri düşer (Krane, 1987). Küreselliğini kaybeden çekirdek bütün olarak bir eksen etrafında dönebilir. Dönmesi ile uyarılmış durumlar meydana gelir. Şekil 2.5'de her bir küresel harmonik bileşeni $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir (Krane, 1987). $\lambda = 0$ da çekirdek yarıçapı, R_{ort} değerine eşittir. Yaklaşık olarak $r_0 A^{1/3}$ 'dir. Titreşim modları λ ile belirlenir. Tamsayı değeri çekirdeğin adını belirler. Şekil 2.5'de $\lambda = 1$ dipol titreşimdir, çekirdek kütle merkezinden salınım yapar. $\lambda = 2$ kuadrapol titreşim ve $\lambda = 3$ oktupol titreşimdir (Krane, 1987).



Şekil 2.5. Titreşen çekirdek için en düşük titreşim modları (Krane, 1987).

2.6 Kümelenme Modeli

1899 -1900 yıllarında E. Rutherford ve P. Villard, alfa parçacığını keşfetmişlerdir. 20.yy gelindiğinde ise çekirdek içerisinde bir kümelenme fikri ortaya atılmıştır (Rutherford, 1911). Alfa parçacığının 28 MeV gibi yüksek bir bağlanma enerjisinin olması, çekirdeğin içyapısında alfanın zaten bulunduğu fikrinin doğmasına sebep oldu (Gamow, 1930). ^8Be , ^{12}C , ^{16}O gibi hafif çift-çift olmayan çekirdeklerden daha yüksek bağlanma enerjisine sahip olması bu fikri destekledi. Alfa kümelenme modeli 1930'ların sonlarına doğru geliştirilerek bir nükleer yapı modeli oldu (Wheeler, 1937; Soylu, 2010; Evlice, 2015). Kütle numarası dördün katı olan ($A=4n$) çekirdekler (alfa-eşlenik çekirdek) ile alfa kümelenme modelini Hafstad ve Teller geliştirdi ve alfa parçacıkları arasındaki bağlanma enerjisi ve alfa parçacıkları arasındaki bağların ilişkisini açıklamaya çalıştılar (Hafstad ve Teller, 1938). 1956 yılına gelindiğinde ise Morinaga çekirdek içindeki alfa yapılanmasının çizgisel olabileceğini açıkladı ve alfa kümelenme doğasıyla ilgili pek çok araştırma yaparak kümelenme modeline katkı sağladı (Morinaga, 1956). 1960'lı yıllarda Brink'in geliştirdiği uyarılmış durumlar için geometrik model, hafif alfa eşlenik çekirdekler için alfa zincirlerinin tıpkı kristal yapılar gibi olabileceği fikrine dayandırıldı. Alfa Kümelenme Modeli (ACM), ilk önce Brink tarafından önerildi ve Bloch'un fikirleri tarafından büyük oranda etkilendi, dolayısıyla sıklıkla Bloch-Brink modeli olarak anılmaktadır (Brink, 1965). Bu yarı-mikroskobik bir modeldir. Protonlar ve nötronlar, α -parçacıklarına yoğunlaşır ve dolayısıyla çekirdeği etkileşimli bir sistem olarak değerlendirir. Bağımsız nükleonlar yerine α -kümeleri olduğu düşünülür. Bu varsayım; bu modelin uygulanabilirliğini α -eşlenik çekirdeğine sınırlar (Bailey, 2016). Hafif alfa eşlenik çekirdeklerin, alfaların özel sıralanmaları ile kristal yapılar gibi olabileceğini önermektedir (Brink, 1967; Soylu, 2010).

$A=4N$ çekirdeklerin uyarılma enerjilerinin kütle numaralarına göre durumunu gösterir. Alfa-kümelerini, sıfır toplam açısız momentuma sahip bir durum oluşturmak için; proton ve nötron çiftinden oluştuğunu varsayar. Alfa kümesi için dalga fonksiyonu, $|\phi_i(\vec{R}_i)\rangle$:

$$|\vec{r}\phi_i(\vec{R}_i)\rangle = \sqrt{\frac{1}{b^3\pi^{3/2}}} \exp\left(-\frac{(\vec{r}-\vec{R}_i)^2}{2b^2}\right), \quad (2.8)$$

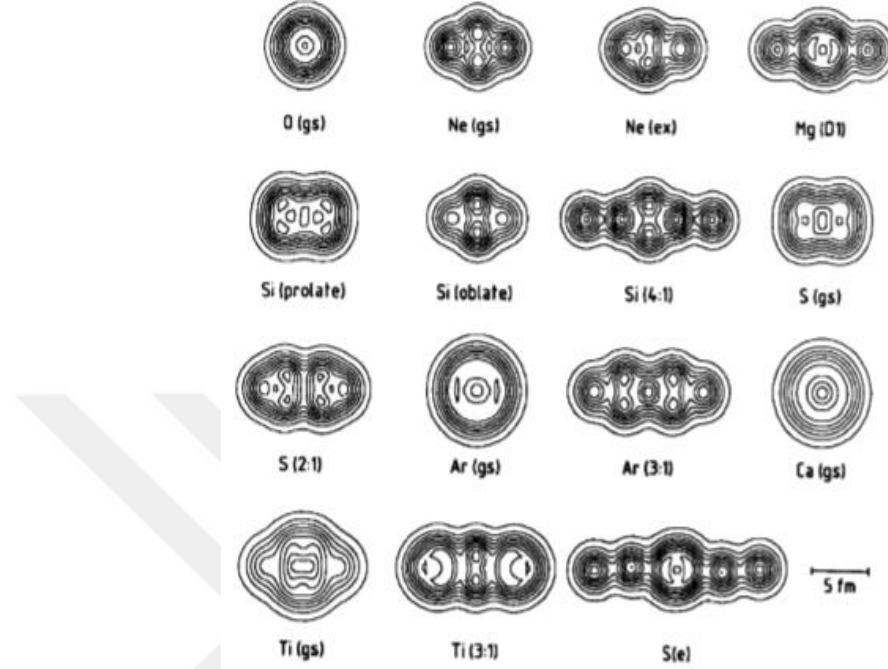
Alfa kümesinin merkezi \vec{R}_i ile verilir ve $b = (\hbar/m\omega)^{1/2}$ tüm α -kümelerinin boyutunu belirleyen bir ölçek parametresidir. Toplam dalga fonksiyonu $|\Phi_{AKM}\rangle$, α -kümesi dalga fonksiyonlarının ürününün antisimetriğiyle oluşturulur, burada $N = A / 4$ 'tür. Antisimetrisasyon operatörü A , kullanılarak yapılır ve α -küme dalga fonksiyonlarının Slater belirleyicisini üretir. Bu açıkça şu şekilde yazılmıştır (Bailey, 2016).

$$|\Phi_{AKM}\rangle = A \prod_{i=1}^N |\phi_i(\vec{R}_i)\rangle, \quad (2.9)$$

α - α etkileşimi genellikle; α -parçacık yoğunluk dağılımları ile etkin bir nükleon-nükleon etkileşimini minimize etmek suretiyle hesaplanır ve $\{\vec{R}_i\}$ ve b , sistemin toplam enerjisini asgari düzeye indirgeyerek varyasyonel olarak belirlenir. Çoğu zaman $|\Phi_{AKM}\rangle$, belirli bir spin ve parite durumları Peierls ve Yoccoz tarafından geliştirilen teknikler kullanılarak tahmin edildiği, gerçek bir dalga fonksiyonu olarak ele alınır (Peierls ve Yoccoz, 1957). Alfa-küme modeli, α -kümelenmesinin başlangıçtaki birçok teorik çalışmasında kullanılmıştır (Zhang ve Rae, 1993; Zhang vd.,1994). Bu yöntem kullanılarak üretilen yoğunluk dağılımlarından bazılarının örnekleri Şekil 2.6' de gösterilmektedir (Bailey, 2016).

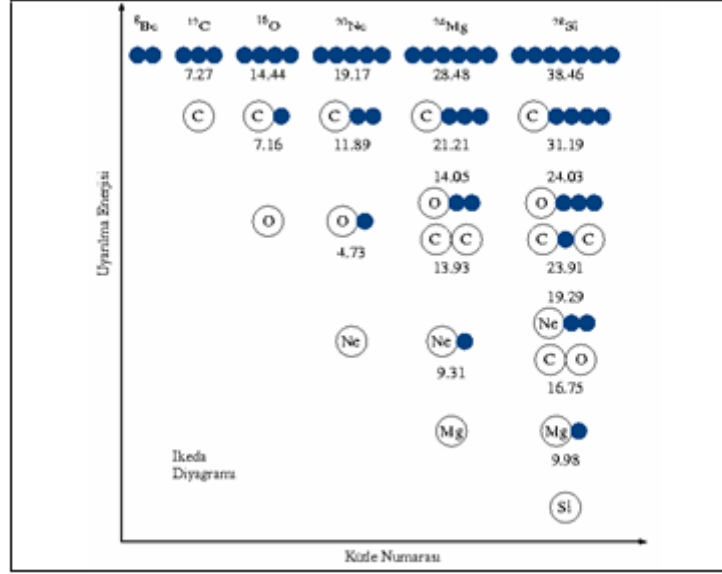
Energiler MeV cinsinden alınmaktadır. Koyu renk yuvarlaklar alfa kümelenmelerini gösterir. Şekil 2.6'daki dikey doğrultularda, her bir basamaktaki enerji farklılıkları, $A=4N$ çekirdeklerinden yararlanılarak, bir α -parçacığının ayrılma enerjisi olması için ele alınır. Çekirdekteki küme yapısında meydana gelen ayrılma enerjilerine yönelik bir çalışmada

kümelenme modeli için çok önemli olan Ikeda ve arkadaşlarının 1968 yılında, kümelenmenin görüldüğü yerlerde, uyarılmış enerji seviyelerini belirlediği çalışmadır.



Şekil 2.6. Alfa Kümelenme Modeli kullanılarak hesaplanan hafif ve orta ağırlıktaki kütle çekirdeğinin yoğunluk profili (Zhang ve Rae, 1993).

Kümelenmeye bu modern yaklaşım, Ikeda'nın ünlü Ikeda diyagramında, hafif α eşlenik çekirdekleri için iyi bir şekilde gösterilir. Hafif $4n$ çekirdeklerde, bir alfa parçacığının ayırma enerjisi, alfa parçacıklarının kuvvetli bağlanma enerjisinden kaynaklanan 7 MeV düzeyindedir. Nadiren alfa parçacık salınımı ile yapı değişikliği ihtimali ortaya çıkmaktadır. 7 MeV 'den nispeten geniş düzeyle doğrudan alfa parçacıklarının serbest bırakılmasıyla aynı anda yapılır (Ikeda vd., 1968). Yapıdaki bu gibi değişmeler bir alfa parçacığının serbest bırakılmasından başlayarak, diatomik moleküller benzeri yapıya giren tüm alfa parçacıklarının bırakılmasına kadar devam edebilir. Varsayımsal olarak, moleküller benzeri yapıların altbirim $4n$ -hafif çekirdekler, ilgili alt birim çekirdeğine bozunmaya yönelik eşik enerjide görünürler (Ikeda vd., 1968).



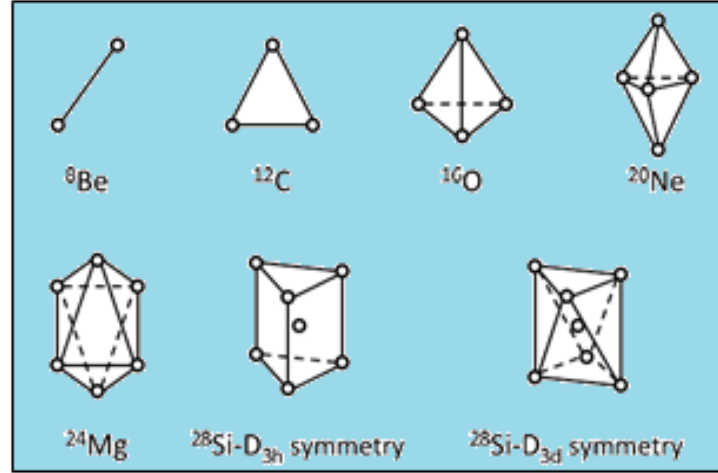
Şekil 2.7. Ikeda diyagramı. Her bozunum modu için eşik enerjileri MeV cinsinden verilir. Her enerjinin olası moleküler doğası etrafında sistematik öneriler ve bazı moleküler durumlar halihazırda şekildeki gibi temsil edilir (Ikeda vd., 1968).

$$E_0 \approx E_{th} , \quad (2.10)$$

E_0 moleküler benzeri yapıya sahip rotasyon bandının uyarma enerjisidir ve ilgili alt birim çekirdeğine bozunum için E_{th} eşik enerjisidir. Şekil 2.7'deki her basamağın düşey yöndeki enerji farkı, α parçacıkların ilgili $4n$ -çekirdekten ayırma enerjisi olarak alınır. Şekil 2.7'de ²⁴Mg benzeri yapıları görmemiz mümkündür ayrıca ¹²C-¹²C yapısında içerir (Ikeda vd.,1968). Yukarıdaki sistematik düzenlemelere göre daha ağırdan hafif $4n$ çekirdeğine kadar uzatılabilir.

Diatomik moleküler benzeri yapı durumunda, doğrusal yapı zorunlu değildir. Doğrusal moleküler benzeri yapıda altbirim çekirdeğinin ayrılması yönünde polarizasyona sahip olduğu varsayılmaktadır. Alfa parçacıkları aynı anda iki bağlantıdan daha fazla olduğunda, ¹²C-¹²C diğer $4n$ çekirdeklerinin zemin yapılandırması haline gelme şansına sahiptirler, burada diyagramın temel varsayımı olan doğrusal moleküler benzeri yapının, sadece coulomb kuvvetinin etkisini hesaba kattığı sürece o kadar net olmadığını düşünülebilir (Ikeda vd., 1968). Ikeda diyagramında (Şekil 2.7), enerji seviyelerinde hangi tür kümelenme şekillerinin olduğunu, MeV cinsinden parçalanma eşiklerini (break-up threshold) gösterir. Ikeda'ya göre, her bir küme yapısı, kendi enerji bölgesi içinde fark edilebilir (Ikeda vd., 1968).

^8Be haricindeki bütün temel seviyeler küreseldir ve iki alfadan oluşan ^8Be kararsızdır. Enerjinin ^8Be 'dan sonra artması ile her bir çekirdek için alfa yapısı oluşana kadar, enerji değişir. Kümelenme yapıları, küme şekline bozunmak için eşik enerji değerine yakın bir değere sahiptirler. Her bir kümelenme yapısının sahip olduğu eşik enerjisi vardır, yapının bu enerji değerini aşması durumunda kümelenme yapısı uyarılma enerjisi devreye girer (Evlice, 2015). Teorik nükleer fizikteki gelişmeler ile daha ağır çekirdekler için kuantum mekaniksel hesaplamalar yapılabiliyor, bu hesaplamalar ile çeşitli kümelenme teorileri ortaya atıldı. Bunların en önemlilerinden biri; alfa parçacığının çekirdeğin yüzeyinde olabileceği ihtimalidir (Brink, 1966). 1970' li yıllara gelindiğinde ise çekirdeği bir kor ve alfa parçacığına da bunun etrafında dönen bir sistem olarak düşünülen önerilerdir (Buck vd., 1975; Brink ve Castro, 1973).

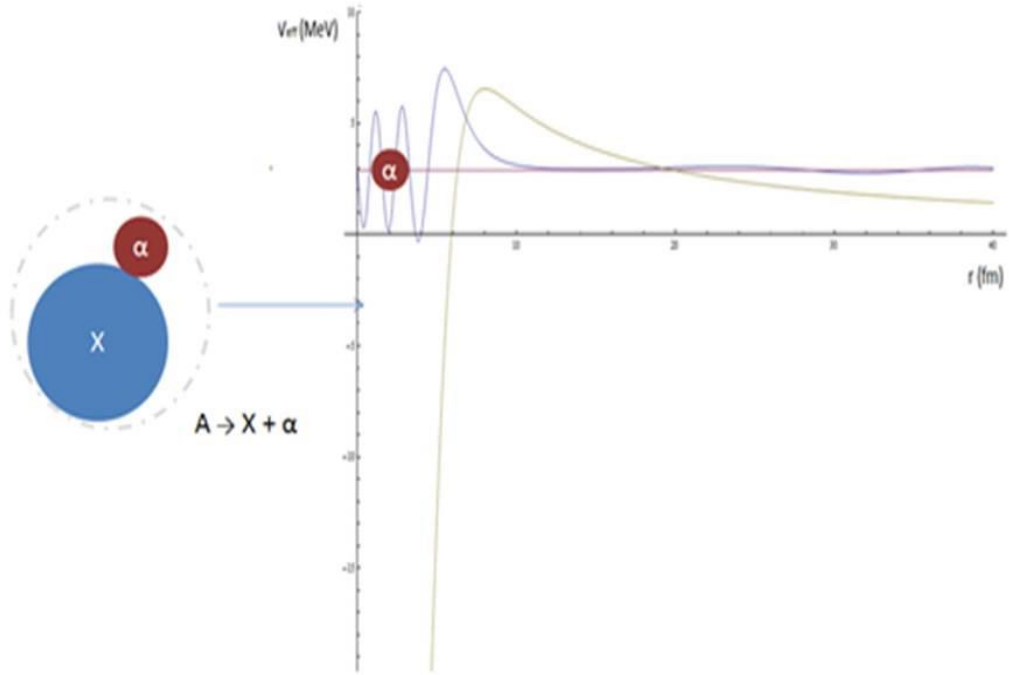


Şekil 2.8. Brink alfa-eşlenik çekirdek kristal yapıları (Brink, 1966).

^{16}O çekirdeği, ^{12}C ' un etrafında dönen bir alfa parçacığının oluşturduğu sistemdir ($\alpha + ^{12}\text{C} = ^{16}\text{O}$). Yapılan deneyler sonucunda ^{24}Mg çekirdeğinin, birbirinin etrafında dönen iki tane ^{12}C çekirdeği gibi davrandığını göstermiştir. ^8Be çekirdeğinin α - α yapısında ve ^{12}C çekirdeğinin 7.6 MeV de 0^+ , 2^+ seviyesinde, α - α - α zincir yapısında olduğudur (Morinaga, 1956). ^{16}O temel durumda, α - α - α - α dörtgen yapısındadır. Şekilde 2.8'de, ^8Be , ^{12}C , ^{16}O , vb. alfa eşlenik çekirdek kristal yapıları gösterilmektedir (Brink, 1966).

2.6.1 İkili kümelenme modeli (binary cluster model)

Çekirdek ikili kümelenme modeline göre α +Kor çekirdek sistemi olarak düşünüldüğünde alfa ve kız çekirdek arasındaki etkileşme potansiyeli bağlı durumda tıpkı bir molekül olarak düşünülerek ana çekirdeğin dönme bantlarının uyarılma enerjilerini üretmelidir (Soylu vd., 2016).



Şekil 2.9. Çok parçalıklı bir sistemin ikili kümelenme modeli yardımıyla iki cisim problemine indirgenmesi ve alfa bozunumunun potansiyel gösterimi (Soylu vd., 2016).

Bu durum harmonik osilatör kabuk modeli olarak bilinir. Alfa parçacığı, kız çekirdek koruna bağlandığından yeni durumda ana çekirdek içyapısı ihmal edilmiş alfa parçacıklarından oluşmuş olarak düşünülür ve bundan dolayı da uygun n ve l değerlerinde bağlı durum Schrödinger denkleminin çözümü yapılarak uyarılma enerjileri hesaplanabilir (Soylu vd., 2016). Diğer taraftan WKB metodu kullanılarak da bozunma genişliği ve bunların yardımıyla da yarılanma sürelerini hesaplamak mümkündür.

BÖLÜM III

MATERYAL VE METOT

3.1 Kuantum Tünelleme (Tünelleme Olayı)

Tünelleme olayı; bir parçacığın yeterli kinetik enerjisi olmamasına karşın, potansiyel bir engeli geçmesi olarak tanımlanır. Yapılan gözlemler neticesinde yüksek enerjili bir bariyerin karşı tarafında klasik bakış açısı ile hiç olmaması gereken elektronlar tespit edilmiştir. Bu olaya kuantum tünel etkisi denir. Bu olay; parçacığın dalga özelliğinin bir kanıtıdır. Adından da anlaşılacağı üzere, kuantum tünel etkisi, parçacıkların klasik fiziğe göre hareket etmesinin imkânsız olduğu bir bariyer boyunca hareket ettiği zaman oluşan bir kuantum olgusudur (URL-2, 2017). Klasik fizik yasalarının açıklayamadığı küçük parçacıklar için önemlidir. Bariyer, yalıtkan veya vakum gibi fiziksel olarak geçilemez bir ortam olabilir veya yüksek potansiyel enerji bölgesi olabilir. Klasik mekanikte, bir parçacık potansiyel bir bariyerin üstesinden gelmek için yeterli enerjiye sahip değilse, bunu yapamaz. Ancak, kuantum dünyasında, parçacıklar genellikle dalgalar gibi davranırlar (URL-2, 2017).

Bir parçacık bir bariyerle karşılaştığında, bir kuantum dalgası aniden sona ermeyecek genliği katlanarak azalacaktır. Genlikteki bu düşüş, bariyerin içinde daha da ilerledikçe bir parçacık bulma ihtimalinde, bir düşüşe karşılık gelir. Bariyer yeterince ince değilse, genlik diğer tarafta sıfır olmayabilir, bu nedenle parçacıkların bir kısmının bariyer boyunca tünelden geçme ihtimali vardır. Tünel oluşturma ihtimali, ilk kez 1927'de F. Hund tarafından fark edildi ve bu durumda, benzer durumdaki iki enerjinin iki ayrı halinin potansiyel bir bariyer ile ayrıldığı bir "çift kuyu" potansiyelinde taban durumu enerjisi hesaplandı. Amonyak gibi birçok molekül bu tür sistemlere örnektir. İki geometrik durum arasındaki "inversiyon" geçişleri klasik mekaniğin yasaklanmasına karşın, kuantum tünelleme ile mümkün kılınmıştır. Aynı yıl L. Nordheim, çeşitli yüzeylerden gelen elektron yansımalarını incelerken tünel oluşumunun bir başka insidansını fark etti. Sonraki birkaç yıl içinde, Oppenheimer tarafından hidrojenin iyonizasyon hızını hesaplamak ve radyoaktif çekirdeğin alfa bozunum hızlarını George Gamow ve bağımsız olarak R.W. Gurney ve E.U. Condon tarafından açıklanan tünelleme başarıyla kullanıldı (URL-2, 2017).

3.1.1 Kuantum tünelleme etkisine bir örnek: alfa bozunumu

1928 yılında George Gamow ve ondan bağımsız bir şekilde Condon ve Gurney denklem (3.2)'yi kullanarak 2 protona ve 2 nötrona sahip alfa parçacıklarının belirli bir radyoaktif elementten doğal olarak ışıması için iki ayrı başarılı açıklamada bulundular (Griffiths, 2013). Alfa parçacığı pozitif olan $2e$ yükünü taşıdığından dolayı, çekirdek bağ kuvvetlerinin onu etkileyemediği bir uzaklıkta Ze yüklü çekirdeğin elektriksel kuvveti tarafından itilecektir. Ancak bu olaydan daha öncesinde Uranyum'daki gibi alfa parçacığı sahip olduğu enerjiden iki kat daha büyük olan bir potansiyel bariyerle karşılaşacaktır. Gamow çekirdek çekirdek Coulomb kuvvetini yerine geçen bu duvarın çekirdek yarıçapı r_1 'e kadar uzanan ve r_1 'de itici bir etkiye sahip Coulomb kuvveti potansiyelinin kuyruğu ile birleşen sonlu bir kare kuyu potansiyel duvarı olarak düşünüp tanımladı (Griffiths, 2013).

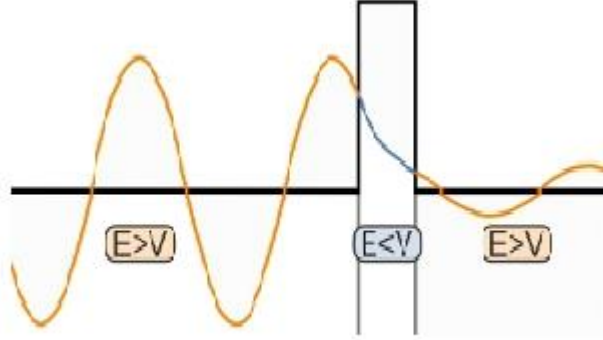
$$T \cong e^{-2\gamma}, \quad \gamma = \frac{1}{\hbar} \int_0^a p(x) dx, \quad (3.1)$$

Alfa parçacığı atom çekirdeğinin bir parçasıdır. $A \ll 200$ için, Coulomb engeli 20-25 MeV yüksekliğindedir. Alfa parçacıkları düşük enerjili olduklarından (~ 5 MeV), ağır bir çekirdeğin Coulomb engelini delemeyebilirler ve çekirdeğe güçlü nükleer kuvvetle etkileşecek kadar yaklaşamayarak saçılırlar. Alfa'nın ve ürün çekirdeğin bozunum öncesinde ana çekirdeğin içinde var olduğunu varsayılır. Bozunumun gerçekleşmesi için alfa'nın önce engeli aşması gerekir (Bozkurt, 2012). Klasik fiziğe göre; çekirdekten kopması mümkün olmayan alfa parçacıklarının buna rağmen çekirdekten koptuğu tespit edilmiştir. Atomun sahip olduğu yüksek Coulomb kuvvetini kuantum tünelleme yaparak aşar ve çözümü Schrödinger denklemi ile yapılır.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 u(r) + V(r)u(r) = Eu(r), \quad (3.2)$$

Şekil 3.1'de görüldüğü gibi tünelleme parçacıklarının enerjileri eşittir fakat genlikleri giderek azalır. Potansiyel enerjinin dalga enerjisinden daha yüksek olduğu bölgelerde, dalganın genliği üstel olarak bozunur (Bozkurt, 2012). Eğer bölge yeterince dar ise, dalga diğer tarafta sıfırdan farklı bir genliğe sahip olabilir. Engelin her iki tarafında $V=0$ 'dır;

yani buralarda parçacığın üzerine hiçbir kuvvet etkimez. Sınır koşulları kullanılarak bu denklemler ve denklemlerin çözümleri dalga fonksiyonları ile parçacığın engelden geçiş ihtimali hesaplamaları konunun ilerleyen kısımlarında ayrıntıları ile gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Kuantum tünelleme etkisi. Potansiyel enerjinin dalganın enerjisinden daha yüksek olduğu bölgelerde, dalganın genliği katlanarak azalır. Bölge yeterince dar ise, dalga diğer tarafta sıfır olmayan bir genliğe sahip olabilir (URL-3, 2017).

3.1.2 Kuantum tünelleme uygulaması; kare bariyer potansiyel çözümü

Burada bir s-dalga ($l=0$) saçılma durumunu göz önünde bulunduracağız. Çekici kare kuyu potansiyeline ek olarak, potansiyel itici kare bariyer davranışı sergileyecektir. Bir bariyerin varlığında bu bir nükleer reaksiyon için basit bir modeldir. Örneğin; yüklü parçacıkların olduğu bir reaksiyonda Coulomb potansiyeli bariyer ihtiyacını karşılar. Schrödinger denkleminin açık bir çözümü ile iç bölgede dalga yoğunluğu ve potansiyel bariyerinden geçiş olasılığı bulunacaktır (Iliadis, 2015). Potansiyel Şekil 3.2’ de gösterilmiştir. Biri diğerinden ayrı olmak üzere üç bölge I, II, III dikkate alacağız. Her bölgede, potansiyel sabit ve $l=0$ alınır, $\hat{k}^2 = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)(E - V)$ olmak üzere;

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \hat{k}^2 u = 0 , \quad (3.3)$$

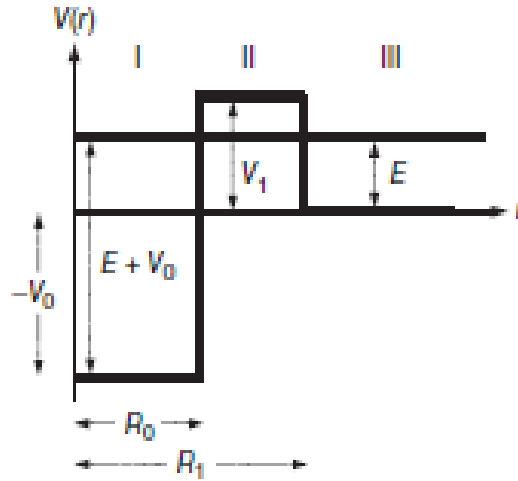
$$u_1 = Ae^{iKr} + Be^{-iKr} , \quad K^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E + V_0) , \quad (3.4)$$

$$= A' \sin(Kr) , \quad (3.5)$$

Bu sonuç kare kuyu çalışmasında elde edilen sonuç ile aynıdır. II. Bölgede; $E - V < 0$ ve k_{11} imajiner olur (Iliadis, 2015). Çözüm reel üsteller cinsinden şöyle yazılabilir

$$\begin{aligned}
 u_{11} &= Ce^{ik_{11}r} + De^{-ik_{11}r}, \\
 &= Ce^{ikr} + De^{-ikr}, \\
 &= Ce^{-ikr} + De^{ikr},
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned}
 k_{11}^2 &= \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_1), \\
 &= i^2 \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_1) \equiv i^2 \kappa^2,
 \end{aligned} \tag{3.7}$$



Şekil 3.2. Üç boyutlu R_0 yarıçaplı V_0 derinlikli kare kuyu potansiyeli ve R_1 - R_0 kalınlığında V_1 yüksekliğinde itici kare kuyu bariyer potansiyeli (Iliadis, 2015).

Yatay düzlemde parçacık enerjisi bariyer yüksekliğinden $E < V_1$ olmak üzere düşüktür. Geçiş katsayısının hesaplanabilmesi için $-\infty, +\infty$ arasında genişletilebilen tek boyutlu bir potansiyele ihtiyaç vardır (Iliadis, 2015).

III. Bölgede yine $E - V > 0$ olur ve genel çözüm;

$$u_{III} = Fe^{ikr} + Ge^{-ikr}, \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E, \tag{3.8}$$

$$= F' \sin(kr + \delta_0), \tag{3.9}$$

Bu sonuç kare kuyu çalışmasından elde edilen sonuç ile aynıdır. İlk olarak, potansiyel bariyerinden geçiş olasılığı ile ilgileneceğiz. Kompleks üssel olarak verilen dalga fonksiyonlarının çözümleri ile başlamak uygun olacaktır, (denk. 3.5– 3.9) Şekil 3.2 ile gösterilen 3 boyutlu potansiyel yerine, parçacıkların sağ tarafından geldiği $x = R_1$ uzaklığında tek boyutta V_1 yüksekliğinde, bir bariyer ile karşılaştığını, $x = R_0$ 'da potansiyelin $-V_0$ derinliğine ulaştığı ve $-\infty$ devam ettiğini varsayacağız. Tek boyutlu radyal dalga fonksiyonlarını;

$$u_1 = Ae^{iKx} + Be^{-iKx} , \quad (3.10)$$

$$u_{11} = Ce^{-\kappa x} + De^{\kappa x} , \quad (3.11)$$

$$u_{111} = Fe^{ikx} + Ge^{-ikx} , \quad (3.12)$$

u_1 içindeki ikinci terim negatif x yönünde yayılan bir düzlem dalgaya karşılık gelirken, u_{111} içindeki ilk ve ikinci terim bariyer tarafından yansıtılan ve bariyer içinde ilerleyen düzlem dalgaya karşılık gelir. Geçiş katsayısı $\hat{T} = J_{trans} / J_{inc} = (K|B|^2) / (k|G|^2)$ verilmiştir (Iliadis, 2015). Süreklilik koşulundan, dalga fonksiyonu ve türevi sınır değer şartlarında birbirine eşit olmadır $x = R_0$ ve $x = R_1$;

$$(u_1)_{R_0} = (u_{11})_{R_0} , \quad (3.13)$$

$$(u_{11})_{R_1} = (u_{111})_{R_1} , \quad (3.14)$$

$$\left(\frac{du_1}{dx} \right)_{R_0} = \left(\frac{du_{11}}{dx} \right)_{R_0} , \quad (3.15)$$

$$\left(\frac{du_{11}}{dx} \right)_{R_1} = \left(\frac{du_{111}}{dx} \right)_{R_1} , \quad (3.16)$$

Özel olarak şu sonuçlar elde edilir;

$$Ae^{iKR_0} + Be^{-iKR_0} = Ce^{-\kappa R_0} + De^{\kappa R_0} , \quad (3.17)$$

$$i\frac{k}{\kappa}(Ae^{iKR_0} - Be^{-iKR_0}) = -Ce^{-\kappa R_0} + De^{\kappa R_0} , \quad (3.18)$$

$$Ce^{-\kappa R_1} + De^{\kappa R_1} = Fe^{ikR_1} + Ge^{-ikR_1} ,$$

$$-Ce^{-\kappa R_1} + De^{\kappa R_1} = i\frac{K}{\kappa}(Fe^{ikR_1} - Ge^{-ikR_1}) ,$$

Ekleme ve çıkarma ile;

$$A\left(1+i\frac{k}{\kappa}\right)e^{iKR_0} + B\left(1-i\frac{k}{\kappa}\right)e^{-iKR_0} = 2De^{\kappa R_0} , \quad (3.19)$$

$$A\left(1-i\frac{k}{\kappa}\right)e^{iKR_0} + B\left(1+i\frac{k}{\kappa}\right)e^{-iKR_0} = 2Ce^{-\kappa R_0} , \quad (3.20)$$

$$2De^{-\kappa R_1} = F\left(1+i\frac{k}{\kappa}\right)e^{ikR_1} + G\left(1-i\frac{k}{\kappa}\right)e^{-ikR_1} , \quad (3.21)$$

$$2Ce^{-\kappa R_1} = F\left(1-i\frac{k}{\kappa}\right)e^{ikR_1} + G\left(1+i\frac{k}{\kappa}\right)e^{-ikR_1} , \quad (3.22)$$

C ve D katsayılarının yok edilmesi $\alpha \equiv 1+iK/\kappa$ ve $\beta \equiv 1+ik/\kappa$ olmak üzere;

$$A\alpha e^{iKR_0} + B\alpha^* e^{-iKR_0} = e^{-\kappa(R_1-R_0)}(F\beta e^{ikR_1} + G\beta^* e^{-ikR_1}) , \quad (3.23)$$

$$A\alpha^* e^{iKR_0} + B\alpha e^{-iKR_0} = e^{\kappa(R_1-R_0)}(F\beta^* e^{ikR_1} + G\beta e^{-ikR_1}) ,$$

Potansiyel bariyerinin sağ tarafından dalganın gelmesi durumunda; geçiş katsayısı \hat{T} Bariyere sol taraftan yaklaşan herhangi bir dalga olmadığı için $A=0$ olur (Iliadis, 2015). Aynı zamanda F yok edilir ve

$$B \left[\alpha^* \beta^* e^{\kappa \Delta} - \alpha \beta e^{-\kappa \Delta} \right] = G \left[(\beta^*)^2 - \beta \right] e^{-i(kR_1 - KR_0)} = -2i \frac{k}{\kappa} G e^{-i(kR_1 - KR_0)}, \quad (3.24)$$

Burada $\Delta \equiv R_1 - R_0$ geçiş katsayıdır.

$$\hat{T} = \frac{K |B|^2}{k |G|^2} = \frac{4Kk / \kappa^2}{|\alpha^* \beta^* e^{\kappa \Delta} - \alpha \beta e^{-\kappa \Delta}|^2}, \quad (3.25)$$

$\sinh^2 z = (1/4)(e^{2z} + e^{-2z}) - 1/2$, bağıntısı kullanılarak;

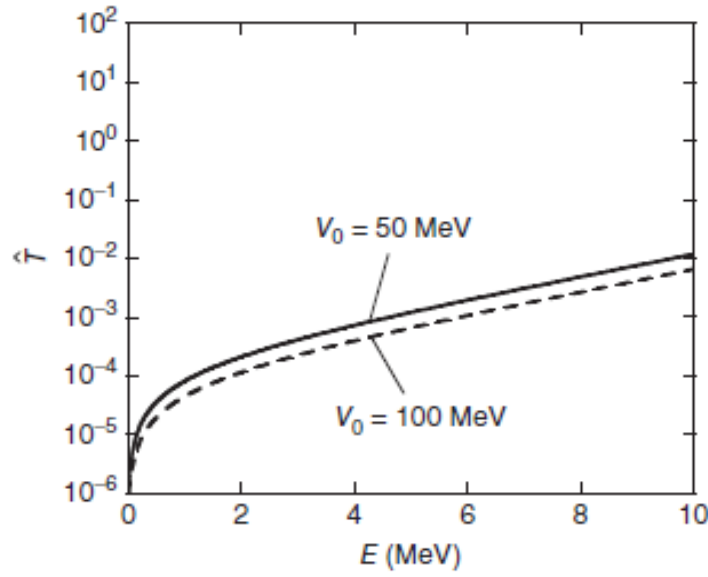
$$\hat{T} = \frac{Kk}{[K+k]^2 [\kappa^2 + K^2 + k^2 + K^2 k^2 / \kappa^2] \sinh^2(\kappa \Delta)}, \quad (3.26)$$

elde edilir. Enerji cinsinden;

$$\frac{1}{\hat{T}} = \frac{1}{\sqrt{E(E+V_0)}} \{ [2E + 2\sqrt{E(E+V_0)}] + \left[E + V_0 + V_1 + \frac{E(E+V_0)}{V_1 - E} \right] \sinh^2 \left[\sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) (V_1 - E) \Delta} \right], \quad (3.27)$$

Bu sonuç dikkat çekicidir, çünkü bir parçacığın potansiyel bariyere yaklaşması şunu gösterir; potansiyel bariyer sağ taraftan sol tarafa ulaşabilse bile toplam enerji bariyerin yüksekliğinden azdır. (Iliadis, 2015). Buna tünel etkisi denir. Nötronların saçılması için

\hat{T} ile E arasındaki çizimler Şekil 3.3'te gösterilmektedir. Kullanılan değerler (Şekil 3.3a olarak açıklanmıştır.) $V_0 = 100$ MeV, $V_1 = 10$ MeV, $R_0 = 3$ fm, $R_1 = 8$ fm ve (Şekil 3.3b) $V_0 = 50$ MeV, $V_1 = 10$ MeV, $R_0 = 3$ fm, $R_1 = 8$ fm'dir.



Şekil 3.3. İletim katsayısı T' dağılımı için E enerjisine karşı E Kare bariyer potansiyeline göre nötronlar gösterilmiştir. Potansiyel özellikleri: (a) $V_0 = 100$ MeV, $V_1 = 10$ MeV, $R_0 = 3$ fm, $R_1 = 8$ fm ve (b) $V_0 = 50$ MeV, $V_1 = 10$ MeV, $R_0 = 3$ fm, $R_1 = 8$ fm. Şiddetli düşüşte iletim katsayısı küçük enerjilerde belli olur (Iliadis, 2015).

İletim katsayısının hızla azalan bir enerjiyle düştüğü görülmektedir. Ayrıca bu T' nin mutlak büyüklüğünden de bellidir (Iliadis, 2015). Bu yoğunluk içeriye çökük (basık) dalganın, bariyerin solundan yaklaşan dalga bariyerin sağından yaklaşan dalganın yoğunluğuna göre önemli ölçüde daha küçük olur. Çoğunlukla, düşük bombardıman enerjisi veya kalın bir bariyer durumu söz konusudur (Iliadis, 2015).

3.2 WKB Metodu

Bu yaklaşım ilk olarak Jeffreys tarafından ortaya konulmuş ve sonradan da Wentzel, Kramers, Brillouin tarafında birbirinden bağımsız olarak kuantum mekaniğindeki problemlere uygulanmıştır (Cansoy, 1978). Metodun esası, serbest formdaki bir dalga fonksiyonunun \hbar 'nin üsleri cinsinden bir seriye açılarak Schrödinger dalga denkleminde çözülmesinden gelen sonuçlara dayanır (Xu ve Ren, 2006). \hbar sabiti klasik mekanik ile kuantum mekaniğini sınırlayan bir faktör olduğu için, $\lim_{\hbar \rightarrow \infty}$ da kuantum mekaniğinden klasik mekaniğine geçiş olur ve bu olay yarı-klasik olarak adlandırılır. WKB metodunda bozunma genişlikleri ve bozunma süreleri şu şekilde hesaplanır: WKB yaklaşımı kullanılarak bariyer delinebilirlik olasılığı;

$$P = e^{-2 \int_{r_2}^{r_3} k(r) dr} , \quad (3.28)$$

şeklinde verilir. Burada;

$$k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V_{etk} - (Q_\alpha - E_L^*))} , \quad (3.29)$$

Burada Q_α taban durum geçişinin bozunma enerjisi ve E_L^* ise L. durumun uyarılma enerjisidir. r_2 ve r_3 klasik dönüm noktalarıdır ve $V_{etk} = Q_\alpha - E_L^*$ elde edilir. Bariyerin delinebilirlik olasılığı P, merkezci, nükleer ve Coulomb potansiyellerinin toplamıyla elde edilen bariyerin yüksekliğine, genişliğine ve uygun alfa bozunum enerjilerine ve Q_α değerlerine son derece duyarlıdır (Merchant, 1987; Xu ve Ren, 2008; Xu ve Ren, 2006). Alfa parçacıklarının etkin bir potansiyel içindeki hareketini tanımlamak için Bohr-Sommerfeld kuantumlanma koşulu kullanılabilir. Alfa parçacıkları aşırı yüksek bağlanma enerjisinden dolayı kümelenme modeline göre ana çekirdek içinde yayınlanmadan önce hazır olarak bulunurlar. Bu durumda ana çekirdek alfa çekirdekleri tarafından oluşur ve alfa bozunumu kız çekirdek ile onun etrafında dönen alfa çekirdeğinin etkileşimiyle incelenir (Merchant, 1987; Xu ve Ren, 2008; Xu ve Ren, 2006). Alfa-kız çekirdek potansiyelinin derinliği Bohr-Sommerfeld kuantumlanma şartıyla belirlenebilir. Bohr-Sommerfeld kuantumlanma koşulu şu şekilde verilir:

$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V_{etk} - (Q_\alpha - E_L^*))} dr = (2n+1) \frac{\pi}{2} = (G-L+1) \frac{\pi}{2} , \quad (3.30)$$

Burada G, global kuantum sayısıdır ve incelenen çekirdeğe göre belirlenir. Taban durumunda veya uyarılmış durumda bulunan ana çekirdek, alfa bozunumu sırasında kız çekirdeğin aynı taban veya uyarılmış durumuna bozunursa açısal momentum kuantum sayısı sıfır olur. Literatür incelemeleri sırasında preformasyon faktörünün $P_\alpha = 0,005 - 1$ aralığında değişen değerler alabildiği görülmüştür. Normalizasyon faktörü F;

$$F = \frac{1}{\int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{k(r)} \cos^2 \left(\int_{r_2}^r dr' k(r') - \frac{\pi}{4} \right)} , \quad (3.31)$$

ile bulunur. Burada \cos^2 terimi yerine $1/2$ alınabilir. Alfa bozunumunun yarılanma ömrü ile bozunma genişliği arasında ise,

$$T_{1/2} = \hbar \frac{\ln 2}{\Gamma} , \quad (3.32)$$

gibi bir ilişki vardır. Etkin Potansiyelin Belirlenmesi: alfa ve kor parçacık arasındaki etkileşim, $V_{etk}(r)$ potansiyeli ile tanımlanır ve merkezkaç, nükleer ve Coulomb potansiyellerinin toplamı şeklinde aşağıdaki gibi verilir,

$$V_{etk}(r) = V_L(r) + V_N(r) + V_C(r) , \quad (3.33)$$

Etkileşme potansiyelinde bilinmeyen tek şey, nükleer potansiyeldir. Bu yüzden nükleer potansiyelin şeklinin nasıl olması gerektiği çok iyi belirlenmelidir (Merchant, 1987; Xu ve Ren, 2008; Xu ve Ren, 2006). Etkileşim potansiyeli biraz daha ayrıntılı incelenirse; Merkezci potansiyel: Langer modifiye edilmiş merkezci potansiyel

$$V_L(r) = \frac{(L+1/2)^2 \hbar^2}{2\mu r^2} , \quad (3.34)$$

şeklinde tanımlanır. Burada L, alfa çekirdeği tarafından transfer edilen açısız momentum kuantum sayısıdır. Ana çekirdek, bozunumu sırasında aynı taban durumunda ya da aynı uyarılmış durumdaki kız çekirdeğe bozunuyorsa açısız momentum değişimi olmadığı için $L=0$ alınır. $L=0$ durumunda belirsizliklerden kurtulmak için Denk. (3.33)'de merkezkaç potansiyeline $L(L+1) \rightarrow (L+1/2)^2$ şeklinde Langer modifikasyonu yapılmıştır (Merchant, 1987; Xu ve Ren, 2008; Xu ve Ren, 2006).

3.2.1 Coulomb potansiyeli

Küresel simetriye sahip yüklü iki çekirdeğin Coulomb potansiyeli,

$$V_C(r) = 1,43 \left(\frac{Z_\alpha Z_d}{2R_C} \right) \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), r \leq R_C, \quad (3.35)$$

$$V_C(r) = 1,43 \left(\frac{Z_\alpha Z_d}{2} \right), r > R_C, \quad (3.36)$$

şeklinde tanımlanır. Burada Z_α , Z_d ve R_C sırasıyla alfa ve kız çekirdeğinin yükü ve Coulomb yarıçapıdır. Genellikle Coulomb yarıçapı $R_C = 1,2(A_\alpha^{1/3} + A_d^{1/3})$ fm şeklinde alınır. Nükleer potansiyel: Coulomb ve merkezci potansiyel gibi belirli bir biçime sahip olmadığı için, alfa ve kor arasındaki nükleer potansiyeli modellemek için çeşitli yaklaşımlar kullanılır: fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlar. En fiziksel olanı, nükleer potansiyelin elastik saçılma verilerini en iyi açıklayabilen potansiyelin olmasıdır.

3.2.2 Fenomenolojik yaklaşımlar

Karekuyu potansiyeli

Kare kuyu potansiyeli fiziksel olmamasına rağmen çözümlerinin analitik olması sebebiyle fiziksel problemlerde önemli bir yere sahiptir (Xu ve Ren, 2006).

$$V_N(r) = -V_0 + 1,43 \frac{2(Z-2)}{R}, r < R, \quad (3.37)$$

$$1,43 \frac{2(Z-2)}{R}, r > R, \quad (3.38)$$

Cosh potansiyeli

Cosh potansiyeli analitik çözümü yoktur ama bazı yapı ve yarı-kararlı durum gözlenirlerini açıklamada önemli bir yere sahiptir (Xu ve Ren, 2006; Gamow, 1930).

$$V_N(r) = -V_0 \frac{1 + \cosh(R/a)}{\cosh(r/a) + \cosh(R/a)}, \quad (3.39)$$

Hibrit potansiyel

Hibrit potansiyelinde bazı yapı ve yarı kararlı durumlarda dikkat çeken uygulamalara sahiptir (Merchant, 1987).

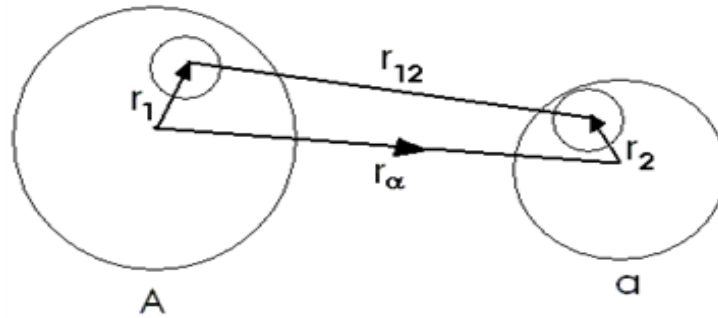
$$V_N(r) = -V_0 \left\{ \frac{x}{1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left[1 - \exp\left(\frac{r-R}{3a}\right)\right]^3} \right\}, \quad (3.40)$$

Burada x; deneysel verileri açıklamada, en iyi açıklayan parametre olur ve fenomenolojik bir şekilde belirlenir.

3.2.3 Mikroskobik yaklaşımlar

Çift katlı (double folding) potansiyel

Alfa ve kor parçacık arasındaki etkileşme potansiyelini tanımlar ve genellikle ağır iyon saçılmalarında optik potansiyeli çarpışan iki iyonun madde dağılımı üzerinden, nükleon-nükleon etkileşmesinin ortalaması alınarak elde edilir. Çift katlı (Double folding) potansiyel model hesaplamalarında kullanılan etkileşim G-matrisi ve Sussex matrisini temel alır (Cook, 1982).



Şekil 3.4. Çift-Katlı (Folding) Potansiyeli elde edilmesinde (Cook, 1982).

Burada i nükleonları bir çekirdeğin, j nükleonları ise diğer çekirdeğin içindedir, folding potansiyel şöyle yazılabilir (Cook, 1982).

$$U_F(R) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_1(r) \rho_2(r) v(r_{12} = |\vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1|) , \quad (3.41)$$

Denklemden ρ_i , i. çekirdeğin temel seviyesinde nükleonların kütle merkezinin dağılımıdır. Koordinatlar Şekil 3.4’de gösterilmektedir. İntegral iki yoğunluk üzerinden olduğu için double folding (çift katlı) olarak isimlendirilmiştir. Denklem (3.41) altı boyutlu integral içerir. Ancak Fourier dönüşümü kullanılarak momentum uzayında çalışılırsa bu integral aşağıdaki gibi üç tek boyutlu integralin çarpımına indirgenebilir. Genellikle literatürde kullanılan yoğunluk dağılımları ve nükleon-nükleon etkileşme terimi M3Y şu şekilde verilir. Kız çekirdek yoğunluğu,

$$\rho_1(r_1) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r_1 - c}{a}\right)} , \quad (3.42)$$

alfa kümesi yoğunluğu;

$$\rho_2(r_2) = 0,4299 \exp(-0,7024r_2^2) , \quad (3.43)$$

M3Y etkileşim fonksiyonu ise;

$$g(E, |r_{12} = s|) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2,5s)}{2,5s} + J_{00} \delta(s) , \quad (3.44)$$

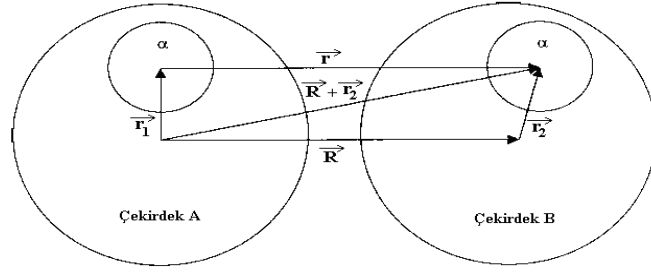
şeklinde verilir (Cook, 1982).

Alfa kümelenme çift katlı (Alpha clustering double folding) potansiyeli

Çift katlama modeli, iki çarpışan çekirdeğin yoğunluk dağılımı üzerinden normalde nükleon-nükleon etkileşimine göre integralini alırken, bu modelde alfa-alfa etkileşiminin integralini alarak potansiyeli hesaplar. Bu potansiyelin formülü (3.45) ile verilir.

$$V_{ACDF}(R) = \iint \rho_{M\alpha}(r_1) \rho_{H\alpha}(r_2) v_{\alpha\alpha}(r_{12}) dr_1 dr_2 , \quad (3.45)$$

$$\vec{r}_{12} = \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2 ,$$



Şekil 3.5. α-α tipi potansiyelin şematik gösterimi (Cook, 1982).

V_{ACDF} potansiyelinde $\rho_{M\alpha}$ ve $\rho_{H\alpha}$ sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin α - yoğunluklarıdır. Buradaki mermi ve hedef çekirdeğin α -yoğunluk fonksiyonları;

$$\rho_M(r) = \int \rho_{M\alpha}(r') \rho_\alpha(|\vec{r} - \vec{r}'|) dr' ,$$

$$\rho_H(r) = \int \rho_{H\alpha}(r') \rho_\alpha(|\vec{r} - \vec{r}'|) dr' , \quad (3.46)$$

denklemleri ile elde edilir. Burada;

$$\rho_\alpha(r) = \rho_0 \exp(-\beta r^2) , \quad (3.47)$$

şeklinde (Gausien) olarak kullanılır.

$V_{\alpha\alpha}$ etkileşim terimine literatürde birkaç değişik şekilde rastlamak mümkündür. Bunların hepsi de tamamen çekici, açısal momentumdan bağımsız ve enerjiden bağımsız $V_{\alpha\alpha}$ etkileşim potansiyelleridir. Bu etkileşmelerden en kolay ve kullanışlı olan Buck'ın elde ettiği $V_{\alpha\alpha}$ potansiyelidir. Buck'ın elde ettiği bu potansiyel,

$$v_{\alpha\alpha}(r) = v_{0\alpha} \exp(-0,22r^2) , \quad (3.48)$$

şeklinde verilir (Farid vd., 2001). Tüm mikroskobik yaklaşım potansiyellerinin elde edilmesinde DFPOT (Cook, 1982) potansiyel kodu kullanılır.

Ortalama alan (mean-field) kümeleme potansiyeli

$$V_N(r) = \lambda [N_C v_n(r) + Z_C v_p(r)] , \quad (3.49)$$

burada Coulomb potansiyeli ise,

$$V_C(r) = Z_C v_C(r) , \quad (3.50)$$

şeklinde alınır. Tek parçacık nötron, proton ve Coulomb potansiyelleri Skyrme–Hartree–Fock (SHF) modelin SLy4 kuvveti ile bulunur. Tek proton Coulomb potansiyeli, kor içinde bulunan protonların yoğunluğundan elde edilir (Pei vd., 2007).

3.3 Rezonant Durumların Hesabı-Gamow Kodu

Nükleer reaksiyon düşünüldüğünde, gelen merminin enerjisi, bileşik çekirdek durumunun enerjilerinden birine karşılık geldiğinde sistem rezonans durumuna gelir. Bunlar potansiyelin pozitif tarafındaki sanal durumlara karşılık gelirler. Schrödinger denkleminin etkileşme potansiyeli için çözümlerinde elde edilen rezonans durumların enerjileri sanal değere sahip enerjilerdir. Bu sanal enerjilerin gerçek kısmı, durumun dönme bandı uyarılma enerjisine karşı gelirken sanal kısmı ise bozunma genişliğinin değer olarak 2 katına karşılık gelir. Bu hesaplamalar daha önce bahsedilen Gamow kodu kullanılarak gerçekleştirilebilir (Vertse vd., 1982).

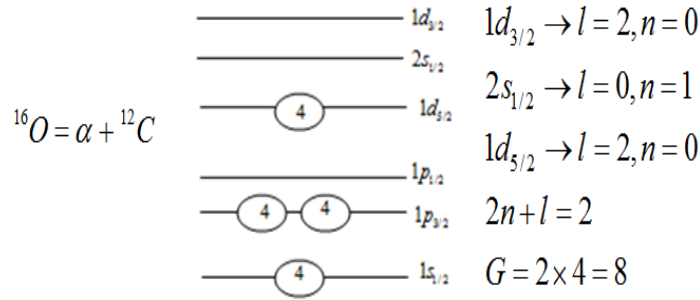
Dönme bantlarının uyarılma enerjileri

Çekirdek ikili kümelenme modeline göre alfa+kız çekirdek sistemi olarak düşünüldüğünde alfa ve kız çekirdek arasındaki etkileşme potansiyeli bağlı durumda tıpkı bir molekül olarak düşünülerek ana çekirdeğin dönme bantlarının uyarılma enerjilerini üretmelidir. Bu durum harmonik osilatör kabuk modeli olarak bilinir. Alfa parçacığı, kız çekirdek koruna bağlandığından yeni durumda ana çekirdek iç yapısı ihmal

edilmiş alfa parçacıklarından oluşmuş olarak düşünülür ve bundan dolayı da uygun n ve l değerlerinde bağlı durum Schrödinger denkleminin çözümü yapılarak uyarılma enerjileri hesaplanabilir. Çözüm yapılırken kabuk modelindeki kuantum sayıları yerine her bir alfa parçacığının çekirdekte yerleşimini göz önüne alan Wildermuth koşulları kullanılarak her bir çekirdek için G sayısı hesaplanmalıdır. G sayısı tek parçacık kabuk modeli kuantum sayılarıyla ilişkilidir ve aşağıdaki formüle göre hesaplanır (Brink, 1966; Buck vd.,1975).

$$G = 2n + L = \sum_{j=1}^{n_c} 2n_j + l_j, \quad (3.51)$$

burada n_j, l_j tek parçacık kuantum sayılarıdır. 16 nükleona sahip bir oksijen çekirdeği için;



Şekil 3.6. Oksijen çekirdeği için G sayısının hesabı (Soylu vd., 2016).

Diğer taraftan, Schrödinger denklemi böyle potansiyeller için analitik olarak çözülemez ve bu nedenle burada nümerik olarak çözüm yapılacaktır. Bu tarzda rezonant durumların tanımlanmasında genellikle Schrödinger denkleminin bir boyutlu dış dalga çözümleri olan Gamow fonksiyonları kullanılır. Gamow fonksiyonları aşağıdaki radyal formdaki denklemi sağlar:

$$u''(r) + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - v(r)\right)u(r) = 0, \quad (3.52)$$

ve bu denklemin nümerik çözümdeki sınır şartları ise şu şekilde verilir:

$$u(0) = 0,$$

$$u(rm)O_1'(k \times rm) - u'(rm)O_1(k \times rm) = 0 , \quad (3.53)$$

Bura da rm potansiyelin eriminin ötesinde bir uzaklık ve $k = \sqrt{(2\mu / \hbar^2) E_{toplam}}$ ise dalga sayısıdır. Potansiyel kuyusunun dışındaki giden dalga çözümleri O_l ile verilir. Yukarıdaki sınır şartlarını sağlayan iç ve dış dalga çözümleri Fox-Goodwin metoduyla integre edilerek üretilecektir ve bunlar logaritmik türevlerinin eşleştirilmesi enerji değerleri ve dalga fonksiyonları tanımlanacaktır (Vertse vd., 1982).

$$c = \frac{2\mu}{\hbar^2} , \quad (3.54)$$

$$k = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} E_{toplam}} = k^2 = cE ,$$

Yukarıda verilen rotasyonda, üslü ifade radyal uzaklığa (r) göre türevidir. μ ise; etkileşime giren parçacıkların indirgenmiş kütesidir.

$$\mu = \frac{m_\alpha m_d}{m_\alpha + m_d} , \quad (3.55)$$

Burada;

$$V(r) = \begin{cases} V_N(r) + V_C(r), & \text{eğer } r < b \\ V_C(r) & , \text{eğer } r \geq b \end{cases} , \quad (3.56)$$

Potansiyel $V(r) = V(r)/c$ kısa erimli $V_N(r)$ Nükleer potansiyeli ve uzun erimli Coulomb potansiyeli $V_C(r)$ ile verilir. $r \geq b$ olduğundan Coulomb terimi, Coulomb fonksiyonunun diferansiyel terimine dönüştürülebilir (Vertse vd., 1982).

$$u'' + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_r = 0 , \quad (3.57)$$

$O_{l(kr)}$ dışı doğru olan Coulomb dalgası bununla verilir. Schrödinger denkleminin etkileşme potansiyeli çözümlerinden reel ve kompleks enerjilerin toplamı;

$$E_{toplam} = E + \Gamma / 2i , \quad (3.58)$$

şeklinde bir enerji özdeğeri elde edilir. Reel kısım uyarılmış durumun bant enerjisine karşılık gelirken sanal kısım ise rezonans genişliği değerine karşılık gelir. Coulomb potansiyeli R_c yarıçaplı yüklü bir küre olarak alınır (üzerinden hesaplanır), keskin veya dağılmış sınırlara sahip olabilir. Genel kullanım şekli a_c sıfır olduğundan;

$$V_c(r) = Z_T Z_p e^2 \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r} \quad \text{eğer; } r > R_c \\ \frac{1}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^2 \right] \quad \text{eğer; } r \leq R_c \end{array} \right\} , \quad (3.59)$$

Burada e proton yükünü temsil etmektedir. ρ_r yük yoğunluğu veya yük yoğunluğuna sahip bir küre için Coulomb potansiyeli

$$V_c(r) = \frac{Z_T Z_p e^2}{r} ,$$

$$= 1 + \frac{\left(\int_r^\infty x \rho_{(x)} dx - \int_r^\infty x^2 \rho_{(x)} dx \right)}{\int_0^\infty x^2 \rho_{(x)} dx} , \quad (3.60)$$

ile verilir. Burada yük yoğunluğu Wood-Saxon formundadır. Nükleer potansiyel dört farklı radyal form toplamı olarak verilebilir (Vertse vd., 1982).

3.3.1 Gamow kodu ile hesaplama yapılması

Fiziksel sorunun doğasının anlaşılması

Program, radyal Schrödinger denkleminin normalize edilmiş Gamow çözümünü, yani orijininde düzenli olan ve tamamen çıkış dalga asimptotisine sahip olan çözümü keyfi biçimde simetrik kompleks potansiyel olarak hesaplar. İsteğe bağlı olarak, belirli bir potansiyeldeki karmaşık enerji özdeğerleri, yani saçılma fonksiyonunun kutup pozisyonu

S (E) veya belirli bir enerji değerine ait kısa menzilli potansiyelin kuvveti hesaplanabilir (Vertse vd., 1982).

Çözüm yöntemi

Başlangıçta ve asimtotik bölgedeki sınır koşullarını karşılayan iç ve dışsal çözümler, radyal denklemi Fox-Goodwin yöntemi ile integre ederek ve logaritmik türevlerinin uyumsuzluğundan bir düzeltmeyi, öz enerji ve potansiyel değerleri belirlenir. Bu işlem, düzeltilen değer ile yakınsamaya kadar tekrarlanır. Dalga fonksiyonu Zel'dovich anlamında karmaşık / düzlemde sayısal olarak integre edilerek normalleştirilir (Vertse vd., 1982).

Hesaplama yöntemi

Burada kullanılan yöntem, bağlı durumların hesaplanmasında genel olarak uygulanan bir genelleme yöntemidir. Radyal denklemin iki çözümü, differansiyel denklemi denklem (3.53)' te gösterildiği gibidir. Fox-Goodwin yöntemini (Fox ve Goodwin, 1949). kullanarak değişken parametrelerin tahmin edilen değerleri ile sayısal olarak bütünleştirerek hesaplanır. Düzenleyici koşulu karşılayan içsel bir çözüm olarak; denklem (3.54)' te gösterildiği gibi giden dalga sınır şartını sağlayan harici bir çözümdür. İç çözüm, orijinalden önceden belirlenmiş bir eşleşme yarıçapına R_m kadar entegre edilerek hesaplanır. Dış çözüm, R_m 'den R_m 'ye içe doğru yönde entegre edilerek üretilir. R_m 'de dahili ve harici çözümler birbirine uydurulur ve L ve L_e ile gösterilen logaritmik türevleri karşılaştırılır (Vertse vd., 1982). Değişken parametrelerin değişimleri iki logaritmik türevin farkından türetilir: $L = L_j - L_e$ ve yeni iç ve dış çözümler (3.53) denklemin integrali ile hesaplanır.

Değişken parametrelerin düzeltilmiş değerleri ile düzeltmeler belirtilen doğrulukların altına düşmediği veya iterasyonların sayısı belirli bir limiti aşmadıkça tekrarlama süreci devam eder. $OPTION = 0$ 'da, yinelemelerin sayısı, yeni bir enerji değerinin gerçek veya hayali kısmı belirtilmiş olan ilgi aralığının dışında kaldığında da sona erer. Normalize dalga fonksiyonu yineleme işleminin sonunda bastırılabilir, ancak işlev gerekli kesinliğe erişildiğinde anlamlıdır (Vertse vd., 1982). Aksi takdirde, yazdırılan işlevin eşleşme yarıçapındaki ilk türevinde bir süreksizlik vardır. Aşağıdaki paragraflarda, iç ve dış

bölgelerdeki radyal denklemin sayısal entegrasyonu için başlangıç değerlerini seçme şekli tartışılmıştır (Vertse vd., 1982).

Gamow kodu için örnek kart

Gamow kodu Fortran tabanlı çalışan bir koddur. Bu kod ile birçok farklı potansiyel için bağlı durum ve rezonant durum enerjileri hesaplanabilir. Şekil 3.6' da örnek bir kart bulunmaktadır. Fortrandaki yazılmış kodun içerisine hesap yapmak istendiği zaman, potansiyel parametreleri tanımlanmalıdır. Aşağıda örnek olarak oluşturduğumuz ^{44}Ti için Cosh potansiyelinde hazırladığımız kartta görüldüğü gibi kartın üst satırında MT, ZT, MP, ZP, L gibi çekirdeğin özellikleri tanımlı, aşağıdaki satırlarda V_0 , r , a ve diğer parametreler aynı satırda tanımlanmıştır. Kartın sağında görüldüğü gibi her potansiyel için bir sayı verilmiştir. Örneğin Cosh için 6, WS2 için 4 gibi. Potansiyelleri tanımlayan bu sayılar; V_0 , r , a ve diğer parametrelerin olduğu satırın başına yazılır. Bu özellik; aynı kart üzerinde bu sayıları değiştirerek ve Fortran kodunda bu potansiyelleri tanımlayarak hesap yapmaya olanak sağlar. Bu kart hakkında detaylı bilgiye (Vertse vd., 1982)' den ulaşılabilir.

mükemmel şekilde çalışırlar ve hepsi tamamen entegre Mathematica sistemine dahil edilir. Güçlü ve kolay anlaşılabilen bir algoritmaya sahip ve Windows işletim sistemine uygundur (URL-4, 2018).



BÖLÜM IV

^{44,48,52}Ti ÇEKİRDEKLERİ ÜZERİNE YAPILAN ÇALIŞMALAR

4.1 ^{44,48,52}Ti Çekirdekleri Üzerine Deneysel Çalışmalar

Orta ağır çekirdeklerin kümelenme yapısının anlaşılması üzerine çalışmalar son zamanlarda son zamanlarda ilginç bir konu haline gelmiştir. Bu amaçla özellikle M. Fukada ve arkadaşlarının ^{44,46,52}Ti alfa kümelenme yapısının araştırılması üzerine olan deneysel çalışmaları, çok ilgi çekicidir (Fukada, 2009). Bu çalışmada; ^{44,46,52}Ti' un α bozunum durumları, $E = 26.0$ MeV'de; ^{40,42,48}Ca(⁷Li, α) ^{40,42,48}Ca reaksiyonları ile α ve t arasındaki açısal korelasyon fonksiyonlarını araştırmışlardır. Birçok α kümelenme durumu M. Fukada ve arkadaşlarının yapmış oldukları yeni gözlemlere göre; ⁴⁴Ti' nin uyarılma enerjisi 10-15 MeV'de ve spin-pariteleri $J^\pi = 7^-$ durumu olarak belirlendi ve 11.95 MeV'de $K = 0_1^-$ negatif parite bandı olarak bulundu. ⁴⁶Ti' da, ⁴²Ca (⁷Li, α)⁴²Ca reaksiyonları ile 11-17 MeV α uyarılma enerjilerine rağmen ⁴⁴Ti çekirdeği ile kıyaslandığı zaman gücü zayıf bulunmuştur (Fukada vd., 2009). ⁴⁸Ca (⁷Li, α) ⁴⁸Ca reaksiyonunda kümelenme yapıları belirlenmemiş ve bu reaksiyonda tesadüfi bozunum durumları ⁴⁸Ca' dan çok küçük bulunmuştur (Fukada vd.,2009).

Titanyum izotoplarının kümelenme yapısı üzerine bir kaç yıl önce, yapılan bir başka deney ise; ^{44,48,52}Ti çekirdeklerinin Prof. Dr. Martin Freer ve arkadaşları gerçekleştirmiştir. M. Freer ve arkadaşları sd-kabuğun ötesinde fp-kabuğa olan kümelenme doğasının anlaşılması için Fransa'daki Ganil isimli hızlandırıcıda, ⁴He (⁴⁰Ca, α), ⁴He (⁴⁴Ca, α) ve ⁴He (⁴⁸Ca, α) reaksiyonlarını ölçmüşlerdir. Bu deneyin analizleri devam etmektedir. Bu deneyde de; ‘‘Kalın Hedef Ters Kinematik Tekniği’’ kullanılmıştır, α -kümelenmesinin incelenmesine odaklanılmıştır (Wheldon vd., 2011). ⁴He (⁴⁰Ca, α), ⁴He (⁴⁴Ca,) ve ⁴He (⁴⁸Ca, α) ölçümleri; ⁴⁴Ti için $E_x = 9 - 17$ MeV, ⁴⁸Ti için $E_x = 13.5 - 24$ MeV ve ⁵²Ti için $E_x = 12 - 20$ MeV aralıkları üzerinde yapılmıştır. Deneysel veriler, spektral imza analizi olarak bilinen parçalanmış β -kümelenmiş durumların tanımlanması için geliştirilen yeni bir teknik kullanılarak analiz edilmiştir. Bu analizden ⁴⁴Ti' da dokuz durum tespit edilmiştir; önceki çalışmayla iyi bir uyum sağlanmıştır. ⁴⁸Ti' da ve ⁵²Ti' dan üç durum tespit edilememiştir. Bu sonuçların içerdikleri, fp-kabuğun alfa kümelenmesi için etkileri tartışılmıştır. Bu deneylerde ^{40,44,48}Ca çekirdeklerinin gaz ⁴He

hedefi üzerinden rezonans saçılma reaksiyonları gerçekleştirilmiştir. Bu rezonans saçılma ölçümlerinde Kalın Hedef Ters Kinematigi (TTIK) yaklaşımı kullanılmıştır. Gerçekleştirilen deneyin detayları (Bailey, 2016) 'dan bulunabilir. Bu deney ile $^{44,48,52}\text{Ti}$ çekirdeklerinin uyarılma enerjileri ve spin değerleri elde edilmesi amaçlanmıştır. Bu tür yapıların deneysel olarak araştırılması ile ilgili ilk olarak bahsettiğimiz Fukada ve arkadaşlarının yapmış olduğu deneysel çalışma olmasına karşın, tam olarak yapılan iş üzerine teorik olarak bir çalışma bulunmamaktadır (Fukada vd., 2009).

4.1.1 Deneysel teknikler

Bu bölümde, α -kümelenmesini araştırmak için kullanılan en yaygın deney tekniklerinden üçü olan; α -Transfer Reaksiyonları, İnelastik Saçılım Parçalanma Reaksiyonları ve Rezonant Saçılım Reaksiyonları açıklanmıştır (Bailey, 2016).

Alfa transfer reaksiyonları

Alfa transfer reaksiyonları doğrudan nükleer tepkime şeklindedir ve iki proton ve iki nötron ışıktan hedefe transfer edilir. Transferin ardından kalan hedef + α sistemi uyarılmış bir durum içerisinde bırakılır ve bir algılama sistemiyle ölçümü yapılır. Işın genelde, reaksiyonun büyük bir α -spektroskopik faktörü olduğu (Nagatani vd., 1976; Kurath, 1973) yaygın örnekler (^6Li , d) ve (^7Li , t) reaksiyonları olduğu gibi seçilirken, daha ağır ışınlar kullanan reaksiyonlar da (^{14}N , ^{10}B) (Nagatani vd., 1976). ve (^{16}O , ^{12}C) (Erskine vd., 1975) seçilir. Bununla birlikte, daha ağır ışın demetleri, sonuçların analizinde komplikasyonlara yol açar (Bethge, 1970). Çünkü, Lityum iyonları hafifletildiğinde üretilen hafif döteron veya tritona kıyasla kullanıldığında, gittikçe artan parçacıklar, daha zayıf deneysel sonuçlara ve hedeften enerji kaybına sebep olacaktır. Bu reaksiyonlar muhtemelen α -parçacığının, bireysel nükleonlar yerine, bir yapı olarak transfer edilmesi ihtimali daha yüksek olduğu içindir (Bethge, 1970). Ancak bütün küme yapılarını eşit olarak doldurmazlar, yüksek spinli durumlar için bir tercih ile orada eylem sürecinin seçiciliği nedeniyle açılma momentum ve reaksiyon Q-değerine (Nagatani vd., 1976) ve diğer deneyler için ışın enerjisi gibi tüm faktörlere bağlılıklarına bağlıdır. α -transfer reaksiyonlarının tesir kesitleri sürdürülebilir açılarda pik yapar bu durumda genellikle küçük bir saçılma açısına sızar ve böylece bu açılardan ölçümler yaparak, α -transfer reaksiyonları diğer reaksiyon süreçlerinden gelen katkılara göre tercih edilir. Wave Born

Approximation (DWBA) hesaplamalarıdır (Thompson, 2009). DWBA hesaplamaları, nükleer saçılmayı, gelen dalganın hem gerçek hem de sanal kısımlardan oluşan küresel bir potansiyelin etkileşimi olarak gören nükleer reaksiyonların optik modelinde oluşturulmuştur (Bailey, 2016). Bu optik model potansiyelleri genellikle elastik saçılma ölçümleri ile sınırlandırılır ve daha sonra tek parçacık dalga fonksiyonlarının hesaplamaları için kabuk modelini kullanarak transfer reaksiyonların tesir kesiti diferansiyel hesaplamaları yapılır. Bu teknik, başlangıçta, tek bir nötron veya protonun aktarılması için geliştirilmiş olup, buradaki açısız dağılımlar artık çekirdekte nüfuz edilen durumun spinine çok bağımlıdır (Bailey, 2016). Bu tekniğin bir başka kısaltması DWBA hesaplamaları modele bağımlıdır ve bu nedenle çıkarılan spektroskopik faktörler ve spin atamaları DWBA hesaplamaları için kullanılan model parametrelerine bağlıdır. Bununla birlikte, önemli bir avantaj, α -transfer reaksiyonlarının çekirdeğin tüm uyarılma enerji aralığını doldurabileceğidir. Bu tekniğin α -bozunma eşiğinin üzerindeki α -kümelenmesinin araştırılması ile sınırlı olduğu söylenebilir (Bailey, 2016).

İnelastik saçılma parçalanma reaksiyonları

Bu teknikte; hedeften ışınlar uyarılmış bir durum içinde ayrılırlar. Sonrasında hedef çoklu çekirdek içerisinde parçalanarak bozulabilir. Bu teknik özellikle, kümelenmiş durumların incelenmesi için çekirdeğin parçalanması ihtimalinin artması nedeniyle uygundur. Ölçülen açıyla bozunma ürünlerinin açısı arasındaki korelasyonları analiz ederek, uyarılma durumlarının spinlerini ve paritelerini çıkarmak mümkündür. Bu çok güçlü bir tekniktir ve kümelenme durumlarında çok seçicidir. Bununla birlikte, sonuçlar dedektör yapısında çok duyarlıdır ve açısız korelasyon analizi, giden çekirdeklerin spininin sıfır olmadığı durumlarda son derece karmaşık hale gelebilir. Dahası, kümelenmiş durumları seçmek için parçalanmanın kullanılması, araştırmayı, α -bozunma eşiğinin üzerinde bulunan durumlara sınırlar. Bu zorluklar genellikle bu tekniğin uygulanabilirliğini sınırlar (Bailey, 2016). Bu teknik, ^{12}C 'de (α , 3α) 4 ölçümü yaparak, Hoyle durumunu, α -küme yapısını ve ^{12}C 'deki uyarılmalarını incelemek için büyük bir etkiye sahiptir (Mar'in-L'ambarri, 2014).

Rezonant saçılma reaksiyonları

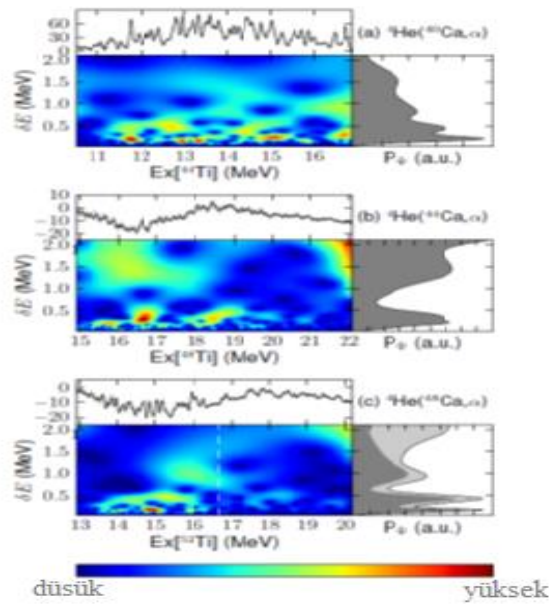
Rezonant saçılma, bileşik çekirdek olarak bilinen ışın ve hedef çekirdeğin füzyonu aracılığıyla oluşturulan çekirdeğin içinde uyarılmış durumları dolduran deneysel bir tekniktir. Bileşik çekirdek bozunmasından kısa bir süre sonra oluşur ve dışarı çıkan bozunum ürünleri ölçülür, bileşik çekirdekteki uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak reaksiyon tesir kesitinin elemanlarını sağlaması şartıyla ölçülür (Bailey, 2016).

Bileşik çekirdekteki enerji seviyeleri, reaksiyon tesir kesitinde kendini rezonans olarak gösterir ve spinlerin çıkmasına yol açan bu rezonansların analizleri ve pariteleri, J^π ve alttaki nükleer yapı ile ilgili sonuçların çizilebileceği enerji seviyelerinin kısmi genişlikleri, Γ_i . Bu ölçümlerin analizi R-matrisi ile sabitlenmiştir. Rezonant saçılma ölçümleri, ince hedef veya kalın hedef ölçüm olarak sınıflandırılabilir. İnce hedef ölçümleri normal kinematikte klasik olarak bir hızlandırıcıya uygun şekilde seçilmiş bir hedef üzerine çarpan α -parçacıklı ışınlardır (Bailey, 2016). Hedef kalınlığı, hedef boyunca ışının enerji kaybı minimum olacak şekilde yeterince küçük olmalıdır (Bailey, 2016). Belirli bir ışın enerjisi için, ışın ve hedef arasındaki reaksiyonların hepsi bileşik çekirdekteki tek bir uyarılma enerjisinden (E_x) oluştuğu yaklaşık olarak hesaplanır. Örneğin; bozunum ürünleri, kütle çerçevesinin merkezi bir $\theta_{c.m}$ ' nin saçılma açısındaki bir tespit sistemi ile ölçülür. Birçok ölçüm, E_x ve $\theta_{c.m}$ ' nin tesir kesitinden düzenlenilir. Farklı ışın enerjilerinin ölçümleri alınarak, farklı konumlardaki dedektörlerle ölçülür. Buna karşın, kalın hedef ölçümleri genellikle ters kinematikte yapılır. Kalın Hedef Ters Kinematik (TTIK) tekniğini ortaya çıkarmaktadır. Burada tepkime haznesi gerekli reaksiyonu oluşturmak için uygun şekilde seçilmesi gereken ışın ve ^4He gazı ile doldurulur. Daha doğrusu ince hedef ölçümünde olduğu gibi, hedef boyunca enerji kaybını en aza indirmeye çalışmakta olan TTIK tekniği, aslında, bu enerji kaybını bir tek ışın enerjisinden E_x aralığında kesit ölçümleri yapmak için kullanılmaktadır (Bailey, 2016). Işın, ^4He gazını geçerken enerji kaybeder, yani bileşik çekirdeğin, reaksiyon odası boyunca ışının kattığı yol, bir E_x aralığında yer aldığı anlamına gelir. Işın enerjisi ve ^4He gaz basıncı, ışının tamamen gazın içinde olduğundan emin olmak için seçilir. Yani E_x aralığı, bozunma eşiği enerjisiyle tepkime alanına ulaştığında ışının başlangıç enerjisi tarafından belirlenen bir maksimum değer arasında değişecektir (Bailey, 2016). En yüksek ışın enerjisi reaksiyon alanının girişine yakın bir yerde meydana gelir ve uzun bir ışının yolunu azaltır. Dedektörleri 0° de ışın çizgisine yerleştirmek, yaygın bir uygulamadır. Gazdaki ışın aralığının ötesinde odadaki ışın aralığının girişine 180° deki

saçılma açısında hafif reaksiyon bozunum ürünlerinden ölçüm yapılmasına olanak tanır. TTIK tekniği, çok güçlü bir tekniktir (Bailey, 2016).

4.1.2 He(^{40,44,48}Ca,α) Kalın hedef ters kinematiki (TTIK) deneyi sonuçları

He(^{40,44,48}Ca,α) deneyinin verileri CWT isimli yeni bir teknik ile analiz edilmektedir. Bu analizlerin ilk sonuçları aşağıdaki Şekil 4. 1’de görüldüğü gibidir (Bailey vd., 2016). Şekil 4. 1’e göre, ⁴⁴Ti ve ⁵²Ti çekirdekleri benzer kümelenme yapıları göstermelerine rağmen, aynı kümelenme yapısı ⁴⁸Ti çekirdeğinde gözlenmemektedir (Bailey vd., 2016). Diğer taraftan bu spektrumlardan uyarılma enerjisi ve spin-parite çıkarmak bu haliyle mümkün değildir. ⁴⁴Ti için elde edilen sonuçları çıkararak diğer modellerin sonuçlarıyla test etmek adına FAC isimli model ile enerji seviyeleri oluşturuldu. Class-II seviyeleri için bir başlangıç noktası olarak, WKB ile WS2 potansiyeli hesaplamaları yapılmıştır. ⁴⁸Ti çekirdeği için benzer işlem yapılmasına rağmen, aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi bu çekirdek için benzer kümelenme yapısı gözlenmemiştir (Bailey vd., 2016).



Şekil 4.1. ⁴He(^{40,44,48}Ca,α) deneyin verilerinin CWT ile analizinin ilk sonuçları (Bailey vd., 2016).

Sonuç olarak, CWT tekniğinin TTIK ölçümlerine uygulanması orta ağır çekirdeklerin altındaki yapıyı aydınlatmada kullanılmıştır. α+⁴⁰Ca yapısı ⁴⁴Ti çekirdeğinde ispatlanmış ve diğer çalışmalarla iyi bir biçimde uyum elde edilmiştir (Wheldon vd., 2011). Bu yapı ⁴⁸Ti çekirdeğinde kırılmasına rağmen, ⁵²Ti çekirdeğinde yeniden ortaya çıkmaktadır.

Bunun nedeni olarak, kümelenme yapısının oluşmasında ^{40}Ca ve ^{48}Ca korlarının çift sihirli doğasının önemli rol oynadığı önerilebilir.

4.2 $^{44,48,52}\text{Ti}$ Çekirdekleri Üzerine Teorik Çalışmalar

Hafif çekirdekler üzerine yapılan deneysel çalışmalar ile alfa kümelenme yapısının varlığı hakkında güçlü kanıtlar elde edilmiştir. Bugünlerde bu yapıların orta ağır çekirdeklere olup olmadığı üzerine deneysel çalışmalara yoğunlaşmıştır. Buck- Dover- Vary küme modeli, ^{44}Ti 'deki temel kuantum sayıları $G= 12, 13, 14, 15$ ve 16 tarafından sınıflandırılan alfa parçacığının küme durumlarının birkaç bandını oluşturmak için kullanılmıştır. Çeşitli küme çekirdeği efektif potansiyelleri, düşünülür ve sonlu aralıklı Gauss etkileşimi ile gerçekçi bir folding integraline dayalı olanın en iyi sonuç veren olduğu bulunur (Merchant vd., 1989). Geniş bir enerji yelpazesinde $\alpha+^{40}\text{Ca}$ elastik dağılımından elde edilen optik potansiyele benzemekte ve bu çekirdekte bağlı-durum ve saçılma olaylarının açıklamalarını birleştirme fırsatı sunmaktadır. Uyarma enerjileri için, alfa bozunma genişliklerini ve küme durumların için ortalama kare yarıçap hesaplarlar. ^{44}Ti üzerine yapılan deneyle niceliksel olarak anlaşılacağı üzere, $G = 15$ negatif paritesi, $G = 16$ pozitif paritesiyle çakıştığını bulmuşlardır (Merchant vd., 1989).

Çekirdeklerin alfa bozunumu hesaplamalarında nükleer potansiyelin belirlenmesinde kullanılan fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlar vardır. Fenomonolojik yaklaşımda potansiyelin şekli kare kuyu, Cosh fonksiyonu, Wood-Saxon vs. şeklinde seçilerek alfa bozunma yarı ömrünü en iyi açıklayan potansiyel parametreleri belirlenebilir. Mikroskobik yaklaşımda ise çekirdeklerin madde yoğunluk dağılımları kullanılarak çift katlı (double folding) potansiyel yöntemiyle nükleer potansiyel belirlenerek deneysel gözlenirler (yarı ömür vs.) hesaplanabilir. Literatürdeki fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlarla ilgili birçok çalışma vardır. Buck ve arkadaşları çekirdeklerin alfa bozunumlarını kare kuyu ve Cosh potansiyeli için fenomenolojik olarak incelemiştir (Buck vd., 1991; Buck vd., 1993; Xu ve Ren, 2004). Sahu, ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarını incelemek için analitik olarak çözülebilen bir potansiyel önermiş ve çekirdeklerin alfa bozunumunun bozunma süreleri için analitik bir ifade türetmiştir (Sahu, 2008). Samanta ve arkadaşları (Sammanta vd., 2007). $Z=102-120$ çekirdeklerinin alfa bozunma yarılanma sürelerini yoğunluk bağımlı M3Y etkileşimini (DDM3Y) kullanarak çift katlı (double folding) potansiyel modeli çerçevesinde incelemişlerdir. Hesaplamalarında alfa çekirdeğinin yoğunluk dağılımını Gausyen ve kız çekirdeğin

yoğunluk dağılımını da Fermi dağılımı olarak sistematik bir inceleme yapmışlardır. Kümelenme modelinin orta ve ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarının hesaplanmasında farklı nükleer etkileşme potansiyelleriyle kullanıldığı birçok çalışma vardır (Sammanta vd., 2007; Okhubo, 1995). Nükleer potansiyeli belirlemek için kullanılan diğer bir yöntem ise Skyrme-Hartree-Fock ortalama alan yaklaşımıdır (K.P. vd., 2009; Xu ve Pei, 2006). Birçok ağır çekirdeğin elektriksel yük dağılımı küresel simetriye sahip olmadığı için deforme durumdadırlar. Bu yüzden ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarını tanımlamak için kullanılan etkin potansiyelde deforme edilmeli yani yayınlanan alfa parçacığıyla kız çekirdeğin simetri eksenini arasındaki açığa bağlı olmalıdır (Bohr ve Mottelson, 1975; Lovas, 1998). Çekirdeklerin alfa bozunumunun yarılanma sürelerinin hesaplanmasında, potansiyel alan yaklaşımından farklı olarak kullanılan ampirik metotlar da yapı hakkındaki bilgilerimizi artırıcı niteliktedir. Bu tür çalışmalarda, genellikle ağır çekirdeklerin alfa bozunma yarılanma süreleri için ampirik bir formül geliştirerek deneysel dataları sistematik bir şekilde incelenmektedir (Santhosh vd., 2010; Xu vd., 2008; Santhosh vd., 2008). Genellikle nükleer reaksiyon teorilerinin amacı deneysel tesir kesitlerini en iyi açıklayan fenomenolojik veya mikroskobik potansiyel setlerini ortaya çıkarmaktır. Diğer taraftan, literatürde ikili kümelenme modeli nükleer reaksiyonlarla özellikle de elastik saçılma reaksiyonlarıyla birleştirilmiş ve nükleer yapıya uygulanmıştır (Michel vd., 1988; Balantekin ve Takigawa, 1998). Bu çalışmalarda, sistematik olarak alfa-çekirdek reaksiyonlarının farklı gelme enerjilerinde tesir kesitlerinin açısız dağılımları elde edilmiş ve daha sonra bu elde edilen tesir kesitlerini en iyi açıklayan optik model potansiyel parametreleri belirlenmesi yolu izlenmiştir. Daha sonra ise bu potansiyelin oluşturabildiği rezonans durumlarının bilinen bant yapılarını ne derece ürettiğinin incelenmesi yapılmıştır. F. Michel ve arkadaşları (Michel vd., 1988) $\alpha+^{16}\text{O}$ elastik saçılmasının optik model tanımlanmasını yapmışlar ve elde edilen optik potansiyel ile çekirdeğindeki alfa-kümelenme yapısını araştırmışlardır. $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)$ elastik saçılması açısız dağılımları bazı gelme enerjileri için deneysel olarak ölçülmüş ve bu değerlerle önceki bazı enerjilerde yapılan ölçümler birleştirilerek genel bir optik model analizi yapılmıştır. Elde edilen potansiyelin bağlı ya da yarı bağlı durum enerji değerleri, ^{20}Ne deneysel bantlarıyla uyumlu olduğu gösterilmiştir.

Son yıllarda, ^{20}Ne ve ^{44}Ti ' un küme yapılarını incelemek amacıyla optik model potansiyeli şeklinde DF(double-folding) potansiyeliyle $\alpha+^{16}\text{O}$ ve $\alpha+^{40}\text{Ca}$ ' un elastik saçılma verilerinin $E_{\text{lab}}=32.2-146$ MeV ve $E_{\text{lab}}=24.1-49.5$ MeV olarak analiz edildi (Koyuncu vd., 2017).

Alfa kümeleme kavramı, nükleer reaksiyonlar ve nükleer yapının birçok uygulamasında bulunmuştur (Hodgson, 1995). Nükleer maddenin özelliklerinin hesaplanması, yoğunluk merkezi nükleer yoğunluğundan biraz daha düşük olduğunda, alfa parçacıklarına yoğunlaşmanın gerçekleştiğini göstermektedir; bu da nükleer yüzeyde alfa kümelenmesinin tercih edildiğini düşündürmektedir. Bu, artık niceliksel olarak başarılı olan alfa bozunumunun bir açıklaması sağlar (Hodgson, 1995). Alfa parçacığının ortalama alanı kavramı, alfa-parçacık bağlı ve bağlanmamış durumlar ile alfa-transfer reaksiyonları ve alfa-parçacıkların çekirdeklerle saçılması arasında yaygın olarak kullanılmaktadır. Alfa-⁴⁰Ca potansiyelini kullanarak ⁴⁴Ti yapısının analizi özellikle başarılı olmuştur (Hodgson, 1995).

Düşük enerjili faz kaymalarına uyan birkaç fenomenolojik alfa-alfa etkileşimi vardır ve bunlar özellikle 2N proton ve 2N nötronlardan oluşan hafif çekirdeklerin yapısını hesaplamak için kullanılır. Bu gibi çekirdeklerin birçoğunun uyarılmış durumları bu şekilde incelenebilir ve özellikle ilginç bir sınıf alfa parçacıklarının doğrusal bir zincirinden oluştuğu deneysel olarak tespit edilmiştir (Hodgson, 1995).

BÖLÜM V

^{44,48,52}Ti ÇEKİRDEKLERİ İÇİN HESAPLAMALAR VE BULGULAR

5.1 ^{44,48,52}Ti İçin Elde Edilen Uyarılma Enerjileri

⁴⁴Ti, ⁴⁸Ti ve ⁵²Ti kümelenme yapılarının incelenmesi için daha önceki bölümlerde bahsedildiği gibi öncelikle; $\alpha + ^{40}\text{Ca}$, $\alpha + ^{44}\text{Ca}$ ve $\alpha + ^{48}\text{Ca}$ arasındaki hem mikroskobik DF potansiyeli hem de fenomenolojik Cosh, WS2 ve mWS potansiyelleri (Buck vd., 1995) kullanıldı. Bu 4 farklı potansiyel kullanarak G=12,13,14,15,16 global kuantum sayıları için $\alpha + ^{40}\text{Ca}$, $\alpha + ^{44}\text{Ca}$, $\alpha + ^{48}\text{Ca}$ küme sistemleri ile ^{44,48,52}Ti izotoplarının uyarılma enerjileri hesaplandı. Burada, $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ sisteminin Q-değeri 5,127 MeV, $\alpha + ^{44}\text{Ca}$ sisteminin Q-değeri 9,444 MeV ve $\alpha + ^{48}\text{Ca}$ sisteminin Q-değeri 7,626 MeV' dir. Deneysel olarak literatürde iyi bilinen ⁴⁴Ti' un 2⁺ durumu= 1,083 MeV' dir (Belgya, 2016). Buna göre $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ sisteminin tüm parametreleri normalize edildi. ⁴⁸Ti' un 2⁺ durumu= 0,983 MeV'e göre $\alpha + ^{44}\text{Ca}$ sisteminin tüm parametreleri için normalize edildi ve ayrıca literatürde deneysel değeri bulunmayan ⁵²Ti' unun 2⁺ durumu= 1,056 MeV' e göre $\alpha + ^{48}\text{Ca}$ sisteminin tüm parametreleri için normalize edildi. Bu değerler için; Fortran tabanlı çalışan, çekirdeklerin uyarılma enerjileri hesabı için kullanılan, Gamow adlı kod yardımı ile her bir izotop için; V_0 , r_0 , a değerlerini normalize ederek $Q+E_L=E_X$ uyarılma enerjilerini 4 farklı potansiyelin her biri için, G=12,13,14,15,16 global kuantum sayıları için hesaplandı. Aşağıda sırasıyla her bir çekirdek için gerçekleştirilen hesaplamalarda detaylıca elde edilen sonuçlar aşamalı olarak verilmiştir. Deneysel uyarılma enerjileri (Belgya vd., 2016) çalışmasından alınmıştır.

⁴⁴Ti Çekirdeğinin uyarılma enerjileri

⁴⁴Ti için G=12 için 2⁺ durumu= 1,083 MeV deneysel sonucunu (Belgya, 2016) ve bu sonucu en iyi veren potansiyel parametrelerini fit ettik. Bu fit sonucunda elde ettiğimiz Gamow kodu ile elde ettiğimiz Cosh, WS2, mWS ve DF parametreleri ve bu parametrelerden elde ettiğimiz uyarılma enerjileri aşağıdaki gibidir.

Cosh potansiyel parametreleri; $V_0=164,578$ MeV, $r=1,130$ fm ve $a=0,75$ fm' dir.

WS2 potansiyel parametreleri; $V_0=195,5$ MeV, $r=1,3180$ fm ve $a=1,285$ fm' dir.

mWS potansiyel parametreleri; $V_0=250,0$ MeV, $r =1,250$ fm, $a=0,752$ fm ve hibrit potansiyel formüldeki bir sabit olan $x=0,31$ ' dir. ^{44}Ti için deneysel uyarılma enerjileri (Belgys, 2016) çalışmasından alınmıştır.

Çizelge 5.1. ^{44}Ti için $G=12,14$ Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

		Uyarılma enerjileri(E_x) MeV				
		Durum	Cosh	DF	WS-2	mWS
G=12	0 ⁺	0,908	0,610	0,574	0,300	0,0
	2 ⁺	1,082	1,086	1,081	1,080	1,083
	4 ⁺	1,455	2,210	2,141	2,391	2,454
	6 ⁺	1,957	4,090	3,723	4,184	4,015
	8 ⁺	2,471	6,519	5,817	6,33	6,508
	10 ⁺	2,833	9,792	8,417	8,686	7,671
	12 ⁺	2,831	17,216	11,499	10,896	8,039
			Uyarılma enerjileri(E_x) MeV			
G=14	Durum	Cosh	DF	WS-2	mWS	Deneysel
	0 ⁺	11,842	10,943	11,406	11,038	...
	2 ⁺	12,382	11,330	12019	11,659	...
	4 ⁺	13,650	14,097	13,372	13,059	...
	6 ⁺	15,632	14,410	15,554	15,273	...
	8 ⁺	18,236	19,100	18,537	18,328	...
	10 ⁺	21,248	23,542	22,238	22,159	...
	12 ⁺	24,301	28,647	27,043	26,551	...
	14 ⁺	26,995	35,151	3,448	43, 251	...

Çizelge 5.1' de görülebileceği gibi; ^{44}Ti için $G=12$ global kuantum sayılarında pozitif paritelerde deneysel uyarılma enerjilerine daha yakın uyarılma enerjileri veren potansiyel seti mWS' dir. Çizelge 5.1' de ayrıca $G=14$ global kuantum sayılarında pozitif pariteler için elde edilen uyarılma enerjileri verilmiştir.

Çizelge 5.2. ^{44}Ti çekirdeği $G=13,15$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(E_x) MeV					
	Durum	Cosh	DF	WS-2	mWS	Deneysel
G=13	1 ⁻	8,046	7,586	7,463	7,211	6,25
	3 ⁻	8,623	8,458	8,346	8,259	9,46
	5 ⁻	9,616	10,128	9,871	9,965	11,95
	7 ⁻	10,935	12,535	12,037	12,261	---
	9 ⁻	12,447	15,779	14,845	15,051	---
	11 ⁻	13,877	19,919	18,284	18,147	---
	13 ⁻	15,023	24,997	22,323	21,129	---
	G=15	Uyarılma enerjileri(E_x) MeV				
Durum		Cosh	DF	WS-2	mWS	Deneysel
1 ⁻		11,659	15,024	12,870	12,458	...
3 ⁻		13,059	15,744	14,034	13,513	...
5 ⁻		15,273	20,070	16,231	15,535	...
7 ⁻		18,328	21,862	19,379	18,632	...
9 ⁻		22,159	24,554	23,491	22,807	...
11 ⁻		26,551	31,094	28,547	27,925	...
13 ⁻		31,05	35,663	34,551	33,783	...
15 ⁻	38,490	44,704	41,564	40,063	...	

Çizelge 5.2' de görülebileceği gibi; ^{44}Ti için $G=13$ global kuantum sayılarında negatif 3 paritede deneysel uyarılma enerjileri mevcuttur ve bu uyarılma enerjilerine daha yakın uyarılma enerjileri veren potansiyel seti WS2' dir. Ayrıca $G=15$ global kuantum sayılarında negatif pariteler için uyarılma enerjileri verilmiştir. Bunun $G=16$ için sonuçlar Çizelge 5.3' de verilmiştir.

Çizelge 5.3. ^{44}Ti çekirdeği $G=16$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(E_x) MeV				
	Durum	Cosh	DF	WS-2	mWS
G=16	0+	16.394	16.378	23.414	40.464
	2+	19.278	20.823	17.224	18.303
	4+	21.563	21.667	19.643	19.699
	6+	25.760	23.061	23.838	20.566
	8+	22.309	29.237	22.917	22.252
	10+	29.781	37.510	30.276	26.474
	12+	34.836	40.735	33.952	33.590
	14+	41.866	21.856	41.708	40.719
	16+	49.184	59.349	50.049	48.551

⁴⁸Ti Çekirdeğinin uyarılma enerjileri

⁴⁸Ti çekirdeğinin deneysel uyarılma enerjisi sadece G=12' nin ilk üç durumu için vardır. Deneysel olarak 2⁺ durumu= 0,983 MeV' dir (Belgya, 2016). ⁴⁸Ti' u Cosh, WS2, mWS ve DF potansiyellerini G=12 için 2⁺ durumu= 0,983 MeV' de fit ettik. ⁴⁸Ti çekirdeği için Gamow kodu ile elde ettiğimiz potansiyel parametreleri ve bu parametreler sonucunda bulduğumuz uyarılma enerjileri aşağıdaki gibidir.

Cosh potansiyel parametreleri; V₀=169,890 MeV, r =0,7469 fm ve a=1.56 fm' dir.

WS2 potansiyel parametreleri; V₀=182,0001 MeV, r =0,37225 fm ve a=1,31 fm' dir.

mWS potansiyel parametreleri; V₀=238,198 MeV, r =1,283 fm, a=0,73 fm ve hibrit potansiyel formüldeki bir sabit olan x=0,31' dir. ⁴⁸Ti için deneysel uyarılma enerjileri (Belgya, 2016)' dan alınmıştır.

Çizelge 5.4. ⁴⁸Ti çekirdeği G=12,14 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

		Uyarılma enerjileri(E _x) MeV						
		Durum	Cosh	DF	WS-2	mWS	Deneysel	
G=12	0 ⁺	0.441	1,026	0,61	0,409	0		
	2 ⁺	0,98	0,984	0,984	1,021	0,983		
	4 ⁺	2,237	1,028	1,741	2,138	2,295		
	6 ⁺	4,248	1,103	2,849	3,61	---		
	8 ⁺	7,067	1,204	4,29	5,316	---		
	10 ⁺	10,797	1,292	6,049	7,068	---		
	12 ⁺	15,595	1,42	8,1	8,616	---		
	G=14	Uyarılma enerjileri(E _x) MeV						
Uyarılma enerjileri(E _x) MeV								
		Durum	Cosh	DF	WS-2	mWS	Deneysel	
0 ⁺		9,553	...	13,301	13,201	...		
2 ⁺		10,042	...	13,774	13,802	...		
4 ⁺		11,189	...	14,824	15,059	...		
6 ⁺		13,014	...	16,449	16,933	...		
8 ⁺		15,549	...	18,645	18,378	...		
10 ⁺		18,842	...	21,385	22,306	...		
12 ⁺	23,113	...	24,619	25,433	...			
14 ⁺	28,806	...	28,297	28,382	...			

Çizelge 5.4' de görülebileceği gibi; ⁴⁸Ti için G=12 global kuantum sayılarında pozitif 3 paritede deneysel uyarılma enerjileri mevcuttur ve bu uyarılma enerjilerine daha yakın

sonuç veren potansiyel seti Cosh' dur. WS2,m WS ve Cosh potansiyelleri ile sonuç elde ettiğimiz halde DF potansiyeliyle ⁴⁸Ti çekirdeğinde G=14' de sonuç elde edilememiştir. ⁴⁸Ti için eşik enerjisinden daha büyük değere sahip olan durumlar uyarılmış diğer durumlar ise bağlı durumlardır. G=13,15,16 için sonuçlar sırasıyla çizelge 5.5 ve çizelge 5.6'de verilmiştir.

Çizelge 5.5. ⁴⁸Ti çekirdeği G=13,15 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV			
	Durum	Cosh	WS-2	mWS
G=13	1-	5.684	7.900	7.885
	3-	6.551	10.322	8.809
	5-	8.131	9.689	10.254
	7-	10.462	11.252	12.121
	9-	13.612	13.238	14.285
	11-	17.690	15.627	16.554
	13-	22.921	18.390	18.638
	G=15	Uyarılma enerjisi(Ex) MeV		
Durum		Cosh	WS-2	mWS
1-		11.282	16.340	16.147
3-		13.284	17.231	17.089
5-		14.536	18.851	18.809
7-		16.371	21.219	21.355
9-		18.922	24.327	24.715
11-		22.433	28.145	28.770
13-		27.296	32.609	33.254
15-		39.688	37.607	37.655

Çizelge 5.6. ⁴⁸Ti çekirdekleri G=16 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV			
	Durum	Cosh	WS-2	mWS
G=16	0+	8.310	16.679	16.059
	2+	-1.972	17.893	16.281
	4+	10.952	18.367	20.220
	6+	16.348	22.084	21.235
	8+	18.328	24.829	25.152
	10+	23.224	28.991	28.975
	12+	27.999	33.919	34.344
	14+	33.551	39.609	40.218
	16+	46.350	46.107	46.239

⁵²Ti Çekirdeğinin uyarılma enerjileri

⁵²Ti için literatürde deneysel uyarılma enerjileri mevcut değildir. Bundan dolayı ⁵²Ti'un bulduğumuz değerlerini herhangi bir deneysel değere fit edilemedi ve ayrıca DF potansiyeli içinde uyarılma enerjisini hesaplanamadı. Gamow kodu ile ⁵²Ti için elde ettiğimiz potansiyel parametreleri ve bu potansiyel parametreleri ile bulunan uyarılma enerjileri aşağıdaki gibidir.

Cosh potansiyel parametreleri; $V_0=150,0$ MeV, $r=0,950$ fm ve $a=1,394$ fm' dir.

WS2 potansiyel parametreleri; $V_0=240,0$ MeV, $r=1,099$ fm ve $a=1,1$ fm' dir.

WS3 potansiyel parametreleri; $V_0=260,0$ MeV, $r=0,858$ fm, $a=1,39$ fm ve hibrit potansiyel formüldeki bir sabit olan $x=0,31$ ' dir.

Çizelge 5.7. ⁵²Ti çekirdeği G=12,14 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV			
	Durum	Cosh	WS-2	mWS
G=12	0+	0.613	0.433	0.415
	2+	1.022	1.038	1.054
	4+	1.987	2.295	2.349
	6+	3.531	4.160	4.251
	8+	5.726	6.603	6.780
	10+	8.636	9.582	10.002
	G=14	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV		
Durum		Cosh	WS-2	mWS
0+		9.344	14.677	16.060
2+		9.758	15.406	16.349
4+		10.735	17.098	17.070
6+		12.309	19.800	20.515
8+		14.527	23.538	24.534
10+		17.501	28.295	32.498
12+		21.418	33.973	45.806
14+	26.568	40.356	43.289	

⁵²Ti için tüm sonuçlar sırasıyla çizelge 5.7-5.8-5.9' da verilmiştir.

Çizelge 5.8. ^{52}Ti çekirdeği $G=13,15$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV				
	Durum	Cosh	WS-2	mWS	
G=13	1-	5.657	9.894	4.246	
	3-	6.365	10.475	5.133	
	5-	7.651	12.339	6.598	
	7-	9.565	14.974	8.628	
	9-	12.177	18.356	11.254	
	11-	15.594	22.424	14.529	
	13-	20.005	27.081	18.560	
	G=15	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV			
		Durum	Cosh	WS-2	mWS
1-		11.890	16.622	17.303	
3-		12.500	16.716	20.336	
5-		13.639	20.883	24.178	
7-		15.390	24.674	28.585	
9-		17.894	30.090	33.612	
11-		21.347	36.355	47.368	
13-		26.007	43.852	53.162	
15-		32.142	52.428	42.232	

Çizelge 5.9. ^{52}Ti çekirdeği $G=16$ için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen uyarılma enerjileri

	Uyarılma enerjileri(Ex) MeV			
	Durum	Cosh	WS-2	mWS
G=16	0+	-2.693	20.166	21.093
	2+	8.438	23.231	21.578
	4+	13.816	25.064	25.296
	6+	15.219	28.819	29.661
	8+	17.337	34.838	34.498
	10+	21.413	40.813	44.598
	12+	26.097	44.018	71.435
	14+	31.263	53.099	61.362
	16+	37.393	63.596	52.630

5.2 $^{44,48,52}\text{Ti}$ için α -Bozunum Genişlikleri

$^{44,48,52}\text{Ti}$ 'un $G=12,13,14,15,16$ global kuantum sayıları için Cosh, DF ve WS2 potansiyellerini kullanarak Gamow ile uyarılma enerji ve alfa bozunum genişliklerini

hesapladık. WKB yarı klasik yaklaşımı için geliştirilen Mathematica kodunu kullanarak, ile alfa bozunum genişliği hesabını yaptık ve elde edilen sonuçlar ^{44,48,52}Ti için çizelge 5.2.2- 5.2.3- 5.2.4- 5.2.5' de verilmiştir. Gamow' dan elde edilen uyarılma enejisi $E = E_x + i \frac{\Gamma}{2}$ 'idi. Burada Γ bozunum genişliğini ifade eder. $\Gamma \times 2000$ ile sonuçları keV cinsinden elde ettik.

⁴⁴Ti Sonuçları

Çizelge 5.2.1. ⁴⁴Ti çekirdekleri G=12 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=12	0 ⁺	0,0	0,0	0,0	8,5E-10	...	2,4E-9
	2 ⁺	0,0	0,0	0,0	2,1E-10	...	9,4E-10
	4 ⁺	0,0	0,0	0,0	8,6E-10	...	1,7E-12
	6 ⁺	0,0	0,0	0,0	5,1E-11	...	1,0E-17
	8 ⁺	0,0	0,004	0,002	9,7E-12	...	1,1E-30
	10 ⁺	0,0	0,0	0,004	4,3E-13	...	1,4E-11
	12 ⁺	0,0	0,0	0,006	6,6E-13	6,2E-20	1,1E-8

Çizelge 5.2.' de ⁴⁴Ti için; G=12 global kuantum sayısının pozitif paritelerinde α -bozunum genişliğini en iyi veren potansiyeller uyarılma enerjisini en iyi veren potansiyellerdir. Tabloya baktığımızda uyarılmış durumlar ve bağlı durumlar görülmektedir.

Çizelge 5.2.2 ⁴⁴Ti çekirdekleri G=13 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=13	1 ⁻	0,0	0,01	0,002	0,002	...	0,00002
	3 ⁻	0,008	3,1	0,004	0,009	...	0,002
	5 ⁻	0,03	4,0	0,1	0,026	...	0,1
	7 ⁻	0,02	4,8	0,6	0,023
	9 ⁻	0,006	235,6	1,2	0,005	...	1,01
	11 ⁻	0,0	4,2	0,7	0,0002	...	0,7
	13 ⁻	0,002	1,4	0,1	420,1

Çizelge 5.2.3. ^{44}Ti çekirdekleri G=14 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=14	0 ⁺	898,3	537,2	544,4	753,8	...	556,1
	2 ⁺	918,0	624,8	632,9	777,3	...	613,5
	4 ⁺	899,3	1926,4	772,0	749,4	...	624,6
	6 ⁺	744,7	0,0	871,9	459,4	...	624,7
	8 ⁺	441,2	590,0	829,6	589,1	...	834,2
	10 ⁺	142,2	735,2	610,3	152,2	...	598,0
	12 ⁺	16,1	396,2	297,6	15,0	...	310,8
	14 ⁺	0,3	182,8	66,1	807,4	...	59,8

Çizelge 5.2.4. ^{44}Ti çekirdekleri G=15 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=15	1 ⁻	521,1	1123,6	5152,0	595,8	...	1100,8
	3 ⁻	764,6	1221,7	5522,0	945,8	...	1211,2
	5 ⁻	1009,2	2425,8	5992,0	1189,7	...	1373,6
	7 ⁻	1072,0	2278,9	6176,8	1386,1	...	1533,0
	9 ⁻	816,0	2123,9	4769,5	1484,6	...	1695,2
	11 ⁻	348,0	3318,2	4501,3	707,2	...	1807,3
	13 ⁻	44,9	2168,7	2821,3	886,1	...	1767,0
	15 ⁻	75,0	1491,2	1069,5	989,9

Çizelge 5.2.5. ^{44}Ti çekirdekleri G=16 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=16	0 ⁺	10516,0	2,0	44,1	1559,3	...	1284,4
	2 ⁺	11202,0	2872,0	10984,0	1764,6	...	1114,8
	4 ⁺	13456,0	2905,6	12192,0	1934,9	1797,6	1728,8
	6 ⁺	14896,0	2974,3	7814,0	1092,8	1873,1	1971,6
	8 ⁺	0,0	4201,0	0,0	1782,4	...	1830,2
	10 ⁺	12934,0	3533,8	13772,0	2301,3	...	2163,1
	12 ⁺	9166,0	3449,7	12142,0	2357,3	...	2158,5
	14 ⁺	4508,0	2419,8	8630,0	2630,8
	16 ⁺	1058,0	4994,4	4100,0	1851,2

⁴⁸Ti Sonuçları

Çizelge 5.2.6-5.10' da ⁴⁸Ti çekirdeği için WKB ve Gamow ile edilen bozunma genişliklerinin karşılaştırılmaları olarak verilmiştir.

Çizelge 5.2.6. ⁴⁸Ti çekirdeği G=12 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=12	0+	0,0	0,0	0,0	7,8E-6	5,7E-5	2,2E-7
	2+	0,0	0,0	0,0	1,3E-7	2,2E-5	6,8E-7
	4+	0,0	0,0	0,0	8,9E-7	2,5E-4	5,1E-7
	6+	0,0	0,0	0,0	6,6E-9	1,4E-5	1,5E-8
	8+	0,0	0,0	0,0	3,1E-13	1,3E-5	3,6E-9
	10+	0,002	0,0	0,0	4,3E-20	4,1E-5	2,5E-11
	12+	0,006	0,0	0,0	...	5,2E-5	3,2E-18

Çizelge 5.2.7. ⁴⁸Ti çekirdekleri G=13 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=13	1 ⁻	0,0	...	0,0	2,2E-10	...	4,2E-16
	3 ⁻	0,0	...	0,0	1,3E-12	...	1,7E-19
	5 ⁻	0,0	...	0,0	3,9E-18	...	1,0E-52
	7 ⁻	0,0	...	0,0	2,5E-19	...	4,3E-13
	9 ⁻	0,0	...	0,004	0,0001	...	8,7E-8
	11 ⁻	0,4	...	0,0	0,3	...	2,8E-6
	13 ⁻	12,03	...	0,008	1175,2

Çizelge 5.2.8. ⁴⁸Ti çekirdekleri G=14 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=14	0 ⁺	0,004	...	1,04	1,0E-80	...	1,0
	2 ⁺	0,001	...	3,02	2,6E-24	...	3,0
	4 ⁺	0,004	...	8,00	3,8E-8	...	9,02
	6 ⁺	0,02	...	16,02	0,02	...	16,09
	8 ⁺	7,03	...	17,08	7,0
	10 ⁺	129,2	...	11,0	142,4
	12 ⁺	536,8	...	3,04	3,02
	14 ⁺	984,0	...	0,4	0,3

Çizelge 5.2.9. ⁴⁸Ti çekirdekleri G=15 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=15	1 ⁻	0,0	...	1520,5	8,3E-6	...	902,3
	3 ⁻	13,1	...	1665,8	13,09	...	973,5
	5 ⁻	104,3	...	1786,1	548,6	...	1075,9
	7 ⁻	453,5	...	1746,7	399,7	...	1165,4
	9 ⁻	1234,8	...	1461,0	693,3
	11 ⁻	2507,3	...	957,6	877,6
	13 ⁻	4037,7	...	412,1
	15 ⁻	10864,0	...	76,5

Çizelge 5.2.10. ⁴⁸Ti çekirdekleri G=16 için Cosh, DF ve WS2 potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=16	0 ⁺	0,0	...	6997,7	2,5E-1	...	1034,5
	2 ⁺	0,0	...	8377,4	5,0E-7	...	1156,4
	4 ⁺	0,0	...	7398,2	1,5E-9	...	1133,3
	6 ⁺	2045,6	...	8928,6	627,3	...	1472,7
	8 ⁺	3483,1	...	8125,9	731,3
	10 ⁺	6999,5	...	6846,4	3,8E12
	12 ⁺	8113,1	...	5074,2	1,6E20
	14 ⁺	8914,7	...	2946,4
	16 ⁺	12607,8	...	998,7

⁵²Ti İçin Sonuçları

Çizelge 5.2.11- 5.2.12- 5.2.13- 5.2.14- 5.2.15-5.2.16' da ⁵²Ti çekirdeğinin, WKB ile elde edilen tüm bozunum genişliği sonuçları ve bunların Gamow' da elde edilen bozunum genişliği sonuçları ile kıyaslanması sunulmaktadır.

Çizelge 5.2.11. ⁵²Ti çekirdekleri G=12 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=12	0 ⁺	0,0	...	0,0	1692,4	...	3,6E-7
	2 ⁺	0,0	...	0,0	1694,6	...	1.1E-8
	4 ⁺	0,0	...	0,0	1706,9	...	7,2E-9
	6 ⁺	0,0	...	0,0	1723,5	...	4,7E-11
	8 ⁺	0,0	...	0,0	1,2E-15	...	8.9E-20
	10 ⁺	0,004	...	0,002	6,5E-26	...	2,7E-19
	12 ⁺	0,002	...	0,006	9,0E-9	...	9,7E-12

Çizelge 5.2.12. ⁵²Ti çekirdekleri G=13 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=13	1 ⁻	0,0	...	0,0	1381,8	...	1,0E-6
	3 ⁻	0,0	...	0,002	8,5E8	...	0,00002
	5 ⁻	0,0	...	0,01	1388,5	...	1,0
	7 ⁻	0,002	...	0,1	9,8E-11	...	0,1
	9 ⁻	0,0	...	0,4	0,0003	...	0,4
	11 ⁻	0,07	...	0,2	0,07	...	0,2
	13 ⁻	0,7	...	0,05	0,5	...	0,04

Çizelge 5.2.13. ^{52}Ti çekirdekleri G=14 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=14	0 ⁺	0,0	...	542,8	1012,9	...	624,1
	2 ⁺	0,004	...	644,6	1008,2	...	709,4
	4 ⁺	0,02	...	803,1	993,4	...	1145,4
	6 ⁺	1,5	...	903,0	979,1	...	1290,7
	8 ⁺	23,0	...	831,8	23,08	...	1617,6
	10 ⁺	107,5	...	568,5	116,3	...	2047,7
	12 ⁺	241,4	...	238,6	262,6	...	2510,2
	14 ⁺	290,9	...	39,8	297,9	...	2956,4

Çizelge 5.2.14 ^{52}Ti çekirdekleri G=15 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=15	1 ⁻	114,6	...	6021,7	524,5	...	1389,4
	3 ⁻	209,6	...	5598,4	470,2	...	1140,8
	5 ⁻	438,5	...	7138,9	377,0	...	1756,7
	7 ⁻	856,0	...	7425,0	661,4	...	1892,1
	9 ⁻	1471,4	...	6556,0	778,6	...	2178,0
	11 ⁻	2185,8	...	5019,8	928,7	...	2280,8
	13 ⁻	2702,2	...	2951,3	1099,6	...	2,,6E7
	15 ⁻	2381,9	...	947,9	2121,0

Çizelge 5.2.15 ^{52}Ti çekirdekleri G=16 için Cosh, DF, WS2 ve mWS potansiyelleri ile elde edilen bozunum genişlikleri (keV)

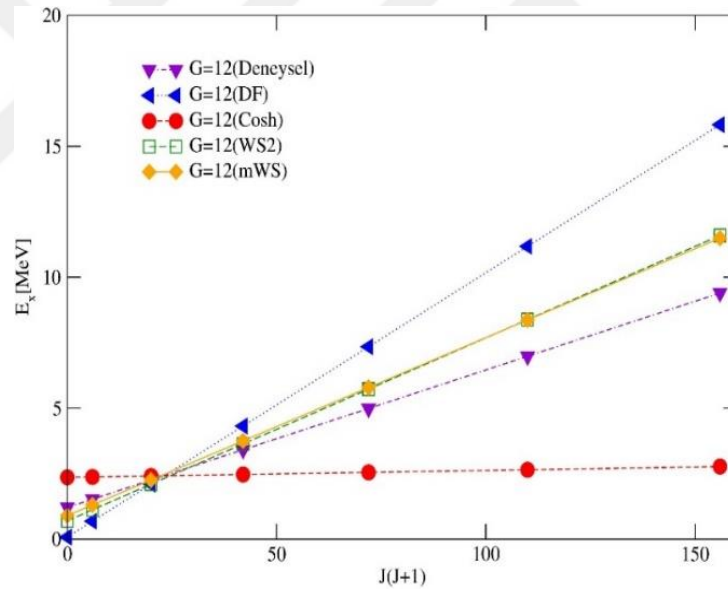
	Gamow			WKB			
	Durum	Cosh	DF	WS-2	Cosh	DF	WS-2
G=16	0 ⁺	0,0	...	11336,0	1596,8	...	1632,1
	2 ⁺	0,0	...	10895,4	1139,2
	4 ⁺	2318,1	...	12159,3	604,0	1797,6	2218,5
	6 ⁺	3211,3	...	15451,0	721,0	1873,1	...
	8 ⁺	4884,5	...	14158,6	832,8	...	2666,5
	10 ⁺	7431,8	...	15790,7	1077,1	...	2769,2
	12 ⁺	8765,7	...	13172,4	8,6E9
	14 ⁺	9586,7	...	9807,4
	16 ⁺	6446,2	...	4307,5

Elde etmiş olduğumuz bozunma geniliklerinin deneysel verilerinin analizini yapmak için önemli olacaktır. Çünkü TTIK ile elde edilen spektrumunda hem α -bozunumu hemde n-bozunumundan gelen piklerin olması mümkündür. Elde edilen bu sonuçlar; hangi bozunumun dominant olduğunun anlaşılmasına ışık tutabilir.

5.3 $^{44,48,52}\text{Ti}$ ' un Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e Karşı Değişimi

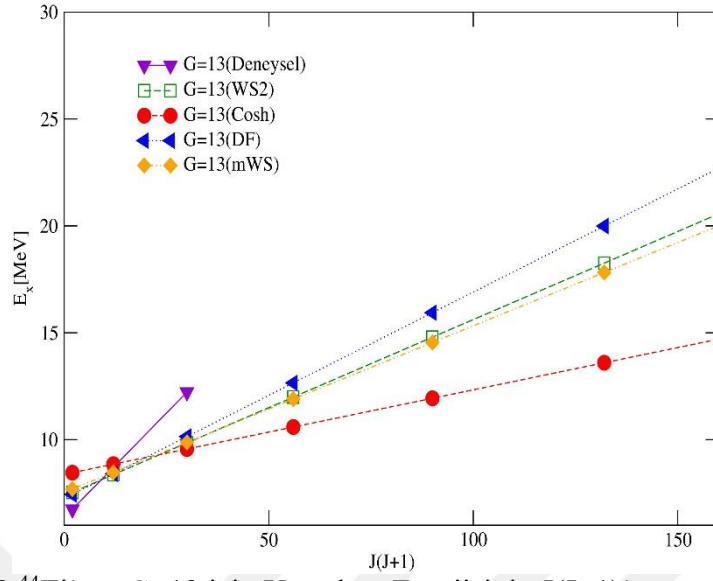
Gamow kodu ile elde ettiğimiz $^{44,48,52}\text{Ti}$ ' un uyarılma enerjilerinin $J(J+1)$ ' e karşı grafiklerini, her bir Titanyum izotopunun $G=12,13,14,15,16$ global kuantum sayısı için ayrı ayrı grafiklerini Xmgrace adlı grafik programı ile çizdik ve uyarılma enerjilerini literatürdeki deneysel enerji datalarına göre en iyi veren potansiyelleri ortaya çıkardık.

5.3.1 ^{44}Ti ' un Uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi



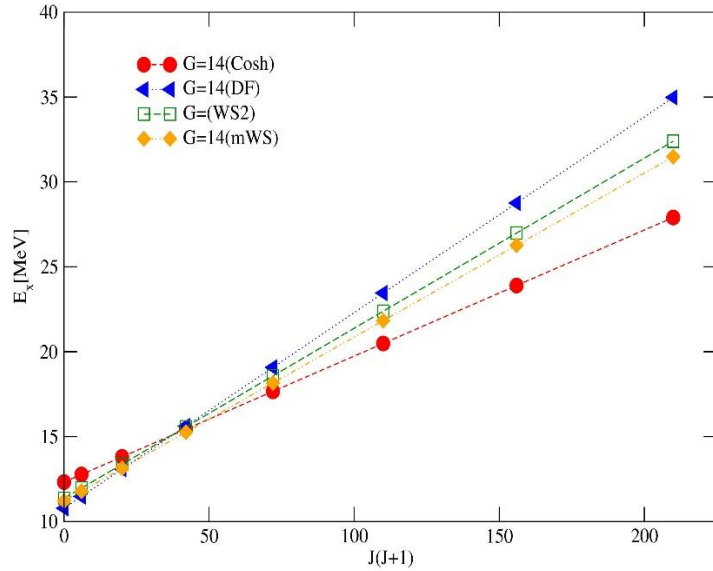
Şekil 5.1. ^{44}Ti ' un $G=12$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

Şekil 5.1.'e göre literatürdeki, ^{44}Ti ' un $G=12$ için uyarılma enerjilerini en yakın datalar WS2 ve m WS'a aittir. Bu yüzden bu global kuantum sayısı için rotasyonel enerji band oluşumunu en iyi sağlayan potansiyellerin fenomenolojik potansiyeller olduğu ve mikroskobik potansiyellerin bu sonuçları üretmediği söylenebilir.

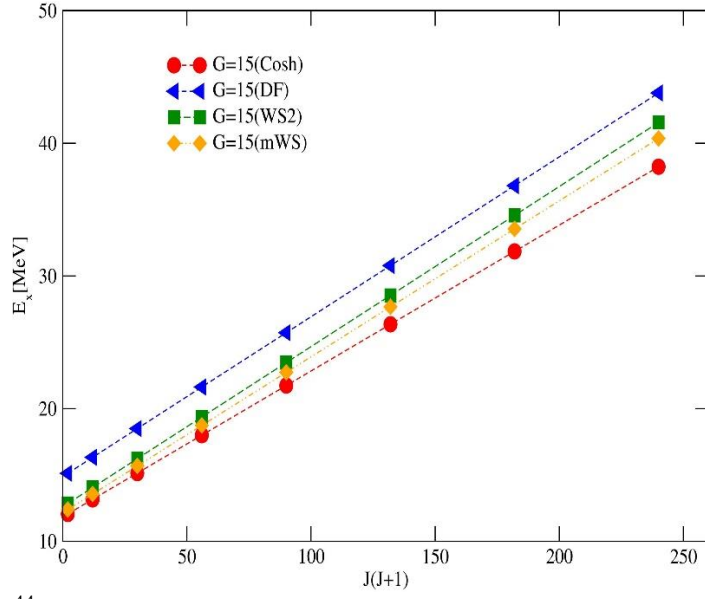


Şekil 5.2 ^{44}Ti ' un $G=13$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

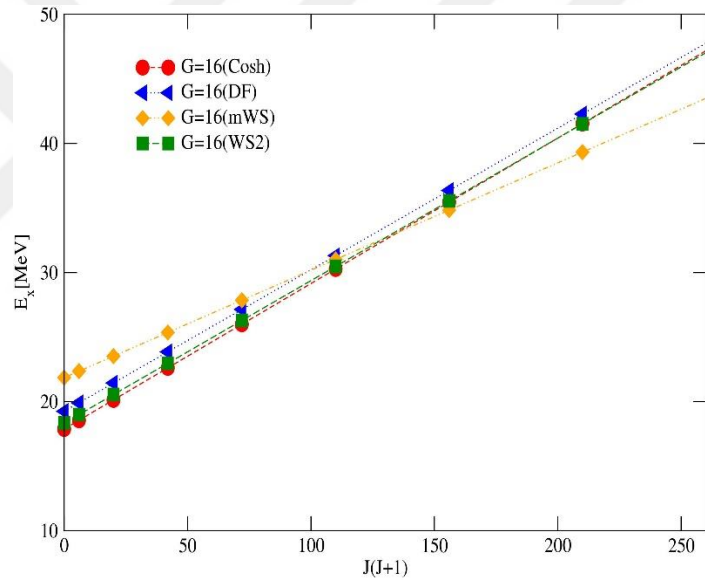
Bu grafiğe göre literatürdeki, ^{44}Ti ' un $G=13$ global kuantum sayısı için sadece üç paritede enerji dataları vardır ve bu datalara göre uyarılma enerjilerine en yakın datalar WS2 ve m WS'a aittir. Bu yüzden bu global kuantum sayısı için rotasyonel enerji band oluşumunu en iyi sağlayan potansiyeller bunlar olduğu söylenebilir.



Şekil 5.3 ^{44}Ti ' un $G=14$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

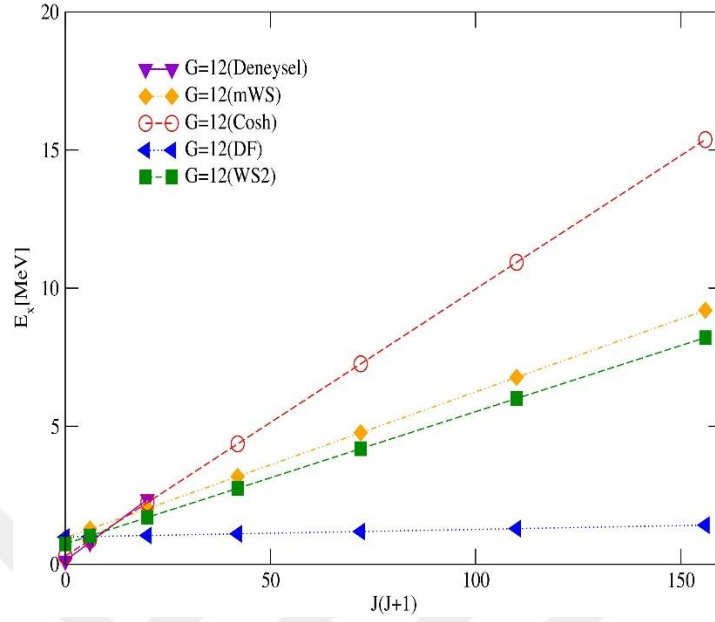


Şekil 5.4 ^{44}Ti ' un $G=15$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi



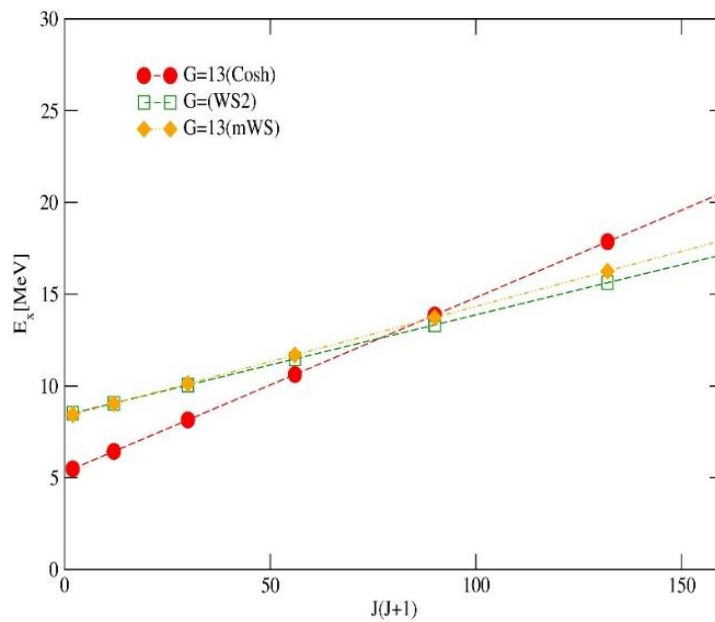
Şekil 5.5 ^{44}Ti ' un $G=16$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

5.3.2 ^{48}Ti ' un Uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi

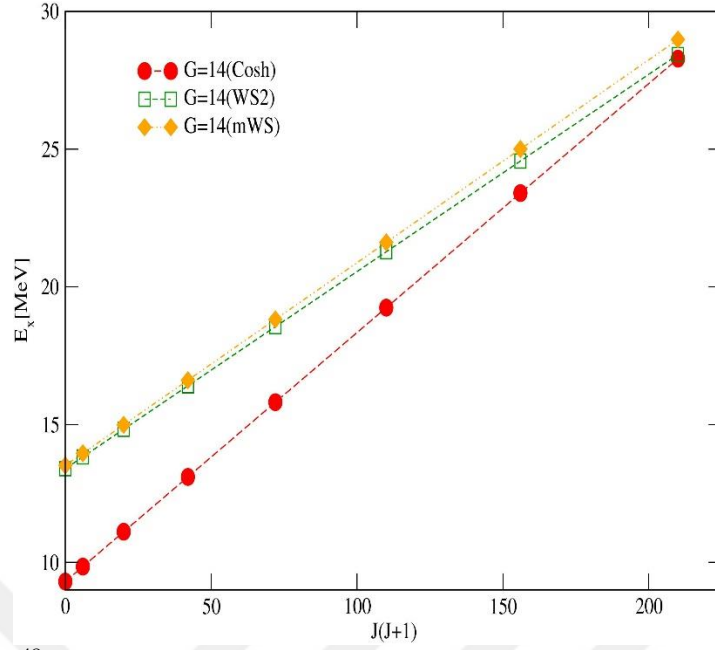


Şekil 5.6 ^{48}Ti ' un $G=12$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

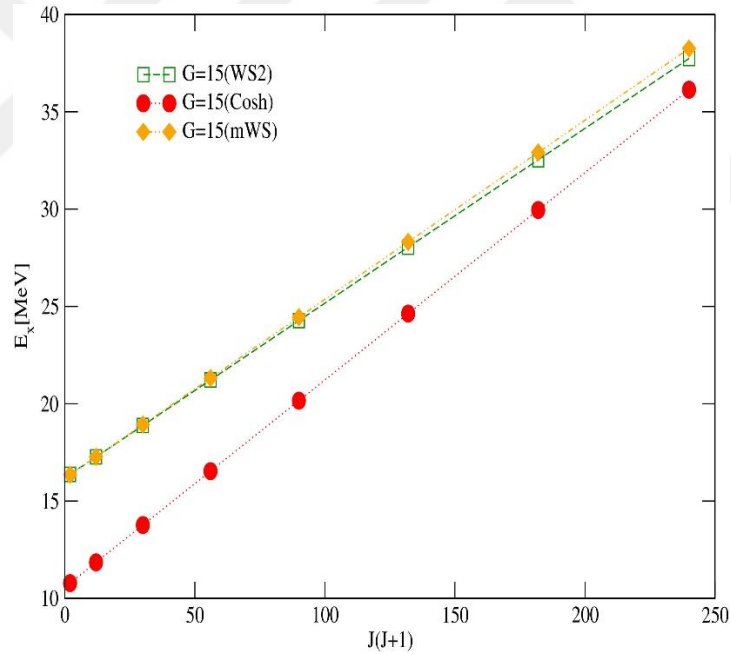
Bu grafiğe göre literatürdeki, ^{48}Ti ' un $G=12$ global kuantum sayısının ilk üç paritesi için deneysel data mevcuttur. Bu datalar için uyarılma enerjilerini en yakın veren datalar WS2 ve mWS'a aittir. Bu yüzden bu global kuantum sayısı için rotasyonel enerji band oluşumunu en iyi sağlayan potansiyellerin fenomenolojik potansiyeller olduğu ve mikroskobik potansiyellerin bu sonuçları üretmediği söylenebilir.



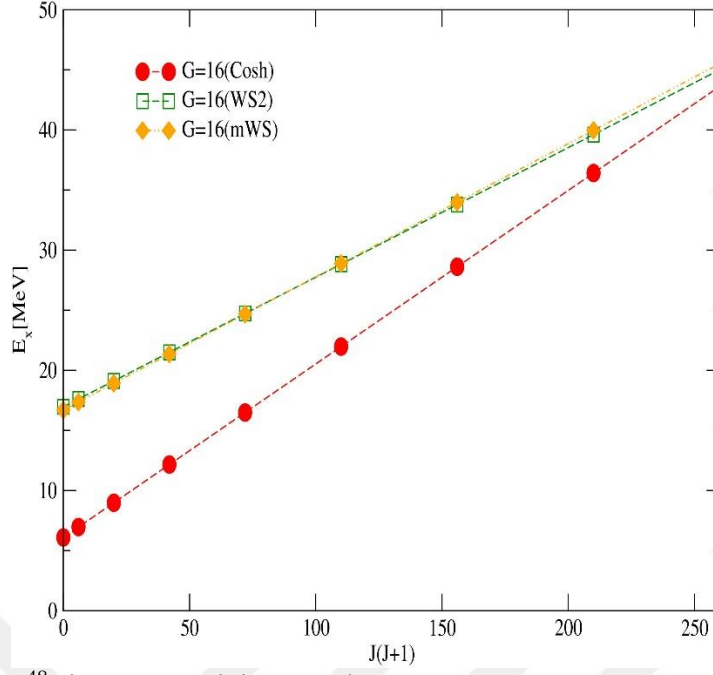
Şekil 5.7 ^{48}Ti ' un $G=13$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi



Şekil 5.8 ^{48}Ti ' un G=14 için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

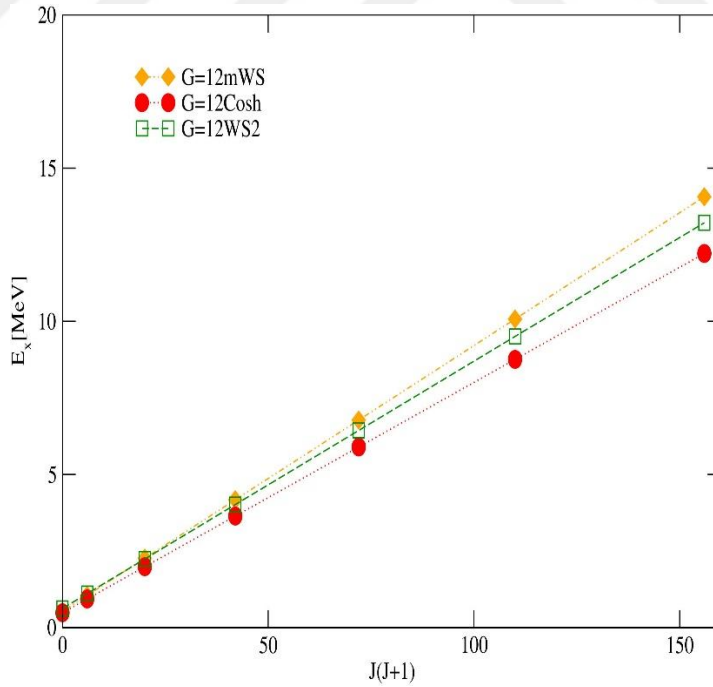


Şekil 5.9 ^{48}Ti ' un G=15 için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi



Şekil 5.10 ^{48}Ti ' un $G=16$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

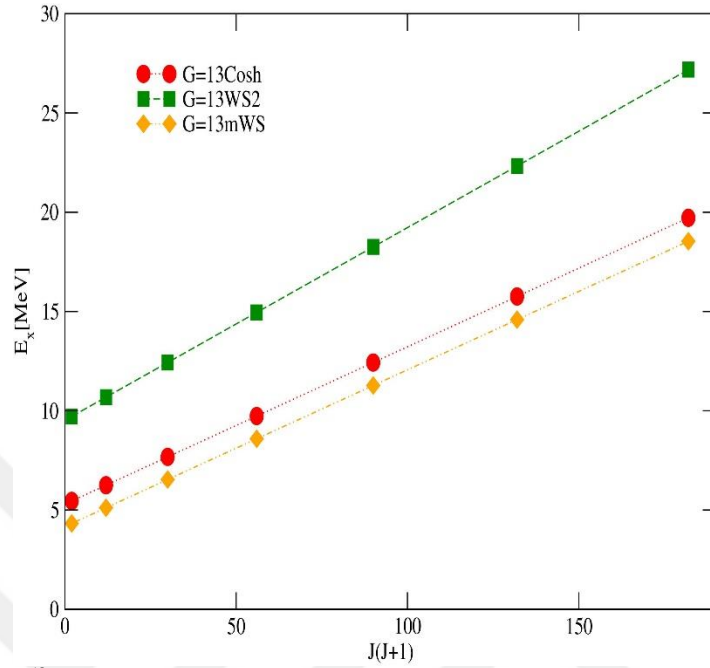
5.3.3 ^{52}Ti ' un Uyarılma enerjisinin $J(J+1)$ ' e karşı değişimi



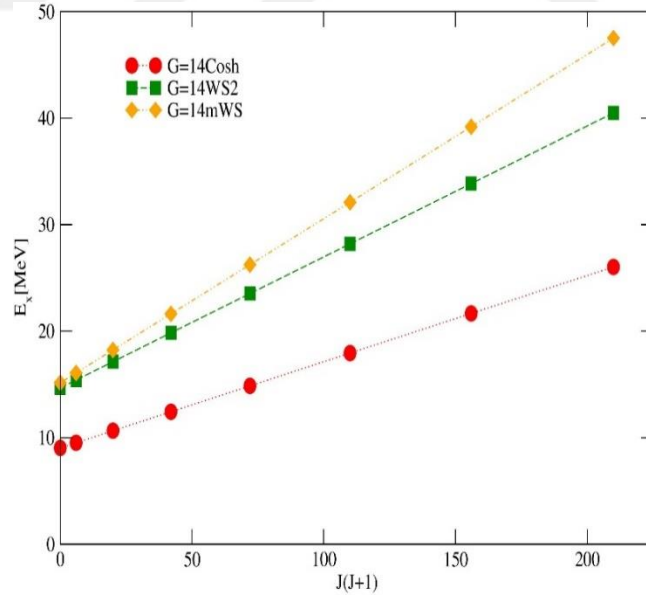
Şekil 5.11 ^{52}Ti ' un $G=12$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

Bu grafiğe göre ^{52}Ti ' un $G=12$ global kuantum sayısının pariteleri için deneysel data mevcuttur değildir. Bu yüzden bu global kuantum sayısı için rotasyonel enerji band

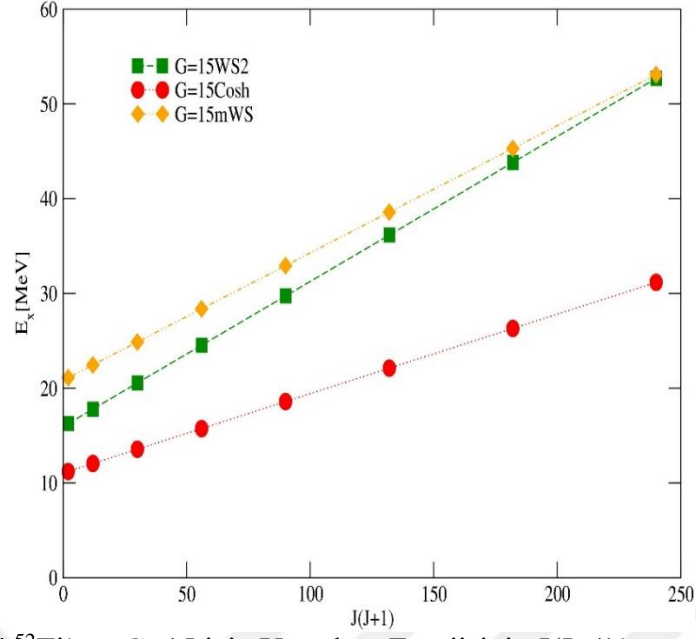
oluşumunu en iyi sağlayan potansiyellerin fenomenolojik potansiyeller olduğu ve mikroskobik potansiyellerin bu sonuçları üretmediği söylenebilir.



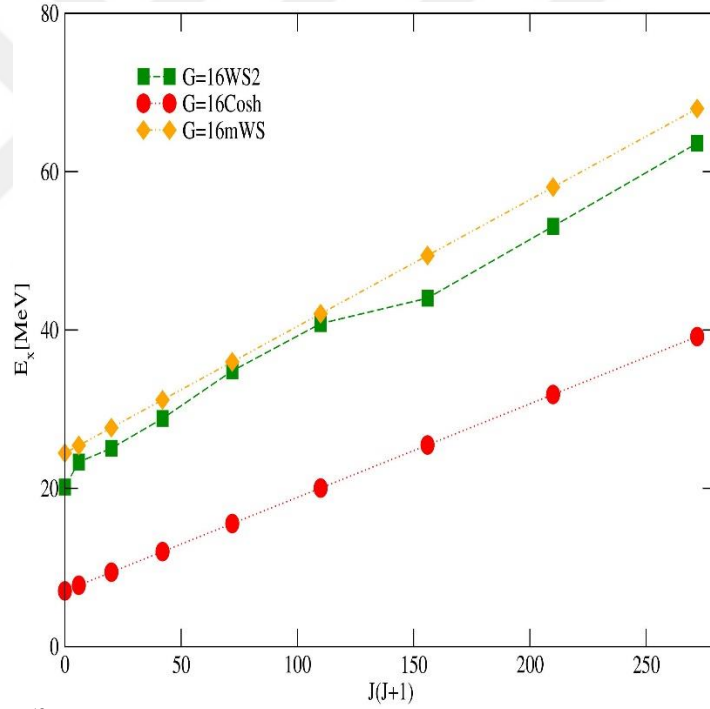
Şekil 5.12 ^{52}Ti ' un $G=13$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi



Şekil 5.13 ^{52}Ti ' un $G=14$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi



Şekil 5.14 ^{52}Ti ' un $G=15$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi



Şekil 5.15 ^{52}Ti ' un $G=16$ için Uyarılma Enerjisinin $J(J+1)$ ' e göre değişimi

Şekillerde elde edilen tüm uyarılma enerjilerinin $J(J+1)$ ' e göre grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerin eğimleri bize bu yapıların rotasyonel band yapılarını sergilediklerini göstermekte ve bu grafiklerin eğimleri bize yapılarının nasıl olduğu hakkında bilgi vermektedir.

BÖLÜM VI

TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Nükleer fizikte çekirdeğin karmaşık doğasından kaynaklı olarak çekirdeği tam olarak tanımlayabilen bir kuvvet yazılamamaktadır. Ancak çekirdeğe etki eden üç kuvvetin var olduğu bilinmektedir. Bu kuvvetler; Merkezil kuvvet, Coulomb kuvveti ve Nükleer kuvvettir. Merkezil kuvvet ve Coulomb kuvveti tanımlıdır ancak Nükleer kuvvetin tam bir tanımı yoktur ve bu üç kuvveti birleştiren bir teori de mevcut değildir. Nükleer fizikte Igo belirsizliği olarak bilinen bu belirsizlik nükleer fizikçileri çözümler aramaya itmektedir ve çekirdeğin yapısını anlamayı daha da önemli kılmaktadır. Bunlardan dolayı nükleer yapıyı anlamak demek; çekirdeğin bilinmeyenlerini anlamak demektir. Bu amaç doğrultusunda çekirdek iç yapısı, nükleer potansiyellerle açıklanmaya çalışılmaktadır. Bundan dolayı nükleer fizikte çok fazla potansiyel ve potansiyel set mevcuttur. α +Kor yapısının temel özelliği; serbestlik derecesini düşürmesi ve çok parçacıklı olan sistemi iki parçacıklı bir sisteme indirgemesidir. Bu yapıyı iki cisim problemi gibi görüp, problemi tek cisime indirgeyip, Shrödinger denklemi çözdüğünde çekirdeğin dönme bantlarını çok iyi açıklayan bir yapı elde edilir. Orta ağır bir çekirdek olan ^{44}Ti , ^{48}Ti ve ^{52}Ti çekirdeklerinin nükleer yapısını analiz etmek için, kümelenme yapısı üzerine teorik bir çalışma gerçekleştirildi. ^{44}Ti çekirdeğinin kümelenme doğası üzerine, deneysel olarak literatürde birçok çalışma bulunmaktadır ve küme yapısı iyi bilinmektedir, ^{48}Ti çekirdeğine de yönelik çalışmalar literatürde çok az da olsa mevcuttur, ancak ^{52}Ti çekirdeği için literatürde çok fazla çalışma bulunmamaktadır. Gamow adlı kodu kullanarak mikroskobik ve fenomenolojik potansiyeller olan WS2, mWS, DF ve Cosh için kendi bulduğumuz farklı potansiyel parametreleri ile uyarılma enerjileri hesaplandı. Deneysel olarak literatürde iyi bilinen; ^{44}Ti ' un 2^+ durumu= 1,083 MeV' dir (Belgya, 2016). Buna göre $\alpha+^{40}\text{Ca}$ sisteminin tüm parametreleri normalize edildi. ^{48}Ti ' un 2^+ durumu= 0,983 MeV'e göre $\alpha+^{44}\text{Ca}$ sisteminin tüm parametreleri için normalize edildi ve ayrıca literatürde deneysel değeri bulunmayan ^{52}Ti ' unun 2^+ durumu= 1,056 MeV' e göre $\alpha+^{48}\text{Ca}$ sisteminin tüm parametreleri için normalize edildi. Bulunan değerlerin aynı global kuantum sayısı için farklı potansiyellerde deneysel datalara en yakın sonucu veren uyarılma enerjisini ve en iyi parametreleri daha iyi anlayabilmek için bulunan sonuçlar tablolar haline getirildi. Bu çalışma için yapılan diğer bir hesap α -bozunum genişliği hesabıdır. Bu hesabı iki farklı şekilde yapıp hangisinin α -bozunum genişliğini daha iyi

sağladığı karşılaştırıldı. Bu hesabın birincisi; Gamow ile elde edilen uyarılma enerjilerinden α -bozunum genişliğini elde etmek oldu. İkincisi ise; WKB yarı klasik yaklaşımı kullanılarak Mathematica kodunda araştırdığımız her bir potansiyel için α -bozunum genişliği (Γ) hesabını yapıp, tablolarda Gamow ve WKB α -bozunum genişliği olarak karşılaştırılması yapıldı.

Çalışmamızda son olarak uyarılma enerjilerinin $J(J+1)$ 'e göre grafiklerini çizerek dönme bantlarının yapısını inceledik. Böylelikle ^{44,48,52}Ti çekirdekleri için yapılacak çalışmalara yol gösterecek olan veriler elde edilmiş oldu.

^{44,48,52}Ti izotoplarının kümelenme yapısına bakıldığında genel anlamda α +Kor yapısının iyi bir şekilde çalıştığı görüldü. Başlangıç durumunda ⁴⁰Ca+ α , ⁴⁴Ca+ α ve ⁴⁸Ca+ α çekirdeklerini, tıpkı birer molekül olarak düşünülerek, ana çekirdeğin dönme bantlarının uyarılma enerjilerini Schrödinger denkleminin rezonant durumlarının enerji ve bozunma genişliğini hesaplayabilen, Gamow koduyla yapıldı (Vertse vd., 1982). ⁴⁴Ti çekirdeğinden; elde edilen enerji değerleri literatür sonuçlarıyla hemen hemen uyumlu fakat daha büyüktür. Bunun sebebi elde edilen nükleer potansiyellerin derinliğinin optimum seviyede bulunamamasındandır. Uygun normalizasyon parametresi belirlenerek taban durumu için enerji değeri yakalanırken bir sonraki ya da daha üst seviyelerdeki enerji seviyesinin deneysel değerine yakın değer elde edilemeyebilmektedir. ⁴⁸Ti çekirdeğinden elde edilen G=12 durumu için ilk üç paritede bulunan enerji değerleri literatürdeki değerlerin altında çıkmıştır. ⁵²Ti çekirdeği sonuçları yenidir. ⁴⁴Ti, ⁴⁸Ti ve ⁵²Ti çekirdeklerinin α +Kor yapısındaki G=12,13,14,15,16 global kuantum sayıları için pozitif ve negatif paritelerdeki uyarılma enerjileri, eşik enerjilerinden fazla ise alfa bozumu gerçekleşir ya da alfa kor birleşmesi olur yani bağlı durumlar ya da uyarılmış durumlar meydana gelir. Uyarılma enerjileri tablolarına baktığımızda, uyarılmış durumları ve bağlı durumları açıkça görebiliriz. Deneysel verileriyle hemen hemen benzer sonuçları üreten WS2 ve mWS potansiyelleri, araştırdığımız ⁴⁴Ti çekirdeğinin uyarılma enerjilerini, en iyi sağlayan potansiyeller olmuştur. ⁴⁸Ti çekirdeğinin uyarılma enerjilerini en iyi sağlayan potansiyel, Cosh potansiyeli olmuştur. Ancak; ⁵²Ti için deneysel verilerin olmamasından dolayı, hangi potansiyel setinin daha iyi sonuçlar verdiği kıyaslanamadı.

Deneysel olarak; α +⁴⁰Ca yapısı, ⁴⁴Ti çekirdeğinde ispatlanmış ve diğer çalışmalarla iyi bir biçimde uyum elde edilmiştir. Bu yapı ⁴⁸Ti çekirdeğinde kırılmakta ve ⁵²Ti çekirdeğinde yeniden ortaya çıkmaktadır. Bunun nedeni olarak, kümelenme yapısının oluşmasında ⁴⁰Ca ve ⁴⁸Ca korlarının çift sihirli doğasının önemli rol oynadığı söylenebilir.

^{44,48,52}Ti izotoplarının G=12,13,14,15,16 global kuantum sayıları için mevcut deneysel uyarılma enerjileri ile kıyaslamasını daha iyi görebilmek için; Uyarılma enerjilerinin J(J+1)'e karşı grafiklerini araştırdığımız tüm potansiyeller için değişimleri incelendi. Grafiklerin eğimi eylemsizlik momentine karşılık gelmektedir ve çekirdeğin mevcut yapısı hakkında bilgi vermesi açısından önemlidir. Titanyum izotopları için çizdirdiğimiz bu grafikler bize, Titanyum izotopları içinde $\alpha^{+40,44,48}$ Ca yapıları ile uyumlu olduğunu gösterdi. Grafiklerin eğimleri eylemsizlik momentlerini ve uyarılmış bir durumun olup olmadığını anlamamızı sağlamaktadır, yani çekirdek içinde; α +Kor yapısının mevcut olup olmadığını anlamamızı ve bu yapıyı bize en iyi gösteren potansiyel setlerini vermektedir.

α -bozunum genişliklerini incelediğimizde bağlı durumlarda bozunma genişliğinin olmadığını ancak; ⁴⁴Ti, ⁴⁸Ti ve ⁵²Ti çekirdeklerinin α +Kor yapısınının mevcut bulunduğunu, Gamow kodu ile elde edilen α -bozunum genişliği ve WKB yaklaşımı ile Mathematica kodu ile hesapladığımız α -bozunum genişlikleri hemen hemen benzer çıkmıştır. Dönüm noktalarından dolayı bazı durumlar için hesaplama yapılamamıştır. Gerçekleştirilen çalışmalar ve edinilen sonuçlar Titanyum izotoplarının, kümelenme doğası üzerine yapılan ender çalışmalardandır. Literatürle uyumlu olarak söylenebilir ki; uyarılma enerjisini vermede Gamow, rezonant durumları ve bozunum genişliği hesabında ise WKB yaklaşımı başarılı olmaktadır.

Burada gerçekleştirilen hesaplamalarda, ⁴⁴Ti, ⁴⁸Ti ve ⁵²Ti çekirdeklerinin α -bozunum genişliği (Γ) elde edilmiş ve tüm tartışma bunun üzerine yapılmıştır. Halbuki TTIK tekniğine göre; ⁴He (⁴⁰Ca, α), ⁴He (⁴⁴Ca, α) ve ⁴He (⁴⁸Ca, α) deneylerinde α -bozunumunun yanında nötron-bozunumlarının gerçekleşmesi mümkündür. Elde edilen deneysel spektрумdaki piklerin, alfa bozunumlarından mı yoksa nötron bozunumlarından mı geldiğinin, anlaşılmasının bir yolu şu ana kadar yoktur. Hâlbuki teorik olarak R-Matrix metodu ile bariyer delme hesapları, hem nötron hem de alfa bozunumları için yapılırsa, bu yolla hangi bozunumun baskın olacağı ortaya çıkarılabilir. İleride yapılacak teorik çalışmalar bu yönde yoğunlaştırılırsa deneysel analizler için son derecede önemli olacaktır. Bu tez çalışması ile ileride yapılacak olan, deneysel ve teorik çalışmalara katkı sağlayacağımızı düşünmekteyiz.

KAYNAKLAR

Akbulut, U., Radyoaktivite Nedir? Nasıl Keşfedildi?, *ODTÜ Kimya Bölümü*, 2009.

Aytekin, H., Çekirdek Fiziği Ders Notları, *Zonguldak Karaelmas Üniversitesi*, Zonguldak, 2010.

Bailey, S., New Techniques for The Investigation of Alpha Clustering in Nuclei, Doctoral Dissertation, *University of Birmingham*, UK, p. 1-25, 2016.

Balantekin, A.B. and Takigawa, N., “Quantum Tunneling In Nuclear Fusion”, *Rev. Mod. Phys.* 70, 77, 1998.

Bao, Z.Y., Beer, H., Käppeler, F., Voss, F., Wisshak, K., and Rauscher, T., “Neutron Cross Sections For Nucleosynthesis Studies”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 76.1, 70-154, 2000.

Beck, C., Papka, P., Sanchez i Zafra, A., Thummerer, S., Azaiez, F., Bednarczyk, P., Courtin, S., Curien, D., Dorvaux, O., Goasduff, A., Lebhertz, D., Nourreddine, A., Rousseau, M., Salsac, M.-D., Oertzen, W. von, Gebauer, B., Wheldon, C., Kokalova, Tz., Efimov, G., Zherebchevsky, V., Schulz, C., Bohlen, H.G., Kamanin, D., de Angelis, G., Gadea, A., Lenzi, S., Napoli, D.R., Szilner, S., Milin, M., Catford, W.N., Jenkins, D.G., Royer, G., “Clusters In Light Nuclei”, *arXiv preprint arXiv*, 1011, 3423, 2010.

Beiser A., Concepts of Modern Physics, Fifth Edition, *International Edition*, p. 432, 1995.

Belgya, T., Bersillon, O., Capote, R., Fukahori, T., Zhigang G., S. Goriely, S., Herman, M., Ignatyuk, A.V., S. Kailas, S., A. Koning, A., Oblozinsky, P., Plujko, V. and Young, P., Handbook, for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2. IAEA-TECDOC-

1506 (IAEA, Vienna, 2006), Available online at <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/> Son erişim tarihi: Temmuz 2018.

Bethe, H.A. and Bacher, R.F. ,“Nuclear Physics I. Stationary States of Nuclei”, *Rev. Mod. Phys.* 8, 82-229, 1936.

Bethge, K., “Alpha-Particle Transfer Reactions”, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 20, 255–288, 1970.

Blaum, K., Audi, G., Beck, D., Bollen, G., Herfurth, F., Kellerbauer, A., Kluge, H.-J., Sauvan, E. and Schwarz, S., "Masses of $A = 32$ and $A = 33$ for Fundamental Tests", *Physical Review Letters* 91.26: 260801, 2003.

Bostancı, F., Sihirli Sayıların Nükleer Tabaka Modeline Göre Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Selçuk Üni. Fen Bilimleri Enstitüsü*, Konya, s.1-33, 2014.

Bozkurt, A., Nükleer Fizik I Bölüm 2. Nükleer Özellikler, *Harran Üni., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.*, Şanlıurfa, 2012.

Brink, D.M., Proc. Int. School of Physics Enrico Fermi Course 36, Varenna, ed C. *Bloch Academic Press*, 247 New York, 1966.

Brink, D. M. and Castro, J. J., “Alpha clustering effects in nuclear matter”, *Nucl. Phys. A* 216, 109, 1973.

Brink, D. M., “Effective interactions for Hartree-Fock calculations”, *Nucl. Phys. A* 91, 1, 1967.

Brussaard, P.J. and Glaudemans, P.W.M.,“Shell-Model Applicationsi Nuclear Spectroscopy”, *North-Holland Pub. Co.*, 1977.

Buck, B., Dover C.B. and Vary, J.P., “Simple potential model for cluster states in light nuclei”, *Phys. Rev. C*, 11, 1803-1821, 1975.

Buck, B., Merchant, A. C. and Perez, S. M., “Ground state to ground state alpha decays of heavy even-even nuclei”, *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.*, 17, 1223, 1991.

Buck, B., Johnston, J. C., Merchant, A. C. and Perez, S. M., “Unified Treatment Of Scattering And Cluster Structure In α +Closed Shell Nuclei ^{20}Ne And ^{44}Ti ”, *Phys. Rev. C* 52, 1841, 1995.

Cansoy, Ç., Teorik Fizik Dersleri, Cilt10, Çekirdek Teorisi, *İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi*, İstanbul, 1978.

Chadwick, J., “ The Existence of a Neutron”, *Proc. Roy. Soc. A*, 136, 692-708, 1932.

Cook J., “ DF POT: a program for the calculation of double folded potentials”, *Comput. Phys. Commun.* 25, 125, 1982.

Çoban, A. ,Ağır Çekirdeklerin Alfa Ve Egzotik Çekirdek Bozunum Mekanizmalarının İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, s. 1-50, Kayseri, 2013.

Dennison, D.M., “Excited States Of The ^{16}O Nucleus”, *Phys. Rev.*, 57, 454-456, 1940.

DeVault, D., Quantum Mechanical Tunneling In Biological Systems, *Cambridge University Press.*, Cambridge, 1984.

Erskine, J.R., Henning, W., Kovar, D.G., Greenwood, L.R and DeVries, R.M., “Nonpeculiar Behavior Of The (^{16}O , ^{12}C) Transfer Reaction In The s-d Shell”, *Phys. Rev. Lett.* 34, 680–683, 1975.

Evlice, Ş., $^{210-226}\text{Ra}$ İzotoplarının Egzotik Çekirdek Bozunumu Yarı Ömür Sürelerine Deformasyonun Etkisinin Teorik Olarak Araştırılması, Yüksek Lisans Tezi, *Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Niğde, s. 1-89, 2015.

Farid, M. El-Azab, Mahmoud, Z.M.M. and Hassan, G.S., "Analysis Of Heavy Ions Elastic Scattering Using The Double Folding Cluster Model”, *Nuclear Physics A*, 691,

671–690, 2001.

Fox, L. and Goodwin, E. T., "Some New Methods For The Numerical Integration Of Ordinary Differential Equations", *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. 45, No. 3, Cambridge University Press, 1949.

Freer, M. and Merchant, A.C., "Developments In The Study Of Nuclear Clustering in Light Even-Even Nuclei ", *J. Phys. G.*, 23, 261-323, 1997.

Fresco, <http://www.fresco.org.uk/index.htm> , Son Erişim Tarihi: 28 Haziran 2018.

Gamow, G., "Mass Defect Curve and Nuclear Constitution", *Proc. Roy. Soc. A* 126, 632-644, 1930.

Gamow, G., Constitution Of Atomic Nuclei and Radioactivity, *Oxford University Press*, UK, 1931.

Griffiths, D.J., Kuantum Mekaniğine Giriş, 2. basımdan çeviri, Çeviri:Haluk Özbek,Sonda Durukanoğlu Feyiz, *Nobel*, Ankara, s. 322, 2013.

Hafstad, L. R. and Teller, E., "The alpha-particle model of the nucleus", *Physical Review*, 54.9, 681, 1938.

Hodgson, P. E., A Survey Of Alpha-Clustering, *Springer*, Berlin, Heidelberg, 1995.

Ibrahim, T. T., Perez, S. M. and. Wyngaardt, S. M., "Hybrid Potential Model Of The α -Cluster Structure Of ^{212}Po .", *Physical Review C* 82.3 : 034302, 2010.

Ikeda, K., Tagikawa, N. and Horiuchi, H., "The Systematic Structure-Change Into The Molecule-Like Structures In the Self-Conjugate $4n$ Nuclei", *Prog. Theor. Phys.* (Suppl.), 464-475, 1968.

Iliadis, C., Nuclear Physics of Stars, Editör: Iliadis C., *Wiley V.C.H.*, p. 93-97, Germany, 2015.

Kılıç, F.M., Biyolojik Sistemlerde Kuantum Tünelleme, Yüksek Lisans Tezi, *Ankara Üni. Fizik Mühendisliği*, Ankara, s.25-27, 2005.

Koyuncu, F., Soylu, A., and Bayrak O., “Binary Cluster Model Calculations for ^{20}Ne and ^{44}Ti Nuclei”. *Modern Physics Letters A*, 32(09), 1750050, 2017.

Kurath, D., “Alpha-Structure Amplitudes for The 1p Shell”, *Phys. Rev. C* 7, 1390–1395, 1973.

Marín-Lambarri, D. J., Bijker, R., Freer, M., Gai, M., Kokalova, Tz., Parker, D. J. and Wheldon, C., “Evidence for Triangular D_{3h} Symmetry In ^{12}C ”, *Phys. Rev. Lett.* 113, 012502, 2014.

Merchant, A.C., “Alpha Particle Cluster States In fp-Shell Nuclei”, *Phys. Rev. C* 36, 778–784 1987.

Merchant, A. C., Pal, K. F. and Hodgson, P. E., "The Alpha-Particle Structure of ^{44}Ti ", *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 15.5, 601, 1989.

Moller, P., Nix, J. R., Myers, W. D. and Swiatecki, W. J., "Nuclear Ground-State Masses and Deformations", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59.2 185-381, 1995.

Morinaga, H., “Interpretation of Some of the Excited States of $4n$ Self-Conjugate Nuclei”, *Phys. Rev.*, 101, 254-258, 1956.

Naga Nagatani, K., Towsley, C. W., Nair, K. G., Hanus, R., Hamm, M. and Strottman, D., “Alpha Transfer Reaction $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, ^{10}\text{B})^{20}\text{Ne}$ And High-Spin States In ^{20}Ne ”, *Phys.Rev.C*, 14 ,2133–2137, 1976.

Raman, S., Nestor, Jr C. W. and Bhatt, K. H., "Systematics of $B(E2; 0\ 1^+ \rightarrow 2\ 1^+)$ Values For Even-Even Nuclei", *Physical Review C* 37.2: 805, 1988.

Rutherford, E., “The Scattering Of α And β Particles By Matter And The Structure Of The Atom”, *Phil. Mag.*, 21, 669-688, 1911.

Satchler, G.R. and Love, W.G. “Folding Model Potentials From Realistic Interactions For Heavy-Ion Scattering”, *Phys. Rep.*, 55, 183, 1979.

Serway, R.A., Beichner R.J. and Jewett J.W., Physics for Scientists and Engineers, Volume 1, *Saunders College Pub*, Virginia Üniversitesi, US, 1982.

Soylu, A., Oksijen Çekirdeğindeki Alfa Kümelenme Yapısının Araştırılması, Doktora Tezi, *Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Niğde, s. 1-50, 2010.

Soylu, A. ,Bayrak, O. ,Koyuncu, F. ,Yavuz, F. and Dagdas, R.,“Hafif, Orta ve Ağır Çekirdeklerin Nükleer Yapı ve Reaksiyon Gözlenirlerinin Kümelenme Modeli Kullanarak Teorik Olarak İncelenmesi”,*113F225 Nolu Tübitak Projesi*, 2016.

Thompson, I. J. and Nunes, F. M., Nuclear Reactions for Astrophysics, ISBN: 9780521856355 cit.onpp.16,38,43,45–47,49,50,115,153, *Cambridge University Press*, 2009.

URL1,https://www.google.com.tr/search?biw=1350&bih=610&tbm=isch&sa=1&ei=7hIIW5r7GI3cwQKql6vQCw&q=+fermi+gaz%C4%B1+modeli+G%C3%96RSEL&oq=+fermi+gaz%C4%B1+modeli+G%C3%96RSEL&gs_l=img.3...24829.34310.0.34779.8.8.0.0.0.0.428.1721.0j6j0j1j1.8.0...0...1c.1.64.img..0.0.0...0.e1jM6muqWFQ#imgrc=DPwbLm_7YRIYOM, Son Erişim Tarihi: Haziran 2018.

URL-2, Alperen A., “Kuantum Tünelleme”, <http://www.kozmikanafor.com/kuantum-tunelleme/>, Son Erişim Tarihi: Haziran 2018.

URL-3,<https://www.azoquantum.com/Article.aspx?ArticleID=12#2>, Son Erişim Tarihi: Haziran 2018.

URL-4, <https://www.wolfram.com/mathematica/>, Son Erişim Tarihi: Haziran 2018.

Uyar, R., Kiremitçioğlu, Ş., Yılmaz, M.E. ve Akçaalan, U., "Nükleer Fizik'te Benzetim Programları Üzerine Değerlendirme." *Akademik Bilişim 2013 – XV. Akademik Bilişim Konferansı Bildirileri*, Akdeniz Üniversitesi, Antalya, Ocak 2013.

Vertse, T., Pal, K.F. and Balogh, Z., "GAMOW: A Program For Calculating the Resonant State Solution Of The Radial Schrodinger Equation In An Arbitrary Optical Potential", *Comput. Phys. Commun.* 27, 309, 1982.

Zhang, J. and Rae, W., "Systematicd Of f2-Dimensional α -Cluster Configurations In 4n-Nuclei From ^{12}C to ^{44}Ti ", *Nucl.Phys.A* 564, 252–270. ISSN:0375-9474, 1993.

Zhang, J., Rae, W. and Merchant, A., "Systematics Of Some 3-Dimensional α -Cluster Configurations In4n-Nuclei From ^{16}O to ^{44}Ti ", *Nucl.Phys.A* 575, 61–71. ISSN:0375-9474, 1994.

Wheeler, J., "On the Mathematical Description of Light Nuclei by the Method of Resonating Group Structure", *Phys. Rev.*, 52, 1107-1122, 1937.

Wolfram, V.O., Freer, M. and Kanada-En'yo, Y., "Nuclear Clusters And Nuclear Molecules." *Physics Reports* 432.2 , 43-113, 2006.

Xu, C. and Ren, Z.Z., " α decay of nuclei in extreme cases", *Phys. Rev. C*, 69, 024614, 2004.

Xu, C. and Ren, Z., " Systematical Calculation Of α -Decay Half-Lives By Density-Dependent Cluster Model", *Nuclear Physics A* 753, 174–185, 2005.

Xu, C. and Ren, Z., "New Deformed Model of α -Decay Half-Lives With A Microscopic Potential", *Phys. Rev. C*, 73, 041301, 2006.

Xu, C. and Ren, Z., " α -Decay Half-Lives of Ground and Isomeric States of Exotic Nuclei Around Closed Shells", *Phys. Rev C*, 78, 057302, 2008.

ÖZ GEÇMİŞ

Fatma Yavuz 01.07.1988 tarihinde Niğde’de doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Niğde’de tamamladı. 2009 yılında girdiği Fırat Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü’nden Haziran 2014’te mezun oldu. 2015 yılında Ömer Halisdemir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalında yüksek lisans eğitimine başladı ve halen eğitimine devam etmektedir.

