

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**AĞIR ÇEKİRDEKLERİN ALFA VE EGZOTİK ÇEKİRDEK
BOZUNUM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ**

**Hazırlayan
Abdullah ÇOBAN**

**Danışman
Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN**

Yüksek Lisans Tezi

**Ocak 2013
KAYSERİ**

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**AĞIR ÇEKİRDEKLERİN ALFA VE EGZOTİK ÇEKİRDEK
BOZUNUM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ**

**Hazırlayan
Abdullah ÇOBAN**

**Danışman
Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN**

Yüksek Lisans Tezi

Bu çalışma, Tübitak tarafından 210T155 nolu proje kapsamında desteklenmiştir.

**Ocak 2013
KAYSERİ**

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir şekilde elde edildiğini beyan ederim. Aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiği gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi belirtirim.

Adı-Soyadı:

Abdullah ÇOBAN

İmza :



YÖNERGEYE UYGUNLUK

“Ağır Çekirdeklerin Alfa ve Egzotik Çekirdek Bozunum Mekanizmalarının İncelenmesi” adlı Yüksek Lisans tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma Yönergesi’ne uygun olarak hazırlanmıştır.

Tezi Hazırlayan

Abdullah ÇOBAN

Danışman

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Fizik Bölümü ABD Başkanı

Prof. Dr. Mehmet AKKURT

Dr. Necmettin M.

Enstitü

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN danışmanlığında **Abdullah ÇOBAN** tarafından hazırlanan “**Ağır Çekirdeklerin Alfa ve Egzotik Çekirdek Bozunum Mekanizmalarının İncelenmesi**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

14 /01 /2013

JÜRİ:

Danışman :Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN
Üye :Yrd. Doç. Dr. Gökhan KOÇAK
Üye :Yrd. Doç. Dr. Ferhat TAŞKIN

[Handwritten signatures of the jury members]

ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 15/01/2013 tarih ve 2013/03/17 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

[Handwritten signature of Prof. Dr. Necmettin MARAŞLI]
Prof. Dr. Necmettin MARAŞLI

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca her zaman yanımda olan, akademik hayatımın yönlenmesinde bana en güzel örnek teşkil eden, bilgi ve tecrübeleri doğrultusunda bizlere her zaman yol gösteren, maddi manevi her türlü desteğini sunan ve farklı bakış açıları ile hem bilimsel hayatıma hem de sosyal hayatıma yön veren çok değerli hocam sayın Prof. Dr. İsmail Boztosun'a sonsuz saygı ve sevgilerim ile teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarımda bana destek olup beni yönlendiren ve bir abi olarak nasihatler veren sayın hocalarım Doç. Dr. Orhan Bayrak ve Yrd. Doç. Dr. Asım Soylu'ya çok teşekkür ederim. Ayrıca nükleer fizik grubunun tüm üyeleri değerli hocalarım Yrd. Doç. Dr. Gökhan Koçak, Yrd. Doç. Dr. İlyas İnci, Yrd. Doç. Dr. Mesut Karakoç, Yrd. Doç. Dr. Yasemin Küçük ve sevgili arkadaşlarım Yunus Emre Gönen ve Tuğba Topel'e yüksek lisans boyunca her konuda yardımlarını esirgemedikleri için çok teşekkür ederim. Her türlü konuda yanımda olan, özellikle çalışma hayatım dışında da büyük etkisi olan, bazen kızdıran bazen güldüren arkadaşım, dostum, sırdaşım Tanfer Caner'e teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışmalarına maddi destek veren TÜBİTAK'a (210T155) ayrıca teşekkür ederim.

Hayatım boyunca her zaman ve her durumda yanımda olan, bana güç veren ve sabırlarıyla beni destekleyen çok değerli babam Ahmet Çoban'a, annem Şenay Çoban'a ve kardeşim Mehmet Çoban'a, ayrıca bana her zaman inanan, hayatımı güzelleştiren, her durumda yanımda olup hayatımdaki etkisi anlatılmayacak kadar çok olan ve desteği ile ömür boyu bana güç verecek olan nişanlım Sevda Selek'e sonsuz sevgilerimle birlikte içtenlikle teşekkür ederim.

Abdullah ÇOBAN

Kayseri, Ocak 2013

AĞIR ÇEKİRDEKLERİN ALFA VE EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ

Abdullah ÇOBAN

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Yüksek Lisans Tezi, Ocak 2013

Danışman: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

KISA ÖZET

Kararsız çekirdeklerin küme yayınlaması, ana çekirdeğin kabuk yapısı hakkında yararlı bilgiler verebildiği için ağır ve süper-ağır çekirdeklerin alfa bozunum mekanizmasının araştırılması, hem teorik hem de deneysel olarak ilginç bir problemdir. Ayrıca çekirdeklerin alfa yayınlaması süper ağır çekirdeklerin belirlenmesinde kullanılan uygun bir araçtır. Bu tip çekirdeklerde şiddetli Coulomb iticiliği nedeniyle küresel simetri bozulduğu için ağır çekirdekler son derece deforme edilmiştir. Bu bağlamda deforme durumdaki orta, ağır ve süper-ağır çekirdeklerin taban durumdan taban duruma geçişlerinde, alfa bozunum yarı ömür sürelerine nükleer deformasyonun etkisini WKB metodu çerçevesinde Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartını dikkate alarak sistematik olarak araştırdık. Hesaplama fenomonolojik bir yolla deforme Wood-Saxon ve Coulomb potansiyelinin özel bir deformasyonu tüm deformasyon etkileri dikkate almak için kullanıldı ve ana çekirdeğin ön oluşumu da ilişkilendirildi. Yarı-ömür süreleri üzerine deformasyon etkisini açıkça göstermek için çekirdekler küresel simetrik kabul edilerek hesaplamalar yapıldı. Tüm bu düşüncelerin teorik sonuçları düzelttiğini ve deneysel değerlerle çok iyi bir uyum elde edildiğini gösterdik.

Anahtar Kelimeler: Alfa bozunumu; yarılanma süresi; ağır ve süper-ağır çekirdekler; WKB yaklaşımı.

INVESTIGATION OF THE ALPHA AND EXOTIC DECAY MECHANISMS OF THE HEAVY NUCLEI

Abdullah ÇOBAN

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

M. Sc. Thesis, January 2013

Supervisor: Prof. Dr. Ismail BOZTOSUN

ABSTRACT

Investigating the mechanism of alpha decay of heavy and super-heavy nuclei is an interesting problem both theoretically and experimentally, since emitting cluster from unstable nuclei can provide useful information on the shell structure of core. In addition, emitting alpha from nuclei is an appropriate tool, used to determine the properties of the super-heavy nuclei. In these nuclei, spherical symmetry breaks down due to the intensive Coulomb repulsion, therefore heavy nuclei are extremely deformed. In this context, we investigate the effect of the nuclear deformation on alpha-decay half-life systematically, during the transition of deformed medium, heavy and super-heavy nuclei from ground state to ground state, by taking into account the condition of the Bohr-Sommerfeld Quantization within the framework of the WKB method. In the calculations, in order to take into account the entire deformation effects in a phenomenological way, a specific deformation of deformed Wood-Saxon and Coulomb potential was used and the preformation of the main nucleus formation was associated. To show the effect of the deformation on the half-lives, the calculations were performed by assuming the nuclei as spherically symmetric. We have demonstrated that all of these methods have improved the theoretical results and have shown very good agreement with the experimental data.

Keywords: Alpha decay; half life; heavy and super heavy nuclei; WKB approximation.

İÇİNDEKİLER

AĞIR ÇEKİRDEKLERİN ALFA VE EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ

	<u>Sayfa</u>
BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK SAYFASI	iii
YÖNERGEYE UYGUNLUK SAYFASI	iv
KABUL VE ONAY SAYFASI	v
TEŞEKKÜR	vi
KISA ÖZET	vii
ABSTRACT	viii
KISALTMALAR VE SİMGELER	xi
TABLoların LİSTESİ	xii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xiii
 GİRİŞ	 1

1. BÖLÜM

TEMEL KAVRAMLAR VE NÜKLEER YAPI MODELLERİ

1.1. Temel Kavramlar	4
1.1.1. Çekirdeğin Kütlesi, Yarıçapı ve Bağlanma Enerjisi	4
1.2. Nükleer Yapı Modelleri	8
1.2.1. Sıvı Damla Modeli	8
1.2.2. Kabuk Model	10
1.2.3. Kollektif Model	12

2. BÖLÜM

ALFA BOZUNUMU VE TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

2.1. Giriş	16
2.2. Alfa Bozunumunda Standart Model WKB.....	18
2.3. Literatür Taraması.....	26
2.3.1. Fenomonolojik Potansiyeller	27
2.3.1.1. Kare Kuyu Potansiyeli.....	27
2.3.1.2. Cosh Potansiyeli.....	30
2.3.1.3. Modifiye Wood-Saxon Potansiyeli.....	33
2.3.2. Mikroskobik Potansiyel	35
2.3.2.1. Yoğunluk Bağımlı Kümelenme Potansiyeli (Double-Folding)	35

3. BÖLÜM

DEFORME ÇEKİRDEKLER İÇİN YENİ BOZUNUM MODELİ

3.1. Deforme Çekirdekler İçin Alfa Bozunum Modellenmesi	39
3.2. Deforme Çekirdeklerin Egzotik Çekirdek Modellenmesi	43

4. BÖLÜM

TARTIŞMA - SONUÇ VE ÖNERİLER

4.1. Deforme Çekirdeklerin Alfa Bozunum Sonuçları.....	47
4.2. Deforme Çekirdeklerin Egzotik Çekirdek Bozunum Sonuçları	53
KAYNAKLAR	56
ÖZGEÇMİŞ.....	60

KISALTMALAR VE SİMGELER

<u>Sembol</u>	<u>Anlamı</u>	<u>Birimi</u>
WKB	Wentzel Kramers Brillouin	--
akb	Atomik kütle birimi	(MeV/C ²)
m_p	Proton kütlesi	(MeV/C ²)
m_n	Nötron kütlesi	(MeV/C ²)
B	Bağlanma enerjisi	(MeV)
R	Çekirdek yarıçapı	(fm)
β	Deformasyon parametresi	--
Q	Alfa bozunum enerjisi	(MeV)
μ	İndirgenmiş kütle	(MeV/C ²)
L	Açısal momentum kuantum sayısı	--
G	Global kuantum sayısı	--
λ	Normalizasyon katsayısı	--
P_α	Alfa oluşma olasılığı	--
$T_{1/2}$	Yarı ömür süresi	(s)
a	Difüzyon Parametresi	(fm)
V_0	Potansiyel Derinliği	(MeV)
den.	DeneySEL	--
teo.	TeorikSEL	--

TABLOLAR LİSTESİ

Tablo 2.1. Kare kuyu potansiyeli için ağır çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamalar ile [7] bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum süreleri.....	28
Tablo 2.2. Kare kuyu potansiyeli için ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum sürelerinin literatürdeki sonuçları [9] ile bizim elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılması	29
Tablo 2.3. Cosh potansiyeli için orta ağırlıktaki çekirdeklerin literatürdeki hesaplamaları [17] ile bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum süreleri.....	30
Tablo 2.4. Cosh potansiyeli için ağır çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamalar [17] ile bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum süreleri	32
Tablo 2.5. Cosh potansiyeli için ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum sürelerinin (saniye biriminde) literatürdeki sonuçları [17] ile bizim elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılması	33
Tablo 2.6. Modifiye Woods-Saxon potansiyeli için ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum sürelerinin (saniye biriminde) literatürdeki sonuçları [9] ile bizim elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılması.....	35
Tablo 2.7. Double-folding potansiyeli için ağır çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamaları [15] ile bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum sürelerinin karşılaştırılması	37
Tablo 4.1. Alfa bozunum yarı ömürlerinin (saniye biriminde) deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması [25]. Burada β değerleri Ref. [24]' dan alındı.	47
Tablo 4.2. Alfa bozunum yarı ömürlerin süper ağır çekirdekler için deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması [25].....	50
Tablo 4.3. Alfa bozunum yarı ömür hesaplama modellerinin karşılaştırılması.....	53
Tablo 4.4. Ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum için yarı ömür sürelerinin (saniye biriminde) logaritmik sonuçları	54

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Çekirdek yük yoğunluğunun grafiksel gösterimi.....	5
Şekil 1.2.	Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi.....	7
Şekil 1.3.	Sıvı damla modeline göre üretilen terimlerin şematik çekirdek gösterimi	8
Şekil 1.4.	Kararlı ve radyoaktif çekirdeklerin dağılımının şematik gösterimi	9
Şekil 1.5.	Wood-Saxon tipi potansiyel.....	11
Şekil 1.6.	Titreşim hareketi yapan bir çekirdeğin zamana bağlı gösterimi	13
Şekil 1.7.	Titreşim hareketi yapan çekirdekler için ilk üç modun gösterimi	14
Şekil 1.8.	Kalıcı deformasyona sahip çekirdeklerin denge şekilleri	15
Şekil 2.1.	Alfa parçacığı ile kız çekirdek sisteminin temel grafiksel gösterimi.....	17
Şekil 2.2.	Potansiyel etkisinden bulunan bir parçacığın yarı-klasik temsili	22
Şekil 2.3.	Alfa çekirdeği ve kız çekirdek arasındaki toplam potansiyel	23
Şekil 2.4.	Alfa-kor sisteminin çift katlı integrali için temsili gösterim.....	36
Şekil 3.1.	Efektif potansiyelin $^{108}\text{Te} \rightarrow ^{104}\text{Sn} + \alpha$ sistemi için açığa bağlı değişimi ..	40
Şekil 4.1.	Çift-çift çekirdekler için deneysel sonuçlar ile teorik sonucun karşılaştırılması	51
Şekil 4.2.	Tek-tek ve tek-çift çekirdekler için deneysel sonuçlar ile teorik sonucun karşılaştırılması	52

GİRİŞ

Nükleer fizik 1896 yılında Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesiyle başlamıştır. Daha sonra Rutherford, 1911'de diğer atom modellerinden farklı olarak “nükleer atom” modelini öne sürdü. Bu modele göre atom, merkezde çok yoğun bir çekirdek kısmından (proton) ve bu çekirdeğin etrafında hareket eden elektronlardan oluşmaktaydı. Gamow, ağır çekirdeklerden kendiliğinden α parçacığı bozulmasını göz önüne alarak, çekirdeklerin α parçacıklarından meydana geldiği fikrini ortaya attı. 1932'de Chadwick tarafından nötronun keşfedilmesi sonucu Gamow'un bu fikri geçerliliğini yitirmişti. Nötronun keşfiyle atomun merkezde proton ve nötronlardan oluşan çok yoğun bir tabakaya sahip olduğu ve elektronların bu merkezin etrafında hareket ettiği bulunmuştur ve bu model günümüz fiziğinde geçerliliğini sürdürmektedir [1]. Nükleer fizik alanında günümüze kadar çekirdek ile ilgili yapılan deneysel ve teoriksel çalışmalar fiziğin dolayısıyla teknolojinin gelişmesinde büyük rol oynamaktadır.

Çekirdeğin yapısını düzenleyen kurallar, nükleer özellikler ile ilgili çalışmalar ve fiziksel araştırmalar teknoloji ve bilimde etkin ve üretken bir alan oluşturmaktadır. Nükleer çalışmalar; tıbbi görüntüleme, teşhis ve tedavide, endüstriyel alanda, enerji sanayisinde ve temel bilimlerdeki bazı sistemlerin incelenmesi gibi önemli alanlarda kullanılmaktadır. Teknolojik ve bilimsel bakımdan önemli çalışmaların olduğu bu alanda çalışmaları genişletmek için, çekirdek yapısını ve çekirdeklerin etkileşimleri sonucu ortaya çıkan sonuçları belirli bir sistem içerisinde en doğru şekilde açıklamak gerekir.

Nükleer fizik genel olarak nükleer yapı, nükleer reaksiyon ve bu iki durum arasında bulunan rezonans durumu başlıkları altında incelenebilir. Nükleer yapı, çekirdeklerin bağlı durumlarını ve bozunum mekanizmalarını, nükleer reaksiyon çekirdeklerin

saçılma durumlarını ve rezonans ise bu iki nükleer fizik arasındaki bir durumu temsil eder. Çekirdekler arası etkileşimleri incelerken bu etkileşim ister yapı ister reaksiyon olsun çekirdek özellikleri hakkında iyi bir bilgi sahibi olmamız gerekir. Bu tez çalışmasında nükleer yapı çerçevesinde bozunum mekanizmaları incelenecektir.

Çekirdek, yapı itibarıyla ölçülebilir temel özellikler ile tanımlanabilir. Bu tanımlamalar yapılırken alfa bozunumu, alfa saçılması, hızlı nötron saçılması gibi deneyler yapılarak, deneysel sonuçları açıklayacak teoriksel ifadeler kullanılır. Çekirdek yarıçapı, yüzey kalınlığı, şekli, bozunum mekanizması gibi ifadeler tam olarak açıklanamamasına karşılık nükleer fizikte bazı modeller ile yaklaşık olarak belirlenebilmektedir. Şimdiye kadar çekirdeklerin yapısının anlaşılabilmesi için çeşitli modeller ortaya atılmıştır. Bu modellerde amaç çekirdeğin tüm özelliklerini kapsayan tek bir model üretmektir. Üretilen bu modeller, çekirdeğin bazı özelliklerini çok iyi açıklamasına rağmen çekirdeğin bütün özelliklerini tam olarak açıklamayı başaramamıştır. Detayları 1. Bölümde verilen bu modeller Sıvı Damla Modeli, Kabuk Modeli ve Kollektif Model olarak ele alınabilir.

Nükleer fiziğin ilk zamanlarında ağır çekirdeklerin kendiliğinden α parçacıkları yayınladığının gözlenmesi üzerine, α bozunumu çekirdek yapısını anlamada ve bir model üretmede önemli konular arasına girmiştir. α bozunum mekanizmasının en dikkat çekici yanlarından biriside kuantum mekaniğin temel taşlarını oluşturan kuantum tünelleme olayını içermesidir. Klasik fizikte açıklanamayan bu olay kuantum mekaniksel veya yarı klasik yaklaşımlar ile başarılı bir şekilde açıklanabilmektedir. Özellikle bağlı durumlar ve bozunum mekanizmalarını açıklamada kullanılan yöntemlerin başında WKB yarı klasik yaklaşım gelmektedir. WKB yaklaşımı bozunumunu başarılı bir şekilde açıklayan ve literatürde üzerinde sıkça çalışılan bir konudur. Bu tez çalışmasında ele alınan tüm sistemleri açıklamada WKB yaklaşımı kullanılmaktadır. Yöntem hakkında ayrıntılı bilgi 2. Bölümde ele alınacaktır.

Bu tezin amacı, bozunum mekanizmalarını incelemek ve açıklamaya çalışmaktır. Özellikle alfa bozunumu yapacak çekirdekler için sistematik bir çalışma yaparak bir model üretmektir. Detayı diğer bölümlerde verilecek olan sistem özetle; bozunum yapacak olan ağır çekirdekteki parçacığı ve ortaya çıkan ürün çekirdek, iki cisim problemi gibi ele alınarak bu sistem arasındaki etkileşimler modellenip WKB yaklaşımı

sayesinde bozunum mekanizmasını başarı ile açıklamak ve bu sayede fiziğin diğer alanlarında, sistemler arası etkileşimleri açıklamada bir model olarak kullanabilmektir. Tezin I. bölümünde temel bazı nükleer fizik bilgileri verilmiştir. II. bölümde bozunum mekanizmalarını açıklamak için kullanılan WKB yöntemi ve literatürde ele alınan α bozunum mekanizmaları çalışılmıştır. III. bölümde çekirdek deformasyonun bozunum mekanizmalarının üzerine etkisi modellenip IV. bölümde sonuçlar üzerinde bir tartışma yapılmıştır.

1. BÖLÜM

TEMEL KAVRAMLAR VE NÜKLEER YAPI MODELLERİ

1.1 Temel Kavramlar

Bu bölümde çekirdek yapısını anlayabilmek için temel olarak çekirdeğin kütlesi, yarıçapı, bağlanma enerjisi gibi kavramlar üzerinde durulacaktır. Bu temel özelliklerin açıklanmasında, referansları verilen [1, 2] nükleer fizik kitaplarından ve bazı notlardan yararlanılmıştır.

1.1.1 Çekirdeğin Kütlesi, Yarıçapı ve Bağlanma Enerjisi

Bir çekirdeğin kütlesi "atomik kütle birimi" cinsinden ölçülür, kısaca " *akb* yada *u* " olarak gösterilir. Atomik kütle birimi nötr bir $^{12}_6C$ atomunun kütlesinin $\frac{1}{12}$ 'sine eşittir.

$$1akb = 1u = 1.66 \cdot 10^{-24}g = 931.502 \frac{MeV}{c^2} \quad 1.1$$

Nükleer bozunma ve reaksiyonların incelenmesinde genellikle kütle yerine kütle enerjisi kullanılır. Kütlenin enerjiye dönüşümü, görelilik kuramının sonucu olan $E = mc^2$ bağıntısı kullanılarak yapılır ve burada $c^2 = 931.502 MeV/u$ alınır [2].

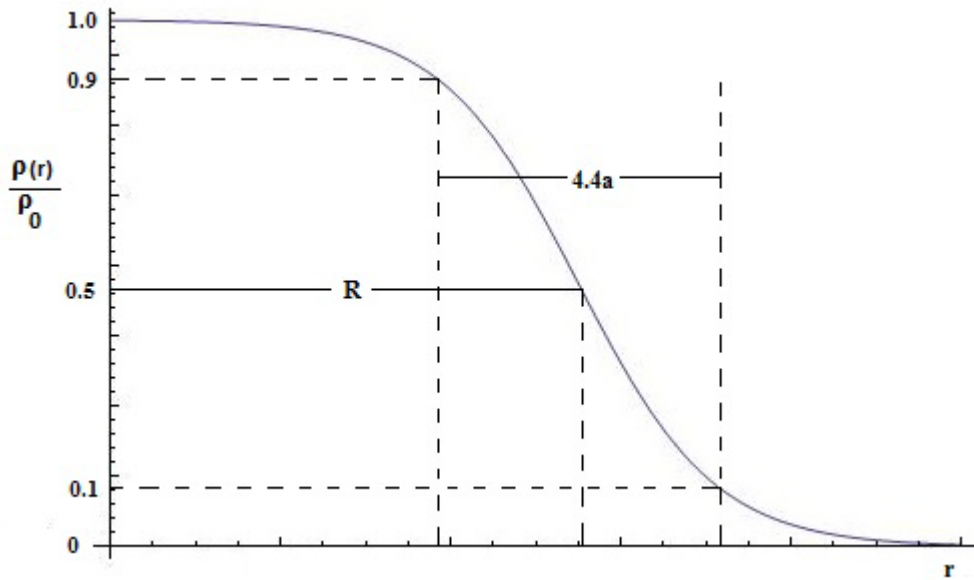
Proton ve nötronun kütleleri *u* cinsinden,

$$m_p = 1.00759u \text{ ve } m_n = 1.008982u \quad 1.2$$

olarak verilir. Proton ve nötrona ortak ad olarak nükleon denir. Bir çekirdek A_ZX_N şeklinde gösterilir. Burada *X* çekirdek sembolünü, *A*, *Z* ve *N* sırasıyla kütle numarası, atom sayısı ve nötron sayısını verir. Kütle numarası proton ve nötron sayılarının toplamıdır. Bu nedenle kütle sayısını belirten *A* aynı zamanda nükleon sayısını da verir.

A, Z ve N sayılarının durumuna göre çekirdekler çeşitli isimler ile adlandırılır. Bir atomun kimyasal özelliklerini çekirdeğindeki pozitif elektrik yükü belirler. Çekirdeklerinde aynı sayıda proton içeren atomlar kimyasal olarak aynı özelliktedir. Atom numaraları aynı fakat kütle sayıları farklı olan çekirdeklere "izotop" denir. İzotop çekirdekler nükleer reaksiyon ile yapay olarak oluşturulabilir. Nötron sayısı aynı proton sayısı farklı olan çekirdeklere ise "izoton" denir. Ayrıca kütle numaraları aynı atom sayıları farklı olan türdeki çekirdeklere de "izobar" denir [3].

Çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesi, gözle görülebilen cisimlere oranla çok zordur. Çekirdeğin yarıçapı veya büyüklüğü, atomda olduğu gibi belirli sınırlara sahip değildir. Çekirdek veya atomların büyüklüğü keskin sınırlara sahip olan bir küre olarak kabul edilemez. Bu yüzden çekirdek şeklini belirlemek için çekirdeklerin bazı özelliklerini dikkate almak gereklidir. Çekirdeklerde nükleon yoğunluğu ve nükleer potansiyel benzer bir uzay dağılımına sahiptir. Şekil 1.1'de görüldüğü gibi kısa mesafe boyunca sabit, daha sonra ise hızlı bir şekilde sıfıra gitmektedir.



Şekil 1.1. Çekirdek yük yoğunluğunun grafiksel gösterimi.

Küresel kabul edilen çekirdekler için çekirdeğin biçimi iki parametre ile açıklanabilir. Bu parametrelerden ilki merkezi yoğunluğun yarıya düştüğü ortalama yarıçap R , diğeri

ise çekirdek yük yoğunluğunun %90'dan %10'a düştüğü yüzey kalınlığıdır [1]. Çekirdeğin yarıçapı ve yüzey kalınlığını belirlemek için, çeşitli deneyler sonucu ölçülen yük yoğunluğunu bir fonksiyon olarak tanımlamak gerekir. Yük yoğunluğu,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad 1.3$$

formülü ile elde edilebilir. Burada ρ_0 çekirdeğin merkezdeki yük yoğunluğudur ve tüm çekirdekler için yaklaşık olarak aynıdır. Bu sonuç nükleonların merkezde toplanmış olduğunu ifade etmez, fakat yüzeye doğru sabit bir dağılım olduğunu göstergesidir. Çekirdek yarıçapı R , nükleon sayısı A ile orantılı olarak değişmektedir. Çekirdeğe baktığımız zaman, birim hacim başına nükleon sayısının hemen hemen sabit olduğunu görürüz. Bu sonuç ile ortalama çekirdek yarıçapı;

$$R = R_0 A^{1/3} \quad 1.4$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada R_0 orantı katsayısıdır ve elektron saçılma deneylerinden yaklaşık $R_0 \cong 1.2$ fm olarak bulunur. a düfzyon parametresidir ve yüzey kalınlığını belirleyici bir niceliktir. t yüzey kalınlığı $4.4a$ 'ya eşittir ve yaklaşık 2.3 fm'dir [2].

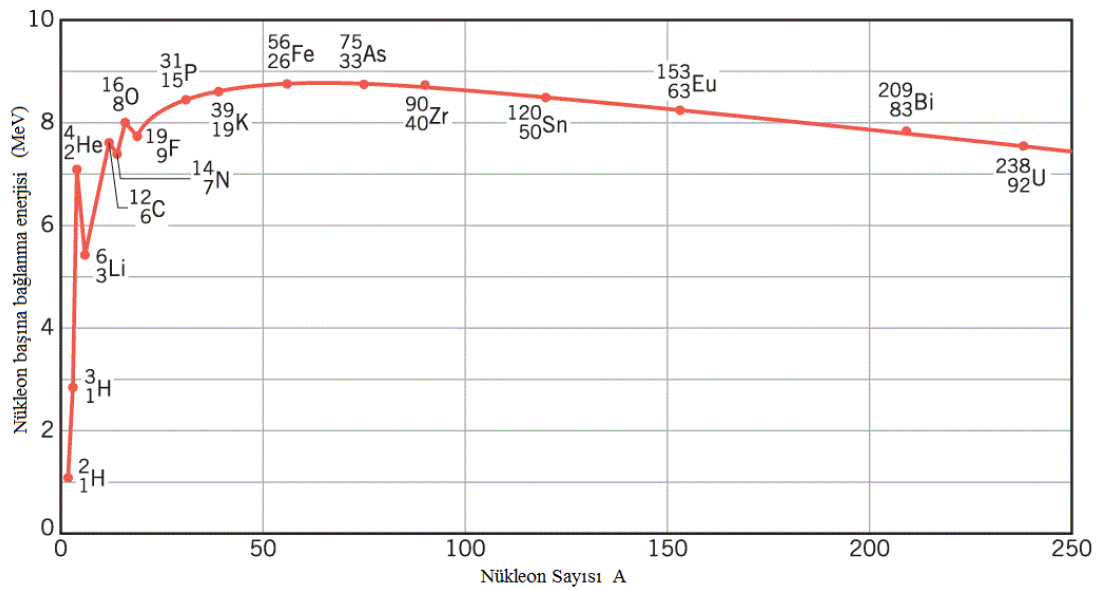
Nükleer yarıçapı ölçmek için iki çekirdek arasındaki nükleer kuvvet göz önüne alınmalıdır. Çekirdekler arasındaki kuvvetin uzaysal değişimi ile nükleer yarıçapı ölçebiliriz. Bu kuvveti hesaba katarken, çekirdeklerdeki yükten meydana gelen Coulomb alanından öte çekirdeklerdeki tüm nükleonlardan meydana gelen nükleer kuvvetlerin etkileşim alanı tespit edilmelidir. Nükleer yarıçapı ölçmek için, bir çekirdeğin diğer bir çekirdekten saçılmasını veya bir çekirdeğin inlmasını inceleyebiliriz. Saçılma yapacak olan sistemde çekirdeklerin, Coulomb alanını aşarak nükleer bölgede aktif olmaları gerekir. α bozunumu yapacak olan çekirdeğin yarı ömrü, α parçacığının Coulomb engelinden tünelleme yaparak geçme olasılığına bağlıdır. Bu sonuç ise yarıçapa bağlıdır ve ölçülen yarı ömürler ile kıyaslanan deneysel sonuçlar sayesinde R belirlenebilir.

Bir çekirdeğin kütlesi onu meydana getiren nükleonların kütlelerinin ayrı ayrı toplamından daha küçüktür. Aradaki bu farka göre çekirdek daha çok veya daha az sağlamdır. Kütledeki bu farkın meydana getirdiği enerjiye bağlanma enerjisi denir. Yani

bağlanma enerjisi nükleonları bir araya getirmek veya onları parçalamak için gerekli olan enerjidir. Bu enerji;

$$B = [Zm_p + Nm_n - M(^A X)]c^2 \quad 1.5$$

şeklinde verilir. Burada Z proton sayısı, N nötron sayısı, $M(^A X)$ çekirdeğin kütlesidir. Nükleon başına bağlanma enerjisini bulmak için B/A 'yı hesaplamak gerekir. Nükleon başına bağlanma enerjisini sistematik bir şekilde incelersek Şekil 1.2'de görüldüğü gibi çok hafif çekirdekler hariç, $A = 60$ civarında maksimum değerine ulaşır ve nükleon başına bağlanma enerjisi ortalama 8.0 MeV civarındadır. Ayrıca $A < 60$ bölgesindeki çekirdekler füzyon yaparak, $A > 60$ bölgesindeki çekirdekler ise fisyon yaparak daha kararlı hale gelmeye çalışırlar [1].



Şekil 1.2. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi.

^4_2He , $^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$ gibi hafif çekirdeklerde bağlanma enerjisinin bu çekirdeklere yakın kütle numarasındaki çekirdeklere göre pik yaptığı görülmektedir. Bu tip çekirdeklere sihirli sayılara sahip çekirdekler denir. Sihirli sayılara sahip çekirdekler, proton veya nötron sayılarının veya her ikisinin de 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 sayılarına sahip olan çekirdeklerdir. Bağlanma enerjisi grafiğini açıklamaya çalışmak için bazı nükleer yapı

modelleri ortaya konmuştur. Bu bölümün bir sonraki başlığı altında detaylı olarak anlatılmıştır.

1.2 Nükleer Yapı Modelleri

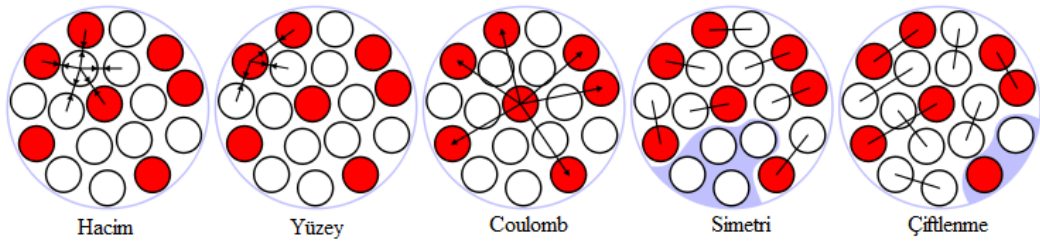
Çekirdeğin keşfinden bu yana çekirdeğin yapısını anlamak ve açıklamaya çalışmak için çeşitli modeller ortaya konmuştur. Deneysel olarak elde edilen sonuçların modellenmesinin kısmen başarılı veya kısmen eksik yanları olmuştur. Bu kısımda nükleer yapı modelleri ele alınarak eksik ve başarılı yanları tartışılacaktır.

1.2.1 Sıvı Damla Modeli

Çekirdek yapısı hakkında bilgi sahibi olmak için yapılan ilk çalışmalar bağlanma enerjisi üzerinedir. Sistemin tarifi için bağlanma enerjisinin nükleon sayısı ile değişimini karakterize etmek gerekir. Bu modellemede çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülür ve bu düşünce ile çekirdeğin özellikleri tayin edilmeye çalışılır. Çekirdeğin küresel olarak kabul edilmesi ve nükleon başına bağlanma enerjisinin yaklaşık sabit olması bu modelin ortaya konmasını destekler. Bu modelin öngördüğü çekirdeğin bağlanma enerjisi formülü,

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_s \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad 1.6$$

şeklindedir. Bu formülde yer alan terimleri sırasıyla şu şekilde açıklayabiliriz:



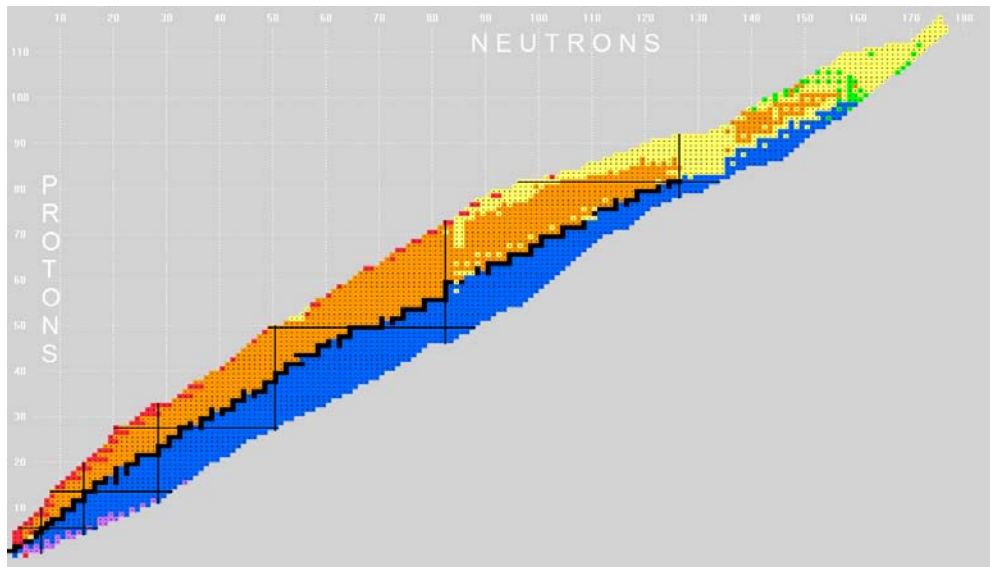
Şekil 1.3. Sıvı damla modeline göre üretilen terimlerin şematik çekirdek gösterimi.

Bağlanma enerjisi nükleon sayısı ile orantılı olduğu için ilk olarak bu orantıyı ifade edecek terim yazmak gerekir. Bu terim $a_h A$ şeklinde olan "hacim" terimi olarak

adlandırılır. Küresel bir yapının hacim ifadesi $\frac{4}{3}\pi R^3$ ve nükleer yarıçap ifadesi $R = r_0 A^{1/3}$ ile hacim terimi elde edilir. Burada a_h sabittir ve değeri yaklaşık 15.5 MeV civarındadır. Bu değer %10 oranında değişim gösterebilir.

Bir çekirdekteki her nükleon diğer tüm nükleonlarla etkileşseydi bağlanma enerjisi $A(A - 1)$ ile orantılı olurdu, fakat bağlanma enerjisinin nükleon sayısı ile lineer olarak değişmesi, çekirdeklerin sadece en yakın komşuları ile etkileştiğini diğer nükleonlarla hiç etkileşmediğini göstermektedir. Yüzeydeki nükleonlar daha az nükleonla komşu olduklarından dolayı, etkileşim daha az dolayısıyla daha zayıf bağlı olacaklardır ve bağlanma enerjisini daha az olacaktır. $a_h A$ hacim terimi tüm çekirdeklerin aynı oranda etkileştiği düşünülerek yazılmıştır. Bu terimden yüzey ile ilgili makul bir terimin çıkartılması gerekir. Çekirdeğin yüzeyi R^2 , dolayısıyla $A^{2/3}$ ile orantılıdır. Böylece bağlanma enerjisine, yüzey terimi için $-a_y A^{2/3}$ gibi bir katkı gelmesi gerekir.

Çekirdek yüklü parçacıklar olan protonları içerdiği için, bağlanma enerjisi protonlar arasındaki Coulomb itmesini de içermelidir. Coulomb itici bir kuvvet olduğu için çekirdeğin daha zayıf bağlı olmasına neden olur. Coulomb potansiyelinin menzili sonsuz olduğundan bir protonun diğer tüm protonlarla Coulomb itmesi ile etkileştiği düşünülebilir. Bu yüzden bu terim $Z(Z - 1)$ ile orantılı bir şekilde değişir ve $-a_c Z(Z - 1)/A^{1/3}$ değerinde bağlanma enerjisine azaltıcı bir etkisi vardır.



Şekil 1.4. Kararlı ve radyoaktif çekirdeklerin dağılımının şematik gösterimi.

Şekil 1.4 incelendiğinde kararlı çekirdeklerin proton sayısının $Z \cong A/2$ olduğunu görürüz. Ağır çekirdeklere doğru gidildikçe Coulomb itici kuvvetini karşılamak için nükleer kuvvetin baskın olması gerekir. Bu denge nötron ilavesi ile sağlanır. Bundan dolayı çekirdekte nötron proton eşitsizliği oluşmakta ve bağlanma enerjisinde bir fark meydana gelmektedir. $-a_s (A - 2Z)^2/A$ şeklinde tanımlanan bu terim çekirdekteki asimetri yapıdan kaynaklanan durumu temsil eder. Özellikle hafif çekirdekler için baskın bir terimdir.

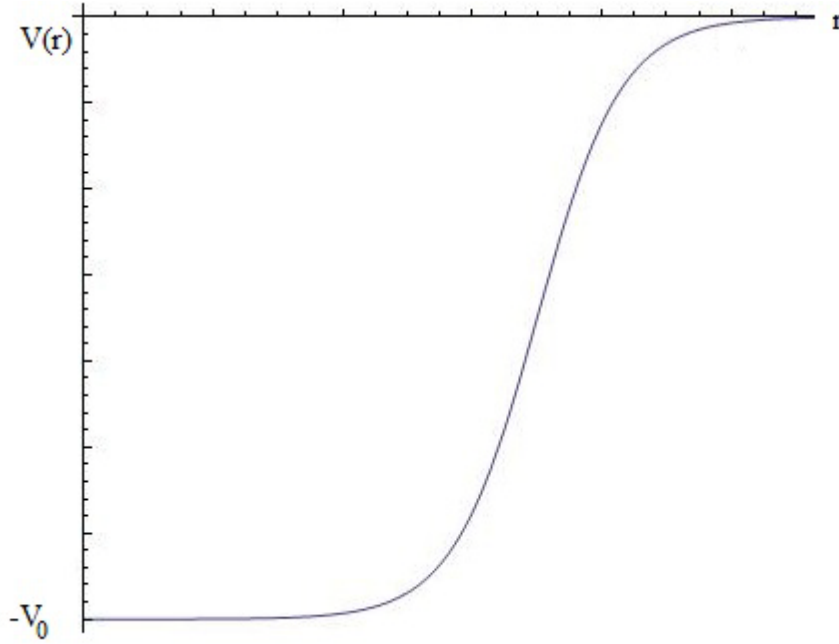
Son olarak kararlı durumları oluşturabilmek için ve iki aynı nükleonun aynı olmayanlara göre daha kuvvetli bağlı olmasından kaynaklanan bir terim gerekir. Çiftlenme enerjisi terimi $\delta = \pm a_c/A^{3/4}$ şeklinde tanımlanır ve çift-çift çekirdekler için pozitif, tek-tek çekirdekler için negatif, tek-çift ve çift-tek çekirdekler için 0 değerini alır [2].

1.2.2 Kabuk Model

Kabuk modeli teorisi, ilk olarak atom yapısının anlaşılması için üretilmiş ve büyük başarı sağlamış bir modeldir. Bu modelde kabuklar Pauli prensibine uyacak şekilde giderek artan enerjili elektronlarla doldurulmuştur. Bu yapı sonucunda, tamamen dolu kabuklardan oluşan eylemsiz bir kor ve birkaç değerlik elektron meydana gelir. Dolu tabakanın dışında kalan değerlik elektronları, atom yapısı hakkında özellikler verir [3].

Proton ve nötronun ayrılma enerjilerinin deney sonuçları ile Denk.1.6 yarı ampirik kütle formülü ile hesaplanan enerjiler karşılaştırıldığında gözlemlenen büyük sapmalar, nükleer kabukların varlığını destekleyen kanıtlardan biri olmuştur. Ayrıca, ayrılma enerjisindeki keskin süreksizliklerin kabukların dolmasına karşılık geldiğini düşünebiliriz. Kabuk modele göre düşünülen nükleer potansiyel, bir nükleonun diğer tüm nükleonlar tarafından oluşturulan bir potansiyel alanda hareket etmesi şeklindedir. Nükleonlar çekirdek içersinde bağlı olduklarından nükleer potansiyeli bir kuyu şeklinde tasvir edebiliriz. Kabuk modeline göre belirlenen bu potansiyel çekirdek yapısını açıklarken fiziksel olarak uygun olması önemlidir. Çekirdeğin yoğunluğunu açıklamada kullanılan Wood-Saxon fonksiyonu nükleer yapıyı açıklamada da kullanılan başarılı bir yapıdır. Şekil 1.5'de gösterilen Wood-Saxon potansiyeli, karakteristik olarak çekirdeğin keskin hatlara sahip olmadığını, sınır şartlarını sağlayan ve bu potansiyelle yapılan

çözümler sonucunda kabuklara yerleşen nükleonların sihirli sayıları verdiği için uygun bir potansiyeldir.



Şekil 1.5. Wood-Saxon tipi potansiyel

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad 1.7$$

Nükleonların etkileşmesini tanımlamada kullanılan farklı türde potansiyellerde mevcuttur. Genellikle bir sistemi tanımlamada kullanılan kare kuyu potansiyeli, kabuk modelinde de kullanılan ilk potansiyel olmuştur. Fakat çekirdeği tam olarak tasvir edemediği için ve sihirli sayıları veremediği için bu modelde çok kullanılmamaktadır.

Kabuk modelinde, potansiyelin sihirli sayıları tam olarak verilmesi için spin yörünge etkileşmesinin de tanımlanıp etkisi göz önüne alınmalıdır. Spin yörünge etkileşmesi atomdakine benzer şekilde nükleonların spin ve açısal momentumlarının etkileşmesi olarak tanımlanır. Spin yörünge etkileşmesi $V_0(r)\ell.s$ şeklinde yazılır ve burada

$V_0(r)$ 'nin biçimi önemli değildir. Etkili olan seviyelerin yeniden düzenlenmesine yardımcı $\ell.s$ terimidir [1]. Toplam açısal momentum atom fiziğinde olduğu gibi $j = \ell + s$ formülü ile verilir. Nükleonların spinleri $s = \frac{1}{2}$ olduğu için, açısal momentum değerleri $j = \ell + \frac{1}{2}$ veya $j = \ell - \frac{1}{2}$ olabilir. $\ell.s$ 'in beklenen değeri;

$$\langle \vec{\ell} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \hbar^2 \quad 1.8$$

şeklinde bulunur. Bu tanımlamalar ile birlikte kabuk modelindeki toplam potansiyel,

$$V(r) = V_{ws} + V_{so}(r) \vec{\ell} \cdot \vec{s} \quad 1.9$$

olarak bulunur [1].

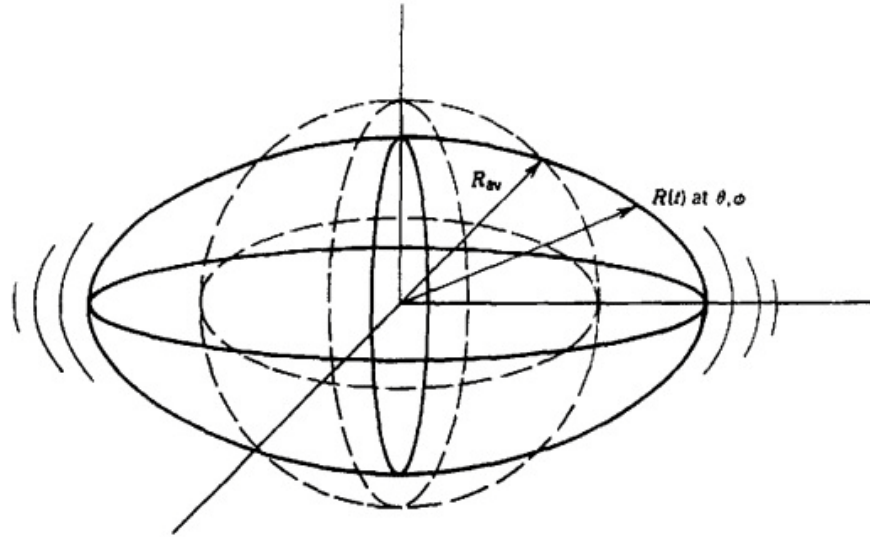
Her düzeyin dejenereliği ℓ 'ye bağlı olarak $2(2\ell + 1)$ ile verilir. j değerleri $\ell \mp \frac{1}{2}$ ve her alt düzey için nükleon sayısı $2j + 1$ olarak bulunur. Bu modele göre çekirdeklerin taban durum spin ve pariteleri hesaplanırken; çift-çift çekirdekler için taban durum spinini sıfır alınır ve pariteleri çifttir, tek A'lı çekirdeklerin taban durumu spinleri çiftlenmemiş nükleonlar belirler ve pariteleri çiftlenmemiş nükleonların dalga fonksiyonu belirler [2].

1.2.3 Kollektif Model

Kollektif model, sıvı damlası ve kabuk modelin birleştirilmesiyle meydana gelen ve özellikle kabuk modelindeki eksikleri gidermek amaçlı yapılmış başarılı sonuçlar veren bir modeldir. Kollektif model, çekirdeklerin manyetik ve kuadropol momentlerini belirlemedeki eksiklikleri giderir. Ayrıca çift-çift olmayan bütün çekirdeklerin küresel olmayan şekilleri ile dönen bir çekirdeğin merkezkaç kuvvetinden doğan şekil bozukluklarını da hesaba katar. Kollektif modelde çekirdek özellikleri, tüm nükleonların ortak hareketi sonucu oluşur. Burada sadece değerlik nükleonları değil aynı zamanda kapalı kabuktaki nükleonlarda harekete dahildir. Her bir nükleon bir potansiyel içinde diğer nükleonlardan bağımsız hareket eder [2].

Kollektif modeli iki tür durum için inceleyebiliriz. $A < 150$ durumundaki çekirdekler için yapı genel olarak nükleonların kollektif hareketi küresel bir denge şekli etrafındaki titreşimleri esas alarak incelenir. Bu durum bir sıvı damlacığının küresel denge durumu

etrafında yüksek frekansla elastik titreşimlerine benzer. Ortalama şekil küresel olmamakla birlikte, herhangi bir andaki şekilde küresel değildir.

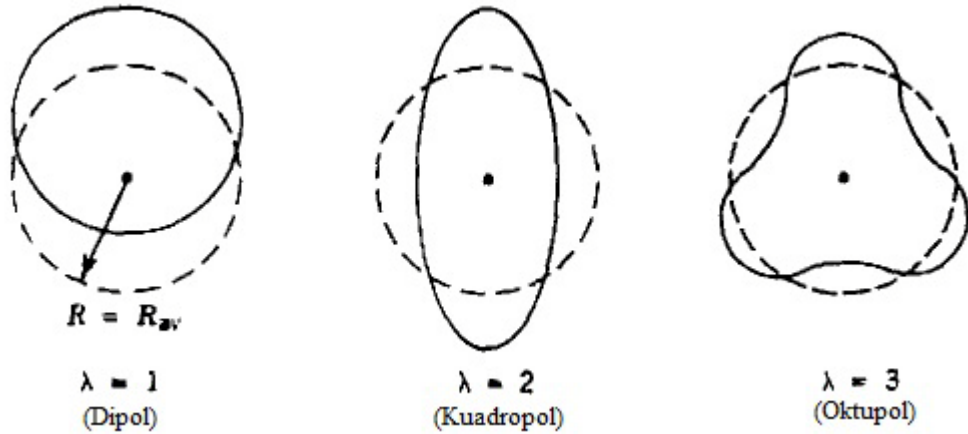


Şekil 1.6. Titreşim hareketi yapan bir çekirdeğin zamana bağlı gösterimi [1].

Şekil 1.6'da gösterildiği gibi nükleer yüzey üzerindeki bir (θ, φ) noktasının $R(t)$ koordinatını $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ küresel harmonikler cinsinden belirtmek kolaylık sağlar. Her küresel harmonik bileşeni $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir [1]. Titreşim hareketi yapan çekirdekler için herhangi bir andaki yarıçap değeri

$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \quad 1.10$$

olarak belirlenir. $\lambda = 0$ durumunda çekirdek yarıçapı R_{ort} değerine eşittir ve bu değer yaklaşık $r_0 A^{1/3}$ olarak alınır. Titreşim modları λ ile belirlenir ve λ 'nın aldığı tamsayı değerlerine göre çekirdek adlandırılır. Örneğin; $\lambda = 1$ titreşimi dipol titreşim olarak bilinir ve bu titreşimde çekirdek kütle merkezinden salınım yapar. $\lambda = 2$ kuadropol titreşim, $\lambda = 3$ oktipol titreşim olarak adlandırılır. Şekil 1.7'de bu ilk üç titreşim gösterilmektedir.



Şekil 1.7. Titreşim hareketi yapan çekirdekler için ilk üç modun gösterimi [1].

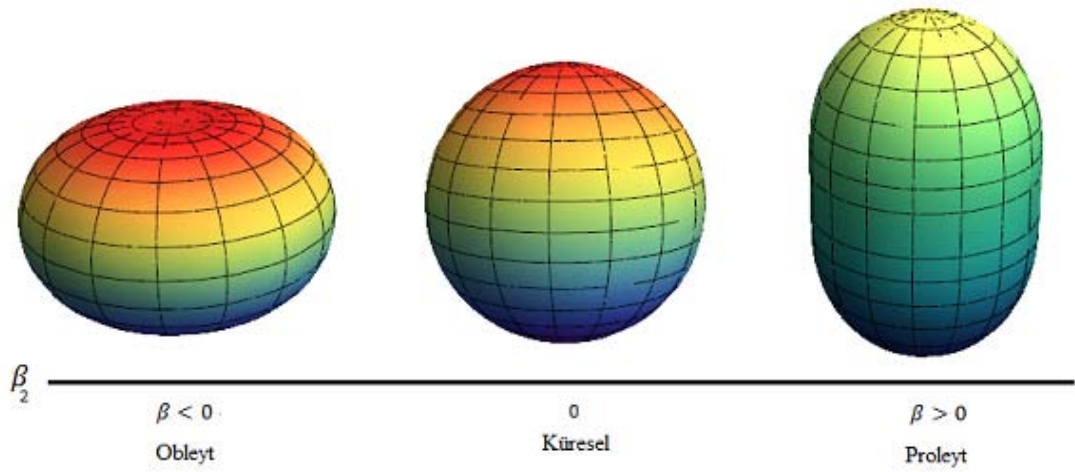
$150 < A < 190$ ve $A > 220$ civarındaki çekirdeklerde artan nötron sayısı ile birlikte nükleer dönme hareketi gözlemlenir. Dönme hareketi çekirdek şekli küresel olmayan çekirdeklerde gözlemlenir ve küresel durumdan önemli ölçüde sapmalar olabilir. Bu yapıdaki çekirdekler deforme çekirdekler olarak adlandırılır. Deformasyon arttıkça yüzey titreşimlerinin enerjileri düşer ve küreselliğini kaybeden çekirdek bir bütün olarak bir eksen etrafında dönebilir. Bunun sonucunda çekirdeğin dönmesi ile uyarılmış durumlar meydana gelir. Deforme çekirdeklerin ortak şekilleri dönen bir elipsoittir ve bu elipsoitlerin yüzeyi genel olarak

$$R(\theta, \varphi) = R_{ort}[1 + \beta Y_{20}(\theta, \varphi)] \quad 1.11$$

ile tanımlanır [1]. Yüzey φ 'den bağımsız olduğu durumda çekirdek silindirik simetriye sahiptir. Burada β , deformasyon parametresi olarak belirlenir. $\beta > 0$ olduğu zaman çekirdek bir prolept elipsoit ve $\beta < 0$ olduğu zaman çekirdek oblept elipsoit olarak adlandırılır. Şekil 1.8'de dönme hareketi yapan çekirdeğin durumları gösterilmiştir. β deformasyon parametresi elipsin dış merkezliğine,

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad 1.12$$

bağıntısı ile bağlıdır. Burada ΔR elipsin büyük yarı eksen ile küçük yarı eksen arasındaki farktır. R_{ort} yaklaşık olarak $R_0 A^{1/3}$ alınır [1].



Şekil 1.8. Kalıcı deformasyona sahip çekirdeklerin denge şekilleri

Küresel simetrik çekirdeklerde kabuk modeli potansiyeli kız çekirdek ve bozunan çekirdek arasındaki etkileşimi tanımlamada iyi sonuç vermiştir. Fakat özellikle ağır çekirdeklerde deformenin etkisinin oldukça öneme sahip olduğu bu tez çalışmasında gösterilmiştir.

2. BÖLÜM

ALFA BOZUNUMU VE TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

2.1 Giriş

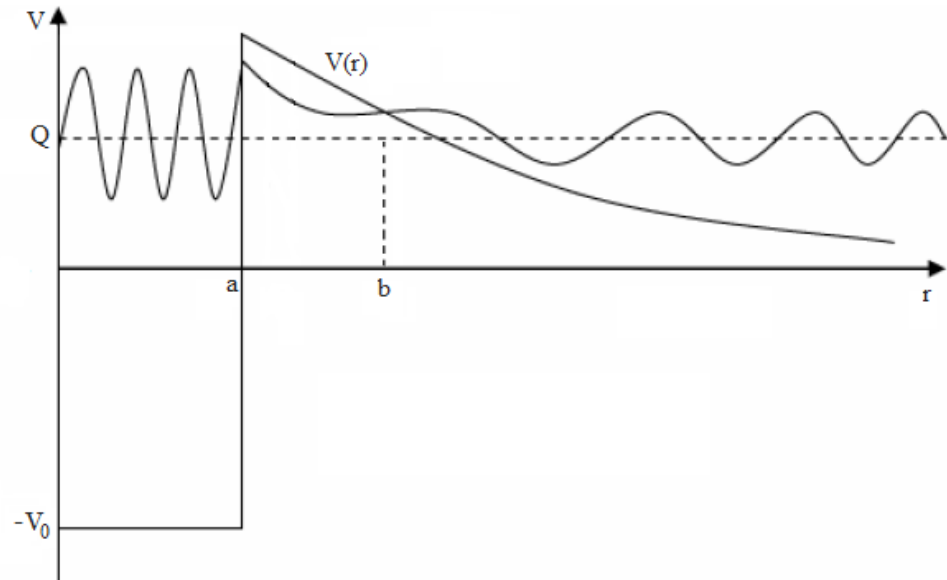
Alfa parçacıkları, doğal radyoaktif maddeler tarafından yayınlanan ve delme gücü en zayıf olanıdır [1]. Alfa, Yunan alfabesinde ilk harf olarak " α " ile gösterilir. 1903'de Rutherford, α parçacıklarının yükünün kütleye oranını, radyumun bozunmasından oluşan α parçacıklarının elektrik ve manyetik alanda sapmalarından yayınlanarak ölçmüştür [1]. Rutherford, tahmin ettiği gibi bu alfa parçacıklarının gerçekte helyum çekirdekleri olduğunu göstermiştir.

Birçok ağır çekirdek ve doğal radyoaktif seri üyeleri yayınlayarak bozunurlar. Bu bozunum olayı kendiliğinden gerçekleşen bir süreçtir. Çekirdeklerin bozunumunda kendiliğinden gerçekleşen süreç başka parçacıkların yayınlanması için oldukça nadirdir. Çünkü α bozunumu bir Coulomb itmesi olayıdır. Özellikle ağır çekirdeklerde artan nükleer bağlanma enerjisine karşılık Coulomb enerjisi (Z^2 ile) daha hızlı artar. α parçacıkları çok sıkı ve kararlı yapıya sahip olmaları nedeniyle, ayrı ayrı bileşenlerinin toplam kütlesine kıyasla daha küçük bir kütleye sahiptir. Bu ise sistemde kütle azalmasından dolayı ortaya çıkan bir miktar kinetik enerji meydana getirir. Bu yüzden bozunum yapacak olan çekirdek mümkün olduğu kadar küçük parçalanma ürünlerine ve bununla birlikte yüksek kinetik enerjiye sahip olmak isterse, yayınlayacağı parçacığı olmalıdır [1].

α parçacığının kendiliğinden yayınlanmasını aşağıdaki reaksiyonla ifade edilebilir;



α parçacığı Rutherford tarafından da gösterildiği gibi iki nötron ve iki proton içeren, bir ${}^4\text{He}$ çekirdeğidir. α yayınlama ile ilgili teoriksel ilk çalışma 1928'de eş zamanlı olarak Gamow, Gurney ve Condon tarafından yapılmıştır. Bu teoriye göre parçacığı ana çekirdek içerisinde önceden var olduğu ve kız çekirdekle belirlenen küresel bir bölgede hareket ettiği farz edilir. Bu teori özellikle çift-çift çekirdeklerin alfa bozunumunu açıklamada çok iyi çalışmaktadır. Şekil 2.1 α ile kız çekirdek arasındaki etkileşimi göstermektedir.



Şekil 2.1. Alfa parçacığı ile kız çekirdek sisteminin temel grafiksel gösterimi.

Burada $V(r)$, α ile kız çekirdek arasında toplam potansiyelin uzaklıkla değişimini göstermektedir. Q ise alfa bozunum enerjisi olarak temsil edilir. Klasik olarak α parçacığı $r < a$ olan küresel bölgede hareket etmektedir ve $r = a$ noktasında potansiyel, Q bozunum enerjisinden daha fazla olduğu için parçacık bu bölgenin dışına çıkamaz. Kuantum mekaniksel olarak parçacığı "tünelleme" olayı ile potansiyel engelinden geçebilmektedir [1]. Engeli geçme olasılığını açıklamada çeşitli metotlar mevcuttur.

2.2 Alfa Bozunumda Standart Model WKB

WKB yarı-klasik yaklaşım metodu, nükleer fizik, atom molekül fiziği ve yüksek enerji fiziğinde bağlı durumlar ve saçılma problemlerini açıklamada kullanılan ve analitik sonuçlar sunan başarılı yöntemler arasındadır. WKB yarı-klasik yaklaşımı yirminci yüzyılın başlarında Wentzel, Kramers, Brillouin tarafından bulunmuştur ve adını bu isimlerin baş harflerinden almıştır. Metodun esası, serbest formdaki bir dalga fonksiyonunun $\hbar$ 'nin üsleri cinsinden bir seriye açılarak Schrödinger dalga denkleminde çözülmesinden gelen sonuçlara dayanmaktadır. $\hbar$ sabiti klasik mekanik ile kuantum mekaniğini sınırlayan bir faktör olduğu için, $\lim_{\hbar \rightarrow 0}$ de kuantum mekaniğinden klasik mekaniğine geçiş olur ve bu olay yarı-klasik olarak adlandırılır.

WKB metodunun tutarlı sonuçlar vermesi için bazı parametrelerde düzenlemeler yapılmıştır. Yapılan ilk düzenleme merkezkaç potansiyelindeki $L(L+1)$ terimi yerine $(L+1/2)^2$ teriminin yazılmasıdır. Bu düzenlemeye Langer modifikasyonu denir. Langer modifikasyonu, $L=0$ daki belirsizlikten ve fiziksel olmayan sonuçlardan kurtulmak için yapılır. Bir diğer düzenleme ise Coulomb potansiyeli ile ilgilidir. $r=R$ noktasındaki süreksizlikten kurtulmak için Coulomb potansiyelini tanımlayacak bir sürekli fonksiyon yazılması gerekir [4].

WKB yaklaşımı bize, saçılma ve bağlı durumlar hakkında kolay bir şekilde analitik sonuçlar sunar. Bu tez çalışmasında literatürdeki fenomenolojik ve mikroskobik nükleer potansiyeller ile ağır ve süper ağır çekirdeklerdeki bozunumları WKB çerçevesinde incelenmiş ve sonuçlar elde edilmiştir. Ayrıca WKB yaklaşımı, silindirik simetrik çekirdekler için yeniden düzenlenip, ağır ve süper ağır çekirdeklerdeki egzotik çekirdekler bozunumları için modellenip sonuçlar deney ile gayet uyumlu bulunmuştur.

WKB metoduna bir çok kuantum mekaniği kitapları yer vermiştir. Bu metodu tanımlarken ilk olarak radyal Schrödinger dalga denklemini yazmak gerekir. Schrödinger dalga denklemi;

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + V(r)U(r) + \frac{l(l+1)}{2\mu r^2} U(r) = EU(r) \quad 2.2$$

şeklindedir. Denklemi düzenlemek için $k(r)$ 'yi tanımlarsak,

$$k(r) = \sqrt{\frac{2\mu[E - V(r)]}{\hbar^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}} \quad 2.3$$

şeklinde olur. $k(r)$ 'yi Schrödinger dalga denkleminde yerine yazıp denklemi düzenlersek,

$$\frac{d^2 U(r)}{dr^2} + k(r)^2 U(r) = 0 \quad 2.4$$

olur. WKB yaklaşımını uygulamak için dalga fonksiyonunu serbest formda

$$U(r) = A e^{iS(r)/\hbar} \quad 2.5$$

şeklinde önerip Denk.2.4'de yerine yazarsak,

$$-\left(\frac{d}{dr} S(r)\right)^2 + i\hbar \frac{d^2 S(r)}{dr^2} + \hbar^2 k(r)^2 = 0 \quad 2.6$$

şeklinde diferansiyel denklemini elde etmiş oluruz. $S(r)$ fonksiyonunu $\hbar$ 'a göre seriye açarsak,

$$S(r) = S_0(r) + \hbar S_1(r) + \frac{1}{2} \hbar^2 S_2(r) + \dots \quad 2.7$$

olur. Ayrıca,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dr} S(r)\right)^2 &= \left(\frac{d}{dr} S_0(r)\right)^2 + 2\hbar \left(\frac{d}{dr} S_0(r)\right) \left(\frac{d}{dr} S_1(r)\right) \\ &\quad + \hbar^2 \left[\left(\frac{d}{dr} S_0(r)\right) \left(\frac{d}{dr} S_2(r)\right) + \left(\frac{d}{dr} S_1(r)\right)^2 \right] \\ &\quad + \hbar^3 \left[\left(\frac{d}{dr} S_1(r)\right) \left(\frac{d}{dr} S_2(r)\right) \right] + \frac{1}{4} \hbar^4 \left(\frac{d}{dr} S_2(r)\right)^2 \end{aligned} \quad 2.8$$

$$\frac{d^2}{dr^2} S(r) = \frac{d^2}{dr^2} S_0(r) + \hbar \frac{d^2}{dr^2} S_1(r) + \hbar^2 \frac{d^2}{dr^2} S_2(r) \quad 2.9$$

şeklindedir. Denk.2.8 ve Denk.2.9'da $\hbar^2$ ve ondan sonra gelecek katsayılar çok küçük olacağı için bu terimleri ihmal edersek ve bu denklemleri Denk.2.6'da yazıp düzenlersek;

$$\begin{aligned} -\left(\frac{d}{dr}S_0(r)\right)^2 - 2\hbar\left(\frac{d}{dr}S_0(r)\right)\left(\frac{d}{dr}S_1(r)\right) + i\hbar\frac{d^2}{dr^2}S_0(r) \\ + i\hbar^2\frac{d^2}{dr^2}S_1(r) + \hbar^2k(r)^2 = 0 \end{aligned} \quad 2.10$$

şeklinde olur. Dalga fonksiyonunu tanımlamak için $S_0(r)$ ve $S_1(r)$ 'yi bulmamız gerekir. Denk.2.10'da $\hbar$ 'ın her mertebesindeki katsayıları sıfıra eşitlenerek $S_0(r)$ ve $S_1(r)$ 'yi bulunur. Denk.2.3'e baktığımızda $k(r)$ 'nin $1/\hbar$ 'ıncı mertebeden olduğunu görürüz. Buradan;

$$-\left(\frac{d}{dr}S_0(r)\right)^2 + \hbar^2k(r)^2 = 0 \quad 2.11$$

ve

$$-2\hbar\left(\frac{d}{dr}S_0(r)\right)\left(\frac{d}{dr}S_1(r)\right) + i\hbar\frac{d^2}{dr^2}S_0(r) = 0 \quad 2.12$$

Denk.2.11'den,

$$S_0(r) = \hbar \int k(r) dr \quad 2.13$$

ve Denk.2.12'den

$$\frac{d}{dr}S_1(r) = \frac{i\frac{d^2}{dr^2}S_0(r)}{2\frac{d}{dr}S_0(r)} \quad 2.14$$

$$S_1(r) = \frac{i}{2} \ln k(r) \quad 2.15$$

bulunur. Denk.2.13 ve Denk.2.15'i Denk.2.7'de yazarsak,

$$S(r) = \hbar \int k(r) dr + \hbar \frac{i}{2} \ln k(r) \quad 2.16$$

şeklinde elde ederiz. Dalga fonksiyonunda yazıp düzenlersek;

$$U(r) = \frac{A e^{i \int k(r) dr}}{\sqrt{k(r)}} \quad 0 < k(r)^2 \quad 2.17$$

$$U(r) = \frac{B e^{\int \kappa(r) dr}}{\sqrt{\kappa(r)}} \quad 0 < \kappa(r)^2, \quad \kappa(r) = ik(r) \quad 2.18$$

şeklinde en genel hali ile elde ederiz. $\hbar \rightarrow 0$ kuantum mekaniğinin limitinde Denk.2.6'nın ikinci terimi bu limite göre ihmal edilebilir;

$$\left| \hbar \frac{d^2}{dr^2} S(r) \right| \ll \left| \frac{d}{dr} S(r) \right|^2 \quad 2.19$$

Bu ihmal ile $S(r) \approx S_0(r)$ yaklaşıklığını kullanarak,

$$\left| \hbar \frac{d^2}{dr^2} S_0(r) \right| \ll \left| \frac{d}{dr} S_0(r) \right|^2 \quad 2.20$$

şeklinde yazılabilir. Buradan Denk.2.13 yardımı ile,

$$\frac{\frac{d}{dr} k - (r)}{k(r)^2} \ll 1 \quad 2.21$$

olur ve $k(r) = 2\pi/\lambda$ ifadesi ile bu bağıntı

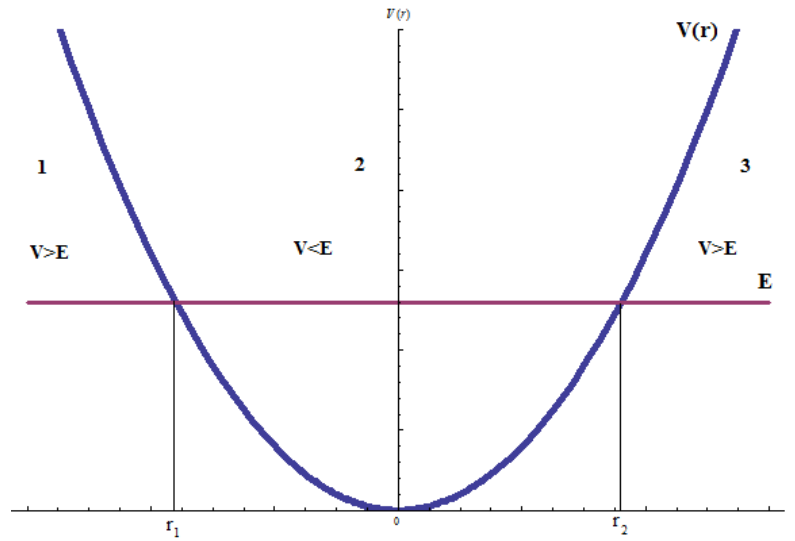
$$\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d}{dr} k(r) \ll k(r) \quad 2.22$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadeye göre WKB metodunun geçerli olabilmesi için dalga boyunun değişim hızı dalga boyundan çok çok küçük olmalıdır. Bu sonuç ile WKB çözümü, potansiyel enerji değişiminin yavaş olması halinde kullanışlıdır [4].

Şekil 2.2'de gösterilen, bağlı durum potansiyeli ile etkileşen bir mermi parçacığını ifade etmek için WKB dalga fonksiyonlarını yazarsak;

$$U(r) = \begin{cases} r < r_1, & \frac{A}{\sqrt{\kappa(r)}} \exp\left(\int_{r_1}^r \kappa(r') dr'\right) \\ r_1 < r < r_2, & \frac{B}{\sqrt{\kappa(r)}} \sin\left(\int_{r_1}^r \kappa(r') dr' + \frac{\pi}{4}\right) \\ r_2 < r, & \frac{C}{\sqrt{\kappa(r)}} \exp\left(-\int_{r_2}^r \kappa(r') dr'\right) \end{cases} \quad 2.23$$

şeklinde olur. Burada $\kappa(r) = ik(r)$ 'dir.



Şekil 2.2. Potansiyel etkisinden bulunan bir parçacığın yarı-klasik temsili.

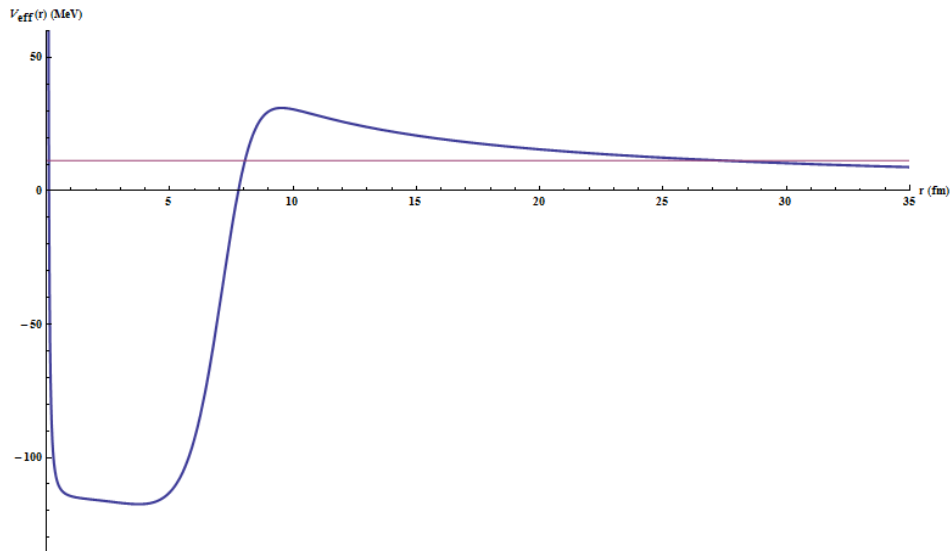
Klasik olarak yasaklı olan 1. ve 3. bölgede $\kappa(r)$ dalga sayısı kompleks olduğu için dalga fonksiyonu azalan bir karaktere sahipken 2. bölgede klasik olarak izinli olan bölgede dalga fonksiyonu sinüsel bir karaktere sahiptir. Genel olarak, temsil edilen bu sistem için her üç bölgede sınır şartlarını uygularsak,

$$\int_{r_1}^{r_2} \kappa(r') dr' = \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \quad 2.24$$

şeklinde bir denklem elde edilir [5]. Bu denklem Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı olarak adlandırılır. Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı ile atomik ve nükleer boyuttaki yapılar hakkında fiziksel bazı önemli sonuçlar elde edilebilir. WKB metodu Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı ile harmonik osilatör ve Coulomb potansiyeli için enerji

öz değerlerini tam doğrulukla ve diğer potansiyeller için yaklaşık olarak başarılı sonuçlar vermektedir.

Alfa bozunum sistematığını açıklamada en başarılı yöntemlerden birisi WKB yarı klasik yaklaşım metodudur. Bu metot sayesinde yarı ömür ve bariyer genişliği gibi nicelikleri elde edebiliriz. Ağır çekirdeklerin alfa bozunumu hesaplamalarında, genellikle birçok proton ve nötrondan oluşmuş çekirdek sistemi hesaplamayı kolaylaştırmak için iki cisim problemine indirgenerek incelenir. Çekirdeklerin alfa bozunumunu incelemek için kız çekirdek ile alfa parçacığının indirgenmiş kütlesi, bu iki sistemin oluşturduğu potansiyel alanında hareket ettiği düşünülür. Sistemin ortalama potansiyeli merkezkaç, nükleer ve Coulomb potansiyellerinin toplamı şeklindedir.



Şekil 2.3. Alfa çekirdeği ve kız çekirdek arasındaki toplam potansiyel.

Kız çekirdek ile yayınlanan alfa parçacığı arasındaki etkileşimi tanımlamak için radyal Schrödinger denklemini yazarsak,

$$\frac{d^2\chi(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V_{eff}(r)]\chi(r) = 0 \quad 2.25$$

şeklindedir. Burada μ , kız ile alfa çekirdeğin indirgenmiş kütlesi

$$\mu = \frac{m_\alpha m_d}{m_\alpha + m_d} \quad 2.26$$

olarak verilir. m_d ve m_α sırasıyla kız ve alfa çekirdeğinin atomik kütleleridir. Efektif potansiyel $V_{eff}(r)$, kız çekirdek ve alfa arasındaki toplam potansiyel olarak tanımlanır ve merkezci, Coulomb ve nükleer potansiyelden meydana gelmektedir.

$$V_{eff}(r) = V_L(r) + V_C(r) + V_N(r) \quad 2.27$$

Burada merkezci potansiyel,

$$V_L(r) = \frac{L(L+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad 2.28$$

şeklinde tanımlanır ve L , alfa çekirdek tarafından transfer edilen açısal momentum sayısıdır. Ana çekirdek, bozunumu sırasında aynı taban durumunda ya da aynı uyarılmış durumdaki kız çekirdeğe bozunuyorsa açısal momentum değişimi olmadığı için $L = 0$ alınır. Alfa bozunum sistematığını yarı klasik yöntemlerle açıklamak istediğimizde merkezci potansiyel ve Coulomb potansiyelleri üzerinde bazı modifikasyonlar yapmak gerekir. Bunlardan ilki merkezci potansiyelde $L = 0$ durumunda belirsizliklerden kurtulmak için Denk.2.28'de merkezkaç potansiyeline $L(L+1) \rightarrow (L+1/2)^2$ şeklinde Langer modifikasyonu [6] yapmaktır.

Küresel simetriye sahip iki çekirdeğin Coulomb etkileşimi,

$$V_C(r) = 1.43 \left(\frac{Z_\alpha Z_d}{2R_C} \right) \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), \quad r \leq R_C \quad 2.29$$

$$1.43 \left(\frac{Z_\alpha Z_d}{r} \right), \quad r > R_C$$

şeklinde tanımlanır. $r = R_C$ 'de Coulomb potansiyelinde bir süreksizlik meydana gelir ve yarı klasik yaklaşımda bu potansiyelin sürekli olması istenir. Bu durumdan kurtulmak için Coulomb potansiyeline uygun bir fonksiyon,

$$V_{cf}(r) = 1.43 \frac{Z_\alpha Z_d}{r} \left(1 - e^{-\varphi r - \frac{1}{2}(\varphi r)^2 - 0.35(\varphi r)^3} \right) \quad 2.30$$

şeklindedir. Burada Z_α , Z_d ve R_C alfa ve kız çekirdeğinin yükü ve Coulomb yarıçapıdır. Coulomb yarıçapı $R_C = 1.2(A_\alpha^{1/3} + A_d^{1/3})$ fm şeklinde alınır. A_α ve A_d sırasıyla alfa ve kız çekirdeğin kütle numaralarıdır.

Merkezcil ve Coulomb potansiyelleri iyi bilinen potansiyeller olmasına karşın nükleer potansiyelin şekli çok iyi bilinmemektedir. 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 katlama (double folding) yöntemiyle nükleer potansiyel belirlenebilir. Nükleer potansiyelin belirlenmesi ile ilgili yöntemler bir sonraki bölümde ayrıntılı ele alınacaktır.

Alfa parçacıklarının potansiyel içindeki hareketini tanımlamak için Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı kullanılır. Bohr-Sommerfeld kuantumla şartı,

$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (Q_\alpha - V_{eff}(r))} dr = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G - L + 1) \frac{\pi}{2} \quad 2.31$$

şeklinde verilir. Burada Q_α , alfa bozunumun ve G global kuantum sayısı olarak adlandırılır. Global kuantum sayısı, nötron sayısı $N \leq 82$ olan çekirdekler için $G = 18$, $82 \leq N \leq 126$ olan çekirdekler için $G = 20$ ve $N > 126$ olan çekirdekler için ise $G = 22$ alınır [7, 8, 9]. Bohr-Sommerfeld kuantumla şartı ile seçilecek olan nükleer potansiyeline göre bir serbestlik parametresi (λ , R , V_0 vs.) elde edilir. Hesaplamalarda önemli diğer bir nokta ise dönüm noktaları r_1 , r_2 ve r_3 'dür. r_1 , r_2 ve r_3 alfa-kız çekirdek arasındaki efektif potansiyelin, alfa bozunum enerjisi ile kesiştiği yerlerdir. Yani $V_{eff}(r) = Q_\alpha$ denkleminin köklerinden elde edilir.

Yarı klasik yaklaşıma göre alfa bozunum genişliği Γ ,

$$\Gamma = P_\alpha F \frac{\hbar^2}{4\mu} S \quad 2.32$$

olarak verilir [7, 10, 11, 12]. Burada P_α , F ve S sırasıyla, alfa oluşma olasılığı, normalizasyon faktörü ve geçiş olasılığıdır. Çift-çift çekirdekler için $P_\alpha = 1.0$, çift-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.6$ ve tek-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.35$ olarak alınır [13, 14].

Normalizasyon faktörü F,

$$F \int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{k(r)} \cos^2 \left(\int_{r_1}^r dr' k(r') \frac{\pi}{4} \right) = 1 \quad 2.33$$

denkleminde elde edilir [9, 15]. Bu denklemde kosinüs kareli terim yerine $\frac{1}{2}$ çarpan olarak gelir. Denklemi tekrar düzenlediğimizde,

$$F \int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{2k(r)} = 1 \quad 2.34$$

olarak yazılabilir. Burada $k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (Q_\alpha - V_{eff}(r))}$ efektif potansiyelde r_1 ve r_2 arasındaki dalga sayısıdır. Bu denklemden dönüm noktaları hesaplandıktan sonra F normalizasyon faktörü çekilebilir. Geçiş olasılığı S,

$$S = \exp \left[-2 \int_{r_2}^{r_3} dr \kappa(r) \right] \quad 2.35$$

şeklinde verilir [7, 10, 12]. Burada $\kappa(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q_\alpha - V_{eff}(r)|}$ efektif potansiyelde r_2 ve r_3 arasındaki dalga sayısı olarak verilir. Bu bilgiler ile alfa bozunum genişliği Γ hesaplanabilir. Buradan alfa bozunum yarı ömrü ise,

$$T_{1/2} = \hbar \frac{\ln 2}{\Gamma} \quad 2.36$$

denkleminde hesaplanır [7, 10, 11, 12].

2.3 Literatür Taraması

Ağır çekirdeklerin alfa bozunum mekanizmalarının teorik olarak incelenmesi, nükleer yapı hakkındaki bilgi birikimini artırıcı nitelikte olduğu için son yıllarda üzerinde sıkça çalışılan konuların başında gelmektedir. Özellikle son zamanlarda yeni izotop üretim

tekniklerinin geliştirilmesiyle Berkeley, GSI, Dubna, GANIL ve RIKEN gibi hızlandırıcı merkezlerinde üretilen ağır ve süper ağır çekirdeklerin belirlenmesinde alfa bozunumu kullanılması deneysel ve teoriksel açıdan ilgi çeken konular arasında olmasını sağlamıştır. Ana çekirdeğin kız çekirdeğe bozunumu sırasında, ana çekirdeğin taban durum özellikleri, alfa kümelenmesinin olup olmadığı, kabuk etkisi, deformasyonun etkisi vs. dikkate alınarak yapılan hesaplar nükleer yapı hakkındaki bilgi birikimini artırıcı niteliktedir. Bu bölümde yapılan çalışma alfa çekirdeği ile kız çekirdek arasındaki etkileşimi ve kullanılan modelleri öğrenmek amaçlıdır. Bölüm 2.1'de verilen yarı klasik model ile birlikte Bölüm 2.3.1 ve Bölüm 2.3.2'de verilen potansiyel çeşitlerine göre yapılan hesaplamalar TÜBİTAK'a 210T155 nolu proje kapsamında 1. gelişme raporu şeklinde sunulmuştur.

2.3.1 Fenomonolojik Potansiyeller

2.3.1.1 Kare Kuyu Potansiyeli

Kare kuyu potansiyeli, alfa yayınlanma teorisin açıklamada kullanılan ilk modeldir. Gamow, Gurney ve Condon tarafından geliştirilen bu modeli, yarı klasik yaklaşıklık ile ilk olarak Buck ve arkadaşları [7, 16] tarafından ele alındı. Bu potansiyel ile temel olarak WKB yaklaşımı kullanılarak Tablo 2.1 ve Tablo 2.2'de bazı ağır çekirdekler ve egzotik çekirdekler için yarı ömür hesaplamaları yapılmıştır. Kare kuyu potansiyeli alfa bozunum sistematüğini anlamada basit ve ana yapıyı oluşturmaktadır.

Kare Kuyu potansiyeli alfa bozunum hesapları için gerçekçi bir model olmamasına rağmen alfa bozunum yarı ömür vs. çözümlerinin analitik olması nedeniyle önemlidir. Bu modelde kullanılan potansiyel,

$$V_N(r) = -V_0 + 1.43 \frac{2(Z-2)}{R}, \quad r < R \quad 2.37$$

$$1.43 \frac{2(Z-2)}{R}, \quad r > R$$

şeklinindedir. Burada, $V_0 = 135.6$ MeV, $P = 1$ ve $G = 22$ olarak hesaplamalar yapılmıştır [7]. R ise kare kuyu potansiyelinin genişliğidir. Yukarıdaki potansiyel ile formalize edilen sistemde bazı ağır çekirdekler için literatürde yer alan sonuçlar ile bizim elde ettiğimiz sonuçlar aşağıdaki gibidir;

Tablo 2.1. Kare kuyu potansiyeli için ağır çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamalar ile [7] bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum süreleri.

Reaksiyonlar	Q_α (MeV)	$R/A^{1/3}$ (fm)	$T_\alpha(\text{deney})$ (s)	T_α [7] (s)	$T_\alpha(\text{teori})$ (s)
$^{164}\text{Os} \rightarrow ^{160}\text{W} + \alpha$	6.475	1.426	4.1×10^{-2}	1.5×10^{-2}	1.5×10^{-2}
$^{166}\text{Os} \rightarrow ^{162}\text{W} + \alpha$	6.135	1.422	2.5×10^{-1}	2.8×10^{-1}	2.8×10^{-1}
$^{168}\text{Os} \rightarrow ^{164}\text{W} + \alpha$	5.825	1.418	4.5×10^0	5.1×10^0	5.1×10^0
$^{170}\text{Os} \rightarrow ^{166}\text{W} + \alpha$	5.540	1.414	5.9×10^1	9.1×10^1	9.1×10^1
$^{172}\text{Os} \rightarrow ^{168}\text{W} + \alpha$	5.225	1.410	9.5×10^3	3.0×10^3	3.0×10^3
$^{174}\text{Os} \rightarrow ^{170}\text{W} + \alpha$	4.865	1.406	2.2×10^5	2.4×10^5	2.4×10^5
$^{186}\text{Os} \rightarrow ^{182}\text{W} + \alpha$	2.818	1.385	6.3×10^{22}	6.6×10^{22}	6.6×10^{22}
$^{170}\text{Pt} \rightarrow ^{166}\text{Os} + \alpha$	6.705	1.411	6.0×10^{-3}	1.7×10^{-2}	1.7×10^{-2}
$^{172}\text{Pt} \rightarrow ^{168}\text{Os} + \alpha$	6.465	1.407	1.0×10^{-1}	1.3×10^{-1}	1.3×10^{-1}
$^{174}\text{Pt} \rightarrow ^{170}\text{Os} + \alpha$	6.183	1.403	1.1×10^0	1.5×10^0	1.5×10^0
$^{176}\text{Pt} \rightarrow ^{172}\text{Os} + \alpha$	5.895	1.399	1.7×10^1	2.3×10^1	2.3×10^1
$^{178}\text{Pt} \rightarrow ^{174}\text{Os} + \alpha$	5.575	1.395	2.8×10^2	6.3×10^2	6.3×10^2
$^{180}\text{Pt} \rightarrow ^{176}\text{Os} + \alpha$	5.255	1.392	1.7×10^4	2.3×10^4	2.3×10^4
$^{182}\text{Pt} \rightarrow ^{178}\text{Os} + \alpha$	4.945	1.388	5.7×10^5	1.1×10^6	1.1×10^6
$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{180}\text{Os} + \alpha$	4.595	1.385	1.0×10^8	1.3×10^8	1.3×10^8
$^{186}\text{Pt} \rightarrow ^{182}\text{Os} + \alpha$	4.325	1.381	5.1×10^9	8.1×10^9	8.1×10^9
$^{188}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Os} + \alpha$	4.000	1.378	3.4×10^{12}	2.0×10^{12}	2.0×10^{12}
$^{190}\text{Pt} \rightarrow ^{186}\text{Os} + \alpha$	3.244	1.378	1.9×10^{19}	1.8×10^{19}	1.8×10^{19}
$^{176}\text{Hg} \rightarrow ^{172}\text{Pt} + \alpha$	6.905	1.397	3.4×10^{-2}	2.5×10^{-2}	2.5×10^{-2}

$^{178}\text{Hg} \rightarrow ^{174}\text{Pt} + \alpha$	6.578	1.394	5.2×10^{-1}	3.7×10^{-1}	3.7×10^{-1}
$^{180}\text{Hg} \rightarrow ^{176}\text{Pt} + \alpha$	6.255	1.390	6.1×10^0	6.5×10^0	6.5×10^0
$^{182}\text{Hg} \rightarrow ^{178}\text{Pt} + \alpha$	6.005	1.386	7.4×10^1	7.0×10^1	7.0×10^1
$^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{180}\text{Pt} + \alpha$	5.665	1.383	2.8×10^3	2.3×10^3	2.3×10^3
$^{186}\text{Hg} \rightarrow ^{182}\text{Pt} + \alpha$	5.205	1.380	5.2×10^5	4.6×10^5	4.6×10^5
$^{188}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Pt} + \alpha$	4.705	1.378	5.3×10^8	3.6×10^8	3.6×10^8
$^{182}\text{Pb} \rightarrow ^{178}\text{Hg} + \alpha$	7.100	1.384	5.5×10^{-2}	3.9×10^{-2}	3.9×10^{-2}
$^{184}\text{Pb} \rightarrow ^{180}\text{Hg} + \alpha$	6.775	1.381	5.5×10^{-1}	5.3×10^{-1}	5.3×10^{-1}
$^{186}\text{Pb} \rightarrow ^{182}\text{Hg} + \alpha$	6.465	1.377	4.7×10^0	7.7×10^0	7.7×10^0
$^{188}\text{Pb} \rightarrow ^{184}\text{Hg} + \alpha$	6.115	1.374	1.1×10^2	2.1×10^2	2.1×10^2
$^{190}\text{Pb} \rightarrow ^{186}\text{Hg} + \alpha$	5.696	1.372	8.0×10^3	1.6×10^4	1.6×10^4
$^{192}\text{Pb} \rightarrow ^{188}\text{Hg} + \alpha$	5.225	1.369	3.5×10^6	4.0×10^6	4.0×10^6
$^{194}\text{Pb} \rightarrow ^{190}\text{Hg} + \alpha$	4.635	1.368	1.1×10^{10}	1.4×10^{10}	1.4×10^{10}
$^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + \alpha$	3.792	1.335	3.7×10^{16}	4.4×10^{16}	4.4×10^{16}

Tablo 2.2. Kare kuyu potansiyeli için ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum sürelerinin literatürdeki sonuçları [9] ile bizim elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılması.

Reaksiyonlar	Q_α (MeV)	$T_\alpha(\text{deney})$ (s)	T_α [9] (s)	$T_\alpha(\text{teori})$ (s)
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	33.158	$(1.01 \pm 0.14) \times 10^{11}$	1.28×10^{11}	1.28×10^{11}
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	30.639	$(8.25 \pm 2.22) \times 10^{15}$	5.31×10^{15}	5.31×10^{15}
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	28.316	$(2.21 \pm 0.96) \times 10^{21}$	4.07×10^{20}	4.07×10^{20}
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{20}\text{O}$	44.867	$(5.29 \pm 1.01) \times 10^{20}$	3.95×10^{21}	3.95×10^{21}

$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{24}\text{Ne}$	57.954	$(4.10 \pm 0.95) \times 10^{24}$	3.73×10^{24}	3.73×10^{24}
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	62.492	$(2.50 \pm 0.30) \times 10^{20}$	5.77×10^{20}	5.77×10^{20}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	74.349	$(5.50 \pm 1.00) \times 10^{25}$	2.30×10^{25}	2.30×10^{25}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$	79.896	4.70×10^{21}	2.72×10^{21}	2.72×10^{21}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{32}\text{Si}$	91.474	$(1.89 \pm 0.68) \times 10^{25}$	6.79×10^{25}	6.79×10^{25}

2.3.1.2 Cosh Potansiyeli

Fenomonolojik olarak kullanılan bir diğer potansiyel,

$$V_N(r) = -V_0 \frac{1 + \cosh(R/a)}{\cosh(r/a) + \cosh(R/a)} \quad 2.38$$

şeklinde tanımlanır [8, 17]. Burada V_0 , R ve a sırasıyla nükleer potansiyelin derinliği, yarıçapı ve difüzyon kalınlığıdır. Kosinüs hiperbolik yapısı nedeniyle literatürde "*cosh*" potansiyeli olarak geçer. Cosh potansiyeli ile C. Xu ve Z. Ren [17] tarafından alfa bozunum mekanizması WKB yaklaşımı ile açıklanmıştır. Potansiyel parametreleri, $V_0 = 162.3$ MeV, $a = 0.4$ fm [8, 16, 18] olarak alınmıştır. R çekirdek yarı çapı ise Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı ile elde edilir. Bu çalışmada elde edilen yarı ömürler Tablo 2.3, Tablo 2.4 ve Tablo 2.5'de listelenmiştir.

Tablo 2.3. Cosh potansiyeli için orta ağırlıktaki çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamalar [17] ile bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum süreleri.

Reaksiyonlar	Q_α (MeV)	$T_\alpha(\text{deney})$	T_α [17]	$T_\alpha(\text{teori})$
$^{180}\text{W} \rightarrow ^{176}\text{Hf} + \alpha$	2.516±0.005	$1.1^{+0.9}_{-0.5} \times 10^{18}$ yr	1.1×10^{18} yr	1.1×10^{18} yr
$^{161}\text{Re} \rightarrow ^{157}\text{Ta} + \alpha$	6.432±0.006	16± 1 ms	13 ms	13 ms
$^{162}\text{Re} \rightarrow ^{158}\text{Ta} + \alpha$	6.267±0.005	107±13 ms	92 ms	92 ms
$^{162m}\text{Re} \rightarrow ^{158m}\text{Ta} + \alpha$	6.298±0.005	84.6±6.2 ms	70.4 ms	70.4 ms

$^{166}\text{Pt} \rightarrow ^{162}\text{Os} + \alpha$	7.314±0.015	0.3±0.1 ms	0.2 ms	0.2 ms
$^{167}\text{Pt} \rightarrow ^{163}\text{Os} + \alpha$	7.188±0.010	0.7±0.2 ms	0.7 ms	0.7 ms
$^{172}\text{Au} \rightarrow ^{168}\text{Ir} + \alpha$	7.071±0.009	6.3±1.5 ms	7.8 ms	7.8 ms
$^{174}\text{Hg} \rightarrow ^{170}\text{Pt} + \alpha$	7.265±0.011	$2.1^{+1.8}_{-0.7}$ ms	1.7 ms	1.7 ms
$^{177}\text{Tl} \rightarrow ^{173}\text{Au} + \alpha$	7.097±0.007	18±5 ms	25 ms	25 ms
$^{177\text{m}}\text{Tl} \rightarrow ^{173\text{m}}\text{Au} + \alpha$	7.690±0.013	230±40 μs	359 μs	359 μs
$^{180}\text{Tl} \rightarrow ^{176}\text{Au} + \alpha$	6.537±0.010	1.5±0.3 ms	4.3 s	4.3 s
$^{180}\text{Pb} \rightarrow ^{176}\text{Hg} + \alpha$	7.446±0.015	4.5±1.1 ms	2.9 ms	2.9 ms
$^{185}\text{Bi} \rightarrow ^{181}\text{Tl} + \alpha$	8.290±0.030	50±8 μs	44 μs	44 μs
$^{188}\text{Po} \rightarrow ^{184}\text{Pb} + \alpha$	8.119±0.025	400^{+200}_{-150} μs	183 μs	183 μs
$^{189}\text{Po} \rightarrow ^{185}\text{Pb} + \alpha$	7.735±0.020	5±1 ms	4 ms	4 ms
$^{190}\text{Po} \rightarrow ^{186}\text{Pb} + \alpha$	7.744±0.015	$1.9^{+0.6}_{-0.4}$ ms	2.3 ms	2.3 ms
$^{145}\text{Nd} \rightarrow ^{141}\text{Ce} + \alpha$	1.578±0.002		3.7×10^{22} yr	3.7×10^{22} yr
$^{149}\text{Sm} \rightarrow ^{145}\text{Nd} + \alpha$	1.870±0.001		1.9×10^{18} yr	1.9×10^{18} yr
$^{156}\text{Dy} \rightarrow ^{152}\text{Gd} + \alpha$	1.757±0.006		3.6×10^{24} yr	3.6×10^{24} yr
$^{162}\text{Er} \rightarrow ^{158}\text{Dy} + \alpha$	1.646±0.003		2.8×10^{29} yr	2.8×10^{29} yr
$^{168}\text{Yb} \rightarrow ^{164}\text{Er} + \alpha$	1.951±0.004		2.4×10^{24} yr	2.4×10^{24} yr
$^{176}\text{Hf} \rightarrow ^{172}\text{Yb} + \alpha$	2.256±0.002		3.0×10^{20} yr	3.0×10^{20} yr
$^{178}\text{Hf} \rightarrow ^{174}\text{Yb} + \alpha$	2.083±0.002		4.7×10^{23} yr	4.7×10^{23} yr
$^{182}\text{W} \rightarrow ^{178}\text{Hf} + \alpha$	1.774±0.003		4.0×10^{32} yr	4.0×10^{32} yr
$^{188}\text{Os} \rightarrow ^{184}\text{W} + \alpha$	2.143±0.002		1.9×10^{26} yr	1.9×10^{26} yr
$^{192}\text{Pt} \rightarrow ^{188}\text{Os} + \alpha$	2.418±0.002		1.1×10^{23} yr	1.1×10^{23} yr
$^{196}\text{Hg} \rightarrow ^{192}\text{Pt} + \alpha$	2.027±0.004		3.8×10^{32} yr	3.8×10^{32} yr

Tablo 2.4. Cosh potansiyeli için ağır çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamalar[17] ile bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum süreleri.

Reaksiyonlar	Q_α (deney) (MeV)	T_α (deney)	T_α [17]	T_α (teori)
$^{294}_{118} \rightarrow ^{290}_{116} + \alpha$	11.810 ± 0.150	$1.8^{+8.4}_{-0.8}$ ms	2.4 ms	2.4 ms
$^{292}_{116} \rightarrow ^{288}_{114} + \alpha$	10.757 ± 0.150	33^{+155}_{-15} ms	181 ms	181 ms
$^{290}_{116} \rightarrow ^{286}_{114} + \alpha$	10.860 ± 0.150	29^{+140}_{-33} ms	99 ms	99 ms
$^{289}_{114} \rightarrow ^{285}_{112} + \alpha$	9.895 ± 0.020	$30.4 \pm X$ s	13.7 s	13.7 s
$^{288}_{114} \rightarrow ^{284}_{112} + \alpha$	10.028 ± 0.050	$1.9^{+3.3}_{-0.8}$ s	3.5 s	3.5 s
$^{287}_{114} \rightarrow ^{283}_{112} + \alpha$	10.484 ± 0.020	5.5^{+10}_{-2} s	0.3 s	0.3 s
$^{285}_{112} \rightarrow ^{281}_{110} + \alpha$	8.841 ± 0.020	$15.4 \pm X$ dk	79.3 dk	79.3 dk
$^{284}_{112} \rightarrow ^{280}_{110} + \alpha$	9.349 ± 0.050	$9.8^{+18}_{-3.8}$ s	68.2 s	68.2 s
$^{277}_{112} \rightarrow ^{273}_{110} + \alpha$	11.666 ± 0.020	240^{+430}_{-90} μ s	143 μ s	143 μ s
$^{272}_{111} \rightarrow ^{268}_{109} + \alpha$	11.029 ± 0.020	$1.5^{+2.0}_{-0.5}$ ms	3.2 ms	3.2 ms
$^{281}_{110} \rightarrow ^{277}_{108} + \alpha$	9.004 ± 0.020	$1.6 \pm X$ dk	4.4 dk	4.4 dk
$^{273}_{110} \rightarrow ^{269}_{108} + \alpha$	11.291 ± 0.020	$110 \pm X$ μ s	238 μ s	238 μ s
$^{271}_{110} \rightarrow ^{267}_{108} + \alpha$	10.958 ± 0.020	$0.62 \pm X$ ms	1.33 ms	1.33 ms
$^{270}_{110} \rightarrow ^{266}_{108} + \alpha$	11.242 ± 0.050	100^{+140}_{-40} μ s	182 μ s	182 μ s
$^{269}_{110} \rightarrow ^{265}_{108} + \alpha$	11.345 ± 0.020	270^{+1300}_{-120} μ s	180 μ s	180 μ s
$^{268}Mt \rightarrow ^{264}_{107} + \alpha$	10.299 ± 0.020	70^{+100}_{-30} ms	43 ms	43 ms
$^{269}Hs \rightarrow ^{265}Sg + \alpha$	9.354 ± 0.020	$7.1 \pm X$ s	4.3 s	4.3 s
$^{267}Hs \rightarrow ^{263}Sg + \alpha$	10.076 ± 0.020	$74 \pm X$ ms	44 ms	44 ms
$^{266}Hs \rightarrow ^{262}Sg + \alpha$	10.381 ± 0.020	$2.3^{+1.3}_{-0.6}$ ms	4.5 ms	4.5 ms
$^{265}Hs \rightarrow ^{261}Sg + \alpha$	10.777 ± 0.020	$583 \pm X$ μ s	842 μ s	842 μ s
$^{264}Hs \rightarrow ^{260}Sg + \alpha$	10.590 ± 0.050	0.54 ± 0.30 ms	1.39 ms	1.39 ms
$^{267}Bh \rightarrow ^{263}Db + \alpha$	9.009 ± 0.030	17^{+14}_{-6} s	21 s	21 s
$^{266}Bh \rightarrow ^{262}Db + \alpha$	9.477 ± 0.020	~ 1 s	1.5 s	1.5 s

$^{264}Bh \rightarrow ^{260}Db + \alpha$	9.671±0.020	440 $^{+600}_{-160}$ ms	425 ms	425 ms
$^{266}Sg \rightarrow ^{262}Rf + \alpha$	8.836±0.020	25.7±X s	18.9 s	18.9 s
$^{265}Sg \rightarrow ^{261}Rf + \alpha$	8.949±0.020	24.1±X s	14.0 s	14.0 s
$^{263}Sg \rightarrow ^{259}Rf + \alpha$	9.447±0.020	117±X ms	476 ms	476 ms
$^{261}Sg \rightarrow ^{257}Rf + \alpha$	9.773±0.020	72±X ms	60 ms	60 ms

Tablo 2.5. Cosh potansiyeli için ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum sürelerinin (saniye biriminde) literatürdeki sonuçları [17] ile bizim elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılması.

Reaksiyonlar	Q_α (MeV)	T_α (deney) (s)	T_α [17] (s)	T_α (teori) (s)
$^{222}Ra \rightarrow ^{208}Pb + ^{14}C$	33.158	1.01×10^{11}	1.38×10^{11}	1.38×10^{11}
$^{224}Ra \rightarrow ^{210}Pb + ^{14}C$	30.639	8.25×10^{15}	7.36×10^{15}	7.36×10^{15}
$^{226}Ra \rightarrow ^{212}Pb + ^{14}C$	28.316	2.21×10^{21}	7.06×10^{20}	7.06×10^{20}
$^{228}Th \rightarrow ^{208}Pb + ^{20}O$	44.867	5.29×10^{20}	5.64×10^{21}	5.64×10^{21}
$^{230}Th \rightarrow ^{206}Hg + ^{24}Ne$	57.954	4.10×10^{24}	5.16×10^{24}	5.16×10^{24}
$^{232}U \rightarrow ^{208}Pb + ^{24}Ne$	62.492	2.50×10^{20}	5.68×10^{20}	5.68×10^{20}
$^{234}U \rightarrow ^{206}Hg + ^{28}Mg$	74.349	5.50×10^{25}	2.51×10^{25}	2.51×10^{25}
$^{236}Pu \rightarrow ^{208}Pb + ^{28}Mg$	79.896	4.70×10^{21}	1.95×10^{21}	1.95×10^{21}
$^{238}Pu \rightarrow ^{206}Hg + ^{32}Si$	91.474	1.89×10^{25}	5.64×10^{25}	5.64×10^{25}

2.3.1.3 Modifiye Wood-Saxon Potansiyeli

Kabuk modelinin gelişmesini sağlayan ve bozunum mekanizmalarında daha gerçekçi bir sistem sunan diğer potansiyel çeşidi Wood-Saxon potansiyelidir. Wood-Saxon potansiyeli,

$$V_N(r) = -\frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^n} \quad 2.39$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada V_0 , R ve a sırasıyla nükleer potansiyelin derinliği, yarıçapı ve difüzyon kalınlığıdır. $n = 1$ için Wood-Saxon potansiyeli (WS), $n = 2$ için Wood-Saxon kare (WS2) potansiyeli olarak bilinir. Wood-Saxon potansiyeli literatürde nükleer potansiyelin belirlenmesinde bir çok çalışmada kullanılır. Bozunum mekanizmaları, parçacıkların kuantum mekaniksel tünelleme yaparak geçme olasılığı ile açıklanır. Bozunan parçacıklar çekirdeğin yüzey bölgesinden tünelleme yaptıkları için özellikle yüzey bölgesini iyi tanımlamak gerekir. Bu yüzden seçilen fenomenolojik potansiyelde hesaplamaları daha hassaslaştırmak için potansiyele terim eklemek gerekebilir. Bu düşünce ile yapılan diğer bir nükleer potansiyel tipi Modifiye Wood-Saxon potansiyelidir. Bu potansiyel,

$$V_N(r) = -V_0 \left\{ \frac{x}{1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left[1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^3} \right\} \quad 2.40$$

şeklinde tanımlanır [9]. Burada V_0 potansiyelin derinliği, R yarıçap ve a difüzyon kalınlığıdır. x ise literatürde ağır veya diğer çekirdeklerle yapılan çalışmalarda sistemi açıklarken kullanılan serbestlik parametresidir. Değeri spesifik olarak değişme gösterir. Burada verilen fenomenolojik nükleer potansiyellerden farklı olarak çeşitli fonksiyonlar kullanarak alfa bozunum sistematüğini açıklayabiliriz. Burada ele alınan çalışmada ise Buck ve arkadaşları tarafından Modifiye Wood-Saxon potansiyeli kullanılarak egzotik çekirdek bozunumlarını da α bozunumuna benzer bir şekilde WKB yaklaşımı ile başarılı bir şekilde açıklamışlardır.

Burada V_0 kümelenmiş çekirdeğin potansiyel derinliğidir ve $V_0 = fA_c V_0^{(\alpha)}/4$ ile elde edilir. Burada $V_0^{(\alpha)} = 238 \text{ MeV}$, $f = 0.92$, $a = 0.73 \text{ fm}$ ve $x = 0.36$ 'dır. A_c ise kümelenmiş egzotik çekirdek kütle numarasıdır. Global kuantum sayısı egzotik çekirdek için $G_c = A_c G_\alpha/4$ 'den hesaplanır. Bu parametrelere göre yapılan hesaplamalar aşağıdaki gibidir.

Tablo 2.6. Modifiye Woods-Saxon potansiyeli için ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum sürelerinin (saniye biriminde) literatürdeki sonuçları [9] ile bizim elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılması.

Reaksiyonlar	Q_α (MeV)	$T_\alpha(\text{deney})$ (s)	T_α [9] (s)	$T_\alpha(\text{teori})$ (s)
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	33.158	$(1.01 \pm 0.1) \times 10^{11}$	1.93×10^{11}	1.93×10^{11}
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	30.639	$(8.25 \pm 2.2) \times 10^{15}$	1.30×10^{16}	1.30×10^{16}
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	28.316	$(2.21 \pm 0.9) \times 10^{21}$	1.55×10^{21}	1.55×10^{21}
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{20}\text{O}$	44.867	$(5.29 \pm 1.0) \times 10^{20}$	5.78×10^{21}	5.78×10^{21}
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{24}\text{Ne}$	57.954	$(4.10 \pm 0.9) \times 10^{24}$	4.83×10^{24}	4.83×10^{24}
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	62.492	$(2.50 \pm 0.3) \times 10^{20}$	4.75×10^{20}	4.75×10^{20}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	74.349	$(5.50 \pm 1.0) \times 10^{25}$	2.13×10^{25}	2.13×10^{25}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$	79.896	4.70×10^{21}	1.42×10^{21}	1.42×10^{21}

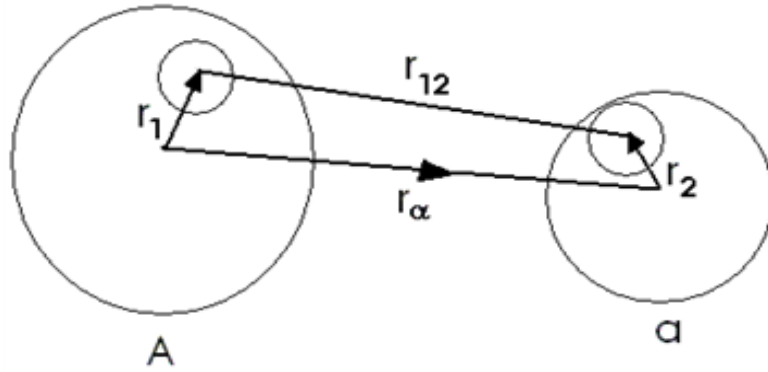
2.3.2 Mikroskobik Potansiyel

2.3.2.1 Yoğunluk Bağımlı Kümelenme Potansiyeli (Double-Folding)

Alfa ve kız çekirdek arasındaki nükleer potansiyeli açıklarken seçilen bir diğer yöntem yoğunluk bağımlı kümelenme potansiyelidir. Normalizasyon faktörü λ olmak üzere bu iki sistemin oluşturduğu potansiyel, yoğunluk dağılımlarının çift katlı integral hesabıyla bulunur [10, 11, 12, 19]. Şekil 2.4’de kız çekirdek ve alfa parçacığının etkileşimi temsili olarak gösterilmektedir. Chang Xu ve Zhongzhou Ren tarafından mikroskobik yöntem ile orta ve ağır çekirdekler için bir takım sonuçlar elde edilmiştir [15]. Burada kullanılan potansiyel,

$$V_N(r) = \lambda \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) g(E, \vec{r}_{12} = \vec{r}_\alpha - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) \quad 2.41$$

çift katlı integral ile hesaplanır.



Şekil 2.4. Alfa-kor sisteminin çift katlı integrali için temsili gösterim.

Küresel alfa parçacığın madde yoğunluk dağılımı standart Gausyen formunda olup Satchler ve Love tarafından önerilmiştir [20].

$$\rho_1(r_1) = 0.4299e^{-0.7024r_1^2} \quad 2.42$$

Kız çekirdeğin yoğunluk dağılımı kullanılan sisteme göre değişiklik gösterebilir. Ama genelde fermi dağılımına sahiptir.

$$\rho_2(r_2) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r_2 - c}{a}\right)} \quad 2.43$$

Burada ρ_0 , $\rho_2(r_2)$ kız çekirdek yoğunluğunu hacim integrali ile A_d kız çekirdek kütle numarasına normalize edilerek bulunur. Sabitler $c = 1.07A_d^{1/3}$ fm ve $a = 0.54$ fm olarak alınmıştır. Burdaki parametrelere göre elde edilen sonuçlar Tablo 2.7'deki gibidir.

Mikroskobik yaklaşımda alfa ve kız çekirdek arasındaki etkileşim M3Y olarak adlandırılır. Bu terim,

$$g(E, |r_{12} = s|) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} + J_{00}\delta(s) \quad 2.44$$

şeklindedir. Burada J_{00} değiş-tokuş terimidir ve $J_{00} = -276(1 - 0.005E_\alpha/m_\alpha)$ ile tanımlanır. Double-folding metodu ile nükleer potansiyeli belirlemede DFPOT kodu kullanılır [21]. Bu koda gerekli parametreleri giriş kartı vasıtasıyla tanıtılıp çift katlı integral yöntemi ile kız çekirdek ile alfa arasındaki potansiyeli normalize olmayan bir şekilde elde ederiz.

Tablo 2.7. Double-folding potansiyeli için ağır çekirdeklerin literatürde var olan hesaplamaları [15] ile bizim bulduğumuz T_α (teori) alfa bozunum sürelerinin karşılaştırılması.

Reaksiyonlar	Q_α (MeV)	T_α (deney)	T_α [15]	T_α (teori)
$^{294}_{118} \rightarrow ^{290}_{116} + \alpha$	11.810±0.150	$1.8^{+8.4}_{-0.8}$ ms	0.8 ms	0.8 ms
$^{292}_{116} \rightarrow ^{288}_{114} + \alpha$	10.757±0.150	33^{+155}_{-15} ms	64 ms	64 ms
$^{290}_{116} \rightarrow ^{286}_{114} + \alpha$	10.860±0.150	29^{+140}_{-33} ms	38 ms	38 ms
$^{289}_{114} \rightarrow ^{285}_{112} + \alpha$	9.895±0.020	$30.4 \pm X$ s	5.5 s	5.5 s
$^{288}_{114} \rightarrow ^{284}_{112} + \alpha$	10.028±0.050	$1.9^{+3.3}_{-0.8}$ s	1.4 s	1.4 s
$^{287}_{114} \rightarrow ^{283}_{112} + \alpha$	10.484±0.020	5.5^{+10}_{-2} s	0.1 s	0.1 s
$^{285}_{112} \rightarrow ^{281}_{110} + \alpha$	8.841±0.020	$15.4 \pm X$ dk	37.6 dk	37.6 dk
$^{284}_{112} \rightarrow ^{280}_{110} + \alpha$	9.349±0.050	$9.8^{+18}_{-3.8}$ s	30.1 s	30.1 s
$^{277}_{112} \rightarrow ^{273}_{110} + \alpha$	11.666±0.020	240^{+430}_{-90} μ s	53 μ s	53 μ s
$^{272}_{111} \rightarrow ^{268}_{109} + \alpha$	11.029±0.020	$1.5^{+2.0}_{-0.5}$ ms	1.4 ms	1.4 ms
$^{281}_{110} \rightarrow ^{277}_{108} + \alpha$	9.004±0.020	$1.6 \pm X$ dk	2.0 dk	2.0 dk
$^{273}_{110} \rightarrow ^{269}_{108} + \alpha$	11.291±0.020	$110 \pm X$ μ s	93 μ s	93 μ s
$^{271}_{110} \rightarrow ^{267}_{108} + \alpha$	10.958±0.020	$0.62 \pm X$ ms	0.58 ms	0.58 ms
$^{270}_{110} \rightarrow ^{266}_{108} + \alpha$	11.242±0.050	100^{+140}_{-40} μ s	78 μ s	78 μ s
$^{269}_{110} \rightarrow ^{265}_{108} + \alpha$	11.345±0.020	270^{+1300}_{-120} μ s	79 μ s	79 μ s
$^{268}_{Mt} \rightarrow ^{264}_{107} + \alpha$	10.299±0.020	70^{+100}_{-30} ms	22 ms	22 ms
$^{269}_{Hs} \rightarrow ^{265}_{Sg} + \alpha$	9.354±0.020	$7.1 \pm X$ s	2.3 s	2.3 s
$^{267}_{Hs} \rightarrow ^{263}_{Sg} + \alpha$	10.076±0.020	$74 \pm X$ ms	22 ms	22 ms
$^{266}_{Hs} \rightarrow ^{262}_{Sg} + \alpha$	10.381±0.020	$2.3^{+1.3}_{-0.6}$ ms	2.2 ms	2.2 ms
$^{265}_{Hs} \rightarrow ^{261}_{Sg} + \alpha$	10.777±0.020	$583 \pm X$ μ s	401 μ s	401 μ s
$^{264}_{Hs} \rightarrow ^{260}_{Sg} + \alpha$	10.590±0.050	0.54 ± 0.30 ms	0.71 ms	0.71 ms
$^{267}_{Bh} \rightarrow ^{263}_{Db} + \alpha$	9.009±0.030	17^{+14}_{-6} s	12 s	12 s
$^{266}_{Bh} \rightarrow ^{262}_{Db} + \alpha$	9.477±0.020	~ 1 s	1 s	1 s

$^{264}Bh \rightarrow ^{260}Db + \alpha$	9.671 ± 0.020	$440^{+600}_{-160} \text{ ms}$	237 ms	237 ms
$^{266}Sg \rightarrow ^{262}Rf + \alpha$	8.836 ± 0.020	$25.7 \pm X \text{ s}$	10.6 s	10.6 s
$^{265}Sg \rightarrow ^{261}Rf + \alpha$	8.949 ± 0.020	$24.1 \pm X \text{ s}$	8.0 s	8.0 s
$^{263}Sg \rightarrow ^{259}Rf + \alpha$	9.447 ± 0.020	$117 \pm X \text{ ms}$	266 ms	266 ms
$^{261}Sg \rightarrow ^{257}Rf + \alpha$	9.773 ± 0.020	$72 \pm X \text{ ms}$	34 ms	34 ms

3. BÖLÜM

DEFORME ÇEKİRDEKLER İÇİN YENİ BOZUNUM MODELİ

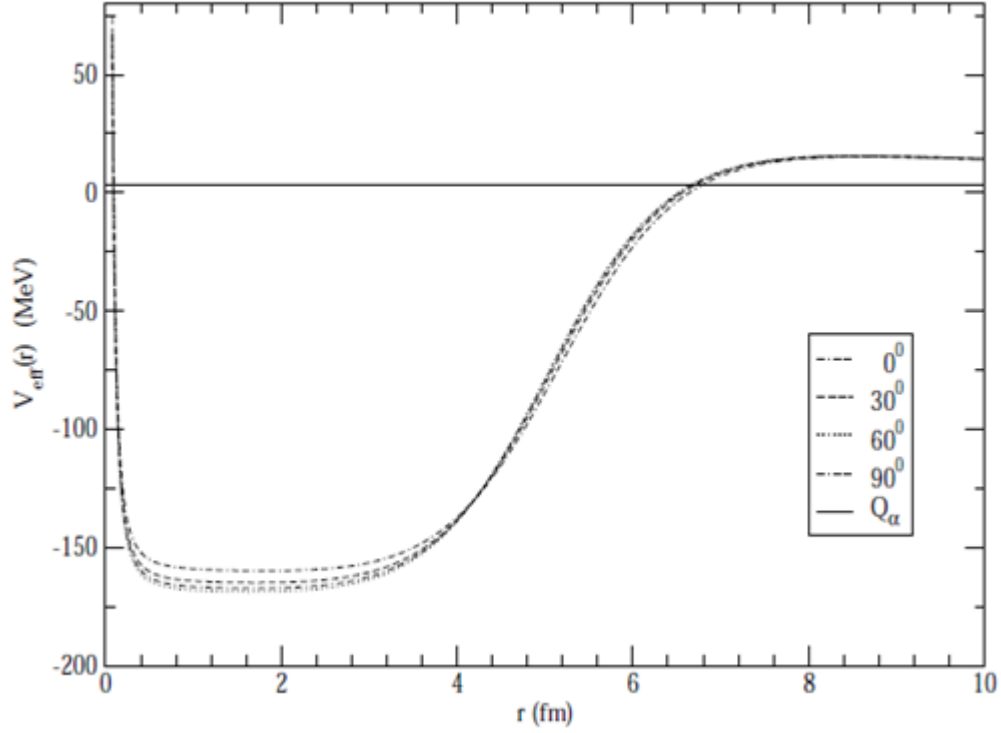
3.1 Deforme Çekirdekler İçin Alfa Bozunum Modellenmesi

Alfa bozunum mekanizmalarında bozunma yapan ana çekirdek, hesaplamalarda genelde küresel kabul edilerek ele alınmıştır. Fakat $A > 150$ civarında çekirdekler küreselliklerini kaybettiklerinden deforme durumları dikkate almamız gerekir. Çekirdek yarıçapı doğrudan ölçülmediği gibi bildiğimiz kürenin yarıçapı gibi net bir kavram değildir. Çünkü çekirdekteki madde yoğunluğu her yerde aynı değildir. Özellikle kuantum mekaniğinin keşfinden sonra çekirdek yarıçapı kavramı daha da bulanıklaşmıştır. Fakat çekirdek yarıçapları hakkında fikir edinmek için ilgili çekirdekler laboratuvarında beta parçacıkları veya protonlarla bombardımana tabi tutulup bu parçacıkların saçılma biçimlerine bakılmaktadır. Sonra çekirdekteki yük nasıl bir dağılıma sahip olmalı ki dışarıdan gönderilmiş parçacıklar bu şekilde saçılmış olsun, sorusuna yanıt aranmaktadır. Çekirdeklerin şekillerini tam olarak belirleyemediğimizden teorik olarak deforme durumların katkısına baktığımızda elde edilen sonuç ile deneysel veriler bizim fikir sahibi olmamızı sağlayacaktır. Bu yüzden ilk olarak alfa bozunum sistematığını, küresel çekirdekler için anladıktan sonra deforme durumdaki çekirdekler için WKB yaklaşımı ile Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartını kullanarak incelemek gerekir. Modele bakarsak, alfa ve kız çekirdek arasındaki efektif potansiyel,

$$V_{eff}(r, \theta) = V_N(r, \theta) + V_L(r) + V_C(r, \theta) \quad 3.1$$

şeklinde dir. Burada θ kız çekirdeğin oryantasyon açısıdır. Coulomb ve merkezci potansiyel teorik olarak iyi bilindiğinden nükleer potansiyel tahmin edilmesi büyük önem taşır. Biz bu çalışmada alfa ve kız çekirdek arasındaki nükleer potansiyeli Wood-

Saxon tipinde seçtik ve yarıçap üzerinden deforme etkisini inceledik.



Şekil 3.1. Efektif potansiyelin $^{108}\text{Te} \rightarrow ^{104}\text{Sn} + \alpha$ sistemi için açığa bağlı değişimi.

Nükleer potansiyel,

$$V_N(r, \theta) = -\lambda(\theta) \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R(\theta)}{a}}} \quad 3.2$$

şeklindedir. Burada $\lambda(\theta)$, V_0 , $R(\theta)$ ve a sırasıyla, normalizasyon parametresi, nükleer potansiyel derinliği, nükleer yarıçap ve difüzyon parametresidir. $\lambda(\theta)$, Bohr-Sommerfeld kuantumla şartı ile belirlenir. Nükleer yarıçap kuadrapol ve hexadecopole deformasyonu ile,

$$R(\theta) = r_0 A_d^{1/3} (1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)) \quad 3.3$$

şeklinde olur. Burada A_d , β_2 , β_4 ve Y_{lm} sırasıyla kız çekirdeğin kütle numarası, kuadrapol ve hekzadepol deformasyon parametresi ve küresel harmoniklerdir. $r_0 = 1.07$ literatür değerine uygun olarak alındı. Deforme çekirdeklerde alfa bozunum

yarı ömrünü tanımlamak için nükleer potansiyel derinliğini literatürdeki değer olarak $V_0 = 162.5$ MeV aldık [22]. Fenomonolojik olarak yapılan hesaplamalarda alfa bozunum sürelerini sistematik olarak en iyi açıklayan difüzyon parametresini $a = 0.70$ fm olarak bulduk.

Alfa bozunum sistematiğini yarı klasik olarak açıkladığımızdan merkezci potansiyelinde Langer modifikasyonu kullanırsak,

$$V_L(r) = \frac{\hbar^2 \left(L + \frac{1}{2}\right)^2}{2\mu r^2} \quad 3.4$$

şeklinde yazarız. Burada L yörüngesel açısal momentumdur. Yapılan tüm hesaplamalarda $L = 0$ favori geçişler göz önüne alınmıştır.

Coulomb potansiyelinin açıya bağlı formunu yazarsak,

$$\begin{aligned} V_C(r, \theta) &= \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{2R_C(\theta)} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2(\theta)} \right), & r < R_C(\theta) \\ &= \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r}, & r \geq R_C(\theta) \end{aligned} \quad 3.5$$

$R_C(\theta) = R(\theta)$ deforme Coulomb yarıçapıdır. Z_α ve Z_d , alfa ve kız çekirdek yükleridir. Deforme Coulomb potansiyeli $r = R_C(\theta)$ de süreksiz olduğundan, aşağıdaki yaklaşımı kullanabiliriz.

$$\begin{aligned} \tilde{V}_C(r, \theta) &= \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r} \left(1 - e^{-\varphi(\theta)r - \frac{1}{2}(\varphi(\theta)r)^2 - 0.35(\varphi(\theta)r)^3} \right) \\ \varphi(\theta)R(\theta) &= \frac{3}{2} \end{aligned} \quad 3.6$$

Efektif potansiyel bu üç potansiyelin toplamını içerir. Bu toplam potansiyelde $V_{eff}(r, \theta) = Q_\alpha$ 'nın olduğu yerler $r_1(\theta)$, $r_2(\theta)$ ve $r_3(\theta)$ dönüm noktaları olarak bilinir ve oryantasyon açısına bağlıdır. Dönüm noktaları ve $\lambda(\theta)$ Bohr-Sommerfeld kuantumla şartı [9] ile her bir aç için elde edilir.

$$\int_{r_1(\theta)}^{r_2(\theta)} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta)]} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G - L + 1) \frac{\pi}{2} \quad 3.7$$

Burada Q_α ve n alfa bozunum enerjisi ve radyal kuantum sayısıdır. G global kuantum sayısıdır ve Wildermuth kuralı ile tanımlanabilir.

$$G = 2n + L = \sum_{i=1}^4 (2n_i + l_i) = \sum_{i=1}^4 g_i \quad 3.8$$

g_i alfa kümelerindeki nükleonların osilasyon kuantum sayısıdır. Global kuantum sayısının değeri literatürde aşağıdaki şekilde verilir [23].

$$\begin{aligned} G &= 22 & (N > 126), \\ G &= 20 & (82 < N \leq 126), \\ G &= 18 & (N \leq 82), \end{aligned} \quad 3.9$$

Yarı klasik yaklaşıma göre alfa bozunum genişliği [23] bağıntısı,

$$\Gamma = P_\alpha \bar{F} \frac{\hbar^2}{4\mu} \bar{S} \quad 3.10$$

şeklinde verilir. Burada P_α , $\bar{F}$ ve $\bar{S}$ sırasıyla alfa oluşma faktörü, ortalama normalizasyon faktörü ve kümelenmiş çekirdeklerin ortalama geçiş olasılığıdır. Burada alınan ortalama değerlerden kasıt toplam açısal momentumun korunması için, ele alınan bir sistemde kız çekirdek oryantasyon açısı, tüm açılar üzerinden hesaplanıp normalizasyon faktörü ve geçiş olasılığı için tek değere ulaşmaktır. Alfa oluşma faktörüne baktığımızda çift-çift çekirdekler için $P_\alpha = 1.0$, çift-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.6$ ve tek-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.35$ değeri kullanılır [15]. Ortalama normalizasyon faktörü değeri her bir açı için aşağıdaki denklem ile hesaplanır,

$$\bar{F} = \frac{1}{\theta_{\max} - \theta_{\min}} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta F(\theta) \quad 3.11$$

Burada $\theta_{\min}$ ve $\theta_{\max}$ minimum ve maksimum oryantasyon açı değerleridir. Normalizasyon faktörü $F(\theta)$ her bir açı için,

$$F(\theta) \int_{r_1(\theta)}^{r_2(\theta)} dr \frac{1}{k(r, \theta)} \cos^2 \left(\int_{r_1(\theta)}^{r(\theta)} dr' k(r', \theta) - \frac{\pi}{4} \right) = 1 \quad 3.12$$

bağıntısından hesaplanır. Burada kosinüs kareli terimin değerini $\frac{1}{2}$ olarak alabiliriz. Bağıntıyı tekrar düzenlediğimizde,

$$F(\theta) \int_{r_1(\theta)}^{r_2(\theta)} dr \frac{1}{2k(r, \theta)} = 1 \quad 3.13$$

şeklinde olur. Burada $k(r, \theta) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta)]}$ her bir açı için efektif potansiyelde $r_1(\theta)$ ve $r_2(\theta)$ arasındaki dalga sayısıdır. Ortalama geçiş olasılığı $\bar{S}$,

$$\bar{S} = \frac{1}{\theta_{\max} - \theta_{\min}} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta S(\theta) \quad 3.14$$

ile verilir. Geçiş olasılığı ise her bir açı değeri için,

$$S(\theta) = \exp \left[-2 \int_{r_2(\theta)}^{r_3(\theta)} dr \kappa(r, \theta) \right] \quad 3.15$$

ile elde edilir. $\kappa(r, \theta)$ her bir açı için efektif potansiyelde $r_2(\theta)$ ve $r_3(\theta)$ arasındaki dalga sayısıdır.

$$\kappa(r, \theta) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta)|} \quad 3.16$$

Son olarak alfa bozunum yarı ömrü aşağıdaki denklem ile verilir [23, 24].

$$T_{1/2} = \hbar \frac{\ln 2}{\Gamma} \quad 3.17$$

3.2 Deforme Çekirdeklerin Egzotik Çekirdek Modellenmesi

Yarı klasik yöntemler ile bozunum mekanizmaları teoriksel olarak başarılı bir şekilde açıklanır. WKB yaklaşımı ile Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı kullanılarak ağır çekirdeklerden egzotik çekirdek bozunumu alfa bozunum mekanizmasına benzer bir şekilde açıklanabilir. Alfa küresel bir yapıya sahip olduğu için alfa bozunum mekanizmasında deformasyonun etkisi incelenirken sadece kız çekirdek üzerinden deforme durumu göz önüne alındı. Ama egzotik çekirdek bozunumunda bozunan çekirdek ve kız çekirdek üzerinden açığa bağlı bir şekilde deforme durumu

incelenebilir. Deforme çekirdeklerde alfa bozunum mekanizmasına benzer şekilde efektif potansiyel,

$$V_{eff}(r, \theta_P, \theta_T) = V_N(r, \theta_P, \theta_T) + V_L(r) + V_C(r) \quad 3.18$$

şeklindedir. Burada θ_P ve θ_T mermi ve hedef çekirdek oryantasyon açılarıdır. Burada nükleer potansiyel $V_N(r, \theta_P, \theta_T)$,

$$V_N(r, \theta_P, \theta_T) = \lambda(\theta_P, \theta_T) \{ V_w(r) + \frac{dV_w(r)}{dr} [\beta_P R_P Y_{20}(\theta_P) + \beta_T R_T Y_{20}(\theta_T)] \} \quad 3.19$$

şeklinde deforme edilmiştir. Burada $\lambda(\theta_P, \theta_T)$, β_P ve β_T , R_P ve R_T , $Y_{20}(\theta_P)$ ve $Y_{20}(\theta_T)$ sırasıyla normalizasyon katsayısı, mermi ve hedef deformasyon katsayıları, mermi ve hedef yarı çapları ve küresel harmoniklerdir. $R_P = r_0 A_P^{1/3}$ ve $R_T = r_0 A_T^{1/3}$ olarak alınmıştır. Burada $r_0 = 1.07$ olarak seçilmiştir. $V_w(r)$ ise Wood-Saxon kare tipi potansiyel seçilmiş olup,

$$V_w(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad 3.20$$

şeklindedir. Burada R ana çekirdek yarıçapıdır ve $R = r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ olarak alınmıştır. Difüzyon parametresi ve potansiyel derinliği ele alınan tüm çekirdekler için $a = 0.40$ fm ve $V_0 = 200$ MeV olarak belirlenmiştir. Coulomb potansiyelini yarı klasik yaklaşım için sürekli formunu kullanırsak; yani,

$$\tilde{V}_C(r) = \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \left(1 - e^{-\varphi r - \frac{1}{2}(\varphi r)^2 - 0.35(\varphi r)^3} \right) \quad 3.21$$

$$\varphi R = \frac{3}{2}$$

Burada bilindiği üzere Z_P ve Z_T mermi ve hedef çekirdek yükleridir. Merkezci potansiyel ise Langer modifikasyonu ile,

$$V_L(r) = \frac{\hbar^2 \left(L + \frac{1}{2} \right)^2}{2\mu r^2} \quad 3.22$$

şeklindedir. Dönüm noktaları $V_{eff}(r, \theta_P, \theta_T) = Q_c$ 'nin köklerinden $r_1(\theta_P, \theta_T)$, $r_2(\theta_P, \theta_T)$ ve $r_3(\theta_P, \theta_T)$ bulunur ve Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı ile normalizasyon katsayısı $\lambda(\theta_P, \theta_T)$ elde edilir. Hem kız çekirdek hem de egzotik çekirdeğin deforme olduğu durum için Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı,

$$\int_{r_1(\theta_P, \theta_T)}^{r_2(\theta_P, \theta_T)} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_c - V_{eff}(r, \theta_P, \theta_T)]} = (2n + 1) \frac{\pi}{2}$$

$$= (G_c - L + 1) \frac{\pi}{2} \quad 3.23$$

şeklindedir. Burada Q_c egzotik çekirdek bozunum enerjisi ve G_c kümelenme yapmış egzotik çekirdeğin Global kuantum sayısıdır [9]. G_c ,

$$G_c = \frac{A_p G}{4} \quad 3.24$$

bağıntısı ile bulunur. G ifadesinin değeri Denk.3.9 bağıntısında verilmiştir.

Yarı klasik yaklaşıma göre egzotik bozunum genişliği Γ bağıntısı,

$$\Gamma(\theta_P, \theta_T) = P_\alpha F(\theta_P, \theta_T) \frac{\hbar^2}{4\mu} S(\theta_P, \theta_T) \quad 3.25$$

şeklinde yazılabilir. $F(\theta_P, \theta_T)$ ve $S(\theta_P, \theta_T)$ her bir açı için normalizasyon katsayısı ve geçiş olasılığıdır. Normalizasyon katsayısı,

$$F(\theta_P, \theta_T) \int_{r_1(\theta_P, \theta_T)}^{r_2(\theta_P, \theta_T)} dr \frac{1}{k(r, \theta_P, \theta_T)} \cos^2 \left(\int_{r_1(\theta_P, \theta_T)}^{r_2(\theta_P, \theta_T)} dr' k(r', \theta_P, \theta_T) - \frac{\pi}{4} \right) = 1 \quad 3.26$$

bağıntısından elde edilir. Burada kosinüs kareli terimin değerini $\frac{1}{2}$ olarak alabiliriz.

Bağıntıyı tekrar düzenlediğimizde,

$$F(\theta_P, \theta_T) \int_{r_1(\theta_P, \theta_T)}^{r_2(\theta_P, \theta_T)} dr \frac{1}{2k(r, \theta_P, \theta_T)} = 1 \quad 3.27$$

şeklinde olur. Burada $k(r, \theta_P, \theta_T) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_c - V_{eff}(r, \theta_P, \theta_T)]}$ her bir açı için efektif potansiyelde $r_1(\theta_P, \theta_T)$ ve $r_2(\theta_P, \theta_T)$ arasındaki dalga sayısıdır. Geçiş olasılığı ise,

$$S(\theta_P, \theta_T) = \exp \left[-2 \int_{r_2(\theta_P, \theta_T)}^{r_3(\theta_P, \theta_T)} dr \kappa(r, \theta_P, \theta_T) \right] \quad 3.28$$

ile elde edilir. $\kappa(r, \theta_P, \theta_T)$ her bir açı için efektif potansiyelde $r_2(\theta_P, \theta_T)$ ve $r_3(\theta_P, \theta_T)$ arasındaki dalga sayısıdır.

$$\kappa(r, \theta_P, \theta_T) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta_P, \theta_T)|} \quad 3.29$$

Egzotik çekirdek bozunum yarı ömür bağıntısı ise,

$$T_{1/2}(\theta_P, \theta_T) = \hbar \frac{\ln 2}{\Gamma(\theta_P, \theta_T)} \quad 3.30$$

şeklinde verilir. Bu işlemlerle birlikte deforme durumdaki egzotik çekirdeklerin yarı ömür süreleri hesaplanmıştır.

4. BÖLÜM

TARTIŞMA - SONUÇ VE ÖNERİLER

4.1 Deforme Çekirdeklerin Alfa Bozunum Sonuçları

Alfa bozunum yarı ömür hesaplamalarını 3. Bölümde verilen yöntemler kullanılarak $106 \leq A \leq 273$ ve $52 \leq Z \leq 110$ aralığındaki çekirdekler için Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartıyla birlikte taban durumdan taban duruma geçişlerdeki sonuçları Tablo 4.1 ve Tablo 4.2’de verildiği gibi hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Q_α , alfa bozunum enerjisini artık kütle formülü,

$$Q_\alpha = [M_A - M_d - M_\alpha]c^2 \quad 4.1$$

ile hesapladık. Burada M_A , M_d ve M_α sırasıyla ana çekirdek, kız çekirdek ve alfa çekirdeği kütleleridir. Tablo 4.1’de ilk kolon bozunma sistemi, ikinci kolon alfa bozunum enerjisidir. Üçüncü ve dördüncü kolon kız çekirdeğin kuadrapol ve hegzadepol deformasyon parametreleridir [24]. Beşinci kolon deneysel alfa bozunum yarı ömür süresinin logaritmik değerleridir. Bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalar deformasyonsuz ve deformasyon katkılı olarak sırasıyla altıncı ve yedinci kolonlardadır. Son kolon ise $\log_{10} T_{1/2}^{exp} / T_{1/2}^{theo}$ değerlerdir. Deformasyonun etkisini geniş aralıkta görmek için orta, ağır ve çok ağır çekirdekler için alfa bozunum hesaplamalarını deformasyonsuz ve deformasyon etkisini dikkate alarak belirledik.

Tablo 4.1. Alfa bozunum yarı ömürlerinin (saniye biriminde) deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması. Burada β değerleri Ref. [24]’den alındı.

Bozunan Çekirdek	Q_α (MeV)	β_2	β_4	$\log_{10} T_{1/2}$ (deney)	$\log_{10} T_{1/2}^{\beta_{2,4}=0}$ (teori)	$\log_{10} T_{1/2}$ (teori)	$\log_{10} \frac{T_{1/2}^{den.}}{T_{1/2}^{teo.}}$
^{106}Te	4.290	0.009	-0.015	-4.15	-4.135	-4.133	-0.016

^{107}Te	4.008	0.018	-0.015	-2.35	-2.566	-2.572	0.222
^{108}Te	3.444	0.018	0.016	0.49	0.426	0.396	0.093
^{109}Te	3.225	0.026	0.009	2.06	2.116	2.084	-0.024
^{113}I	2.705	0.107	0.044	9.30	8.702	8.556	0.743
^{112}Xe	3.330	0.134	0.056	2.53	2.517	2.339	0.190
^{113}Xe	3.094	0.142	0.048	3.89	4.488	4.306	-0.416
^{114}Ba	3.534	0.169	0.052	1.77	2.461	2.246	-0.476
^{144}Nd	1.905	0.0	0.0	22.86	23.406	23.406	-0.546
^{145}Pm	2.322	0.0	0.0	17.30	17.864	17.864	-0.564
^{146}Sm	2.528	0.092	0.0	15.51	15.782	15.668	-0.158
^{147}Sm	2.310	-0.035	0.009	18.52	18.686	18.721	-0.201
^{147}Eu	2.990	0.0	0.0	10.98	11.678	11.678	-0.698
^{148}Eu	2.693	-0.035	0.009	14.70	14.844	14.879	-0.179
^{148}Gd	3.271	0.087	0.0	9.37	9.584	9.476	-0.106
^{151}Gd	2.652	0.143	0.056	15.03	15.875	15.644	-0.614
^{152}Gd	2.203	0.142	0.059	21.53	21.845	21.609	-0.079
^{151}Dy	4.179	0.116	0.009	4.28	4.218	4.067	0.212
^{152}Dy	3.726	0.0	0.0	6.93	7.046	7.046	-0.116
^{152}Ho	4.507	-0.052	0.009	3.13	3.109	3.165	-0.035
^{154}Ho	4.041	0.143	0.048	6.57	5.919	5.695	0.874
^{152}Er	4.934	0.0	0.0	1.06	1.195	1.195	-0.135
^{153}Er	4.802	-0.044	0.009	1.85	1.851	1.897	-0.047
^{153}Tm	5.248	-0.008	0.0	0.21	0.452	0.463	-0.253
^{155}Tm	4.571	-0.035	0.0	3.06	3.646	3.691	-0.631
^{154}Yb	5.474	-0.008	0.0	-0.36	-0.265	-0.254	-0.105
^{155}Yb	5.337	-0.052	0.009	0.30	0.329	0.387	-0.087
^{157}Hf	5.880	-0.052	0.009	-0.91	-0.989	-0.931	0.021
^{158}Hf	5.404	-0.008	0.0	0.81	0.812	0.822	-0.012
^{160}W	6.065	0.035	-0.008	-0.99	-1.008	-1.046	0.056
^{162}W	5.677	0.107	0.02	0.46	0.568	0.408	0.051
^{160}Re	6.714	-0.053	0.001	-2.02	-2.459	-2.391	0.371

^{162}Re	6.240	0.089	0.003	-0.96	-0.779	-0.899	-0.060
^{162}Os	6.768	0.018	0.0	-2.73	-2.677	-2.700	-0.029
^{166}Os	6.138	0.134	0.015	-0.52	-0.417	-0.611	0.091
^{166}Ir	6.724	0.116	0.013	-1.95	-1.677	-1.844	-0.105
^{169}Ir	6.150	0.153	0.0	-0.11	0.195	-0.010	-0.099
^{168}Pt	6.997	0.107	-0.004	-2.70	-2.647	-2.786	0.086
^{170}Pt	6.708	0.134	-0.002	-1.85	-1.682	-1.860	0.010
^{170}Au	7.167	0.107	-0.004	-2.55	-2.341	-2.482	-0.067
^{183}Au	5.465	0.246	-0.019	4.15	4.061	3.733	0.416
^{174}Hg	7.233	0.107	-0.004	-2.70	-2.638	-2.781	0.081
^{177}Hg	6.735	0.153	0.0	-0.82	-0.749	-0.961	0.141
^{177}Tl	7.066	-0.105	-0.011	-1.61	-1.465	-1.304	-0.305
^{179}Tl	6.717	-0.122	-0.01	-0.57	-0.253	-0.067	-0.502
^{186}Pb	6.469	-0.122	-0.018	0.68	0.836	1.037	-0.357
^{188}Pb	6.108	0.16	-0.017	2.06	2.309	2.096	-0.036
^{190}Po	7.693	0.0	-0.008	-2.59	-2.639	-2.630	0.040
^{192}Po	7.319	0.0	-0.008	-1.48	-1.457	-1.449	-0.030
^{196}At	7.197	-0.052	0.009	-0.57	-0.204	-0.136	-0.433
^{198}At	6.893	-0.052	0.009	0.64	0.897	0.966	-0.326
^{198}Rn	7.349	0.026	0.009	-1.18	-0.778	-0.828	-0.351
^{201}Rn	6.860	0.062	0.001	0.95	1.170	1.075	-0.125
^{201}Fr	7.515	-0.207	0.001	-1.21	-0.732	-0.412	-0.797
^{203}Fr	7.255	0.08	0.002	-0.24	0.134	0.010	-0.250
^{205}Ra	7.486	-0.199	-0.016	-0.66	-0.263	0.068	-0.728
^{206}Ra	7.415	-0.104	0.004	-0.62	-0.255	-0.097	-0.522
^{206}Ac	7.944	-0.207	-0.015	-1.60	-1.125	-0.781	-0.818
^{208}Ac	7.726	-0.19	-0.024	-1.01	-0.452	-0.122	-0.887
^{213}Th	7.839	-0.087	-0.005	-0.85	-0.710	-0.566	-0.283
^{216}Th	8.070	-0.035	-0.015	-1.57	-1.712	-1.639	0.069
^{217}Pa	8.488	-0.044	-0.015	-2.45	-2.361	-2.274	-0.175
^{219}Pa	10.084	0.0	0.008	-7.28	-6.436	-6.446	-0.833

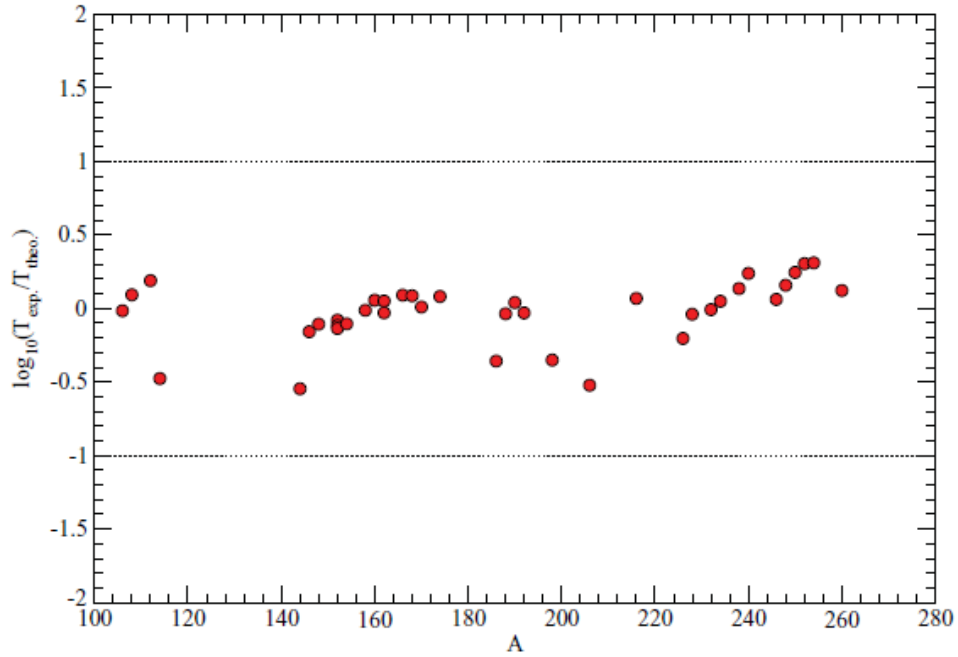
^{226}U	7.701	0.153	0.081	-0.57	-0.028	-0.365	-0.204
^{228}U	6.803	0.164	0.112	2.90	3.336	2.939	-0.039
^{232}Pu	6.715	0.191	0.114	4.13	4.590	4.138	-0.008
^{234}Pu	6.310	0.262	0.115	5.89	6.410	5.840	0.049
^{238}Cm	6.621	0.216	0.109	5.51	5.871	5.374	0.135
^{246}Cm	5.475	0.292	0.071	11.26	11.789	11.198	0.061
^{240}Cf	7.718	0.215	0.102	2.03	2.275	1.791	0.238
^{245}Cf	7.258	0.223	0.087	3.94	4.192	3.707	0.232
^{251}Es	6.596	0.235	0.048	7.48	7.462	6.993	0.486
^{253}Es	6.739	0.235	0.040	6.29	6.769	6.310	-0.020
^{248}Fm	8.002	0.234	0.073	1.66	1.988	1.501	0.158
^{250}Fm	7.557	0.234	0.057	3.38	3.606	3.133	0.246
^{252}No	8.549	0.235	0.049	0.74	0.896	0.434	0.305
^{254}No	8.225	0.235	0.033	1.82	1.956	1.509	0.310
^{260}Sg	9.922	0.247	-0.007	-2.04	-1.747	-2.162	0.122
^{261}Bh	10.562	0.247	-0.014	-1.47	-2.828	-3.232	1.762

Tablo 4.2. Alfa bozunum yarı ömürlerin süper ağır çekirdekler için deneysel ve teorik olarak karşılaştırılması.

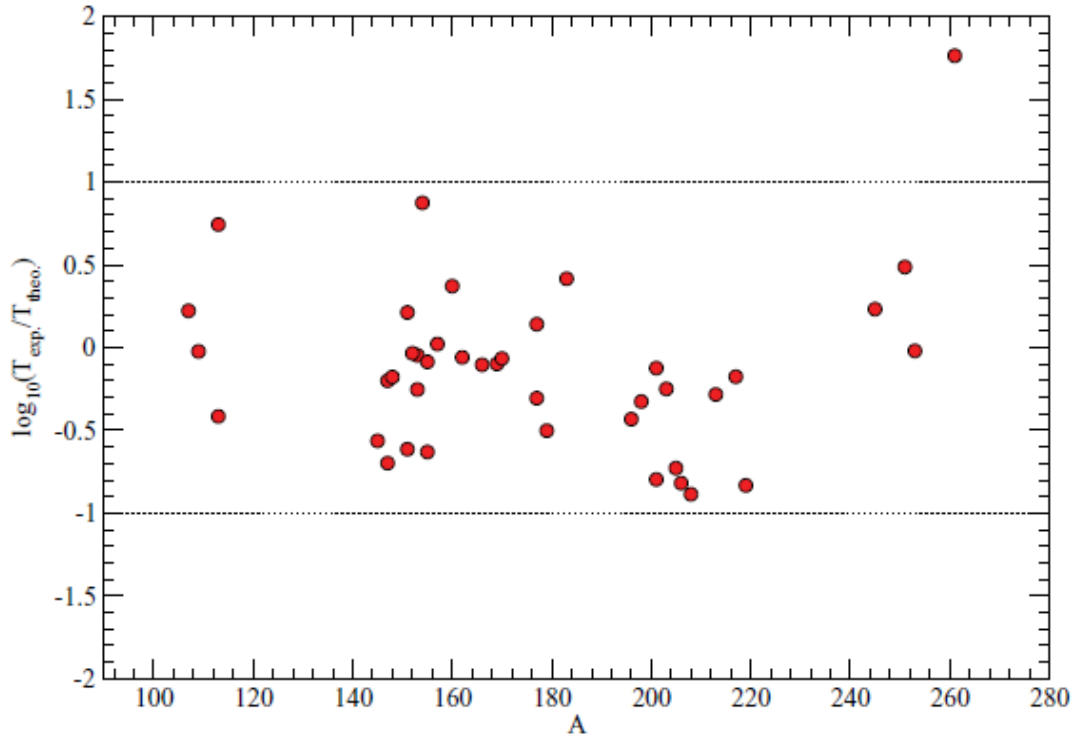
Bozunan Çekirdek	Q_α (MeV)	β_2	$T_{1/2}^{deney}$ (s)	$T_{1/2}^{RMF}$ [10] (s)	$T_{1/2}^{teori}$ (s)
^{273}Ds	11.291	0.220	1.1×10^{-4}	7.8×10^{-5}	8.1×10^{-5}
^{271}Ds	10.958	0.230	6.2×10^{-4}	4.4×10^{-4}	4.9×10^{-4}
^{270}Ds	11.242	0.240	1.0×10^{-4}	5.9×10^{-5}	6.4×10^{-5}
^{269}Ds	11.345	0.240	2.7×10^{-4}	5.6×10^{-5}	6.5×10^{-5}
^{268}Mt	10.299	0.250	7.0×10^{-2}	1.5×10^{-2}	1.7×10^{-2}
^{269}Hs	9.354	0.220	7.1×10^0	1.8×10^0	2.0×10^0
^{267}Hs	10.076	0.260	7.4×10^{-2}	1.3×10^{-2}	1.7×10^{-2}
^{266}Hs	10.381	0.250	2.3×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.7×10^{-3}
^{265}Hs	10.777	0.250	5.8×10^{-4}	2.6×10^{-4}	3.2×10^{-4}
^{264}Hs	10.590	0.250	5.4×10^{-4}	4.9×10^{-4}	5.6×10^{-4}

^{267}Bh	9.009	0.260	1.7×10^{-1}	6.4×10^0	8.9×10^0
^{266}Bh	9.477	0.260	1.0×10^0	4.8×10^0	0.6×10^0
^{265}Bh	9.380	0.260	9.4×10^{-1}	5.2×10^{-1}	7.0×10^{-1}
^{264}Bh	9.671	0.260	4.4×10^{-1}	1.5×10^{-1}	1.8×10^{-1}
^{266}Sg	8.836	0.210	2.6×10^1	9.7×10^0	9.7×10^0
^{265}Sg	8.949	0.220	2.4×10^1	6.4×10^0	7.0×10^0
^{263}Sg	9.447	0.260	1.2×10^{-1}	1.5×10^{-1}	0.2×10^{-1}
^{261}Sg	9.773	0.260	7.2×10^{-2}	2.0×10^{-2}	2.6×10^{-2}

Bu çalışmada sonuçları ayrıntılı görebilmek için, deneysel sonuçlar ile hesaplanan sonuçlar $\log_{10} T_{1/2}^{exp} / T_{1/2}^{theo}$ 'e karşılık çift-çift ve tek-A durumları Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'de [25] gösterilmiştir. Literatür çalışmalarında logaritmik değerin -2 ile +2 arasında olması başarılı kabul edilirken, burada değerlerin 0'a yakın olması modelin başarısını göstermektedir.



Şekil 4.1. Çift-çift çekirdekler için deneysel sonuçlar ile teoriksel sonuçların karşılaştırılması [25].



Şekil 4.2. Tek-tek ve tek-çift çekirdekler için deneysel sonuçlar ile teoriksel sonuçların karşılaştırılması [25].

Bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalar ile bozunum mekanizmaları üzerine yapılan çalışmaları karşılaştırmak için hata değerleri aşağıdaki bağıntı ile hesaplandı.

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \left[\log_{10}(T_{k,1/2}^{theo}) - \log_{10}(T_{k,1/2}^{exp}) \right]^2} \quad 4.2$$

Burada N sayısı hesap yapılan sistem sayısını gösterir. Farklı modeller ile yapılan alfa bozunum hesapları hata karşılaştırması Tablo 4.3'de gösterilmektedir. Bu tabloda ilk kolon $106 < A < 261$ arası çekirdekler için deforme hesapların hata değerini gösterir. Bizim hesap yaptığımız çekirdek sayıları; toplamda 79, çift-çift çekirdek 38, çift-tek çekirdek 14, tek-çift çekirdek 16 ve tek-tek çekirdek sayısı 11 tanedir. Fakat diğer modeller ile yapılan hesaplamalarda kullanılan çekirdek sayıları, toplamda 344, çift-çift çekirdek 136 ve tek-tek çekirdek sayısı 48 tanedir ve bu tabloda yer alan tüm hesaplamalar taban durumu hesaplamalarıdır.

Tablo 4.3. Alfa bozunum yarı ömür hesaplama modellerinin karşılaştırılması.

Toplam	Çift-çift	Çift-tek	Tek-çift	Tek-tek	Referanslar
0.4057	0.2098	0.3276	0.6885	0.5200	[25]
0.6248	0.3088	0.7816	0.7621	0.7546	[24]
1.0185	0.5165	1.1611	1.3348	1.2568	[26]
1.1130	0.3837	1.4762	1.3688	1.3340	[27]
1.1285	0.3712	1.5425	1.3541	1.3307	[28]
1.3813	1.2928	1.4300	1.5607	1.2751	[29]

Ağır çekirdeklerde meydana gelen deformasyonun etkisi bu tez çalışmasında başarıyla gösterilmiştir. Sistematik bir şekilde yapılan hesaplamalar çekirdeklerin yapısal belirleyici özelliğini gösteren ve laboratuarlarda çekirdek özelliklerini açıklamaya çalışmada kullanılan alfa bozunum sistemini, burada teoriksel olarak başarı ile açıklanıp, uluslararası düzeyde nitelikli bir dergide yayınlanmıştır [25]. Ayrıca bu çalışma TÜBİTAK 210T155 nolu proje kapsamında desteklenmiştir ve sonuçlar rapor halinde TÜBİTAK'a sunulmuştur. Bu çalışmada üretilen modelin başarılı sonuçları sayesinde ağır çekirdeklerin yapısal özellikleri, iki çekirdek arasındaki muhtemel etkileşimi ve nükleer fiziğin diğer problemlerini modellemede bir yol gösterici nitelikte olmuştur.

4.2 Deforme Çekirdeklerin Egzotik Çekirdek Bozunum Sonuçları

Bölüm 3.1'de detayı verilen ve Bölüm 4.1'de sonuçları verilen alfa bozunum mekanizmasına benzer bir modelleme ile ağır ve süper ağır çekirdeklerden egzotik çekirdek bozunumları Bölüm 3.2'de detaylı anlatılmıştır ve bu bölümde sonuçlar elde edilmiştir. Burada yapılan çalışma iki çekirdek arasındaki etkileşimi en iyi şekilde açıklamadan ziyade, özellikle git gide ağırlaşan çekirdeklerde önemi artan nükleer deformasyonun etkisi gösterilmeye çalışılmıştır. α paçacığı küresel bir yapıya sahip olduğu için bir önceki bölümde anlatılan çalışmada kız çekirdek üzerinde deformasyonun etkisi incelenmiştir. Fakat diğer çekirdek bozunumlarında akla gelen ilk düşünce kız çekirdekle birlikte hareket ettiği düşünülen egzotik bozunan çekirdeklerin nükleer deformasyona sahip olması durumunda yarı ömür süreleri nasıl değişecektir? Deformasyonun etkisi ön plana çıkacak mıdır?

Tablo 4.4. Ağır çekirdeklerin egzotik çekirdek bozunum için yarı ömür sürelerinin (saniye biriminde) logaritmik sonuçları.

Bozunan Çekirdekler	Q_c (MeV)	β_P	β_T	T (den.)	$T_{\theta=0^\circ-30^\circ}^{teori}$	$T_{\theta=0^\circ-60^\circ}^{teori}$	$T_{\theta=0^\circ-90^\circ}^{teori}$
$^{221}_{87}Fr \rightarrow ^{207}_{81}Tl + ^{14}_6C$	31.317	0.36	-0.008	14.52	15.415	15.652	15.769
$^{221}_{88}Ra \rightarrow ^{207}_{82}Pb + ^{14}_6C$	32.396	0.36	-0.008	13.39	14.35	14.586	14.704
$^{222}_{88}Ra \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{14}_6C$	33.053	0.36	0.055	11.02	14.64	13.06	12.221
$^{223}_{88}Ra \rightarrow ^{209}_{82}Pb + ^{14}_6C$	31.829	0.36	-0.008	15.20	15.521	15.779	15.908
$^{224}_{88}Ra \rightarrow ^{210}_{82}Pb + ^{14}_6C$	30.535	0.36	0.022	15.90	18.776	18.075	17.717
$^{226}_{88}Ra \rightarrow ^{212}_{82}Pb + ^{14}_6C$	28.215	0.36	0	21.33	23.078	23.078	23.078
$^{225}_{89}Ac \rightarrow ^{211}_{83}Bi + ^{14}_6C$	30.477	0.36	-0.018	17.34	18.751	19.336	19.622
$^{228}_{90}Th \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{20}_8O$	44.72	0.261	0.055	20.72	23.251	20.974	19.771
$^{230}_{90}Th \rightarrow ^{206}_{80}Hg + ^{24}_{10}Ne$	57.778	0.45	-0.008	24.64	29.262	29.594	29.759
$^{230}_{92}U \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{22}_{10}Ne$	61.40	0.631	0.055	19.57	30.605	28.749	27.782
$^{232}_{92}U \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{24}_{10}Ne$	62.308	0.45	0.055	21.06	27.372	25.139	23.962
$^{233}_{92}U \rightarrow ^{209}_{82}Pb + ^{24}_{10}Ne$	60.486	0.45	-0.008	24.82	28.524	28.887	29.067
$^{234}_{92}U \rightarrow ^{210}_{82}Pb + ^{24}_{10}Ne$	58.826	0.45	0.022	25.25	32.022	31.034	30.53
$^{234}_{92}U \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{26}_{10}Ne$	59.466	0.498	0.055	25.07	34.736	32.459	31.264
$^{234}_{92}U \rightarrow ^{206}_{80}Hg + ^{28}_{12}Mg$	74.130	0.49	-0.008	25.75	31.856	32.218	32.398
$^{238}_{94}Pu \rightarrow ^{206}_{80}Hg + ^{32}_{14}Si$	91.21	0.473	-0.008	25.3	32.52	32.926	33.127
$^{236}_{94}Pu \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{28}_{12}Mg$	79.670	0.49	0.055	21.70	30.028	27.592	26.314
$^{238}_{94}Pu \rightarrow ^{210}_{82}Pb + ^{28}_{12}Mg$	75.912	0.49	0.022	25.70	34.475	33.40	32.852
$^{238}_{94}Pu \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{30}_{12}Mg$	77.0	0.431	0.055	25.67	33.196	30.517	29.106
$^{242}_{96}Cm \rightarrow ^{208}_{82}Pb + ^{34}_{14}Si$	96.509	0.179	0.055	23.15	21.449	17.627	15.642

Bu sorulara yanıtı bir yol göstermesi bakımından Tablo 4.4'de bazı ağır egzotik çekirdeklerin bozunumlarını, bozunan çekirdek ve kız çekirdeğin eksene göre açılarını göz önüne alarak belirli açılarda hesaplamalar yapılmıştır. Bu açılar incelendiğinde sonuçlarda önemli oranda değişme olduğu ortaya çıkmaktadır. Sonuçların daha iyi elde edilmesi için ileriki çalışmalarda bu iki çekirdek arasındaki etkileşimler tekrar gözden geçirilecek ve fenomenolojik çalışma haricinde mikroskobik bir çalışma ile sonuçlar değerlendirilecektir. Ayrıca ortaya konacak olan yeni modelin başarısını kanıtlamak için daha çok çekirdek datası ile geniş bir aralıkta hesaplamalar yapılacaktır.

KAYNAKLAR

1. Krane, K. S., 1988, Introductory Nuclear Physics, Willey&Sons Inc., 406 pp.
2. Boztosun, I., 2005, Nükleer Fizik Ders Notları, 105 s.
3. Koçak, G., 2005, Nükleer Kümelenme: Nükleer Reaksiyon ve Yapı Formalizmine Uygulanması, Erciyes Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi, Kayseri, 89 s.
4. Bayrak, O., 2008, Nükleer Reaksiyonların Yarı-Klasik Yöntemler Kullanarak Analizi, Erciyes Üniversitesi, Doktora Tezi, Kayseri, 85 s.
5. Flügge, S., 1994, Practical Quantum Mechanics, Vol. I, Springer, Berlin, 287 pp.
6. Langer, R., E., 1937, On the Connection Formulas and the Solutions of the Wave Equation, **Physical Review**, **51**, 669-676.
7. Buck, B., 1991, *et al.*, Ground state to ground state alpha decays of heavy even-even nuclei, **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, **17**, 1223-1235.
8. Buck, B., 1993, *et al.*, Half-Lives of Favored Alpha Decays from Nuclear Ground States, **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, **54**, 53-73.
9. Buck, B., 1996, *et. al.*, Exotic Cluster States in Actinide Nuclei, **Physical Review Letters**, **76**, 380-383.
10. Xu, C. and Ren, Z., 2006, New deformed model of α -decay half-lives with a microscopic potential, **Physical Review C**, **73**, 041301-041305.
11. Xu, C. and Ren, Z., 2008, α -decay half-lives of ground and isomeric states of exotic nuclei around closed shells, **Physical Review C**, **78**, 057302-057305.
12. Ni, D. and Ren, Z., 2009, α -Decay calculations of medium mass nuclei within generalized density-dependent cluster model, **Nuclear Physics A**, **828**, 348-359.
13. Gurvitz, S., A. and Kalbermann, G., 1987, Decay width and the shift of a quasistationary state, **Physical Review Letters**, **59**, 262-265.

14. Hodgeson, P., E. and Betak, E., 2003, Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions, **Physics Reports**, **374**, 1-89.
15. Xu, C. and Ren, Z., 2005, Favored α -decays of medium mass nuclei in density-dependent cluster model, **Nuclear Physics A**, **760**, 303-316.
16. Buck, B., 1992, *et al.*, α decay calculations with a realistic potential, **Physical Review C**, **45**, 2247-2253.
17. Xu, C. and Ren, Z., 2004, α decay of nuclei in extreme cases, **Physical Review C**, **69**, 024614-024620.
18. Buck, B., 1994, *et al.*, Alpha-cluster structure in ^{212}Po , **Physical Review Letters**, **72**, 1326-1328.
19. Delion, D., S., *et al.*, 2004, Evidence for α clustering in heavy and superheavy nuclei, **Physical Review C**, **69**, 044318-044336.
20. Satchler, G., R. and Love, W., G., 1979, Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering, **Physics Reports**, **55**, 183-254.
21. Cook, J., 1982, DFPOT - A program for the calculation of double folded potentials, **Computer Physics Communications**, **25**, 125-139.
22. Buck, B., 1995, *et. al.*, Unified treatment of scattering and cluster structure in α +closed shell nuclei: ^{20}Ne and ^{44}Ti , **Physical Review C**, **52**, 1840-1844.
23. Xu, F., R., and Pei, J., C., 2006, Mean-field cluster potentials for various cluster decays, **Physics Letters B**, **642**, 322-325.
24. Denisov, V., Y. and Khudenko, A., A., 2009, α decays to ground and excited states of heavy deformed nuclei, **Physical Review C**, **80**, 034603-034612.
25. Coban, A., *et. al.*, 2012, Effect of nuclear deformation on α -decay half-lives, **Physical Review C**, **85**, 044324-044330.
26. Dasgupta, Schubert, N. and Reyes, M., A., 2007, The generalized liquid drop model alpha-decay formula: Predictability analysis and superheavy element alpha half-lives, **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, **93**, 907-930.

27. Royer, G. and Zhang, H., F., 2008, Recent α decay half-lives and analytic expression predictions including superheavy nuclei, **Physical Review C**, **77**, 037602-037605.
28. Medeiros, E., L., *et al.*, 2006, Systematics of alpha-decay half-life: new evaluations for alpha-emitter nuclides, **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, **32**, B23-B30.
29. Möller, P., *et al.*, 1997, Nuclear Properties For Astrophysical And Radioactive-Ion-Beam Applications, **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, **66**, 131-343.
30. Dong, T. and Ren, Z., 2005, New model of binding energies of heavy nuclei with $Z \geq 90$, **Physical Review C**, **72**, 064331-064341.
31. Gregorie, D., *et al.*, 2004, A Driver Program For Nuclear Data Visualisation (Nucleus-Win 2.1), AMDC at CSNSM.
32. Hofmann, S., *et al.*, 2001, The new isotope $^{270}_{110}$ and its decay products $^{266}_{108}$ and $^{262}_{106}$, **European Physical Journal A**, **10**, 5-10.
33. Lovas, R., G., *et al.*, 1998, Microscopic theory of cluster radioactivity, **Physics Reports**, **294**, 265-362.
34. Oganessian, Yu., Ts., *et al.*, 2006, Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ fusion reactions, **Physical Review C**, **74**, 044602-044610.
35. Pei, J., C., *et al.*, 2007, α -decay calculations of heavy and superheavy nuclei using effective mean-field potentials, **Physical Review C**, **76**, 044326-044334.
36. Royer, G., 2000, Alpha emission and spontaneous fission through quasi-molecular shapes, **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, **26**, 1149-1170.
37. Sahu, B., 2008, Analytical expression for the α -decay half-life and understanding the data including very long life-times and superheavy nuclei, **Physical Review C**, **78**, 044608-044616.
38. Samanta, C., *et al.*, 2007, Predictions of alpha decay half lives of heavy and superheavy elements, **Nuclear Physics A**, **789**, 142-154.

39. Santhosh, K., P., *et al.*, 2008, A semi-empirical model for alpha and cluster radioactivity, **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, **35**, 085102-08514.
40. Santhosh, K., P., *et al.*, 2010, Semi-empirical formula for spontaneous fission half life time, **Nuclear Physics A**, **832**, 220-232.
41. Santhosh, K., P., *et. al.*, 2009, Alpha radioactivity in heavy and super heavy elements, **Nuclear Physics A**, **825**, 159-174.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı, Soyadı: Abdullah Çoban

Uyruğu: Türkiye (TC)

Doğum Tarihi ve Yeri: 1 Ocak 1988, Kayseri

Medeni Durumu: Bekâr

Tel: +90 554 754 71 14

email: abdullahcoban38@gmail.com

Yazışma Adresi: Gülveren Mah. 3742. Sok. Murat Apt. No:5/5 Kepez/ANTALYA

EĞİTİM

Derece	Kurum	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	EÜ Fen Bilimler Enstitüsü	2013
Lisans	EÜ Fen Fakültesi Fizik	2009
Lise	Sümer Lisesi, Kayseri	2004

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görev
2009-2010	Erciyes Üniversitesi Fizik Bölümü Öğrenci Laboratuvarı	Eğitmen
2005–2008	Akay Dekorasyon	Satış / Tasarım (Part Time)

YABANCI DİL

İngilizce

YAYINLAR

1. Coban, A., *et. al.*, 2012, Effect of nuclear deformation on α -decay half-lives, Physical Review C, 85, 044324-044330.

SÖZLÜ BİLDİRİMLER

1. GEFİK-2012 İzmir Genç Fizikçiler Kongresi, Ege Üniversitesi, İzmir.
2. İZYEF-2012 İzmir Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı, İzmir Yüksek Enerji Enstitüsü, İzmir.