

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

**$^8\text{He}+\text{HEDEF}$ ELASTİK SAÇILMA SİSTEMLERİNİN
OPTİK MODEL YAKLAŞIMI İLE İNCELENMESİ**

Mikail DİREKÇİ

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2016

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

**$^8\text{He}+\text{HEDEF}$ ELASTİK SAÇILMA SİSTEMLERİNİN
OPTİK MODEL YAKLAŞIMI İLE İNCELENMESİ**

Mikail DİREKÇİ

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2016

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

**$^8\text{He}+\text{HEDEF}$ ELASTİK SAÇILMA SİSTEMLERİNİN
OPTİK MODEL YAKLAŞIMI İLE İNCELENMESİ**

Mikail DİREKÇİ

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu tez 17 / 03 / 2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği/ Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK
Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN
Doç. Dr. Orhan BAYRAK
Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ
Yrd. Doç. Dr. Yusuf SERT

ÖZET

^8He +HEDEF ELASTİK SAÇILMA SİSTEMLERİNİN OPTİK MODEL YAKLAŞIMI İLE İNCELENMESİ

Mikail DİREKÇİ

**Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN
Mart 2016, 83 Sayfa**

Zayıf bağlı egzotik (yapay) çekirdekler kullanılarak gerçekleştirilen nükleer reaksiyon çalışmaları, nükleer astrofizik ve nükleer fizik açısından oldukça önemli role sahiptir. Egzotik çekirdekler üzerine yapılmış birçok teorik ve deneysel çalışma olmasına karşın, kor etrafında yerleşmiş zayıf bağlı ve ince kabuk yapıya sahip nötron zengini egzotik çekirdeklerle gerçekleştirilen deneysel elastik saçılma çalışmaları farklı kütleli hedeflerle ve farklı gelme enerji değerleri için bir bütün olarak incelenmemiştir. Bu tez çalışmasında ^8He nötron-zengini çekirdeğin, hafif, orta ve ağır kütleli kararlı çekirdekler ile etkileşimleri değişik gelme enerji değerleri için 2-cisim yaklaşımı ile Optik Model (OM) çerçevesinde hem Fenomenolojik hemde Mikroskobik olarak analiz edildi. Ayrıca OM analizine ek olarak Çiftlenmiş Kanal Model analizi ile ^8He çekirdeğinin kabuk yapısını oluşturan değerlik nükleonlarının, $4n$, $L=2$ seviyesine uyurulması göz önünde bulundurularak saçılma sistemlerin analizleri yapılmıştır.

Teorik hesaplamalar sonucunda ^8He egzotik çekirdeği için, zayıf-bağlı çekirdeklerin kararlı ağır çekirdekler ile etkileşmelerinde görülen Coulomb gökkuşağı pikinin zayıflamasına sebep büyük soğurulma yarıçap, r_w , 1.56 fm değeri için deneysel dataları açıklayan parametre setleri elde edildi. ^8He çekirdeği için yapılan mikroskobik optik model analizlerinin deneysel datayı açıklamakta daha başarılı ve hata analiz değerleri oldukça düşük olduğu bulunmuştur. Ayrıca saçılma sistemleri bariyer üzerindeki enerjilerde çiftlenmiş kanal yöntemi ile incelendiğinde toplam tesir kesitine katkısının az olduğu gözlemlenmiştir. Optik Model ve Çiftlenmiş Kanal Model analizlerinde hata analizleri oldukça düşük bulunmuştur. Teorik hesaplamalar deneysel datayı oldukça iyi fit etmiştir.

ANAHTAR KELİMELER: Egzotik Çekirdek, Optik Model, Çiftlenmiş Kanal Modeli, Tesir Kesiti

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Danışman)

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Doç. Dr. Orhan BAYRAK

Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ

Yrd. Doç. Dr. Yusuf SERT

ABSTRACT

ANALYSIS of ^8He +TARGET ELASTIC SCATTERING SYSTEMS WITH OPTICAL MODEL APPROXIMATION

Mikail DiREKÇİ

PhD Thesis in Physics, Graduate School of Natural and Applied Sciences

Supervisor: Prof.Dr. İsmail BOZTOSUN

March 2016, 83 Pages

Nuclear reaction studies performed by using the weakly bound exotic nuclei have very major role for nuclear astrophysics and nuclear physics. In the contrast to much more theoretical and experimental studies on exotic nuclei, neutron-rich exotic nuclei in which neutrons localled around core performing skin and weakly-bound structure of nuclei have not been analyzed. In this thesis work, ^8He neutron-rich nucleus interacted with stable target nuclei having different masses have been analyzed within Optic Model (OM) framework both using phenomenological and microscopical potentials. Also, in addition to Optical Model, the elastic scattering systems have been sudied with Coupled-Reaction Channel Model, valance nucleons, ^4n , performing skin structure of ^8He nucleus and excitation to the $L=2$ level.

At the end of therotical calculations, we have got the parameter set that explain experimental datas very well. For the radius parameter value of imaginary part of nuclear potential, $r_w=1.56$ fm, which is responsible for absession of Coulomb peak observed in interactions between weakly-bound exotic nuclei and stable-heavy massed target nuclei. For the ^8He exotic nucleus, in analysis of microscopic OM, experimental datas are fitted very succesfully and error percentage values are very low. For incoming energies above the barrier energies, contribution to the total cross-section observed very low in Coupled-Channel (CC) calculations. Error analysis in both OM and CC calculation have been found as small . Theoretical calculations have been pretty good fit to experimental data.

KEYWORDS: Exotic Nucleus, Optical Model, Coupled Channel Model, Cross-Section

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Supervisor)

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Assist. Prof. Dr. Mesut KARAKOÇ

Assist. Prof. Dr. Yusuf SERT

ÖNSÖZ

Tez çalışmasında literatürde ilk kez ^8He nötron zengini egzotik çekirdeği Optik Model çerçevesinde hem fenomenolojik hemde mikroskobik olarak incelenmiştir. Mikroskobik Optik Model analizinde yine literatürde yer alan yoğunluk dağılımlarına ek olarak fenomenolojik olarak önerilen yoğunluk dağılımı kullanılmıştır. Ayrıca tamamlanmasında emek ve yardımlarını esirgemeyen ve çalışmalarım süresince değerli fikir ve tecrübeleri ile bana büyük destek sağlayan saygıdeğer danışmanım, hocam ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer Fizik Anabilim Dalı başkanı Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında birçok konuda bilgi ve tecrübelerini esirgemeyen saygıdeğer hocalarım Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK, Doç. Dr. Orhan BAYRAK ve Yrd. Doç. Dr. Yusuf SERT'e ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer fizik çalışma grubundaki arkadaşlarıma teşekkürü borç bilirim.

Ayrıca sabır ve destekleriyle hep yanımda olan aileme, eşime ve hayatıma renk katan kızım ve oğluma varlıkları ile çalışma azmime pozitif katkıları için en içten teşekkür ederim.

Mikail DİREKÇİ
Antalya, 2016

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER	2
2.1. Egzotik Çekirdekler Hakkında Genel Bilgi	2
2.1.1. Egzotik çekirdekler ve yapıları	3
2.1.1.1. Nötron halosu	4
2.1.1.2. Proton halosu	6
2.1.2. Egzotik çekirdek reaksiyonları	7
2.1.3. Fresnel ve Fraunhofer kırınımları	8
3. KAYNAK TARAMASI	11
3.1. ^8He Egzotik Çekirdeği	11
3.2. ^8He Egzotik Çekirdeği için Deneysel ve Teorik Çalışmalara Kısa Bir Bakış ...	13
4. MATERYAL ve METOT	16
4.1. Modelin Tanımlanması	16
4.2. Optik Model Yaklaşımı	17
4.2.1. İki cisim problemi	19
4.2.2. Etkin potansiyel...	21
4.2.2.1. Coulomb potansiyeli	22
4.2.2.2. Nükleer potansiyel	22
4.2.2.3. Merkezci potansiyel	24
4.2.2.4. Spin yörünge potansiyeli	24
4.3. Hacim İntegralleri	24
4.4. Coulomb Bariyeri Civarındaki Reaksiyonlar ve Eşik Anomalisi	25
4.5. Optik Model Analizleri	25
4.5.1. Fenomenolojik potansiyelin elde edilmesi	25
4.5.2. Mikroskobik potansiyelin elde edilmesi	26
4.5.2.1. Folding model	26
4.5.2.2. Nükleon-Nükleon etkileşimi	28
4.5.2.3. Yoğunluk bağımsız M3Y etkileşimleri	29
4.5.2.4. Çekirdek yoğunluk dağılımları	29
4.5.2.5. Tanihata (p+n) yoğunluk dağılımı	30
4.5.2.6. Kabuk-Yörünge-Hücre Modeli (COSMA) yoğunluk dağılımı ...	31
4.5.2.7. Simetrize-Fermi (S-F) yoğunluk dağılımı	31
4.5.2.8. Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı	32
4.6. Çiftlenmiş Kanallar Modeli	35
4.6.1. Saçılma sisteminin deformasyonu	36
5. BULGULAR	38
5.1. ^8He +Hedef Saçılma Sistemlerinin Fenomenolojik Olarak İncelenmesi	38
5.2. ^8He +Hedef Saçılma Sistemlerinin Mikroskobik Olarak İncelenmesi	46

5.3. ^8He +Hedef Saçılma Sistemlerinin Çiftlenmiş Kanal (CC) Modeli ile İncelenmesi	55
6. TARTIŞMA	63
7. SONUÇ	72
8. KAYNAKLAR	73
9. EKLER	81
Ek 1: COSMA Yoğunluk Dağılımının Mathematica Ekran Çıktısı	81
Ek 2: Tanihata Yoğunluk Dağılımının Mathematica Ekran Çıktısı	82
Ek 3: Simetrize-Fermi Yoğunluk Dağılımı Mathematica Ekran Çıktısı	83
ÖZGEÇMİŞ	



SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

N	Nötron
Z	Proton
L	Yörünge Kuantum Sayısı
β^+	(+) Pozitron
β^-	(-) Pozitron
S_p	1 Proton koparma enerjisi
S_n	1 Nötron koparma enerjisi
S_{2n}	2 Nötron koparma enerjisi
S_{2p}	2 Proton koparma enerjisi
t	Difüzyon kalınlığı
$t_{1/2}$	Yarı-Ömür
σ_{teorik}	Teorik Tesir Kesiti
σ_{deney}	Deneysel Tesir Kesiti
$\Delta\sigma_{deney}$	Teorik ve Deneysel Tesir Kesitleri arasındaki hata oranı
N_σ	Tesir Kesiti sayısı
σ_R	Reaksiyon Tesir Kesiti
$\sigma_{elastik}$	Reaksiyon Elastik Tesir Kesiti
$\sigma_{inelastik}$	Reaksiyon İnelastik Tesir Kesiti
$\sigma/\sigma_{Ruth.}$	Tesir Kesitinin Rutherford Tesir Kesitine Oranı
$\Theta_{K.M.}$	Kütle-Merkezi Açısı

Kısaltmalar

RMS	Ortalama Yarıçap
n/p	Nötron/ Proton Oranı
OM	Optik Model
CC	Çiftlenmiş Kanal
DF	Çift Katlı İntegral
SF	Tek Katlı İntegral
E_{Lab}	Laboratuar sistemindeki gelme enerjisi
EXFOR	Deneysel Veri Bankası
RIB's	Radyoaktif İyon Demetleri
ms	Milisaniye
G-G	Gausyen-Gausyen
G-O	Gausyen-Osilatör
G-H	Gausyen-Harmonik
S-F	Simetrize-Fermi
TA	Threshold Anomaly
BTA	Break-up Threshold Anomaly
ark.	Arkadaşları

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşimi	2
Şekil 2.2. Taşma sınırı yanındaki halo çekirdeklerin temsili yerleşim grafiği	3
Şekil 2.3. ^{11}Li ve ^{11}Be nötron halosu çekirdekler	4
Şekil 2.4. Nötron halo ve proton halosu çekirdekler	5
Şekil 2.5. Proton ve nötron yoğunluk dağılımlarının radyal değişimi	6
Şekil 2.6. Fresnel tipi elastik saçılma açısal dağılımı	8
Şekil 2.7. Fraunhofer tipi elastik saçılma açısal dağılımı	9
Şekil 3.1. $^{4,6,8}\text{He}$ izotop çekirdeklerinin yapısal gösterimi	12
Şekil 3.2. ^8He çekirdeği için kabuk yapısını oluşturan nötronların farklı diziliş alt sistemlerinin	12
Şekil 4.1. Weisskopf'a göre nükleer reaksiyon şeması	16
Şekil 4.2. Etkin Potansiyelin Kısımları	21
Şekil 4.3. Woods-Saxon (WS) ve Woods-Saxon kare (WS^2) form faktörlerinin karşılaştırılması	23
Şekil 4.4. Woods-Saxon form faktörü ve onun türevi	23
Şekil 4.5. Nükleon-Nükleon etkileşimini temel alan double folding gösterimi.....	26
Şekil 4.6. Nükleon-Nükleon etkileşimini temel alan single folding gösterimi	27
Şekil 4.7. Çekirdeğin yoğunluk dağılımı ve folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyelinin karşılaştırılması	28
Şekil 4.8. ^8He çekirdeğinin yoğunluk dağılımlarının karşılaştırılması	35
Şekil 5.1. $^8\text{He}+^{208}\text{Pb}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 22.0 \text{ MeV}$	41
Şekil 5.2. $^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 19.9 \text{ MeV}$	42
Şekil 5.3. $^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 30.6 \text{ MeV}$	43
Şekil 5.4. $^8\text{He}+^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 27.0 \text{ MeV}$	44

Şekil 5.5. ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 480.0 \text{ MeV}$	45
Şekil 5.6. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 211.2 \text{ MeV}$	46
Şekil 5.7. ${}^8\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=22.0 \text{ MeV}$	50
Şekil 5.8. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=19.9 \text{ MeV}$	51
Şekil 5.9. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 30.6 \text{ MeV}$	52
Şekil 5.10. ${}^8\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 27.0 \text{ MeV}$	53
Şekil 5.11. ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 480.0 \text{ MeV}$	54
Şekil 5.12. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 211.2 \text{ MeV}$	55
Şekil 5.13. ${}^8\text{He}$ sisteminin enerji seviyesine göre yerleşimi	56
Şekil 5.14. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=19.9 \text{ MeV}$	58
Şekil 5.15. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 30.6 \text{ MeV}$	59
Şekil 5.16. ${}^8\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 27.0 \text{ MeV}$	60
Şekil 5.17. ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 480.0 \text{ MeV}$	61
Şekil 5.18. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 211.2 \text{ MeV}$	62
Şekil 6.1. ${}^8\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=22.0 \text{ MeV}$	64
Şekil 6.2. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 19.9 \text{ MeV}$	65
Şekil 6.3. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 30.6 \text{ MeV}$	66

Şekil 6.4. ${}^8\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 27.0 \text{ MeV}$	67
Şekil 6.5. ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 480.0 \text{ MeV}$	68
Şekil 6.6. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 211.2 \text{ MeV}$	69



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Bazı egzotik çekirdekler ve özellikleri	5
Çizelge 3.1. $^{4,6,8}\text{He}$ izotop çekirdeklerinin teorik ve deneysel yarıçap değerleri.....	12
Çizelge 5.1. ^8He +Hedef Saçılma sistemlerinin OM analizinde kullanılan fenomenolojik potansiyeller, parametre setleri ve elde edilen hesaplama çıktıları	40
Çizelge 5.2. ^8He +Hedef Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında COSMA yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti	48
Çizelge 5.3. ^8He +Hedef Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında Tanitaha yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti	49
Çizelge 5.4. ^8He +Hedef Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti	49
Çizelge 5.5. ^8He +Hedef Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında Simetrize-Fermi (S-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti	49
Çizelge 5.6. ^8He +Hedef Saçılma sistemleri için COSMA yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyel ile CC analizlerinde kullanılarak parametre değerleri elde edilen bazı değerler	57
Çizelge 5.7. ^8He +Hedef Saçılma sistemleri için Tanihata yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyel ile CC analizlerinde kullanılarak parametre değerleri elde edilen bazı değerler	57
Çizelge 5.8. ^8He +Hedef Saçılma sistemleri için Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyel ile CC analizlerinde kullanılarak parametre değerleri elde edilen bazı değerler ...	57
Çizelge 5.9. ^8He +Hedef Saçılma sistemleri için Simetrize-Fermi (S-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyel ile CC analizlerinde kullanılarak parametre değerleri elde edilen bazı değerler ...	58
Çizelge 6.1. ^8He +Hedef saçılma sistemlerinin Fenomenolojik ve Mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılan analizlerinde elde edilen hata analizlerinin karşılaştırılması	70
Çizelge 6.2. ^8He +Hedef saçılma sistemlerinin Mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılan analiz hesaplamalarında elde edilen tesir kesiti (mb) sonuçlarının karşılaştırılması	70

Çizelge 6.3. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerinin analizinde DF potansiyellerinin CC Model’inde kullanılması sonucu elde edilen hata analizlerinin karşılaştırılması	71
Çizelge 6.4. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerinin analizinde DF potansiyellerinin CC Model’inde kullanılması sonucu elde edilen inelastik tesir kesitlerinin (mb) karşılaştırılması	71



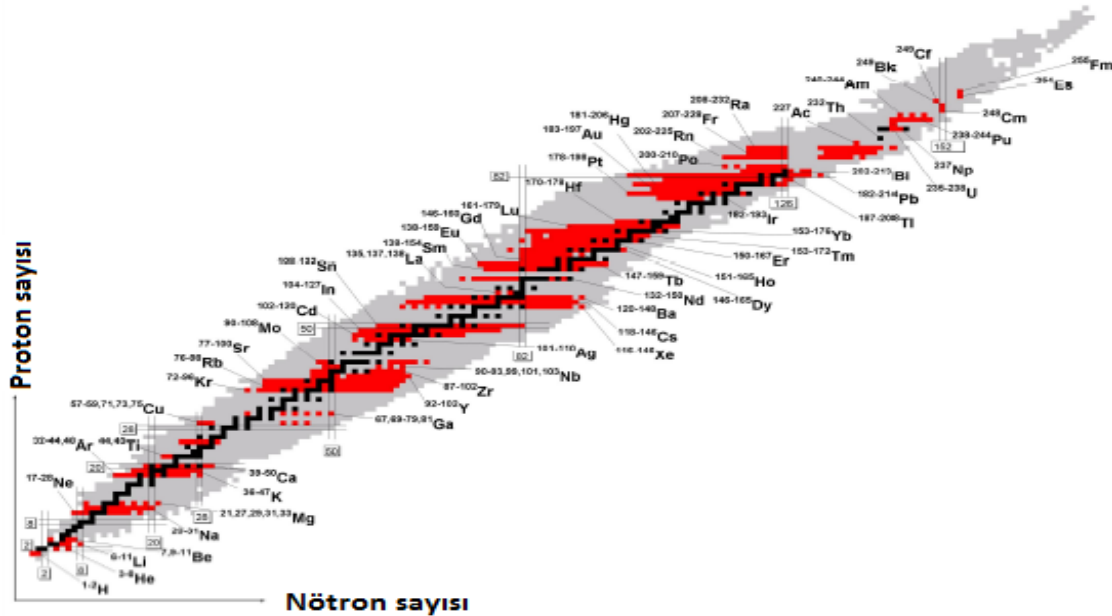
1. GİRİŞ

Egzotik çekirdekler deneysel ortamlarda üretilmiş olan yapay çekirdeklerdir. Bu çekirdekler yapıları itibari nükleer fizik ve nükleer astrofizik çalışmaları açısından oldukça fazla önem arz etmektedir. Egzotik çekirdekler yapısal olarak genellikle merkezde sıkı bağlı bir Kor ve bu Kor' a zayıf bağlı bir veya birden fazla değerlik (valans) nükleonlarından oluşmaktadır. Kor etrafındaki bu zayıf bağlı nükleonların geniş radyal dağılımlarından dolayı egzotik çekirdekler yapısal olarak haleli (kuyruk) yapıya sahiptirler ve bu nedenle halo çekirdekler olarak adlandırılırlar. Kararlı izotoplarına nazaran bu çekirdekler sahip oldukları bu geniş radyal dağılımdan dolayı, ortalama yarıçap (RMS) değerleri de oldukça yüksektir. Egzotik çekirdekler kararlılık çizgisinin alt kısmında ya da üst kısmında yer alabilirler, dolayısıyla nötron/proton (n/p) dengesi hangi yana bozulmuşsa o adı alırlar. Kararlılık çizgisinin altında kalan çekirdekler nötron zengini halolar olup, üst tarafta kalanlar ise proton zengini halo çekirdeklerdir. Kararlılık vadisinde taşma sınırının altında ya da üstünde çekirdek kararsızdır ve beta bozunumuyla daha kararlı başka bir çekirdeğe dönüşürler. Bu dönüşme süresi, milisaniye mertebesinde milyonlarca yıl mertebesine kadar uzanabilir. Literatürde gerçekleştirilen deneysel çalışmalara bakıldığında, ağırlıklı olarak nötron halolar üzerine yapılan çalışmalar çok fazladır. Fakat son yıllarda, güneşteki yüksek enerjili nötrinoların üretilmesi aşamasında oldukça önemli role sahip olmalarından dolayı proton halolar üzerine yapılan çalışmaların sayısı artmaya başlamıştır. Tüm bu ilgi çekici özelliklerinden dolayı egzotik çekirdeklerle gerçekleştirilen deneysel çalışmalar, çekirdeklerin nükleer yapıları hakkında gerçekleştirilen teorik çalışmaların doğrulanmasında ya da deneysel sonuçlarla elde edilen yeni gözlenirlerin çekirdek yapılarının ve nükleer yapı dinamiklerinin açıklanmasında öncü rol oynamaktadır.

2. KURAMSAL BİLGİLER

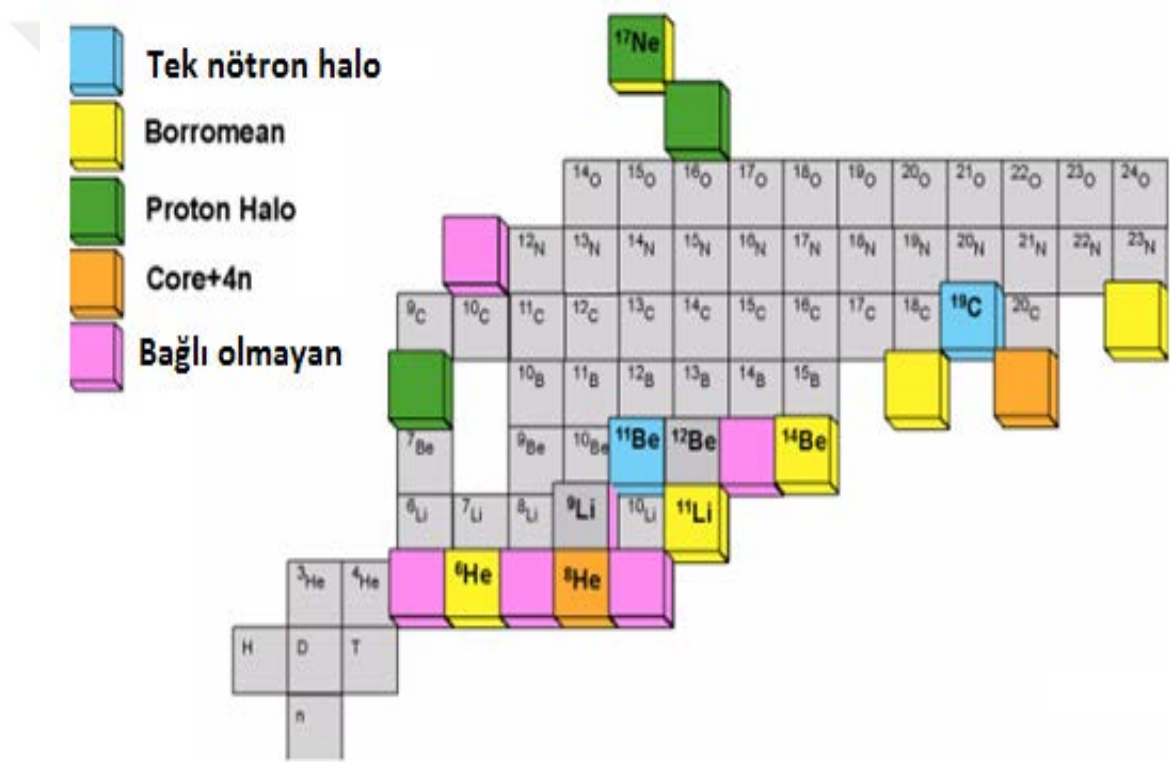
2.1. EGZOTİK HALO ÇEKİRDEKLER HAKKINDA GENEL BİLGİ

Nükleer fizik ve nükleer astrofizik alanının son yıllarda üzerinde çalıştığı konular çoğunlukla ilginç yapıları nedeniyle egzotik çekirdekleri kapsamaktadır. Bu çekirdekler yapılarındaki değerlik nükleon türlerinden birinin diğerine göre aşırılık göstermesi nedeniyle nötron ya da proton zengini olarak adlandırılırlar. Kararlı çekirdekler ile egzotik çekirdekler karşılaştırıldıklarında, egzotik çekirdekler büyük ortalama yarıçap RMS (karekök ortalama) değerine ve zayıf bağlanma enerjilerine sahiptirler. Egzotik çekirdekler yapı olarak, genellikle merkezde kararlı ve sıkı bağlı bir Kor ve bu Kor' a zayıf bağlı bir ya da daha fazla nükleondan oluşmaktadır. Çekirdek içerisinde Kor' u çevreleyen değerlik nükleonları, kararlı çekirdeklere göre daha geniş mesafelere yerleşerek yoğunluk dağılımında bir kuyruk (tail) bölgesi oluşturmaktadır. Bu farklılıklarından dolayı egzotik çekirdeklere 'halo' çekirdekler de denmektedir. Kararlı çekirdeklerde, nötron ve proton yoğunluk dağılımları oranı yaklaşık olarak eşit iken egzotik çekirdeklerin yapılarındaki nükleonların yoğunluk dağılımlarındaki oran değişmektedir. Ayrıca egzotik çekirdekler kararlılık vadisi dışında, nötron ya da proton zenginliklerine göre kararlılık çizgisinin altında veya üstünde yer almaktadır. Şekil 2.1' de gösterildiği üzere çizginin altında kalan çekirdekler nötron zengini halo çekirdekler, üst tarafta kalanlar ise proton zengini halo çekirdeklerdir. Bir çekirdek içerisindeki nötron ve proton sayıları oranı bire ne kadar yakınsa ($N \sim Z$) çekirdek o kadar kararlı olur. Bu şekilde açıkça görülmektedir. Bu nükleon dengesinin bozulduğu çekirdek kararsızdır ve β -bozunumuyla (β^+ ya da β^- bozunumu) kararlı başka bir çekirdeğe dönüşür. Bu bozunma süresi, milisaniye mertebesinde milyonlarca yıl mertebesine kadar uzanabilir.



Şekil 2.1. Çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşimi (Sert 2012)

Büyük kütleli halo çekirdeklerin bulunduğu dış sınır, taşma sınırı olarak adlandırılır. Şekil 2.1'e benzer şekilde, çekirdeklerdeki nötron ve proton sayısı sırasıyla x-ekseni ve y-ekseni boyunca yerleşimini ifade eden bir grafik çizildiğinde, köşegen boyunca elde edilen doğrudan uzakta kalan bölgelerdeki çekirdeklerin daha küçük yarı ömürlere sahip olduğu görülecektir ve deneysel olarak bu yarı ömür değerleri elde edilmiştir. Şekil 2.2'de egzotik çekirdeklerin temsili yerleşimini gösteren grafik yer almaktadır. Bu temsili yerleşim grafliğinde $N=Z$ köşegenin altında ve üstünde yer alan ve belli bir uzaklıktaki nötron ya da proton düzensizliğine sahip bu çekirdekler hızlı bozunmaya uğrar ve kararlı çekirdekler bu sınırın arkasına geçemezler. Ancak nötron ve protonların haloların bazıları bu sınırdan sızar ve taşma sınırı bölgesinde yer alır. Taşma sınırı, halo çekirdeklerin bulunduğu bu bölgelerin en dış sınırına denir. Birçok egzotik çekirdek bu taşma sınırı bölgesinde bulunur.

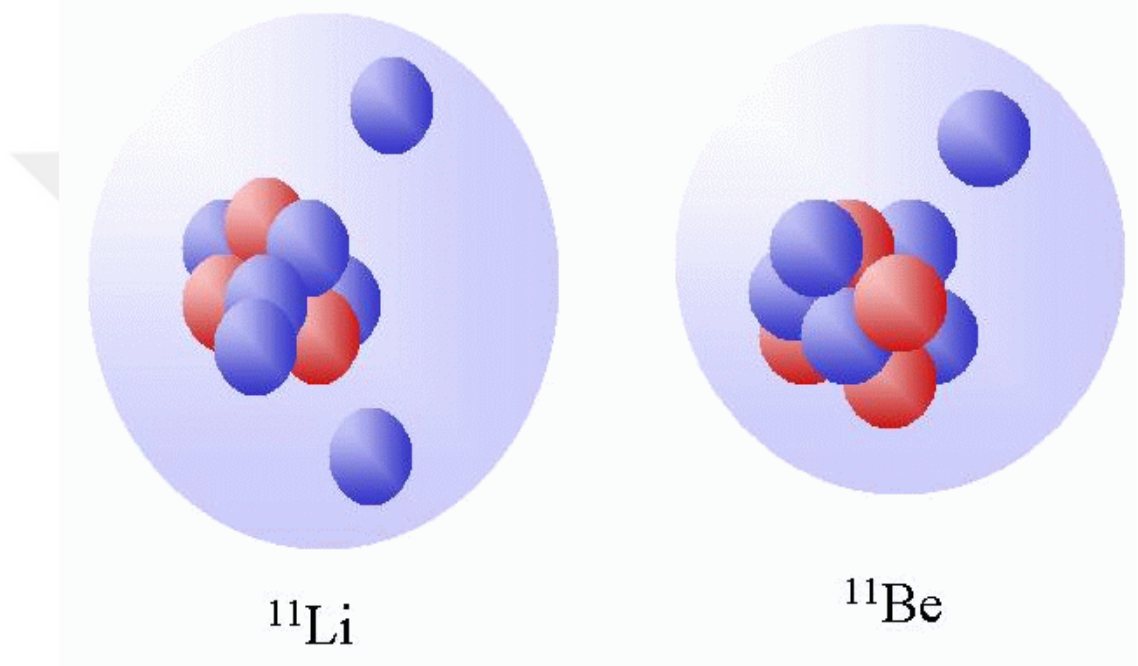


Şekil 2.2. Taşma sınırı yanındaki halo çekirdeklerin temsili yerleşim grafliği (Sert 2012)

2.1.1. Egzotik çekirdekler ve yapıları

Egzotik çekirdeklerin keşfi 80'li yılların ortalarında ilk olarak Tanihata ve arkadaşları tarafından gerçekleştirilen He (Tanihata 1985) ve Li (Tanihata 1995) izotoplarının etkileşim tesir kesitlerinin ölçüldüğü deneysel çalışmalara dayanmaktadır. Gerçekleştirilen bu deneylerde izotopların ortalama yarıçap, RMS, değerlerinin $A^{1/3}$ oranına bağlı olarak beklenilenden daha büyük olduğu gözlenmiştir. Daha sonra 1987 yılında, Hansen ve Jhonson tarafından yapılan çalışmada (Hansen 1987) halo etkilerden kaynaklı geniş yarıçaplar kavramı ortaya atılmıştır. Hansen ve Jhonson Şekil 2.3'te

gösterildiği üzere ^{11}Li çekirdeğini, ^9Li ve 2 nötrondan oluşan iki-cisim bir sisteme sahip olduğu varsayılmıştır. Bu şekildeki bir öngörü ile ^{11}Li 'un geniş madde yarıçapı ve kor-değerlik nükleonları arasındaki zayıf bağın nedeni açıklanabilmektedir. Sonraki yıllarda yapılan çalışmalarda ise (Kobayashi 1988, Anne 1990), ^9Li çekirdeğinin ortalama yarıçap, RMS, değerinin 2.5 fm ve ^{11}Li için RMS değerinde yaklaşık 6.5 fm civarında olduğu tespit edilmiştir. ^9Li ve ^{11}Li çekirdekleri nükleon sayıları bakımından karşılaştırıldığında, ^{11}Li ' un yapısal olarak zayıf bağlı 2 nötron fazlalığına sahip olduğu ve çekirdek yarıçaplarında görülen bu belirgin farkın egzotik çekirdeklerin özelliklerinden kaynaklandığı anlaşılmıştır.



Şekil 2.3. ^{11}Li ve ^{11}Be nötron halosu çekirdekleri (Jim Al-Khalili 2004)

Egzotik çekirdekler yapılarındaki değerlik nükleonlarının çeşitliliğine bağlı olarak genel olarak ikiye ayrılır. Bu çekirdekler taşma sınırının altında veya üstünde olmalarına göre nötron ve proton halosu olarak ele alınır.

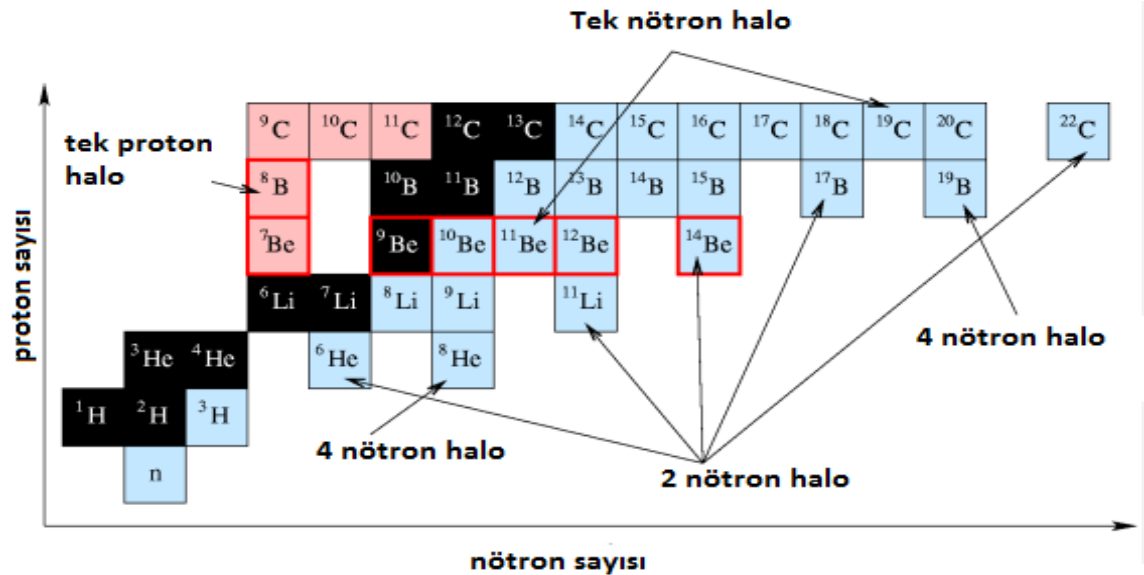
2.1.1.1. Nötron halosu

Literatürde halo çekirdeklerle ilgili yapılan çalışmalara bakıldığında genellikle nötron halolar üzerine deneysel ve teorik çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Kararlılık vadisinde taşma sınırı bölgesinde yer alan, hafif kütleli, kararsız ve nötron fazlalığı olan çekirdekler arasında üzerinde en çok çalışılan egzotik çekirdek ^{11}Li 'dir. Kütle numarası 6, 8, 11 ve 14 olan izotop çekirdeklerden ^6He , ^{11}Be , ^8He gibi çekirdeklerde üzerinde çalışılan önemli nötron halosu çekirdeklerdendir. Ayrıca taşma sınırı bölgesinde nötron haloya aday birçok çekirdek üzerine yapılan çalışmalarda bulunmaktadır. Bazı halo çekirdekler ve bu çekirdeklere ait önemli özellikler Çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1. Egzotik çekirdekler ve özellikleri (Chou 1993, Sert 2012, Lemasson 2010)

Çekirdekler	S_n veya S_p (MeV)	S_{2n} veya S_{2p} (MeV)	Orbital	Q (MeV)	$t_{1/2}$ (sn)
^6He	-	0.970	$1p_{3/2}$	3.507	0.8067
^8He	-	2.137	$1p_{3/2}$	4.480	0.1191
^9Li	0.505	-	$2s_{1/2}$	-	0.3200
^{11}Li	1.051	0.247	$1p_{1/2}-2s_{1/2}$	20.675	0.0085
^{11}Be	0.503	-	$2s_{1/2}$	11.506	13.810
^{14}Be	-	1.280	$1p_{1/2}-2s_{1/2}$	16.220	0.00435
^8B	0.140	-	$1p_{3/2}$	17.978	0.770
^{17}B	-	2.450	$1d_{5/2}$	-	-
^{19}B	-	0.870	$1d_{5/2}$	-	-
^9C	-	1.299	$1p_{3/2}$	16.497	0.1265
^{12}N	0.601	-	$1p_{1/2}$	17.338	0.0110
^{17}F	0.600	-	$1d_{5/2}$	-	64.490
^{17}Ne	0.960	1.500	$1d_{5/2}-s_{1/2}$	14.536	0.1093

Nötron halo çekirdekler, son yörüngelerinde sahip oldukları nükleon sayısına göre tek nötron veya çift nötronlu halolu çekirdekler olarak ikiye ayrılır. Örnek verecek olursak; ^{11}Li izotop çekirdeği yapısal olarak, ^9Li çekirdeği kor olarak alınırsa çift nötron halo; ^{11}Be çekirdeği ise, ^{10}Be çekirdeği kor olarak alınırsa şayet tek nötronlu halo çekirdek olur. Egzotik çekirdeklerin kor etrafında yerleşmiş değerlik nükleonlarının sayısı ve yerleşimine (konfigürasyon) göre çok-cisim yapı çalışmaları (Zhukov 1994) çokça gerçekleştirilmiştir. Şekil 2.4'te, tek nötron halolu çekirdekler (^{11}Be , ^{19}C) ve çift nötron halolu çekirdekler (^6He , ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B) gösterilmektedir.

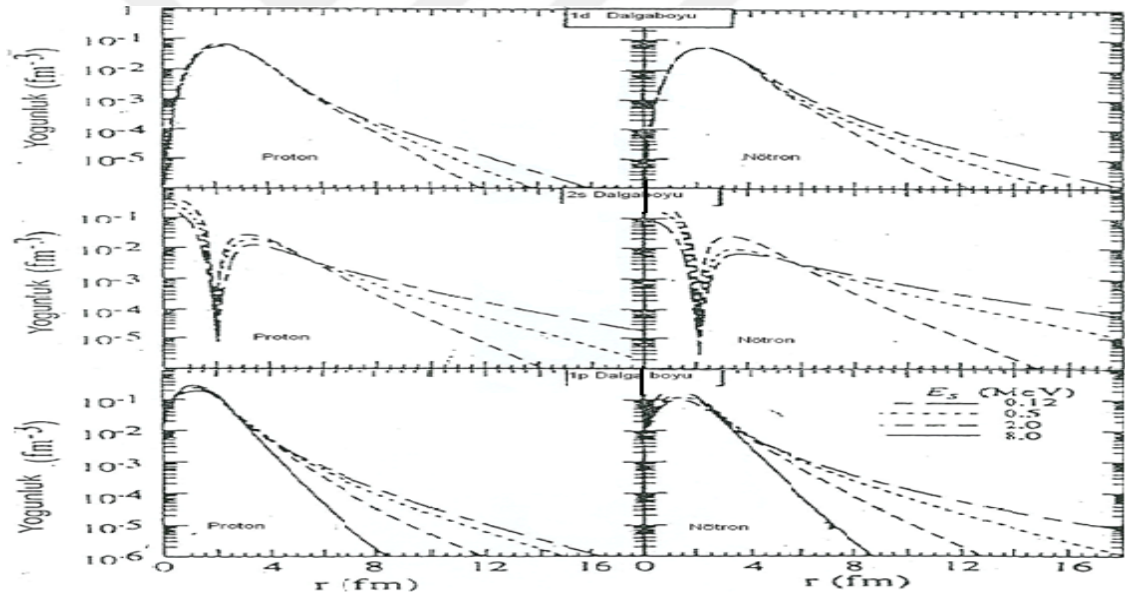


Şekil 2.4. Nötron halo ve proton halosu çekirdekler (Jonson 1994, Nunes 1996)

Bilindiği üzere proton ile nötron arasındaki en belirgin yapısal fark, yük durumlarından kaynaklı olan Coulomb etkileşmesidir. Proton yüklü olduğundan, çekirdek yüzeyinde Coulomb bariyeri (engeli) oluşturarak, gelen yüklü parçacık veya çekirdeklerin dalga fonksiyonlarının genliğini azalmasına neden olur. Dalga fonksiyonunu etkileyen faktörlerden bir diğeri de merkezci potansiyelden kaynaklı engelidir. Merkezci potansiyel $1/(1+1)/r^2$ ile orantılı olarak, halo çekirdeklerdeki nötron/nötronların yörüngesel açısal momentumuna bağlıdır.

2.1.1.2. Proton halosu

Kararlılık vadisinde, taşma sınırı bölgesindeki zayıf bağlı protonlarda nükleer halo yapıları oluşturabilir. Bu bölgelerde nükleon fazlalığı proton sayısının fazlalığından dolayı olduğu için çekirdeklere proton halosu çekirdekleri denir. Proton zenginliğine sahip bu çekirdeklerden bazıları ${}^9\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^{17}\text{Ne}$, ${}^8\text{B}$ gibi çekirdeklerdir. Bu çekirdekler proton halo çekirdeklerdir bu çekirdeklerden bazıları Çizelge 2.1'de yer almaktadır. Nötron halosunda tanımlanan dalga fonksiyonunu etkileyen engel durumu, proton halo çekirdekler için farklıdır. Proton ve nötron halo sistemi için yoğunluk dağılımı farklıdır. Bu dağılım nötron halo sistemler için daha geniş bir dağılıma sahiptir.



Şekil 2.5. Proton ve nötron yoğunluk dağılımlarının radyal değişimi (Tanihata 1996)

Şekil 2.5'te, zayıf bağlı olan bir proton ve nötronun sırasıyla en üst grafikten alta doğru 1d, 2s ve 1p orbitallerdeki yoğunluk dağılımının radyal değişimi gösterilmektedir. Burada Coulomb etkileşmesi ve merkezi potansiyelin etkisi açıkça görülmektedir. Örnek verecek olursak, Şekil 2.5'te ortadaki kısımda 2s orbitalinde ($l=0$ durumu için) merkezci potansiyel olmadığından yoğunluk dağılımı en fazla olmuş ancak Coulomb etkisinden dolayı da, proton halosunun yoğunluk dağılımı nötronunki kadar büyük değildir. ${}^{12}\text{N}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^8\text{B}$ gibi proton halosu çekirdeklerin son yörüngesinde zayıf bağlı tek proton vardır. Bundan dolayı Coulomb engeli ve merkezi engel proton halo yapısını etkileyecektir. Bu sebeple Şekil 2.5'te görüldüğü gibi, nükleon yoğunluk

dağılımının kuyruğunun büyük olması beklenemez. Dolayısıyla bu da proton halosunun yüksek enerjilerde tesir kesiti reaksiyonunun çok küçük veya etkisiz olduğunu gösterir. ^{17}Ne çekirdeği ise, $1d_{5/2}$ veya $2s_{1/2}$ son orbitalinde iki proton bulundurur. Bu çekirdekteki merkezi engelin çok küçük ve $^{17}\text{Ne}+\text{C}$ çarpışmasındaki tesir kesitinin büyük olmasından dolayı, proton haloya aday önemli bir çekirdek olarak görülmektedir (Borge 1988, Towner 1972).

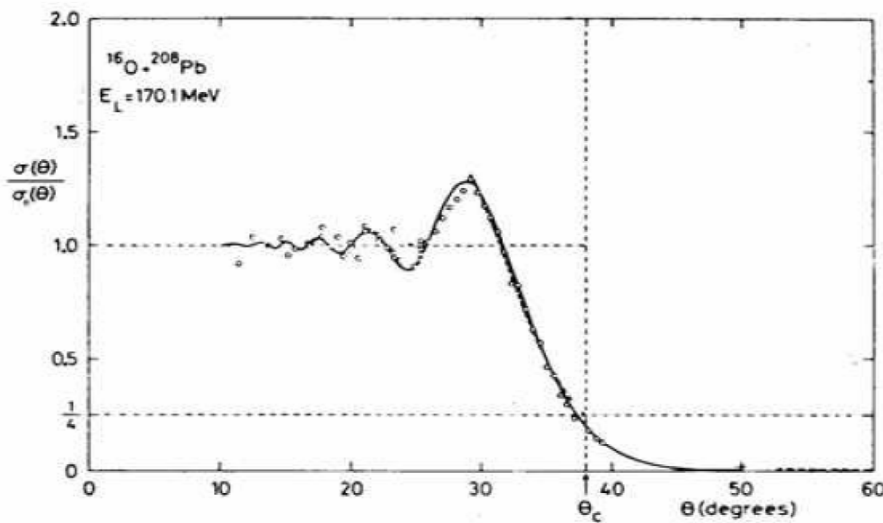
Zayıf bağlı halo yapıya aday çekirdeklerin büyüklüklerinin, bariyer etkilerine bağlı olduğu söylenebilir ve bu bariyer yüksekliği çekirdeklerde yüzey bölgesindeki yoğunluk dağılımlarına bağlıdır. Sonuç olarak dalga fonksiyonu ne kadar uzun bir kuyruğa sahip ise, bariyer yüksekliği de o kadar küçük olur. Şekil 2.5'te de görüldüğü üzere, $2s$ orbitali için merkezci potansiyel ve Coulomb etkisinden kaynaklı engel yükseklikleri daha küçük bir bölgeye yayılmıştır. Farklı l değerleri için, nötron yoğunluk kuyruğunun uzunluğu kıyaslanırsa, nükleonun bulunduğu büyük l orbitali için yoğunluk kuyruğu daha kısa olur.

2.1.2. Egzotik çekirdek reaksiyonları

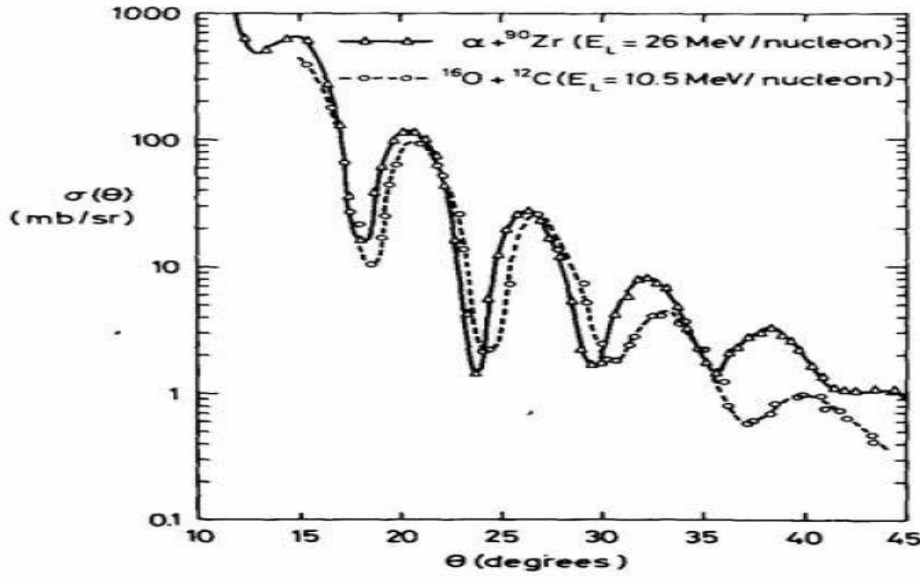
Nükleer yapı özelliklerinin incelenmesine yönelik yapılan çalışmalarda kararlı çekirdeklerle gerçekleştirilen elastik saçılmalarda klasik kırınım davranışı gözlenmesine rağmen, halo çekirdeklerin kararlı-ağır hedeften elastik saçılmalarında bu standart kırınım davranışından sapma gösterdikleri gözlemlenmiştir. Halo çekirdeklerin Coulomb bariyer enerjisine yakın gelme enerjisinde ağır bir hedeften elastik saçılmaya uğradıklarında, gözlemlenen tesir kesiti açılma dağılımının Fresnel tipi kırınım davranışı göstermesi beklenir. Yalnız bu halo çekirdekler için bariyer civarındaki bu enerjilerde egzotik çekirdeklerin açılma dağılımı klasik Fresnel davranışından saparak farklı bir yapı sergiler. Düşük açılarda Fresnel tipi kırınım davranışında gözlenen Coulomb piki egzotik çekirdek saçılmalarında tamamen kaybolarak ya da zayıflayarak, tesir kesitinde osilasyonsuz bir yapı meydana getirir. Fresnel tipi klasik kırınımdan sapma etkisi ilk kez deneysel olarak $^{18}\text{O}+^{184}\text{W}$ elastik saçılmasında gözlenmiştir (Thorn 1977). Bu saçılma sistemi ilgili yapılan teorik çalışmalarda bu sapmanın nedeni olarak, ^{184}W hedef çekirdeğinin 2^+ durumuna Coulomb uyarılmasından kaynaklandığı düşünülmüştür. Yapılan bu çalışmalarda deneysel veriyi açıklayabilmek adına, Fresnel kırınım tipinden sapmaya sebep olabilecek Coulomb etkilerin dikkate alındığı farklı tipteki polarizasyon potansiyelleri önerilmiştir (Glendenning 1983, Love 1977). Coulomb bariyerine yakın bir gelme enerji değerinde gerçekleştirilen, egzotik çekirdeklerin ağır hedef çekirdeklerden elastik saçılması çalışmalarında gözlenen ilginç etkilerden de güçlü Coulomb etkileri sorumludur (Keeley 2003, Chatterjee 2002, Shyam 1992). Çünkü ağır kütleli hedef çekirdeğin, yani atom numarasının çok büyük olduğu etkileşmelerde, zayıf bağlı nükleonlara sahip mermi yani gelen egzotik çekirdeğinin hissedeceği bu güçlü Coulomb alanında parçalanma (breakup) ihtimali oldukça yüksektir. Bu muhtemel parçalanma olasılığından ve güçlü Coulomb alanından kaynaklanacak olan Coulomb çiftlenimi sonucu, elastik saçılma tesir kesitinin açılma dağılımında klasik kırınım saçaklarından sapmaya neden olduğu görülür. Şayet bu ikili etkileşmelerde hedef çekirdek kritik ağırlık değerine sahip değilse, klasik davranıştan farklı olarak gerçekleşen bu sapmayı gözlemlemek zordur.

2.1.3. Fresnel ve Fraunhofer kırınımları

Kararlı çekirdeklerle gerçekleştirilen etkileşmelerde elastik kanaldan elastik olmayan kanallara büyük akı geçişi söz konusu olabilir. Güçlü soğurma olarak isimlendirilen bu durum, ışığın siyah bir küreden saçılmasına benzer (Satchler 1983). Güçlü soğurma olayının gözlemlendiği bu etkileşmelerde saçılma gözlenebilirlerinin analizleri ile çekirdeğin boyutu, yüzey geçirgenliği gibi çekirdeklere özgü genel özellikler hakkında bilgi sahibi olabiliriz. Yalnız gerçekleşen bu soğurulmalarla, saçılmanın tanımlanması ve ayrıca yüzey özelliklerinin belirlenmesi gibi kolaylıklar elde etmemize rağmen, çekirdeklerin iç bölgeleri hakkında yeterince bilgi sahibi olamamakla birlikte, kararlı çekirdekler arasındaki güçlü soğurma durumunda gerçekleşen saçılma klasik fizikte olduğu gibi ışığın klasik kırınım davranışına benzer davranışlar gösterir. Saçılma tesir kesitinin açılal dağılımı ışığın, ışık geçirmeyen (opak) bir cismin kenarından kırınımına uğraması sonucu ortaya çıkan kırınım saçaklarına benzer osilasyonlu bir yapı olarak gözlemlenir. Bu osilasyonlu yapı gelme enerjisine bağlı olarak Fresnel ya da Fraunhofer kırınımı olarak adlandırılır. Fresnel kırınımı kaynak ve dedektörün sonlu bir mesafede bulunduğu durumda görülür. İki parçacığın (hedef ve mermi) etkileşmesinde, mermi parçacığının gelme enerjisi Coulomb bariyer enerjisi değerine çok yakınsa parçacıklar arasındaki Coulomb alanı kırınım lensi gibi davranır (Frahn 1982). Bu güçlü Coulomb alanının varlığından kaynaklı etkilerden dolayı gelen dalga hedef çekirdeğin zıt kenarlarından ileri bölgelerde girişim olmayacak şekilde saçılırlar ve Şekil 2.6'da gösterilen Fresnel tipi kırınım saçakları oluştururlar. Gelme enerjisini arttırdığımızda saçılma tesir kesitinin davranışı klasik Fresnel tipi kırınımdan Fraunhofer tipi kırınımına dönüşür. Fraunhofer kırınımı kaynak ve dedektör sonsuz bir mesafede bulunuyorsa gerçekleşir. Yani aralarındaki mesafe kritik uzaklık değerinden daha büyük olduğunda zıt bölgelerden saçılan dalgalar dedektör yüzeyinde girişime neden olan sinyaller üretirler. Büyük gelme enerji değerlerinde Coulomb alanı uzun süreli bir etkiye sahip değildir ve kırınım lensi gibi davranmaz. Coulomb etkilerinin ihmal edildiği bu durumda gelen dalgalar hedef çekirdeğin zıt kenarından uzaktaki bölgelerde girişim yapacak şekilde saçılırlar. Şekil 2.7'de örnek bir Fraunhofer kırınım deseni yer gösterilmektedir.



Şekil 2.6. Fresnel tipi elastik saçılma açılal dağılımı (Küçük 2009)



Şekil 2.7. Fraunhofer tipi elastik saçılma açısıl dağılımı (Küçük 2009)

Yaklaşık olarak son otuz yıl içerisinde literatürde gerçekleştirilen çalışmalara baktığımızda, egzotik çekirdekler ile gerçekleştirilen yüzlerce deneysel çalışmaların öncesinde ya da sonrasında egzotik çekirdek yapılarını açıklamak adına teorik çalışmalar yapılmıştır.

Bu tez çalışmasında, nötron zengini ve ince kabuk yapıya sahip ^8He çekirdeğinin farklı kütleli hedeflerle gerçekleştirilen deneysel elastik saçılma açısıl dağılımlarının analizleri Optik Model (OM) çerçevesinde sırasıyla hem fenomenolojik hemde mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılmıştır. EXFOR (Exfor 2011)'dan aldığımız, ^{208}Pb ($E_{\text{Lab}}=22.0$ MeV) (Marquiez-Duran 2012), ^{65}Cu ($E_{\text{Lab}}=19.9$ MeV ve $E_{\text{Lab}}=30.6$ MeV) (Lemasson 2010), ^{63}Cu ($E_{\text{Lab}}=27.0$ MeV) (Navin 2004), ^{12}C ($E_{\text{Lab}}=480$ MeV) (Tostevin 1997) ve ^4He ($E_{\text{Lab}}=211.2$ MeV) (Wolski 2002, Wolski 2003) hedefleri ile gerçekleştirilen deneysel elastik saçılma tesir kesiti açısıl dağılımlarının analizleri 2-Cisim Problemi çerçevesinde yapılmıştır. Mikroskobik OM analizlerinde, ^8He egzotik nötron zengini çekirdeği için 4 farklı yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen mikroskobik potansiyellerle analizler yapılmıştır. Bu yoğunluk dağılımları arasında ^8He egzotik çekirdeğinin yapısı için, kor etrafında simetrik bir şekilde yerleşmiş ve kabuk yapısını oluşturan “ $4n$ ” değerlik nükleonlarının dağılımını varsayan fenomenolojik olarak Simetrize-Fermi (S-F) formundaki yoğunluk dağılımı için parametre seti elde edilmiştir. Ve yine tez çalışmasında literatürde ilk kez ^8He egzotik çekirdeği için, Skyrme etkileşmesi (Skyrme 1956-1958-1959) temelli Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı (Vautherin 1972, Tel 2008) hesaplanmış ve bu yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen mikroskobik potansiyel ile deneysel veriler analiz edilmiştir. Tez çalışmasındaki mikroskobik OM analizlerindeki temel amaç, yoğunluk dağılımlarının deneysel dataları açıklamadaki etkinliğini karşılaştırmaktır. Tez çalışmasında ayrıca Coulomb bariyeri üzerindeki gelme enerjilerinde, ^8He egzotik çekirdeğinin kabuk yapısındaki değerlik nükleonlarının ($4n$) $L=2$ seviyesine geçişine bağlı olarak sadece nükleer deformasyon göz önünde bulundurularak Çiftlenmiş-Kanal (Coupled-Channel,

CC) Model ile deneysel tesir kesiti açısai dağılımlarının teorik olarak incelemesi yapılmıştır. Tez çalışmasında kısaca son yıllarda deneysel olarak çokca çalışılan ${}^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılmaları detaylı olarak araştırılmış ve incelenen elastik saçılma sistemlerinin analizlerinde hangi enerji değerinde hangi modelin ve kullanılan yoğunluk dağılımlarının daha iyi sonuç verdiği üzerine analiz yorumları yapılmıştır.

Bölüm 3'te ilk olarak incelenen ${}^8\text{He}$ nötron zengini egzotik çekirdek yapısı hakkında kısa bilgi verilmiştir. Sonrasında literatürde günümüze kadar bu çekirdek için gerçekleştirilen teorik ve deneysel çalışmaların kısa bir tarama özeti verilecektir.

Bölüm 4'te tez çalışmasında incelenen elastik saçılma sistemlerine ait deneysel tesir kesiti açısai dağılımlarının analizi için kullanılan OM yaklaşımında, hem fenomenolojik hemde mikroskobik olarak incelemeden önce teorik altyapı hakkında bilgi verilmiştir. Ayrıca CC modelinin teorik altyapısı hakkında kısa bilgi verilmektedir.

Bölüm 5'te incelenen ${}^8\text{He}+\text{Hedef}$ elastik saçılma sistemlerinin, ilk olarak OM çerçevesinde sırasıyla hem fenomenolojik hemde mikroskobik potansiyeller kullanılarak analizleri yer almaktadır. OM analizleri sonrasında bu kez Coulomb bariyeri üzerindeki gelme enerjilerinde ${}^8\text{He}$ çekirdeğinin kabuk yapısını oluşturan değerlik nükleonlarının, " 4n ", $L=2$ geçişi CC Model yöntemiyle incelenmiş ve elde edilen bulgular tartışılmıştır.

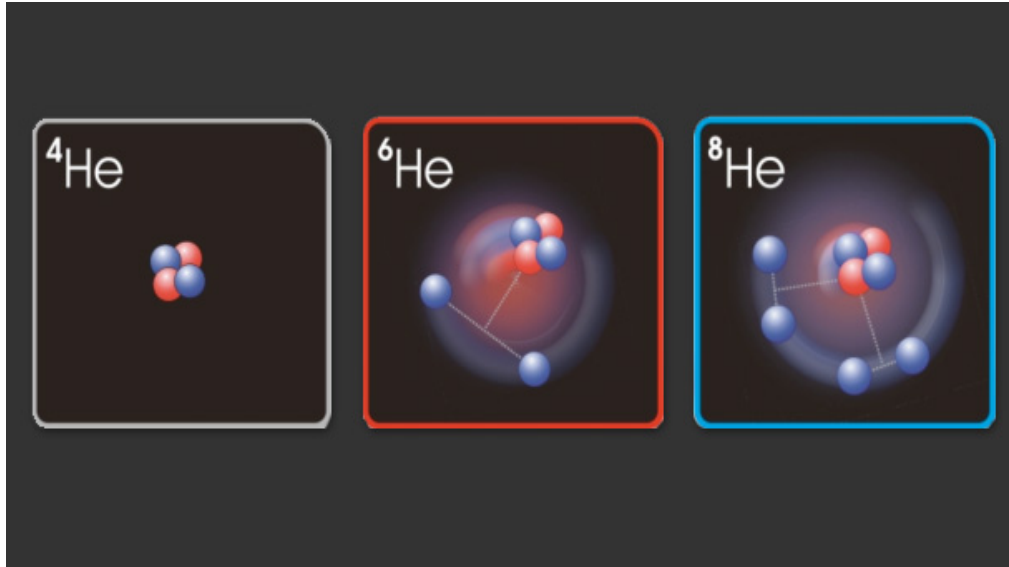
Bölüm 6'da ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için incelenen reaksiyon sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımlarının analizi için gerçekleştirilen teorik hesaplamalara ait hangi gelme enerjisinde kullanılan modellerin ve ele alınan yoğunluk dağılımlarının deneysel verileri daha iyi açıkladığı ile tartışma yer almaktadır.

Bölüm 7'de incelenen saçılma sistemlerine ait analizlerin sonuç ve önerileri yer almaktadır.

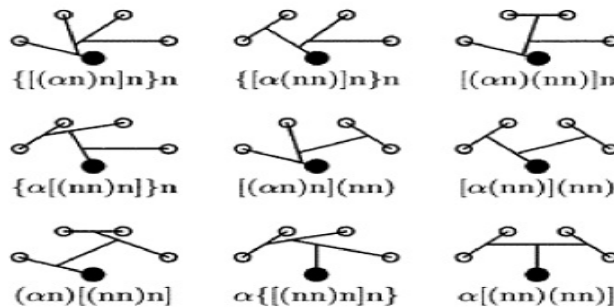
3. KAYNAK TARAMASI

3.1. ⁸He Egzotik Çekirdeği

Son yıllarda Radyoaktif-İyon Demetlerinin (Radioactive-Ion Beams, RIB's) üretim tekniklerindeki ve nükleer spektroskopideki gelişmelere paralel olarak hafif-egzotik çekirdeklerin yapısal özelliklerini incelemek adına gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmalar büyük bir ivme kazanmıştır. Şu ana kadar yapılan çalışmalarda ağırlıklı olarak nötron zengini halo çekirdekler kullanılmış olup, özellikle son 15 yıllık süreçte nötron-kabuk yapısına sahip egzotik çekirdeklerin yapılarını incelemeye yönelik deneysel çalışmalar büyük ilgi görmüştür. Bu nötron zengini halo çekirdeklerin yanı sıra proton halo çekirdeklerde ilgi görmeye başlamıştır (Smedberg 1999, Penionszhkevich 1997, Cortina-Gil 2003, Aguilera 2008). ⁸He nötron-kabuk yapısına sahip nötron zengini egzotik çekirdeği astrofizik ve nükleer fizik açısından önemlidir. Özellikle son 30 yıl süresince bu egzotik çekirdek üzerine yapılan deneysel ve teorik çalışmalar oldukça fazladır. ⁸He egzotik çekirdeği yapısal olarak, merkezde yerleşmiş kararlı-sıkı bağlı Kor (⁴He) ve bu Kor'un etrafında spin çiftlenimleri sıfır olacak şekilde $1p_{3/2}$ orbitalini tamamen doldurmuş değerlik nötronlarının oluşturduğu kabuk yapıdan oluşmaktadır. İnce kabuk yapıya sahip ve kısa yarı ömürlü ($t_{1/2} = 119$ ms) (Tanihata 1985, 1988, 1992, 1995) bu radyoaktif ⁸He çekirdeği, var olan sistemler arasında son yıllarda üzerinde çokça çalışılan çekirdektir. Bu egzotik çekirdek kararlılık çizgisinin alt kısmında yer almaktadır ve nötron fazlalığı nedeniyle nötron zengini olarak tanımlanan çekirdektir ve $2n$ -nötron ayrışma enerjisi ($S_{2n} = 2.134$ MeV) düşüktür (NuDAT 2.6). Bu nükleon zenginliğinden dolayı çekirdeklerle gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmalar uyarılma enerji seviyeleri, bağlanma enerjisi, transfer (Bohlen 1999, Keeley 2007), koparma (Lou 2013), devirme (Cao 2012, Aksyutina 2009) gibi yapı ve reaksiyon mekanizmalarını anlamak adına örnek bir sistemdir. ⁸He egzotik çekirdeğinin yapısı hakkında hem teorik çalışmalar hemde RIB merkezlerinde (Ter-Akopian 2004, Skaza 2005, 2007, Meister 2002) gerçekleştirilen deneylerde elektron ya da proton demetleri kullanılmıştır (Caurrier 2006, Weppner 2000, Goncharov 1995, Gupta 2001, Avrigeanu 2002, Crespo 2007). Şekil 3.1'de ^{4,6,8}He izotop çekirdeklerinin yapısal durumları gösterilmektedir. Çizelge 3.1'de ise He izotop çekirdeklerinin sırasıyla madde, proton ve nötron RMS yarıçap değerlerinin hem teorik hemde deneysel karşılaştırmaları yer almaktadır. Literatürde ⁸He egzotik çekirdeği için yapısal olarak $2n$ -nötronlu halo çekirdek durumu (Double-Barromean) da dikkate alınmıştır (Kanada-En'yo 2007). Çekirdeğin iç yapısının, nötron halo etkilerinin ve farklı yapı modellerinin yapıldığı çalışmalarda mevcuttur (Hagino 2008, Chulkov 1995, Myers 1983, Sorensen 1992). Şekil 3.2'de ise ⁸He çekirdeği için kabuk yapısını oluşturan nötronların farklı bağlanma dizilişleri ile oluşan alt sistemler gösterilmektedir.

Şekil 3.1. ${}^4,{}^6,{}^8\text{He}$ izotop çekirdeklerinin yapısal gösterimi (Mueller 2016)Çizelge 3.1. ${}^4,{}^6,{}^8\text{He}$ izotop çekirdeklerinin teorik ve deneysel yarıçap değerleri (Suzuki 2000)

Çekirdek	r_m		r_p		r_n	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
${}^4\text{He} (0+)$	1.42	1.35 1.42	1.42	1.35 1.43	1.42	1.35 1.43
${}^6\text{He} (0+)$	2.46	2.48 2.33	1.80	2.21 1.72	2.67	2.61 2.59
${}^8\text{He} (0+)$	2.40	2.52 2.49	1.71	2.15 1.76	2.53	2.64 2.69

Şekil 3.2. ${}^8\text{He}$ çekirdeği için kabuk yapısını oluşturan nötronların farklı diziliş alt sistemlerinin gösterimi (Suzuki 2000)

Şimdi nötron zengini ^8He egzotik çekirdeği için literatürde gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmaların kısa bir özetini verelim.

3.2. ^8He Egzotik Çekirdeği için Deneysel ve Teorik Çalışmalara Kısa Bir Bakış

Suzuki ve arkadaşları (Suzuki 1988) tarafından ^8He egzotik çekirdeği için gerçekleştirilen teorik yapı modeli çalışmasında; çekirdek Kabuk-Yörünge-Hücre Modeli çerçevesinde merkezindeki Kor' a zayıf bağlı olarak çiftlenim yapan nükleonlar sistemi olarak incelenmiştir. Yapılan bu çalışmada değerlik (valans) nükleonlarının Kor'a göre tanımlanan bağıl yarıçap vektörleri ve koordinat tanımlamalarında çekirdeğin doğasından bağımsız olarak analizler yapılmıştır.

Zhukov ve arkadaşları (Zhukov 1994) tarafından yapılan bir diğer teorik çalışmada ise ^8He çekirdeği için 5-cisim Kabuk-Yörünge-Hücre Modeli yaklaşımı ile taban durumunun dalga fonksiyonunu tanımlamak üzere çalışmalar yapılmıştır. Çekirdek sisteminin geometrisi, uzaysal dağılım korrelasyonu ve Kor yapısını oluşturan α -parçacığı ile değerlik nükleonlarının momentum dağılımları analitik olarak hesaplanmıştır. Bu yapı modelinde tek bir serbest parametre ile çekirdeğin deneysel geometrisini elde edilmiştir. Yaptıkları bu teorik çalışma ile Kobayashi ve arkadaşları (Kobayashi 1988, 1992) tarafından 0.79 GeV/nükleon' luk gelme enerjisinde gerçekleştirilen deneyde $^8\text{He} \rightarrow ^6\text{He}$ parçalanma reaksiyonu açıklanmıştır.

Bir diğer çalışmada ise Varga ve arkadaşları (Varga 1994) tarafından ^8He çekirdeğinin kabuk yapısını açıklamaya yönelik mikroskobik 5-cisim model çalışması yapılmıştır. Çekirdeğin iç kabuk yapısının dalga fonksiyonu varyasyonel metotla tanımlanarak çekirdeğin yapısı incelenmiştir. Yaptıkları çalışmada ^8He çekirdeğinin yarıçap ve yoğunluk dağılımları elde edilerek deneye dayalı analiz sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Tanihata 1992, 1995).

W. Von Oertzen ve arkadaşları (W. Von Oertzen 1995) tarafından gerçekleştirilen deneysel çalışmada, 24 MeV/nükleon' luk gelme enerjisine sahip $^{13,14}\text{C}$ demetleri ile He izotop hedeflerinin etkileşmeleri incelenmiştir. İzotop hedef çekirdeklerin uyarılma enerji spektrumlarını incelediklerinde, nötron zengini bu izotop çekirdeklerinin standard hücre modelinden sapma gösterdiklerini gözlemlenmiştir.

Tostevin ve arkadaşları (Tostevin 1997) tarafından gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmada ise, ^8He çekirdeğinin 60 MeV/nükleon' luk gelme enerjisinde ^{12}C ile yarı-elastik tesir kesiti açısal dağılımının analizi yapıldı. Bu çalışmada çok-cisim Eikonal model ile ^8He izotop çekirdeği 5-Cisim($\alpha+4n$) yapısında kabul edilerek, hedefle etkileşmesini 6-Cisim olarak başarılı bir şekilde yapılmıştır.

Korshennikov ve arkadaşları (Korshennikov 1997) tarafından gerçekleştirilen çalışmalarda değerlik nükleonlarının etkileri araştırılmıştır. $^6\text{He}+p$ ve $^3\text{He}+p$ sistemleri için nükleon başına yaklaşık $\sim 65-75$ MeV.A gelme enerjisinde elastik saçılma datalarının (Korshennikov 1996) analizleri Eikonal model ile gerçekleştirilmiştir. Ayrıca Korshennikov ve çalışma grubu, ^8He çekirdeği için Zhukov ve arkadaşları (Zhukov 1994) tarafından önerilen COSMA yoğunluk

modelindeki kor ve kabuk yapısı için nükleon sayısına bağlı sadeleştirilmiş denklem formalizmi önermiştir (Korshennikov 1997).

J. Wurzer ve H. M. Hofmann (Wurzer 1997) tarafından gerçekleştirilen bir başka teorik çalışmada ise ^8He çekirdeği için Sınırlandırılmış Rezonans Grup Modeli (Refined Resonating Group Model) çerçevesinde genetik algoritma hesaplaması ile çekirdek yapısı incelenmiştir. $^4\text{He}+4n$ olarak alınan ^8He yapısı için breakup (koparma), madde yarıçapı ve yük yarıçapı analizleri yapılmıştır.

P. Navratil ve B. R. Barrett (Navratil 1998) tarafından gerçekleştirilen çalışmada ise, ^8He yapısı Korsuz-Hücre Modeli (No-Core Shell Model) ile incelenmiştir. Bu çalışmada yapılan hesaplamalarda halo durumlar göz ardı edilerek, çekirdek içerisindeki tüm nükleonların etkileşmesi basite indirgenerek aktif bir şekilde hareket ettiği yaklaşımında bulunarak hesaplamalar gerçekleştirilmiştir.

P. Egelhof (Egelhof 2001, 2003) tarafından gerçekleştirilen bir diğer çalışmada ise ilk kez orta enerjilerde $p+^8\text{He}$ gerçekleştirilen elastik saçılma deneyi yapılmıştır. Bu deneyde amaç olarak kararlı izotop çekirdeklerine kıyasla büyük nükleon radyal dağılımına sahip nötron-zengini ve hafif kütleli çekirdeklerin nükleer madde yoğunlukları ve yarıçapları hakkında detaylı inceleme yapmak üzere yaklaşık olarak ~ 700 MeV/A lik enerji değerinde GSI Darmstadt' ta IKAR içerisinde gerçekleştirilmiştir.

G. D. Alkhazov ve arkadaşları (Alkhazov 2002) tarafından gerçekleştirilen bir diğer egzotik çekirdek deneysel çalışması 0.7 GeV' lik gelme enerjisinde Glauber tabanlı çekirdek yapı çalışmasıdır. Alkhazov ve ekibi çalışmada, ^8He çekirdek yoğunluğu S-F (Simetrize-Fermi), G-G (Gausyen-Gausyen), G-O (Gausyen-Osilatör) ve G-H (Gausyen-Harmonik) olmak üzere 4 farklı formda 2-parametre değişkenli fenomenolojik yoğunluk dağılımı şeklinde alınarak ^6He ve ^8He çekirdeklerinin yoğunluk dağılımları incelenmiştir. Elde edilen sonuçlarda her iki izotop çekirdeğin merkezde α (^4He) kor çekirdeğinin ve onun etrafında da yerleşmiş ve geniş radyal dağılıma sahip halo nötron yapısına sahip olduğu doğrulanmıştır.

R. Wolski ve arkadaşları (Wolski 2002, 2003) tarafından gerçekleştirilen çalışmalarda ^8He egzotik çekirdeğinin 26,4 MeV gelme enerjisinde sırasıyla ^4He ve proton hedefleri ile elastik saçılma deneyi gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmaların ilkinde (Wolski 2002), ^4He hedef çekirdeği ile gerçekleştirilen deneysel çalışmada elde edilen elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımının, yoğunluğa bağlı Çift Katlı İntegral (Double Folding, DF) yöntemi ile analizi yapılmıştır. DF yönteminde, ^8He çekirdeğinin nükleer madde yoğunluk dağılımı Kabuk-Yörünge-Hücre-Model yaklaşımı (COSMA) alınarak, CDM3Y6 (Khoa 1996) nükleon-nükleon etkileşimi ile nükleer potansiyelin reel kısmı için potansiyel derinliği hesaplamaları yapılmıştır. Nükleer potansiyelin sanal kısmı, fenomenolojik formda yani Woods-Saxon (WS) olarak alınmıştır. Yapılan bu çalışmada olası transfer kanalının reaksiyona katkısı Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) ile incelenmiştir. Analizler sonucunda 2-adım ($^8\text{He} \rightarrow ^6\text{He} + ^2n \rightarrow ^4\text{He}$) transferinin 1-adım (4n) transferinden daha baskın olduğu vurgulanmıştır. Ayrıca aynı çalışmada $^8\text{He}+p$ elastik saçılma sistemi analiz edilmiş ve analiz sonucunda Eikonal yaklaşım modelinin saçılma sistemini açıklamakta daha uygulanabilir olacağı

vurgulanmıştır. Yapılan bir diğer çalışmada (Wolski 2003), bu kez sistemin incelemesi Optik Model (OM) çerçevesinde fenomenolojik olarak yapılmıştır. Sistemin fenomenolojik potansiyeller ile analizinde nükleer potansiyelin reel ve sanal kısımları WS hacim formunda alınmıştır. Yine önceki çalışmada olduğu gibi transferden gelecek olası katkılar hesaba katılarak DWBA hesaplaması yapıldı.

V. K. Lukyanov ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda sırasıyla ${}^{6,8}\text{He}+{}^{28}\text{Si}$ [Lukyanov 2003] ve ${}^8\text{He}+p$ (Lukyanov 2009) sistemleri için orta enerjilerde toplam reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. ${}^{6,8}\text{He}+{}^{28}\text{Si}$ sisteminin analizinde Glauber-Sitenko mikroskobik optiksel-limit model kullanarak analizler yapılmıştır. Yapılan bu analiz hesaplamalarında ${}^8\text{He}$ yoğunluk dağılımı Simetrize-Fermi (S-F) olarak alınmıştır. ${}^8\text{He}$ mermi çekirdeğinin sahip olduğu geniş radyal yoğunluk dağılımlarında, hücre yapılarının rolünden kaynaklı kuyruklu (haleli) yapı etkileri ve yakın-mesafe ilişkilerinin analizleri yapılmıştır. ${}^8\text{He}+p$ sisteminin analizinde ise nükleer potansiyelin reel kısmı için tek katlı integral (Single Folding, SF) ile mikroskobik potansiyel hesaplaması yapılmıştır. Ayrıca spin-yörünge potansiyelinin rolüde çalışılmıştır.

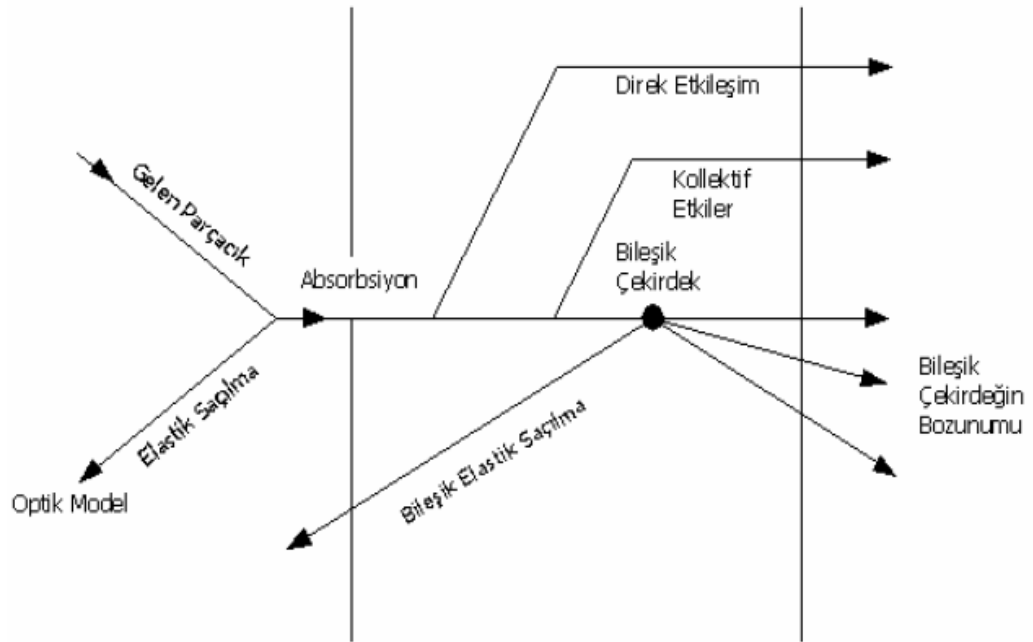
A. Navin ve arkadaşları (Navin 2004) tarafından gerçekleştirilen deneysel çalışmada ise radyoaktif ${}^{6,8}\text{He}$ demeti, ${}^{63,63}\text{Cu}$ ve ${}^{188,190,192}\text{Os}$ hedefler üzerine gönderilmiş ve reaksiyonlar aynı gelme enerjisindeki ${}^4\text{He}$ kararlı çekirdeği ile gerçekleştirilen çalışma ile karşılaştırmalı analizleri yapılmıştır. Coulomb bariyeri civarında farklı enerjilerde yapılan bu deneysel çalışma ile ${}^{6,8}\text{He}$ egzotik egzotik çekirdekleri için füzyon ve nötron transfer reaksiyon analiz çalışmaları yapılmıştır.

A. Lemasson ve arkadaşları (Lemasson 2010) ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ sistemi için yapmış oldukları çalışmada, elastik saçılma ve nötron-transfer reaksiyonları diferansiyel tesir kesiti ve füzyon tesir kesiti analizlerini Coulomb bariyeri üzerindeki $E_{\text{lab}}=19.9$ MeV ve $E_{\text{lab}}=30.6$ MeV enerjilerde gerçekleştirmiştir. Gerçekleştirilen bu deneysel çalışmada, halo çekirdek olan ${}^6\text{He}$ a benzer şekilde ${}^8\text{He}$ içinde çift nötron halo yapısı olabileceği varsayımı üzerine analiz çalışmaları yapılmıştır. Ayrıca yine aynı çalışmada çiftlenmiş reaksiyon kanal hesaplamaları ile reaksiyon mekanizmasına transfer kanallarının katkısı incelenmiştir.

4. MATERYAL ve METOT

4.1. Modelin Tanımlanması

Nükleer reaksiyonlar, bileşik ya da direk reaksiyonlar olmak üzere gerçekleşme mekanizmalarına göre iki kısma ayrılabilir. Düşük gelme enerjisine sahip mermi parçacık, öncelikle hedef çekirdeğin Coulomb alanı ile etkileşir ve enerjisi Coulomb bariyerini aşmaya yeterli değil ise Rutherford yasasına göre saçılır. Eğer parçacığın enerjisi Coulomb bariyerinden daha fazla ise parçacık, hedef çekirdeğin nükleer alanı ile etkileşerek ya saçılmaya uğrar ya da soğurularak bir bileşik çekirdek oluşturur. Bu bileşik çekirdek uyarılmış duruma sahip bir ara durumda olup, daha sonra parçacık yayarak temel seviyeye döner. Bu türden reaksiyonlara ‘bileşik çekirdek reaksiyonları’ denir. Daha düşük enerjilerde nükleer reaksiyonlar herhangi bir ara durum oluşmaksızın hemen gerçekleşebilirler. Bu tür reaksiyonlara ‘direk reaksiyonlar’ adı verilir. Ara durum oluşup oluşmamasına göre nükleer reaksiyonların sınıflandırılması Şekil 4.1’de gösterilmektedir.



Şekil 4.1. Weisskopf tarafından şematize edilen nükleer reaksiyon şeması (Weisskopf 1970)

Şekil 4.1.’de sol taraftaki bölgede tek parçacık durumu söz konusudur, daha sonra tanımlanacak olan bir $V(r)$ potansiyeli ile etkileşen bir parçacığın (gelen dalganın) elastik saçılmasını göstermektedir. Ortadaki bölge, gelen dalganın bir kısmının soğurulması sonucu (W potansiyeli) oluşturulan bileşik sistemi göstermektedir.

Şimdi tezin bu bölümünde OM yaklaşımı ve CC Model hakkında kısaca bilgi verelim.

4.2. Optik Model Yaklaşımı

Nükleer reaksiyonları tanımlamada uzun yıllardır olarak kullanılan en basit ve en başarılı model Optik Model (OM) yaklaşımıdır. Elastik saçılmayı tanımlamada önemli bir rol oynayan bu model yaklaşımı, bir potansiyel parametre seti ile iki çekirdeğin etkileşmesini karakterize eder. Saçılmanın bir potansiyel terimi ile tanımlanması, soğurulma güçlü değil ise serbestlik derecesi açısından büyük kolaylık sağlar. Ayrıca potansiyel tanımlanması, bize Schrödinger denklemini her yerde çözebilecek bir dalga fonksiyonunu yazabilmemize olanak tanır. Optik Model yaklaşımı, güçlü absorpsiyon temeline dayanan diğer modeller dikkate alındığında, saçılmanın basit bir şekilde tanımlanması ve diğer modelleri tamamlayıcı olması bakımından büyük önem arz eder.

Saçılma sistemleri için tanımlanan Schrödinger denkleminin çözümünde uyarılmış kanalları dikkate alabilmek için karmaşık (kompleks) yapıya sahip bir potansiyel kullanmanın gerekliliği Bethe tarafından 1935 yılında vurgulanmış, daha sonra 1950'li yıllarda Feshbach ve Saxon kompleks saçılma potansiyelini geliştirerek reaksiyonlara uygulamışlardır (Hodgson 1971). Optik Model yaklaşımı, ilk olarak nötronların çekirdekten saçılmasının, ışığın geçirgen bir küreden saçılması ile benzerlik gösterdiği keşfedilince ortaya atılmıştır. Düşük enerjili nötronlarla gerçekleştirilen deneylere kadar, çekirdekler arasındaki etkileşimin güçlü ve kısa erimli nükleon kuvvetinden dolayı şiddetli olduğu ve bu sebeple nükleer yapı içerisindeki bir nükleonun ortalama serbest yolunun çok kısa olduğu düşünülmüştür. Benzer şekilde nükleer çekirdek yapı sistemi saydam olmayan ya da siyah bir cisim gibi kabul edilir ve saçılma sistemlerini açıklamak adına uygun güçlü soğurulma modelleri kullanılır. Özellikle bu bölgelerde gözlemlenen keskin ve geniş rezonanslar bu modelleri desteklemekteydi. Daha sonraları gerçekleştirilen nötron deneylerinde, nötronların bir kısmı güçlü absorpsiyon etkisi gösterir şekilde soğurulurken bu nötronlardan bazıları güçlü etkileşim etkisi yokmuş gibi saçılmışlardır. Nötronlar tarafından gösterilen bu optiksel davranış üzerine bu model geliştirilmiştir. Optik model, nükleer saçılma reaksiyonlarını ortamdan geçerken kısmen absorbe edilen ışığın yayılmasına benzer şekilde bir davranış ile inceler (Burcham 1973). Yaklaşım olarak bir parçacığın bir potansiyelden saçılması, ışık dalgasının bir yüzeyden saçılması ile paralellik göstermektedir. Elastik ve inelastik saçılma reaksiyonlarında kullanılan karmaşık (kompleks) potansiyel, ışığın karmaşık kırılma indisli bir ortamda sergilediği yansıma, soğurulma ve kırınım özelliklerine benzerliğinden dolayı optik potansiyel olarak adlandırılır. İki çekirdek arasındaki bu etkileşim davranışı, karmaşık (kompleks) çok cisim problemidir. Optik model, elastik saçılmayı tanımlarken bu problemi basitleştirerek bir potansiyel ile etkileşen iki cisim problemine dönüştürür. Bu modelde potansiyel, iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki r mesafesine bağlı olarak alınır. Bu nedenle potansiyel $V=V(r)$ şeklinde tanımlanır. Ayrıca optik potansiyel, inelastik bir saçılma durumu söz konusu olduğunda, elastik kanalda bir akı kaybı gerçekleşeceği için kompleks yani soğurucu olmalıdır. Kısacası Optik model yaklaşımında gelen bir parçacık, hedefi sınırlı bir kompleks potansiyel olarak görür. Ve bu potansiyel şu şekilde tanımlanır;

$$V_{Optik}(r) = V(r) + iW(r) \quad (4.1)$$

burada $V(r)$ reel potansiyel olup, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşmeyi tanımlar. $W(r)$ uyarılmış kanallara giden akı ile soğrulmadan sorumludur. Optik model, bu potansiyel ile elastik saçılma sisteminin yorumlanmasının yanında çarpışan iki parçacığın bağıl (görelî) hareketi için dalga fonksiyonunda sağlar. Ancak optik model sadece elastik kanallardaki dalga fonksiyonları ile ilgilenir. Diğer tüm uyarılmış kanalları, W sanal potansiyeli ile elastik kanalda kaybolan akı olarak hesaba katılır. Elastik saçılma için Radyal Shrödinger denklemi şu şekilde verilir:

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V_{op}(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (4.2)$$

Nükleer reaksiyon teorileri, nükleer yapı modellerinin problemini dikkate aldığından dolayı, optik model, kabuk modeli ile kollektif modelleri temel alır. Bu nedenle optik potansiyel Hatree-Fock potansiyeline yakın olarak, kabuk modeli potansiyelinden geliştirilen bir potansiyeldir. Optik potansiyel bu sayede yine nükleer madde dağılımı hakkında da bilgi verebilmektedir.

Elastik saçılma hesaplamalarında, çekirdekler donmuş nesnelere olarak tanımlanarak, içyapıları dikkate alınmaz. Fakat iki parçacığın etkileşmesi sonucu gerçekleşen akı soğrulması ile birçok reaksiyon kanalının açılması mümkündür. Bu durum elastik saçılmayı etkiler. Bu nedenle tanımlanan etkileşim potansiyeli reaksiyon sonunda oluşabilecek tüm durumları içermelidir. Ancak reaksiyon sonucunda açılacak olası reaksiyonların kanalların detayları ile ilgilenmeden sadece elastik saçılma etkileri inceleniyorsa, soğrulma optik potansiyele eklenen sanal bir terimle temsil edilmelidir. Bu nedenle optik potansiyel karmaşık yani kompleks olmalıdır.

Optik potansiyelin bir diğer özelliği, enerjiye bağlı olmasıdır. Gelen parçacığın sahip olduğu enerjiyle birlikte kanalların açılma ihtimali artacağından, bu kanalları temsil eden potansiyelin şiddeti de gelme enerjisine bağlı olarak değişecektir. Dolayısıyla optik potansiyel enerjiye bağlı olmalıdır.

Optik potansiyel, göz ardı edilmiş kanalların çiftlenim etkisinden dolayı yerel (lokal) olmayan bir özellik gösterir. Bunun fiziksel anlamını açıklayacak olursak: elastik kanala herhangi bir r noktasından giren bir parçacık, inelastik kanallardan herhangi birine uyarılarak, tekrar elastik kanala dönebilir ve farklı bir r' noktasından saçılabilir. Saçılmanın r ya da r' noktasına bağlı olmadan herhangi bir noktadan gerçekleşmesi potansiyelin lokal olmama özelliğini gösterir. Bu özellik mermi ve hedef çekirdeklerin nükleonlarının antisimetrisasyonundan kaynaklanır. Lokal olmama özelliği momentuma bağlı olma özelliği olarak kabul edilebilir. Sonuçta optik model ara durumlarla ilgilenmeden sadece elastik kısmı inceler.

Ayrıca nükleon-nükleon kuvveti spine bağlı olduğu için tanımlanan etkileşim potansiyeli mermi ya da hedefteki çekirdeğin spinine bağlıdır. Hafif iyonlar daha ağır hedeflere gönderildiğinde sadece merminin spinine çiftlenim çok önemlidir. Ancak daha ağır mermiler kullanıldığında, mermi ve hedef çekirdeğin spinleri karşılaştırılabilir

olmalıdır. Eğer her ikisinde spini sıfırdan farklı ise hem mermi hemde hedefin spinlerine çiftlenim dikkate alınmalıdır. Spin-yörünge çiftleniminin şiddeti iyonun kütesinin tersi olarak azalacaktır. Spin-spin etkileşmesi mermi ve hedef çekirdeğinin herikisi birden spine sahipse gerçekleşecektir. Optik potansiyel spinin yanısıra, nükleon-nükleon kuvvetinin yükten bağımsız olmasına rağmen nükleer kısmın proton-nötron kuvvetinin nötron-nötron kuvvetinden farklılık göstermesi nedeniyle izospine de bağlıdır.

Mermi parçacığının gelme enerjisi, uyarılmış durumların enerji seviyelerinden birine eşit olursa rezonans durumunu oluşması söz konusu olabilir. Bu nedenle optik potansiyel rezonanttır. Ayrıca optik potansiyel dikkate alınmamış kanalların etkisinden dolayı seçilen model uzayına da bağlıdır. Optik potansiyelin özelliklerini kısaca şu şekilde sıralayabiliriz:

- Komplekstir
- Enerjiye bağlıdır
- Lokal değildir (Non-Local)
- Rezonanttır
- Spin ve izospine bağlıdır
- Seçilen model uzayına bağlıdır

Sonuç olarak söylemek gerekirse bir etkileşim modeli olarak tanımlanan Optik model, iki cisim probleminin çözümüne dayanır.

4.2.1. İki Cisim Problemi

Şimdi bir biri arasında karşılıklı kuvvetin etkisi altında hareket eden m_1 ve m_2 kütleli iki cisim sistemi düşünelim. Sistemin Hamiltoniyeni:

$$H\psi(r_1, r_2) = E\psi(r_1, r_2) \quad (4.3)$$

şeklinde verilir. Sistemi daha rahat ifade etmek adına Schrödinger denklemini tek boyutta tanımlarsak:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + V(x_1 - x_2) \right] \psi(r_1, r_2) = E\psi(r_1, r_2) \quad (4.4)$$

Burada bu iki cismin konumları olan x_1 ve x_2 yerine iki yeni koordinat sistemi tanımlayalım:

$$X = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{KM sistemi}) \quad (4.5)$$

$$x = x_1 - x_2 \quad (\text{Görelî sistem}) \quad (4.6)$$

x_1 ve x_2 yi X, x cinsinden tanımlayıp değerler yerine yazıldığında Eşitlik 4.4 şu şekilde yazılabilir;

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right] \psi(X, x) = E \psi(X, x) \quad (4.7)$$

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \rightarrow \text{İndirgenmiş Kütle}$$

$$M = m_1 + m_2 \rightarrow \text{Toplam Kütle}$$

burada toplam kütle $M=m_1+m_2$, indirgenmiş kütle ise m 'dir. Eşitlik (4.7)'de X kütle merkezi sistemini, x ise görelî (izafi) koordinatlardaki sistemi tanımlamaktadır. Bu eşitlik küresel koordinatlarda tekrardan yazılacak olursa;

$$\left[\frac{1}{m_1 + m_2} \nabla_R^2 + \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \nabla_r^2 - \frac{2}{\hbar^2} V(r) \right] \psi + \frac{2E}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (4.8)$$

olur. Eşitlik 4.8'de $V(r)$ potansiyeli küresel simetrik olduğu için $\psi = \chi(R)\psi(r)$ biçiminde değişkenlerine ayrılmış bir biçimde ifade edilebilir. Böylece tanımlanan dalga fonksiyonu Eşitlik 4.8'ye uygulandığında,

$$\left[\frac{\psi(r)}{M} \nabla_R^2 \chi(R) + \frac{\chi(R)}{m} \nabla_r^2 \psi(r) - \frac{2}{\hbar^2} V(r) \psi(r) \chi(R) + \frac{2E}{\hbar^2} \psi(r) \chi(R) \right] = 0 \quad (4.9)$$

şeklinde ifade edilir. Tanımlanan bu yeni eşitliğin her tarafı $\psi(r)\chi(R)$ ile bölünürse,

$$\frac{1}{\chi(R)} \left(\nabla_R^2 + \frac{2ME}{\hbar^2} \right) \chi(R) = -\frac{1}{\psi(r)} \frac{M}{m} \left(\nabla_r^2 - \frac{2m}{\hbar^2} V(r) \right) \psi(r) \quad (4.10)$$

elde edilir. Eşitlik 4.10' a dikkatlice bakılırsa denklemin sol tarafı R 'nin, sağ taraf ise r 'nin fonksiyonudur. Bu denklem sisteminin sağlanması için her iki tarafın ortak bir sabite eşit olması gerekir. Bu sabit $\frac{2ME_{cm}}{\hbar^2}$ olarak alındığında ayrışan iki denklem şöyle olur:

$$\begin{aligned} \nabla_R^2 \chi(R) + \frac{2M}{\hbar^2} (E - E_{cm}) \chi(R) &= 0 \rightarrow \text{Kütle Merkezine} \\ \nabla_r^2 \psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} (E_{cm} - V) \psi(r) &= 0 \rightarrow \text{Görelî Harekete} \end{aligned} \quad (4.11)$$

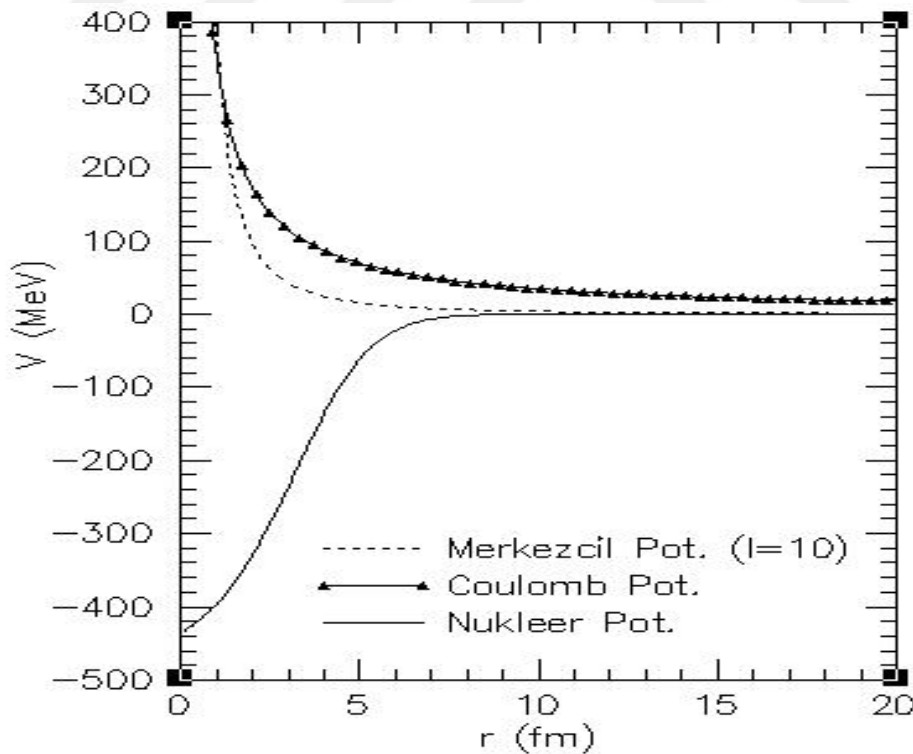
Eşitlik 4.11’de ayrı ayrı ifade edilen bu denklemlerin her ikisi de tek parçacığa ait Schrödinger denklemleridir. Birinci denklem hiçbir kuvvetin etkisi altında bulunmayan ve kütlesi M olan bir parçacığın denklemidir. Yani kütle merkezinin hareket denklemidir ve potansiyelden bağımsızdır. 2. denklem ise kütlesi m olan parçacığın $V(r)$ potansiyeli altındaki hareket denklemidir. E_{cm} ise parçacıkların kütle merkezlerindeki toplam enerjisi veya kütlesi m olan izafi koordinatı r olan parçacığın enerjisidir. Böylelikle iki cisim problemi kütle merkezi sisteminde m indirgenmiş kütesine sahip bir parçacığa ait tek cisim problemine eşdeğer olur (Brasden 2000).

4.2.2. Etkin Potansiyel

Optik model nükleer reaksiyonları yorumlarken, bir cismin, iki cisim arasındaki potansiyel enerjiye denk etkin bir potansiyel ile etkileştiğini kabul eder. Bu etkin potansiyel, etkileşen parçacıkların yüklü olup olmamasına göre Coulomb, reaksiyonu tanımlayan nükleer ve içyapıdan kaynaklanan merkezi potansiyel ve spine bağlılıktan dolayı bir spin-yörünge terimi bileşenlerinden oluşmaktadır. Buna göre bu toplam potansiyel,

$$U_{toplam} = V_{Coulomb} + V_{Nükleer} + V_{Merkezcil} + V_{SO} \quad (4.12)$$

olur. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi aşağıdaki forma sahiptir.



Şekil 4.2. Etkin potansiyelin kısımları (Sert 2012)

4.2.2.1. Coulomb Potansiyeli

Nokta yük $Z_P e$ ve $Z_T e$ yüklerinden dolayı ortaya çıkan Coulomb potansiyeli (Satchler 1983), düzgün dağılmış küre için kürenin yarıçapı R_C olmak üzere:

$$V_C(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \quad r \geq R_C \quad (4.13)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \quad r < R_C$$

burada mermi ve hedef çekirdek birleşmediği sürece Coulomb potansiyeli noktasal alınabilir. Bu potansiyel reaksiyon önleyicidir ve nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için Coulomb bariyerinin aşılması gerekmektedir. Bariyer enerjisi, V_b , kabaca $\frac{1.44 \cdot Z_1 \cdot Z_2}{R_C}$ şeklindedir. Burada R_C , Coulomb yarıçapıdır.

4.2.2.2. Nükleer Potansiyel

Nükleer potansiyel reel ve sanal olmak üzere iki kısımdan oluşur ve şu şekilde gösterilir:

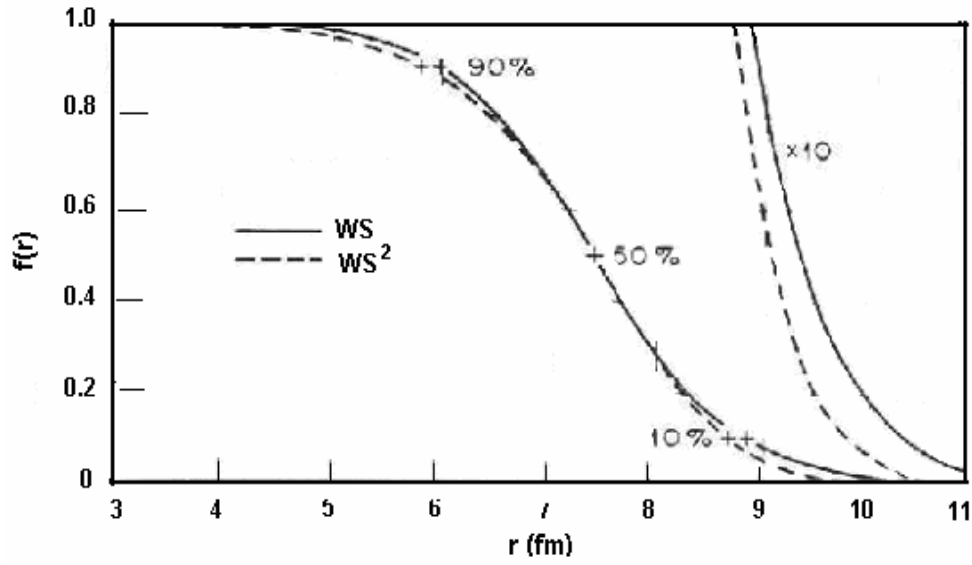
$$U_N = -V_f v(r) + V_S g_V(r) - i[W_V f_W(r) + W_S g_W(r)] \quad (4.14)$$

Optik modele göre, nükleer potansiyelin reel kısmının iç bölgeleri düz ve çekicidir. Kısa erimli nükleer kuvvetlerden dolayı yüzey bölgelerine gidildikçe hızla sifıra yaklaşır. Ağır bir hedefe gelen hafif bir mermi çekirdeği için reel potansiyelin derinliği merminin nükleon sayısı ile doğru orantılıdır. Nükleer madde yoğunluğu tüm çekirdeklerin iç bölgelerinde hemen hemen aynı olduğu için genel olarak reel potansiyelin derinliği benzerlik göstererek, küçük sapmalarla $(N-Z)/A$ ya bağlıdır.

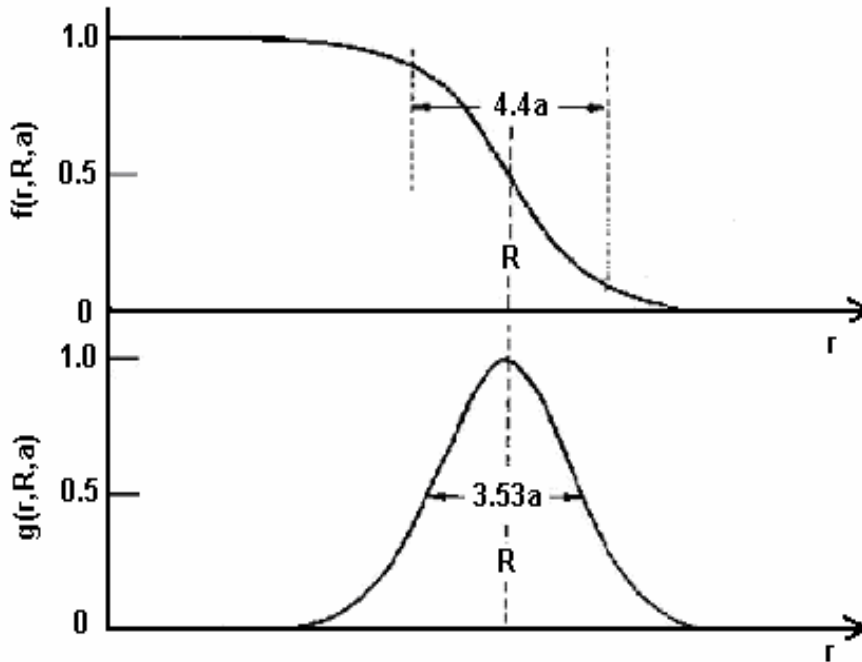
Nükleer potansiyelin şekli için birçok model önerilmesine rağmen en popüler olan potansiyel formu aşağıda verilen Woods-Saxon (WS) tipidir:

$$ReV_N(r) = V_0 f(r), \quad f(r) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right) \right]} \quad (4.15)$$

burada $f(r)$ potansiyelin form faktörü olup, V_0 derinlik, r yarıçap, a difüzyon parametreleridir. Difüzyon parametresi, potansiyel derinliğin %90'dan %10'a düştüğü mesafedir. Aşağıda Şekil 4.3'te Woods-Saxon (WS) ve Woods-Saxon Kare (WS²) formundaki potansiyelleri göstermektedir.



Şekil 4.3. Woods-Saxon (WS) ve Woods-Saxon Kare (WS^2) form faktörlerinin karşılaştırılması (Karakoc 2005)



Şekil 4.4. Woods-Saxon form faktörü ve onun türevi (Karakoc 2005)

WS şeklinde bir potansiyel kullanmanın ağır iyonlar için geçerli olup olmadığı açık değildir. Çünkü bu sistemler güçlü soğrulmalar sergilediği ve yüzey bölgesine duyarlı olduklarından daha basit modeller kullanmak genellikle daha elverişli olmaktadır. Nükleer potansiyelin sanal kısmı, yüzey ve hacim olmak üzere iki forma sahiptir. Hacim formu genellikle Eşitlik 4.15'teki gibidir. Yüzey formu ise genellikle reel kısmın

form faktörünün türevi olarak alınır. Şekil 4.4'te reel potansiyelin form faktörü ve onun türevi olan sanal potansiyelin form faktörünü göstermektedir.

4.2.2.3. Merkezil potansiyel

Merkezil potansiyel, mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentundan doğar ve şiddeti aşağıdaki gibidir:

$$V_l(r) = \frac{(l+1)l\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (4.16)$$

Eşitlik 4.16'da gösterildiği üzere merkezil potansiyel açısal momentum kuantum sayısına, (l) bağlıdır. Merkezil potansiyel, nükleer potansiyelden kaynaklı çekirdeğin kendi içine çökmesini önleyen şiddetli bir bariyerdir.

4.2.2.4. Spin yörünge terimi

Şayet mermi çekirdek spine sahip parçacıksa, hedef ile mermi arasındaki etkileşim potansiyeline, spin-yörünge etkileşiminden doğan bir potansiyel katkısı oluşur. Bu potansiyelin fenomenolojik formu şu şekildedir:

$$U_{SO} = -(V_{SO} + iW_{SO}) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right) \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (4.17)$$

4.3. Hacim İntegralleri

Optik model analizlerinde deneysel verileri açıklamada kullanılacak olan nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımlarının tüm uzay üzerinden integralinin alınması ile,

$$J_{v,w}(E) = \frac{4\pi}{A_P A_T} \int_0^\infty V_{V,W}(r) r^2 dr \quad (4.18)$$

elde edilen hacim integralleri, teorik hesaplamaların kontrolünde önemli bir yere sahiptir. Hacim integrallerinin deneysel veriyi yorumlamakta nükleer potansiyelden daha kullanışlı olduğu bilinmektedir. Hatta saçılma durumlarının, nükleer potansiyelin şekline aşırı hassas olduğu durumlarda bile hacim integrali farklı parametreler için aynı kalabilmektedir (Satchler 1991). Hacim integrallerinin enerjiye bağımlılığı özellikle Coulomb bariyeri civarında, eşik anormalliği (Threshold Anomaly, TA) davranışı ile kendini belli eder.

4.4. Coulomb Bariyeri Civarındaki Reaksiyonlar ve Eşik Anomalisi

Gelen parçacığın yada kompleks yapıdaki çekirdeğin, yine kompleks yapıya sahip bir hedef çekirdekten saçılmasını düşünelim, öyle ki gelen merminin enerjisi Coulomb bariyeri civarında olsun. Bu durumda şu olası durumlar söz konusu olabilir:

- Eğer mermi çekirdeğinin sahip olduğu enerji Coulomb bariyerinden daha küçük ise Rutherford saçılması meydana gelmektedir.
- Gelen mermi çekirdeğinin sahip olduğu enerji Coulomb bariyeri civarında ise elastik kanallarla inelastik kanallar arasında çiftlenim olur, yani elastik kanaldan inelastik kanala akı geçişi olur. Diğer bir ifade ile hedefin uyarıldığını söyleyebiliriz. Bu durumda potansiyel derinliğinde anormal değişimler gözlenir.
- Mermi çekirdeğinin sahip olduğu enerjinin Coulomb bariyerinden daha büyük olduğu durumlarda ise; Coulomb engeli rahatlıkla geçilecektir ve gelen parçacık artık nükleer potansiyelin alanına girebilmesi söz konusu olacağından bir nükleer reaksiyonun gerçekleşme olasılığı artacaktır.

Fenomenolojik optik model bu gözlenebilirleri açıklamak için yeterlidir. Bu durumları göz önüne alan bir inceleme yapmak istersek nükleer potansiyelin veya onun hacim integrallerinin bu enerji bölgesinde değişimlerine bakmak yeterlidir. Mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyeri değerine doğru arttırıldığında gerçel potansiyelin derinliğide artmakta, yaklaşık Coulomb bariyerinde bir pik yaparak maksimum değere ulaşmaktadır. Mermi çekirdeğin enerjisi arttırmaya devam edilirse gerçel potansiyelin derinliği yavaşça azalarak, daha yüksek enerjilerde yaklaşık sabit kalmaktadır. Sanal potansiyelin derinliği incelendiği zaman; Coulomb bariyeri değerine yaklaştıkça doğrusal olarak arttığı ve enerji artışına bağlı olarak daha yüksek enerjilerde ise sabit kalan bir değişim gözlenmektedir. Söz konusu bu durumda merminin hedefte oluşturabileceği maksimum açık kanal sayısına ulaştığı şeklinde yorumlanabilir (Satchler 1983). Fakat bu durum halo çekirdeklerde farklılık göstermektedir.

4.5. Optik Model Analizleri

DeneySEL saçılma ve reaksiyon tesir kesiti verilerini açıklayan potansiyel setleri bir bilgisayar kodu kullanılarak elde edilmektedir. Genellikle literatürde gerçekleştirilen çalışmalara bakıldığında kullanılan reaksiyon analiz kodları belli başlı ECIS (Carlson 2000), Ptolemy (McIntyre 1960) ve Fresco (Thompson 1997) programlarıdır. Teorik analiz hesaplamalarında elde edilen reaksiyon tesir kesitleri ile deneysel olarak hesaplanan tesir kesitleri karşılaştırılarak, incelemek istediğimiz enerji aralığı için en uygun potansiyel setini oluşturabiliriz.

4.5.1. Fenomenolojik Potansiyellerin Optik Modelde Kullanımı

Fenomenolojik potansiyeller kullanılarak yapılan analizlerde, nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımları için genellikle WS ve WS^2 formları veya bunların kombinasyonu şeklinde seçilebilmektedir. Bununla beraber, potansiyelin gerçel kısmı katlı modelden yararlanılarak da elde edilebilmektedir. Katlı-model kullanıldığında;

gerçek potansiyelin yarıçapa göre değişim verileri hesaplamaya doğrudan katılmakta, sanal kısımlar ise yine fenomenolojik yolla belirlenmektedir. Bu durumda teorik hesaplamalar ile deneysel verileri uyumlu hale getirebilmek için, normalizasyon katsayısı, N_R , ve sanal potansiyel parametreleri uygun şekilde seçilmelidir.

Deneysel veriler ile teorik hesaplamalar arasındaki uyumluluk:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \frac{(\sigma_{teorik} - \sigma_{deney})^2}{(\Delta\sigma_{deney})^2} \quad (4.19)$$

şeklinde hata analiz hesabı kullanılarak yapılır. Burada σ_{teorik} , σ_{deney} , $\Delta\sigma_{deney}$ sırasıyla teorik tesir kesiti, deneysel tesir kesiti, deneysel tesir kesiti arasındaki hata oranını göstermektedir ve N_σ ise toplam deneysel veri sayısını temsil etmektedir.

4.5.2. Mikroskobik potansiyellerin optik modelde kullanımı

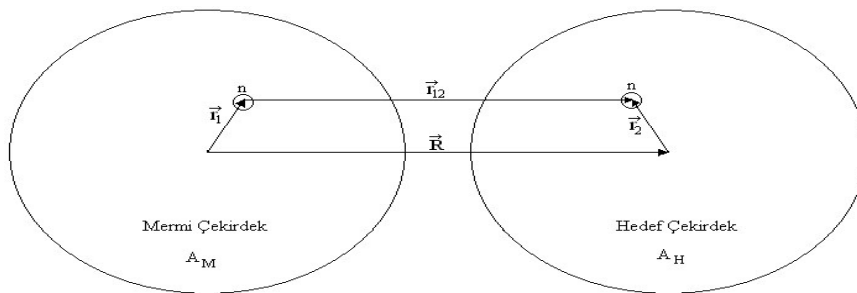
4.5.2.1. Folding model

Nükleer reaksiyonların OM analiz çalışmalarında nükleer potansiyelin reel kısmının tanımlamasında folding model analitik formdaki fenomenolojik potansiyellere karşı ciddi bir alternatif olarak görülmüştür. Yalnız nükleon-nükleon etkileşmesi temelli folding model sanal potansiyel için uygun değildir. Çünkü sanal potansiyel elastik olmayan kanallara çiftlenimi de içerir.

Folding model Coulomb potansiyeline benzer şekilde hesaplanır, fakat folding modelde Coulomb potansiyelindeki e^2/r etkileşiminin yerini yerel bir nükleon-nükleon etkileşimi $v(r_{12})$ alır, yük yoğunluğu dağılımlarının yerini ise çekirdeklerin taban durumlarındaki nükleon ya da madde yoğunluk dağılımları (ρ_M , ρ_H) alır. Folding potansiyel denklemi,

$$V_{DF}(R) = \iint \rho_M(r_1) \rho_H(r_2) v_{nn}(r_{12}) d^3r_1 d^3r_2, \quad r_{12} = R - r_1 - r_2 \quad (4.20)$$

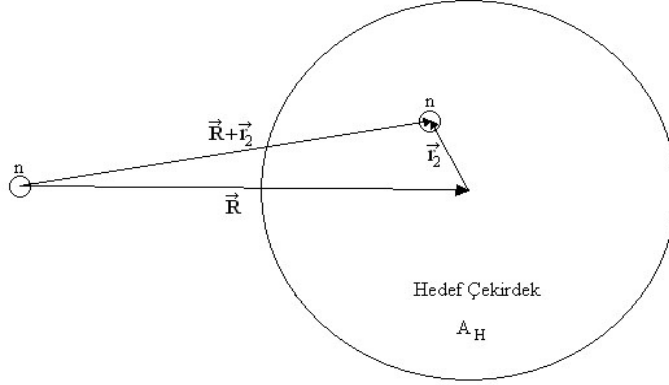
ile tanımlanır [Satchler 1983].



Şekil 4.5. Nükleon-Nükleon etkileşimini temel alan double folding gösterimi (Bayrak 2004)

Bu form çift katlı (Double Folding, DF) potansiyel olarak adlandırılır. Çünkü integral, iki çekirdeğe bağlı olarak iki katlı olarak hesaplanmaktadır. Eğer mermi çekirdek sadece bir nükleon ise, $\rho_M = \delta(r_2)$ halini alır ve double folding potansiyel Şekil 4.6'te gösterildiği gibi tek-katlı (Single Folding, SF) haline dönüşür.

$$V_{SF}(R) = \iint \rho_H(r_2) v(R + r_2) d^3 r_2 \quad (4.21)$$



Şekil 4.6. Nükleon-Nükleon etkileşimini temel alan single folding gösterimi (Bayrak 2004)

Single Folding potansiyeli çok nükleonlu bir mermi çekirdek için de yazılabilir. Eğer mermi çekirdeğin bir nükleonla etkileşimi (v) biliniyorsa, bu etkileşimle birlikte (A_H) hedef çekirdeğin nükleon yoğunluğunun (ρ_H) birlikte integrali alınarak single folding potansiyeli elde edilmiş olur. Single folding genellikle α parçacıkları ile yapılan hesaplamalarda kullanılır.

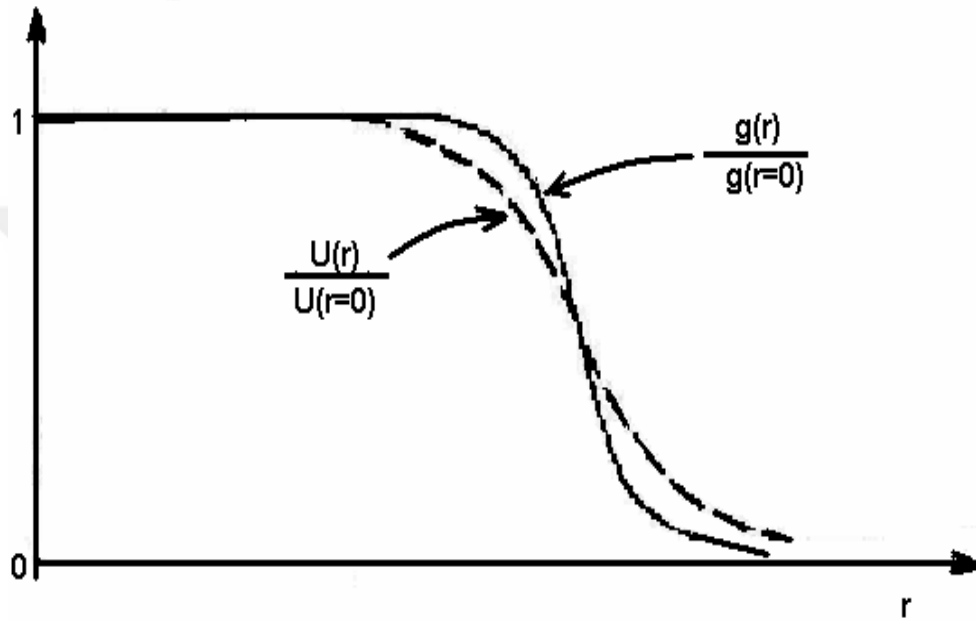
Eşitlik 4.20 ve 4.21'i momentum uzayında hesaplamak daha kolaydır, çünkü momentum uzayında double folding üç terimin ve single folding ise iki terimin Fourier dönüşümlerinin çarpımları haline gelir.

Folding potansiyellerini hesaplamak için gerekli olan nükleon yoğunlukları, A_M ve A_H sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin nükleon sayısı olmak üzere,

$$\int \rho_M(r) d^3 r = A_M, \quad \int \rho_H(r) d^3 r = A_H \quad (4.22)$$

denklemlerine normalize edilirler. Genellikle nükleon yoğunluğu dağılımları küresel simetrik olarak kabul edilir. Spin çiftleniminin olmadığı durumlarda $v_{nn}(r_{12})$ skalerdir. Böylece $V_{DF}(R)$ potansiyelide küresel simetriktir. Eğer yoğunluklardan en az biri küresel simetrik değilse, $V_{DF}(R)$ potansiyeli de küresel simetrik olmayacaktır. Çekirdekler taban durumda olsalar dahi eğer çekirdek spini $\frac{1}{2}$ den büyük ise çekirdeklerin nükleon yoğunlukları küresel simetrik olmayacaktır. Bir folding potansiyeli ($v_{nn}(r_{12})$)'nin sonlu menzili yüzünden) çekirdek yoğunluklarıyla karşılaştırıldığında difüzyon yüzeyi daha kalındır. Bu durum Şekil 4.6'da görüldüğü üzere tek katlı (Single Folding, SF) potansiyelden faydalanılarak daha rahat görülebilir.

Şekle dikkat edilirse yoğunluk ve potansiyel aynı mesafede yarıya düşmektedirler, fakat potansiyel yoğunluğa göre daha geç sıfıra gitmektedir. Bunun önemi folding potansiyel ve Woods-Saxon (WS) potansiyellerinin aynı şekle sahip olmamasında yatar. Folding potansiyel, daha çok Woods-Saxon Kare (WS^2) potansiyellere daha yakın bir şekle sahiptir (Love 1978). İki cisim probleminde saçılmanın potansiyelin şekline bağlı olduğunu gösteren birçok çalışma vardır, bu çalışmalarda folding potansiyel ve benzeri şekle sahip potansiyellerin çok daha iyi sonuçlar verdiği gözlenmiştir (Goldberg 1975, Wieland 1976, Michel 1977).



Şekil 4.7. Çekirdeğin yoğunluk dağılımı ve folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyelinin karşılaştırılması (Bayrak 2004)

4.5.2.2. Nükleon-Nükleon etkileşimi

Etkin nükleon-nükleon etkileşimi, v_{nn} , birçok nükleer model hesaplamalarında kullanılmıştır ve literatürdeki çalışmalara bakıldığında bu konuda birçok tartışma yapıldığı görülmektedir (Austin 1972). Şayet bu etkileşim yerel olarak r_{12} 'nin fonksiyonu olarak seçilirse modellerde büyük kolaylık sağlayacağı için çok büyük avantaj sağlar. Bazen seçilen bu etkileşim gerçekçi olabileceği gibi fenomenolojik de olabilir. Gerçekçi bir etkileşim şekli seçebilmek için nükleon-nükleon saçılmalarının bilinen özelliklerinden faydalanmak gerekir. Seçilen ilk gerçekçi etkileşim terimleri oldukça basit olarak Gaussian ve Yukawa formundaydı ve bu etkileşim terimleri çok düşük enerjilerdeki nükleon-nükleon saçılmalarından faydalanılarak elde edilmişti [Reichstein 1969]. Seçilen bu etkileşimler nükleon-nükleon ve çekirdek-çekirdek etkileşimleri arasında çok basit ve direk bir ilişki kurar gibi görülmekte, ne yazık ki çok basit ama fazla gerçekçi olmayan bir yaklaşımdır. Bu şekilde elde edilen gerçekçi nükleon-nükleon çıplak etkileşimi bir çekirdek-çekirdek potansiyelinde direk olarak kullanabilmek için çok güçlüydü. Bu yüzden etkin etkileşimi elde edebilmek için G-

matris olarak adlandırılan gerçekçi bir etkileşim matrisi üzerinde çalışmalar yoğunlaştı (Brown 1967, Jeukenne 1976). Ayrıca bu yöntem kullanılarak elde edilen sonuçlar yüksek enerjiler için T -matrisinin elde edilmesini sağladı, fakat düşük enerjiler için bu pek elverişli değildi. Dolayısıyla bu düşük enerjiler için bazı düzeltmelerden sonra daha gerçekçi bir nükleon-nükleon etkileşimi elde edildi.

4.5.2.3. Yoğunluk bağımsız M3Y etkileşimleri

Folding model potansiyellerini elde etmek için birçok nükleon-nükleon etkileşimi tanımlanmıştır. Bunlardan en bilineni ve en çok kullanılanı M3Y (Michigan-3-Yukawa) etkileşimidir. Bu etkileşim teriminin elde edilişi iki aşamada gerçekleşmiştir. İlk olarak Bethe-Goldstone denklemi harmonik osilatör temelinde Reid 'Soft-Core' etkileşimleri kullanılarak çözüldü ve G-matrisi elde edildi (Reid 1968). Daha sonra G-matris elamanlarını yaklaşık olarak tekrardan üreten Yukawa terimleri hesaplandı. Merkezil bileşenler ise Yukawa terimleri kullanılarak fit edilmiştir ve bu terimlerin menzilleri 0.25 ve 0.40 fm'dir. Bu şekilde elde edilen etkileşim terimlerinden biri,

$$v_{00}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} \quad (4.23)$$

M3Y-Reid'dir.

Birçok etkileşim terimi olmakla birlikte bu tez çalışmamızda nükleon-nükleon etkileşim terimi olarak M3Y-Reid seçildi. Bu terim etkin etkileşimin direk kısmı olarak adlandırılır ve tek başına yeterli değildir. Çünkü bir saçılma durumunda nükleon değiş tokuşunda mümkün olacaktır. Bu nedenle nükleon değiş tokuşunu temsil edebilmek için ise M3Y-Reid'e literatürde sıkça kullanılan,

$$J_{00}(E) = -276 \left[1 - \frac{0.005E}{A_M} \right] MeV fm^3 \quad (4.24)$$

terimi ilave edilir. Bu terim değiş-tokuş terimi (knock-on exchange) olarak isimlendirilmektedir. Dolayısıyla etkileşimin merkezil kısmı,

$$v'_{00}(r) = v_{00}(r) + J_{00}(E)\delta(r) \quad (4.25)$$

halini alır ve bu çok daha gerçekçi bir etkileşim yaklaşımıdır.

4.5.2.4. Çekirdek Yoğunluk Dağılımları

Çekirdeklerin madde yoğunlukları ya da yapılarını oluşturan nükleonların yoğunlukları için kabuk modeli, fenomenolojik veya Hatree-Fock yaklaşımları ile elde edilmiş uygun bir fonksiyon seçilebilir. Fenomenolojik olarak seçilen yoğunluklar Woods-Saxon potansiyeli ile aynı forma sahiptir ve literatürde iki parametrelili Fermi dağılımı olarak adlandırılır. Bir başka yoğunluk modelide 'model bağımsız' (Gils 1980) yoğunluk dağılımlarıdır. Bu sonuncusu Fourier-Bessel açılımına sahip bir fonksiyondur

ve parametreleri elektron saçılma deney gözlemlerini fit edilerek elde edilir (Barret 1977).

Nükleon yoğunluk dağılımları yukarıda bahsedildiği gibi elektron saçılma deneylerinden elde edilir. Bu deneylerde öncelikli olarak çekirdeğin yük yoğunluğu dağılımı elde edilir. Daha sonra protonun çekirdek içindeki yoğunluk dağılımı yük yoğunluğu dağılımından faydalanılarak elde edilir. Eğer bir çekirdekte proton ve nötron sayısı eşit ise nötron yoğunluk dağılımı protona ait olan ile aynı kabul edilebilir ve böylece bir çekirdeğin nükleon yoğunluğu dağılımı elde edilebilir.

Çekirdekler yoğunluk dağılımları için literatürde sıkça kullanılan nükleon yoğunluk dağılım fonksiyonları Fermi ve Gaussian dağılımlarıdır. Fermi dağılımı,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)\right]} \quad (4.26)$$

ve Gaussian dağılımı,

$$\rho(r) = \rho_0(1 + wr^2) \text{Exp}(-\beta r^2) \quad (4.27)$$

şeklinde tanımlanır.

Çekirdek yoğunluk dağılımları hakkında verdiğimiz bu kısa bilgi sonrasında, elastik saçılma sistemlerinin analiz çalışmalarında ^8He çekirdeğinin yapısı için literatürde çok yaygın olarak önerilen veya kullanılan yoğunluk dağılımları hakkında kısaca bilgi verelim.

4.5.2.5. I. Tanihata (p+n) Yoğunluk Dağılımı

^8He çekirdeği için ilk kez Tanihata (Tanihata 1985) tarafından önerilen yoğunluk dağılımı formalizmidir. Bu yoğunluk dağılımı formalizminde, ^8He çekirdeğinin proton ve nötron yoğunluk dağılımları ayrı ayrı hesaplanmış ve formüle edilmiştir. Proton ve nötron yoğunluk dağılımlarını ifade eden denklemler sırasıyla $\rho_p(r)$ ve $\rho_n(r)$,

$$\rho_p(r) = \left(\frac{2}{\pi^{3/2}}\right) \frac{1}{a^3} \text{Exp}\left[-\frac{r^2}{a^2}\right] + \left(\frac{2}{\pi^{3/2}}\right) \frac{1}{b^3} \frac{(p-2)^2}{3} \text{Exp}\left[-\frac{r^2}{b^2}\right] \quad (4.28)$$

$$\rho_n(r) = \left(\frac{2}{\pi^{3/2}}\right) \frac{1}{a^3} \text{Exp}\left[-\frac{r^2}{a^2}\right] + \left(\frac{2}{\pi^{3/2}}\right) \frac{1}{b^3} \frac{(n-2)^2}{3} \text{Exp}\left[-\frac{r^2}{b^2}\right] \quad (4.29)$$

olarak verilmiştir. Buradaki “a” ve “b” sabitleri sırasıyla;

$$a^2 = (a^*)^2 \left(1 - \frac{1}{A}\right) \quad (4.30)$$

$$b^2 = (b^*)^2 \left(1 - \frac{1}{A}\right) \quad (4.31)$$

olarak ifade edilmiştir. Burada $A=8$, ${}^8\text{He}$ izotopunun Kütle numarasını göstermektedir. a^* ve b^* sabitleri sırasıyla 1.53 fm ve 2.06 fm olarak alınmıştır. Tanihata tarafından gerçekleştirilen bu teorik hesaplamalarda ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için proton, nötron ve madde ortalama yarıçap, RMS, değerleri sırasıyla 1.75 fm, 2.68 fm ve 2.48 fm olarak hesaplanmıştır.

4.5.2.6. Kabuk-Yörünge-Hücre Modeli (COSMA) yoğunluk dağılımı

${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için önerilen ve literatürde çok sık atıfta bulunulan bir diğer yoğunluk dağılımı, Zhukov ve arkadaşları tarafından önerilen Kabuk-Yörünge-Hücre Modeli (Cluster Orbital Shell Model Approximation, COSMA) yaklaşımı ile elde edilen dağılımdır (Zhukov 1994). Bu yoğunluk dağılımı, ${}^8\text{He}$ çekirdeğinin yapısı için yaygın olarak kullanılan en realistik modellemedir. Şöyle ki ${}^8\text{He}$ çekirdeğinin yapısını oluşturan Kor ve değerlik (valans) nükleonlarına ait yoğunluk dağılımları Gausyen formda ayrı ayrı hesaplanmıştır. Çekirdeğin merkezinde Kor olarak ${}^4\text{He}$ çekirdeği, çekirdeğin kabuk yapısını oluşturan değerlik nükleonlarının, 4n , $1p_{3/2}$ yörüngesinde Pauli ilkesine uyacak ve spin çiftlenimleri "0" olacak şekilde yoğunluk hesaplamaları ayrı ayrı hesaplanmıştır. Hesaplamalarda ${}^4\text{He}$ Kor' unun RMS yarıçapı "1.45 fm, ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için de RMS yarıçapı "2.52 fm" olarak alınmıştır. Kor ve değerlik nükleonları için yoğunluk dağılımları formüle edilişi sırasıyla, $\rho_c(r)$ ve $\rho_v(r)$,

$$\rho_c(r) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{a^3} \text{Exp} \left[-\frac{r^2}{2a^2} \right] \quad (4.32)$$

$$\rho_v(r) = \frac{8}{3\pi\sqrt{\pi}} \frac{r^2}{b^5} \text{Exp} \left[-\frac{r^2}{b^2} \right] \quad (4.33)$$

olarak tanımlanmıştır. Burada a ve b sabitleri $a = \frac{1.69}{\sqrt{3}}$ fm ve $b = 1.99$ fm olarak alınmıştır.

Korshennikov ve arkadaşları tarafından gerçekleştirilen COSMA temelli bir başka çalışmada, yapı için Kor+Valans yoğunluk dağılımına uyan ${}^6\text{He}$ (${}^4\text{He}+{}^2n$), ${}^8\text{He}$ (${}^4\text{He}+{}^4n$) ve ${}^{11}\text{Li}$ (${}^9\text{Li}+{}^2n$) egzotik çekirdekleri için sadeleştirilmiş yoğunluk dağılımları denklemleri önerilmiştir (Korshennikov 1997). Yapılan teorik hesaplamalarda ${}^8\text{He}$ çekirdeği için Kor' un RMS değeri 1.69 fm, değerlik (Valans) nükleonlarının RMS değeri 3.12 fm ve madde RMS değeri, $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2.52$ fm olarak hesaplanmıştır.

4.5.2.7. Simetrize-Fermi (S-F) yoğunluk dağılımı

G. D. Alkhazov ve arkadaşlarının yapmış oldukları $p+{}^{4,6,8}\text{He}$ elastik saçılma çalışmasında, ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için yoğunluk dağılımı Simetrize-Fermi (S-F) olarak önerilmiştir (Alkhazov 2002). Şöyle ki önerilen bu yoğunluk dağılımında madde yoğunluğu, $\rho_m(r)$,

$$\rho_m(r) = \left[\frac{3}{4\pi R_0^3} \left(1 + \left(\frac{\pi a}{R_0} \right)^2 \right)^{-1} \sinh\left(\frac{R_0}{a}\right) \right] / \left[\cosh\left(\frac{R_0}{a}\right) + \cosh\left(\frac{r}{a}\right) \right] \quad (4.34)$$

olarak önerilmiştir. Burada R_0 =Yarı-Yoğunluk yarıçapı ve a =difüzyon parametresi olarak alınmıştır. Nükleer madde yarıçapını, R_m ' nin, R_0 ve a ' ya bağlı ifadesi,

$$R_m = \left(\frac{3}{5} \right)^{1/2} R_0 \left[1 + \frac{7}{3} \left(\frac{\pi a}{R_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.35)$$

olarak verilmiştir.

Literatürde gerçekleştirilen bir diğer yapı çalışmasında ise Lukyanov ve arkadaşları (Lukyanov 2009) tarafından, ^8He egzotik çekirdeği için Eşitlik 4.34'te ifade edilen S-F madde yoğunluk dağılımının yaklaşık olarak,

$$\rho_m(r) \approx \frac{C}{1 + \text{Exp}\left[\frac{r-R_0}{a}\right]} \quad (4.36)$$

fermi formunda olabileceği ifade edilmiştir.

Tez çalışmamızda, ^8He çekirdeği için Lukyanov ve arkadaşlarının önerdiği bu fermi formundaki (Eşitlik 4.36) yoğunluk dağılımını referans aldık. Normalizasyon denklemlerini kullanarak yoğunluk dağılımını fenomenolojik olarak 3-Parametrelili Simetrize-Fermi (S-F) formunda alınarak yoğunluk dağılımı için parametre seti elde ettik. S-F Yoğunluk dağılımı için normalizasyon denklemlerini kullanarak Mathematica'da (Mathematica v 6.0) gerçekleştirdiğimiz yoğunluk hesaplamasında "C" sabiti ve difüzyon parametre, "a", değerlerini elde ettik. Yapılan hesaplamalarda $a=0.40$ fm ve $C=0.0881$ fm⁻³ olarak sabitleri elde edilmiştir. Eşitlik 4.36'da $R=r_0 A^{1/3}$ ve $r_0=1.2$ fm olarak alındı. Yapılan bu fenomenolojik yoğunluk dağılımı hesaplamasında, ^8He için kütle numarasını, $A=8$ ve RMS yarıçapı, $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2.50$ fm olarak elde edilmiştir. Bu RMS değeri deneysel değere yakın bir değerdir.

4.5.2.8. Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı

Hartree-Fock yoğunluk dağılımını elde etmeden önce, bu yoğunluk dağılımlarında önemli role sahip etkin nükleon-nükleon kuvveti temelli olan Skyrme etkileşimleri (Skyrme 1956, 1958-1959) hakkında kısaca bilgi verelim. Skyrme etkileşmelerinde etkin nükleon-nükleon kuvveti düşük bağlı momentum durumu için geçerlidir. Skyrme etkileşimini tanımlayacak olursak, genellikle denklem 2-Cisim ve 3-Cisim etkileşmeleri olmak üzere 2 kısımdan oluşur. Kolektif Skyrme etkileşimi, V_{CS} (Vautherin 1972),

$$V_{CS} = \sum_{i<j} V_{ij}^{(2)} + \sum_{i<j<k} V_{ijk}^{(3)} \quad (4.37)$$

2-Cisim etkileşim kuvveti,

$$V_{ij}^{(2)} = t_0(1 + x_0 p_\sigma) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_1 \left[\delta(\vec{r}) \vec{k}^2 + \vec{k}'^2 \delta(\vec{r}) \right] + t_2 \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}) \vec{k} + i W_0 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_k) \cdot \vec{k} \times \delta(\vec{r}) \vec{k} \quad (4.38)$$

3-Cisim etkileşim kuvveti,

$$V_{ijk}^{(3)} = t_3 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \delta(\vec{r}_j - \vec{r}_k) \quad (4.39)$$

Çift-Çift çekirdekler için bu 3-Cisim etkileşim kuvveti terimi, 2-Cisim yoğunluk bağımlı etkileşime eşittir. Bu durumda 3-Cisim etkileşim kuvveti,

$$V_{ijk}^{(3)} \cong V_{ij}^{(2)} = \frac{1}{6} t_3 \rho(R) \delta(\vec{r}) \quad (4.40)$$

burada $\vec{R} = (\vec{r}_i + \vec{r}_j)/2$ ve $\vec{r} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$, bağıl momentum operatörleri $\vec{k}^2 = (\nabla_i + \nabla_j)/2i$ ve $\vec{k}'^2 = (\nabla_i - \nabla_j)/2i$ dir. Şimdi Hartree-Fock denklemlerini elde etmek için Skyrme etkileşmesinden faydalanalım; şöyleki A parçacıklı bir çekirdek sisteminin tek-parçacık durumlarının, ϕ_i , için ortonormal Slater determinantını, Φ , tanımlayacak olursak;

$$\Phi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\phi_i(x_j)| \quad (4.41)$$

$$\det|\phi_i(x_j)| = \begin{bmatrix} \phi_1(x_1) & \phi_1(x_2) & \dots & \phi_1(x_A) \\ \phi_2(x_1) & \phi_2(x_2) & \dots & \phi_2(x_A) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_A(x_1) & \phi_A(x_2) & \dots & \phi_A(x_A) \end{bmatrix} \quad (4.42)$$

burada x sırasıyla konum, spin ve izospin koordinatları setini (\vec{r}, σ, q) setini ifade eder. Proton ve nötron için izospin, q, değerleri +1/2 ve -1/2 dir. Çekirdek sisteminin beklenen toplam enerjisi,

$$\begin{aligned} E &= \langle \Phi, (T + V) \Phi \rangle \\ &= \sum_i \langle i | \frac{p^2}{2m} | i \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | \tilde{v}_{12} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk} \langle ijk | \tilde{v}_{123} | ijk \rangle \\ &= \int \mathbf{H}(\vec{r}) d^3r \end{aligned} \quad (4.43)$$

ϑ Skyrme etkileşmeleri için simetrik olmayan matris elemanını tanımlar. Skyrme etkileşmesi için enerji yoğunluğu, $\mathbf{H}(\vec{r})$, nükleonların yoğunluklarının, $(\rho_{n,p})$, kinetik enerjilerinin $(\tau_{n,p})$, ve spin yoğunluklarının, $(J_{n,p})$ fonksiyonu olarak tanımlanır.

Nükleon yoğunlukları,

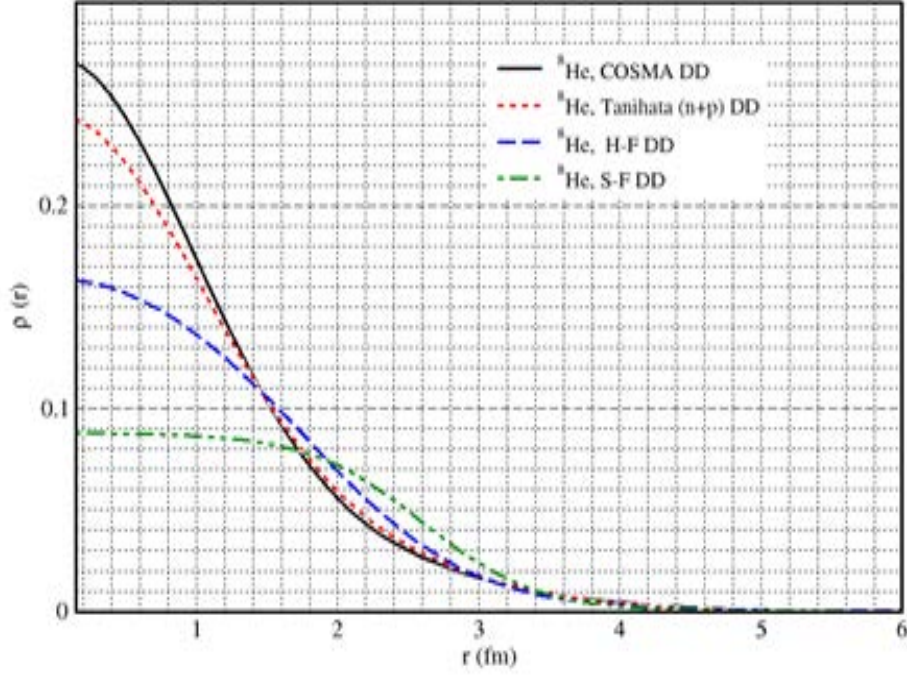
$$\rho_{n,p}(\vec{r}) = \sum_{i,\sigma} |\phi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2$$

$$\tau_{n,p}(\vec{r}) = \sum_{i,\sigma} |\vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \quad (4.44)$$

$$J_{n,p}(\vec{r}) = (-1) \sum_{i,\sigma,\sigma'} \phi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) [\vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle]$$

olarak ifade edilir. Eşitlik 4.38 ve 4.39'daki sabitler ve parametre seti literatürde birçok çalışmada yer almaktadır (Skyrme 1956, 1958-1959, Vautherin 1972, Tel 2008).

Şekil 4.8'de tez çalışmasında DF potansiyeli hesaplamasında kullanılacak olan ^8He çekirdeğine ait 4 farklı nükleer madde yoğunluk dağılım formları, COSMA, Tanihata, H-F ve S-F yer almaktadır. Şekil 4.8'e bakıldığında COSMA, Tanihata ve H-F yoğunluk dağılımlarının yaklaşık olarak $r = 1.50$ fm değerinde bir kesişme noktasında kesiştikleri görülmektedir. Bu kesişmenin gözlemlendiği r yarıçap değeri, ^8He egzotik çekirdeğinin merkezindeki Kor yapıyı oluşturan α (^4He) çekirdeğinin RMS yarıçapı , $\langle r \rangle^{1/2}$ değeri olan 1.49 fm'ye (Tanihata 1985, 1988, 1992, 1995) denk gelmektedir. Bu kesişme noktasından sonra yoğunluk dağılımlarının davranışına bakacak olursak; COSMA ve Tanihata benzer dağılım davranışı gösterirken yani radyal dağılım eşit ve yavaş bir şekilde sıfıra yaklaşırken, H-F yoğunluğu bu iki yoğunluk dağılımına nispeten daha hızlı sıfıra yaklaşmaktadır. Fenomenolojik olarak önerilen S-F yoğunluk dağılımının davranışını inceleyecek olursak; COSMA, Tanihata ve H-F yoğunluk dağılımlarının kesişme noktasının yarıçap değerine kadar dağılım yavaş bir şekilde azalmaktadır. Şekil 4.8'de yoğunluğun yarıya indiği, $0.5\rho_0$ yarıçap değerlerine baktığımızda, S-F için bu değer $r=2.50$ fm olduğu görülmektedir. Bu değer ^8He egzotik çekirdeğinin RMS değerine eşittir. Yine yoğunluk dağılımları için önemli bir özellik yoğunluğun %90'dan %10'a indiği yarıçap değerleri arasındaki fark olan difüzyon(yüzey) kalınlığının, t , difüzyon parametresi, a , türünden ifadesi $t = 4,4*a$ şeklindedir. Difüzyon kalınlığı değerlerine baktığımızda; COSMA, Tanihata, H-F ve S-F yoğunluk dağılımı için bu değer sırasıyla yaklaşık olarak 2.45 fm, 2.2 fm, 2.2 fm ve 1.56 fm olduğu görülmektedir.



Şekil 4.8. ${}^8\text{He}$ çekirdeği yoğunluk dağılımlarının karşılaştırılması

4.6. Çiftlenmiş Kanallar (Coupled-Channel, CC) Modeli

Mermi parçacığının $\alpha = a + A$ olarak alındığı bir sistem için Hamiltoniyen aşağıdaki gibi yazılır,

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha \quad (4.45)$$

burada K_α toplam kinetik enerji, V_α mermi ile hedef arasındaki etkileşim potansiyeli ve H_α ise iç hamiltoniyeller toplamıdır ($H_\alpha = H_a + H_A$). Sistem basit olarak sadece bir parçacığın (burada mermi çekirdek a) hareketli olduğu ve bu çekirdeğin sadece bir uyarılmış durumu olduğu varsayılır. Bu durumda dalga fonksiyonu hem elastik hem de Elastik olmayan kısımdan oluşur (Navratil 1998).

$$\Psi = \phi_\alpha(r)\chi_\alpha(R) + \phi_{\alpha'}(r)\chi_{\alpha'}(R) \quad (4.46)$$

burada $\phi_\alpha(r)$ ve $\phi_{\alpha'}(r)$ mermi çekirdek olan a 'nın sırasıyla taban ve uyarılmış durum dalga fonksiyonudur ve Schrödinger denkleminin çözümleri ile Hamiltoniyen (H_α);

$$H_\alpha \phi_\alpha(r) = \varepsilon_\alpha \phi_\alpha(r) \quad (4.47)$$

$$H_\alpha \phi_{\alpha'}(r) = \varepsilon_{\alpha'} \phi_{\alpha'}(r) \quad (4.48)$$

olur. Burada $\chi_\alpha(R)$ ve $\chi_{\alpha'}(R)$ fonksiyonları mermi ve hedef çekirdekler arasındaki rölatif (görelî) hareketin farklı iç durumlarını tanımlar. Toplam dalga fonksiyonu Ψ , Schrödinger denklemini $[(E - H)\Psi = 0]$ sağlar. Farklı durumlar bu denklemin içine yansıtılarak iki durumlu bir denklem seti elde edilir. Bu denklem seti,

$$E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(R) = U_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'}(R) \quad (4.49)$$

$$E - \varepsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(R) = U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(R)$$

burada $U_{\alpha\alpha}$ ve $U_{\alpha\alpha'}$ çiftlenme potansiyelleri olarak adlandırılır. Dahası $U_{\alpha\alpha'}$ potansiyeli ilk durum olan α 'dan son durum olan α' 'ne geçişten sorumludur. Çiftlenmiş Kanallar Yaklaşımı (CC) Eşitlik 4.49'un tam çözümü ile $\chi_\alpha(R)$ ve $\chi_{\alpha'}(R)$ fonksiyonlarını sağlar. Çoğu kez bazı etkileşim durumları için taban durum çiftlenmeleri oldukça zayıftır. Örnek verecek olursak, şimdi 2 kanallı bir durumu düşünelim. Yani Eşitlik 4.46'de elastik kanaldan inelastik kanala küçük bir akı gittiği durum için bakalım. Bu çiftlenim denklemlerinin yaklaşık bir çözümüdür, yani elastik kısmın sıfır olduğu durumdur. Buna göre Eşitlik 4.49'u şöyle yazarız,

$$E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(R) \approx 0 \quad (4.50)$$

$$E - \varepsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(R) = U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(R)$$

Böylelikle ilk denklemi kolaylıkla çözebiliriz. Elde ettiğimiz $\chi_\alpha(R)$ fonksiyonu Eşitlik 4.50'deki 2. bağıntıya yerleştirildiğinde $\chi_{\alpha'}(R)$ dalga fonksiyonunu bulmamızı sağlar. Bu şekilde bir yaklaşım 1. Adım Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) olarak isimlendirilir. İşlem bir iterasyon süreci olarak devam eder ve dalga fonksiyonlarına ulaşılır. Bu sürecin herbir adımı 2. Adım, 3. Adım...v.s DWBA olarak isimlendirilir. Kanallar arasındaki çiftlenim zayıf olduğu zaman, DWBA tamamen coupled channel çözümüne yaklaşır. Ancak çiftlenimler kuvvetli ise bu sefer kararlılık problemi ortaya çıkar.

Optik model hesaplamalarında, açısal ve radyal kısımlar arasındaki ayrışma Eşitlik 4.50'nin içine yerleştirildiğinde $U_{\alpha\alpha}(R)$ ve $U_{\alpha'\alpha'}(R)$ potansiyellerinin seriye açılmasını gerektirir. Örneğin;

$$U_{\alpha\alpha}(R) = \sum_{\lambda\mu} U_{\alpha\alpha}^\lambda(R) Y_{\lambda\mu}(\hat{R}) \quad (4.51)$$

burada λ multipolarite olarak adlandırılır. Prensipite $\lambda = 0$ 'dan $\lambda = \infty$ ' a kadar alınır. Ancak uygulamada yalnızca ilk birkaç multipole saçılma işleminde önemli rol oynar. Genellikle hesaplamalarda λ 'nın maksimum değeri alınır.

Eğer bozunmuş dalgalar radyal ve açısal kısma ayrılırsa, Coupled denklemlerinden Eşitlik 4.50' nin çözümü oldukça önemlidir. Böylelikle Eşitlik

4.51'deki multipol açılımları da coupled denklemleri içerisine dâhil edilirse denklemler şu hale dönüşür;

$$\begin{aligned} [E_\alpha - T_{\alpha L}(R) - U_\alpha(R)]f_\alpha(r) &= \sum_{\lambda} U_{\alpha\alpha'}^\lambda(R)f_{\alpha'}(R) \\ [E_{\alpha'} - T_{\alpha'L}(R) - U_{\alpha'}(R)]f_{\alpha'}(r) &= \sum_{\lambda} U_{\alpha'\alpha}^\lambda(R)f_\alpha(R) \end{aligned} \quad (4.52)$$

ve

$$T_{\alpha L}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) \quad (4.53)$$

4.6.1. Saçılma Sisteminin Deformasyonu

Mermi ya da hedef çekirdekte taban durumdan bir üst seviyeye geçişlerde çekirdekler küresellikten sapma gösterecektir. Sistem deforme olduğu için küresellikten sapan çekirdek/çekirdeklerin yarıçaplarında değişim meydana gelir. Bu yarıçap değişimi,

$$R(\theta, \phi) = r_0 A_H^{1/3} + r_0 A_M^{1/3} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (4.54)$$

denklemleri ile verilir. Burada β deformasyon parametresi ve Y_{20} küresel harmoniklerdir, r_0 yarıçap, A_H ve A_M sırasıyla hedef ve mermi çekirdeğin kütle numarasıdır. Şayet kuvvetli bir Coulomb alanının varlığındaki Coulomb deformasyonunu tanımlayacak olursak, bu deformasyon

$$STRCOULOMB = M_n(E_k) (-1)^{\frac{l-l'+|l-l'|}{2}} \sqrt{2l-1} * CG \quad (4.55)$$

burada

$$M_n(E_k) = \frac{3Z\beta_k R^k}{4\pi} \quad (4.56)$$

şeklinindedir. Burada “ l ” çekirdek taban durumu, “ l' ” çekirdek uyarılmış durumu, “CG” Clebsch-Gordon katsayıları, “ k ” multipolarity ve “ R ” yarıçaptır. Nükleer Deformasyon ise,

$$STRNUCLEAR = DEF (-1)^{\frac{l-l'+|l-l'|}{2}} \sqrt{2l-1} * CG \quad (4.57)$$

$$DEF = \beta * R \quad (4.58)$$

şeklinindedir. Hesaplamalarda bariyer enerjisinin üzerindeki gelme enerji değerleri için saçılma sistemlerinin analizinde sadece nükleer potansiyel için deformasyon göz önünde bulundurulurken analizler yapılmıştır.

5. BULGULAR

5.1.⁸He+Hedef Saçılma Sistemlerinin Fenomenolojik Olarak İncelenmesi

Literatürde yapısı incelenen egzotik çekirdekler genel olarak nötron halo yapıda olanlardır. Özellikle ⁶He egzotik çekirdeği hem deneysel hem de teorik olarak birçok çalışmaya konu olmuştur (Sanchez-Benitez 2005, Zhukov 1993, Sanchez-Benitez 2008, Kakuee 2003, Acosta 2011). Ancak ⁴n kabuk yapısına sahip ve nötron zengini ⁸He egzotik çekirdeği ile gerçekleştirilen deneysel çalışmalar son 10 yıl içerisinde hız kazanmıştır. Tez çalışmasının bu bölümünde, ⁸He egzotik çekirdeğinin, farklı kütleli hedef çekirdeklerle gerçekleştirilen deneysel elastik saçılma tesir kesiti açılma dağılımlarının analizlerini OM çerçevesinde ilk olarak fenomenolojik potansiyel kullanarak inceledik. OM hesaplamalarımızda toplam potansiyel Nükleer, Coulomb ve Merkezci olmak üzere üç potansiyelden oluşmaktadır. Toplam potansiyel,

$$V_{Toplam}(r) = V_{Nükleer} + V_{Coulomb} + V_{Merkezci} \quad (5.1)$$

Bölüm 4.2’de bahsettiğimiz üzere optik potansiyelin nükleer kısmı reel (V) ve sanal (W) şeklindedir. Eşitlik 5.2’deki potansiyelin reel kısmı saçılmadan, sanal kısmı ise soğrulmadan (absorbsiyon) yani kaybolan akıdan sorumludur.

$$V_{Nükleer}(r) = V + iW \quad (5.2)$$

Buna göre hesaplamalarımızda Coulomb bariyeri civarında ve üzerinde gerçekleştirilen ⁸He+ ²⁰⁸Pb/ ⁶⁵Cu/ ⁶³Cu/ ⁴He elastik saçılma sistemlerine ait açılma dağılım datalarının analizinde nükleer potansiyelin hem reel hem de sanal kısmını Woods-Saxon (WS) formunda yani Eşitlik 5.3’te gösterildiği gibi alınmıştır. Deneysel tesir kesiti açılma dağılımlarını düşük hata oranı ile en iyi şekilde açıklayan parametre seti oluşturularak sistemlerin analizleri yapılmıştır.

$$V_{Nükleer}(r) = -\frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right)\right]} + i\frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)\right]} \quad (5.3)$$

Ayrıca tez çalışmamızda bariyer enerjisinin çok çok üzerindeki gelme enerjilerinde yine ⁸He+¹²C elastik saçılma sisteminin analizinde nükleer potansiyelinin reel kısmı yine WS formunda, fakat bariyerin çok üzerindeki gelme enerjisi değeri için yüzeydeki değerlik nükleonları çekirdeklerin nükleer alanını ilk önce hissedeceğinden ve etkin bir etkileşmesi söz konusu olacağından nükleer potansiyelin sanal kısmını Woods-Saxon Kare, (WS²), formunda Eşitlik 5.4’te gösterildiği şekilde alınarak elastik saçılma açılma dağılım datalarını en küçük hata oranını, χ^2/N , veren potansiyel derinliği için tarama yapılarak saçılma sistemini analiz ettik.

$$V_{Nükleer}(r) = -\frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right)\right]} + i\frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)\right]^2} \quad (5.4)$$

Eşitlik 5.3 ve 5.4 denklemlerinde $R_V = r_v (A_M^{1/3} + A_H^{1/3})$ ve $R_W = r_w (A_M^{1/3} + A_H^{1/3})$ şeklinde olup A_M ve A_H sırasıyla mermi ve hedef parçacığın atomik kütleleridir. r_v ve r_w reel ve sanal potansiyelin yarıçap parametrelerini, a_v ve a_w ise reel ve sanal kısma ait difüzyon parametrelerini ifade etmektedir. Yapılan fenomenolojik hesaplamalarda öncelikli olarak bariyer civarındaki gelme enerjisine sahip saçılma sistemleri için Küçük ve arkadaşlarının ${}^6\text{He}$ egzotik halo çekirdeği için önerdiği ve aşağıda sırasıyla verilen reel potansiyel için Eşitlik 5.5 ve sanal potansiyel için Eşitlik 5.6 derinlik denklemleri ve parametre setleri kullanıldı (Küçük 2009).

$$V_0 = 110.1 + 2.1 \left(\frac{Z_T}{A_T^{1/3}} \right) - 0.65 (E_{Lab}) \quad (5.5)$$

$$W_0 = 6.0 + 0.48 \left(\frac{Z_T}{A_T^{1/3}} \right) + 0.15 (E_{Lab}) \quad (5.6)$$

Bu parametre seti ve potansiyel derinlik denklemlerinin kullanılmasındaki temel amaç; ${}^8\text{He}$ çekirdeğinin, ${}^6\text{He}$ izotop halo çekirdeğine nispeten 2-nötron (2n) fazlalığının optik modelde soğurulmadan sorumlu sanal kısmın yarıçapına, r_w , katkısını araştırmaktır. Yapılan tez çalışmasında, r_w değeri serbest bırakılarak, diğer tüm parametreler sabitlendi. 1.0-1.60 fm aralığı için 0.01 fm adımlarla yapılan sanal yarıçap, r_w , taramasında en küçük hata oranı değeri, χ^2/N , $r_w=1.56$ fm için bulunmuştur. Teorik hesaplamaların deneysel sonuçlarla uyumunu göstermek adına ${}^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerinin elastik saçılma açısal dağılım grafikleri Şekil 5.1-5.6'da verilmiştir. Fenomenolojik potansiyel kullandığımızda elde edilen hesaplama çıktıları ve hata oranlarının, deneysel dataları bariyer civarındaki enerjilerde açıklamakta iyi olduğu gözlemlenmiştir. Yalnız bariyerin çok üzerindeki enerjilerde, kullanmış olduğumuz potansiyel derinliklerinin yeniden modifikasyonu yapılarak ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sistemi için Eşitlik 5.7 ve 5.8, ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ sistemi için Eşitlik 5.9 ve 5.10'daki potansiyel denklemleri türetilmiştir.

${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ sistemi için;

$$V_0 = 110.1 + 2.1 \left(\frac{Z_T}{A_T^{1/3}} \right) - 0.0325074 (E_{Lab}) \quad (5.7)$$

$$W_0 = 6.0 + 0.48 \left(\frac{Z_T}{A_T^{1/3}} \right) + 0.0119626 (E_{Lab}) \quad (5.8)$$

${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ sistemi için;

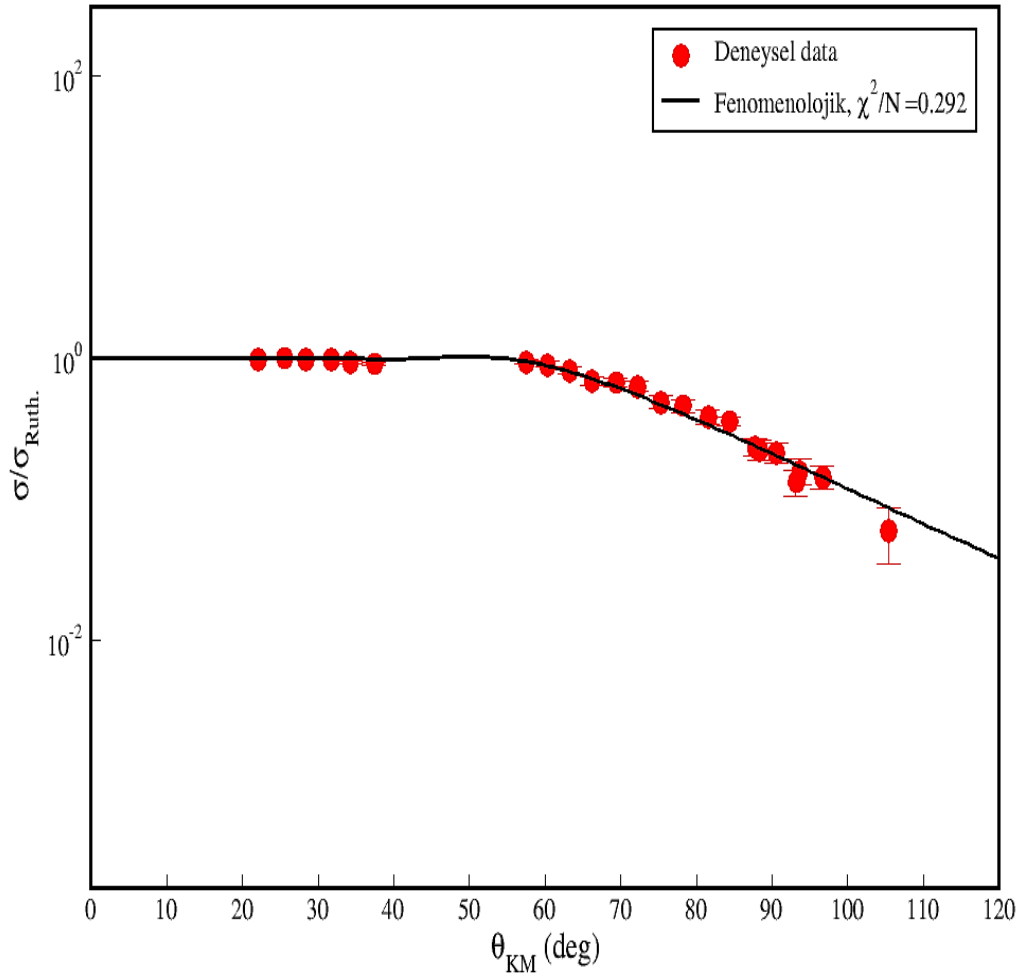
$$V_0 = 110.1 + 2.1 \left(\frac{Z_T}{A_T^{1/3}} \right) - 0.249743 (E_{Lab}) \quad (5.9)$$

$$W_0 = 6.0 + 0.48 \left(\frac{Z_T}{A_T^{1/3}} \right) + 0.00258162 (E_{Lab}) \quad (5.10)$$

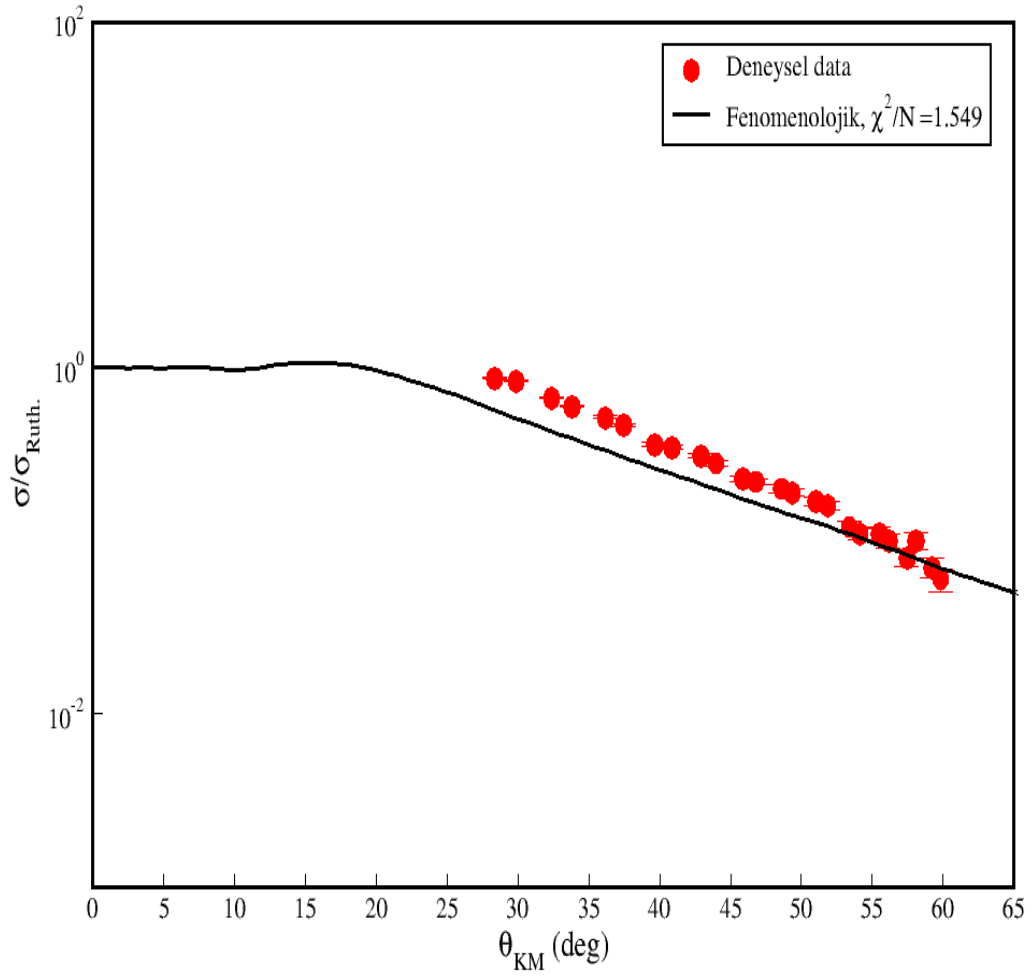
Gerçekleştirilen analizlerde gerçekleştirilen hata analizi incelemesi, deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki uyumun ölçüsüdür ve Eşitlik 4.19 kullanılarak elde edilmiştir. İncelediğimiz tüm $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerinin fenomenolojik potansiyeller kullanılarak yapılan OM analiz sonuçlarına ait hesaplama çıktıları ve kullanılan parametre setleri Çizelge 5.1’de verilmektedir.

Çizelge 5.1. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ Saçılma sistemlerinin OM analizinde kullanılan fenomenolojik potansiyeller, parametre setleri ve elde edilen hesaplama çıktıları. Analizlerde sırasıyla $r_v=0.9$ fm, $r_w=1.56$ fm ve $a_v=a_w=0.7$ fm olarak alınmıştır

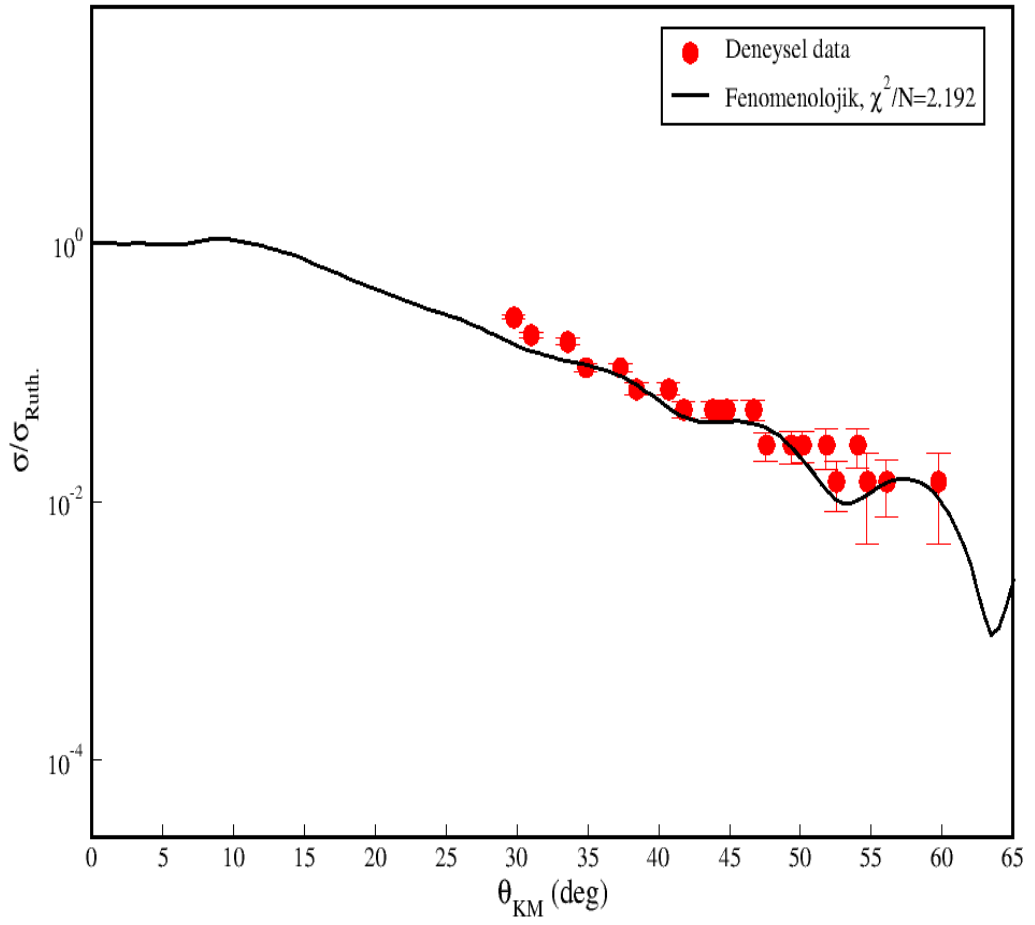
Hedef	E_{Lab} (MeV)	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_R (mb)	J_V (MeVfm ³)	J_W (MeVfm ³)
^{208}Pb	22.0	153.46	9.34	0.292	1535.15	153.498	45.848
^{65}Cu	19.9	138.18	6.47	1.549	2273.51	206.266	45.599
	30.6	145.14	4.87	2.192	2600.42	216.648	34.300
^{63}Cu	27.0	142.96	5.45	4.036	2506.65	216.053	38.787
^{12}C	480.0	100.0	13.0	5.630	1286.75	326.221	129.867
^4He	211.2	60.0	7.15	4.962	1168.35	387.131	189.374



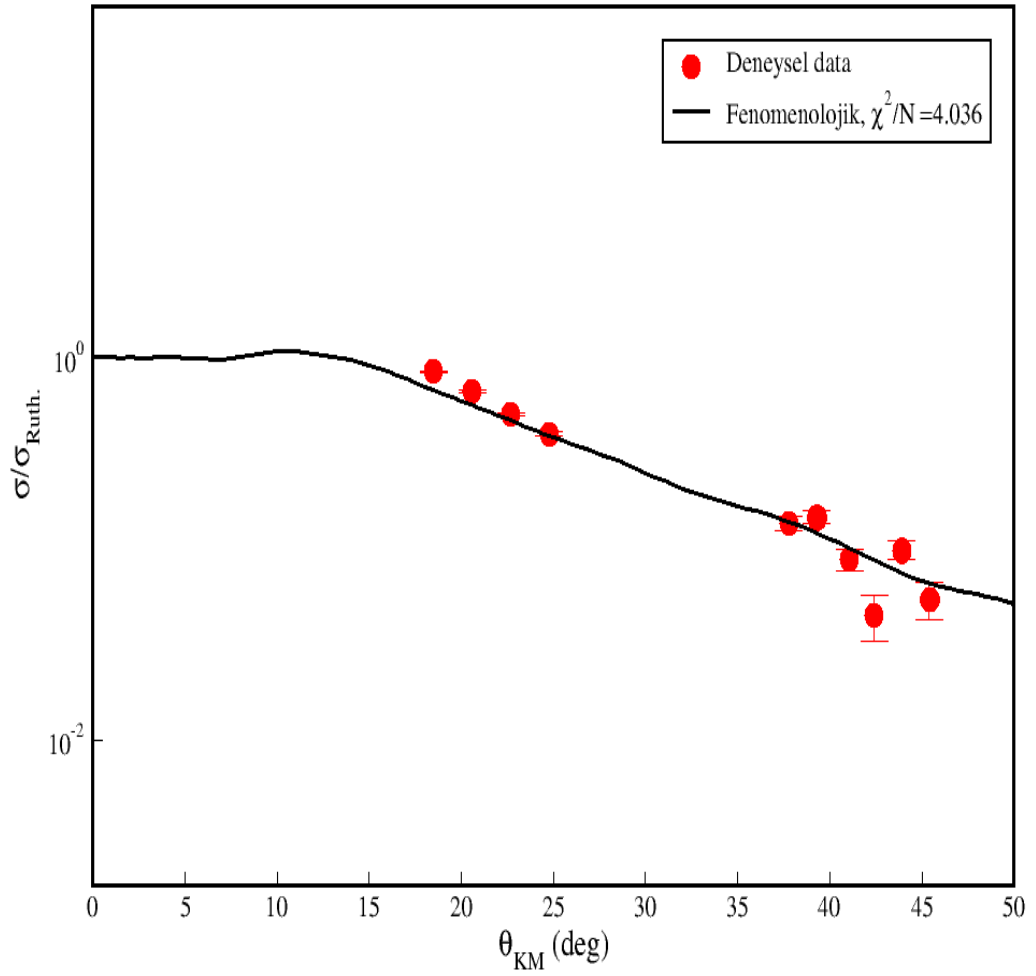
Şekil 5.1. $^8\text{He}+^{208}\text{Pb}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı, $E_{\text{Lab}} = 22.0$ MeV



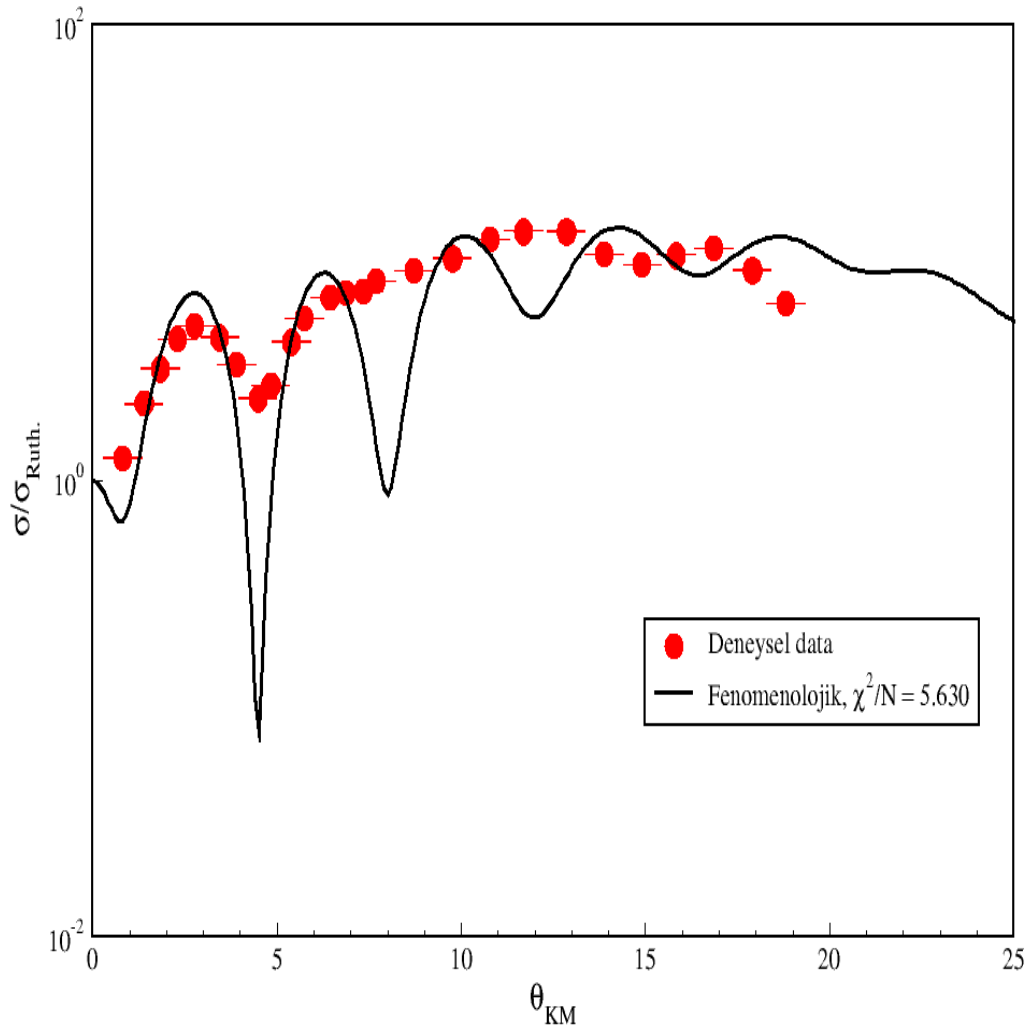
Şekil 5.2. $^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 19.9$ MeV



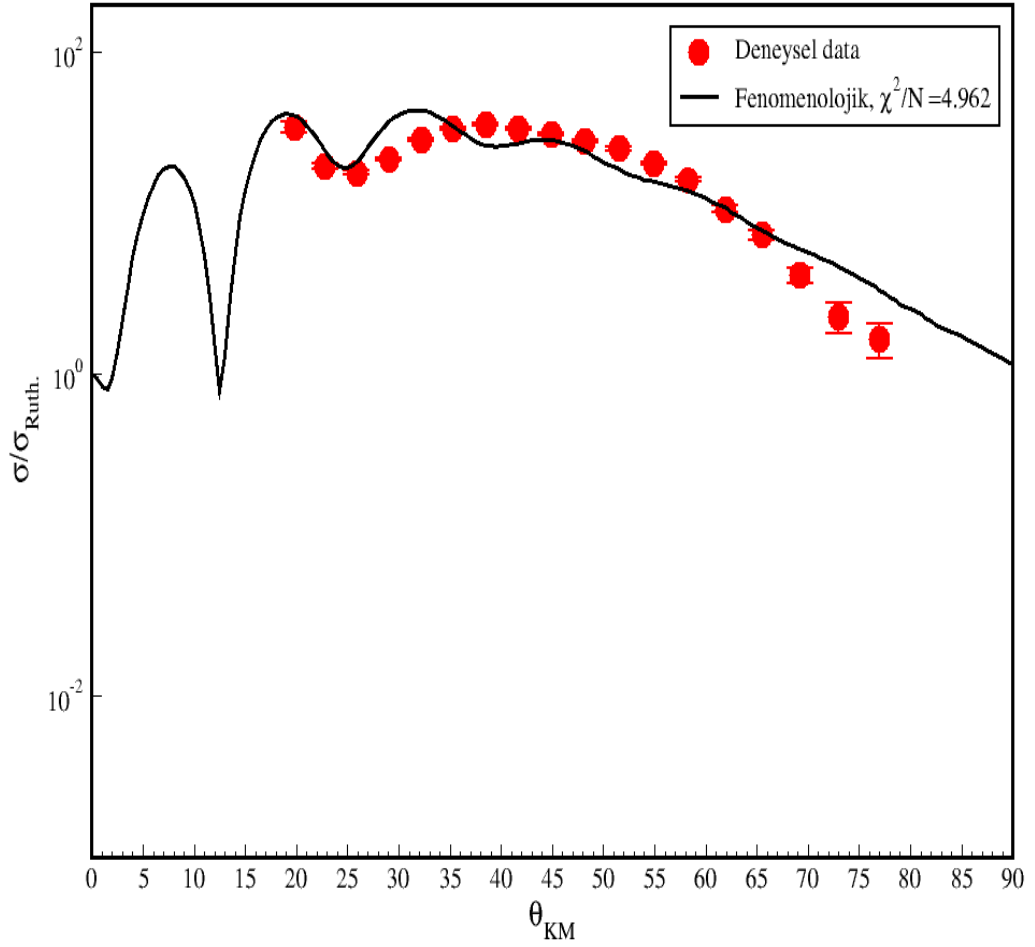
Şekil 5.3. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı, $E_{\text{Lab}}= 30.6 \text{ MeV}$



Şekil 5.4. ${}^8\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açsal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=27.0$ MeV



Şekil 5.5. ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=480.0$ MeV



Şekil 5.6. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı, $E_{Lab}= 211.2 \text{ MeV}$

5.2. ${}^8\text{He}+\text{Hedef}$ Saçılma Sistemlerinin Mikroskopik Olarak İncelenmesi

Optik model hesaplamalarında etkileşim potansiyeli içerisinde tanımlanan, gerçel ve sanal kısımlara sahip nükleer potansiyelin yapısı

$$V_{Nükleer}(r) = V(r) + iW(r) \quad (5.11)$$

kompleks olarak tanımlanır. Tezimizin bu kısmında, elastik saçılma sistemlerine ait deneysel tesir kesiti açisal dağılımlarının analizlerinde nükleer potansiyelin reel kısmının derinliği, etkin bir $N-N$ etkileşmesinin, mermi ve hedef çekirdeklerin yoğunluk dağılımları üzerinden integrasyonu ile elde edilen Çift-Katlı İntegral (Double-Folding, DF) yöntemi kullanılarak hesaplandı. ${}^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemleri için, Bölüm 4.5.2.5-8'de kısaca değindiğimiz ${}^8\text{He}$ yoğunluk dağılımları kullanılarak mikroskopik

OM analizleri yapılmıştır. Hedef çekirdekler için yoğunluk dağılımları sırasıyla ^{208}Pb , ^{63}Cu ve ^{65}Cu çekirdekleri için RIPL-2 (RIPL-2 2009), ^{12}C (Aygün 2010) ve ^4He (Karakoç 2006) yoğunluk dağılımları veya yoğunluk dağılımı formlarına ait geometrik yapı parametreleri kullanılmıştır. Böylelikle, $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerine ait deneysel tesir kesiti açısıl dağılımlarının analizleri, OM çerçevesinde mikroskobik olarak yapılmıştır. İncelenen sistemler için DF potansiyelleri, DFPOT (Cook 1982) programı kullanılarak elde edilmiştir. Hesaplamalarda nükleer potansiyelin sanal kısmı yine fenomenolojik OM analizlerdeki formlarda alınmıştır. Analizler için kullanılan parametreler sonraki kısımlarda değerlendirilmektedir.

Tez çalışmasında incelenen $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemleri için OM çerçevesinde yapılan bütün çalışmalar ya fenomenolojik ya da mikroskobik potansiyeller kullanılarak analizler yapılmıştır. Fakat incelenen elastik saçılma sistemlerinin sınırlı gelme enerji değerlerindeki deneysel tesir kesiti açısıl dağılım verilerinden dolayı eşik anomalisi davranışının parçalanmaya (break-up) katkısının incelenmesi yerine, ^8He egzotik çekirdeği için farklı yoğunluk dağılımları kullanılarak karşılaştırmalı mikroskobik optik model analizleri yapılmıştır. Bu tez çalışması bu konuda yapılmış ilk özgün çalışmadır. Ayrıca ^8He çekirdeği için ilk kez ^8He çekirdeğini yapı olarak; merkezde ^4He Kor'u ve bu Kor yapısından eşit uzaklıkta ve simetrik olarak yerleşmiş olarak bulunan 4 nötronun dağılımının varsayıldığı ve Simetrize-Fermi (S-F) olarak ifade edildiği yoğunluk dağılımı fenomenolojik formda önerilerek parametre seti elde edilmiştir. Ayrıca yine incelenen çekirdek için literatürde ilk kez Skyrme-Kuvveti temelli Hartree-Fock yoğunluk dağılımı kullanılarak incelenen saçılma sistemlerine ait elastik saçılma açısıl dağılım dataları analiz edildi. ^8He $N-N$ etkileşmesini göz önüne alarak gerçekleştirilen hesaplamalar için Eşitlik 4.20'de yer alan $N-N$ -çift katlı potansiyel formu ve N_R normalizasyon faktörü, Eşitlik 5.2'de ki nükleer potansiyelin reel kısmını oluşturmada kullanılmıştır. Yani reel kısmı için,

$$V_{DF} = N_R V_{NN-DF} \quad (5.12)$$

formu seçilmiş, böylelikle $^8\text{He}+\text{Hedef}$ elastik saçılmalarının analizlerinde nükleer potansiyel

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = -V_{DF} - i \frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)\right]} \quad (5.13)$$

olarak alınmıştır. Yapılan teorik analizlerde kullanılan nükleer potansiyel, sırasıyla Eşitlik 4.32 yardımıyla katlı-modelden elde edilerek hesaplamalara doğrudan katılan bir gerçel kısma ve fenomenolojik olarak belirlenen WS ya da WS^2 formunda bir sanal kısma sahiptir. Eşitlik 5.13'deki nükleer potansiyelinin, $V_{\text{Nükleer}}(r)$, sistemler için tanımlanan etkileşim potansiyeli ifadesinde yerine konmasıyla farklı gelme enerjilerinde $^8\text{He}+\text{Hedef}$ sistemlerinin mikroskobik optik model analizleri gerçekleştirilmiştir. Teorik hesaplamalar ile deneysel verilerin uyumlu hale getirilebilmesi için uygun normalizasyon katsayısı, N_R , ve sanal potansiyel derinliğin parametreleri araştırılmış ve farklı yoğunluk dağılımları kullanılarak hesaplanan reel potansiyel derinlikleri ile oluşturulan parametre seti ve hesaplama çıktıları Çizelge 5.2-5.5'de verilmiştir. Eşitlik 5.12'deki V_{NN-DF} potansiyeli hesaplamalarında, V_{nn} etkin $N-N$ etkileşmesi için Bölüm 4.5.3'de formu verilen ve literatürde sık olarak kullanılan M3Y-Reid (Eşitlik 4.23) ve

mermi çekirdekler için 4 farklı yoğunluk dağılımı kullanılmıştır. Bu tez çalışmasında ^8He çekirdeği için fenomenolojik olarak ilk kez önerilen ve fermi formda olan S-F yoğunluk dağılımı kullanıldı. S-F Yoğunluk dağılımının yapı geometrisinin parametreleri Bölüm 4.5.2.5.3'te yer almaktadır. ^8He nötron zengini çekirdeğin yoğunluk dağılımları ve incelenen saçılma sistemlerindeki herbir hedef çekirdeğin yoğunluk dağılımları DF POT programında yerine yazılarak reel potansiyel derinlikleri hesaplanmıştır. Hedef çekirdeklerin bir kısmının proton ve nötron nükleon yoğunluk dataları RIPL-2'den alınmıştır. Bilindiği üzere proton ve nötronun her ikisinde fermiyon ailesine ait birer parçacıktır ve her ikisinde nükleondur. Bu nedendir ki aynı kuantum durumlarında bulunmaları mümkün değildir. Ayrıca her iki parçacık arasındaki nükleon-nükleon kuvveti yükten bağımsızdır. Bu üç temel veri bize proton ve nötron yoğunluklarının toplamalarının bir çekirdeğin toplam nükleon yoğunluğunu vereceğini açıkça göstermektedir. Dolayısıyla proton ve nötrona ait yoğunluk data dosyalarındaki yoğunluk değerleri DF POT içerisinde birbirine eklenerek düzenlenmiştir ve böylece DF hesaplamalarında kullanılacak nükleon yoğunluk data dosyaları elde edilmiştir. Hesaplamamızda ilk olarak normalizasyon katsayısı, N_R , yoğunluk dağılımlarının davranışını gözlemlemek adına 1.0'e sabitlenmiştir. Bariyerin üzerindeki enerjilerdeki $^8\text{He} + ^{12}\text{C}$ ve $^8\text{He} + ^4\text{He}$ saçılma sistemlerinin incelenmesinde gerçekleştirdiğimiz hata analizlerinde en düşük hata oranlarını sırasıyla $N_R=0.62$ ve $N_R=0.8$ için elde ettik. Bu iki saçılma sisteminin analizlerinde normalizasyon sabiti bu değerlere sabitlenmiştir. Mikroskobik potansiyeller ile gerçekleştirilen hesaplamalarda kullanılan parametre seti ve hesaplama çıktıları Çizelge 5.2-5.5'de verilmiştir. Normalizasyon katsayısının tüm enerji değerlerinde 1 değerine sabitlenmesi durumunda χ^2/N değerleri oldukça yüksek çıkmaktadır. Etkin $N-N$ etkileşimli DF potansiyelleri ile gerçekleştirilen analizlerin, $^8\text{He} + \text{Hedef}$ elastik saçılma sistemlerine ait deneysel açısal dağılım datalarını açıklamada, Bölüm 5.1'deki fenomenolojik potansiyeller kullanılarak yapılan analizlerden daha başarılı olduğu tespit edilmiştir. DF yöntemiyle elde edilen elastik saçılma açısal dağılımları Şekil 5.7-5.12'de verilmiştir. Analizlerde yine sanal yarıçap, $r_w=1.56$ fm ve sanal difüzyon parametresi, $a_w=0.7$ fm olarak alınmıştır.

Çizelge 5.2. $^8\text{He} + \text{Hedef}$ Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında COSMA yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti

Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_R	V_{DF} (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_R (mb)	J_V (MeVfm ³)	J_W (MeVfm ³)
^{208}Pb	22.0	1.0	513.52	9.34	0.208	1546.52	417.680	43.852
^{65}Cu	19.9	1.0	474.25	6.47	2.169	2301.88	417.896	44.047
	30.6	1.0	471.99	7.50	1.44	2831.85	416.052	51.059
^{63}Cu	27.0	1.0	470.45	5.45	2.31	2559.31	416.731	37.529
^{12}C	480.0	0.62	177.72	8.98	4.196	1129.72	210.159	89.708
^4He	211.2	0.8	115.83	7.10	1.46	1154.24	385.286	185.040

Çizelge 5.3. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında Tanihata yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti

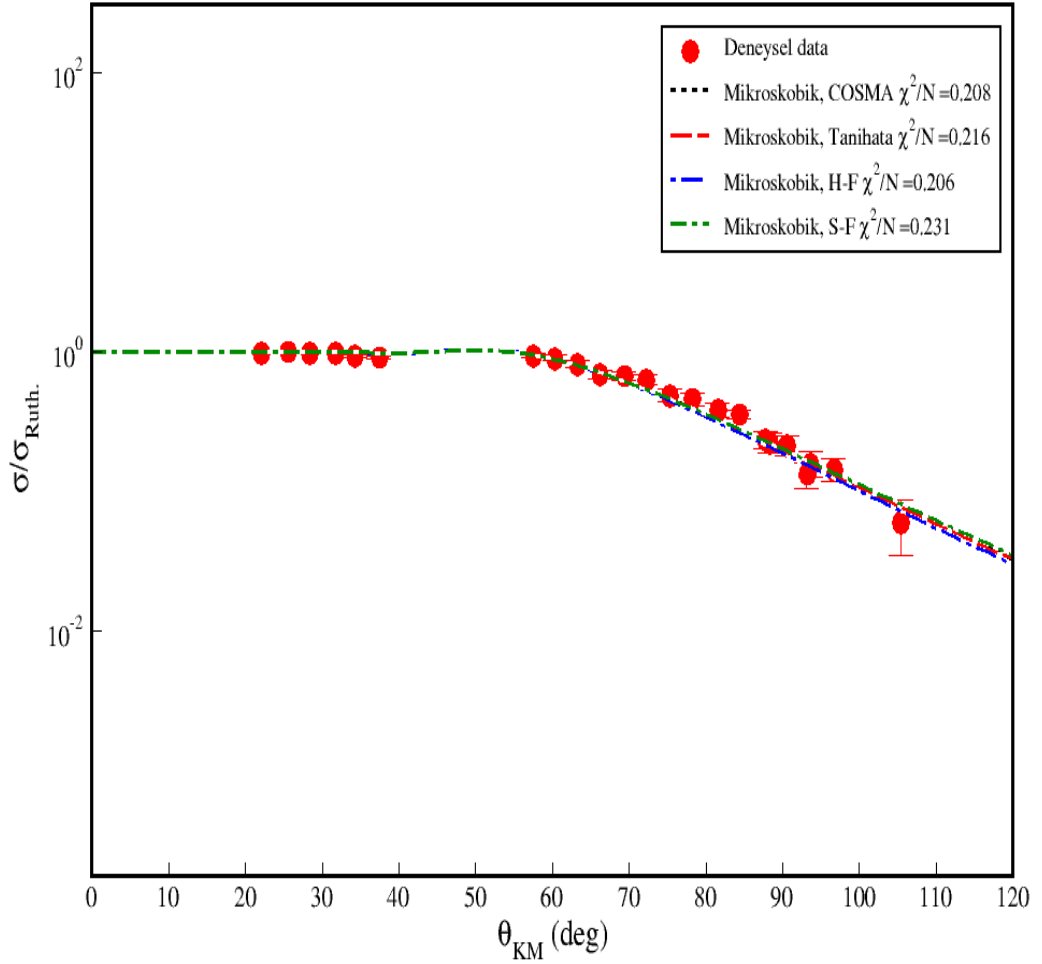
Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_{R}	V_{DF} (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_{R} (mb)	J_{V} (MeVfm ³)	J_{W} (MeVfm ³)
^{208}Pb	22.0	1.0	514.18	9.34	0.216	1551.19	417.680	43.852
^{65}Cu	19.9	1.0	478.25	6.47	2.44	2313.72	417.896	44.047
	30.6	1.0	475.97	7.50	1.51	2826.37	416.052	51.059
^{63}Cu	27.0	1.0	474.50	5.45	2.47	2552.02	416.731	37.529
^{12}C	480.0	0.62	178.15	9.05	4.21	1132.58	210.159	90.407
^4He	211.2	0.8	114.98	7.05	1.28	1150.55	385.287	183.737

Çizelge 5.4. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti

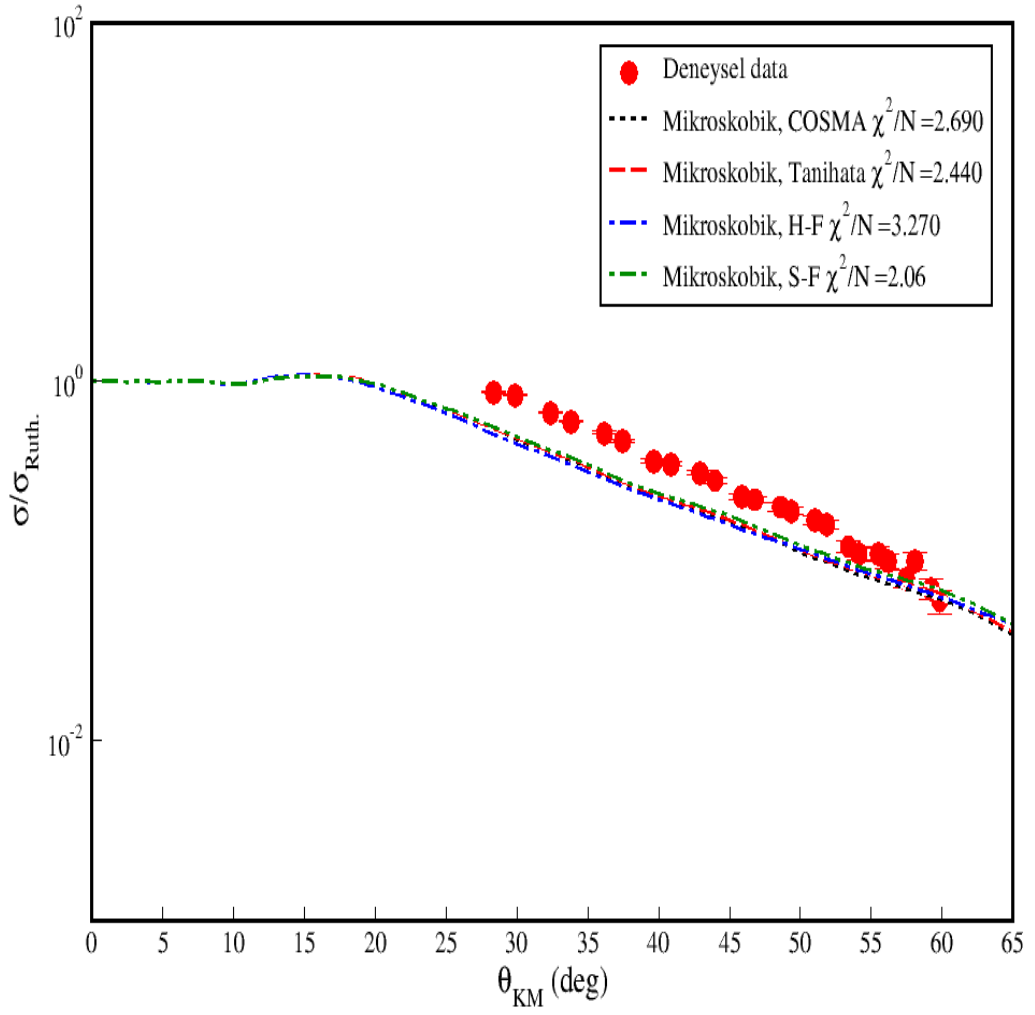
Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_{R}	V_{DF} (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_{R} (mb)	J_{V} (MeVfm ³)	J_{W} (MeVfm ³)
^{208}Pb	22.0	1.0	512.16	9.34	0.206	1564.28	417.679	43.852
^{65}Cu	19.9	1.0	478.38	6.47	3.27	2327.97	417.896	44.047
	30.6	1.0	476.11	7.50	1.60	2835.82	416.052	51.059
^{63}Cu	27.0	1.0	474.76	5.45	2.16	2562.95	416.732	37.529
^{12}C	480.0	0.62	176.00	9.00	4.24	1130.79	210.159	89.907
^4He	211.2	0.8	111.60	7.15	0.96	1156.50	385.292	186.343

Çizelge 5.5. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ Sistemleri için Mikroskobik optik model hesaplamalarında Simetrize-Fermi (S-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen bazı değerler ve parametre seti

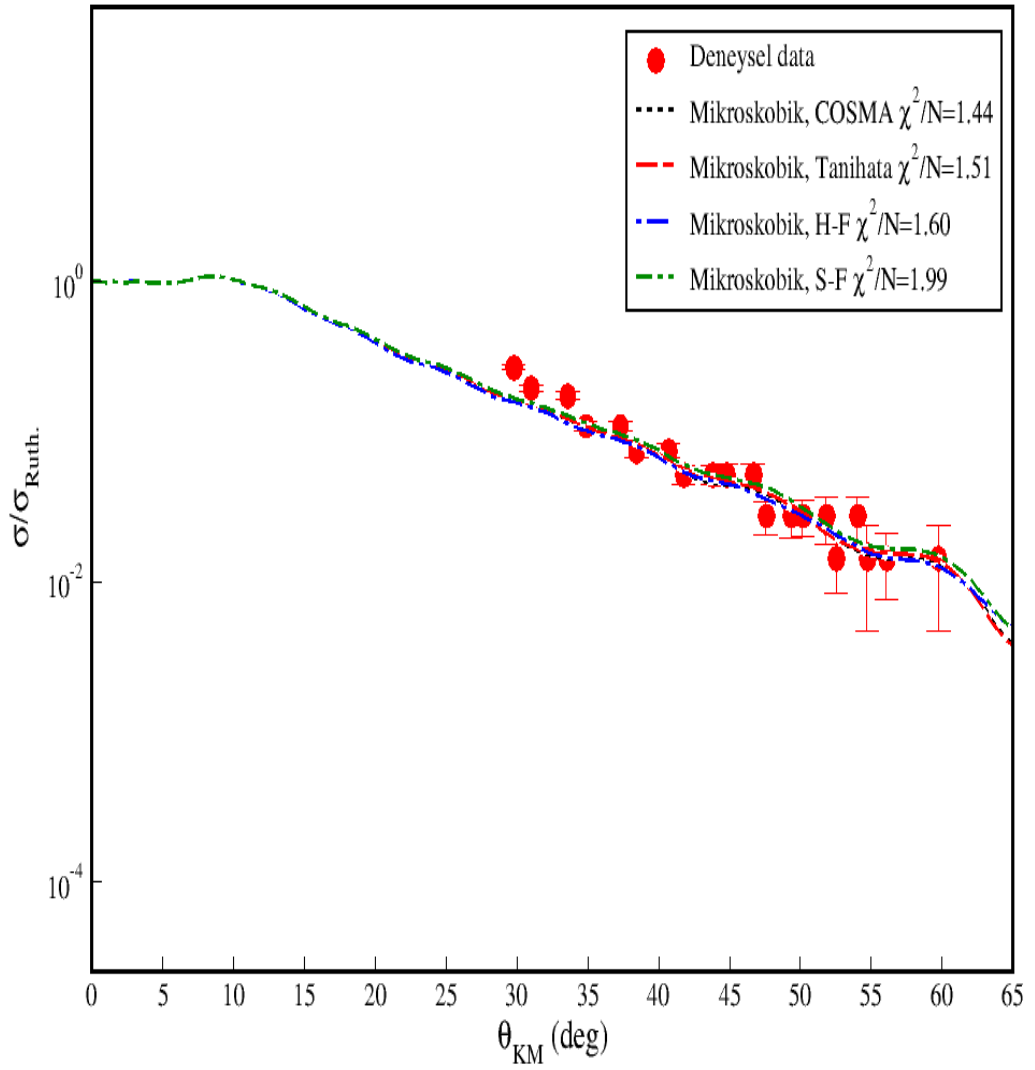
Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_{R}	V_{DF} (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_{R} (mb)	J_{V} (MeVfm ³)	J_{W} (MeVfm ³)
^{208}Pb	22.0	1.0	515.34	9.34	0.231	1546.52	417.757	43.852
^{65}Cu	19.9	1.0	481.18	6.47	2.06	2302.00	417.973	44.047
	30.6	1.0	478.87	7.50	1.99	2817.00	416.129	51.059
^{63}Cu	27.0	1.0	477.32	5.45	2.185	2540.54	416.809	37.529
^{12}C	480.0	0.62	164.27	9.06	5.39	1134.02	210.198	90.507
^4He	211.2	0.8	95.94	6.50	1.57	1114.33	385.358	165.494



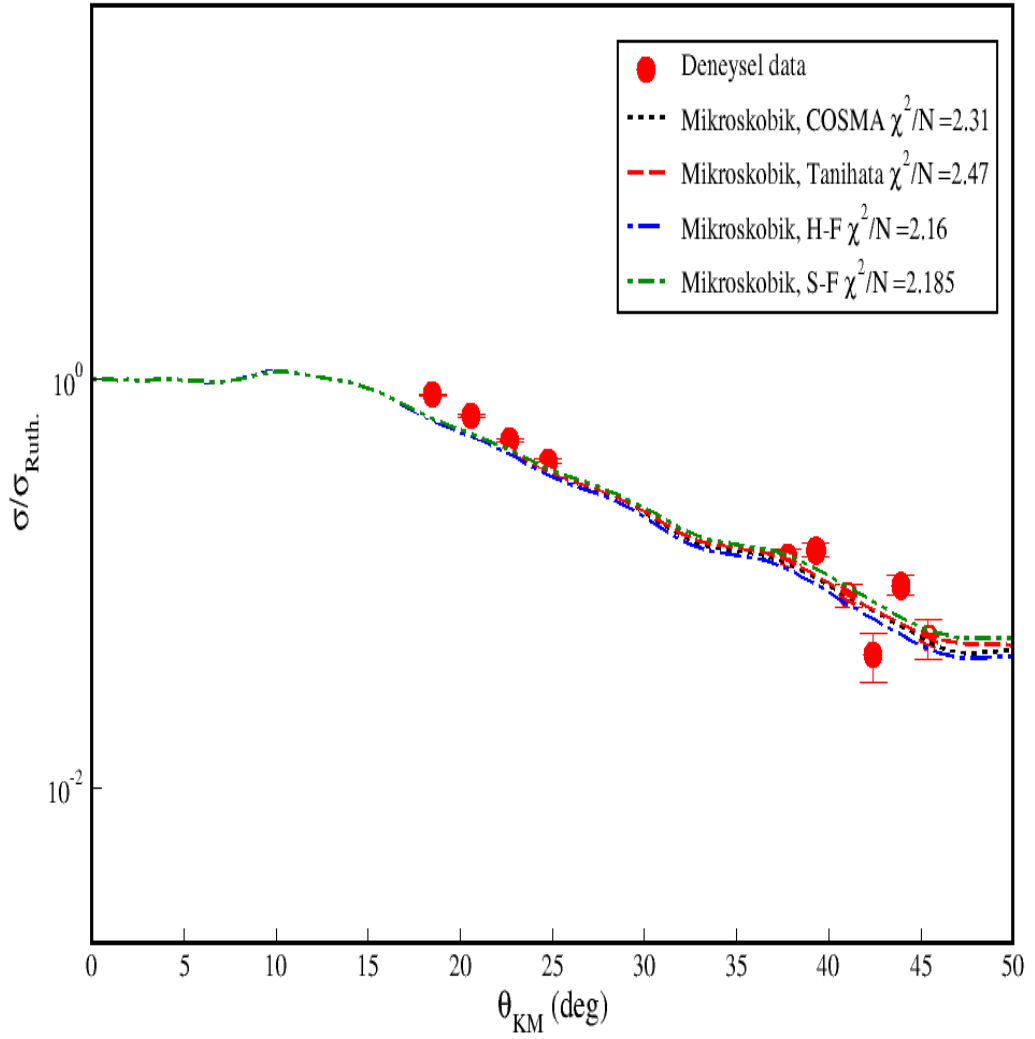
Şekil 5.7. ${}^8\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=22.0$ MeV



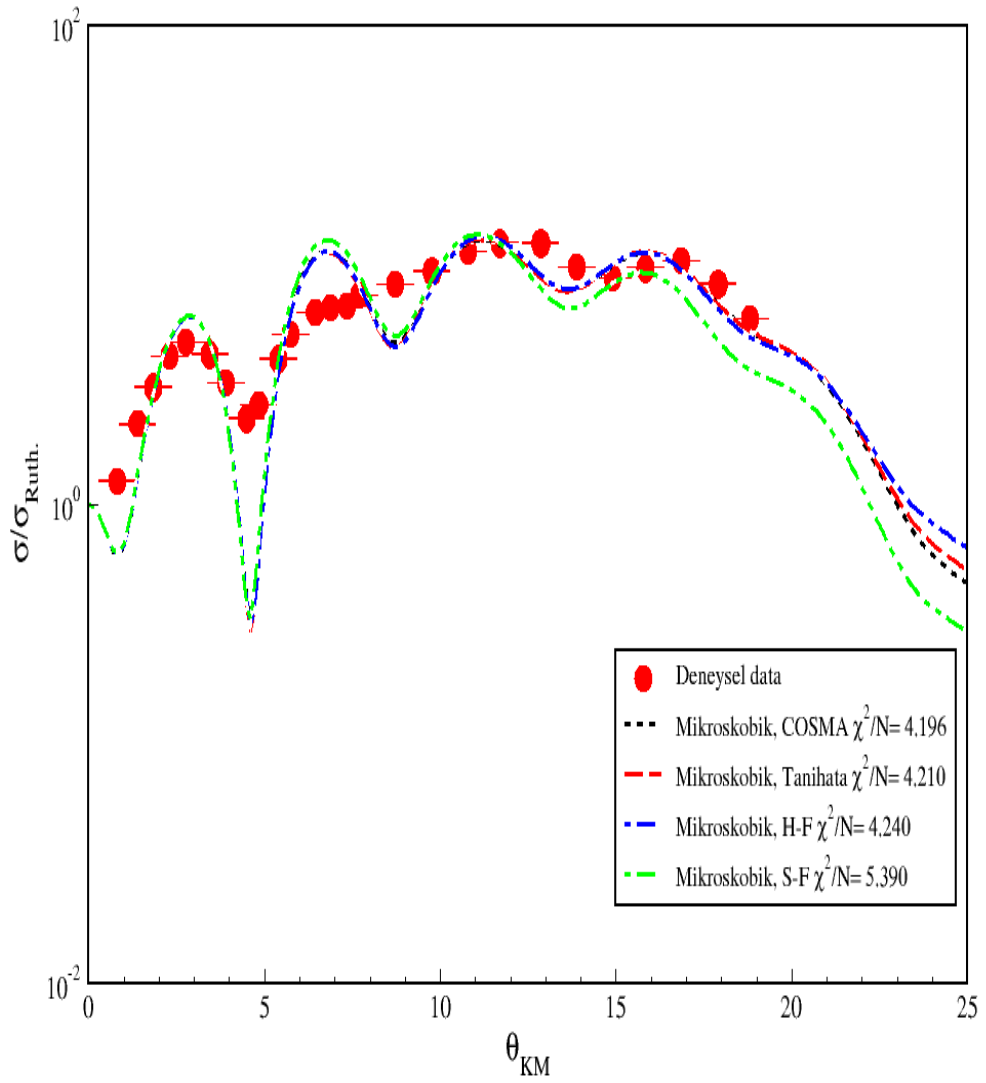
Şekil 5.8. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısıl dağılımı, $E_{\text{Lab}}=19.9$ MeV

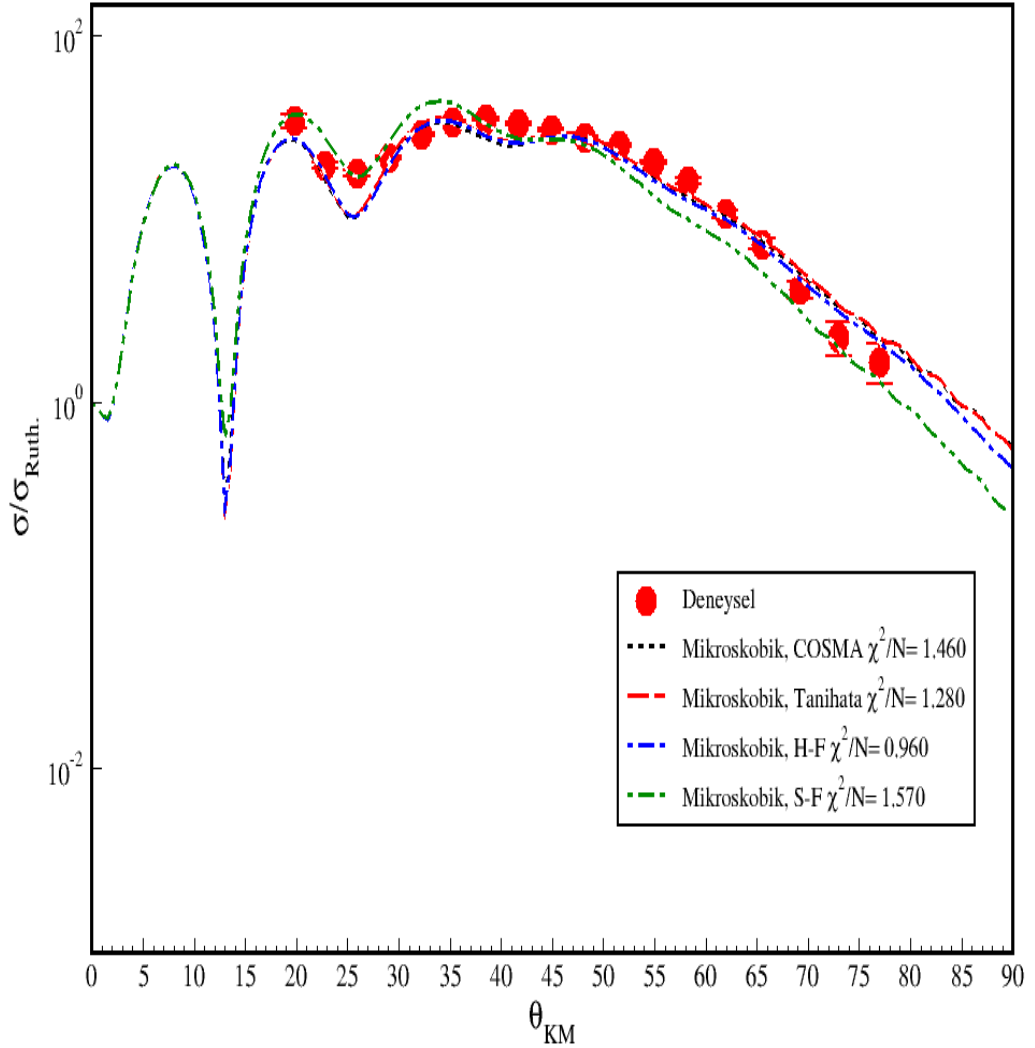


Şekil 5.9. $^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=30.6$ MeV



Şekil 5.10. ${}^8\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı, $E_{\text{Lab}}=27.0$ MeV



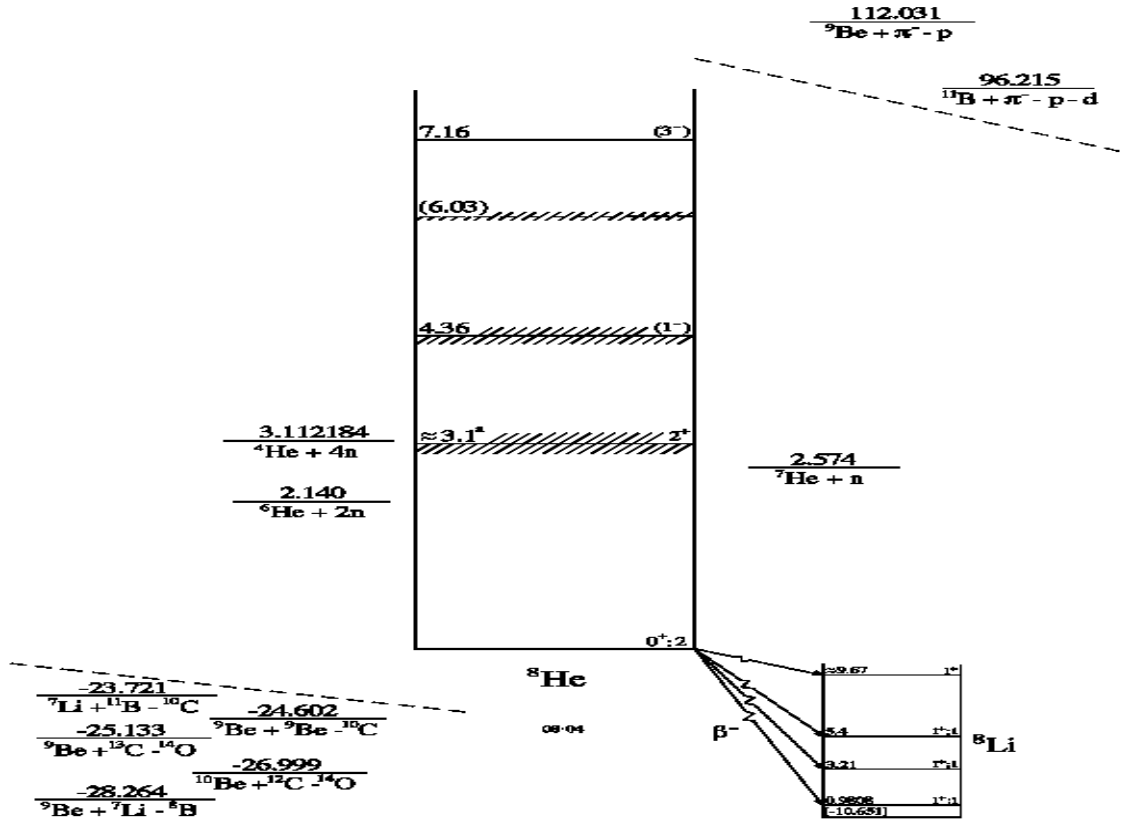


Şekil 5.12. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=211.2$ MeV

5.3. ${}^8\text{He}+\text{Hedef}$ Saçılma Sistemlerinin Çiftlenmiş Kanal Modeli ile İncelenmesi

Teorik formalizmden kısaca bahsettikten sonra tezin bu bölümünde ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeğini yapı olarak merkezde ${}^4\text{He}(\alpha)$ Kor'u ve Kor'un dışında kabuk yapıyı oluşturan " 4n " değerlik nükleonlarından oluşmuş varsaydık. Yalnız sistemlerin CC Model analizlerinde, literatürde ${}^8\text{He}$ çekirdeğinin yapısının " ${}^4\text{He}(\alpha)+{}^4n$ " olarak alındığı çok-cisim çalışması olmadığından, potansiyel seti için hesaplamalarımızda 2-Cisim etkileşmesi göz önünde bulundurularak mikroskobik OM analizlerindeki potansiyel setler kullanılmıştır. Coulomb bariyerinin, V_b , üzerindeki gelme enerjilerinde kabuk yapıdaki 4-nötronun, 4n , $BE(0^+ \rightarrow 2^+)$ geçişini varsayarak yaptığımız analiz

hesaplamaları yer almaktadır. Olası bir taban durumdan uyarılmış duruma geçiş söz konusu olduğunda taban durumdan (0^+) uyarılmış duruma (2^+) geçişte elastik kanaldan inelastik kanala akı geçişi olacaktır. Bu akı geçişi sonucu çekirdeğin yapısında küresellikten sapma yani bozunum (deformasyon) söz konusu olacaktır. Literatürde ^8He çekirdeğini için gerçekleştirilen uyarılmış enerji seviyesi çalışmasında (Gupta 2001), 2^+ durumu için deformasyon parametresinin, $\beta=0.28$ ve $E^*=3.11$ MeV uyarılma enerjisi olarak hesaplanmıştır. Şekil 5.13’de ^8He çekirdeğinin enerji seviyelerinin yerleşimi gösterilmektedir. İncelenen reaksiyon sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısıl dağılım verilerinin analiz hesaplamalarında bu durumu dikkate aldık. Çizelge 5.6-5.9’da CC Model analizlerinde, ^8He çekirdeğinin 4 farklı yoğunluk dağılımı formunu kullanarak hesaplanan DF potansiyelleri kullanılarak gerçekleştirilen analizlere ait çıktılar yer almaktadır. Çizelgelerde CC Modeli analizlerinden elde edilen reaksiyon tesir kesiti, σ_R , önceki bölümlerde mikroskobik OM analizlerinde elde edilen reaksiyon elastik tesir kesiti, σ_{elastik} , ve taban durumdan (0^+) uyarılmış duruma (2^+) geçiş durumu göz alındığında elastik olmayan (inelastik) katkıdan kaynaklı, $\sigma_{\text{inelastik}}$ tesir kesitleri verilmektedir. Çizelge 5.7’deki $^8\text{He}+^4\text{He}$ saçılma sisteminin CC Model analizinde $\sigma_{\text{inelastik}}$ tesir kesitinin, σ_{elastik} tesir kesiti değerinin hemen hemen aynı olması, hata analizlerinde düşük oranı veren sanal potansiyel derinliği değeri kullanıldığında reaksiyon tesir kesitine 2^+ durumuna geçişinin fazla bir katkı göstermediğini yani geçiş olasılığının çok zayıf olduğunu göstermektedir.



Şekil 5.13. ^8He sisteminin enerji seviyesine göre yerleşimi (Tilley 2004)

Çizelge 5.6. ^8He +Hedef Saçılma sistemi için COSMA yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyelin CC analizlerinde kullanılması ile elde edilen bazı değerler

Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_{R}	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_{R} (mb)	σ_{elastik} (mb)	$\sigma_{\text{inelastik}}$ (mb)
^{65}Cu	19.9	1.0	6.47	4.83	2540.64	2321.02	219.62
	30.6	1.0	15.0	1.57	3412.35	2831.85	580.50
^{63}Cu	27.0	1.0	5.44	2.51	2760.92	2559.31	201.61
^{12}C	480.0	0.62	8.99	3.94	1143.15	1129.72	13.43
^4He	211.2	0.8	7.30	1.30	1178.71	1154.24	24.47

Çizelge 5.7. ^8He +Hedef Saçılma sistemi için Tanihata yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyelin CC analizlerinde kullanılması ile elde edilen bazı değerler

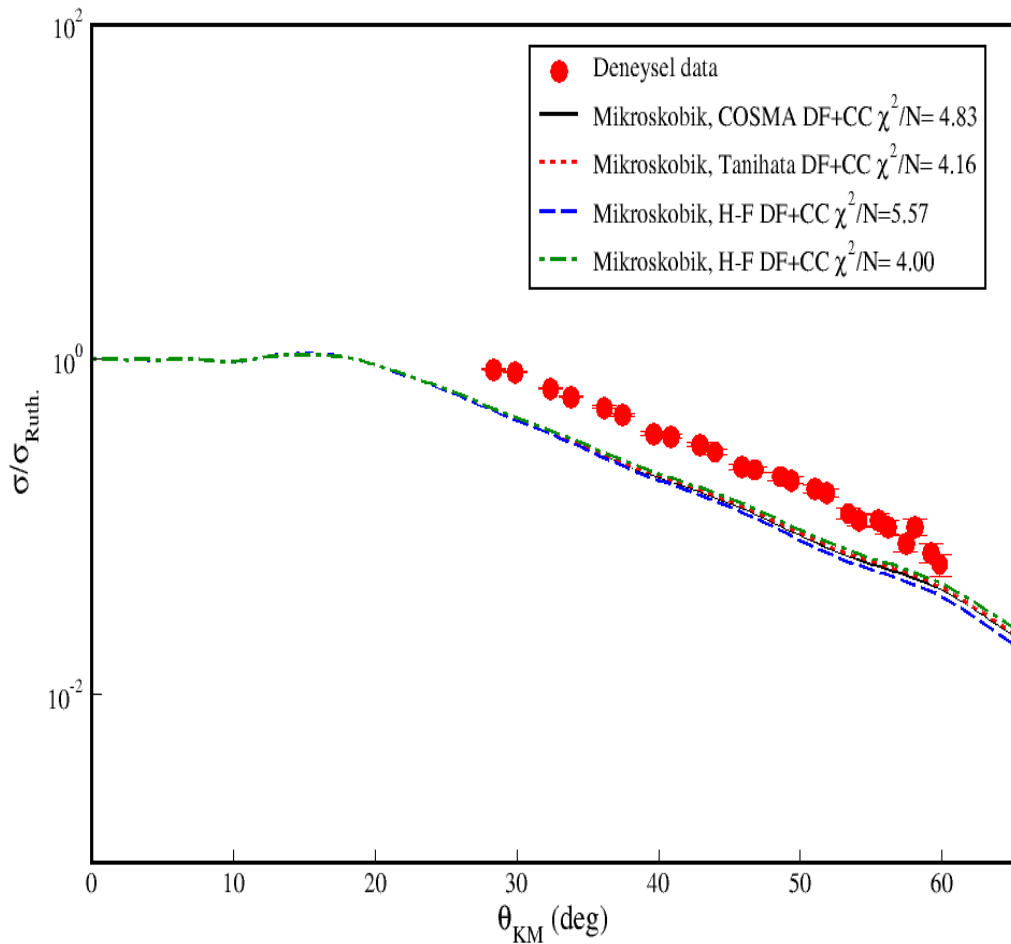
Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_{R}	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_{R} (mb)	σ_{elastik} (mb)	$\sigma_{\text{inelastik}}$ (mb)
^{65}Cu	19.9	1.0	6.47	4.57	2535.22	2313.72	221.50
	30.6	1.0	14.5	1.56	3393.36	2826.37	566.99
^{63}Cu	27.0	1.0	5.44	2.33	2755.05	2552.02	203.03
^{12}C	480.0	0.62	9.05	3.96	1146.02	1132.58	13.44
^4He	211.2	0.8	6.95	1.04	1151.44	1150.55	0.89

Çizelge 5.8. ^8He +Hedef Saçılma sistemleri için Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyelin CC analizlerinde kullanılması ile elde edilen bazı değerler

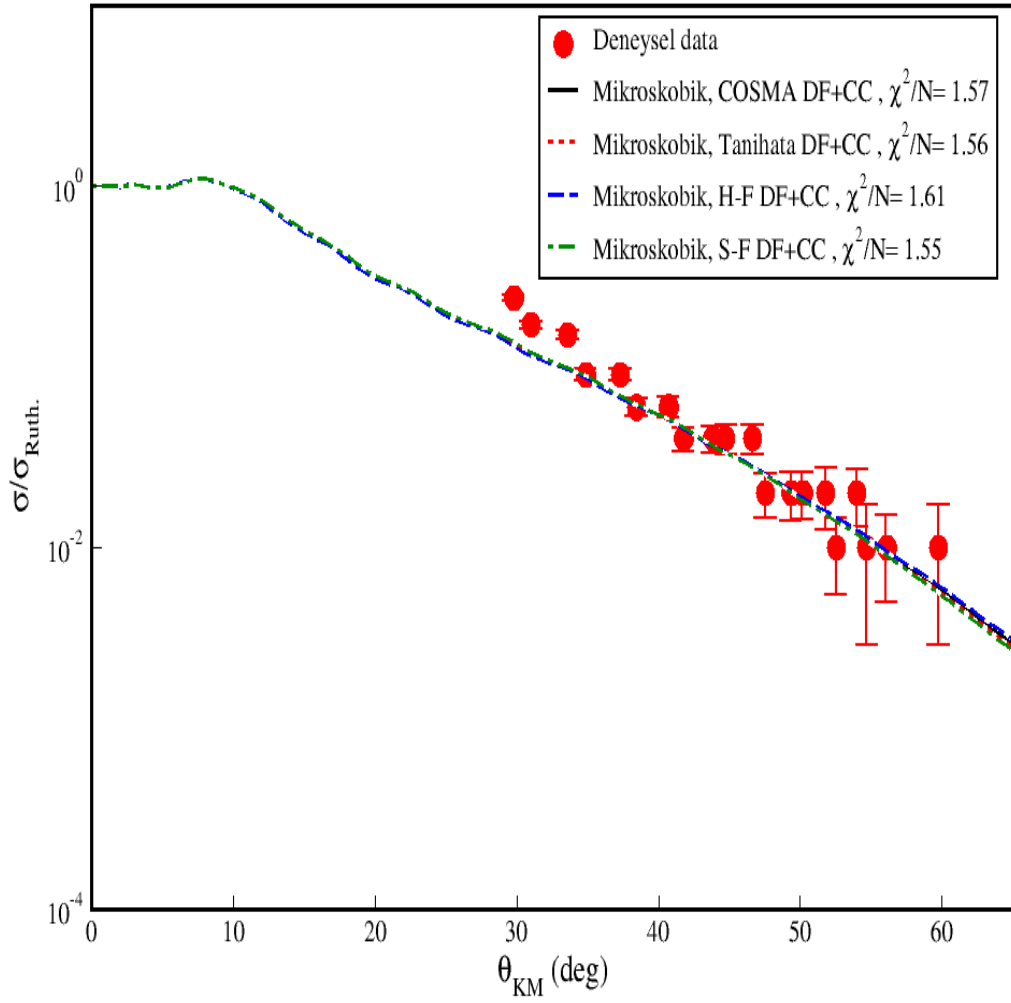
Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_{R}	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_{R} (mb)	σ_{elastik} (mb)	$\sigma_{\text{inelastik}}$ (mb)
^{65}Cu	19.9	1.0	6.47	5.57	2547.68	2327.97	219.71
	30.6	1.0	14.00	1.55	3464.27	2835.82	628.45
^{63}Cu	27.0	1.0	5.44	2.94	2765.03	2562.95	202.94
^{12}C	480.0	0.62	9.05	4.00	1145.95	1130.79	15.16
^4He	211.2	0.8	7.15	1.65	1168.37	1156.50	11.87

Çizelge 5.9. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ Saçılma sistemleri için Simetrize-Fermi (S-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak hesaplanan Mikroskobik potansiyelin CC analizlerinde kullanılması ile elde edilen bazı çıktı değerleri

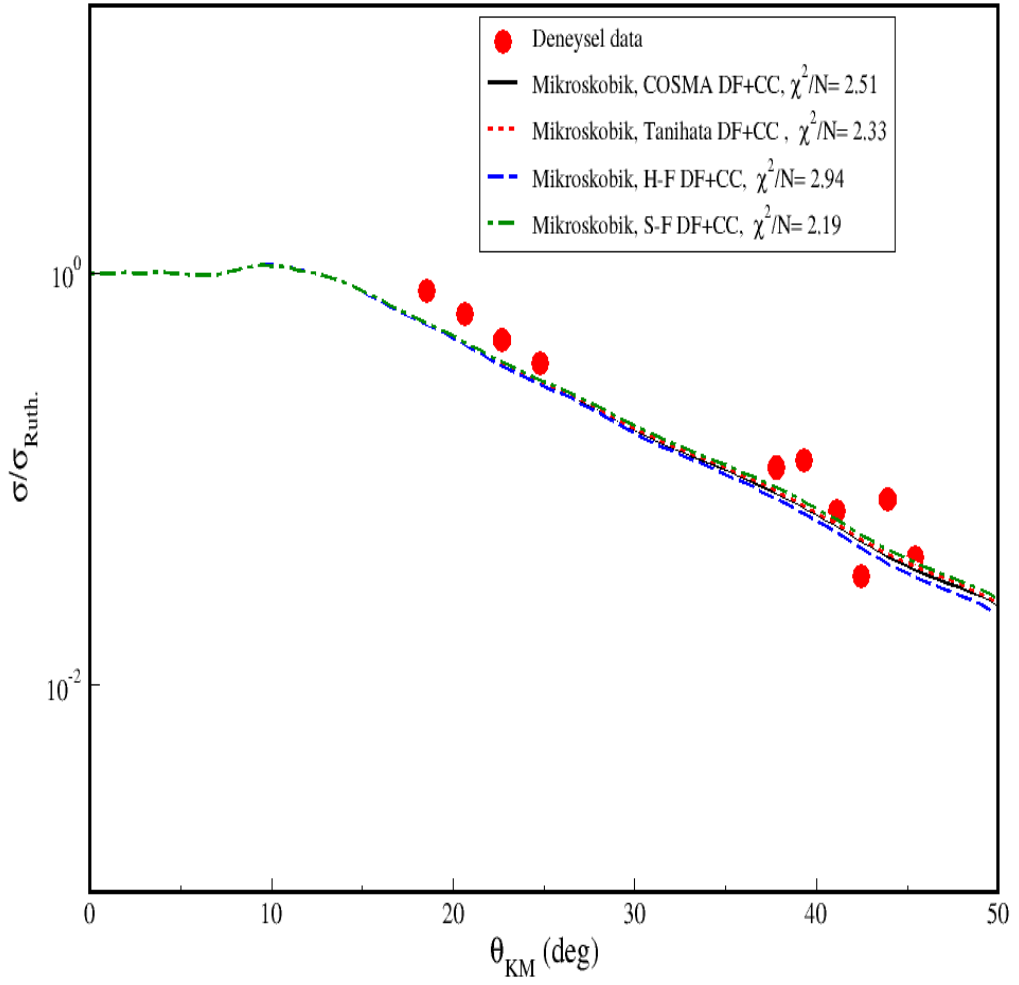
Hedef	E_{Lab} (MeV)	N_R	W_0 (MeV)	χ^2/N	σ_R (mb)	σ_{elastik} (mb)	$\sigma_{\text{inelastik}}$ (mb)
^{65}Cu	19.9	1.0	6.47	4.17	2526.54	2302.00	224.54
	30.6	1.0	14.00	1.55	3372.39	2817.00	555.39
^{63}Cu	27.0	1.0	5.44	2.19	2475.81	2540.54	206.15
^{12}C	480.0	0.62	9.07	5.00	1147.43	1134.02	13.41
^4He	211.2	0.8	6.55	1.61	1128.65	1114.33	14.32



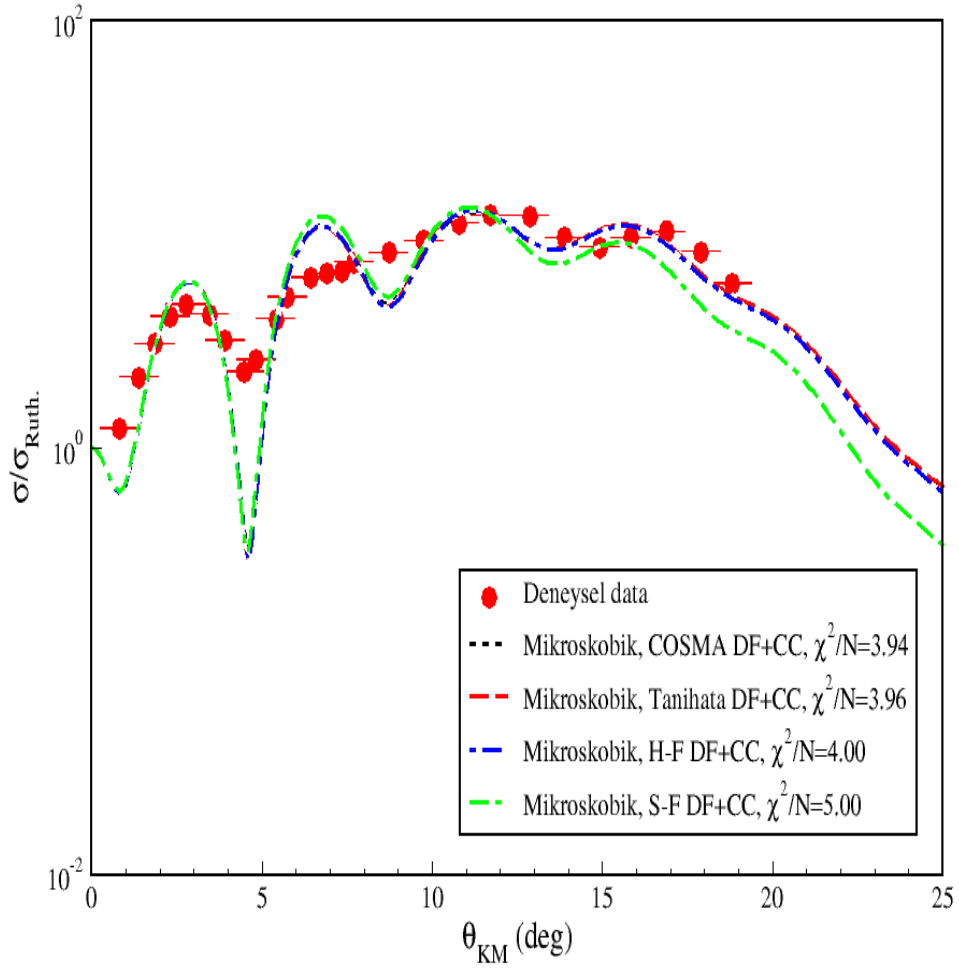
Şekil 5.14. $^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=19.9$ MeV



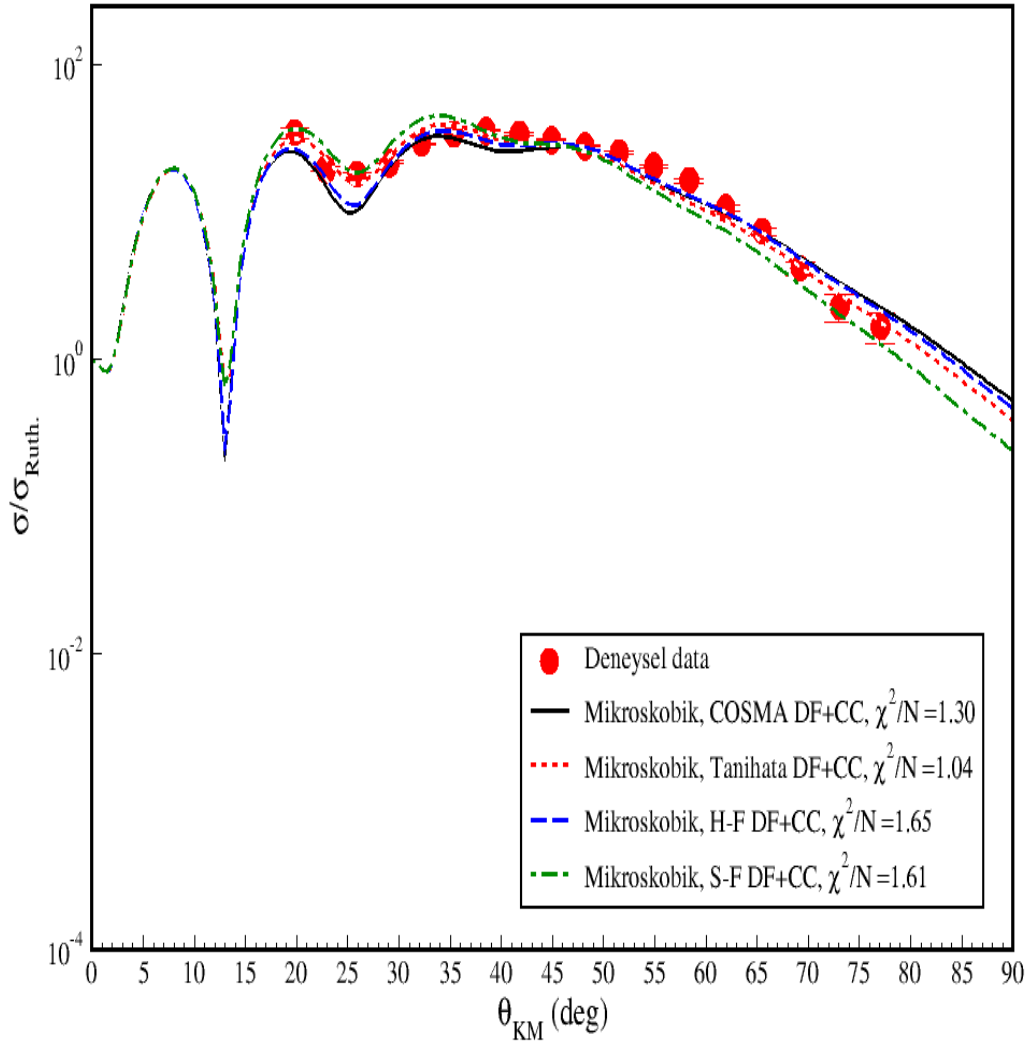
Şekil 5.15. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı, $E_{\text{Lab}} = 30.6$ MeV



Şekil 5.16. ${}^8\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=27.0$ MeV



Şekil 5.17. $^8\text{He}+^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=480.0$ MeV

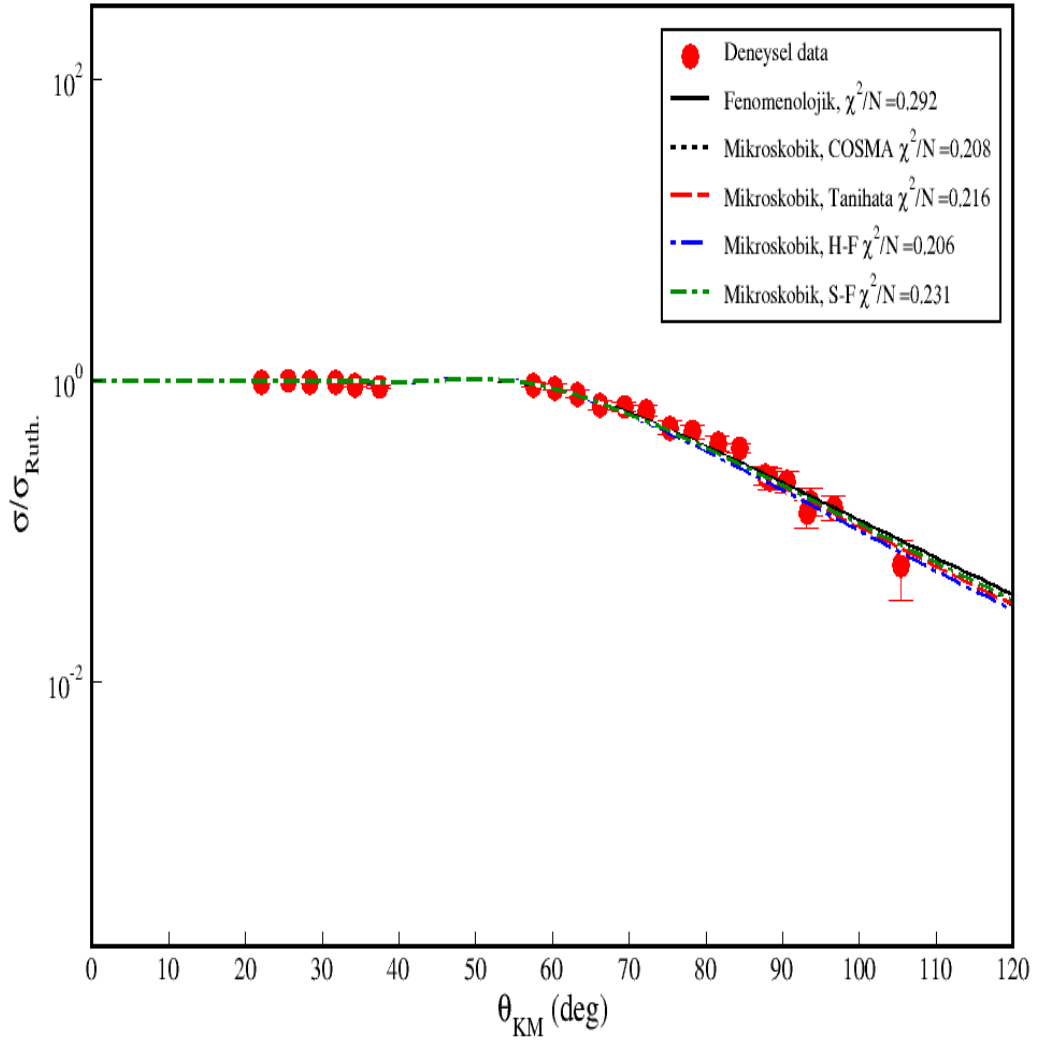


Şekil 5.18. $^8\text{He}+^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{Lab}= 211.2$ MeV

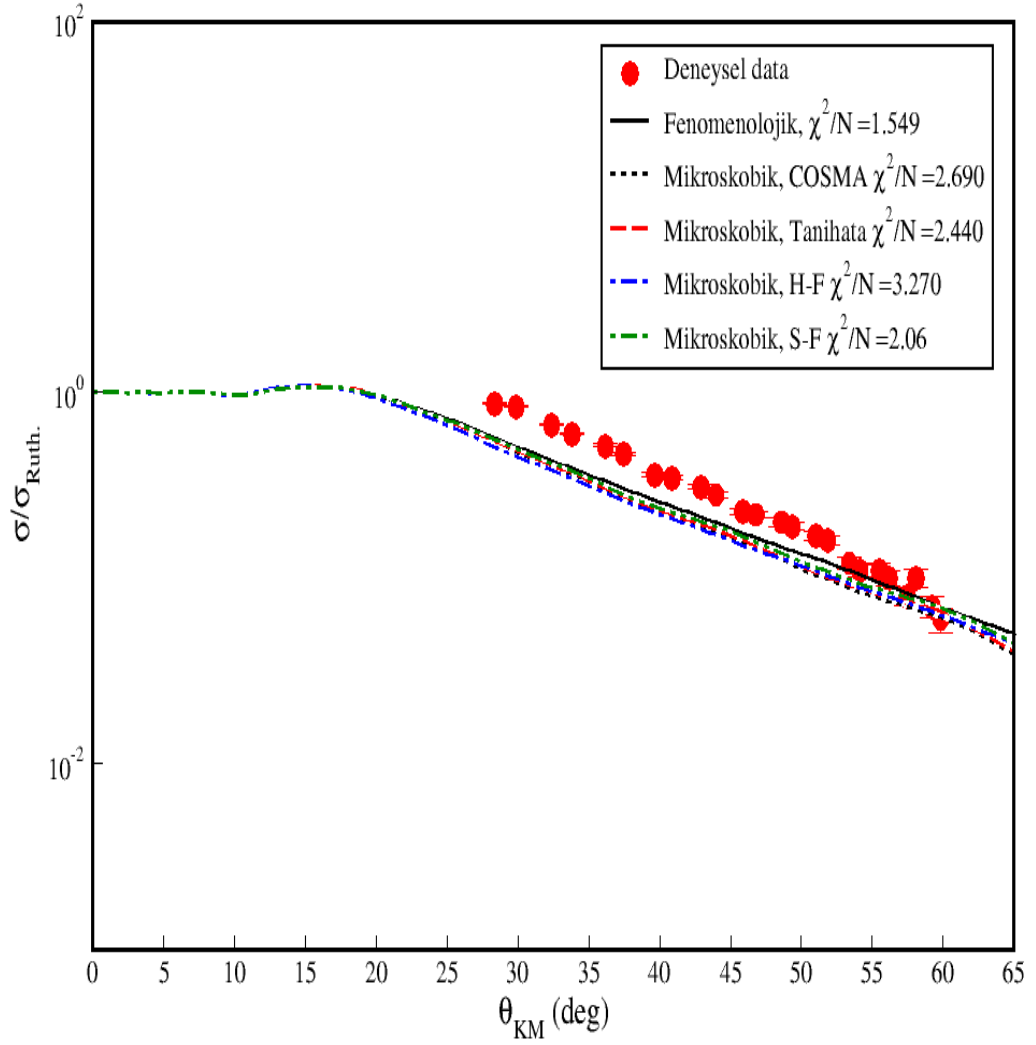
6. TARTIŞMA

Egzotik (yapay) çekirdeklerin nükleer özelliklerinin deneysel olarak incelenmesi her zaman mümkün olmamaktadır. Çünkü laboratuvar ortamında elde edilen bu çekirdeklerin içyapılarından kaynaklı sınırlamalardan, örneğin radyoaktif iyon demetlerinin şiddetleri ve enerjilerinin kontrol edilebilirliğinin zorluğundan, ötürü deneysel çalışmalarda istenilen enerji aralığı ve egzotik etkilerin nerede aranılacağı büyük önem arz etmektedir. Bu nedendir ki, özellikle mermi parçacığın gelme enerjisi ve hedef parçacığın yük durumu hedeflenen etkilerin araştırılmasında büyük öneme sahiptir. Örnek verecek olursak; kararlı ağır hedef çekirdekler ile zayıf bağlı hafif egzotik çekirdeklerin saçılma reaksiyonlarında kritik gelme enerjisinde, Coulomb potansiyeli ve nükleer potansiyelin girişimi sonucu klasik kırınım saçaklarından farklı bir yapı gözlemlenir. Gözlemlenen bu kırınım saçağı mermi parçacığının enerjisine ve hedef çekirdeğin yüküne bağlıdır. Bu nedenle gerçekleştirilecek analiz öncesinde hedeflenen tüm etkilerin tam olarak görülebileceği ve elastik saçılmanın nükleer yapının detaylarına hassas olduğu bölgenin teorik olarak araştırılması, egzotik çekirdeklerin davranışlarının anlaşılmasına katkı sağlayacaktır.

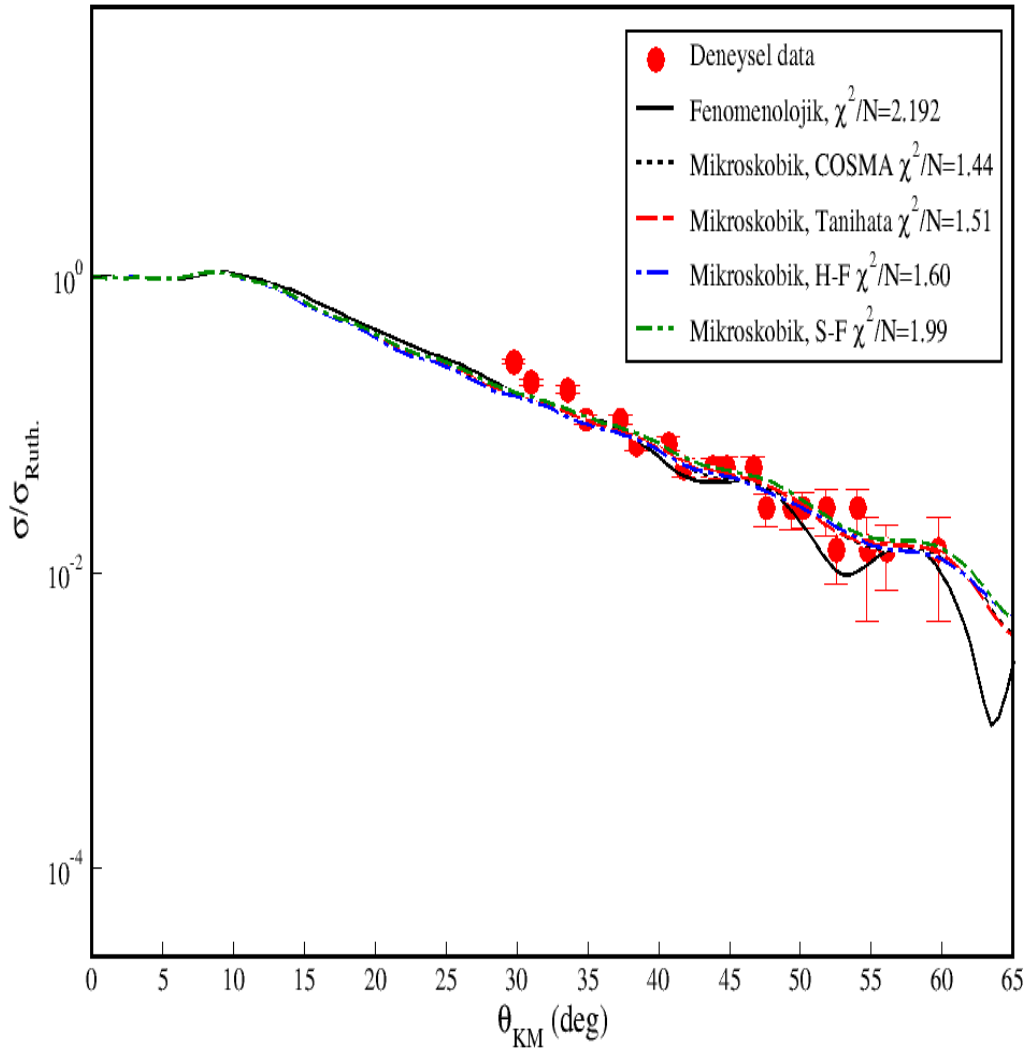
Bu tez çalışmasında ince nötron kabuk yapıya sahip ${}^8\text{He}$ nötron zengini egzotik çekirdeğinin, farklı kütleli-kararlı hedef çekirdeklerle farklı gelme enerji değerlerinde gerçekleştirilen elastik saçılma sistemlerine ait tesir kesiti açısız dağılımları OM çerçevesinde hem fenomenolojik hemde mikroskobik olarak analizi edilmiştir. Mikroskobik OM analizlerinde incelenen her bir saçılma sistemi için, ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için literatürde yer alan ve çekirdeğin yapısı için önerilen birbirinden bağımsız farklı nükleer madde yoğunluk dağılımları kullanılarak mikroskobik potansiyeller hesaplanmış ve analizler yapılmıştır. ${}^8\text{He}$ çekirdeği için literatürde daha önce kullanılan yoğunluk dağılımlarına ek olarak sırasıyla fenomenolojik Simetrize-Fermi (S-F) ve mikroskobik Hartree-Fock (H-F) temelli yoğunluk dağılımları ilk kez kullanılarak elastik saçılma açısız dağılım verilerinin analizleri yapılmıştır. Hangi yoğunluk dağılımı modelinin deneysel dataları açıklamada teoriksel açıdan daha uygun olduğunu belirlenmesi açısından oldukça önemli bir çalışmadır. Ayrıca kabuk yapısındaki $4n$ değerlik nükleonlarının 2^+ geçişinin reaksiyon tesir kesitine katkısı bariyer üzerindeki gelme enerjileri için incelenmiştir. Saçılma sistemlerinin fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılan tesir kesiti açısız dağılım analizleri Şekil 6.1- 6.6'da gösterilmiştir.



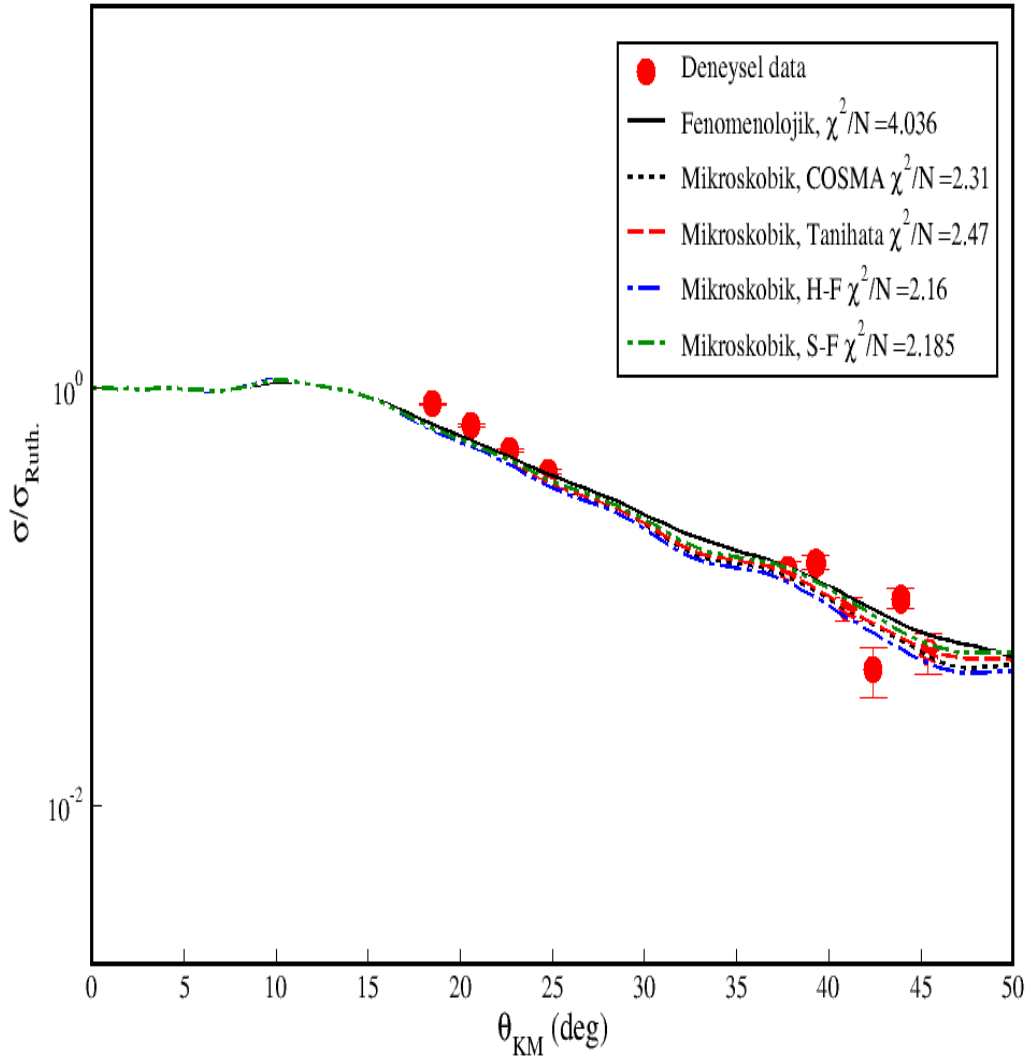
Şekil 6.1. ${}^8\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=22.0$ MeV

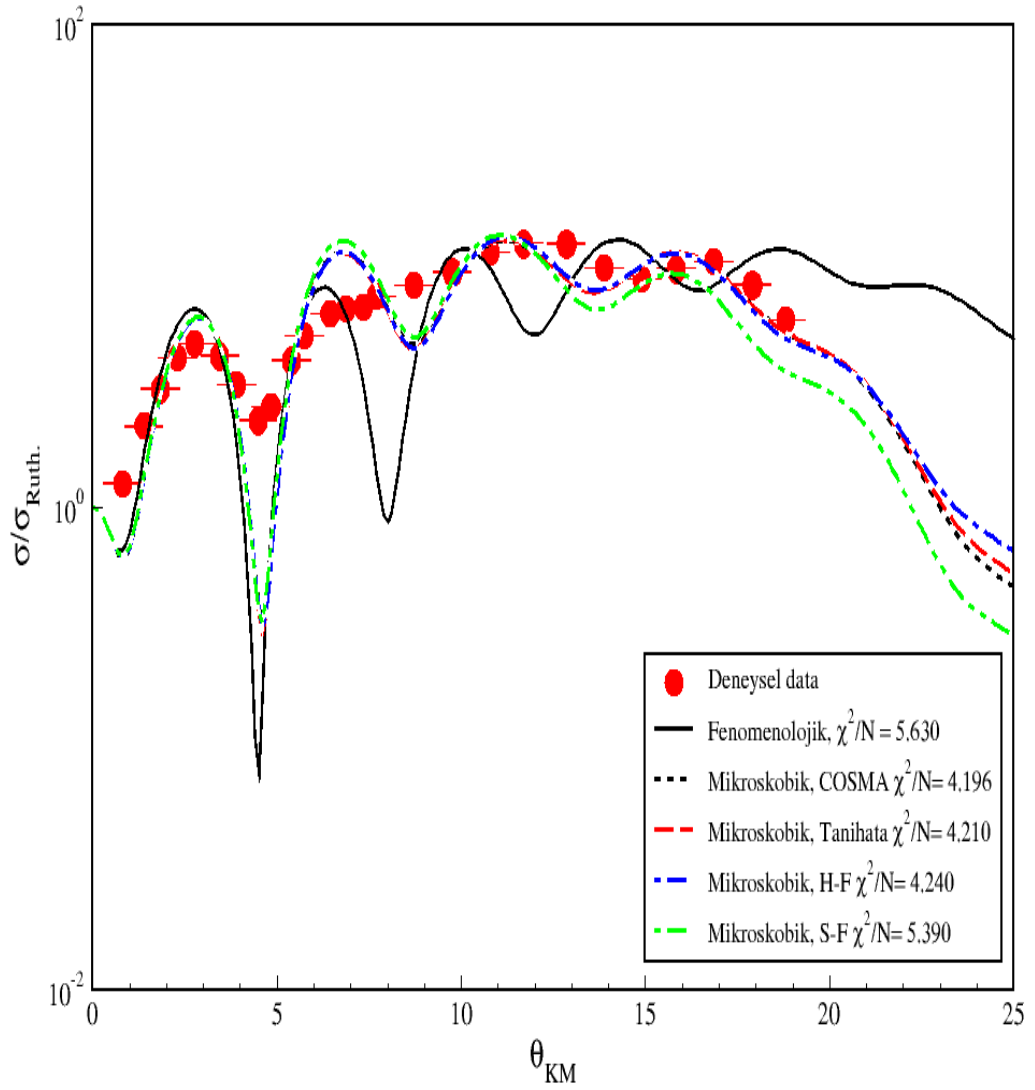


Şekil 6.2. $^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=19.9$ MeV

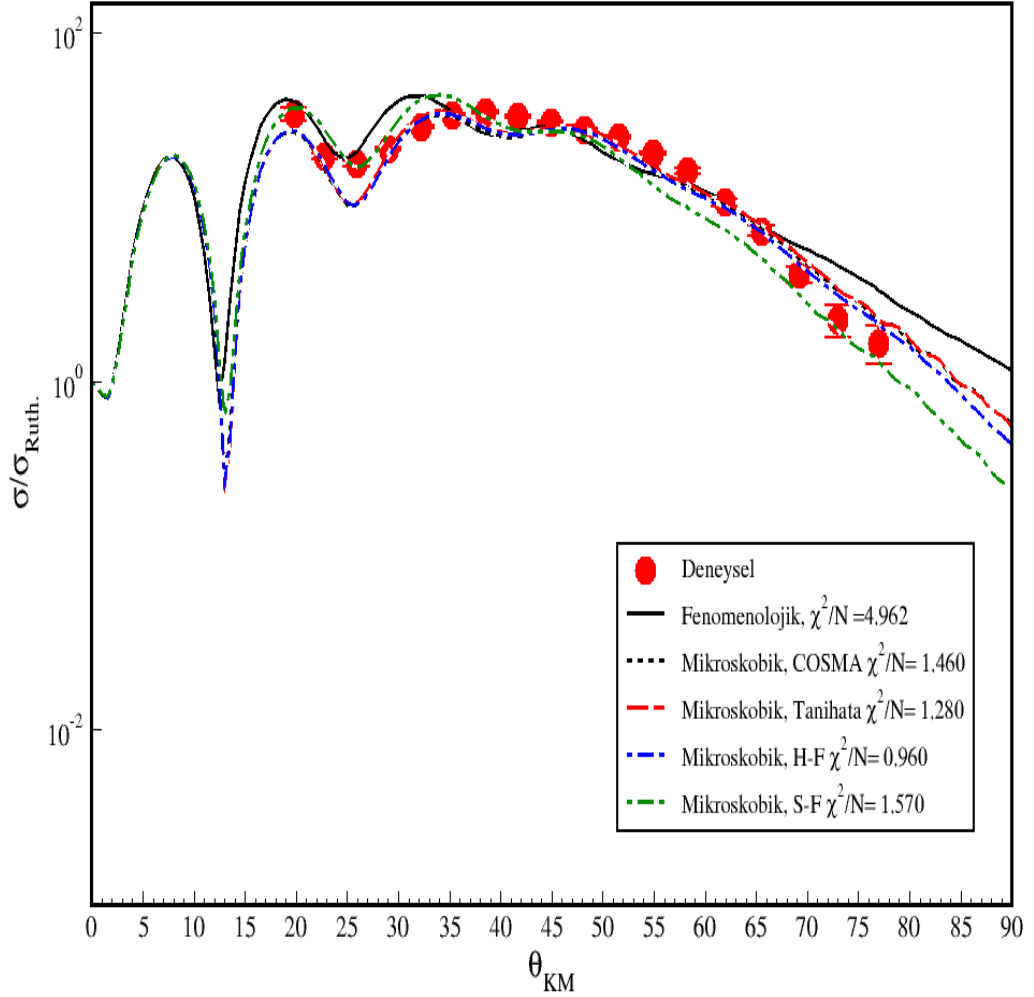


Şekil 6.3. ${}^8\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=30.6\text{ MeV}$





Şekil 6.5. ${}^8\text{He}+{}^{12}\text{C}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=480.0$ MeV



Şekil 6.6. ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$ saçılma sisteminin elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı, $E_{\text{Lab}}=211.2$ MeV

Çizelge 6.1-6.2’de ${}^8\text{He}$ çekirdeğinin hedef çekirdeklerle gerçekleştirilen saçılma sistemlerinin elastik saçılma açılma dağılımlarının analizlerinde sırasıyla fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılan analizlere ait hata analiz ve reaksiyon elastik tesir kesitlerine ait çıktılarının karşılaştırması yer almaktadır. İncelenen saçılma sistemlerinin deneysel tesir kesiti açılma dağılımlarının OM analizlerinde, mikroskobik potansiyeller kullanılarak gerçekleştirilen teorik hesaplamalarda fenomenolojik potansiyel kullanarak yapılanlara kıyasla daha düşük hata değerleri, χ^2/N , elde edildi. Çizelge 6.1’de görüldüğü üzere literatürde ilk kez ${}^8\text{He}$ egzotik çekirdeği için önerilen Hartree-Fock (H-F) yoğunluk dağılımı kullanılarak yaptığımız mikroskobik optik model analizinde elde edilen hata analiz değerlerinin diğer modellerle kıyaslandığında çoğunlukla düşük hata oranı ile deneysel dataları açıkladığı görülmektedir. Ayrıca Çizelge 6.2’de fenomenolojik potansiyeller ve yine

yoğunluk dağılımları kullanılarak gerçekleştirilen mikroskobik potansiyeller ile gerçekleştirilen analizlere ait çıktılardan elastik tesir kesiti karşılaştırmaları yer almaktadır.

Çizelge 6.1. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerinin Fenomenolojik ve Mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılan analizlerinde elde edilen hata analizlerinin karşılaştırılması

Enerji (MeV)	Sistem	Fenomenolojik	COSMA Y. D.	Tanihata Y. D.	H-F Y. D.	S-F Y. D.
22.0	$^8\text{He}+^{208}\text{Pb}$	0.292	0.208	0.216	0.206	0.231
19.9	$^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$	1.549	2.690	2.44	3.27	2.06
30.6		2.192	1.44	1.51	1.60	1.99
27.0	$^8\text{He}+^{63}\text{Cu}$	4.036	2.31	2.47	2.16	2.185
480.0	$^8\text{He}+^{12}\text{C}$	5.630	4.196	4.21	4.24	5.39
211.2	$^8\text{He}+^4\text{He}$	4.962	1.46	1.28	0.96	1.57

Çizelge 6.2. $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemlerinin Mikroskobik potansiyeller kullanılarak yapılan analiz hesaplamalarında elde edilen tesir kesiti (mb) sonuçlarının karşılaştırılması

Enerji (MeV)	Sistem	Fenomenolojik	COSMA Y. D.	Tanihata Y. D.	H-F Y. D.	S-F Y. D.
22.0	$^8\text{He}+^{208}\text{Pb}$	1535.15	1554.29	1551.19	1564.28	1546.52
19.9	$^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$	2273.51	2321.02	2313.72	2327.97	2302.00
30.6		2600.42	2831.85	2826.37	2835.82	2817.00
27.0	$^8\text{He}+^{63}\text{Cu}$	2506.65	2559.31	2552.02	2562.95	2540.54
480.0	$^8\text{He}+^{12}\text{C}$	1286.75	1129.72	1132.58	1130.79	1134.02
211.2	$^8\text{He}+^4\text{He}$	1168.35	1154.24	1151.44	1156.50	1114.33

Çizelge 6.3-6.4'de sırasıyla $^8\text{He}+\text{Hedef}$ saçılma sistemleri için, ^8He nötron zengini çekirdeğinin farklı yoğunluk dağılımları ve hedef yoğunluk dağılımları kullanılarak elde edilen DF potansiyellerinin CC Modeli'nde kullanılarak gerçekleştirilen analiz hesaplamaları sonucunda elde edilen hata analizleri ve reaksiyondaki inelastik tesir kesitlerinin karşılaştırması verilmiştir. Her iki çizelgeye de bakıldığında CC model analiz hesaplamalarında bariyer civarında hata analizlerinde ve tesir kesitlerinde beklenildiği üzere birkaç yüz milibarn (mb) artış görülmektedir. Ayrıca bariyerin çok çok üzerindeki gelme enerjilerinde, incelenen saçılma sistemleri içerisinde $^8\text{He}+^4\text{He}$ saçılma sisteminin deneysel tesir kesitlerinin açılma dağılımının analizinde elde edilen hata oranlarına bakıldığından deneysel data daha iyi açıklanmıştır. Bu da bize incelenen reaksiyon sistemleri içerisinde, $^8\text{He}+^4\text{He}$ saçılma sisteminde ^8He mermi çekirdeğinin 2^+ uyarılma durumuna çiftleniminin deneysel datayı açıklamak adına kolaylık sağlar.

Çizelge 6.3. ^8He +Hedef saçılma sistemlerinin analizinde DF potansiyellerinin CC Model’inde kullanılması sonucu elde edilen hata analizlerinin karşılaştırılması

Enerji (MeV)	Sistem	COSMA Y. D.	Tanihata Y. D.	H-F Y. D.	S-F Y. D.
19.9	$^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$	4.83	4.57	5.57	4.17
30.6		1.57	1.56	1.61	1.55
27.0	$^8\text{He}+^{63}\text{Cu}$	2.51	2.33	2.94	2.19
480.0	$^8\text{He}+^{12}\text{C}$	3.94	3.96	4.00	5.00
211.2	$^8\text{He}+^4\text{He}$	1.30	1.04	0.90	1.65

Çizelge 6.4. ^8He +Hedef saçılma sistemlerinin analizinde DF potansiyellerinin CC Model’inde kullanılması sonucu elde edilen inelastik tesir kesitlerinin (mb) karşılaştırılması

Enerji (MeV)	Sistem	COSMA Y. D.	Tanihata Y. D.	H-F Y. D.	S-F Y. D.
19.9	$^8\text{He}+^{65}\text{Cu}$	219.62	221.50	219.71	224.54
30.6		580.50	566.99	628.45	555.39
27.0	$^8\text{He}+^{63}\text{Cu}$	201.61	203.03	202.94	206.15
480.0	$^8\text{He}+^{12}\text{C}$	13.43	13.44	15.16	13.41
211.2	$^8\text{He}+^4\text{He}$	24.47	0.89	11.87	14.32

7. SONUÇ

Elde edilen sonuçlar ^8He nötron zengini halo çekirdeğine özgü olup, bu çekirdek için yapılacak yeni deneysel çalışmalar için öneride bulunabilecek niteliktedir. ^6He nötron halosuna kıyasla yapısında ekstra 2-nötron barındıran ^8He çekirdeğinin farklı kütleli hedef çekirdeklerle oluşturulan elastik saçılma sistemlerinin tesir kesiti açısız dağılım dataları büyük soğrulma yarıçap değeri için daha iyi fit edildiği görülmüştür. Yalnız bariyerin çok üzerindeki gelme enerjisi değerinde gerçekleştirilen $^8\text{He}+^{12}\text{C}$ elastik saçılma tesir kesiti açısız dağılım datasının analizinde büyük soğrulma yarıçap değerinin, $r_w=1.56$ fm, için sanal derinlik potansiyelin form faktörü diğer saçılma sistemlerinden farklı olarak WS^2 alınmıştır ve küçük hata değeri için deneysel datayı daha iyi açıkladığı görülmüştür. Ayrıca tez çalışmasında literatürde ilk kez fenomenolojik olarak önerilen S-F yoğunluk dağılımı ve mikroskobik etkileşim temelli H-F yoğunluk dağılımı kullanılarak elde edilen DF potansiyelleri ile bariyer civarında deneysel datalar küçük hata değeri ile açıklanmıştır. Ancak bariyer üzerindeki gelme enerjilerinde H-F yoğunluk dağılımı, fenomenolojik S-F yoğunluk dağılımına kıyasla daha deneysel dataları daha iyi açıklamıştır. Bu da bize deneysel dataları açıklamak adına çekirdek yapılarında tüm nükleon-nükleon etkileşimleri dikkate alan yoğunluk dağılımlarının deneysel datalarını açıklamak adına ne denli önemli olduğunu göstermektedir. Tez çalışmasında özetle; ^8He nötron zengini çekirdeğinin sırasıyla fenomenolojik ve mikroskobik yoğunluk dağılımları karşılaştırıldığında mikroskobik nükleon-nükleon etkileşim temelli dağılımların çekirdek yapıları hakkında daha detaylı bilgi verdiği görülmektedir. Bölüm 4'te kısaca bilgi verdiğimiz hacim integralleri deneysel veriyi yorumlamakta nükleer potansiyelden daha kullanışlıdır. Çünkü saçılma durumlarının nükleer potansiyelin şekline çok aşırı hassas olduğu durumlarda farklı parametreler için hacim integralleri aynı olabilir (Kobayashi 1988). Coulomb bariyeri civarındaki hacim integrallerinin enerjiye bağımlılığı ise eşik anormalliği davranışı ile kendini göstermektedir. Fakat bu eşik anormalliği davranışı tez çalışmasında, ^8He nötron zengini egzotik çekirdeğinin farklı kütleli hedef çekirdekler ile gerçekleştirilen saçılma sistemlerine ait deneysel tesir kesiti açısız dağılım verileri için bariyer civarında 1 ya da 2 gelme enerji değeri sınırlamasından dolayı, eşik anormalliği (Threshold Anomaly, TA) davranışını incelemek mümkün olmamıştır. Bu nedenle incelenen sistemlerin TA davranışını incelemek adına bariyer civarında yeni deneyler gerçekleştirilmesi veya önerilmesi yerinde olacaktır. Bununla birlikte ^8He çekirdeği için farklı 2-cisim ($^4\text{He}+^4\text{n}$) ya da 3-cisim (^8He çekirdeğini double-barromean üç cisim yapısında göz önünde bulundurarak) zayıf bağlı çekirdeklerin Parçalanma-Eşik Anormalliği (Breakup Threshold Anomaly, BTA) ve transfer davranışlarının araştırılması adına faydalı bilgiler sağlayacaktır. Ayrıca gerçekleştirilen CC analizlerinde, incelenen sistemlerin bariyer üzerindeki enerjilerdeki davranışına baktığımızda, bariyer civarındaki gelme enerji değerleri için enerji artışına bağlı olarak inelastik tesir kesitlerinin arttığı gözlenmiştir. Ancak bariyerin çok çok üzerindeki enerjilerde bu artışın çok fazla artış göstermediği görülmüştür.

8. KAYNAKLAR

- TANIHATA, I. et all 1985. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. *Physical Review Letter*, 55 (24): 2676-2679.
- TANIHATA, I. et all 1988. Measurement of interaction cross sections using isotope beams of Be and B and isospin dependence of the nuclear radii. *Phys. Lett. B*, 206: 592.
- TANIHATA, I. 1995. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. *Physics Letter B*, 160 (6): 380-384.
- TANIHATA, I. et all 1992. Revelation of thick neutron skins in nuclei. *Phys. Lett. B*, 289: 261-266.
- HANSEN, P.G. and JONSON, B. 1987. Break-up of neutron-halo nuclei by diffraction dissociation and shakeoff. *Europhysics Letter B*, 160: 409-414.
- KOBAYASHI, T., YAMAKAWA, O., OMATA, K., SUGIMOTO, K., SHIMODA, T., TAKAHASHI, N., TANIHATA, I. 1988. Projectile Fragmentation of the Extremely Neutron-Rich Nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon. *Physical Review Letter*, 60 (25): 2599-2602.
- ANNE, R. et all 1990. Observation of forward neutrons from the break-up of the ^{11}Li neutron halo. *Physics Letter B*, 250 (1-2): 19-23.
- Al-Khalili, J. 2004. An Introduction to the Halo Nuclei. *Lect. Notes Phys.* 651: 77112.
- CHOU, W. T., WARBURTON, E.K., BROWN, B.A. 1993. Gamow-Teller beta decay rates for A=18 nuclei. *Physical Review C*, 47(1): 163-177.
- SERT, Y. 2012. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ REAKSİYONUNUN 2- VE 3-CİSİM YAKLAŞIMLARI KULLANILARAK İNCELENMESİ. Doktora Tezi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.
- LEMASON, A. et all. 2010. Reactions with the Double-Borromean nucleus ^8He . *Phys. Rev. C*, 82: 044617.
- ZHUKOV, M.V. , KORSHENINNIKOV, A.A. and SMEDBERG, M.H. 1994. *Phys. Rev. C*, 50: R1.
- JONSON, B. 1994. Halo Nuclei. *Nuclear Physics A*, 574(1-2): 151-166.
- NUNES, F.M., THOMPSON, I.J., JOGNSON, R.C. 1996. Core excitation in one neutron halo system. *Nuclear Physics A*, 596 (2): 171-186.
- TANIHATA, I. 1996. Neutron halo nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 22 (2): 157- 198.

- BORGE, M.J.G., CRONBERG,H., CRONQVIST, M. ve ark. 1988. Beta-Delayed Proton and Alpha Emission in The Decay of ^{17}Ne . *Nuclear Physics A*, 490 (2): 287-306.
- TOWNER, I. S. , HARDY, J. C. 1972. First- forbidden Non- unique - Transitions and Mirror Comparisons in Light Nuclei. *Nuclear Physics A*, 179(2): 489- 503.
- THORN, C.E., LEVINE, M.J., KOLATA, J.J., FLAUM, C., BOND, P.D., SENS, J.C. 1977. Effect of Inelastic Excitation on Elastic Scattering of Heavy Ions. *Physical Review Letter*, 38 (8): 384-386.
- GLENDENNING, N. K. 1983. Direct Nuclear Reactions. Academic Press, New York.
- LOVE, W. G., TERESAWA, T., SATCHLER, G. R. 1977. A dynamic polarization potential for heavy-ion scattering. *Nuclear Physics A*, 291(1): 183-205.
- KEELEY, N., COOK, J.M., KEMPER, K.W., ROEDER, B.T., WEINTRAUB, W.D., MARECHAL, F. , RUSEK, K. 2003. Effect of E1 excitations to the continuum: ^6He and $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$ compared. *Physical Review C*, 68 (5): 054601-054608.
- CHATTERJEE, R., SHYAM, R. 2002. Coulomb-nuclear interference in the breakup of ^{11}Be . *Physical Review C*, 66 (6): 061601-061606.
- SHYAM, R., BANERJEE, P., BAUR,G. 1992. Coulomb dissociation of ^{11}Li and ^{11}Be in a direct fragmentation model. *Nuclear Physics A*, 540 (1-2): 341-352.
- SATCHLER, G.R. 1983. Introduction to Nuclear Reactions. Oxford University Press, Oxford.
- FRAHN, W.E. 1982. Effects of averaging on energy dependence of backward-angle heavy-ion cross sections: Calculations of "de-averaged" excitation functions. *Physical Review C*, 25 (5): 2862-2864.
- KUCUK, Y. 2009. ^6He Çekirdek Reaksiyonlarının Çiftlenmiş Kanallar Modeli ile İncelenmesi: COULOMB Parçalanma Çiftleniminin Rolü. Doktora Tezi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.
- EXFOR, 2011. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) Database Version of November 02. [Son erişim tarihi: 17.03.2016]
- MARQUIEZ-DURAN et all 2012. Scattering of ^8He on ^{208}Pb at Energies around the Coulomb Barrier. *Acta Physica Polonica B*, 43: 2.
- NAVİN, A. et all 2004. Direct and compound reactions induced by unstable helium beams near the Coulomb barrier. *Phys. Rev. C*, 70: 044601.
- TOSTEVIN, J.A. et all 1997. Elastic ve quasielastic scattering f ^8He from ^{12}C . *Phys. Rev. C*, 56: R2929.

- WOLSKI, R. et al 2002. Interaction of Nuclei with α particles and protons at a beam energy of 26 MeV/n. *Nucl. Phys. A*, 701: 29c-34c.
- WOLSKI, R. et al 2003. Elastic Scattering of ^8He on ^4He and $4n$ system. *Nuc. Phys. A*, 722: 55c-60c.
- SKYRME, T.H.R. 1956. CVII. The Nuclear Surface, *Phil. Mag.*, 1: 1043.
- SKYRME, T.H.R. 1958-1959. The effective nuclear potential, *Nuc. Phys.*, 9: 615-634.
- VAUTHERIN, D. and BRINK, D.M. 1972. Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei, *Phys. Rev. C*, 5: 626-647.
- TEL, E. et al 2008. Calculation of radii and Density of ^{7-19}B Isotopes Using Effective Skyrme Force. *Commun. Theor. Phys.*, 49: 696-702.
- SMEDBERG, M.H. et al 1999. New results on the halo structure of ^8B . *Phys. Lett. B*, 452 (1-2):1-7.
- PENIONSZHKEVICH, Y. 1997. Reactions induced by beams of neutron and proton halo nuclei. *Nuclear Physics A*, 616 (1-2): 247-253.
- CORTINA-GIL D. et al 2003. Nuclear and Coulomb breakup of ^8B . *Nuclear Physics A*, 720 (1-2): 3-19.
- AGUILERA, E.F. et al 2008. Elastic scattering of a proton-halo nucleus: $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$. *Revista Mexicana de Fisica*, S54 (3): 1-4.
- NuDAT 2.6, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reColor.jsp?newColor=s2n>. [Son erişim tarihi: 17.03.2016]
- BOHLEN, H.G. et al 1999. Spectroscopy of Exotic Nuclei with Multi-Nucleon Transfer Reactions, *Prog. in Part. And Nuc. Phys.*, 42: 17-26.
- KEELEY, N. et al 2007. Probing the ^8He ground state via the $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$ reaction. *Phys. Lett. B*, 646: 222-226.
- LOU, J.L. et al 2013. Study on the ^8He ground state via $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ and $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$ reaction at 82,3 MeV/nucleon, 11th Int. Conf. On Nucleus-Nucleus Collisions. *Journal of Phys. :Conference Series*, 420: 012076.
- CAO, Z.X. et al 2012. Recoil proton tagged knockout reaction for ^8He . *Phys. Lett. B*, 707: 46-51.
- AKSYUTINA, Y. et al 2009. Properties of the ^7He ground state from ^8He neutron knockout. *Phys. Lett. B*, 679: 191-196.
- TER-AKOPIAN, G. M. et al 2004. Radiative ion beam research made in Dubna. *Nuc. Phys. A*, 734: 295-302.

- SKAZA, F. et al 2005. Important pickup coupling effect on $^8\text{He}(p,p)$ elastic scattering. *Phys. Lett. B*, 619: 82-87.
- SKAZA, F. et al 2007. Low-Lying states and structure of the exotic ^8He via direct reactions on proton. *Nucl. Phys. A*, 788: 260-265.
- MEISTER, M. et al 2002. ^8He - ^6He : a comparative study of electromagnetic fragmentation reactions. *Nuc. Phys. A*, 700: 3-16.
- CAURIER, E. and Navratil, P. 2006. Proton radii of $^{4,6,8}\text{He}$ isotopes from high-precision nucleon-nucleon interactions. *Phys. Rev. C*, 73: 021302(R).
- WEPPNER, S.P. et al 2000. Sensitivities of the Proton-Nucleus Elastic Scattering Observables of ^6He and ^8He at Intermediate Energies. *Phys. Rev. C*, 61: 044601.
- GONCHAROV, S.A. and KORSHENINNIKOV, A.A. 1995. Theoretical Analysis of the Elastic and Inelastic Scattering $^8\text{He}+p$ at $E=72$ MeV/u. *Europhys. Lett.*, 30(1): 13-18.
- GUPTA, D. and Smatha, C. 2001. Inelastic scattering of protons from $^6,8\text{He}$ and $^{7,11}\text{Li}$ in a Folding model approach. *arXiv: nucl-th/0108001v1*.
- AVRIGEANU, M. ve ark. 2002. Elastic Scattering as a Test of Density Distributions in ^6He and ^8He . *Int. Journ. Of Mod. Phys. E*, 11: 249-264.
- CRESPO, R. and Moro, A. M. 2007. Polarization observables in the elastic scattering of protons from $^{4,6,8}\text{He}$. *Phys. Rev. C*, 76: 054607.
- KANADA-EN'YO, Y. 2007. Dineutron structure in ^8He . *Phys. Rev. C*, 76: 044323.
- HAGINO, K. et al 2008. Strong dineutron correlation in ^8He and ^{18}C . *Phys. Rev. C*, 77: 054317.
- CHULKOV, L.V. Et al 1995. Proton Scattering by ^8He and neutron halo effects. *Nuc. Phys. A*, 587: 291-300.
- MYERS, W.D. et al 1983. An update on the droplet-model charge distributions. *Nuc. Phys. A*, 410: 61.
- SORENSEN, J.H., and WINTHER, A. 1992. The absorptive potential for heavy-ion collisions at Intermediate and low energy. *Nuc. Phys. A*, 550: 329-364.
- MUELLER, P. et al 2016, Nuclear Charge Radius of ^6He and ^8He , https://www.phy.anl.gov/mep/atta/research/helium6_8.html. [Son erişim tarihi: 17.03.2016]
- SUZUKI, Y. et al 2000, Structure and Reactions of Light Exotic Nuclei. Taylor&Francis, London and New York, 398 p.

- SUZUKI, Y. and Ikeda, K. 1988. Cluster-orbital Shell model and its application to the He isotopes. *Phys. Rev. C*, 38: 410.
- KOBAYASHI, T. et al 1988. Projectile Fragmentation of the Extremely Neutron-Rich Nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 60: 2599.
- KOBAYASHI, T. 1992. Projectile fragmentation of exotic nuclear beams. *Nuclear Physics A*, 538 (2-9): 343-352.
- VARGA, K. et al 1994. Microscopic multicluster description of the neutron-rich helium isotopes. *Phys. Rev.*, 50:189.
- W. VON OERTZEN et al 1995. Nuclear Structure Studies of Very Neutron-Rich Isotopes of ^{7-10}He , ^{9-11}Li and $^{12-14}\text{Be}$ via Two-Body Reactions. *Nuc. Phys. A*, 588: 129c-134c.
- KORSHENINNIKOV, A.A. et al 1997. Elastic and inelastic scattering of exotic nuclei. *Nuc. Phys. A*, 616: 189c-200c.
- KORSHENINNIKOV, A.A. et al 1997. Scattering of radioactive ^6He and ^3H by protons: Effects of neutron skin and halo in ^6He , ^8He , and ^{11}Li . *Nuc. Phys. A*, 617: 45-56.
- KORSHENINNIKOV, A.A. et al 1996. Spectroscopy of the halo nucleus ^{11}Li by an experimental study of $^{11}\text{Li}+p$ collisions. *Phys. Rev. C*, 53: R537.
- WURZER, J. and HOFMANN, H.M. 1997. Structure of the Helium isotopes ^4He - ^8He . *Phys. Rev. C*, 55: 688.
- NAVRATIL, P. and BARRETT, B.R. 1998. Large-basis Shell-model calculations for p-shell nuclei. *Phys. Rev. C*, 57: 3119.
- EGELHOF, P. 2001. Nuclear matter Distributions of Neutron-Rich Halo Nuclei from Intermediate Energy Elastic Proton Scattering in Inverse Kinematics. *Prog. In Par. And Nuc. Phys.*, 46: 307-316.
- EGELHOF, P. 2003. Probing the halo structure of exotic nuclei by direct reactions with radioactive beams. *Nuc. Phys. A*, 722: 254c-260c.
- ALKHAZOV, G.D. et al 2002. Nuclear matter distributions in the ^6He and ^8He nuclei from differential cross sections for small-angle proton elastic scattering at intermediate energy. *Nuc. Phys. A*, 712: 269-299.
- KHOA, D.T. et al 1996. Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials. *Phys. Rev. C*, 56: 954.
- LUKYANOV, V.K. et al 2003. Testing $^{6,8}\text{He}$ density distributions by calculations of total reaction cross-sections of $^{6,8}\text{He}+^{28}\text{Si}$. *arXiv: nucl-th/0311040v1*.

- LUKYANOV, V.K. et all 2009. Calculations of $^8\text{He}+p$ elastic cross sections using a microscopic optical potential. *Phys. Rev. C*, 80: 0244609.
- WEISSKOPF, V.F. 1970. Three steps in the Structure of Matter. *Physics Today*, 23, (8): 1-17.
- HODGSON, P.E. 1971. Nuclear Reactions and Nuclear Structure. Clarendon Pres.
- BURCHAM, W.E. 1973. Nuclear Physics an Introduction.
- BRASDEN, B.H. and Joachain, C.J. 2000. Introduction to Quantum Mechanics. Chapter 10.
- SATCHLER, G.R. 1983. Direct Nuclear Reactions. Oxford University Press, Oxford.
- KARAKOC, M. 2005. Folding Potansiyelin Elde Edilmesi ve $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ Reaksiyonuna Uygulanması. Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bil. Enstitüsü, Kayseri.
- SATCHLER, G.R. 1991. Heavy-Ion Scattering and Reactions Near The Coulomb Barrier and Thershold Anomalies. *Physics Report*, 199 (3): 147-190.
- CARLSON, B.V. 2000. Optical Model Calculations with The Code ECIS 95.
- MCLNTYRE, J.A. et all 1960. Analysis of Alpha-Particle Elastic Scattering Experiments. *Physical Review*, 117 (5): 1337-1338.
- THOMPSON, I.J. 1997. FRESCO, A Coupled-Channels Code, England.
- SATCHLER, G.R. 1983. Direct Nuclear Reaction, Oxford University Press, New York.
- BAYRAK, O. 2004. Hafif Ağır İyon Reaksiyonlarının Yeni Bir Potansiyel yaklaşımı ile incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.
- LOVE, W.G. 1978. Double-Folding model potential for anomalous large-angle $^4\text{He} + ^{40}\text{Ca}$ scattering. *Physical Review C*, 17 (5):1876-1878.
- GOLDBERG, D.A. 1975. Improved six-parameter alpha-nucleus optical potentials. *Physical Letter B*, 55 (1): 59-62.
- WIELAND, R.M. et all 1976. Analysis of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Scattering and the Depth of the Real Potential. *Physical Review Letter*, 37(22): 1458-1461.
- MICHEL, F. and VANDERPOORTEN, R. 1977. Optical model description of anomalous elastic andinelastic alpha ^{40}Ca scattering between 20 and 50 MeV. *Physical Review C*, 16 (1): 142-152.
- AUSTIN, S.M. and CRAWLEY, G.M. 1972. The two-body force in nuclei, Plenum Press, New York.

- REICHSTEIN, I. and Tang, Y.C. 1969. Further study of α + α scattering. *Nuclear Physics A*, 139 (1):144-148.
- BROWN, G.E. 1967. Unified theory of nuclear models and forces. North-Holland, Amsterdam.
- JEUKENNE, J.P. 1976. Many-body theory of nuclear matter. *Physics Report*, 25 (2): 83-174.
- REID, R. 1968. Local Phenomenological nucleon-nucleon potentials. *Annals of Physics*, 50 (3): 411-448.
- GILS, H.J. 1980. Nuclear sizes of $^{40, 42, 44, 48}\text{Ca}$ from elastic scattering of 104 MeV alpha particles. II. Nuclear density distributions. *Physical Review C*, 21 (4): 1245-1251.
- BARRET, R.C. and Jackson, D.F. 1977. Nuclear sizes and structure, Clarendon Pres, Oxford.
- MATHEMATICA. <https://www.wolfram.com/mathematica/>. [Son erişim tarihi: 17.03.2016]
- SANCHEZ-BENITEZ, A.M. et al 2005. Scattering of ^6He at energies around the Coulomb barrier. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 32: S1953-S1958.
- ZHUKOV, M.V. et al 1993. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li . *Physics Report*, 231 (4): 151-199.
- SANCHEZ-BENITEZ, A.M. 2008. Study of the elastic Scattering of ^6He on ^{208}Pb at energies around the Coulomb barrier, *Nucl. Phys. A*, 803: 30-45.
- KAKUEE, O.R. et al 2003. Elastic scattering of the halo nucleus ^6He from ^{208}Pb above the Coulomb barrier. *Nucl. Phys. A*, 728: 339-349.
- KAKUEE, O.R. et al 2006. Long range absorption in the scattering of ^6He on ^{208}Pb and ^{197}Au at 27 MeV. *Nucl. Phys. A*, 765: 294-306.
- ACOSTA, L. ve ark. 2011. Elastic scattering and α -particle production in $^6\text{He}+^{208}\text{Pb}$ collisions at 22 MeV. *Phys. Rev.*, 84: 044604.
- KUCUK, Y. et al 2009. *Phys. Rev. C*, 80: 054602.
- RIPL-2. 2009. Nuclear Matter Densities, IAEA, <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- AYGUN, M. et al 2010. *Nucl. Phys. A*, 848: 245-259.
- KARAKOC, M. and Boztosun, I. 2006. *arXiv: nucl-th/0603010v1*.
- COOK, J. 1982. DF POT- A Program for the calculation of Double Folded Potentials. *Computer Physics Communication*, (25): 125-139.

TILLEY, D.R. et al. 2004, Energy Levels of Light Nuclei A=8.
http://www.tunl.duke.edu/nucldata/ourpubs/08_2004.pdf. [Son erişim tarihi:
17.03.2016]



EKLER

Ek 1: COSMA Yoğunluk Dağılımının Mathematica Ekran Çıktısı

```
(* !!!COSMA for 8-He density Distribution M. V. Zhukov, et al.,Nucl. Phys. Rev. C,50(1994),1.*)
```

$$a = \frac{1.69}{\sqrt{3}}; (*fm*)$$

$$b = 1.99; (*fm*)$$

$$\rho_c[r_] := \left(\frac{1}{\text{Pi}}\right) * \left(\sqrt{\frac{2}{\text{Pi}}}\right) * \left(\frac{1}{a^3}\right) * \text{Exp}\left[-\left(\frac{r^2}{2 * (a^2)}\right)\right];$$

$$\rho_v[r_] := \left(\frac{8}{3 * \text{Pi} * \sqrt{\text{Pi}}}\right) * \left(\frac{r^2}{b^5}\right) * \text{Exp}\left[-\left(\frac{r^2}{b^2}\right)\right];$$

$$\rho_m[r_] := \rho_c[r] + \rho_v[r];$$

$$AMatter = 4 * \text{Pi} * \int_0^{18} \rho_m[r] * (r^2) \, dr // N$$

$$ACore = 4 * \text{Pi} * \int_0^{18} \rho_c[r] * (r^2) \, dr // N$$

$$AValence = 4 * \text{Pi} * \int_0^{18} \rho_v[r] * (r^2) \, dr // N$$

$$rms_matter = \text{Sqrt}\left[\frac{\int_0^{18} \rho_m[r] * (r^4) \, dr}{\int_0^{18} \rho_m[r] * (r^2) \, dr}\right]$$

$$rms_core = \text{Sqrt}\left[\frac{\int_0^{18} \rho_c[r] * (r^4) \, dr}{\int_0^{18} \rho_c[r] * (r^2) \, dr}\right]$$

$$rms_valence = \text{Sqrt}\left[\frac{\int_0^{18} \rho_v[r] * (r^4) \, dr}{\int_0^{18} \rho_v[r] * (r^2) \, dr}\right]$$

```
Plot[{rho_m[r], rho_c[r], rho_v[r]}, {r, 0, 18}, Axes -> True, AxesLabel -> {r, rho[r]}, PlotRange -> All, PlotStyle -> {Red, Green, Blue}]
```

```
(Densitydat = Table[{r, rho_m[r], rho_c[r], rho_v[r]}, {r, 0, 18, 0.1}]) // TraditionalForm;
```

```
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "Density.txt"], Densitydat, "Table"]
```

```
Plot[rho_m[r], {r, 0, 10}, Axes -> True, AxesLabel -> {r, rho[r]}, PlotRange -> All]
```

```
(MatterDensitydat = Table[{r, rho_m[r]}, {r, 0, 18, 0.1}]) // TraditionalForm;
```

```
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "MatterDensity.txt"], MatterDensitydat, "Table"]
```

```
Plot[rho_c[r], {r, 0, 10}, Axes -> True, AxesLabel -> {r, rho[r]}, PlotRange -> All]
```

```
(CoreDensitydat = Table[{r, rho_c[r]}, {r, 0, 18, 0.1}]) // TraditionalForm;
```

```
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "CoreDensity.txt"], CoreDensitydat, "Table"]
```

```
Plot[rho_v[r], {r, 0, 10}, Axes -> True, AxesLabel -> {r, rho[r]}, PlotRange -> All]
```

```
(ValenceDensitydat = Table[{r, rho_v[r]}, {r, 0, 18, 0.1}]) // TraditionalForm;
```

```
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "ValenceDensity.txt"], ValenceDensitydat, "Table"]
```

Ek 2: Tanihata Yoğunluk Dağılımının Mathematica Ekran Çıktısı

```

(* Tanihata_Density Distribution calculation for 8-He *)
A = 8;
z = 2;
nt = 6;
a = Sqrt[ ((1.53)^2) * (1 - 1/A) ];
b = Sqrt[ ((2.06)^2) * (1 - 1/A) ];
ρp[r_] := ( ( (2 / (Pi^(3/2))) * (1 / (a^3)) * Exp[-(r^2/a^2)] ) + ( (2 / (Pi^(3/2))) * (1 / (b^3)) * ((z-2)/3) * (r^2/b^2) * Exp[-(r^2/b^2)] ) );
ρn[r_] := ( ( (2 / (Pi^(3/2))) * (1 / (a^3)) * Exp[-(r^2/a^2)] ) + ( (2 / (Pi^(3/2))) * (1 / (b^3)) * ((nt-2)/3) * (r^2/b^2) * Exp[-(r^2/b^2)] ) );
ρλ[r_] := ρp[r] + ρn[r];
RMS1 = Sqrt[ ( ∫₀¹⁸ ρp[r] * (r^4) dr ) / ( ∫₀¹⁸ ρp[r] * (r^2) dr ) ];
RMS2 = Sqrt[ ( ∫₀¹⁸ ρn[r] * (r^4) dr ) / ( ∫₀¹⁸ ρn[r] * (r^2) dr ) ];
RMS = Sqrt[ ( ∫₀¹⁸ ρλ[r] * (r^4) dr ) / ( ∫₀¹⁸ ρλ[r] * (r^2) dr ) ];
Plot[ρλ[r], {r, 0, 18}, Axes → True, PlotRange → All]
ADensity = Table[{r, ρλ[r]}, {r, 0, 18, 0.1}] // TraditionalForm;
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "ADensity.txt"], ADensity, "Table"]
Plot[ρp[r], {r, 0, 18}, Axes → True, PlotRange → All]
PDensity = Table[{r, ρp[r]}, {r, 0, 18, 0.1}] // TraditionalForm;
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "PDensity.txt"], PDensity, "Table"]
Plot[ρn[r], {r, 0, 18}, Axes → True, PlotRange → All]
NDensity = Table[{r, ρn[r]}, {r, 0, 18, 0.1}] // TraditionalForm;
Export[ToFileName[NotebookDirectory[], "NDensity.txt"], NDensity, "Table"]

```


EK 3: Simetrize-Fermi Yoğunluk Dağılımı Mathematica Ekran Çıktısı

(★ Simetrize-Fermi Density Distribution for 8-He★)

$A = 8;$

$r_0 = 1.3;$

$R = r_0 * (A^{(1/3)});$

$\rho_0 = 0.0881;$

$a = 0.40;$

$\rho[\rho_0, a, r_] := \rho_0 * (1 + \text{Exp}[(r - R) / a])^{(-1)};$

$A_mass = 4 * \text{Pi} * \int_0^{18} \rho[\rho_0, a, r] * r^2 \text{ dr}$

$rms = \text{Sqrt}\left[\left(\int_0^{18} \rho[\rho_0, a, r] * r^4 \text{ dr}\right) / \left(\int_0^{18} \rho[\rho_0, a, r] * r^2 \text{ dr}\right)\right]$

$\text{Plot}[\rho[\rho_0, a, r], \{r, 0, 18\}, \text{Axes} \rightarrow \text{True}, \text{AxesLabel} \rightarrow \{r, \rho[r]\}, \text{PlotRange} \rightarrow \text{All}, \text{PlotStyle} \rightarrow \{\text{Red}, \text{Green}, \text{Blue}\}]$

$(\text{SFDensity} = \text{Table}[\{r, \rho[\rho_0, a, r]\}, \{r, 0, 18, 0.1\}]) // \text{TraditionalForm};$

$\text{Export}[\text{ToFileName}[\text{NotebookDirectory}[], \text{"SFDensity.txt"}], \text{SFDensity}, \text{"Table"}]$



ÖZGEÇMİŞ



Mikail DİREKÇİ 1980 yılında Gaziantep’ te doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Gaziantep’te tamamladı. 1999 yılında Gaziantep Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünü kazandı ve 2005 yılında mühendislik diploması aldı. Şubat 2006-Mart 2009 yılları arasında, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı. 2009 yılı Şubat ayında Bozok Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde Araş. Gör. olarak göreve başladı. 2009 yılında Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda doktora programına başladı ve daha sonra 2011 yılında Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Doktora programına geçiş yaparak doktora öğrenimine devam etti. Halen Bozok Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde Arş. Gör. olarak çalışmaktadır.