



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

**$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ REAKSİYONUNUN 2- VE 3-CİSİM YAKLAŞIMLARI
KULLANILARAK İNCELENMESİ**

**Hazırlayan
Yusuf SERT**

**Danışman
Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN**

Doktora Tezi

**Ağustos 2012
KAYSERİ**

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

**$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ REAKSİYONUNUN 2- VE 3-CİSİM YAKLAŞIMLARI
KULLANILARAK İNCELENMESİ**

(Doktora Tezi)

**Hazırlayan
Yusuf SERT**

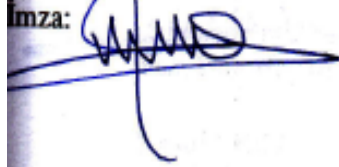
**Danışman
Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN**

**Ağustos 2012
KAYSERİ**


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

Adı-Soyadı: Yusuf SERT

İmza:



$^{8}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonunun 2- ve 3- Cisim Yaklaşımları Kullanılarak İncelenmesi adlı Doktora tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma Yönergesi'ne uygun olarak hazırlanmıştır.


Tezi Hazırlayan

Yusuf SERT


Danışman

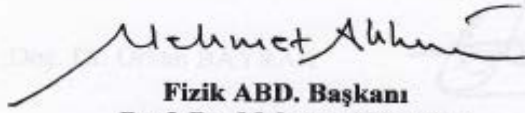
Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Başkan: Prof. Dr. Coşkun ÖZEL

Üye: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Üye: Doç. Dr. Yılmaz ERGİL MİR

Üye: Doç. Dr. Mehmet AKKURT


Fizik ABD. Başkanı
Prof. Dr. Mehmet AKKURT

Üye: Yrd. Doç. Dr. Feriye TAŞKIN

ONAY

Tez için gerekli, Enstitü Yürütme Kurulunca 14/08/2012 tarih ve 2012/35-09 sayılı Kararı ile onaylanmıştır.

14/08/2012



Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN danışmanlığında **Yusuf SERT** tarafından hazırlanan " **$^{8}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonunun 2- ve 3- Cisim Yaklaşımları Kullanılarak İncelenmesi**" adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalında **Doktora** tezi olarak kabul edilmiştir.

01.08.2012
(Tez Savunma Sınav Tarihi)

JÜRİ:

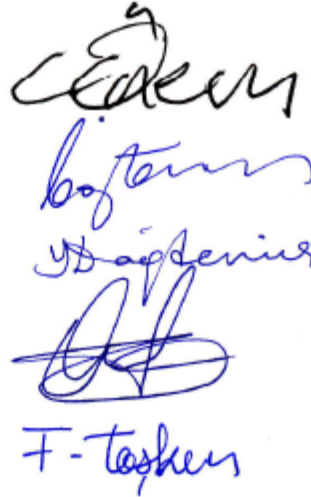
Başkan: Prof. Dr. Coşkun ÖNEM

Üye : Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Üye :Doç. Dr. Yılmaz DAĞDEMİR

Üye :Doç. Dr. Orhan BAYRAK

Üye :Yrd. Doç. Dr. Ferhat TAŞKIN



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulunun **14/08/2012** tarih ve **2012/35-09** sayılı kararı ile onaylanmıştır.

14/08/2012



TEŞEKKÜR

Tez çalışmamın tamamlanmasında emek ve yardımlarını esirgemeyen ve çalışmalarım süresince değerli fikir ve tecrübeleri ile bana büyük destek sağlayan saygıdeğer hocam Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında birçok konuda yardımlarını gördüğüm bilgi ve tecrübelerini esirgemeyen saygıdeğer hocalarım Doç.Dr. Orhan BAYRAK ve Yrd. Doç. Dr.Yasemin KÜÇÜK'e ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer fizik çalışma grubuna teşekkür ederim.

Ayrıca sabır ve destekleriyle hep yanımda olan eşime ve kızıma en içten dileklerle teşekkürlerimi sunarım.

Yusuf SERT
Kayseri, Ağustos 2012

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ REAKSİYONUNUN 2- VE 3-CİSİM YAKLAŞIMLARI KULLANILARAK İNCELENMESİ

Yusuf SERT

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Doktora Tezi, Ağustos 2012

Danışman: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

ÖZET

Zayıf bağlı çekirdekleri içeren nükleer reaksiyonların açıklanması konusu hem nükleer fizik hemde nükleer astrofizik açısından oldukça önemlidir ve son yıllarda üzerinde yoğun olarak çalışılan bir konudur. Zayıf bağlı bir yapıya sahip olan egzotik çekirdekler üzerine yapılmış birçok deneysel ve teorik çalışma mevcuttur. Tez çalışması olarak ${}^8\text{B}$ çekirdeğini seçmemizin nedeni Güneşteki yüksek enerjili nötrinoların üretimi aşamasında önemli bir yere sahip olması ve nötron halo sistemlerine göre üzerinde yeni çalışılmaya başlanmasındandır. Bu çalışmada, kararlık çizgisinin üstünde yer alan yani proton fazlalığı olan ve nükleer fizik açısından oldukça önemli olan proton halo yapısına sahip ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin orta ağırlıktaki ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeği ile etkileşimleri Coulomb bariyeri civarındaki 5 farklı enerjide 2-cisim optik model (Fenomenolojik ve Mikroskobik), 3-cisim cluster model ve CDCC modelle analizleri yapılarak, sistemin analizinde kullandığımız modeller karşılaştırılmıştır.

Hesaplamalar sonucunda 3-cisim cluster yöntemi 20.68MeV, 23.4MeV, 25.3MeV, 27.2MeV enerjilerinde deneysel datayı literatürde yapılmış çalışmalardan daha iyi açıklamış ve hata analizleride oldukça düşük bulunmuştur. 29.3MeV enerjisinde ise 2-cisim optik modelle elde ettiğimiz sonuçlar diğer metodlara göre deneysel datayı oldukça iyi fit etmiştir.

Anahtar Kelimeler: Egzotik çekirdek, Optik model, 3-cisim cluster model, CDCC model

THE INVESTIGATION OF ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ REACTION BY USING 2- AND 3-BODY APPROXIMATIONS

Yusuf SERT

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

Ph.D. Thesis, August 2012

Supervisor: Prof.Dr. İsmail BOZTOSUN

ABSTRACT

Explanation of nuclear reactions of weakly bound nuclei in both nuclear physics and nuclear astrophysics is crucial and it has been studied extensively in recent years. Therefore, there are several experimental and theoretical studies on weakly bound exotic nuclei structures. We have chosen to study ${}^8\text{B}$ nucleus for the thesis because it has an immense effect on production of high energy neutrinos in the Sun and yet there are less studies on it regarding neutron halo systems. In this study, the interaction between a ${}^8\text{B}$ nucleus with a halo structure which exists above stability line (i.e. proton abundant) and a medium weight ${}^{58}\text{Ni}$ nucleus have been studied near Coulomb barrier at 5 different energies and analyzed with 2 body optical model (Phenomenological and microscopic), 3 body cluster model and CDCC model, and these models were compared and contrasted with each other.

In these calculations, 3 body cluster method has explained existent experimental data better which were carried on at energy levels of 20.68MeV, 23.4MeV, 25.3MeV, 27.2MeV and the error analysis were found to be quite small. At 29.3 MeV energy, the results that we found by using 2 body optical model have fitted very well with experimental data compared to other methods used.

Keywords: Exotic nuclei, Optical model, 3-body cluster model, CDCC model

İÇİNDEKİLER

$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ REAKSİYONUNUN 2- VE 3-CİSİM YAKLAŞIMLARI KULLANILARAK İNCELENMESİ

	<u>Sayfa</u>
BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK SAYFASI.....	ii
YÖNERGEYE UYGUNLUK SAYFASI	iii
KABUL VE ONAY SAYFASI.....	iv
TEŞEKKÜR	v
ÖZET.....	vi
ABSTRACT	vii
İÇİNDEKİLER.....	viii
TABLolar LİSTESİ.....	xi
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	xii
GİRİŞ	1

1. BÖLÜM

HALO ÇEKİRDEKLER HAKKINDA GENEL BİLGİ

Halo Çekirdekler Hakkında Genel Bilgi.....	2
1.1. Nötron Halosu.....	5
1.2. Proton Halosu	6
1.3. Egzotik Çekirdek Reaksiyonları.....	8
1.4. Fresnel ve Fraunhofer Kırınımları.....	9

2. BÖLÜM

^8B ETKİLEŞMELERİ

2.1. Deneysel ve Teorik Çalışmalara Kısa Bir Bakış	12
--	----

3. BÖLÜM

$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNİN FENOMENOLOJİK VE MİKROSKOBİK POTANSİYELLER İLE OPTİK MODEL ANALİZLERİ

3.1. Modelin Tanımlanması	18
3.2. Optik Model	19
3.2.1 İki Cisim Problemi	21
3.2.2 Etkin Potansiyel	23
3.2.2.1 Coulomb Potansiyeli	24
3.2.2.2 Nükleer Potansiyel	24
3.2.2.3 Merkezci Potansiyel	26
3.2.2.4 Spin Yörünge Terimi	27
3.3. Hacim İntegralleri	27
3.3.1 Coulomb Bariyeri Civarındaki Reaksiyonlar ve Eşik Anomalisi	27
3.4. Optik Model Analizleri	28
3.5. Mikroskobik Potansiyellerin Optik Modelde Kullanımı	29
3.5.1 Folding Model	29
3.5.2 Nükleon Nükleon Etkileşimi	32
3.5.3 Yoğunluk Bağımsız M3Y Etkileşimleri	33
3.5.4 Çekirdek Yoğunluk Dağılımları	34
3.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sisteminin Fenomenolojik Olarak İncelenmesi	35
3.7. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sisteminin Mikroskobik Olarak İncelenmesi	40
3.7.1 Nükleon-Nükleon Double Folding Potansiyeli ile Yapılan Analiz	40

4. BÖLÜM

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNİN 3-CİSİM CLUSTER MODELİYLE ELASTİK OLARAK İNCELENMESİ

4.1. Çiftlenmiş Kanallar Modeli	45
4.1.1 Cluster Model	47
4.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sisteminin Cluster Modeliyle İncelenmesi	48

5. BÖLÜM

CONTINUUM DISCRETIZED COUPLED CHANNELS MODELİ VE ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNE UYGULANMASI

5.1. Giriş	54
-------------------------	-----------

5.2. CDCC Formalizmi	54
5.2.1 Model Uzayı	57
5.2.2 Süreklilik Kanallarının Kesiklendirilmesi	58
A) Pseudo-Sates (Yapay Durumlar) Metodu.....	59
B) Momentum Binleri Metodu.....	60
5.2.3 Model Hamiltoniyeni.....	63
A) Tek Kanal Hamiltoniyeni	65
B) 3-Cisim Model Hamiltoniyeni	66
5.2.4 Üç Cisimli Parçalanma Reaksiyonlarının CDCC Formülasyonu.....	67
5.3. CDCC Modelinin ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sistemine Uygulanması	71
5.3.1 Teorik Hesaplamalar	71
5.3.2 Bulgular.....	76

6. BÖLÜM

TARTIŞMA - SONUÇ ve ÖNERİLER

Tartışma-Sonuç ve Öneriler	80
KAYNAKLAR.....	85
ÖZGEÇMİŞ.....	92

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 1.1. Bazı Halo çekirdekler ve özellikleri	5
Tablo 3.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sistemi için alınan parametre değerleri ve elde edilen bazı değerler ..	36
Tablo 3.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sistemi için Double Folding ve sanal potansiyel parametrelerinin, hacim integrallerinin ve reaksiyon tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre değişimleri.	42
Tablo 4.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için elde edilen cluster 3-cisim parametreleri	50
Tablo 5.1. ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için uygulanan potansiyel parametreleri. Reel ve sanal potansiyellerin herikisi de Wood-Saxon hacim formunda alınmıştır. Coulomb yarıçapı tüm enerji değerlerinde $r_c=1.3\text{fm}$ alınmıştır.....	75
Tablo 5.2. $p+{}^{58}\text{Ni}$ optik potansiyelinin parametreleri. Burada reel potansiyel Wood-Saxon şeklinde olup, sanal potansiyel Wood-Saxon türevi şeklindedir.	75
Tablo 5.3. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan $p+{}^7\text{Be}$ bağlanma potansiyelinin parametreleri tüm enerjiler için aynı parametreler kullanılmıştır	75
Tablo 6.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin farklı modelleriyle incelenmesi sonucu elde edilen hata analizi sonuçları	83
Tablo 6.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin farklı modelleriyle incelenmesi sonucu elde edilen reaksiyon tesir kesitleri	84

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1. Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşimi	3
Şekil 1.2. Taşma sınırı yanındaki halo çekirdeklerin genel özellikleri	4
Şekil 1.3. En çok bilinen 2 nötron halosu ^{11}Li ve 1 nötron halosu ^{11}Be çekirdekleri	4
Şekil 1.4. Tek ve çift nötron halo çekirdekleri, proton halo çekirdekleri	6
Şekil 1.5. Proton ve nötron yoğunluk dağılımının değişimi	7
Şekil 1.6. Fresnel tipi elastik saçılma açısal dağılımı	10
Şekil 1.7. Fraunhofer tipi elastik saçılma açısal dağılımı	10
Şekil 3.1. Weisskopf'a göre nükleer reaksiyon şeması	17
Şekil 3.2. Etkin Potansiyelin Kısımları	24
Şekil 3.3. Wood-Saxon ve Wood-Saxon Kare form faktörlerinin karşılaştırmalı şekli	25
Şekil 3.4. Wood-Saxon Form Faktörü ve Onun Türevi	26
Şekil 3.5. Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan double folding potansiyelin şekli	30
Şekil 3.6. Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan single folding gösterimi	30
Şekil 3.7. Çekirdeğin yoğunluk dağılımı ve folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyelinin karşılaştırılması	32
Şekil 3.8. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68 MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı	37
Şekil 3.9. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 23.4 MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı	37
Şekil 3.10. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 25.3 MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı	38
Şekil 3.11. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 27.2 MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı	38
Şekil 3.12. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 29.3 MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açısal dağılımı	39

Şekil 3.13. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için hacim integrallerinin enerjiyle değişimi.....	39
Şekil 3.14. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68MeV’de elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı.	42
Şekil 3.15. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 23.4MeV’de elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı.	43
Şekil 3.16. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 25.3MeV’de Elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı.	43
Şekil 3.17. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 27.2MeV’de Elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı.	44
Şekil 3.18. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 29.3MeV’de Elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı.	44
Şekil 4.1. ${}^8\text{B}$ sisteminin sevilere yerleşimi	49
Şekil 4.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı	51
Şekil 4.3. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 23.4MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı	52
Şekil 4.4. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 25.3MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı	52
Şekil 4.5. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 27.2MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı	53
Şekil 4.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 29.3MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı	53
Şekil 5.1. Üç cisimli (A+b+c) bir sisteminin gösterimi. B=b+C mermi parçacığı, A hedef parçacığı göstermektedir	67
Şekil 5.2. Süreklilik kanallarının gösterimi	73
Şekil 5.3. Etkileşim potansiyelinin bileşenlerinin gösterimi.	73
Şekil 5.4. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı $E_{\text{Lab}}=20.68\text{MeV}$	76
Şekil 5.5. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı $E_{\text{Lab}}=23.4\text{MeV}$	77
Şekil 5.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı $E_{\text{Lab}}=25.3\text{MeV}$	77

Şekil 5.7. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımı $E_{\text{Lab}}=27.2\text{MeV}$	78
Şekil 5.8. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımı $E_{\text{Lab}}=29.3\text{MeV}$	78
Şekil 6.1. 20.68MeV 'de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması	81
Şekil 6.2. 23.4MeV 'de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması	81
Şekil 6.3. 25.3MeV 'de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması	82
Şekil 6.4. 27.2MeV 'de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması	82
Şekil 6.5. 29.3MeV 'de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması	83

GİRİŞ

Egzotik çekirdekler yapısı itibarı ile hem nükleer fizik hem nükleer astrofizik alanında oldukça dikkat çeken konuların başında gelmektedir. Egzotik çekirdekler sıkı bağlı bir kor ve buna zayıfça bağlı bir valans nükleonundan oluşmaktadır. Bu haleli yapısı nedeniyle halo çekirdekler olarak adlandırılırlar ve RMS değerleri oldukça yüksektir. Egzotik çekirdekler kararlılık çizgisinin üst kısmına ya da alt kısmına yerleşebilirler dolayısıyla proton nötron dengesi hangi yana bozulmuşsa o adı alırlar. Kararlılık çizgisinin altında kalan çekirdekler nötron zengini halolar olup, üst tarafta kalanlar ise proton zengini olan halo çekirdeklerdir. Bu durumlarda çekirdek kararsızdır ve beta bozunumuyla daha kararlı başka bir çekirdeğe dönüşürler. Bu dönüşme süresi, milisaniye mertebesinde milyonlarca yıl mertebesine kadar uzanabilir. Yapılan çalışmaların çoğu nötron halolar üzerinedir. Oysa proton halolar üzerine çalışmalar son zamanlarda dikkat çekmeye başlamıştır ve bu alanda yapılmış çok az çalışma vardır. Proton halolar özellikle güneşteki yüksek enerjili nötrinoların üretilmesi aşamasında oldukça önemlidir. Bu özelliği de proton halolar üzerine çalışmaların yoğunlaşmasına temel hazırlanmaktadır.

Bu çalışma yaklaşık Coulomb bariyeri civarındaki beş farklı enerjide proton halosu olan ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeği ile yapmış olduğu elastik saçılma reaksiyonlarının 2-Cisim (fenomenolojik model ve mikroskobik model), 3-cisim cluster model ve CDCC modelle analizlerini içermektedir. Proton halosu olan ${}^8\text{B}$ çekirdeği son zamanlarda hem deneysel hemde teoriksel açıdan çokça incelenmekte ve yapısının anlaşılması için yoğun çabalar sarfedilmektedir. Yapılan bu çalışmalardaki deneysel verileri açıklamak üzere geliştirilen çok sayıda teorik model mevcuttur. Bizim amacımız bu tezde deneysel verileri en iyi açıklayan modeli belirlemek ve halo çekirdekler için breakup'ın (merminin parçalanma süreci) önemini ortaya koymaktır. Yapılan hesaplamalarda ilk dört datayı açıklamak için 3-cisim cluster modelinin daha uygun olduğu, 29.3MeV'deki datayı açıklamak için ise 2-cisim fenomenolojik modelin daha uygun olduğu belirlendi.

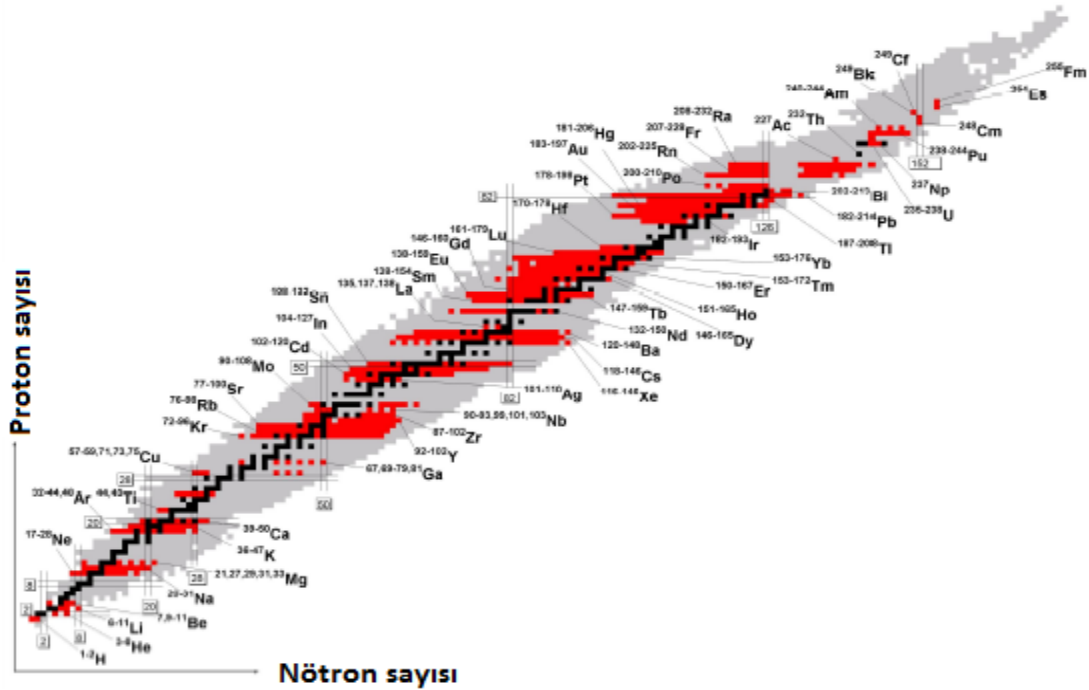
1. BÖLÜM

HALO ÇEKİRDEKLER HAKKINDA GENEL BİLGİ

Bu çalışma yaklaşık Coulomb bariyeri civarındaki enerjilerde proton halo olan ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeği ile yapmış olduğu elastik saçılma reaksiyonlarının 2-cisim (fenomenolojik model ve mikroskobik model), 3-cisim cluster model ve CDCC modelle analizini içermektedir. Proton halosu olan ${}^8\text{B}$ çekirdeği son zamanlarda hem deneysel olarak hem de teoriksel açıdan çokça incelenmekte ve yapısının anlaşılması için yoğun çabalar sarfedilmektedir. Yapılan bu çalışmalardaki deneysel dataları açıklamak üzere geliştirilen çok sayıda teorik model mevcuttur. Bizim amacımız bu tezde deneysel dataları en iyi açıklayan modeli belirlemek ve halo çekirdekler için breakup'ın (merminin parçalanmasının) önemini ortaya koymaktır.

Egzotik çekirdekler, ilginç yapıları nedeniyle nükleer fizik ve nükleer astrofizik alanının son yıllarda üzerinde en çok çalıştığı konuların başında gelmektedir. Nükleon türlerinden birinin diğerine göre aşırılık göstermesi nedeniyle nötron ya da proton zengini olarak da adlandırılan bu çekirdekler, kararlı çekirdekler ile karşılaştırıldıklarında çok büyük RMS (karekök ortalama) değerine ve zayıf bağlanma enerjilerine sahiptirler. Egzotik çekirdek yapısı, merkezde kararlı olan sıkı bağlı bir kor ile bu koru çevreleyen zayıf bağlı bir ya da iki değerlik nükleonundan oluşmaktadır. Sergilediği bu haleli yapıdan dolayı egzotik çekirdeklere 'halo' çekirdekler de denmektedir. Korun etrafında dönen değerlik nükleonları, kararlı çekirdeklere göre daha geniş mesafelere yerleşerek yoğunluk dağılımında bir kuyruk (tail) bölgesi oluşturmaktadır. Kararlı çekirdeklerde nötron ve proton yoğunluk dağılımları hemen hemen eşit iken, egzotik çekirdeklerde nükleonların yoğunluk dağılımlarındaki denge bozulmaktadır. Bu nedenle Şekil 1.1.'de gösterildiği gibi, bu çekirdekler kararlılık vadisi dışında kalarak, nötron ya da proton zenginliğine göre kararlılık çizgisinin altına veya üstüne yerleşmektedir. Şekil 1.1.'e göre çizginin altında kalan çekirdekler nötron

zengini halolar olup, üst tarafta kalanlar ise proton zengini olan halo çekirdeklerdir. Şekilden de görüldüğü gibi çekirdeklerdeki nötron ve proton sayıları birbirine ne kadar yakınsa ($N \sim Z$) çekirdekte o kadar kararlı olur. Bu eşitliğin bozulduğu çekirdekler kararsızdırlar ve β -bozunumuyla (β^+ veya β^- bozunumu) daha kararlı başka çekirdeğe dönüşürler. Bu dönüşme süresi, milisaniye mertebesinde milyonlarca yıl mertebesine kadar uzanabilir.



Şekil 1.1. Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşimi.

Büyük halo çekirdeklerin bulunduğu dış sınırdaki taşma sınırı olarak isimlendirilir. Şekil 1.2.'ye benzer şekilde, çekirdeklerdeki nötron ve proton sayısını x-ekseni ve y-ekseni boyunca yerleştirilmiş bir grafik çizilirse, köşegen boyunca elde edilen doğrudan uzakta kalan bölgelerdeki çekirdeklerin yarı ömürleri daha küçüktür. Yani $N=Z$ köşegenin altında ve üstünde belli uzaklıktaki çekirdekler hızlı bozunmaya uğrar ve kararlı çekirdekler bu sınırın arkasına geçemezler. Ancak nötron ve protonların bazıları bu sınırdan sızar ve taşma sınırı bölgesinde yer alır. Taşma sınırı, halo çekirdeklerin bulunduğu bu bölgelerin en dış sınırına denir. Birçok egzotik çekirdek de bu taşma sınırı bölgesinde bulunur. Astrofizikçiler, daha düşük taşma sınırı boyunca yerleşen çekirdeklerin, nötron yıldızlarının kabuğunun içinde bulunduğunu söylemişlerdir [1].

Egzotik çekirdekleri genel olarak ikiye ayırabiliriz. Taşma sınırının altında ya da üstünde olmasına göre nötron ve proton halosu olarak ele alabiliriz.

1.1. Nötron Halosu

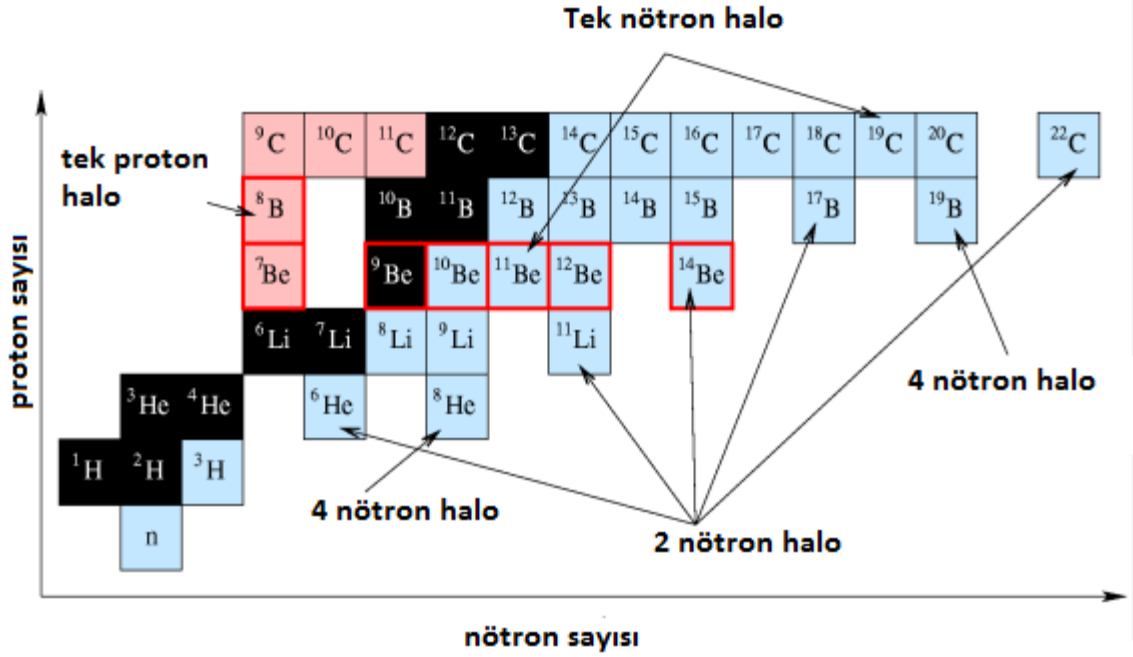
Halo çekirdeklerle ilgili çalışmaların birçoğu nötron halosu üzerine yapılmıştır. Taşma sınırı bölgesinde yer alan, hafif, kararsız ve nötron fazlalığı olan çekirdekler genellikle nötron halosu çekirdekler olarak göz önüne alınır. Nötron halosu durumunda olan çeşitli çekirdekler vardır ancak bahsedildiği gibi üzerinde en çok çalışılan çekirdek ^{11}Li 'dir. Kütle numarası 6, 8, 11, ve 14 olan izotopik çekirdeklerden ^6He , ^{11}Be , ^8He gibi çekirdeklerde üzerinde çalışılan önemli nötron halosu çekirdeklerdendir. Ayrıca taşma sınırı bölgesinde nötron haloya aday birçok çekirdekte bulunmaktadır. Bazı halo çekirdekler ve bu çekirdeklere ait önemli özellikleri Tablo 1.1.'de verebiliriz.

Tablo 1.1. Bazı Halo çekirdekler ve özellikleri [7, 8]

Çekirdekler	S_n veya S_p (MeV)	S_{2n} veya S_{2p} (MeV)	Orbital	Q (MeV)	$t_{1/2}(\text{sn})$
^6He	-	0.97	$1P_{3/2}$	3.507	0.8067
^{11}Li	1.051	0.247	$1P_{1/2}-2S_{1/2}$	20.675	0.0085
^{11}Be	0.503	-	$2S_{1/2}$	11.5061	13.81
^{14}Be	-	1.28	$1P_{1/2}-2S_{1/2}$	16.22	0.00435
^8B	0.14	-	$1P_{3/2}$	17.978	0.770
^{17}B	-	2.45	$1d_{5/2}$	-	-
^{19}B	-	0.87	$1d_{5/2}$	-	-
^9C	-	1.299	$1P_{3/2}$	16.497	0.1265
^{12}N	0.601	-	$1P_{1/2}$	17.338	0.011
^{17}Ne	0.96	1.50	$1d_{5/2}-S_{1/2}$	14.536	0.1093

Halo çekirdekler, son yörüngesinde bulunan nükleon sayısına göre çift veya tek nötron halolu çekirdekler olmak üzere ikiye ayrılır. Mesela, ^{11}Li izotopu, ^9Li kor olarak alınırsa çift nötron halosu; ^{11}Be ise, kor olarak ^{10}Be alınırsa tek nötron halosu çekirdek olur. ^6He , ^8He , ^{14}Be , ^{17}B , gibi nötron fazlalığı olan çekirdeklerde son orbitallerindeki çift

nötrona sahip olduklarından, çift nötron halosu çekirdeklerdendir. Bu çekirdekler nötron-nötron-kor olmak üzere üç cisim konfigürasyonuna sahiptir. Tek nötron halosu çekirdekler de iki cisim konfigürasyonuna sahiptir. Şekil 1.4.'te görüldüğü gibi, tek nötron halolu çekirdekler (^{11}Be , ^{19}C) ve çift nötron halolu çekirdekler (^6He , ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B) küçük kareler ile gösterilmiştir.



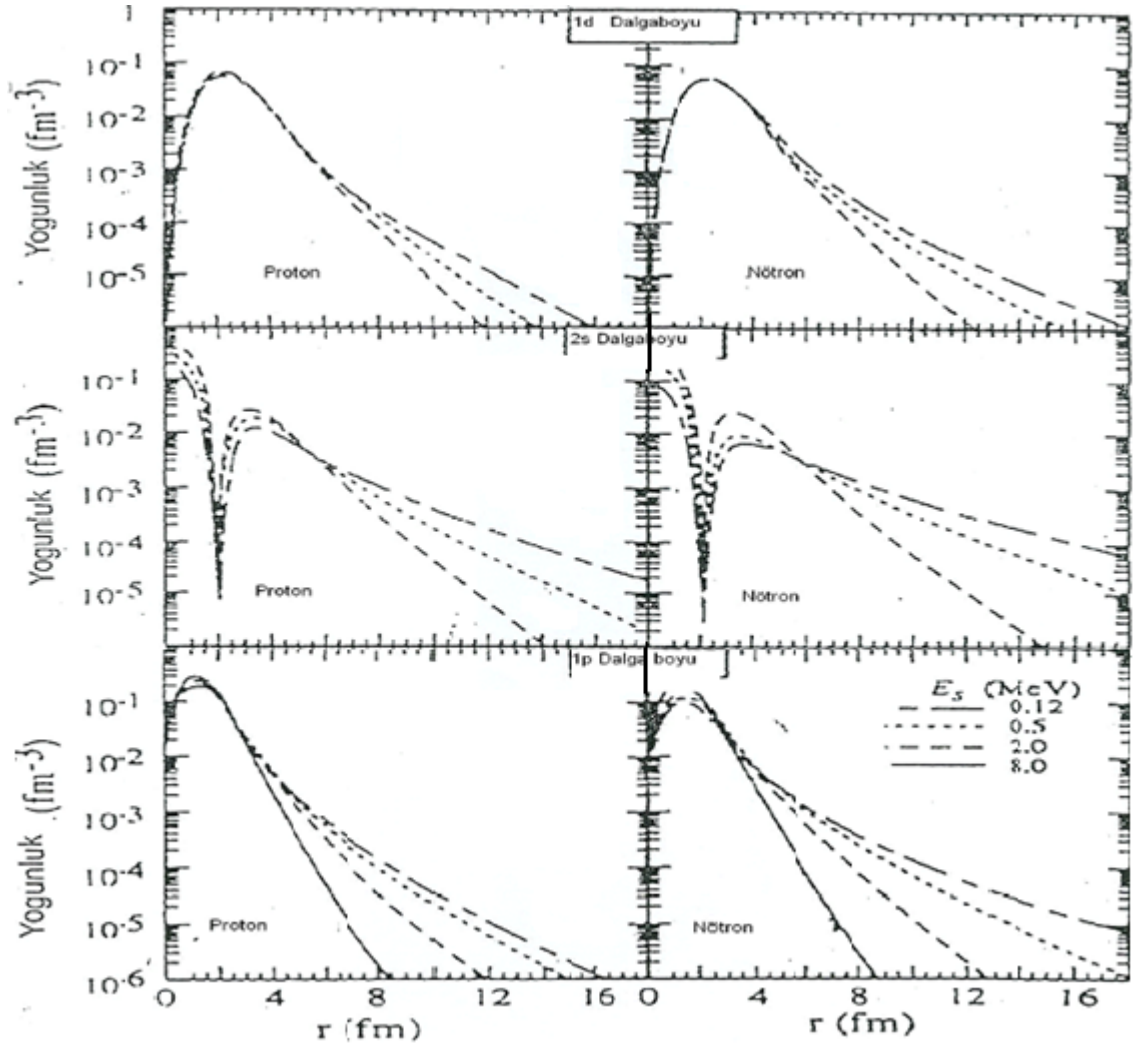
Şekil 1.4. Tek ve çift nötron halo çekirdekleri, proton halo çekirdekleri [9, 10]

Bir proton ile nötron arasındaki en belirgin fark Coulomb etkileşmesidir. Proton yüklü olduğu için, çekirdeğin yüzeyinde Coulomb engeli meydana gelerek nükleonların dalga fonksiyonlarının genliğini azaltır. Dalga fonksiyonunu etkileyen etkenlerden biride potansiyel ile oluşan merkezi engeldir. Merkezi potansiyel $l(l+1)/r^2$ ile orantılı olarak, nötronun yörüngesel açısal momentumuna bağlıdır.

1.2. Proton Halosu

Taşma sınırı bölgesindeki zayıfça bağlı protonlarda nükleer haloları oluşturabilir. Bu bölgedeki proton fazlalığı olan çekirdeklere proton halosu çekirdekleri denir. Proton zengini olan ^9C , ^{12}N , ^{17}F , ^{17}Ne , ^8B gibi çekirdekler proton halo çekirdeklerdir bu çekirdeklerden bazıları da Tablo 1.1.'de verilmektedir. 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 için daha geniş bir dağılıma sahiptir.



Şekil 1.5. Proton ve nötron yoğunluk dağılımının değişimi [8].

Şekil 1.5.'te, zayıf bağlı olan bir proton ve nötronun farklı orbitallerdeki 2s, 1p, 1d yoğunluk dağılımının değişimi, Coulomb etkileşmesinin ve merkezi potansiyelin etkisi açıkça görülmektedir. Örneğin 2s orbitalinde merkezi potansiyel olmadığından yoğunluk dağılımı en fazla olmuş ancak Coulomb etkisinden dolayı da, proton halosunun yoğunluk dağılımı nötronunki kadar büyük değildir. ^{12}N , ^{17}F , ^8B gibi proton halosu çekirdeklerin son yörüngesinde zayıfça bağlı bir tek proton vardır. Bu nedenle Coulomb engeli ve merkezi engelin ikisinde proton halosunu etkileyecektir. Bu nedenle Şekil 1.5.'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 çekirdekdeki merkezi engelin çok küçük ve $^{17}\text{Ne}+\text{C}$ çarpışmasındaki tesir kesitinin büyük olmasından dolayı, proton haloya aday önemli bir çekirdek olarak incelenir [11, 12].

Genel olarak bütün haloya aday çekirdeklerin büyüklükleri engel etkilerine bağlı olduğu söylenebilir ve engel yüksekliği çekirdeğin yüzey bölgesindeki yoğunluk dağılımına bağlıdır. Sonuçta dalga fonksiyonu ne kadar uzun bir kuyruğa sahip ise, engel yüksekliğide o kadar küçük olur. Şekil 1.5.'te de görüldüğü gibi, $2s$ orbitali için merkezi potansiyel ve Coulomb etkisinin 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.

1.3. Egzotik Çekirdek Reaksiyonları

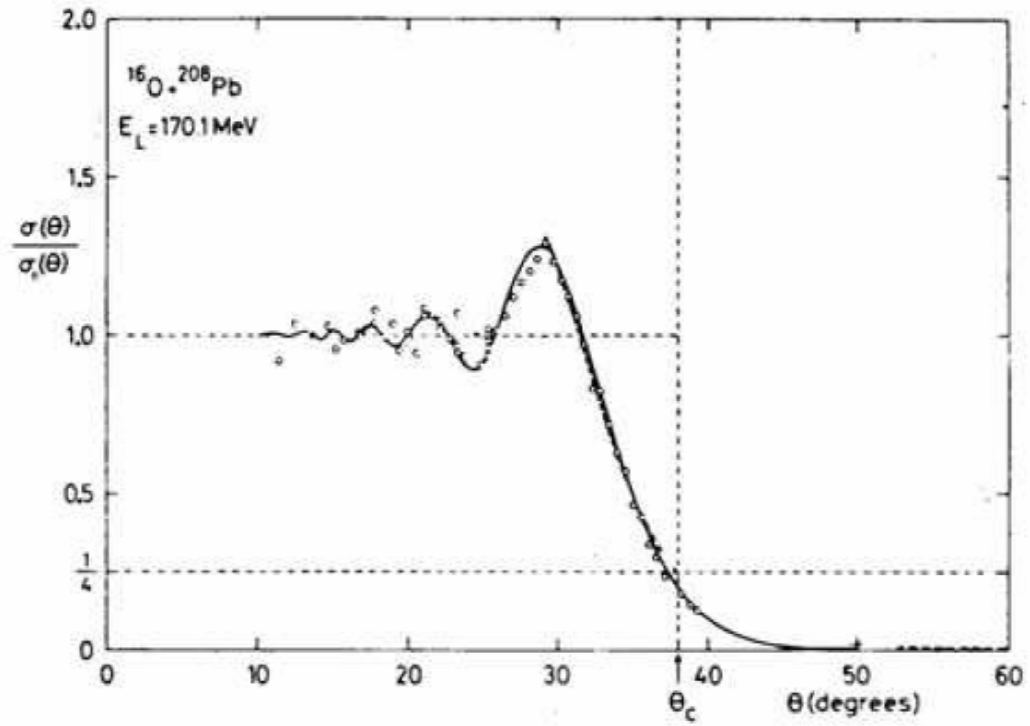
Nükleer özelliklerin çalışılmasında kararlı çekirdekler elastik saçılmalarında klasik kırınım davranışı sergilemelerine rağmen, halo çekirdekler bir hedeften elastik saçılmalarında bu standart kırınım davranışından sapma gösterirler. Halo çekirdekler Coulomb bariyer enerjisine yakın bir enerjide ağır bir hedeften elastik saçıldıkları zaman, tesir kesiti açısız dağılımının Fresnel tipi kırınım davranışı göstermesi beklenir. Oysaki bu enerjilerde egzotik çekirdeklerin açısız dağılımı Fresnel karakteristiğinden saparak farklı bir yapı sergiler. Fresnel tipi kırınım davranışında düşük açılarda gözlenen Coulomb piki egzotik çekirdek saçılmalarında tamamen kaybolarak, tesir kesitinde osilasyonsuz bir yapı meydana getirir. Fresnel tipi kırınımdan sapma deneysel olarak ilk kez $^{18}\text{O}+^{184}\text{W}$ elastik saçılmasında gözlenmiştir [13]. Daha sonra bu sistemle ilgili yapılan teorik çalışmalarda bu sapmanın, ^{184}W hedef çekirdeğinin 2^+ durumuna Coulomb uyarılmasından kaynaklandığı düşünülmüştür. Bu çalışmalarda deneysel veriyi açıklayabilmek için, Fresnel kırınım tipinden sapmaya neden olan Coulomb etkilerinin dikkate alındığı farklı tipteki polarizasyon potansiyelleri önerilmiştir [14-15].

Egzotik çekirdeklerin ağır bir hedeften Coulomb bariyerine yakın bir enerjide elastik saçılmasının ilginç sonuçlarından da güçlü Coulomb etkileri sorumludur [16-18]. Hedef çekirdeğin atom numarası çok büyük olduğu zaman, zayıf bağlı olan egzotik çekirdeğin

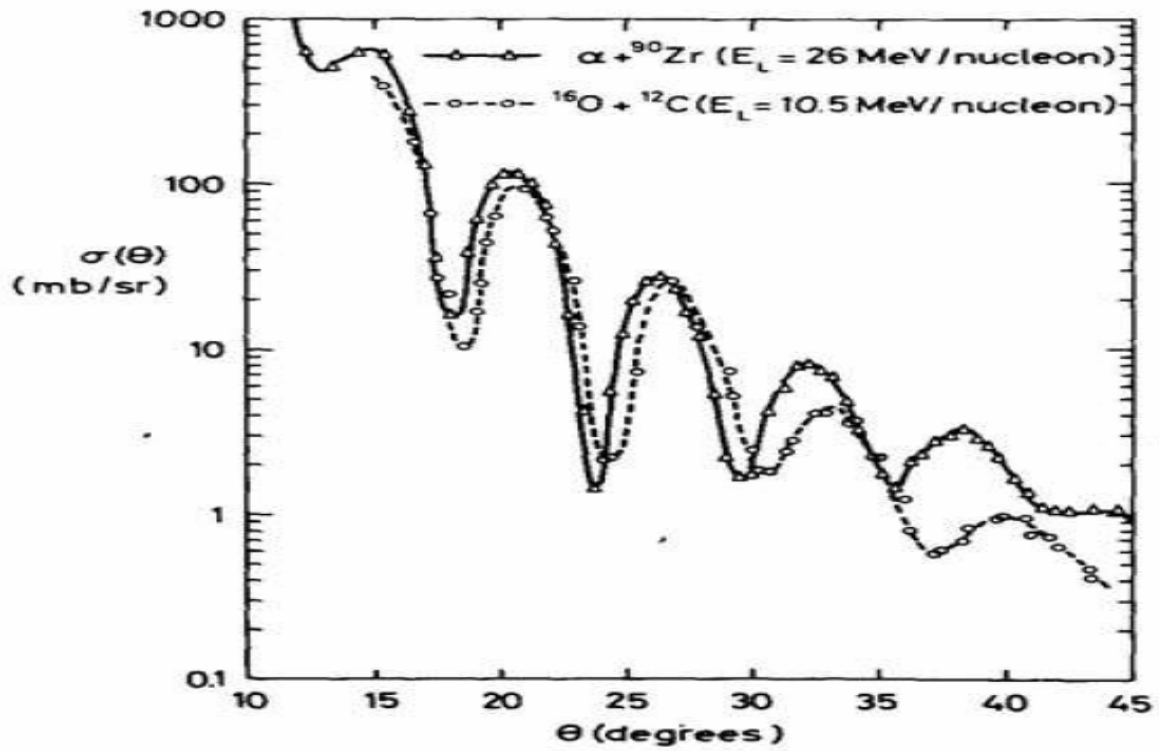
güçlü Coulomb alanında parçalanma ihtimali çok yüksektir. Yüksek parçalanma ihtimaliyeti ve güçlü Coulomb çiftlenimi elastik saçılma tesir kesiti açısız dağılımında klasik kırınım saçaklarından sapmaya neden olur. Ancak hedef çekirdek yeterince ağır değilse bu sapmayı gözlemek mümkün değildir.

1.4. Fresnel ve Fraunhofer Kırınimleri

Kararlı çekirdekler etkileşmeye girdiği zaman elastik kanaldan elastik olmayan kanala büyük akı geçişi olabilir. Güçlü soğurma olarak adlandırılan bu durumda ışığın siyah bir küreden saçılmasına benzer [19]. Güçlü absorpsiyon varlığında saçılma gözlenebilirlerine bakılarak çekirdeğin boyutu, yüzey geçirgenliği gibi genel özellikleri hakkında bilgi sahibi olabiliriz. Ancak absorpsiyon, saçılmanın tanımlanmasında ve yüzey özelliklerinin belirlenmesinde kolaylıklar sağlamasına rağmen çekirdeğin iç bölgeleri hakkında bilgi vermekte yeterli olmamakla birlikte iki kararlı çekirdek arasında güçlü absorpsiyon gerçekleştiği zaman saçılma klasik fizikte ışığın kırınım olayına benzer davranışlar sergiler. Saçılma tesir kesitinin açısız dağılımı ışığın opak bir cisim kenarından kırınımına uğraması sonucu ortaya çıkan kırınım saçaklarına benzeyen osilasyonlu bir yapı gösterir. Bu osilasyonlu yapı gelme enerjisine bağlı olarak Fresnel ya da Fraunhofer kırınımı olarak adlandırılan iki Fresnel kırınımı kaynak ve dedektörün sonlu bir mesafede bulunduğu durumda görülür. İki parçacık etkileştiği zaman mermi parçacığın gelme enerjisi Coulomb bariyer enerjisine çok yakın ise parçacıklar arasındaki Coulomb alanı kırınım lensi gibi davranır [20]. Güçlü Coulomb alanının etkilerinden dolayı gelen dalga hedef çekirdeğin zıt kenarından ileri bölgelerde girişim yapmayacak şekilde saçılırlar ve Şekil 1.6.'da verilen Fresnel tipi kırınım saçakları oluştururlar. Gelme enerjisinin arttığı zaman saçılma tesir kesitinin davranışı Fresnel tipi kırınımdan Fraunhofer tipi kırınıma dönüşür. Fraunhofer kırınımı kaynak ve dedektör sonsuz bir mesafede bulunuyorsa gerçekleşir. Yüksek gelme enerjisinden dolayı Coulomb alanı uzun süreli bir etkiye sahip değildir ve kırınım lensi gibi davranamaz. Coulomb etkilerinin ihmal edildiği bu durumda gelen dalgalar hedef çekirdeğin zıt kenarından ileri bölgelerde girişim yapacak şekilde saçılırlar. Fraunhofer kırınım deseni Şekil 1.7.' de gösterilmektedir.



Şekil 1.6. Fresnel tipi elastik saçılma açısal dağılımı



Şekil 1.7. Fraunhofer tipi elastik saçılma açısal dağılımı

Buraya kadar verdiğimiz bilgiler egzotik çekirdekler hakkında detaylı olmasada bilgi sahibi olmamız açısından önemlidir. Geçtiđimiz otuz yılda egzotik çekirdekler kullanılarak yapılan sayısız deneyin ardından, halo çekirdek yapısının modellenmesi için ciddi bir çalışma süreci başlamıştır. Hazırlanan bu tez ile proton halo yapısına sahip ${}^8\text{B}$ çekirdeği ve ${}^{58}\text{Ni}$ etkileşmesi 2-cisim optik model, 3-cisim cluster model ve CDCC model kullanılarak teorik incelemesi yapılmıştır. Tez çalışmasında son yıllarda en çok çalışılan ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ etkileşmesi detaylı olarak araştırılmış ve incelenen etkileşim için hangi enerji değerinde hangi modelin daha iyi sonuç verdiği üzerine yorumlar yapılmıştır.

Bölüm 2’de ${}^8\text{B}$ çekirdeği kullanılarak bugüne kadar gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmaların kısa bir özeti verilmiştir.

Bölüm 3’te bu çalışmadaki hesaplamalarda kullanılan optik model ile fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak sistemin 2-cisim hesaplamaları yapılmış ve sonuçlar karşılaştırmalı olarak tartışılmıştır.

Bölüm 4’te ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemini incelerken ${}^8\text{B}$ proton halosu, ${}^7\text{Be}+p$ şeklinde alınıp 3-cisim cluster (kümelenme) modeli yöntemiyle hesaplama yapılmış ve elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

Bölüm 5’te 3-cisim yapısına sahip çekirdeklerin parçalanma reaksiyonlarının incelenmesinde kullanılan CDCC modelin formalizmi verilmiş ve ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi CDCC (sürekli kesiklendirilmiş çiftlenim kanalları) modelle herbir enerji değeri için analiz edilmiştir.

Bölüm 6’da ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılmasını incelediğimiz modellerin sonuçları karşılaştırmalı olarak incelenmiş ve hangi enerji datasını hangi yaklaşım daha iyi tanımlar bunların yorumları yapılmıştır.

2. BÖLÜM

^8B ETKİLEŞMELERİ

Kısa ömürlü radyoaktif ^8B çekirdeği kararlılık çizgisinin üst kısmında kalmakta ve proton fazlalığı nedeniyle proton halo olarak tanımlanan bir çekirdektir ve proton ayrışma enerjisi oldukça düşüktür. Güneşteki yüksek enerjili nötrinoların üretilmesinde ve astrofiziksel açıdan oldukça önemli bir role sahiptir [21-25]. Şu ana kadar yapılan çalışmalar daha çok nötron halolar üzerine olmuştur. Ancak son zamanlarda ^8B 'un proton halo yapısı [26-28] nedeniyle önem kazanmış, hem deneysel hem de teorik olarak oldukça üzerinde durulmuştur. Coulomb bariyeri üzerindeki enerjilerde breakup (parçalanma), quasielastik ve toplam reaksiyon tesir kesiti ölçümleri yapılmış ve zayıf bağlı ^8B çekirdeğinin yoğunluk dağılımının geniş olduğu görülmüştür [29-35]. Ayrıca ^8B 'un proton halosu olduğuna dair çalışmalar literatürde hem teorik hemde deneysel olarak yerini almıştır [36-43]. Bu bölümde proton halo olan ^8B çekirdeği ile yapılan deneysel ve teorik çalışmaların kısa bir özeti verilmiştir.

2.1. Deneysel ve Teorik Çalışmalara Kısa Bir Bakış

^8B proton halosu giriştede ifade edildiği gibi astrofizik ve nükleer fizik açısından çok önemlidir. Bu çekirdek son zamanlarda oldukça dikkat çekmiş ve birçok fizikçi tarafından hem teoriksel hemde deneysel açıdan üzerinde durulmuştur. Şimdi bu yapılmış çalışmalardan bazılarına bakalım.

Aguilera ve arkadaşları [44] tarafından $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ 'nin elastik saçılma reaksiyonu Coulomb bariyeri civarında ölçülmüştür. Deneysel datayı açıklamak için gözönüne aldıkları optik model parametreleri de deneysel datayı açıklamada oldukça başarılı olmuştur. Bu çalışmanın teoriksel kısmında reel kısım Sao-Paulo potansiyeli biçiminde imajiner kısmı ise Wood-Saxon formunda alınmıştır. İmajiner kısmın parametreleri $W=160\text{MeV}$,

$a_w=0.6\text{fm}$, $r_w=1.25\text{fm}$ alınmış ve deneysel datayı fit edebilmek için r_w büyük seçilmiştir. r_w 'nın büyük olması halo davranışı olarak önceki çalışmalarda da değinilmiştir. Ayrıca çalışmada normal çekirdek davranışında gözlenen davranışlardan sapmalarda tartışılmıştır. Bu yapının nötron halosu olan ${}^6\text{He}$ 'a benzediği ifade edilmiştir.

Guimarães ekibinin ve Kolata ekibinin çalışmalarında [45, 46] ise ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ 'in 25.75MeV 'de yani Coulomb bariyeri civarındaki enerjide ${}^8\text{B}$ çekirdeğini ${}^7\text{Be}+p$ olarak almışlar ve breakup açısız dağılımları ölçülmüştür. Elde edilen datalar çiftlenmiş kanallar hesaplarıyla karşılaştırılmıştır [47]. Bu hesaplarda yüksek mertebeden çiftlenimlerde hesaplama katılarak sistem çok güzel bir şekilde açıklanmıştır. Bu çalışmalarda, ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonundan elde edilen bilgiler orta ve relativistik enerjilerdeki çalışmalardan elde edilenlerle tamamlayıcıdır şeklinde rapor edilmiştir.

Notre Dame Üniversitesi TwinSol radyoaktif nükleer tesisinde yine Aguilera ve ekibinin [48] yaptığı çalışmada 20.7 , 23.4 , 25.3 , 27.2 ve 29.3 MeV gelme enerjilerinde zayıf bağlı ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$ ve ${}^6\text{Li}$ 'un ${}^{58}\text{Ni}$ hedefinden elastik saçılmalarına bakılmıştır. Bu çalışmada optik model parametreleri deneysel açısız dağılımlara fit edilmiş ve toplam reaksiyon tesir kesiti hesaplanmıştır. ${}^8\text{B}$ için elde edilen tesir kesitleri hem diğer sistemlerden elde edilen datalar hemde normal çekirdekler için elde edilen datalardan oldukça farklı olduğu gözlemlendi. Bu durumun nötron halosu olan ${}^6\text{He}$ 'a benzer olduğu gözlemlendi. Bu çalışmada yine reaksiyonları açıklamak için önerilen optik potansiyel de hem reel hemde sanal kısımlar Wood-Saxon biçiminde alınmış ve her bir enerji değerine karşılık gelen parametreler verilmiş ve deneysel datayı oldukça düşük hata analizleriyle açıkladığı görülmüştür. Çalışmada ${}^8\text{B}$ için elde edilen reaksiyon tesir kesitinin karşılaştırıldığı diğer zayıf bağlı sistemlere göre oldukça yüksek olduğu görülmüştür. ${}^7\text{Be}$ ve ${}^6\text{Li}$ zayıf bağlı sistemlerinin teoriksel incelemesi ise reel kısım Sao-Paula potansiyeli imajiner kısım Wood-Saxon formunda seçilerek yapılmıştır. Bu çalışma ayrıca proton halonun transfer reaksiyondaki önemini açıklaması ve nötron haloyla farkını ortaya koyması adına önemli bir çalışmadır.

Capel ve arkadaşları [49] tarafından yapılan teoriksel çalışmada ise zayıf bağlı ${}^8\text{B}$ ve ${}^{11}\text{Be}$ mermi çekirdeklerin parçalanma reaksiyonlarını açıklamak için CDCC metoduyla

düşük ve yüksek enerji aralığında çalışılmıştır. Sistemleri açıklamak için kullanılan potansiyel parametrelerinin hassasiyetlerine bakılmış ve farklı potansiyeller kullanıldığında breakup tesir kesitinde önemli değişiklikler olduğu gözlenmiştir. Potansiyelin şekline bağlı olma durumu başlangıç bağlı durumlarının asimptotik normalizasyon katsayılarını oluşturmasında ve bu durumun beklenildiği gibi reaksiyonun doğasından kaynaklandığı görülmüştür. Sonuçların potansiyel seçimi için oldukça önemli olduğu ve reaksiyon tesir kesitini açıklamada önemli oldukları ve kısmi dalgalar tanımlamasında sistemin analizinde oldukça önemli sonuçlar ortaya koyduğu görülmüştür. Bu çalışmanın asıl özü mermi çekirdeğin dalga fonksiyonunun asimptotik davranışı iyi bilinmesi nedeniyle breakup tesir kesitinin asimptotik normalizasyon sabitinin karesiyle orantılı olduğunu göstermektedir.

Nunes ve Thompson [50] tarafından yapılan çalışmada ise ^8B mermi çekirdeğinin orta ağırlıktaki ^{58}Ni ve ağır ^{208}Pb hedefleriyle etkileşimleri CDCC model yöntemiyle düşük enerjide açıklanmaya çalışılmış, Coulomb multistep diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar için oldukça önemli olduğu açıklanmıştır. ^{58}Ni hedefi için tek adım (one-step) hesaplamalarında nükleer pikinde 80° civarında kaybolduğu ve hesaplamalara tüm sürekli (continuum) durumlarının katıldığı rapor edilmiştir. Bu çalışma düşük enerjili parçalanma (breakup) reaksiyonu analizlerini anlama adına önemlidir.

Tostevin ve arkadaşları [47], ^8B 'un ^{58}Ni ile breakup etkileşmesi için üç-cisim gözlenebilirlerini düşük enerjide CDCC metodu ile incelemişlerdir. ^7Be korunun hem enerji hemde açısal dağılımları değişik laboratuvar açılarında da karşılaştırmalı olarak ölçülmüştür. Mermi çekirdeğin farklı spin-parite uyarılmalarından ileri gelen breakup genlikleri arasında etkileşim olduğu ve bu ölçümlerin anlaşılması için yüksek mertebeden süreklilik durumlarının çiftlenimi oldukça önemli olduğu tespit edilmiştir.

Lubian ve arkadaşları [51] tarafından yapılan çalışmada da $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ 'nin elastik saçılması üzerine breakup etkileri CDCC modelle incelenmiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlarda daha önce yapılmış çalışmalarla karşılaştırılmış [48] ve elde edilen verilerin deneysel sonuçlarla mükemmel bir uyuma sahip oldukları ifade edilmiştir. Bu çalışmada hedefin nükleer uyarılmasında elastik saçılma datası üzerine zayıf bir etkiye sahip olduğu fakat esas data için önemli olan durumun sürekli-sürekli (continuum-

continuum) çiftlenimlerinin dahil edildiğinde sonuçların oldukça güzel olduğu rapor edilmiştir.

Yine Mitchell ve ekibi tarafından yapılan deneysel çalışmada [52] kütle merkezi enerjisi 1.6 ve 28.8MeV aralığında ${}^7\text{Be}+p$ saçılmasının elastik ve inelastik uyarılma fonksiyonları ölçülmüştür. Uyarılma fonksiyonlarının R -matris analizi ise ${}^8\text{B}$ için yeni pozitif bir parite durumunun yani 2^+ durumunun var olduğunu kanıtlamışlardır. Bu yeni durum 2.55MeV uyarılma enerjisinde gözlenmiş ve 1.9 MeV'de yeni bir 0^+ durumu geçici olarak önerilmiştir. Uyarılma fonksiyonlarının analizinde ise zamana bağlı Sürekli kabuk modeli (Continuum Shell Model) ve R -matris yöntemleri kullanılmış ve elde edilen sonuçlar daha önce geçici olarak öngörölmüş teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Zayıf bağlı ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}$ çekirdeklerinin ${}^{12}\text{C}$ üzerinden elastik saçılma açısall dağılımlarında $E_{\text{lab}}=25.8, 18.8$ ve 12.3MeV enerjilerinde Barioni ve ekibi tarafından [53] ölçülmüştür. Bu açısall dağılımların analizleri ise fenomenolojik ve mikroskopik potansiyellerle kullanılarak yapılmıştır. Bu çalışmada ayrıca ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$ elastik saçılmasında parçalanma (breakup) etkisinde CDCC (sürekli kesiklendirilmiş çiftlenim kanalı) model ve cluster model folding potansiyeli kullanılarak bakılmıştır. ${}^{12}\text{C}$ üzerine gönderilen zayıf ve sıkı bağlı çekirdek reaksiyonlarının oluşturdukları toplam reaksiyon tesir kesitleri de yayınlanmış olan datalarla enerjinin bir fonksiyonu olarak karşılaştırılmıştır. ${}^4\text{He}$ ve ${}^{16}\text{O}$ çekirdekleri dışında data global bir fonksiyon kullanarak indirgenmiş tesir kesiti için tanımlanabilmiştir.

2009 yılında Belyaeva ve arkadaşları tarafından yayınlanan çalışmada [54], 20-28.4MeV enerji aralığında ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin breakup reaksiyonu ve direk proton transferi CDCC metoduyla hesaplanmış ve ${}^7\text{Be}$ koru-hedef optik potansiyelinin breakup tesir kesiti üzerine etkisi araştırılmıştır. ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ ve ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonlarının elastik saçılma açısall dağılımları Coulomb bariyerine yakın beş farklı enerjide çalışılmış ve herbir duruma uygun optik potansiyeller elde edilmiştir ve sistemin astrofiziksel $S_{17}(0)$ faktörü 20.8 ± 1.1 eV.b olarak bulunmuştur.

2010 yılında Horii ve arkadaşları tarafından yayınlanan makalede [55] ise, ^8B çekirdeğinin ^{12}C üzerinden elastik saçılması $E_{\text{Lab}}=95\text{MeV}$ 'de teorik olarak çalışılmıştır. Bu çalışmada ^8B çekirdeği yine ^7Be ve p 'dan oluşan bir sistem ^7Be ise $\alpha+^3\text{He}$ cluster yapısına sahip olduğu düşünülerek adyabatik recoil yaklaşımı ve ^7Be 'un uyarılmasına rezonans durumları da dahil edilerek çiftlenmiş kanallar metoduyla cluster (kümelenme) yapısı göz önüne alınarak hesaplamalar yapılmıştır. Bu çalışma ile ^8B 'un elastik saçılması için ^8B 'da ^7Be 'un rezonans durumları için uyarılmanın önemi gösterilmiştir.

$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ üzerine yapılan son çalışmalardan biri de Gomes ve arkadaşları tarafından 2011 yılında yapılmış çalışmadır [56]. Bu çalışmada $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sisteminin füzyon tesir kesiti ölçümleri alınmış ve eş zamanlı olarak elastik saçılma, füzyon ve toplam tesir kesitleri zayıf bağlı sistem için Coulomb bariyerine çok yakın enerjide çalışılmıştır. Fenomenolojik kısma ait Wood-Saxon parametreleri datanın hata analizine göre belirlenmiştir. Polarizasyon potansiyelinin direk reaksiyon kısımları ve füzyonun her ikisinde enerji bağımlılığı eşik anomalisinin varlığında araştırılmıştır.

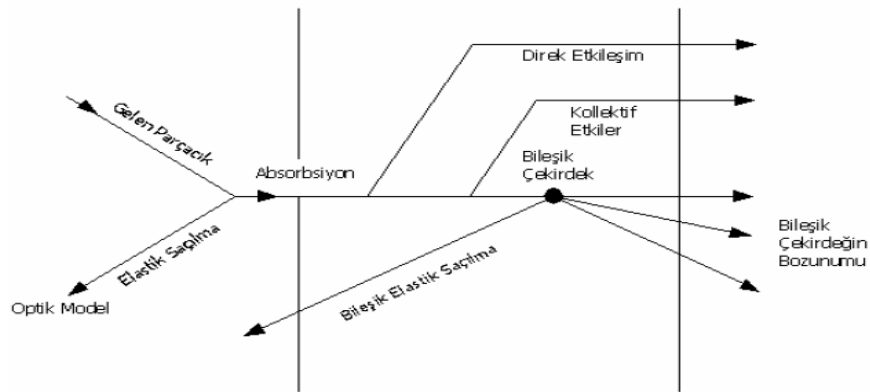
^8B proton halo üzerine yapılmış son çalışma ise Moro ve arkadaşları [57] tarafından yapılan ve 2012 yılında yayınlanan makale ile olmuştur. Bu çalışmada $^{14}\text{N}(^7\text{Be}, ^8\text{B})^{13}\text{C}$ transfer reaksiyonu $E_{\text{Lab}}=84\text{ MeV}$ değerinde çalışılmıştır. Sistemin incelenmesi için CDCC modeli dikkate alınmış ve sürekli durumlarda çiftlenim etkisi dikkate alındığında elastik saçılma gözlenebilirlerini açıklamada oldukça önemli olduğu ifade edilmiştir. Ancak transfer işlemi için Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) ve CDCC-Born yaklaşımıyla diferansiyel tesir kesitlerinin tahmini arasındaki farklar gözardı edilebilir bulunmuştur. Bu sonuç astrofiziksel $S_{17}(0)$ faktörünü çıkartmak için DWBA metodunun daha güvenilir olduğunu göstermiştir.

3. BÖLÜM

$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNİN FENOMENOLOJİK VE MİKROSKOBİK POTANSİYELLER İLE OPTİK MODEL ANALİZLERİ

3.1. Modelin Tanımlanması

Nükleer reaksiyonlar, mekanizmalarına göre bileşik ya da direk reaksiyonlar olmak üzere iki ana kısma ayrılabilir. Düşük enerjilerde gelen bir parçacık, öncelikle hedef çekirdeğin Coulomb alanı ile etkileşir ve enerjisi Coulomb bariyeriyerini aşmaya yeterli değil ise Rutherford yasasına göre saçılır. Eğer parçacığın enerjisi Coulomb bariyerinden daha fazla ise parçacık, hedef çekirdeğin nükleer alanı ile etkileşerek ya nükleer saçılmaya uğrar ya da absorbe edilerek bir bileşik çekirdek oluşturur. Bu bileşik çekirdek uyarılmış durumda olup, daha sonra parçacık yayarak temel seviyeye döner. Bir ara durum olan bu tür 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 3.1.’de verilmektedir.



Şekil 3.1. Weisskopf'a göre nükleer reaksiyon şeması [58].

Şekil 3.1.'e göre; birinci bölgede tek parçacık durumu olup, daha sonra tanımlanacak olan bir $V(r)$ potansiyeli ile etkileşen bir parçacığın (gelen dalganın) elastik saçılmasını göstermektedir. İkinci bölge ise gelen dalganın bir kısmını absorbe edilmesi ile (W potansiyeli) bileşik sistem oluşturulan bölgedir.

Tezin bu bölümünde birinci bölgede gösterilen, reaksiyon ürünlerinin değişmeden kaldığı elastik saçılma reaksiyonları ile ilgilenilerek, elastik saçılmayı soğurma etkilerini de hesaplamaya katarak inceleyen optik model tanımlanmıştır.

3.2. Optik Model

Nükleer reaksiyonların tanımlanmasında kullanılan en basit ve en başarılı modellerden biri optik modeldir. Elastik saçılmanın tanımlanmasında önemli bir rol oynayan bu model, bir potansiyel parametresi ile iki çekirdeğin etkileşmesini karakterize eder. Saçılmanın bir potansiyel terimi ile tanımlanması, absorpsiyon güçlü değil ise serbestlik derecesi açısından büyük kolaylık sağlar. Ayrıca potansiyel tanımlaması, Schrödinger denklemini her yerde çözebilecek bir dalga fonksiyonu yazabilme imkanı verir. Geliştirilen diğer modellerin güçlü absorpsiyon temeline dayandığı dikkate alındığında, saçılmanın basit bir şekilde tanımlanması ve diğer modellere tamamlayıcı olması bakımından optik model büyük önem arz eder.

İlk olarak 1935 yılında, Schrödinger denkleminin çözümünde uyarılmış kanalları dikkate alabilmek için kompleks bir potansiyel kullanmanın gerekliliği Bethe tarafından ileri sürülmüş, daha sonra 1950'li yıllarda Feshbach ve Saxon kompleks saçılma potansiyelini geliştirerek reaksiyonlara uygulamışlardır [59]. Optik model fikri, nötronların çekirdekte saçılmasının, ışığın geçirgen bir küreden saçılması ile benzerlik gösterdiği keşfedilince ortaya atılmıştır. Düşük enerjili nötron deneyleri yapıncaya kadar çekirdekler arasındaki etkileşimin, güçlü ve kısa erimli nükleon kuvvetinden dolayı şiddetli olduğu ve bu nedenle nükleer sıvı içerisindeki bir nükleonun ortalama serbest yolunun çok kısa olduğu düşünüldü. Aynı şekilde çekirdek saydam olmayan ya da siyah bir cisim gibi kabul edilir, uygun güçlü absorpsiyon modelleri kullanılır. Özellikle bu bölgelerde gözlemlenen keskin ve geniş rezonanslar bu modelleri desteklemekteydi. Daha sonra yapılan nötron deneylerinde, nötronların bir kısmı güçlü

absorbsiyonu gösterir şekilde soğrulurken bir kısmı güçlü etkileşim etkisi yokmuş gibi saçılmışlardır. Nötronların bu optik davranışı üzerine bu model geliştirilmiştir. Optik model nükleer reaksiyonları bir ortamdan geçerken kısmen absorbe edilen ışığın yayılmasına benzer bir analogi ile inceler [60]. Çünkü ışık dalgasının bir yüzeyden saçılması ile bir parçacığın bir potansiyelden saçılması paralellik göstermektedir. Elastik ve inelastik saçılmalarında kullanılan kompleks potansiyel, ışığın karmaşık kırılma indisli bir ortamda sergilediği yansıma, yutulma ve kırınım özelliklerine benzediğinden dolayı optik potansiyel olarak adlandırılır. İki çekirdek arasındaki etkileşim, karmaşık (komplike) çok cisim problemidir. Optik model elastik saçılmayı tanımlarken bu problemi basitleştirerek bir potansiyel ile etkileşen iki cisim problemine dönüştürür. Bu model potansiyeli, iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki r mesafesine bağlı olarak alır. Bu nedenle potansiyel $V=V(r)$ şeklindedir. Ayrıca optik potansiyel, inelastik bir saçılma mümkün olduğunda, elastik kanaldan bir akı kaybı olacağı için soğurucu yani kompleks olmasıdır. Kısaca Optik modelde, gelen bir parçacık hedefi, sınırlı bir kompleks potansiyeli olarak görür. Bu potansiyel şu şekilde tanımlanır;

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (3.1)$$

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 saçılmanın yorumlanmasının yanısıra çarpışan iki parçacığın görelî hareketi içinde dalga fonksiyonu sağlar. Ancak optik model sadece elastik kanallardaki dalga fonksiyonlarıyla ilgilenir. Diğer tüm uyarılmış kanallar, W sanal potansiyeli ile elastik kanalda kaybolan akı olarak hesaba katılır. Elastik saçılma için Radyal Shrödinger denklemi şu şekilde verilir:

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V_{op}(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (3.2)$$

Nükleer reaksiyon teorileri, nükleer yapı modellerinin problemini dikkate aldığından, optik model, kabuk modeli ile kolektif modelleri temel alır. Bu nedenle optik potansiyel Hatree-Fock potansiyeline yakın olarak, kabuk modeli potansiyelinden

geliştirilen bir potansiyeldir. Optik potansiyel bu sayede nükleer madde dağılımı hakkında da bilgi verebilmektedir.

Elastik saçılma hesaplamalarında, çekirdekler donmuş nesnelere olarak tanımlanarak, içyapıları dikkate alınmaz. Oysaki iki parçacığın etkileşmesi sonucunda, 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 sonunda açılacak reaksiyonların kanalların detayları ile ilgilenilmeden sadece elastik saçılma etkileri araştırılıyorsa, absorpsiyon optik potansiyelle eklenen sanal bir terimle temsil edilmelidir. Bu nedenle optik potansiyel kompleks olmalıdır.

Optik potansiyelin diğer bir özelliği ise enerjiye bağlı olmasıdır. Gelen enerjiyle birlikte kanalların açılma ihtimalide artacağından, bu kanalları temsil eden potansiyelin şiddetide gelme enerjisine bağlı olarak değişecektir. Dolayısıyla optik potansiyel de enerjiye bağlı olmalıdır.

Optik potansiyel, elimine edilmiş kanalların çiftlenim etkisinden dolayı lokal (yerel) olmayan bir özellik gösterir. Bunun fiziksel anlamı şudur: 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 çekirdeğin nükleonlarının antisimetrisasyonundan kaynaklanır. Lokal olmama özelliği momentuma bağlı olma özelliği olarak kabul edilebilir. Sonuçta optik model ara durumlarla ilgilenmeden sadece elastik kısmı inceler.

Nükleon-nükleon kuvveti spine bağlı olduğu için etkileşim potansiyelide 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 herikisinde spini sıfırdan farklı ise hem mermi hemde hedefin spinlerine çiftlenim dikkate alınmalıdır. Spin-yörünge çiftleniminin şiddeti iyonun kütlelerinin tersi olarak

azalacaktır. Spin-spin etkileşmesi mermi ve hedefin 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.

Merminin gelme enerjisi, uyarılmış durumların enerji seviyelerinden birine eşit olursa rezonans durumu oluşabilir. Bu nedenle optik potansiyel rezonanttır. Ayrıca optik potansiyel elimine edilmiş kanalların etkisinden dolayı seçilen model uzayına da bağlıdır. Optik potansiyelin özellikleri kısaca şu şekildedir:

- Komplekstir
- Enerjiye bağlıdır
- Lokal değildir (non-local)
- Rezonanttır
- Spin ve izospine bağlıdır
- Seçilen model uzayına bağlıdır.

Bu etkileşim modeli olan Optik model iki cisim probleminin çözümüne dayanır.

3.2.1 İki Cisim Problemi

Aralarında karşılıklı kuvvetin etkisi altında hareket eden m_1 ve m_2 kütleli iki cisim düşünelim. Sistemin Hamiltoniyeni:

$$H\psi(r_1, r_2) = E\psi(r_1, r_2) \quad (3.3)$$

şeklinde verilir. Sistemi daha rahat anlamak için Schrödinger denklemini tek boyutta tanımlarsak:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + V(x_1 - x_2) \right] \psi(r_1, r_2) = E\psi(r_1, r_2) \quad (3.4)$$

Burada x_1 ve x_2 yerine iki yeni koordinat sistemi tanımlayalım:

$$X = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{KM sistemi}) \quad (3.5)$$

$$x = x_1 - x_2 \quad (\text{Görelî sistem}) \quad (3.6)$$

x_1 ve x_2 yi X, x cinsinden tanımlayıp değerler yerine yazıldığında (3.4) denklemi şu şekilde yazılabilir:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right] \psi(X, x) = E \psi(X, x) \quad (3.7)$$

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

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

Burada toplam kütle $M=m_1+m_2$, indirgenmiş kütle ise m 'dir. Denklem 3.7'de ise X kütle merkezi sistemini x ise izafî koordinatlardaki sistemi tanımlamaktadır. Bu denklemi küresel koordinatlar için yazarsak:

$$\left[\frac{1}{m_1 + m_2} \nabla_R^2 + \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \nabla_r^2 - \frac{2}{\hbar^2} V(r) \right] \psi + \frac{2E}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (3.8)$$

olur. (3.8) denkleminde $V(r)$ potansiyeli küresel simetrik olduğu için $\psi = \chi(R)\psi(r)$ biçiminde değişkenlerine ayrıştırılabilir cinsten tanımlayabiliriz. Tanımlanan dalga fonksiyonu denklemin tamamına uygulandığında:

$$\left[\frac{\psi(r)}{M} \nabla_R^2 \chi(R) + \frac{\chi(R)}{m} \nabla_r^2 \psi(r) - \frac{2}{\hbar^2} V(r) \psi(r) \chi(R) + \frac{2E}{\hbar^2} \psi(r) \chi(R) \right] = 0 \quad (3.9)$$

Denklemin her tarafı $\psi(r)\chi(R)$ ile bölünürse:

$$\frac{1}{\chi(R)} \left(\nabla_R^2 + \frac{2ME}{\hbar^2} \right) \chi(R) = - \frac{1}{\psi(r)} \frac{M}{m} \left(\nabla_r^2 - \frac{2m}{\hbar^2} V(r) \right) \psi(r) \quad (3.10)$$

elde edilir. Denklem sol tarafı yalnız R , sağ tarafı r ' nin fonksiyonudur. Bu denklemin sağlanması için her iki tarafında ortak bir sabite eşit olması gerekir. Bu sabiti $\frac{2ME_{cm}}{\hbar^2}$

olarak alırsak ayrıışan iki denklem şöyle olur:

$$\begin{aligned} \nabla_R^2 \chi(R) + \frac{2M}{\hbar^2} (E - E_{cm}) \chi(R) &= 0 \rightarrow \text{Kütle Merkezine} \\ \nabla_r^2 \psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} (E_{cm} - V) \psi(r) &= 0 \rightarrow \text{Görelî Harekete} \end{aligned} \quad (3.11)$$

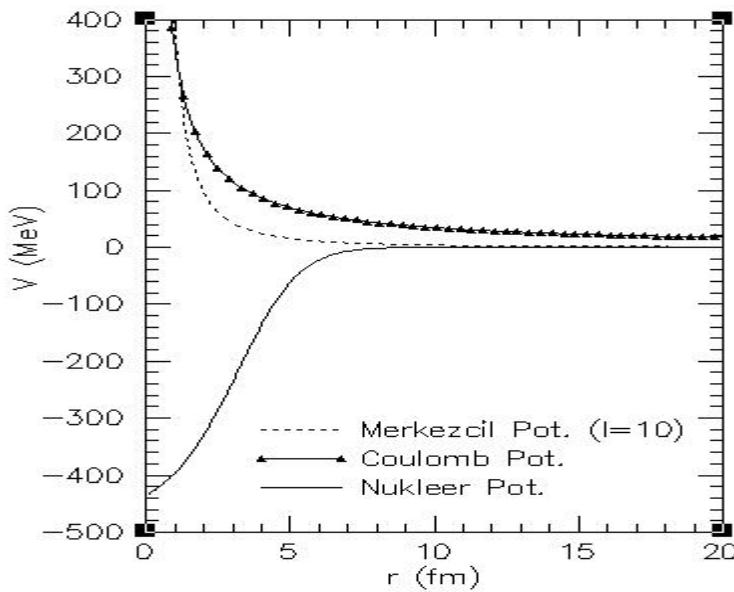
Bu denklemlerin her ikisi de tek parçacığa ait Schrödinger denklemleridir. Birinci denklem hiçbir kuvvetin etkisi altında bulunmayan ve kütlesi M olan bir parçacığın denklemdir. Yani kütle merkezinin hareket denklemdir ve potansiyelden bağımsızdır. 2. denklem ise kütlesi m olan parçacığın $V(r)$ potansiyeli altındaki hareket denklemdir. E_{cm} ise parçacıkların kütle merkezlerindeki toplam enerjisi veya kütlesi m olan izafi koordinatı r olan parçacığın enerjisidir. Böylece iki cisim problemi kütle merkezi sisteminde m indirgenmiş kütlesine sahip bir parçacığa ait tek cisim problemine eşdeğer olur [61].

3.2.2 Etkin Potansiyel

Optik model, nükleer reaksiyonları yorumlarken, bir cismin, iki cisim arasındaki potansiyel enerjiye denk etkin bir potansiyel ile etkileştğini kabul eder. Bu potansiyelin 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 toplam potansiyel

$$U_{toplam} = V_{Coulomb} + V_{Nükleer} + V_{Merkezcil} + V_{SO} \quad (3.12)$$

olur. Şekil 3.2.'de görüldüğü gibi aşağıdaki forma sahiptir.



Şekil 3.2. Etkin potansiyelin kısımları

3.2.2.1 Coulomb Potansiyeli

Nokta yük $Z_P e$ ve $Z_T e$ yüklerinden dolayı oluşan Coulomb potansiyeli, düzgün dağılmış küre için kürenin yarıçapı R_c olmak üzere:

$$\begin{aligned}
 V_C(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r} & r \geq R_c \\
 &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & r < R_c
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

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 kabaca $\frac{1.44 \cdot Z_1 \cdot Z_2}{R_c}$ şeklindedir. Burada R_c Coulomb yarıçapıdır.

3.2.2.2. Nükleer Potansiyel

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

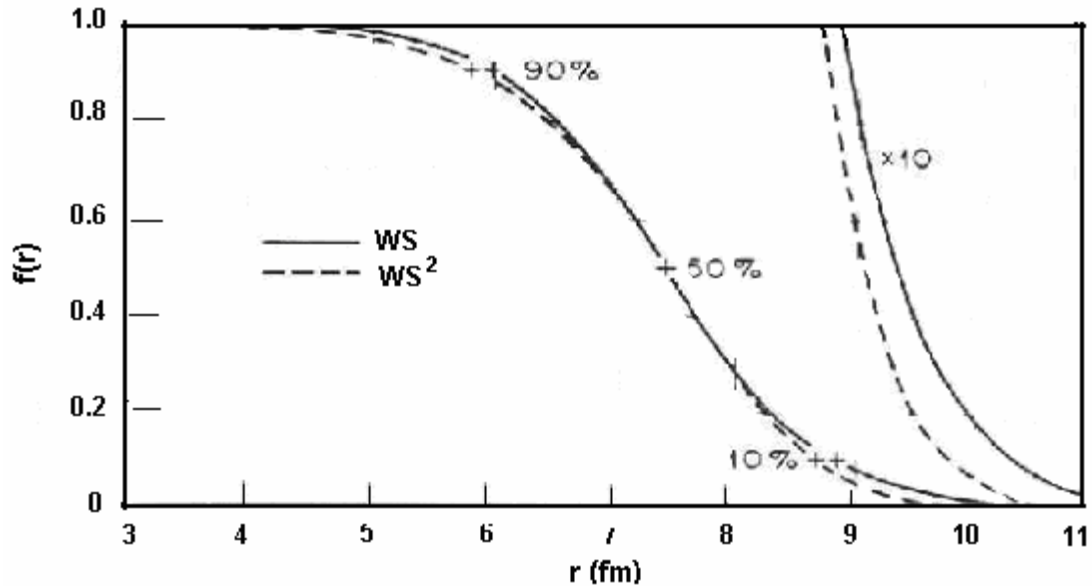
$$U_N = -V_f f_V(r) + V_s g_V(r) - i[W_V f_W(r) + W_S g_W(r)] \tag{3.14}$$

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 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 önerilsede en popüler olan model aşağıda formu verilen Wood-Saxon tipidir:

$$ReV_N(r) = V_0 f(r), \quad f(r) = -\frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right)\right]} \quad (3.15)$$

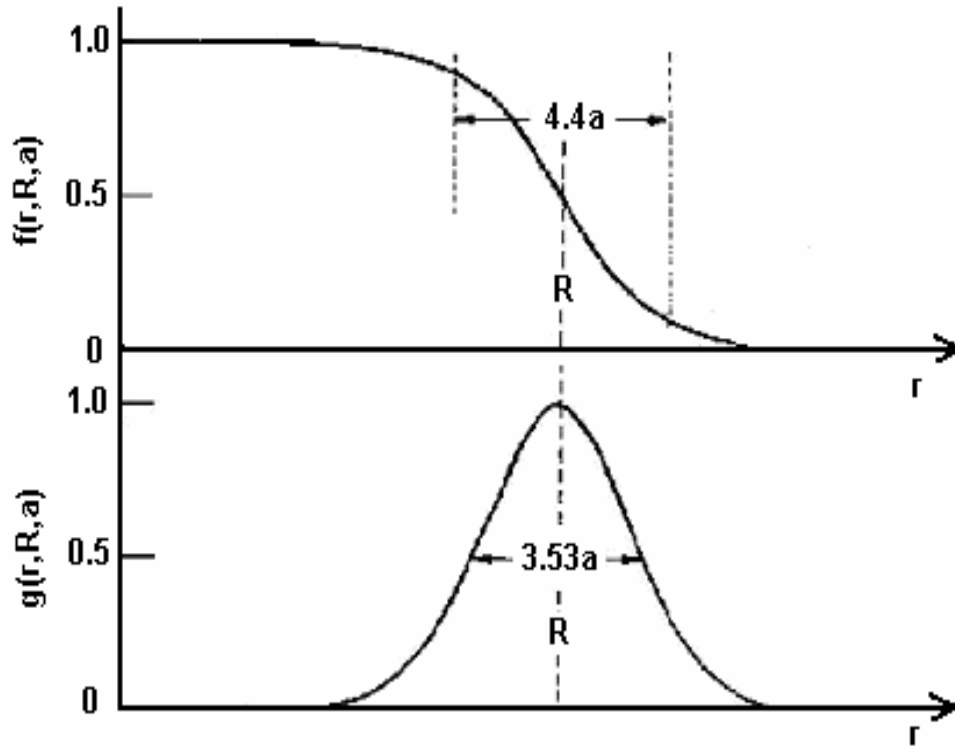
Burdada $f(r)$ form faktörü olup, V_0 derinlik, r yarıçap, a difüzyon parametreleridir. Difüzyon parametresi, potansiyel derinliğinin %90'dan %10'a düştüğü mesafedir. Aşağıdaki Şekil 3.3. Wood-Saxon formundaki potansiyelleri göstermektedir.



Şekil 3.3. Wood-Saxon ve Wood-Saxon kare form faktörlerinin karşılaştırmalı şekli

Wood-Saxon şeklinde bir potansiyel kullanmanın ağır iyolar için geçerli olup olmadığı açık değildir. Bu sistemler güçlü absorpsiyonlu soğrulmalar sergilediği ve yüzey bölgesine duyarlı oldukları için daha basit modeller kullanmak genellikle daha elverişli

olmaktadır. Nükleer potansiyelin sanal kısmı ise yüzey ve hacim olmak üzere iki forma sahiptir. Hacim formu genellikle Denklem 3.15.'teki gibidir. Yüzey absorpsiyonu genellikle reel kısmın form faktörünün türevi olarak alınır. Şekil 3.4 reel potansiyelin form faktörü ve onun türevi olan sanal potansiyelin form faktörünü göstermektedir.



Şekil 3.4. Wood-Saxon form faktörü ve onun türevi

3.2.2.3. Merkezci Potansiyel

Merkezci potansiyel mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan doğar ve şiddeti aşağıdaki gibidir:

$$V_l(r) = \frac{(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (3.16)$$

Denklemden görüldüğü gibi merkezci potansiyel açısal momentum kuantum sayısına bağlıdır. Bu potansiyel çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen şiddetli bir bariyerdir.

3.2.2.4. Spin Yörünge Terimi

Eğer mermi çekirdek spine sahip ise hedefle mermi arasındaki spin-yörünge etkileşiminden doğan bir potansiyel oluşur. Bu potansiyelin fenomenolojik formu şöyledir:

$$U_{SO} = -(V_{SO} + iW_{SO}) \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right) \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right) \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (3.17)$$

3.3. Hacim İntegralleri

Deneyisel verileri açıklamada kullanılacak nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımlarının tüm uzay üzerinden integralinin alınması ile

$$J_{v,w}(E) = \frac{4\pi}{A_P A_T} \int_0^{\infty} V_{V,W}(r) r^2 dr \quad (3.18)$$

şeklinde elde edilen hacim integralleri, teorik hesaplamaların kontrolünde önemli bir yere sahiptir. Hacim integrallerinin deneyisel veriyi yorumlamakta nükleer potansiyelinden daha kullanışlı olduğu bilinmektedir. Hatta saçılma durumlarının nükleer potansiyelin şekline aşırı hassas olduğu durumlarda bile hacim integrali farklı parametreler için aynı kalabilmektedir [62]. Hacim integrallerinin enerjiye bağımlılığı özellikle Coulomb bariyeri civarında, eşik anomalisi davranışı ile kendini belli eder.

3.3.1. Coulomb Bariyeri Civarındaki Reaksiyonlar ve Eşik Anormalliği

Gelen nükleonun kompleks bir hedef çekirdekten saçılmasını düşünelim öyle ki gelen merminin enerjisi Coulomb bariyeri civarında olsun. Bu durumda şu olası durumlar gözlenebilir:

- Eğer mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyerinden daha küçük ise Rutherford saçılması meydana gelmektedir.

- Gelen mermi çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyeri civarında ise elastik kanallarla inelastik kanallar arasında çiftlenim olur, yani elastik kanaldan inelastik kanala akı geçişi olur. Diğer bir değişle hedefin uyarıldığını söyleyebiliriz. Bu durumda potansiyel derinliğinde anormal değişimler gözlenir.
- Mermi çekirdeğin enerjisinin Coulomb bariyerinden daha büyük olduğu durumda ise; Coulomb engeli rahatlıkla geçilebilmekte ve gelen parçacık artık nükleer potansiyelin alanına girebileceğinden bir nükleer reaksiyonun oluşma olasılığı artmaktadır.

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 artırıldığında gerçel potansiyelin derinliğide artmakta, yaklaşık Coulomb bariyerinde bir pik yaparak maksimum değere ulaşmaktadır. Mermi çekirdeğin enerjisi artırılmaya devam edilirse gerçel potansiyelin derinliği yavaşça azalarak, daha yüksek enerjilerde yaklaşık sabit kalmaktadır. Sanal potansiyelin derinliği incelendiğinde ise; Coulomb bariyeri değerine kadar yaklaşık doğrusal olarak artan ve daha yüksek enerjilerde ise sabit kalan bir değişim gözlenmektedir. Bu durum merminin hedefte oluşturabileceği maksimum açık kanal sayısına ulaştığı şeklinde yorumlanabilir [19]. Ancak bu durum halo çekirdeklerde böyle değildir. Bu durumun incelenmesine hesaplama kısmında tekrar değinilecektir.

3.4. Optik Model Analizleri

Deneysel saçılma ve reaksiyon tesir kesiti datalarını açıklayan potansiyel setleri bir bilgisayar kodu kullanılarak elde edilmektedir. Genellikle kullanılan reaksiyon analiz kodları literatüre bakıldığında Fresco [63], Ptolemy [64], ECIS [65] programlarıdır. Teorik hesaplamalarla bulunan reaksiyon tesir kesitleri ile deneysel olarak hesaplanan tesir kesitlerinin karşılaştırılmasıyla incelediğimiz enerji aralığı için en uygun potansiyel setini seçebilmekteyiz.

Fenomenolojik potansiyeller ile yürütülen analizlerde, nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımlar için genellikle WS ve WS kare formları veya bunların kombinasyonu şeklinde seçilir. Bununla beraber, potansiyelin gerçel kısmı katlı modelden yararlanılarak da elde edilebilmektedir. Katlı-model kullanıldığında; gerçel 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 ve sanal potansiyel parametreleri uygun şekilde seçilmelidir.

Deneysel veriler ile teorik hesaplamalar arasındaki uyumluluk:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \frac{(\sigma_{teorik} - \sigma_{deney})^2}{(\Delta\sigma_{deney})^2} \quad (3.19)$$

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

3.5. Mikroskobik Potansiyellerin Optik Modelde Kullanımı

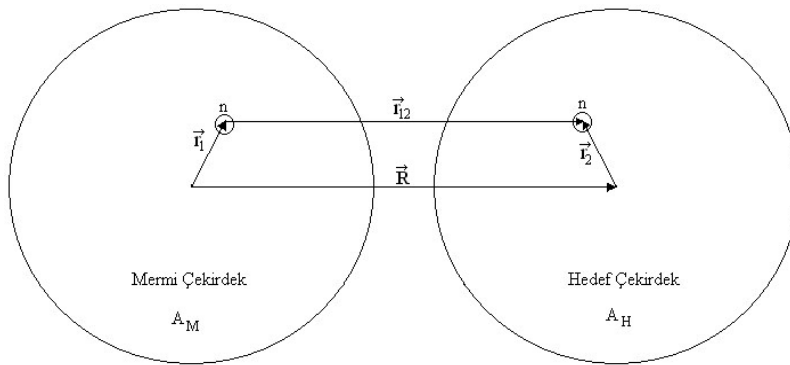
3.5.1. Folding Model

Şimdiye kadar pek çok çalışmada reel potansiyel olarak folding model analitik formdaki fenomenolojik potansiyellere karşı ciddi bir alternatif olarak görüldü. Fakat genellikle folding model sanal potansiyel için uygun değildir. Çünkü sanal potansiyel elastik olmayan kanallara çiftlenimi içerir.

Folding model basitçe Coulomb potansiyeline benzer şekilde hesaplanır, 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 durumundaki nükleon yoğunluğu dağılımları (ρ_M , ρ_H) alır. Böylece folding potansiyel, şematik gösterimi Şekil 3.5.'te verilen aşağıdaki denklem,

$$V_{DF}(R) = \iint \rho_M(r_1) \rho_H(r_2) v_{nn}(r_{12}) d^3 r_1 d^3 r_2, \quad r_{12} = R - r_1 - r_2 \quad (3.20)$$

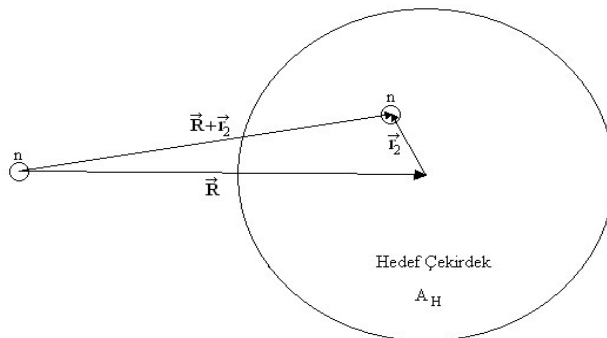
ile tanımlanır [66].



Şekil 3.5. Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan double folding potansiyelin şekli

Bu form çift katlı (double folding) 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 3.6 haline yani tek-katlı (single folding) haline dönüşür.

$$V_{SF}(R) = \iint \rho_H(r_2) v(R + r_2) d^3 r_1 \quad (3.21)$$



Şekil 3.6. Nükleon-nükleon etkileşimini temel alan single folding gösterimi

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

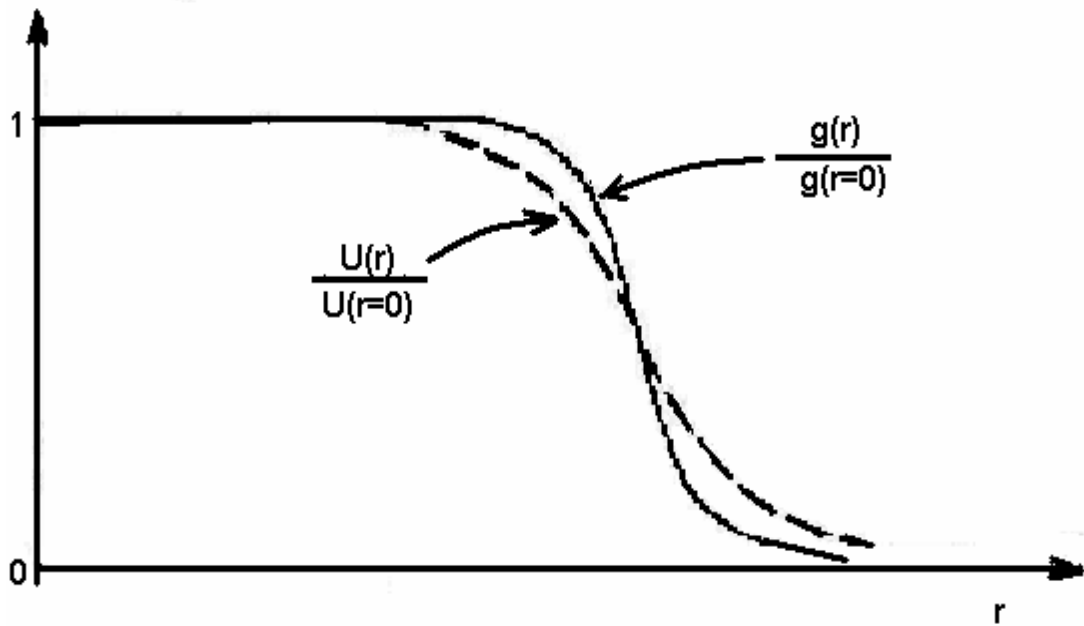
potansiyeli elde edilmiş olur. Single folding genellikle α parçacıkları ile yapılan hesaplamalarda kullanılır.

Denklem (3.20) ve (3.21)'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 potansiyelleri hesaplamak için gerekli olan nükleon yoğunlukları, A_M ve A_H sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin nükleon sayısı olmak üzere,

$$\int \rho_M(r) d^3r = A_M, \quad \int \rho_H(r) d^3r = A_H \quad (3.22)$$

denklemleriyle 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 bile eğer çekirdek spini $\frac{1}{2}$ den büyük ise çekirdeklerin nükleon yoğunlukları küresel simetrik olmayacaktır. Bir folding potansiyel ($v_{nn}(r_{12})$ 'nin sonlu menzili yüzünden) çekirdek yoğunluklarıyla karşılaştırıldığında difüzyon yüzeyi daha kalındır. Bu durum Şekil 3.7.'de görüldüğü üzere tek katlı (single folding) potansiyelden faydalanılarak daha rahat görülebilir. Şekle dikkat edilirse yoğunluk ve potansiyel aynı mesafede yarıya düşmektedirler, fakat potansiyel yoğunluğa göre daha geç sifıra gitmektedir. Bunun önemi folding potansiyel ve Wood-Saxon potansiyellerinin aynı şekle sahip olmamasında yatar. Folding potansiyel daha çok Wood-Saxon kare potansiyellere daha yakın bir şekle sahiptir [67]. 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 [68-70].



Şekil 3.7. Çekirdeğin yoğunluk dağılımı ve folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyelinin karşılaştırılması

3.5.2. Nükleon-Nükleon Etkileşimi

Etkin nükleon-nükleon etkileşimi v_{nn} birçok nükleer model hesaplamalarında kullanıldı ve literatürde birçok tartışması yapıldı [71]. Eğer 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 fenomenolojikde olabilir. Gerçekçi bir etkileşim şekli seçebilmek için nükleon-nükleon saçılmalarının bilinen özelliklerinden faydalanmak gerekir. İlk seçilen gerçekçi etkileşim terimleri oldukça basit olarak Gaussian ve Yukawa şeklinde idiler, bunlar çok düşük enerjilerdeki nükleon-nükleon saçılmalarından faydalanılarak elde edildi [72]. Seçilen bu etkileşimler nükleon-nükleon ve çekirdek-çekirdek etkileşimleri arasında çok basit ve direkt bir ilişki kurar gibi görülmüş, ne yazıkki çok basit ama fazla gerçekçi olmayan bir yaklaşımdır. Bu şekilde elde edilen gerçekçi nükleon-nükleon çıplak etkileşimi bir çekirdek-çekirdek potansiyelinde direkt olarak kullanabilmek için çok güçlüydü. Bu yüzden etkin etkileşimi elde edebilmek için G-matris olarak adlandırılan gerçekçi bir etkileşim matrisi [73, 74] üzerinde yoğunlaşıldı. 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.

3.5.3. Yoğunluk Bağımsız M3Y Etkileşimleri

Folding model potansiyelleri için birçok nükleon-nükleon etkileşimi tanımlandı, fakat bunlardan M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşimleri (gerçekçi bir yaklaşım olarak) en bilineni ve en çok kullanılanıdır. Bu etkileşim terimi iki adımda elde edildi. İlk önce Bethe-Goldstone denklemi harmonik osilatör temelinde Reid [75] ‘Soft-Core’ etkileşimleri kullanılarak çözüldü ve G-matrisi elde edildi. Daha sonra G-matris elamanlarını yaklaşık olarak tekrar üreten Yukawa terimleri hesaplandı. Merkezci bileşenler Yukawa terimleri kullanılarak fit edilmiştir ve bu terimlerin menzilleri 0.25 ve 0.40fm’dir. Bu şekilde elde edilen etkileşim terimlerinden biri,

$$v_{00}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} \quad (3.23)$$

M3Y-Reid’dir. Bunun benzeri birçok etkileşim terimi olmakla birlikte bu çalışmada nükleon-nükleon etkileşim terimi olarak M3Y-Reid seçildi.

Bu terim etkin etkileşmenin direk kısmını olarak adlandırılır ve tek başına yeterli değildir. Bir saçılma durumunda nükleon değiş tokuşu olması da mümkündür. Nükleon değiş tokuşunu temsil edebilmek için ise M3Y-Reid’e literatürde sıkça kullanılan,

$$J_{00}(E) = -276 \left[1 - \frac{0.005E}{A_M} \right] MeVfm^3 \quad (3.24)$$

terimi ilave eder. Bu terim değiş-tokuş terimi (knock-on exchange) olarak adlandırılmaktadır. Dolayısıyla etkileşimin merkezci kısmı

$$v'_{00}(r) = v_{00}(r) + J_{00}(E)\delta(r) \quad (3.25)$$

halini alır ve bu oldukça gerçekçi bir etkileşim yaklaşımıdır.

3.5.4. Çekirdek Yoğunluk Dağılımları

Çekirdeklerin nükleon yoğunlukları için Hatree-Fock, kabuk modeli hesaplarıyla veya fenomenolojik yaklaşımlarla elde edilmiş uygun bir fonksiyon seçilebilir. Fenomenolojik olarak seçilen yoğunluklar Wood-Saxon potansiyeli ile aynı şekle sahiptir ve literatürde iki parametrelili Fermi dağılımı olarak adlandırılır. Bir başka yoğunluk modelinde ‘model bağımsız’ [76] yoğunluk dağılımlarıdır. Bu sonuncusu Fourier-Bessel açılımında sahip bir fonksiyondur ve parametreleri elektron saçılma deney gözlemlerini fit edilerek elde edilir [77].

Nükleon yoğunluğu dağılımları yukarıda bahsedildiği gibi elektron saçılma deneylerinden elde edilir. Bu deneylerde öncelikle çekirdeğin yük yoğunluğu dağılımı elde edilir. Daha sonra protonun çekirdek içinde 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 bulunabilir.

Yoğunluk dağılımları için literatürde sıkça kullanılan iki nükleon yoğunluğu dağılım fonksiyonları aşağıdaki gibidir. Bunlar sırası ile iki parametrelili Fermi ve Gaussian dağılımlarıdır. Fermi dağılımı

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)\right]} \quad (3.26)$$

ve Gaussian dağılımı

$$\rho(r) = \rho_0(1 + wr^2) \exp(-\beta r^2) \quad (3.27)$$

şeklinde tanımlanır.

3.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sisteminin Fenomenolojik Olarak İncelenmesi

Egzotik çekirdekler genel olarak düşünüldüğünde üzerinde en fazla durulan türü nötron halo durumlarıdır. Özellikle ${}^6\text{He}$ egzotik çekirdeği hem deneysel hem de teorik olarak birçok çalışmaya konu olmuştur [78, 79]. Ancak proton halo çalışmaları henüz çok yenidir. İncelememizin bu bölümünde ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemini fenomenolojik olarak inceledik. Optik model hesaplamalarımızda toplam potansiyel Nükleer, Coulomb ve Merkezci olmak üzere üç potansiyelden oluşmaktadır.

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{Nükleer}} + V_{\text{Coulomb}} + V_{\text{Merkezci}} \quad (3.28)$$

Bölüm 3.2’de bahsettiğimiz gibi optik potansiyelin nükleer kısmı reel (V) ve sanal (W) şeklindedir. Denklem 3.29’da potansiyelin reel kısmı saçılmadan, sanal kısmı ise absorpsiyondan yani kaybolan akıdan sorumludur.

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = V + iW \quad (3.29)$$

Buna göre hesaplamalarımızda potansiyelimizin hem reel hem de sanal kısmı literatürdeki çalışmaya benzer olarak [48], Wood-Saxon formunda seçerek (Eşitlik 3.30.) deneysel datayı en iyi şekilde açıklayan parametre değerlerini kullandık.

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = -\frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right)\right]} + i\frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)\right]} \quad (3.30)$$

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma reaksiyonun 2-cisim fenomenolojik modelle incelemek ve araştırdığımız diğer modellerle karşılaştırmasını yapmak için seçilen potansiyele ait parametreleri literatüre uygun olarak [48] aldık. Buna göre elde ettiğimiz elde ettiğimiz sonuçlar Tablo 3.1’de verilmektedir.

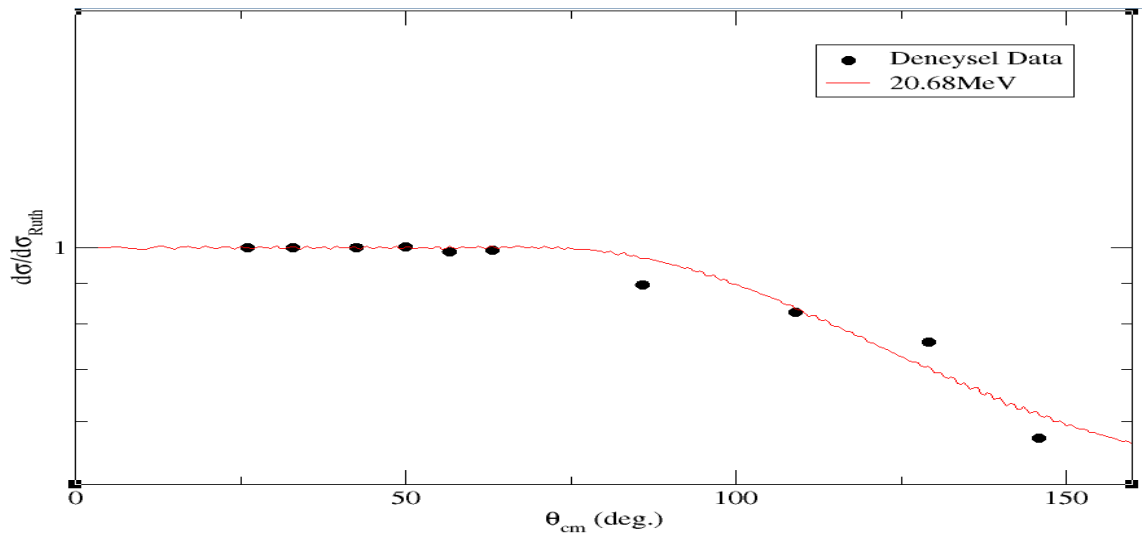
Tablo 3.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sistemi için alınan parametre değerleri ve elde edilen bazı değerler

E_{Lab} (MeV)	V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	χ^2/N	σ_R (mb)	J_V (MeVfm ³)	J_W (MeVfm ³)
20.68	10	1.3	0.56	166.9	1.260	0.650	0.15	200	41	636
23.4	11.8	1.3	0.53	166.8	1.220	0.610	0.58	352	48	574
25.3	11.9	1.3	0.54	166.8	1.210	0.600	0.33	511	49	560
27.2	10.8	1.3	0.53	166.9	1.240	0.620	0.41	809	44	603
29.3	10	1.3	0.52	173.8	1.260	0.610	0.13	1026	41	656

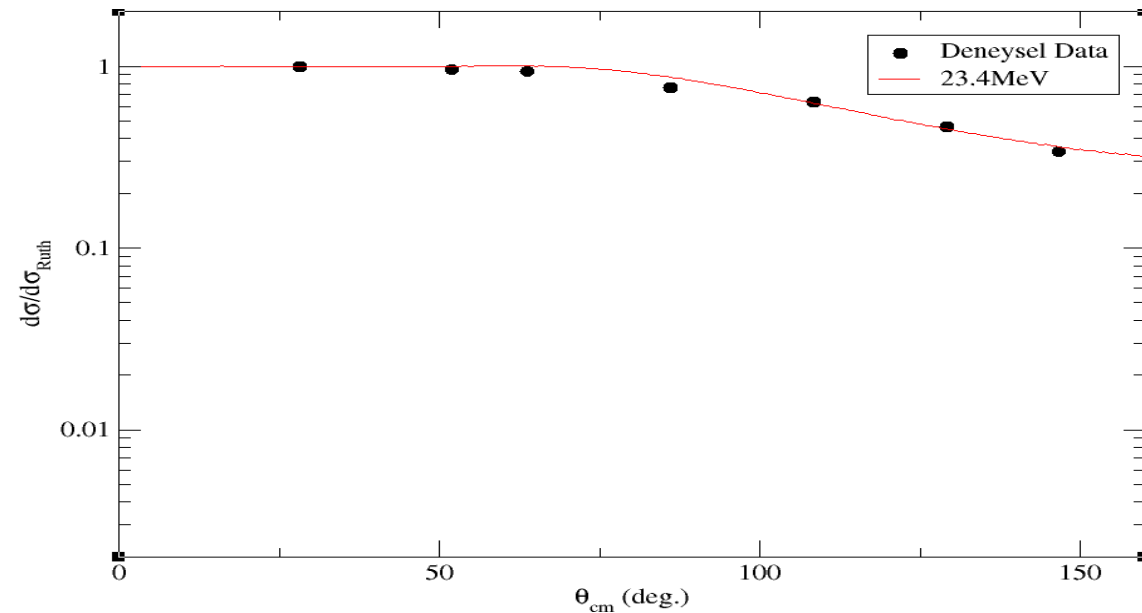
(3.29) denkleminde $R_V=r_V(A_M^{1/3}+A_H^{1/3})$ ve $R_W=r_W(A_M^{1/3}+A_H^{1/3})$ şeklinde olup A_M ve A_H mermi ve hedef parçacığın atomik kütleleridir. r_V ve r_W reel ve sanal potansiyelin yarıçap parametreleri, a_V ve a_W ise reel ve sanal kısma ait difüzyon parametreleridir. Yapılan hesaplamada r_V reel kısım yarıçap parametresi sabit tutulmuştur. Tanımlanan potansiyel seti deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu olduğunu göstermek için ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için elastik saçılma tesir kesitlerinin, açısal dağılıma göre şekilleri aşağıda (Şekil 3.8.-3.12.'de) verilmiştir. Fenomenolojik potansiyel kullandığımızda elde edilen hata oranları Tablo 1.1.'de verilmiş ve sonuçların oldukça iyi olduğu gözlenmiştir. Hata analizi deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki uyumun ölçüsüdür ve (3.19) denklemi kullanılarak elde edilmiştir. N ise ölçülmüş açıların toplamını vermektedir.

Bölüm 3.3.1.'de tartıştığımız hacim integralleri deneysel veriyi yorumlamakta nükleer potansiyelden daha kullanışlıdır. Saçılma durumlarının nükleer potansiyelin şekline aşırı hassas olduğu durumlarda bile farklı parametreler için hacim integralleri aynı olabilir [62]. Coulomb bariyeri civarında hacim integrallerinin enerjiye bağımlılığı eşik anomalisi davranışı ile kendini belli etmektedir. Ancak bu eşik anomalisi davranışı halo sistemler için sağlamamaktadır bunu hacim integrallerinin enerjiye bağlı değişim grafiklerinde görebiliriz (Şekil 3.13.). Şekle bakıldığında reel hacim integrali artan enerji ile önce anormal bir şekilde arttığı daha sonra azaldığı görülmüştür. Bu davranış bir çan eğrisini andırmaktadır. Ancak sanal hacim integrali önce azalmakta sonra artmaktadır. Bu tür çalışmalar daha öncede yapılmış ve halo çekirdeklerin dispersiyon ilişkisini sağlamadıkları ifade edilmiştir [80, 81]. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için çalıştığımız enerji değerlerinde hacim integralleri değerleri ve χ^2/N değerleri Tablo 3.1.'de verilmiştir. Tablodan da görüldüğü gibi reel ve sanal derinlikler yaklaşık olarak sabittir.

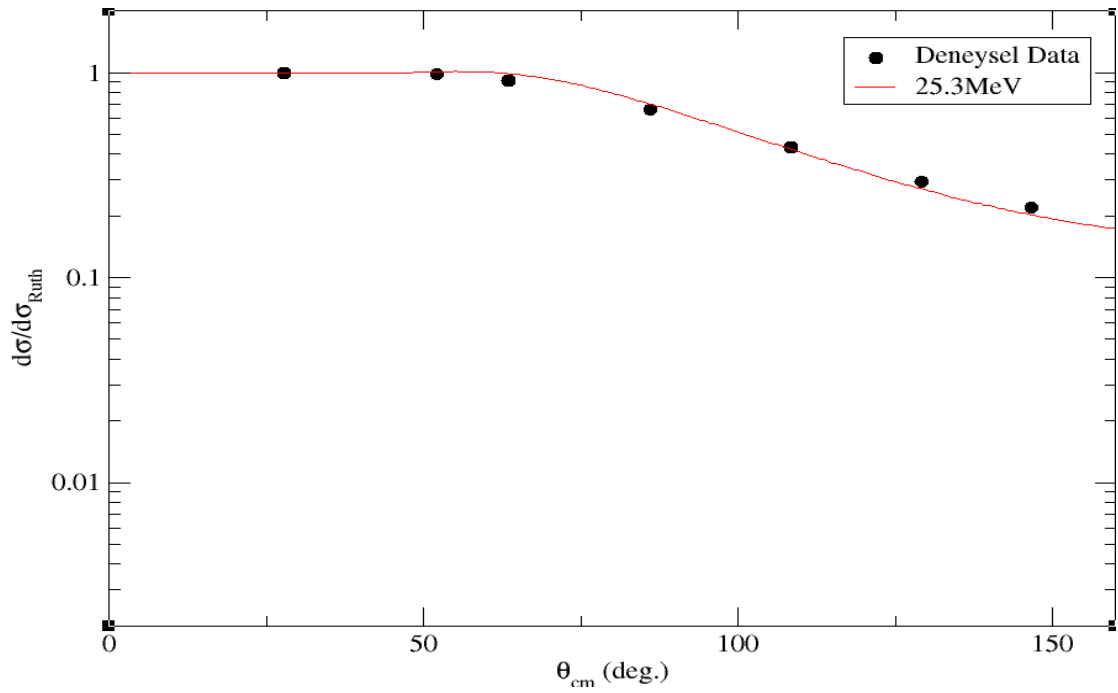
^8B proton halosuyla farklı modeller kullanılarak yapılmış çalışmalara Bölüm 2’de geniş olarak yer verilmiştir. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ için elde edilen elastik saçılma tesir kesitlerinin açisal dağılımları herbir enerji için Şekil 3.8.-3.12.’de verilmiştir. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için deneysel datalar EXFOR’dan [82] alınmıştır. Sonuç olarak fenomenolojik potansiyel kullanıldığında sistemi oldukça güzel açıklamaktadır.



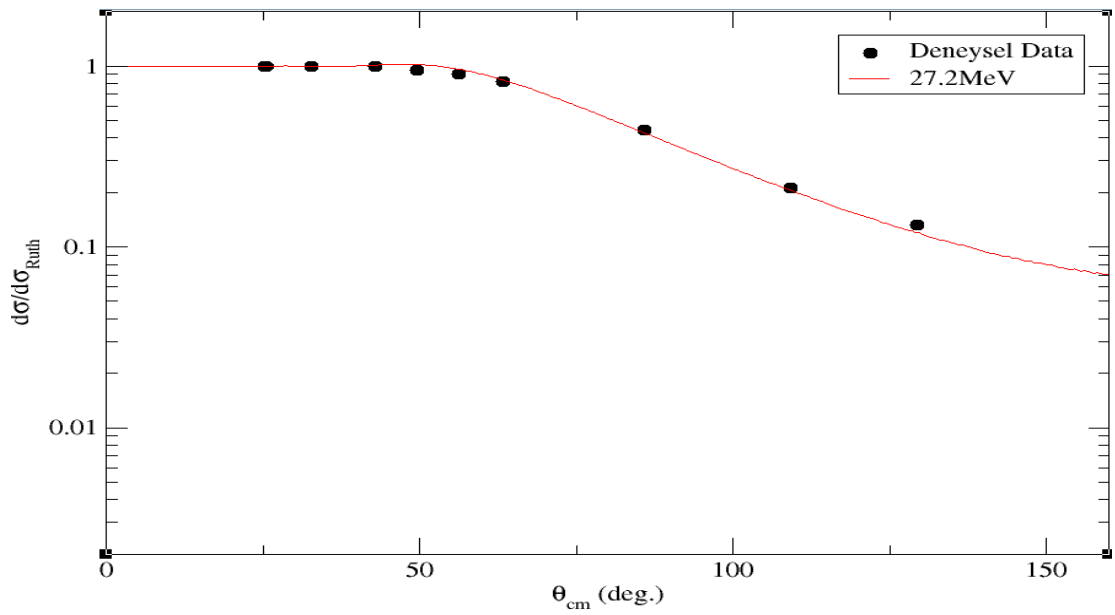
Şekil 3.8. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68MeV’de elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı.



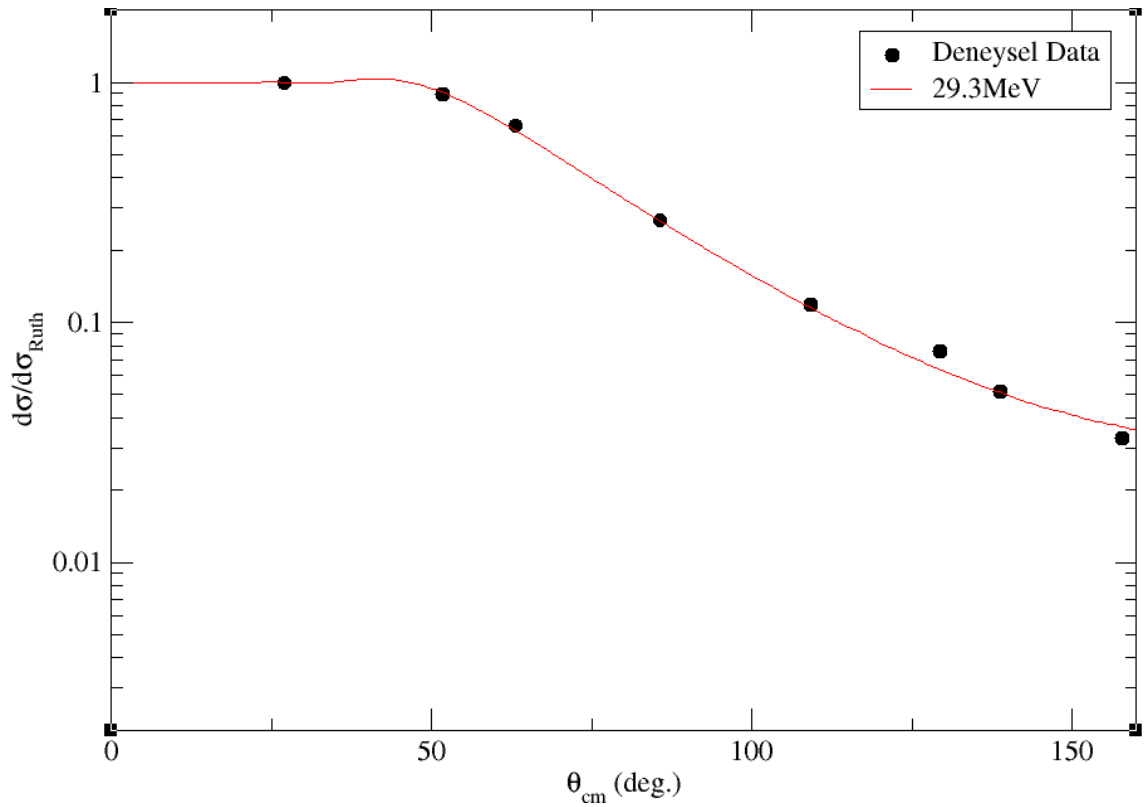
Şekil 3.9. $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$ sistemi için 23.4MeV’de elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı.



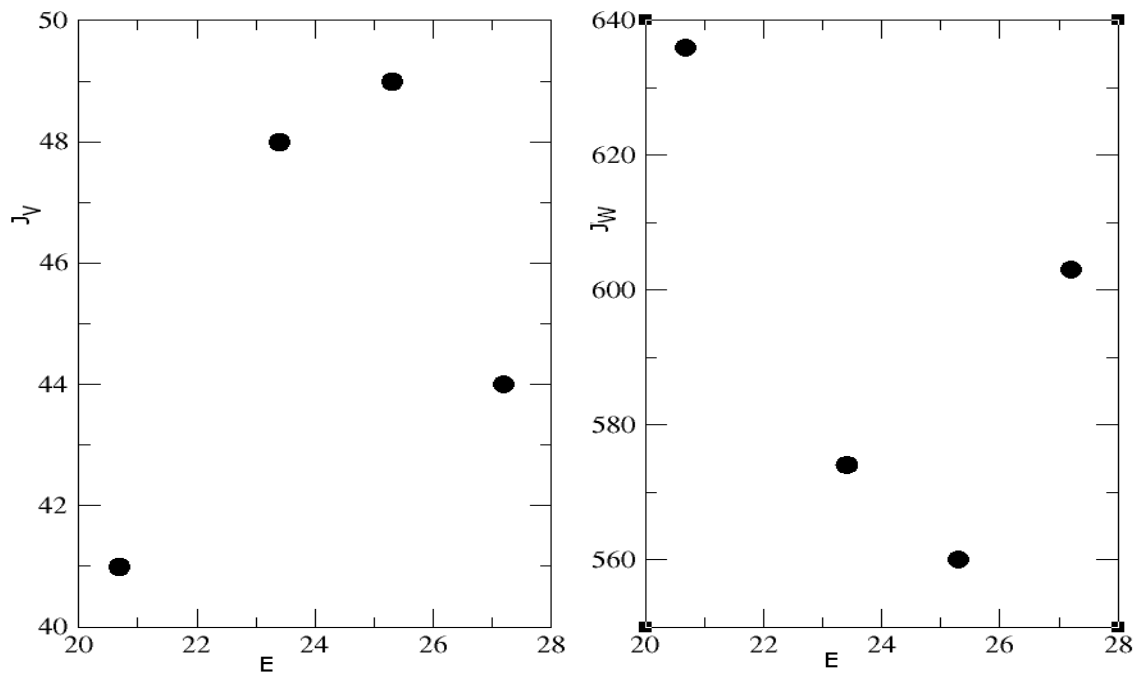
Şekil 3.10. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 25.3MeV’de elastik saçılma tesir kesitinin açısıl dağılımı.



Şekil 3.11. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 27.2MeV’de elastiksaçılma tesir kesitinin açısıl dağılımı.



Şekil 3.12. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 29.3MeV de elastik saçılma tesir kesitinin açsal dağılımı.



Şekil 3.13. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için hacim integrallerinin enerjiyle değişimi

3.7. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sisteminin Mikroskopik Olarak İncelenmesi

Optik model hesaplarında etkileşim potansiyeli için kullanılan, gerçel ve sanal kısımlara sahip nükleer potansiyelin yapısı

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = V(r) + iW(r) \quad (3.31)$$

şeklindedir. Bu kısımdaki analizler etkin bir NN etkileşmesinin, mermi ve hedef çekirdeklerin yoğunluk dağılımları üzerinden integrasyonu ile elde edilen NN çift-katlı potansiyel (double folding potansiyeli) optik model hesaplarında kullanılmıştır. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68MeV-29.3MeV aralığında double folding yöntemiyle bu sisteme bakılmıştır. Böylelikle, ilgili enerji aralığı için ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin deneysel ölçümlerinden elde edilen esnek saçılma açısal dağılım verilerinin analizleri, optik modelde mikroskopik çift katlı potansiyel kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Çift katlı potansiyeller ile yürütülen analizler için optik model potansiyelin nükleer etkileşmeyi tanımlayan gerçel kısmı, DF POT programı [83] yardımıyla katlı modelden belirlenerek hesaplamalara doğrudan katılmış ve sanal kısım yine fenomenolojik Wood-Saxon hacim formunda oluşturulmuştur. Elde edilen sonuçlar analizler için kullanılan parametrelerle birlikte izleyen kısımlarda değerlendirilmektedir.

3.7. 1. Nükleon-Nükleon Double Folding Potansiyeli ile Yapılan Analiz

Bugüne kadar ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi üzerine yapılan bütün çalışmalar fenomenolojik olarak yapılmıştır. Fakat mikroskopik bir çalışmayı temel alan çalışma bu sistem için yapılmamıştır. NN etkileşmesini göz önüne alarak yürütülen hesaplamalar için Denklem 3.20 ile verilen NN -çift katlı potansiyel formu ve N_R normalizasyon faktörü, Denklem 3.31'deki nükleer potansiyelin gerçel kısmını oluşturmada kullanılmıştır. Yani gerçel kısmı için

$$V_{df} = N_R V_{NN-DF} \quad (3.32)$$

formu seçilmiş, böylelikle ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılmasının bu kesimdeki analizi için nükleer potansiyelin yapısı

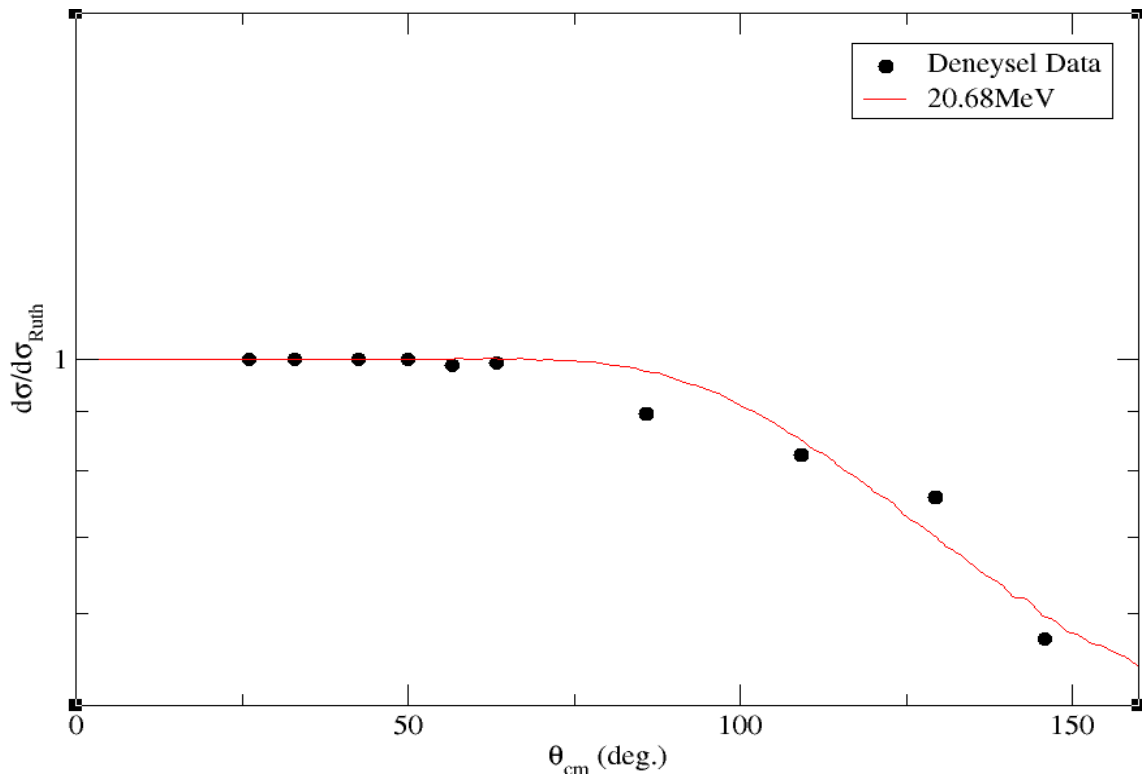
$$V_{Nükleer}(r) = -V_{df} - i \frac{-W_V}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)\right]} \quad (3.33)$$

olarak belirlenmiştir. Buradaki nükleer potansiyel, Denklem 3.32 yardımıyla katlı-modelden elde edilerek hesaplamalara doğrudan katılan bir gerçel kısma ve fenomenolojik olarak belirlenen WS formunda bir sanal kısma sahiptir. Denklem 3.33' deki $V_{Nükleer}(r)$ nükleer potansiyelinin, etkileşim potansiyeli ifadesinde yerine konmasıyla 20.68MeV-29.3MeV enerji aralığında ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin mikroskobik model analizleri gerçekleştirilmiştir. Teorik hesaplamalar ile deneysel verilerin uyumlu hale getirilebilmesi için en uygun normalizasyon katsayısı (N_R) ve sanal potansiyel parametreleri araştırılmış ve Tablo 3.2.'de verilmiştir. Denklem 3.32'deki V_{NN-DF} potansiyelinin hesaplanmasında, V_{nn} etkin NN etkileşmesi için Bölüm 3.5.3.'de tanımlanan M3Y-Reid formu (Denklem 3.23) ve mermi çekirdeğin yoğunluğunu hesaplamak için RMS değeri literatüre uygun olarak 2.60 fm olarak alındı [84] ve yoğunluk dağılımı için Gaussian dağılımı kullanıldı. Dağılımda kullanılan fonksiyonun katsayıları $C=0.15017$ ve $\alpha=2.12289$ olarak hesaplandı ve bu değerler DF POT programında yerine yazılarak ${}^8\text{B}$ proton halo çekirdeğin yoğunluk dağılımı elde edilmiş oldu. ${}^{58}\text{Ni}$ 'in nükleon yoğunluğu RIPL'dan [85] proton ve nötron yoğunluğu data dosyaları alınmıştır. Proton ve nötronun herikiside fermiyon ailesine ait birer parçacıktır ve herikiside nükleondur. Dolayısıyla aynı kuantum durumlarını işgal etmeleri mümkün değildir. Aynı zamanda heriki parçacık arasındaki nükleon-nükleon kuvveti yükten bağımsızdır. Bu üç veri bize proton ve nötron yoğunluklarının toplamının bir çekirdeğin toplam nükleon yoğunluğunu vereceğini göstermektedir. Dolayısıyla proton ve nötrona ait yoğunluk data dosyalarındaki yoğunluk değerleri birbirine eklenmiştir ve böylece ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeğinin nükleon yoğunluk data dosyası elde edilmiştir. Bu yoğunluk data dosyasıda DF POT içerisinde düzenlenmiştir. Hesaplamalarda normalizasyon katsayısı hatayı en aza indirmek için 0.80 ile 1.7 arasında alınmış, hesaplamaların sanal kısmı için Tablo3.2.'deki sanal potansiyel parametreleri kullanılmıştır. Normalizasyon katsayısının tüm enerji edeğerlerinde 1 değerine sabitlenmesi durumunda χ^2 değerleri oldukça yüksek çıkmaktadır. NN -çift katlı potansiyeli ile yapılan böyle bir analizin ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ esnek saçılmasını açıklamada, bölüm 3.6'daki fenomenolojik potansiyelleri kullanan analizler kadar başarılı olmadığı tespit

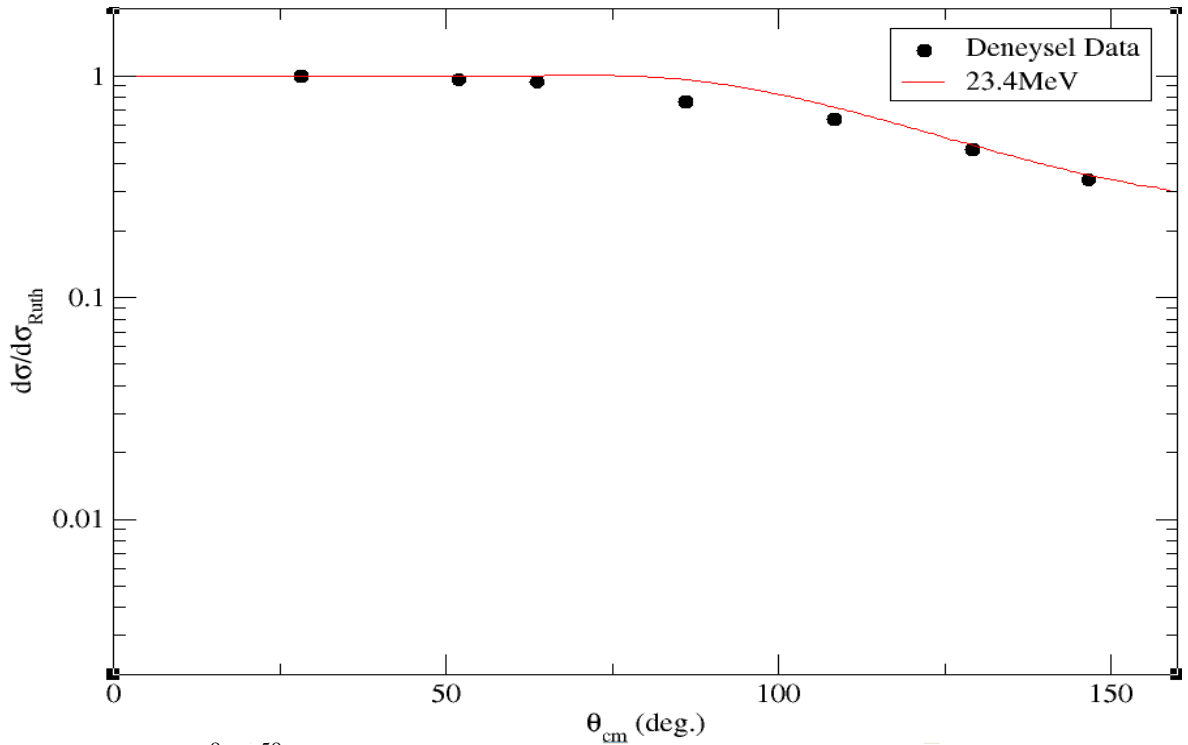
edilmiştir. Double folding yöntemiyle elde edilen elastik saçılma açısall dağılımları Şekil 3.14.-3.18.'de verilmiştir.

Tablo 3.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için Double folding ve sanal potansiyel parametrelerinin, hacim integrallerini ve teorik reaksiyon tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre değişimleri

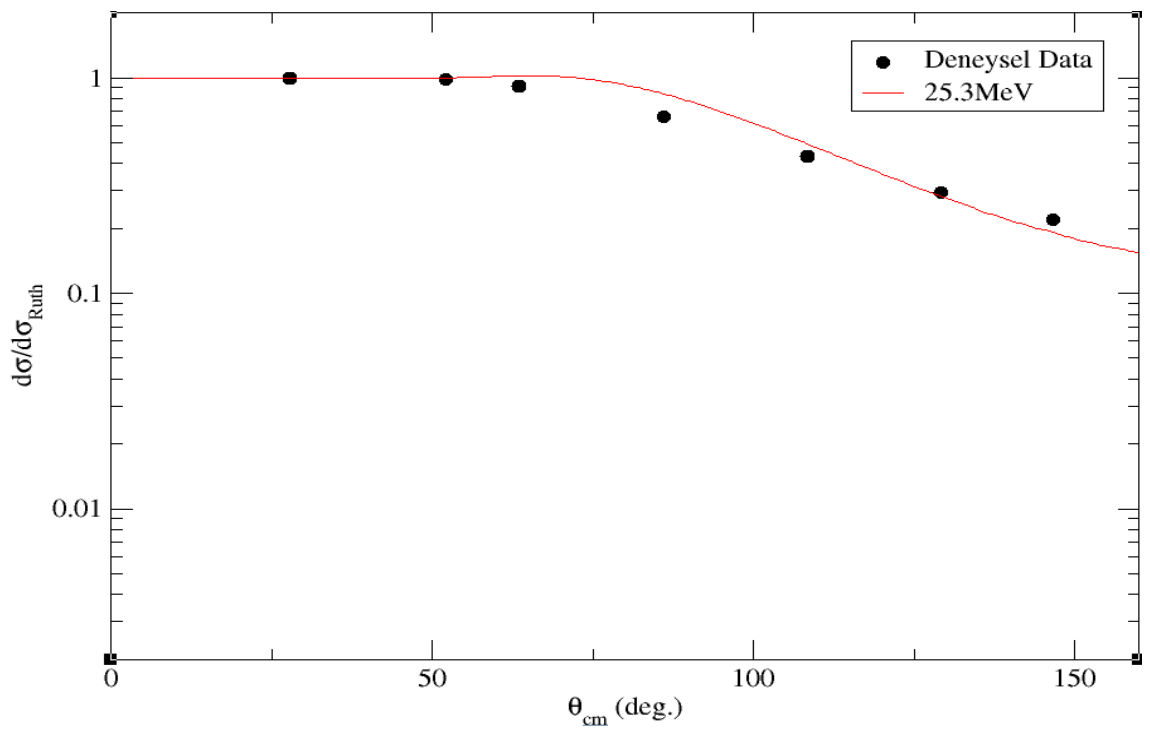
E_{Lab} (MeV)	N_R	J_{00} (MeVfm ³)	W_V (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	χ^2/N	σ_R (mb)	J_V (MeVfm ³)	J_W (MeVfm ³)
20.68	1.70	272.43	81.13	1.174	0.784	0.19	192	414.22	262.11
23.4	1	271.98	41.13	1.174	0.714	1.24	276	414.26	130.26
25.3	0.80	271.64	71.13	1.174	0.614	2.41	372	414.92	219.54
27.2	1	271.31	101.13	1.174	0.514	3.01	475	414.49	305.20
29.3	0.87	270.95	131.13	1.174	0.514	2.07	644	416.24	395.74



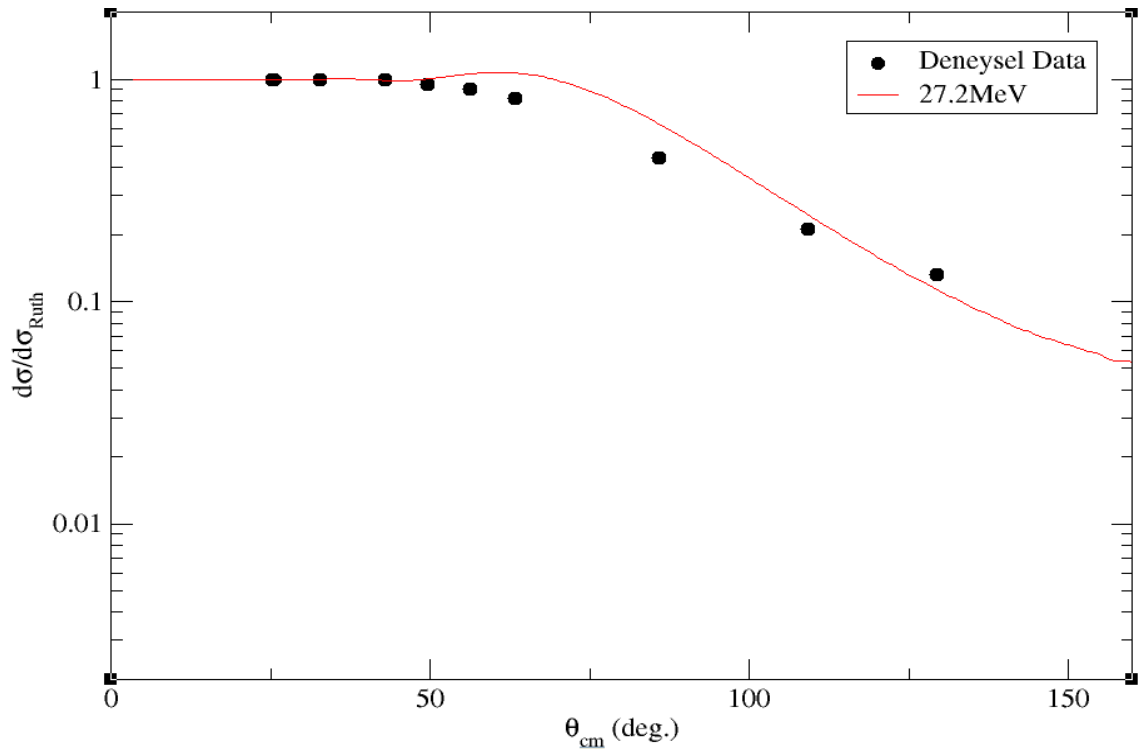
Şekil 3.14. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açısall dağılımı.



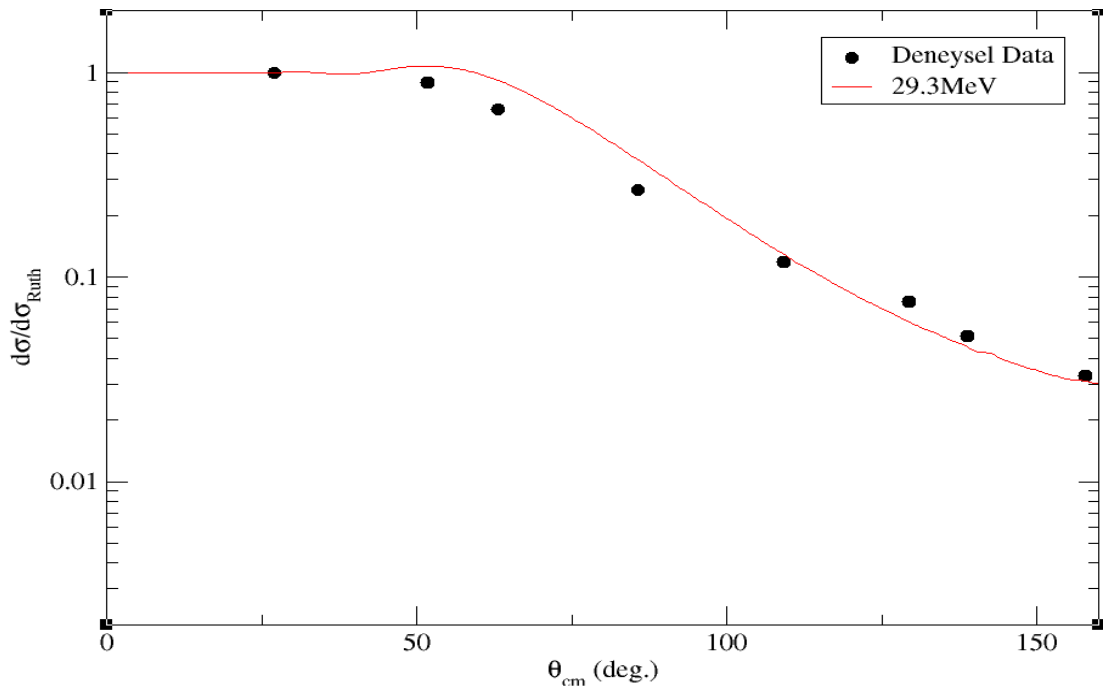
Şekil 3.15. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 23.4MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı.



Şekil 3.16. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 25.3MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı.



Şekil 3.17. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 27.2MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı.



Şekil 3.18. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 29.3MeV'de elastik saçılma tesir kesitinin açisal dağılımı.

4. BÖLÜM

${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNİN 3-CİSİM CLUSTER MODELİYLE ELASTİK OLARAK İNCELENMESİ

4.1 . Çiftlenmiş Kanallar Modeli

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

$$H = H_{\alpha} + K_{\alpha} + V_{\alpha} \quad (4.1)$$

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 [66].

$$\Psi = \phi_{\alpha}(r)\chi_{\alpha}(R) + \phi_{\alpha'}(r)\chi_{\alpha'}(R) \quad (4.2)$$

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_a);

$$H_a \phi_{\alpha}(r) = \varepsilon_{\alpha} \phi_{\alpha}(r) \quad (4.3)$$

$$H_a \phi_{\alpha'}(r) = \varepsilon_{\alpha'} \phi_{\alpha'}(r) \quad (4.4)$$

olur.

$\chi_\alpha(R)$ 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,

$$\begin{aligned} (E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(R) &= U_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'}(R) \\ (E - \varepsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(R) &= U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(R) \end{aligned} \quad (4.5)$$

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) Denk. 4.5'in tam çözümü ile $\chi_\alpha(R)$ ve $\chi_{\alpha'}(R)$ fonksiyonlarını sağlar. Çoğu kez bazı etkileşim durumları için taban durum çiftlenmeleri oldukça zayıftır. Örneğin 2 kanallı bir durumu düşünelim. Yani Denklem 4.2'de elastik kanaldan inelastik kanala küçük bir akı gittiği durum için bakalım. Bu Coupled denklemlerinin (çiftlenim denklemlerinin) yaklaşık bir çözümüdür, yani elastik kısmın sıfır olduğu durumdur. Buna göre Denklem 4.5'i şöyle yazarız.

$$\begin{aligned} (E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(R) &\approx 0 \\ (E - \varepsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(R) &= U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(R) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Böylece ilk denklemi kolaylıkla çözebiliriz. Elde ettiğimiz $\chi_\alpha(R)$ fonksiyonu 2. Denkleminde 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....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, açısız ve radyal kısımlar arasındaki ayrışma Denklem 4.5 içine yerleştirildiğinde $U_{\alpha\alpha}(R)$ ve $U_{\alpha'\alpha'}(R)$ potansiyellerinin seriye açılmasını gerektirir. Örneğin

$$U_{\alpha\alpha}(R) = \sum_{\lambda\mu} U_{\alpha\alpha}^{\lambda}(R) Y_{\lambda\mu}(\hat{R}) \quad (4.7)$$

Burada λ multipolarite olarak adlandırılır. Prensipde $\lambda = 0$ 'dan $\lambda = \infty$ ' a kadar alınır. Ancak uygulamada sadece ilk birkaç multipole saçılma işleminde önemli rol oynar. Biz genellikle hesaplamalarımızda λ 'nın maksimum değerini koyarız.

Eğer bozunmuş dalgalar radyal ve açısal kısma ayrılırsa, Coupled denklemlerinin (4.5) çözümü oldukça önemlidir. Böylece (4.7) multipol açılımlarında coupled denklemleri içerisine dahil edilirse denklemler şu hale dönüşür

$$[E_{\alpha} - T_{\alpha L}(R) - U_{\alpha}(R)]f_{\alpha}(r) = \sum_{\lambda} U_{\alpha\alpha'}^{\lambda}(R) f_{\alpha'}(R)$$

$$[E_{\alpha'} - T_{\alpha' L}(R) - U_{\alpha'}(R)]f_{\alpha'}(r) = \sum_{\lambda} U_{\alpha'\alpha}^{\lambda}(R) f_{\alpha}(R) \quad (4.8)$$

ve

$$T_{\alpha L}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) \quad (4.9)$$

4.1.1 Cluster Model

Hesaplamamızda kullanacağımız modelin adı Cluster (kümelenme) model olarak geçmektedir. Bazı çekirdekler yapıları itibarı ile cluster olarak tanımlayabileceğimiz türdendir. Mesela ${}^7\text{Li}$ çekirdeğini ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ şeklinde tanımlarız. Başka örnekler ise ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}+p$, ${}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be}+n$ şeklinde yazabiliriz.

Böyle bir sistem için Coulomb ve nükleer uyarılmaları herbir cluster ve hedefin etkileşmesi cinsinden hesaplanabilir ve yorumlanabilir. Örneğin merminin 2 bileşenden oluştuğunu (1 ve 2) düşünelim bu durumda,

$$U_{\alpha\alpha}(R) = \int dr \Phi_{\alpha}^*(R) U(r, R) \Phi_{\alpha}(r) \quad (4.10)$$

$$U'_{\alpha\alpha}(R) = \int dr \Phi_{\alpha}^*(R) U(r, R) \Phi_{\alpha}'(r) \quad (4.11)$$

burada

$$U(r, R) = U_1(R_1) + U_2(R_2) \quad (4.12)$$

$$R_1 = R + \frac{m_2}{m_1 + m_2} r; \quad R_2 = R - \frac{m_1}{m_1 + m_2} r \quad (4.13)$$

önceki Coupled denklemlerini çözmek için Fresco $U_{\alpha\alpha}$ ve $U_{\alpha\alpha}'$ çiftlenim potansiyellerini üretmek zorundadır. Buda Φ_{α} ve Φ_{α}' iç dalga fonksiyonlarını gerektirir.

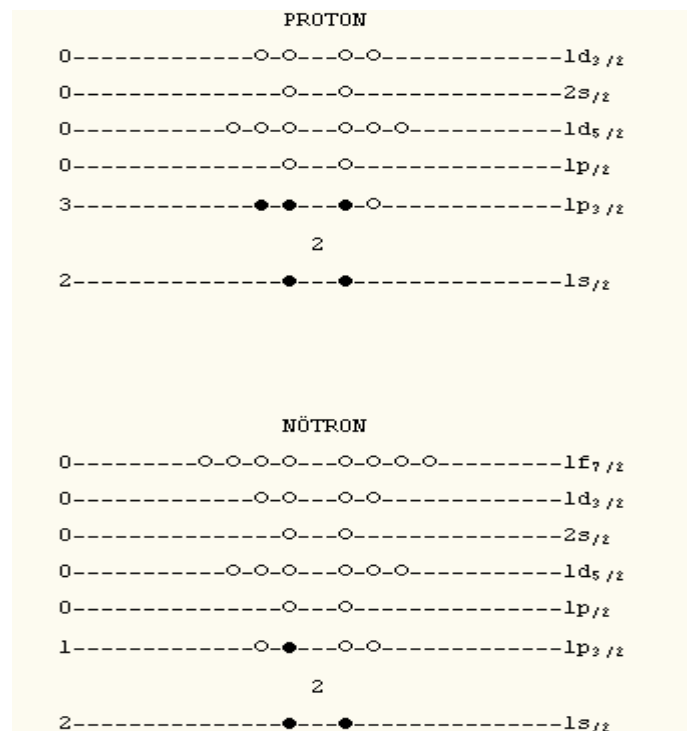
4.2 . ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ Sisteminin Cluster Modeliyle incelenmesi

Tez çalışmasının bu bölümünde ${}^8\text{B}$ proton halo sistemi ${}^7\text{Be}$ ve p olarak alındı ve ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeği ile etkileşmesine cluster 3-cisim modeli oluşturularak 20.68, 23.4, 25.3, 27.2 ve 29.3MeV değerlerinde incelendi. Hesaplamalarda reaksiyonun iki kısımdan oluştuğu düşünüldü: birincisi ${}^8\text{B}$ ve ${}^{58}\text{Ni}$ sistemini taban durum spin parite değerleriyle tanımlamak ikincisi ise sanki protonun hedef çekirdeğe transferi gibi düşünüp spin parite değerleriyle tanımlamaktır. Bundan sonraki adımda yapılacak olan ise ${}^7\text{Be}-p-{}^{58}\text{Ni}$ sistemindeki core-valans-hedef etkileşimlerine ait potansiyelleri fenomenolojik olarak tanımlamak ve parametreleri belirlemektir bunun içinde reaksiyonun χ^2 değeri en küçük olacak şekilde belirlenir. Potansiyelleri şu şekilde açıklayabiliriz:

- ${}^8\text{B} - {}^{58}\text{Ni}$ arasında Coulomb potansiyeli,

- ${}^7\text{Be}$ - ${}^{59}\text{Ni}$ arasında Coulomb potansiyeli ve Nükleer potansiyeller burada da reel ve sanal kısımlar Wood-Saxon hacim formunda alındı.
- p - ${}^{58}\text{Ni}$ arasındaki Coulomb ve Nükleer potansiyellerin belirlenmesi burada da nükleer kısım aynı formda alınmıştır.
- p - ${}^7\text{Be}$ arasındaki bağlanma potansiyelinin belirlenmesi burada hesaplamalarda Fresco kodu içerisinde isc'nin 1 alınması bağlanma potansiyelinin fenomenolojik olmadığını bu potansiyel için fresconun belirlediği potansiyelleri kullanacağı anlamına gelir.

Potansiyellerin belirlenmesinden sonraki adım ise sistem için gerekli overlplerin (üst-üste binmeler) belirlenmesidir. Burada etkileşmenin türü, hangi etkileşmeler için hesaplanmanın olacağı, sistemin bağlanma enerjisi, ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin nükleon seviyelerine yerleşimi ve kuantum durumlarının belirlenmesi oldukça önemlidir. Bizim sistemimiz için bağlanma potansiyeli 0.137MeV, number of node (N kuantum sayısı) değeri 2 ve $l=1$ spin ve paritesi 0.5 olacak şekilde sisteme yani giriş dosyasına tanıtılır. Şekil 4.1.'de ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin seviyere nasıl yerleştiği görülmektedir.



Şekil 4.1 ${}^8\text{B}$ sisteminin seviyere yerleşimi

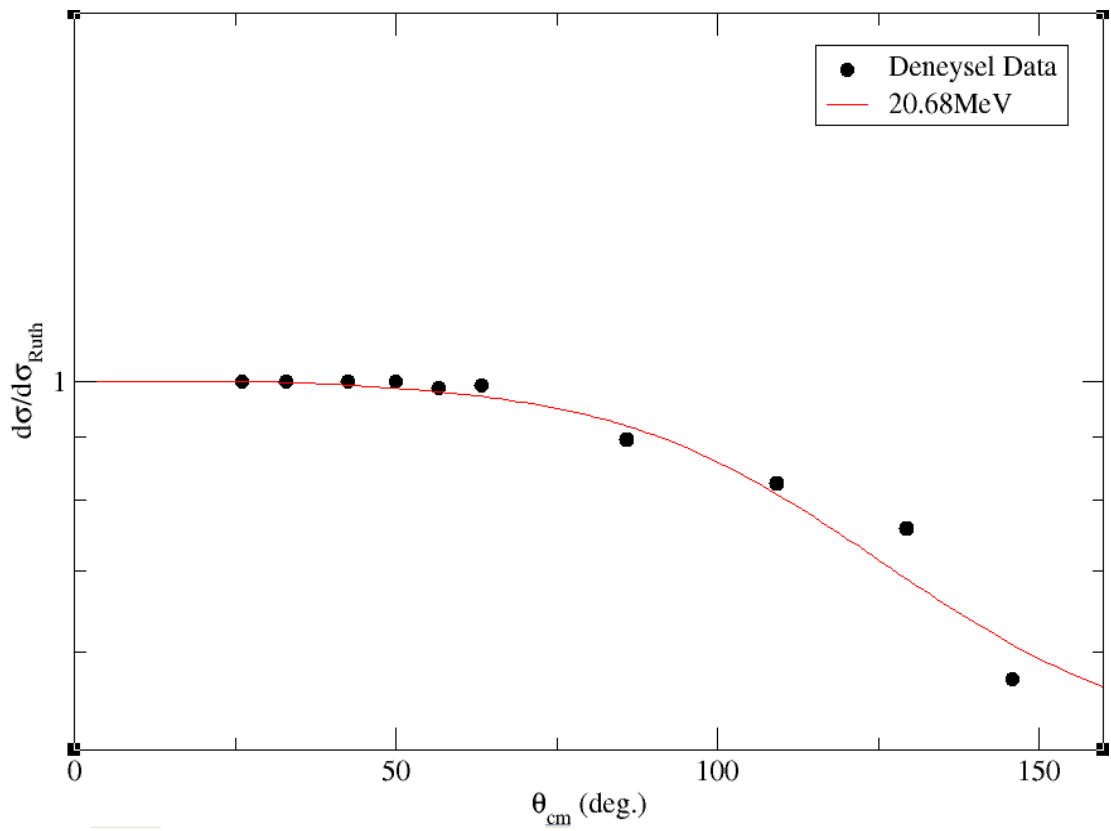
Teorik hesaplamalar sonucunda elde ettiğimiz parametre değerleri Tablo 4.1’de verilmiştir.

Tablo 4.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için elde edilen cluster 3-cisim parametreleri

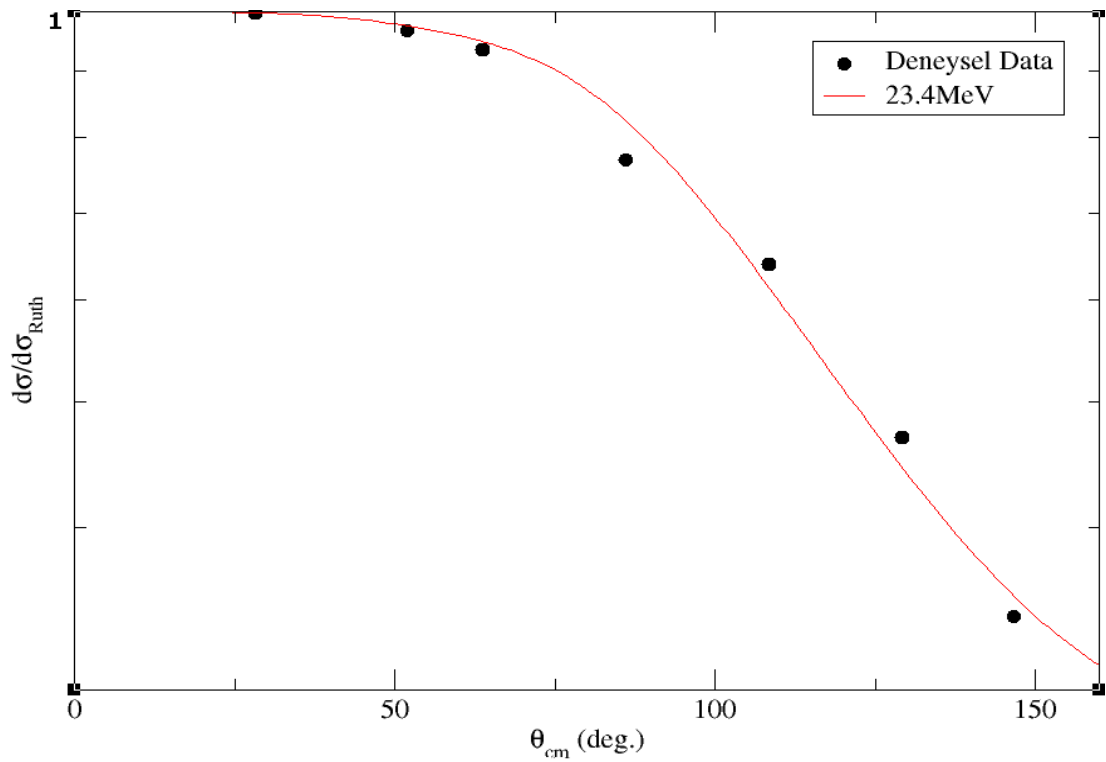
Enerji (MeV)	Sistem	V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	χ^2/N	σ_R (mb)
20.68	${}^7\text{Be}-{}^{59}\text{Ni}$	6.55	1.3	0.95	25.14	1.3	0.60	0.14	373
	$p-{}^{58}\text{Ni}$	2.1	1.25	0.02	2.2	1.25	0.65		
	$p-{}^7\text{Be}$	30	1.25	0.92	-	-	-		
23.4	${}^7\text{Be}-{}^{59}\text{Ni}$	3.55	1.3	0.95	10.14	1.3	0.60	0.16	540
	$p-{}^{58}\text{Ni}$	4	1.25	0.75	2.2	1.25	0.65		
	$p-{}^7\text{Be}$	30	1.25	0.92	-	-	-		
25.3	${}^7\text{Be}-{}^{59}\text{Ni}$	2.85	1.3	0.95	7.14	1.3	0.60	0.22	662
	$p-{}^{58}\text{Ni}$	4	1.25	0.75	2.2	1.25	0.65		
	$p-{}^7\text{Be}$	30	1.25	0.92	-	-	-		
27.2	${}^7\text{Be}-{}^{59}\text{Ni}$	2.85	1.3	0.95	7.14	1.3	0.60	0.38	860
	$p-{}^{58}\text{Ni}$	4	1.25	0.75	2.2	1.25	0.65		
	$p-{}^7\text{Be}$	30	1.25	0.92	-	-	-		
29.3	${}^7\text{Be}-{}^{59}\text{Ni}$	1	1.3	2.6	9.14	1.3	0.60	1.11	961
	$p-{}^{58}\text{Ni}$	4	1.25	1.85	2.2	1.25	0.65		
	$p-{}^7\text{Be}$	30	0.95	0.92	-	-	-		

Herbir enerji değeri için elde edilen elastik saçılma dataları da Şekil 4.2.-4.6.’te verilmiş olup deneysel data ile oldukça uyumlu oldukları gözlenmiştir. Deneysel data ile uyumuna bakmak için hata analizine bakıldı. Diğer modellerle karşılaştırmak için 6. bölümde detaylı olarak bu konu üzerinde durulmuştur. Tablo 4.1.’e bakıldığında özellikle 29.3MeV değerinde ${}^7\text{Be}-{}^{59}\text{Ni}$ ve $p-{}^{58}\text{Ni}$ için reel kısma ait difüzyon parametreleri diğer datalara göre oldukça yüksek iken $p-{}^7\text{Be}$ arasındaki bağlanma potansiyelindeki reel yarıçap diğer datalara göre 0.30fm daha düşük değerde

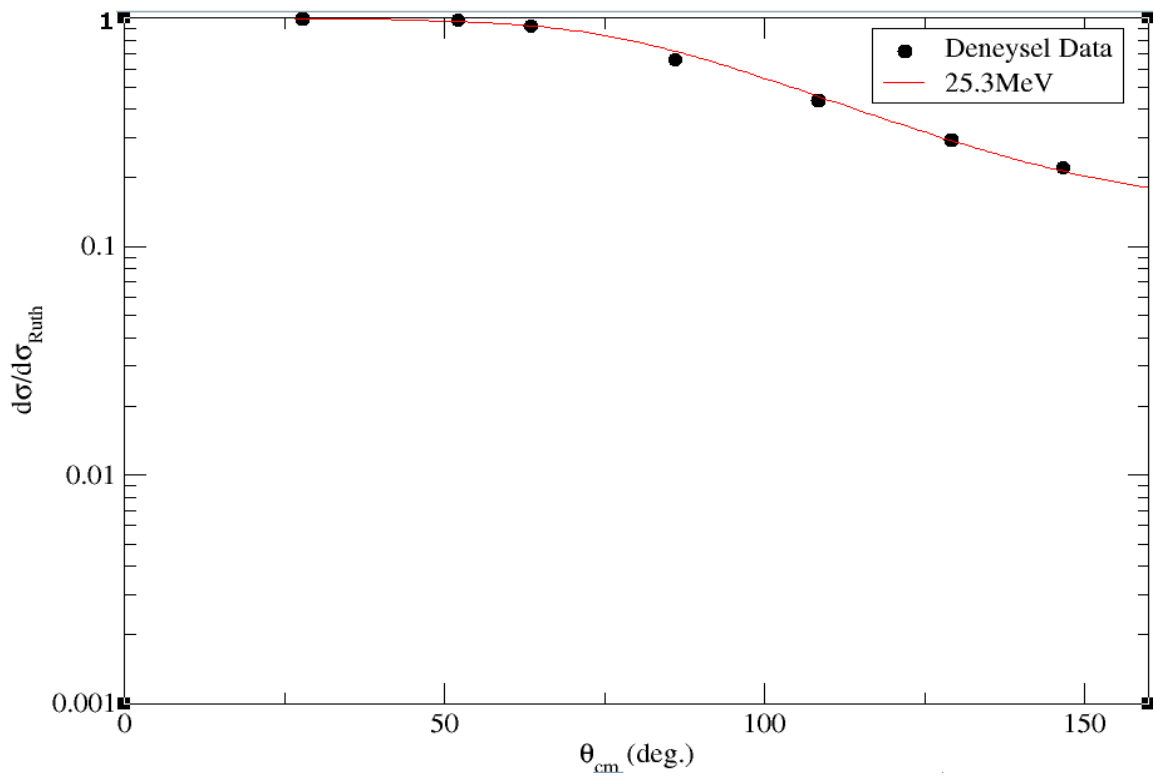
bulunmuştur. Bu değerler deneysel datayı en iyi fit edecek şekilde oluşturulmuştur. Sonuç olarak 2-cisim olarak çalıştığımız fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak elde edilen sonuçlardan, cluster 3-cisim modeli ile elde edilen sonuçlar daha iyidir bunu hata analizinden ve reaksiyon tesir kesiti açısall dağılım grafiklerinden görebiliriz. Fakat 29.3MeV datusını 2-cisim fenomenolojik modeliyle olarak daha iyi açıklarız. Kontrol amacıyla bu datayı inelastik olarak incelediğimizde de sonucun çok değişmediğini ve hata analizini çok az etkilediğini gördük.



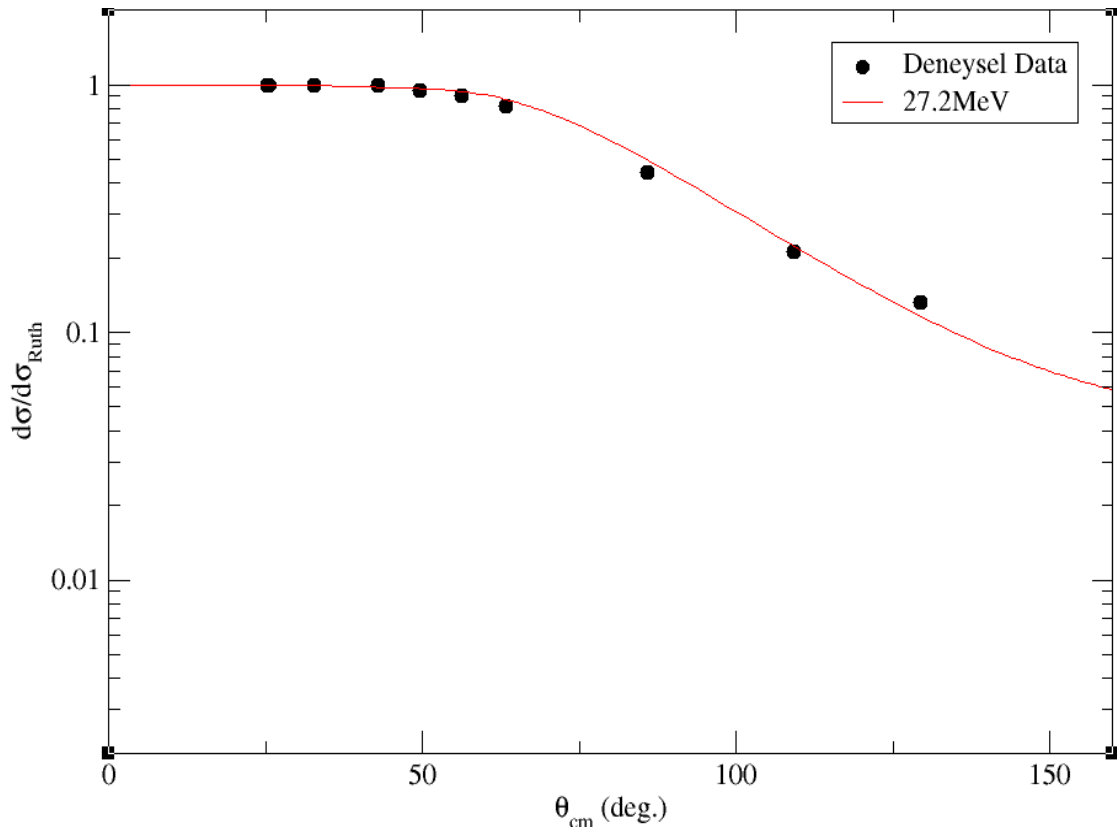
Şekil 4.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 20.68MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açısall dağılımı.



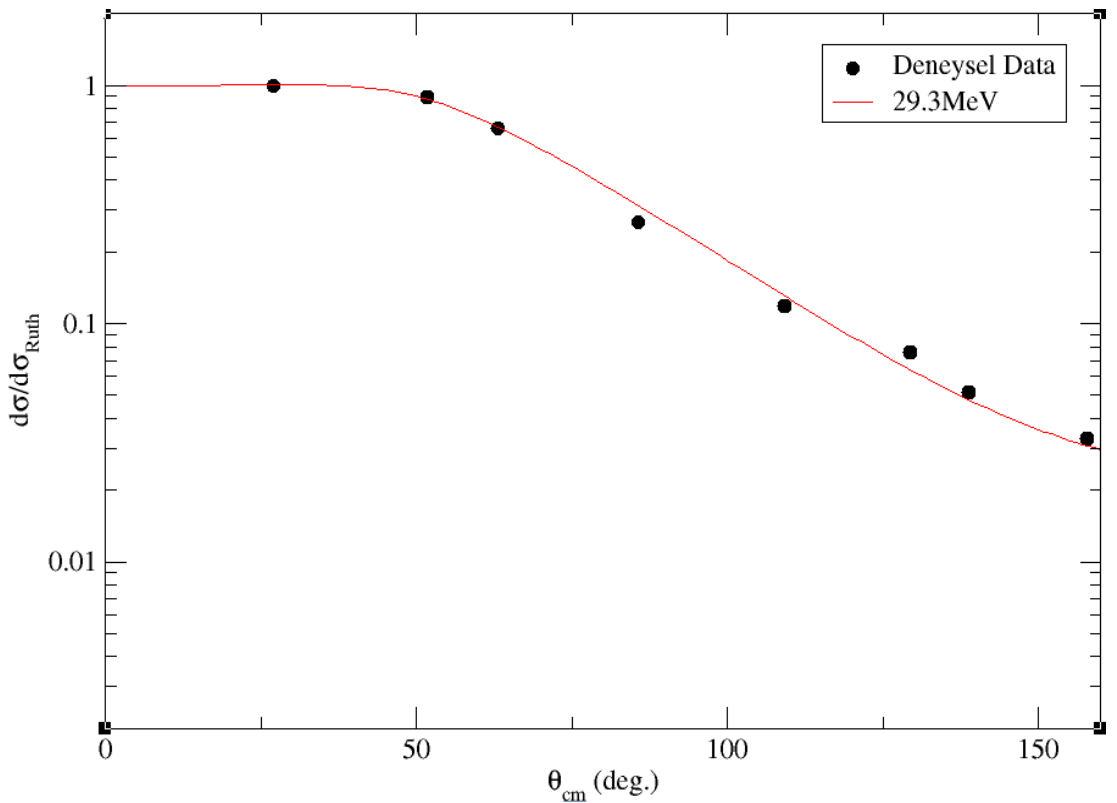
Şekil 4.3. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 23.4MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açisal dağılımı



Şekil 4.4. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 25.3MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açisal dağılımı



Şekil 4.5. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 27.2MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açisal dağılımı



Şekil 4.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için 29.3MeV’de elastik saçılma tesir kesiti açisal dağılımı

5. BÖLÜM

CONTINUUM DISCRETIZED COUPLED CHANNELS (CDCC) MODELİ VE ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ SİSTEMİNE UYGULAMASI

5.1. Giriş

Mermi parçacığın bir nükleer reaksiyonda parçalanmaya uğrama süreci deneysel ve teorik çalışan birçok araştırmacının ilgisini çekmiştir. Bu sürecin mekanizmasının araştırmak için M. Kamimura ve arkadaşları [86] tarafından 1986 yılında direk nükleer reaksiyonların üç cisim modelini temel alan Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) modelini geliştirmişler ve bu modeli döteron (d) ve ${}^3\text{He}$ çekirdeği için ölçülen elastik saçılma ve parçalanma reaksiyonlarının analizlerine uygulamışlardır. Bu çalışmalarda CDCC modelinin mermi parçacığın parçalanma sürecini tanımlamakta başarılı olduğu tespit edilmiş, reaksiyon mekanizması ve mermi parçacığın nükleer yapısı hakkında bilgi edinmekte kullanılabilceği gösterilmiştir. Bunun üzerine son 30 yılda bu model birçok sistemin teorik incelenmesinde başarıyla kullanılmıştır. Bu bölümde CDCC formalizmini tanımlayarak, üç cisimli parçalanma reaksiyonlarının formülasyonu üzerinde durulacaktır.

5.2. CDCC Formalizmi

Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) modeli ${}^6,7\text{Li}$ ve ${}^6\text{He}$ gibi zayıf bağlı parçacıkların parçalanmasını içeren direk nükleer reaksiyonların analizinde kullanılan fenomenolojik bir metottür. Bu model bağlı durumların incelenmesinde kullanılan konvansiyonel Çiftlenmiş kanallar (CC) modelinin geliştirilmiş halidir. Dolayısıyla CC modelinin temel kabullenmeleri CDCC modeli için de geçerlidir.

CDCC modelinde öncelikle sistemin iç durumları (kanallar) tespit edilmelidir. CDCC hesaplamaları birbirinden bağımsız, bağlı olan ve bağlı olmayan durumları içerir. Genel olarak gelen parçacığın iç yapısının iki farklı kümeden (kor+değerlik) oluştuğunu düşünülerek bağlı olmayan durumlarda sadece bir kümenin bulunabileceği, diğer kümeninde bağlı durumda kaldığı kabul edilir. Sistemin toplam Hamiltoniyeni H olmak üzere Shrödinger denklemi

$$H\Psi = E\Psi \quad (5.1)$$

şeklinde olup, γ , c ve C kümelerinin bulunduğu kanal ve Φ_c , Φ_C öz durumları h_c , h_C sistemin iç hamiltoniyenleri ve ε_c , ε_C enerji özdeğerlerini göstermektedir.

$$h_c\Phi_c = \varepsilon_c\Phi_c, \quad h_C\Phi_C = \varepsilon_C\Phi_C \quad (5.2)$$

Kanalın iç dalga fonksiyonu, Φ_γ

$$\Phi_\gamma(\xi_\gamma) = [\Phi_c(\xi_c), \Phi_C(\xi_C)]^{\wedge_\gamma} \mu_\gamma \quad (5.3)$$

ile verilir. Burada ξ_γ iç koordinatları olup kare parantez, \wedge_γ spinli kanala μ_γ z bileşenli açısal momentumun çiftlenimini gösterir. Dalga fonksiyonu

$$h_\gamma\Phi_\gamma = \varepsilon_\gamma\Phi_\gamma \quad (5.4)$$

eşitliğini sağlar. Burada $h_\gamma = h_c + h_C$ ve $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_c + \varepsilon_C$ iç hamiltoniyeni ve γ kanalının iç enerjisini gösterir.

Bağlı durumlar kesikli olup kesikli kuantum sayıları ile temsil edilirken, bağlı olmayan durumlar sürekli olup sürekli kuantum sayıları ile temsil edilirler. CDCC modeli hesaplamaları, fonksiyonel bir F uzayında yayılan iç dalga fonksiyonları setine karşılık gelen kesikli ve sürekli kanal seti ile tanımlanır.

F uzayında izdüşüm operatörü p ve tamamlayıcısı, 1-q, q ile tanımlanırsa

$$p^2=p, \quad q^2=q, \quad pq=qp=0 \quad (5.5)$$

Ψ, F uzayında yerleştirilirse, $p\Psi$ şöyle ifade edilir.

$$p\Psi = {}_Y\Phi_Y(\xi_Y, \hat{R}_Y)\chi_Y(R_Y) \quad (5.6)$$

burada R_Y ve \hat{R}_Y bağıl koordinatlar R_Y nin yönü ve büyüklüğü, ξ_Y, \hat{R}_Y kanalının spin-açı fonksiyonu olarak adlandırılır ve şöyle tanımlanır:

$$\Phi_Y(\xi_Y, \hat{R}_Y) = [\Phi_Y(\xi_Y), i^{L_Y}Y_{L_Y}(\hat{R}_Y)]J_\mu \quad (5.7)$$

$\chi_Y(R_Y)$ bağıl hareketinin dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır ve $p\Psi$ Shrödinger denklemini sağlar.

$$H_{eff}p\Psi = Ep\Psi \quad (5.8)$$

Burada H_{eff} Feschback etkin Hamiltoniyeni olup şu şekilde yazılmaktadır

$$H_{eff} = p \left(H + H \frac{q}{e_q} H \right) p \quad (5.9)$$

$e_q = E - qHq - i\varepsilon$ için hamiltoniyenin genel formu

$$H_{eff} = p(K + V_{eff})p \quad (5.10)$$

şeklindedir. Burada K toplam kinetik enerji ve V_{eff} etkin etkileşim potansiyelidir.

$$V_{eff} = p \left(V + H \frac{q}{e_q} H \right) p \quad (5.11)$$

Burada V orijinal hamiltoniyenin H etkileşim potansiyelidir.

$$H = K + V \quad (5.12)$$

Denk. 5.6 ve Denk. 3.9'dan, Denk. 5.8'in şu denkleme eşit olduğu bulunur.

$$\Phi_\delta | H_{eff} - E |_\gamma^S \Phi_\gamma \chi_\gamma = 0 \quad (5.13)$$

5.2.1. Model Uzayı

F uzayı ve H_{eff} , nümerik olarak hesaplamaları mümkün olmadığı için yerlerini fenomenolojik niceliklere bırakmak zorundadırlar. Bunun için F yerine M uzayı kullanılır. Yerdeğiştirme ilk olarak dalga fonksiyonu için yapılır. Bu dalga fonksiyonları çok-cisim problemlerinin çözümleridir ve bazı modellerle yaklaşık olarak hesaplanabilirler. Bu nedenle iç hamiltoniyenlerin özfonksiyonları ile yerdeğiştirirler. Burada bu nicelikler üst çizgi ile gösterilmektedirler. c ve C kümelerinin iç hamiltoniyenleri γ kanalı için M uzayında şu şekilde yazılır

$$\bar{h}_c \bar{\Phi}_c = \bar{\varepsilon}_c \bar{\Phi}_c, \quad \bar{h}_C \bar{\Phi}_C = \bar{\varepsilon}_C \bar{\Phi}_C \quad (5.14)$$

$\bar{\Phi}_\gamma, \Phi_\gamma$ ile yer değiştirirse

$$\bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma) = [\bar{\Phi}_c(\xi_c), \bar{\Phi}_C(\xi_C)]^\wedge_\gamma \mu_\gamma \quad (5.15)$$

$$\bar{h}_\gamma \bar{\Phi}_\gamma = \bar{\varepsilon}_\gamma \bar{\Phi}_\gamma \quad (5.16)$$

elde edilir. Burada \bar{h} F uzayında Φ ve ε karşılık gelen $\bar{\Phi}$ ve $\bar{\varepsilon}$ 'nin seçildiği kabul edilen model hamiltoniyenidir. F uzayında kesikli kanallar yeni uzayda kesikli kanallarla, sürekli kanallarda sürekli kanallarla yerdeğiştirmelidir. CDCC $\bar{\Phi}$ 'nin Φ ile aynı şekilde normalize ettiği kabul edilir. Bu nedenle F, \bar{F} uzayı ile yerdeğiştirir.

$$\bar{p}\Psi = \int_\gamma \bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \bar{\chi}_\gamma(R_\gamma) \quad (5.17)$$

Burada \bar{p} , \bar{F} uzayında izdüşüm operatörüdür ve Φ şu şekilde yazılır

$$\bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) = [\bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma), i^{L_\gamma} Y_{L_\gamma}(\hat{R}_\gamma)] J_\mu \quad (5.18)$$

5.2.2. Süreklilik Kanallarının Kesiklendirilmesi

CDCC hesaplamalarında bağlı olan ve bağlı olmayan durumların tanımlanmasından sonra yapılması gereken şey süreklilik kanallarının kesiklendirilmesidir. CDCC'de süreklilik durumları sınırlandırılarak sonlu sayıda kanala kesiklendirilir. Bunun nedeni hesaplamalarda yapılabirliği sağlamaktır. Çiftlenmiş kanallar hesaplamaları sadece sonlu sayıdaki çiftlenim kanallarını nümerik olarak çözebilir.

γ kanalındaki c kümesinin, belirli bir bağlı durumda bulunan 1 ve 2 olmak üzere iki bileşene ayrıştığını kabul edelim. Bu durumun i dalga fonksiyonu

$$\bar{\Phi}_{cl}(k, \xi_c) = [\bar{\Phi}_{cl}(k, r_{12}), [\bar{\Phi}_1(\xi_1), \bar{\Phi}_2(\xi_2)]_s] I_c M_c \quad (5.19)$$

formundadır. Burada $\bar{\Phi}_1$ ve $\bar{\Phi}_2$ 'nin iç dalga fonksiyonlarını gösterirken, $\bar{\Phi}_{clm}(k, r_{12})$ bağıl hareketin dalga fonksiyonudur. Ayrıca k dalga sayısı, l açısal momentum, m açısal momentumun z -bileşeni ve r_{12} bağıl koordinattır. c kümesinin spini I_c ve onun z -bileşeni M_c 'dir. c kümesinin iç enerjisi şöyle yazılır.

$$\bar{\epsilon}_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{12}} \quad (5.20)$$

Burada μ_{12} , 1 ve 2 arasındaki indirgenmiş küttedir.

Kesiklendirme 1'de ve k 'da ya da ϵ_c 'de yapılır.

$$l \leq l_{c,m} \quad k \leq k_{c,m} \quad \bar{\epsilon}_c \leq \epsilon_{c,m} \quad (5.21)$$

Burada $l_{c,m}$, $k_{c,m}$, ve $\varepsilon_{c,m}$ limitleri Denklem (5.2) sağlayacak şekilde alınmalıdır. $\bar{\Phi}_{cn}(\xi_c)$ bağlı durumları, $\bar{\Phi}_{cl}(k, \xi_c)$ kesikli durumları temsil ederken öz durumlar arasındaki boşluk $n = 1 \sim N_c$

$$\{\bar{\Phi}_{cn}(\xi_c), \quad n = 1 \sim N_c; \quad \bar{\Phi}_{cl}(k, \xi_c), \quad k \leq k_{c,m}, \quad l \leq l_{c,m}\} \quad (5.22)$$

Sonsuz sayıdaki fonksiyonlar sonlu bir set ile temsil edilir.

$$\{\hat{\Phi}_{cl,i}(\xi_c), \quad i = 1, 2, 3, \dots, N_{cl}, \quad l \leq l_{c,m}\} \quad (5.23)$$

N_c fonksiyonları süreklilik durum setlerini gösterir. Dalga fonksiyonları artık şu formdadır

$$\hat{\Phi}_{cl,i}(\xi_c) = [\bar{\Phi}_{cl,i}(r_{12}), [\bar{\Phi}_1(\xi_1), \bar{\Phi}_2(\xi)]_s] I_c M_c \quad (5.24)$$

$\bar{\Phi}$ 'nin şu şekilde normalize edilir

$$\langle \Phi_{cn} | \Phi_{cm} \rangle = \delta_{nm} \quad \langle \Phi_{cn} | \Phi_{cl,i} \rangle = 0, \quad \langle \hat{\Phi}_{cl,i} | \hat{\Phi}_{cl',j} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (5.25)$$

Fonksiyonlarının kesiklendirilmesi için kullanılan metotlardan bazıları aşağıda verilmektedir.

A) Pseudo-satates (Yapay Durumlar) Metodu

Bu metotta \bar{h} hamiltoniyeni sonlu sayıdaki normalize edilebilir fonksiyonlara köşegenleştirilir

$$\{\varphi_{clm,i}(r), \quad i = 1 \sim N_{cl}, \quad l \leq l_{c,m}\} \quad (5.26)$$

Bu yüzden $\varphi_{clm,i}$ şöyle alınır

$$\widehat{\Phi}_{clm,i} = \sum_j a_{cl,ij} \varphi_{lm,i} \quad (5.27)$$

ve $a_{cl,ij} \varphi_{lm,i}$ hesaplanır yani Denklem 5.24 ile verilen $\overline{\Phi}_{clm,i}$ Denklem 5.26'yı sağlar.

$$\langle \widehat{\Phi}_{cl,i} | \widehat{h}_c | \widehat{\Phi}_{cl,j} \rangle = \widehat{\varepsilon}_{cl} \delta_{ij} \quad (5.28)$$

$$\langle \widehat{\Phi}_{cl,i} | \widehat{\Phi}_{cl',j'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{ij'} \quad (5.29)$$

Bu durumda $\widehat{\Phi}_{cl,i}$ ve $\widehat{\varepsilon}_{cl}$ kesiklendirilmiş i . kanalın dalga fonksiyonu ve enerjisi olarak alınır.

$$\{ \widehat{\Phi}_{cl,i}(\xi_c), \quad i = 1 \sim N_{cl}, \quad l \leq l_{c,m} \} \quad (5.30)$$

Gaussian fonksiyonları seti hesaplamalarda kullanılmak için uygun bir seçimdir.

$$\varphi_{clm,i}(r) = e^{-\kappa_{ci} r^2} i^l Y_{lm}(\hat{r}) \quad (5.31)$$

B) Momentum Binleri Metodu

Bu model döteron gibi iki kümeli sistemler için çok iyi bir sonuç vermektedir. $[0, k_{c,m}]$ aralığı $[0, k_1], [k_1, k_2], \dots, [k_{n-1}, k_n = k_{c,m}]$ olacak şekilde sonlu sayıdaki küçük aralıklara bölünür. Bu şekilde $[k_{i-1}, k_i]$ aralığındaki sürekli durumlar tek bir $\widehat{\Phi}_{clm,i}$ fonksiyonu ile temsil edilir. Gerçek hesaplamalarda kullanılan fonksiyon şu forma sahiptir.

$$\widehat{\Phi}_{clm,i}(r) = \int_{k_{i-1}}^{k_i} \omega_{ci}(k) \overline{\Phi}_{clm}(k, r) dk \quad (5.32)$$

Burada $\omega_{ci}(k)$ genişlik fonksiyonudur ve normalize edilir

$$\int_{k_{i-1}}^{k_i} \omega_{ci}^2(k) dk = 1 \quad (5.33)$$

Eğer $\omega_{ci}(k)$, $[k_{i-1}, k_i]$ aralığında bir sabit olarak alınırsa

$$\omega_{ci}(k) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_{ci}}} \quad (5.34)$$

$\hat{\Phi}_{cl,i}$ şu şekilde normalize edilirse

$$\langle \hat{\Phi}_{cl,i} | \hat{\Phi}_{cl,j} \rangle = \delta_{ll'}, \delta_{ij} \quad (5.35)$$

$\{\hat{\Phi}_{cl,i}\}$ setleri \bar{h}_c 'yi köşegenleştirir.

$$\langle \hat{\Phi}_{cl,i} | \bar{h}_c | \hat{\Phi}_{cl,j} \rangle = \hat{\epsilon}_{cl,i} \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (5.36)$$

Burada $\hat{\epsilon}_{cl,i}$, kesiklendirilmiş $\hat{\Phi}_{cl,i}$ durumunun enerjisidir ve şöyle verilir.

$$\hat{\epsilon}_{cl,i} = \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{12}} \right) \left\{ \frac{(k_i + k_{i-1})^2}{4} + \frac{(\Delta k_i)^2}{12} \right\} \quad (5.37)$$

Bu sonuçlara göre bu metot pseudo-state metodunun bir türü olarak da düşünülebilir.

Bazen $\hat{\Phi}_{cl,i}$ şöyle tanımlanabilir.

$$\hat{\Phi}_{clm,i}(r) = \bar{\Phi}_{clm}(k(i), r) / \sqrt{\Delta_{ci}} \quad (5.38)$$

Burada $k(i)[k_{i-1}, k_i]$ aralığında kesin bir temsili noktayı gösterir. Bu durumda $\hat{\Phi}_{clm,i}$

$$\hat{\epsilon}_{cl,i} = \left(\frac{\hbar^2 k(i)^2}{2\mu_{12}} \right) \quad (5.39)$$

ve normalizasyon

$$\langle \widehat{\Phi}_{clm,i} | \widehat{\Phi}_{clm',j} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm} \delta(k(i) - k(j)) \quad (5.40)$$

şeklindedir. Kesiklendirilmiş süreklilik dalga fonksiyonuna ek olarak, \bar{h} nin bağlı durum özfonksiyonları, $n = 1 \sim N_c$ için kesiklendirilmiş dalga fonksiyonları oluşturacak şekilde alınır.

$$\{ \widehat{\Phi}_{cl,i}(\xi_c), \quad i = 1 \sim N_{cl}, \quad l \leq l_{c,m} \} \quad (5.41)$$

c kümesinin parçalanma durumlarının kesiklendirilmesi ile süreklilik-kanallarının iç dalga fonksiyonuna karşılık gelen kesiklendirilmiş kanalların dalga fonksiyonları şu şekilde elde edilir.

$$\{ \Phi_\gamma(\xi_\gamma) \} \rightarrow \{ \widehat{\Phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma), \quad i = 1 \sim N_\gamma \} \quad (5.42)$$

burada

$$\bar{\Phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma) = [\bar{\Phi}_{cl,i}(\xi_c), \bar{\Phi}_c(\xi_c)]^{\wedge_\gamma \mu_\gamma} \quad (5.43)$$

olup γ kanalının kesiklendirilmiş i . durumunun iç dalga fonksiyonudur. Bu fonksiyonları $\bar{h}_\gamma = \bar{h}_c + \bar{h}_c$ köşegenleştirir.

$$\langle \widehat{\Phi}_{\gamma i} | \bar{h}_c + \bar{h}_c | \widehat{\Phi}_{\gamma j} \rangle = \bar{\epsilon}_{\gamma i} \delta_{ij} \quad (5.44)$$

burada

$$\bar{\epsilon}_{\gamma i} = \bar{\epsilon}_{cl,i} + \bar{\epsilon}_c \quad (5.45)$$

ve

$$\langle \widehat{\Phi}_{\gamma i} | \widehat{\Phi}_{\gamma j} \rangle = \delta_{ij} \quad (5.46)$$

şeklindedir. Bu şekilde iç dalga fonksiyonları CDCC hesaplamalarının model uzayı olan M fonksiyonel uzayında yayılırlar. Model dalga fonksiyonu Φ_M M uzayında Φ 'nin izdüşümü olup şu forma sahiptir.

$$\Psi_M \equiv P\Psi = \sum_{\gamma} \sum_i \hat{\Phi}_{\gamma i}(\xi_{\gamma}, \hat{R}_{\gamma}) \chi_{\gamma i}(R_{\gamma}) \quad (5.47)$$

burada

$$\hat{\Phi}_{\gamma i}(\xi_{\gamma}, \hat{R}_{\gamma}) = [\bar{\Phi}_{\gamma i}(\xi_{\gamma}), i^{L_{\gamma}} Y_{L_{\gamma}}(\hat{R}_{\gamma})] J_{\mu} \quad (5.48)$$

5.2.3. Model Hamiltoniyeni

Fonksiyonel F uzayında H_{eff} etkin hamiltoniyeni oldukça karmaşık çok-cisim operatörüdür. CDCC modelinde H_{eff} yerine fiziksel olarak makul ve nümerik hesaplamalarda basit olarak kullanılacak bir fenomenolojik hamiltoniyene ihtiyaç vardır.

Hamiltoniyenin oluşturulması H_{eff} hamiltoniyeni içindeki p operatörünün ve V_{eff} etkileşim potansiyelinin yerine basit, makul fenomenolojik potansiyellerin kullanılmasını temel alır. Ancak K kinetik enerji operatörü değişmeden kalır. F uzayındaki Φ_{γ} iç dalga fonksiyonunu, \bar{F} uzayında $\bar{\Phi}_{\gamma}$ fenomenolojik dalga fonksiyonu ile temsil edilir. H_{eff} hamiltoniyenin yerine yazılan fenomenolojik etkin hamiltoniyen

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(K + \bar{V}_{eff})\bar{p} \quad (5.49)$$

burada \bar{V}_{eff}, V_{eff} etkin potansiyeli yerine yazılan potansiyeldir. Model hamiltoniyeni için H_M ve \bar{p} yerine P kullanılırsa

$$H_M = P(K + \bar{V}_{eff})P \quad (5.50)$$

elde edilir. V_{eff} yerine kullanılacak potansiyelin iki şartı sağlaması gerekmektedir. Birincisi \bar{V}_{eff} potansiyeli, fenomenolojik olarak makul olmalı ve CDCC hesaplamalarında kullanılabilecek kadar basit olmalıdır. Diğer şart ise bu potansiyelin iz düşüm operatörü ile uyumlu olmasıdır.

Bu şartlar dikkate alınarak \bar{V}_{eff} yazılırsa

$$\bar{V}_{eff} = V_{eff}^{(\gamma)} \equiv \bar{V}_c + \bar{V}_C + \bar{V}_\gamma \quad (5.51)$$

burada \bar{V}_c ve \bar{V}_C γ kanalındaki c ve C kümeleri içindeki fenomenolojik etkileşim potansiyelidir. Orijinal etkileşim potansiyeli V , γ kanalındaki her iki küme içinde aşağıdaki forma sahiptir.

$$V = V^{(\gamma)} \equiv V_c + V_C + V_\gamma \quad (5.52)$$

Toplam kinetik enerjide aşağıdaki şekilde yazılabilir

$$K = K_c + K_C + K_\gamma \quad (5.53)$$

burada K_c ve K_C γ kanalında c ve C kümelerinin iç hareket enerjileridir ve K_γ ise c ile C arasındaki bağıl hareketin enerjisidir. K_G sistemin kütle merkezi enerjisi olmak üzere toplam hamiltoniyen

$$H = H^{(\gamma)} \equiv K + V^{(\gamma)} = K_c + V_c + K_C + V_C + K_\gamma + V_\gamma \quad (5.54)$$

olup şu şekilde ifade edilebilir.

$$H^{(\gamma)} = h_c + h_C + K_\gamma + V_\gamma \quad (5.55)$$

Burada

$$h_c = K_c + V_c, \quad h_C = K_C + V_C \quad (5.56)$$

olup c ve C kümesinin iç hamiltoniyedir.

Denklem 5.51 ve Denklem 5.53 Denklem 5.49 içine yerleştirilirse γ kanalındaki \bar{H}_{eff} şu şekilde yazılır

$$\bar{H}_{eff} = \bar{H}_{eff}^{(\gamma)} \equiv \bar{p}(\bar{h}_c + \bar{h}_C + K_\gamma + \bar{V}_\gamma) \quad (5.57)$$

burada

$$\bar{h}_c = K_c + \bar{V}_c \quad ve \quad \bar{h}_C = K_C + \bar{V}_C \quad (5.58)$$

olup, c ve C kümesi için fenomenolojik iç hamiltoniyenlerdir.

\bar{V}_c ve \bar{V}_C potansiyelleri kullanılarak yukarıda bahsedilen iki şart sağlanmış olur. Model hamiltoniyeni H_M , γ kanalında şu forma sahip olur

$$H_M = H_M^{(\gamma)} \equiv P(\bar{h}_c + \bar{h}_C + K_\gamma + \bar{V}_\gamma)P \quad (5.59)$$

\bar{V}_{eff} ve dolayısıyla \bar{H}_{eff} ve \bar{H}_M reaksiyon mekanizmasına bağlı olarak farklı şekilde yazılır. Aşağıda iki farklı örnek için Hamiltoniyenin nasıl yazılacağı gösterilmiştir.

A) Tek Kanal Hamiltoniyeni

Bir α kanalı içinde a ve A parçacığının elastik saçılması incelenirse, F uzayı sadece α kanalını içerir. V_{eff} , α kanalı için Feshbach optik potansiyelidir. Bu potansiyel yerine, $E_\alpha = E - \varepsilon_\alpha$ enerji aralığında fenomenolojik optik potansiyel U_{alpha}^{OPT} kullanılırsa

$$\bar{V}_{eff} = U_\alpha^{OPT} \quad (5.60)$$

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(\bar{h}_\alpha + \bar{h}_A + K_\alpha + U_\alpha^{OPT})\bar{p} \quad (5.61)$$

elde edilir. $\bar{p} = P$ alınrsa bir kanal için hamiltoniyen şu şekilde yazılır.

$$H_M = P(\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_a^{OPT})P = \bar{H}_{eff} \quad (5.62)$$

B) Üç-cisim Model Hamiltoniyeni

Zayıf bağlı a mermi parçacığı, A çekirdeği ile etkileşmesi durumunda A parçacığı uyarılmadan temel durumunda kalırken, a her biri kendi temel seviyesinde kalacak şekilde 1 ve 2 bileşenlerine parçalanabilir. Bu durumda, sadece elastik saçılma ve elastik parçalanma hesaplamalarda dikkate alınması gereken süreçleridir. Parçalanmanın olduğu nükleer reaksiyonları tanımlayan en iyi model, 1, 2 ve A parçacıklarının birbiri ile etkileştiği üç-cisim modelidir. Üç-cisim modelinde etkin hamiltoniyen şu formdadır

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + \bar{V}_a)\bar{p} \quad (5.63)$$

burada \bar{p} , \bar{F} uzayının operatörüdür. \bar{h}_a ise şu forma sahiptir

$$\bar{h}_a = K_{12} + \bar{V}_{12} + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 \quad (5.64)$$

olur. Burada K_{12} ve \bar{V}_{12} , 1ve 2 arasındaki bağıl hareketin kinetik ve potansiyel enerji operatörleridir. \bar{h}_1 ve \bar{h}_2 1ve 2'nin iç hamiltoniyenleridir. \bar{V}_a ise $\bar{V}_a = \sum \bar{V}_{ij}$ olarak seçilirse

$$\bar{V}_a = \bar{V}_{1A} + \bar{V}_{2A} \quad (5.65)$$

elde edilir. Burada \bar{V}_{ij} , G matris teorisiyle elde edilen iki-nükleon potansiyelidir. \bar{V}_{1A} ve \bar{V}_{2A} , 1ve 2 parçacığının A parçacığı ile etkileşim potansiyelidir. Optik potansiyeller 1 ve 2'nin A'ya göre bağıl enerjilerine bağlıdır. \bar{V} optik potansiyelleri U_{1A}^{OPT} ve U_{2A}^{OPT} olarak, 1ve 2'nin A arasında bağıl hareketin enerjisi E_{1A} ve E_{2A} olarak alınır, üç-cisim modelinin etkin hamiltoniyeni şu şekilde olur.

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_{1A}^{OPT}(E_{1A}) + U_{2A}^{OPT}(E_{2A}))\bar{p} \quad (5.66)$$

Üç-cisim karakteri hamiltoniyenin şu formunda daha açık görülür

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(\bar{h}_a + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 + K_{12} + K_a + U_{1A}^{OPT} + U_{2A}^{OPT} + \bar{V}_{12})\bar{p} \quad (5.67)$$

Eğer A parçacığı 1 ve 2'den ağır ise

$$K_{12} + K_a \approx K_{1A} + K_{2A} \quad (5.68)$$

burada K_{1A} ve K_{2A} , 1 ve 2'nin A'ya göre bağıl kinematik enerjileridir. \bar{H}_{eff} hamiltoniyeni yaklaşım yapılarak şu şekilde yazılabilir.

$$\bar{H}_{eff} \approx \bar{p}(\bar{h}_A + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 + K_{1A} + K_{2A} + U_{1A}^{OPT} + U_{2A}^{OPT} + \bar{V}_{12})\bar{p} \quad (5.69)$$

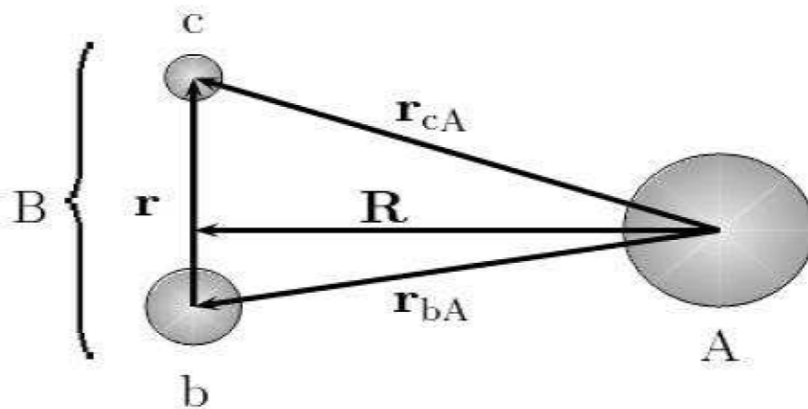
Sonuç olarak H_M model hamiltoniyeni H_{eff} den elde edilerek şu şekilde yazılır.

$$\bar{H}_M = P(\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_{1A}^{OPT}(E_{1A}) + U_{2A}^{OPT}(E_{2A}))P \quad (5.70)$$

ya da

$$\bar{H}_M = P(\bar{h}_A + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 + K_{12} + K_a + U_{1A}^{OPT} + U_{2A}^{OPT})P \quad (5.71)$$

5.2.4. Üç-cisimli Parçalanma Reaksiyonlarının CDCC Formülasyonu



Şekil 5.1. Üç cisimli (A+b+c) bir sisteminin gösterimi. B=b+C mermi parçacığı, A hedef parçacığı göstermektedir.

Bu bölümde zayıf bağlı iki cisimli bir mermi parçacığın bir hedef çekirdekten saçılması incelenerek sistemin hamiltoniyeni ve dalga fonksiyonları elde edilecektir. Şekil 5.1.'de gösterilen basit bir sistem gözönüne alınırsa, b ve c şeklinde iki farklı parçacıktan oluşan B mermi çekirdeği A hedef çekirdeği ile etkileşerek A+b+c sistemini oluşturmaktadır. Önceki bölümde elde edilen üç cisimli model hamiltoniyeni bu sistem için yazılırsa

$$H = K_R + U_{Coul}(R) + U_{r,R} + H_{bc}$$

$$H_{bc} = K_R + V_{bc}(r)$$

$$U_{r,R} = U_{bA}(r_{bA}) + U_{cA}(r_{cA}) \quad (5.72)$$

denklemleri elde edilir. r, b ve c arasındaki bağıl koordinatı; R, b-c çiftinin kütle merkezi ile A arasındaki bağıl koordinatı; r_{XY} , X ve Y parçacıkları arasındaki bağıl koordinatı göstermektedir. K_r ve K_R , r ve R'ye eşlik eden kinetik enerjiler, $V_{bc}(r)$ ise b ile c arasındaki etkileşim potansiyelidir. $U_{bA}(r_{bA})$ ve $U_{cA}(r_{cA})$, b+A(c+A) saçılması için b(c) ile A arasındaki etkileşim optik potansiyelleridir. Burada etkileşimin spine bağılı terimleri ihmal edilmiştir. Ayrıca işlem kolaylığı için Coulomb etkileride ihmal edilirse, üç-cisimli Shrödinger denklemi şöyle yazılır

$$(H - E)\Psi(r, R) = 0 \quad (5.73)$$

J açısall momentumlu üç-cisim dalga fonksiyonu $\Psi_{JM}(r, R)H_{bc}$ nin ortonormal Φ özdeğerleri setine genişletilirse

$$\begin{aligned} \Psi_{JM}(r, R) = & \sum_{|J-l_0| \leq L_0 \leq J+l_0} Y_{JM}^{l_0, L_0} \Phi_0(r) \chi_{l_0, L_0}^J(P_0, R)/R \\ & + \sum_l \sum_{|J-l| \leq L \leq J+l} Y_{JM}^{l, L} \int_0^\infty \Phi_l(k, r) \chi_{l, L}^J(P, R)/R dk \end{aligned} \quad (5.74)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$Y_{JM}^{l,L} = [i^l Y_l(\Omega_r) \otimes i^l Y_l(\Omega_R)]_{JM} \quad (5.75)$$

şeklindedir. Basitleştirme yapmak için b+c sisteminin l_0 açısai momentumlu bir $\Phi_0(k, r)$ bağıli durumu ile k lineer momentum ve l açısai momentumuna sahip $\Phi_l(k, r)$ süreklilik durumlarına sahip olduğu düşünülürse $\{\Phi_0(k, r), \Phi_l(k, r)\}$ dalga fonksiyonları seti mermi parçacık için iki cisimli Schrödinger denklemini sağlar

$$(H_{bc} - \varepsilon_0)\Phi_0(r)Y_{l_0 m_0}(\Omega_r) = 0 \quad (5.76)$$

$$(H_{bc} - \varepsilon)\Phi_l(k, r)Y_{lm}(\Omega_r) = 0 \quad (5.77)$$

burada ε_0 B mermisinin bağıli durumunun enerjisi ve $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2\mu_{bc}$; μ_{bc} b-c sisteminin indirgenmiş kütesidir. $\Phi_l(k, r)$ fonksiyonları şöyle normalize edilir

$$\langle \Phi_l(k', r) | \Phi_l(k, r) \rangle_r = \delta(k' - k) \quad (5.78)$$

ve bu fonksiyonlar asimptotik formda yazılırsa

$$\Phi_l(k, r) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin\left(kr - \frac{2}{\pi} - \delta_l(k)\right) / r \quad (5.79)$$

burada $\delta_l(k)l$ ve k le sınıflandırılan süreklilik durumlarının faz farkıdır. B parçacığı başlangıçta bağıli durumdadır. χ_{lL}^J ve $\chi_{l_0 L_0}^J$ genişleme katsayıları b-c çiftinin kütle merkezinin A'ya göre bağıli hareketini $P(P_0)$ momentumu $L(L_0)$ orbital açısai momentum ile tanımlar.

$$E = \frac{\hbar^2 P_0^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 P^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon \quad (5.80)$$

Burada μ_{AB} B ve A parçacıkları arasındaki indirgenmiş kütedir.

CDCC modelinde l ve k , $l \leq l_{max}$ ve $k \leq k_{max}$ olacak şekilde sınırlandırılır ve süreklilik durumları $k=0$ dan $k = k_{max}'$ a kadar sonlu sayıdaki durumlara kesiklendirilir. Dalga fonksiyonlarının enerjileri

$$\varepsilon_{nl} \delta_{n,n'} \delta_{l,l'} \delta_{m,m'} = \langle \hat{\Phi}_{nl}(r) i^l Y_{lm}(\Omega_r) | H_{bc} | \hat{\Phi}_{n'l'}(r) i^{l'} Y_{l'm'}(\Omega_r) \rangle_r \quad (5.81)$$

şeklinindedir. Sınırlandırma ve kesiklendirme işlemi yapıldıktan sonra dalga fonksiyonları yaklaşık olarak şu forma dönüşür

$$\begin{aligned} \Psi_{JM}^{CDCC}(r, R) = & \sum_{|J-l_0| \leq L_0 \leq J+l_0} Y_{JM}^{l_0, L_0} \Phi_0(r) \hat{\chi}_{l_0, L_0}^J(P_0, R)/R \\ & + \sum_{n=1}^{N_{max}} \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{|J-l| \leq L \leq J+l} Y_{JM}^{l, L} \hat{\Phi}_{nl}(r) \hat{\chi}_{\gamma}^J(\hat{P}_{\gamma}, R)/R \end{aligned} \quad (5.82)$$

burada

$$\hat{\chi}_{\gamma}^J(P_0, R) = \hat{\chi}_{l_0 L_0}^J(P_0, R) \gamma_0 = (0, l_0, L_0)$$

$$\hat{\chi}_{\gamma}^J(P_0, R) = W_{\gamma} \hat{\chi}_{lL}^J(\hat{P}_{\gamma}, R) \quad \gamma = (n, l, L) \quad (5.83)$$

Denklemin sağ tarafındaki ilk terim γ_0 ile gösterilen elastik kanalı, ikinci terim ise γ ile gösterilen kesiklendirilmiş parçalanma kanallarını temsil eder. W_{γ} genişlik faktörü olup, kullanılan kesiklendirme modeline bağlıdır. P_0 ve \hat{P}_{γ} momentumları şu şekilde tanımlanır.

$$E = \frac{\hbar^2 P_0^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 \hat{P}_{\gamma}^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon_{nl} \quad (5.84)$$

Denklemin 5.73'ün sol tarafı $Y_{JM}^{*l,L} \hat{\Phi}_{nl}^*(r)$ ile çarpılırsa

$$\langle Y_{JM}^{*l,L} \hat{\Phi}_{nl}^*(r) | H - E | \Psi_{JM}^{CDCC}(r, R) \rangle_{r, \Omega_R} \quad (5.85)$$

elde edilir. Denklem çiftlenmiş diferansiyel denklemler setine indirildiğinde

$$\left[\frac{\hbar^2}{2\mu_{AB}} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu_{AB}} \frac{L(L+1)}{R^2} + U_{\gamma\gamma}(R) + U_{Coul}(R) - (E - \varepsilon_{nl}) \right] \hat{\chi}_\gamma^J(\hat{P}_\gamma, R) = \sum_{\gamma \neq \gamma'} U_{\gamma'\gamma'}(R) \hat{\chi}_{\gamma'}^J(\hat{P}_\gamma, R) \quad (5.86)$$

haline dönüşür. Burada γ_0 kanalını da içeren tüm γ durumları için $P_0 = \hat{P}_\gamma$ 'dir. Çiftlenim potansiyeli ise

$$U_{\gamma'\gamma'}(R) = \langle Y_{JM}^{L,L} \hat{\Phi}_{nl}(r) | U_{bA}(r_{bA}) + U_{cA}(r_{cA}) | \Psi_{JM}^{L',L'} \hat{\Phi}_{n'l'}(r) \rangle_{r,\Omega_R} \quad (5.87)$$

şeklindedir. Çiftlenim denklemleri asimptotik sınır şartları altında çözümlerse aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\hat{\chi}_\gamma^J(\hat{P}_\gamma, R) \sim u_L^{(-)}(\hat{P}_\gamma, R) \delta_{\gamma_0\gamma} - \sqrt{\frac{P_0}{\hat{P}_\gamma}} \hat{S}_{\gamma\gamma_0}^J u_L^{(+)}(\hat{P}_\gamma, R) \quad (5.88)$$

burada $u_L^{(-)}(\hat{P}_\gamma)$ ve $u_L^{(+)}(\hat{P}_\gamma)$ gelen ve giden Coulomb dalga fonksiyonudur. $\delta_{\gamma_0\gamma}$, γ_0 giriş kanalından γ kanalına geçiş için Saçılma-matris elementidir.

5.3. CDCC Modelinin ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ Sistemine Uygulanması

5.3.1. Teorik Hesaplamalar

Zayıf bağlı çekirdeklerin saçılma probleminde kullanılan CDCC modeli mermi çekirdeği iki-cisimli bir sistem olarak düşünür. Bu ikili sistemde parçacıklardan biri bağlı olmayan durumlara uyarılır. Dolayısıyla bu model ikili sistemin serbestlik derecesindeki uyarılmalarla ilgilenir. CDCC, Çiftlenmiş kanallar (CC) yaklaşımını temel alarak saçılma problemlerinin çözümünde bağlı durumların yanı sıra bağlı olmayan durumları da dikkate alır. Ancak bağlı durumların dalga fonksiyonları

normalize edilebilir ve geniş mesafelerde bozunuma uğrarken, bağlı olmayan durumların dalga fonksiyonları normalize edilemezler ve osilasyonlu yapıya sahiptirler. Bu durum süreklilik-süreklilik çiftleniminin hesaplanmasında sorunlar yaratır. Bu nedenle CDCC modeli süreklilik spektrumunun kesiklendirilmiş gösteriminde integre edilebilir kare fonksiyonlar seti kullanır. Bin dalga fonksiyonu

$$u_{l_{sj},[k_1,k_2]}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} w(k) e^{-i\delta_k} u_{l_{sj},k}(r) dk \quad (5.89)$$

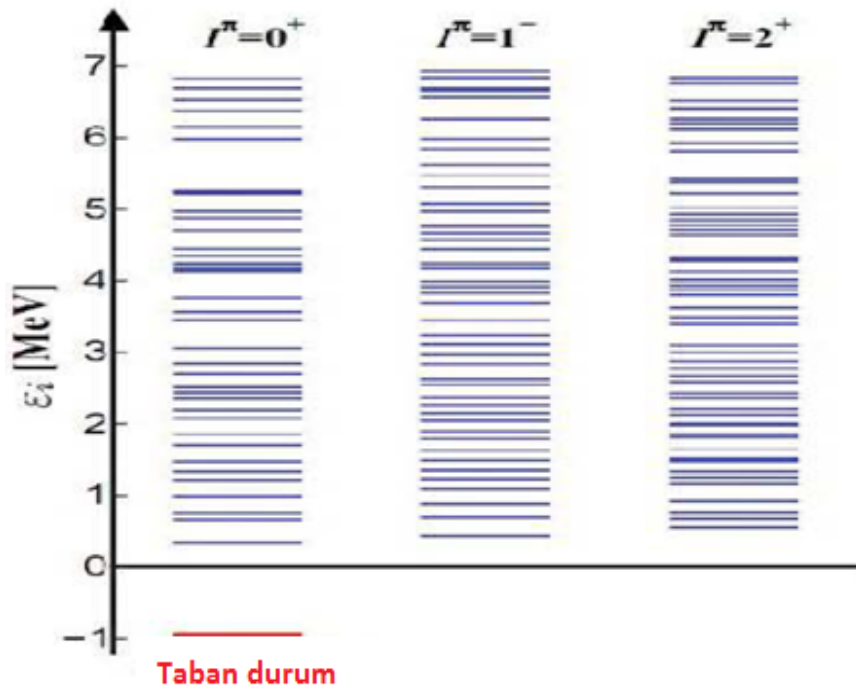
şeklindedir. Burada δ_k , seçilen bir $V_{pc}^l(r)$ potansiyeli içindeki $u_{l_{sj},k}(r)$ saçılma dalga fonksiyonu için saçılma faz kaymasıdır. Normalizasyon sabiti $N = \int |w(k)|^2 dk$ olup, binler R_{Bin} maksimum yarıçapının yeterince büyük olduğu durumlarda $\langle u|u \rangle = 1$ şeklinde normalize edilir.

CDCC modelinde normalize edilebilir durumlar şu şekilde oluşturulur: *i)* Önce süreklilik spektrumu maksimum bir ϵ_{max} enerjisine sınırlandırılır. *ii)* Daha sonra enerji $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_{max}$ olacak şekilde bin ismi verilen eşit aralıklara bölünür. *iii)* Her bir bin normalize edilebilir temsili dalga fonksiyonları ile oluşturulur. Enerji binlerinin yanısıra sürekliliğin kesiklendirilmesi asimptotik lineer momentum $k = \frac{\sqrt{2\mu\epsilon}}{\hbar}$ ile yapılır. Bu durumda bin aralığı $[k_{i-1} - k_i]$ şeklindedir.

Tez çalışmasının bu bölümündeki teorik hesaplamalarda ${}^8\text{B}$ çekirdeği ${}^7\text{Be}+p$ şeklinde alınıp, parçacığın süreklilik spektrumu enerji kesiklendirilmesi yapılarak, $\Delta k = 0.1 \text{ fm}^{-1}$ olacak şekilde eşit genişlikte $N=8$ enerji binine bölünmüştür. Maksimum enerji $\epsilon_{max} = 8.1 \text{ MeV}$ olarak alınmıştır. Hesaplamalara ${}^7\text{Be}-p$ bağlı açısız momentumu $L=0, 1, 2$ olacak şekilde Şekil 5.2.'de gösterilen s, p, d durumları dahil edilmiştir. Çiftlenmiş denklemler $R_{Bin} = 60 \text{ fm}$ 'ye kadar integre edilmiş, mermi-hedef bağlı hareketi için 400 kısmi dalga kullanılmıştır. Hesaplamalar Fresco codunun FRXY.1i versiyonu kullanılarak yapılmıştır [87].

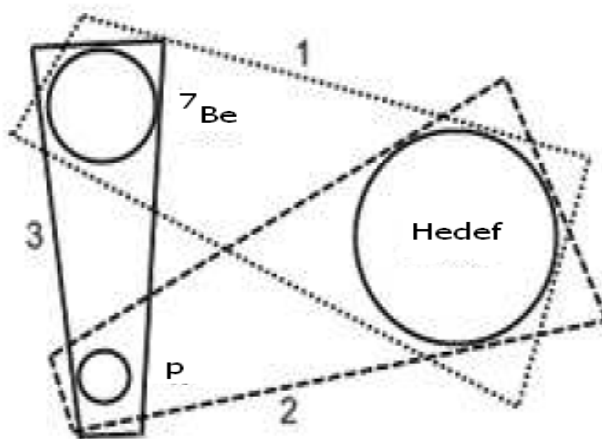
CDCC modelinde bir sistemin etkileşim potansiyeli single-folding (tek katlı) tekniği kullanılarak elde edilir [88]. ${}^8\text{B}$ sisteminin etkileşim potansiyeli şu bileşenlerden oluşur:

- ${}^7\text{Be}$ +hedef optik potansiyeli
- p +hedef optik potansiyeli
- ${}^7\text{Be}+p$ bağlanma potansiyeli



Şekil 5.2. Süreklilik kanallarının gösterimi

Etkileşim potansiyelinin bileşenleri Şekil 5.3'te gösterilmektedir.



Şekil 5.3. Etkileşim potansiyelinin bileşenlerinin gösterimi.

Burada 1 nolu potansiyel ${}^7\text{Be}$ +hedef optik potansiyelini, 2 nolu potansiyel p +hedef optik potansiyelini, 3 nolu potansiyel ${}^7\text{Be}+p$ bağlanma potansiyelini göstermektedir.

${}^7\text{Be}$ +hedef potansiyeli, Moroz ve arkadaşları [89] tarafından geliştirilen ve düşük enerjili ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için uygulanan potansiyel parametreleri kullanılmıştır. Bu potansiyel parametreleri Tostevin ve arkadaşları [47] çalışmasında olduğu gibi 14.2 MeV'deki ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma datalarının da üretir. Bu potansiyel için dikkat çeken nokta tüm enerji değerleri için parametreler literatüre uygun olarak kullanılmış ve deneysel data ile de oldukça uyumlu oldukları görüldü. Ancak 29.3 MeV enerji değerinde imajiner derinlik literatür ile aynı alındığında çok yüksek hata üretirken yaklaşık 10 kat daha fazla alındığında deneysel data ile oldukça uyumlu olduğu gözlemlendi. Yine diğer önemli bir noktada imajiner kısma ait difüzyon parametresi enerji arttıkça düştüğü görülmüştür.

$p+{}^{58}\text{Ni}$ optik potansiyelinin parametreleri de Becchetti ve arkadaşları [90] tarafından önerilen global potansiyel setlerinden alınmıştır. Alınan potansiyel setlerine ait parametreler Tablo 5.1. ve Tablo 5.2.'de verilmektedir. Alınan bu literatür parametreleri ile tüm enerji dataları deney ile oldukça iyi uyumlu iken 29.3 MeV değerinde reel derinlik 156.55 MeV'de yani literatürden yaklaşık 3 kat fazla iken, reel difüzyon parametresi 0.62 fm ve imajiner difüzyon parametresi de 0.68 fm alındığında deneysel data ile oldukça iyi uyum sağlamıştır. $p+{}^7\text{Be}$ bağlanma potansiyelinin parametreleri ise Esbensen ve arkadaşları [91] tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır. Bağlanma potansiyelinin parametreleri Tablo 5.3.'de verilmektedir. Yine istisna olarak 29.3 MeV'de spin-orbit difüzyon parametresi 1.52 fm yani literatürden daha yüksek alınmıştır diğer parametreler literatür ile aynı alınmıştır. CDCC modelde her bir parametrenin önemi büyüktür çünkü verdiğimiz her bir parametre ne kadar keyfi ise sistem o kadar fenomenolojik bir yapıya bürünmektedir. Bunun için saçılma potansiyellerinin ve bağlanma potansiyellerinin literatüre göre tanımlanması model için oldukça önemlidir. Kullandığımız serbest parametreleri test etme yönteminde oldukça uzun bir zaman gerektirmektedir. Zaman kaybıda analiz açısından olumsuz bir durumdur.

Tablo 5.1. ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemi için uygulanan potansiyel parametreleri [89]. Reel ve sanal potansiyellerin herikisi de Wood-Saxon hacim formunda alınmıştır. Coulomb yarıçapı tüm enerji değerlerinde $r_c=1.3\text{fm}$ alınmıştır.

E (MeV)	V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W_0 (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)
20.68	100	1.05	0.65	30.6	0.823	1.02
23.4	100	1.05	0.65	30.6	0.823	0.92
25.3	100	1.05	0.65	30.6	0.823	0.80
27.2	100	1.05	0.65	30.6	0.823	0.70
29.3	100	1.05	0.65	300.6	0.823	0.67

Tablo 5.2. $p+{}^{58}\text{Ni}$ optik potansiyelinin parametreleri [90]. Burada reel potansiyel Wood-Saxon şeklinde olup, sanal potansiyel Wood-Saxon türevi şeklindedir.

E (MeV)	V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W_0 (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)
20.68	$54 + 24 \left(\frac{N-Z}{A} \right)$	1.17	0.75		1.26	0.58
23.4		1.17	0.75	$11.8 - 0.25E$	1.26	0.58
25.3	$-0.32E$	1.17	0.75		1.26	0.58
27.2	$+0.4 \left(\frac{Z}{A^{1/3}} \right)$	1.17	0.75	$+12 \left(\frac{N-Z}{A} \right)$	1.26	0.58
29.3	156.55	1.17	0.62	12.919	1.26	0.68

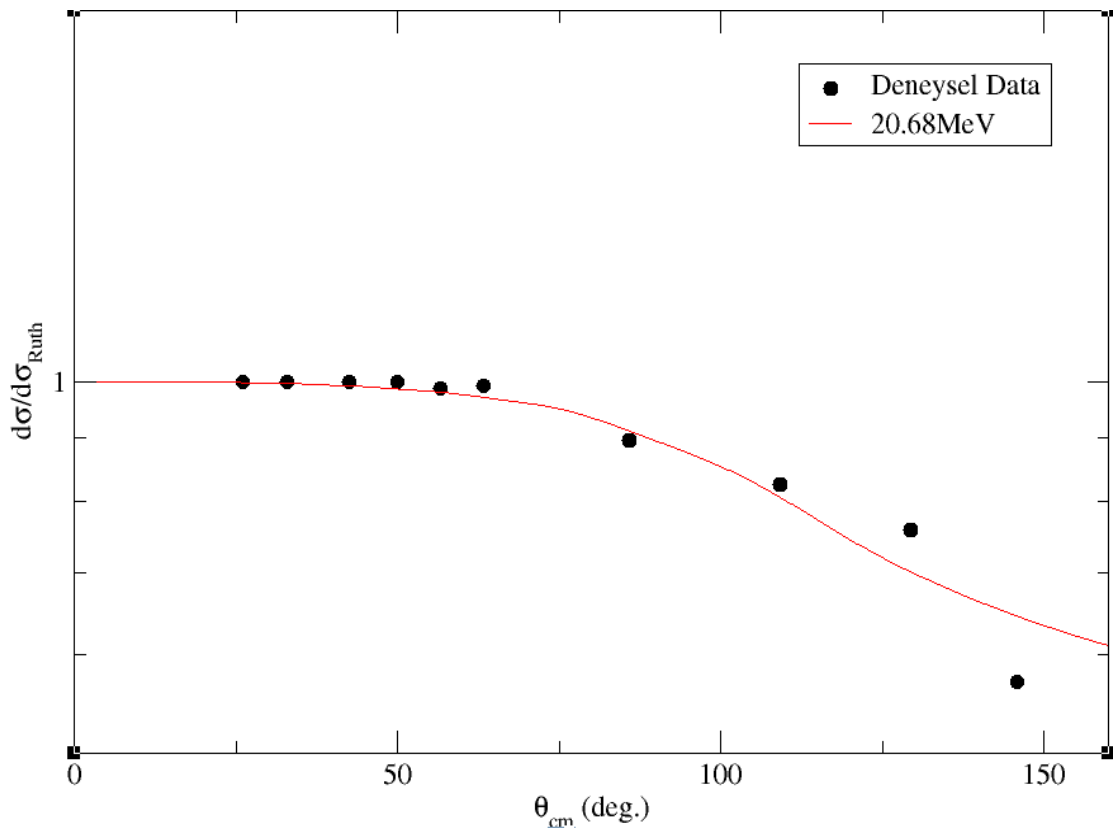
Tablo 5.3. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan $p+{}^7\text{Be}$ bağlanma potansiyelinin parametreleri tüm enerjiler için aynı parametreler kullanılmıştır [91].

V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	V_{so} (MeV)	r_{so} (fm)	a_{so} (fm)
44.98	1.25	0.52	19.59	1.25	0.52

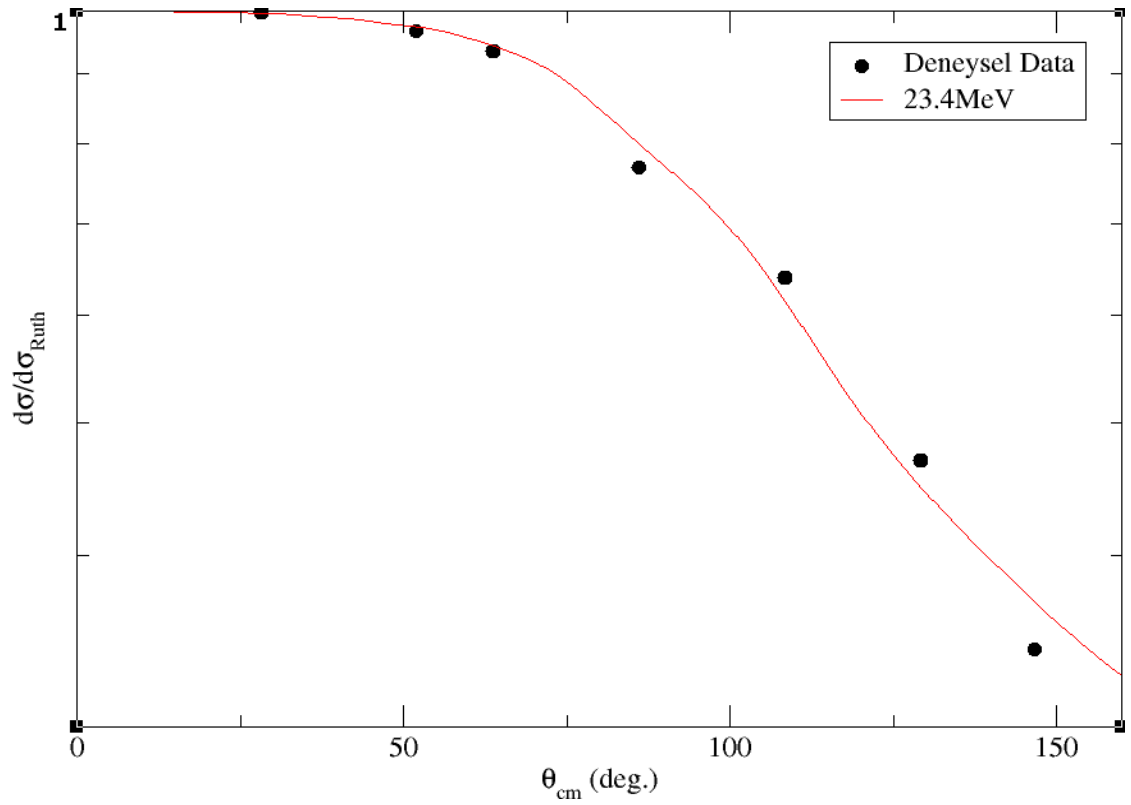
Enerji binlerinin özdeğerleri ve binlerin genişliği mermi parçacığın bağlanma enerjisi referans alınarak hesaplanır. ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin bağlanma enerjisi 0.137 MeV olarak alınmıştır.

5.3.2. Bulgular

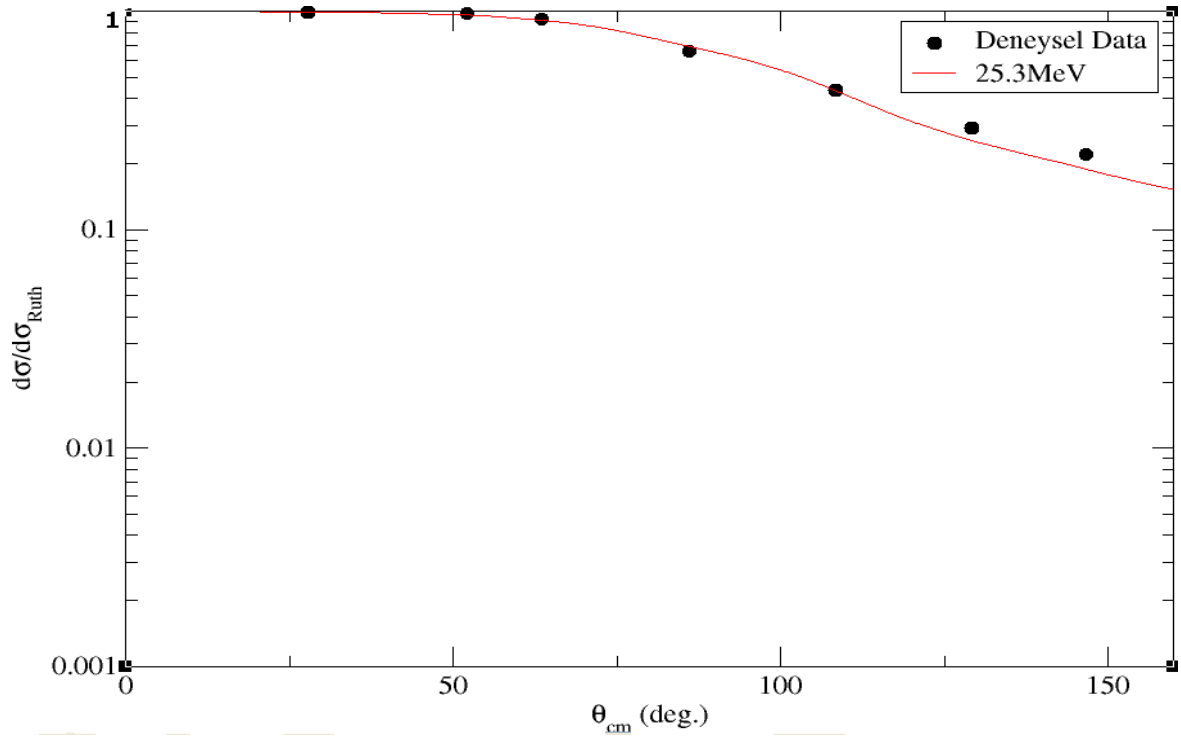
Tez çalışmasının bu bölümünde literatürde bugüne kadar deneysel olarak ölçülen elastik saçılma verileri CDCC modeli kullanılarak analiz edilmiştir. Çalışmada ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonu $E_{\text{Lab}}=20.68, 23.4, 25.3, 27.2$ ve 29.3MeV enerjilerinde analiz edilmiş Şekil 5.4'te görüldüğü gibi deneyle teori arasında güzel bir uyum elde edilmiştir. Analizler sonucunda elde edilen elastik saçılma tesir kesitleri Rutherford tesir kesitine oranlanarak lineer skalada gösterilmiştir. Sistemin Coulomb bariyeri yaklaşık 26.44MeV olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarımızda Coulomb bariyeri için yarıçap değeri 1.3fm olarak belirlenmiştir. Deneysel data ile ne kadar uyumlu gibi görünsede hata analizi sonuçları diğer modellerle karşılaştırdığımızda önemli ölçüde büyüktür aslında beklenen bir sonuç bu değildir. CDCC modelde çiftlenmiş kanalında olduğu gibi birkaç kanal eklenip bırakılmaz onlarca kanal söz konusu olduğu için model daha realistik bir yapıya kavuşur.



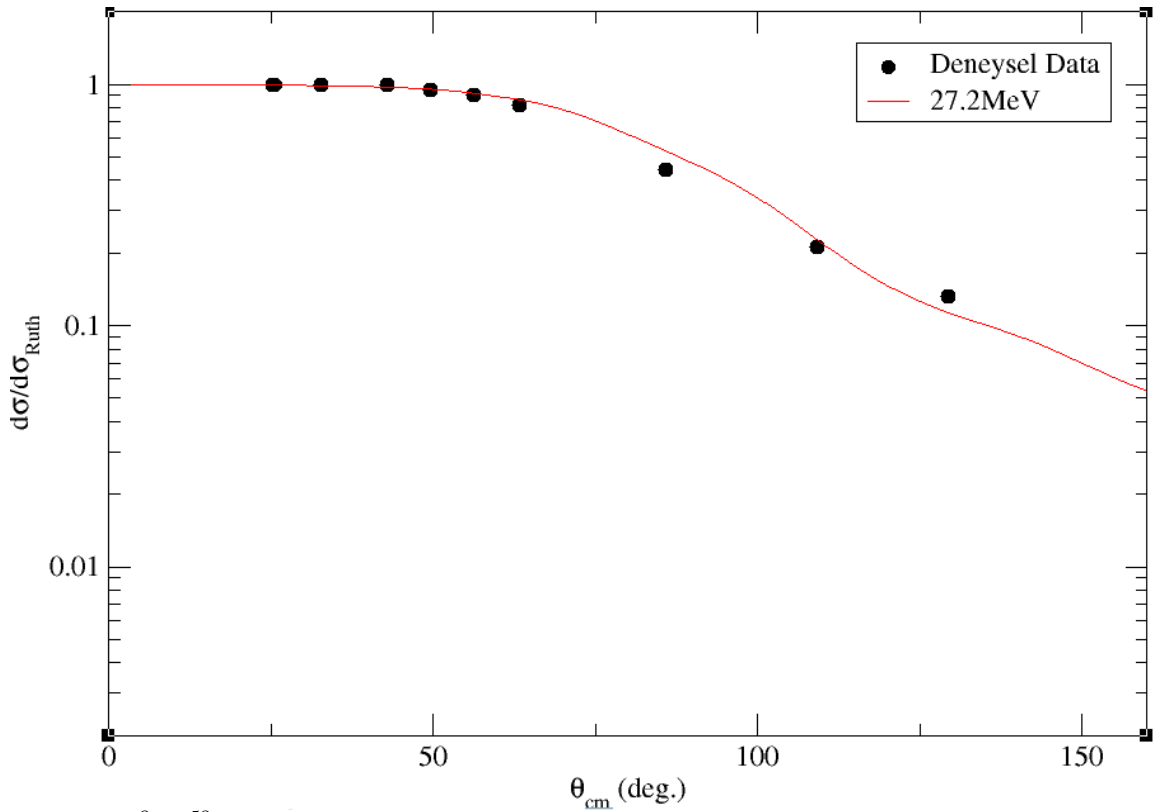
Şekil 5.4. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısıl dağılımı $E_{\text{Lab}}=20.68\text{MeV}$



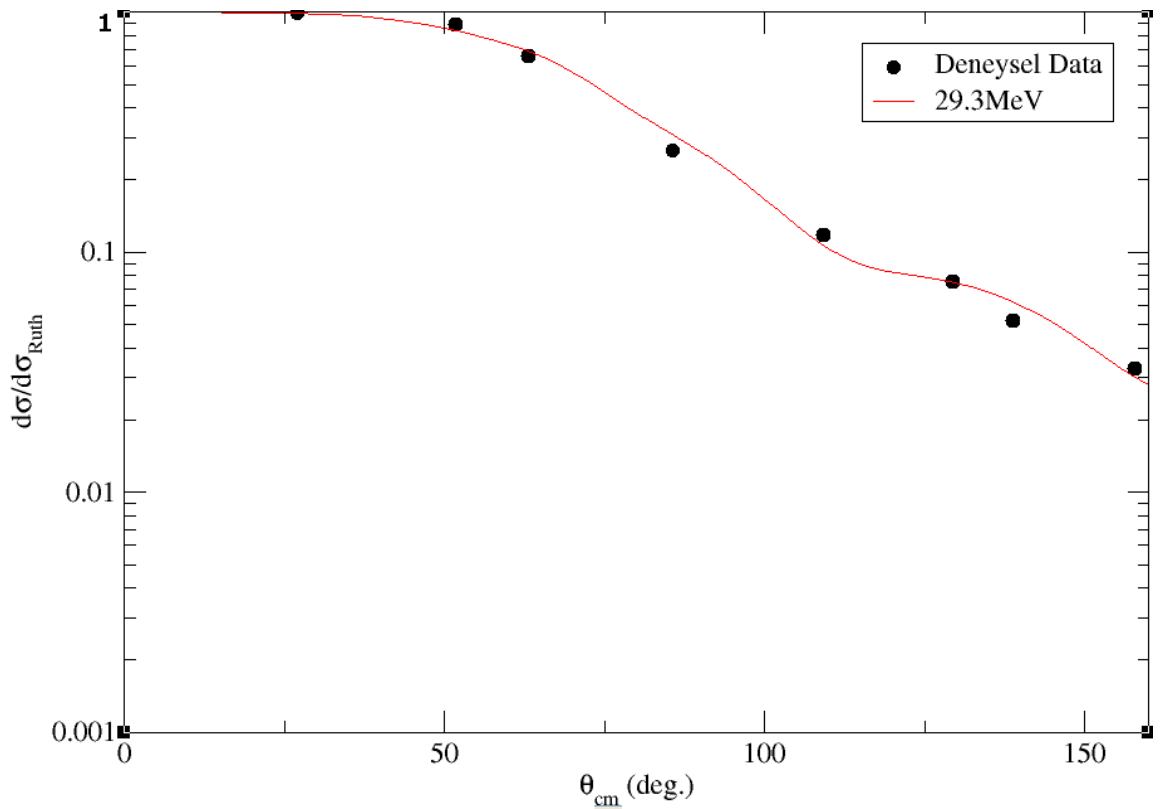
Şekil 5.5. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımı $E_{\text{Lab}}=23.4\text{MeV}$



Şekil 5.6. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımı $E_{\text{Lab}}=25.3\text{MeV}$.



Şekil 5.7. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımı $E_{\text{Lab}}=27.2\text{MeV}$



Şekil 5.8. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımı $E_{\text{Lab}}=29.3\text{MeV}$

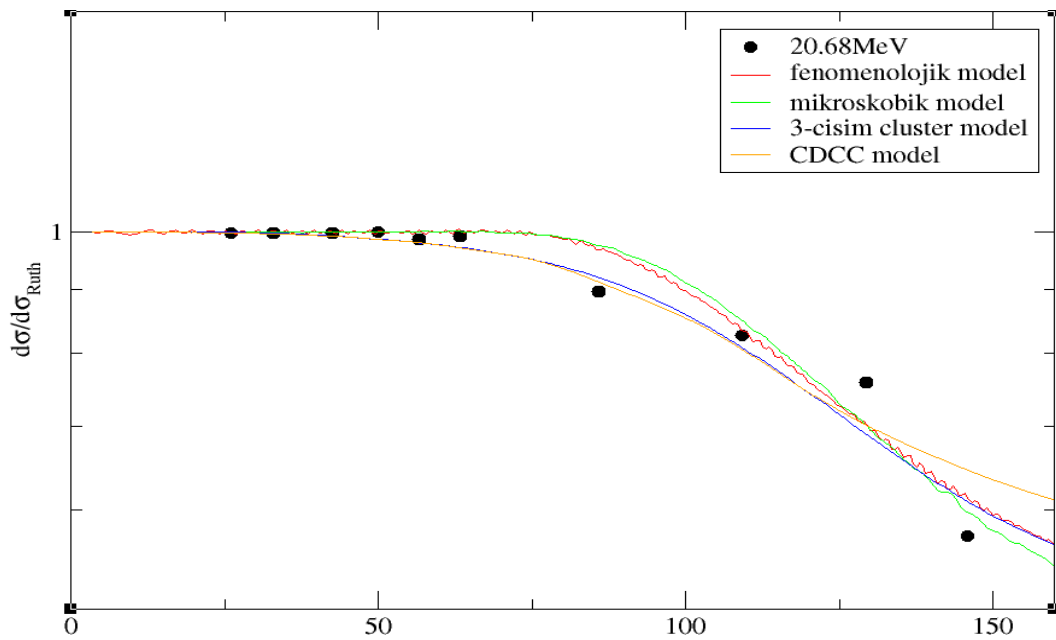
Bu çalışmada tüm enerji değerleri için $L=0,1,2$ breakup kanalları eklendiğinde ve literatüre uygun saçılma ve bağlanma parametreleri kullanıldığında oldukça iyi sonuçlar elde edilebilirken 29.3MeV değeri için deneysel data tam olarak açıklanamamıştır. Ancak parametreler üzerinde bazı değişiklikler yapıldığında deneysel dataya yakın sonuçlar elde edilmiştir. Bunu hata analizi hesaplarındanda görmekteyiz. Bu sonuç reaksiyona eklenmesi gereken transfer veya başka etkileşimlerin olduğunu düşündürmektedir. Hesaplamalarımızda ${}^8\text{B}$ proton halo sistemi ${}^7\text{Be}$ ve p şeklinde iki cisim olarak düşünülmüş ve ${}^7\text{Be}$ sistemi $3/2^-$ taban durumunda alınmıştır. ${}^7\text{Be}$ 'un içyapısı ihmal edilmiştir. Reaksiyon tesir kesiti sonuçlarına bakıldığında diğer modellerden daha yüksek tesir kesitleri elde edilmiştir. Bölüm 6'da ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sistemini analiz ederken kullandığımız tüm modellerin hata analizleri ve reaksiyon tesir kesitleri karşılaştırılmıştır.

6. BÖLÜM

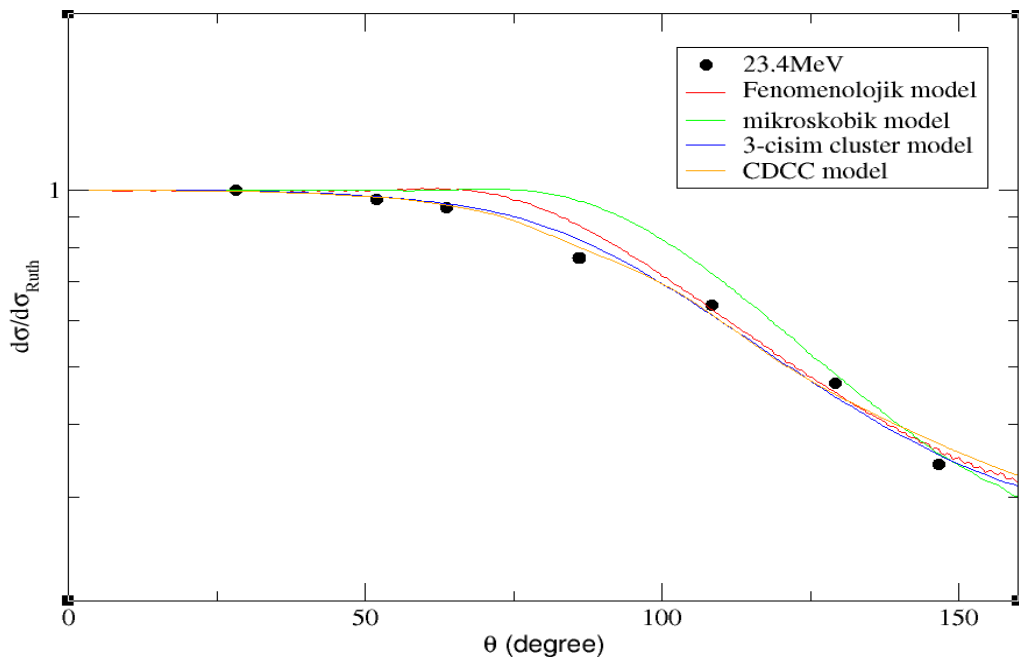
TARTIŞMA-SONUÇ VE ÖNERİLER

Egzotik çekirdekler farklı yapıları nedeniyle büyük ilgi uyandırmalarına rağmen, bu çekirdeklerin nükleer özelliklerinin deneysel olarak incelenmesi çok kolay bir süreç değildir. Radyoaktif iyon demetlerinin enerjisini kontrol etmek zor bir işlem olduğu için egzotik çekirdeklerin içyapısından kaynaklanan ilginç özelliklerini bir deneyde tespit etmek her zaman mümkün olmamaktadır. Bu nedenle yapılacak bir deneyin planlanmasında egzotik etkilerin hangi bölgede aranacağını doğru kestirmek çok önemlidir. Özellikle mermi parçacığın gelme enerjisi ve hedef parçacığın yükü bu etkilerin araştırılmasında hassas ayarlanması gereken niceliklerdir. Bu durum dikkate alınarak egzotik çekirdeklerin nükleer yapısı ile ilgili yapılacak teorik çalışmaların sonuçları deneysel çalışmalara ışık tutacaktır. Örneğin ${}^6\text{He}$ nötron halosu ve ${}^8\text{B}$ proton halosu çekirdeklerinin elastik saçılma gözlenebilirlerinde Coulomb ve nükleer etkilerin girişiminin sonucu olarak klasik kırınım saçaklarından farklı bir yapı gözlemlenir. Ancak bu farklı yapı deneysel olarak gözlenebilmesi her zaman mümkün olmayıp, nükleer ve Coulomb gelme enerjisine ve hedef çekirdeğin yüküne bağlı olarak ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle tüm etkilerin tam olarak görüldüğü ve elastik saçılmanın nükleer yapının detaylarına hassas olduğu bölgenin teorik olarak araştırılması egzotik çekirdeklerin davranışlarının anlaşılmasına katkı sağlayacaktır. Bu amaçla bu tez çalışmasında proton halosu olan ${}^8\text{B}$ çekirdeğinin Coulomb bariyeri civarında 5 farklı enerjide ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeği ile etkileşmesi 4 farklı modelle detaylı olarak incelenmiştir. Hangi modelin hangi enerji aralığını açıklamada teoriksel açıdan daha uygun olduğunu belirlemesi açısından oldukça önemli bir çalışmadır. Bu modellerin karşılaştırması adına herbir enerjide reaksiyon tesir kesitlerine bakılması Şekil 6.1-Şekil 6.5'te çizilmiştir. Şekillerden vehata analizlerinden de görüldüğü gibi 20.68, 23.4, 25.3 ve 27.2MeV enerjilerinde 3-cisim cluster modelle elde edilen sonuçlar deneysel datayı açıklamada literatürde yapılan çalışmalardan daha iyi sonuçlar ürettiği görülmüştür.

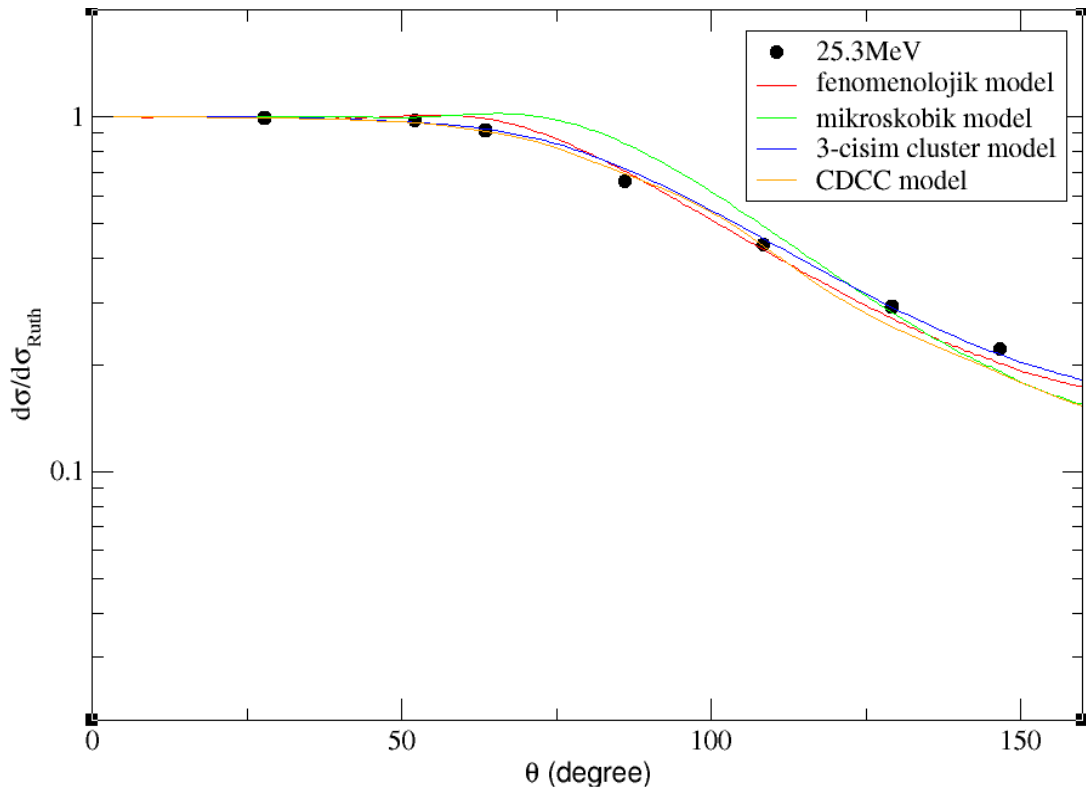
Buradan ^8B proton halo çekirdeğine cluster olarak bakmak deneysel datayı açıklamada oldukça önemlidir. Ancak 29.3MeV enerjisinde deneysel datayı 2-cisim fenomenolojik modelle daha iyi tanımlarız. Breakup kanalları eklendiğinde elde edilen sonuçların daha iyi olmasını beklerdik oysaki bu durum sadece 23.4MeV’de böyledir.



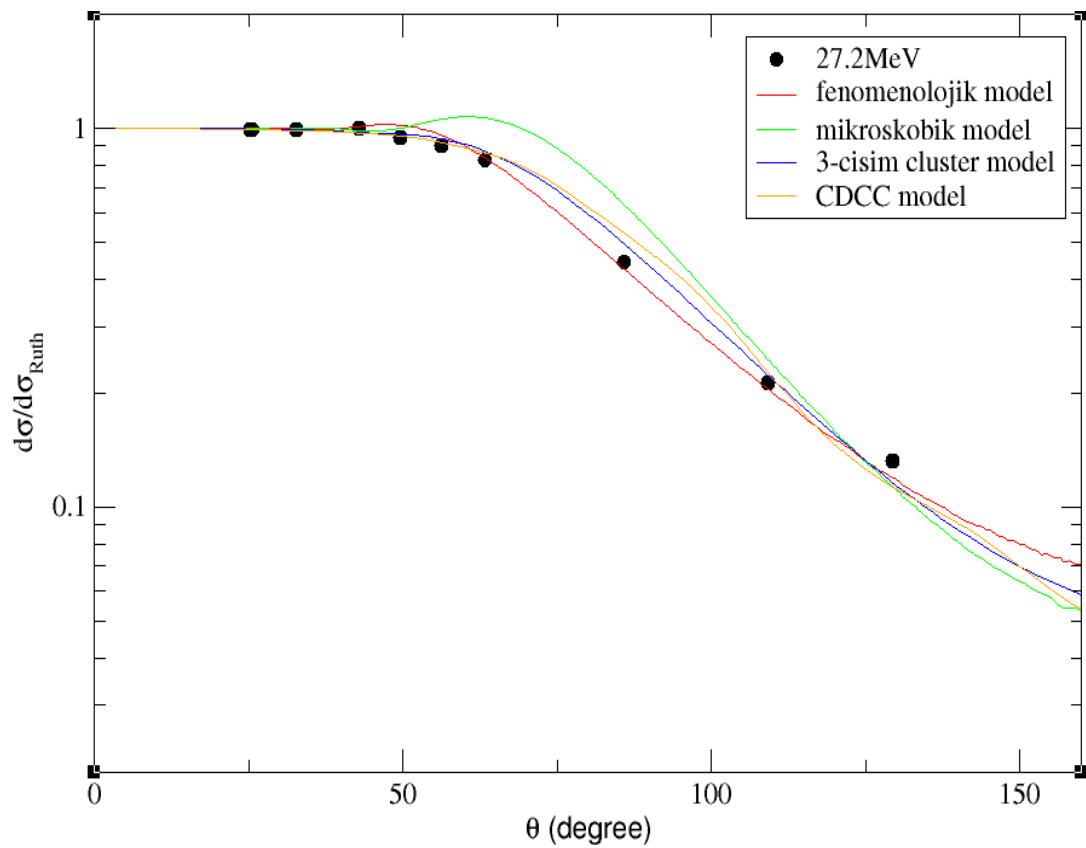
Şekil 6.1. 20.68MeV’de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması



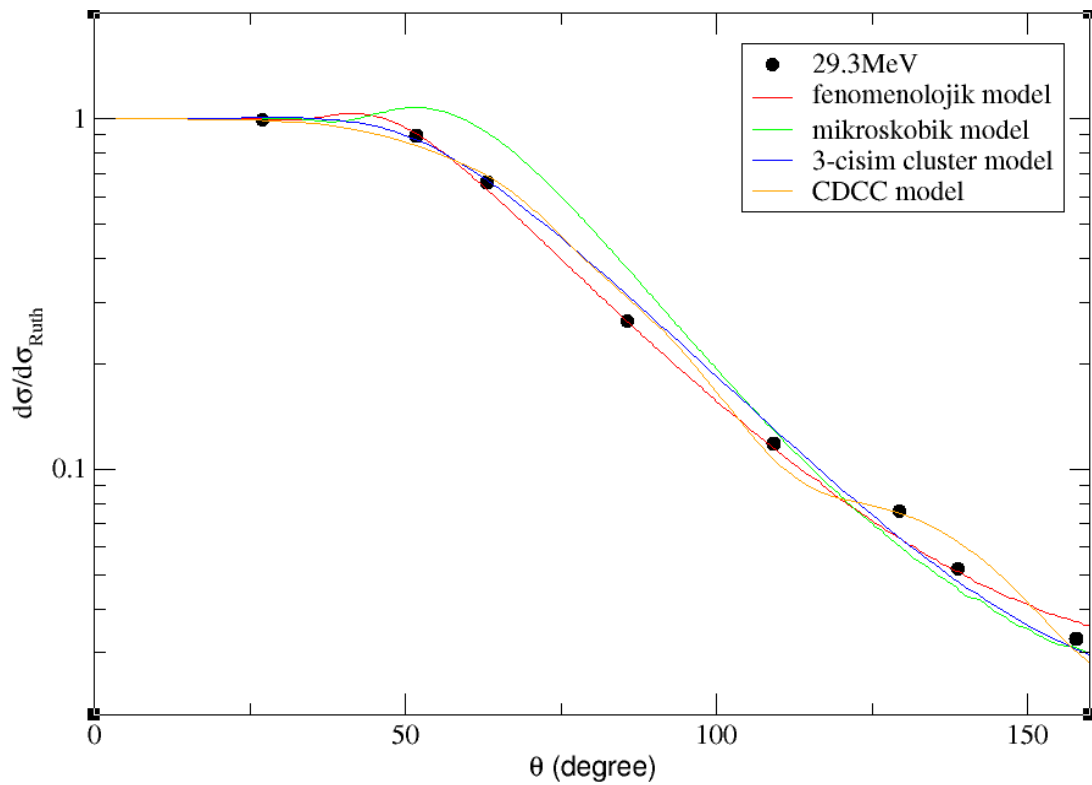
Şekil 6.2. 23.4MeV’de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması



Şekil 6.3. 25.3MeV’de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması



Şekil 6.4. 27.2MeV’de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması



Şekil 6.5. 29.3MeV’de tüm modellerin reaksiyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması

Buradan CDCC mekanizması için reaksiyona eklenmesi gereken başka reaksiyonlarda olabileceği çıkarımını yapmak yerinde olur. Bunlar belki transfer belkide başka türden reaksiyonlardır.

Tablo 6.1. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin farklı modelleriyle incelenmesi sonucu elde edilen hata analizi sonuçları

Enerji(MeV)	Fenomenojik model	Mikroskobik model	3-Cisim cluster model	CDCC model
20.68	0.15	0.19	0.14	0.46
23.4	0.58	1.24	0.16	0.26
25.3	0.33	2.41	0.22	0.90
27.2	0.41	3.01	0.38	0.69
29.3	0.13	2.07	1.11	1.63

Ayrıca Tablo 6.2.’den görüldüğü gibi CDCC modelle elde edilen reaksiyon tesir kesitleri diğer modellerle kıyaslandığında oldukça yüksek olduğu görülür.

Tablo 6.2. ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ sisteminin farklı modelleriyle incelenmesi sonucu elde edilen reaksiyon tesir kesitleri

Enerji(MeV)	Fenomenolojik model	Mikroskobik model	3-Cisim cluster model	CDCC model
20.68	200	192	373	435
23.4	352	276	540	649
25.3	511	372	661	801
27.2	809	475	860	960
29.3	1026	644	961	1350

Elde edilen sonuçlar ${}^8\text{B}$ proton halo çekirdeğine özgü olup, bu çekirdek için yapılacak yeni deneysel çalışmalara zemin hazırlayabilecek niteliktedir. Bununla birlikte ${}^8\text{B}$ gibi üç cisim yapısına sahip ${}^{11}\text{Li}$ ve ${}^{11}\text{Be}$ nötron halosu ve ${}^{19}\text{F}$ gibi proton halosu gibi zayıf bağlı radyoaktif elementlerin özelliklerinin araştırılmasında da faydalı bilgiler sağlayacaktır. Özellikle ${}^{58}\text{Ni}$ ile olan etkileşiminde kullanılacak optik model parametrelerinin belirlenmesinde ve analizinde kullanılacak modelin geliştirilmesinde oldukça önemli bir adım olacaktır.

KAYNAKLAR

1. Austin, S.M., Bertsch, G.F., 1995. Halo Nuclei, **Scientific American**, (272): 90-95.
2. Tanihata, I., 1995. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes, **Physics Letter B**, **160** (6): 380-384.
3. Tanihata, I., ve ark., 1985. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. **Physical Review Letter**, **55** (24): 2676-2679.
4. Hansen, P. G., Jonson, B., 1987. Break-up of neutron-halo nuclei by diffraction dissociation and shakeoff. **Europhysics Letter B**, **160**, 409-414.
5. 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.
6. Anne, R., ve ark., 1990. Observation of forward neutrons from the break-up of the ^{11}Li neutron halo. **Physics Letter B**, **250** (1-2):19-23. 1990.
7. Chou, W. T., Warburton, E. K., Brown, B. A., 1993. Gamow-Teller beta decay rates for A **Physical Review C**, **47**(1):163-177.
8. Tanihata, I., 1996. Neutron halo nuclei. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, **22** (2):157- 198.
9. Nunes, F. M., Thompson, I. J., Jognson, R. C., 1996. Core excitation in one neutron halo system. **Nuclear Physics A**, **596** (2): 171-186.
10. Jonson, B., 1994. Halo Nuclei. **Nuclear Physics A**, **574**(1-2): 151-166.
11. 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.
12. 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.
13. 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.

14. Love, W. G., Teresawa, T., Satchler, G. R., 1977. A dynamic polarization potential for heavy-ion scattering. **Nuclear Physics A**, **291**(1): 183-205.
15. Glendenning, N. K., 1983. Direct Nuclear Reactions (Academic Press, New York).
16. Chatterjee, R., Shyam, R., 2002. Coulomb-nuclear interference in the breakup of ^{11}Be . **Physical Review C**, **66** (6):061601-061606.
17. 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.
18. 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.
19. Satchler, G. R., 1983. Introduction to Nuclear Reactions (Oxford University Press, Oxford).
20. 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.
21. Bahcall, J. N., 1989. Neutrino Astrophysics (Cambridge University Press, Cambridge, England).
22. Bertulani, C. A., 1994. The astrophysical reactions $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ and $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ and Coulomb dissociation experiments. **Physical Review C**, **49** (5):2688-2694.
23. Schwarzenberg, J. Von., Kolata, J. J., Peterson, D., Santi, P., Belbot, M., Hinnefeld, J. D., 1996. Sub-Coulomb dissociation of ^8B . **Physical Review C**, **53** (6): R2598-R2601.
24. Esbensen, H., Bertsch, G. F., Snover, K. A., 2006. Reconciling Coulomb Dissociation and Radiative Capture Measurements. **Physical Review Letter**, **94** (4), 042502-042506.
25. Schümann, F., et al., 2006. Low-energy cross section of the $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ solar fusion reaction from the Coulomb dissociation of ^8B . **Physical Review C**, **73** (1): 015806-015819.
26. Minamisono, T., Ohtsubo, T., Minami, I., Fukuda, S., Kitagawa, A., Fukuda, M., Matsuta, K., Nojiri, Y., Takeda, S., Sagawa, H., Kitagawa, H., 1992. Proton

halo of ${}^8\text{B}$ disclosed by its giant quadrupole moment. **Physical Review Letter**, **69** (14): 2058-2061.

27. Kitagawa, H., Sagawa, H.,1993. Quadrupole Moments in Mirror Nuclei and Proton Halo. **Physics Letter B**, **299** (1-2):1-5.
28. Nakada, H., Otsuka, T., 1994. *E2* properties of nuclei far from stability and the proton-halo problem of ${}^8\text{B}$. **Physical Review C**, **49** (2): 886-894.
29. Schwab, W., ve ark.,1995. Precise Momentum Measurements Several Nuclear Structures. **Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei**, **350**, 283.
30. Warner, R. E., Kelley, J. H.,Zecher, P., Becchetti, F. D., Brown,J. A., Carpenter, C. L., Galonsky, A., Kruse, J., Muthukrishnan, A., Nadasen, A., Ronningen, R. M., Schwandt, P., Sherrill, B. M., Wang, J. Winfield, J. S., 1995. Evidence for a proton halo in ${}^8\text{B}$: Enhanced total reaction cross sections at 20 to 60 MeV/nucleon. **Physical Review C**, **52** (3): R1166-R1170.
31. Pecina, I., ve ark.,1995. Quasielastic scattering of ${}^8\text{B}$ and ${}^7\text{Be}$ on ${}^{12}\text{C}$ at 40 MeV/nucleon. **Physical Review C**, **52** (1):191-198.
32. Negoita F. ve ark. 1996. ${}^8\text{B}$ proton halo via reaction and breakup cross section measurements. **Physical Review C**, **54** (4):1787-1797.
33. Kelley, J. H., ve ark.1996. Study of the Breakup Reaction ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$: Absorption Effects and *E2* Strength. **Physical Review Letter**, **77** (25):5020-5023.
34. Penionszhkevich, Y., 1997. Reactions induced by beams of neutron and proton halo nuclei. **Nuclear Physics A**, **616** (1-2): 247-253.
35. Smedberg, M. H.,ve ark., 1999. New results on the halo structure of ${}^8\text{B}$. **Physics Letter B**, **452** (1-2):1-7.
36. Trache, L., Carstoiu, F., Gagliardi,C. A., Tribble, R. E., 2001. Asymptotic Normalization Coefficient of ${}^8\text{B}$ from Breakup Reactions and the S_{17} Astrophysical Factor. **Physical Review Letter**, **87** (27):271102-271106.
37. Cortina-Gil,D., ve ark., 2001. Experimental evidence for the ${}^8\text{B}$ ground state configuration. **Physics Letter B**, **529** (1-2):36-41.
38. Cortina-Gil D., ve ark.2003. Nuclear and Coulomb breakup of ${}^8\text{B}$. **Nuclear Physics A**, **720**(1-2): 3-19.

39. Majumdar, R. N., 2003. Proton Halo of ${}^8\text{B}$ within Direct Fragmentation Model. **Journal of the Physical Society of Japan**, **72** (12):3087-3090.
40. Hussein, M. S., Lichtenhaler, R., Nunes, F. M., Thompson, I. J., 2006. Scaling and interference in the dissociation of halo nuclei. **Physics Letter B**, **640** (3):91-95.
41. Sumikama, T., Nagatomo, T., Ogura, M., Iwakoshi, T., Nakashima, Y., Fujiwara, H., Matsuta, K., Minamisono, T., Fukuda, M., ve Mihara, M., 2006. Electric quadrupole moment of the proton halo nucleus ${}^8\text{B}$. **Physical Review C**, **74** (2): 024327-024332.
42. Bertulani, C. A., 2007. Probing nuclear skins and halos with elastic electron scattering. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, **34** (2):315.
43. Karataglidis, S., Amos, K., 2007. Electron scattering from factors from exotic nuclei. **Physics Letter B**, **650** (2-3): 148-151.
44. Aguilera, E. F., ve ark., 2008. Elastic scattering of a proton-halo nucleus: ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$. **Revista Mexicana de Física S54** (3): 1-4.
45. Guimaraes, V., ve ark., 2000. Nuclear and Coulomb Interaction in ${}^8\text{B}$ Breakup at Sub-Coulomb Energies. **Physical Review Letter** **84** (9):1862-1865.
46. Kolata, J. J., ve ark., 2001. Breakup of ${}^8\text{B}$ at sub-Coulomb energies. **Physical Review C**, **63** (2):024616-024619.
47. Tostevin, J. A., Nunes, F. M., Thompson, I. J., 2001. Calculations of three body observables in ${}^8\text{B}$ breakup. **Physical Review C**, **63** (2): 024617-024627.
48. Aguilera, E. F., ve ark., 2009. Reaction cross section for ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, and ${}^6\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ near the Coulomb barrier: Proton-Halo effects. **Physical Review C**, **79** (1):027601-027605.
49. Capel, P., Nunes, F. M., 2006. Influence of the projectile description on breakup calculations. **Physical Review C**, **73** (1):014615-014624.
50. Nunes, F. M., Thompson, I. J., 1999. Multistep effects in sub-Coulomb breakup. **Physical Review C**, **59** (5):2652-2659.
51. Lubian, J., ve ark., 2009. Effects of breakup couplings on ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastic scattering. **Physical Review C**, **79** (6): 64605-64611.
52. Mitchell J. P. ve ark., 2010. Low lying states in ${}^8\text{B}$. **Physical Review C**, **82** (1):011601-011606.

53. Baroni, A., ve ark., 2011. Elastic scattering and total reaction cross sections for the ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, and ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ systems. **Physical Review C**, **84** (1):014603-014611.
54. Belyaeva, T. L., Aguilera, E. F., Martinez-Quiroz, E., Moro, A. M., ve Kolata, J., 2009. Astrophysical $S_{17}(0)$ factor extraction from breakup of ${}^8\text{B}$ on ${}^{58}\text{Ni}$ at energies near the Coulomb barrier. **Physical Review C**, **80** (6):064617-064625.
55. Horii, K., Takashina, M., Furumoto, T., Sakuragi, Y., Toki, H., 2010. Elastic scattering of ${}^8\text{B}$ from ${}^{12}\text{C}$ with internal three-cluster structure of ${}^8\text{B}$. **Physical Review C**, **81** (6):061602-061608.
56. Gomez Camacho A.,ve ark., 2011. Breakup threshold anomaly for the ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ system at near- Coulomb barrier energies. **Physical Review C**, **84** (3):034615-034619.
57. Moro, A. M., Crespo, R., Nunes, F., Thompson, I. J., 2012. ${}^8\text{B}$ breakup in elastic and transfer reactions. **Physical Review C**, **66**(2): 024612-024619.
58. Weisskopf, V. F., 1970. Three steps in the Structure of Matter. **Physics Today**, **23**, (8): 1-17.
59. Hodgson, P.E., 1971. Nuclear Reactions and Nuclear Structure. Clarendon Pres.
60. Burcham, W.E., 1973. Nuclear Physics an Introduction.
61. Brasden, B. H., Joachain, C. J., 2000. Introduction to Quantum Mechanics. Chapter 10.
62. Satchler, G. R., 1991. Heavy-Ion Scattering and Reactions Near The Coulomb Barrier and Thereshold Anomalies. **Physics Report**, **199** (3): 147-190.
63. Thompson, I. J., 1997. FRESCO, A Coupled-Channels Code, unpublished, England.
64. McIntyre, J. A., Wang, K. H., Becker, L. C., 1960. Analysis of Alpha-Particle Elastic Scattering Experiments. **Physical Review**, **117** (5): 1337-1338.
65. Carlson, B.V., 2000. Optical Model Calculations with The Code ECIS 95.
66. Satchler, G. R., 1983. Direct Nuclear Reaction, Oxford University Press, New York.
67. 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.

68. Goldberg, D. A., 1975. Improved six-parameter alpha-nucleus optical potentials. **Physical Letter B**, **55** (1):59-62.
69. Wieland, R. M., ve ark., 1976. Analysis of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Scattering and the Depth of the Real Potential. **Physical Review Letter**, **37**(22):1458–1461.
70. Michel, F., Vanderpoorten, R., 1977. Optical model description of anomalous elastic and inelastic alpha - ^{40}Ca scattering between 20 and 50 MeV. **Physical Review C**, **16** (1): 142-152.
71. Austin, S. M., Crawley, G. M., 1972. The two-body force in nuclei, Plenum Press, New York.
72. Reichstein, I., Tang, Y. C., 1969. Further study of $\alpha + \alpha$ scattering. **Nuclear Physics A**, **139** (1):144-148.
73. Brown, G. E., 1967. Unified theory of nuclear models and forces. North-Holland, Amsterdam.
74. Jeukenne, J. P., 1976. Many-body theory of nuclear matter. **Physics Report**, **25** (2):83-174.
75. Reid, R., 1968. Local Phenomenological nucleon-nucleon potentials. **Annals of Physics**, **50** (3):411-448.
76. 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.
77. Barret, R. C., Jackson, D. F., 1977. Nuclear sizes and structure, Clarendon Press, Oxford.
78. Kobayashi, T., 1992. Projectile fragmentation of exotic nuclear beams. **Nuclear Physics A**, **538** (2-9): 343-352.
79. Zhukov, M. V., Danilin, B. V., Federov, D. V., Bang, J. M., Thompson, I. J., Vaagen, J. S., 1993. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li . **Physics Report**, **231** (4):151-199.
80. Lin, C. J., Xu, J. C., Zhang, H. Q., Liu, Z. H., Yang, F., Lu, L. X., 2001. Threshold Anomaly in the $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ System. **Physical Review C**, **63** (6):064606-064613.
81. Keely, N., Bennett, S. J., Clarke, N. M., Fulton, B. R., Tungate, G., 1994. Optical model analyses of $^{6,7}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ elastic scattering near the Coulomb barrier. **Nuclear Physics A**, **571** (2): 326-336.

82. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) Database Version of November 02, 2011.
83. Cook, J., 1982. DFPOT- A Program for the calculation of Double Folded Potentials. **Computer Physics Communication**, (25):125-139.
84. Ilieva, S., 2009. Nuclear Physics in Astrophysics IV.
85. RIPL-2, Nuclear Matter Densities, IAEA, <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>, 2009.
86. Kamimura, M., 1986. Projectile Breakup Processes in Nuclear Reactions. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, (89): 1-10.
87. Thompson, I. J., 1988. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. **Computer Physics Reports**, (7): 167-212.
88. Buck, B., Pilt, A. A., 1977. Alpha-particle and triton cluster states in ^{19}F . **Nuclear Physics A**, **280** (1): 133-160.
89. Moroz, Z., et al., 1982. The interaction of aligned ^7Li with $^{58}\text{Ni}^*$. **Nuclear Physics A**, **381** (2):294-316.
90. Becchetti, F. D., Greenless, G., 1969. Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV. **Physical Review**, **182** (4):1190-1209.
91. Esbensen, H., Bertsch, G. F., 1996. Effects of E2 transitions in the Coulomb dissociation of ^8B . **Nuclear Physics A**, **600** (1):37-62.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı, Soyadı: Yusuf SERT
 Uyuğu: Türkiye (TC)
 Doğum Tarihi ve Yeri: 23 Ocak 1984, Afyon
 Medeni Durumu: Evli
 Tel: +90 354 242 10 21#2601
 Fax: +90 354 242 10 22
 email: yusufsert1984@yahoo.com.tr
 Yazışma Adresi: Bozok Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 66100
 Yozgat/TÜRKİYE

EĞİTİM

Derece	Kurum	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	SDÜ Fen Bilimler Enstitüsü	2008
Lisans	SDÜ Fizik Bölümü	2005

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görev
2007- Halen	Bozok Üniversitesi Fizik Bölümü	Arş. Gör.

YABANCI DİL

İngilizce

YAYINLAR

1. Sert Y., Ucu F., Büyükata M., ‘Conformational and vibrational analysis of 2-, 3-and 4-trifluoromethylbenzaldehyde by ab initio Hartree–Fock, density functional theory and Moller–Plesset perturbation theory’, Journal of Molecular Structure: Theochem, Cilt 861, ss 122-130, (2008).
2. Sert Y., Ucu F., Büyükata M., ‘Ab Initio Hartree-Fock and Density Functional Theory Study on Molecular Structures, Energies, and Vibrational Frequencies of 2-Amino 3-, 4-, and 5-Nitropyridine’, Z. Naturforsch, Cilt 65a, ss107–112 (2010).
3. Göde F., Öztürk N., Sert Y., Bahçeli S., ‘Adsorption of Cr(VI) from Aqueous Solutions Onto Raw and Acid Activated Reşadiye and Hançılı Clays’, Spectroscopy Letters, Cilt 43: 1, ss 68 -78, (2010).
4. Sert Y., Ucu F., Büyükata M., ‘Molecular structures and vibrational spectra of 2-, 3- and 4-ethylpyridines and 2-, 3- and 4-vinylpyridines by density functional

theory and ab initio Hartree-Fock calculations', Indian Journal of Physics, DOI: 10.1007/s12648-012-0141-z.

5. Çırak Ç., Sert Y., Uçun F., 'Experimental and Computational study on molecular structure and vibrational analysis of a modified biomolecule: 5-Bromo-2'-deoxyuridine', Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, Cilt:92 ss: 406-414, (2012).
6. Sert Y., Caner T., Bayrak O., Boztosun İ., 'Radial Sensitivity of The Elastic Scattering Around The Coulomb Barrier Energies For Weakly-Bound And Halo Nuclei', Modern Physics Letter A, Cilt 27, No 21, (2012).