

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

**^6He ÇEKİRDEK REAKSİYONLARININ ÇİFTLENMİŞ
KANALLAR MODELİ İLE İNCELENMESİ: COULOMB
PARÇALANMA ÇİFTLENİMİNİN ROLÜ**

**Tezi Hazırlayan
Yasemin KÜÇÜK**

**Tezi Yöneten
Doç. Dr. İsmail BOZTOSUN**

**Fizik Anabilim Dalı
Doktora Tezi**

**Haziran 2009
KAYSERİ**

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

**${}^6\text{He}$ ÇEKİRDEK REAKSİYONLARININ ÇİFTLENMİŞ
KANALLAR MODELİ İLE İNCELENMESİ: COULOMB
PARÇALANMA ÇİFTLENİMİNİN ROLÜ**

**Tezi Hazırlayan
Yasemin KÜÇÜK**

**Tezi Yöneten
Doç. Dr. İsmail BOZTOSUN**

**Fizik Anabilim Dalı
Doktora Tezi**

**Haziran 2009
KAYSERİ**

Doç. Dr. İsmail BOZTOSUN danışmanlığında Yasemin KÜÇÜK tarafından hazırlanan “⁶He Çekirdek Reaksiyonlarının Çiftlenmiş Kanallar Modeli ile İncelenmesi: Coulomb Parçalanma Çiftleniminin Rolü” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

02/07/2009

JÜRİ :

Başkan : Prof. Dr. Sefa Ertürk

Üye : Prof. Dr. Coşkun Önem

Üye : Prof. Dr. Mehmet Akkurt

Üye : Prof. Dr. Sema Öztürk Yıldırım

Üye : Doç. Dr. İsmail Boztosun

ONAY :

Bu tezin kabüli Enstitü Yönetim Kurulunun 21/07/2009 tarih ve 2009/21-05 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

21 / 07 / 2009



N. Ayyıldız
Prof. Dr. Nüsret AYYILDIZ

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım sırasında yardım ve desteklerinden dolayı tez danıőmanım sayın Doç. Dr. İsmail BOZTOSUN'a, CDCC modelini öğrenmemde yardımlarından dolayı Prof. Dr. Nickolas Keeley'e, Prof. Dr. Krystof Rusek'e ve Dr. Antonio Moro Munoz'a teőekkürlerimi sunarım.

Ayrıca desteklerinden ötürü Erciyes Üniversitesi Nükleer Fizik Grubunun tüm üyelerine, özellikle tez yazım aşamasında yardımlarından dolayı Tanfer Caner ve Abdullah Çoban'a ve her zaman yanımda oldukları için sevgili aileme sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Yasemin KÜÇÜK

Haziran 2009

${}^6\text{He}$ ÇEKİRDEK REAKSİYONLARININ ÇİFTLENMİŞ KANALLAR MODELİ İLE İNCELENMESİ: COULOMB PARÇALANMA ÇİFTLENİMİNİN ROLÜ

Yasemin KÜÇÜK

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Doktora Tezi, Haziran 2009

Tez Danışman : Doç. Dr. İsmail BOZTOSUN

ÖZET

${}^6\text{He}$ üç-cisimli Borromean yapısı nedeniyle en çok çalışılan zayıf bağlı egzotik çekirdeklerden biridir. ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin ağır bir hedeften Coulomb bariyeri civarındaki enerjilerde elastik saçılması, kararlı çekirdek reaksiyonlarında gözlemlenen klasik Fresnel tipi kırınım davranışından belirgin bir sapma gösterir. Ağır hedefin güçlü Coulomb alanının ürettiği dipol Coulomb parçalanma çiftleniminden kaynaklanan bu sapma ${}^6\text{He}$ 'un nükleer yapısına özgü bir özelliktir.

Bu çalışmada, Coulomb parçalanma etkisinin görünmeye başladığı kritik Z_H değerini bulmak için Continuum Discretized Coupled Channels hesaplamaları yapılmıştır. ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{65}\text{Cu}$, ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{208}\text{Pb}$ ve ${}^{209}\text{Bi}$ sistemleri için elde edilen elastik saçılma tesir kesitleri deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Mevcut deneysel veriler yapıya özgü Coulomb parçalanma etkilerinin tam olarak nerede görülmeye başladığını tespit etmekte yetersiz kaldığından, teorik hesaplamalar ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{181}\text{Ta}$ sistemlerine genişletilmiştir.

Teorik sonuçlar ${}^6\text{He}$ çekirdek etkileşmelerinde güçlü Coulomb parçalanma etkisinin $Z_H \approx 60$ civarındaki hedef çekirdeklerde ve sadece Coulomb bariyerinin hemen üstündeki enerjilerde baskın olmaya başladığını göstermiştir. Bununla birlikte bu etkinin deneysel olarak ayırdedilebilmesi için hedef çekirdeğin atom sayısının $Z_H \approx 80$ olması gerektiği bulunmuştur.

Anahtar Kelimeler: Egzotik çekirdekler; ${}^6\text{He}$ elastik saçılması; Continuum Discretized Coupled Channels Modeli (CDCC).

Investigation of the ${}^6\text{He}$ Reactions by using the Coupled Channels Model: The Role of the Coulomb Breakup Coupling

Yasemin KÜÇÜK

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

Ph.D. Thesis, June 2009

Thesis Supervisor: Doç. Dr. İsmail BOZTOSUN

ABSTRACT

${}^6\text{He}$ is one of the most studied weakly bound exotic nuclei due to three-body Borromean structure. The elastic scattering of the halo nucleus ${}^6\text{He}$ from heavy targets at incident energies near the Coulomb barrier displays a marked deviation from the standard Fresnel-type diffraction behavior. This deviation is due to the strong Coulomb dipole breakup coupling produced by the Coulomb field of the heavy target, a specific feature of the nuclear structure of ${}^6\text{He}$.

In this thesis, Continuum Discretized Coupled Channels calculations have been performed in order to find the critical Z_T value where this nuclear-structure specific coupling effect becomes manifest. The obtained elastic scattering cross sections for ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{65}\text{Cu}$, ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^{209}\text{Bi}$ systems have been compared with the experimental results. Since the available experimental data is not sufficient to define where the structure-dependent effects are most clearly manifest, theoretical calculations have been extended to ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{181}\text{Ta}$ systems.

Theoretical results have shown that the Coulomb breakup coupling effect starts to be dominant at around $Z_T=60$ for the energies just above the Coulomb barrier. However this effect is only clearly experimentally distinguishable for targets of $Z_T \approx 80$

Keywords: Exotic nuclei; ${}^6\text{He}$ elastic scattering; Continuum Discretized Coupled Channels Model (CDCC).

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY	ii
TEŞEKKÜR	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TABLolar LİSTESİ	vii
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
1. BÖLÜM	
GİRİŞ	1
2. BÖLÜM	
${}^6\text{He}$ ETKİLEŞMELERİ	7
2.1. Giriş	7
2.1.1. ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ Reaksiyonu	10
2.1.2. ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ Reaksiyonu	11
2.1.3. ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonu	13
2.1.4. ${}^6\text{He}+{}^{64}\text{Zn}$ Reaksiyonu	13
2.1.5. ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ Reaksiyonu	15
2.1.6. ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ Reaksiyonu	16
2.1.7. ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ Reaksiyonu	17
2.1.8. ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ Reaksiyonu	19
3. BÖLÜM	
CONTINUUM DISCRETIZED COUPLED CHANNELS (CDCC) MODELİ	20
3.1. CDCC Formalizmi	20
3.1.1. Model Uzayı	23
3.1.2. Süreklilik Kanallarının Kesiklendirilmesi	24
3.1.3. Model Hamiltonyeni	29
3.1.4. Üç-cisimli Parçalanma Reaksiyonlarının CDCC Formülasyonu	33

4. BÖLÜM

CDCC MODELİNİN EGZOTİK ÇEKİRDEK REAKSİYONLARINA UYGULAMALARI	38
4.1. Kararlı Çekirdek Reaksiyonları: Fresnel-Fraunhofer Kırınımı	38
4.2. Egzotik Çekirdek Reaksiyonları	40
4.3. Teorik Hesaplamalar	41
4.3.1. Geliştirilmiş İki-Nötron (Improved di-neutron) Modeli	45
4.4. Bulgular	48
4.4.1. Coulomb Çiftleniminin Etkisi	50
4.4.2. ${}^6\text{Li}$ ve ${}^6\text{He}$ Reaksiyonlarının Karşılaştırılması	55

5. BÖLÜM

TARTIŞMA VE SONUÇ	65
KAYNAKLAR	68
ÖZGEÇMİŞ	76

TABLolar LİSTESİ

- Tablo 4.1. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan $\alpha+hedef$ optik potansiyel seti. Burada reel potansiyel Woods-Saxon şeklinde olup, sanal potansiyel Woods-Saxon hacim şeklindedir [84]. 44
- Tablo 4.2. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan ${}^2n+hedef$ optik potansiyel seti. Burada reel potansiyel Woods-Saxon şeklinde olup, sanal potansiyel Woods-Saxon türevi şeklindedir [85]. 44
- Tablo 4.3. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan α^{-2n} bağlanma potansiyelinin parametreleri [86]. 45

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşiminin gösterilmesi.	2
Şekil 1.2.	^{11}Li çekirdeğinin iç yapısının gösterilmesi.	3
Şekil 1.3.	Üç-cisimli parçalanma reaksiyonunun gösterilmesi.	5
Şekil 2.1.	Çekirdeklerin üç-cisim yapısı ve Borromean Krallığı'nın simgesi .	7
Şekil 2.2.	^4He ve ^6He çekirdeklerinin nükleer madde yoğunluk dağılımları. .	9
Şekil 2.3.	Boztosun ve ark. tarafından [50] NCSM ve FB modelleri kullanılarak elde edilen mikroskopik potansiyellerin ürettiği (a) elastik, (b) elastik olmayan ve (c) transfer reaksiyonu tesir kesitleri sonuçları.	11
Şekil 2.4.	$^6\text{He}+^{27}\text{Al}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.	12
Şekil 2.5.	$^4\text{He}, ^6\text{He}+^{58}\text{Ni}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları. . .	13
Şekil 2.6.	$^6\text{He}+^{64}\text{Zn}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.	15
Şekil 2.7.	$^6\text{He}+^{65}\text{Cu}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.	16
Şekil 2.8.	$^6\text{He}+^{197}\text{Au}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.	17
Şekil 2.9.	$^6\text{He}+^{208}\text{Pb}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.	18
Şekil 2.10.	$^6\text{He}+^{209}\text{Bi}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.	19
Şekil 3.1.	Üç-cisimli (A+b+c) bir sistemin gösterimi. B=b+C mermi parçacığı, A hedef parçacığı göstermektedir.	33
Şekil 4.1.	Fresnel tipi elastik saçılma açısal dağılımı.	39
Şekil 4.2.	Fraunhofer tipi elastik saçılma açısal dağılımı.	40
Şekil 4.3.	Süreklilik kanallarının gösterimi.	43
Şekil 4.4.	Etkileşim p otansiyelinin bileşenlerinin gösterimi. Burada 1 nolu potansiyel α + hedef optik potansiyelini, 2 nolu potansiyel 2n + hedef optik potansiyelini, 3 nolu potansiyel $\alpha + ^2n$ bağlanma potansiyelini göstermektedir.	43
Şekil 4.5.	$^6\text{He}=\alpha + ^2n$ yapısının gösterimi.	45

Şekil 4.6.	Geliştirilmiş iki-nötron modelinde nötron yoğunluğunun realistik üç-cisim modeli ile karşılaştırılarak gösterilmesi.	46
Şekil 4.7.	${}^6\text{He}$ çekirdeği için $B(E1)$ ve $B(E2)$ geçiş ihtimaliyetlerinin gösterilmesi.	47
Şekil 4.8.	${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.	48
Şekil 4.9.	${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.	49
Şekil 4.10.	${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}, {}^{64}\text{Zn}, {}^{65}\text{Cu}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımlarının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.	50
Şekil 4.11.	${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.	51
Şekil 4.12.	${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.	52
Şekil 4.13.	${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.	58
Şekil 4.14.	${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}, {}^{58}\text{Ni}, {}^{120}\text{Sn}$ ve ${}^{144}\text{Sm}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımlarının gösterilmesi. Kesikli çizgiler çiftlenim etkilerinin dahil edilmediği (no-coupling) tek kanallı CDCC sonuçlarını gösterirken, katı çizgiler çiftlenim etkilerinin (full coupling) dahil edildiği CDCC sonuçlarını göstermektedir.	59
Şekil 4.15.	${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}, {}^{120}\text{Sn}$ ve ${}^{181}\text{Ta}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımlarının gösterilmesi. Kesikli çizgiler çiftlenim etkilerinin dahil edilmediği (no-coupling) tek kanallı CDCC sonuçlarını gösterirken, katı çizgiler çiftlenim etkilerinin (full coupling)dahil edildiği CDCC sonuçlarını göstermektedir.	60
Şekil 4.16.	${}^6\text{He}+{}^{144}\text{Sm}$ sistemi için diferansiyel tesir kesitinin artan enerji ile değişiminin gösterilmesi.	61

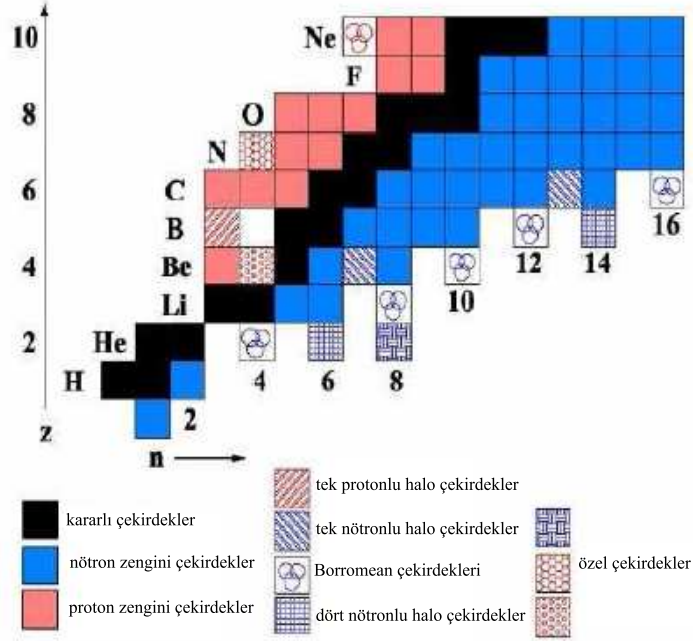
- Şekil 4.17. ${}^6\text{He}$ (kesikli çizgi) ve ${}^6\text{Li}$ (katı çizgi) + ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ve ${}^{144}\text{Sm}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımları. Şeklin sol tarafı $E_{c.m.} - V_B = 1.005$ MeV ve sağ tarafı $E_{c.m.} - V_B = 5.534$ MeV için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir. 62
- Şekil 4.18. ${}^6\text{He}$ (kesikli çizgi) ve ${}^6\text{Li}$ (katı çizgi) + ${}^{181}\text{Ta}$ ve ${}^{208}\text{Pb}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımları. Şeklin sol tarafı $E_{c.m.} - V_B = 1.005$ MeV ve sağ tarafı $E_{c.m.} - V_B = 5.534$ MeV için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir. 63
- Şekil 4.19. Deneysel olarak ölçülen ${}^6\text{He}$ (boş daireler) ve ${}^6\text{Li}$ (dolu daireler) çekirdeklerinin ${}^{208}\text{Pb}$ hedefinden 22.0 [60] ve 33.0 [97] MeV enerjide elastik saçılma açısai dağılımları. Kesikli çizgiler ${}^6\text{He}$ ve katı çizgiler ${}^6\text{Li}$ için CDCC sonuçlarını göstermektedir. 64

1. BÖLÜM

GİRİŞ

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 yada proton zengini olarak da adlandırılan bu çekirdekler, kararlı çekirdekler ile karşılaştırıldıklarında çok büyük RMS (Ortalama Yarıçapın Karekökü) değerlerine 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 (genellikle nötron) 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 oluşturmaktadırlar. Kararlı çekirdeklerde nötron ve proton yoğunluk dağılımları hemen hemen eşitken, egzotik çekirdeklerde nükleonların yoğunluk dağılımlarındaki denge bozulmaktadır. Bu nedenle Şekil 1.1’ de gösterildiği gibi, bu çekirdekler kararlılık vadisi dışında kalarak, nötron yada proton zenginliğine göre kararlılık çizgisinin altına yada üstüne yerleşmektedirler. Şekil 1.1’ e göre çizginin altında kalan çekirdekler nötron zengini halolar olup, üst tarafta kalanlar ise proton zengini olan halo çekirdeklerdir.

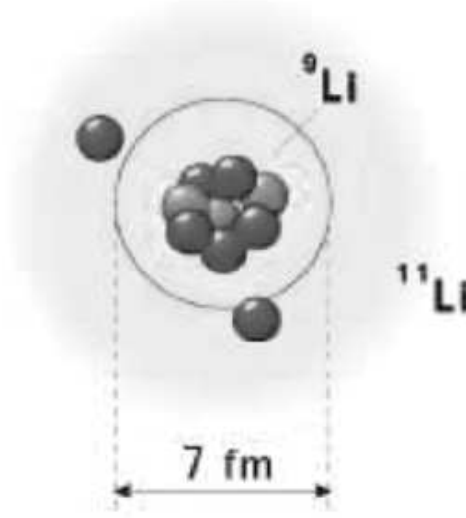
Egzotik çekirdeklerin keşfi yaklaşık 20 yıl kadar önce Tanihata ve ark. tarafından yapılan He [1] ve Li [2] izotoplarının etkileşim tesir kesitlerinin ölçüldüğü deneylere dayanmaktadır. Bu deneylerde izotopların RMS değerlerinin $A^{1/3}$ oranına bağlı olarak beklenilenden daha büyük olduğu gözlemlenmiştir. Bunun üzerine 1987 yılında Hansen ve Jhonson tarafından yapılan bir çalışma ile [3] ilk kez halo etkilerden kaynaklanan geniş yarıçaplar kavramı önerilmiştir. Bu çalışmada Şekil



Şekil 1.1. Nötron-proton zengini çekirdeklerin kararlılık çizgisine göre yerleşiminin gösterilmesi.

1.2' de gösterildiği gibi ^{11}Li çekirdeğinin, ^9Li ve 2 nötrondan oluşan ikili bir sistem olduğu düşünülmüştür. Bu kabullenme ile ^{11}Li ' un geniş madde yarıçapı ile kor ve değerlik nükleonların arasındaki zayıf bağın nedeni açıklanabilmiştir. Daha sonra yapılan çalışmalar [4, 5] ile ^9Li için RMS değerinin 2.5 fm ve ^{11}Li için RMS değerin yaklaşık 6.5 fm civarında olduğu tespit edilmiştir. ^9Li ve ^{11}Li nükleon sayıları bakımından karşılaştırıldıklarında, ^{11}Li sadece 2 nötron fazlasına sahip olmasına rağmen, çekirdek yarıçaplarında görülen bu farkın egzotik çekirdeklerin özelliğinden kaynaklandığı anlaşılmıştır.

Egzotik yapının keşfinden sonra hem yapı hem de reaksiyon alanında çalışan nükleer fizikçiler egzotik çekirdek yapısının anlaşılmasına yoğunlaşarak, ^6He , ^{11}Be , ^{14}Be , ^{15}C ve ^{17}B gibi haleli yapıya sahip bir çok elementi literatüre kazandırmışlardır. Geçtiğimiz yirmi yılda egzotik çekirdekler kullanılarak yapılan sayısız deneyin ardından, halo çekirdek yapısının modellenmesi için ciddi bir çalışma süreci başlamıştır. Modelleme çalışmalarında haleli yapının açıklanabilmesi için başlangıçta deneysel olarak ölçülen reaksiyon gözlenebilirlerinden faydalanılmıştır.



Şekil 1.2. ${}^{11}\text{Li}$ çekirdeğinin iç yapısının gösterilmesi.

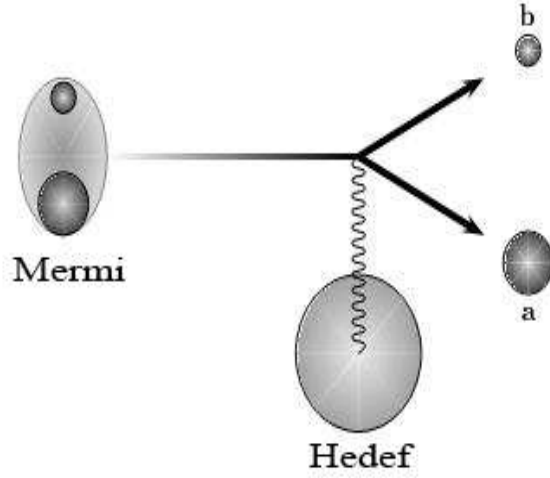
Toplam reaksiyon tesir kesiti ve nükleer parçalanmadan sonraki momentum dağılımları kullanılarak, deneysel veriler ile teorik olarak hesaplanan değerler karşılaştırılmıştır. Reaksiyon tesir kesitleri hesaplanırken yarı klasik olan Glauber [6] modeli kullanılmıştır ve bu hesaplamalarda halo çekirdeklerin Gaussian tipinde bir nükleon yoğunluk dağılımına sahip olduğu düşünülmüştür. Halo çekirdeklerin RMS değerleri, reaksiyon gözlenebilirlerinin elde edilmesinde kullanılan Gauss dağılımının parametreleri kullanılarak elde edilmiştir. Ancak bu RMS değerleri deneysel verilerle karşılaştırıldığında, deneysel sonuçlar ile teorik sonuçlar arasında farklılıklar gözlemlenmiştir. Bu başarısız çalışmaların üzerine 90' lı yıllarda Kabuk (Shell) modeli kullanılarak halo çekirdeklerin yapısı açıklanmaya çalışılmıştır. Ancak bu modelin de geniş madde yarıçapları ve küçük koparıma enerjileri tahminlerinde yeterli olmadığı tespit edilmiştir. Bunun üzerine çekirdeğin *kor+değerlik nükleonları* şeklinde bir yapıya sahip olduğu düşünülerek, “Birkaç Cisim (Few-body)” modelleri önerilmiş ve bu modellerin halo yapısını başarıyla açıkladığı görülmüştür [7–11]. Bu modellerin korun uyarılma ve polarizasyon etkilerini ihmal etmelerinden dolayı, bilim adamları realistik NN (nükleon-nükleon) etkileşmesini temel alan ve Üç-cisim (3-body) yapısını içeren mikroskobik (ab-initio) modelleri geliştirmeye yönelmişlerdir. Green Function Monto-Carlo modeli [12] olarak adlandırılan bu yaklaşımla bağlı durumların dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bugüne kadar bu

model kullanılarak $A=12'$ ye kadar olan çekirdeklerin bağılı durumları başarıyla açıklanabilmiştir. Son yıllarda egzotik yapının açıklanması için geliştirilen diğere yaklaşımlar ise Süreklilik Kabuk (Continuum Shell) modeli ve Korsuz Kabuk (No-Core Shell) modelidir. Standard Kabuk modelinin halo çekirdeklerin birçok özelliğini açıklamakta yetersiz kalması üzerine geliştirilen bu modeller ile ilgili çalışmalar halen devam etmektedir.

Nükleer yapı alanındaki bu yoğun çalışmalara rağmen, kısa yarı-ömre sahip olan egzotik çekirdeklerin nükleer yapılarının anlaşılması bu çekirdeklerin reaksiyonlarının incelenmesi ile mümkün olmuştur. Nükleer yapı alanındaki çalışmalara paralel olarak nükleer reaksiyon alanında da deneysel ve teorik birçok çalışma yapılmıştır. Özellikle elastik saçılma ve parçalanma (break up) reaksiyonlarının incelendiği bu çalışmalarda halo yapının reaksiyon gözlenebilirliğini nasıl etkilediği araştırılmıştır. Bu çalışmalar yapılırken kararlı çekirdekler için kullanılan Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation-DWBA) ve Çiftlenmiş Kanallar (Coupled Channels-CC) gibi farklı nükleer durumlara çiftlenimi dikkate alabilen modeller kullanılmıştır .

Zayıf bağılı olan egzotik çekirdekler güçlü bir Coulomb yada nükleer alanla karşılaştıklarında kolayca parçalanmaya maruz kalırlar. Çekirdeklerin bu tür reaksiyonlarını incelemek üzere 1989 yılında Japon Kyushu grubu tarafından, Çiftlenmiş Kanallar (CC) yaklaşımını temel alan bir model geliştirilmiştir [13, 14]. Süreklilik Durumlarının Kesiklendirildiği Çiftlenmiş Kanallar (Continuum Discretised Coupled Channels-CDCC) olarak isimlendirilen bu model ile parçalanma reaksiyonlarının mekanizması ve egzotik çekirdeklerin yapısı hakkında bilgi edinilebilmiştir. Bu model kullanılarak Şekil 1.3' de gösterildiği gibi *kor+nükleon* şeklinde düşünülen mermi parçacığın ağır bir hedeften saçılması sonucu meydana gelen üç cisimli Coulomb veya nükleer parçalanma reaksiyonlarının tanımlanması başarı ile yapılmıştır [13–23].

CDCC modelinde, mermi çekirdeğin öz durumları, mermiyi oluşturan iki bileşenin arasındaki bağılı hareketin lineer ve açısal momentumu, k ve l , ile sınıflandırılır. Burada $k \leq k_{max}$ ve $l \leq l_{max}$ olacak şekilde kesiklendirilir. Bu



Şekil 1.3. Üç-cisimli parçalanma reaksiyonunun gösterilmesi.

kesiklendirme CDCC modelinin temel kabullenmesidir ve bu kabullenme S-matrisin yeterince büyük k_{max} ve l_{max} değerlerine yakınsamasıyla doğrulanır [13, 15, 24]. Kesiklendirmenin sonucunda 3-cisimli Schrödinger denkleminin integral formu matematiksel olarak kolayca çözülebilir. Genel olarak Schrödinger denkleminin türetilen çiftlenmiş kanallar denklemlerinin çözümü, sonsuz sayıdaki parçalanma (break up) kanallarından dolayı imkansızdır. Ancak bu sorun k sürekliliğinin kesiklendirilmesi ile aşılmış olur. Yapılan kesiklendirme işlemi ile çiftlenmiş denklemler, sonlu sayıdaki kanalları temsil eden diferansiyel denklemler setine indirgenmiş olur. CDCC formalizmi ile ilgili detaylar ilerleyen bölümlerde verilecektir.

Hazırlanan bu tez ile Türkiye’de ilk kez egzotik çekirdek parçalanma reaksiyonlarının CDCC modeli kullanılarak teorik incelenmesine başlanmıştır. Tez çalışmasında son yıllarda üzerinde en çok çalışılan ${}^6\text{He}$ etkileşmeleri detaylı olarak incelenmiş, elastik ve parçalanma reaksiyon gözlenebilirlerinin açıklanmasında Coulomb çiftleniminin rolü araştırılmıştır. Uluslararası literatüre egzotik çekirdeklerin yapısı hakkında önemli bilgiler kazandıran bu çalışma ile, bundan sonra radyoaktif elementler kullanılarak yapılacak olan deneyler için halo çekirdeklerin özellikleri ile ilgili önemli ipuçları sağlanmıştır.

Bölüm 2’ de ${}^6\text{He}$ çekirdeği kullanılarak bugüne kadar gerçekleştirilen deneysel ve

teorik çalışmaların kısa bir özeti verilmiştir.

Bölüm 3' de 3-cisimli parçalanma reaksiyonlarının incelenmesinde kullanılan CDCC modelinin formalizmi verilmiştir.

Bölüm 4' de egzotik çekirdek reaksiyonlarının açıklanmasında Coulomb parçalanma çiftleniminin önemini araştırmak üzere farklı hedef çekirdekler kullanılarak yapılan CDCC modelinin analiz sonuçları verilmiştir.

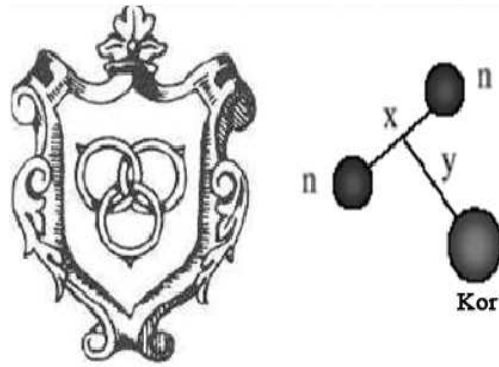
Bölüm 5' de elde edilen teorik sonuçlar üzerinde tartışılarak genel değerlendirmede bulunulmuştur.

2. BÖLÜM

⁶He ETKİLEŞMELERİ

2.1. Giriş

Egzotik çekirdeklerin bilinen en iyi örneklerinden biri ⁶He çekirdeğidir. ⁶He, en hafif ve en basit yapıya sahip haleli çekirdeklerden biri olması nedeniyle bugüne kadar hem deneysel hem de teorik birçok çalışmaya konu olmuştur [25–30]. ¹¹Li gibi ⁶He çekirdeğinin iç yapısı için en iyi teorik tanımlama üç cisim (3-body) modelidir. Bu modele göre ⁶He merkezinde ⁴He korundan ve bu kora zayıf bağlı iki nötrondan oluşmaktadır. Önerilen üç cisim ($\alpha + n + n$) yapısı Avrupa’ da eski çağlarda yaşayan Şekil 2.1’ de gösterilen Borromean krallığının simgesi olan üçlü halkaya benzetilmektedir. Bu nedenle ⁶He gibi üç cisim yapısına sahip çekirdeklere Borromean çekirdekleri de denmektedir. Borromean çekirdeklerinde ikili sistemlerden hiçbiri bağlı değildir.

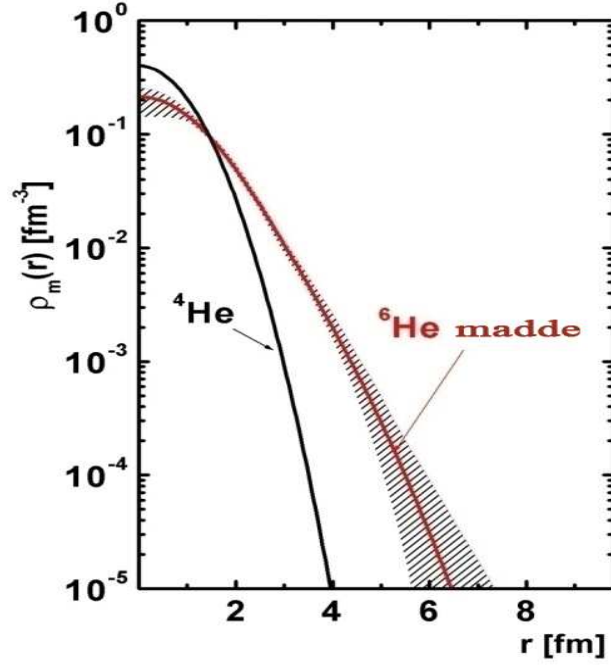


Şekil 2.1. Çekirdeklerin üç-cisim yapısı ve Borromean Krallığı'nın simgesi

$\alpha+n+n$ yapısını temel alarak ⁶He’ un nükleer durumlarını açıklayabilmek için birçok model kullanılmıştır. Bu modellerden ortalama alan yaklaşımını kullanan Hartree-Fock ve Kabuk modeli, nükleer yüzey etkilerini dikkate almakta

başarısız olduğu için beklenen bir biçimde egzotik durumların açıklanmasında yetersiz kalmıştır. Bu nedenle üç cisim yapısı, Varyasyonel yaklaşım [26], Hiperküresel-Harmonikler (Hyperspherical-harmonics, HH) [29], Küme-Yörüngesel Kabuk modeli (Cluster-Orbital Shell model, COSM) [31, 32] ve Faddeev yaklaşımı gibi çeşitli metodlar kullanılarak detaylı bir şekilde incelenmiştir. Kullanılan bu yaklaşımlardan en doğru ve en realistik sonuçları NN (nükleon-nükleon) ve N- α (nükleon- α) etkileşimlerini dikkate alan COSM yaklaşımı vermiştir. COSM yaklaşımı, deneysel değeri 0.976 MeV olan temel seviye bağlanma enerjisini 0.50 MeV olarak hesaplamıştır. Daha sonra ${}^6\text{He}$ ' un temel seviye özellikleri için elde edilen bu sonuçları iyileştirmek amacıyla yeni yaklaşımlar geliştirilmiştir [33–37]. Korsuz Kabuk modeli (No-Core Shell model-NCSM) *ab-initio* yaklaşımını kullanarak ${}^6\text{He}$ ' un nükleer özelliklerini başarıyla tahmin etmiştir. NCSM proton ve nötron yoğunluk dağılımlarını 1.763 fm ve 2.361 fm olarak vermektedir [34]. Birkaç cisim yaklaşımının kullanıldığı diğer çalışmalarda ise tesir kesiti elde etmekte kullanılan Glauber modeline bir takım düzeltmeler getirilerek, iki yada üç cisimli hafif egzotik çekirdeklerin RMS değerleri başarıyla açıklanabilmiştir. Bu çalışmalarda ${}^6\text{He}$ için elde edilen RMS yarıçapı değeri 2.71 ± 0.04 fm olup deneysel olarak elde edilen 2.54 fm değerine çok yakındır [36, 37]. Bu çalışmaların sonuçlarına göre elde edilen ${}^6\text{He}$ ' un nükleer madde yoğunluk dağılımı, Şekil 2.2' de ${}^4\text{He}$ yoğunluk dağılımı ile karşılaştırmalı olarak gösterilmektedir.

Nükleer yapı alanında bu çalışmalar devam ederken, nükleer reaksiyon alanında da ${}^6\text{He}$ çekirdeğine büyük ilgi gösterilmiştir. Özellikle zayıf bağlı ve nötron zengini çekirdeklerin oluşturduğu sistemlerin mekanizması nükleer astrofiziksel çalışmaların temel ilgi odağıdır. Büyük patlamadan (Big Bang) hemen sonraki homojen olmayan ortamda, nötron ve protonların yanı sıra kısa ömürlü ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ gibi proton ve nötron zengini elementlerde bulunmaktadır. Bu kısa ömürlü radyoaktif çekirdekler $A=8$ ve daha ağır elementlerin sentezlenmesinde köprü oluşturmuşlardır. Erken evrende birbirini izleyen yakalama (capture) reaksiyonlarında kilit rol oynayan haleli çekirdeklerden biri de ${}^6\text{He}$ ' dur. Bu nedenle ${}^6\text{He}$ ' un egzotik doğası ve bu doğanın reaksiyon mekanizmasına olan etkisinin araştırılması için ${}^{12}\text{C}$ ' dan ${}^{209}\text{Bi}$ ' a kadar farklı ağırlıkta hedef çekirdekler kullanılarak birçok deney yapılmıştır. Radyoaktif



Şekil 2.2. ${}^4\text{He}$ ve ${}^6\text{He}$ çekirdeklerinin nükleer madde yoğunluk dağılımları.

iyon demetleri (RIB) kullanılarak yapılan bu deneylerde özellikle Coulomb bariyeri civarındaki enerjiler için elastik ve elastik olmayan saçılma, nötron transferi, parçalanma ve füzyon reaksiyon tesir kesitleri ölçülmüştür. Bu deneysel çalışmalarda değerlik nötronları ve kor parçacık arasındaki korelasyon ve bu korelasyonun reaksiyon mekanizmasına olan etkisi incelenmiştir. Elde edilen deneysel sonuçların teorik analizleri için mikroskobik ve fenomenolojik potansiyeller kullanılmıştır. Literatür incelendiğinde bu çalışmaların genel olarak iki temel motivasyona sahip olduğu görülmektedir. Bunlardan ilki, özellikle Coulomb bariyeri civarında optik potansiyelin davranışını gözlemlemek amacı ile elastik saçılma açısal dağılımını açıklamaktır. Bir diğer amaç ise, zayıf bağlı olan egzotik çekirdeğin ağır elementlerle etkileşmeye girdiğinde güçlü Coulomb bariyerini aşamayıp parçalanmaya maruz kalmasından dolayı, parçalanma kanallarına olan çiftlenimin (coupling) reaksiyon gözlenebilirlerine olan etkisinin araştırılmasıdır.

Bu amaçlar dikkate alınarak bugüne kadar yapılan çalışmaların genel bir özeti aşağıdaki bölümlerde verilmektedir.

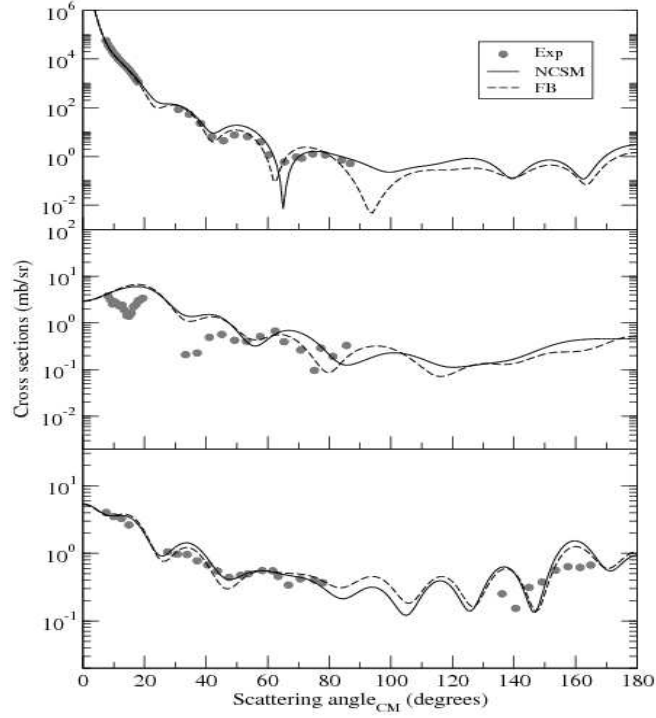
2.1.1. ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ Reaksiyonu

Egzotik çekirdeklerin temel özelliklerini anlamak ve iç yapısı hakkında bilgi edinmek için çalışılan sistemlerin başında ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ reaksiyonu gelmektedir. Astrofiziksel ilgi bakımından büyük dikkat çeken bu sistem için bugüne kadar düşük ve yüksek enerji bölgelerinde etkileşim tesir kesiti, momentum dağılımı, invaryant ve kütle spektrumunun ölçüldüğü birçok çalışma gerçekleştirilmiştir [38–46].

90' lı yıllarda R.J. Smith ve ark. tarafından başlatılan çalışmalarla $E_{Lab}=8.8-9.3$ MeV enerjilerinde bu sistem için ilk elastik saçılma verileri elde edilmiştir. Deneysel verilerin teorik incelemeleri için Optik model kullanılmış, Woods-Saxon tipindeki potansiyelin parametreleri, ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ etkileşmeleri için kullanılan optik potansiyel setinden alınmıştır. Bu önemli çalışma radyoaktif iyon demetlerinin kullanıldığı saçılma deneylerinin ilk örneklerinden biridir [47]. İlerleyen yıllarda ${}^6\text{He}$ ' un daha yüksek enerjilerle bir hedeften saçılması incelenmeye başlanmış, 1998 yılında Aleksandrov ve ark. tarafından 240 MeV/u enerjisine sahip ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin ${}^{12}\text{C}$ hedefinden saçılarak parçalanmasından elde edilen momentum dağılımı ve invaryant kütle spektrumu çalışılmıştır [48]. Daha sonra 2002 yılında Lapoux ve ark. tarafından 38.3 MeV/u gelme enerjisinde elastik saçılma açısız dağılımı ölçülmüştür. Bu çalışma ile ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ elastik saçılma reaksiyonu gözlenebilirlerinin yüksek enerji bölgelerindeki davranışı incelenebilmiştir. Deneysel verilerin teorik analizlerinde mikroskobik yaklaşımların kullanıldığı çalışmada, yüksek enerji verilerinin tanımlanabilmesi için kullanılan nükleon çıplak (bare) potansiyelinin yeterli olmadığı vurgulanmıştır. Aynı çalışmada ${}^6\text{He}$ ' un sahip olduğu yüksek parçalanma ihtimaliyetinden dolayı, parçalanma çiftleniminin saçılma mekanizmasına olan etkisi tartışılmıştır [49].

Bu sistem ile ilgili güncel çalışmalardan biri de Milin ve ark. aittir [38]. Bu çalışmada $E_{Lab}=18$ MeV' de ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ elastik ve elastik olmayan saçılma açısız dağılımı ve ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C} \longrightarrow {}^4\text{He} + {}^{14}\text{C}$, 2-nötron transfer reaksiyonu açısız dağılımı ölçülmüştür. Ölçülen deneysel veriler Woods-Saxon tipinde potansiyel kullanılarak analiz edilmiştir. Önerilen fenomenolojik potansiyel elastik saçılma ve transfer açısız dağılımlarını tanımlamakta yeterli olurken, elastik olmayan saçılma açısız dağılımı

için iyi bir sonuç vermemiştir. Aynı deneysel sonuçlar 2008 yılında Boztosun ve ark. tarafından Çift Katlı İntegral yöntemi (Double Folding) kullanılarak incelenmiştir [50]. ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin temel durumu için NCSM (No-core Shell Model) ve FB (Few-body) modeli kullanılarak elde edilen nükleer madde yoğunluk dağılımları karşılaştırmalı olarak kullanılmıştır. Bu çalışmada folding potansiyelin elastik ve transfer reaksiyon gözlenebilirlerinin açıklanmasında yeterli olduğu ancak elastik olmayan saçılma gözlenebilirlerini açıklamakta fenomenolojik potansiyel ile aynı sonucu verdiği tespit edilmiştir. Elastik olmayan saçılma datasının açıklanması için etkileşmeyi tanımlayan nükleer potansiyelin reel kısmıyla birlikte sanal kısmının da deforme edilmesi gerektiğinin gösterildiği bu çalışmada, Şekil 2.3' de görüldüğü gibi ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ sistemi için elde edilen üç farklı reaksiyon gözlenebilirliği eş zamanlı olarak ilk kez açıklanabilmektedir.



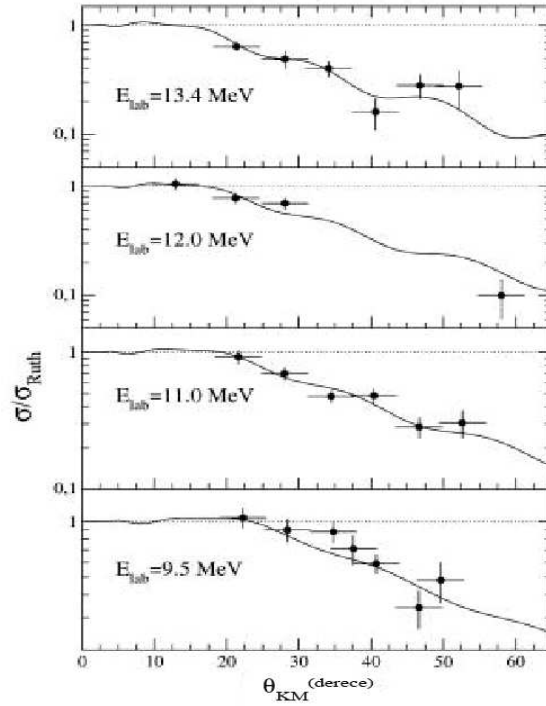
Şekil 2.3. Boztosun ve ark. tarafından [50] NCSM ve FB modelleri kullanılarak elde edilen mikroskopik potansiyellerin ürettiği (a) elastik, (b) elastik olmayan ve (c) transfer reaksiyonu tesir kesitleri sonuçları.

2.1.2. ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ Reaksiyonu

${}^6\text{He}$ ile ilgili çalışmalara orta ağırlıktaki hedeflerin kullanıldığı deneysel çalışmalara

devam edilmiştir. Benjamim ve ark. [51] tarafından gerçekleştirilen bu çalışmada, RIBRAS (Radioactive Ion Beam in Brasil) teknolojisi kullanılarak ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ sisteminin $E_{\text{Lab}}= 9.0, 11.0, 12.0$ ve 13.4 MeV enerjilerde Şekil 2.4' de gösterilen elastik saçılma açısız dağılımları ölçülmüştür. 9.0-14.0 MeV enerji aralığında optik potansiyelin davranışının incelendiği çalışmada deneysel veriler São Paula Potansiyeli (SPP) kullanılarak açıklanmaya çalışılmıştır. Kullanılan potansiyel ile toplam reaksiyon tesir kesitleri elde edilmiş, tesir kesitinin enerjiye göre davranışı incelenmiştir.

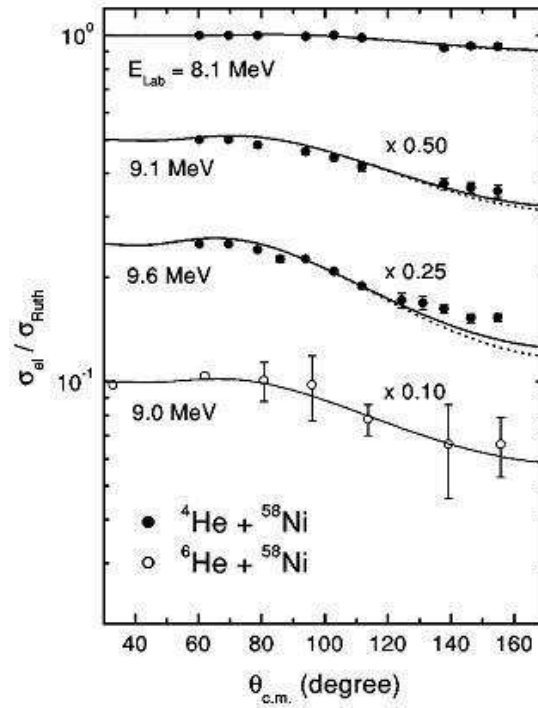
Ayrıca ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ [52] , ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ [53] ve ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ [54] gibi, ${}^{27}\text{Al}$ ' un ${}^6\text{He}$ ' a benzer sistemlerle yaptığı etkileşmeler de incelenerek, parçalanma (break up) çiftleniminin haleli çekirdeklerin reaksiyon tesir kesitine olan etkisi araştırılmıştır. Bu çalışmada kararlı ve egzotik çekirdeklerin aynı hedeften saçılması üzerine yapılan karşılaştırmada egzotik çekirdeklerin kararlı çekirdeklere göre daha geniş reaksiyon tesir kesitine sahip olduğu gözlemlenmiştir. Bununla birlikte egzotik çekirdeklerin orta ağırlıktaki bir hedeften saçılmasında Coulomb alanının zayıf olmasından dolayı nükleer alanda parçalanmanın daha baskın olduğu da belirlenmiştir.



Şekil 2.4. ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

2.1.3. ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonu

Gasgues ve ark. [55] ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin nükleer madde yoğunluk dağılımını deneysel olarak ölçmek için ${}^4\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$ ve ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonları üzerinde çalışmıştır. Şekil 2.5' de görüldüğü gibi $E_{\text{Lab}}=8.0$ ve 9.0 MeV aralığında elastik saçılma tesir kesiti açısıl dağılımının ölçüldüğü çalışmada, ${}^6\text{He}$ için elde edilen deneysel yoğunluk dağılımının teorik çalışma sonuçları ile uyum içinde olduğu görülmüştür.



Şekil 2.5. ${}^4\text{He}, {}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$ reaksiyonunun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

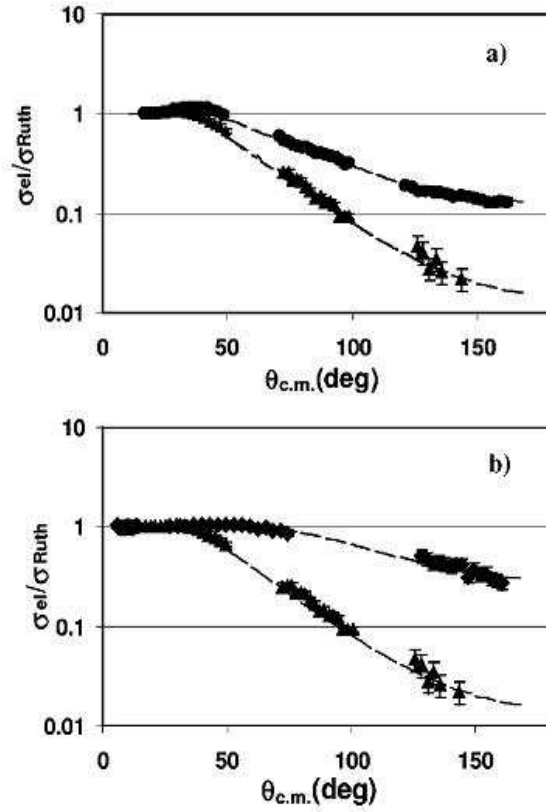
2.1.4. ${}^6\text{He}+{}^{64}\text{Zn}$ Reaksiyonu

${}^6\text{He}+{}^{64}\text{Zn}$ sistemi, Pietro ve ark. [56] tarafından Coulomb bariyerinin altında ve üstündeki enerjilerde çalışılmış, elastik saçılma ve transfer/break up reaksiyonu açısıl dağılımı ile birlikte füzyon uyarılma fonksiyonu ölçülmüştür. Bu çalışmada ayrıca hafif bağlı çekirdeklerin ${}^{64}\text{Zn}$ hedefi ile yaptıkları etkileşmeler incelenerek, bu reaksiyonların sonuçları ağır çekirdek reaksiyonlarından elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Optik model analizleri için kullanılan potansiyel parametrelerinin

ürettiği toplam reaksiyon tesir kesitleri rapor edilmiştir. Genel motivasyonu mermi parçacığının parçalanmasının füzyon tesir kesitine etkisinin araştırıldığı bu çalışmada aşağıdaki sorulara yanıt aranmıştır:

- Parçalanma kanalları füzyon tesir kesitini artırır ya da azaltır mı?
- Bu etki tam füzyon işlemi içinde düşünülebilir mi?
- Farklı enerji bölgeleri için toplam reaksiyon tesir kesitinin değerı nasıl değişmektedir?
- Farklı enerji bölgelerinde parçalanma kanallarının etkisi nasıl değişmektedir?
- Farklı hedef çekirdekler kullanıldığında parçalanma kanallarının etkisi nasıl değişmektedir?

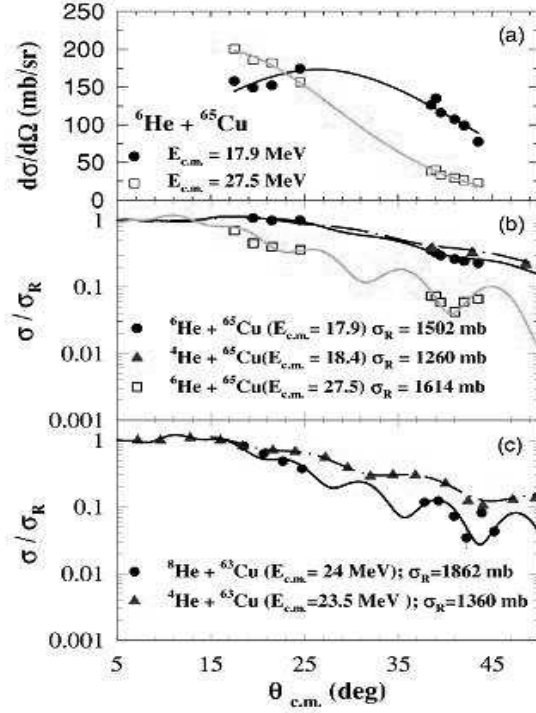
^{64}Zn hedefi üzerine zayıf bağlı farklı mermi çekirdekler gönderilerek yapılan deneylerin sonucunda, ^6He çekirdeğinin tüm enerjilerde ^9Be gibi diğer elementlere göre daha büyük bir parçalanma tesir kesitine sahip olduğu ancak parçalanmanın füzyon tesir kesitini etkilemediği sonucuna varılmıştır. Bu çalışmada elde edilen elastik saçılma sonuçları Şekil 2.6' da verilmiştir.



Şekil 2.6. ${}^6\text{He}+{}^{64}\text{Zn}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

2.1.5. ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ Reaksiyonu

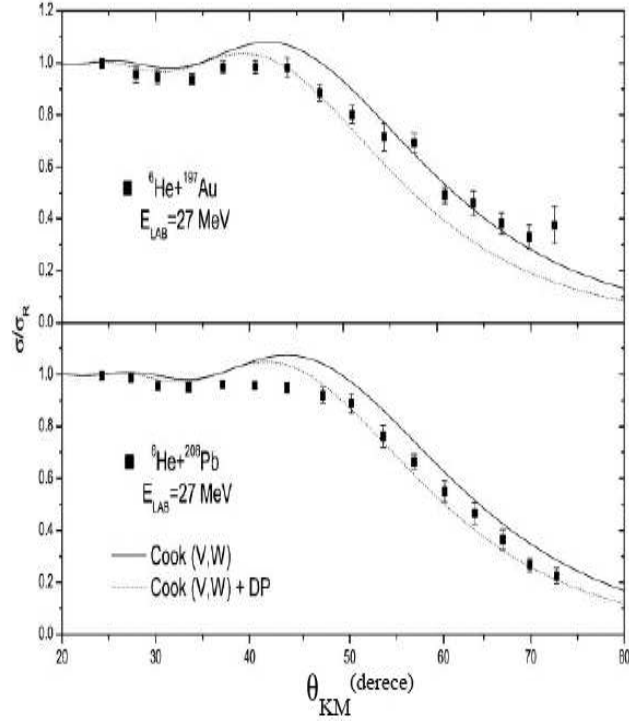
Kararlı çekirdekler ile egzotik çekirdeklerin reaksiyon mekanizmalarının karşılaştırıldığı bir diğer çalışma 2004 yılında Navin ve ark. [57] tarafından gerçekleştirilmiştir. ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ ve ${}^8\text{He}$ ' un orta ağırlıktaki ${}^{65}\text{Cu}$ çekirdeği ile etkileşme sonuçlarının incelendiği bu çalışmada, elastik saçılma, transfer, parçalanma ve füzyon tesir kesitleri ölçülmüştür. Şekil 2.7' de gösterilen deneysel veriler istatistiksel model kullanılarak incelenmiş ve bu model kullanılarak sistemin reaksiyon tesir kesitleri elde edilmiştir. Yapılan çalışma sonucunda ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ reaksiyonu için, transfer reaksiyonu tesir kesitinin parçalanma ve füzyon tesir kesitlerinden daha büyük değerlere sahip olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 2.7. ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ reaksiyonunun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

2.1.6. ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ Reaksiyonu

Kakuee ve ark. [58, 59] ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ elastik saçılma tesir kesitini $E_{Lab}=27.0$ ve 40.0 MeV' de ölçmüşler ve deneysel verileri Optik model kullanarak analiz etmişlerdir. Hesaplamalarında ${}^6\text{Li}$ sistemi için geliştirilen potansiyel parametrelerini kullanarak, dipol polarizasyonun gözlenebilirleri açıklamaktaki etkisini araştırmışlardır. Ancak kullanılan potansiyelin deneysel veriyi açıklamakta yetersiz kalması üzerine potansiyel derinliğini ve difüzyon sabitini modifiye etmişlerdir. Kakuee ve ark. Şekil 2.8' de gösterilen sonuçların uzun menzilli soğurmanın kanıtı olduğunu ileri sürmüşlerdir.



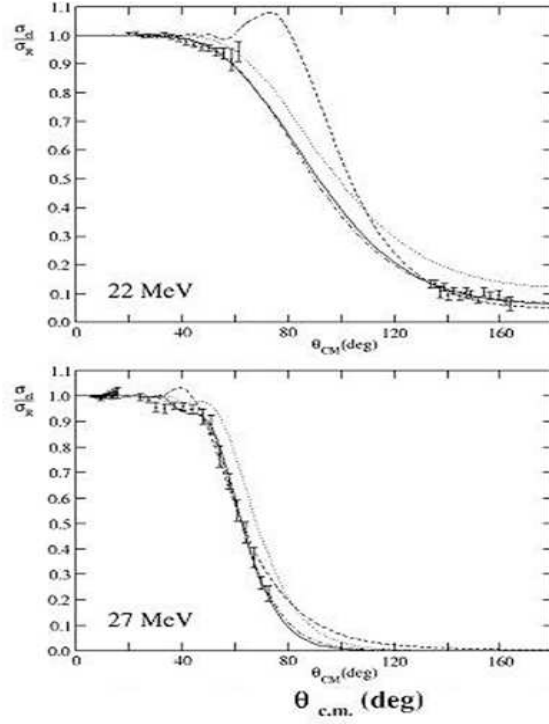
Şekil 2.8. ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ reaksiyonunun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

2.1.7. ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ Reaksiyonu

${}^6\text{He}$ yapısının reaksiyon dinamiklerine olan etkisinin araştırılmasına ağır çekirdekler kullanılarak devam edilmiştir. Özellikle ${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$ and ${}^{238}\text{U}$ çekirdeklerinin tercih edildiği bu çalışmalarda, parçalanma çiftleniminin füzyon sürecini nasıl etkilediği araştırılmıştır. ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ sistemi ilk olarak 2003 yılında Kakue ve ark. [61] tarafından çalışılmış, $E_{Lab}=27$ MeV enerjide elastik saçılma açisal dağılımı ölçülmüştür. Dinamik Polarizasyon potansiyeli (DPP) kullanılarak Optik model hesaplamalarının yapıldığı çalışmada, elastik saçılma datasının açıklanmasında Colomb dipol polarizasyonun rolü araştırılmıştır.

Coulomb bariyerinin üzerindeki bu çalışmalara Sánchez Benítez ve ark. [60] bariyerin altındaki enerjilerde ölçüm yaparak devam etmişlerdir. Şekil 2.9' da gösterildiği gibi $E_{Lab}=14-22$ MeV aralığında elastik saçılma açisal dağılımının ölçüldüğü çalışmada, deneysel veriler Optik Model ve CDCC modeli kullanılarak

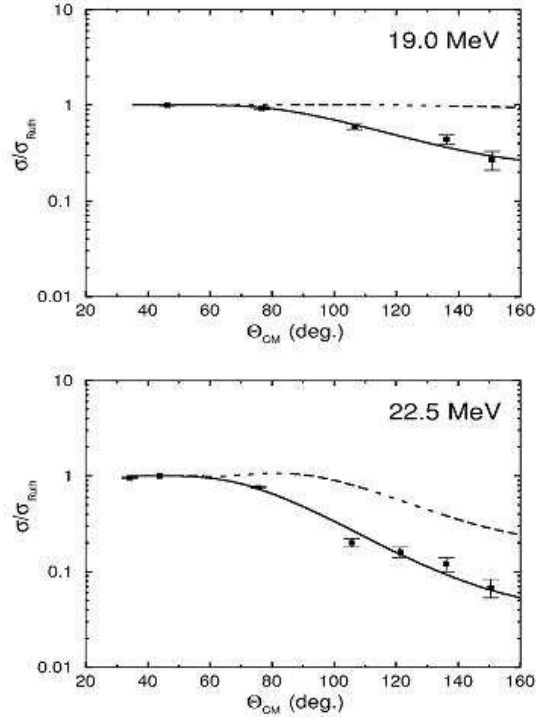
analiz edilmiştir. Teorik çalışmaların sonucunda haleli yapıya sahip ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin elastik saçılma gözlenebilirlerinin açıklanabilmesi için etkileşim potansiyelinin uzun menzilli soğurma (long-range absorption) özelliğine sahip olması gerektiği gösterilmiştir. Ayrıca Optik model ve CDCC modelinin bir karşılaştırmasının yapıldığı çalışmada, gözlenebilirlerin tanımlanmasında CDCC modelinin daha iyi sonuç verdiği tartışılmıştır.



Şekil 2.9. ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

2.1.8. ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ Reaksiyonu

Güçlü Coulomb alanının haleli yapı üzerindeki etkisinin araştırıldığı sistemlerden biri de ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ reaksiyonudur. Bazı sonuçları Şekil 2.10' da gösterilen deneysel çalışmalarda Coulomb bariyeri civarındaki enerjilerde elastik saçılma ve transfer reaksiyonu tesir kesiti verileri elde edilmiş, bu veriler teorik bir çok çalışmaya kaynak oluşturmıştır [62, 63].



Şekil 2.10. ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ reaksiyonun elastik saçılma tesir kesiti sonuçları.

Ağır iyonların oluşturduğu sistemler ile ilgili yapılan çalışmaların çoğunda genel olarak nükleer ve Coulomb çiftleniminin füzyon ve transfer süreci üzerindeki rolü incelenmiş ve bu konuda çelişkili sonuçlar ortaya konmuştur. Şöyle ki, çalışmalardan bir kısmı Coulomb bariyeri civarında parçalanma kanallarına olan çiftlenimin füzyon tesir kesitinin büyüklüğünü artırdığını ileri sürerken, bir kısımda çiftlenimin tesir kesiti büyüklüğünü azaltıcı yönde rol oynadığını belirtmişlerdir [62–72].

3. BÖLÜM

CONTINUUM DISCRETIZED COUPLED CHANNELS (CDCC) MODELİ

Mermi parçacığın bir nükleer reaksiyonda parçalanmaya uğrama süreci deneysel ve teorik çalışan birçok araştırmacının ilgisini çekmiştir. Bu sürecin mekanizmasını araştırmak için M. Kamimura ve ark. [13] 1986 yılında direk nükleer reaksiyonların üç cisim modelini temel alan Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) modelini geliştirmişler ve bu modeli döteron (d) ve ^3He 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 kullanılabilmesi gösterilmiştir. Bunun üzerine son 20 yılda bu model bir çok sistemin teorik incelenmesinde başarıyla kullanılmıştır. Bu bölümde CDCC formalizmi tanımlanarak, üç cisimli parçalanma reaksiyonlarının formülasyonu üzerinde durulacaktır.

3.1. CDCC Formalizmi

Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) Modeli $^6,7\text{Li}$ ve ^{12}C gibi zayıf bağlı parçacıkların parçalanmasını içeren direk nükleer reaksiyonların analizinde kullanılan fenomenolojik bir methodur. Bu model bağlı durumların incelenmesinde kullanılan konvansiyonel Çiftlenmiş Kanallar (CC) modelinin geliştirilmiş halidir. Dolayısı ile 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) oluştuğu düşünülerek bağlı olmayan durumlarda sadece bir kümenin bulunabileceği,

diğer kümenininde bağlı durumda kaldığı kabul edilir. Sistemin toplam hamiltonyeni H olmak üzere Schrödinger denklemi

$$H\Psi = E\Psi \quad (3.1)$$

şeklinde olup, γ , c ve C kümelerinin bulunduğu kanal ve ϕ_c, ϕ_C öz durumları, h_c, h_C sistemin iç hamiltonyenleri ve $\varepsilon_c, \varepsilon_C$ enerji özdeğerlerini göstermektedir.

$$h_c\phi_c = \varepsilon_c\phi_c, \quad h_C\phi_C = \varepsilon_C\phi_C \quad (3.2)$$

Kanalın iç dalga fonksiyonu, ϕ_γ

$$\phi_\gamma(\xi_\gamma) = [\phi_c(\xi_c), \phi_C(\xi_C)]_{\Lambda_\gamma\mu_\gamma} \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada ξ_γ iç koordinatlar olup kare parantez, Λ_γ spinli kanala μ_γ z bileşenli açısai momentumun çiftlenimini gösterir. Dalga fonksiyonu

$$h_\gamma\phi_\gamma = \varepsilon_\gamma\phi_\gamma \quad (3.4)$$

eşitliğini sağlar. Burada $h_\gamma = h_c + h_C$ ve $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_c + \varepsilon_C$ iç hamiltonyeni 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-p, q ile tanımlanırsa

$$p^2 = p, \quad q^2 = q, \quad pq = qp = 0 \quad (3.5)$$

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

$$p\Psi = S_\gamma \Phi_\gamma(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \chi_\gamma(R_\gamma) \quad (3.6)$$

burada R_γ ve \hat{R}_γ bağıl koordinat R_γ ' nin yönü ve büyüklüğü, eşleniği $\xi_\gamma, \xi_\gamma, \hat{R}_\gamma$ kanalının spin-açı fonksiyonu olarak adlandırılır ve şöyle tanımlanır:

$$\Phi_\gamma(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \equiv [\phi_\gamma(\xi_\gamma), i^{L_\gamma} Y_{L_\gamma}(\hat{R}_\gamma)]_{J\mu} \quad (3.7)$$

$\chi_\gamma(R_\gamma)$ bağıl hareketin dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır ve $p\Psi$ Schrödinger denklemini sağlar

$$H_{eff} p\Psi = E p\Psi \quad (3.8)$$

burada H_{eff} Feshbach etkin Hamiltonyeni olup şu şekilde yazılmaktadır

$$H_{eff} = p \left(H + H \frac{q}{e_q} H \right) p \quad (3.9)$$

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

$$H_{eff} = p(K + V_{eff})p \quad (3.10)$$

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

$$V_{eff} = p \left(V + H \frac{q}{e_q} H \right) p \quad (3.11)$$

Burada V orjinal hamiltonyenin H etkileşim potansiyelidir

$$H = K + V \quad (3.12)$$

Denk. 3.6 ve Denk. 3.9' dan, Denk. 3.8' in şu denkleme eşit olduğu bulunur

$$(\Phi_\delta | H_{eff} - E | S_\gamma \Phi_\gamma \chi_\gamma \rangle = 0 \quad (3.13)$$

3.1.1. Model Uzayı

F uzayı ve H_{eff} , nümerik olarak hesaplanmaları 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 hamiltonyenlerin öz fonksiyonları ile yer değiştirirler. Burada bu niceikler üst çizgi ile gösterilmektedirler. c ve C kümelerinin iç hamiltonyenleri γ kanalı için M uzayında şu şekilde yazılır

$$\bar{h}_c \bar{\phi}_c = \bar{\varepsilon}_c \bar{\phi}_c, \quad \bar{h}_C \bar{\phi}_C = \bar{\varepsilon}_C \bar{\phi}_C, \quad (3.14)$$

$\bar{\phi}_\gamma$, Φ_γ ile yer değiştirirse

$$\bar{\phi}_\gamma(\xi_\gamma) = [\bar{\phi}_c(\xi_c), \bar{\phi}_C(\xi_C)]_{\Lambda_\gamma \mu_\gamma} \quad (3.15)$$

$$\bar{h}_\gamma \bar{\phi}_\gamma = \bar{\varepsilon}_\gamma \bar{\phi}_\gamma \quad (3.16)$$

elde edilir. Burada \bar{h} F uzayında ϕ ve ε karşılık gelen $\bar{\phi}$ ve $\bar{\varepsilon}$ ' nin seçildiği kabul edilen model hamiltonyenidir. F uzayında kesikli kanallar yeni uzayda kesikli kanallarla, sürekli kanallarda sürekli kanallarla yer değiştirmelidir. CDCC modelinde $\bar{\phi}$ 'nin ϕ ile aynı şekilde normalize edildiği kabul edilir. Bu nedenle F, \bar{F} uzayı ile yerdeğiştirir ve Denk. 3.6 aşağıdaki denklemlerle yerdeğiştirir

$$\bar{p}\Psi = S_\gamma \bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \bar{\chi}_\gamma(R_\gamma) \quad (3.17)$$

burada \bar{p} , \bar{F} uzayında izdüşüm operatörüdür ve $\bar{\Phi}$ şu şekilde yazılır

$$\bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \equiv [\bar{\Phi}_\gamma(\xi_\gamma), i^{L_\gamma} Y_{L_\gamma}(\hat{R}_\gamma)]_{J_\mu} \quad (3.18)$$

3.1.2. 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

$$\bar{\phi}_{cl}(k, \xi_c) = [\bar{\phi}_{cl}(k, r_{12}), [\bar{\phi}_1(\xi_1), \bar{\phi}_2(\xi_2)]_s]_{I_c M_c} \quad (3.19)$$

formundadır. Burada $\bar{\phi}$ 1 ve 2' nin iç dalga fonksiyonlarını gösterirken, $\bar{\phi}_{clm}(k, r_{12})$ bağlı hareketin dalga fonksiyonudur. Ayrıca k dalga sayısı, l açıl momentum, m açıl momentumun z-bileşeni ve r_{12} bağlı koordinattır. c kümesinin spini I_c ve onun z-bileşeni M_c ' dir. c kümesinin iç enerjisi şöyle yazılır

$$\bar{\varepsilon}_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{12}} \quad (3.20)$$

burada μ_{12} , 1 ve 2 arasındaki indirgenmiş kütlelerdir.

Kesiklendirme l ' de ve k ' da ya da ε_c ' de yapılır

$$l \leq l_{c,m}, \quad k \leq k_{c,m}, \quad \bar{\varepsilon}_c \leq \varepsilon_{c,m} \quad (3.21)$$

burada $l_{c,m}$, $k_{c,m}$ ve $\varepsilon_{c,m}$ limitleri Denklem (2.3) sağlayacak şekilde alınmalıdır. $\bar{\phi}_{cn}(\xi_c)$ bağlı durumları, $\bar{\phi}_{cl}(k, \xi_c)$ kesikli durumları temsil ederken öz durumlar arasındaki boşluk $n = 1 \sim N_c$ olacak şekilde aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\{\bar{\phi}_{cn}(\xi_c), n = 1 \sim N_c; , \bar{\phi}_{cl}(k, \xi_c), k \leq k_{c,m}, l \leq l_{c,m}\} \quad (3.22)$$

Sonsuz sayıdaki fonksiyonlar sonlu bir set ile temsil edilir

$$\{\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), i = 1, 2, \dots, N_{cl}, l \leq l_{c,m}\} \quad (3.23)$$

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

$$\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c) = [\bar{\phi}_{cl,i}(r_{12}), [\bar{\phi}_1(\xi_1), \bar{\phi}_2(\xi)]_s]_{I_c M_c} \quad (3.24)$$

$\bar{\phi}$ şu şekilde normalize edilir

$$\langle \phi_{cn} | \phi_{cm} \rangle = \delta_{nm}, \quad \langle \phi_{cn} | \phi_{cl,i} \rangle = 0, \quad \langle \hat{\phi}_{cl,i} | \hat{\phi}_{cl,j} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (3.25)$$

Fonksiyonların kesiklendirilmesi için kullanılan metotlardan bazıları aşağıda verilmektedir.

A) Pseudo-states (Yapay durumlar) Metodu

Bu metotta \hbar hamiltonyeni sonlu sayıdaki normalize edilebilir fonksiyonlara köşegenleştirilir

$$\{\varphi_{clm,i}(r), i = 1 \sim N_{cl}, l \leq l_{cm}\} \quad (3.26)$$

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

$$\hat{\phi}_{clm,i} = \sum_j a_{cl,ij} \varphi_{lm,i} \quad (3.27)$$

ve $a_{cl,ij} \varphi_{lm,i}$ hesaplanır yani Denk. 3.24 ile verilen $\hat{\phi}_{clm,i}$ Denk. 3.26' yı sağlar

$$\langle \hat{\phi}_{cl,i} | \bar{h}_c | \hat{\phi}_{cl,j} \rangle = \hat{\varepsilon}_{cl} \delta_{ij} \quad (3.28)$$

ve

$$\langle \hat{\phi}_{cl,i} | \hat{\phi}_{c'l',j'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (3.29)$$

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

$$\{\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), \quad i = 1 \sim N_{cl}, \quad l \leq l_{cm}\} \quad (3.30)$$

Gaussian fonksiyonları seti hesaplamalarda kullanılmak için uygun bir seçimdir

$$\varphi_{clm,i}(r) = e^{-\kappa_{ci}r^2} i^l Y_{lm}(\hat{r}) \quad (3.31)$$

B) Momentum Bölmeleri (Binleri) Metodu

Bu model döteron gibi iki kümeli sistemler için çok iyi 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 $\hat{\phi}_{clm,i}$ fonksiyonu ile temsil edilir. Gerçek hesaplamalarda kullanılan fonksiyon şu forma sahiptir

$$\hat{\phi}_{clm,i}(r) = \int_{k_{i-1}}^{k_i} \omega_{ci}(k) \bar{\phi}_{clm}(k, r) dk \quad (3.32)$$

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

$$\int_{k_{i-1}}^{k_i} \omega_{ci}^2(k) dk = 1 \quad (3.33)$$

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

$$\omega_{ci}(k) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_{ci}}} \quad (3.34)$$

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

$$\langle \hat{\phi}_{cl,i} | \hat{\phi}_{cl',j} \rangle = \delta_{l'l'} \delta_{ij} \quad (3.35)$$

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

$$\langle \hat{\phi}_{cl,i} | \bar{h}_c | \hat{\phi}_{cl',j} \rangle = \hat{\varepsilon}_{cl,i} \delta_{l'l'} \delta_{ij} \quad (3.36)$$

burada $\hat{\varepsilon}_{cl,i}$, kesiklendirilmiş $\hat{\phi}_{cl,i}$ durumunun enerjisidir ve şöyle verilir

$$\hat{\varepsilon}_{cl,i} = (\hbar^2/2\mu_{12})\{(k_i + k_{i-1})^2/4 + (\Delta k_i)^2/12\} \quad (3.37)$$

Bu sonuçlara göre bu metot pseudo-state metodunun bir türü olarak da düşünülebilir. Bazen $\hat{\phi}_{cl,i}$ şöyle tanımlanabilir

$$\hat{\phi}_{clm,i}(r) = \bar{\phi}_{clm}(k(i), r) / \sqrt{\Delta_{ci}} \quad (3.38)$$

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

$$\hat{\varepsilon}_{cl,i} = \hbar^2 k(i)^2 / 2\mu_{12} \quad (3.39)$$

ve normalizasyon

$$\langle \hat{\phi}_{clm,i} | \hat{\phi}_{cl'm',j} \rangle = \delta_{l'l'} \delta_{mm'} \delta(k(i) - k(j)) \quad (3.40)$$

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

$$\{\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), \quad i = 1 \sim N_{cl}, \quad l \leq l_{cm}\} \quad (3.41)$$

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

$$\{\phi_\gamma(\xi_\gamma)\} \rightarrow \{\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma), \quad i = 1 \sim N_\gamma\} \quad (3.42)$$

burada

$$\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma) = [\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), \bar{\phi}_C(\xi_C)]_{\Lambda_\gamma \mu_\gamma} \quad (3.43)$$

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

$$\langle \hat{\phi}_{\gamma i} | \bar{h}_c + \bar{h}_C | \hat{\phi}_{\gamma j} \rangle = \bar{\epsilon}_{\gamma i} \delta_{ij} \quad (3.44)$$

burada

$$\hat{\epsilon}_{\gamma,i} = \hat{\epsilon}_{cl,i} + \bar{\epsilon}_C \quad (3.45)$$

ve

$$\langle \hat{\phi}_{\gamma i} | \hat{\phi}_{\gamma j} \rangle = \delta_{ij} \quad (3.46)$$

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

$$\Psi_M \equiv P\Psi = \sum_\gamma \sum_i \hat{\Phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \hat{\chi}_{\gamma i}(R_\gamma) \quad (3.47)$$

burada $\hat{\chi}$ radyal fonksiyon olup, $\hat{\Phi}_{\gamma i}$ ise şu şekilde yazılır

$$\hat{\Phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) = [\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma), i^{L_\gamma} Y_{L_\gamma}(\hat{R}_\gamma)]_{J_\mu} \quad (3.48)$$

3.1.3. Model Hamiltonyeni

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

Hamiltonyenin oluşturulması H_{eff} hamiltonyeni 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 fonksiyonu, \bar{F} uzayında $\bar{\phi}_\gamma$ fenomenolojik dalga fonksiyonu ile temsil edilir. H_{eff} hamiltonyenin yerine yazılan fenomenolojik etkin hamiltonyen şu şekildedir

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(K + \bar{V}_{eff})\bar{p} \quad (3.49)$$

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

$$H_M = P(K + \bar{V}_{eff})P \quad (3.50)$$

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 izdüşüm operatörü ile uyumlu olmasıdır.

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

$$\bar{V}_{eff} = \bar{V}_{eff}^{(\gamma)} \equiv \bar{V}_c + \bar{V}_C + \bar{V}_\gamma \quad (3.51)$$

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

$$V = V^{(\gamma)} \equiv V_c + V_C + V_\gamma \quad (3.52)$$

Toplam kinetik enerjide aşağıdaki şekilde yazılabilir

$$K = K_c + K_C + K_\gamma \quad (3.53)$$

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 hamiltonyen

$$H = H^{(\gamma)} \equiv K + V^{(\gamma)} = K_c + V_c + K_C + V_C + K_\gamma + V_\gamma \quad (3.54)$$

olup şu şekilde de ifade edilebilir

$$H^{(\gamma)} = h_c + h_C + K_\gamma + V_\gamma \quad (3.55)$$

burada

$$h_c = K_c + V_c, \quad h_C = K_C + V_C \quad (3.56)$$

olup, c ve C kümesinin iç hamiltonyenleridir.

Denk. 3.51 ve Denk. 3.53 Denk. 3.49 içine yerleştirilirse γ kanalındaki \bar{H}_{eff} şu şekilde yazılır

$$\bar{H}_{eff} = \bar{H}_{eff}^{(\gamma)} \equiv \bar{p}(\bar{h}_c + \bar{h}_C + K_\gamma + \bar{V}_\gamma)\bar{p} \quad (3.57)$$

burada

$$\bar{h}_c = K_c + \bar{V}_c \text{ ve } \bar{h}_C = K_C + \bar{V}_C \quad (3.58)$$

olup, c ve C kümesi için fenomenolojik iç hamiltonyenlerdir.

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

$$H_M = H_M^{(\gamma)} \equiv P(\bar{h}_c + \bar{h}_C + K_\gamma + \bar{V}_\gamma)P \quad (3.59)$$

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

A) Tek Kanal Hamiltonyeni

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_α^{OPT} kullanılırsa

$$\bar{V}_{eff} = U_\alpha^{OPT} \quad (3.60)$$

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p} (\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_a^{OPT}) \bar{p} \quad (3.61)$$

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

$$H_M = P (\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_a^{OPT}) P = \bar{H}_{eff} \quad (3.62)$$

A) Üç-cisim Model Hamiltonyeni

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 süreçlerdir.

Parçalanmanın olduğu nükleer reaksiyonları tanımlayan en iyi model, 1, 2 ve A parçacıklarının birbiri ile etkileştiği üç-cisim modelidir. Üç cisim modelinde etkin Hamiltonyen şu formdadır

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p} (\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + \bar{V}_a) \bar{p} \quad (3.63)$$

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

$$\bar{h}_a = K_{12} + \bar{V}_{12} + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 \quad (3.64)$$

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

$$\bar{V}_a = \bar{V}_{1A} + \bar{V}_{2A} \quad (3.65)$$

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

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p} (\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_{1A}^{OPT}(E_{1A}) + U_{2A}^{OPT}(E_{2A})) \bar{p} \quad (3.66)$$

Üç-cisim karakteri hamiltonyeninin şu formunda daha açık görülür

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p} (\bar{h}_A + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 + K_{12} + K_a + U_{1A}^{OPT} + U_{2A}^{OPT} + \bar{V}_{12}) \bar{p} \quad (3.67)$$

Eğer A parçacığı 1 ve 2' den ağır ise

$$K_{12} + K_a \approx K_{1A} + K_{2A} \quad (3.68)$$

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

$$\bar{H}_{eff} \approx \bar{p} (\bar{h}_A + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 + K_{1A} + K_{2A} + U_{1A}^{OPT} + U_{2A}^{OPT} + \bar{V}_{12}) \bar{p} \quad (3.69)$$

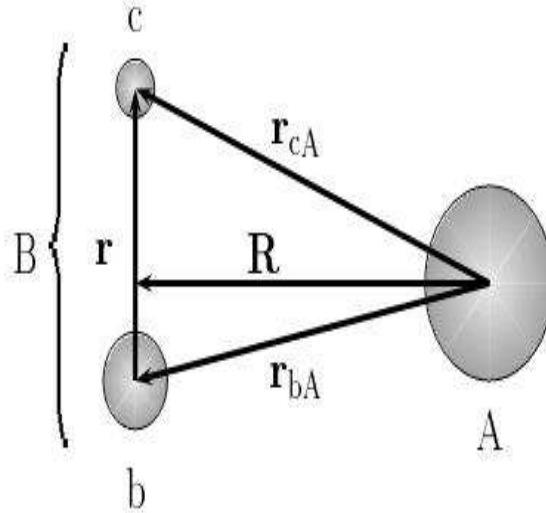
Sonuç olarak H_M model Hamiltonyeni H_{eff} den elde edilerek şu şekilde yazılır.

$$\bar{H}_M = P (\bar{h}_a + \bar{h}_A + K_a + U_{1A}^{OPT} (E_{1A}) + U_{2A}^{OPT} (E_{2A})) P \quad (3.70)$$

ya da

$$\bar{H}_M = P (\bar{h}_A + \bar{h}_1 + \bar{h}_2 + K_{12} + K_a + U_{1A}^{OPT} + U_{2A}^{OPT} + \bar{V}_{12}) P \quad (3.71)$$

3.1.4. Üç-cisimli Parçalanma Reaksiyonlarının CDCC Formülasyonu



Şekil 3.1. Üç-cisimli ($A+b+c$) bir sistemin gösterimi. $B=b+C$ mermi parçacığı, A hedef parçacığı göstermektedir.

Bu kısımda zayıf bağlı iki cisimli bir mermi parçacığın bir hedef çekirdekten saçılması incelenerek sistemin hamiltonyeni ve dalga fonksiyonları elde edilecektir. Şekil 3.1' de gösterilen basit bir sistem göz önüne 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 hamiltonyeni bu sistem için yazılırsa

$$\begin{aligned}
H &= K_R + U_{Coul}(R) + U_{r,R} + H_{bc} \\
H_{bc} &= K_r + V_{bc}(r) \\
U_{r,R} &= U_{bA}(r_{bA}) + U_{cA}(r_{cA})
\end{aligned} \tag{3.72}$$

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 etkileşimin optik potansiyelleridir. Burada etkileşimin spine bağılı terimleri ihmal edilmiştir. Ayrıca işlem kolaylığı için Coulomb etkileride ihmal edilirse, üç-cisimli Schrödinger denklemi şöyle yazılır

$$(H - E)\Psi(r, R) = 0 \tag{3.73}$$

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

$$\begin{aligned}
\psi_{JM}(r, R) &= \sum_{|J-l_0| \leq L_0 \leq J+l_0} Y_{JM}^{l_0, L_0} \phi_0(r) \chi_{l_0 L_0}^J(P_0, R) / R \\
&+ \sum_l \sum_{|J-l| \leq L \leq J+l} Y_{JM}^{l, L} \int_0^\infty \phi_l(k, r) \chi_{lL}^J(P, R) / R dk
\end{aligned} \tag{3.74}$$

şeklinde yazılır. Burada

$$Y_{JM}^{l, L} = [i^l Y_l(\Omega_r) \otimes i^L Y_L(\Omega_R)]_{JM} \tag{3.75}$$

şeklinindedir. Basitleştirme yapmak için $b + c$ sisteminin l_0 açısall momentumlu bir $\phi_0(k, r)$ bağılı durumuna ile k lineer momentum ve l açısall 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

$$(H_{bc} - \varepsilon_0)\phi_0(r)Y_{l_0 m_0}(\Omega_r) = 0 \quad (3.76)$$

$$(H_{bc} - \varepsilon)\phi_l(k, r)Y_{lm}(\Omega_r) = 0 \quad (3.77)$$

burada ε_0 B mermisinin bağlı 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

$$\langle \phi_l(k', r) | \phi_l(k, r) \rangle_r = \delta(k' - k) \quad (3.78)$$

ve bu fonksiyonlar asimptotik formda yazılırsa

$$\phi_l(k, r) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin\left(kr - \frac{2}{\pi} - \delta_l(k)\right) / r \quad (3.79)$$

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

$$E = \frac{\hbar^2 P_0^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 P^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon \quad (3.80)$$

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

$$\varepsilon_{nl} \delta_{n,n'} \delta_{l,l'} \delta_{m,m'} = \left\langle \widehat{\phi}_{nl}(r) i^l Y_{lm}(\Omega_r) \left| H_{bc} \right| \widehat{\phi}_{n'l'}(r) i^{l'} Y_{l'm'}(\Omega_r) \right\rangle_r \quad (3.81)$$

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

$$\begin{aligned}
\psi_{JM}^{CDCC}(r, R) &= \sum_{|J-l_0| \leq L_0 \leq J+l_0} Y_{JM}^{l_0, L_0} \phi_0(r) \hat{\chi}_{\gamma_0}^J(P_0, R)/R \\
&+ \sum_{n=1}^{N_{\max}} \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sum_{|J-l| \leq L \leq J+l} Y_{JM}^{l, L} \widehat{\phi}_{nl}(r) \hat{\chi}_{\gamma}^J(\widehat{P}_{\gamma}, R)/R \quad (3.82)
\end{aligned}$$

burada

$$\begin{aligned}
\hat{\chi}_{\gamma_0}^J(P_0, R) &= \hat{\chi}_{l_0 L_0}^J(P_0, R) \quad \gamma_0 = (0, l_0, L_0) \\
\hat{\chi}_{\gamma}^J(P_0, R) &= W_{\gamma} \hat{\chi}_{lL}^J(\widehat{P}_{\gamma}, R) \quad \gamma = (n, l, L) \quad (3.83)
\end{aligned}$$

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 \widehat{P}_{γ} momentumları şu şekilde tanımlanır.

$$E = \frac{\hbar^2 P_0^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 \widehat{P}_{\gamma}^2}{2\mu_{AB}} + \varepsilon_{nl} \quad (3.84)$$

Denk. 3.73'ün sol tarafı $Y_{JM}^{*l, L} \widehat{\phi}_{nl}^*(r)$ ile çarpılırsa

$$\left\langle Y_{JM}^{l, L} \widehat{\phi}_{nl}(r) \left| H - E \right| \psi_{JM}^{CDCC}(r, R) \right\rangle_{r, \Omega_R} \quad (3.85)$$

elde edilir. Denklem çiftlenmiş diferansiyel denklemler setine indirildiğinde

$$\begin{aligned}
\left[\frac{\hbar^2}{2\mu_{AB}} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu_{AB}} \frac{L(L+1)}{R^2} + U_{\gamma\gamma}(R) + U_{Coul}(R) - (E - \varepsilon_{nl}) \right] \widehat{\chi}_{\gamma}^J(\widehat{P}_{\gamma}, R) \\
= \sum_{\gamma' \neq \gamma} U_{\gamma\gamma'}(R) \widehat{\chi}_{\gamma'}^J(\widehat{P}_{\gamma}, R) \quad (3.86)
\end{aligned}$$

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

Çiftlenim potansiyeli ise

$$U_{\gamma\gamma'}(R) = \left\langle Y_{JM}^{l, L} \widehat{\phi}_{nl}(r) \left| U_{bA}(r_{bA}) + U_{cA}(r_{cA}) \right| Y_{JM}^{l', L'} \widehat{\phi}_{n'l'}(r) \right\rangle_{r, \Omega_R} \quad (3.87)$$

şeklindedir. Çiftlenim denklemleri asimptik sınır şartları altında çözülrse aşağıdaki eşitlik elde edilir

$$\widehat{\chi}_\gamma^J(\widehat{P}_\gamma, R) \sim u_L^{(-)}(\widehat{P}_\gamma, R) \delta_{\gamma_0, \gamma} - \sqrt{\frac{P_0}{\widehat{P}_\gamma}} \widehat{S}_{\gamma, \gamma_0}^J u_L^{(+)}(\widehat{P}_\gamma, R) \quad (3.88)$$

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

4. BÖLÜM

CDCC MODELİNİN EGZOTİK ÇEKİRDEK REAKSİYONLARINA UYGULAMALARI

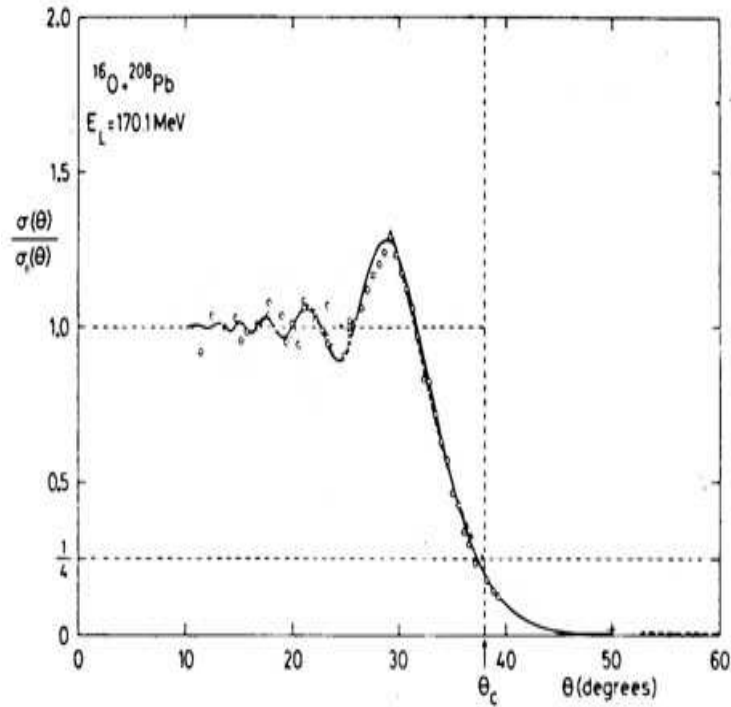
Çekirdeklerin yapısı ve reaksiyon mekanizmalarının anlaşılmasında, deneysel çalışmaların sonucunda elde edilen gözlenebilirlerin davranışlarının incelenmesi büyük önem taşır. Nükleer özelliklerin çalışılmasında en çok kullanılan reaksiyon gözlenebilirleri elastik saçılma tesir kesitinin açısız dağılımıdır. Açısız dağılım gelme enerjisine, etkileşen parçacıkların kütlesi ve yüklerine bağlıdır. Tesir kesitinin açısız dağılım davranışı çekirdeğin iç yapısına ve etkileşmenin gerçekleştiği alanın (Coulomb yada nükleer) özelliklerine göre değişim göstermektedir. Bu bölümde kararlı ve egzotik çekirdeklerin elastik saçılma gözlenebilirlerinin genel özellikleri verilecek ve egzotik çekirdek reaksiyonları gözlenebilirlerinin açıklanmasında parçalanma kanallarına olan Coulomb çiftleniminin öneminden bahsedilecektir.

4.1. Kararlı Çekirdek Reaksiyonları: Fresnel-Fraunhofer Kırınımı

Kararlı çekirdekler etkileşmeye girdiği zaman elastik kanaldan elastik olmayan kanallara büyük bir akı geçişi olabilir. Güçlü soğurma (strong absorption) olarak adlandırılan bu durumda saçılma ışığın siyah bir küreden saçılmasına benzer [73]. Güçlü absorpsiyon varlığında saçılma gözlenebilirlerine bakılarak çekirdeğin boyutu, yüzey geçirgenliği gibi genel özellikleri hakkında bilgi sahibi olunabilir. Ancak absorpsiyon, saçılmanın tanımlanmasında ve yüzeysel özelliklerin belirlenmesinde kolaylıklar sağlamasına rağmen çekirdeğin iç bölgeleri hakkında bilgi vermekte yeterli değildir. İki kararlı çekirdek arasında güçlü absorpsiyon gerçekleştiği zaman saçılma klasik fizikte ışığın kırınım olayına benzer davranışlar sergiler. Saçılma tesir kesitinin açısız dağılımı ışığın opak bir cismin kenarlarından kırınımına uğraması sonucu ortaya çıkan kırınım saçaklarına benzeyen osilasyonlu bir yapı gösterir. Bu

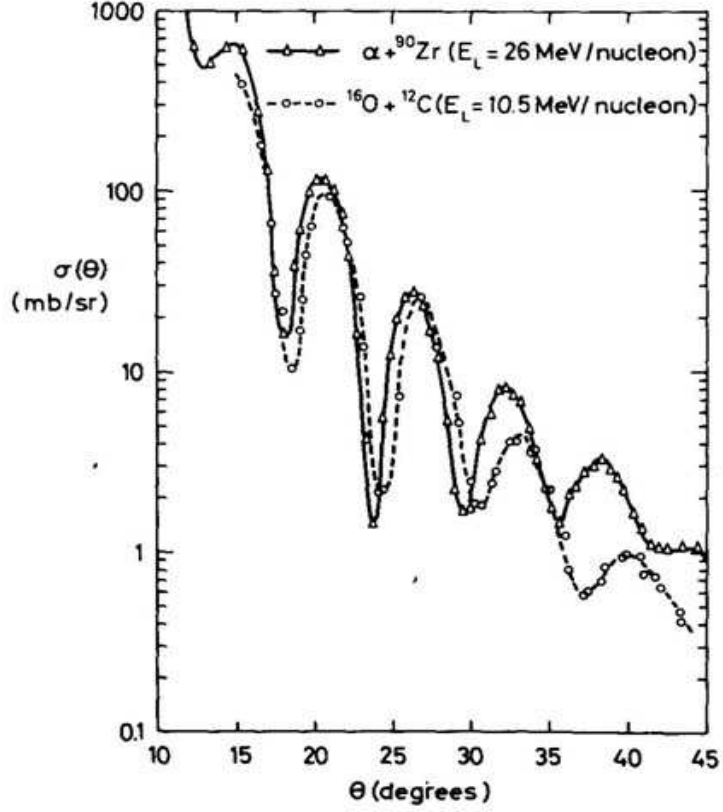
osilasyonlu yapı, gelme enerjisine bağılı olarak Fresnel ya da Fraunhofer kırınımı olarak adlandırılan iki farklı karakteristiğe sahiptir [74].

Fresnel kırınımı kaynak ve detektörün 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 [75]. Güçlü Coulomb alanının etkilerinden dolayı gelen dalga hedef çekirdeğin zıt kenarlarından ileri bölgelerde girişim yapamayacak şekilde saçılırlar ve Şekil 4.1' de verilen Fresnel tipi kırınım saçakları oluştururlar.



Şekil 4.1. Fresnel tipi elastik saçılma açısal dağılımı.

Gelme enerjisi arttığı zaman saçılma tesir kesitinin davranışı Fresnel tipi kırınımdan Fraunhofer tipi kırınımına dönüşür. Fraunhofer kırınımı kaynak ve detektör 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 kenarlarından ileri bölgelerde girişim yapacak şekilde saçılırlar. Fraunhofer kırınım deseni Şekil 4.2' de gösterilmektedir.



Şekil 4.2. Fraunhofer tipi elastik saçılma açısai dağılımı.

4.2. Egzotik Çekirdek Reaksiyonları

Kararlı çekirdekler elastik saçılmalarında klasik kırınım davranışları 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 açısai dağılımının Fresnel tipi kırınım davranışı göstermesi beklenir. Oysa ki, bu enerjilerde egzotik çekirdeklerin açısai dağılımı Fresnel karakteristiğinden saparak farklı bir yapı sergiler. Fresnel tipi kırınım davranışında düşük açılarda gözlemlenen Coulomb piki (bkz. Şekil 4.1), egzotik çekirdek saçılmalarında tamamen kaybolarak, tesir kesitinde osilasyonsuz bir yapı meydana gelir.

Fresnel tipi kırınımdan sapma deneysel olarak ilk kez $^{18}\text{O}+^{184}\text{W}$ elastik saçılmasında gözlemlenmiştir [76]. 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 kırınımı tipinden sapmaya neden olan Coulomb etkilerinin dikkate alındığı farklı tipteki polarizasyon potansiyelleri önerilmiştir [77–79].

Egzotik çekideklerin ağır bir hedeften Coulomb bariyerine yakın bir enerjide elastik saçılmasının ilginç sonuçlarından da güçlü Coulomb etkileri sorumludur [80, 81, 96]. Hedef çekirdeğin (Z_H) 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 açısal dağılımında klasik kırınım saçaklarından sapmaya neden olur. Ancak hedef çekirdek yeterince ağır değilse bu sapmayı gözlemlemek mümkün değildir. Dolayısı ile Coulomb etkilerinin görülmeye başlandığı kritik bir Z_H değeri vardır. Bu tez çalışmasında ${}^6\text{He}$ çekirdeği örnek alınarak, bu çekirdek reaksiyonları için Coulomb etkilerinin nerede başladığı araştırılmıştır. Sonraki bölümlerde CDCC modelinin ${}^6\text{He}$ etkileşmelerinin teorik analizinde nasıl sonuçlar verdiği ve bu çekirdek için kritik Z_H değerinin ne olduğu bulunmuştur.

4.3. Teorik Hesaplamalar

Zayıf bağlı çekirdeklerin saçılma problemlerinde 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

$$u_{lsj,[k_1,k_2]}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} \omega(k) e^{-i\delta_k} u_{lsj,k}(r) dk \quad (4.1)$$

şeklinindedir. Burada δ_k , seçilen bir $V_{pc}^l(r)$ potansiyeli içindeki $u_{lsj,k}(r)$ 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.

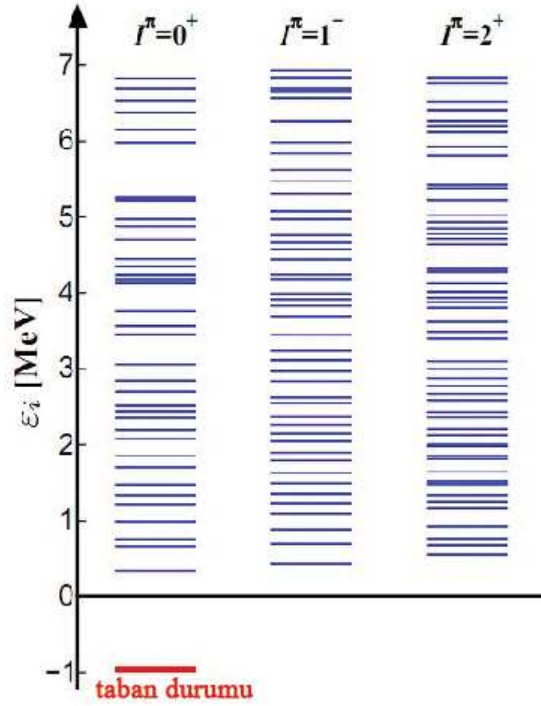
CDCC modelinde normalize edilebilir durumlar şu şekilde oluşturulur: i)Önce süreklilik spektrumu maksimum bir ϵ_{max} enerjisine sınırlandırılır. ii)Daha sonra enerji $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_{max}$ olacak şekilde *bin* ismi verilen eşit aralıklara bölünür. iii) Her bir enerji bölmesi (bin) normalize 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.

Bu çalışmadaki teorik hesaplamalarda ${}^6\text{He}$ çekirdeği $\alpha + {}^2n$ şeklinde düşünülüp, parçacığın süreklilik spektrumu enerji kesiklendirilmesi yapılarak, $\Delta k = 0.1 \text{ fm}^{-1}$ olacak şekilde eşit genişlikte $N=7$ enerji binine bölünmüştür. Maksimum enerji $\epsilon_{max} = 7.7 \text{ MeV}$ olarak alınmıştır. Hesaplamalara α - 2n bağıl açısal momentumu $L = 0, 1, 2$ olacak şekilde Şekil 4.3' de gösterilen *s, p, d* durumları dahil edilmiştir. Ayrıca bu durumlara deneysel olarak ölçülen 1.8 MeV olan 2^+ rezonans durumu da ilave edilmiştir. Çiftlenmiş denklemler $R_{Bin} = 80 \text{ fm}$ ' ye kadar integre edilmiş, mermi-hedef bağıl hareketi için 200 kısmi dalga kullanılmıştır. Hesaplamalar Fresco kodunun FRXY.1i versiyonu kullanılarak yapılmıştır [82].

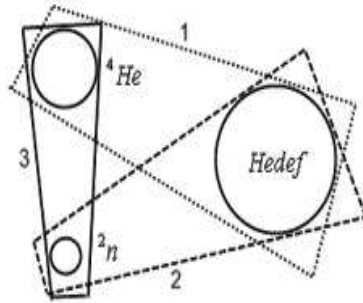
CDCC modelinde bir sistemin etkileşim potansiyeli single-folding (tek-katlı) tekniği kullanılarak elde edilir [83]. ${}^6\text{He}$ sisteminin etkileşim potansiyeli şu bileşenlerden oluşur:

- $\alpha +$ hedef optik potansiyeli
- ${}^2n +$ hedef optik potansiyeli
- $\alpha + {}^2n$ bağlanma potansiyeli

Etkileşim potansiyelinin bileşenleri Şekil 4.4' de gösterilmektedir. $\alpha +$ hedef potansiyeli ve ${}^2n +$ hedef optik potansiyellerinin parametreleri V. Avrigenau ve ark. [84] ile C.M. Perey ve ark. [85] tarafından önerilen global potansiyel setlerinden alınmıştır. Hesaplamalarda 2n sisteminin fiziksel olarak doğada bulunamamasından



Şekil 4.3. Süreklilik kanallarının gösterimi.



Şekil 4.4. Etkileşim p otansiyelinin bileşenlerinin gösterimi. Burada 1 nolu potansiyel $\alpha + \text{hedef}$ optik potansiyelini, 2 nolu potansiyel ${}^2n + \text{hedef}$ optik potansiyelini, 3 nolu potansiyel $\alpha + {}^2n$ bağlanma potansiyelini göstermektedir.

dolayı 2n yerine döteron potansiyeli kullanılmıştır. Global potansiyelin parametreleri Tablo 4.1 ve Tablo 4.2' de verilmektedir. $\alpha + {}^2n$ bağlanma potansiyelinin parametreleri ise K. Rusek ve ark. tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır [86]. Bağlanma potansiyelinin parametreleri Tablo 4.3' de verilmektedir.

V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W_0 (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)
$133.0 - 0.29E^c.m.$	1.30	0.74	$10 + 0.25E^c.m.(E < 70)$ $34 - 0.09E^c.m.(E > 70)$	1.60	0.71
$101.1 + 6.051Z/A^{1/3} - 0.248E$	1.245	$0.817 - 0.0085A^{1/3}$	$26.82 - 1.706A^{1/3} + 0.006E$	1.57	$0.692 - 0.02A^{1/3}$
$101.1 + 6.051Z/A^{1/3} - 0.248E$	1.245	$0.817 - 0.0085A^{1/3}$	$12.64 - 1.706A^{1/3} + 0.20E(E < 73)$ $26.82 - 1.706A^{1/3} + 0.006E(E > 73)$	1.57	$0.692 - 0.02A^{1/3}$

Tablo 4.1. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan $\alpha+hedef$ optik potansiyel seti. Burada reel potansiyel Woods-Saxon şeklinde olup, sanal potansiyel Woods-Saxon hacim şeklindedir [84].

V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W_0 (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)
$81.0 - 0.22E + 2.0(Z/A^{1/3})$	1.15	0.81	$14.4 + 0.24E$	1.34	0.68

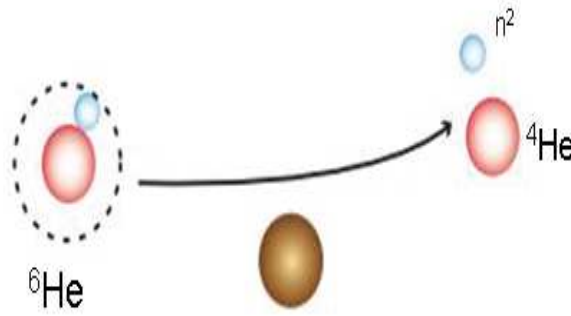
Tablo 4.2. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan ${}^2n+hedef$ optik potansiyel seti. Burada reel potansiyel Woods-Saxon şeklinde olup, sanal potansiyel Woods-Saxon türevi şeklindedir [85].

V_0	R_v	a_v
(MeV)	(fm)	(fm)
95.99	0.6673	0.25

Tablo 4.3. Etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde kullanılan α - 2n bağlanma potansiyelinin parameterleri [86].

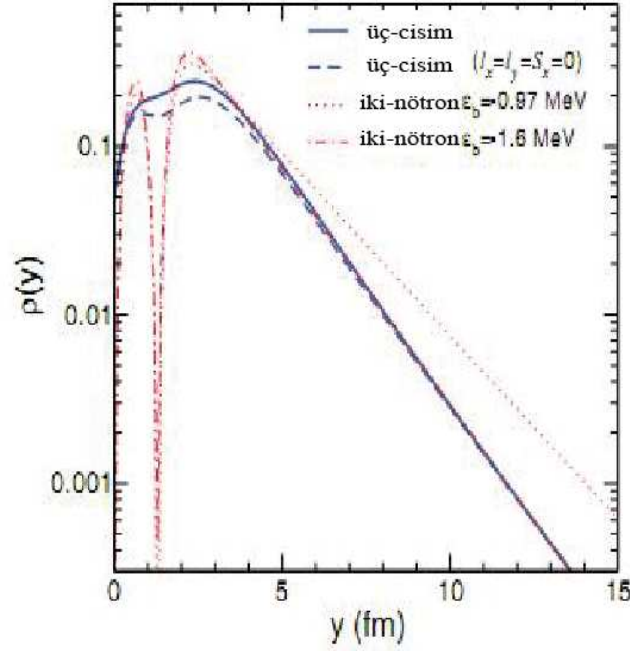
Enerji bölmelerinin (binlerinin) özdeğerleri ve genişliği mermi parçacığın bağlanma enerjisi referans alınarak hesaplanır. ^6He çekirdeğinin bağlanma enerjisi 0.97 MeV iken bu çalışmada bağlanma enerjisi Geliştirilmiş iki-nötron modelinden elde edilen 1.6 MeV olarak alınmıştır. Sonraki kısımda bu modelinin ayrıntıları ve ^6He bağlanma enerjisinin nasıl elde edildiği verilmektedir.

4.3.1. Geliştirilmiş İki-Nötron (Improved di-neutron) Modeli



Şekil 4.5. $^6\text{He} = \alpha + ^2n$ yapısının gösterimi.

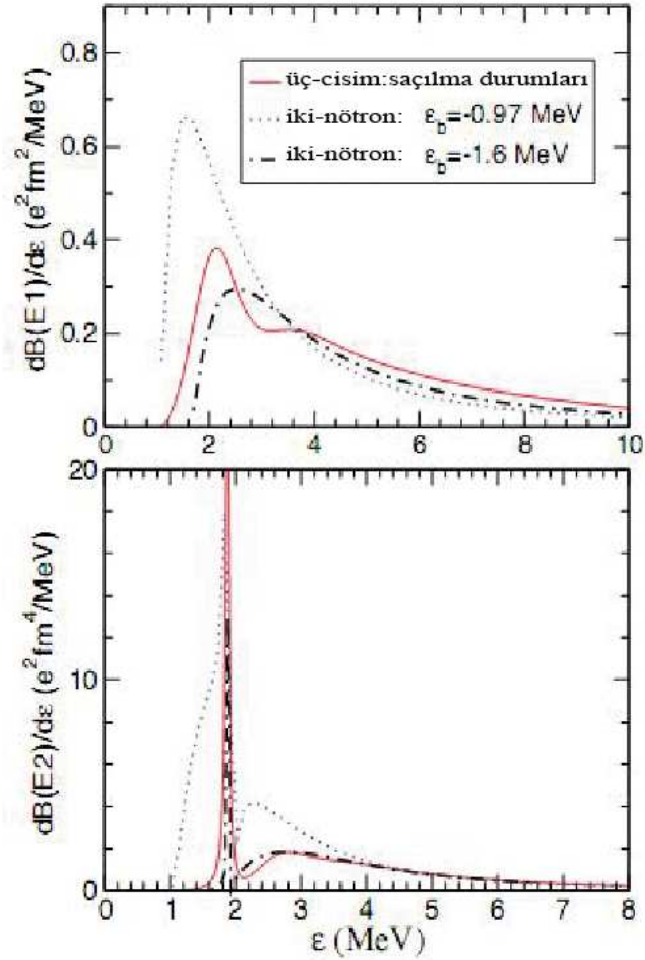
^6He çekirdeği $\alpha + n + n$ şeklinde üç-cisim yapısına sahiptir ve reaksiyonların tanımlaması için en uygun model dört-cisim ($\alpha + n + n + hedef$) modelidir [87–93]. Ancak bu modelde bağlı olmayan durumların hesaplanması komplike bir problemdir. Çünkü her bir fiziksel durum, muhtemel tüm spin ve yörünge açısal momentumuna sahip birçok kanalın üstüste gelmesiyle oluşur. Bu model kullanılarak yapılan hesaplamalarda nümerik işlemler çok zordur ve daha çok ilgi gerektirmektedir. Bu nedenle kullanışlı olmayan dört-cisim modelinin yerine daha basit ancak ^6He



Şekil 4.6. Geliştirilmiş iki-nötron modelinde nötron yoğunluğunun gerçekçi üç-cisim modeli ile karşılaştırılarak gösterilmesi.

çekirdeğin özelliklerini veren yeni modeller geliştirilmiştir. Bu modellerde ${}^6\text{He}$ yapısındaki iki nötron 2n şeklinde tek cisim olarak önerilmiş, Şekil 4.5’ de gösterildiği gibi çekirdeğin $\alpha + {}^2n$ sisteminden oluştuğu kabul edilmiştir. Ancak bu modeller bir takım etkileri ihmal ettikleri için ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin RMS yarıçapı ve $B(E\lambda)$ geçiş ihtimaliyeti gibi bazı özellikleri açıklayamamakta, deneysel olarak ölçülen reaksiyon gözlemlenirleri için de yetersiz sonuç vermektedirler. Bunun üzerine Moro ve ark. standart iki-nötron modeli üzerinde çalışarak geliştirilmiş iki-nötron modelini önerdiler [94]. Moro ve ark. ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin $\alpha + n + n$ üç-cisim modelini referans alarak, önce bu modele göre nötron yoğunluk dağılımı ile $B(E1)$ ve $B(E2)$ geçiş ihtimaliyeti dağılımlarını elde etmişlerdir. Daha sonra standart iki-nötron modeli üzerinde çalışarak, $2n-\alpha$ bağlanma enerjisininin 0.975 MeV olması durumunda elde edilen sonuçlarla gerçekçi üç-cisim modeli hesaplamalarının sonuçlarını karşılaştırmışlar ve arada bir uyumsuzluk olduğunu tespit etmişlerdir. Bu çalışmalarda standart iki nötron modelinin $2n-\alpha$ bağlı dalga fonksiyonunda gerçekçi olmayan bir kuyruk bölgesi ve çok geniş $B(E1)$ ve $B(E2)$ dağılımları

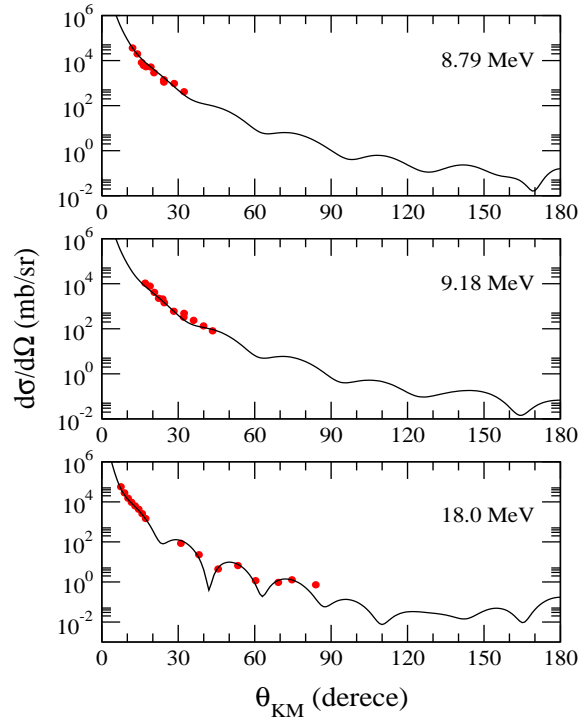
verdiğini gözlemlemişlerdir. Ayrıca bu model saçılma hesaplamalarında kullanınca temel durum ile süreklilik durumu arasındaki çiftlenimin olduğundan daha büyük değerde olduğunu ve bu durumun çok büyük absorpsiyona neden olduğunu tespit etmişlerdir. Bunun üzerine bu model üzerinde modifikasyonlar yaparak, realistik üç-cisim modelinde $2n-\alpha$ koordinatında verilen yoğunluk dağılımını üretebilmek için $2n-\alpha$ bağlanma enerjisinin artması gerektiğini önermişlerdir. Bu çalışmaya göre $2n-\alpha$ bağlanma enerjisi 1.6 MeV' e çıkarıldığında ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin RMS değeri ile $B(E1)$ ve $B(E2)$ dağılımlarının, üç-cisim modelinden elde edilen sonuçlara benzer olduğu bulunmuştur. Bununla birlikte ${}^6\text{He}$ temel durumu için 1.6 MeV' lik bağlanma enerjisi kullanılarak yapılan CDCC hesaplamaları ile elastik saçılma deneysel verileri başarıyla açıklanmıştır. Bu çalışmanın sonuçları Şekil 4.6 ve 4.7' de verilmektedir.



Şekil 4.7. ${}^6\text{He}$ çekirdeği için $B(E1)$ ve $B(E2)$ geçiş ihtimaliyetlerinin gösterilmesi.

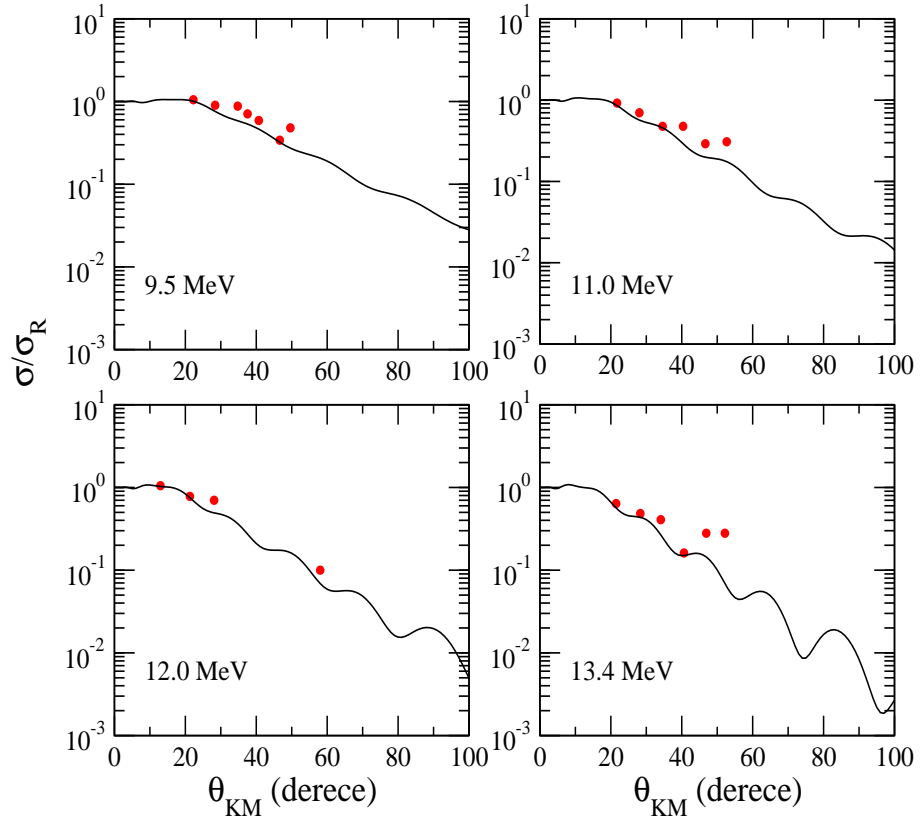
4.4. Bulgular

Bu tez çalışmasında literatürde bugüne kadar deneysel olarak ölçülen elastik saçılma verileri CDCC modeli kullanılarak analiz edilmiştir. Çalışmada ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ reaksiyonu $E_{Lab}=8.79, 9.18$ ve 18.0 MeV enerjilerinde analiz edilmiş, Şekil 4.8’ de görüldüğü gibi deneyle teori arasında mükemmel bir uyum elde edilmiştir.



Şekil 4.8. ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.

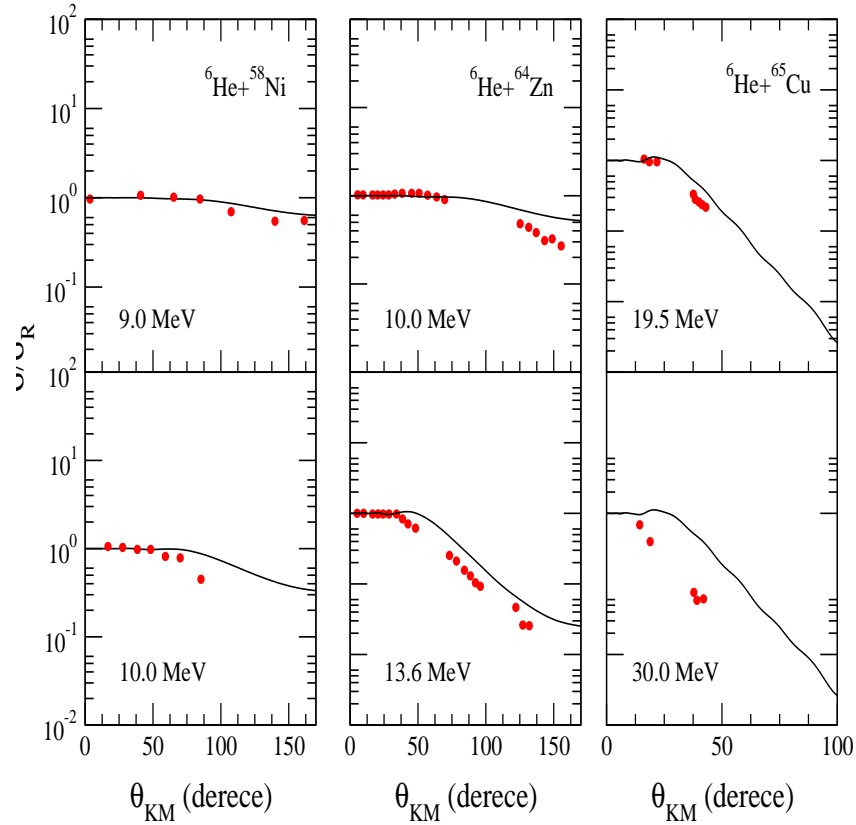
${}^6\text{He}$ çekirdeğinin orta-ağırlıktaki çekirdeklerle yaptığı etkileşmelerden ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$, ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$, ${}^6\text{He}+{}^{64}\text{Zn}$, ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ sistemleri $E_{Lab}=9-30$ MeV enerji aralığında incelenmiştir. Bu sistemler için genel olarak deneyle uyumlu sonuçlar elde edilmesine karşın, ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ sistemi için $E_{Lab}=30$ MeV’ de açısal dağılımını açıklamakta kullanılan modelin yetersiz olduğu görülmüştür. Bu çalışmada hesaplamalara sadece Coulomb parçalanma çiftlenimi dahil edilmiş, nükleer parçalanma ve transfer



Şekil 4.9. ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.

çiftlenimleri ihmal edilmiştir. 30 MeV' lik gelme enerjisinin bu sistemin Coulomb bariyerinin çok çok üstünde olduğu düşünülürse, bu enerjide Coulomb alanından çok nükleer alanın etkin olması gerekmektedir. Dolayısı ile sadece Coulomb çiftlenimi ile sonucun açıklanamamsı beklenen bir durumdur. Ancak nükleer parçalanma çiftlenimi hesapları bu çalışmanın dışında olduğundan, bu enerjideki deneysel veri için detaylı analizler yapılmamıştır. Bununla birlikte CDCC hesaplamalarına nükleer parçalanma çiftlenimi ve nötron transferi etkisini dikkate alan transfer çiftlenimi eklendiğinde deneysel verinin başarıyla açıklanacağı tahmin edilmektedir. Sonuçlar Şekil 4.9 ve 4.10' da gösterilmektedir.

${}^6\text{He}$ çekirdeğinin ağır çekirdeklerle yaptığı etkileşmelerden ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ ve ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ sistemleri $E_{Lab}=14-27$ MeV enerji aralığında analiz edilmiştir. Şekil 4.11, 4.12 ve 4.13' de görüldüğü gibi bu sistemler için Coulomb bariyerine eşit yada hemen üstündeki enerjilerde CDCC sonuçları deney ile çok iyi uyum gösterirken, Coulomb

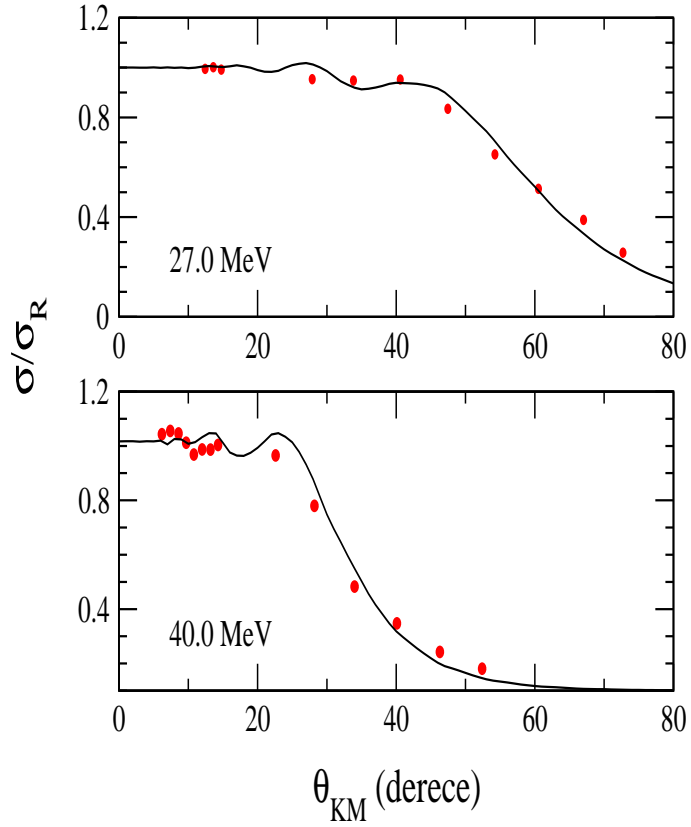


Şekil 4.10. ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$, ${}^6\text{He}+{}^{64}\text{Zn}$, ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımlarının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.

bariyerinin çok altındaki enerjilerdeki elastik saçılma tesir kesitinin değerinde büyüklük problemi ortaya çıkmaktadır. Şu ana kadar yapılan çalışmalar ${}^{208}\text{Pb}$ ve ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ sistemleri için düşük enerji bölgelerinde deneysel veriyi açıklayabilmek için Coulomb parçalanma çiftleniminin yanı sıra diğer etkilerin de dikkate alınması gerektiğini göstermiştir. Bu konuda yapılan çalışmalar devam etmektedir.

4.4.1. Coulomb Çiftleniminin Etkisi

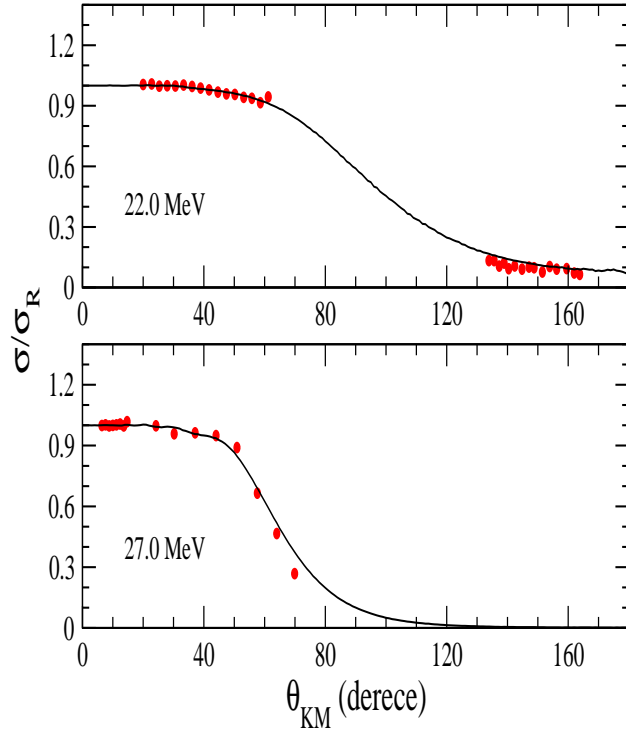
Bu çalışmada ${}^6\text{He}$ elastik saçılma verilerinin CDCC modeli ile incelenmesinin yanı sıra, reaksiyon gözlenebilirlerin açıklanmasında Coulomb parçalanma çiftleniminin önemi de araştırılmıştır. Önceki bölümlerde ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin Coulomb bariyeri civarındaki bir enerjide ${}^{208}\text{Pb}$ gibi ağır bir hedeften elastik saçılmasında tesir kesitinin Fresnel tipi kırınımdan farklı bir yapı sergilediği tartışılmış, bu farklı yapıdan



Şekil 4.11. ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.

güçlü Coulomb parçalanma çiftleniminin sorumlu olduğu gösterilmiştir. Ancak bu çiftlenimin baskın olmaya başladığı belirli bir Z_H bölgesi vardır. Coulomb çiftleniminin hedef çekirdeğin hangi Z_H değerinde etkin olmaya başladığını bulmak için ${}^{12}\text{C}$ ' dan ${}^{209}\text{Bi}$ ' a kadar bir çok farklı hedef kullanılarak Coulomb bariyeri civarındaki enerjilerde CDCC analizleri yapılmıştır.

Kritik Z_H değerini tespit edebilmek için teorik hesaplamalar iki aşamalı olarak yapılmıştır: İlk olarak hesaplamalara sadece ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin taban durumu dahil edilerek tek kanallı CDCC sonuçları elde edilmiştir. İkinci aşamada ise taban durumunun yanısıra enerji kesiklendirme metoduyla elde edilen süreklilik durumları da hesaplamalara dahil edilerek çok kanallı CDCC sonuçları elde edilmiştir. Bu hesaplamalarda nükleer parçalanma çiftlenimi ihmal edilerek, elastik saçılma gözlenebilirlerinin açıklanmasında süreklilik kanallarına olan Coulomb çiftleniminin etkisi araştırılmıştır. Analizler sonucunda elde edilen elastik saçılma tesir kesitleri



Şekil 4.12. ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.

Rutherford tesir kesitine oranlanarak lineer skalada gösterilmiştir.

CDCC hesaplamalarına ${}^6\text{He}$ ' un reaksiyona girdiği en hafif element olan ${}^{12}\text{C}$ çekirdeğinden başlanmıştır. Şekil 4.14' de ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ sistemi için Coulomb çiftleniminin dahil edildiği CDCC sonuçları ile çiftlenimin dahil edilmediği tek kanallı CDCC sonuçları gösterilmektedir. Şekil 4.14' den görüldüğü üzere bu sistemin analizinde Coulomb çiftleniminin hesaplamalara dahil edilmesi elastik saçılma tesir kesiti açısai dağılımında görülen Coulomb pikinin yok olmasını sağlayamamıştır. $Z_H=6$ olan ${}^{12}\text{C}$ çekirdeği yeterince güçlü Coulomb alanı yaratamadığı için, ${}^6\text{He}$ ' un bu alanda parçalanmaya maruz kalması beklenen bir durum değildir. Dolayısı ile hafif elementlerin oluşturduğu sistemlerde Coulomb parçalanma çiftlenimi kesinlikle etkin değildir.

Hedef çekirdeğin atom numarası (Z_H) arttığı zaman, teorik olarak elde edilen tesir kesitinde görülen Coulomb pikinin küçülmeye başladığı görülür. ${}^{12}\text{C}$ ' dan sonra hesaplamalara ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$ ve ${}^{65}\text{Cu}$ etkileşimleriyle devam edilmiştir ve Coulomb

bariyeri civarındaki enerjilerde $Z_H=28$ olan ^{58}Ni ' den itibaren Coulomb pikinde bir küçülme gözlemlenmiştir. Şekil 4.14' de görüldüğü gibi, ^{58}Ni hedefi için Coulomb çiftleniminin hesaplamalara dahil edilmesi çok küçük bir etki yaratmıştır. Şekil 4.14, $Z_H=30$ bölgesinde Coulomb çiftleniminin çok güçlü bir etkisi olmadığını göstermektedir.

Deneysel çalışmalar ^{208}Pb ve ^{209}Bi gibi ağır hedefler kullanıldığı zaman ^6He elastik saçılma tesir kesitinin herhangi bir osilasyona sahip olmadan yapısız bir davranış sergilediğini göstermektedir. Deneysel veriler Coulomb parçalanma çiftlenimini içeren CDCC modeli ile incelendiğinde, bu modelin tesir kesitindeki yapısız davranışı başarıyla açıklayabildiği görülmektedir. Bu durum $Z_H \approx 80$ olan çekirdek reaksiyonlarında ^6He parçacığının parçalanma ihtimalinin çok büyük olduğunu ve dolayısı ile Coulomb parçalanma çiftleniminin gözlenebilirlerin açıklanmasında çok büyük etkiye sahip olduğunu gösterir.

Ancak Coulomb parçalanma çiftleniminin $Z_H=30-80$ aralığında nasıl bir etkiye sahip olduğu bilinmemektedir. $Z_H=30-80$ olan hedef çekirdekleri içeren sistemler için deneysel çalışma olmadığından, hesaplamalar ^{120}Sn ($Z_H = 50$), ^{144}Sm ($Z_H = 62$), ^{181}Ta ($Z_H = 73$) hedef çekirdeklerine genişletilmiştir. Bu sistemler için yapılan CDCC analizleri sonucunda, Coulomb parçalanma çiftleniminin $Z_H > 60$ bölgesinde etkin olmaya başladığı tespit edilmiştir. Şekil 4.14 ve Şekil 4.15' de görüldüğü gibi ^{144}Sm ($Z_H = 62$) hedefi ile birlikte güçlü Coulomb çiftleniminin etkisi açıkça görünmeye başlar ve ^{181}Ta hedefi ile birlikte bu etki tamamen belirginleşir. Sonuç olarak $Z_H < 50$ çekirdekler için ^{208}Pb and ^{197}Au hedeflerindeki gibi güçlü Coulomb çiftlenim etkisini gösterecek bir işaret söz konusu olmadığı gibi, $Z_H \approx 60$ civarındaki hedefler için yapıya-öзgü Coulomb parçalanma çiftlenim etkisi baskın olmaya başlar.

Bu çalışmada güçlü Coulomb çiftleniminin Z_H değerinin yanısıra mermi parçacığın gelme enerjisine nasıl bağlı olduğu da araştırılmıştır. Test çalışmaları için $^6\text{He}+^{144}\text{Sm}$ sistemi örnek olarak alınmış, bu sistemin açısız dağılımları farklı gelme enerjilerine göre hesaplanmıştır. Şekil 4.16, ^6He ' un gelme enerjisinin $E_{Lab}=21, 23, 25$ MeV olduğu durumlardaki sistemin açısız dağılımlarını göstermektedir. Şekilden

görülebileceği üzere, gelme enerjisi arttığı zaman çiftlenme etkileri zayıflamakta ve Coulomb piki kendi kendine yok olmaktadır. ${}^6\text{He}+{}^{144}\text{Sm}$ sisteminin hesaplanan Coulomb bariyer yüksekliğinin $V_B=20$ MeV olduğu göz önüne alınırsa, ${}^6\text{He}$ çekirdeği için Coulomb parçalanma çiftlenimi sadece Coulomb bariyerinin hemen üstündeki enerjilerde baskın olmaktadır.

Bu sonuçlar göstermektedir ki, ${}^6\text{He}$ çekirdeği bariyer civarındaki enerjilerde $Z_H > 60$ olan bir hedeften saçıldığı zaman, Coulomb parçalanma çiftlenimi elastik saçılma gözlenebilirliğini etkilemektedir. Bu sonuçlar ${}^6\text{He}$ ' a özgü olup, diğer egzotik çekirdek reaksiyonlarında Coulomb parçalanma çiftleniminin etkisi nükleer yapı özelliklerine bağlı olarak değişecektir. Bu nedenle farklı egzotik çekirdek reaksiyonlarında bu etkinin araştırılması için yeni deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar yeni deneylerin planlanmasına katkı sağlayacaktır.

4.4.2. ${}^6\text{Li}$ ve ${}^6\text{He}$ Reaksiyonlarının Karşılaştırılması

Egzotik çekirdeklerin iç yapısının anlaşılması için yapılan çalışmalarda kullanılan yöntemlerden biri de kendilerine yapı bakımından en yakın kararlı çekirdekler ile karşılaştırılmalarıdır. ${}^6\text{He}$ çekirdeği genel olarak kütle numarası kendisiyle aynı olan ve reaksiyon gözlenebilirlerinde benzerlik görünen ${}^6\text{Li}$ çekirdeği ile karşılaştırılır [95–97]. ${}^6\text{Li}$ çekirdeği de bariyer civarındaki enerjilerde ağır hedeflerden elastik saçıldığında tesir kesitinin davranışı ${}^6\text{He}$ ' a benzer olarak karakteristik Fresnel tipi kırınımından sapma gösterir. Ancak bu sapma, ${}^6\text{He}$ tesir kesitinde görülen davranış kadar keskin olmamakla birlikte, deneysel olarak gözlemlenmesi çok hassas ölçümler gerektirdiği için oldukça zor bir durumdur.

${}^6\text{He}$ ağır bir hedefle etkileştiği zaman dipol ($E1$) + kuadropol ($E2$) Coulomb parçalanmasının her ikisi birden gözlemlenebilir. Ancak ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin dipol ($E1$) Coulomb parçalanmasına uğraması daha büyük ihtimaliyete sahiptir ve ${}^6\text{He}$ ' un tesir kesitinde gözlemlenen klasik kırınım saçaklarından farklı bir davranış göstermesine dipol parçalanma çiftlenimi neden olmaktadır. ${}^6\text{Li}$ çekirdeğinin ise ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ süreci için dipol Coulomb parçalanmasına uğraması mümkün değildir ve ${}^6\text{Li}$ elastik saçılmasında gözlemlenen benzer etkilerden sadece yapay kuadropol Coulomb parçalanması ($E2$) sorumludur. Bu nedenle ${}^6\text{Li}$ tesir kesitinde gözlemlenen klasik davranıştan sapma ${}^6\text{He}$ ' a göre daha hafiftir.

${}^6\text{He}$ çekirdeğinin orta ağırlıktaki kütleyle sahip ${}^{64}\text{Zn}$ hedefinden elastik saçılmasında dipol Coulomb parçalanma çiftleniminin etkisi olmadığı önceki bölümlerde gösterilmiştir. ${}^6\text{Li}$ çekirdeğinin ise benzer kütleli hedeflerle yaptığı etkileşimlerde ${}^6\text{He}$ ile aynı sonuçlar verdiği gözlemlenmiştir [94, 98]. Bu durum düşük Z_H değerli hedefler için Coulomb parçalanma çiftleniminin önemini kaybetmesinden kaynaklanır. Ancak hedef çekirdeğin Z_H arttığı zaman ${}^6\text{Li}$ ile ${}^6\text{He}$ reaksiyonlarında Coulomb çiftleniminin etkisi de farklılık göstermeye başlar. Bu nedenle ${}^6\text{Li}$ elastik saçılmasının farklı hedefler kullanılarak çalışılması, ${}^6\text{He}$ saçılma özelliklerinin anlaşılmasına iyi bir dayanak sağlamaktadır.

Bu çalışmada ${}^6\text{He}$ çekirdeği ile yapılan çalışmalara paralel olarak, ${}^6\text{Li}$ çekirdeğinin ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{181}\text{Ta}$ ve ${}^{208}\text{Pb}$ hedefleri ile yaptığı etkileşmeler de CDCC modeli kullanılarak incelenmiş ve ${}^6\text{He}$ sonuçları ile karşılaştırılmıştır. ${}^6\text{He}$ ve ${}^6\text{Li}$ sistemlerinin karşılaştırılmasında iki çekirdeğin yük farkından doğan gereksiz etkileri ortadan kaldırabilmek için CDCC hesaplamalarında her iki çekirdek için de Coulomb bariyerine göre eşit kütle merkezi enerjileri $E_{\text{c.m.}} - V_{\text{B}}$ kullanılmıştır. Burada Coulomb bariyerinin yüksekliği aşağıdaki bağıntıya göre hesaplanmıştır [99]:

$$V_{\text{B}} = \frac{Z_{\text{M}}Z_{\text{H}}e^2}{R_{\text{M}} + R_{\text{H}}} \quad (4.2)$$

burada $R = 1.16 A^{1/3} + 1.2$ ' dir.

Karşılaştırma yapmak için gerçekleştirilen hesaplamalarda her bir sistem için iki farklı gelme enerjisi kullanılmıştır ve $E_{\text{c.m.}} - V_{\text{B}}$ değerleri 1.005 ve 5.534 MeV olacak şekilde her bir sistem için sabit tutulmuştur. Bu değerlerin elde edilmesi için ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ sistemi referans olarak alınmış ${}^6\text{He}$ ' un gelme enerjisi laboratuvar sisteminde 11.0 ve 16.0 MeV olarak seçilmiştir.

CDCC modeli analizlerinde ${}^6\text{He}$ hesaplamalarında olduğu gibi yakınsamayı sağlaması için k nın maksimum değeri seçilmiştir ve etkileşim potansiyelinin elde edilmesinde $\alpha + \text{hedef}$ and $d + \text{hedef}$ optik potansiyellerinin parameterleri ${}^6\text{He}$ ' da olduğu gibi Ref. [84] and [85]' dan alınmıştır.

Hesaplamalardan elde edilen tesir kesiti açısız dağılım sonuçları Şekil 4.17 ve 4.18' de Rutherford tesir kesitine oranlanarak lineer skalada gösterilmektedir. Geometrik farklılıkları ortadan kaldırabilmek için açısız dağılımlar $\theta_{\text{c.m.}} - \theta_{\text{g}}$ fonksiyonu olarak çizilmiştir, burada θ_{g} is the “quarter-point recipe” olarak tanımlanan grazing açısıdır. Bu açıda tesir kesiti başlangıç değerinin 1/4 oranına düşer.

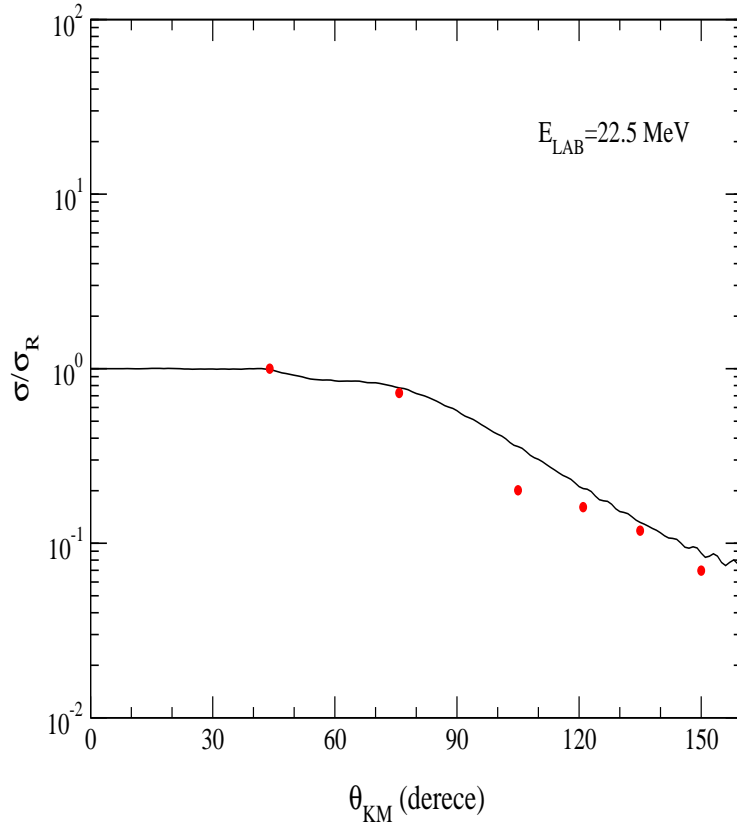
Şekil 4.17' den görüleceği üzere ${}^{58}\text{Ni}$ ($Z_{\text{H}} = 28$) hedefi için hesaplanan ${}^6\text{Li}$ ve ${}^6\text{He}$ açısız dağılımları hemen hemen özdeştir. $Z_{\text{H}} \sim 82$ civarındaki bir hedeften elastik saçılma ölçümleri mermi parçacığın nükleer yapısına hassas değildir. Yani Z_{H} atom sayısı küçük olan hedeflerden saçılan egzotik bir çekirdek ile egzotik olmayan bir çekirdek hemen hemen aynı sonucu vermektedir. ${}^6\text{He}$ ve ${}^6\text{Li}$ açısız dağılımları, ${}^{120}\text{Sn}$

hedefi için $E_{c.m.} - V_B = 1.005$ MeV değerinde çok çok küçük farklılıklar gösterirken, $E_{c.m.} - V_B = 5.534$ MeV değeri için yine özdeş davranışlar sergilemektedir.

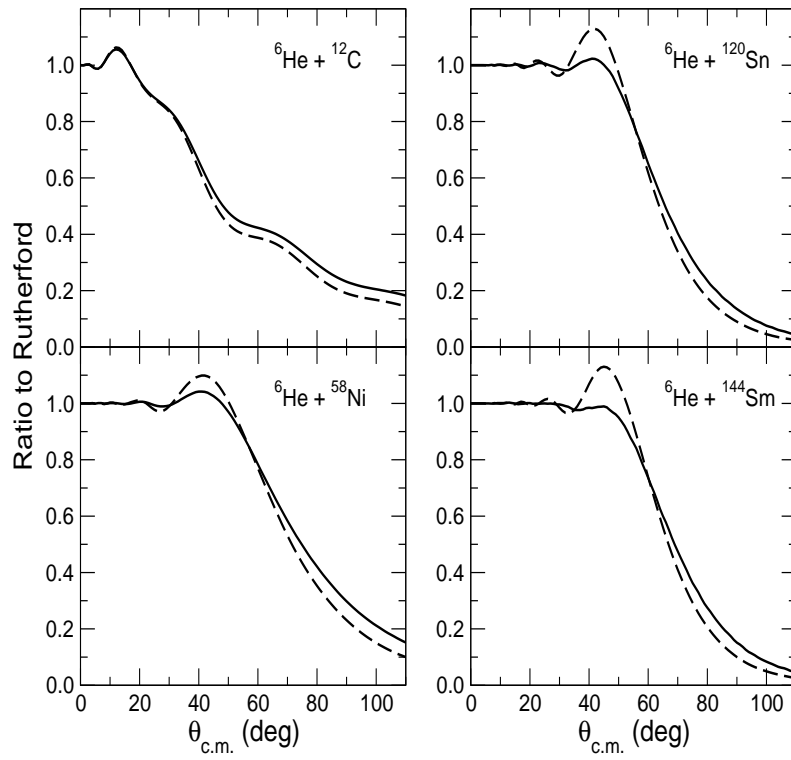
Yapıya-özgü çiftlenim etkisinin büyüklüğü ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin elastik saçılması için, hedef çekirdeğin atom numarasının Z_H artması ile artar. ${}^{144}\text{Sm}$ hedefi ($Z_H = 62$) için $E_{c.m.} - V_B = 1.005$ MeV değerinde ${}^6\text{He}$ açısız dağılımındaki Coulomb piki tamamen yok olurken, ${}^6\text{Li}$ açısız dağılımı ile arada küçük bir fark belirir. Ancak Şekil 4.17' de görüldüğü gibi $E_{c.m.} - V_B = 5.534$ değeri için açısız dağılımlar yine özdeştir. Bu durum, önceki bölümde tartışıldığı gibi gelme enerjisinin Coulomb bariyerinin çok üstünde olması durumunda Coulomb parçalanma çiftlenimini etkisini kaybettiğini göstermektedir.

Şekil 4.18' de görüldüğü gibi, ${}^{181}\text{Ta}$ ($Z_H = 73$) ve ${}^{208}\text{Pb}$ ($Z_H = 82$) hedefleri için ${}^6\text{He}$ ve ${}^6\text{Li}$ açısız dağılımları $E_{c.m.} - V_B$ ' in her iki değerinde de açık farklılıklar göstermektedir. Bu sonuçlara göre ${}^6\text{Li}$ and ${}^6\text{He}$ açısız dağılımları arasındaki farklılıklar $Z_H \sim 60$ civarındaki hedef çekirdekler için teorik olarak baş göstermekle birlikte, bu farklılıkların deneysel olarak test edilebilmesi için hedef çekirdeğin atom sayısının $Z_H = 80$ civarında olması gerekmektedir.

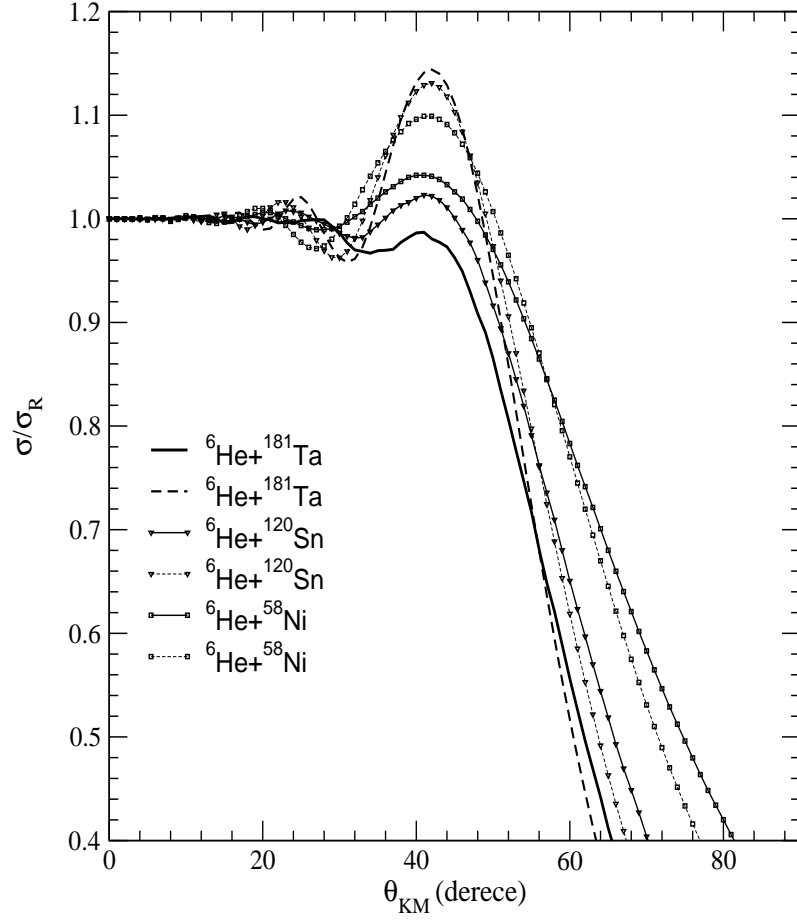
Bu bölümde yapılan hesaplamaların güvenilirliğini test etmek için literatürde mevcut olan ${}^6\text{Li}$ and ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ sistemlerinin 33.0 MeV [97] and 22.0 [60] MeV' de ölçülen elastik saçılma açısız dağılımları ile sunulan CDCC sonuçları karşılaştırılmıştır. Şekil 4.19' da ${}^6\text{He}$ ve ${}^6\text{Li}$ açısız dağılımları $\theta_{c.m.} - \theta_g$ fonksiyonu olarak çizilmiştir. Deneysel veri ile teorik sonuçlar arasındaki uyum bu çalışmada sunulan hesaplamaların sonuçlarını doğrulamaktadır. CDCC sonuçlarının deneysel veriyi tam olarak fit edememesinin nedeni, etkileşim potansiyeli için global parametrelerin kullanılmasıdır. Deneysel veriyi çok iyi açıklamak bu çalışmanın amaçları dışındadır, ancak seçilen hedeflere göre potansiyel derinliğinin ya da diğer parametrelerin ayarlanması ile mükemmel fitler elde edilebilmektedir.



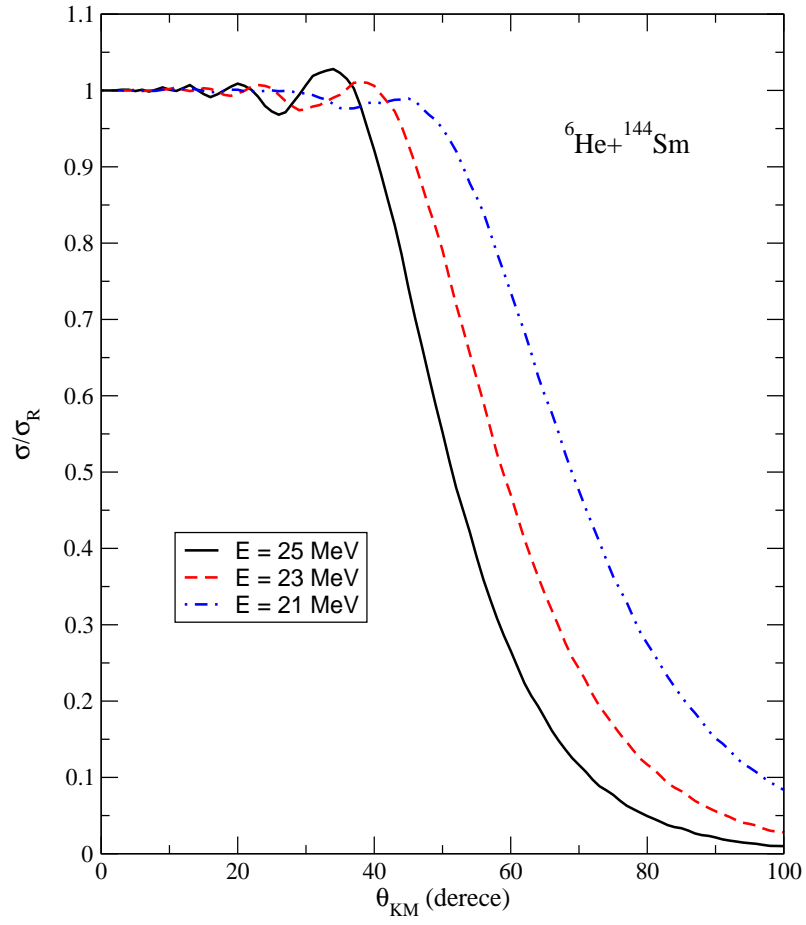
Şekil 4.13. ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımının gösterilmesi. Daireler deneysel veriyi gösterirken katı çizgiler CDCC sonuçlarını göstermektedir.



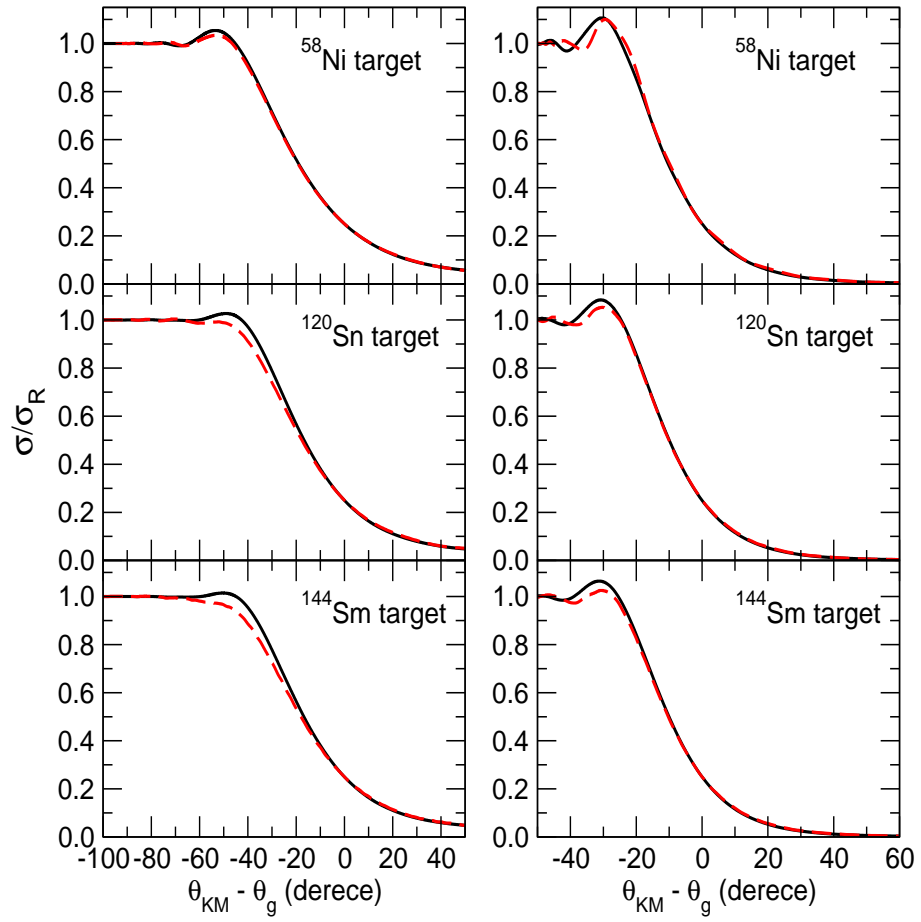
Şekil 4.14. ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{120}\text{Sn}$ ve ${}^{144}\text{Sm}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımlarının gösterilmesi. Kesikli çizgiler çiftlenim etkilerinin dahil edilmediği (no-coupling) tek kanallı CDCC sonuçlarını gösterirken, katı çizgiler çiftlenim etkilerinin (full coupling) dahil edildiği CDCC sonuçlarını göstermektedir.



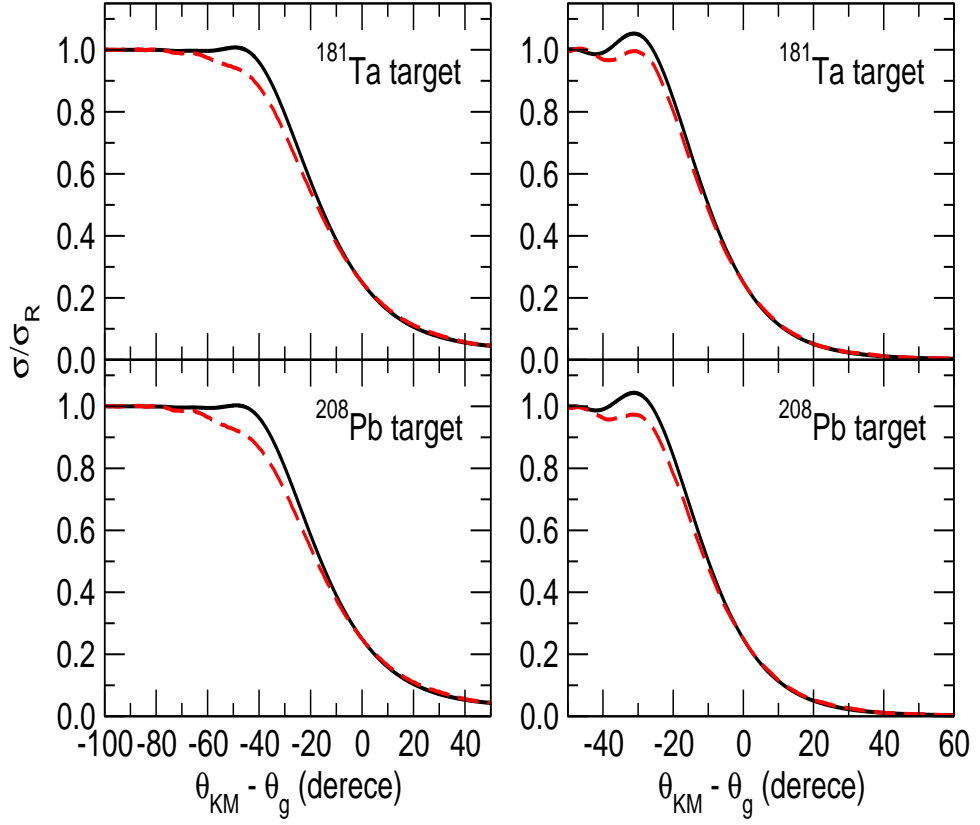
Şekil 4.15. ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$, ${}^{120}\text{Sn}$ ve ${}^{181}\text{Ta}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısıl dağılımlarının gösterilmesi. Kesikli çizgiler çiftlenim etkilerinin dahil edilmediği (no-coupling) tek kanallı CDCC sonuçlarını gösterirken, katı çizgiler çiftlenim etkilerinin (full coupling) dahil edildiği CDCC sonuçlarını göstermektedir.



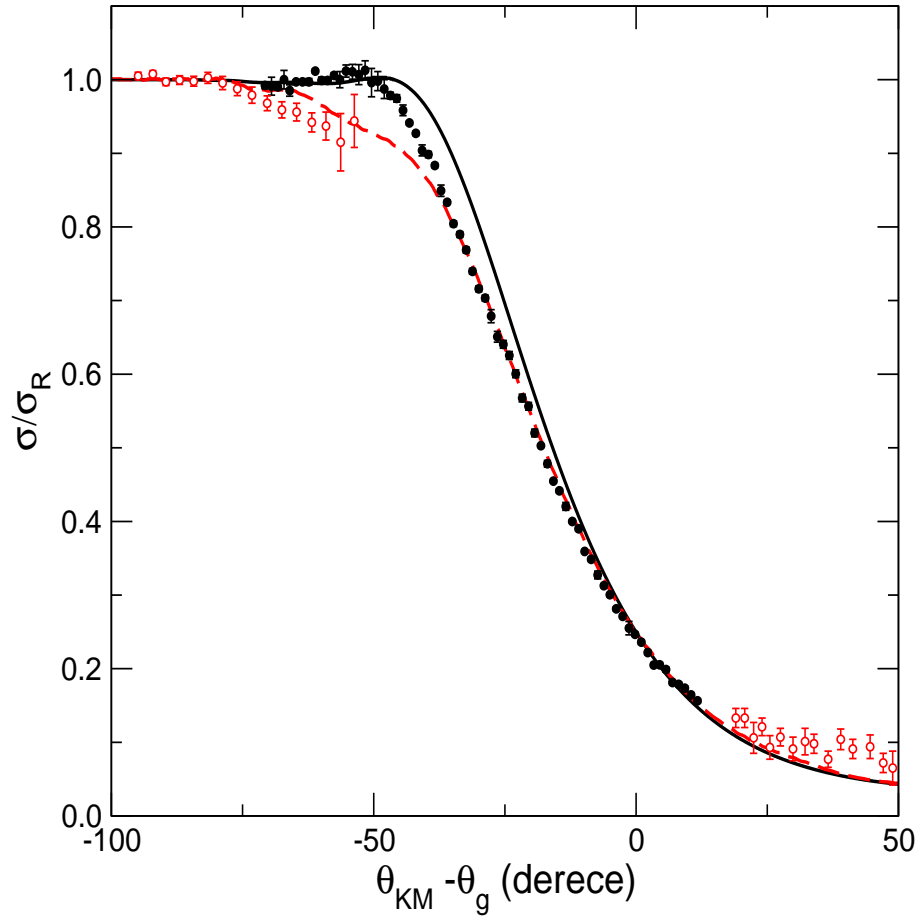
Şekil 4.16. ${}^6\text{He} + {}^{144}\text{Sm}$ sistemi için diferansiyel tesir kesitinin artan enerji ile değişiminin gösterilmesi.



Şekil 4.17. ${}^6\text{He}$ (kesikli çizgi) ve ${}^6\text{Li}$ (katı çizgi) + ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ve ${}^{144}\text{Sm}$ sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımları. Şeklin sol tarafı $E_{c.m.} - V_B = 1.005$ MeV ve sağ tarafı $E_{c.m.} - V_B = 5.534$ MeV için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir.



Şekil 4.18. ^6He (kesikli çizgi) ve ^6Li (katı çizgi) + ^{181}Ta ve ^{208}Pb sistemlerinin elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımları. Şeklin sol tarafı $E_{c.m.} - V_B = 1.005$ MeV ve sağ tarafı $E_{c.m.} - V_B = 5.534$ MeV için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir.



Şekil 4.19. Deneysel olarak ölçülen ${}^6\text{He}$ (boş daireler) ve ${}^6\text{Li}$ (dolu daireler) çekirdeklerinin ${}^{208}\text{Pb}$ hedefinden 22.0 [60] ve 33.0 [97] MeV enerjide elastik saçılma açısal dağılımları. Kesikli çizgiler ${}^6\text{He}$ ve katı çizgiler ${}^6\text{Li}$ için CDCC sonuçlarını göstermektedir.

5. BÖLÜM

TARTIŞMA VE SONUÇ

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 iç yapısından kaynaklanan ilginç özelliklerini bir deneyde tespit etmek her zaman mümkün olmamaktadır. Bu nedenle yapılacak olan 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 ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin elastik saçılma gözlemlerinde Coulomb ve nükleer etkilerin girişiminin sonucu olarak klasik kırınım saçaklarından farklı bir yapı gözlemlenir. Ancak bu farklı yapının deneysel olarak gözlemlenebilmesi her zaman mümkün olmayıp, nükleer ve Coulomb etkiler gelme enerjisine ve hedef çekirdeğin yüküne bağlı olarak ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle tüm bu etkilerin tam olarak görüldüğü ve elastik saçılmanın nükleer yapının detaylarına hassas olduğu bölgenin teorik olarak araştırılması, ${}^6\text{He}$ ' un yanı sıra diğer egzotik çekirdeklerin de davranışlarının anlaşılmasına katkı sağlayacaktır. Bu amaçla bu tez çalışmasında ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin 11 farklı sistemle etkileşmesi detaylı olarak incelenerek, elastik saçılmanın hangi bölgede nükleer yapıya hassas olduğu tespit edilmiştir.

CDCC modelinde ${}^6\text{He}$ çekirdeğinin $\alpha + {}^2n$ yapısına sahip olduğu düşünülmüş, hesaplamalarda ${}^6\text{He}$ temel durumu için üç-cisim dalga fonksiyonu ile fiziksel olarak uyumlu sonuçlar veren geliştirilmiş iki-nötron modeli kullanılmıştır. ${}^6\text{He}$ ' un temel

durumunun bağlanma enerjisi bu modele göre 1.6 MeV olarak alınmıştır. CDCC modeli kullanılarak ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{65}\text{Cu}$, ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$ elastik saçılma reaksiyonları için literatürde sunulan deneysel veriler teorik olarak analiz edilmiş ve CDCC modelinin reaksiyon gözlenebilirlerinin açıklanmasında yeterli olup olmadığı araştırılmıştır. Yapılan analizlerin sonucunda, Coulomb parçalanma etkilerini dikkate alarak süreklilik kanallarına çiftlenimi hesaba katan CDCC modelinin Coulomb bariyeri ve hemen üstündeki enerjiler için çok başarılı sonuçlar verdiği gözlemlenmiştir. Ancak bariyerin çok altında ve çok üstünde deneysel veri ile teorik sonuç arasında kısmen farklılık olduğu ve bu bölgelerde Coulomb parçalanma çiftleniminin yanı sıra başka etkilerin de dikkate alınması gerektiği belirlenmiştir.

${}^6\text{He}$ etkileşmelerinde Coulomb parçalanma etkisinin tam olarak hangi bölgede ortaya çıkmaya başladığını tespit etmek amacıyla kritik Z_H değerini bulmak için teorik hesaplamalar şu ana kadar deneysel olarak henüz incelenmeyen ${}^6\text{He} + {}^{120}\text{Sn}$, ${}^{144}\text{Sm}$ ve ${}^{181}\text{Ta}$ sistemlerine genişletilmiştir. Coulomb bariyerinin altında ve üstünde gelme enerjisi kullanılarak yapılan CDCC analizlerinde, Coulomb parçalanma etkisinin $Z_H \approx 60$ değerinde baskın olmaya başladığı tespit edilmiştir. Bununla birlikte bu etkinin tam olarak görünebilmesi için gelme enerjisinin Coulomb bariyerinin hemen üstünde olması gerekmektedir.

Bu çalışmada ayrıca ${}^6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{181}\text{Ta}$ and ${}^{208}\text{Pb}$ sistemleri de incelenmiş ve ${}^6\text{He}$ sonuçları ile karşılaştırılmıştır. ${}^6\text{He}$ ve ${}^6\text{Li}$ açılma dağılımlarının deneysel olarak ancak $Z_H \approx 80$ civarında ayırdedilebileceği gözlemlenmiştir. Bu sonuçlara göre $Z_H < 60$ olan bir hedef için ${}^6\text{He}$ ve ${}^6\text{Li}$ açılma dağılımlarının hemen hemen özdeş olduğu, dolayısı ile bu bölgede elastik saçılmanın mermi parçacığın nükleer yapısına hassas olmadığı gözlemlenmiştir. $Z_H > 60$ olan bölgelerde özellikle ${}^{197}\text{Au}$ and ${}^{208}\text{Pb}$ gibi $Z_H \approx 80$ olan hedefler için elastik saçılmanın mermi parçacığın nükleer yapısına oldukça hassas olduğu tespit edilmiştir.

Elde edilen sonuçlar ${}^6\text{He}$ çekirdeğine özgü olup, bu çekirdek için yapılacak yeni deneysel çalışmalara zemin hazırlayabilecek niteliktedir. Bununla birlikte ${}^6\text{He}$ gibi üç cisim yapısına sahip ${}^{11}\text{Li}$ ve ${}^{11}\text{Be}$ gibi zayıf bağlı radyoaktif elementlerin özelliklerinin araştırılmasında da faydalı bilgiler sağlayacaktır. Özellikle yapıya

özgü etkilerin incelenmesinde, gelme enerjisi aralığının ve hedef çekirdeğin yükünün belirlenmesine yardımcı olarak, gelecek radyoaktif iyon deneylerinin planlanmasına katkıda bulunacaktır.

KAYNAKLAR

1. Tanihata, I., et al., Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes, Phys. Lett. B, 160, 380-384, 1985.
2. Tanihata, I., et al., Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region, Phys. Rev. Lett., 55, 2676-2679, 1985.
3. Hansen, P. G. and Jonson, B., Break-up of neutron-halo nuclei by diffraction dissociation and shakeoff, Europhys. Lett. B, 160, 409-414, 1987.
4. Kobayashi, T., et al., Projectile Fragmentation of the Extremely Neutron-Rich Nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon, Phys. Rev. Lett., 60, 2599-2602, 1988.
5. Anne, R., et al., Observation of forward neutrons from the break-up of the ^{11}Li neutron halo, Phys. Lett. B, 250, 19-23, 1990.
6. Glauber, R. J., *Lecture in Theoretical Physics*, ed. Brittin, W.E., (Interscience, N.Y., 1959) Vol.1, p. 315.
7. Zhukov, M. V., et al., Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li , Phys. Rep., 231, 151-199, 1993.
8. Thompson, I. J. and Zhukov, M. V., Structure and reactions of the $^{12,14}\text{Be}$ nuclei, Phys. Rev. C, 53, 708-714, 1996.
9. Descouvemont, P., Halo structure of ^{14}Be in a microscopic $^{12}\text{Be}+n+n$ cluster model, Phys. Rev. C, 52, 704-710, 1995.
10. Varga, K. and Suzuki, Y., Precise solution of few-body problems with the stochastic variational method on a correlated Gaussian basis, Phys. Rev. C, 52, 2885-2905, 1995.
11. Kanada-En'yo, Y., Hisashi Horiuchi and Akira Ono, Structure of Li and Be isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics, Phys. Rev. C, 52, 628-646, 1995.
12. Pieper, S. C., and Wiringa, R. B., Quantum Monte Carlo Calculations of Light Nuclei, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 51, 53-90, 2001.
13. Kamimura, M., et al., Projectile Breakup Processes in Nuclear Reactions, Prog. Ther. Phys. Supp., 89, 1-10, 1986.
14. Austern, N., et al., Continuum-discretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions, Phys. Rep., 154, 125-204, 1987

15. Yahiro, M. N., Nakano, Iseri, Y. and Kamimura, M., Coupled Discretized Continuum Channels Method for Deuteron Breakup Reactions Based on Three-Body Model, Prog. Ther. Phys., 67, 1467-1482, 1982.
16. Yahiro, M., Iseri, Y., Kamimura, M. and Nakano, N., A coupled-channel approach to deuteron projectile breakup, Phys. Lett. B, 141, 19-22, 1984.
17. Sakuragi, Y. and Kamimura, M., $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ Breakup effect on the scattering of $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ and $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$, Phys. Lett. B, 149, 307-310, 1984.
18. Sakuragi, Y., Energy and target dependence of projectile breakup effect in elastic scattering of ^6Li , Phys. Rev. C, 35, 2161-2174, 1987.
19. Sakuragi, Y., Kamimura, M. and Katori, K., Effects of $^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ and $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ breakup processes in $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ scattering, Phys. Lett. B, 205, 204-208, 1988.
20. Sakuragi, Y., Yahiro, M. and Kamimura, M., Effects of projectile breakup and target excitation in scattering of polarized ^7Li , Nucl. Phys. A, 480, 361-396, 1988.
21. Iseri, Y., Kameyama, H., Kamimura, M., Yahiro, M. and Tanifuji, M., Virtual breakup effects in elastic scattering of polarized deuterons, Nucl. Phys. A, 490, 383-417, 1988.
22. Hirabayashi, Y. and Sakuragi, Y., Evidence for strong nuclear-breakup contribution to $^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ breakup by ^{208}Pb at forward angles, Phys. Rev. Lett., 69, 1892-1895, 1992.
23. Tostevin, J. A., Bazin, D., Brown, B. A., Glasmecher, T., Hansen, P. G., Maddelena, V., Navin, A. and Sherrill, B.M., Single-neutron removal reactions from ^{15}C and ^{11}Be : Deviations from the eikonal approximation, Phys. Rev. C, 66, 024607-024619, 2002.
24. Piyadasa, R. A. D., Kawai, M. and Kamimura, M., Convergence of the solution of the continuum discretized coupled channels method, Phys. Rev. C, 60, 044611-44620, 1999.
25. Kobayashi, T., Projectile fragmentation of exotic nuclear beams, Nucl. Phys. A, 538, 343-352, 1992.
26. Lehman, D. R. and Parke, W. C., Determination of S_{17} from the $^7\text{Be}(d,n)^8\text{B}$ reaction Phys. Rev. C, 67, 011602-011606, 2003.

27. Kukulín, V. I., Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model : (II). The spectrum of low-lying states of nuclei with $A = 6$, Nucl. Phys., 453, 365-388, 1986.
28. Danilin, B. V., et al., Dynamical multicluster model for electroweak and charge-exchange reactions, Phys. Rev. C, 43, 2835-2843, 1991.
29. Zhukov, M. V., et al., Specific structure of the ${}^6\text{He}$ nucleus and fragmentation experiments, Nucl. Phys. A, 533, 428-440, 1991.
30. Zhukov, M. V., Danilin, B. V., Federov, D. V., Bang, J. M., Thompson, I. J. and Vaagen, J. S., Bound state properties of Borromean halo nuclei: ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$, Phys. Rep., 231, 151-199, 1993.
31. Suzuki, Y., The ground-state structure and the soft dipole mode of the ${}^6\text{He}$ nucleus, Nucl. Phys. A, 528, 395-408, 1991.
32. Suzuki, Y., et al., Fragmentation cross sections of He isotopes and neutron correlations, Nucl. Phys. A, 567, 957-970, 1994.
33. Funada, S., et al., Halo structure and soft dipole mode of the ${}^6\text{He}$ nucleus in the $\alpha + n + n$ cluster model Nucl. Phys. A, 575, 93-117, 1994.
34. Navratil, P., Ormand, W.E., Caurier, E. and Bertulani, C., Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-PROC-211912, (2005).
35. Al-Khalili, J. S., Tostevin, J. A., Matter, R., Radii of Light Halo Nuclei, Phys. Rev. Lett., 76, 3903-3906, 1996.
36. Al-Khalili, J. S., Tostevin, J. A. and Thompson, I.J., Radii of halo nuclei from cross section measurements, Phys. Rev. C., 54, 1843-1852, 1996 .
37. Karataglidis, S., Dortmans, P. J., Amos, K. and Bennhold, C., Alternative evaluations of halos in nuclei, Phys. Rev. C, 61, 024319-24325, 2000.
38. Milin, M., *et al.*, The ${}^6\text{He}$ scattering and reactions on ${}^{12}\text{C}$ and cluster states of ${}^{14}\text{C}$, Nucl. Phys. A, 730, 285-298 2004.
39. Rabae, R., *et al.*, 2n-transfer contribution in the ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^4\text{He}$ cross section at Ec.m.=11.6 MeV, Phys. Rev. C, 67, 044602-044608, 2003.
40. Fortune, H. T. and Stephans, G. S., ${}^{12}\text{C}(t,p)$ and the ground state of ${}^{14}\text{C}$, Phys. Rev. C, 25, 1-4, 1982.
41. Orber, D. R. and Johnson, O. E., Study of Some $\text{C}^{12}(\text{He}^3, \alpha)\text{C}^{12}$ Reactions at 13.9 MeV, Phys. Rev., 170, 924-931, 1968.

42. Trcka, D. E., *et al.*, Angular momentum dependent absorption in ${}^6\text{Li}$ scattering, Phys. Rev. C, 41, 2134-2146, 1990.
43. Borowska, L., Terenetsky, K., Verbitsky, V. and Fritzsche, S., Dynamic polarization of light halo nuclei in strong fields: ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ elastic scattering below and close to the Coulomb barrier, Phys. Rev. C, 76, 034606-034612, 2007.
44. Korshennikov, A. A., *et al.*, Elastic and inelastic scattering of exotic nuclei, Nucl. Phys. A, 616, 189-200, 1997.
45. Chulkov, L. V., *et al.*, Large Spin Alignment of the Unbound ${}^5\text{He}$ Fragment after Fragmentation of 240 MeV/nucleon ${}^6\text{He}$, Phys. Rev. Lett., 79, 201-204, 1997.
46. Ostrowski, A. N., Reaction studies with post-accelerated radioactive nuclear beams, Nucl. Phys. A, 701, 19-22, 2002.
47. Smith, R., *et al.*, Scattering of ${}^6\text{He}$ from ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{nat}\text{Ti}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{nat}\text{C}$, and ${}^9\text{Be}$ at $E = 8, 9$ MeV, Phys. Rev. C, 43, 761-765, 1991.
48. Aleksandrov, D., *et al.*, Invariant mass spectrum and $\alpha - n$ correlation function studied in the fragmentation of ${}^6\text{He}$ on a carbon target Nucl. Phys. A, 633, 234-246, 1998.
49. Lapoux, V., *et al.*, Coupling effects in the elastic scattering of ${}^6\text{He}$ on ${}^{12}\text{C}$, Phys. Rev C, 66, 034608-034624, 2002.
50. Boztosun, I., *et al.*, Microscopic double folding potential description of the ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ reaction, Phys. Rev. C, 77, 064608-064613, 2008.
51. Benjamim, E. A., *et al.*, Elastic scattering and total reaction cross section for the ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ system, Phys. Lett. B, 647, 30-35, 2007.
52. Marti, G. V., *et al.*, Fusion, reaction, and breakup cross sections of ${}^9\text{Be}$ on a light mass target, Phys. Rev. C, 71, 027602-027607, 2005.
53. Gomes, P. R. S, *et al.*, Threshold anomaly with weakly bound projectiles: Elastic scattering of ${}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$, Phys. Rev. C, 70, 054605-054610, 2004.
54. Figueira, J. M., *et al.*, Absence of the threshold anomaly in the elastic scattering of the weakly bound projectile ${}^7\text{Li}$ on ${}^{27}\text{Al}$, Phys. Rev. C, 73, 054603-054611, 2006.
55. Gasques, L. R., *et al.*, Experimental determination of the surface density for the ${}^6\text{He}$ exotic nucleus Phys. Rev.C, 67, 024602-024607, 1997.

56. Di Pietro, A., *et al.*, Reactions induced by the halo nucleus ${}^6\text{He}$ at energies around the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 69, 044613-044622, 2004.
57. Navin, A. N., *et al.*, Direct and compound reactions induced by unstable helium beams near the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 70, 044601-044611, 2004.
58. Kakuee, O. R., *et al.*, Long range absorption in the scattering of ${}^6\text{He}$ on ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^{197}\text{Au}$ at 27 MeV, *Nucl. Phys. A*, 765, 294-306, 2006.
59. Raabe, R., Study of Low-Energy Reactions with the Halo-Nucleus ${}^6\text{He}$, Kuleuven University, PhD Thesis, 2001.
60. Sánchez Benítez, A. M., *et al.*, Study of the elastic scattering of ${}^6\text{He}$ on ${}^{208}\text{Pb}$ at energies around the Coulomb barrier, *Nucl. Phys. A*, 803, 30-45, 2008.
61. Kakuee, O. R., *et al.*, Elastic scattering of the halo nucleus ${}^6\text{He}$ from ${}^{208}\text{Pb}$ above the Coulomb barrier, *Nucl. Phys. A*, 728, 339-349, 2003.
62. Aguilera, E. F., *et al.*, Transfer and/or Breakup Modes in the ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ Reaction near the Coulomb Barrier, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 5058-5061, 2000.
63. Aguilera, E. F., *et al.*, Elastic scattering and transfer in the ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ system below the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 63, 061603-061607, 2001.
64. Kolata, I. J., *et al.*, Sub-barrier Fusion of ${}^6\text{He}$ with ${}^{209}\text{Bi}$, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 4580-4583, 1998.
65. De Young, P. A., *et al.*, Two-neutron transfer in the ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ reaction near the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 71, 051601-051605, 2005.
66. Trotta, M., *et al.*, Large Enhancement of the Sub-barrier Fusion Probability for a Halo Nucleus, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 2342-2345, 2000
67. Raabe, R., No enhancement of fusion probability by the neutron halo of ${}^6\text{He}$, *Nature* 431, 823, 2004.
68. Kolata, I. J., *et al.*, Breakup of ${}^6\text{He}$ incident on ${}^{209}\text{Bi}$ near the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 75, 031302-031306, 2007.
69. Machintosh, R. S. and Keeley, N., Breakup dynamic polarization potential for ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ at 27 MeV, *Phys. Rev. C*, 70, 024604-024609, 2004.
70. Keeley, N. and Machintosh, R. S., Breakup dynamic polarization potential for ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$: Energy dependence and generic properties, *Phys. Rev. C*, 73, 051602-051605, 2006.

71. Canto, L. F., *et al.*, Fusion and breakup of weakly bound nuclei, *Phys. Rep.*, 424, 1-111, 2006.
72. Canto, L. F., *et al.*, Effect of Coulomb dipole polarizability of halo nuclei on their near-barrier fusion with heavy targets, *Phys. Rev. C*, 52, 2848-2850, 1995.
73. Satchler, G. R., *Introduction to Nuclear Reactions* (Oxford University Press, Oxford 1983).
74. Satchler, G. R., *Direct Nuclear Reactions* (Oxford University Press, Oxford 1983).
75. Frahn, W. E., Effects of averaging on energy dependence of backward-angle heavy-ion cross sections: Calculations of "de-averaged" excitation functions, *Phys. Rev. C*, 25, 2862-2864, 1982.
76. Thorn, C. E., LeVine, M. J., Kolata, J. C., Flaum, J., Bond, P. D. and Sens, J.-C., Effect of Inelastic Excitation on Elastic Scattering of Heavy Ions, *Phys. Rev. Lett.* 38, 384-386, 1977.
77. Love, W. G., Teresawa T. and Satchler, G. R., A dynamic polarization potential for heavy-ion scattering, *Nucl. Phys. A*, 291, 183-205, 1977.
78. Baltz, A. J., Glendenning, N. K., Kaufmann, S. K. and Pruess, K., Long range absorption and other optical-model effects from strong inelastic coupling, *Nucl. Phys. A*, 327, 221-249, 1979.
79. Glendenning, N. K., *Direct Nuclear Reactions* (Academic Press, New York, 1983).
80. Chatterjee, R. and Shyam, R., Coulomb-nuclear interference in the breakup of ^{11}Be , *Phys. Rev. C*, 66, 061601-061606, 2002.
81. Shyam, R., Banerjee, P. and Baur, G., Coulomb dissociation of ^{11}Li and ^{11}Be in a direct fragmentation model, *Nucl. Phys. A*, 540, 341-352, 1992.
82. Thompson, I. J., Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, *Comput. Phys. Rep.*, 7, 167-212, 1988.
83. Buck, B. and Pilt, A. A., Alpha-particle and triton cluster states in ^{19}F , *Nucl. Phys.*, 280, 133-160, 1977.
84. Avrigeanu, V., Hodgson, P. E. and Avrigeanu, M., Global optical potentials for emitted alpha particles, *Phys. Rev. C*, 49, 2136-2141, 1994.

85. Perey, C. M. and Perey, F. G., Deuteron Optical-Model Analysis in the Range of 11 to 27 MeV, *Phys. Rev.*, 132, 755-773, 1963.
86. Rusek, K., Kemper, K. W. and Wolski, R., ${}^6\text{He}$ interaction with protons, *Phys. Rev. C*, 64, 044602-044611, 2001.
87. Matsumoto, T., Egami, T., Ogata, K., Iseri, Y., Kamimura, M. and Yahiro, M., Coulomb breakup effects on the elastic cross section of ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{C}$ scattering near Coulomb barrier energies, *Phys. Rev. C*, 73, 051602-051607, 2006.
88. Matsumoto, T., Hiyama, E., Ogata, K., Iseri, Y., Kamimura, M., Chiba, S. and Yahiro, M., Continuum-discretized coupled-channels method for four-body nuclear breakup in ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ scattering, *Phys. Rev. C*, 70, 061601-061606, 2004.
89. Matsumoto, T., Hiyama, E., Yahiro, M., Ogata, K., Iseri, Y. and Kamimura, M., Four-body CDCC analysis of ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ scattering, *Nucl. Phys. A*, 738, 471-474, 2004.
90. Chatterjee, R., Banerjee, P. and Shyam, R., Four-body DWBA calculations of the Coulomb breakup of ${}^6\text{He}$, *Nucl. Phys. A*, 692, 476-495, 2001.
91. Rodríguez-, M., Arias, J. M., Gómez-Camacho, J., Jhonson, R. C., Moro, A. M., Thompson, I. J. and Tostevin, J. A., Four-body continuum-discretized coupled-channels calculations using a transformed harmonic oscillator basis *Phys. Rev. C*, 77, 064609, 2008.
92. Summers, N. C., Nunes, F. M. and Thompson, I. J., Core transitions in the breakup of exotic nuclei, *Phys. Rev. C*, 73, 031603-031607, 2006.
93. Summers, N. C., Nunes, F. M. and Thompson, I. J., Extended continuum discretized coupled channels method: Core excitation in the breakup of exotic nuclei, *Phys. Rev. C*, 74, 014606-014618, 2006.
94. Moro, A. M., Rusek, K., Arias, J. M., Gómez-Camacho, J. and Rodríguez-, M., Improved di-neutron cluster model for ${}^6\text{He}$ scattering, *Phys. Rev. C*, 75, 064609-064618, 2007.
95. Rusek, K., Keeley, N., Kemper, K. W. and Raabe, R., Dipole polarizability of ${}^6\text{He}$ and its effect on elastic scattering, *Phys. Rev. C*, 67, 041604-041608, 2003.
96. Keeley, N., Cook, J. M., Kemper, K. W., Roeder, B. T., Weintraub, W. D., Marechal, F. and Rusek, K., Effect of E1 excitations to the continuum: ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$ compared, *Phys. Rev. C*, 68, 054601-054608, 2003.

97. Keeley, N., Bennett, S. J., Clarke, N. M., Fulton, B. R., Tungate, G., Drumm, P. V., Lilley, J. S. and Nagarajan, M. A., Effect of E1 excitations to the continuum: ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}+{}^{209}\text{Bi}$ compared, Nucl. Phys. A, 571, 326-336, 1994.
98. Di Pietro, A., Figuera, P., Amorini, F., Angulo, C., Cardella, G., Cherubini, S., Davinson, T., Leanza, D., Lu, J., Mahmud, H., Milin, M., Musumarra, A., Ninane, A., Papa, M., Pellegriti, M. G., Raabe, R., Rizzo, F., Ruiz, C., Shotter, A. C., Soic, N., Tudisco, S. and Weissman, L., Reactions induced by the halo nucleus ${}^6\text{He}$ at energies around the Coulomb barrier, Phys. Rev. C, 69, 044613-044622, 2004.
99. Hodgson, P. E., *Nuclear Heavy-Ion Reactions* (Clarendon Press, Oxford), p. 2, 1978.

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı : Yasemin Küçük
Baba Adı : Hayrettin
Anne Adı : Havva
Doğum Yeri : Erzincan
Doğum Tarihi : 16.03.1976

Orta öğrenimini Çorum Atatürk Lisesi'nde tamamladıktan sonra Gaziantep Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Bölümü' nü kazanmıştır. Lisans eğitimini tamamladıktan sonra 2002 yılında Erciyes Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde yüksek lisans eğitimine başlamıştır. 2005 yılında yüksek lisans programını tamamlayıp aynı bölümde doktora öğrenimine başlamıştır.

İletişim adresi : ylkucuk@gmail.com