



GİRESUN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

EGZOTİK VE KARARLI ÇEKİRDEK REAKSİYONLARININ OPTİK MODEL
KULLANILARAK İNCELENMESİ: $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ VE $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ SİSTEMLERİ

TALHA EJDER

ARALIK 2014

GİRESUN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

EGZOTİK VE KARARLI ÇEKİRDEK REAKSİYONLARININ OPTİK MODEL

KULLANILARAK İNCELENMESİ: $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ VE $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ SİSTEMLERİ

TALHA EJDER

ARALIK 2014

Fen Bilimleri Enstitü Müdürünün onayı.

Doç. Dr. Kültiğın ÇAVUŞOĞLU

...../...../.....

Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak Fizik Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumuzu ve Yüksek Lisans tezi olarak bütün gerekliliklerini yerine getirdiğini onaylarız.

Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Ortak Danışman

Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Doç. Dr. Ayhan KARA

Doç. Dr. M. Serkan SOYLU

Yrd. Doç. Dr. Behzad BARIŞ

Yrd. Doç. Dr. Mustafa R. KAÇAL

ÖZET

EGZOTİK VE KARARLI ÇEKİRDEK REAKSİYONLARININ OPTİK MODEL
KULLANILARAK İNCELENMESİ: $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ VE $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ SİSTEMLERİ

EJDER, Talha

Giresun Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Ortak Danışman: Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

ARALIK 2014, 64 sayfa

Bu çalışmada, kararlı ^{19}F çekirdeği ve zayıf bağlı ^{17}F çekirdeğinin ^{208}Pb üzerindeki elastik saçılması optik model çatısı altında incelendi. Bu sistemler için fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak farklı enerjilerde reaksiyon gözlenebilirleri teorik olarak elde edildi. Önerilen optik potansiyel setlerinin $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ ve $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ reaksiyonlarının deneysel diferansiyel tesir kesitlerini başarıyla açıkladığı gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Nükleer reaksiyonlar, Kararlı çekirdekler, Egzotik çekirdekler, Optik model, Folding model.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF EXOTIC AND STABLE NUCLEI REACTIONS BY USING OPTICAL MODEL: $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ AND $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ SYSTEMS

EJDER, Talha

Giresun University

Graduate School Of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, Master Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL

Co-Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Yasemin KÜÇÜK

DECEMBER 2014, 64 pages

In this study, we have analyzed the elastic scattering of stable nucleus ^{19}F and weakly bound nucleus ^{17}F on ^{208}Pb in the framework the optical model. We have obtained reaction observables theoretically by using phenomenological and microscopic potentials at different energies for these systems. We have observed that the optical potential proposed here could explain successfully the experimental differential cross sections of $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ and $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ reactions.

Key Words: Nuclear reactions, Stable nuclei, Exotic nuclei, Optical model, Folding model.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam sırasında bilgi ve tecrübeleriyle beni yönlendiren ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocalarım Sayın Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK' e ve Sayın Prof. Dr. Birol ERTUĞRAL' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca yüksek lisans eğitimime başlarken beni yönlendiren ve hiçbir zaman desteklerini esirgemeyen saygı değer hocam Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam sırasında yardımlarını esirgemeyen Sayın hocam Öğr. Gör. Tanfer CANER' e ve fikir alışverişinde bulunduğum çalışma arkadaşım Esengül ARSLAN' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tüm eğitim hayatım boyunca maddi ve manevi destekleriyle yanımda olan aileme teşekkür ederim.

Ayrıca TÜBİTAK' a (110T388) tez çalışmama verdiği maddi destekten dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER	IV
TABLolar DİZİNİ	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
SİMGELER DİZİNİ.....	X
1.Giriş.....	1
1.1. Kararlı Çekirdekler.....	3
1.2. Egzotik (Halo) Çekirdekler	4
1.3. Nötron ve Proton Halolar	6
1.4. Nükleer Reaksiyonlar	8
1.4.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	8
1.4.2. Direk Reaksiyonlar	9
1.4.2.1. Elastik Saçılma.....	10
1.4.2.2. İnelastik Saçılma	11
1.4.2.3. Parçalanma Reaksiyonları.....	12
1.4.2.4. Transfer Reaksiyonları	12
1.4.2.5. Yakalama Reaksiyonları	12
1.4.3. Rezonans Reaksiyonları.....	12
1.5. Laboratuar ve Kütle Merkezi Sistemleri	13
1.6. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri	16

1.7. Coulomb Saçılması.....	18
1.8. Elastik Saçılma Tesir Kesiti	23
2. MATERYAL VE METOT	29
2.1. Optik Model	29
2.1.1. Optik Potansiyelin Özellikleri	30
2.1.2. Etkin Potansiyel	31
2.2. Folding Model	34
2.2.1. Single Folding Model	34
2.2.2. Double Folding Model.....	35
2.2.3. Nükleon-Nükleon Etkileşimi	37
2.2.4. Yoğunluk Bağımsız M3Y Etkileşimleri	38
2.2.5. Çekirdek Yoğunluğu Dağılımları	39
3. ARAŞTIRMA BULGULARI	41
3.1. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ Sisteminin Optik Model ile İncelenmesi.....	41
3.1.1. Fenomenolojik Potansiyel Kullanılarak Analiz.....	41
3.1.2. Mikroskobik Potansiyel Kullanılarak Analiz	47
3.2. $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ Sisteminin Optik Model İle İncelenmesi	55
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	58
KAYNAKLAR	60
ÖZGEÇMİŞ	64

TABLULAR DİZİNİ

TABLO

3.1. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin optik model ile fenomenolojik olarak incelenmesi sonucu elde edilen potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ve χ^2/N değerlerinin enerjiye göre değişimi	44
3.2. ^{208}Pb çekirdek yoğunluk parametreleri	48
3.3. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için Double folding ve sanal potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ile χ^2/N değerlerinin enerjiye göre değişimi	50
3.4. $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin optik model ile fenomenolojik olarak incelenmesi sonucu elde edilen potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ve χ^2/N değerlerinin enerjiye göre değişimi	56

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL

1.1. Kararlı ve kararsız çekirdeklerin gösterimi.....	3
1.2. Nötron halo ve proton halo çekirdeklerin gösterimi	5
1.3. ^{208}Pb , ^{11}Li ve ^{48}Ca çekirdeklerin büyüklüklerinin gösterimi.....	6
1.4. Tek nötron halosu ^{11}Be ve çift nötron halosu ^{11}Li çekirdekleri	7
1.5. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin farklı oluşum ve farklı bozunma durumları	9
1.6. Çekirdek yüzeyindeki direk reaksiyonlarının geometrisi	9
1.7. Elastik Saçılma.....	10
1.8. İnelastik Saçılma	11
1.9. (a) Kütle Merkezi Koordinat Sistemi ve (b) Laboratuar Sistemi.....	13
1.10. Reaksiyon geometrisi, hedef ve θ , ϕ ' deki $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan gelen parçacık demetinin gösterimi.....	17
1.11. Yüklü bir mermi parçacığın yüklü bir T hedefinden Rutherford saçılmasını tanımlayan koordinatların gösterimi.....	19
1.12. Yüklü mermi parçacığın yüklü bir hedeften saçılmasına ait farklı çarpma parametreleri için Rutherford yörüngelerinin gösterimi. Yörüngeleri gösteren eğriler (kesikli çizgi ile gösterilen eğri haricinde) 130 MeV enerji ile ^{208}Pb hedefi üzerine gelen ^{16}O iyonları için çizilmiş olup kesikli çizgi ile gösterilen eğri ise 65 MeV enerjili ^{16}O iyonlarına ait yörüneyi göstermektedir	21
1.13. Rutherford tesir kesitini tanımlayan koordinatların gösterimi	22
1.14. Üç farklı potansiyel için dalga fonksiyonu	28
2.1. Wood-Saxon form faktörü ile onun türevi	32
2.2. Wood-Saxon form faktörü (WS) düz çizgi ile Wood-Saxon kare form faktörü (WS^2) ise kesikli çizgi ile gösterilip bu form faktörlerin uzaklığa göre değişimlerinin karşılaştırılması gösterilmektedir	33

2.3. Single folding model hesaplamaları için kullanılan koordinatların gösterimi	35
2.4. Double folding model hesaplamaları için kullanılan koordinatların gösterimi ..	36
2.5. Folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyeli ile çekirdek yoğunluk dağılımının karşılaştırılması.....	37
3.1. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ' de nükleer potansiyelin reel kısmının gösterimi	43
3.2. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ' de nükleer potansiyelin sanal kısmının gösterimi	43
3.3.a. $E_{\text{Lab}} = 88, 91 \text{ ve } 93 \text{ MeV}$ ' de elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi (optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir)	45
3.3.b. $E_{\text{Lab}} = 96, 98 \text{ ve } 102 \text{ MeV}$ ' de elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi (optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir)	46
3.4. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ' de double folding potansiyelin gösterimi	49
3.5.a. $E_{\text{Lab}} = 88, 91 \text{ ve } 93 \text{ MeV}$ ' de elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi (double folding model ile incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir).....	51
3.5.b. $E_{\text{Lab}} = 96, 98 \text{ ve } 102 \text{ MeV}$ ' de elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişimi (double folding model ile incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir).....	52
3.6.a. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi $E_{\text{Lab}} = 88, 91 \text{ ve } 93 \text{ MeV}$ enerjilerinde elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişiminin karşılaştırılması (deneysel datalar dairesel noktalar ile teorik sonuçlar ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir).....	53

- 3.6.b. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin $E_{\text{Lab}} = 96, 98$ ve 102 MeV enerjilerinde elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişiminin karşılaştırılması (deneysel datalar dairesel noktalar ile teorik sonuçlar ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir)..... 54
- 3.7. $E_{\text{Lab}} = 90.4, 98$ ve 170 MeV' de elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi (optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak yapılan analizler sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir) 57

SİMGELER DİZİNİ

A	Çekirdeğin nükleon sayısı
A_P	Mermi çekirdeğin nükleon sayısı
A_T	Hedef çekirdeğin nükleon sayısı
E_{lab}	Laboratuar koordinat sistemi enerjisi
F	Flor
$J_{00}(E)$	Nükleon değiş tokuş terimi
N	Nötron sayısı
Pb	Kurşun
V_C	Coulomb potansiyeli
V_I	Merkezcil potansiyel
V_0	Reel potansiyelin derinliği
$v_m(r_{12})$	Nükleonlar arası etkileşme
$V_{DF}(\vec{R})$	Double folding potansiyel
$V_{SF}(\vec{R})$	Single folding potansiyel
Z	Proton sayısı
ρ_P	Mermi çekirdeğin yoğunluk dağılımı
ρ_T	Hedef çekirdeğin yoğunluk dağılımı
W_0	Sanal potansiyelin derinliği
σ	Tesir Kesiti
$d\sigma/d\sigma_{Ru}$	Rutherford oranlı tesir kesiti

KISALTMALAR

fm	Femtometre
KMKS	Kütle merkezi koordinat sistemi
Lab	Laboratuar koordinat sistemi
MeV	Mega elektron volt
M3Y	Michigan 3 Yukawa
RMS	Ortalama yarıçapın karekökü
WS	Wood-Saxon
WS ²	Wood-Saxon kare

1.Giriş

Nükleer fizik, Becquerel'in 1896 yılında radyoaktifliği keşfetmesi ile başlamış, 1911 yılında Rutherford'un "nükleer atom" model fikrini öne sürmüştür. Bu model merkezde çok yoğun protondan oluşan çekirdekten ve bu çekirdeğin etrafında hareket eden elektrondan oluşmaktadır. Chadwick'in nötronu keşfiyle beraber atomun merkezinde proton ve nötrondan oluşan çok yoğun bir tabakaya sahip olduğu ve elektronların bu merkez etrafında hareket ettiği anlaşılmış ve günümüzde kabul edilen atom modeline ulaşılmıştır (1).

Nükleer fizik alanında gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmalar çekirdeğin özelliklerinin anlaşılması açısından önemlidir. Yapılan çalışmalar genelde kararlılık vadisindeki çekirdeklerle ilgili olmuştur. Ancak son yıllardaki teknolojik gelişmeler ile birlikte kararlılık vadisinin dışındaki çekirdeklerle de çalışmalarda bulunulmuştur. Kararlılık vadisinin dışındaki çekirdekler genellikle egzotik çekirdek olarak adlandırılır ve diğer çekirdeklerden farklı özellikler sergiler (2).

Egzotik çekirdekler, merkezde sıkı bağlı bir kor ve bu koru çevreleyen zayıf bağlı bir ya da iki değerlik nükleonundan oluşmaktadır. Egzotik çekirdeklerin değerlik nükleonlarının kor etrafında dönmeleri sonucu haleli bir yapı oluştururlar, oluşturmuş oldukları bu haleli yapıdan dolayı egzotik çekirdeklere "halo" çekirdek de denmektedir.

Egzotik çekirdekleri kararlı çekirdekler ile karşılaştırdığımızda, egzotik çekirdekler çok büyük RMS (Ortalama Yarıçapın Karekökü) değerlerine ve daha zayıf bağlanma enerjilerine sahiptirler. Egzotik çekirdeklerin, korunun etrafında dönen değerlik nükleonlarının kararlı çekirdeklere göre daha geniş mesafelere yerleşerek yoğunluk dağılımında bir kuyruk (tail) bölgesi oluşturmaktadırlar. Kararlı çekirdeklerde nötron ve proton yoğunluk dağılımları yaklaşık olarak eşit iken egzotik çekirdeklerde ise nötron ve proton yoğunluk dağılımlarındaki denge bozulmaktadır. Bundan dolayı egzotik çekirdekler kararlılık vadisinin üst kısmına ya da alt kısmına yerleşirler. Kararlılık çizgisinin altında kalan çekirdekler nötron zengini halolar olup kararlılık çizgisinin üstünde olan çekirdekler ise proton zengini halolardır.

Egzotik çekirdekler üzerine yapılan çalışmalar sonucunda sadece egzotik çekirdekler hakkında değil kararlı çekirdekler hakkında da bilgi sahibi olunacaktır. Bu yüzden egzotik çekirdekler üzerine yapılacak çalışmalar önemlidir.

Egzotik çekirdek üzerine yapılan çalışmaların çoğu nötron haloları üzerine olmuştur. Proton halolarına yönelik çok az çalışma yapılmıştır ancak son yıllarda yapılan çalışmaların sayısında bir artış gözlenmektedir. Bunun sebeplerinin bir tanesi de proton haloların güneşteki yüksek enerjili nötrinoların üretilmesi aşamasında önemli olmasından dolayıdır.

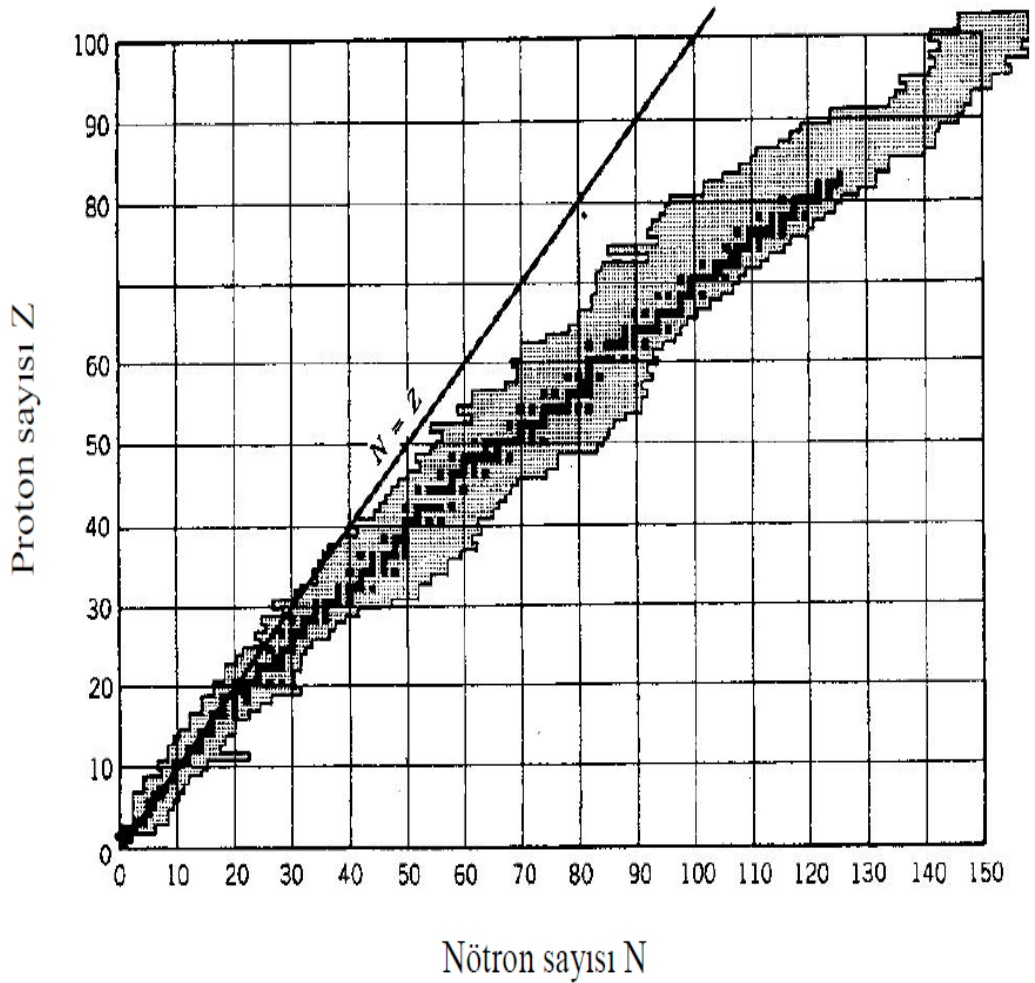
Proton halosu olan ^{17}F çekirdeği literatürde çok sayıda deneysel ve teorik çalışmalara konu olmuştur (3-6). En çok çalışılan reaksiyonlardan bir tanesi olan $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu için deneysel ölçümler (7-10) mevcut olup bu deneysel ölçümleri açıklamak için çok sayıda teorik çalışmalarda yapılmıştır (7-11).

Literatürde, egzotik ^{17}F çekirdeğinin izotopu olan kararlı ^{19}F çekirdeğinin ^{208}Pb üzerine yapmış olduğu elastik saçılma reaksiyonuna ait deneysel ölçümler (12) bulunmakta olup bu deneysel ölçümleri açıklamak için çok sayıda teorik çalışmalarda gerçekleştirilmiştir (10,12).

Bu tez çalışmasının amacı, proton halosu olan ^{17}F ile bu çekirdeğin izotopu olan kararlı ^{19}F çekirdeklerinin ^{208}Pb çekirdeği üzerine yapmış oldukları etkileşimleri incelemektir. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonunun optik model çatısı altında $E_{\text{Lab}}= 88 - 102$ MeV enerji aralığında fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak teorik olarak analiz edilmiştir. Proton halosu olan ^{17}F çekirdeğinin ^{208}Pb hedef çekirdeği ile yapmış olduğu $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonunun optik model çatısı altında $E_{\text{Lab}} = 90.4 - 170$ MeV enerji aralığında fenomenolojik potansiyeller kullanılarak teorik olarak incelenmiştir.

1.1. Kararlı Çekirdekler

Kararlı çekirdeklerin nötron ve proton sayıları arasında bir denge olmalıdır. Çekirdekteki kararlılığı belirlemede en büyük etken ise N/Z oranıdır. N çekirdeğin sahip olduğu nötron sayısı, Z ise çekirdeğin sahip olduğu proton sayısıdır. Toplam nükleonu az sayıda olan hafif çekirdekler için bu oran bire yakın değer alırken, toplam nükleonu çok sayıda olan ağır çekirdek için bu oran yaklaşık olarak 1,5 değerini almaktadır. Bu oranlara sahip çekirdekler kararlı çekirdek olarak isimlendirilir. Çekirdekler bu oranlardan uzaklaştıkça kararsız bir yapıya sahip olma ihtimaliyetleri de artmakta olduğundan dolayı bu çekirdekler kararsız çekirdekler olarak isimlendirilir (13). Şekil 1.1’ de kararlı çekirdekler siyah renkli koyu kısımda kararsız çekirdekler ise kararlı çekirdeklerin etrafındaki açık kısımda gösterilmiştir.



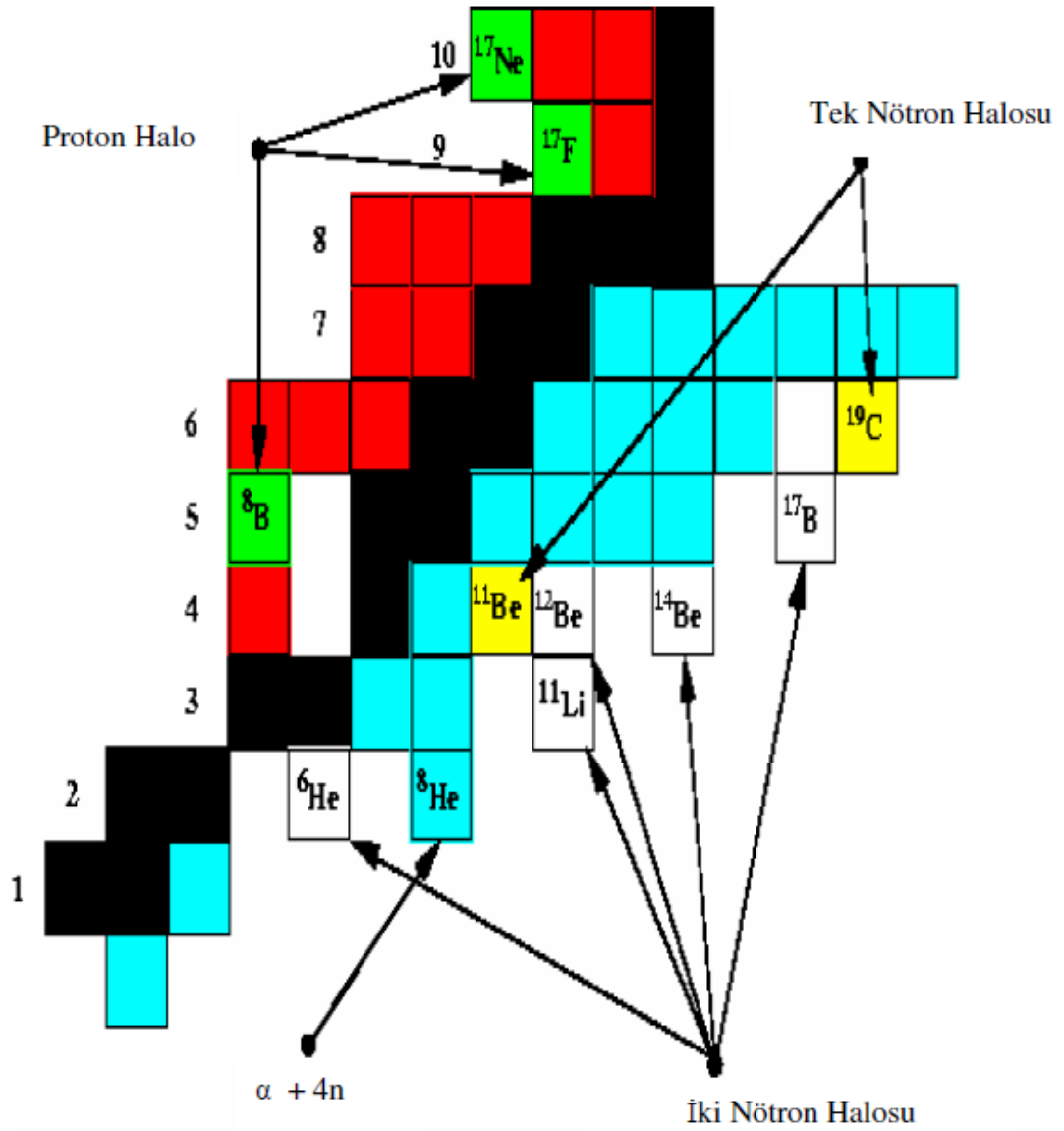
Şekil 1.1 Kararlı ve kararsız çekirdeklerin gösterimi (14)

Kararlı çekirdeklerde, toplam nükleon sayısı az olan hafif çekirdekler ile toplam nükleon sayısı çok olan ağır çekirdeklerin N/Z oranı arasındaki farklılık çekirdek içerisindeki protonların sayısı artması ile Coulomb itme etkisinden oluşmaktadır. Toplam nükleonu çok sayıda olan ağır çekirdekler de proton sayısı artması sonucu kendisini hissettiren Coulomb etkisi ile nükleonlar arası güçlü etkileşimlerden doğan çekme kuvvetinin kararlı çekirdeklerde birbirini dengelemesi gerekir bu da proton sayısından daha fazla sayıda nötron sayısı ile mümkün olmaktadır.

Bağlanma enerjisi bir sistemin kararlılığını gösteren temel öğelerdendir. Bağlanma enerjisi, çekirdekte bulunan nükleonları bir arada tutabilmek için veya çekirdeği meydana getiren nükleonlardan birini ayırmak için gerekli olan enerji olarak bilinir. Her çekirdekte farklı olmakla birlikte genelde kararlı çekirdekler için bağlanma enerjisi nükleon başına yaklaşık olarak 8 MeV' dir (15). Çekirdekler N ve Z nin bazı değerlerinde çok yüksek kararlılığa sahiptirler. N ve Z nin bu değerleri (Z veya N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) sihirli sayılar olarak adlandırılır. Hem proton ve hem de nötron sayıları sihirli olan çekirdeklere ise çift sihirli sayılı çekirdekler olarak adlandırılır. Sihirli sayılara sahip çekirdeklerin nükleon başına ortalama bağlanma enerjileri daha büyük olmasından dolayı bu çekirdekler daha kararlıdır.

1.2. Egzotik (Halo) Çekirdekler

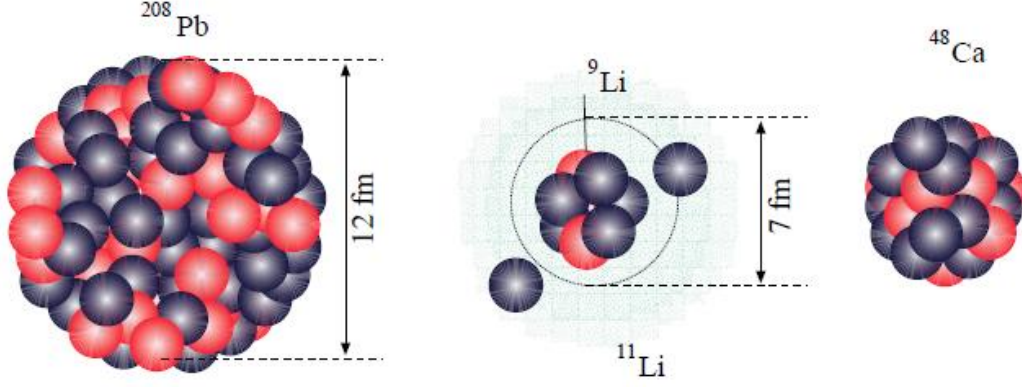
Egzotik (halo) çekirdekler 1985 yılında Tahinata ve arkadaşları tarafından He (16) ve Li (17) izotoplarının etkileşim tesir kesitlerinin ölçüldüğü deneylerle keşfedilmişlerdir. Yapılan bu deneylerde $A^{1/3}$ oranına bağlı olarak değişmesi beklenen RMS değerinin beklenenden daha büyük olduğu gözlenmiştir. Örneğin, ^4He çekirdeği için RMS yarıçap değeri sadece 1,47 fm olarak bulunmuşken ^6He çekirdeği için RMS yarıçap değeri deneysel olarak 2,57 fm' dir (13). ^{17}F taban durumundaki RMS yarıçap değeri deneysel olarak 3,698 fm iken ilk uyarılmış durumdaki RMS yarıçap değeri deneysel olarak 5,333 fm olarak bulunmuştur (3). ^{11}Li üzerine 1987 yılında Hansen ve Jonson tarafından yapılan bir çalışma ile halo etkilerinden kaynaklanan geniş yarıçap kavramı önerilmiştir. Bu durumu ^{11}Li çekirdeğinin madde yarıçapını incelerken ^{11}Li 'u ^9Li ve 2 nötrondan oluşan ikili bir sistem olduğu öne sürülmüştür (18,19). Böylece ^{11}Li 'un kor ve değerlik nükleonların arasındaki zayıf bağın nedeni ile geniş madde yarıçapı açıklanabilmiştir.



Şekil 1.2 Nötron halo ve proton halo çekirdeklerin gösterimi (20)

Halo çekirdeklerin kor etrafında zayıf bağlanma enerjilerine sahip nükleonlar içermesi halo çekirdeklerin önemli özelliklerinden bir tanesidir. Halo çekirdeklerin daha az bağlanma enerjisine sahip olmaları nedeniyle bu çekirdekleri uarmak daha kolay olacaktır. Örneğin, bir nötron halolu ^{11}Be çekirdeğinin nötron ayrılma enerjisi 0,5 MeV (21) olup proton halo çekirdeği olarak kabul edilen ^8B için bir proton ayrılma enerjisi 140 keV'dir (22). ^{11}Li çekirdeği için iki nötron ayrılma enerjisi 0,3 MeV olarak ve ^6He çekirdeği için de iki nötron ayrılma enerjilerinin çok küçük, yaklaşık olarak 1,0 MeV değerinde olduğu bulunmuştur (23).

Proton halosu olan ^{17}F çekirdeği için taban durumda bir proton ayrılma enerjisi 0,6 MeV iken ilk uyarılma seviyesindeki bir proton ayrılma enerjisi ise 0,105 MeV' dir (24).



Şekil 1.3 ^{208}Pb , ^{11}Li ve ^{48}Ca çekirdeklerinin büyüklüklerinin gösterimi (25)

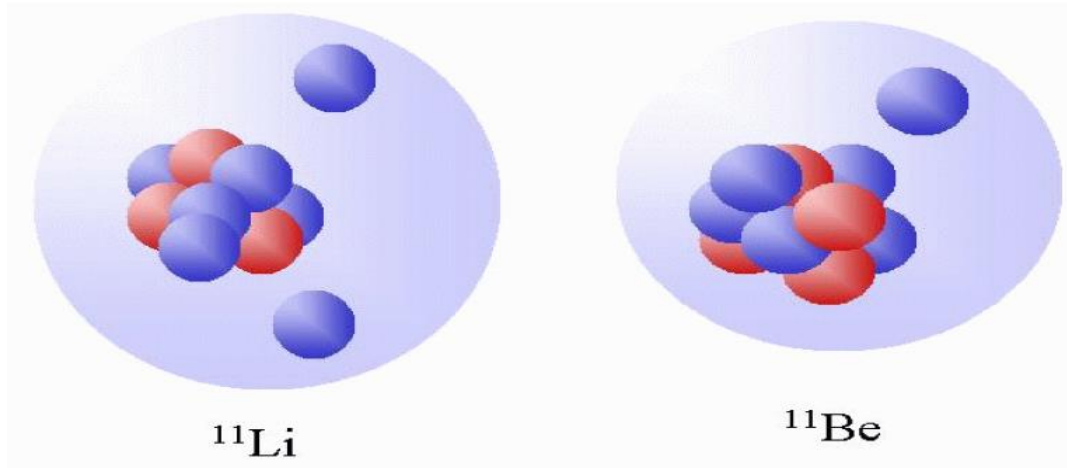
Aynı büyüklüğe sahip çekirdeklerin yaklaşık olarak nükleon sayılarının da aynı olacağı söylenirken Şekil 1.3' de bu durum farklı olabileceği gösterilmektedir. ^{11}Li , kor (^9Li) ve bu kora bağlı olan iki nötrondan oluşmaktadır. ^{208}Pb çekirdeği ise çok sayıda nükleondan meydana gelmekte ve ^{11}Li çekirdeğine göre daha kararlı bir yapıdadır. Nükleon sayıları birbirine kıyasla çok farklı olduğu bu çekirdekler için iki halo nötronun ^{208}Pb çekirdeğinin hacmine benzer bir büyüklüğe genişlemiştir. ^{11}Li çekirdeğinin RMS madde yarıçapı ^{48}Ca çekirdeğinin yarıçapına benzerdir (25). Egzotik çekirdekler için nükleon sayısının çekirdeğin büyüklüklerini belirlemede her zaman geçerli olmayacağı görülmüştür.

1.3. Nötron ve Proton Halolar

Egzotik çekirdeklerin nötron zengini olması durumunda kararlılık vadisinin alt kısmında, proton zengini olması durumunda ise kararlılık vadisinin üst kısmında yer almaktadır. Egzotik çekirdekler nötron zengini ise bu çekirdekleri tanımlayan yoğunluk dağılımında uzun bir kuyruklanma gözlenir böyle çekirdekler nötron halosu çekirdekler olarak isimlendirilir (26).

Nötron egzotik çekirdekleri son yörüngelerinde bulunan nükleon sayısına göre çift veya tek nötron halolu çekirdekler olarak ikiye ayrılırlar. Buna göre, kor ve bir nötrondan (kor+n) meydana gelmişse tek nötron halosu çekirdek ya da kor ve iki nötrondan (kor+n+n) meydana gelmiş yapılarda ise çift nötron halosu çekirdek olarak isimlendirilir. Örneğin; ^{11}Be çekirdeğinde ^{10}Be kor olarak kabul edilirse, ^{11}Be bu kor dışında dönen bir nötrondan meydana gelmekte olup tek nötron halosu çekirdektir.

^{11}Li çekirdeğinde ^9Li kor olarak kabul edilirse, ^{11}Li bu kor dışında dönen iki nötrondan meydana gelip çift nötron halosu çekirdektir. Bu durum Şekil 1.4' de gösterilmektedir.



Şekil 1.4 Tek nötron halosu ^{11}Be ve çift nötron halosu ^{11}Li çekirdekleri (19)

Egzotik çekirdekler, kor ve bu kor etrafında dönen protonlardan meydana geliyorsa bu çekirdeklere proton halo çekirdekler denir. Proton egzotik çekirdekler, nötron egzotik çekirdekler de olduğu gibi tek ve çift proton halosu çekirdekler olarak isimlendirilirler. Proton zengini olan ^9C , ^{12}N , ^{17}F , ^{17}Ne , ^8B gibi çekirdekler proton halo çekirdeklerdir. ^{12}N , ^{17}F , ^8B gibi proton halosu çekirdeklerin son yörüngesinde zayıfça bağlı bir tek proton vardır. Proton haloları üzerine yapılan çalışmalar nötron halolarına kıyasla yetersiz kalmış olup bunun nedeni ise protonların nötronlara kıyasla yüklü olup bu yüklerinden dolayı meydana getirdikleri Coulomb bariyeridir.

1.4. Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonların gerçekleşebilme ihtimali gelen parçacıkların Coulomb bariyerini delmesi ile mümkündür. Bundan dolayı gelen parçacık hızlandırıcılarla ya da nükleer reaktörlerde yüksek enerjili ışınlar yardımıyla reaksiyona hazır hale getirilebilir. Nükleer reaksiyonlar;

$$a + A \rightarrow B + b + Q \quad (1.1)$$

şeklinde ifade edilmektedir ve kısa gösterimi $A(a,b)B$ olarak gösterilmektedir. Denklem 1.1' de a gelen parçacık, A hedef çekirdek, B hedefte duran ağır iyon, b tespit edilen ve sayılabilen parçacık Q ise reaksiyon sırasında açığa çıkan ya da reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli olan enerjidir. Denklem 1.1' de a ve b genel olarak nükleon ya da hafif çekirdek olarak ifade edilmektedirler. Q ifadesi,

$$Q = E_f - E_i = (m_A + m_a)c^2 - (m_B + m_b)c^2 \quad (1.2)$$

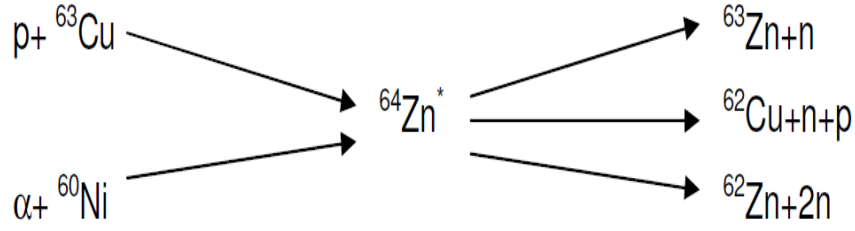
şeklinde ifade edilir. Eğer Q değeri pozitif ise reaksiyon ekzotermik, negatif ise reaksiyon endotermiktir (15,27).

Nükleer reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları, direk reaksiyonlar ve bu ikisi arasındaki durum olan rezonans reaksiyon şeklinde sınıflandırılır.

1.4.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonları, $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ reaksiyonu şeklinde bir C^* ara durumu vardır. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının meydana gelme süresi 10^{-22} sn' den daha büyük olup hafif çarpışmaya ihtiyaç duyduğu için düşük enerjilerde (10-20 MeV) meydana gelmektedir (28).

Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden tamamen bağımsız olduğunu ve sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğudur (27).

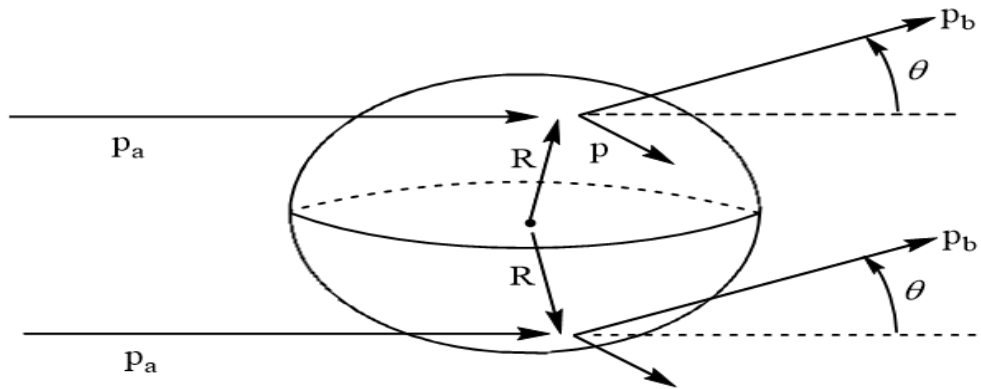


Şekil 1.5 ${}^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin farklı oluşum ve farklı bozunma durumları (27)

1.4.2. Direk Reaksiyonlar

Bileşik çekirdek reaksiyonlarından sonra diğer önemli reaksiyonlardan bir tanesi de direk reaksiyonlardır. Direk reaksiyonda gelen parçacık öncelikle çekirdeğin yüzeyi ile etkileşir. Reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu mu yoksa direk reaksiyon mu olup olmayacağını gelen parçacığın enerjisi ile belirlenir. Gelen parçacığın enerjisi 1 MeV ise gelen nükleonun de Broglie dalga boyu 4 fm olup tek nükleonları göremez ve bu durumda bileşik çekirdek reaksiyonu olma ihtimali daha yüksektir. Gelen parçacığın enerjisi 20 MeV ise de Broglie dalga boyu 1 fm civarında olup direk reaksiyon meydana gelebilir (27,28).

Bileşik çekirdek reaksiyonu ile direk reaksiyonlar arasındaki farklar: direk reaksiyonlar 10^{-22} sn mertebesi içinde çok hızlı oluşurken, bileşik çekirdek reaksiyonlarında 10^{-22} sn' den daha uzun sürede meydana gelirler. Direk reaksiyonlarda giden parçacıkların açisal dağılımı daha keskin pikler meydana getirmektedir (27).



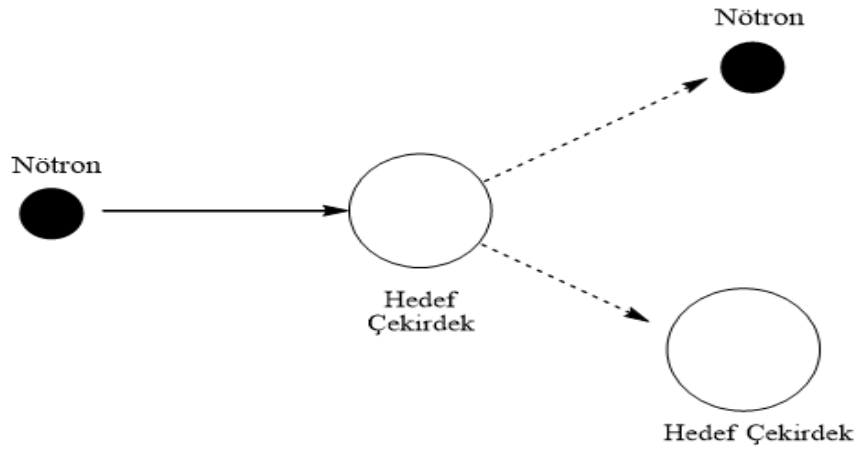
Şekil 1.6 Çekirdek yüzeyindeki direk reaksiyonlarının geometrisi (27)

1.4.2.1. Elastik Saçılma

Elastik saçılmada, Şekil 1.7' de gösterildiği gibi, reaksiyona giren ve çıkan parçacıklarda bir değişiklik olmadığı gibi bu reaksiyonlarda çekirdeklerin iç dinamiklerinde de bir değişiklik olmaz. Bu reaksiyon,



şeklinde ifade edilir. Burada $A = B$ ve $a = b$ olup aralarında enerji alışverişi olmamıştır yani ($Q = 0$)' dır (15).



Şekil 1.7 Elastik Saçılma

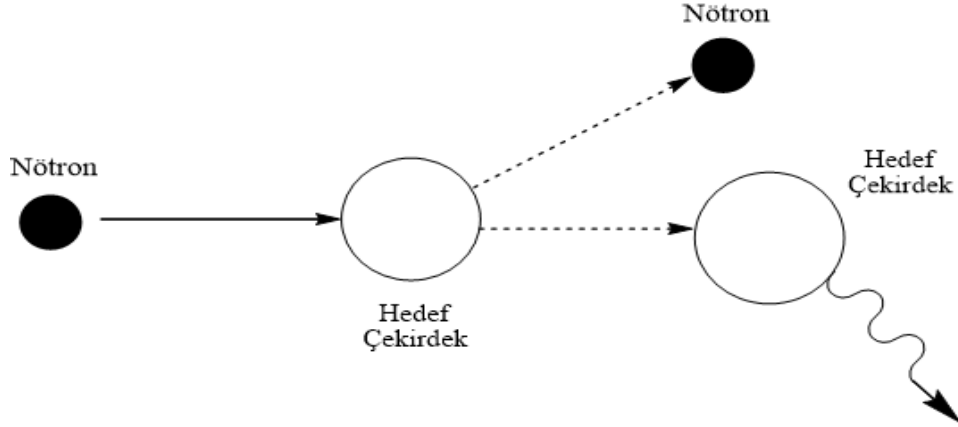
Örnek olarak,



elastik saçılması verilebilir.

1.4.2.2. İnelastik Saçılma

Gelen parçacığın enerjisi Coulomb engelini aşacak enerjiye sahipse hedef çekirdeği uyarabilir ya da hem kendini hem de hedef çekirdeği uyarabilir.



Şekil 1.8 İnelastik Saçılma

Bu reaksiyonlar,



şeklindedir. Burada denklem 1.5' de ${}^{40}\text{Ca}^*$, ${}^{40}\text{Ca}$ çekirdeğinin uyarılmış bir durumunu, α' ise ürün parçacığı (kinetik enerjisi değişerek hedeften saçılan gelen parçacığı) temsil etmektedir. Denklem 1.6' da ise ${}^{12}\text{C}^*$, ${}^{12}\text{C}$ çekirdeğinin uyarılmış durumunu ve aynı şekilde ${}^{208}\text{Pb}^*$, ${}^{208}\text{Pb}$ çekirdeğinin uyarılmış durumunu temsil etmektedir. İnelastik saçılmalar için Q değeri sıfırdan farklıdır ve hedef çekirdeği uyarılmış duruma geçmesi için gereken uyarılma enerjisine eşittir yani $Q = -E_x$ 'dir (15). İnelastik saçılma Şekil 1.8' de gösterilmektedir.

1.4.2.3. Parçalanma Reaksiyonları

Gelen parçacık yani mermi çekirdek kompleks bir çekirdek ise reaksiyon sırasında mermi çekirdek parçalanarak iki veya daha fazla bileşene ayrılabilir. Yani $A(a, xy)A$ şeklinde ya da gelen parçacık hedefi uyarırsa $A(a, xy)A^*$ şeklinde parçalanma reaksiyonu gerçekleşebilir. Mermi çekirdek burada $a = x + y$ şeklinde iki parçaya ayrılmış olur (28).

1.4.2.4. Transfer Reaksiyonları

Bu reaksiyonda hedefe gönderilen parçacığın nükleonlardan bir tanesi hedefe veya hedeften bir nükleon gelen parçacığa transfer edilir. Bu reaksiyonu şu şekilde gösterebiliriz $A(p, d)B$ ve bu reaksiyonda $d = n + p$ ve $A = B + n$ burada gelen parçacık hedeften bir nükleon kopararak döteron oluşturulmaktadır. Bir diğer reaksiyon şekli ise $A(d, p)B$ olup bu reaksiyonda $d = n + p$ ve $B = A + n$ burada gelen parçacık yani döteron bir nükleonunu hedefe aktarmış olur bu tür reaksiyonlara döteron soyma reaksiyonunda denmektedir (15,28,29).

1.4.2.5. Yakalama Reaksiyonları

Yakalama reaksiyonlarında gelen parçacık yani mermi çekirdek hedef çekirdek ile birleşerek yeni bir çekirdek oluştururlar. Oluşan yeni çekirdek uyarılmış durumda olup fazla enerjisini γ ışınması yaparak kararlı hale geçer. Bu duruma örnek olarak ise denklem 1.7' deki reaksiyonu verebiliriz (15,28).

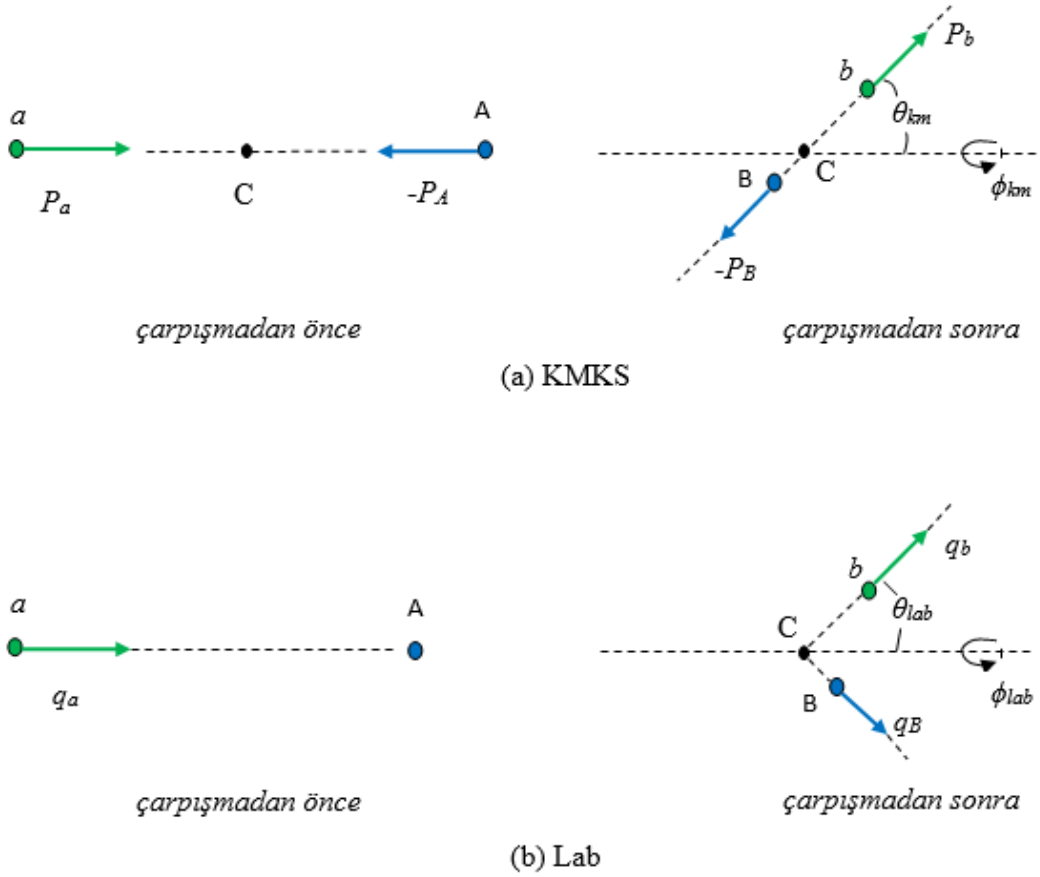


1.4.3. Rezonans Reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonları ile direk reaksiyonlar arasında yer alan reaksiyonlar rezonans reaksiyonlarıdır. Rezonans durumu her enerjilerde olmayıp belirli enerji değerlerinde ancak mümkün olmaktadır. Rezonans durumunda, bariyer içinde ve bariyer dışında etkileşim potansiyelinin oluşturduğu dalgaların fazı ve genliği yaklaşık olarak eşittir (30).

1.5. Laboratuvar ve Kütle Merkezi Sistemleri

Nükleer reaksiyonlar laboratuvar ortamında gerçekleşmektedir. Nükleer reaksiyon laboratuvar ortamında gerçekleşmesi durgun bir hedef üzerine gönderilen mermi parçacıkları ile olmaktadır. Mermi ile hedef arasındaki çarpışma olayının teorik yorumu için, olayın temel simetrisini yansıtan bir referans sistemi kullanılmalıdır. Bu referans sistemi kütle merkezi sistemi olup iki parçacık arasındaki etkileşmelerinde kullanılır (31,32). Kütle merkezi koordinat sisteminde çarpışan iki çekirdeğin kütle merkezi sabit olup kütle merkezi koordinat sistemi laboratuvar sistemine göre sabit bir v_{km} hızı ile hareket eder. Kütle merkezi ile laboratuvar sistemi arasındaki ilişkileri incelemek için $a + A \rightarrow B + b$ formundaki bir reaksiyonu ele alalım. Şekil 1.9' da görüldüğü gibi laboratuvar sisteminde m_A kütleli bir A hareketsiz hedefine, m_a kütleli a mermi parçacığı bir v_a hızı ile hedefe gönderilmektedir (30).



Şekil 1.9 (a) Kütle Merkezi Koordinat Sistemi ve (b) Laboratuvar Sistemi (30)

Kütle merkezi sisteminde hem mermi parçacık hem de hedef birbirine doğru hareket etmekte olup $\vec{p}_a = -\vec{p}_A$ şeklinde eşit ve zıt yönlü momentumlara sahiptirler. Laboratuvar sisteminde etkileşmeden sonra ürünler farklı momentumlarda farklı yönlerde hareket ederler (\vec{q}_b ve \vec{q}_B şeklinde). Kütle merkezi koordinat sisteminde ise etkileşmeden sonra ürünler birbirine zıt yönde ve eşit momentumla $\vec{p}_b = -\vec{p}_B$ hareket etmektedir.

$$\vec{v}_{km} = \frac{m_a}{(m_A + m_a)} \vec{v}_a \quad (1.8)$$

Burada \vec{v}_a laboratuvar sisteminde gelen mermi parçacığının hızıdır. Mermi parçacığının kütle merkezindeki momentumu \vec{p}_a ve laboratuvar sistemindeki momentumu ise \vec{q}_a olup bu iki momentum arasındaki ilişki denklem 1.9’ da gösterilmektedir.

$$\vec{p}_a = \vec{q}_a - m_a \vec{v}_{km} = \frac{m_A}{m_A + m_a} \vec{q}_a \quad (1.9)$$

Kütle merkezi sisteminde mermi çekirdeğin hızı denklem 1.10’ da verilmektedir.

$$\vec{v}_a' = \vec{v}_a - \vec{v}_{km} = \left(1 - \frac{m_a}{m_A + m_a}\right) \vec{v}_a = \frac{m_A}{m_A + m_a} \vec{v}_a \quad (1.10)$$

$$\vec{v}_A' = -\vec{v}_{km} = -\frac{m_a}{m_A + m_a} \vec{v}_a \quad (1.11)$$

Denklem 1.10 ve denklem 1.11’deki üst işareti kütle merkezi koordinat sisteminde ölçülen hızları göstermektedir. Hedef çekirdeğin kütle merkezindeki hızı ise $\vec{v}_A' = -\vec{v}_{km}$ şeklinde olduğu denklem 1.11’ de gösterilmektedir. Kütle merkezi koordinat sisteminde etkileşen mermi ve hedef parçacığının toplam momentumları sıfır olacağından dolayı denklem 1.12 elde edilmektedir (32).

$$m_a \vec{v}_a' = -m_A \vec{v}_A' \quad (1.12)$$

Mermi parçacığın laboratuvar sistemindeki bombardıman enerjisi,

$$E = \frac{1}{2} m_a v_a^2 \quad (1.13)$$

şeklinde verilmekte olup denklem 1.14 halini almaktadır;

$$E_{lab} = \frac{1}{2} m_a v_a^2$$

$$E_{lab} = \frac{1}{2} m_a v_a'^2 + \frac{1}{2} m_A v_A'^2 + \frac{1}{2} (m_a + m_A) v_{km}^2 \quad (1.14)$$

$$E_{lab} = \frac{1}{2} \mu_\alpha v_a^2 + \frac{1}{2} M v_{km}^2$$

$$E_{lab} = E_\alpha + E_{km}$$

burada μ_α mermi ve hedef parçacığın indirgenmiş kütlesi olup şu şekilde tanımlanır:

$$\mu_\alpha = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A} \quad (1.15)$$

Denklem 1.14' de M mermi ve hedef parçacığın toplam kütlesi ($M = m_a + m_A$), E_{km} kinetik enerjisi ise kütle merkezinin hareketi ile ilgili enerji ve E_α kinetik enerjisi ise kütle merkezi sisteminde mermi ve hedef parçacığın birbirlerine göre bağıl hareketinin enerjisidir (15,30,31). $E_\alpha = \frac{1}{2} \mu_\alpha v_a^2$ ve $E_{lab} = \frac{1}{2} m_a v_a^2$ ifadelerinden bağıl hareketin enerjisi ile laboratuvar sisteminin enerjisi arasında aşağıdaki gibi bağıntı vardır.

$$E_\alpha = \frac{m_A}{m_a + m_A} E_{lab} \quad (1.16)$$

Eğer hedef parçacık gelen parçacıktan çok ağır ise laboratuvar sistemiyle kütle merkezi sistemi arasındaki fark oldukça küçük olmaktadır. Kütle merkezinde saçılma açısı 180^0 kadar olabilirken bu durum laboratuvar sisteminde 90^0 yi aşmamaktadır (31).

1.6. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri

En genel tanımıyla tesir kesiti, reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsü olarak kabul edilir. Tesir kesiti, $A(a,b)B$ şeklinde sembolize edilen bir nükleer reaksiyon için, N tane A tipi çekirdek içeren bir hedef üzerine birim alan başına I_0 akısına sahip a tipi parçacık demeti gönderilirse, birim zamanda yayınlanan b parçacıklarının sayısı (R_b) hem I_0 hem de N ile orantılıdır. Bu orantı sabitine tesir kesiti (σ) denmektedir.

$$\sigma = \frac{R_b}{I_0 N} \quad (1.17)$$

Tesir kesiti birimi “barn” olup, b ile gösterilmektedir ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$). Gelen demet doğrultusuna göre (θ, ϕ) kutupsal açılar doğrultusunda yayınlanan b parçacığını kaydetmek için yerleştirilen dedektör hedef çekirdekte küçük bir $d\Omega$ katı açısı tanımlamaktadır. Yayınlanan b parçacıkların hepsi dedektör tarafından gözlenemez ve parçacıkların sadece dR_b kesri kadarı sayılmaktadır. Bundan dolayı tesir kesitinin küçük bir $d\sigma$ kesri elde edilmektedir. Yayınlanan b parçacıkları tüm doğrultularda eş yönlü olarak yayınlanmazlar (θ, ϕ) kutupsal açılara bağlı olan açısal dağılıma sahip olmaktadır. Açısal dağılım fonksiyonunu $r(\theta, \phi)$ şeklinde kabul edersek dR_b ifadesi denklem 1.18 şeklini alır.

$$dR_b = \frac{r(\theta, \phi) d\Omega}{4\pi} \quad (1.18)$$

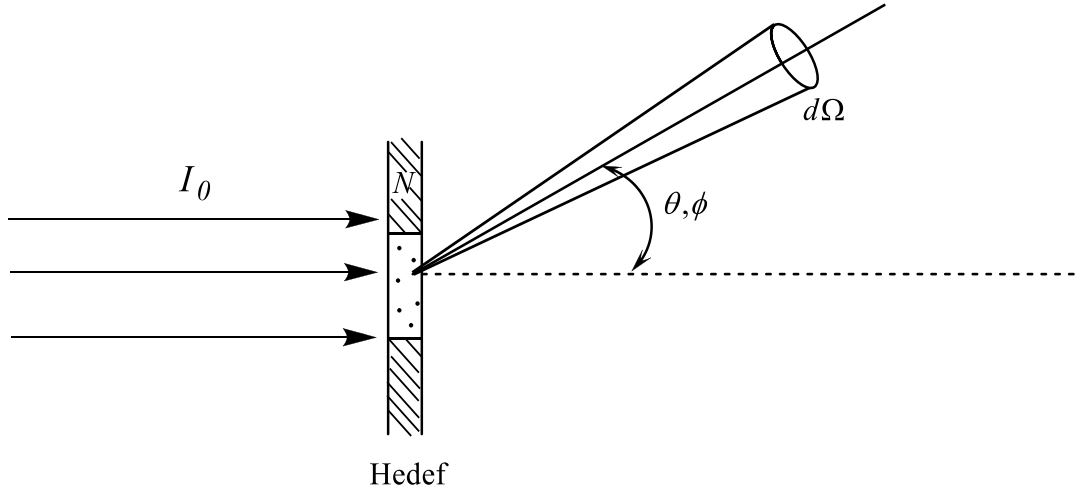
Tesir kesiti ifadesinden aşağıdaki denklemler elde edilmekte olup,

$$d\sigma = \frac{dR_b}{I_0 N} \quad (1.19)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_0 N} \quad (1.20)$$

burada $d\sigma/d\Omega$ ifadesi diferansiyel tesir kesiti olarak tanımlanmaktadır ve birimi barn/steradyan’ dır. Diferansiyel tesir kesitinin ölçülmesi nükleer reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı ile ilgili önemli bilgi vermektedir. Literatürde genellikle $\sigma(\theta, \phi)$ veya $\sigma(\theta)$ ya da bazen sadece tesir kesiti denilmektedir. θ açısına göre bir tesir kesiti grafiğini görürsek bunun diferansiyel tesir kesiti olduğunu anlamalıyız (27).

Genellikle b' nin yayınlanma olasılığı (dolayısıyla diferansiyel tesir kesiti), θ ve ϕ kutupsal açılara bağlı olmaktadır. Açısal dağılım izotropik olduğu özel durumlarda diferansiyel tesir kesiti $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ şeklindedir oysaki saçılma işlemi gelen parçacık demeti doğrultusunda oldukça simetriktir ve diferansiyel tesir kesiti ise $d\sigma(\theta)/d\Omega$ şeklinde gösterilir ve ϕ azimütal açılarından bağımsızdır (15).



Şekil 1.10 Reaksiyon geometrisi, hedef ve θ, ϕ 'deki $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan gelen parçacık demetinin gösterimi

Tesir kesiti ile diferansiyel tesir kesiti arasındaki ilişki,

$$\sigma = \int (d\sigma/d\Omega)d\Omega \quad (1.21)$$

şeklinde olup burada katı açı $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olduğundan aşağıdaki şekli almaktadır.

$$\sigma = \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma/d\Omega) \quad (1.22)$$

Diferansiyel tesir kesiti ϕ 'den bağımsız ise denklem 1.22, denklem 1.23 halini almaktadır.

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} (d\sigma/d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (1.23)$$

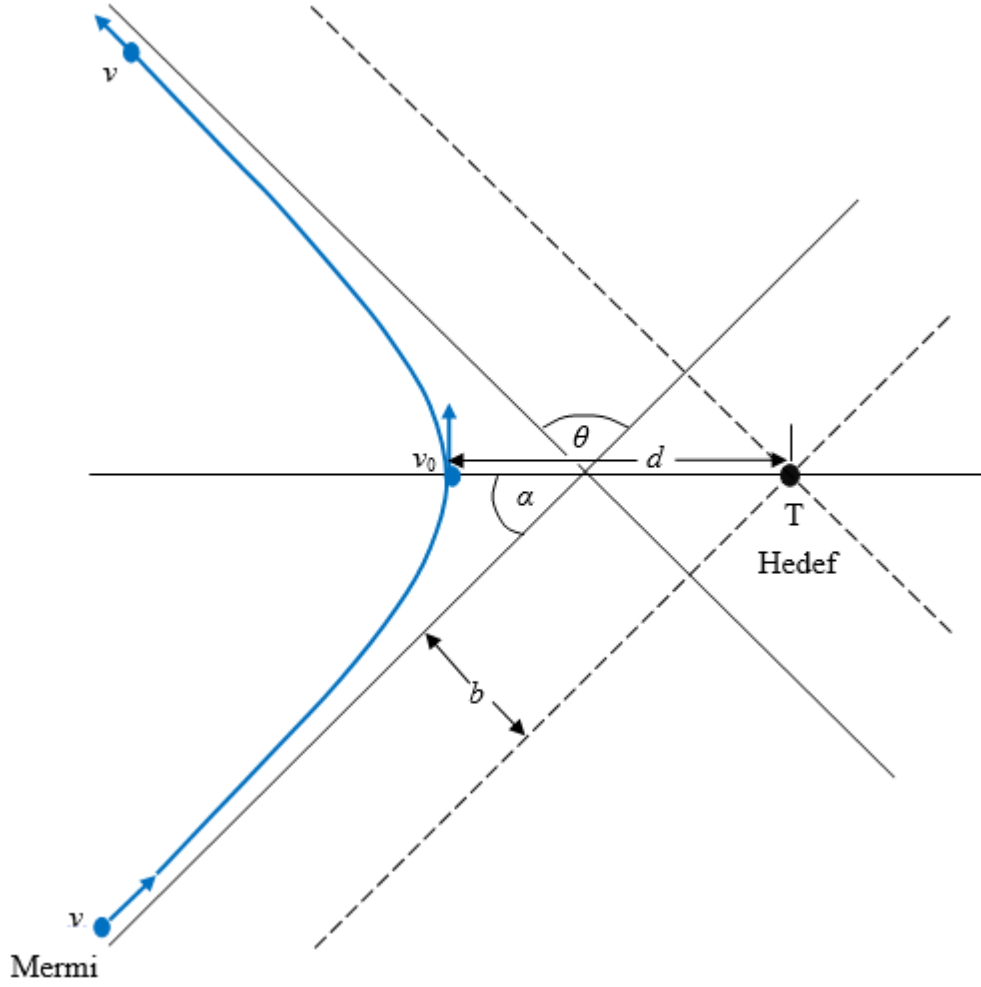
Diferansiyel tesir kesiti, yayınlanan b parçacıklarının demet eksenine göre (θ, ϕ) gibi belirli bir açıda gözlemlenme olasılığından elde edilir. Toplam tesir kesiti ise diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integre edilmesi ile bulunur. Nükleer etkileşmeye ait toplam tesir kesiti (σ_t) , esnek saçılma tesir kesiti (σ_e) ve reaksiyon tesir kesiti (σ_r) 'nin toplamından oluşur (30).

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r \quad (1.24)$$

1.7. Coulomb Saçılması

Yüklü iki parçacığın saçılmasına ait olan diferansiyel tesir kesiti fizikte en önemli tesir kesitlerindedir. Coulomb kuvveti, diğer kuvvetlerin özellikle de nükleer kuvvetin yokluğunda bile saçılmaya neden olmaktadır. Elastik Coulomb saçılması ilk defa Rutherford' un laboratuvarında α parçacıklarıyla gerçekleştiğinden elastik Coulomb saçılmasına Rutherford saçılması olarak isimlendirilmektedir. Relativistik olmayan bu duruma ait olan diferansiyel tesir kesiti formülüne Rutherford formülü denilmektedir. Rutherford bu çalışma da klasik mekaniği kullanmış olmasına karşın sonraları bu formülasyonun relativistik olmayan kuantum mekaniği içinde geçerli olduğunu tespit etmiştir (15). Gelen mermi parçacık, hedef çekirdeğin ilk olarak Coulomb alanı ile etkileşmektedir. Mermi parçacığın enerjisi Coulomb bariyerinden düşükse elastik saçılma yani Rutherford saçılması olmaktadır. Eğer mermi parçacığın enerjisi Coulomb bariyerinden büyük ise Coulomb bariyerini deler çekirdeğin içine girerek nükleer potansiyelle etkileşebilmektedir (30,31).

Aralarında r kadar mesafe bulunan m kütleli ve Z_1e yüklü mermi parçacık ile Z_2e yüklü hedef çekirdek arasındaki Coulomb kuvveti $Z_1Z_2e^2 / r^2$ şeklinde olmaktadır. İki parçacığın yükleri eğer aynı tür ise Coulomb kuvveti itici olmaktadır. Hedef mermiden çok daha ağır olduğu zaman, mermi bir hiperbolün bir kolu ile bir yörünge ifade ederken hedefin ise yerinde hareketsiz kaldığı kabul edilmektedir (15). Bu durum Şekil 1.11' de gösterilmektedir.



Şekil 1.11 Yüklü bir mermi parçacığın yüklü bir T hedefinden Rutherford saçılmasını tanımlayan koordinatların gösterimi (15)

Etkileşen mermi ve hedef parçacık arasındaki uzaklık, mermi parçacığın yarıçapı ile hedef çekirdeğin yarıçapının toplamından büyük olması ($r > R_1 + R_2$) durumunda, mermi ve hedef çekirdekler noktasal yükler gibi düşünülmektedir. Bu durumda Coulomb potansiyeli,

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1.25)$$

şeklinde verilir. Şekil 1.11' de b ile gösterilen çarpma parametresi olup hiperbolün asimptotundan T hedefine olan uzaklık şeklinde açıklanır. d ile gösterilen ise yörüngenin hedefe en yakın olduğu mesafe şeklinde açıklanmaktadır.

Coulomb potansiyelinin ihmal edildiği hedef çekirdekten çok uzak mesafelerde v hızıyla gelen mermi parçacık $r = d$ maksimum yaklaşma mesafesindeki hızını v_0 olarak kabul edelim.

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{Z_1Z_2e^2}{d} \quad (1.26)$$

Enerjinin korunumundan denklem 1.26 elde edilmiş olunur ve bu denklemi düzenlersek,

$$\left(\frac{v_0}{v}\right)^2 = 1 - \frac{d_0}{d} \Rightarrow d_0 = \frac{2Z_1Z_2e^2}{mv^2} = \frac{Z_1Z_2e^2}{E} \quad (1.27)$$

şeklini alır ve burada $E = \frac{1}{2}mv^2$ ifadesi bombardıman enerjisidir.

Çarpma parametresinin $b = 0$ olduğu zaman yani mermi ve hedefin kafa kafaya çarpışması durumunda, merminin $v_0 = 0$ hızına sahip olduğunda en yakın yaklaşma mesafesi d_0 kadardır. Açısal momentum korunumdan;

$$m vb = mv_0 d \quad (1.28)$$

eşitliği elde edilir. b ile d arasındaki ilişki ile denklem 1.27 kullanılarak,

$$b^2 = d(d - d_0) \quad (1.29)$$

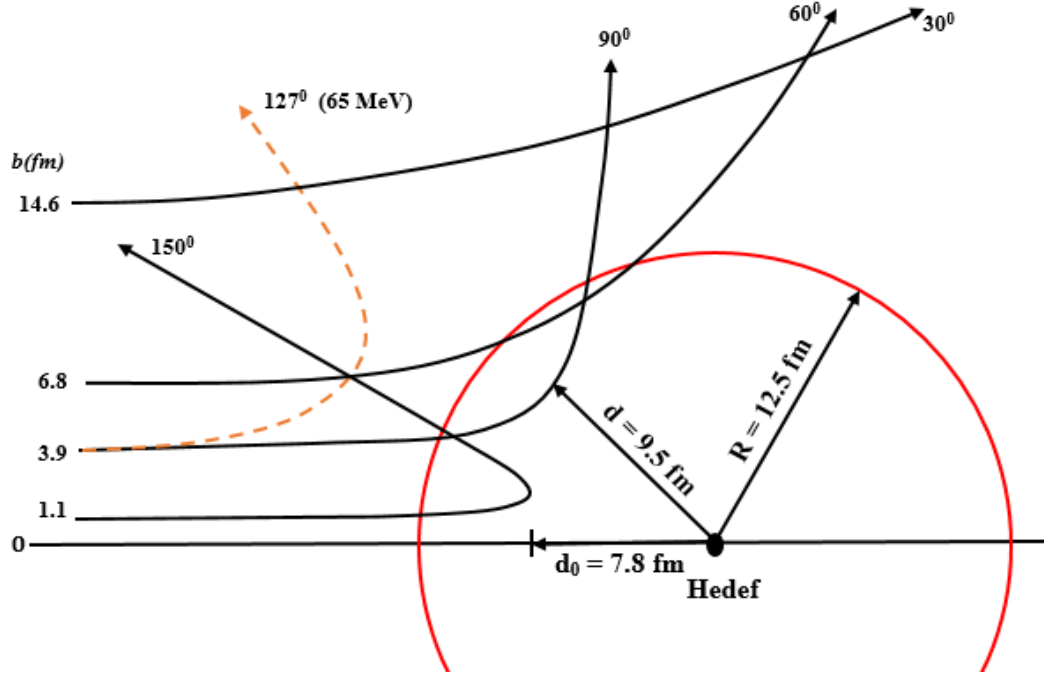
denkleme ulaşılır. Hiperbolün özelliğinden,

$$d = b \cot\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (1.30)$$

bağıntısı ile denklem 1.29 birlikte kullanıldığında $\tan \alpha = 2b/d_0$ bağıntısı ya da $\theta = \pi - 2\alpha$ olduğundan,

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{2b}{d_0} \quad (1.31)$$

denklemini elde edilmekte olup θ saçılma açısı ile b çarpma parametresi arasındaki ilişkiyi vermektedir. Kafa kafaya çarpışma $\theta = \pi$ ve $b = 0$ olana kadar b çarpma parametresi azaldıkça θ saçılma açısı artmakta ve bu durum Şekil 1.12' de gösterilmektedir.



Şekil 1.12 Yüklü mermi parçacığın yüklü bir hedeften saçılmasına ait farklı çarpma parametreleri için Rutherford yörüngelerinin gösterimi. Yörüngeleri gösteren eğriler (kesikli çizgi ile gösterilen eğri haricinde) 130 MeV enerji ile ^{208}Pb hedefi üzerine gelen ^{16}O iyonları için çizilmiş olup kesikli çizgi ile gösterilen eğri ise 65 MeV enerjili ^{16}O iyonlarına ait yörüngeyi göstermektedir (15)

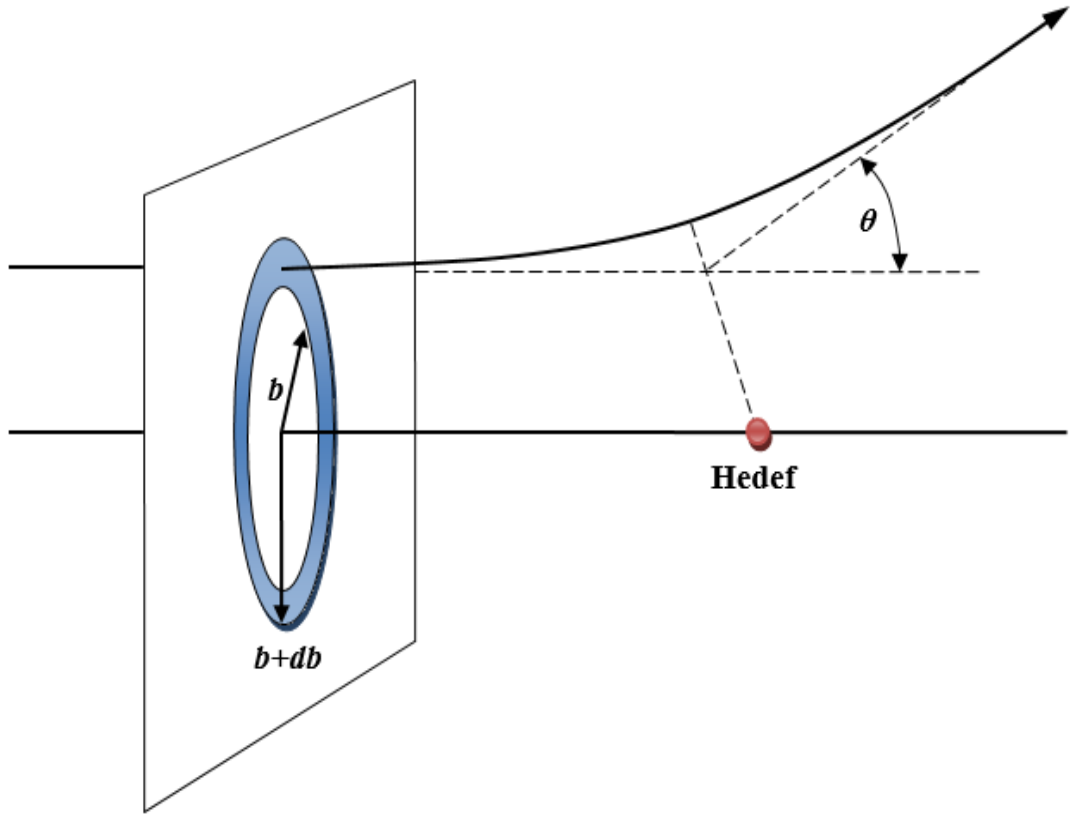
Gelen parçacık demetine dik bir düzlemdeki birim yüzeyden birim zamanda geçen I_0 akısına sahip parçacıklar göz önüne alındığında (Şekil 1.13) b ile $b + db$ yarıçapları arasındaki halkadan geçen akı şu şekildedir:

$$dI = 2\pi I_0 b db \quad (1.32)$$

Denklem 1.31 yardımı ile 1.32 denklemini,

$$dI = \frac{1}{4} \pi I_0 d_0^2 \frac{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^3\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta \quad (1.33)$$

halini alır ve $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ değerinde bir katı açığı görmekte olup θ ve $\theta + d\theta$ açılı koniler arasına saçılan akıdır.



Şekil 1.13 Rutherford tesir kesitini tanımlayan koordinatların gösterimi (15)

Diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \frac{1}{I_0} \frac{dI}{d\Omega} = \left(\frac{d_0}{4}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.34)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklem Coulomb saçılması için Rutherford formülü olarak bilinir (15).

Hedefin kütesinin mermi parçacığın kütesinden çok büyük olması şartı ile E enerjisi ve θ saçılma açısının kütle merkezi koordinat sisteminde ölçülen E_{KM} ve θ_{KM} ile temsil edilmesi halinde elimine edilir ve Rutherford formülü denklem 1.34 tekrar geçerli olur fakat kütle merkezi koordinat sistemi tesir kesitini vermektedir. Hedef çekirdek ve mermi parçacık arasındaki r uzaklığı etkileşen mermi parçacığın yarıçapı ile hedef çekirdeğin yarıçapının toplamından küçük olması durumunda mermi

parçacık ve hedef çekirdek artık noktasal yükler gibi ele alınamamasına neden olmaktadır ($r \leq R = R_1 + R_2$). Bu durumda Coulomb potansiyeli,

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (1.35)$$

şeklini almaktadır ($r = R$ olduğunda noktasal yükler için yazılan Coulomb potansiyeline dönülür). $r \leq R$ için yaklaşma mesafesi ile saçılma açısı arasındaki ilişki ise,

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = 2 \left[\frac{d}{d_0} \left(\frac{d}{d_0} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (1.36)$$

şeklinde verilir (30).

1.8. Elastik Saçılma Tesir Kesiti

Nükleer reaksiyon teorisinin temel görevi sistemin Schrödinger denklemine uygun sınır şartları altında çözüm elde etmektir. Toplam dalga fonksiyonu tüm etkileşen parçacıkların koordinatlarına bağlı olup potansiyel de bu parçacıklar arasındaki tüm etkileşmelerin toplamı şeklindedir. Fakat Schrödinger denklemini bu haliyle çözmek mümkün olmamaktadır. Bu sorun gelen parçacık ile hedef parçacık arasındaki etkileşim basit tek cisim potansiyeli $V(r)$ olarak kabul edilerek aşılış olunur. Burada r parçacıklar arasında mesafedir. Genellikle bu yaklaşım için tek parçacıklı kabuk modeli kullanılarak $V(r)$ potansiyelinin genel formu elde edilmektedir. Gelen parçacığın laboratuvar sistemindeki enerjisi alınır ve kütle merkezi sisteminde çalışılır (31,33).

Gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki tek cisim potansiyeli $V(r)$ ' nin yol açtığı etkileşme kütle merkezi sisteminde aşağıdaki saçılma denklemi ile tanımlanmaktadır.

$$\nabla^2 \psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - V(r)\} \psi = 0 \quad (1.37)$$

Bu denklemin çözümü gelen bir düzlem dalga ve saçılan küresel dalgalarla temsil edilmekte ve gelen dalganın yönü için z eksenini seçilirse, dalga fonksiyonunun asimptotik formu aşağıdaki şekilde olmaktadır:

$$\psi \approx e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (1.38)$$

Burada $k = (2\mu E)^{1/2} / \hbar$ dalga sayısıdır. $f(\theta)$ ise saçılma genliği olup diferansiyel tesir kesiti bu saçılma genliğinin karesine eşittir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.39)$$

Schrödinger denklemini çözebilmek için ψ , radyal ve açısal kısmın çarpımı olarak yazılmaktadır.

$$\psi(r, \theta) = \sum_l \frac{U_l(r)}{r} P_l(\cos \theta) \quad (1.40)$$

Burada $P_l(\cos \theta)$ açısal fonksiyonları, Legendre polinomlarıdır. İlk üç terimi ise aşağıda verilmiştir.

$$P_0(\cos \theta) = 1 \quad (1.41)$$

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta \quad (1.42)$$

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2 \theta - 1) \quad (1.43)$$

Açısal momentumun eklenmesiyle dalga fonksiyonunun radyal kısmının uyduğu Schrödinger dalga denklemi şu şekildedir:

$$\frac{d^2 U_l}{dr^2} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - V(r)\} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] U_l = 0 \quad (1.44)$$

Bu denklemin çözümü ilk olarak $l = 0$ küresel durumu için yapılır ve s-radyal dalga fonksiyonu denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d^2 U_0}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \{E - V(r)\} U_0 = 0 \quad (1.45)$$

$r \rightarrow \infty$ limitinde denklem 1.45 şu hali alır:

$$\frac{d^2 U_0}{dr^2} + k^2 U_0 = 0 \quad (1.46)$$

Bu denklemin genel çözümü;

$$U_0 \approx A \sin(kr + \delta) \equiv \frac{Ae^{-i\delta}}{2i} (e^{2i\delta} e^{ikr} - e^{-ikr}) \quad (1.47)$$

şeklindedir. $U = r\psi$ olduğundan, $r\{\psi_g(l=0) + \psi_s(l=0)\}$ biçimindedir ve $\{\psi_g(l=0)\} = e^{ikz}(l=0)$ eşittir. Gelen dalga fonksiyonu e^{ikz} ise aşağıdaki ifadeden bulunmaktadır.

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (1.48)$$

$l = 0$ için bu denklem;

$$e^{ikz}(l=0) = \frac{\sin kr}{kr} = \frac{1}{2ikr} (e^{ikr} - e^{-ikr}) \quad (1.49)$$

halini almaktadır. Saçılan kısmi dalga fonksiyonu, toplam dalga fonksiyonundan gelen dalga fonksiyonun çıkarılmasıyla bulunur ve bu durum aşağıdaki gibidir.

$$\psi_s(l=0) = \frac{U_0}{r} - \psi_g(l=0) \quad (1.50)$$

$$= \underbrace{\frac{Ae^{-i\delta}}{2ir} (e^{2i\delta} e^{ikr} - e^{-ikr})}_{\psi} - \underbrace{\frac{1}{2ikr} (e^{ikr} - e^{-ikr})}_{\psi_g} \quad (1.51)$$

Saçılan dalga, e^{-ikr} terimi içermemelidir. $\frac{Ae^{-i\delta}}{2i} = \frac{1}{2ik}$ olduğundan

denklem 1.51 aşağıdaki hali alır.

$$\psi_s(l=0) = \frac{1}{2ikr} (e^{2i\delta} - 1) e^{ikr} = \frac{1}{r} e^{ikr} f_0(\theta) \quad (1.52)$$

Buradan $f_0(\theta)$ saçılma genliği;

$$f_0(\theta) = \frac{1}{2ik} (e^{2i\delta} - 1) \quad (1.53)$$

şeklindedir.

$l \neq 0$ durumu içinde benzer yol izlenilmektedir. Asimptotik bölgede radyal dalga fonksiyonu $V(r)$ ve $\{l(l+1)\}/r^2$ terimleri geniş r mesafelerinde ihmal edildiği için aşağıdaki şekilde olmaktadır:

$$\frac{d^2 U_l}{dr^2} + k^2 U_l = 0 \quad (1.54)$$

Bu denklemin l bağlı genel çözümü ise;

$$U_l \approx A \sin\left(kr - \frac{1}{2}l\pi + \delta_l\right) \equiv \frac{Ae^{-i\delta_l}}{2i} \left(e^{2i\delta_l} e^{i\left(kr - \frac{1}{2}l\pi\right)} - e^{-i\left(kr - \frac{1}{2}l\pi\right)} \right) \quad (1.55)$$

şekindedir. Bu denklemde verilen e^{ikz} eşitliğinin, l yörünge açısız kuantum sayısına karşılık gelen kısmı ise aşağıdaki gibidir:

$$(2l+1)i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (1.56)$$

Geniş r mesafeleri için $j_l(kr)$ küresel Bessel fonksiyonları denklem 1.48' in her iki tarafının $P_l(\cos \theta)$ ile çarpılmasıyla gelen ve saçılan şekilde iki dalgaya ayrılabilir. Bu durumda;

$$\sum_{l=0}^{\infty} \int_0^{\pi} (2l+1)i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta) P_l(\cos \theta) \sin \theta d\theta = \int_0^{\pi} e^{ikr \cos \theta} P_l(\cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (1.57)$$

şeklinde olup denklemde $\cos \theta = u$ biçiminde alırsak,

$$\int_{-1}^{+1} P_n(u) P_m(u) du = \begin{cases} \frac{2}{2l+1} & n = m \\ 0 & n \neq m \end{cases} \quad (1.58)$$

gerekli integraller alındığında denklem 1.57 aşağıda hali almaktadır:

$$2i^l j_l(kr) = \left\{ \frac{1}{ikr} e^{ikru} P_l(u) \right\}_{-1}^{+1} - \int_{-1}^{+1} \frac{1}{ikr} e^{ikru} P_l(u) du \quad (1.59)$$

Asimptotik bölgede ikinci terim ihmal edilir. Bu durumdan denklem 1.60 halini almaktadır:

$$\begin{aligned} 2i^l j_l(kr) &\approx \frac{1}{ikr} (e^{ikr} - e^{il\pi} e^{-ikr}) \\ &\approx \frac{i^l}{ikr} (e^{i(kr-\frac{1}{2}l\pi)} - e^{-i(kr-\frac{1}{2}l\pi)}) \end{aligned} \quad (1.60)$$

Burada $P_l(-1) = (-1)^l = e^{il\pi}$ ile $e^{\frac{1}{2}l\pi} = i^l$ olarak alınmıştır. Saçılan dalganın l bileşeni aşağıdaki hali almaktadır.

$$\begin{aligned} &\frac{Ae^{-i\delta_l}}{2ir} (e^{2i\delta_l} e^{i(kr-\frac{1}{2}l\pi)} - e^{-i(kr-\frac{1}{2}l\pi)}) P_l(\cos \theta) - \\ &(2l+1) \frac{i^l}{2ikr} (e^{i(kr-\frac{1}{2}l\pi)} - e^{-i(kr-\frac{1}{2}l\pi)}) P_l(\cos \theta) \end{aligned} \quad (1.61)$$

Saçılan dalga e^{-ikr} terimi içermeyeceğinden, $\frac{Ae^{-i\delta_l}}{2ir} = -(2l+1) \frac{i^l}{2ikr}$ eşit olur ve l bileşeni;

$$\frac{(2l+1)i^l}{2ikr} P_l(\cos \theta) (e^{2i\delta_l} - 1) e^{i(kr-\frac{1}{2}l\pi)} \quad (1.62)$$

şeklinde olmaktadır. Bütün bunlar birleştirildiğinde tüm kısmi dalgalar için toplam saçılma genliği;

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \theta) \quad (1.63)$$

şeklindedir. Faz farkı kullanılarak saçılma matris elemanı aşağıdaki şekilde hesaplanır:

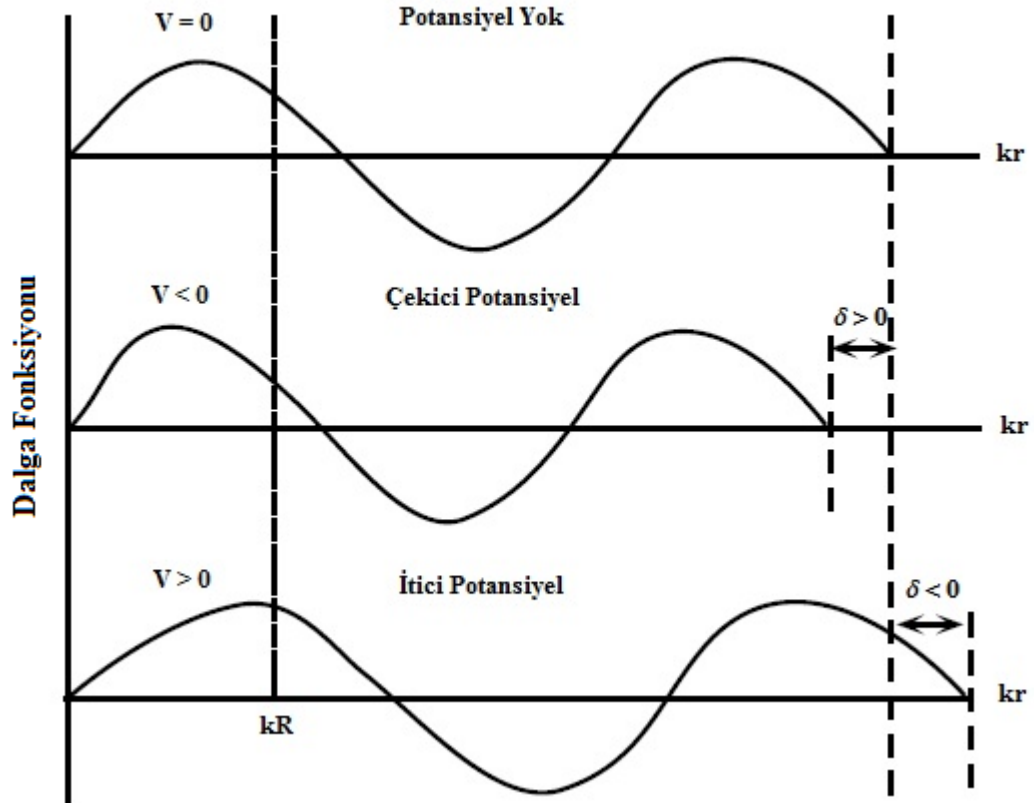
$$S_l = e^{2i\delta_l} \quad (1.64)$$

Toplam elastik saçılma tesir kesiti ise saçılma matrisine bağlı olarak;

$$\sigma_{elastik} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |f(\theta)|^2 \sin \theta d\theta d\phi = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |1 - S_l|^2 \quad (1.65)$$

şeklinde elde edilmektedir (33).

Saçılmaya yol açan tek cisim potansiyeli $V(r)$ hakkında tüm fiziksel bilgi, elastik saçılma tesir kesitine, δ_l faz kayması niceliği ile aktarılmaktadır. Faz kayması olmadığı durumda ise serbest parçacık durumu geçerli olmaktadır. Faz farkının pozitif olması çekici potansiyeli, faz farkının negatif olması ise itici potansiyel olduğu Şekil 1.14' de gösterilmektedir (15).



Şekil 1.14 Üç farklı potansiyel için dalga fonksiyonu

2. MATERYAL VE METOT

2.1. Optik Model

Optik model nükleer reaksiyonların tanımlanmasında kullanılan en başarılı modellerden bir tanesidir. Bu model bir potansiyel parametresi ile iki çekirdeğin etkileşmesini karakterize etmektedir. Soğurulmanın güçlü olmadığı durumlarda, saçılmanın bir potansiyel terimi ile tanımlanması serbestlik derecesi açısından önemli bir kolaylık sağlamakta olup potansiyel tanımlaması Schrödinger denkleminin her yerde çözebilecek bir dalga fonksiyonu yazabilme imkanı vermektedir (15).

Optik model nükleer reaksiyonları, bir ortamdan geçerken absorbe edilen ışığın yayılmasına benzer bir analogi ile incelemektedir (34). Çünkü ışık dalgasının bir yüzeyden saçılması ile bir parçacığın bir potansiyelden saçılması benzerlik gösterir. Elastik saçılma ve elastik olmayan saçılmalarda kullanılan kompleks potansiyel, ışığın karmaşık kırılma indisli bir ortamdaki özelliklerine (yansıma, kırınım ve yutulma) benzerliğinden dolayı bu kompleks potansiyel, optik potansiyel olarak adlandırılmaktadır.

İki çekirdek arasındaki etkileşim komplike çok cisim problemi olup optik model bu problemi basitleştirerek bir potansiyel ile etkileşen iki cisim problemine dönüştürmektedir. Bu model potansiyeli, iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki r mesafesine bağlı olarak $V = V(r)$ şeklinde almaktadır. Optik potansiyel, inelastik bir saçılmanın olması durumunda elastik kanaldan bir akı kaybı olacağından dolayı kompleks olmalı (15) ve bu kompleks optik potansiyel ise,

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (2.1)$$

şeklindedir. Burada $V(r)$ reel potansiyel, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki etkileşmeyi tanımlamaktadır. $W(r)$ ise uyarılmış kanallara giden akı ile soğurulmadan sorumlu olmaktadır. Optik model sadece elastik kanallardaki dalga fonksiyonları ile ilgilenmekte olup diğer tüm uyarılmış kanalları ise W sanal potansiyeli içinde yer alır ve kaybolan akı olarak hesaba katılmaktadır.

Radyal Schrödinger denklemi,

$$\frac{d^2U_l}{dr^2} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - V(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] U_l = 0 \quad (2.2)$$

şeklinde verilmektedir.

2.1.1. Optik Potansiyelin Özellikleri

Optik potansiyel enerjiye bağlıdır. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça uyarılmış kanalların sayısı arttığından dolayı bu kanalları temsil eden sanal potansiyelinde şiddeti artmaktadır. Mermi ya da hedef çekirdek spine sahip olması durumunda mermi ve hedef çekirdek arasında bir spin yörünge etkileşim kuvveti olduğunu ve dolayısıyla da bu durumu temsil eden bir potansiyel vardır. Bir çekirdeğin spinini değerlik nükleonları belirlediği için etkileşimin bu değerlik nükleonları arasında olacağından spin yörünge etkileşimini temsil eden V_{so} potansiyeli sanal potansiyel gibi yüzey bölgesinde pik yapmaktadır (35).

Mermi parçacığın gelme enerjisi uyarılmış durumların enerji seviyelerinden herhangi birine eşit olması durumunda rezonans durumu meydana gelebilir, bundan dolayı optik potansiyel ayrıca rezonanttır.

Optik potansiyelde kaybolan akıyı temsil etmek için bir sanal potansiyele ihtiyaç duyulur bu nedenle optik potansiyel kompleks olmak zorundadır.

Optik potansiyel elimine edilmiş kanalların çiftlenim etkisinden dolayı non-local (lokal olmayan) bir özellik sergilemektedir. Bu durum fiziksel anlamı ise elastik kanala herhangi bir r noktasından giren bir parçacık inelastik kanallardan herhangi birine uyarılarak tekrar elastik kanala dönüp farklı bir r' noktasından saçılabilmektedir. Saçılmanın r veya r' noktasına bağlı olmaması potansiyelin lokal olmama özelliğini göstermekte olup bu özellik ise mermi ve hedef çekirdeğin nükleonlarının antisimetrisasyonundan dolayıdır. Optik model ara durumlarla ilgilenmeden sadece elastik kısmı incelemektedir (31).

2.1.2. Etkin Potansiyel

Bir saçılma problemi için etkin potansiyelin yapısı, optik modele göre en genel haliyle şu şekildedir:

$$U_{Toplam} = V_{Coulomb} + V_{Nükleer} + V_{SO} + V_{Merkezcil} \quad (2.3)$$

Düzdün yüklü küre hedef ile yüklü mermi çekirdek arasındaki etkileşmeden meydana gelen Coulomb potansiyeli,

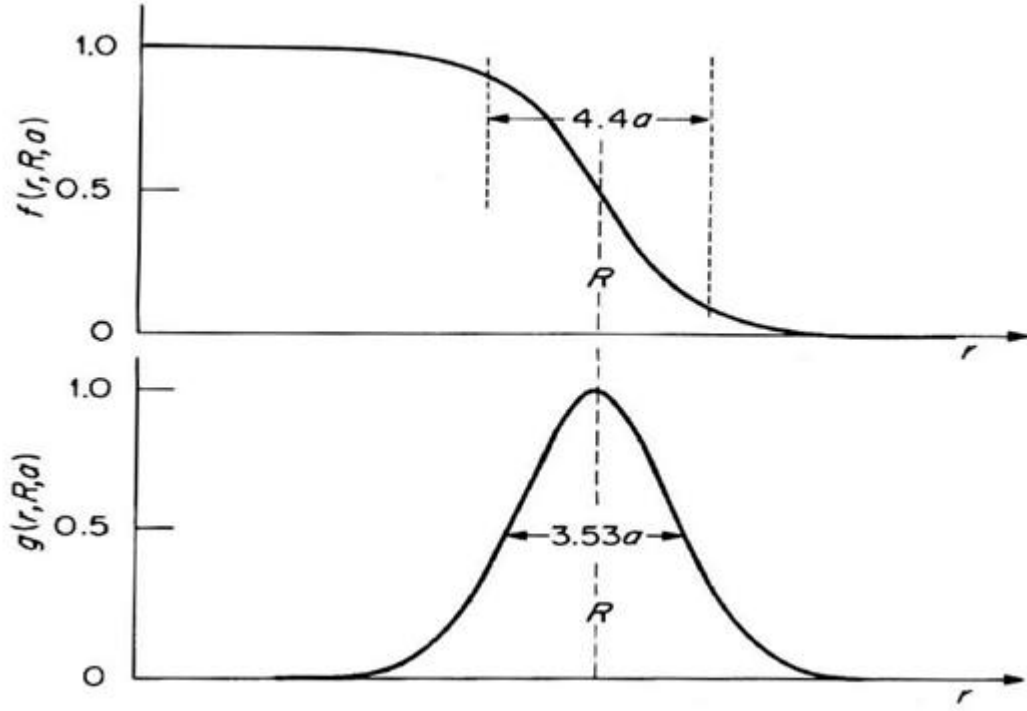
$$V_{Coulomb}(r) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{r}, & r \geq R_C \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), & r < R_C \end{cases} \quad (2.4)$$

şeklinde verilmektedir. Burada R_C Coulomb yarıçapıdır (36) ve $R_C = r_c (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ şeklinde tanımlanmaktadır. $Z_p e$ ve $Z_T e$ sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin yüküdür. Etkileşen yüklü mermi ve yüklü hedef çekirdek arasındaki mesafenin yeterince büyük olduğu durumda mermi ve hedefin üst üste binmediğinde Coulomb potansiyeli noktasal yükler için düzenlenmiş formda alınabilir. Bu potansiyel reaksiyonu önleyici olup nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için Coulomb bariyeri aşılması gerekir ve bariyer enerjisi ise $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_T e^2}{r}$ şeklinde olmaktadır.

Nükleer potansiyel,

$$U_{Nükleer} = -V_f(r) + V_s g_V(r) - i [W_v f_w(r) + W_s g_w(r)] \quad (2.5)$$

şeklinde olup reel (V) ve sanal (W) şeklinde iki kısımdan oluşmaktadır. Reel potansiyel için mikroskobik ve fenomenolojik potansiyeller seçilebilir. Reel potansiyel genellikle Wood-Saxon (WS) formunda seçilmektedir. Bu tip potansiyeller iç bölgelerde yaklaşık olarak sabitken yüzeye doğru yaklaştığında çekirdeklerin nükleon yoğunluk değişimlerinde olduğu gibi yavaşça azalarak sıfıra gitmektedirler. Reel potansiyelin görünümü biçimsel olarak Şekil 2.1' e benzer olup sadece $-V_0$ çarpanı gelmektedir.

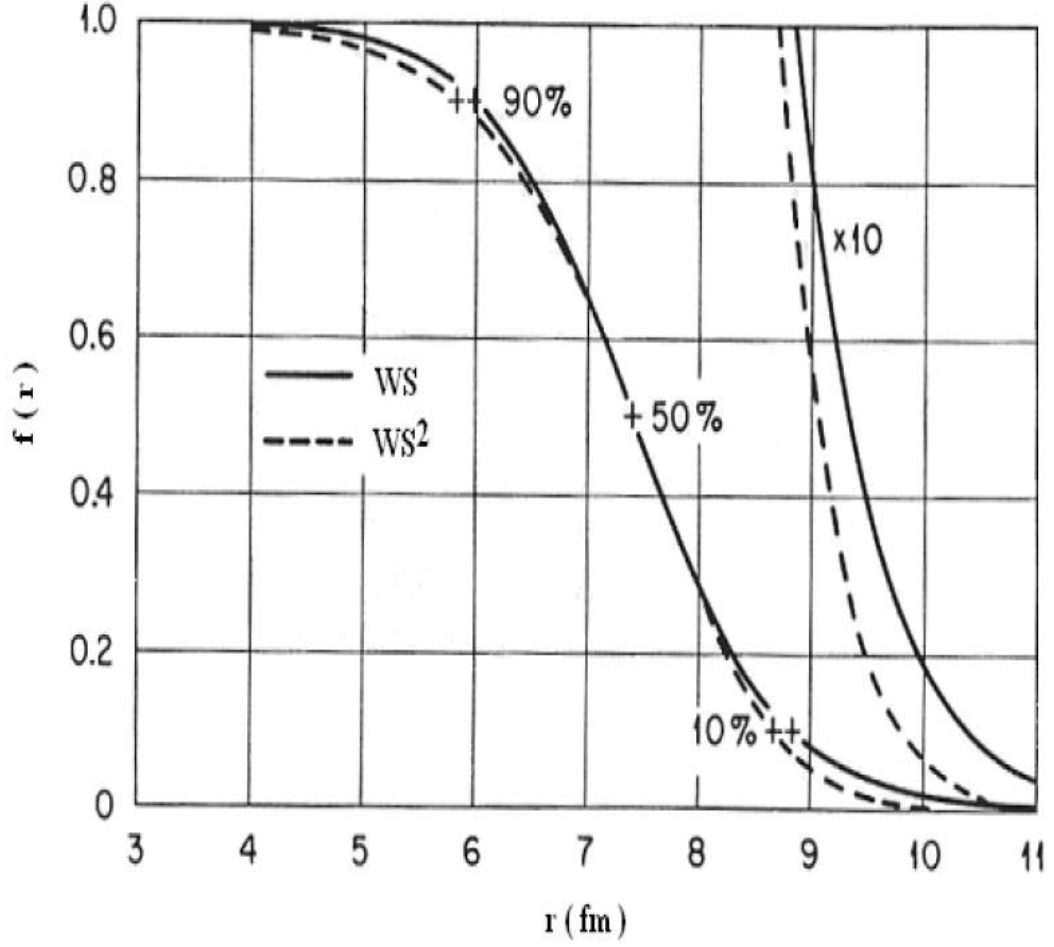


Şekil 2.1 Wood-Saxon form faktörü ile onun türevi (15)

Nükleon sayısı, potansiyel derinliği ile yaklaşık olarak orantılı olup ağır iyonlara doğru gidildikçe bu durum değişmektedir. Nükleer potansiyel biçimi,

$$f_i = \frac{1}{1 + \exp(x_i)}, \quad V_N = -V_0 f_i, \quad x_i = \frac{r - R_i}{a_i} \quad (2.6)$$

şeklinde olup $i = V$ için reel potansiyeli tanımlamaktadır. Burada V_0 potansiyel derinliği, R_V yarıçapı ve a_V ise yüzey difüzyon kalınlığıdır. a parametresi potansiyelin yüzeyde, %90' dan %10' a düştüğü mesafedir. Şekil 2.1' de potansiyel merkezde maksimum şiddete sahip iken yüzeyde ise sifıra gitmekte olduğu gözükmemektedir. Bu form Wood-Saxon formu olarak bilinmekte olup f_V form faktörünün karesi alınarak Wood-Saxon kare (WS^2) formu elde edilmiş olunur. Şekil 2.2' de WS ve WS^2 şekillerinin karşılaştırılması verilmektedir.



Şekil 2.2 Wood-Saxon form faktörü (WS) düz çizgi ile Wood-Saxon kare form faktörü (WS²) ise kesikli çizgi ile gösterilip bu form faktörlerin uzaklığa göre değişimlerinin karşılaştırılması gösterilmektedir (37)

Nükleer potansiyelin sanal kısmı ise hacim ve yüzeysel olmak üzere iki kısımda incelenebilir. Hacimsel terim reel potansiyele benzer olarak elde edilmekte olup biçim olarak ise Şekil 2.1' deki $f(r, R, a)$ form faktörüne benzemektedir. Hacimsel terimi, aşağıdaki denklem 2.7' deki gibidir:

$$W = -\frac{W_0}{1 + \exp(x_i)} \text{ ve } x_i = \frac{r - R_w}{a_w} \quad (2.7)$$

Yüzeysel absorpsiyonu genellikle reel kısmın form faktörünün türevi olarak alınmaktadır. Yüzeysel potansiyeli Şekil 2.1' deki $g(r, R, a)$ form faktörüne benzemektedir.

Mermi çekirdek spine sahip olduğunda, hedef ile mermi arasındaki spin yörünge etkileşmesinden kaynaklanan potansiyel,

$$U_{so} = -(V_{so} + iW_{so}) \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.8)$$

şeklindedir.

Merkezcil potansiyel, mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açılal momentumundan dolayı meydana gelir şiddeti ise,

$$V_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (2.9)$$

şeklinde verilmektedir. Görüldüğü gibi merkezcil potansiyel açılal momentumun kuantum sayısına bağılı olmaktadır. Bu potansiyel sayesinde ise çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen şiddetli bir bariyer var olacaktır.

2.2. Folding Model

Reel potansiyel olarak folding model analitik formdaki fenomenolojik potansiyellere karşı bir alternatif olarak görülmektedir. Fakat folding model elastik olmayan kanalların çiftlenim içermesinden dolayı sanal potansiyel için uygun olmamaktadır. Bu model, sisteme ait potansiyel değerini bulmada ve meydana gelen etkileşmeleri açıklamada kullanılır. Folding model, etkileşen iki cisim olan mermi ve hedef çekirdeğe ait yoğunluk dağılımlarını göz önüne alır ve bu yoğunluk dağılımları üzerinden işlem yapmaktadır. İlk olarak folding model hesaplamaları single folding formda gerçekleşmiştir.

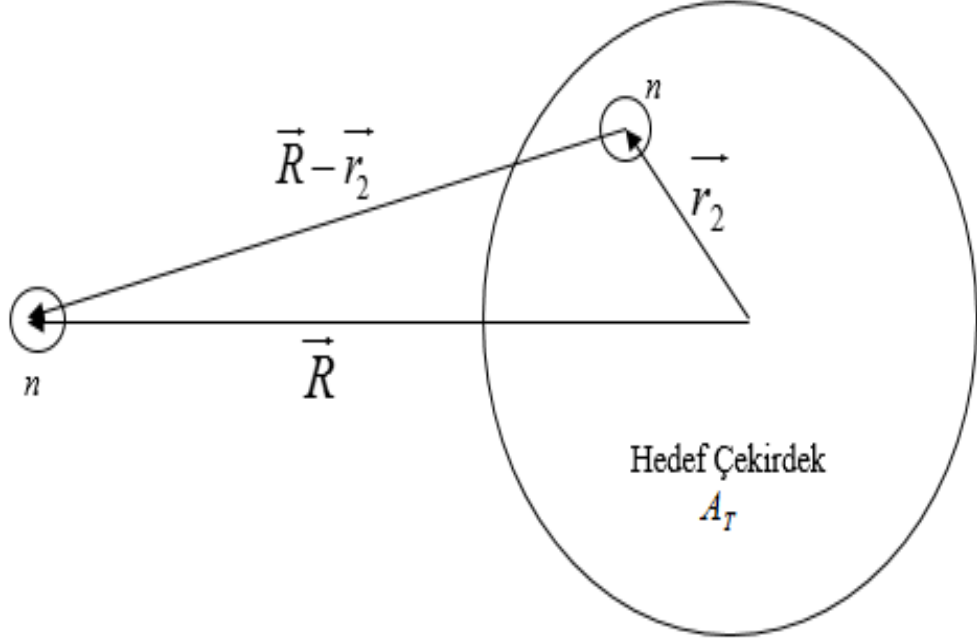
2.2.1. Single Folding Model

Bu model, bir nükleondan veya çok sayıda nükleondan oluşupta tek bir nükleonla etkileşimi bilinen mermi çekirdek ile çok sayıda nükleondan meydana gelmiş fakat tek bir nükleonu ile etkileşimde bulunan bir hedef çekirdeğin etkileşimini tanımlayan modele single folding model denir (13). Buna göre hedef çekirdekteki bir nükleonun mermi ile etkileşimini tanımlayan, etkileşim terimi $v(\vec{R} - \vec{r}_2)$ ile hedef çekirdeğin yoğunluk dağılımı $\rho_T(\vec{r}_2)$ üzerinden integral alınmasıyla single folding potansiyel elde edilmiştir.

Bu durum;

$$V_{SF}(\vec{R}) = \int d\vec{r}_2 \rho_T(\vec{r}_2) v(\vec{R} - \vec{r}_2) \quad (2.10)$$

şeklinde tanımlanmaktadır (38).



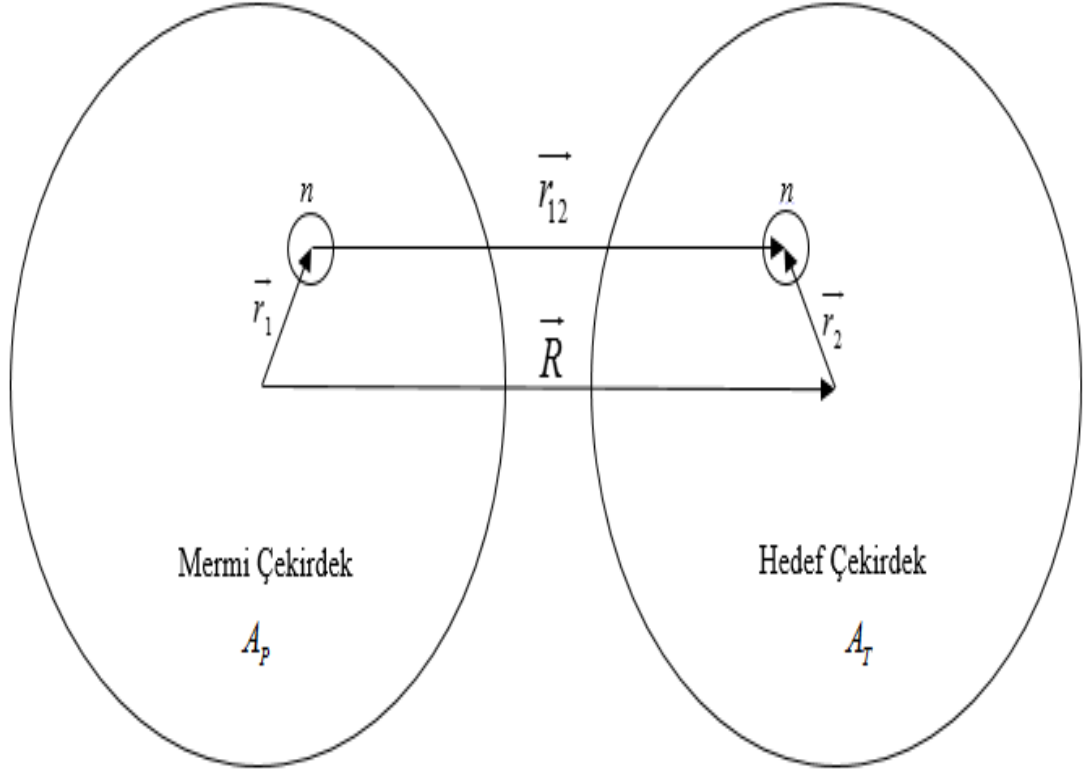
Şekil 2.3 Single folding model hesaplamaları için kullanılan koordinatların gösterimi

2.2.2. Double Folding Model

Double folding potansiyel,

$$V_{DF}(\vec{R}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_P(\vec{r}_1) \rho_T(\vec{r}_2) v_m(r_{12} = R + r_2 - r_1) \quad (2.11)$$

şeklinde tanımlanmaktadır (39). Burada ρ_P ve ρ_T sırasıyla gelen ve hedef çekirdek yoğunluk dağılımlarını, $v_m(r_{12})$ nükleonlar arası etkileşmeyi göstermektedir. Bu duruma göre double folding potansiyelin şematik gösterimi Şekil 2.4' deki gibidir.



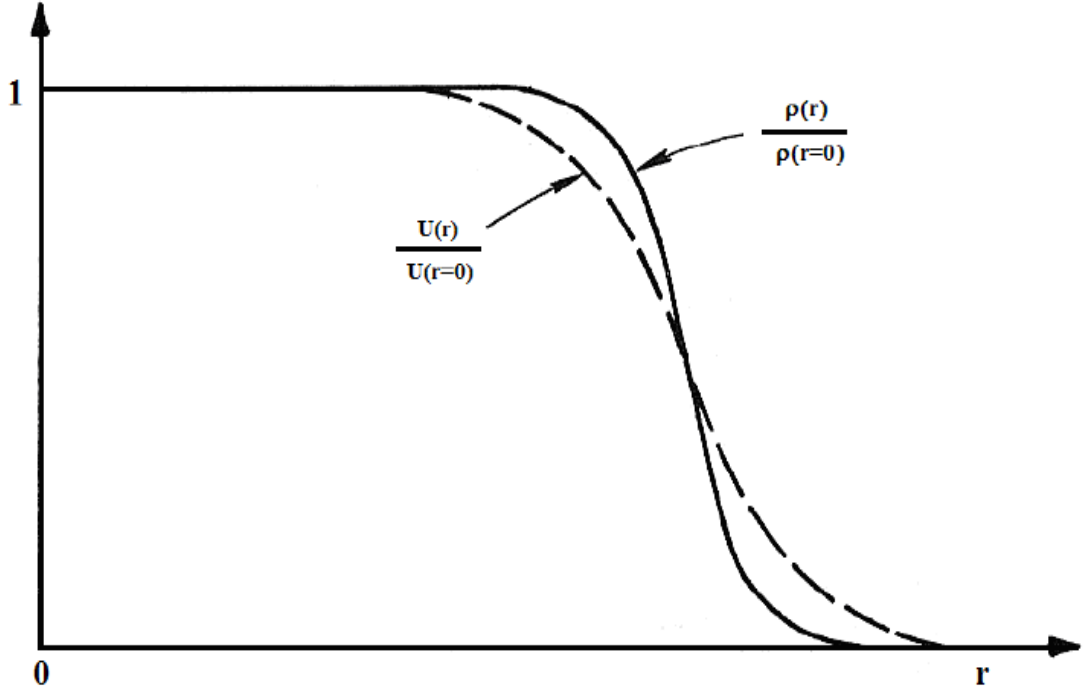
Şekil 2.4 Double folding model hesaplamaları için kullanılan koordinatların gösterimi

Folding potansiyelleri hesaplamalarında kullanılan nükleon yoğunlukları,

$$\begin{aligned} \int \rho_p(r) d^3r &= A_p \\ \int \rho_T(r) d^3r &= A_T \end{aligned} \quad (2.12)$$

denklemleriyle normalize edilir. Burada A_p ve A_T sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin nükleon sayısıdır. Nükleon yoğunluğu dağılımları genellikle küresel simetrik olarak kabul edilir. Spin çiftleniminin olmadığı durumlarda $v_m(r_{12})$ etkileşim terimi skalerdir. Bu nedenle $V_{DF}(R)$ potansiyeli de küresel simetrik olur. Folding potansiyelin difüzyon yüzey kalınlığı çekirdek yoğunlukları ile karşılaştırıldığında daha kalındır. Bunun nedeni ise $v_m(r_{12})$ etkileşim teriminin sonlu menzilden dolayı olup bu durum ise Şekil 2.5' de single folding potansiyel için gösterilmiştir.

Şekil 2.5’ de yoğunluk ve potansiyelin aynı mesafede yarıya düşmesine rağmen, potansiyelin yoğunluğa kıyasla daha geç sifıra gittiği gözükmektedir. Bu durum folding potansiyel ile Wood-Saxon potansiyelin benzer şekillere sahip olmadığını göstermektedir. Folding potansiyel daha çok Wood-Saxon Kare potansiyeline benzer şekle sahiptir (40,41).



Şekil 2.5 Folding modelden elde edilen $U(r)$ potansiyeli ile çekirdek yoğunluk dağılımının karşılaştırılması

2.2.3. Nükleon-Nükleon Etkileşimi

Double folding potansiyel denklemindeki (Denklem 2.11) etkin nükleon-nükleon etkileşimi v_m birçok nükleer model hesaplarında kullanılmıştır (42). Bu etkin etkileşim, yerel olarak r_{12} 'nin fonksiyonu olarak seçilirse hesaplamalarda büyük kolaylık sağlar. Seçilen bu etkileşim bazen gerçekçi (realistic) olabileceği gibi bazen de fenomenolojik olabilmektedir. Gerçekçi formda bir etkileşim kullanılabilmesi için nükleon-nükleon saçılmalarının bilinen özelliklerinden faydalanılmaktadır. İlk kullanılan gerçekçi etkileşim terimleri Gaussian ve Yukawa formuna sahip olup düşük enerjilerdeki nükleon-nükleon saçılmalarından hareketle elde edilmiştir (43).

Etkin etkileşim terimi en genel haliyle,

$$v_{12} = v_{00}(r_{12}) + v_{01}(r_{12})\vec{T}_1\vec{T}_2 + v_{10}(r_{12})\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2 + v_{11}(r_{12})\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2\vec{T}_1\vec{T}_2 \quad (2.13)$$

şeklindedir. Bu denklemde $\vec{\sigma}$ ve \vec{T} sırasıyla spin ve izospin için Pauli matrisleridir. Mermi veya hedef çekirdeklerden en az birinin spini sıfırsa etkileşimde spin terimlerden katkı gelmemektedir. Bu durum izospin içinde geçerlidir. Spinin sıfır izospinin ise sıfırdan farklı olduğu durumda sadece izospin terimlerinden katkı gelmektedir. Bu durumda folding potansiyelin integrand kısmı,

$$\rho_P\rho_T v_{00} + (\rho_P^n - \rho_P^p)(\rho_T^n - \rho_T^p)v_{01} \quad (2.14)$$

halini almaktadır. Burada ρ_P^n , ρ_P^p ve ρ_T^n , ρ_T^p sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğe ait proton ve nötron yoğunluk dağılımlarıdır.

$$\begin{aligned} \rho_P^n &= (N_P / A_P)\rho_P, & \rho_P^p &= (Z_P / A_P)\rho_P, \\ \rho_T^n &= (N_T / A_T)\rho_T, & \rho_T^p &= (Z_T / A_T)\rho_T, \end{aligned} \quad (2.15)$$

Mermi ve hedef çekirdeğin ait proton ve nötron yoğunluk dağılımları için denklem 2.15' deki durumlar kabul edildiğinde integrand,

$$\rho_P\rho_T \left[v_{00} + v_{01} \frac{(N_P - Z_P)(N_T - Z_T)}{A_P A_T} \right] \quad (2.16)$$

halini almaktadır. Folding modelle çalışılacak sistemlerde çekirdekler çift-çift (nötron proton sayısı) ise ya da toplam spin ve izospin sıfırsa etkin etkileşimin spin ve izospin terimlerinden folding potansiyele bir katkı gelmez.

2.2.4. Yoğunluk Bağımsız M3Y Etkileşimleri

Folding model potansiyelleri için birçok nükleon-nükleon etkileşimi tanımlandı ama en çok bilinen ve en çok kullanılanı ise M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşimleridir. Bu tür etkileşim terimlerinden olan M3Y-Reid etkileşim terimi,

$$v_{00}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} \quad (2.17)$$

bağıntısı ile verilir. Bu etkileşim terimi iki adımda elde edilmektedir. İlk olarak Bethe-Goldstone denklemi harmonik osilatör temelinde Reid “soft-core” etkileşimleri

kullanılarak çözüldü ve G-matris bulundu. Sonra ise G-matris elemanlarını yeniden üreten Yukawa terimleri hesaplandı. Merkezci bileşenler Yukawa terimleri kullanılarak fit edildi ve bu terimlerin menzili ise 0.25 ve 0.40 fm dir (44).

Denklem 2.17' deki terim etkin etkileşmenin direk kısmı olarak bilinir fakat bu terim tek başına yeterli olmamaktadır. Bir saçılma durumunda nükleon değiş tokuşu olması da mümkün olduğundan nükleon değiş tokuşunu temsil eden,

$$J_{00}(E) = -276[1 - 0.005E / A_p] \text{ MeV.fm}^3 \quad (2.18)$$

“knock-on exchange” olarak adlandırılan bu terim M3Y-Reid' e ilave edilmektedir. Bu durum da etkileşimin merkezci kısmı spin ve izospin katkılarının olmadığı durumda,

$$v'_{00}(r) = v_{00}(r) + J_{00}(E)\delta(r) \quad (2.19)$$

halini almaktadır.

2.2.5. Çekirdek Yoğunluğu Dağılımları

Double folding potansiyelindeki (Denklem 2.11) çekirdek yoğunluklarını elde etmenin farklı yolları vardır. Çekirdeklerin nükleon yoğunlukları Hartree-Fock, kabuk modeli hesaplarıyla ya da uygun bir fenomenolojik fonksiyon kullanılarak bulunabilir. Literatürde iki parametrelili Fermi dağılımı olarak bilinen fenomenolojik yolla elde edilen yoğunluklar Wood-Saxon potansiyeliyle aynı şekle sahiptir. Diğer bir yoğunluk modeli ise “model bağımsız” yoğunluk dağılımları olup Fourier-Bessel açılımında sahip bir fonksiyondur. Parametreleri elektron saçılma deney gözlemlerini fit edilerek elde edilmektedir (45,46).

Nükleon yoğunluk dağılımları elektron saçılma deneylerinden elde edilebilmektedir. Bu deneylerde ilk olarak çekirdeğin yük yoğunluğu dağılımı bulunur. Yük yoğunluk dağılımlarından yararlanılarak protonun çekirdek içinde yoğunluk dağılımı elde edilir. Çekirdekte proton ve nötron sayısı eşit ise nötron yoğunluk dağılımı ile proton yoğunluk dağılımları aynı olarak kabul edilerek çekirdeğin nükleon yoğunluk dağılımı saptanabilir. Yoğunluk dağılımları için literatürde sıkça kullanılan nükleon yoğunluk dağılım fonksiyonları sırasıyla;

İki parametrelili Fermi dağılımı,

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right) \right]^{-1} \quad (2.20)$$

Gaussian dağılımı,

$$\rho(r) = \rho_0(1 + wr^2) \exp(-\beta r^2) \quad (2.21)$$

şeklinde verilmektedir.

3. ARAŞTIRMA BULGULARI

3.1. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ Sisteminin Optik Model ile İncelenmesi

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu, optik model çatısı altında fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller ile incelendi. Bu çalışmada yapılan tüm reaksiyon analizleri ise Fresco (47) kodları kullanılarak gerçekleştirildi.

Hesaplamalarda deneysel data ile teorik sonuçlar arasındaki uyumluluğu,

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \frac{(\sigma_{teori} - \sigma_{deney})^2}{(\Delta\sigma_{deney})^2} \quad (3.1)$$

ile verilen hata hesabı denklemiyle belirlendi. Burada σ_{teori} , σ_{deney} ve $\Delta\sigma_{deney}$ sırasıyla teorik tesir kesiti, deneysel tesir kesiti ve deneysel tesir kesitindeki hata oranıdır. N_σ ise toplam deneysel data sayısıdır.

3.1.1. Fenomenolojik Potansiyel Kullanılarak Analiz

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu $E_{\text{Lab}} = 88, 91, 93, 96, 98, 102$ MeV enerjilerinde fenomenolojik potansiyel kullanılarak analiz edildi. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için bütün deneysel datalar ise Lin ve ark. (12) tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır. Bu elastik saçılma reaksiyonu analiz edilirken kullanılan toplam potansiyel,

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{Nükleer}} + V_{\text{Coulomb}} + V_{\text{Merkezcil}} \quad (3.2)$$

Nükleer, Coulomb, Merkezcil olmak üzere üç potansiyelden oluşmaktadır. Denklem 3.2' de nükleer potansiyel reel (V) ve sanal (W) olmak üzere iki kısımdan oluşur.

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = V + iW \quad (3.3)$$

Burada reel kısım (V) saçılmadan, sanal kısım (W) absorpsiyon yani kaybolan akıdan sorumludur. Nükleer potansiyelin hem reel hem de sanal kısmı için Wood-Saxon tipinde fenomenolojik potansiyeller kullanılmış olup denklem 3.4' de verilmiştir.

$$V_{Nükleer}(r) = \frac{-V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)\right]} + i \frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right)\right]} \quad (3.4)$$

Burada, V_0 reel kısmın potansiyelin derinliğini ve W_0 ise sanal kısmın potansiyelin derinliğini vermekte, yarıçaplar ise $R_V = r_V(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ ve $R_W = r_W(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ bağıntıları ile hesaplanmaktadır. a_V ve a_W ise sırasıyla reel ve sanal kısma ait difüzyon kalınlığı olup A_P ve A_T ise sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin kütle numaralarını göstermektedir.

$^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu, $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ve 102 MeV enerji aralığında fenomenolojik potansiyeller kullanılarak optik model çatısı altında incelendi. Yapılan analizde potansiyelin reel ve sanal kısımlarının r_V , r_W ve a_W değerleri sırasıyla $r_V = 1.26 \text{ fm}$, $r_W = 1.30 \text{ fm}$ ve $a_W = 0.5 \text{ fm}$ ' de sabit tutuldu diğer üç parametre ise değişken olarak alındı. Hesaplamalarda deneysel datayı en iyi açıklayan potansiyel parametreleri elde edildi. Potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesitinin ve hata oranlarının (χ^2/N) enerjiye göre değişimi Tablo 3.1' de verilmiştir.

Düzgün yüklü küre hedef ile yüklü mermi çekirdek arasındaki etkileşmeden meydana gelen Coulomb potansiyeli,

$$V_{\text{Coulomb}}(r) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r}, & r \geq R_C \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), & r < R_C \end{cases} \quad (3.5)$$

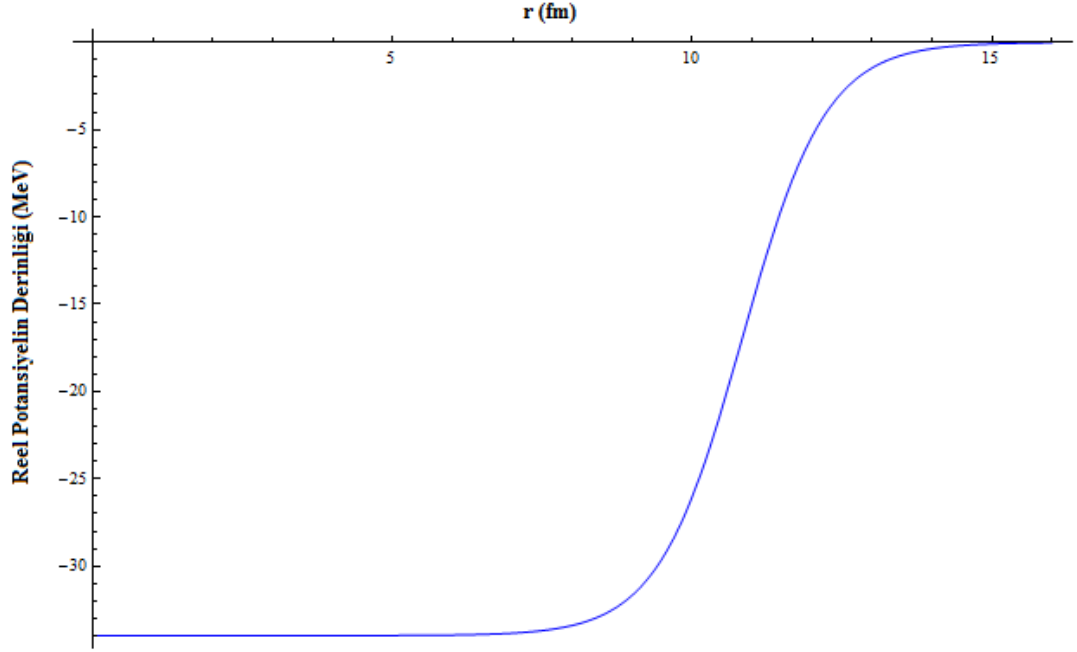
şeklinde verilmektedir. Burada Coulomb yarıçapı $R_C = 10.3 \text{ fm}$ ' dir.

Merkezcil potansiyel, mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan doğar şiddeti ise,

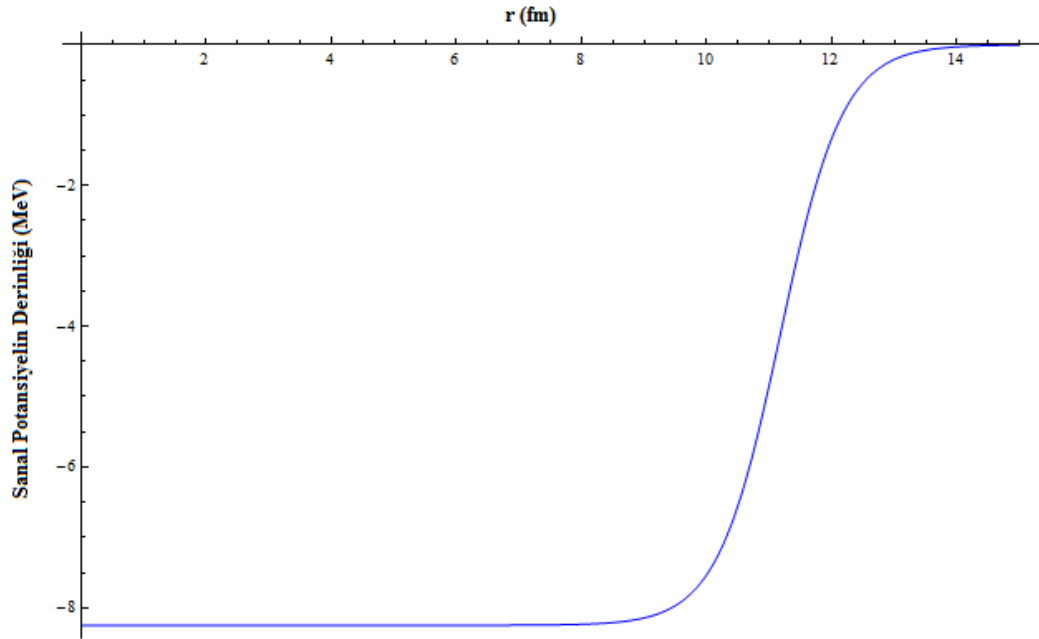
$$V_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (3.6)$$

şeklinde verilir. Görüldüğü gibi merkezcil potansiyel açısal momentumun kuantum sayısına bağlı olmaktadır. Bu potansiyel sayesinde ise çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen şiddetli bir bariyer var olacaktır.

Bu çalışmada kullanmış olduğumuz fenomenolojik reel ve sanal potansiyellerin şekilleri sırasıyla Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’ de gösterilmektedir.



Şekil 3.1 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 88$ MeV’ de nükleer potansiyelin reel kısmının gösterimi

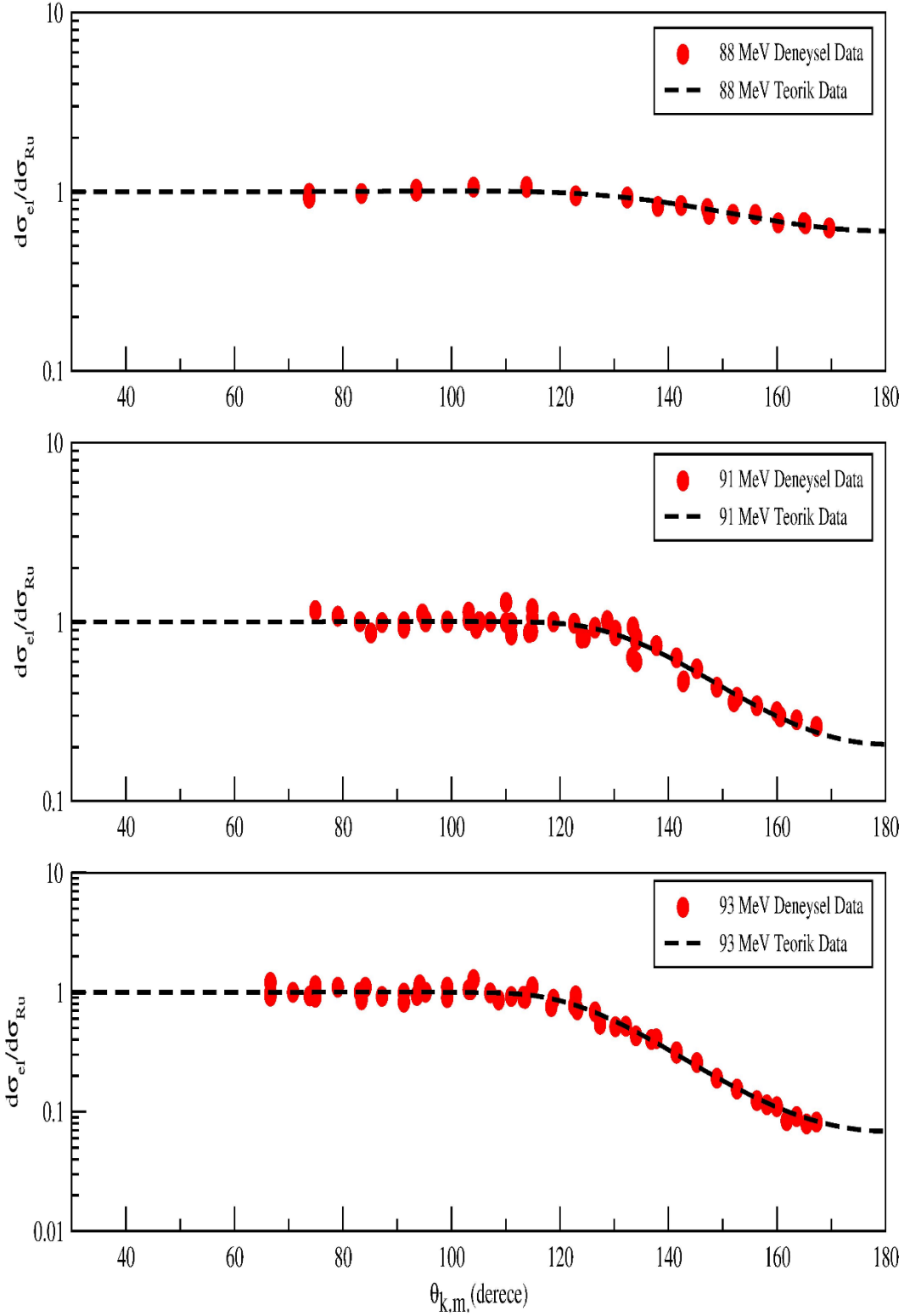


Şekil 3.2 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 88$ MeV’ de nükleer potansiyelin sanal kısmının gösterimi

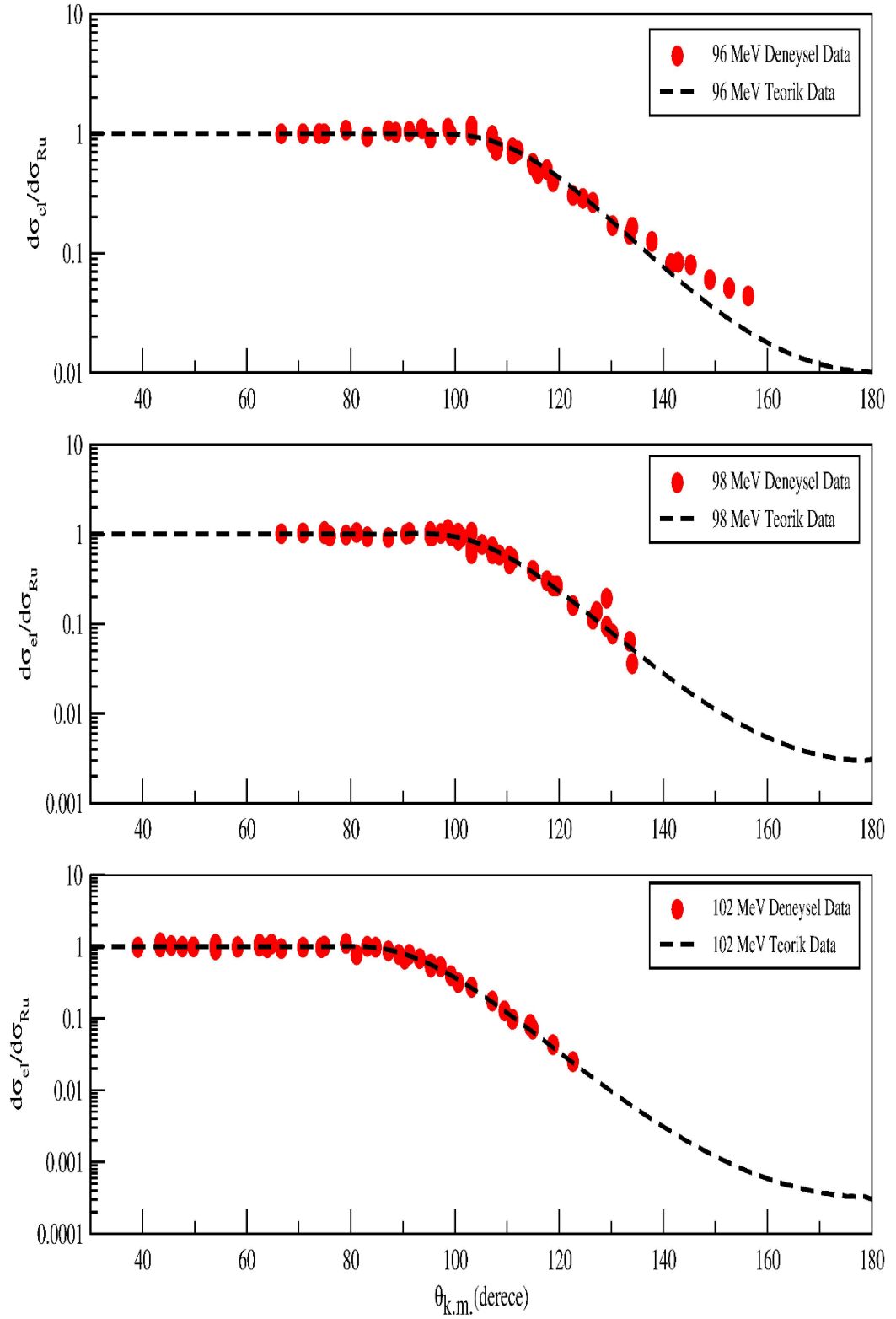
Tablo 3.1 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin optik model ile fenomenolojik olarak incelenmesi sonucu elde edilen potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ve χ^2/N değerlerinin enerjiye göre değişimi

E_{Lab} (MeV)	V_0 (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W_0 (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N
88.0	33.98	1.26	0.70	8.25	1.30	0.50	50.09	0.37
91.0	73.78	1.26	0.50	8.47	1.30	0.50	132.94	3.58
93.0	65.47	1.26	0.50	12.23	1.30	0.50	240.21	8.88
96.0	60.77	1.26	0.50	17.33	1.30	0.50	416.61	35.00
98.0	57.80	1.26	0.50	16.35	1.30	0.50	498.80	7.31
102.0	44.60	1.26	0.55	32.80	1.30	0.50	789.28	13.00

Teorik olarak incelemede bulunulan $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin optik model ile fenomenolojik olarak incelenmesiyle elde edilen açısal dağılımın tesir kesitine karşılık sonuçlarının deneysel data ile karşılaştırılması Şekil 3.3.a ve Şekil 3.3.b de verilmiştir.



Şekil 3.3.a. $E_{Lab} = 88, 91$ ve 93 MeV’ de elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi (optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir)
 *Deneysel datalar (12)’ den alınmıştır



Şekil 3.3.b. $E_{Lab} = 96, 98$ ve 102 MeV' de elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi (optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir)
* Deneysel datalar (12)' den alınmıştır

3.1.2. Mikroskobik Potansiyel Kullanılarak Analiz

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi $E_{\text{Lab}} = 88, 91, 93, 96, 98, 102$ MeV enerjilerinde optik model çatısı altında mikroskobik potansiyel kullanılarak analiz edildi. Bu çalışmada mikroskobik potansiyel olarak nükleon-nükleon (nn) etkileşimini temel alan double folding potansiyeli kullanılmıştır.

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu analiz ederken kullanılan toplam potansiyel,

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{Nükleer}} + V_{\text{Coulomb}} + V_{\text{Merkezcil}} \quad (3.7)$$

şeklinindedir. Coulomb potansiyeli önceki bölümde verildiği şekliyle kullanılmıştır. Burada nükleer potansiyel ise,

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = V + iW \quad (3.8)$$

şeklinde verilir ve reel kısım (V), DF POT (48) programı yardımıyla double folding model ile belirlenerek hesaplamalara doğrudan katılır. Sanal kısım (W) ise fenomenolojik olarak Wood-Saxon formundadır ve bu durum denklem 3.11' de gösterilmektedir. Nükleon-nükleon etkileşmesini göz önüne alarak yürütülen hesaplamalarda denklem 3.9' daki nükleon-nükleon double folding potansiyeli,

$$V_{nn-DF}(\vec{r}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_p(\vec{r}_1) \rho_T(\vec{r}_2) v_{nn}(r_{12} = r + r_2 - r_1) \quad (3.9)$$

ile N_R faktörü nükleer potansiyelin reel kısmını oluşturmaktadırlar. Nükleer potansiyelin reel kısmı,

$$V_{df} = N_R V_{nn-DF} \quad (3.10)$$

şeklinde verilir. Burada N_R normalizasyon sabiti olup deney gözlemlerini açıklamak için gerekli en uygun değerini almaktadır. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu hesaplamalarında kullanılan nükleer potansiyel reel ve sanal kısımdan oluşan yapısı,

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = -V_{df} + i \frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]} \quad (3.11)$$

şeklinde verilmektedir. Denklem 3.9' da ρ_p ve ρ_n sırasıyla mermi (^{19}F) ve hedef (^{208}Pb) çekirdeklerin yoğunluklarını, v_m ise iki nükleon arasındaki etkin etkileşim terimidir.

Bu çalışmada mermi çekirdeğin (^{19}F) yoğunluğu Skyrme Hartree Fock Modeli ile elde edilen yoğunluk dağılımı kullanılmıştır. Hedef çekirdeğin yoğunluğu ise (^{208}Pb) proton ve nötron yoğunlukların ayrı ayrı toplamı şeklinde alındı. Her birinin yoğunluk fonksiyonu Wood-Saxon fonksiyonu olarak seçildi. ^{208}Pb çekirdek yoğunluk parametreleri ise Tablo 3.2' de verilmiştir.

$$\rho(r) = \rho_n(r) + \rho_p(r) \quad (3.12)$$

$$\rho(r) = \frac{c_n}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-r_n}{a}\right)\right]} + \frac{c_p}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-r_p}{a}\right)\right]} \quad (3.13)$$

Tablo 3.2 ^{208}Pb çekirdek yoğunluk parametreleri (49)

Çekirdek	r_p (fm)	r_n (fm)	a (fm)
^{208}Pb	6.60	6.75	0.546

Tablo 3.2' deki parametreler kullanılarak $c_p = 0.0638$ (fm^{-3}) ve $c_n = 0.0918$ (fm^{-3}) olarak bulunmuştur. Bu çalışmada denklem 3.9' da v_m etkileşim terimi ise M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkin etkileşimi seçilmiş olup denklem 3.14' de verilmiştir.

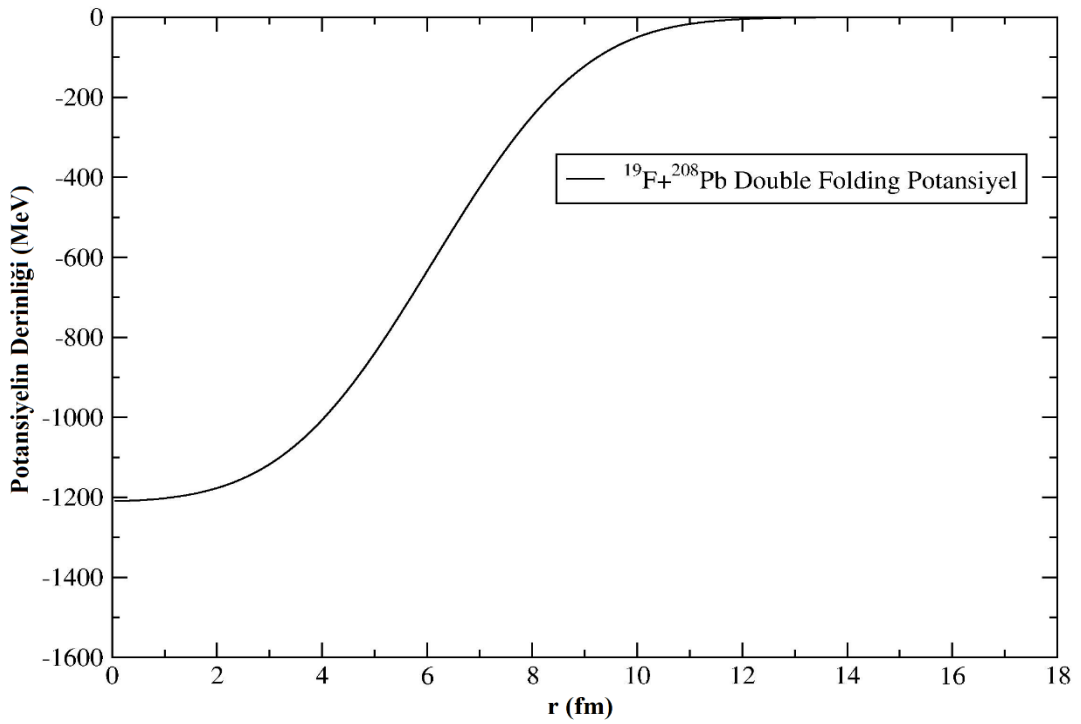
$$v_m(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E)\delta(r) \text{ MeV} \quad (3.14)$$

Burada $J_{00}(E)$ “knock-on exchange” terimidir ve enerjiye bağlı olarak ifadesi,

$$J_{00}(E) = -276[1 - 0.005E / A_p] \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3 \quad (3.15)$$

şeklinde verilmiş olunan bu terim çekirdek reaksiyonlarındaki olası tek nükleon değiş tokuşunu hesaba katmak için M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşim terimine ilave edilmektedir. Denklem 3.15' deki E bombardıman enerjisi, A_P ise mermi çekirdeğe ait nükleon sayısıdır.

Bu çalışmada $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ve 102 MeV enerji aralığında mikroskobik olarak incelendi. Optik model çatısı altında gerçekleşen hesaplamalarda saçılmadan sorumlu reel kısım double folding potansiyel ile kaybolan akıdan sorumlu olan sanal kısım ise fenomenolojik olarak Wood-Saxon formundadır. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için bütün deneysel datalar Lin ve ark. (12) tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır. Yapılan teorik hesaplamalar ile deneysel verilerin uyumlu hale getirilebilmesi için en uygun normalizasyon sabiti (N_R) ve sanal potansiyel parametreleri bulunmaya çalışılmıştır. Yapılan çalışmada $r_w = 1.29 \text{ fm}$ değerinde sabit tutulmuş olup diğer üç parametre ise değişken olarak alınmıştır. Hesaplamalarda deneysel dataları en iyi açıklayan parametreler elde edilmiştir. Normalizasyon sabiti (N_R) ve sanal potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ile hata oranlarının (χ^2/N) enerjiye göre değişimi Tablo 3.3' de verilmektedir.

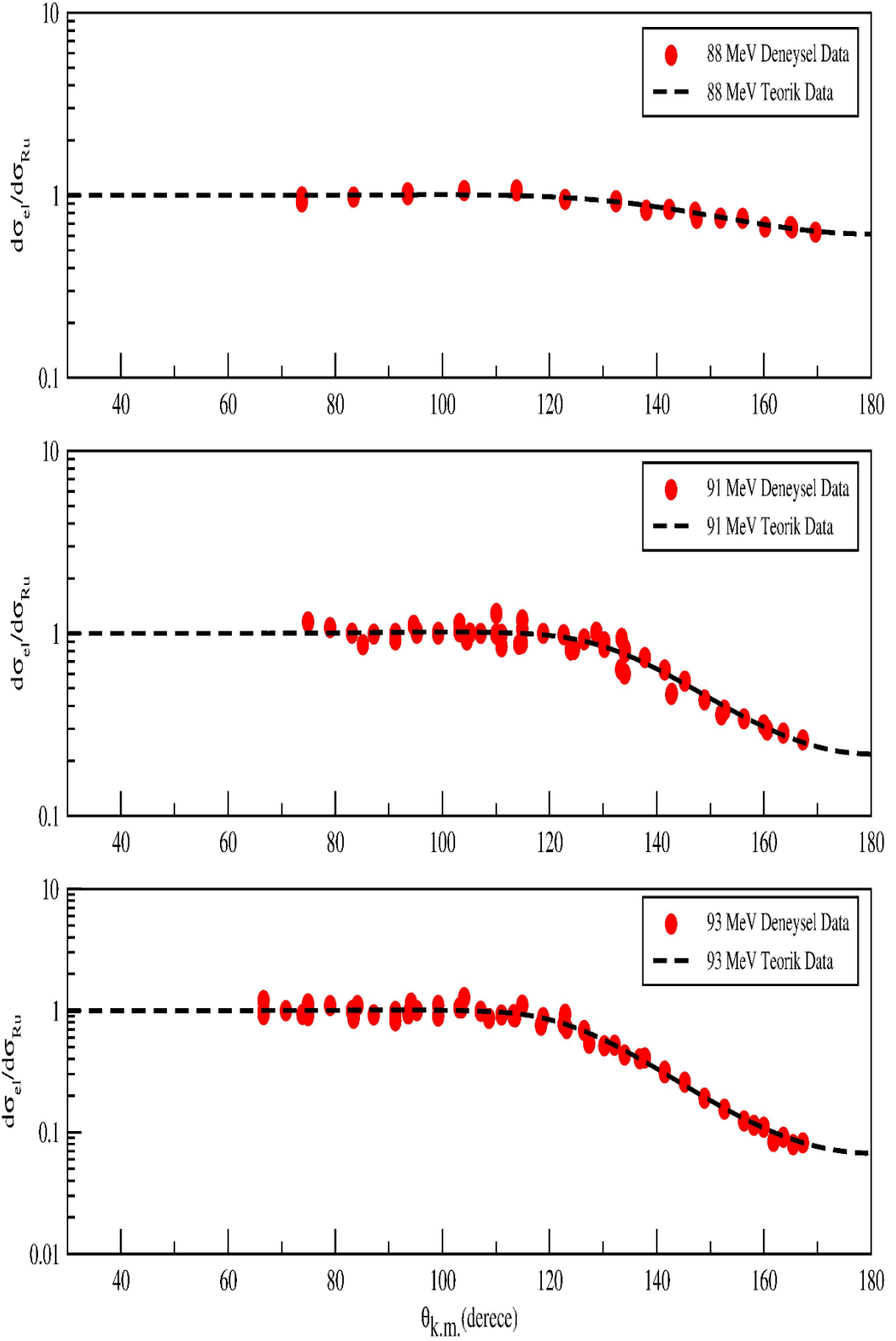


Şekil 3.4 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ' de double folding potansiyelin gösterimi

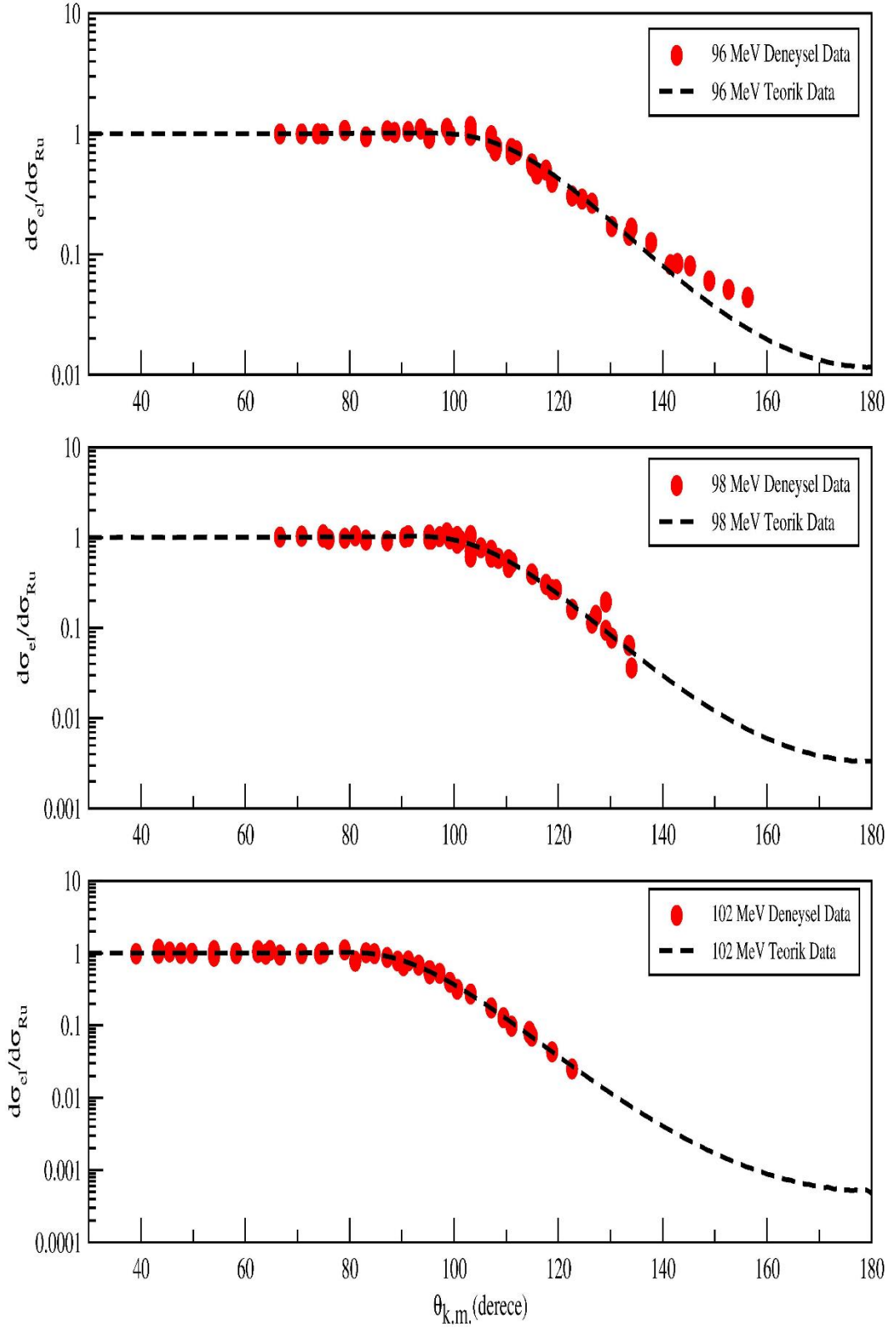
Tablo 3.3 $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için Double folding ve sanal potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ile χ^2/N değerlerinin enerjiye göre değişimi

E_{Lab} (MeV)	N_R	W_0 (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N
88.0	1.100	7.14	1.29	0.55	55.18	0.38
91.0	1.100	8.23	1.29	0.50	120.24	3.70
93.0	0.985	8.61	1.29	0.55	231.76	9.04
96.0	0.905	17.60	1.29	0.50	400.80	36.48
98.0	0.870	16.30	1.29	0.50	478.30	8.01
102.0	0.810	36.24	1.29	0.50	778.31	13.01

Teorik olarak incelemede bulunulan $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saılma reaksiyonu optik model çatısı altında mikroskobik potansiyel kullanılarak elde edilen aısıl dağılımın tesir kesitine karşılık sonuçlarının deneysel data ile karşılaştırılması Şekil 3.5.a ve Şekil 3.5.b' de gsterilmektedir.

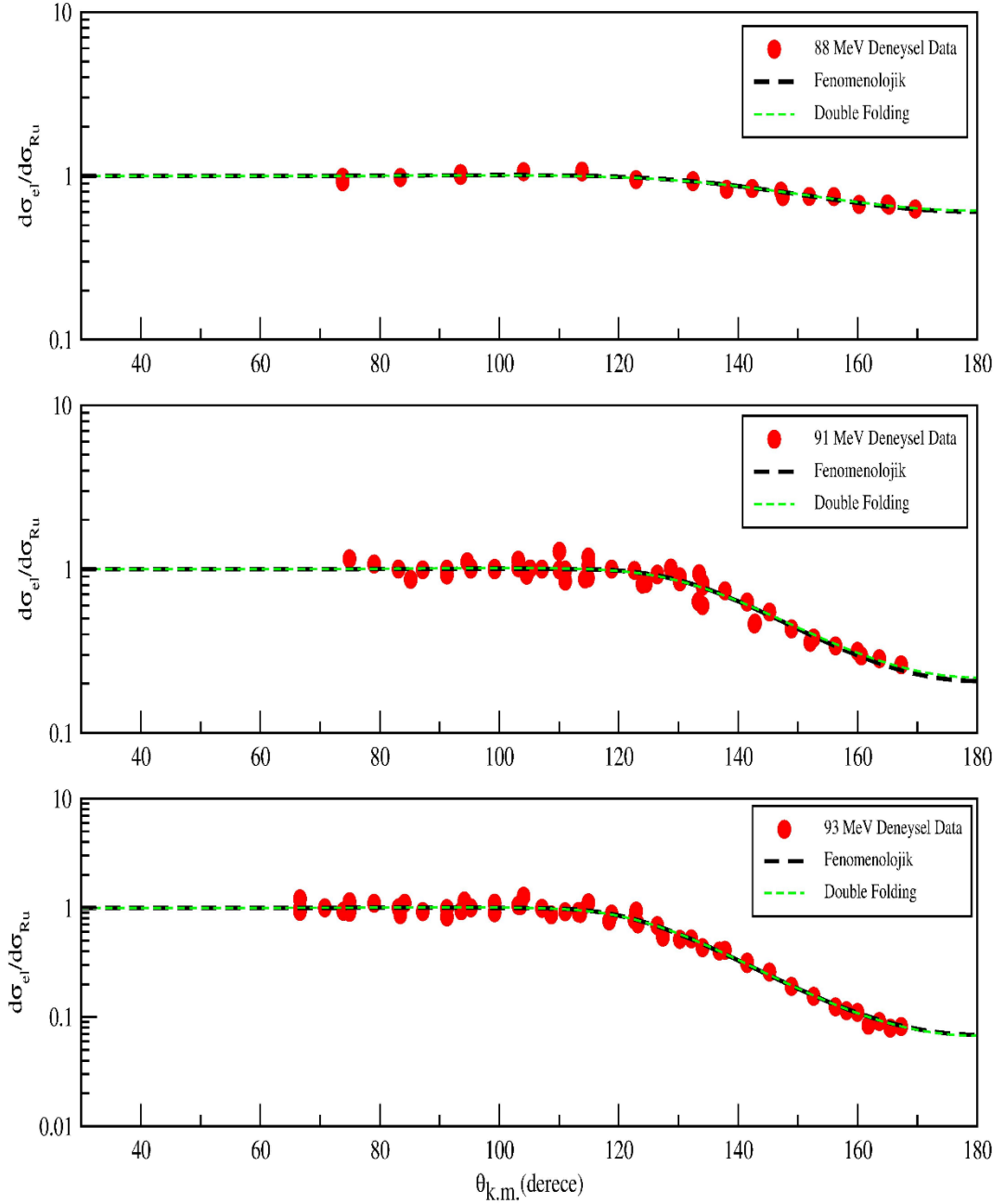


Şekil 3.5.a. $E_{Lab} = 88, 91$ ve 93 MeV' de elastik saçılma tesir kesitinin açrıya göre değişimi (double folding model ile incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel dotalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir) * Deneysel dotalar (12)' den alınmıştır

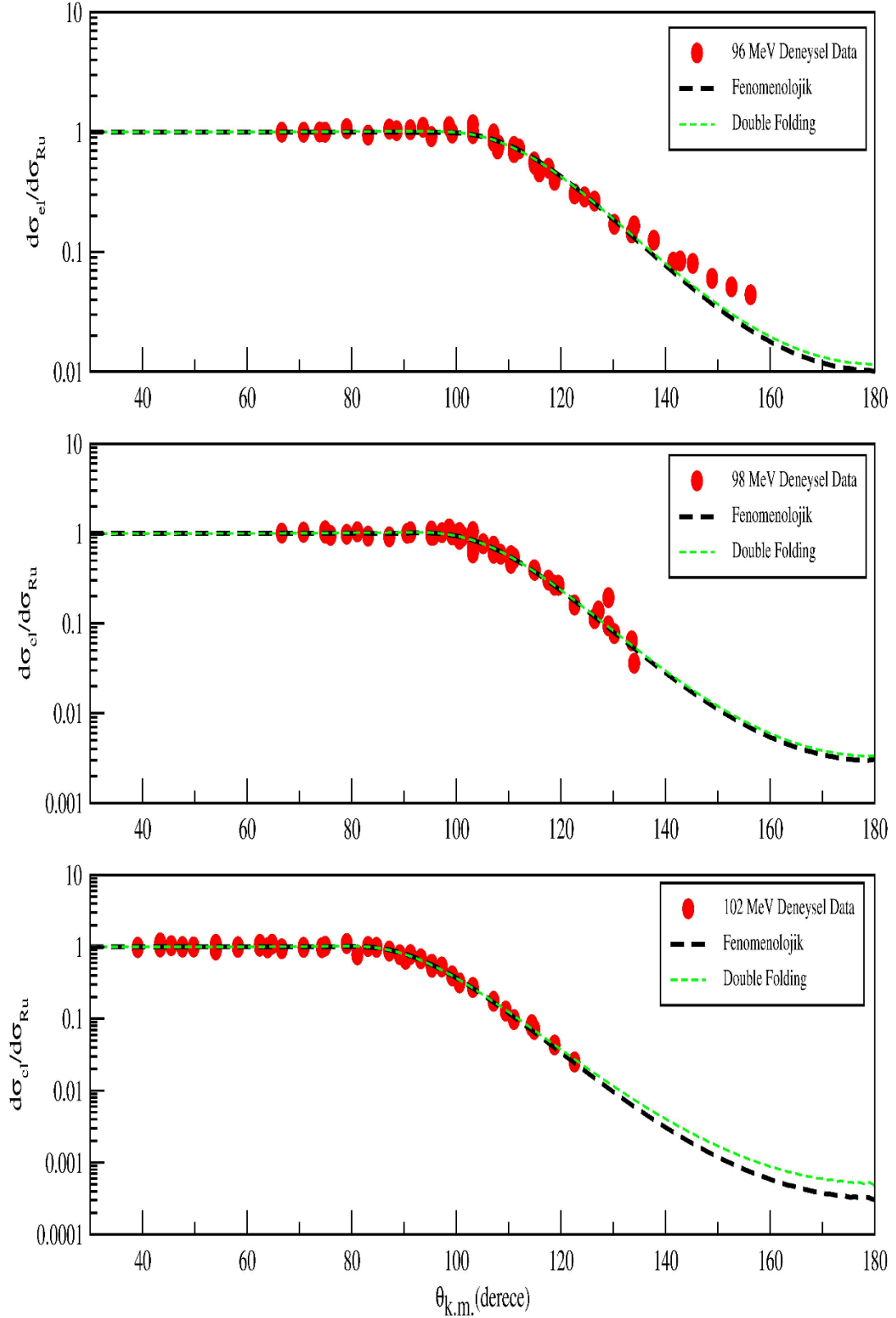


Şekil 3.5.b. $E_{Lab} = 96, 98$ ve 102 MeV' de elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi (double folding model ile incelenmesi sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir) * Deneysel datalar (12)' den alınmıştır

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu optik model çatısı altında fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak analiz edildi. Bu sistem için yapılan her iki teorik analiz sonucunda elde edilen elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişiminin karşılaştırılması Şekil 3.6.a ve Şekil 3.6.b’ de verilmektedir.



Şekil 3.6.a. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi $E_{\text{Lab}} = 88, 91$ ve 93 MeV enerjilerinde elastik saçılma tesir kesitinin açığa göre değişiminin karşılaştırılması (deneysel datalar dairesel noktalar ile teorik sonuçlar ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir)
* Deneysel datalar (12)’ den alınmıştır



Şekil 3.6.b. $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin $E_{\text{Lab}} = 96, 98$ ve 102 MeV enerjilerinde elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişiminin karşılaştırılması (deneysel datalar dairesel noktalar ile teorik sonuçlar ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir) * Deneysel datalar (12)' den alınmıştır

3.2. $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ Sisteminin Optik Model İle İncelenmesi

Egzotik çekirdekler genel olarak düşünüldüğünde üzerinde en fazla çalışma yapılan türü nötron haloları olmuştur. Proton haloları üzerinde yapılan çalışmalar ise çok yenidir. Bu çalışmada proton halosu olan ^{17}F çekirdeğinin üç farklı enerjide ^{208}Pb çekirdeği ile yapmış olduğu etkileşmeyi optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak analiz edildi. $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu için yapılan $E_{\text{Lab}} = 90.4, 98, 170$ MeV enerjilerindeki hesaplamalar için deneysel datalar Liang ve ark. (8), Romoli ve ark. (10), Liang ve ark. (9) tarafından yapılan çalışmalardan alınmıştır.

Bu reaksiyon analiz ederken kullanılan toplam potansiyel,

$$V_{\text{toplam}}(r) = V_{\text{Nükleer}} + V_{\text{Coulomb}} + V_{\text{Merkezcil}} \quad (3.16)$$

şeklinindedir ve burada nükleer potansiyel, reel (V) ve sanal (W) olmak üzere iki kısımdan oluşmakta olup denklem 3.17' de verilmektedir.

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = V + iW \quad (3.17)$$

Burada reel kısım (V) saçılmadan, sanal kısım (W) absorpsiyon yani kaybolan akıdan sorumludur. Bu çalışmada nükleer potansiyelin hem reel hem de sanal kısmı Wood-Saxon tipinde fenomenolojik potansiyeller kullanıldı ve bu nükleer potansiyel denklem 3.18'de gösterilmiştir.

$$V_{\text{Nükleer}}(r) = \frac{-V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)\right]} + i \frac{-W_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right)\right]} \quad (3.18)$$

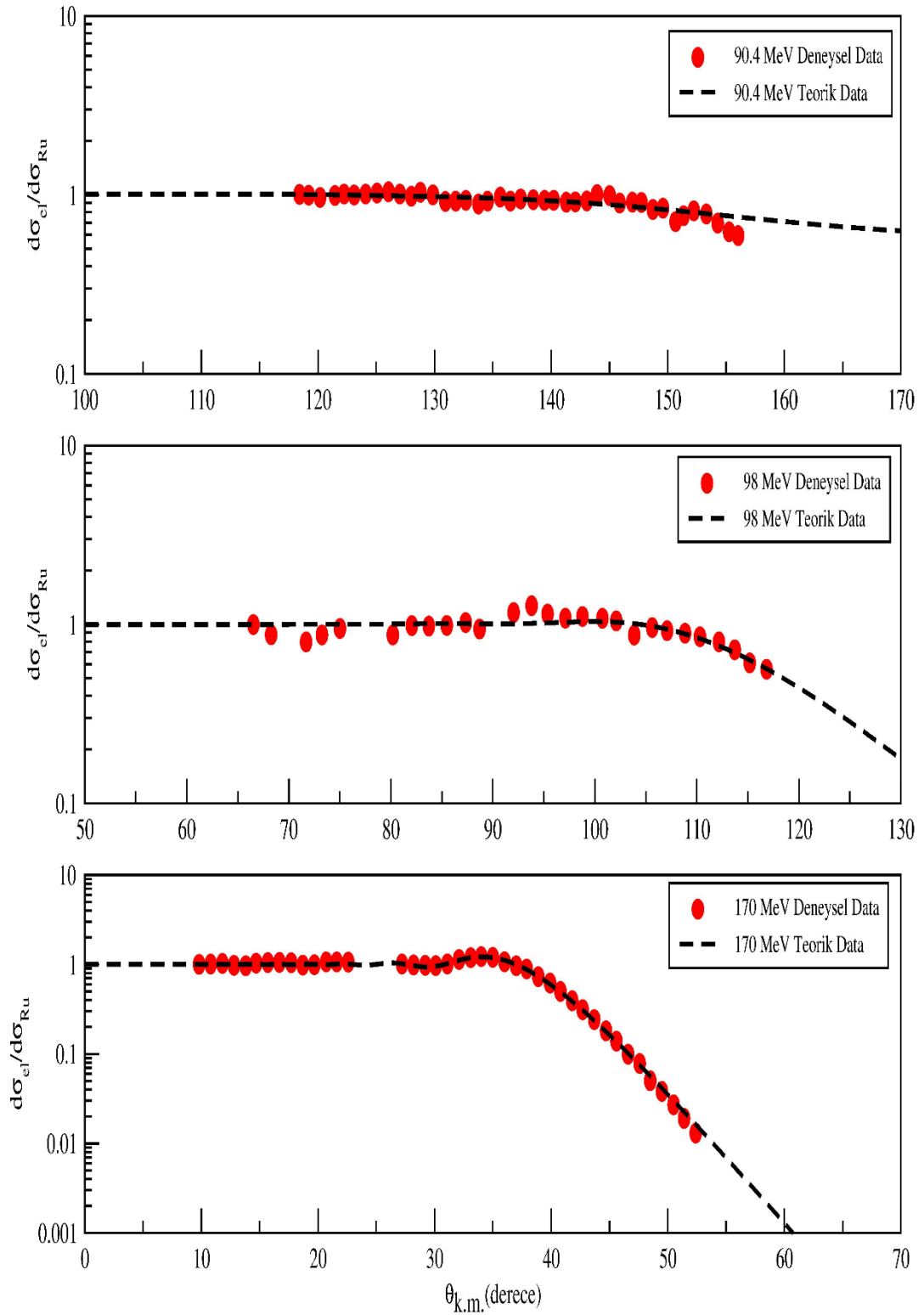
Burada V_0 reel kısmın potansiyel derinliği, W_0 ise sanal kısmın potansiyel derinliğini vermekte, yarıçaplar ise $R_V = r_V(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ ve $R_W = r_W(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ bağıntılarıyla hesaplanmakta olup a_V ve a_W ise sırasıyla reel ve sanal kısma ait difüzyon kalınlığıdır. A_P ve A_T ise sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin kütle numarasını göstermektedir. $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için Coulomb yarıçapı ise $R_C = 10.2$ fm' dir.

$^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için $E_{\text{Lab}} = 90.4, 98$ ve 170 MeV enerjilerinde fenomenolojik potansiyeller kullanılarak yapılan analizin de potansiyelin reel ve sanal kısımları için r_V, a_V ve r_W değerleri sırasıyla $r_V = 1.26$ fm, $a_V = 0.55$ fm ve $r_W = 1.30$ fm' de sabit tutulmuş olup diğer üç parametre ise değişken olarak alınmıştır. Bu hesaplamalarda deneysel datayı en iyi açıklayan parametreler elde edilmiştir. Potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesitinin ve hata oranlarının (χ^2/N) enerjiye göre değişimi Tablo 3.4' de verilmektedir.

Yapılan teorik hesaplamalar ile elde edilen elastik saçılma tesir kesitinin açığa karşılık sonuçlarının deneysel data ile karşılaştırılması ise Şekil 3.7' de verilmiştir.

Tablo 3.4 $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sisteminin optik model ile fenomenolojik olarak incelenmesi sonucu elde edilen potansiyel parametrelerinin, teorik reaksiyon tesir kesiti ve χ^2/N değerlerinin enerjiye göre değişimi

E_{Lab} (MeV)	V_0 (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W_0 (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	σ_R (mb)	(χ^2/N)
90.4	42.25	1.26	0.55	1.76	1.30	0.55	32.30	0.52
98.0	34.91	1.26	0.55	7.56	1.30	0.50	359.01	0.96
170.0	36.24	1.26	0.55	25.16	1.30	0.50	2382.95	36.83



Şekil 3.7 $E_{Lab} = 90.4, 98$ ve 170 MeV' de elastik saçılma tesir kesitinin açıya göre değişimi (optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyel kullanılarak yapılan analizler sonucunda elde edilen sonuçlar kesikli çizgi ile deneysel datalar ise dairesel noktalar şeklinde gösterilmiştir) * Deneysel datalar (8,9,10)' dan alınmıştır

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada, proton halosu olan ^{17}F ile bu çekirdeğin izotopu olan kararlı ^{19}F çekirdeklerinin ^{208}Pb çekirdeği üzerine yapmış oldukları elastik saçılma reaksiyonları teorik olarak incelenmiştir. Bu sistemlerin her bir enerjisi için deneysel dataları en iyi şekilde açıklayacak potansiyel parametreleri elde edilmiş olup deneysel data ile teorik sonuçlar arasında iyi bir uyum elde edebilmek için hata hesabı da yapılmıştır. Her bir enerji için elde edilen sonuçlar ise Tablo 3.1, Tablo 3.3 ve Tablo 3.4’ de verilmiştir.

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ elastik saçılma reaksiyonu $E_{\text{Lab}} = 88 \text{ MeV}$ ve 102 MeV enerji aralığında 6 farklı enerji için optik model çatısı altında fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller ile iki farklı şekilde incelenmiştir.

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için fenomenolojik potansiyeller kullanılarak gerçekleşen analizinde potansiyelin reel ve sanal kısımları Wood-Saxon formunda alınmıştır. Yapmış olduğumuz bu analizde teorik sonuçlar ile deneysel datalar arasında Şekil.3.3.a ve Şekil 3.3.b’ de görüldüğü gibi mükemmel bir uyum elde edilmiştir.

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için mikroskobik potansiyel ile gerçekleştirilen teorik hesaplamalarında potansiyelin reel kısmı mikroskobik potansiyel olarak nükleon-nükleon etkileşimini temel alan double folding potansiyel ile sanal kısmı ise fenomenolojik olarak Wood-Saxon formunda seçilmiştir. Bu analizde deneysel datayı teorik sonuçların mükemmel bir şekilde açıkladığı Şekil 3.5.a ve Şekil 3.5.b’ de görülmektedir.

$^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyeller kullanılarak yapılan analizin Tablo 3.1’ deki sonuçları ile mikroskobik potansiyel kullanılarak yapılan analizin Tablo 3.3’ deki sonuçlarının hata oranlarını karşılaştırdığımızda fenomenolojik analizin bütün enerjilerde küçük bir farkla da olsa hata oranının daha düşük olduğu görülmektedir. Hata oranındaki bu küçük farka rağmen her iki analizinde deneysel dataları mükemmel bir şekilde açıkladığı Şekil 3.6.a ve Şekil 3.6.b’ de gösterilmektedir.

Nükleer fizik alanında son zamanlarda en çok ilgi çeken konular arasında egzotik çekirdek reaksiyonları yer almaktadır. Egzotik çekirdeklerin farklı yapıları

birçok bilim adamının ilgisini çekmiş olup egzotik çekirdeklerin daha iyi anlaşılması için çok sayıda çalışma gerçekleştirmişlerdir.

Egzotik ^{17}F çekirdeğinin ^{208}Pb çekirdeği üzerine yapmış olduğu elastik saçılma reaksiyonu $E_{\text{Lab}} = 90.4, 98, 170$ MeV enerjilerinde optik model çatısı altında fenomenolojik potansiyeller ile analiz edilmiş olup potansiyelin reel ve sanal kısımları Wood-Saxon formunda alınmıştır. $^{17}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ sistemi için gerçekleştirilen teorik analiz sonuçlarının deneysel datayı iyi bir şekilde açıkladığı Şekil 3.7' de görülmektedir.

Egzotik çekirdekler Coulomb bariyeri civarında kolayca parçalanabildiği için parçalanma etkisinin hesaplamalara dahil edilmesinin tesir kesitini nasıl etkileyeceği bundan sonraki çalışmalarda incelenecektir.

KAYNAKLAR

- (1) Williams, W.S.C. 1991. *Nuclear and Particle Physics*. Oxford University Press, Oxford.
- (2) Bonaccorso, A. 2003. Reaction Mechanisms with Exotic Nuclei. *Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics* 18 (2-4): 193-202.
- (3) Morlock, R., Kunz, R., Mayer, A., Jaeger, M., Müller, A., Hammer, J.W., Mohr, P., Oberhummer, H., Staudt, G., Kölle, V. 1997. Halo Properties of the First $1/2^+$ State in ^{17}F from the $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ Reaction. *Physical Review Letters* 79 (20): 3837-3840.
- (4) Krishan, K., Banerjee, P., Bhattacharya, R. 2008. Structure of the proton drip line nucleus ^{17}F . arXiv: nucl-th/0109069v1.
- (5) Lin, C.J., Zhang, H.Q., Liu, Z.H., Wu, Y.W., Yang, F., Ruan, M. 2002. Scaling laws of valence nucleon distributions for single-particle states. *Physical Review C* 66 (6): 067302.
- (6) Zhang, H.Y., Shen, W.Q., Ma, Y.G., Cai, X.Z., Fang, D.Q., Zhong, C., Wei, Y.B., Chen, J.G., Zhou, X.F., Ma, G.L., Wang, K., Ren, Z.Z., Zhan, W.L., Guo, Z.Y., Xiao, G.Q., Xu, H.S., Wang, J.S., Sun, Z.Y., Li, J.X., Wang, M., Chen, Z.Q., Xiao, Z.G., Li, W.F., Li, J.F., Hu, Z.G., Bai, J., Chen, L.X. 2003. Possible Exotic Structure in Light Proton-Rich Nuclei. *Modern Physics Letters A* 18 (02-06): 151-161.
- (7) Liang, J.F., Beene, J.R., Esbensen, H., Galindo-Uribarri, A., Gomez del Campo, J., Gross, C.J., Halbert, M.L., Mueller, P.E., Shapira, D., Stracener, D.W., Thompson, I.J., Varner, R.L. 2002. Elastic scattering and breakup of ^{17}F at 10 MeV/nucleon. *Physical Review C* 65 (5): 051603.
- (8) Liang, J.F., Beene, J.R., Galindo-Uribarri, A., Gomez del Campo, J., Gross, C.J., Hausladen, P.A., Mueller, P.E., Shapira, D., Stracener, D.W., Varner, R.L., Bierman, J.D., Esbensen, H., Larochelle, Y. 2003. Breakup of ^{17}F on ^{208}Pb near the Coulomb barrier. *Physical Review C* 67 (4) 044603.
- (9) Liang, J.F., Beene, J.R., Caraley, A.L., Esbensen, H., Galindo-Uribarri, A., Gross, C.J., Mueller, P.E., Schmitt, K.T., Shapira, D., Stracener, D.W., Varner, R.L. 2009. Dynamic polarization in the Coulomb breakup of loosely bound ^{17}F . *Physics Letters B* 681 (1): 22-25.

- (10) Romoli, M., Vardaci, E., Di Pietro, M., De Francesco, A., De Rosa, A., Inghima, G., La Commara, M., Martin, B., Pierrousakou, D., Sandoli, M., Mazzocco, M., Glodariu, T., Scopel, P., Signorini, C., Bonetti, R., Guglielmetti, A., Soramel, F., Stroe, L., Greene, J., Heinz, A., Henderson, D., Jiang, C.L., Moore, E.F., Pardo, R.C., Rehm, K.E., Wuosmaa, A., Liang, J.F. 2004. Measurements of ^{17}F scattering by ^{208}Pb with a new type of large solid angle detector array. *Physical Review C* 69 (6): 064614.
- (11) Kucuk. Y., Moro, A.M. 2012. Exclusive breakup of ^{17}F on ^{58}Ni and ^{208}Pb within the continuum-discretized coupled-channels. *Physical Review C* 86 (3): 034601.
- (12) Lin, C.J., Xu, J.C., Zhang, H.Q., Liu, Z.H., Yang, F., Lu, L.X. 2001. Threshold anomaly in the $^{19}\text{F}+^{208}\text{Pb}$ system. *Physical Review C* 63 (6): 064606.
- (13) Aygün, M. 2011. Bazı Egzotik Çekirdek Reaksiyonlarının Mikroskopik Modeller İle İncelenmesi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, pp. 151, Erzurum.
- (14) Krane, K. S., Çeviri editörü: Başar Şarer. 2011. *Nükleer Fizik 1.Cilt*. Palme yayıncılık, Ankara.
- (15) Satchler, G.R. 1980. *Introduction to Nuclear Reactions*. The Macmillan Press Ltd, London.
- (16) Tanihata, I., Hamagaki, H., Hashimoto, O., Nagamiya, S., Shida, Y., Yoshikawa, N., Yamakawa, O., Sugimoto, K., Kobayashi, T., Greiner, D.E., Takahashi, N., Nojiri, Y. 1985. Measurements of Interaction Cross Sections and Radii of He İsoptes. *Physics Letters B* 160 (6): 380-384.
- (17) Tanihata, I., Hamagaki, H., Hashimoto O., Shida, Y., Yoshikawa, N., Sugimoto, K., Yamakawa, O., Kobayashi, T., Takahashi, N. 1985. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. *Physical Review Letters* 55 (24): 2676-2679.
- (18) Hansen, P.G., Jonson, B. 1987. The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei. *Europhysics Letters* 4 (4): 409-414.
- (19) Al-Khalili, J., Roeckl, E. 2004. *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I. In: An Introduction to Halo Nuclei* (Al-Khalili, J.), pp: 77-112, Springer, Berlin Heidelberg.
- (20) Sert, T. 2006. ^{8-17}B İzotoplarının Halo Çekirdek Özelliklerinin İncelenmesi. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, pp. 31, Ankara.

- (21) Jensen, A.S., Zhukov, M.V. 2001. Few-body effects in nuclear halos. *Nuclear Physics A* 693 (1-2): 411-423.
- (22) Tanihata, I. 1999. Reactions with Radioactive Ion Beams. *Nuclear Physics A* 654 (1-2): C235-C251.
- (23) Abbas, A. 2008. Whither nuclear physics? . arXiv:0801.0917v1 [nucl-th].
- (24) Chu, Y., Ren, Z., Xu, C. 2008. Properties of proton-rich nuclei in a three- body model. *The European Physical Journal A* 37 (3): 361-366.
- (25) Jonson, B. 2004. Light dripline nuclei. *Physics Reports* 389 (1): 1-59.
- (26) Tanihata, I. 1996. Neutron halo nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 22 (2): 157-198.
- (27) Krane, K. S., Çeviri editörü: Başar Şarer. 2002. *Nükleer Fizik 2.Cilt.* Palme yayıncılık, Ankara.
- (28) Koçak, G. 2005. Nükleer Kümelenme: Nükleer Reaksiyon ve Yapı Formalizmine Uygulanması. Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, pp. 89, Kayseri.
- (29) Glendenning, N.K. 2004. *Direct Nuclear Reactions.* World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapore.
- (30) Kürçüoğlu, M.E. 2006. $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ Esnek Saçılmasının Fenomenolojik ve Mikroskopik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri. Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, pp. 227, Zonguldak.
- (31) Küçük, Y. 2005. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Elastik Saçılma Reaksiyonunun Düşük Enerjilerde Optik Model Kullanılarak İncelenmesi. Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, pp. 82, Kayseri.
- (32) Iliadis, C. 2007. *Nuclear Physics of Stars.* WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- (33) Hodgson, P.E. 1971. *Nuclear reactions and nuclear structure.* Clarendon Press, Oxford.
- (34) Burcham, W.E. 1973. *Nuclear physics an introduction.* Longman Group Limited, London.
- (35) Karakoç, M. 2005. Folding Potansiyelin Elde Edilmesi ve $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ Reaksiyonuna Uygulanması. Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, pp. 83, Kayseri.

- (36) Wong, S.S.M. 2004. *Introductory Nuclear Physics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- (37) Satchler, G.R. 1983. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, New York.
- (38) Thompson, I.J., Nunes, F.M. 2009. *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- (39) Satchler, G.R., Love W.G. 1979. Folding Model Potentials Realistic Interactions for Heavy-Ion Scattering. *Physics Report* 55 (3): 183-254.
- (40) Love W.G. 1978. Double-folding model potential for anomalous large-angle ${}^4\text{He}+{}^{40}\text{Ca}$ scattering. *Physical Review C* 17 (5): 1876-1878.
- (41) Michel, F., Vanderpoorten, R. 1977. Optical model description of anomalous elastic and inelastic $\alpha-{}^{40}\text{Ca}$ scattering between 20 and 50 MeV. *Physical Review C* 16 (1): 142-152.
- (42) Austin, S.M., Crawley, G.M. 1972. *The Two-Body Force in Nuclei*. Plenum Press, New York.
- (43) Reichstein, I., Tang, Y.C. 1969. Further study of $\alpha+\alpha$ scattering. *Nuclear Physics A* 139 (1): 144-148.
- (44) Brandan, M.E., Satchler, G.R. 1997. The interaction between light heavy-ions and what it tells us. *Physics Reports* 285 (4-5): 143-243.
- (45) Gils, H.J., Friedman, E., Majka, Z., Rebel, H. 1980. Nuclear sizes of ${}^{40,42,44,48}\text{Ca}$ from elastic scattering of 104 MeV alpha particles. II. Nuclear density distributions. *Physical Review C* 21 (4): 1245- 1251.
- (46) Barret, R.C., Jackson, D.F. 1977. *Nuclear sizes and structure*. Clarendon Press, Oxford.
- (47) Thompson, I.J. 1997. FRESCO, A Coupled-Channels Code, unpublished, England.
- (48) Cook, J. 1982. DFPOT – A program for the calculation of double folded potentials. *Computer Physics Communications* 25 (2): 125 - 139.
- (49) Esbensen, H., Mişicu, Ş. 2007. Hindrance of ${}^{16}\text{O}+{}^{208}\text{Pb}$ fusion at extreme sub-barrier energies. *Physical Review C* 76 (5): 054609.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Giresun’ da doğdu. İlk, Orta ve Lise öğrenimini Giresun’ da tamamladı. 2007 yılında girdiği Akdeniz Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden Haziran 2011’ de birincilikle mezun olduktan sonra aynı yıl Giresun Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans programına başlamıştır.