

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

EGZOTİK ÇEKİRDEKLERİN ÜÇ CİSİM YAKLAŞIMI İLE İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Şule KARATEPE

(08214202)

Anabilim Dalı: FİZİK BÖLÜMÜ

Programı: Nükleer Fizik

Danışman: Prof. Dr. Mahmut DOĞRU

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: Şubat 2015

ŞUBAT-2015

T.C
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

EGZOTİK ÇEKİRDEKLERİN ÜÇ CİSİM YAKLAŞIMI İLE İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Şule KARATEPE

(08214202)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: Şubat 2015

Tezin Savunulduğu Tarih:05 Mart 2015

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Mahmut DOĞRU (F.Ü)

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN(A.Ü)
Prof. Dr. Soner ÖZGEN (F.Ü.)
Prof. Dr. Oktay BAYKARA(F.Ü.)
Doç. Dr. Murat AYGÜN(B.E.Ü.)

ŞUBAT-2015

ÖNSÖZ

Lisanüstü öğrenimim süresince maddi ve manevi desteğini benden esirgemeyen, bilgi birikimini paylaşan ve bana cesaret veren danışman hocam Prof. Dr. Mahmut DOĞRU'ya sonsuz teşekkür ediyorum.

Tez çalışmamda bilgi birikimini ve deneyimini bana aktaran ve beni yönlendiren çok değerli hocam Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a teşekkürlerimi sunuyorum.

Tez çalışmasında bana yardımcı olan Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK'e teşekkürlerimi sunuyorum.

Doktora eğitimim sürecinde verdiği destekten dolayı Arş. Gör. Muhammed Fatih KULUÖZTÜRK'e teşekkür ediyorum.

Hayatım boyunca bana güvenen ve desteklerini hiç eksik etmeyen aileme sonsuz teşekkür ediyorum.

Bana emeği geçen herkese minnettarlığımı sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
ÖZET.....	VI
SUMMARY.....	VII
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	VIII
TABLolar LİSTESİ.....	XI
SEMBOLLER LİSTESİ.....	XII
1. GİRİŞ.....	1
2. TEMEL BİLGİLER.....	3
2.1. Çekirdeğin Temel Özellikleri	3
2.2. Nükleer Modeller	5
2.2.1. Sıvı Damlası Modeli.....	5
2.2.2. Kabuk Modeli	7
2.3. Nükleer Reaksiyonlar	8
2.3.1. Nükleer Reaksiyon Türleri	8
3. MATERYAL VE METOT	13
3.1. Optik Model.....	13
3.2. Folding (Katlı) Model	17
3.3. Çiftlenilmiş Kanallar (Coupled Channels) Metodu	20
3.4. Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) Modeli.....	22
3.4.1. CDCC Formülizasyonu	22
3.4.2. Süreklilik Kanallarının Kesiklendirilmesi	23
3.4.3. Momentum Binleri Metodu	25

3.4.4.	Model Hamiltonyeni.....	27
3.4.5.	Üç cisim parçalanmasının CDCC formülasyonu	29
3.5.	Egzotik Çekirdekler	29
3.5.1.	^{11}Be Egzotik Çekirdeği.....	32
3.5.2.	^{17}F Egzotik Çekirdeği	33
4.	BULGULAR	34
4.1.	$^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ Reaksiyonu	34
4.2.	$^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ reaksiyonu	38
4.3.	$^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ Reaksiyonu	42
4.4.	$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Reaksiyonu	46
5.	SONUÇ ve TARTIŞMA.....	59
	KAYNAKLAR.....	60
	ÖZGEÇMİŞ.....	64

ÖZET

Egzotik çekirdekler farklı yapılarından dolayı son 30 yıldır nükleer fizik araştırmalarında önemli bir yere sahiptirler. Deneysel ve teorik olarak yapılan çalışmalar sonucunda egzotik çekirdeklerin temel özellikleri ve farklı yapıları hakkında bilgi sahibi olunmuştur. Bu amaçla tez çalışmasında ^{11}Be ve ^{17}F egzotik çekirdekleri farklı yöntemler kullanılarak çeşitli hedef çekirdekler ile etkileşimleri incelenmiştir.

Bu tez çalışmasında ^{11}Be çekirdeğinin ^{64}Zn , ^{120}Sn ve ^{209}Bi hedef çekirdekleri ile gözlenebilirliği araştırılmıştır. $E_{\text{lab}}=25,4$ MeV enerjide $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$, $E_{\text{lab}}=32$ MeV enerjide $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ ve $E_{\text{lab}}=40-48$ MeV arasındaki enerjilerde $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ reaksiyonu incelenmiştir. Bu reaksiyonları açıklamak için hesaplamalarda Optik Model, Coupled Channel (Çiftlenilmiş Kanal) ve Cluster Model (Kümeleme) olacak şekilde üç farklı yöntem kullanılmış ve tesir kesitinin açılal dağılımı incelenmiştir. Bu yöntemlerde $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ ve $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ reaksiyonunda kümeleme yöntemi deneysel veriyi açıklama daha başarılı olmuştur. Elde edilen sonuçlar literatürdeki çalışmalar ile uyumluluğu karşılaştırıldığında da sonuçların benzerlik gösterdiği belirlenmiştir.

^{17}F egzotik çekirdeği $E_{\text{lab}}=90,4$ MeV, 98 MeV ve 170 MeV enerjilerde ^{208}Pb hedef çekirdeği ile etkileşmesi incelenmiştir. $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ reaksiyonunu açıklamak için iki farklı yöntem kullanılmıştır. Optik model sınırları içerisinde Double Folding (Çift Katlı) Model ve Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) Metodu kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. Kor-hedef potansiyelinin reel kısmı Double Folding ve fenomenolojik olarak iki farklı şekilde belirlenmiş ve açığa bağlı olarak tesir kesiti incelenmiştir. Fenomonolojik olarak belirlenen optik potansiyel, sonucu açıklamada daha başarılı olmuş ve deneysel veriler ile uyumluluğu gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Egzotik çekirdekler, ^{11}Be çekirdeği, ^{17}F çekirdeği, Optik Model, Çiftlenilmiş kanallar metodu, Continuum Discretized Coupled Channels Metodu.

SUMMARY

Investigation of Exotic Nuclei by Three-Body Approach

Due to the different structure of exotic nuclei, it has an important role in nuclear physics in the last 30 years. Experimental and theoretical studies provided knowledge about basic and different structure of exotic nuclei. Thus in this thesis, the interaction between different target nuclei with ^{11}Be and ^{17}F exotic nuclei were analysed by using different methods.

In this thesis, the interaction between ^{64}Zn , ^{120}Sn and ^{209}Bi target nuclei with ^{11}Be exotic nuclei was investigated. $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ system in the energy 25.4 MeV, $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ system in the energy 32 MeV and $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ system in energies 40-48 MeV was examined. These systems was analysed using Optical Model, Coupled Channels Model and Cluster Model. Angular distribution of cross section was examined. The obtained results were compared with experimental data.

In the energies 90.4 MeV, 98 MeV and 170 MeV, the interaction between ^{208}Pb target nuclei with ^{17}F nuclei was examined. $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ system was analysed using double Folding model and CDCC (Continuum Discretized Coupled Channels). The real part of the core-target potential was determined in two different ways using microscopic double folding method and phenomenological method.

Key Words: Exotic Nuclei, ^{11}Be nuclei, ^{17}F nuclei, Optical Method, Coupled channel Method, CDCC Method.

ŞEKİLLER TABLOSU

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1: Çekirdek yük yoğunluğunun yarıçapa bağlı değişimi.	3
Şekil 2.2: Mermi çekirdek ve hedef çekirdek arasındaki elastik saçılma	9
Şekil 2.3: Mermi ve hedef çekirdek arasındaki inelastik saçılma	10
Şekil 3.1: Single Folding (tek katlı) Model.....	17
Şekil 3.2: Double Folding (çift katlı) model gösterimi.	18
Şekil 3.3: α - α Double Folding (çift katlı) model gösterimi.	19
Şekil 3.4: A + b + c üç cisim sisteminin gösterimi.....	29
Şekil 3.5: Kararlılık vadisi (siyah bölge) ve nötron ve proton zengini egzotik çekirdekler.	30
Şekil 3.6: ^{11}Be ve ^{11}Li Egzotik çekirdeklerinin halo yapısı.	31
Şekil 4.1: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Optik model yöntemiyle elde edilen elastik saçılma açısal dağılımı.....	35
Şekil 4.2: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV de Çiftlenilmiş kanallar yöntemiyle elde edilen tesir kesitinin açısal dağılımı.	36
Şekil 4.3: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Kümeleme yönteminde elde edilen tesir kesitini açısal dağılımı.	37
Şekil 4.4: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Optik Model, Çiftlenilmiş Kanal ve Cluster Model ile elde edilen tesir kesitlerinin açısal dağılımlarının karşılaştırılması.	38
Şekil 4.5: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Optik model yöntemiyle elde edilen elastik saçılma açısal dağılımı.....	39

Şekil 4.6: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Kümeleme yöntemiyle elde edilen saçılma açısal dağılımı.....	40
Şekil 4.7: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Çiftlenilmiş kanallar yöntemiyle elde edilen tesir kesitinin açısal dağılımı.	41
Şekil 4.8: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Çiftlenilmiş kanallar yöntemiyle elde edilen tesir kesitinin açısal dağılımı.	42
Şekil 4.9: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 40 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.....	43
Şekil 4.10: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 42 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.....	44
Şekil 4.11: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 44 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.....	44
Şekil 4.12: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 46 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.....	45
Şekil 4.13: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 48 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.....	45
Şekil 4.14: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sistemi için 40 MeV’de çiftlenilmiş kanal yöntemiyle tesir kesitinin açısal dağılımı.....	46
Şekil 4.15: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Double Folding Modelde tesir kesitinin açığa bağlı dağılımı.....	47
Şekil 4.16: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Folding modelde tesir kesitinin açığa bağlı dağılımı. .	48
Şekil 4.17: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ kor-hedef potansiyeli Folding potansiyel alınan CDCC modelde tesir kesitinin açığa bağlı dağılımı.....	49
Şekil 4.18: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sisteminde fenomenolojik optik potansiyel hesaplamalarında etkileşim potansiyelinin ve bileşenlerinin uzaklığa bağlı değişimi.....	50
Şekil 4.19: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sisteminde Double Folding Modelde etkileşim potansiyeli ve bileşenlerinin uzaklığa bağlı değişimi.....	51
Şekil 4.20: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ optik model için l açısal momentum kuatum sayılarına bağlı V_{eff} değişimi.....	51

Şekil 4.21: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Folding modelde l açısai momentum kuantum sayılarına bağılı V_{eff} değışimi.	52
Şekil 4.22: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde farklı kanal sayılarında tesir kesitinin açiya bağılı dağılımı.	53
Şekil 4.23: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açiya bağılı dağılımı.	54
Şekil 4.24: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ kor-hedef potansiyeli folding potansiyel alınan CDCC modelde tesir kesitinin açiya bağılı değışimi.	54
Şekil 4.25: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açiya bağılı değışimi. ..	55
Şekil 4.26: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açiya bağılı değışimi. .	56
Şekil 4.27: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açiya bağılı değışimi.	57
Şekil 4.28: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açiya bağılı değışimi.	58
Şekil 4.29: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde farklı kanal sayıların da tesir kesitinin açiya bağılı değışimi.	58

TABLÖLAR LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 4.1: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Optik model de kullanılan parametreleri ve hesaplanan.....	35
Tablo 4.2: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Kümelenme yönteminde potansiyel için kullanılan parametreler ve hesaplanan tesir kesiti	37
Tablo 4.3: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Optik model de kullanılan parametreleri ve hesaplanan	39
Tablo 4.4: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Kümelenme yönteminde potansiyel için kullanılan parametreler ve hesaplanan tesir kesiti	40
Tablo 4.5: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sistem için optik model de kullanılan parametreleri ve hesaplanan tesir kesiti.....	43
Tablo 4.6: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Double Folding Modelde kullanılan parametreler ...	47
Tablo 4.7: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Folding modelde kullanılan parametreler.....	48
Tablo 4.8: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde CDCC modelde kullanılan parametreler	52
Tablo 4.9: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde CDCC modelde kullanılan parametreler	55
Tablo 4.10: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde CDCC modelde kullanılan parametreler	57

SEMBOLLER LİSTESİ

OM	:Optik Model
CC	:Çiftlenilmiş Kanallar Metotu (Coupled Channel Model)
CDCC	: Sürekli Kesiklendirilmiş Countinuum Discretized Coupled Channels
DF	:Çift katlı (Double Folding) Model
V_0	: Reel potansiyel derinliği
W_0	: Sanal potansiyel derinliği
V_{eff}	: Etkileşim potansiyeli
σ	: Tesir kesiti
β	:Deformasyon parametresi

1. GİRİŞ

20 yüzyıl başlarında atom çekirdeğinin yapısı hakkında önemli çalışmalar yapılarak nükleer fiziğin temelleri belirlenmiştir. Çekirdeğin yapısı ve çekirdeğin temel özellikleri incelenmeye başlanmıştır. Günümüze kadar devam eden araştırmalar ile çekirdeğin yapısı hakkında daha detaylı bilgiler elde edilmeye çalışılmaktadır.

Nükleer fiziğin günümüzde teknoloji, sağlık, endüstri ve savunma sanayi gibi birçok alanda kullanım alanı bulunmaktadır. Bu nedenle son yıllarda nükleer fizik alanında önemli çalışmalar yapılmaktadır. Nükleer fizik; nükleer yapı ve nükleer reaksiyonlar olarak incelenir. Nükleer reaksiyonlar sistemlerin birbirleriyle etkileşme durumlarını inceler. Bu etkileşme sonucunda çekirdeklerin özellikleri hakkında bilinmeyen kısımların ortaya çıkarılması amaçlanır.

Çekirdek özellikleri ile ilgili birçok çalışma yapılmış ve kararlı çekirdeklere göre farklı özellikler gösteren çekirdekler olduğu ortaya konulmuştur. Egzotik çekirdek olarak adlandırılan bu çekirdekler hakkında ilk çalışmalar Tanihata ve arkadaşları tarafından yapılmaya başlanmıştır. (Tanihata and et. al, 1985)

Egzotik çekirdekler merkezde kor ve bu kor etrafında zayıf bağlı nükleonlardan oluşmaktadır. Zayıf bağlı nükleonlar çekirdeğe haleli bir yapı sağladığından dolayı halo çekirdekler olarak da adlandırılmaktadır. Bu tür çekirdeklerin rms yarıçap değerleri kararlı çekirdeklere göre oldukça büyüktür. Bu durum zayıf bağlı nükleonlardan kaynaklanmaktadır. Kararlı çekirdeklerde nötron ve proton yoğunluk dağılımı yaklaşık olarak eşit olmasına rağmen egzotik çekirdeklerde farklılık gösterdiğinden dolayı kararlılık bölgesinin altında ya da üstünde yer alırlar. Bu çekirdekler zayıf bağlanma enerjisine sahip olmalarına rağmen etkileşme tesir kesiti olarak yüksek değere sahiptir. (Vaagen, Danilin , Ershov, and Rogde, 1997) (Tostevin and Al-Khalili, 1997) (Zhukov and et al, 1993) (Zhukov, 2001)

Çekirdekler arasındaki etkileşmeler deneysel ve teorik olarak açıklanmaktadır. Deneysel sonuçları destekleyen birçok teorik yöntem geliştirilmiştir. Etkileşme arasındaki nükleer potansiyeli tanımlayabilmek için fenomenolojik yaklaşım olan Optik Model, yoğunluk dağılımı kullanılan Folding Model, coulomb veya nükleer alanla karşılaştıkları zaman kolayca parçalanmalarından dolayı Çiftlenmiş Kanallar (CC) yaklaşımı ve üç cisimli coulomb veya nükleer parçalanma reaksiyonlarının tanımlanmasında başarı sağlayan

Süreklilik Durumlarının Kesiklendirildiği Çiftlenmiş Kanallar (CDCC) yöntemi önemli teorik yöntemlerdendir.

Bu tez çalışmasında ^{11}Be ve ^{17}F egzotik çekirdekler ile farklı hedef çekirdekler arasındaki etkileşmeler incelenmiştir. Bu amaçla, $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$, $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$, $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ ve $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ reaksiyonları Optik Model (OM), Çiftlenmiş Kanallar (CC) Modeli, Cluster Model ve CDCC yöntemleri kullanılarak, reaksiyon tesir kesiti verilerinin teorik olarak incelenmiştir ve elde edilen teorik sonuçlar ile deneysel sonuçların detaylı karşılaştırması yapılmıştır.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1. Çekirdeğin Temel Özellikleri

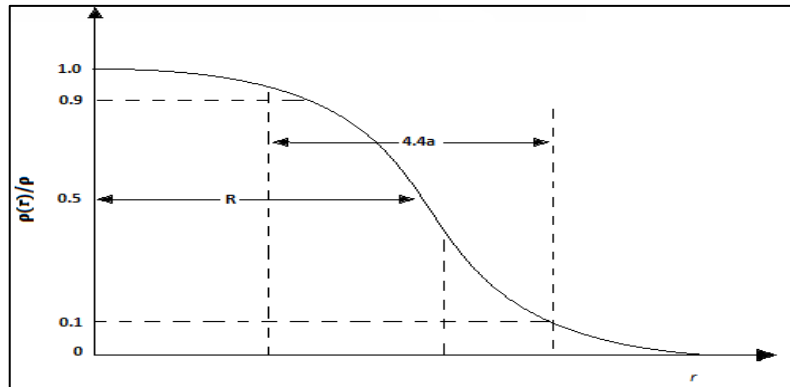
Çekirdek, atom gibi kesin sınırlara sahip olmadığından çekirdek yarıçapı ve büyüklüğü kesin olarak tanımlanmış bir nicelik değildir. Çekirdeğin yarıçapı ve büyüklüğü nükleer deneysel yöntemlerle belirlenmektedir. Çekirdek yarıçapı deneysel çalışmalar sonucunda;

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (2.1)$$

ifadesi elde edilmiştir. R_0 , spesifik yarıçaptır ve farklı çekirdekler için 1,2 - 1,4 fm arasında değişmektedir. Çekirdek yarıçapı A kütle sayısı ile değişmektedir. Yarıçapın değişimini de gösteren yük yoğunluğu;

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (2.2)$$

ifadesi kullanılır. ρ_0 çekirdeğin merkez yük yoğunluğu, t yüzey kalınlığıdır ve $t = 4,4a$ olmak üzere yük yoğunluğunun merkezdeki değerinin %90'dan %10'a düştüğü mesafedir, a ise kabuk kalınlığının bir ölçüsüdür. (Krane, 1988) (Satchler G. , 1980)



Şekil 2.1: Çekirdek yük yoğunluğunun yarıçapa bağlı değişimi.

Çekirdek protonlar ve nötronların nükleer kuvvetin etkisiyle bir arada tutulmasından meydana gelir. Nükleonların bir araya gelerek oluşturdukları bağlı sistemin toplam kütlesi, çekirdeği meydana getiren nükleonların toplam külesinden daha küçüktür. Bu aradaki kütle kaybı aynı zamanda enerji kaybı anlamındadır. Böylece, nükleonların birbirinden tamamen ayırmak için gerekli olan toplam enerji çekirdeği oluşturmak için birleştikleri zamanki enerjisinden daha büyüktür. Burada bağlanma enerjisi;

$$B = [Zm_p + Nm_n - M(X)]c^2 \quad (2.3)$$

Bağlanma enerjisi A ile hemen hemen lineer artmaktadır. Bundan dolayı çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjisi yaklaşık sabittir ve birçok çekirdek için 8 MeV civarındadır. Çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjisinin sabit oluşu nükleonların komşu nükleonlarla etkileştiği ve nükleer kuvvetin menzilin nenden çok kısa olduğunu açıklar.

Çekirdeklerin toplam açısal momentumları yörünge açısal momentumu ile spin açısal momentumundan meydana gelir. Toplam açısal momentum nükleer spin olarak da adlandırılır ve **I** sembolü ile gösterilir.

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.4)$$

(x,y,z) Kartezyen koordinatları (-x, -y, -z) şeklindeki dönüşüm işlemine parite işlemi denir. Parite bir hareket sabitidir. Bir sistem için dalga fonksiyonu çift ise daha açık ifade edilirse koordinatların işareti değiştirildiği zaman dalga fonksiyonu değişmiyorsa, $\psi(x,y,z) = \psi(-x,-y,-z)$ ise paritesinin çift olduğu anlamına gelir. (Satchler G. , 1980) (Satchler G. , 1983)

Elektronun uyarılması gibi çekirdeklerde uyarılabilirler. Çekirdeklerin uyarılmasını en iyi açıklayan atomdakine benzer şekilde olan kabuk modelidir. Nükleonlar uyarılmış durumlarda fazla kalamazlar ve taban durumuna geçmek isterler. Böylece nükleonların üst uyarılmış seviyeden taban durumuna geçerken ya da taban durumundan üst uyarılmış seviyeye çıkması için gerekli dönme kinetik enerjisi;

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2I} [I(I + 1) - I_0(I_0 + 1)] \quad (2.5)$$

şeklindedir. Burada $E(I)$, uyarıma enerjisidir ve I uyarılmış seviyelerin spinini ifade eder.

2.2. Nükleer Modeller

Çekirdek içerisinde nükleonlara etki eden kuvvet, nükleonlar arasındaki etkileşme, çekirdek iç yapısının ve çekirdek davranışının anlaşılması için birçok çalışma yapılmıştır. Çekirdeğin yapısını daha detaylı olarak açıklayabilmek amacıyla bazı modeller geliştirilmiştir. Bu modeller Kabuk Modeli, Sıvı Damlası Modelidir.

2.2.1. Sıvı Damlası Modeli

Bu model çekirdek yapısını açıklamak için kullanılan ilk modeldir. Bu modelde çekirdek sıvı damlasına benzetilmiştir ve çekirdek küresel olarak kabul edilmiştir. Nükleer madde yoğunluğu yaklaşık sabit olarak değerlendirilmiştir. Sıvı damlası modeli için yarı deneysel bağlanma enerjisi ifadesi;

$$E_b(Z, A) = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z - 1)}{A^{1/3}} - a_s \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm \frac{a_\zeta}{A^{3/4}} \quad (2.6)$$

şeklinde olur.

Burada ilk terim enerji terimi olarak tanımlanır ve bağlanma enerjisine katkısını gösterir. Bu terim bütün nükleonların etrafının nükleonlar ile çevrili olduğu düşünülerek yazılmıştır. İki nükleon arasındaki bağlanma enerjisine U kabul edildiğinde bir nükleonun bağlanma enerjisi $\frac{1}{2}U$ olur. Bir nükleon en küçük hacmi kaplayacak şekilde

paketlendiğinde 12 nükleonla temas edeceğinden dolayı bir nükleonun bağlanma enerjisi 6U olarak kabul edilir. Bağlanma enerjisi;

$$E_h = 6AU \quad (2.7)$$

olur. A kütle numarası ile orantılıdır. Böylece bağlanma enerjisi;

$$E_h = a_h AU \quad (2.8)$$

İkinci terim yüzey terimidir. Nükleonların tümü iç kısımda olmayıp bir kısmı yüzeyde olmasından dolayı hacim terimine eklenen düzeltme terimidir. Nükleonun minimum paketlenme şeklinde yüzeydeki nükleonlar için temas edeceği nükleon sayısı daha azdır. Bu da ilk terim için hesaplanan toplam enerji için negatif etki yapacaktır. Bu durum hafif çekirdekler için daha önemlidir. Çünkü hafif çekirdeklerde bulunan nükleonların daha fazlası yüzeydedir.

Üçüncü terim coulomb terimidir. Potansiyel enerjiden dolayı gelen enerji katkısıdır. Çekirdek içerisindeki protonlar itici bir kuvvet oluşturacağından dolayı negatif bir etki yaparlar.

Dördüncü terim simetri terimidir. Bu terim protonlar ve nötronlar arasındaki simetriyi gösterir. $Z \neq N$ olduğu durumda bağlanma enerjisini azaltır.

Beşinci terim çiftlenme terimidir. Bu terim çekirdeğin çift-çift, tek-tek, tek-çift ya da çift-tek çekirdek olmasından dolayı gelen katkıyı gösterir. İki aynı nükleonun farklı olan iki nükleona göre daha kuvvetli bağlanmasından dolayıdır. Tek-tek çekirdekler negatif, çift-çift çekirdekler pozitif etki yaparlar ve çift-tek ya da tek-çift çekirdekler etki yapmazlar. (Satchler G. , 1983) (Satchler G. , 1980) (Hodgson, 1971) (Williams, 1991)

Sıvı damlası modelinin başarılı olduğu kısım çekirdeğin bağlanma enerjisini ve aynı zamanda iyi şekilde açıklamasıdır. Ancak bu model diğer özelliklerini açıklamakta başarılı olamamıştır.

2.2.2. Kabuk Modeli

Atomlardaki elektronlar için kabuk modeli ile atomun yapısının açıklanması gibi çekirdekteki nükleonlar için de benzer olarak kabuk modeli geliştirilmiştir. Bu model ile çekirdeğin özelliklerinin incelenmesi amaçlanmıştır.

Kabuk modeline göre nükleonlar elektronlar gibi belirli enerji seviyelerine sahiptir. Proton ve nötronların ayrılma enerjileri nükleer kabukların varlığını gösterir. Nükleonlar kabuklara Pauli prensibine göre yerleşirler. Dolu kabukların dışındaki nükleonlar çekirdeğin karakterini gösterir.

Ayrılma enerjisi Z ve N değerlerinin artması ile değişir. Aynı proton ve nötron sayılarında ayrılma enerjisi ani kesikli olur. Bu sayılara sihirli sayılar denir. Bu sihirli sayılar N veya Z için 2, 8, 28, 50, 82 ve 126 değerleridir. Bu sayılar kabuk modeli ile ortaya çıkmıştır. (Krane, 1988) (Satchler G, 1980) (Hodgson, 1971) (Williams, 1991)

Nükleer kabuk modelinde, bir nükleonun hareketi diğer nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenir. Bu potansiyelin tanımlanması farklı şekillerde yapılmaktadır. İlk kullanılan potansiyeller kare kuyu ve harmonik salıncı potansiyelidir. Ancak bu potansiyeller kullanılarak daha yüksek düzeylerde gözlenen sihirli sayıları gösterememektedir. Bu nedenle daha sonraları farklı potansiyeller kullanılmıştır.

Spin-yörünge etkileşmesi ile atomdaki gibi alt kabukların ayrılması daha iyi açıklanmıştır. Böylece kabuk modelindeki toplam potansiyel;

$$V(r) = V_{ws}(r) + V_{so}(r)l.s \quad (2.9)$$

olarak kabul edilir.

2.3. Nükleer Reaksiyonlar

Çekirdeğin özelliklerinin belirlenebilmesi açısından çekirdekler arasındaki etkileşmeler önemlidir. Çekirdek etkileşmelerine genel olarak nükleer reaksiyonlar denir. Reaksiyonlar bir hedef üzerine belli enerjili parçacıkların gönderilmesi sonucu oluşur. Doğal olarak da meydana gelebilir.

Nükleer reaksiyon olarak yapılan ilk deney Rutherford deneyidir. Altın bir hedef üzerine alfa parçacıkları göndermiştir. Alfa parçacıklarının bazılarının gönderilen hedeften saçıldığını belirlenmiştir. Böylece atom çekirdeğinin varlığını tespit etmiştir. Bir hızlandırıcı kullanılarak yapılan nükleer reaksiyon ${}^7\text{Li}$ hedefine proton gönderilmesi ile elde edilmiştir. Daha sonra mermi olarak ${}^{16}\text{O}$ ve ${}^{48}\text{Ca}$ gibi ağır iyonlar kullanılarak nükleer reaksiyonlar yapılmıştır.

2.3.1. Nükleer Reaksiyon Türleri

Nükleer reaksiyonda amaç, reaksiyondan önceki parçacıklar ile reaksiyondan sonraki durumda elde edilen ürünlerin ve değişimlerin incelenmesidir. Tipik bir nükleer reaksiyon;

$$a + A \rightarrow B + b + Q \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir. Burada a reaksiyon öncesi mermi çekirdek, A reaksiyon öncesi hedef çekirdek, B reaksiyon sonrası hedef çekirdek, b reaksiyon sonrası mermi çekirdek ve Q enerjidir.

Nükleer reaksiyonlar, oluşma biçimi ve reaksiyon sonucunda elde edilen ürünler nedeniyle farklı sınıflandırılırlar. Nükleer reaksiyonlar bileşik reaksiyonlar, direk ve rezonans reaksiyonları olmak üzere üç ana kısımda incelenir.

2.3.1.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Mermi çekirdeği düşük enerjilerde hedef çekirdeğin Coulomb alanı ile etkileşir ve mermi çekirdeğinin enerjisi Coulomb bariyerini aşacak düzeyde değilse Rutherford yasasına göre saçılmaya uğrar. Ama mermi çekirdeğinin enerjisi Coulomb bariyerini aşmaya yeterli ise ya absorbe edilerek bileşik çekirdek oluşturur ya da saçılır. Oluşan bileşik çekirdek uyarılmış durumdadır. Parçacık yayınlayarak temel seviyeye döner.

Bileşik reaksiyonlar;

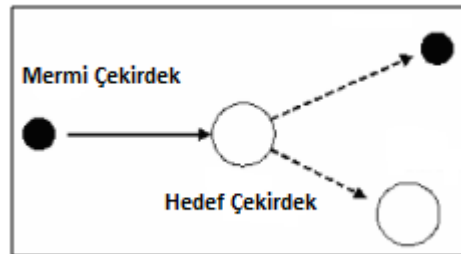


şeklindedir. Bileşik reaksiyonlar düşük enerjilerde (10-20 MeV) meydana gelir. Reaksiyonun meydana gelme süresi 10^{-22} s den daha büyüktür. Tesir kesiti direk reaksiyonlara göre daha yüksektir. Nükleonlar arası etkileşme rastgeledir.

2.3.1.2. Direkt Reaksiyonlar

Mermi çekirdeğinin hedef çekirdekle yüksek enerjilerde etkileşmesi ile meydana gelir. Oluşma süresi bileşik reaksiyondan daha kısadır. Direkt reaksiyonlarda etkileşme genel olarak yüzeyde yani değerlik nükleonları arasında olur. Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyona göre düşüktür.

Elastik Saçılma;



Şekil 2.2: Mermi çekirdek ve hedef çekirdek arasındaki elastik saçılma

Elastik saçılmada çekirdeklerin iç dinamiklerinde değişim meydana gelmez. $A = B$, $a = b$ ve $Q = 0$ olur. Elastik saçılma;

$$a + A \rightarrow a + A + Q \quad (2.12)$$

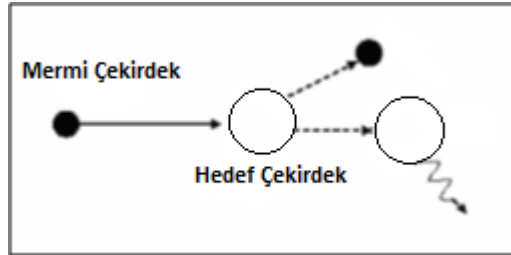
şeklinde ya da $A(a, a)A$ olarak gösterilir.

Giriş kanalı çıkış kanalına eşit olur. Gelen mermi çekirdek hedef çekirdek ile etkileşmesine bağlı olarak geliş doğrultusundan saparak saçılır. Elastik saçılmaya örnek olarak;

$$n + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow n + {}^{208}\text{Pb} \quad (2.13)$$

reaksiyonu verilebilir.

İnelastik Saçılma;



Şekil 2.3: Mermi ve hedef çekirdek arasındaki inelastik saçılma

Gelen mermi çekirdeğin enerjisi büyük ise A hedef çekirdeğini ve a uyarılabilir. Yani nükleonunu bir üst seviyeye çıkartabilir. İnelastik saçılma;

$$a + A \rightarrow a' + A^* + Q \quad (2.14)$$

şeklinde ya da $A(a, a')A^*$ olarak gösterilir. Bu gösterim sadece hedef çekirdeğin uyarılmış durumu için geçerlidir. Burada a' saçılmadan sonra kinetik enerjisi değişmiş mermi çekirdeği, A^* hedef çekirdeği A 'nın uyarılmış durumudur. Q değeri sıfırdan farklıdır. Q uyarılma enerjisine eşit olur. Hem a hem de A uyarılmış durumda olursa;



şeklinde ya da $A(a, a^*)A^*$ olarak gösterilir. İnelastik saçılmaya örnek olarak;



verilebilir.

Parçalanma Reaksiyonu; Reaksiyon sırasında mermi çekirdeği birden fazla bileşene ayrılması durumuna parçalanma reaksiyonu denir. $A(a, xy)A$ şeklinde yazılabilir. x ve y mermi çekirdeğinden meydana gelir. Yani $a = x + y$ şeklindedir.

Transfer Reaksiyonu; Hedef çekirdekten mermi çekirdeğine ya da mermi çekirdeğinden hedef çekirdeğine nükleon transfer edilmesi durumuna transfer reaksiyonu denir. Transfer reaksiyonuna örnek olarak;



verilebilir.

2.3.1.3. Rezonans Reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyon ile direk reaksiyonlar arasındaki reaksiyonlardır. Rezonans durumu belli enerjilerde oluşur. Rezonans durumunda etkileşim potansiyeli tarafından meydana gelen dalga fazı ve genliği bariyerin içinde ve dışında hemen hemen aynı olur.

Nükleer yapının incelenmesiyle birlikte çekirdek özellikleri ve buna paralel olarak reaksiyonlar daha iyi anlaşılmaya başlanmıştır. (Krane, 1988) (Satchler G. , 1980) (Hodgson, 1971) (Satchler G. , 1983)

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Optik Model

Nükleer reaksiyonlarda çekirdekler arasındaki etkileşmelerin incelenmesinde matematiksel olarak karmaşık problemlerin çözülmesi oldukça zordur. Bu zorluğu çözmek amacıyla çok parçacıklı sistemlerde parçacıklar arasındaki ve parçacıklarla parçacık sistemleri arasındaki kuvvetleri incelemek yerine parçacıkların oluşturduğu sistemlere ait önemli özellikleri dikkate alan basitleştirilmiş nükleer modeller üzerinde çalışılmaktadır (Satchler G., 1980) (Satchler G., 1983) (Woods and Saxon, 1954)

İki cisim arasındaki etkileşmede karmaşık çok cisim problemini indirgemek için iç yapıları düşünülmeden daha kolay ve basit duruma dönüştürerek incelenir. Saçılma öncesi ve sonrasındaki enerji değeri etkileşmeyi açıklamak için önemli parametredir. Çarpışmadan öncesi ve sonrası toplam kinetik enerjilerin değişmediği durumda esnek saçılma meydana gelir. İlk etkileşme, doğrudan hedef nükleonlarla çarpışma olmaksızın hedef çekirdeğin şekli ile büyüklüğüne ve bunların oluşturduğu potansiyel kuyusunun biçimine bağlı olarak dalga fonksiyonunun kısmi bir yansıması şeklinde olacaktır. Optik Model iki cisim arasındaki etkileşmeyi basit bir yaklaşımla inceleyen ve soğurma etkilerinin olması ile elastik saçılmayı en iyi açıklayan nükleer modellerden biri olduğu kabul edilir. Optik model optikteki ışığın yüzeyden yansıması olayındaki gibi düşünülerek ortaya konulmuştur. 1954 yılında Feshbach, Partea ve Weisskopf tarafından geliştirilmiştir. Schrödinger denkleminin çözümünde uyarılmış kanalları da dahil edebilmek için Bethe tarafından kompleks potansiyel kullanılması iyi sonuç vereceği ileri sürmüştür. Daha sonra Feshbach ve Saxon kompleks saçılma potansiyelini reaksiyonlara uygulamışlardır. Optik model kabuk modeli ve kolektif modelleri temel almaktadır. Bu nedenle optik potansiyel nükleer madde dağılımı hakkında bilgi vermektedir. (Woods & Saxon, 1954)

İki cisim arasındaki mesafeye bağlı olarak $V = V(r)$ şeklinde düşünülerek parçacıklar arasındaki etkileşme potansiyeli;

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

şeklinde tanımlanır. Burada $V(r)$ gelen parçacık ile hedef parçacık arasındaki etkileşmeyi gösteren reel potansiyeldir. $W(r)$ ise uyarılmış kanallara giden akı ve soğrulmadan sorumlu sanal potansiyeldir. Absorbsiyonun zayıf olması durumunda uyarılmış kanallara giden akı daha az olacağından reel potansiyel iki parçacık arasındaki etkileşmeyi daha iyi açıklayabilmektedir. Optik model soğrulan parçacıkların nereye gittikleri ile ilgilenmez.

İki cisim arasındaki etkileşmeyi ve bununla birlikte parçacıkların hareketlerini açıklayan Radyal Schrödinger dalga denklemi;

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

kullanılır. Burada iki cisim arasındaki etkileşim potansiyeli yerine yazıldıktan sonra denklemin çözümü saçılmayı en iyi şekilde açıklayacaktır. O zaman etkileşim potansiyelinin en iyi şekilde tanımlanması önemlidir.

İki çekirdek arasındaki etkileşmeyi iki cisim problemi olarak düşündüğümüz zaman etkileşme potansiyeli için iki parçacık arasındaki elektrik yüklerinden dolayı oluşan Coulomb potansiyeli, birbirlerine göre konum ve hareketlerinden dolayı oluşan merkezci potansiyeli, mermi ve hedef parçacığın spin yörünge etkileşmelerinden meydana gelen spin-yörünge potansiyelinin iyi bilinmesi gerekmektedir. Tüm bu potansiyel etkileri göz önünde bulundurulursa elde edilen etkileşme potansiyeli;

$$U_{top} = V_N + V_{SO} + V_C + V_M \quad (3.3)$$

şeklinde olur.

Coulomb Potansiyeli; Gelen mermi parçacığı yüklü olduğu zaman Coulomb potansiyeli etkileşme potansiyeline eklenir. Coulomb potansiyeli;

$$V_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{r}, \quad r \geq R_C \quad (3.4)$$

$$V_c = \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), \quad r \leq R_C \quad (3.5)$$

şeklinde olur. Burada R_C Coulomb yarıçapıdır, Z_a ve Z_A sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin yükleridir. Nükleer reaksiyonlarda Coulomb bariyeri aşıldığı zaman reaksiyon başlayabilir. Bu nedenle Coulomb bariyerinin aşılması gerekmektedir.

Merkezcil Potansiyel; Mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan dolayı meydana gelen merkezcil potansiyel etkileşme potansiyeline eklenir. Merkezcil potansiyel kuantum sayısına bağlıdır. Çekirdeğin kendi içine çökmesini engelleyen güçlü bir bariyerdir. Merkezcil potansiyel

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

şeklindedir.

Spin-Yörünge Potansiyeli; mermi çekirdek spine sahipse mermi çekirdek ile hedef çekirdek arasında spin-yörünge potansiyeli meydana gelir. spin-yörünge potansiyeli;

$$U_{SO} = -(V_{SO} + iW_{SO} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{2} \frac{df_S(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (3.7)$$

Nükleer Potansiyel; Nükleer etkileşmeler incelenirken potansiyelin tanımlanması önemlidir. Coulomb, merkezcil ve spin-yörünge potansiyeli iyi bir şekilde tanımlanmakta ve bilinmektedir. Nükleer potansiyelin şekli ve parametreleri iyi tanımlanmamış ve açık olarak bilinmemektedir. Bu nedenle nükleer potansiyel için farklı tanımlamalar yapılmıştır.

Optik modele göre nükleer potansiyel kompleks olmalıdır. Bundan dolayı reel ve sanal kısımdan oluşmaktadır. Nükleer potansiyelin şekli Woods ve Saxon tarafından tanımlanarak belli bir formda düzenlenmiştir. Woods Saxon potansiyeli;

$$V = \frac{-V_0}{1+\exp(\frac{r-R}{a})} \quad (3.8)$$

$$W = \frac{-iW_0}{1+\exp(\frac{r-R}{a})} \quad (3.9)$$

şeklindedir. Burada V_0 reel potansiyelin derinliğini, W_0 sanal potansiyelin derinliğini gösterir. R yarıçapı ve a ise potansiyelin % 90'dan %10'a düştüğü mesafeyi gösteren difüzyon kalınlığını gösterir. S matrisi $|S| = 1$ olduğu durumda absorpsiyon olmaz ve sanal potansiyel negatif olmalıdır. $W(r)$ yüzey yakınında pik yapar. Çekirdek içerisinde nükleer madde yoğunluğu iç kısımlarda hemen hemen aynı olduğundan dolayı reel potansiyel derinliği az sapmalarla $(N-Z)/A$ bağlı olarak değişim gösterir. Yüzeye doğru reel potansiyel azalarak sıfıra doğru gitmektedir. Genel Woods-Saxon potansiyeli;

$$f_i^n(r) = -\frac{1}{\left[1+\exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)\right]^n} \quad i = V, W \quad (3.10)$$

şeklinde verilir. Burada $f(r)$ form faktörüdür. $n=1$ olduğu durumda potansiyel Woods-Saxon (WS) formunu, $n=2$ olduğu durumda ise Woods-Saxon kare (WS^2) formunu temsil eder.

Elde edilen teorik sonuçların deneysel veriler ile karşılaştırılarak hangi ölçüde uyum sağladığını belirlemek amacıyla ki kare hesabı (χ^2) yapılır ve;

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_{teo} - \sigma_{den})^2}{(\Delta\sigma_{den})^2} \quad (3.11)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Burada σ_{teo} teorik tesir kesiti, σ_{den} deneysel tesir kesiti ve $\Delta\sigma_{den}$ deneysel tesir kesitindeki hata oranını göstermektedir. N ise deneysel verilerin sayısıdır.

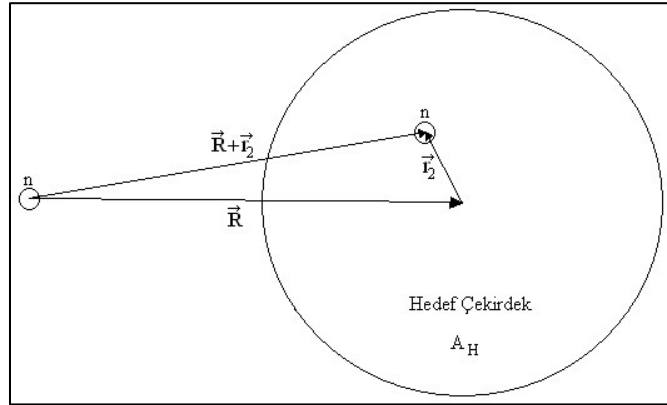
3.2. Folding (Katlı) Model

Saçılma reaksiyonlarını incelemek için kullanılan önemli modellerden biri de Folding Modeldir. İki cisim arasındaki etkileşmeyi incelemek amacıyla kullanılan ve potansiyelin belirlenmesi için yoğunluk dağılımı üzerinden hesaplama yapılması şeklinde kullanılan iyi bir yöntemdir. (Satchler & Love, 1979) (Aygün, 2010)

Folding model için farklı birçok yoğunluk dağılımı fonksiyonu kullanılmaktadır. Ancak en çok kullanılan yoğunluk dağılım fonksiyonları Fermi ve Gauss fonksiyonlarıdır. Folding model kendi içerisinde Single Folding (tek katlı), Double Folding (çift katlı) ve α - α Double Folding (çift katlı) model olarak kullanılmaktadır. (Aygün, 2011)

Folding model Coulomb potansiyeline benzer bir hesaplama ile etkileşme potansiyeli elde edilir. Folding model sanal potansiyel için uygun değildir. (Satchler & Love, 1979)

Single Folding (Tek Katlı) Model: Mermi çekirdeğinin tek nükleon, hedef çekirdeğin çok sayıda nükleondan meydana gelmesi durumundaki etkileşmeleri açıklanmak amacıyla kullanılmaktadır.



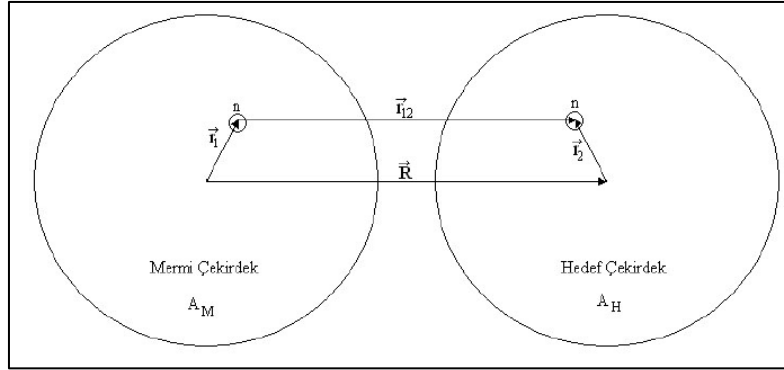
Şekil 3.1: Single Folding (tek katlı) Model.

Hedef çekirdeğin yoğunluğu ve nükleon-nükleon etkileşmesinin oluşturduğu potansiyel;

$$V_{SF} = \iint \rho_h(r_2) V(\vec{R} + \vec{r}_2) d^3r_1 \quad (3.12)$$

şeklindedir.

Double Folding (Çift Katlı) Model: Hem mermi çekirdeğin ve hem de hedef çekirdeğin çok sayıda nükleondan oluştuğu etkileşme durumunda kullanılan modeldir.



Şekil 3.2: Double Folding (çift katlı) model gösterimi.

Double Folding potansiyeli;

$$U_{DF} = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) V(r_{12} = |\vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1|) \quad (3.13)$$

şeklindedir. Burada $\rho_1(r_1)$ mermi çekirdeği nükleon yoğunluğu, $\rho_2(r_2)$ hedef çekirdeğin nükleon yoğunluğu ve $V(r_{12})$ ise nükleon-nükleon etkileşim potansiyelidir.

Folding model için farklı nükleon-nükleon etkileşimleri tanımlanmıştır. Ama en çok kullanılanı ve bilineni M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşimidir. M3Y etkileşim ifadesi;

$$v_{nn} = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2,5r)}{2,5r} + J_{00}(E) \quad (3.14)$$

şeklindedir. (Satchler & Love, 1979) Burada J_{00} terimi nükleon değiş tokuşu meydana gelmesi durumunu ifade etmektedir. Saçılma durumunda nükleon değiş tokuşu olması durumu vardır. Bu nedenle bu terim eklenmektedir. J_{00} ifadesi;

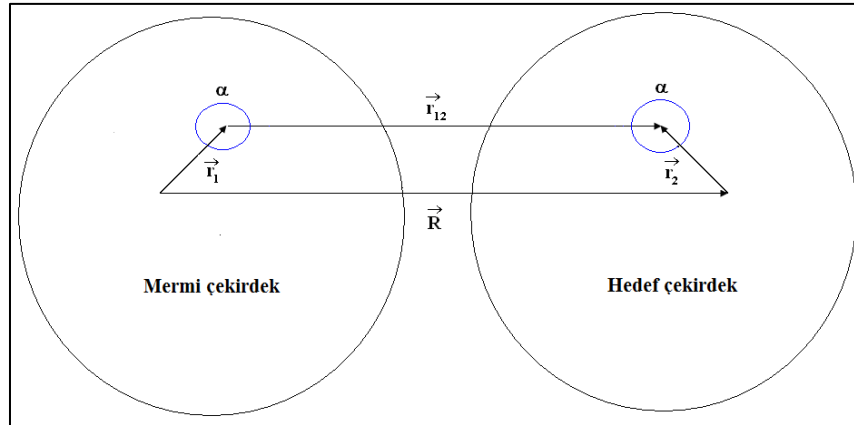
$$J_{00}(E) = -276 \left[1 - \frac{0,005E_{lab}}{A_m} \right] MeV.f m^3 \quad (3.15)$$

şeklindedir. Burada A_m hedef çekirdeğin kütle numarası ve E mermi çekirdeğin gelme enerjisidir.

α - α Double Folding (Çift Katlı) Model: Bu modelde çekirdek içerisinde nükleon kümelenmesi olduğu kabul edilerek yoğunluk dağılımı ve etkileşme potansiyeli $\alpha - \alpha$ etkileşmesi olarak kullanılmaktadır. Bu durumda etkileşim potansiyeli;

$$U_{DFC} = \iint \rho_{1\alpha}(r_1) \rho_{2\alpha}(r_2) v_{\alpha-\alpha}(r_{12} = |\vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1|) d\vec{r}_1^3 d\vec{r}_2^3 \quad (3.16)$$

şeklindedir. Burada $\rho_{1\alpha}$ ve $\rho_{2\alpha}$ sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin sahip olduğu α yoğunluk dağılımını temsil etmektedir. $V_{\alpha-\alpha}$ etkileşim potansiyelidir.



Şekil 3.3: α - α Double Folding (çift katlı) model gösterimi.

Hacim İntegrali ve Eşik Anomalisi: Sistem incelenirken potansiyel parametrelerinin farklı niceliklere sahip olması nedeniyle nükleer potansiyelin reel ve sanal kısımlarının tüm uzay üzerinden integrali alınır. Bu integraller;

$$J_V(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_T} \int V(r) r^2 dr \quad (3.17)$$

$$J_W(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_T} \int W(r) r^2 dr \quad (3.18)$$

şeklinde elde edilir. Toplam hacim integrali reel ve sanal hacim integralinin toplamından oluşur.

$$J(E) = J_V(E) + iJ_W(E) \quad (3.19)$$

Deneyisel verileri yorumlamada etkili olmasının yanı sıra Coulomb bariyeri civarında gözlenen eşik anomalisini açıklamada etkilidir.

3.3. Çiftlenilmiş Kanallar (Coupled Channels) Metodu

Mermi çekirdeğinin gelme enerjisi Coulomb bariyerini aştığı durumda elastik saçılmanın yanı sıra inelastik saçılmada meydana gelir. Yani hedef çekirdeğinin nükleonu uyarılır. Bu iç uyarılmaları açıklamak amacıyla Çiftlenmiş Kanallar (Coupled Channels) Metodu kullanılmaktadır. (Boztosun, 2000). Kısaca CC olarak gösterilir.

Çiftlenilmiş kanallar metodu hesaplamalarında, mermi çekirdeği a ve hedef çekirdeği A olarak alındığında başlangıçta $\alpha = a + A$ olacak şekilde düşünüldüğü zaman sistemin hamiltonyeni;

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha \quad (3.20)$$

şeklinde olur. K_α toplam kinetik enerji, V_α mermi ile hedef arasındaki etkileşim potansiyeli ve H_α ise iç hamiltonyeller toplamını gösterir. Sistem basit olarak sadece bir parçacığın (burada mermi çekirdek a) hareketli olduğu ve bu çekirdeğin sadece bir uyarılmış durumu olduğu varsayılır. Bu durumda dalga fonksiyonu hem elastik hem de elastik olmayan kısımdan oluşur (Satchler G. , 1983)

$$\Psi = \phi_\alpha(r)\chi_\alpha(R) + \phi_{\alpha'}(r)\chi_{\alpha'}(R) \quad (3.21)$$

Burada; $\phi_\alpha(r)$ ve $\phi_{\alpha'}(r)$ mermi çekirdek olan a sisteminin sırasıyla taban ve uyarılmış durum dalga fonksiyonudur ve Schrödinger denkleminin çözümleri ile Hamiltonyen (H_a)

$$H_\alpha\phi_\alpha(r) = \varepsilon_\alpha\phi_\alpha(r) \quad (3.22)$$

$$H_{\alpha'}\phi_{\alpha'}(r) = \varepsilon_{\alpha'}\phi_{\alpha'}(r) \quad (3.23)$$

şeklinde olur.

$\chi_\alpha(R)$ ve $\chi_{\alpha'}(R)$ fonksiyonları mermi ve hedef çekirdekler arasındaki göreceli hareketin farklı iç durumlarını ifade eder. Toplam dalga fonksiyonu Ψ Schrödinger denklemini [$(E - H)\Psi = 0$] sağlar. Uyarılmış kanallar bu denklemin içine yansıtılarak iki durumlu bir denklem seti elde edilir.

$$(E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(R) = U_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'}(R) \quad (3.24)$$

$$(E - \varepsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(R) = U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(R) \quad (3.25)$$

Burada $U_{\alpha\alpha}$ optik potansiyel ve $U_{\alpha\alpha'}$ çiftlenme potansiyelleri olarak adlandırılır. Dahası $U_{\alpha\alpha'}$ potansiyeli ilk durum olan α 'dan son durum olan α' 'ne geçişten sorumludur.

Çiftlenmiş kanallar metodu 3.24 ve 3.25 denklemin tam çözümü ile $\chi_\alpha(R)$ ve $\chi_{\alpha'}(R)$ fonksiyonlarını sağlar.

3.4. Continuum Discretized Coupled Channels (CDCC) Modeli

Hedef çekirdek ile mermi çekirdek arasındaki nükleer reaksiyon incelenirken mermi çekirdeğinin parçalanma süreci önemlidir. Bu amaçla M. Kamimura ve arkadaşları tarafından hedef çekirdek ile iki cluster sisteminden oluşan mermi çekirdeğinin etkileşmesinin incelendiği üç cisim sisteminin açıklanması için Countinuum Discretized Coupled Channels (CDCC) metodu geliştirmiştir. (Kamimura, Yahiro, & Iseri, 1986) Teorik olarak üç cisim hamiltonyenini matematiksel olarak açıklamak oldukça zor olduğundan dolayı fenomenolojik olarak açıklamaya çalışılmıştır. (Kawai, 1986) (Küçük Y. , 2009) Bu metot, elastik saçılması sürecinde döteronun breakup etkisinin incelenmesi amacıyla geliştirilmiştir. Ayrıca bu metod zayıf bağlı hafif çekirdek reaksiyonları araştırılmasında önemlidir. (Küçük Y., 2009) (Kamimura, Yahiro, and Iseri, 1986) (Kawai, 1986) (Yahiro, Ogata, Matsumoto, and Minomo, 2012) (Tostevin and et al., 2002)

3.4.1. CDCC Formülizasyonu

CDCC direk nükleer reaksiyonların incelenmesi için kullanılan bir metottur. CDCC metodu Johnson ve Soper tarafından kullanılan çiftlenilmiş kanallar metodunun (CC) genişletilmiş durumudur. (Kamimura, Yahiro, & Iseri, 1986)

CDCC hesaplamalarında bağlı olan ve bağlı olmayan durumları belirlenir. CDCC yönteminde sistem için Schrödinger denklemi;

$$H\psi = E\psi \quad (3.20)$$

şeklinde ifade edilir. Burada H sistemin toplam hamiltonyenidir. γ , c ve C kümelerine sahip kanaldır.

$$h_c \phi_c = \varepsilon_c \phi_c \quad h_C \phi_C = \varepsilon_C \phi_C \quad (3.21)$$

Burada ϕ_c, ϕ_C öz durumları h_c, h_C iç hamiltonyenleri ve $\varepsilon_c, \varepsilon_C$ enerji özdeğerlerini gösterir.

Kanalın iç dalga fonksiyonu $\phi_\gamma(\xi_\gamma)$;

$$\phi_\gamma(\xi_\gamma) = [\phi_c(\xi_c), \phi_C(\xi_C)] \Lambda_{\gamma\mu_\gamma} \quad (3.22)$$

şeklindedir. Burada ξ iç koordinatlardır. Kare parantez z bileşenine sahip Λ_γ spinli kanal için açısal momentum çiftlenimini gösterir. O zaman dalga fonksiyonu;

$$h_\gamma \phi_\gamma = \varepsilon_\gamma \phi_\gamma \quad (3.23)$$

şeklinde olur. Burada $h_\gamma = h_c + h_C$ ve $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_c + \varepsilon_C$ iç hamiltonyeni ve kanalın iç enerjisini gösterir. Sistemi oluşturan bu kümeler hem bağlı hem de bağlı olmayan durumlardan oluşur. Bağlı durumlar kesiklidir ve kesikli kuantum sayı ile ifade edilir. Bağlı olmayan durumlar sürekli ve sürekli kuantum sayıları ile ifade edilir. CDCC modeli hem kesikli hem de sürekli kanal seti ile tanımlanır. (Kawai, 1986) (Kamimura, Yahiro, and Iseri, 1986) (Küçük Y., 2009) (Yahiro, Ogata, Matsumoto, and Minomo, 2012)

3.4.2. Süreklilik Kanallarının Kesiklendirilmesi

CDCC yönteminde yapılması gereken en önemli kısım sürekli olan kanalları kesikli duruma getirmektir. Çiftlenilmiş kanallar için sonlu sayıda çözüm yapıldığından dolayı CDCC yöntemi için de kesiklendirme yapılarak sonlu sayıda kanala indirgenir.

γ kanalındaki c kümesinin belirli bir bağlı durumda bulunan 1 ve 2 şeklinde iki bileşene ayrıldığı kabul edilirse, i dalga fonksiyonu;

$$\bar{\phi}_{cl}(k, \xi_c) = [\bar{\phi}_{cl}(k, r_{12}), [\bar{\phi}_1(\xi_1), \bar{\phi}_2(\xi_2)]_s]_{l_c M_c} \quad (3.24)$$

şeklindedir. Burada $\bar{\phi}$ iç dalga fonksiyonlarını gösterir ve k dalga sayısını, l açısal momentumu, m açısal momentumun z bileşenini ve r_{12} bağıl koordinatıdır. İç enerji;

$$\bar{\varepsilon}_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{12}} \quad (3.25)$$

şeklindedir. Burada μ_{12} indirgenmiş küttledir.

Kesiklendirme l, k ya da ε_c da yapılır. Bağlı durumları $\bar{\phi}_{cn}(\xi_c)$, kesikli durumları ise $\bar{\phi}_{cl}(k, \xi_c)$ temsil eder. Öz durumlar arasındaki boşluk $n=1$ $n = 1 \sim N_c$ olmalıdır.

Sonsuz olan fonksiyonlar sonlu bir fonksiyon setine dönüştürülür.

$$\{\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), i = 1, 2, \dots, N_{cl}, l \leq l_{c,m}\} \quad (3.26)$$

Burada N_c fonksiyonların süreklilik durumlarını gösterir. Dalga fonksiyonun son durumu;

$$\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c) = [\bar{\phi}_{cl,i}(r_{12}), [\bar{\phi}_1(\xi_1), \bar{\phi}_2(\xi_2)]_s]_{l_c M_c} \quad (3.27)$$

şeklinde olur.

$\bar{\phi}$ normalize edilirse;

$$\langle \phi_{cn} | \phi_{cm} \rangle = \delta_{nm}, \quad \langle \phi_{cn} | \phi_{cl,i} \rangle = 0, \quad \langle \hat{\phi}_{cl,i} | \hat{\phi}_{cl,j} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (3.28)$$

pseudo-states (yapay durumlar) metodu ve Momentum Bölmeleri (Binleri) Metodu gibi metotlar fonksiyonların kesiklendirilmesi için kullanılmaktadır.

3.4.3. Momentum Binleri Metodu

Bu metot iki kümeli yapılar için iyi sonuç vermektedir. $\bar{\phi}_{cl}(k, \xi_c)$ öz fonksiyonları $[0, k_{c,m}]$ aralığında bütün k değerleri için bilinmesine dayanır. $[0, k_{c,m}]$ aralığında $[0, k_1], [k_1, k_2], \dots [k_{n-1}, k_n] = k_{c,m}$ şeklinde sonsuz küçük aralıklara bölünür. Böylece sürekli durumlar tek fonksiyon ile ifade edilir. Gerçek hesaplamalarda kullanılan fonksiyon;

$$\hat{\phi}_{clm,i}(r) = \int_{k_{i-1}}^{k_i} \omega_{ci}(k) \hat{\phi}_{clm}(k, r) dk \quad (3.29)$$

şeklindedir. Burada $\omega_{ci}(k)$ genişlik fonksiyonudur. Normalize edilirse;

$$\int_{k_{i-1}}^{k_i} \omega_{ci}^2(k) dk = 1 \quad (3.30)$$

$\omega_{ci}(k)$ $[k_{i-1}, k_i]$ aralığında sabit olduğu kabul edilirse o zaman;

$$\omega_{ci}(k) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_{ci}}} \quad (3.31)$$

$\hat{\phi}_{cl,i}$ normalize edildiğinde;

$$\langle \hat{\phi}_{cl,i} | \hat{\phi}_{cl',j} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (3.32)$$

şeklinde olur. $\{\hat{\phi}_{cl,i}\}$ setleri $\bar{h}_c$ yi köşegenleştirirse;

$$\langle \hat{\phi}_{cl,i} | \bar{h}_c | \hat{\phi}_{cl',j} \rangle = \hat{\varepsilon}_{cl,i} \delta_{ll'} \delta_{ij} \quad (3.33)$$

şeklinde olur. $\hat{\varepsilon}_{cl,i}$ kesiklendirilmiş $\hat{\phi}_{cl,i}$ durumunun enerjisidir. $\hat{\varepsilon}_{cl,i}$;

$$\hat{\varepsilon}_{cl,i} = (\hbar^2/2\mu_{12})\{(k_i + k_{i-1})^2/4 + (\Delta k_i)^2/12\} \quad (3.34)$$

$\bar{h}$ nin bağlı durum özfonksiyonları, $n = 1 \sim N_c$ için kesiklendirilmiş dalga fonksiyonları oluşturulması için;

$$\{\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), \quad i = 1 \sim N_{cl}, \quad l \leq l_{cm} \quad (3.35)$$

şeklinde kullanılır.

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

$$\{\phi_\gamma(\xi_\gamma)\} \rightarrow \{\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma), \quad i = 1 \sim N_\gamma \quad (3.36)$$

Burada $\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma)$;

$$\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma) = [\hat{\phi}_{cl,i}(\xi_c), \bar{\phi}_c(\xi_c)]_{\Lambda_\gamma \mu_\gamma} \quad (3.37)$$

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

$$\langle \hat{\phi}_{\gamma i} | \bar{h}_c + \bar{h}_C | \hat{\phi}_{\gamma j} \rangle = \bar{\varepsilon}_{\gamma i} \delta_{ij} \quad (3.38)$$

$$\hat{\varepsilon}_{\gamma, i} = \hat{\varepsilon}_{cl, i} + \bar{\varepsilon}_C \quad (3.39)$$

$$\langle \hat{\phi}_{\gamma i} | \hat{\phi}_{\gamma j} \rangle = \delta_{ij} \quad (3.40)$$

şeklinde olur. İç dalga fonksiyonları CDCC hesaplamalarının model uzayı olan M fonksiyonel uzayında yayılırlar. Model dalga fonksiyonu ψ_M M uzayında ψ 'nin izdüşümüdür. Bu durumda dalga fonksiyonu;

$$\psi_M \equiv P\psi = \sum_\gamma \sum_i \hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) \hat{\chi}_{\gamma i}(R_\gamma) \quad (3.41)$$

şeklinde olur. Burada $\hat{\chi}$ radyal dalga fonksiyonudur. $\hat{\phi}_{\gamma i}$ ise;

$$\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma, \hat{R}_\gamma) = [\hat{\phi}_{\gamma i}(\xi_\gamma), i^{L_\gamma} Y_{L_\gamma}(\hat{R}_\gamma)]_{J_\mu} \quad (3.42)$$

şeklindedir.

3.4.4. Model Hamiltonyeni

Temelde H_{eff} hamiltonyeni çok karışık bir operatördür. CDCC yönteminde H_{eff} yerine hesaplamalarda daha basit olacak bir fenomenolojik hamiltonyeni kullanılması

gerekmektedir. Burada H_{eff} hamiltonyenindeki V_{eff} etkileşim potansiyelinin daha basit ifade edilmesi önemlidir. Fenomenolojik hamiltonyeni;

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(K + \bar{V}_{eff})\bar{p} \quad (3.43)$$

şeklinde olur. Burada $\bar{V}_{eff}$ etkileşim potansiyelinin yerine yazılan potansiyeldir ve

$$\bar{V}_{eff} = \bar{V}_c + \bar{V}_C + \bar{V}_\gamma \quad (3.44)$$

şeklinde olur. Burada $\bar{V}_c$ ve $\bar{V}_C$ γ kanalındaki c ve C kümeleri için etkileşim potansiyelidir.

Toplam kinetik enerji;

$$K = K_c + K_C + K_\gamma \quad (3.45)$$

şeklindedir. K_γ c ve C kümeleri arasındaki bağıl kinetik enerjidir. Toplam hamiltonyeni;

$$H = H^{(\gamma)} \equiv K + V^{(\gamma)} = K_c + V_c + K_C + V_C + K_\gamma + V_\gamma \quad (3.46)$$

şeklinde olur. c ve C kümelerinin iç hamiltonyenleri gösterilirse, γ kanalındaki $\bar{H}_{eff}$;

$$\bar{H}_{eff} = \bar{p}(\bar{h}_c + \bar{h}_C + K_\gamma + \bar{V}_\gamma)\bar{p} \quad (3.47)$$

3.4.5. Üç cisim parçalanmasının CDCC formülasyonu

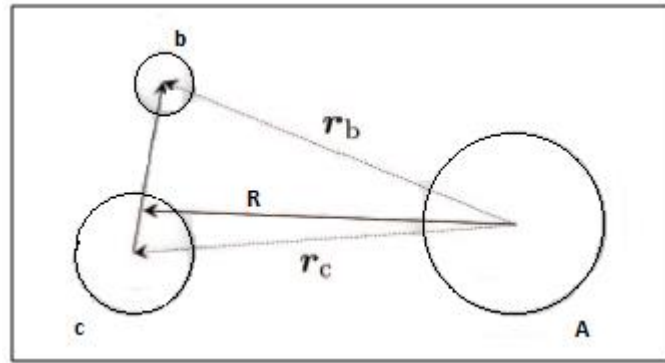
A hedef çekirdeği ve b ve c parçacıklarından oluşan mermi çekirdeği arasındaki saçılma için sistemin hamiltonyeni;

$$H = K_R + U_{coul}(R) + U_{r,R} + H_{bc} \quad (3.48)$$

$$H_{bc} = K_r + V_{bc}(r) \quad (3.49)$$

$$U_{r,R} = U_{bA}(r_{bA}) + U_{cA}(r_{cA}) \quad (3.50)$$

şeklinde olur. (Kamimura, Yahiro, & Iseri, 1986) (Kawai, 1986) (Küçük Y. , 2009)

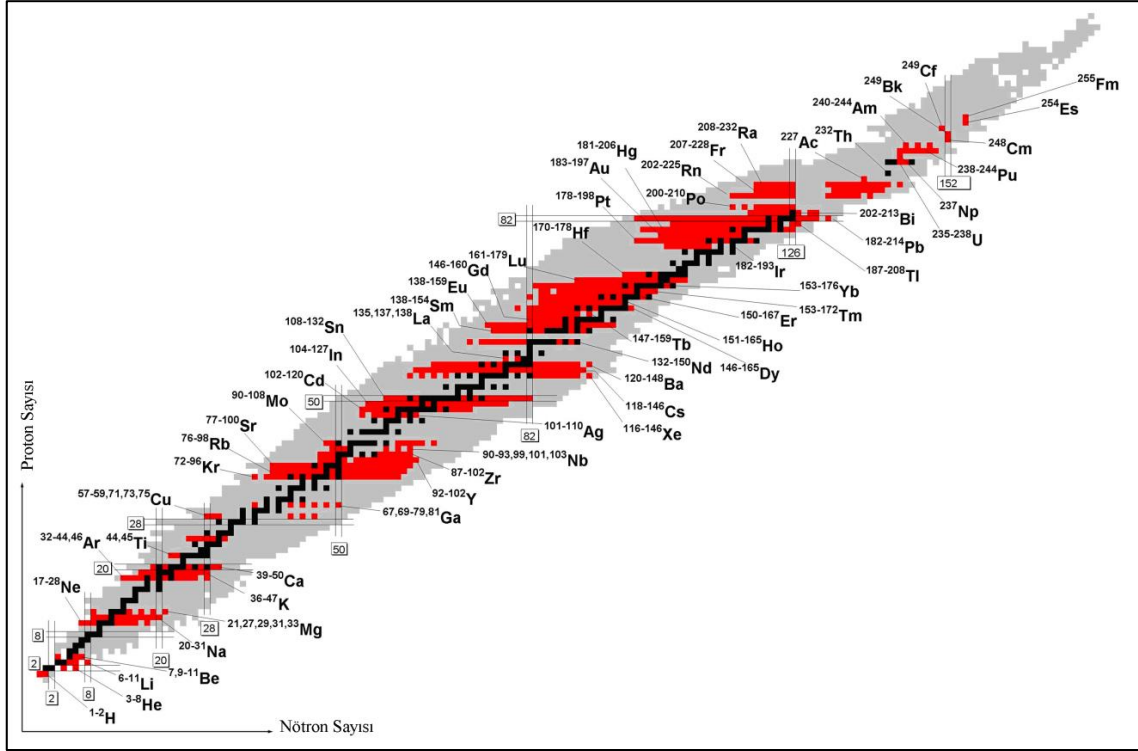


Şekil 3.4: A + b + c üç cisim sisteminin gösterimi.

3.5. Egzotik Çekirdekler

Çekirdeklerin kararlı ya da kararsız çekirdek olması sahip oldukları nötron ve proton sayılarının oranı ile açıklanır. Nötron ve proton sayıları oranı (N/Z) hafif çekirdekler için bire yakın ağır çekirdekler için ise 1,5 civarındadır. Bu oranlardan sapmalar çekirdeğin kararlı yapıdan kararsız yapıya doğru gitmesine yol açar. Çekirdeğin kararlılığı ile ilgili olarak nükleer çizelge oluşturulmuştur.

1985 yılında Tanihata ve arkadaşları tarafından yapılan deneyler sonucunda kararlı çekirdeklerden farklı özellikler gösteren çekirdeklerin varlığı tespit edilmiştir. Bu çekirdekler kararlı çekirdeklere benzer özellikler göstermesinin yanı sıra birçok farklı özellikleri de bulunan çekirdekler keşfedilmiştir. (Tanihata and et. al, 1985) (Tanihata and et. al., 1985) (Otsuka, 2013)

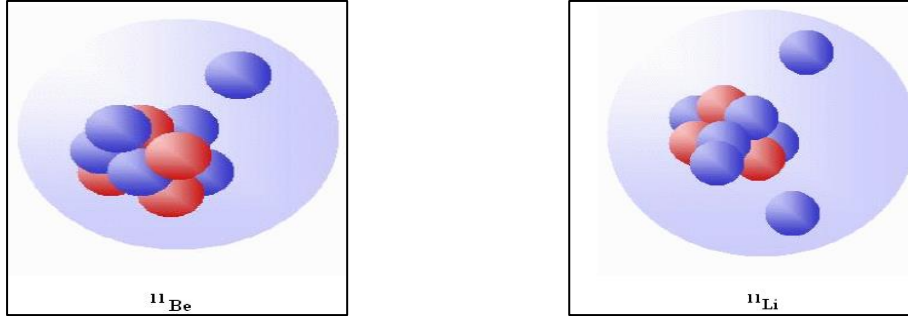


Şekil 3.5: Kararlılık vadisi (siyah bölge) ve nötron ve proton zengini egzotik çekirdekler.

Kararlı çekirdeklerden farklı özellikler gösteren bu çekirdekler halo ya da egzotik çekirdekler olarak adlandırılır. İlk olarak ^{11}Li çekirdeği incelenmiştir. Daha sonra ^6He , ^{11}Be , ^{12}N , ^{17}F , ^{17}B ve ^{19}C gibi çekirdeklerin de halo çekirdekler gibi farklı özellikler gösterdiği bulunmuştur. Bu çekirdekleri açıklayabilmek amacıyla birçok deneysel ve teorik çalışma yapılmış ve yapılmaya devam etmektedir.

Egzotik çekirdekler yapı olarak merkezde sıkı bağlı bir kor ve çevresinde zayıf bağlı nükleonlardan oluşmaktadır. Oluşan bu haleli yapıdan dolayı egzotik çekirdeklere halo çekirdek de denilmektedir. Nötronca zengin olan yani zayıf bağlı nükleonu nötron olan çekirdeğe nötron egzotik çekirdek, zayıf bağlı nükleonu proton olan çekirdeğe proton egzotik çekirdek tanımlaması yapılır. Nötron halo çekirdekler kararlılık vadisinin sağında,

proton halo çekirdekler ise kararlılık vadisinin solunda bulunur. Halo çekirdeklerin bu farklı yapısı yeni karakteristiklere yol açar. (Ibraheem, Hassanin, and El-Azab Farid, 2010)



Şekil 3.6: ^{11}Be ve ^{11}Li Egzotik çekirdeklerinin halo yapısı.

Egzotik çekirdekler üzerinde ilk olarak Tanihata ve arkadaşlarının yaptığı araştırmalar sonucunda diğer çekirdeklerin rms değerlerinin $A^{1/3}$ değeri ile değişim göstermelerine rağmen egzotik çekirdeklerin daha büyük değerlerde olduğu gözlenmiştir. Bu nedenle kararlı çekirdekleri açıklamada kullanılan ifadenin egzotik çekirdeğin yarıçapını açıklamadığı belirlenmiştir. (AL-Khalil and Roeckl, 2004) Yapılan çalışmalarda ^4He kararlı çekirdeğin rms yarıçap değeri 1,46 fm olmasına rağmen ^6He egzotik çekirdeğinin rms yarıçap değerinin 2,57 fm olduğu belirlenmiştir. (Tanihata and et. al., 1985) (Hansen and Jhonson, 1987) egzotik çekirdek yarıçapı ile diğer çekirdek yarıçapı karşılaştırıldığında örneğin ^{11}Li egzotik çekirdeğinin rms değeri ^{48}Ca çekirdeği ile yaklaşık olarak aynı değere sahiptir. (Jonson, 2004)

Egzotik çekirdekler zayıf bağlanma enerjisine sahiptir. Ancak etkileşimde tesir kesiti üzerinde büyük etkileri bulunmaktadır. Bu çekirdekler zayıf bağlı olduklarından dolayı güçlü Coulomb ya da nükleer alanla karşılaştıklarında kolay parçalanabilirler. Nötron halo çekirdekler için son nükleonun bağlanma enerjisi oldukça küçüktür. Kararlı çekirdekler için 6-8 MeV civarındayken nötron halo çekirdekler için ise 1 MeV den daha küçüktür. (Tanihata I., 1996). Bir nötronlu ^{11}Be egzotik çekirdeğinin nötron ayrılma enerjisi 0,5 MeV ve ^{11}Li egzotik çekirdeğinin iki nötron ayrılma enerjisi 0,3 MeV kadardır. Proton halo çekirdeklerde proton fazlalığından dolayı Coulomb bariyeri meydana gelebilir. Bu nedenle nötron halo çekirdeklere göre bağlanma enerjileri daha büyüktür.

Çekirdekler ağır bir hedeften Coulomb bariyeri civarındaki bir enerji ile elastik saçılma yaparsa tesir kesiti açısıl dağılımı Fresnel tipi kırınım davranışı gösterir. Ancak egzotik çekirdeklerin açısıl dağılımı Fresnel karakteristiğinden farklı bir sonuç gösterir. Düşük açılarda Fresnel tipi kırınımında Coulomb piki gözlemlenirken egzotik çekirdeklerin elastik saçılmalarında bu pik kaybolur. (Di Pietro and et al., 2012) Tesir kesiti osilasyonsuz bir davranış gösterir.

3.5.1. ¹¹Be Egzotik Çekirdeği

¹¹Be çekirdeği nötron zengini olarak kabul edilen nötron halo çekirdeğidir. 1985 yılında Brookhaven National Laboratuvarında Millener ve arkadaşları tarafından yarılanma ömrü ölçümlerinde keşfedilmiştir. 1995 yılında GANIL’de kurşun hedef ile yapılan Coulomb uyarılma deneyinde Winther, Alder ve arkadaşları tarafından tesir kesiti ölçümleri elde edilmiştir.

1997 yılında GANIL’deki sonuçları açıklamak için Nakamura arkadaşları tarafından RIKEN ve Michigan State University (MSU) de orta enerjide ağır iyon saçılması deneyleri çalışılmıştır. CERN’de REX-ISOLDE’da ¹⁰Be ve ¹¹Be çekirdeği oluşturulup saçılma deneyleri yapılmıştır (Scuderi and et al., 2012) (Scuderi and et al., 2011) ¹¹Be çekirdeği merkezde 10 nükleondan meydana gelen bir kor ve etrafında zayıf bağlı tek nükleondan meydana gelmektedir.

¹¹Be radyoaktif iyon demetiyle (RIB) ikincil ışıma sonucunda üretilmiştir. Yarılanma ömrü 14 s’dir. 2,67 fm rms değeri ile büyük yarıçap değerine sahiptir. Nötron ayrılma enerjisi $S_n = 0,504$ MeV dir ve bu değer kararlı çekirdeklere göre oldukça küçüktür. (Sinorini, 2002) . Be çekirdeği yalnızca iki bağlı duruma (bound states) sahiptir ve $(\frac{1}{2})^+$ taban durum ile $(\frac{1}{2})^-$ uyarılmış durumdur. 320 keV’de durumunda tek bir uyarılmış durumu vardır. (Bertulani, Canto, & Hussein, 1995), (M. Fauerbach and et. all, 1997) (Fukuda and et al., 2004)

3.5.2. ^{17}F Egzotik Çekirdeği

^{17}F çekirdeği proton zengini kabul edilen proton halo çekirdeğidir. Merkezde ^{16}O 'den meydana gelen kor ve bu kora zayıf bağlı bir protondan meydana gelmektedir.

^{17}F egzotik demeti ATLAS da elde edilmiştir. ^{17}F çekirdeği ikincil ışıma sonucu üretilmiştir. (Romoli, 2004). rms=5,3 fm ile oldukça büyük bir rms değerine sahiptir. Proton ayırma enerjisi $S_p=0,6$ MeV dir. İlk uyarılma durumu $E_x=0,495\text{MeV}$ dir. (Liang J. F., 2002) (Liang and et al., 2003)

4. BULGULAR

Bu tez çalışmasında ^{11}Be ve ^{17}F egzotik mermi çekirdeklerinin ^{64}Zn , ^{120}Sn , ^{208}Pb ve ^{209}Bi hedef çekirdekleri ile etkileşimleri incelenmiştir. $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$, $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$, $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ ve $^{17}\text{F} + ^{209}\text{Bi}$ reaksiyonlarının Optik Model, Çiftlenmiş Kanallar, Kümelenme ve CDCC yöntemleri kullanılarak analizi yapılmıştır. Elde edilen teorik sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

4.1. $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ Reaksiyonu

$^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ reaksiyonu 25,4 MeV enerjide saçılma açısal dağılımı incelenmiştir. Optik Model, Kümelenme (Cluster) Modeli ve Çiftlenilmiş Kanallar (Coupled Channel) yöntemleri kullanılarak analiz yapılmıştır. Hesaplamalarda kullanılan potansiyeller deneysel veriler ile uyumlu sonuçlar verecek şekilde belirlenmiştir ve deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

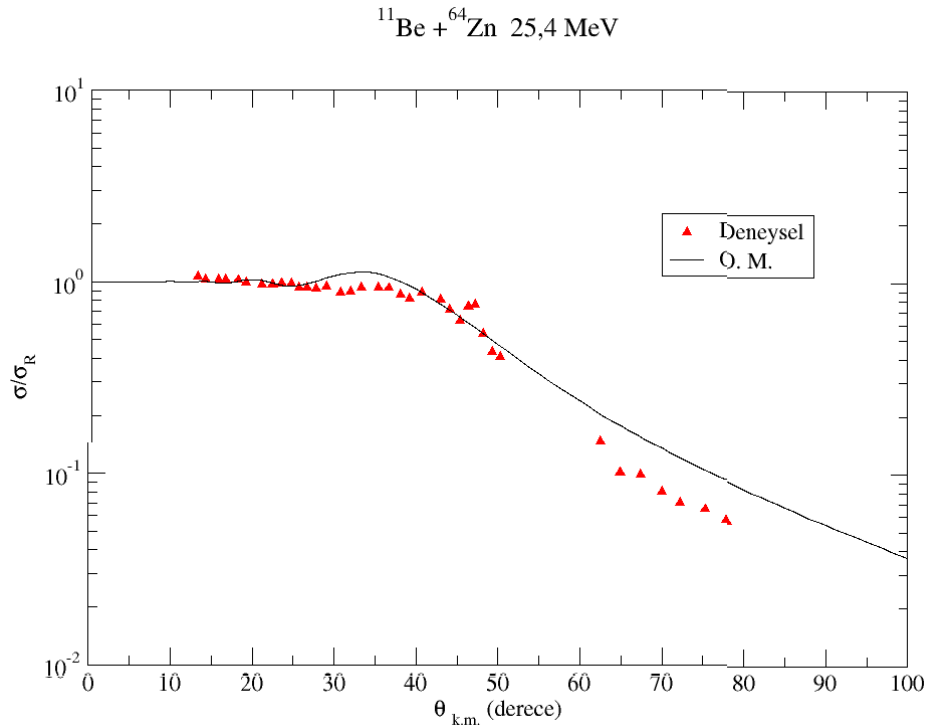
$^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ saçılma reaksiyonunun incelenmesi için ilk önce yapılması gereken optik model sınırları içerisinde nükleer potansiyelin şeklinin Fresco program kodları ile belirlenmesidir. Literatür çalışmaları sonucunda optik potansiyelin reel ve sanal kısımlarının Woods-Saxon hacim formu şeklinde uyumluluk gösterdiği belirlenmiştir. Bu nedenle fenomenolojik optik model hesaplamalarında reel ve sanal potansiyel için Woods-Saxon hacim formu etkileşim potansiyeli olarak kullanılmıştır. Hem reel hem de sanal potansiyelin hacim parametresi serbest parametre olarak alınmıştır. Sonuçlar V. Scuderi ve arkadaşlarının makalesindeki deneysel verileri açıklamada kullanılmıştır (V.Scuderi, 2010) (Di Pietro and et al., 2012)

Optik model çerçevesinde hesaplamada; Coulomb potansiyeli $r_c = 1,2$ fm olarak alınmıştır. Nükleer potansiyel için kullanılan potansiyel derinlik (V), yarıçap (r) ve difüzyon (a) parametreleri Tablo 4.1’de verilmiştir. Sanal potansiyelde yarıçap ve difüzyon parametreleri başlangıçta sabit tutularak derinliğin açısal dağılıma etkisine bakılmıştır. Daha sonra diğer parametreler için de aynı şekilde analiz yapılarak en iyi fit elde edilmiştir. Optik model parametreleri ile hesaplanan tesir kesitinin açısal dağılımı Şekil

4.1’de verilmiştir. Optik model ile elastik saçılma iyi şekilde açıklanabilmektedir. Tesir kesiti $\sigma = 2093,9$ mb olarak elde edilmiştir. $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ etkileşmesi osilasyonlu bir yapıya sahip değildir. Ancak Coulomb pikini iyi açıklayamamıştır.

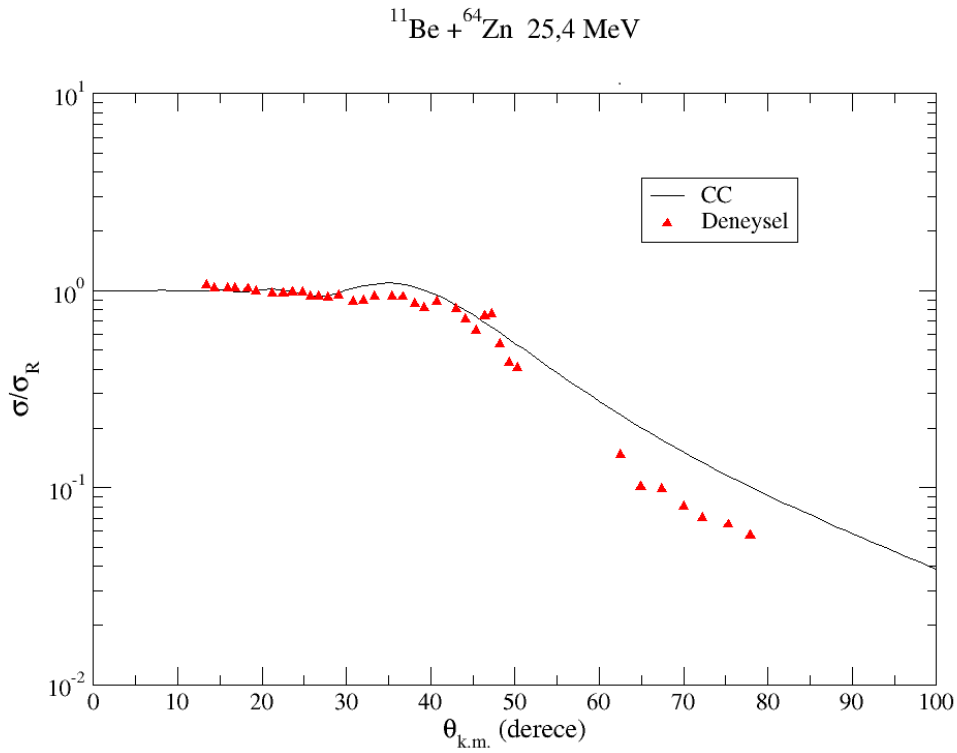
Tablo 4.1: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Optik model de kullanılan parametreleri ve hesaplanan tesir kesiti.

$^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)
	150,8	1,5	0,4	50,9	1,7	0,7
	J_v (MeVfm ³)	J_W (MeVfm ³)	σ_{top} (mb)	χ^2		
	216,14	72,05	2093,9	0,29		



Şekil 4.1: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Optik model yöntemiyle elde edilen elastik saçılma açısal dağılımı.

Çiftlenilmiş Kanallar yöntemi hesaplamasında, optik modelde kullanılan parametreler kullanılmıştır. Optik model elastik saçılma kısmını açıklamaya rağmen elastik olmayan kanala giden akıyı açıklayamaz. Sanal potansiyeldeki akıyı açıklamak için çiftlenilmiş kanal modeli uygulanmıştır. ^{11}Be çekirdeği için E1 seviyesi için deformasyon parametresi eklenmiştir. Deformasyon katsayısı $\delta=0,6075$ olarak kullanılmıştır (Summers, 2007). Deneysel verilerdeki Coulomb pikini daha iyi göstermektedir. Tesir kesiti $\sigma=2471,28$ mb olarak elde edilmiştir. Tesir kesitinin açısal dağılımı Şekil 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.2: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV de Çiftlenilmiş kanallar yöntemiyle elde edilen tesir kesitinin açısal dağılımı.

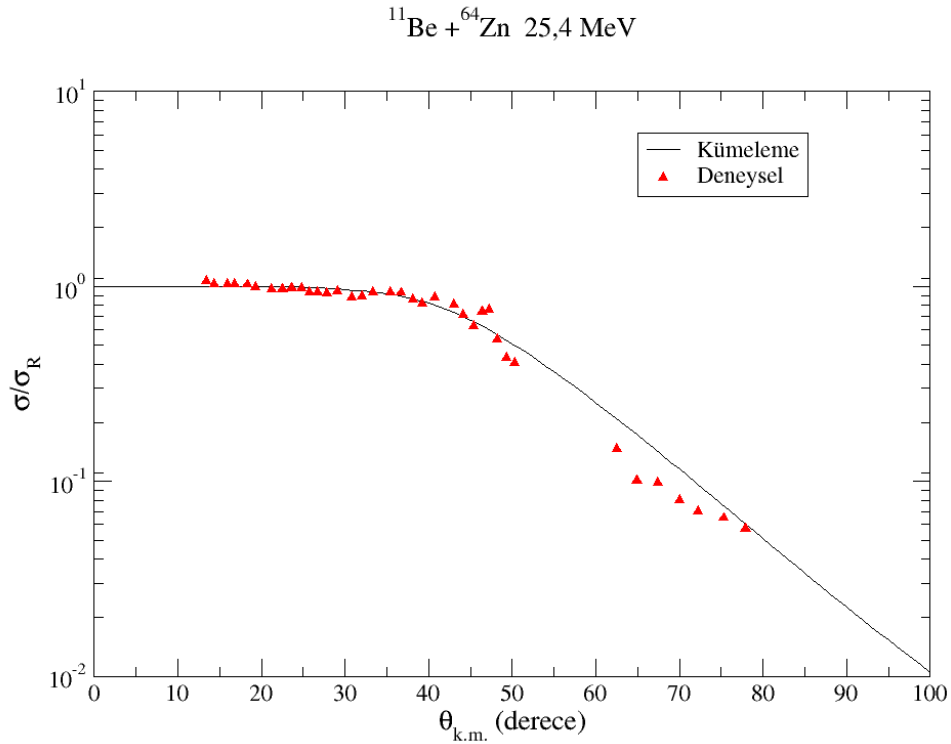
Kümelenme yöntemi hesaplaması optik model sınırları içerisinde yapılmıştır. Cluster modelde ^{11}Be çekirdeği kor ve valans olacak şekilde düşünülerek $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ şeklinde alınmıştır. Bu durumda üç cisim gibi inceleme yapılarak ^{11}Be egzotik çekirdeğinin bir nötronu valans olarak alınmıştır. Etkileşme potansiyeli kor + valans bağlanma potansiyeli, kor + hedef ve valans + hedef arasındaki potansiyel olacak şekilde belirlenmiştir.

Hesaplama da kullanılan nükleer potansiyel için optik potansiyel kullanılarak reel ve sanal kısımlar da Woods-Saxon hacim formu seçilmiştir.

Nötronun yüksüz olmasından dolayı valans-kor ve valans-hedef arasındaki etkileşmelerde coulomb potansiyeli olmayacağından dolayı Fresco program kartında hesaplama ya katılmamıştır. Tablo 4.2’de hesaplama da kullanılan parametreler ve elde edilen reaksiyon tesir kesiti verilmiştir.

Tablo 4.2: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Kümeleme yönteminde potansiyel için kullanılan parametreler ve hesaplanan tesir kesiti.

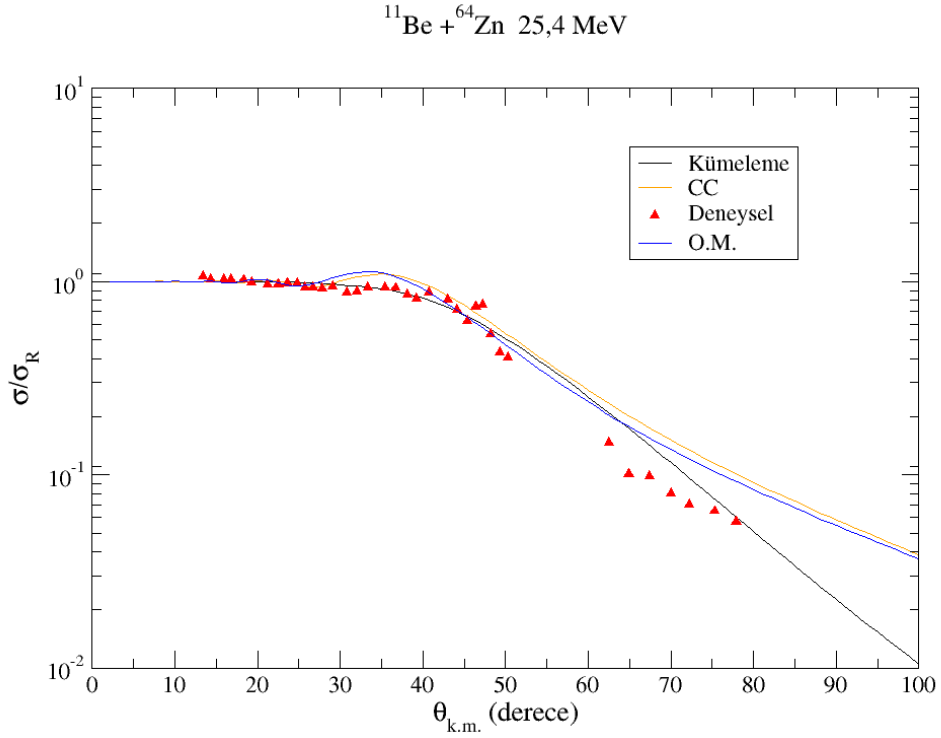
$^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	σ_{top} (mb)	χ^2
Kor+Valans	39,93	1,375	0,5	14,12	1,35	0,2		
Kor+Hedef	142,36	0,9	0,7	5,79	1,5	0,7	2686,37	0,9
Valans+Hedef	43,16	0,6	0,5	16,33	1,35	0,2		



Şekil 4.3: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistem için 25,4 MeV’de Kümeleme yönteminde elde edilen tesir kesitini açisal dağılımı.

Bağlanma potansiyeli Parfenova ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır. (Parfenova, 2000) . Tablo 4.2'deki parametrelerle elde edilen sonuçlar saçılma açısına bağlı olarak değişimi ayrıca deneysel veriler ile karşılaştırılması Şekil 4.3'te verilmiştir.

Hesaplamalar Fresco program kodları ile yapılmıştır. (Thompson I. , 1997). $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ reaksiyonu üç farklı fenomenomlojik yöntem ile incelenmiştir. En iyi sonuç kümelenme yöntemi ile elde edilmiştir. Şekil 4.4'de üç yöntem için karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Küçük açılarda yaklaşık aynı değerler elde edilmesine karşın Coulomb piki kümelenme yöntemi ile açıklanmıştır.



Şekil 4.4: $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistemi için 25,4 MeV'de Optik Model, Çiftlenilmiş Kanal ve Cluster Model ile elde edilen tesir kesitlerinin açısal dağılımlarının karşılaştırılması.

4.2. $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ reaksiyonu

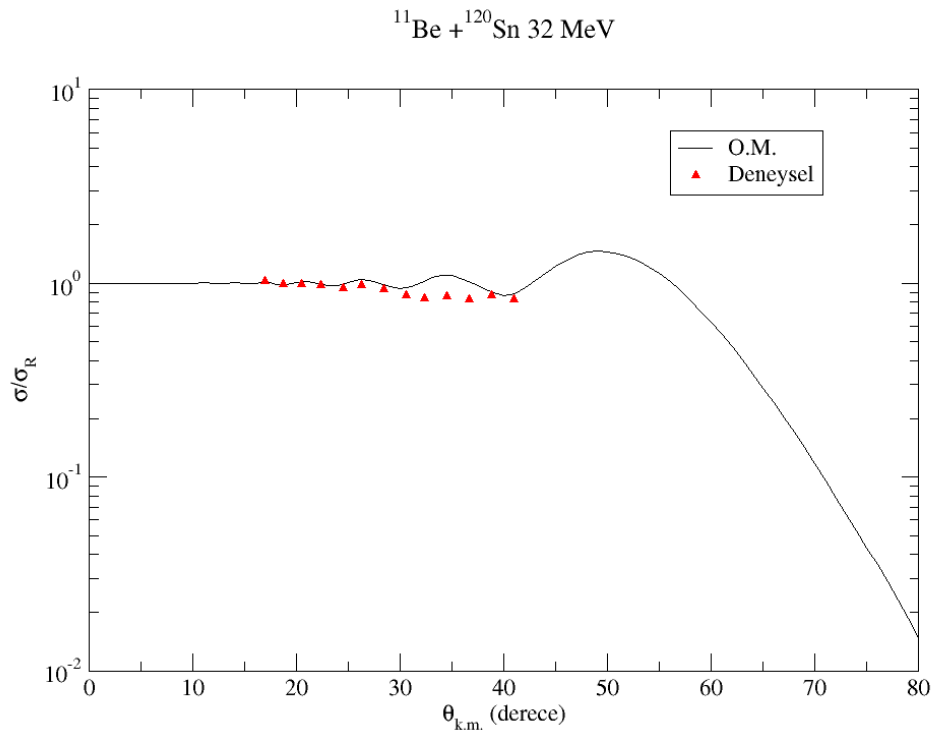
$^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ reaksiyonu için 32 MeV'de incelenmiştir. Deneysel veri Acosta ve arkadaşları tarafından bu reaksiyonun incelendiği makaleden alınmıştır. (Acosta & al., 2009) Optik model, Çiftlenilmiş Kanallar yöntemi ve Kümelenme yöntemi kullanılarak

hesaplamalar yapılmıştır. Hesaplamalardan elde edilen sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

Optik model hesaplamalarında kullanılan potansiyel parametreleri için reel ve sanal kısımlar da Woods-Saxon tipi potansiyel seçilmiştir. Tablo 4.3’de parametre değerleri verilmiştir. Tesir kesiti $\sigma=1452,9$ mb olarak elde edilmiştir. Potansiyel parametrelerinde reel ve sanal kısımda yarıçap ve difüzyon parametreleri aynı değerlerde iyi sonuçlar alınmıştır. Tesir kesiti $\sigma=2504,3$ mb olarak elde edilmiştir. Şekil 4.6’da gösterildiği gibi açısal dağılıma göre tesir kesiti karşılaştırılmıştır.

Tablo 4.3: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32MeV’de Optik model ile kullanılan parametreleri ve hesaplanan tesir kesiti.

$^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	σ_{top} (mb)	χ^2
	230,0	0,85	1,35	20,0	0,85	1,35	1452,9	1,6

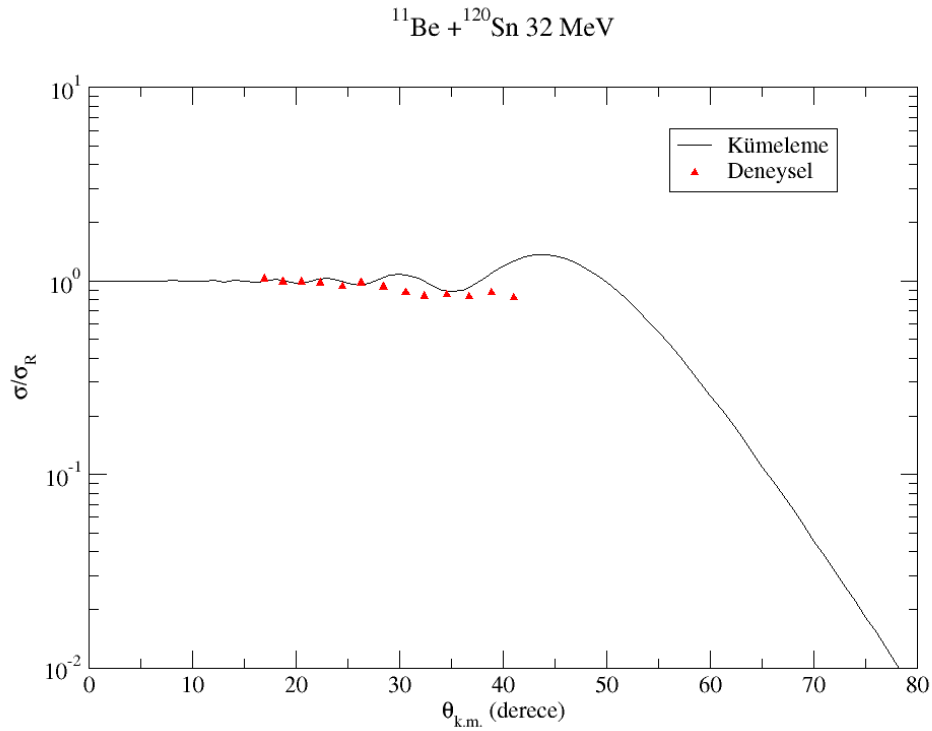


Şekil 4.5: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Optik model yöntemiyle elde edilen elastik saçılma açısal dağılımı.

Kümeleme yöntemi için reaksiyonda kullanılan ^{11}Be mermi çekirdek $^{10}\text{Be} + n$ şeklinde ^{10}Be kor ve bir nötronda valans olarak belirlenmiştir. Bağlanma potansiyeli Parfenova ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır. (Parfenova, 2000). Hesaplamalarda kullanılan potansiyeller optik model sınırlarında belirlenmiştir. Reel ve sanal kısımlar için Woods-Saxon hacim formu seçilmiştir.

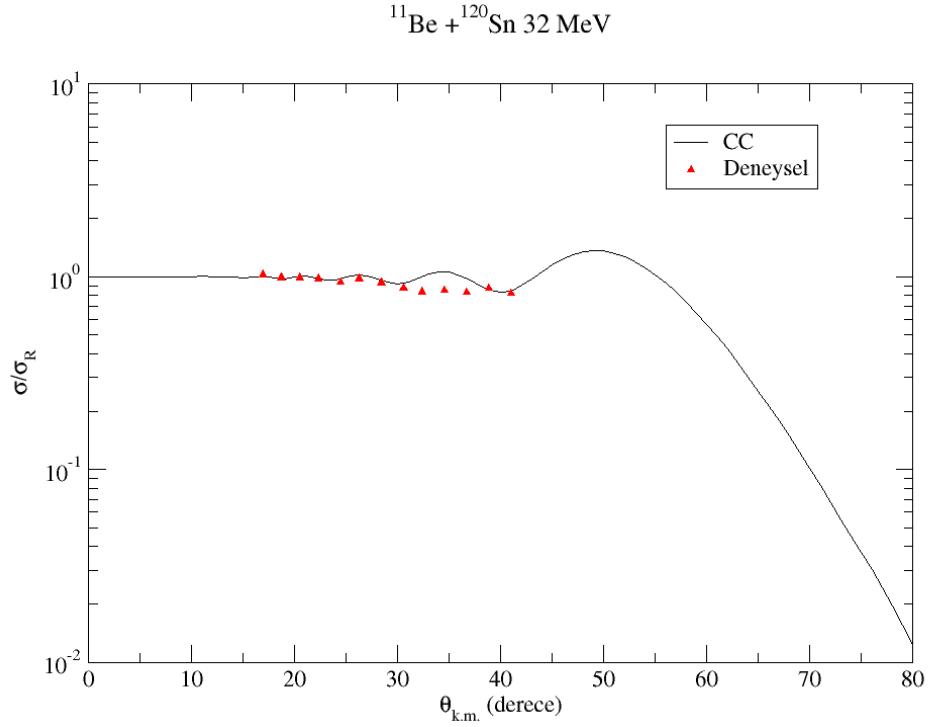
Tablo 4.4: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Kümeleme yönteminde potansiyel için kullanılan parametreler ve hesaplanan tesir kesiti.

$^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	σ_{top} (mb)	χ^2
Kor+Valans	39,93	1,375	0,5	14,12	1,35	0,2	2023,1	1,06
Kor+Hedef	80,0	1,35	0,85	20,0	1,35	0,75		
Valans+Hedef	41,0	1,2	0,6	2,47	1,2	0,6		



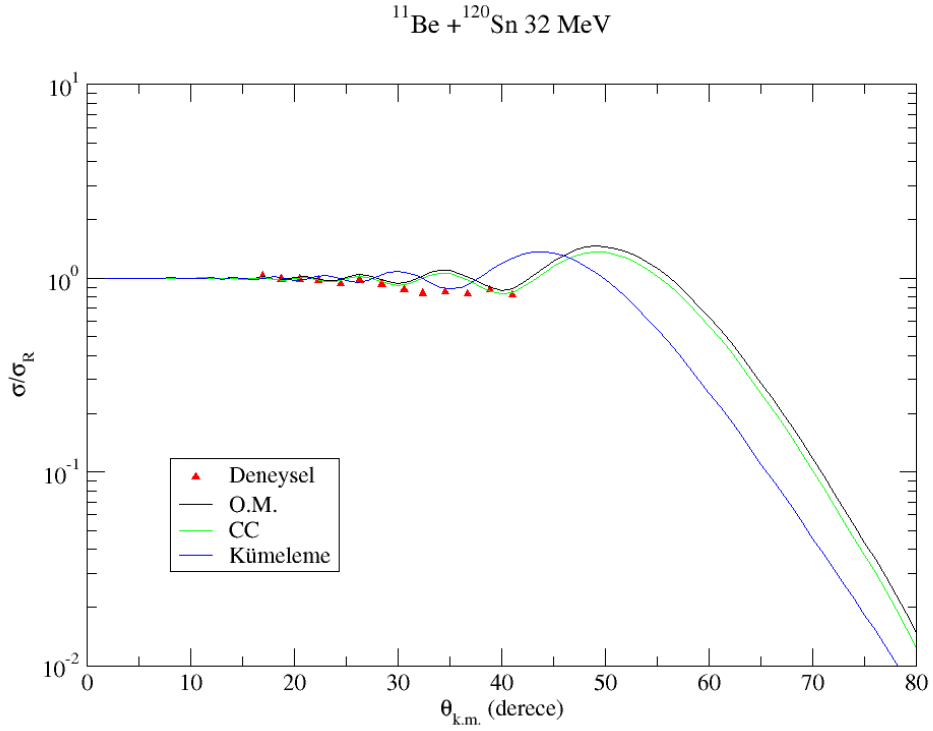
Şekil 4.6: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Kümeleme yöntemiyle elde edilen saçılma açısıl dağılımı.

Çiftlenilmiş kanallar yöntemi için optik model parametreleri kullanılarak sonuç elde edilmiştir. ^{11}Be mermi çekirdeği deforme çekirdek gibi düşünülmüştür. Deformasyon parametresi olarak $\delta=0,675$ kullanılmıştır. Hesaplamalar sonucu reaksiyon tesir kesitleri Şekil 4.7’de gösterildiği gibi elde edilmiştir.



Şekil 4.7: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Çiftlenilmiş kanallar yöntemiyle elde edilen tesir kesitinin açısal dağılımı.

Üç farklı fenomenolojik yöntem ile analiz edilen $^{11}\text{Be}+^{120}\text{Sn}$ reaksiyon için karşılaştırmalı olarak tesir kesitinin açısal dağılımı Şekil 4.8’de gösterilmiştir.



Şekil 4.8: $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sistem için 32 MeV’de Çiftlenilmiş kanallar yöntemiyle elde edilen tesir kesitinin açısal dağılımı.

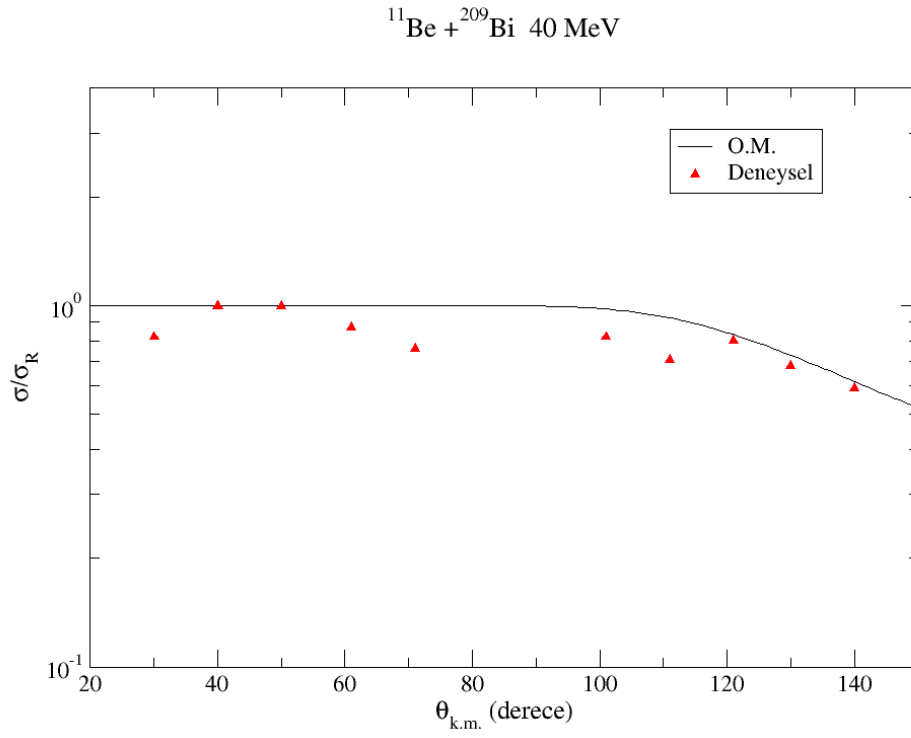
4.3. $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ Reaksiyonu

^{11}Be mermi çekirdeği 40 MeV enerjide ^{209}Bi hedef çekirdeği üzerine gönderilmesiyle aralarında etkileşme sonuçları teorik olarak incelenmiştir. Optik Model, Cluster Model Coupled Channel yöntemleri kullanılarak sonuçlar elde edilmiştir.

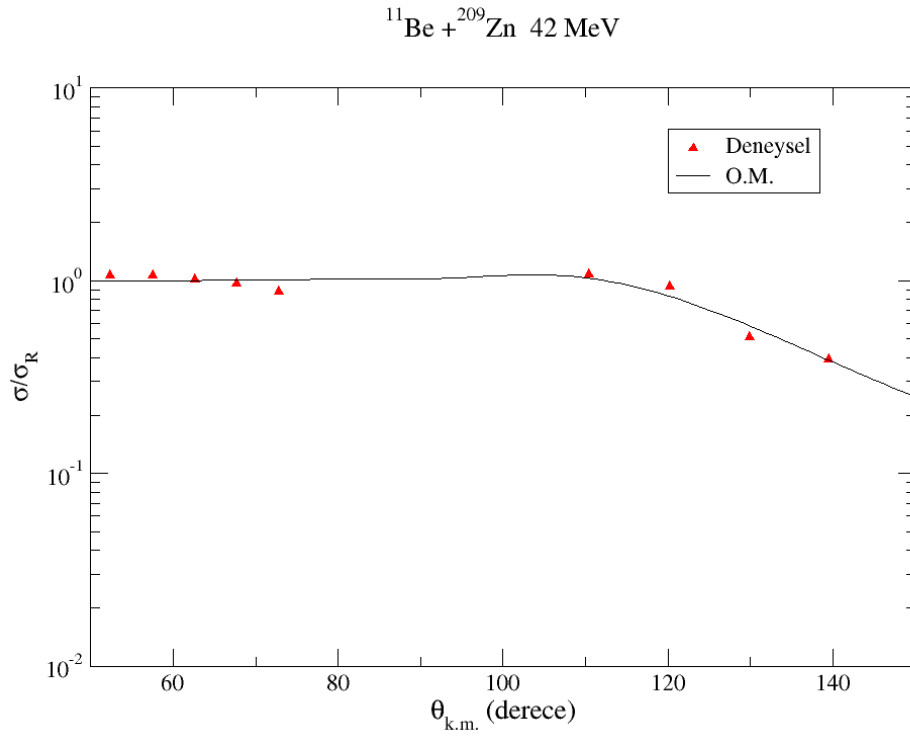
$^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ reaksiyonunu M. Mazzocco ve arkadaşları tarafından (Mazzocco, 2006) elde edilen saçılma açısal dağılımı incelenmiştir. Elastik saçılma için iyi sonuç elde edilen optik model kullanılmıştır. Nükleer potansiyeli belirlemede kompleks potansiyel olarak kabul edildiğinden dolayı potansiyelin reel ve sanal kısımları Woods-Saxon formunda seçilmiştir. Optik model sınırları içerisinde kullanılan potansiyel derinlik yarıçap ve difüzyon parametreleri Tablo 4.5’de verilmiştir. Coulomb potansiyeli için $r_c=1,2$ fm olarak kullanılmıştır.

Tablo 4.5: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sistem için optik model de kullanılan parametreleri ve hesaplanan tesir kesiti.

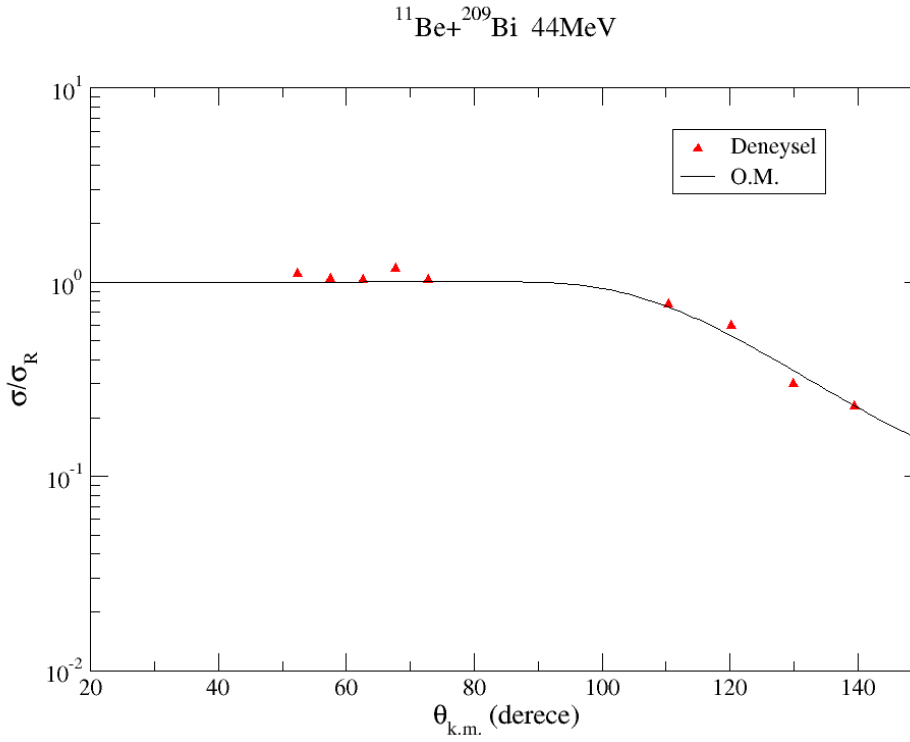
$^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	σ_{top} (mb)	χ^2
	52,0	1,2	0,6	32,0	1,2	0,6	184,5	0,7



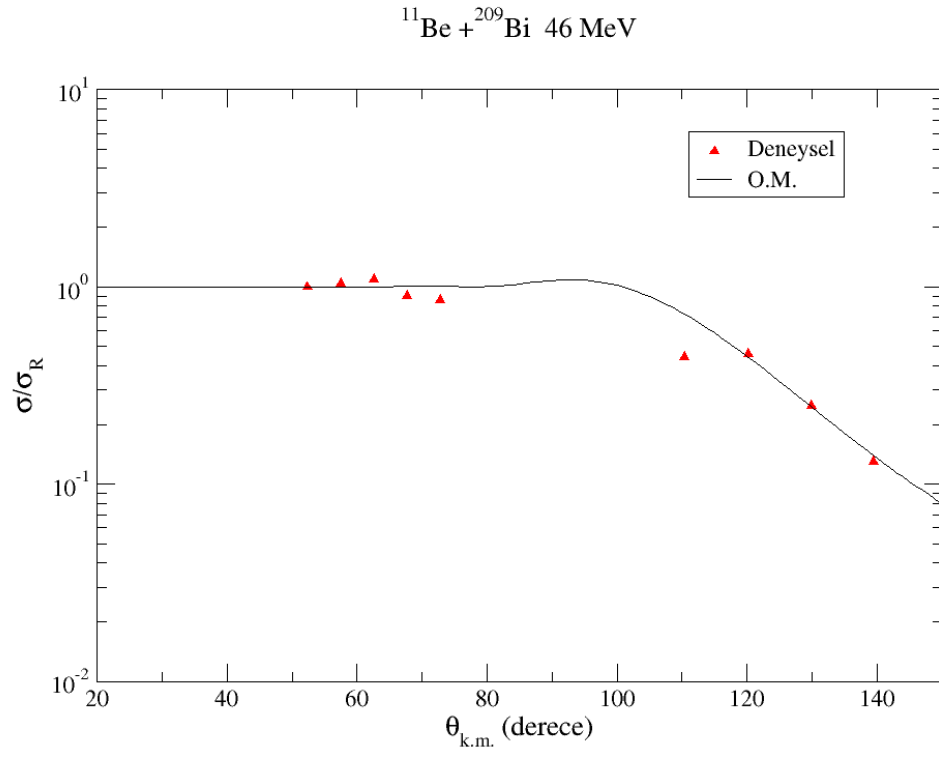
Şekil 4.9: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 40 MeV’de optik model ile elastik saçılma açisal dağılımı.



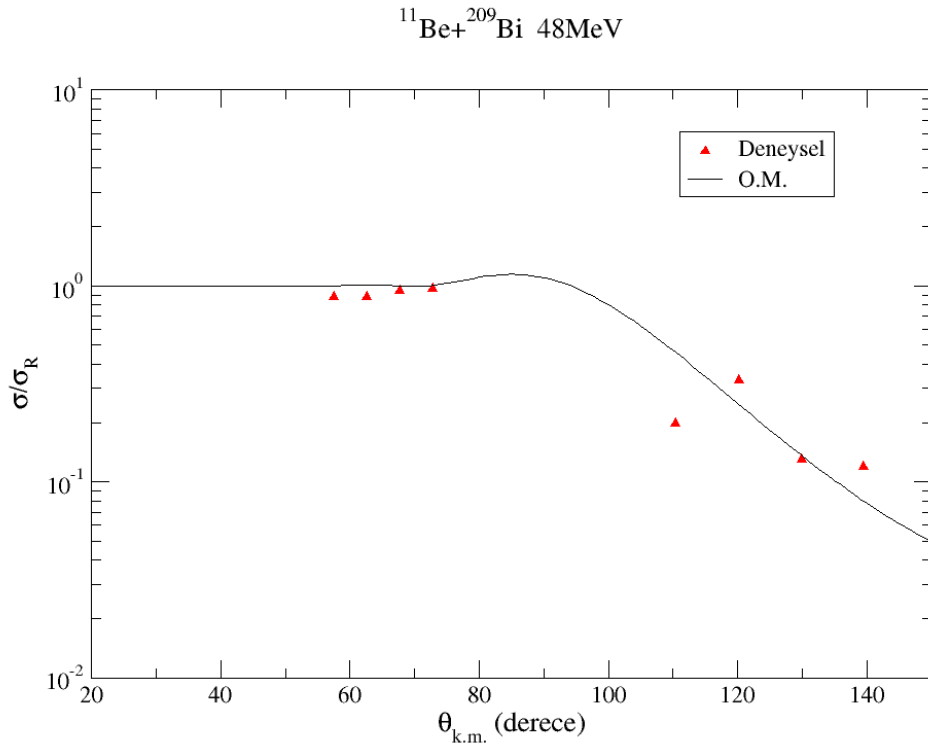
Şekil 4.10: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 42 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısai dağılımı.



Şekil 4.11: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 44 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısai dağılımı.

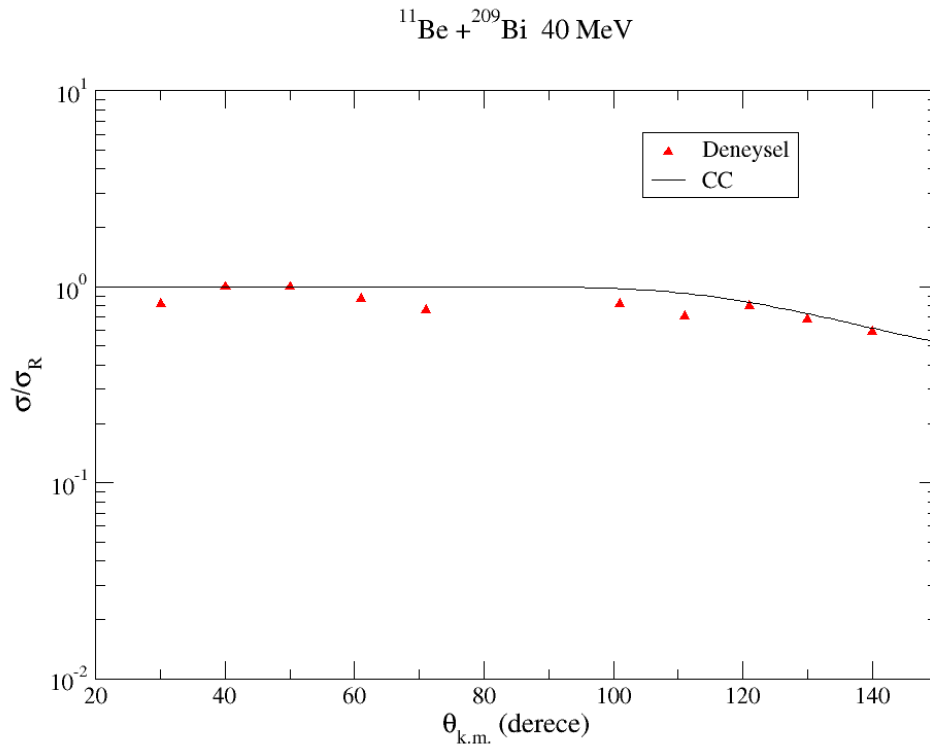


Şekil 4.12: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 46 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.



Şekil 4.13: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sisteminin 48 MeV’de optik model ile elastik saçılma açısal dağılımı.

Çiftlenilmiş Kanal yöntemi ile yapılan hesaplamada ^{11}Be mermi çekirdeği için uyarılmış durum eklendi. ^{11}Be tek uyarılmış durumunda ($\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+$) geçişinde 32 keV enerjide geçiş olasılığı $B(E1) = 0,115 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ değerinde ve bu geçişi sağlayan $\beta = 0,675$ deformasyon parametresi kullanılmıştır. Coulomb ve Nükleer deformasyon için genel ve rotasyonel deformasyon kullanılmıştır. Nükleer potansiyel değerleri optik model sınırlarında belirlenmiştir. Reel ve sanal kısımlar Woods-Saxon formunda seçilmiştir. Tesir kesitinin açısal dağılımı Şekil 4.14’de gösterilmiştir.



Şekil 4.14: $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sistemi için 40 MeV’de çiftlenilmiş kanal yöntemiyle tesir kesitinin açısal dağılımı.

4.4. $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Reaksiyonu

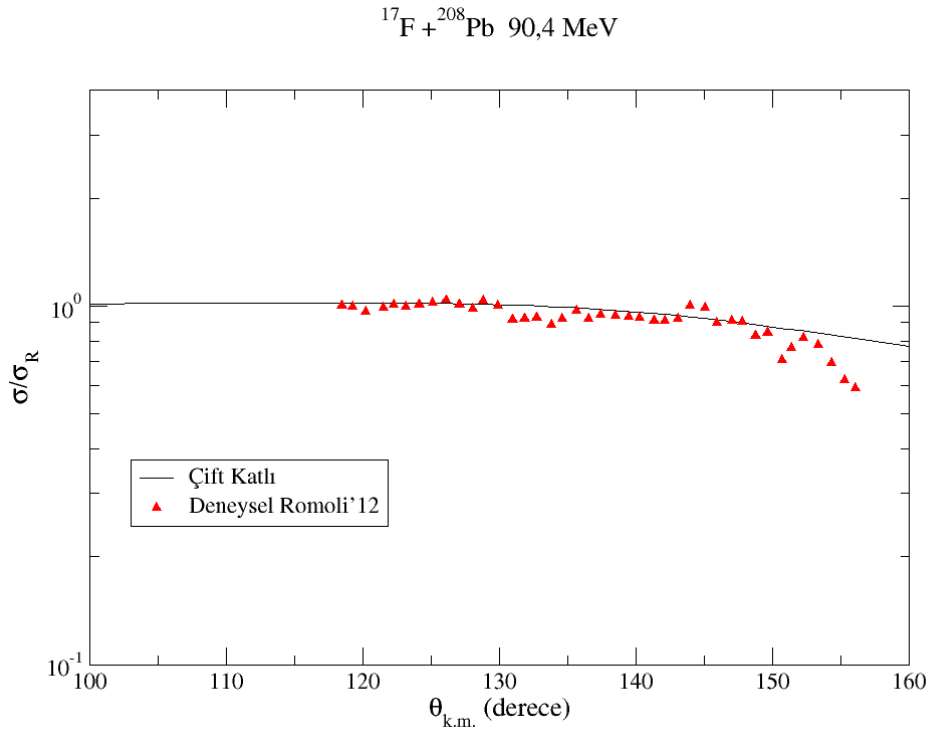
^{17}F mermi çekirdeğinin Coulomb bariyeri civarında ve üzerindeki 90,4 MeV, 98 MeV ve 170 MeV enerjilerde ^{208}Pb hedef çekirdeği ile etkileşmesi incelenmiştir. Bu sistem için hesaplamalarda Çift Katlı (Double Folding) Model ve CDCC yöntemleri kullanılarak sonuçlar elde edilmiştir. $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ reaksiyonunda Romoli ve arkadaşları tarafından elde

edilen deneysel veriler kullanılarak hesaplanan sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılması yapılmıştır. (Romoli, 2004)

Double Folding model hesaplaması için kullanılan optik potansiyelde reel kısımda Folding potansiyeli için ^{17}F ve ^{208}Pb çekirdeklerinin yoğunluk dağılımları RIPL-3 den alınmıştır. (URL1, 2014). Sanal potansiyel Woods-Saxon formunda seçilmiştir. Sanal potansiyelde kullanılan parametreler Tablo 4.7’de verilmiştir. Deneysel verilerle uyumluluğu incelenmiş ve açığa bağlı tesir kesiti Şekil 4.15’da gösterilmiştir.

Tablo 4.6: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Double Folding Modelde kullanılan parametreler.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	χ^2
	20,0	1,2	0,87	0,39



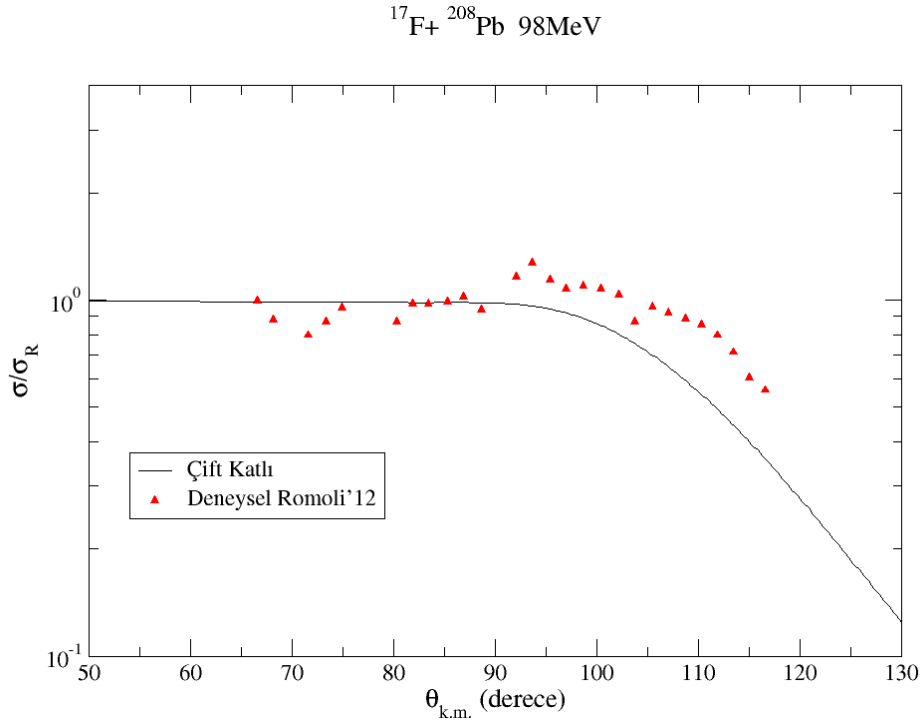
Şekil 4.15: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Double Folding Modelde tesir kesitinin açığa bağlı dağılımı.

90,4 MeV enerjide $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde elde edilen sonuçlar deney gözlenebilirliğini açıklayabilmektedir. Daha büyük açılarda Double Folding Model ile elde edilen sonuçlar deneysel verileri tam olarak açıklayamamaktadır.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sisteminde 90,4 MeV ile 98 MeV enerjide benzer sonuçlar elde edilmiştir. 98 MeV’de Double Folding modelde kullanılan parametreler Tablo 4.8’de verilmiştir. Difüzyon parametresi daha büyük olması durumunda daha iyi sonuç vermiştir.

Tablo 4.7: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ folding modelde kullanılan parametreler.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	χ^2
	20,0	1,2	0,97	0,79

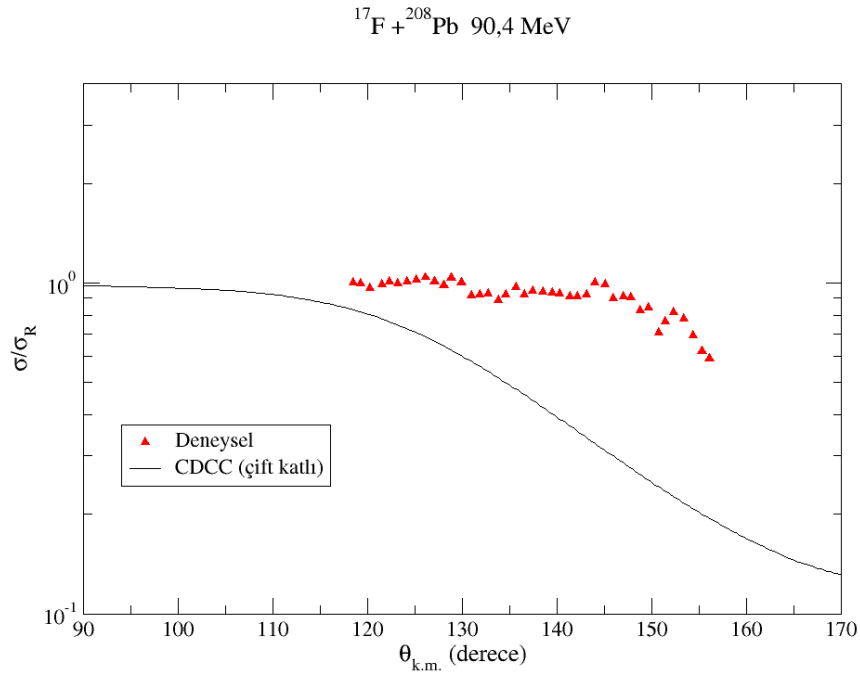


Şekil 4.16: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Double Folding modelde tesir kesitinin açıya bağlı dağılımı.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sistemi etkileşmesi deneysel veriyi tam olarak açıklayabilmesi için Double Folding modelin yanı sıra 90,4 MeV, 98 MeV ve 170 MeV’de CDCC yöntemide incelenmiştir. Daha detaylı olarak bir önceki bölümde bahsedildiği gibi bu yöntem için süreklilik spektrumu kesikli hale getirildi. Hesaplamalarda ^{17}F mermi çekirdeği Kümeleme

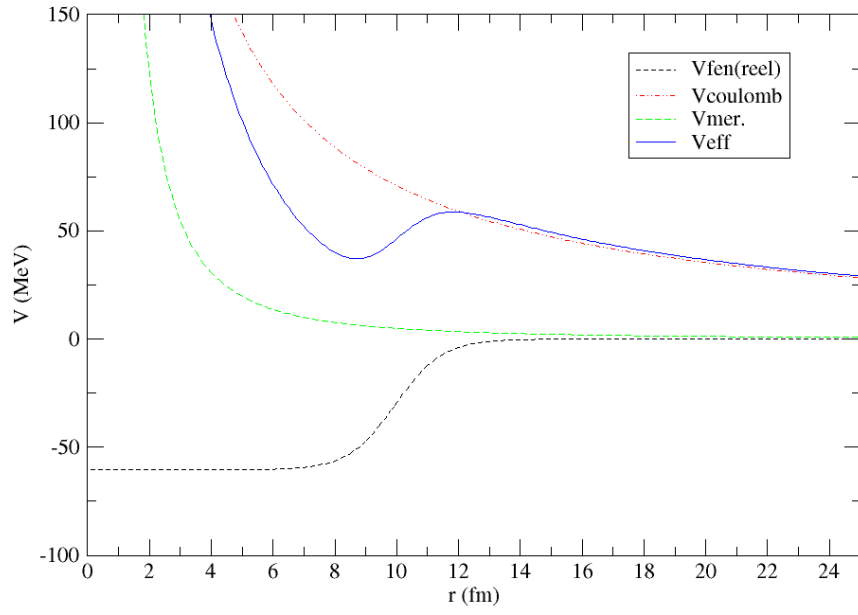
(cluster) yönteminde düşünüldüğü gibi $^{17}\text{F} \rightarrow ^{16}\text{O} + p$ olacak şekilde süreklilik durumunda enerji kesiklendirilmesi yapıldı $\Delta k = 0.1 \text{ fm}^{-1}$ şeklinde alınarak binlere bölündü. Bu durumda 7, 19 ve 42 kanal oluşturuldu. Bağlı açısız momentum $L=0, 1, 2$ olarak eklendi.

90,4 MeV'de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde etkileşim potansiyeli bağlanma potansiyeli, kor-hedef ve valans-hedef olarak üç potansiyel belirlenmiştir. Kor-hedef olarak $p + ^{208}\text{Pb}$ valans-hedef olarak $p + ^{208}\text{Pb}$ ve bağlanma potansiyeli olarak ise $^{16}\text{O} + p$ şeklinde alınmıştır. Bağlanma potansiyeli Sparenberg ve arkadaşları tarafından yapılan makaleden alınmıştır. (Sparenberg, Baye, & Imanishi, 2000) Valans-hedef arasındaki potansiyel Becchetti ve arkadaşları tarafından yapılmış olan makalesinden alınarak en uygun değerler belirlenmiştir. (Bechetti & Greenlees, 1969) Kor-hedef arasındaki potansiyel için optik potansiyel kullanılmıştır. Optik potansiyelin reel kısmı için iki farklı potansiyel olarak Woods Saxon tipi potansiyel ve Folding potansiyel, sanal kısmı ise Woods Saxon kare formunda seçilmiştir. Kor-hedef potansiyelin Folding olarak alındığı durumda deneysel veri açıklanamamıştır. Bunun nedeninin Folding potansiyelinin çok derin olması düşünüldüğünden dolayı optik potansiyel kullanılması uygun görülmüştür. Optik potansiyel literatürden alınarak en iyi fit değeri alınmıştır. (Thompson I. , 1989)

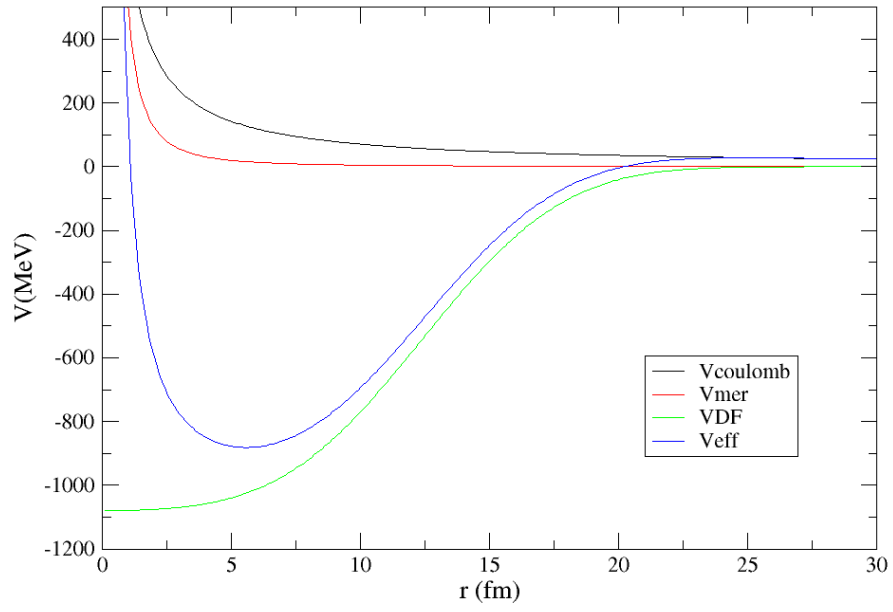


Şekil 4.17: 90,4 MeV'de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ kor-hedef potansiyeli Folding potansiyel alınan CDCC modelde tesir kesitinin açıya bağlı dağılımı.

Hesaplamalar sonucunda nükleer, merkezci ve Coulomb potansiyeli ve toplam olarak etkileşim potansiyeli elde edilmiştir. İtici ve çekici potansiyellerin birleşimi bir potansiyel cebi oluşturmuştur. Nükleer potansiyel için kullanılan optik potansiyelin reel kısmı Double Folding potansiyeli ve fenomenolojik olarak optik potansiyel kullanılması durumunda elde edilen etkileşim potansiyelleri Şekil 4.18 ve Şekil 4.19’da gösterilmiştir.

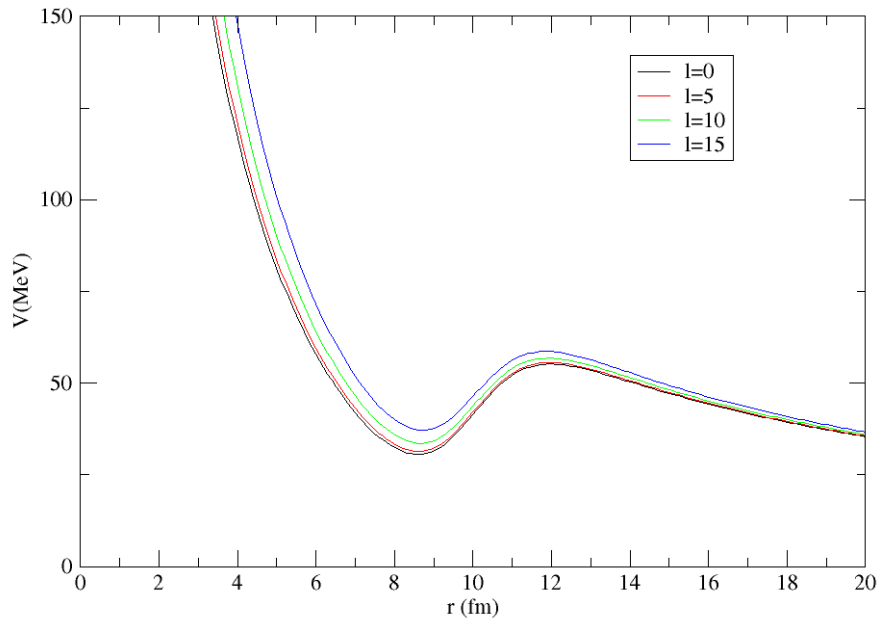


Şekil 4.18:90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sisteminde fenomenolojik optik potansiyel hesaplamalarında etkileşim potansiyelinin ve bileşenlerinin uzaklığa bağlı değişimi.

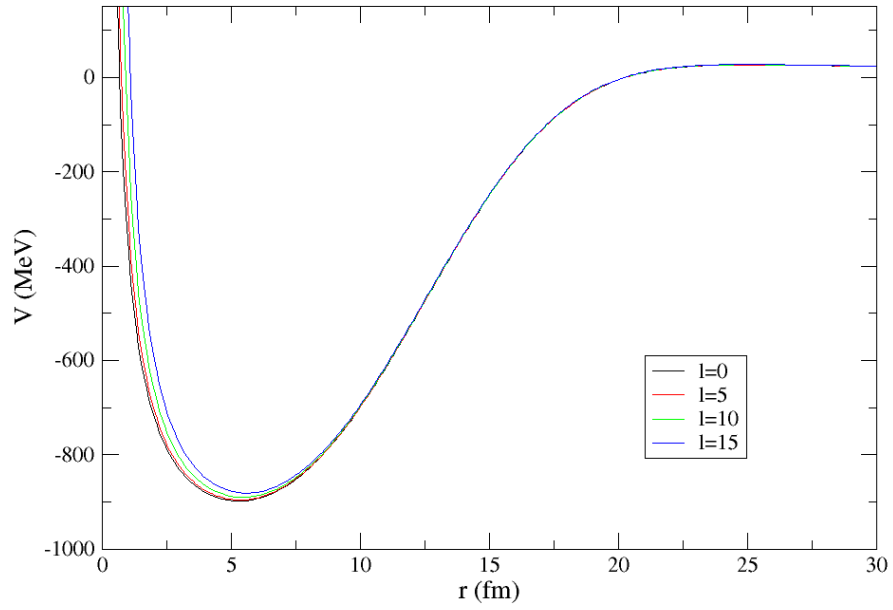


Şekil 4.19: 90,4 MeV'de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sisteminde Double Folding Modelde etkileşim potansiyeli ve bileşenlerinin uzaklığa bağlı değişimi.

Etkileşim potansiyelinin açılal momentum kuantum sayısı $l=0, 5, 10, 15$ durumları için hem Double Folding Modeli hem de fenomenolojik optik modeldeki etkileşim potansiyeli Şekil 4.20 ve Şekil 4.21'de çizilmiştir.



Şekil 4.20: 90,4 MeV'de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ optik model için l açılal momentum kuantum sayılarına bağlı V_{eff} değişimi.

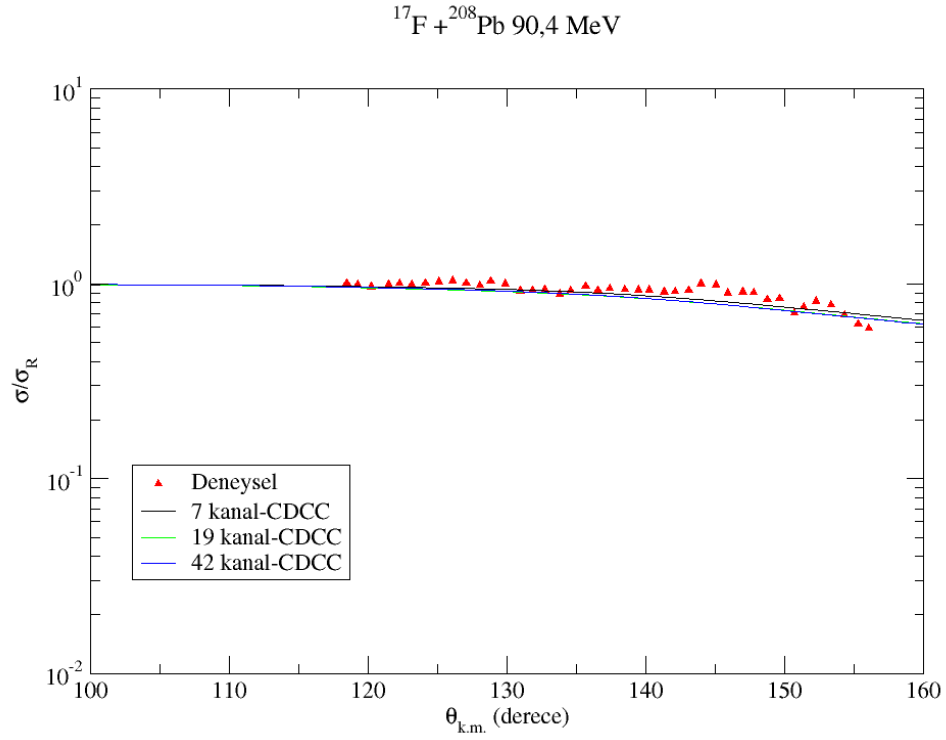


Şekil 4.21: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ Folding modelde l açışal momentum kuantum sayılarına bağılı V_{eff} değışimi.

Tablo 4.8: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde CDCC modelde kullanılan parametreler.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	χ^2
Kor+Hedef	60,5	1.179	0,758	10,0	1,0	0,8	0,16
Valans+Hedef	32,68	1.17	0,75	5,19	1,32	0,65	

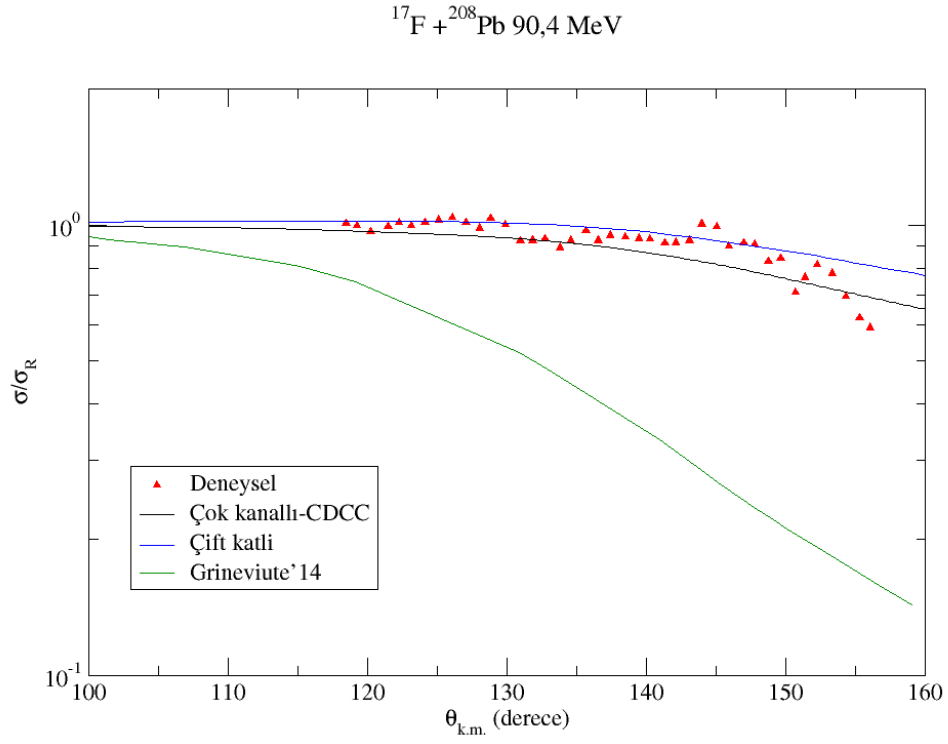
Difüzyon parametresi $a=0,8$ fm olarak alınmıştır. Valans-hedef arasındaki potansiyelde optik potansiyel kullanılmıştır. Böylece deneysel veriyi açıklayan uyumlu sonuç elde edilmiştir. Farklı kanal sayılarıyla elde edilen sonuçlar da önemli bir değışim gözlenmemiştir. Bu durum Şekil 4.22’de gösterilmiştir.



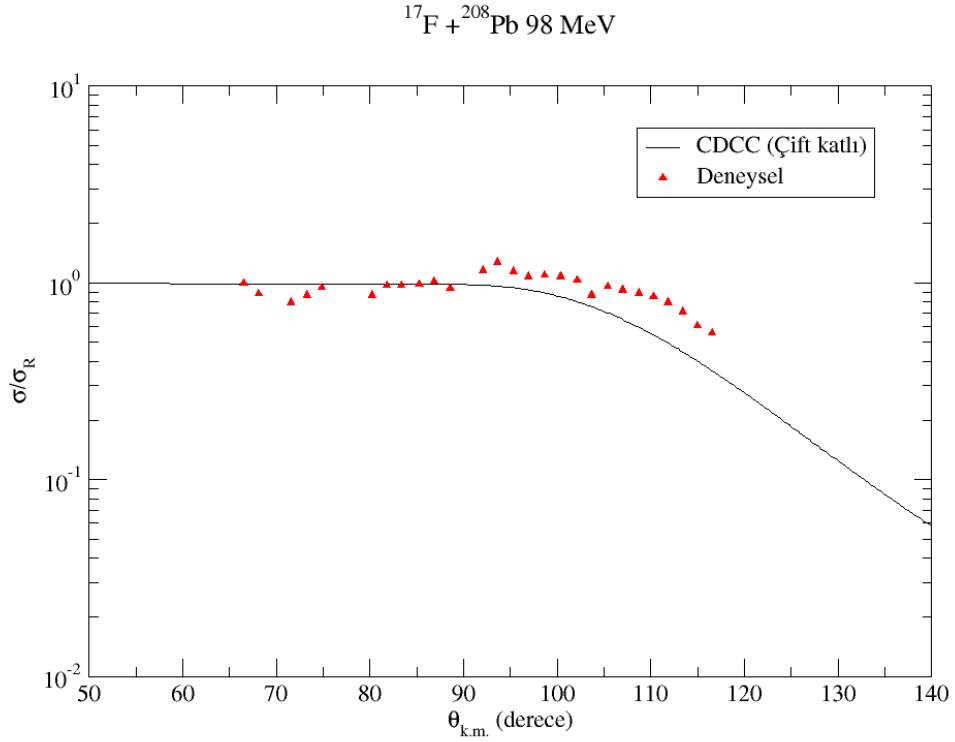
Şekil 4.22: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde farklı kanal sayılarında tesir kesitinin açıya bağlı dağılımı.

Grineviciute ve arkadaşları tarafından yapılan çalışma ve bu çalışmada elde edilen sonuçlar Şekil 4.23’de karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Buna göre 90,4 MeV’de Grineviciute ve arkadaşları tarafından elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında bu çalışmadaki sonuçların deneysel veriler ile uyumlu olduğu görülmüştür. (Grineviciute & Descouvemont, 2014)

98 MeV enerjide $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesi 90,4 MeV enerjideki gibi Double Folding ve CDCC yöntemleri analiz ile edilmiştir. Aynı parametreler kullanılmıştır. Saçılma dağılımı Şekil 4.24’de gösterilmiştir.



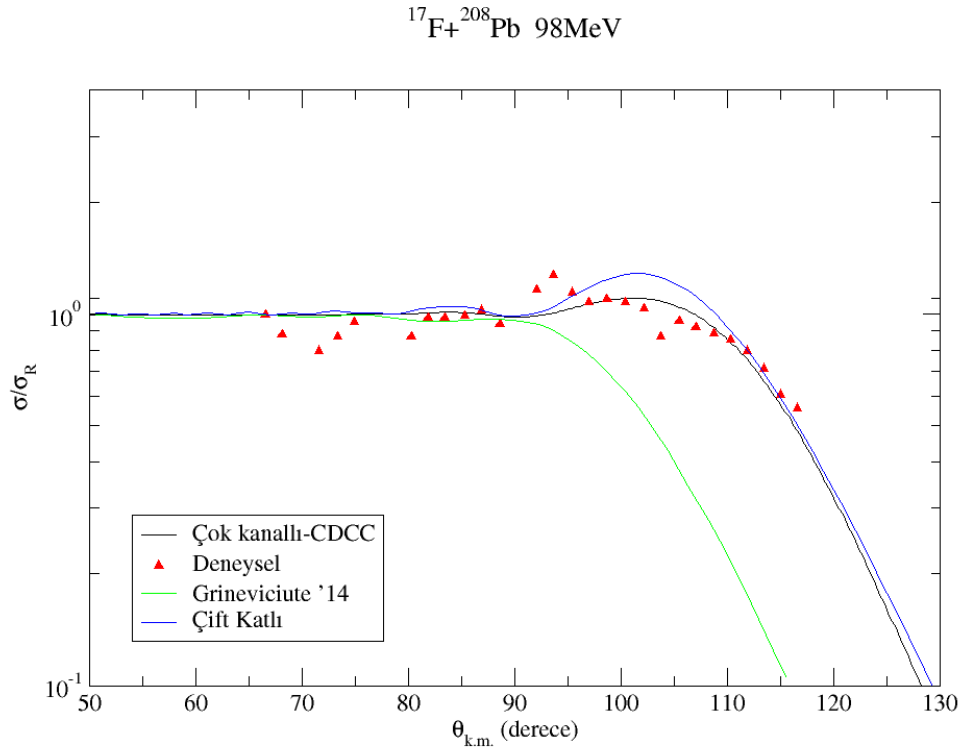
Şekil 4.23: 90,4 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açığa bağlı dağılımı.



Şekil 4.24: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ kor-hedef potansiyeli folding potansiyel alınan CDCC modelde tesir kesitinin açığa bağlı değişimi.

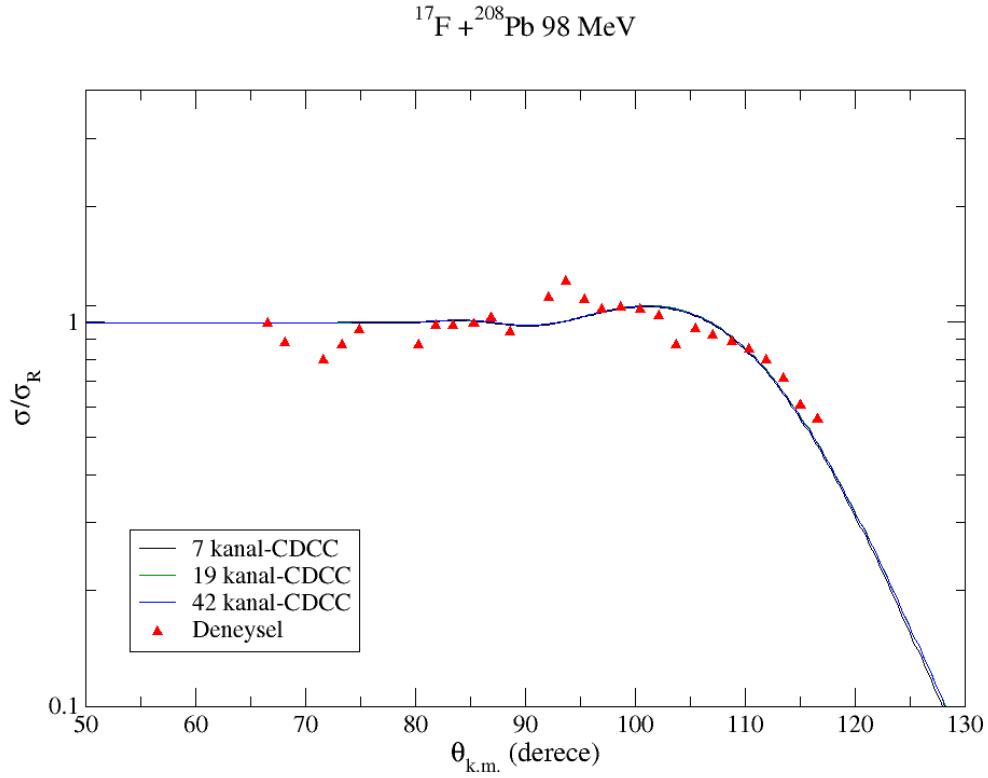
Tablo 4.9: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde CDCC modelde kullanılan parametreler.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	χ^2
Kor+Hedef	60,5	1,17	0,758	10,0	1,0	0,8	0,29
Valans+Hedef	33,25	1.17	0,75	18,86	1,32	0,587	



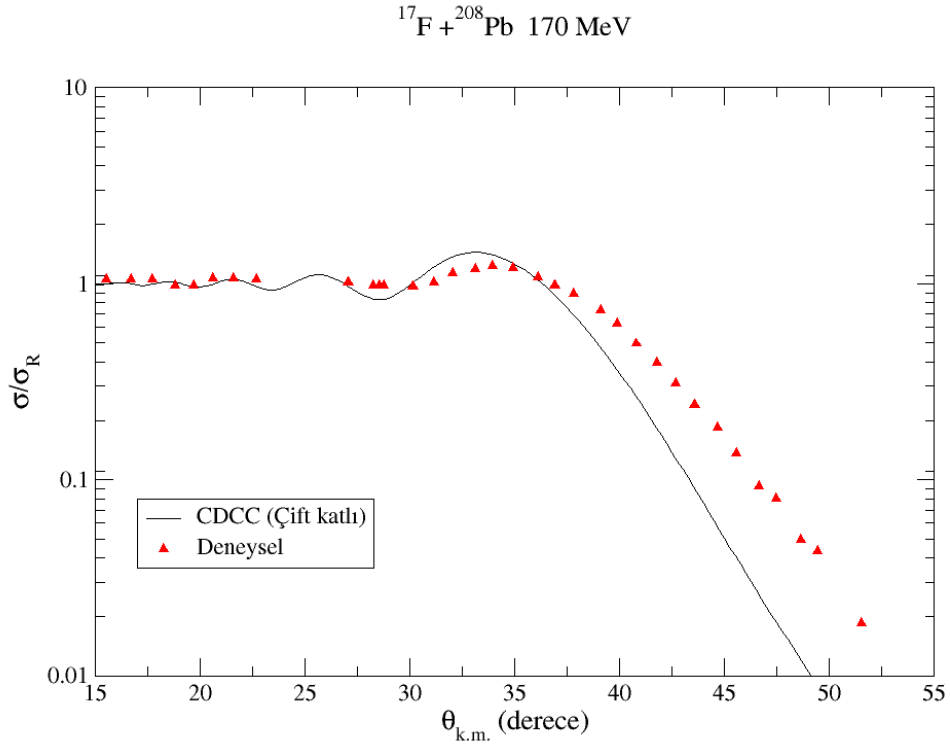
Şekil 4.25: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açığa bağlı değişimi.

Farklı kanal sayılarıyla yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen saçılma açısal dağılımı Şekil 4.27’de gösterilmiştir. Kanal sayısının etkin olmadığı görülmüştür.



Şekil 4.26: 98 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açıya bağlı değişimi.

170 MeV enerjide $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde diğer enerjilerde olduğu gibi nükleer potansiyel belirlenmiştir. Küçük ve arkadaşları tarafından yapılan makalede kullanılan verilerden yararlanılmıştır. (Küçük & Moro, 2012) Kor-hedef potansiyelinde kullanılan optik potansiyelde hem reel kısım hem de sanal kısım Woods-Saxon olarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçların deneysel veriler ile uyumlu olduğu görülmüştür. Farklı kanal sayılarında önemli bir değişim olmamıştır. Kullanılan parametreler Tablo 4.11’de verilmiştir. Tesir kesitinin açıya bağlı değişimi ve deneysel sonuç ile karşılaştırmalı Şekil 4.29’da gösterilmiştir.

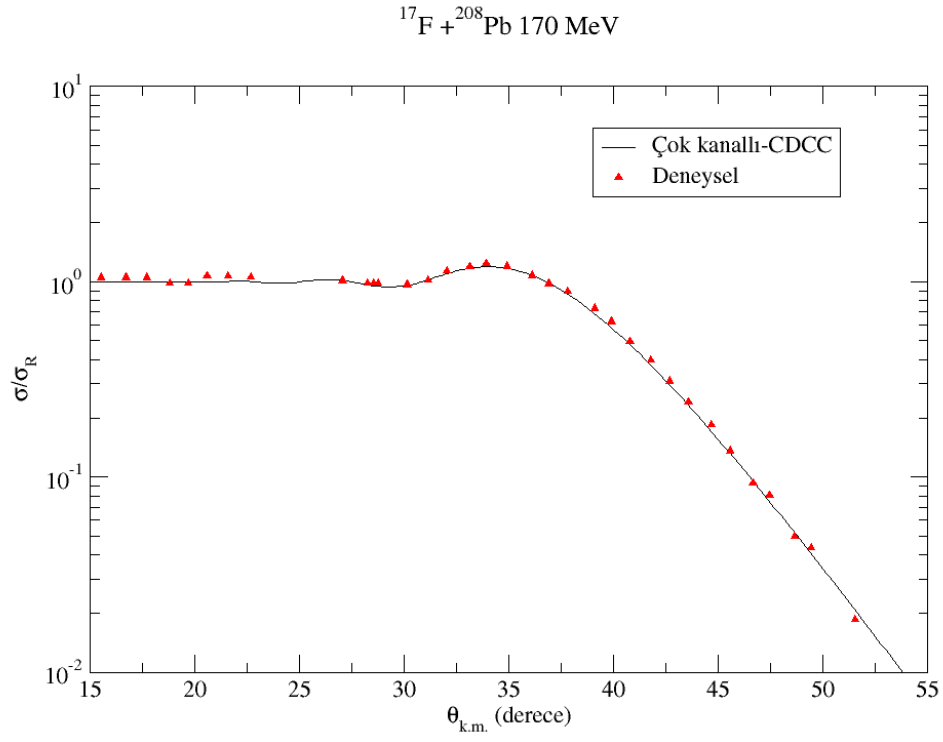


Şekil 4.27: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açıya bağlı değişimi.

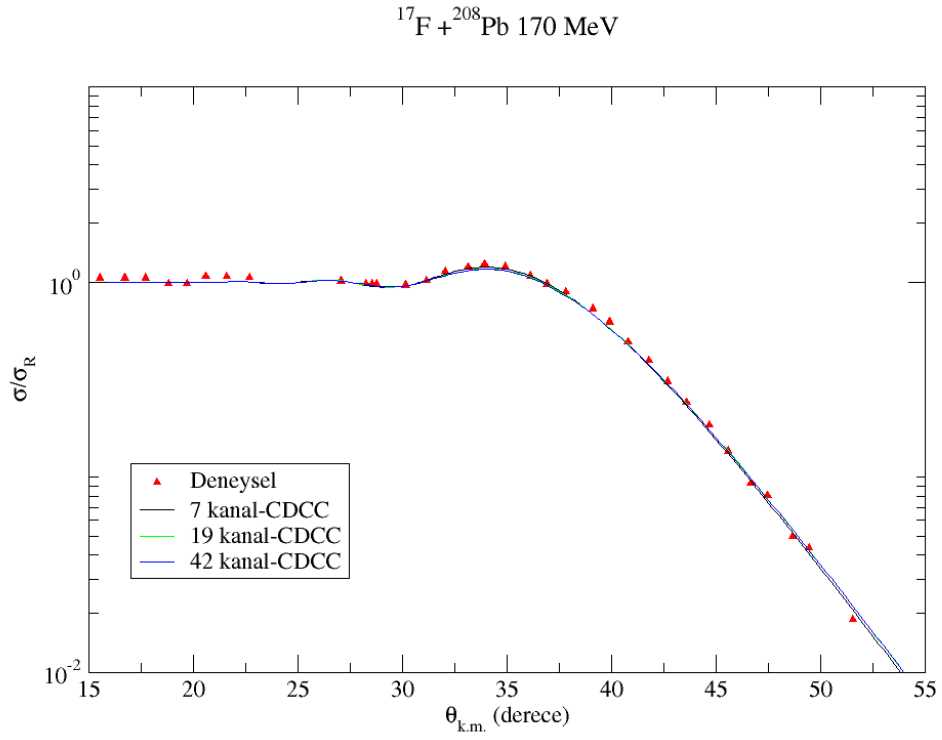
Tablo 4.10: 170 MeV’ de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ etkileşmesinde CDCC modelde kullanılan parametreler.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	χ^2
Kor+Hedef	61,67	1,21	0,54	20,3	1,31	0,493	0,27
Valans+Hedef	59,09	1,244	0,646	0,52	1,244	0,646	

Farklı kanal sayılarıyla elde edilen tesir kesiti açısal dağılımı Şekil 4.30’da gösterilmiştir. Kanal sayısının etkili olmadığı görülmüştür.



Şekil 4.28: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde tesir kesitinin açıya bağlı değişimi.



Şekil 4.29: 170 MeV’de $^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ CDCC modelde farklı kanal sayılarının da tesir kesitinin açıya bağlı değişimi.

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Egzotik çekirdekler farklı yapılarından dolayı son otuz yıllık zaman içerisinde birçok çalışmaya konu olmuştur. Deneysel çalışmaların yanı sıra bu çalışmaları destekleyen ve deneysel çalışmalara ışık tutan teorik çalışmalar yapılmış ve yapılmaya devam edilmektedir.

Egzotik çekirdeklerde Coulomb ve nükleer etkilerdeki farklılıkların gözlenebilmesi için deneysel çalışmalarda hangi sınırlar içerisinde olacağı, hangi hedef ve hangi enerjilerin uygun olduğu gibi parametrelerin belirlenmesinde teorik çalışmaların çok büyük önemi vardır. Bu nedenle bu tez çalışmasında ^{11}Be ve ^{17}F egzotik çekirdeğinin farklı hedef çekirdek ile etkileşmesi incelenmiştir. Deneysel veri ile uyumluluğu karşılaştırılmıştır. Nükleer potansiyellerin oluşturulmasında ve analizler için FRESCO ve DFPOT kodları kullanılmıştır.

$^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$, $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ ve $^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sistemleri fenomenolojik optik model, çiftlenilmiş kanal ve kümeleme yöntemleri ile incelenmiştir. ^{11}Be mermi çekirdeği ile farklı hedef çekirdekleri arasındaki etkileşmede elastik kanala giden akının yanı sıra inelastik kanallara giden akıda bulunmaktadır. Optik modelde inelastik kanal giden akı optik potansiyelin sanal kısmı ile temsil edilmektedir. Çiftlenilmiş kanallar metodunda uyarılmış kanala giden akı hesaplamaya dahil edilerek iki çekirdek arasındaki etkileşme daha iyi analiz edilmesi sağlanmaktadır. Ayrıca mermi çekirdeği kor-valans yapısında düşünülerek kümeleme (cluster) yöntemi ile etkileşme potansiyelinin daha iyi tanımlandığı belirlenerek analiz yapılmıştır.

Yapılan çalışmada Coulomb bariyer enerjisi civarında 25,4 MeV enerjide $^{11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ sistemi analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçlara bakıldığında deneysel veriyi açıklamada kümeleme (cluster) modelinin optik model ve çiftlenilmiş kanal modeline göre daha sonuç verdiği görülmektedir. ^{11}Be çekirdeği için eklenmiş olan tek uyarılmış durumunda etkinin çok fazla gözlenmediği görülmüştür. Kümeleme (cluster) yönteminin optik model ve çiftlenilmiş kanal modeline göre deneysel veriyi açıklamada daha iyi sonuç verdiği gözlemlenmiştir.

32 MeV enerjide $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ sisteminde coulomb bariyer enerjisi civarında analiz edilmiştir. Optik model ve çiftlenilmiş kanal deneysel veriyi açıklamada yetersiz kalmıştır. Kümeleme yöntemine deformasyon etkisi eklendiği durumda sonuç daha iyi olmasına karşın deneysel veriyi tam olarak açıklayamamıştır.

$^{11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ sistemi 40 MeV ile 48 MeV arasında 5 farklı enerjide optik model ve çiftlenilmiş kanal yöntemiyle analiz yapılmıştır. Çiftlenilmiş kanal modeline ^{11}Be çekirdeği için deformasyon etkisine bakılmıştır. Çiftlenilmiş kanal modelinde ^{11}Be çekirdeği için tek uyarılmış kanal etkisinin çok az olduğu gözlemlenmiştir. Optik model ve çiftlenilmiş kanal modeli ile elde edilen sonuçlar deneysel verilerle açıklayabilmiştir.

$^{17}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ sistemi için yapılan çalışmada 90,4 MeV, 98 MeV ve 170 MeV enerjilerde Double Folding Model ve CDCC yöntemleri ile analiz yapılmıştır. Double Folding modelinde optik potansiyelin reel kısmı Double Folding potansiyeli reel kısmı ise Woods-Saxon formunda seçilmiştir. Hesaplamalar sonucunda 90,4 MeV enerjide deneysel veriyi açıklayan sonuç elde edilmiştir. Ancak büyük açılarda iyi sonuç vermemiştir. 98 MeV enerjide yapılan hesaplamalarda da benzer sonuç elde edilmiştir.

CDCC yönteminde kor-hedef potansiyeli optik potansiyel sınırlarında reel kısmı Double Folding ve fenomenolojik olarak ayrı ayrı alınmıştır. Double Folding potansiyel ile yapılan hesaplama deneysel veriyi açıklamada yetersiz kalmıştır. Derin Double Folding potansiyelinin olmasından dolayı daha düşük fenomenolojik optik potansiyel kullanılarak hesaplama yapıldığı durumda deneysel veriyi açıklamada başarılı olunmuştur.

KAYNAKLAR

(tarih yok).

AL-Khalil, J., & Roeckl, E. (. (2004). The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams. *Vol. Lect. Notes Phys.*, 651, 77-112.

Acosta, L., & al., e. (2009). Signature of a strong coupling with the continuum in $^{11}\text{Be}+^{120}\text{Sn}$ scattering at the Coulomb barrier. *Eur. Phys. J. A*, 42, 461-464.

Aygün, M. (2010). Microscopic few-body and Gaussian-shaped density distributions for the analysis of the ^6He exotic nucleus with different target nuclei. *Nucl. Phys. A*, 245-249.

Aygün, M. (2011). Bazı egzotik çekirdeklerin mikroskopik modeller ile incelenmesi. *Atatürk Üniversitesi*.

Bechetti, F. D., & Greenlees, G. (1969). Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, A) 40, E (SO MeV*. *Physical Review*, 182(4).

Bertulani, C., Canto, L., & Hussein, M. (1995). A coupled-channels study of ^{11}Be Coulomb excitation. *Physics Letters B*, 413-416.

Boztosun, İ. (2000). Coupled channels calculations for the scattering of deformed light-ions: A challenge to the standard approach. *University of Oxford, Oxford*.

Di Pietro, A., & et al. (2011). Evidence of strong effects of the ^{11}Be halo structure on reaction processes at energies around the. *Journal of Physics: Conference Series*, 312.

Di Pietro, A., & et al. (2012). Experimental study of the collision $^{11}\text{Be}+^{64}\text{Zn}$ around the Coulomb barrier. *Physical Review C*, 85.

F. D. BECCHETTI, F., & GREENLEES, G. (1969). Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, A) 40, E (SO MeV*. *Physical Review*, 182(4).

Fukuda, N., & et al. (2004). Coulomb and nuclear breakup of a halo nucleus ^{11}Be . *Physical Review C*, 70.

- Grineviciute, J., & Descouvemont, P. (2014). Elastic scattering of ^{17}F , ^{17}O , and ^{19}F on a heavy target in a microscopic continuum. *PPHYSICAL REVIEW C*.
- Hansen, J. P., & Jhonson. (1987). Break-up of neutron-halo nuclei by diffraction dissociation and shakeoff. *Euro Phys. Lett. B*, 160, 490-414.
- Hodgson, P. (1971). *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*. Oxford: Clarendon press.
- Ibraheem, A., Hassanin, M., & El-Azab Farid, M. (tarih yok). Elastic Scattering of Neutron halo Nuclei.
- Jonson, B. (2004). Ligjt dripline nuclei. *Physics Reports*, 389, 1-59.
- Kamimura, M., Yahiro, M., & Iseri, Y. (1986). Projectile Breakup Processes in Nuclear Reactions. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, Chapter I.
- Kawai, M. (1986). Formalism of the Method of Coupled Discretized Continuum Channels. *Progress of Theoretical Physics Supplement*(89).
- Krane, K. (1988). *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons. New York.
- Küçük, Y. (2009). ^6He Çekirdek Reaksiyonlarının Çiftlenmiş Kanallar Modeli ile İncelenmesi: Coulomb Parçalanma Çiftleniminin Rolü. Erciyes Üniversitesi, Kayseri: Doktora Tezi.
- Küçük, Y., & Moro, A. (2012). Exclusive breakup of ^{17}F on ^{58}Ni and ^{208}Pb within the continuum-discretized. *PHYSICAL REVIEW C* 86, 034601 (2012).
- Liang, J. F. (2002). Elastic scattering and breakup of ^{17}F at 10 MeV/nucleon. *Physical Review C*(65).
- Liang, J., & et al. (2002). Elastic scattering and breakup of ^{17}F at 10MeV/nucleon . *Physical Review C*.
- Liang, J., & et al. (2003). Breakup of ^{17}F on ^{208}Pb near the coulomb barrier. *Physical Review C*, 044603.
- M. Fauerbach and et. all. (1997). Coulomb excitation of the one-neutron halo nucleus ^{11}Be . *Physical Review C*.
- Mazzocco, M. (2006). Scattering of ^{11}Be halo nucleus from ^{209}Bi at the Coulomb Barrier. *Eur. Phys. J. A*, 295-299.
- Otsuka, T. (2013). Exotic nuclei and nuclear forces. *Phys. Scr. T152*.

- Parfenova, Y. L. (2000). Breakup of ^{11}Be and ^{15}C on light targets including core excitations. *PHYSICAL REVIEW C*.
- Romoli, M. (2004). Measurements of ^{17}F scattering by ^{208}Pb with a new type of large solid angle detector array. *Physical Review C*.
- Satchler, G. (1980). *Introduction to Nuclear Reactions*. London: Mc Millan Press Ltd.
- Satchler, G. (1983). *Direct Nuclear Reactions*. New York: Oxford University Press.
- Satchler, G., & Love, W. (1979). Folding Model Potentials From Realistic Interactions for Heavy-Ion Scattering. *Phys. Rep.*, 55, 183-254.
- Scuderi, V., & et al. (2011). Structure effects in the reactions $^{9,10,11}\text{Be} + ^{64}\text{Zn}$ at the coulomb barrier. *Journal of Phys. conf. series* 267.
- Scuderi, V., & et al. (2012). Elastic scattering and direct reactions of 1n halo ^{11}Be nucleus ^{64}Zn near the barrier. *Journal of Physics*.
- Sinorini, C. (2002). Interaction at the barrier in the systems $^{9,10,11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$: Well - established facts and open questions . *Eur. Phys. J. A*, 129-133.
- Sparenberg, J., Baye, D., & Imanishi, B. (2000). *Phys. Rev. C* , 61.
- Summers, N. (2007). B(E1) strengths from Coulomb excitation of ^{11}Be . *Physics Letters B*, 124–128.
- Tanihata, I. (1996). Neutron halo nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 157-198.
- Tanihata, I., & et. al. (1985). Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. *Physical Review Letters*.
- Tanihata, I., & et. al. (1985). Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. *Physics Letters*, 6, 160B.
- Thompson, I. (1989). The Threshold anomaly in $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ SCATTERING*. *Nuclear Physics A*.
- Thompson, I. (1989). THE THRESHOLD ANOMALY IN $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ SCATTERING*. *Nuclear Physics A*.
- Thompson, I. (1997). Fresco a Coupled-Channels Code. England: Unpublished.

- Tostevin, J., & Al-Khalili, J. (1997). How large are the halos of light nuclei? *Nuclear Physics A*, 616, 418c-425c.
- Tostevin, J., & et al. (2002). Single-neutron removal reactions from ^{15}C and ^{11}Be : Deviations from the eikonal approximation. *Phys. Rev. C*, 607-619.
- URL1. (2014, 12 3). www.nds.iaea.org: 1 adresinden alınmıştır
- V.Scuderi. (2010). Study of reaction mechanisms for $^{10,11}\text{Be}+^{64}\text{Zn}$ systems around the coulomb barrier. *Conf: Conf.proceedings by Am.Inst.of Phys*, 191.
- Vaagen, J., Danilin, B., Ershov, S., & Rogde, T. (1997). Theoretical studies of light halo nuclei; Bound states and continuum. *Nuclear Physics A*, 693, 424-447.
- Williams, W. (1991). *Nuclear and Particle Physics*. Oxford: Oxford University Press.
- Woods, R., & Saxon, D. (1954). Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Phys. Rev.*, 95, 577–578.
- Yahiro, M., Ogata, K., Matsumoto, T., & Minomo, K. (2012). The continuum discretized coupled-channels method and its applications. *Progress of theoretical Phys. Supp.*
- Zhukov, M. (2001). Light Halo Nuclei – Achievements and Problems. *Nuclear Physics A*, 689, 257c-268c.
- Zhukov, M., & et al. (1993). Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li . *Phys. Rep.*, 231, 151-199.

ÖZGEÇMİŞ

03/12/1982 Adana’da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Mersin’de okudu. Lise öğrenimini Elazığ’da tamamlayarak 2001 yılında Fırat üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’ne devam etti. 2005 yılında bu bölümden mezun olarak aynı yıl Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Fizik bilim dalında yüksek lisansa başladı. 2009 yılında Bitlis Eren Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. Aynı yıl Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Fizik bilim dalında doktora başladı.