

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



**^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu HEDEFLERİ ile $E=30$ MeV'de (p, xp) ve (p, α)
REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İSTATİSTİKSEL
MODELLERLE ANALİZ EDİLMESİ**

Kamila AZHDARLI
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK
ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

TEMMUZ 2019

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



**^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu HEDEFLERİ ile $E=30$ MeV'de (p, xp) ve (p, x α)
REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İSTATİSTİKSEL
MODELLERLE ANALİZ EDİLMESİ**

Kamila AZHDARLI

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TEMMUZ 2019

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu HEDEFLERİ ile $E=30$ MeV'de (p, xp) ve (p, α)
REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İSTATİSTİKSEL
MODELLERLE ANALİZ EDİLMESİ**

Kamila AZHDARLI

FİZİK

ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Bu tez Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından
118R029 numaralı proje ile desteklenmiştir.

TEMMUZ 2019

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu HEDEFLERİ ile $E=30$ MeV'de REAKSİYON
(p, xp) ve (p, x α) TESİR KESİTLERİNİN İSTATİSTİKSEL
MODELLERLE ANALİZ EDİLMESİ**

Kamila AZHDARLI

FİZİK

ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Bu tez 18/07/2019 tarihinde jüri tarafından Oybirliği / Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK (Danışman)

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Doç. Dr. Bora CANBULA

ÖZET

⁵⁸Nİ, ⁵⁹CO VE ⁶⁵CU HEDEFLERİ İLE E=30 MeV' DE (p, xp) VE (p, xα) REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İSTATİSTİKSEL MODELLERLE ANALİZ EDİLMESİ

Kamila AZHDARLI

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Temmuz 2019; 38 sayfa

Nükleer fizik ve Nükleer astrofizik alanlarında son yıllarda en çok ilgi çeken konuların başında erken evrende çekirdek sentezi gelmektedir. Astrofiziksel yavaş (s) ve hızlı (r) süreçlerinin anlaşılmasında hedef çekirdekten bir dizi nükleon salınmasına neden olarak zincirleme reaksiyonların başlatan nötron/proton indüklü tepkimelerin çalışılması büyük önem taşımaktadır. Bu tez çalışmasında proton tarafından indüklenen denge öncesi reaksiyonlar çalışılmış olup, düşük enerjilerde (p, xp) ve (p, xα) reaksiyonları için tesir kesitleri hem deneysel hem de teoriolarak elde edilmiştir. Kazakistan Nükleer Fizik Enstitüsü Laboratuvarında yapılan, Nikel (⁵⁸Ni), kobalt (⁵⁹Co) ve bakır (⁶⁵Cu) elementlerinin hedef olarak seçildiği deneylerde E_{Lab}=30 MeV enerjili (p, xp) ve (p, xα) reaksiyonlarının diferansiyel tesir kesiti ölçülmüştür. Elde edilen deneysel veri istatistiksel Hauser-Feshbach ve Exciton modelleri ile analiz edilmiştir.

ANAHTAR KELİMELER: Denge Öncesi Reaksiyonları, Exciton Modeli, Hauser-Feshbach Teorisi, Tesir Kesiti.

JÜRİ: Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Doç. Dr. Bora CANBULA

ABSTRACT

ANALYZING (p, xp) and (p, x α) REACTION CROSS SECTIONS AT E=30 MeV WITH ^{58}Ni , ^{59}Co AND ^{65}Cu TARGETS BY STATISTICAL MODELS

Kamila AZHDARLI

MSc Thesis in Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr Yasemin KÜÇÜK

July 2019; 38 pages

The nucleosynthesis in the Early Universe is the most interested subjects in the Nuclear Physics and Nuclear Astrophysics fields in recent years. The studying of neutron/proton induced reactions that start the chain reactions by separating multiple nucleons from target nuclei have great significance to understand the astrophysical r and s-processes. In this work, proton induced pre-equilibrium reactions has been studied and cross section for low energy (p, xp) and (p, x α) reactions have been obtained by experimentally and theoretically. In the experiments conducted in Kazakhstan Almaty Nuclear Physics Institute Laboratories, Nickel (^{58}Ni), cobalt (^{59}Co) and copper (^{65}Cu) have been chosen as the target and (p, xp), (p, x α) differential reaction cross sections at $E_{\text{Lab}}=30$ MeV have been measured. The experimental data have been analyzed by using the statistical Hauser-Feshbach ve Exciton Models.

KEYWORDS: Pre-Equilibrium Reactions, Exciton Model, Hauser-Feshbach Theory, Cross Section

COMMITTEE: Assoc. Prof. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Assoc. Prof. Dr. Bora CANBULA

ÖNSÖZ

Proton tarafından indüklenen reaksiyonlar uygulamalı nükleer bilimler alanında da çok önemlidir. 10-2000 MeV enerji aralığında (p, xp) ve (p, xn) reaksiyonları nükleer güç ve güvenlik sistemlerinin geliştirilmesinde kullanılmaktadır. Bununla birlikte tesir kesiti hesaplamaları nükleer fizik, nükleer astrofizik, medikal fizik gibi fiziğin birçok dalında güncel konulardandır. Bu hesaplamalar deneysel ve teorik olarak yürütülmektedir. Bu tez çalışmasında bakır, kobalt ve nikel elementlerinin ^{65}Cu , ^{59}Co , ^{58}Ni izotopları teorik olarak hesaplanmış ve deneyle karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalar deneyle uyumluluk gösterebilir, çıkan sonuçları global potansiyellerle daha da iyileştirmek mümkündür.

Yüksek lisans eğitimim süresinde bana maddi, manevi destek olan, bilgi ve birikimlerini benden esirgemeyen, başarılı bilim kadını olarak örnek aldığım, danışmanım olduğum için gurur duyduğum değerli hocam Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi olan Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK'e teşekkür ederim. Ayrıca bilgi ve birikimleriyle bana çok şey katan Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN başta olmakla diğer bölüm hocalarına teşekkürü borç bilirim. Tez yazım süresinde ettiği yardımlardan ve yönlendirmelerinden dolayı Celal Bayar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi olan Doç. Dr. Bora CANBULA'ya sonsuz teşekkür ederim. Bu tez hazırlama süresince bana çokca yardımda bulunan çalışma arkadaşım FİZİK bölümü lisans öğrencisi Emin Bahadır SAPMAZ'a teşekkür ederim. Hayatıma girdiği günden her konuda destek olan, her zaman sabırlı ve anlayışlı olan sevgili eşim Uludağ Üniversitesi Uluslararası İlişkiler bölümü yüksek lisans öğrencisi Agil MAMMADZADA'ya teşekkür ederim. Yine maddi, manevi desteklerini esirgemeyen aileme ve ikinci aileme teşekkür ederim. Son olarak tez yazım sürecinde hayatıma girerek büyük anlam katan, çalışmama izin veren uslu kızım Banu MEMMEDZADE'ye teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
AKADEMİK BEYAN	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK TARAMASI	4
2.1. Çekirdeğin Özellikleri	4
2.1.1. Çekirdeğin yükü, kütlesi	4
2.1.2. Çekirdeğin yarıçapı, bağlanma enerjisi	4
2.1.3. Çekirdeğin Spini, Paritesi, momentleri	6
2.1.4. Çekirdekte uyarılmış durumlar	7
2.2. Nükleer Reaksiyonlar	7
2.2.1. Nükleer reaksiyon enerjileri	8
2.2.2. Nükleer reaksiyon tesir kesiti	9
2.2.3. Nükleer reaksiyonların sınıflandırılması	13
2.2.4. Bileşik çekirdek reaksiyonlar	14
2.2.5. Direkt (doğrudan) reaksiyonlar	15
2.2.5.1. Elastik saçılma	15
2.2.5.2. İnelastik saçılma	16
2.2.5.3. Transfer reaksiyonları	17
2.2.6. Denge öncesi reaksiyonlar	17
3. MATERYAL VE METOD	19

3.1. Deneysel prosedür	19
3.2. Teorik Modeller.....	20
3.2.1. Hauser Feshbach model.....	21
3.2.2. Exciton Model.....	23
3.3. Talys 1.9 Bilgisayar Program Kodu	24
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	26
4.1. ⁵⁸ Ni Elementi İçin 30 Mev'de (p, xp) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları..	29
4.2. ⁵⁹ Co Elementi İçin 30 Mev'de (p, xp) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları.	30
4.3. ⁵⁹ Co Elementi İçin 30 Mev'de (p, xα) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları.	31
4.4. ⁶⁵ Cu Elementi İçin 30 Mev'de (p, xp) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları.	32
4.5. ⁶⁵ Cu Elementi İçin 30 Mev'de (p, xα) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları	33
5. SONUÇLAR.....	31
6. KAYNAKLAR.....	34
ÖZGEÇMİŞ	

AKADEMİK BEYAN

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “ ^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu hedefleri ile $E=30$ MeV” de (p, xp) ve (p, $x\alpha$) reaksiyon tesir kesitlerinin istatistiksel Modellerle Analiz Edilmesi” adlı bu çalışmanın, akademik kurallar ve etik değerlere uygun olarak yazıldığını belirtir, bu tez çalışmasında bana ait olmayan tüm bilgilerin kaynağını gösterdiğimi beyan ederim.

18/07/2019

Kamila Azhdarli



SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

ΔE	: Enerji farkı
A	: Kütle numarası, hedef çekirdek
A*	: Uyarılmış çekirdek
B	: Reaksiyon son ürünler kümesi, bağlanma enerjisi
$d\Omega$: katı açısı
e	: elektron
E(I)	: Dönme kinetik enerjisi
I	: Toplam açısal momentum
l	: Yörünge açısal momentum
L	: Yörünge açısal momentum
N	: Nötron
P	: Proton
Q	: Reaksiyon enerjisi
R	: Yarıçap
R ₀	: Orantı katsayısı
S	: Spin açısal momentum
U	: Etkin uyarılma potansiyeli
V _C	: Coulomb potansiyeli
Z	: Atom numarası
σ	: Tesir kesiti
σ_T	: Toplam tesir kesiti
T	: Eksiton durumunun ortalama ömrü
Ψ	: Dalga fonksiyonu

\hbar : Planck sabiti

Kısaltmalar

EXFOR : Deneysel Nükleer Reaksiyon Dataları

IAEA : Uluslararası Atom Enerji Kurumu

KeV : Kilo elektron volt

MeV : Mega elektron volt

TENDL : TALYS ile Hesaplanmış Veri Kütüphanesi



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Element bolluk eğrisinin Güneş sisteminde şematik gösterimi.....	1
Şekil 1.2. Kararlılık vadisinin gösterimi.	2
Şekil 2.1. Çekirdeklerin atom kütle numarasına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjileri.	5
Şekil 2.2. Diferansiyel tesir kesiti tanımının çizimi.	10
Şekil 2.3. R1 ve R2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması.	12
Şekil 2.4. Nükleer reaksiyon sonucu yayımlanan bir parçacığın reaksiyon enerjisine ve reaksiyon süresine bağlı tesir kesiti gösterimi.....	13
Şekil 2.5. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin oluşumu ve bozunumu.	15
Şekil 2.6. Elastik saçılma.	16
Şekil 2.7. İnelastik saçılma.....	17
Şekil 3.1. ΔE metodolojisinin elektronik şeması.....	20
Şekil 3.2. Talys girdi dosyası.	25
Şekil 4.1. ^{58}Ni elementi için (p, xp) reaksiyon tesir kesitilerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması.	29
Şekil 4.2. ^{59}Co elementi için (p, xp) reaksiyon tesir kesitilerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması.	30
Şekil 4.3. ^{59}Co elementi için (p, α) reaksiyon tesir kesitilerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması.	31
Şekil 4.4. ^{59}Cu elementi için (p, xp) reaksiyon tesir kesitilerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması.	32
Şekil 4.5. ^{59}Cu elementi için (p, α) reaksiyon tesir kesitilerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması.	33

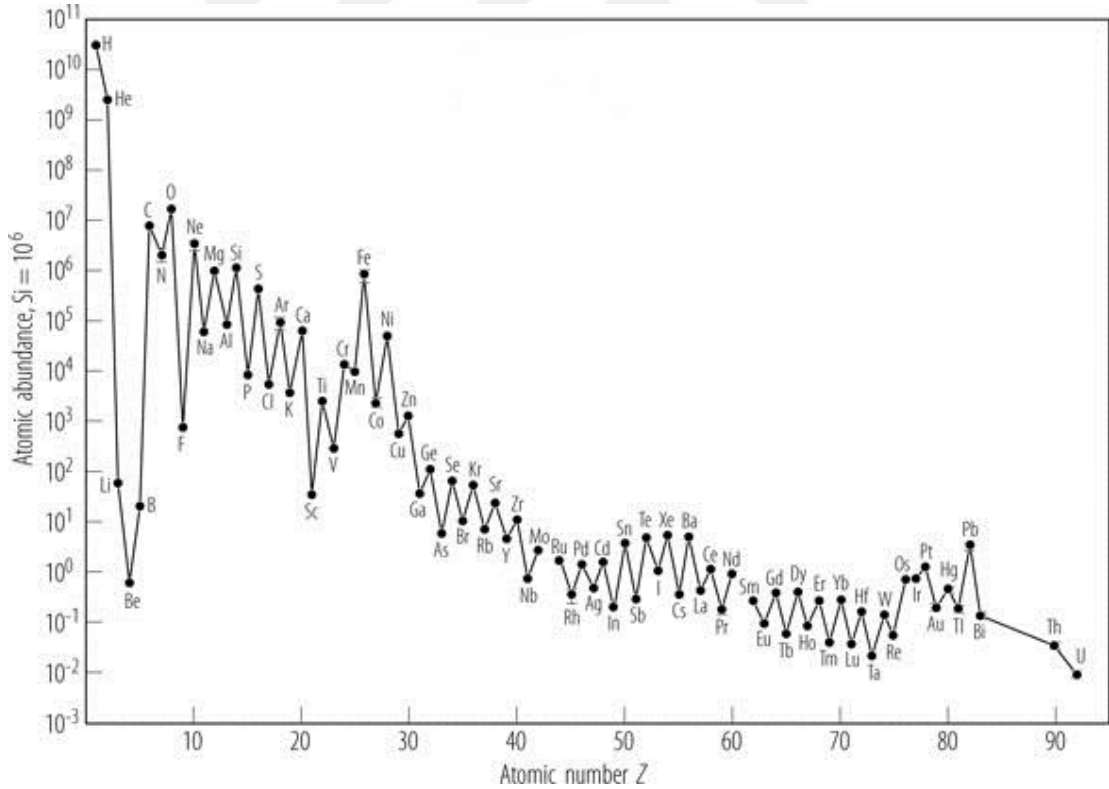
ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Reaksiyon Tesir Kesitleri.	11
Çizelge 3.1. Deneysel koşulların gösterimi	19
Çizelge 4.1. Talys’de kullanılan reaksiyon parametrelerinin değerleri	28



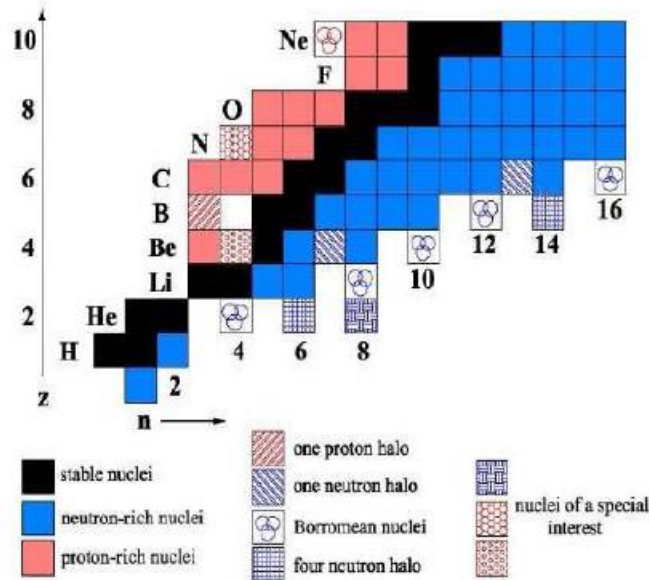
1. GİRİŞ

Çekirdeklerin ve elementlerin oluşum mekanizması modern bilimin günümüzde en çok araştırılan konularından biridir. Şekil 1’ de verilen elementlerin bolluk dağılımlarının analiz edilmesi bu süreç hakkında bilgi edinmek için kullanılan en etkili yöntemdir. Elementlerin oluşum süreci birkaç basamakla anlatılabilir. İlk basamak hidrojenin yakıt olarak kullanıldığı ve yıldızlarda uzun süreli enerji salınımının olduğu en temel süreçtir. Bu süreçte hidrojen yakımından ${}^4\text{He}$ çekirdeği sentezlenir. 4 hidrojen yakımı bir ${}^4\text{He}$ çekirdeği üretimiyle sonuçlanır. İkinci basamak olarak hidrojen yakıtının tamamlanması ile helyumun yakıt olarak kullanıldığı ve ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ ve ${}^{20}\text{Ne}$ gibi hafif elementlerin oluştuğu bu sürecin ardından alfa çekirdeğinin ${}^{20}\text{Ne}$ tarafından yakalanmasıyla başlayan ve ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{36}\text{Ar}$ ve ${}^{40}\text{Ca}$ gibi orta-ağır çekirdeklerin üretildiği dönem başlar. Sonraki basamak olarak çekirdekte yavaş s süreci başlar. Bu süreçte Demir çekirdeğinin sentezlenmesi ile birlikte, nötron yakalama reaksiyonları etkin olur ve demirden daha ağır elementler oluşur. Bu süreç yaklaşık 102-105 yıl sürmüş ve kütle numarası 98, 139 ve 208 olan çekirdekler oluşmuştur. Diğer bir süreç hızlı r-sürecidir ki, bu süreçte yavaş s süreci gibi ağır çekirdeklerin oluşumundan sorumludur. Hızlı r süreci 0.01-100 sn aralığında oluşmakta ve kütle numarası 80, 130 ve 195 olan çekirdekler bu dönemde seri nükleer reaksiyonlar sonucu ortaya çıkmaktadır. Bu süreçlerde nükleer reaksiyonlarla evrendeki çekirdek bolluklarının sadece yarısı açıklanabilmektedir (Mohr vd. 1997, Cole vd. 2006).



Şekil 1.1. Element bolluk eğrisinin Güneş sisteminde şematik gösterimi (Lodders vd. 2009)

Bu süreçlerin yanı sıra doğası halen bilimsel olarak tam şekilde çözümlenememiş ve p süreci olarak isimlendirilen bir süreç vardır. (γ , n), (γ , p) ve (γ , α) foto-nükleer reaksiyonları Şekil 1.2’de gösterilmiş kararlılık vadisinin altında yer alan ve p-çekirdekleri olarak isimlendirilen proton zengini çekirdeklerin olduğu bu dönemde çekirdek sentezinden sorumlu mekanizmadır. Bu süreç aynı zamanda gama süreci olarak da tanımlanmaktadır (Pagel 1997, Iliadis 2007). Proton ve nötronların üretimini sağlayan temel kaynak beta bozunumlarıdır. Nötron ve protonlar tarafından başlatılan reaksiyonlar düşük enerjilerde bir veya birden fazla nötron ve proton üretebilirler. Bu reaksiyonlar proton ve nötron yakalama reaksiyonlarını takiben ortaya çıkmaktadır. Nötron ve protonlar tarafından başlatılan söz konusu reaksiyonlar kararlı bir denge durumuna geçiş süreci oldukları için denge öncesi reaksiyonlar olarak tanımlanırlar.



Şekil 1.2. Kararlılık vadisinin gösterimi (Küçük 2009)

Bileşik çekirdek 50 MeV altında enerjilerde bir nükleon çekirdekle etkileşimden ortaya çıkmaktadır. Bileşik çekirdek iki ana çekirdeğe parçalanabilir. Bu olayın gerçekleşmesi için düşük enerjilerde denge-öncesi reaksiyon olmadığı durumlarda herhangi bir parçacığın yayımlanmaması gerekmektedir.

Denge öncesi reaksiyonları araştıran ilk deney Ghoshal (1950) tarafından ^{63}Cu çekirdeğinin protonlarla bombardıman edilmesiyle yapıldığı ve sonrasında nükleer fizik alanında ilgi duyulduğu görülmektedir. Şöyle ki, ilerleyen yıllarda denge-öncesi reaksiyon deneylerine Watanabe vd. (1990), Watanabe vd. (1995), Sprinzak vd. (1973), Ignatyuk vd. (2014), Konning vd. (2004), Kalbach vd. (2005), Demetriou vd. (2005), Liang vd. (2014), Duysabaev vd. (2003), Kuneidahal vd. (2012), Duysabaev vd. (2016) denklemleri eklenmiştir.

Bu çalışmada ^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu hedefleri ile proton-proton ve proton-alfa reaksiyonları çalışılmıştır. Bu çekirdekler ile daha önce Harada vd. (2002), Cowley vd. (1980), Tsabaris vd. (1998), Manokhin vd. (1997), Kalbach vd. (2000), Plompen vd. (2002), Haupt vd. (1980), Holler vd. (1985) tarafından deneysel çalışmalar yapılmıştır.

Deneysel çalışmalara paralel bu tür reaksiyonlar üzerine birçok teorik çalışma da yapılmıştır. Örnek olarak Shi ve Han (2007), Liang vd. (2011), Kalbach (1998), Bonetti vd. (1991) gösterilebilir. Bu çalışmalara bakıldığı zaman genellikle denge-öncesi ve denge durumları için istatistiksel modeller kullanıldığı görülmektedir. En çok kullanılan modeller Breit-Wigner, Weisskopf-Ewing, Exciton Model, Multistep Direct, Multistep Compound ve Hauser-Feshbach (Bethe 1936, Weisskopf ve Ewing 1940, Feshbach 1992, Tamura vd. 1982, Nishioka vd. 1986) modelleridir. Bu modeller toplam tesir kesiti datalarını açıklayabilmektedir ancak, bu modellerden sadece Hauser-Feshbach (HF) modeli (Hauser ve Feshbach 1952) bileşik çekirdeğin farklı durumlarını dikkate alarak farklı açısal momentum ve parite değerleri için tesir kesitini hesaplayabilir. Hauser-Feshbach (HF) modeli 4. bölümde detaylı anlatılmıştır.

2. KAYNAK TARAMASI

2.1. Çekirdeğin Özellikleri

Çekirdeğin varlığı çalışmaları 1911'de Rutherford'un pozitif yüklerin atomun merkezinde yoğunlaştığı fikri ile başladı. Daha sonra 1913'de Gaiger ve Marsden tarafından yapılan deneyler Rutherford teorisi ile uyum sağladı. Çekirdek atom ile kıyaslandığında çok küçük olup nükleer boyutu 10^{-14} m boyutundadır. Kıyaslamak gerekirse, tipik bir atomdan on bin kat daha küçüktür. 1932'de Chadwick nötronun varlığını kanıtladı ve çekirdeğin iki bileşenden (proton ve nötrondan) oluştuğu kabul edildi. Nötronlar ve protonlar günümüzde nükleonlar olarak adlandırılır.

Çekirdeğin özellikleri dediğimizde kütlesi, elektrik yükü, büyüklüğü, yarıçapı, radyal şekli, bağlanma enerjisi, spin, parite, nükleer momentleri, uyarılmış durumları statik özellikleri, çekirdek bozunumu ve reaksiyonlarını dinamik özellikleri düşünülür. Bu bölümde statik özelliklere bakılacaktır.

2.1.1. Çekirdeğin yükü, kütlesi

Çekirdek sembolik olarak A_ZX şeklinde gösterilebilir, burada X kimyasal bir elementin kısaltması, A kütle numarası, Z atom numarasıdır. Z aynı zamanda proton sayısı, $N=(A-Z)$ ise nötron sayısıdır. Çekirdeğin elektrik yükü Ze olup, burada e elektrondaki yüküdür. ($e=1.610^{-19}$)

Bir proton ve bir nötronun kütlesi yaklaşık olarak eşit olduğundan, bir çekirdeğin kütlesi, bir nükleonun kütlesi ile A 'nın çarpımına eşittir. Nükleer kütleleri atomik kütle biriminde (amu veya u) ifade etmek uygundur.

$$1u \equiv 1\text{amu} \equiv 1,660510^{-27} \text{ kg} = 931,502 \text{ MeV} / c^2$$

Bir u nötr ${}^{12}\text{C}$ atomunun kütlesinin $\frac{1}{12}$ 'si olarak tanımlanır. Son ifadeden de görüldüğü gibi kütleler enerji biriminden de ifade edilebilir. Bir proton ve bir nötronun u cinsinden kütleleri;

$$m_p = 1,007276u \text{ ve } m_n = 1,008665u$$

ve aynı şekilde enerji birimleri cinsinden ise;

$$m_p = 938.280 \text{ MeV} / c^2 \text{ ve } m_n = 938.573 \text{ MeV} / c^2$$

şeklinde yazılabilir (Satchler 1980).

2.1.2. Çekirdeğin yarıçapı, bağlanma enerjisi

Atom yarıçapı gibi çekirdek yarıçapı da keskin sınırları olmadığından şimdiye kadar net bir şekilde tanımlanmamıştır. Hem atomu bağlayan Coulomb potansiyeli hem de elektron yük dağılımı, atomun yarıçapının ötesinde ihmal edilebilecek kadar çok küçük değerlerde olsalar bile sonsuza kadar uzanmaktadır. Yapılan deneysel bulgular sonucunda çekirdek yarıçapı

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

gibi tanımlanır. R_0 - orantı katsayısı olup, yaklaşık olarak 1.23 fm bulunmuştur.

(1fm = 10^{-15} m) (Krane 1987).

Nükleer kütlelerin bileşen nükleonların kütesinden az olmasının fiziksel açıklaması bağlanma enerjisinden gelmektedir. Nükleer kütle

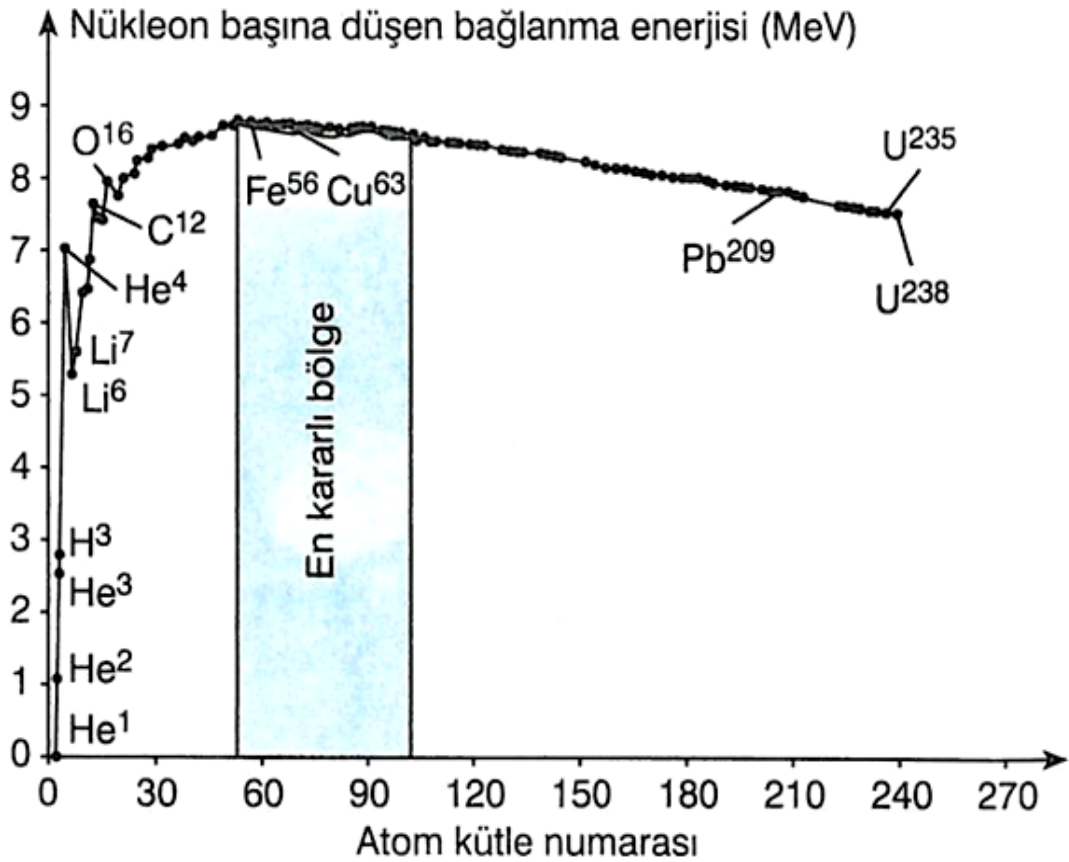
$$m_A = Nm_n + Zm_p - B / c^2 \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır, burada B - bağlanma enerjisidir. Bağlanma enerjisi çekirdeği N nötrona ve Z protona parçalamak için gerekli olan enerjidir. Çekirdeklerde bağlanma enerjisinin ifadesi

$$B = (Nm_n + Zm_p - m_A) c^2 \quad (2.3)$$

şeklinde yazılabilir. B nin değeri çekirdekten çekirdeğe değişir, fakat yaklaşık olarak kararlı çekirdekler için nükleon başına 8 MeV'dir (Satchler 1980).

Çekirdeklerin atom kütle numaralarına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjileri Şekil 1.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1. Çekirdeklerin atom kütle numarasına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjileri (<http://www.fizik.net.tr/site/atom-cekirdegi/>, erişim tarihi: salı, 29 Ocak 2019)

Grafikte $A = 60$ baz alındığında çizgi üzerinde iki farklı ilerleme görülebilir. $A < 60$ olan çekirdekler için birleşme veya füzyon reaksiyonları meydana gelirken, $A > 60$ olan çekirdekler için parçalanma ya da fisyon reaksiyonları ortaya çıkmaktadır. Bu iki olayda nükleer enerji açığa çıkar. Grafikten de anlaşılacağı gibi nükleon başına bağlanma enerjisi ilerleyen kütle numaralarında neredeyse sabit hale gelir. Bu durum nükleonların en yakın komşularıyla etkileşmesi ve dolayısıyla çekirdek kuvveti menzilin kısıllığını açıklar.

2.1.3. Çekirdeğin Spini, Paritesi, momentleri

Çekirdeklerin toplam açısal momentumları ya sıfırdır ya da sıfırdan farklı bir spine sahiptir. Çekirdeklerin yörünge açısal momentumu (L) ile spin açısal momentumlarının (S) toplamı, toplam açısal momentumu (I) verir.

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

Nükleonların spini $\frac{1}{2} \hbar$ olup, kendilerine özgündür. Genellikle spin $\frac{1}{2}$ gibi yazılır, \hbar anlaşılmalı olur. Çift nötron ve çift protona sahip olan çekirdekler taban durumunda sıfır spine sahiptir. Aynı zamanda kütle numarası (A) tek ise çekirdeğin spini buçuklu, çift ise tam sayı değerler alır.

Nükleer durumları belirtmek için önemli özelliklerinden birisi de çekirdeklerin pariteleridir. Parite π ile gösterilen ve çift (+) ya da tek (-) değerler alır. Bir sistemin veya çekirdeğin dalga fonksiyonu ya çift (simetrik) ya da tek (antisimetrik) bir fonksiyondur. Dalga fonksiyonu çift ise yani bütün koordinatların işareti değiştirildiğinde dalga fonksiyonu değişmiyorsa, yani

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z) \quad (2.5)$$

ise durumun paritesi çifttir veya +1' dir denir. Dalga fonksiyonu tek ise yani bütün koordinatların işaretleri değiştirildiğinde fonksiyon işareti değiştiriyorsa, yani

$$\Psi(x, y, z) = -\Psi(-x, -y, -z) \quad (2.6)$$

ise durumun paritesi -1'dir denir (Boztosun 2005). Parite, genelde nükleer reaksiyon teknikleri ile nükleer bozunma kullanılarak doğrudan ölçülebilir ve nükleer spine konulan bir (+) veya (-) üst indisıyla I^n şeklinde yazılır (Enge 1966).

Toplam açısal momentumu birden büyük olan çekirdeklerin statik elektrik kuadropol momenti (Q) vardır. İlk yaklaşımlarda çekirdeğin küresel olduğu söylenir, genelde statik elektrik kuadropol momenti çekirdeğin şeklini belirler. Eğer statik elektrik kuadropol momenti $Q > 0$ ise çekirdek simetri eksenini boyunca yandan basık yani paroloidtir. Ayrıca deformasyon parametresi $\beta > 0$ dır. Eğer $Q < 0$ ise çekirdek simetri eksenini boyunca üstten basıktır yani obloidtir ($I=0$ veya $I = \frac{1}{2}$ ise $Q=0$ dır ve çekirdeğin küresellikten ayrılması şiddetli olmadığı için küresel çekirdekler diye biliriz. Ayrıca çekirdeklerin statik magnetik dipol momentleri, Bohr magnetonu ile karşılaştırıldığında

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc} \cong 10^{-3} \mu_B \quad (2.7)$$

olduğu görülür. Burada μ_N nükleer magnetondur (Boztosun 2005).

2.1.4. Çekirdekte uyarılmış durumlar

Atoma benzer çekirdekler nükleer reaksiyonların bir sonucu olarak uyarlanabilirler. En düşük uyarılmış seviyelerin yoğunluğu hafif çekirdeklerde 1 MeV den, en ağır çekirdeklerde 100 keV ya da daha az mertebededir. Bu uyarılmış seviyelerin yoğunluğu uyarılma enerjisi arttıkça keskin eksponansiyel olarak artar (Satchler 1980).

Nükleer reaksiyonlarda hedef ve mermi çekirdeklerin kompleks bir yapıda olduğunu düşünürsek, gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak hedef veya mermi veya her ikisi de uyarılabilir. Uyarılma öncelikle yüzeydeki nükleonlardan başlar, eğer enerji çok yüksekse içerdeki nükleonlarda uyarılabilir. Uyarılma sonucunda nükleon taban durumundan 2^+ , 4^+ , 6^+ vs durumlarına sahip olur. Nükleonlar bu uyarılmış durumlarda uzun süre kalamaz, kararlı olabileceği taban durumuna hareket eder ve dışarıya enerjik γ ışınları yayımlarlar. Bu ışınları analiz ederek kompleks çekirdeklerin uyarılmış enerji seviyeleri hakkında derin bilgiler edinebiliriz ki bu da kabuk modelini açıklamakta yardımcı olur. Nükleon bir üst uyarılmış durumlardan taban durumuna geçerken veya taban durumundan üst uyarılmış seviyelere çıkarken verdiği veya aldığı dönme kinetik enerjisi,

$$T(I) = \frac{\hbar^2}{2} [I(I + 1) - I_0(I_0 + 1)] \quad (2.8)$$

şeklinde tanımlanır. Burada I , uyarılmış seviyelerin spin, $E(I)$ ise uyarılma enerjisidir. I_0 $E(I_0) = 0$ da taban durumundaki spindir. Çift N ve çift Z ye sahip olan çekirdekler için $I_0 = 0$ ve birçok durumda yalnız çift- I en düşük banttadır.

Çekirdeklerin dönme kinetik enerjisinin yanı sıra titreşim enerjisi de vardır. Bu titreşim enerjisi nükleonların yaklaşık küresel harmonik osilasyon yapmasından kaynaklanır. Bu osilasyonların kuantası fononlar olarak adlandırılır ve enerjisi $\hbar\omega_\lambda$ ya eşittir. Çift N ve çift Z çekirdeklere uygun enerji spektrumu ise,

$$E_{n(\lambda)} = n(\lambda) \hbar\omega_\lambda \quad (2.9)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $n(\lambda) = 0, 1, 2, \dots$ değerlerini alır ve fonon sayısı 2^λ 'dir. Titreşim durumları arasındaki geçişler çok şiddetli olur fakat dönme durumundaki kadar şiddetli değildir.

2.2. Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar Hidrojenden ağır elementlerin varlığından sorumludur ve nükleer reaktörlerde, yıldızlarda enerji üretir. Çekirdekler arası, çekirdek ve elektron, proton gibi elementlerle çekirdek arasındaki reaksiyonlar Nükleer reaksiyonlardır (Bertulani 2009).

Nükleer parçacıkların çarpışması bir-birinden farklı sonuçlar verebilir. Genel bir yazım şekli kullanırsak standart bir nükleer reaksiyonu aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz:



Burada a - gelen mermi, X - hedef çekirdek, Y – geriye kalan parçacık, b - ise gözlemlenen parçacık, Q - salınan enerjidir ve bu reaksiyonu biz X (a , b) Y şeklinde de tanımlayabiliriz (Satchler 1980).

Nükleer reaksiyonlar atom çekirdeğinin anlaşılabilmesi bakımından büyük önem taşır. Atom çekirdeğinin varlığını kanıtlayan ilk nükleer reaksiyon deneyi Rutherford tarafından kendi laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Rutherford bu deneyde radyoaktif bir kaynaktan çıkan bir α -parçacıklar demetini altın hedef üzerine göndermiş ve bu α -parçacıklarından bazılarının hedeften elastik olarak geri saçıldıklarını gözlemlemiştir (Rutherford 1919, Bertulani 2009).



Rutherford denklem 2.2 de olduğu gibi α -parçacıkları ile yapılan sonraki deneylerde, reaksiyon sonunda başlangıçtaki hedef çekirdekten farklı bir ürün çekirdeğin ve hedefe gönderilen parçacıktan farklı bir ürün parçacığının oluştuğu nükleer reaksiyonlar da gerçekleştirilmiştir. 1930 yılından hızlandırıcıların geliştirilmesiyle merminin kütle ve enerjisini değiştirilmesiyle farklı deneyler yapılmaya başlandı (Krane 1987, Bertulani 2009). Farklı deneyler yapıldıkça nükleer reaksiyonlarda sınıflandırıldı.

2.2.1. Nükleer reaksiyon enerjileri

2.1'deki standart nükleer reaksiyon için; başlangıçta (yani mermi ve hedef birbirinden yeterince uzakta iken) a ve X birbiri üzerine herhangi bir kuvvet uygulamayacak dolayısı ile sistem herhangi bir potansiyel enerjiye sahip olmayacaktır. Böylece a ve X den oluşan sistemin başlangıçtaki toplam enerjisi, E_i kinetik enerjiler ve durgun-kütle enerjilerinin toplamı biçiminde

$$E_i = T_a + m_a c^2 + T_X + m_X c^2 \quad (2.12)$$

ile ifade edilebilecektir. Burada m_a mermi çekirdeğinin m_X ise hedef başlangıçtaki durgun kütlelerini, T_a ve T_X ise kinetik enerjilerini temsil etmektedir. Aynı şekilde, reaksiyon sonucunda (yani b ve Y birbirinden yeterince uzakta iken) sistemin son durumdaki toplam enerjisi E_s ise

$$E_s = T_Y + m_Y c^2 + T_b + m_b c^2 \quad (2.13)$$

ile ifade edilebilecektir. Burada m_b giden parçacık m_Y ise kalan çekirdeğin durgun kütlelerini, T_b ve T_Y ise son kinetik enerjilerini temsil etmektedir. Sistem üzerine etki eden bir dış kuvvet bulunmadığından reaksiyon öncesi ve sonrası toplam enerjiler birbirine eşit olacaktır. Bu zaman 2.3 ve 2.4 denklemlerinin sol tarafları eşit olacağından sağ tarafların eşitliğinden enerjinin korunumunu şu şekilde yazabiliriz:

$$T_Y + T_b - T_X - T_a = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2 \quad (2.14)$$

Bu kinetik enerjideki net değişimi radyoaktif bozunumdaki Q değerlerine benzer biçimde reaksiyonun enerji değeri olarak aşağıdaki şekilde tanımlayabiliriz:

$$Q = T_s - T_i = (m_i - m_s)c^2 \quad (2.15)$$

Reaksiyon türüne göre Q değeri pozitif, negatif veya sıfır olabilir. Eğer reaksiyondaki son ürünler Y ve b taban durumdaysa, bu enerji sıfırdır ve Q_0 ile gösterilir. Bütün nükleer reaksiyonlarda toplam enerji korunduğundan, $Q \neq 0$ olması durumu kinetik enerjinin iç uyarılma dönüştüğü ya da bunun tam tersinin olduğu anlamına gelmektedir. Q -değeri pozitif ise reaksiyon ekzotermik (exothermic), negatif ise endotermiktir (endothermic). Endotermik reaksiyon durumunda nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için, belirli bir eşik değerinin yukarısında bir bombardıman enerjisi gereklidir, kütle merkezi koordinat sisteminde $T_f > 0$ olabilmesi için $-Q$ değerinden daha büyük bir başlangıç enerjisine ihtiyaç duyulmaktadır (Krane 1987, Satchler 1980).

Alternatif olarak, parçacıkların durgun kütlelerindeki değişimine bağlı biçimde, Q reaksiyon enerji değeri reaksiyona giren ve çıkan parçacıkların bağlanma enerjilerindeki değişimden de hesaplanabilir. B_i reaksiyona giren parçacıkların toplam bağlanma enerjisi ve B_s reaksiyon sonucu oluşan ürünlerin toplam bağlanma enerjisi olsun. Bu zaman Q değeri ile aralarındaki ilişki aşağıdaki şekilde tanımlanabilir.

$$B_i = B_s - Q \quad (2.16)$$

Bu denklemde Q -değerindeki eski işareti, bağlanma enerjilerinin pozitif alınmasına uygunluk bakımından, denklem 2.6 ile zıt seçilmiştir. Neticede, bir ekzotermik reaksiyon giriş kanalındakinden daha sıkı bağlı sistemlerle, bir endotermik reaksiyon ise daha gevşek bağlı sistemlerle sonuçlanır (Satchler 1980).

2.2.2. Nükleer reaksiyon tesir kesiti

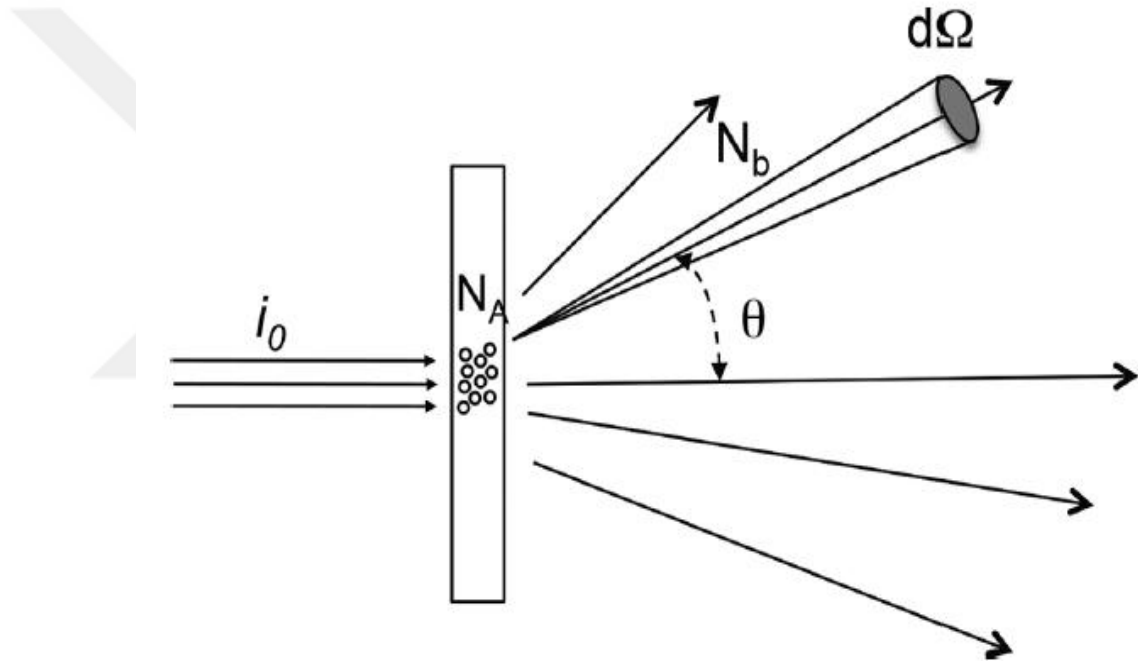
Nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığını tahmin etmek için tesir kesiti olarak adlandırılan niceliksel bir kavrama ihtiyaç duyarız. Bu kavramı açıklamaya başlamadan önce atomlar arası ve atom içerisindeki boşluklardan bahsedelim. Böylece bu geniş boşluk içerisinde parçacıklar çarpışmaları hakkında bilgi edinebiliriz. Atomlar arasında bulunan bu büyük boşluğun değeri yaklaşık 10^{-10} metre ve nükleer boyutta da 10^{-15} metre mertebelerindedir. Bu nükleer ölçülerde hesaplama yapmak tesir kesiti; bir alan kavramı kullanmak uygun olacaktır. Nükleer reaksiyon tesir kesiti hesabını yapmak için; ince bir parça materyal içerisinde geçen yüksek enerjili parçacık demeti ile aynı zamanda geçemeyen parçacıkları gözlemleyebiliriz. Bu yüksek enerjili parçacıklar ince bir elektron bulutu içerisinde kolayca geçecektir. Diğer bir durumda ise bu parçacıklar eğer ağır bir çekirdeğe çarparsa durdurulacak veya sapıtılacaktır (Satchler 1980).

Tipik bir nükleer reaksiyonda gelen parçacıklar etkileşme sonucu hedeften saçıldığında uygun bir uzaklıkta konumlandırılan detektörler tarafından sayılır. $X(a, b) Y$ genel formundaki bir nükleer reaksiyon için tesir kesiti şu şekilde açıklanabilir; N tane X tipi çekirdek içeren bir hedefe birim alan başına I_0 akısına sahip a tipi parçacık demetinin geldiği kabul edilirse, birim zamanda saçılan b parçacıklarının sayısının (N_b ' nin) I_0 ve N niceliklerinin her ikisi ile de orantılı olacaktır. Bu orantı sabitine tesir kesiti (σ) denilir, alan boyutuna sahiptir aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$\sigma = \frac{\text{yayılan } b \text{ parçacık sayısı}}{(\text{birim yüzeyden geçen } a \text{ parçacık sayısı})(\text{demet içerisindeki hedef parçacık sayısı})} \\ = \frac{N_b}{N_0 I} \quad (2.17)$$

Tesir kesiti birimi $1b$ (barn^1) olup, $1b=10^{-24}\text{cm}^2=100\text{fm}^2$. Bu tanımlama nükleer fizik için uygun alan birimi kabul edilmiştir (Satchler 1980, Alesia 2018).

Genel olarak tesir kesiti uzayda izotropik değildir, ancak gelen ışık eksenine göre kutupsal açılara (θ , ϕ) bağlıdır. Gelen demete göre θ ve ϕ kutupsal açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açı elemanı içerisinde birim zamanda yayınlanan b parçacıklarının sayısını kaydetmek için bir detektör kullanıldığı düşünürsek, bu yayınlanan b parçacıklarının sayısı, I_0 ve N niceliklerinin yanı sıra katı açısına da bağlı olacaktır (Şekil 2.2). Bu durumda nükleer fizikteki bir başka önemli nicelik birim zamanda bir katı açı elemanı içinde yayılan parçacıkların sayısını veren diferansiyel tesir kesitidir. Birimi katı açı steradyan cinsinden ölçüldüğünden, diferansiyel tesir kesiti de alan boyutunda olup barn/steradyan dır.



Şekil 2.2. Diferansiyel tesir kesiti tanımının çizimi (Alesia 2018)

Tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesiti arasındaki ilişki:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.18)$$

gibidir. Bu denklemde katı açı $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olmak üzere, her iki kutupsal açıya bağımlı olduğu durumda

¹ Bu tanımlama Amerika Birleşik Devletlerindeki bilim adamları tarafından Manhattan projesi sırasında ortaya çıkarılmıştır. "Ahırın geniş tarafını vuramaz" ata sözünden alıntıdır. <https://www.britannica.com/topic/barn-farm-building> Erişim tarihi: 5 şubat Salı 2019

$$\sigma(\theta, \varphi) = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \quad (2.19)$$

ve diferansiyel tesir kesiti φ den bağımsız ise yani silindirik simetri düşünülürse 2.19 denklemi aşağıdaki biçimde yazılabilir.

$$\sigma(\theta) = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.20)$$

Bu durumda diferansiyel tesir kesiti açının bir fonksiyonu olarak açısal dağılım adlandırılır (Satchler 1980, Alesia 2018).

Literatür taramalarında çoğu zaman $\sigma(\theta, \varphi)$ ve $\sigma(\theta)$ tanımları arasında dikkatli bir ayırım yapılmaksızın sadece “ σ ” veya “tesir kesiti” şeklinde tanımlamalara rastlanabilmektedir. θ açısına göre bir “tesir kesiti” kavramı ile karşılaşıldığında, diferansiyel tesir kesitinin kastedildiği anlaşılmalıdır. Çizelge 2.1 de farklı reaksiyon tesir kesitleri ve onların ölçümlere ait örnekleri açıklamalı bir biçimde özetlenmektedir.

Çizelge 2.1. Reaksiyon Tesir Kesitleri (Krane 1987)

Tesir Kesitleri	Sembol	Teknik	Olanaklı Uygulama
Toplam	σ_t	Demetin İncelmesi	Zırlama
Reaksiyon	σ	Tüm açılar ve b'nin tüm enerjileri (Y'nin tüm uyarılmış durumları) üzerinden integral alınması	Bir nükleer reaksiyonda Y radyoizotop üretimi
Diferansiyel (Açısal)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	(θ, φ) de b'nin gözlenmesi fakat tüm enerjiler üzerinden integral alınması	Belirli bir doğrultuda b parçacıklar demetinin oluşumu (veya Y'nin belirli bir doğrultuda geri tepmesi)
Diferansiyel (Enerji)	$\frac{d\sigma}{dE}$	B gözlenmez fakat ardışık γ yayınlanması ile Y'nin uyarılması gözlenir	Y'nin uyarılmış durumlarının bozunmasının incelenmesi
Çift diferansiyel	$\frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega}$	Belirli bir enerjide b (θ, φ)'de gözlenir	B açısal dağılımı ile Y'nin uyarılmış durumları hakkında bilgi edinilmesi

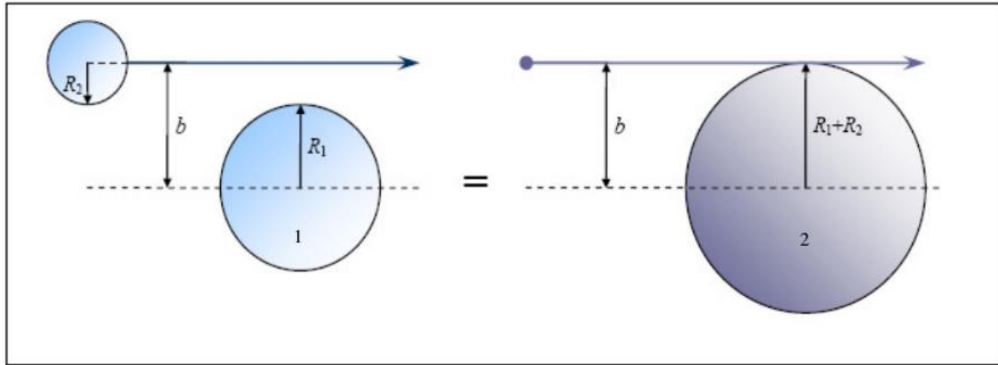
Bildiğimiz gibi diferansiyel tesir kesiti, b parçacıklarının demet eksenine göre belirli bir açıda $\Omega(\theta, \varphi)$ gözlemlenmesi olasılığından elde edilmektedir. Tesir kesitini belirli bir $d\Omega$ katı açısında ve dE_b enerji aralığında gözlemlenme olasılığını verecek şekilde de tanımlayabiliriz. Buna literatürde katlı veya çift diferansiyel tesir kesiti denilir. Diğer bir tesir kesiti ise toplam diferansiyel tesir kesitidir. Toplam tesir kesiti diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden entegrasyonundan çıkan sonuçtur. Toplam tesir kesiti belirli bir kalınlıktaki hedef içinden geçen demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek direkt elde edilebilmektedir. Bir nükleer etkileşmeye ait toplam tesir kesiti, σ_t esnek saçılma tesir kesiti σ_e ile esnek olmayan saçılmalar için soğrulma tesir kesiti σ_r nin toplamından oluşmaktadır:

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r \quad (2.21)$$

Birden fazla reaksiyonun olduğu durumlarda toplam reaksiyon tesir kesiti denklem 2.14 deki gibi her reaksiyon türünün tesir kesitinin toplamına eşit olacaktır (Krane 1987).

$$\sigma_t = \sigma_{r1} + \sigma_{r2} + \sigma_{r3} + \dots \quad (2.22)$$

Tesir kesiti kavramını daha fiziksel yapabilmek için Şekil 2.3'deki gibi klasik olarak çarpışan iki küre düşünelim. Burada 2 numaralı kürenin hareketsiz olan 1 numaralı küre üzerine gönderildiği durum gibi ele alalım. Burada çarpma mesafesi olan b , iki kürenin yarıçapları toplamından daha küçük veya eşit olmadığı durumda küreler çarpışmayacaktır ($b \leq R_1 + R_2$). $R_1 + R_2$ yarıçaplı bir disk ile noktasal bir parçacığın çarpışması için de etki aynıdır. Bu diskin alanı, $\pi (R_1 + R_2)^2$ çarpışmanın tesir kesitine eşittir.



Şekil 2.3. R_1 ve R_2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması (Satchler 1980)

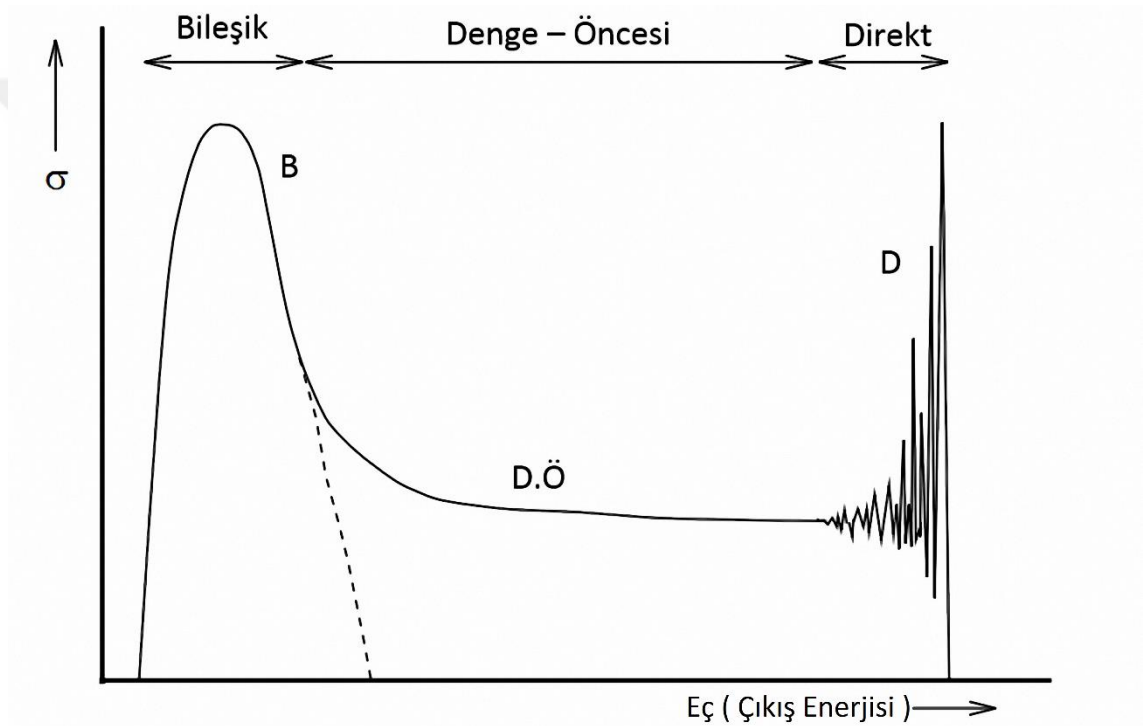
Şekil 2.3. deki sol taraftaki R_1 ve R_2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması, sağ taraftaki noktasal parçacığın $R_1 + R_2$ yarıçaplı küre ile çarpışmasına ait tesir kesiti ile aynı değere sahiptir. Böylelikle tesir kesitinin yalnızca hedefe ait bir özellik olmadığı, aynı zamanda merminin özelliklerini de yansıttığı açıkça görülmektedir.

Klasik örneğimizdeki (R_1 ve R_2 yarıçapları toplamı olan) tesir kesiti, aynı hedef için farklı yarıçaplı ($R_2' \neq R_2$) bir mermi olduğu durumlarda elde edilecek tesir kesitinden farklı olacaktır. Neticede bir saçılma ölçümünün sonuçlarından hedef çekirdeğin yarıçapı

bulunmak istendiğinde merminin etkisi mutlaka hesaba katılmalıdır, çünkü fiziksel sistemler çekirdekler gibi keskin kenarlara sahip değildir (Satchler 1980).

2.2.3. Nükleer reaksiyonların sınıflandırılması

Nükleer reaksiyonlar genel teorisi ve modellenmesi bazında farklı şekillerde sınıflandırılabilir. Bu sınıflandırma şekillerinden biri de süre açısından olandır: Kısa reaksiyon sürelerine sahip reaksiyonlara direkt reaksiyonlar denilir, bu reaksiyonları aynı zamanda elastik, inelastik, transfer reaksiyonlar olarak 3 ayrı sınıfa ayırabiliriz. Uzun reaksiyon süreleri ise bileşik çekirdek reaksiyonları adlandırılır. Orta seviyeli süre ölçeklerinde gelişen reaksiyonlara, denge-öncesi reaksiyonlar diyebiliriz. Şekil 2.2’de ise reaksiyon sonucu yayınlanan bir parçacığın reaksiyon süresine ve enerjiye bağlı tesir kesitleri verilmiştir.



Şekil 2.4. Nükleer reaksiyon sonucu yayınlanan bir parçacığın reaksiyon enerjisine ve reaksiyon süresine bağlı tesir kesiti gösterimi. Bileşik (B), Denge-öncesi (D-Ö) ve Direkt (D) mekanizmalarının katkı sağladığı enerji bölgeleri gösterilmiştir (Koning vd. 2017)

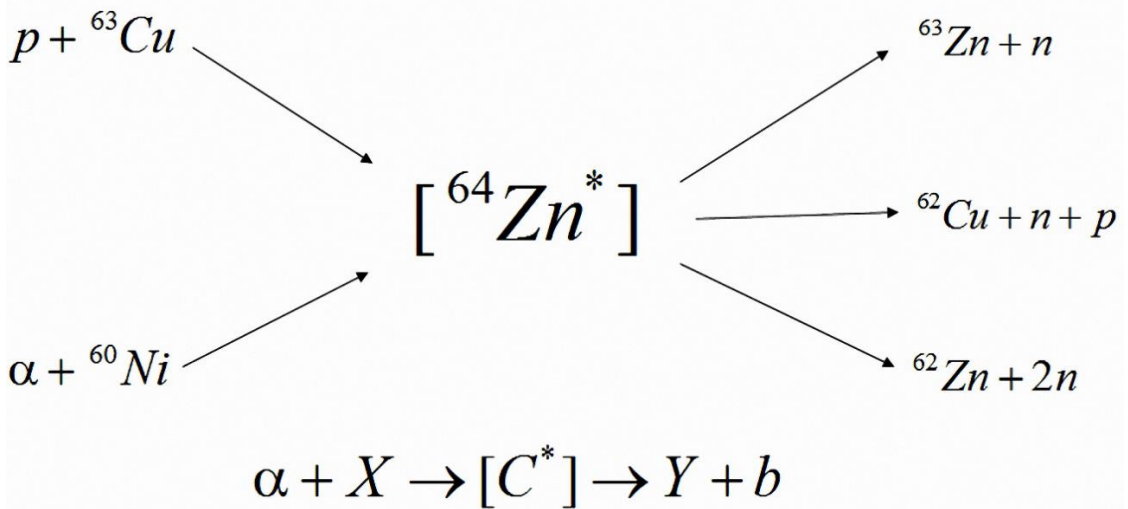
Şekil 2.4’de enerji spektrumunun düşük enerji bölgesinde yayınlanan parçacıklar geniş bir maksimuma sahiptir ve bileşik çekirdek reaksiyonlarına karşılık gelir. Bu bölgenin daha yüksek enerji bölgesindeki kesikli eğri, bileşik çekirdeğin katkılarını diğerlerinin katkılarından ayırır.

Yüksek enerjilerdeki keskin pikler ise direkt reaksiyonlara karşılık gelir. Düşük ve yüksek enerji bölgesi arasındaki bölge ise denge-öncesi bölgeyi gösterir (Koning vd. 2017).

2.2.4. Bileşik çekirdek reaksiyonlar

Birleşik çekirdek kavramı ilk defa Niels Bohr tarafından kullanılmış, lakin tasvirinin henüz mümkün olmadığı belirtilmiştir (Bohr 1936). Bileşik çekirdek reaksiyonlarında gelen parçacık; hedefe, hedefin çekirdek yarıçapından daha küçük olan bir etkileşim parametresi ile girer. Dolayısıyla bu parçacığın, hedef nükleonlardan biriyle, basit esnek saçılma gibi bir etkileşime girmesi mümkündür. Etkileşim sonrasında geri tepen nükleon ve saçılan gelen parçacık, diğer nükleonlarla ardışık etkileşimlere girerler ve bu etkileşimden sonra gelen parçacığın başlangıç toplam kinetik enerjisi hedef parçacık ile oluşturulmuş olan bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır. Bu tür reaksiyonlarda gelen parçacığın emilimiyle giden parçacığın yayınlanması arasında bir ara durum oluşur. Bu ara duruma bileşik çekirdek denir. Sembolik olarak bileşik çekirdek reaksiyonları $a + X \rightarrow (C^*) \rightarrow Y + b$ şeklinde ifade edilebilir. Burada bileşik çekirdeği temsil eden C^* ile oluşan ara durum gösterilmiştir (Krane 1987). Bileşik çekirdek reaksiyonları 10^{-18} s' den daha uzun sürede oluşur. Gelen parçacık enerjisinin 10–25 MeV aralığında yani hedef ve çekirdeğin etkileşimden kaçamayacağı bir aralıkta olması durumunda gerçekleşecek bu tip reaksiyonlarda; oluşan ara durumdaki nükleonların hareketleri ısıtılan bir sıvının moleküllerinin hareketine benzetilmiştir. Bu durumdaki sıvıdan moleküllerin buharlaşarak ayrılması gibi, gelen parçacığın kinetik enerjisinin aktarılmasıyla kazandıkları enerjiden dolayı, oluşan bileşik çekirdek durumunda nükleonların çekirdekten ayrılacakları öngörülmüştür (Weisskopf 1937).

Bohr kendi modelinde bileşik çekirdek reaksiyonlarının iki aşamada gerçekleştiğini öngörmüş, bunlardan ilkinin bileşik çekirdek durumunun oluşumu ikincisini ise oluşan bu bileşik çekirdeğin bozunumu olarak açıklamıştır (Bohr 1936). Bohr'un teorik olarak açıkladığı lakin tasvirinin zor olduğunu söylediği bu durumu ilk kez Ghoshal deneysel bir çalışma ile kanıtlanmıştır (Ghoshal 1950). Bu çalışmada; ^{63}Cu ' nun protonlarla veya ^{60}Ni ' nin alfa parçacıkları ile bombardıman edilmeleri ile oluşan bileşik çekirdeğin; oluşum şekline bağlı olmaksızın, çıkış kanalında yaklaşık olarak aynı olasılığa sahip reaksiyonların gerçekleşmesi ile bozunduğu Şekil 2.3 ile gösterilmiştir.



Şekil 2.5. ${}^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğinin oluşumu ve bozunumu (Ghoshal 1950)

Bileşik çekirdek reaksiyonları için tesir kesiti hesaplamalarında ilk model Weisskopf ve Ewing tarafından geliştirilmiştir (Weisskopf ve Ewing 1940). Daha sonraları; bu çalışmaya kuantum mekaniksel faktörlerin eklenmesi ve düzenlemelerin yapılması ise, Hauser–Feshbach modeli oluşturulmuştur. Bu model reaksiyon modellerinin ele alındığı materyal ve metot bölümünde detaylı anlatılmıştır (Hauser ve Feshbach 1952).

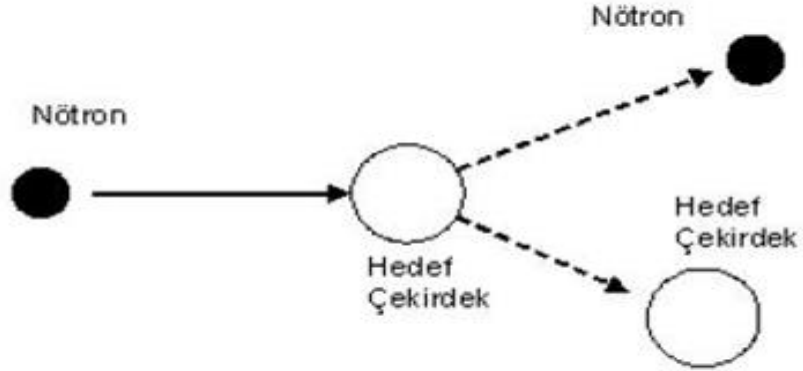
2.2.5. Direkt (doğrudan) reaksiyonlar

Direkt reaksiyonların reaksiyonun oluşma süresi bileşik çekirdek reaksiyonlarına göre daha kısa olup, yüksek enerjilerde meydana gelirler. Aynı zamanda direkt reaksiyonlar ara bir bileşik sistem gibi karmaşıklığı olmayan nispeten basit bir doğaya sahiptirler ve artık çekirdeğin özel bir uyarılmış seviyeleri ya da temel seviyesi ile hedef çekirdeğin uyarılmış temel seviyesi arasındaki ilişkiyi vermeye çok uygundur. Reaksiyon sırasında mermi parçacık ile hedef çekirdek etkileşim sonucu güçlü bir soğurma meydana gelir. Etkileşim genellikle, yüzeydeki değerlik nükleonları arasında meydana gelir. Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarının tesir kesitlerinden düşüktür.

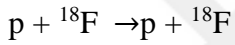
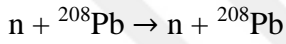
Reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu veya direkt reaksiyon olup olmayacağına mermi çekirdeğin enerjisi karar verir. 1 MeV enerjili gelen nükleonun de Broglie dalga boyu 4 fm'dir ve bu nedenle tek nükleonları göremez. Bu durumda bileşik çekirdek meydana gelmesi daha olasıdır. 20 MeV'lik bir nükleonun de Broglie dalga boyu 1 fm civarında olup direkt reaksiyonların meydana gelmesi daha olasıdır (Satchler 1980, Krane 1987).

2.2.5.1. Elastik saçılma

Elastik saçılma veya esnek saçılma da diyebiliriz. Bu tür reaksiyon iki çekirdek arasında gerçekleşen en basit nükleer reaksiyondur. Reaksiyon giriş kanalındaki ($a + X$) ile çıkış kanalındaki ($Y + b$) bileşenlerinin birbirlerine eşit olmasını gerekir, kütle merkezinin kinetik enerjisi saçılma öncesi ve sonrası değişmez kalır. Yani (2.1) denklemindeki $X = Y$ (taban durumunda olma halleri), $a = b$ ve $Q=0$ biçimindedir. Başka bir ifadeyle çekirdeklerin iç dinamiklerinde bir değişme olmamıştır. Bu reaksiyona örnekler aşağıdaki şekilde verilebilir (Kocak 2005, Alesia 2018).



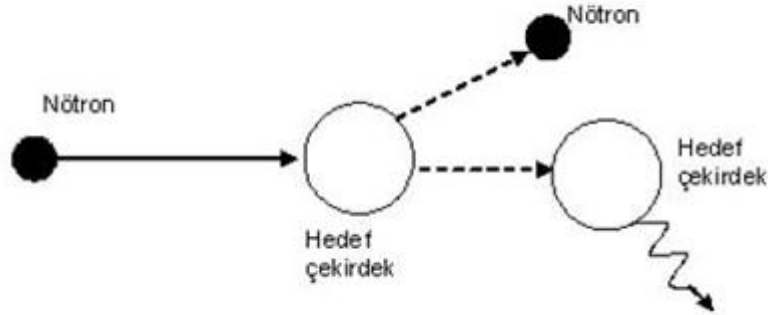
Şekil 2.6. Elastik saçılma (Kocak 2005)



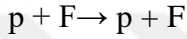
(2.23)

2.2.5.2. İnelastik saçılma

İnelastik saçılma veya esnek olmayan saçılma da diyebiliriz. Bu tür reaksiyonlarda gelen parçacık kinetik enerjisinin bir kısmını hedef çekirdeğe aktarır ve çekirdeği uyarılmış halde bırakır. İnelastik saçılmalar, gelen a parçacığının enerjisinin Coulomb bariyerini aşabilecek kadar güçlü olması durumunda X hedef çekirdeğini veya hem X hem de kendisinin uyarılmasına dayanır. Doğal olarak burada a'nın kompleks bir çekirdek olduğu düşünülür. İnelastik saçılma durumunda, $Q = -E_x$ biçiminde sıfırdan farklı bir değeri olan Q söz konusudur. Yani gelen parçacığının enerjisinin bir kısmı hedef çekirdeğin uyarılmış durumlarına gitmiştir. İnelastik saçılma reaksiyonlarında sadece enerji ve momentum transfer edilir. Bu reaksiyona örnekler aşağıdaki şekilde verilebilir (Krane 1987, Kocak 2005, Alesia 2018).

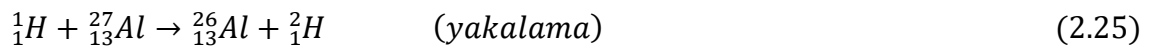
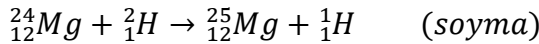


Şekil 2.7. İnelastik saçılma (Kocak 2005)



2.2.5.3. Transfer reaksiyonları

Transfer reaksiyonları bir çekirdekten diğerine bir veya birkaç nükleon aktarılmasıdır. Yani mermi çekirdekten hedefe veya hedeften mermi çekirdeğe nükleon transferi gerçekleştirir. Yüksek enerjilerde yüzey nükleonlarıyla etkileşme sonucu meydana gelen direkt reaksiyon türü olan bu reaksiyonlarda, soyma (d, p) ve yakalama (p, d) reaksiyonları olarak ikiye ayrılırlar. Soyma, döteron soyma reaksiyonu olarak da bilinen $X(d, p)Y$ reaksiyonunda, bir nükleon döterondan hedefe aktarılmıştır. Yakalama ise, $X(p, d)Y$ reaksiyonundaki mermi parçacığın, hedeften bir nükleon kopararak döteron oluşturmasıdır.



Denklem 2.25’de soyma ve yakalama reaksiyonlarına ait örnek reaksiyonlar verilmiştir (Halliday 1955, Krane 1987).

2.2.6. Denge öncesi reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar alanında yapılan deneyler direkt ve bileşik çekirdek reaksiyonlarının arasında üçüncü bir nükleer reaksiyon türünün varlığını göstermiştir. Denge öncesi reaksiyonlarda 10 MeV’ in üzerinde gelen mermi parçacıklar iki nükleer sistemin çarpışarak bir birleşik sistem oluşturması ve bileşik sistemin tam bir dengeye ulaşması arasında geçen süre içerisinde yayınlanır. Denge öncesi reaksiyonları inceleyen Exciton model ilk kez Griffin tarafından ileri sürülmüştür. Bu model hem yayınlanan parçacıkların spektrumlarının hesaplanmasında hem de çekirdeklerin uyarılma fonksiyonlarının elde edilmesinde büyük bir başarıyla kullanıldı (Griffin 1966). Exciton model materyal ve metot bölümünde detaylı anlatılmıştır

Denge-öncesi reaksiyonlar, gelen parçacık enerjisinin 10–200 MeV enerji aralığında olduğu, durumların reaksiyon süreçlerine büyük oranda katkıda bulunan süreçlerdir ve bu reaksiyon mekanizmasını anlaşılması için teorik modeller halen büyük önem taşımaktadırlar (Hodgson 1981).



3. MATERYAL VE METOT

Bu yüksek lisans tezinde ^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu hedefleri ile $E=30\text{ MeV}$ 'de (p, xp) ve (p, α) reaksiyonlarından elde edilen deneysel tesir kesiti sonuçları, Hauser-Feshbach Modeli ile analiz edilmiştir.

3.1. Deneysel prosedür

Deneysel veriler Kazakistan Almata Nükleer Fizik Enstitüsünde proton demeti üreten U-150 M eşzamanlı siklotronu ile yapılmıştır. Siklotron çemberinin ile reaksiyon çemberi arasındaki uzaklığı 25 metreye eşit olup, iyon demeti ile hızlandırılmıştır. Deneysel düzenek iki rotasyonel lazer, kolimatör sistemi, iki hedefleme magneti ve bir kuadropol lens sisteminden oluşmaktadır. Kolimatörün maksimum açısal belirsizliği yaklaşık ± 24 olup, gama ve nötron backgroundunu minimize edebilmesi için, saçılma çemberinin yerleştirilme açısı demetin geliş yönüne göre uyarlanmıştır. Hedefin lineer kalınlığının ölçüsü 3 mm'dir. Yapılmış deney düzeneği proton sayısını kaydetmeye temelinde hazırlanarak nötron sayısı kaydedilmiştir. Bu çalışma kapsamında çıkan nötron sayısının bir önemi olmadığı için bu sayı dikkate alınmadan proton sayıları kaydedilmiştir.

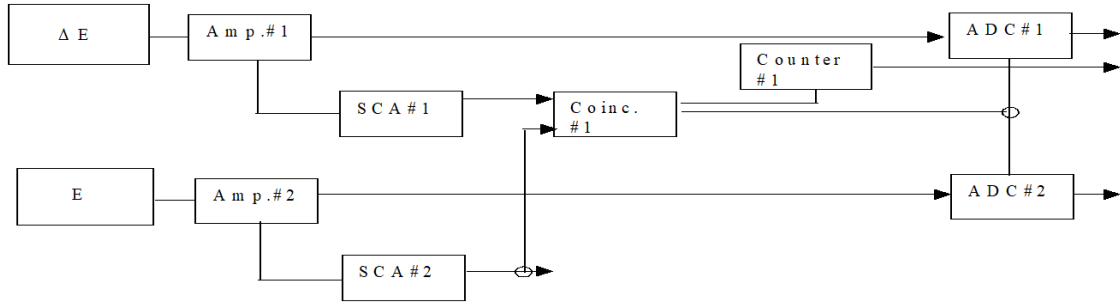
Söz konusu deneyde yarıiletken silikon detektörler ve CsI (Tl) sintilatörler kullanılarak protonlar kaydedilmiştir. Ölçme-Hesaplama bilgisayar sistemleri, ikincil parçacıkların sahip olabileceği maksimum enerji aralığında protonları ve alfa parçacıklarının spektrumunu ölçmek için uyarlanmıştır. Saçılma çemberinde reaksiyon tesir kesitinin ölçülmesi için yüklü parçacık spektrometresinin bulunmaktadır. Ayrıca bir sintilasyon dedektörü, Faraday silindiri ve kolimatör sistemi kullanılmıştır. Aşağıdaki çizelgede deneğin gerçekleştirildiği koşullar gösterilmiştir.

Çizelge 3.1. Deneysel koşulların gösterimi (Zholdybayev vd. 2016).

$\Delta E-E$	ΔE Detektör Kalınlığı (μm)	E Detektör Kalınlığı (μm)	Katı açı (μsr)	Dedekte edilen parçacık	Enerji, MeV, (Kütle merkezi sistemi)	Detektör açısı $\Delta\theta=15^\circ$
Teleskob u						
Si-CsI(Tl)	100	25000	4 $6.2\pm 0,3$	Proton	4 ÷ 27	$30^\circ\div 135^\circ$
Si-Si	50	1000	5 $3.4\pm 0,3$	Alfa parçacığı	9 ÷ 23	$30^\circ\div 120^\circ$

^{58}Ni (nikel), ^{59}Co (kobalt) ve ^{65}Cu (bakır) çekirdekler için, hazırlanan folyolar izotoplarla zenginleştirilmiştir. 3,5 mg/cm folyolar hedef kalınlığı için uyarlanmıştır. Kütle ve enerjisine göre reaksiyon ürünlerinin tanımak için ORTEC ve POLON sistemlerini kullanarak elektronların tanımlanıp kaydedildiği sistemi temel alan DE-E tekniği kullanılmıştır. Hedefe ulaşan parçacık sayısı silindirik Faraday-cup akım

toplayıcısı kullanarak hesaplanmıştır. Şekil3.1'de deneyde kullanılmış elektronik şema verilmektedir.



Şekil 3.1. ΔE metodolojisinin elektronik şeması (Zholdybayev vd. 2016).

Reaksiyon ürünlerinin kaydedilmesi ve tanımlanması için iki boyutlu analizör bilgisayarın usb-portuna takılmış, enerji kalibrasyonu bize malum olan çekirdeklerin pikleri üzerinden son durumlarına karşılık gelecek yapılmıştır. Hedefteki enerji kaybından, tespit edilen parçacığın kinetik enerjisi çıkarılarak elde edilen enerji, kalibrasyon için referans alınır. Detektördeki ve hedefteki enerji kaybını dikkate alarak çekirdeği terkeden parçacığın enerjisi bulunmuştur. İyon kaynağı ise siklotronun merkezinde bir konik bir kavitenin içine konmuş ve metal duvarlarla çevrelenmiş yanan küçük bir elektrik arkıdır. Bu ark ısıtılan katod ile anot görevi yapan metal duvarlar arasında yanar. Arkın yanabilmesi için gereken gaz basıncı bir mm-Hg derecesindedir. Gaz bu kaviteden açılan küçük bir pencereden sızar ve güçlü pompalar sayesinde siklotron merkezine ulaşır. Burada gaz basıncını düşürmek için bazı sistemler bulunmaktadır. Deneysel Çift katlı diferansiyel tesir kesiti elde edilen veriler kullanılarak aşağıdaki şekilde hesaplanır: Burada A hedef kütlesi, Ze yük miktarı, I_n Kanalın sayım sayısı, Φ hedef çerçevesi ile demet arasındaki açı, ρ hedef kalınlığı, p hedefin zenginleştirilme katsayısı, N₀ Avagadro sayısı, ΔΩ katı açıdır, ΔQ is yük miktarıdır.

$$\frac{d^2\Omega}{d\varepsilon_L d\Omega_L} = \frac{A_t Z_x e I_n \cos\varphi_t}{\rho_t P N_0 \Delta\Omega_L \Delta Q} \quad (3.1)$$

3.2. Teorik Modeller

Bu bölümde Hauser-Feshbach ve Exciton modelleri olmak üzere iki teorik model anlatılacaktır.

3.2.1. Hauser-Feshbach model

Hauser-Feshbach modeli (p, xp), (p, xn), reaksiyonları genel olarak bileşik çekirdek yaklaşımını kullanan modellerle incelenir. Hauser-Feshbach (HF) modeli (Hauser ve Feshbach, 1952) en başarılı istatistiksel modellerden biri olup, bu çalışmada denge durumu deney verileri analizinde kullanılacaktır. Weisskopf-Ewing teorisi, optik

model potansiyellerinden kolaylıkla elde edilebilen ve sadece bileşik çekirdek oluşumu tesir kesitine ve nükleer seviye yoğunluğuna bağlıdır. Ancak açısal momentumun korunumunu ve salınan parçacıkların açısal dağılımını vermez. Hauser-Feshbach teorisi ise birleşik çekirdek oluşumunu için farklı J ve π durumlarını hesaba katar. Toplam açısal momentumun (J) ve paritenin (π) korunduğu (c, c') gibi bir reaksiyon ise tesir kesiti farklı J ve π lerin katkılarının toplamı olacak şekilde

$$\sigma_{cc'} = \sum_{J\pi} \sigma_{cc'}^{J\pi} \quad (3.2)$$

yazılır. Enerji üzerinden ortalama alındığında bu tüm $\sigma_{cc'}^{J\pi}$ ler için geçerli olur.

$$\sigma_{cc'}^{J\pi} = \sigma_{CN}^{J\pi}(c) \frac{\Gamma_C^{J\pi}}{\Gamma^{J\pi}} \quad (3.3)$$

$$\Gamma_C^{J\pi} \propto g_c k_c^2 \sigma_{CN}^{J\pi} \quad (3.4)$$

olur. Burada $g_c = (2i_c + 1) (2I_c + 1)$ şeklindedir, i_c ve I_c ise c kanalındaki hedef ve merminin spinidir. Eğer herhangi bir yarı-denge salınımı yoksa birleşik çekirdek oluşumu için tesir kesiti

$$\sigma_{CN} = \sum_{J\pi} \sigma_{CN}^{J\pi} \quad (3.5)$$

optik model tesir kesiti

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) T_l \quad (3.6)$$

şeklinde verilir ve geçiş katsayısı J 'ye bağımlı değil ise σ_{CN}

$$\sigma_{CN} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{s=|l-i|_{\min}}^{l+1} \sum_{J=|l-s|_{\min}}^{l+s} \frac{(2J+1)}{(2i+1)(2l+1)} T_l \quad (3.7)$$

burada s , $s=i+l$ olmak üzere spindir. Farklı indeksler üzerinden toplamları ters çevirmek toplamı değiştirmeyen bir işlem olur ve gerekli işlemler yapılırsa

$$\sigma_{CN} = \frac{\pi}{k^2} \frac{(2J+1)}{(2i+1)(2l+1)} \sum_{s,l} T_l \quad (3.8)$$

$$\frac{\Gamma_c^{J\pi}}{\Gamma^{J\pi}} = \frac{\sum_{s,l} T_l(c)}{\sum_c \sum_{s,l} T_l(c)} \quad (3.9)$$

yazılır. Böylece denklem 3.2 ile verilen tesir kesiti

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k^2} \sum_j \frac{(2J+1)}{(2i_c+1)(2l_c+1)} \frac{\sum_{s,l} T_s(c) \sum_{s',l'} T_{l'}(c')}{\sum_c \sum_{s,l} T_l(c)} \quad (3.10)$$

şekilinde yazılır. Bu ifade istatistiksel hesabı temel alan enerji-ortalama tesir kesiti olarak bilinen Hauser-Feshbach eşitliğidir. Bu teori γ içeren giriş ve çıkış kanalları içinde kullanılabilir. Bu model çerçevesinde tesir kesiti hesaplanırken Denklem 3.10'dan yararlanılır. Tesir kesiti hesaplamalarında, geçiş matrisi (T_l) ve durum yoğunluğu olmak üzere gerekli iki parametre vardır. Durum yoğunluğu denklem 3.10 da toplamın içine dahil edilmiştir. HF teorisinde kullanılan T-matrisinin elde edilmesi için birçok yöntem kullanılabilir. Bunlardan en yaygın olanı T-matrisi hesaplamak için Saçılma-matrisini hesaplamaktır. Geçiş matrisi ile saçılma matrisi arasında denklem 3.11 ile verilen bir ilişki bulunmaktadır. Dolayısı ile T-matrisi elde etmek için önce S-matrisini hesaplamak gerekmektedir.

$$S_l = 1 + 2iT_l \quad (3.11)$$

T-matris optik potansiyel varlığında gelen ve giden dalga fonksiyonlarının faz farkından elde edilir. Bu nedenle tesir kesiti hesaplamaları için önce T-matrisi üreten uygun bir optik potansiyel seçilmelidir. Optik potansiyel denklem 3.12 de verildiği gibi reel ve sanal kısımlardan oluşur. Burada $V(r)$ elastik saçılmadan sorumludur ve mermi ile hedef arasındaki nükleer etkileşmeyi tasvir eder, $W(r)$ ise soğurmadan sorumludur. Optik

model akının hangi kanallara ve ne kadar miktarda gittiği ile ilgilenmez sadece uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi verir.

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (3.12)$$

Nükleer etkileşmeyi tasvir eden potansiyel denklem 3.13 gibi tanımlanır.

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (3.13)$$

3.2.2. Exciton Model

Denge-öncesi reaksiyon mekanizması için Griffin (Griffin 1966) tarafından önerilen ilk model Exciton modelidir. Modeldeki bazı belirsizlikler hala mevcut olmasına rağmen denge-öncesi mekanizmayı tanımlamak için en güçlü araçlardan biridir (Kalbach 1986). İki bileşenli Exciton modelinde (Koning ve Duijvestin 2004) proton ve nötronun serbestlik derecesi ayrı ayrı hesaba katılır ve çekirdek p_π , h_π ve p_ν , h_ν , parametreleri ile karakterize edilir. Burada p parçacık ve h hol derecesini, π ve ν , sırasıyla, protonun ve nötronun serbestlik derecesini gösterir. Bu modelde bileşik çekirdek parçacık-hol konfigürasyonundan oluşur ve gelen nükleon sadece parçacık derecesinde olup hol derecesi sıfırdır. Parçacık ve hol sayısı arasındaki fark sistem denge durumuna erişinceye kadar sabit kalır. Tek parçacık durumlarının yoğunluğu proton ($g_{\pi 0}$) ve nötron ($g_{\nu 0}$) için şöyle hesaplanır:

$$g_{\pi 0} = Z/K_g \quad g_{\nu 0} = Z/K_g \quad (3.14)$$

Burada K_g normalizasyon katsayısıdır. Parçacık-hol durumlarının yoğunluğu ise aşağıdaki gibi hesaplanır. (Williams 1971)

$$\omega_{ESM}(p, p_\pi, E) = \frac{(g_{\pi 0})^{\pi_\pi} (g_{\nu 0})^{\pi_\nu} (E - A(p, p_\pi, E))^{n-1}}{p_\pi! h_\pi! p_\nu! h_\nu (n-1)!} \quad (3.15)$$

Burada $A(p, p_\pi, E)$ Pauli Dışarlama prensibini dikkate alan düzeltmedir. Bu yoğunluklar bir parçacık-hol durumundan diğer parçacık-hol durumuna geçiş ihtimaliyetini hesaplamak için kullanılır. Birim zamanda nükleer geçiş ihtimaliyetini hesaplamak için birinci dereceden pertürbasyon teorisi kullanılabilir:

$$\lambda = (2\pi/\hbar) \langle |M|^2 \rangle \omega \quad (3.16)$$

$$\langle |M_{ij}|^2 \rangle = K_{ij} A_a g_0^{-3} \left(\frac{E}{3A_0} + 20.9 \right)^{-3} \quad (3.17)$$

Burada A_a gelen parçacığın kütesidir. Sistemin herhangi bir durumunda b parçacığı ϵ enerjisi ile yayımlanabilir. Parçacığın yayımlanma hızı şöyle hesaplanabilir:

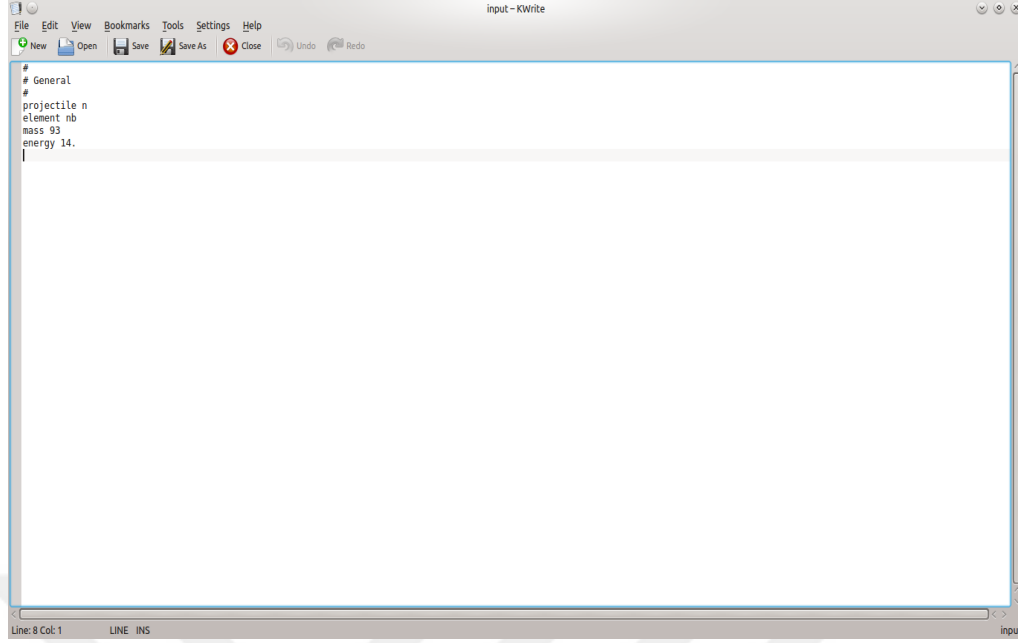
$$W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 h^3} \mu_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \frac{\omega(p_\pi - Z_b, h_\pi, p_v - N_v, h_v, U)}{(p_\pi, h_\pi p_v h_v E)} \quad (3.18)$$

Burada Z ve N yayımlanan parçacığın proton ve nötron sayısı, S spini ve μ ise kütesidir. $\sigma(\varepsilon)$ bileşik çekirdek oluşma ihtimaliyeti ve U uyarılma enerjisi olup $U = E - \varepsilon - Bb$ dir. Bb ise yayımlanan parçacığın bağlanma enerjisidir.

3.3. Talys 1.9 Bilgisayar Program Kodu

Talys 1.9 bilgisayar program kodu Unix ve Linux işletim sistemlerinde çalışan, nükleer reaksiyonları analiz ve tahmin etmek için hazırlanmış nükleer reaksiyon kod sistemidir (Koning.A vd. 2017). Günümüzde özgün programlama dillerinin ve araçlarının geniş ölçüde yaygınlaşması ve daha ileri, daha güçlü bilgisayar donanımlarının üretilmesi ve işlemci güçlerinin hızla arttırılması hesaplama sayısal sürecini kısaltmayı başarmıştır. Özellikle nükleer ve parçacık fiziği uygulamalarında ve medikal fizik alanında, deneylerin tasarlanması ve çözümlenmesinde, detektör tasarımlarında ve daha pek çok konuda fizikçilerin vazgeçilmez çözümleme aracı Monte Carlo uygulamaları olarak da bilinen bilgisayar kod sistemleri olmuştur. Deneysel sonuçlar açısından bakıldığında elde edilen veriler, temel çekirdek fiziğinin anlaşılabilmesi bakımından önem kazanmaktadır. Nükleer reaksiyonların enerji bağımlılığı detaylı olarak bilinmediği için çok sayıdaki enerji değeri için tesir kesitlerinin ve spektrumlarını incelenmesi gerekmektedir. Bir deneyin başlatılmasından önce sistemin istenilen koşullara göre muhtemel sonuçlara göre tasarlanmak için bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanmak zaman kazandırmaktadır. Bu teorik hesaplamaları yukarıda belirttiğimiz kod sistemlerinin yardımıyla tasarlaya bilmekteyiz. Bu çalışmada kullandığımız TALYS bilgisayar kod sistemi açık tüm reaksiyon kanalları için kullanıcı tarafından tanımlanan bir enerji ve açı spektrumunda nükleer veri üretebilir.

Talys yapımının arkasındaki temel amaç, 1 keV - 200 MeV enerji aralığında ve kütle 12 ve daha ağır olan hedef çekirdekler için nötronları, fotonları, protonları, döteron, tritonları, 3He ve alfa parçacıklarını içeren nükleer reaksiyonların simülasyonudur (Koning.A vd. 2017). Basit bir Talys girdi dosyası 4 anahtar kelimedenden oluşturulduğundan, hazırlanan girdi dosyası en az bu 4 anahtar kelimeyi içerir. Bu anahtar kelimeleri içeren örnek şekil 3.4 de verilmiştir.



Şekil 3.2. Talys girdi dosyası

Örnek girdi dosyasındaki temel anahtar kelimeleri şu şekilde açıklayabiliriz:

Projectile (Mermi): incelediğimiz reaksiyonda kullanılacak hedef çekirdeğe tepkime için gönderilen mermi parçacığı ifade eder. Nötron, döteryum, trityum, ^3He , alfa, proton, gama, 0 mermi parçacıklarından biri mermi parçacığını ifade eder.

Element: incelediğimiz reaksiyonda hedef çekirdeği temsil eder. Mümkün olan değerler Li (3) ten C4 (124) e kadar değişmektedir.

Mass (Kütle): incelediğimiz reaksiyonda hedef çekirdeğin kütle numarasını temsil eden değişkendir. 0 ve 5 <mass <339 aralığındaki kütleler için geçerlidir. Bu değer sıfır alındığında program elementin doğadaki halini varsayılan olarak hesaplar

Energy (Enerji): MeV cinsinden gelen parçacığın enerjisini temsil eden değişkendir. Tek bir enerji değeri girilebildiği gibi özel bir enerji aralığı içinde düzenleme yapıp programın bu dosyayı kullanması sağlanabilir. Enerji için $10-11 \text{ MeV} \leq \text{energy} < 1000 \text{ MeV}$ değerlerini girebiliriz (Koning.A vd. 2017).

Bu temel anahtar kelimelere çalıştığımız nükleer reaksiyon ya da özel durumlara bağlı olarak yeni parametreler eklenebilir.¹

¹ Talys'deki diğer anahtar kelimeler için bakınız: TALYS-1.9 User Manual

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde nikel, cobalt ve bakır elementleri için 30 MeV'de (p, xp) ve (p, xα) Talys 1.9 bilgisayar programından elde edilen bulgularla deneysel veriler karşılaştırılmış, sonuçlar yorumlanmıştır.

Tezde kullanılan potansiyeller optik model potansiyelleri olup, Koning ve Delaroche'un lokal ve global parametreleridir.

Fenomenolojik optik model potansiyelleri, nükleon-çekirdek saçılması için U gibi tanımlanır.

$$U(r, E) = -v_V(r, E) - iW_V(r, E) - iW_D(r, E) + v_{SO}(r, E) + iW_{SO}(r, E). I. \sigma + v_C(r) \quad (4.1)$$

$v_{V,CO}$ ve $W_{V,D,CO}$ sırasıyla hacim merkezi(V), yüzey merkezi (D) ve spin-yörünge potansiyellerinin gerçek ve imajinel kısmıdır. E parçacıkların laboratuvar (LAB) enerjisidir. Tüm bileşenler enerjiye bağlı kuyu derinlikleri V_V , W_V , W_D , V_{SO} ve W_{SO} ve enerjiden bağımsız radyal parçalar şeklinde yazılmış olup aşağıda verilmiştir:

$$v_V(r, E) = V_V(E) f(r, R_V, a_V),$$

$$W_V(r, E) = W_V(E) f(r, R_V, a_V),$$

$$W_D(r, E) = -4a_D W_D(E) \frac{d}{dr} f(r, R_D, a_D),$$

$$v_{SO}(r, E) = V_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO})$$

$$W_{SO}(r, E) = W_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}) \quad (4.2)$$

Burada form faktör $f(r, R_i, a_i)$ Woods - Saxon şeklindedir.

$$f(r, R_i, a_i) = (1 + \exp\left[\frac{(r - R_i)}{a_i}\right])^{-1} \quad (4.3)$$

Burada $R_i = r_i A^{\frac{1}{3}}$ yarıçap, A atomik kütle sayısı, a_i difüzyon parametreleridir. Yüklü mermiler için Coulomb terimi v_C , düzgün yüklü kürenin kuvveti tarafından verilir.

$$v_C(r) = \frac{Zze^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), \text{ for } r \leq R_C$$

$$v_C(r) = \frac{Zze^2}{r}, \text{ for } r \geq R_C \quad (4.4)$$

Burada Z(z) hedefin(merminin) yükü ve $R_C = r_C A^{\frac{1}{3}}$ Coulomb yarıçapıdır.

Potansiyel derinlikler için fonksiyonel formlar (E- E_f) 'e bağlıdır, burada E_f , Fermi enerjisidir.

Protonları için

$$E_f^p = \frac{1}{2} [S_p(Z, N) + S_p(Z, N)] \quad (4.5)$$

S_p , proton ayırma enerjisidir. Protonlar için optik model potansiyel parametreleri aşağıdaki gibidir.

$$V_V(E) = v_1 [1 - v_2(E - E_f) + v_3(E - E_f)^2 - v_4((E - E_f)^3)]$$

$$W_V(E) = \omega_1 \frac{(E - E_f)^2}{(E - E_f)^2 + (\omega_2)^2}$$

$$r_V = \text{sabit}$$

$$a_V = \text{sabit}$$

$$W_D(E) = d_1 \frac{(E - E_f)^2}{(E - E_f)^2 + (d_3)^2} \exp[-d_2(E - E_f)]$$

$$r_D = \text{sabit}$$

$$a_D = \text{sabit}$$

$$V_{SO}(E) = v_{so1} \exp[-v_{so2}(E - E_f)]$$

$$W_{SO}(E) = \omega_{so1} \frac{(E - E_f)^2}{(E - E_f)^2 + (\omega_{so2})^2}$$

$$r_{SO} = \text{sabit}$$

$$a_{SO} = \text{sabit}$$

$$r_C = \text{sabit}$$

(4.6)

Burada $E_f = E_f^p$ proton gelme enerjileridir.

Global proton optik model potansiyelleri ise aşağıdaki gibidir:

$$V_V(E) = v_1^p \left[1 - v_2^p(E - E_f^p) + v_3^p(E - E_f^p)^2 - v_4^p(E - E_f^p)^3 \right] + V_C \cdot v_1^p \left[v_2^p - 2v_3^p(E - E_f^p) - 3v_4^p(E - E_f^p)^2 \right]$$

$$W_V(E) = \omega_1^p \frac{(E - E_f^p)^2}{(E - E_f^p)^2 + (\omega_2^p)^2}$$

$$r_V = 1.3039 - 0.4054A^{-1/3}$$

$$a_V = 0.6778 - 1.487 \cdot 10^{-4} A$$

$$W_D(E) = d_1^p \frac{(E - E_f^p)^2}{(E - E_f^p)^2 + (d_3^p)^2} \exp[-d_2^p (E - E_f^p)]$$

$$r_D = 1.3424 - 0.01585 A^{1/3}$$

$$a_D = 0.5187 - 5.205 \cdot 10^{-4} A$$

$$V_{SO}(E) = v_{SO1}^p \exp[-v_{SO2}^p (E - E_f^p)]$$

$$W_{SO}(E) = \omega_{SO1}^p \frac{(E - E_f^p)^2}{(E - E_f^p)^2 + (\omega_{SO2}^p)^2}$$

$$r_{SO} = 1.1854 - 0.647 A^{-1/3}$$

$$a_{SO} = 0.59$$

$$r_C = 1.198 + 0.697 A^{-2/3} - 12.994 A^{-5/3}$$

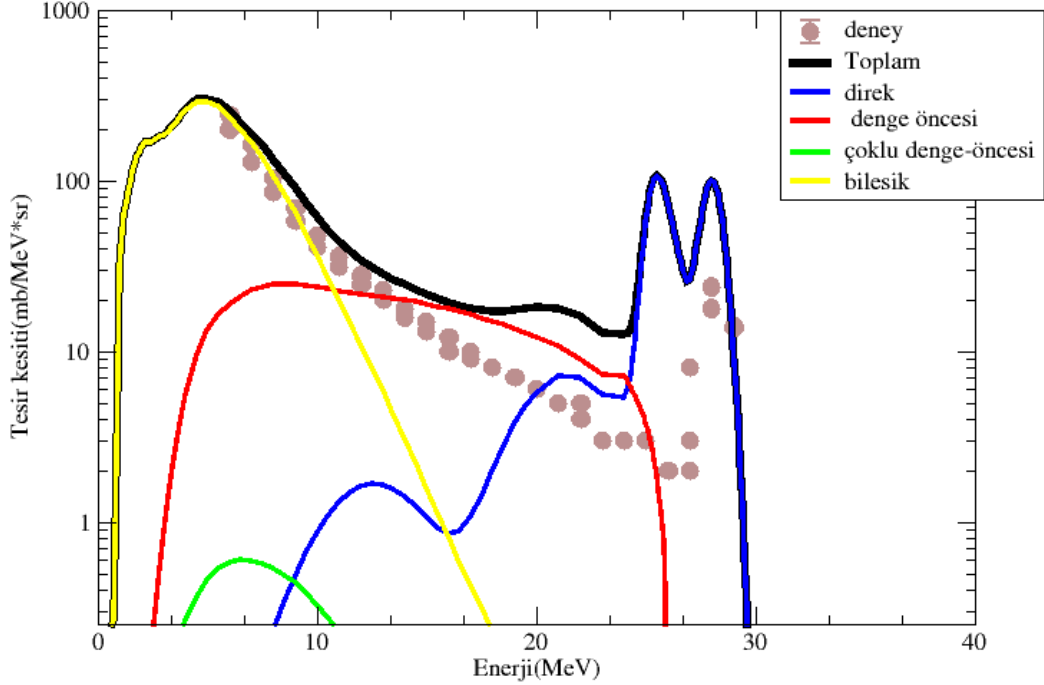
Bu bölümde belirtilen tüm optik model parametreleri, v1adjust, v2adjust vs. anahtar kelimeleri aracılığıyla deneysel verilere uyumlu şekilde ayarlanmıştır. Değerler çizelge 4.1 de verilmiştir (Koning.A vd. 2017).

Çizelge 4.1. Talys'de kullanılan reaksiyon parametrelerinin değerleri

Reaksiyon parametrelerinin değerleri					
projectile	P	P	p	p	p
element	Ni	Co	Co	Cu	Cu
mass	58	59	59	65	65
energy	30	30	30	30	30
ejectiles	p	P	p	α	α
outspectra	y	Y	y	y	y
filespectrum	p	P	p	p	P
vadjust	p 2.1	p 2.1	p 2.1	p 2.1	p 2.1
rvadjust	p 0.5	p 0.5	p 0.5	p 0.5	p 0.5
avadjust	p 0.90	p 0.90	p 0.90	p 0.90	p 0.90
ldmodel				3	3
colenhance				y	y
colldamp				y	y
preeqmode				4	4
M2constant				0.95	0.95

4.1. ^{58}Ni İçin 30 Mev'de (p, xp) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları

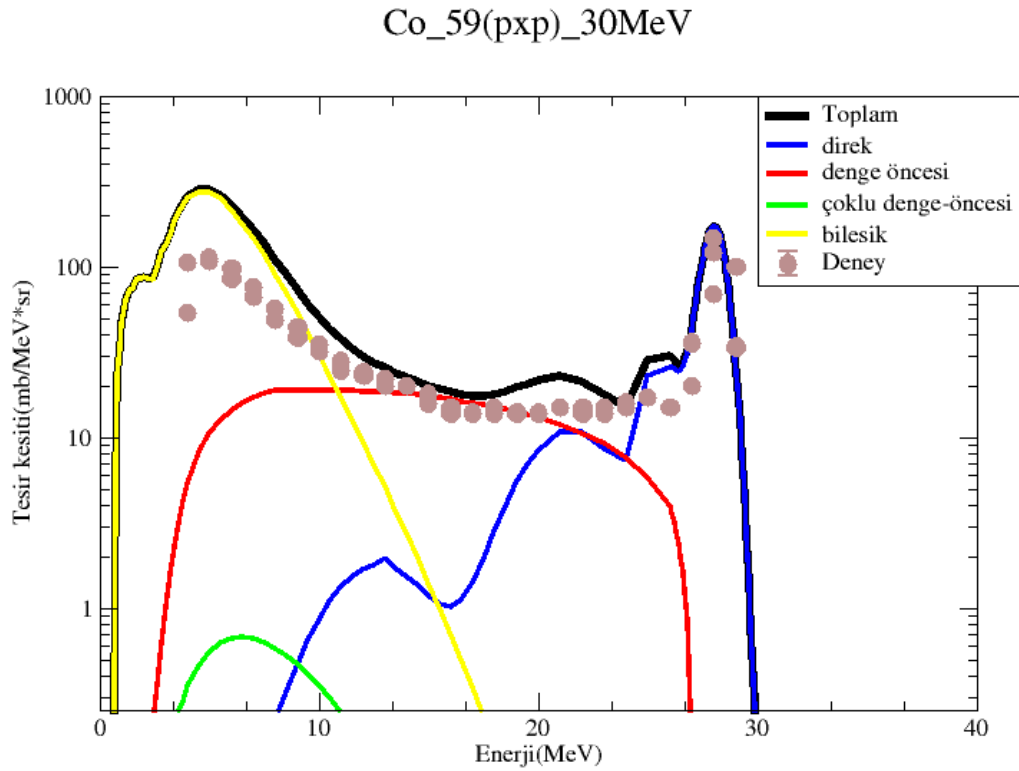
Ni_58(pxp)_30MeV



Şekil 4.1. ^{58}Ni elementi için (p, xp) reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 4.1'de ^{58}Ni elementi için (p, xp) durumunda teorik olarak 5 farklı reaksiyon (toplam, direkt, denge-öncesi, çoklu denge-öncesi, bileşik) tesisir kesiti elde edilmiş olup, teorik sonuç deneysel reaksiyon tesisir kesiti ile karşılaştırılmıştır. Şekil 4.1 de gösterildiği gibi toplam tesisir kesitine en büyük katkı bileşik çekirdek, denge öncesi ve direkt reaksiyonlarından gelirken, çoklu denge öncesi reaksiyonlardan hemen hemen hiç katkı gelmemiştir. Aynı zamanda Şekil 2.4 le kıyasladığımızda tesisir kesitinin en çok katkıda bulunduğu enerji bölgesi bileşik çekirdek reaksiyonları için 0-17 MeV arası, direkt reaksiyonları için 8-29 MeV , denge-öncesi reaksiyonları için 2-27 MeV olduğunu görüyoruz ve buda reaksiyon karakteristiğinin uyumluluğunu göstermektedir.

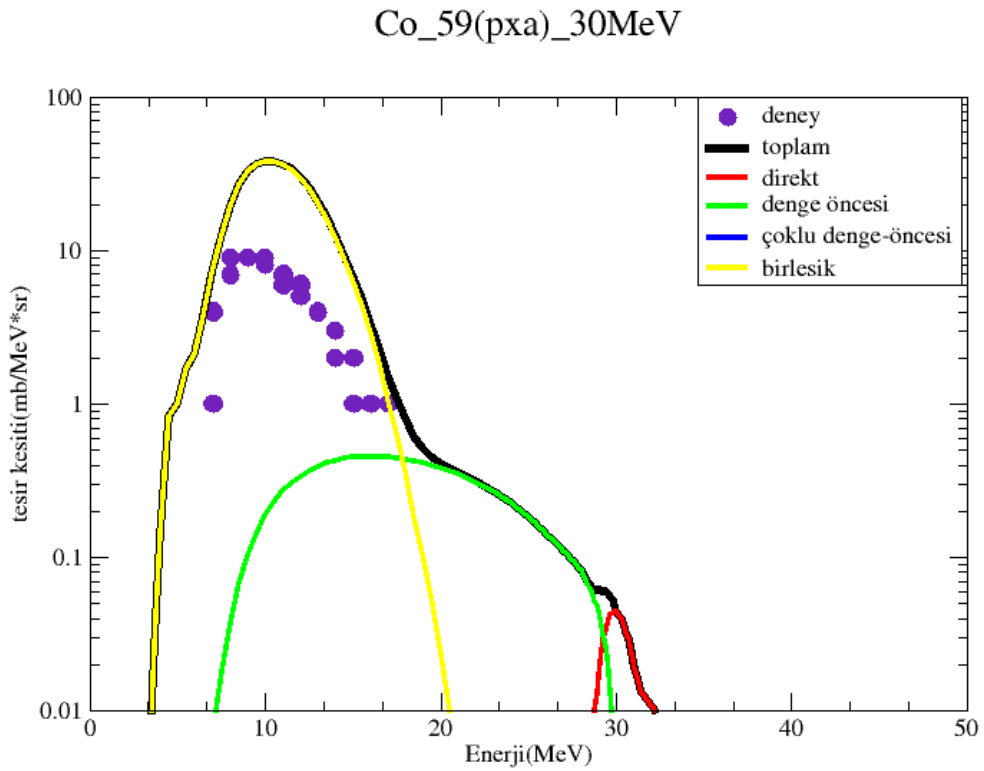
4.2. ^{59}Co Elementi İçin 30 Mev'de (p, xp) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları



Şekil 4.2. ^{59}Co elementi için (p, xp) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 4.2de ^{59}Co elementi için (p, xp) durumunda teorik olarak 5 reaksiyon (toplam, direkt, denge-öncesi, çoklu denge-öncesi, bileşik) tesir kesiti deneysel reaksiyon tesir kesiti ile karşılaştırılmıştır. Burada toplam tesir kesitine katkıda en çok bileşik çekirdek, denge öncesi ve direk reaksiyonlarından gelirken, çoklu denge öncesi hemen hemen hiç katkıda bulunamamıştır. Aynı zamanda şekil 2.4 le kıyasladığımızda tesir kesitinin en çok katkıda bulunduğu enerji bölgesi bileşik çekirdek reaksiyonları için 0-18 MeV arası, direkt reaksiyonları için 8-30 MeV , denge-öncesi reaksiyonları için 2-27.5 MeV olduğunu görüyoruz.

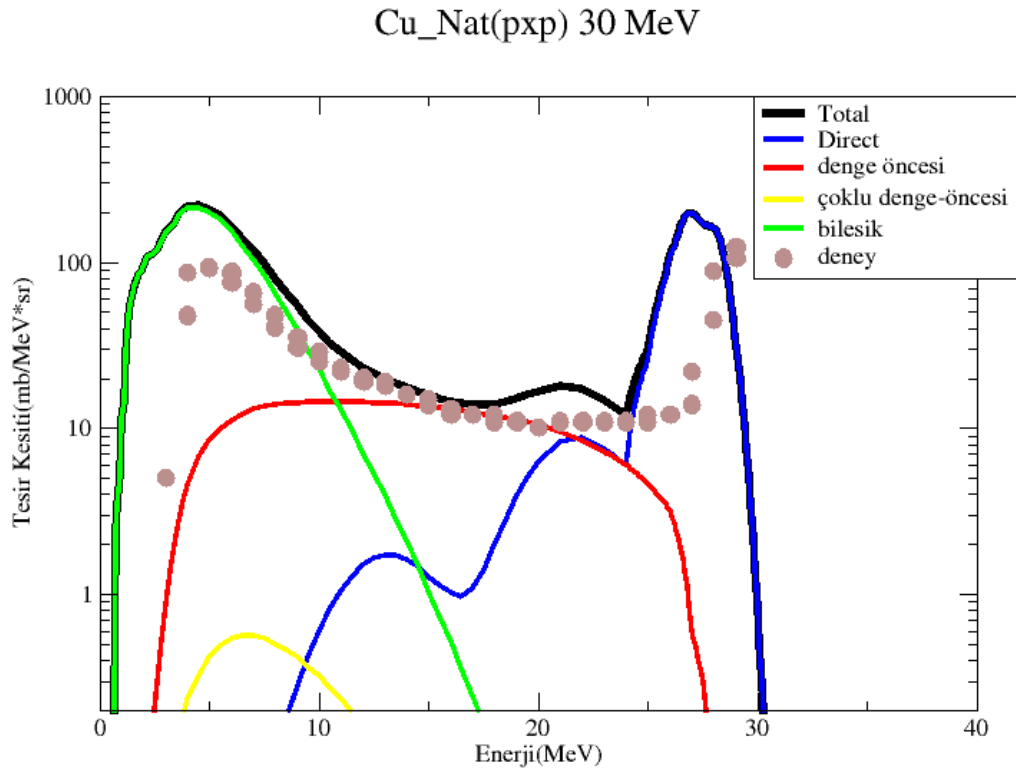
4.3. ^{59}Co Elementi İçin 30 Mev'de (p, α) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları



Şekil 4.3. ^{59}Co elementi için (p, α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 4.3'de ^{59}Co elementi için (p, α) durumunda teorik olarak 5 reaksiyon (toplam, direkt, denge-öncesi, çoklu denge-öncesi, bileşik) tesir kesiti deneysel reaksiyon tesir kesiti ile karşılaştırılmıştır. Şekil 4.3'den görüldüğü gibi toplam tesir kesitine katkıda en çok bileşik çekirdek, denge öncesi reaksiyonlarından gelirken, çoklu denge öncesi ve direkt reaksiyonları hemen hemen hiç katkıda bulanamamıştır. Aynı zamanda şekil 2.4 le kıyasladığımızda tesir kesitinin en çok katkıda bulunduğu enerji bölgesi bileşik çekirdek reaksiyonları için 2.5-21 MeV arası, direkt reaksiyonları için 29-32 MeV , denge-öncesi reaksiyonları için 8-30 MeV'dir. Burada da sonuçlar reaksiyon karakteristiği ile uyumludur.

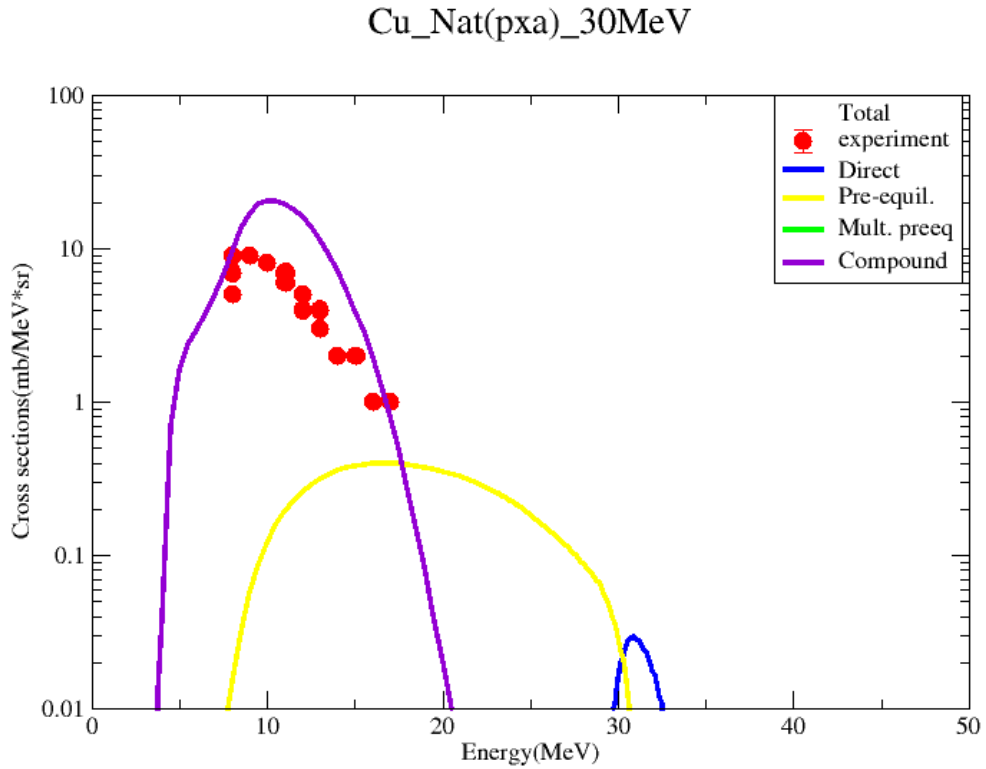
4.4. ^{65}Cu Elementi İçin 30 MeV'de (p, xp) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları



Şekil 4.4.1 ^{59}Cu elementi için (p, xp) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 4.4de ^{59}Cu elementi için (p, xp) durumunda teorik olarak 5 reaksiyon (toplam, direkt, denge-öncesi, çoklu denge-öncesi, bileşik) tesir kesiti deneysel reaksiyon tesir kesiti ile karşılaştırılmıştır. Burada toplam tesir kesitine katkıda en çok bileşik çekirdek, denge öncesi ve direkt reaksiyonlarından gelirken, çoklu denge öncesi hemen hemen hiç katkıda bulunamamıştır. Aynı zamanda şekil 2.4 le kıyasladığımızda tesir kesitinin en çok katkıda bulunduğu enerji bölgesi bileşik çekirdek reaksiyonları için 1-18.5 MeV arası, direkt reaksiyonları için 8-30 MeV, denge-öncesi reaksiyonları için 1.5-28.5 MeV olduğu görülmektedir.

4.5. ^{65}Cu Elementi İçin 30 Mev'de (p, α) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları



Şekil 4.5. ^{59}Cu elementi için (p, α) reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Şekil 4.5de ^{59}Cu elementi için (p, α) durumunda teorik olarak 5 reaksiyon (toplam, direkt, denge-öncesi, çoklu denge-öncesi, bileşik) tesir kesiti deneysel reaksiyon tesir kesiti ile karşılaştırılmıştır. Burada tesir kesitine katkıda en çok bileşik çekirdek, denge öncesi reaksiyonlarından gelirken, çoklu denge öncesi ve direkt reaksiyonları hemen hemen hiç katkıda bulanamamıştır. Aynı zamanda şekil 2.4 le kıyasladığımızda tesir kesitinin en çok katkıda bulunduğu enerji bölgesi bileşik çekirdek reaksiyonları için 2-21 MeV arası, direkt reaksiyonları için 29-31 MeV , denge-öncesi reaksiyonları için 8-31 MeV dir.

5. SONUÇLAR

Nükleer reaksiyonlarda tesir kesiti niceliğinin deney öncesi bilinmesi önem arz etmektedir. Tesir kesitinin ölçülebilirliği hakkında ön bilgi fizikçilerin işini kolaylaştırmaktadır. Talys bilgisayar hesaplama programları ve teorik modeller maddi imkansızlık, altyapı yetersizliği gibi deneysel zorlukların olduğu çalışmalarda araştırmacılara büyük kolaylık sağlamaktadır. Sadece fizikte değil, günümüzde tüm bilim camiasında bunun gibi ön hazırlıklar artık yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu çalışmada ^{58}Ni , ^{59}Co ve ^{65}Cu hedefleri için $E=30$ MeV'de Talys 1.9 nükleer reaksiyon programında bileşik (compound), direkt ve ya doğrudan (direct), denge-öncesi (pre-equilibrum), çoklu denge-öncesi (multi pre-equilibrum) durumları için denge öncesi teorik modeller kullanılarak (p, xp) ve (p, α) reaksiyon tesir kesitleri hesaplanmış, bu teorik hesaplamalar yine $E_{\text{LAB}}=30$ MeV'de Kazakistan Nükleer Bilimler Enstitüsünde U-150 M eş zamanlı siklotronu ile yapılan deneylerle karşılaştırılarak analiz edilmiştir. Denge-öncesi teorik modeller olarak Exciton ve Hauser-Feshbach modelleri kullanılmıştır.

Elde edilen teorik sonuçlar genel anlamda deney ile uyum göstermekte ancak daha hassas sonuçların elde edilmesi için hesaplamalarda kullanılan her bir parametrenin etkisinin detaylı çalışılması gerektiği görülmüştür. Hauser-Feshbach ve Exciton modellerinin deneysel veriyi açıklamakta yeterli olduğu ancak bazı enerji bölgelerinde bu modellerde dikkate alınmayan çekirdek deformasyonu gibi etkilerin de dikkate alınması gerektiği gözlemlenmiştir. Bununla birlikte teorik sonuçlar beklentilerle uyum içerisindedir. Şöyle ki, bileşik çekirdek reaksiyonlarının açılma dağılımı beklendiği gibi izotropiktir. Ayrıca direk reaksiyon bölgesinde gözlemlenen pikler çekirdeğin farklı uyarılmış durumlarına karşılık gelmekte olup, sonuçlar deneysel gözlemlerle uyum içerisindedir. Bunun yanı sıra (p, xp) reaksiyon tesir kesitlerinin, (p, α) reaksiyon tesir kesitlerinden yaklaşık 10 kat fazla olması proton salınımının alfa salınımından kolay olduğunu göstermektedir.

Sonuçları Konning-Delaroche Woods-Saxon potansiyellerini lokalleştirerek bu sonuçlarda iyileştirme yapmak mümkün olabilir. Bundan sonraki çalışmalarda farklı tesir kesiti üzerinde potansiyellerin etkisi araştırılacak ve ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{65}Cu ın yanı sıra farklı çekirdekler kullanılarak detaylı tesir kesiti analizleri yapılacaktır.

6. KAYNAKLAR

- Bertulani, C.A. 2009. Nuclear Reactions. In: Stock, R. (Ed.), Encyclopedia of Applied High Energy and Particle Physics. Wiley-VCH, Berlin, pp. 299-345.
- Bethe, H. A. 1936. An Attempt To Calculate The Number Of Energy Levels Of A Heavy Nucleus. *Phys. Rev.* 50: 332-341.
- Bohr, N. 1936. Neutron Capture and Nuclear Constitution. *Nature* 137. England. 344-348.
- Bonetti, R., Chadwick, M. B., Hodgson, P. E., Carlson, B. V., Hussein, M. S. 1991. The Feshbach-Kerman-Koonin multistep compound reaction theory. *Phys. Rep.* 202: 171-231.
- Boztosun, İ. 2005. Nükleer Fizik Ders Notları. Kayseri Erciyes Üniversitesi. Kayseri. 105 s.
- Cole, A. L., Akimune, H., Austin, S. M., Bazin, D., Berg, A. M., Berg, G. P. A., Brown, J., Daito, I., Fujita, Y., Fujiwara, M., Gupta, S., Hara, K., Harakeh, M. N., Jänecke, J., Kawabata, T., Nakamura, T., Roberts, D. A., Sherrill, B. M., Steiner, M., Ueno, H. and Zegers R. G. T. 2006. Measurement Of The Gamow-Teller Strength Distribution In ^{58}Co Via The $^{58}\text{Ni}(T, ^3\text{He})$ Reaction At 115 MeV/Nucleon. *Phys. Rev. C*, 74 (3): 1-13.
- Cowley, A. A., Chang, C. C., Holmgren, H. D. 1980. Forward-angle proton spectra in the continuum from the ^{58}Ni (p, xp) reaction at 100 MeV. *Phys. Rev. C* 22 (6): 2633-2635.
- Demetriou, P., Dufauquez, Ch., El Masri, Y., Koning, A.J. 2005. Light charged-particle production from proton and α -induced reactions on natSi at energies from 25 to 65 MeV: A theoretical analysis. *Physical Review. C* 72: 034607-1 – 034607-22.
- Duysebaev, A., Ismailov, K.M., Bostosun, İ. 2003. Inclusive spectra of (p, xp) and (p, xd) reactions on $^{90,92}\text{Zr}$ and ^{92}Mo nuclei at $E_p = 30.3$ MeV. *Physical Review. C* 67: 044608-1 – 044608-8.
- Enge, H. A. 1966. Introduction To Nuclear Physics. Addison-Wesley Publishing Company: USA. 583 p.
- Feshbach, H. 1992. Theoretical Nuclear Physics-Nuclear Reactions. (2. Edition). John Wiley and Sons: New York, 976 p.
- Ghoshal, S. N. 1950. An Experimental Verification Of The Theory Of Compound Nucleus. *Phys. Rev.* 80 (6): 939-942.
- Griffin, J. J. 1966. Statistical Model of Intermediate Structure. *Phys. Rev. Lett.* 17 (9): 478-481.
- Halliday, D. 1955. Introductory Nuclear Physics. John Wiley and Sons: New York, 493 p.
- Harada, M., Watanabe, Y., Tanaka, Y., Matsuoka, Y., Shin, K., Meigo, S., Nakashima, H., Takada, H., Sasa, T., Iwamoto, O., Fukahori, T., Chiba, S., Tanaka, S. 2002. Light Charged-Particle Production in Proton-Induced Reactions on ^{12}C , ^{27}Al , ^{58}Ni ,

- ^{90}Zr , ^{197}Au , and ^{209}Bi at 42 and 68 MeV. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39 (2): 393-396.
- Haupt, P., Koen, J. W., Naud, W. J., Rust, N. J. A. 1980. Properties of Low-Lying Levels of ^{59}Co . *Z. Physik A*. 295: 135-146.
- Hauser, W. and Feshbach, H. 1952. The Inelastic Scattering Of Neutrons. *Phys. Rev.* 87 (2): 366-373.
- Hodgson, P. E. 1987. Compound nucleus reactions. *Reports on Progress in Physics*. 50 (9): 1171- 1228.
- Ignatyuk, A. V., Nikolaev, M. N., Fursov, V. I. 2014. Developing the Bank of evaluated nuclear data for advanced technologies. *Atomic Energy*. 116: 209-216.
- Iliadis, C. 2007. Nuclear Physics Of Stars. (1. Edition). Wiley-VCH: Weinheim, 680 p.
- Kalbach, C. 1986. Two-component exciton model: Basic formalism away from shell closures. *Phys. Rev. C*. 33(3): 818-833.
- Kalbach, C. 1998. Toward a global exciton model; lessons at 14 MeV. *J. Phys. G*. 24: 847–866.
- Kalbach, C. 2000. Surface and collective effects in preequilibrium reactions. *Phys. Rev. C*. 62: 044608-1 - 044608-14.
- Kalbach, C. 2005. Pre-equilibrium reactions with complex particle channels. *Phys. Rev. C*. 71: 034606-1 – 034606-23.
- Koning, A. J., Duijvestijn, M. C. 2004. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential. *Nucl. Phys. A*. 744: 15-76.
- Koning, A., Hilaire, S., Goriely, S. 2017. TALYS-1.9. A Nuclear Reaction Program: User manual. Nuclear Research and Consultancy Group: Netherlands, 541 p.
- Krane, K. S. 1987. Introductory Nuclear Physics. John Wiley and Sons: Corvallis Oregon, 845p. Şarer, B. 2001. Nükleer Fizik 1. Palme Yayıncılık: Ankara, 839 s.
- Krane, K. S. 1987. Introductory Nuclear Physics. John Wiley And Sons: Corvallis Oregon, 845p. Şarer, B. 2002. Nükleer Fizik 2. Palme Yayıncılık: Ankara, 839 s.
- Kuneida, S., Kawano, T., Chadwick, M. B., Fukahori, T., Watanabe, Y. 2012. Clustering Pre-equilibrium Model Analysis for Nucleon-induced Alpha-particle Spectra up to 200 MeV. EPJ Web of Conferences. 21: 09003-1 – 09003-8.
- Küçük, Y. 2009. ^6He çekirdek reaksiyonlarının çiftlenmiş kanallar modeli ile incelenmesi: coulomb parçalanma çiftlenmenin rolü. Doktora tezi, Erciyes üniversitesi, Kayseri, 76 s.
- Liang, H., Han, Y., Shen, Q. 2011. Theoretical calculation and analysis of the $p+^{59}\text{Co}$ reaction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 269: 1899-1909.
- Liang, H., Wu, Z., Han, Y., Shen, Q. 2014. The energy spectra and double-differential cross-section for $p+^{92,94,95,96,97,98,100}\text{Mo}$ at the incident energies from threshold to 200 MeV. *Annals of Nuclear Energy*. 69: 301-313.

- Lodders, K., Palme H., Gail, H. P. 2009. Abundances of the elements in the solar system. *Landolt-Börnstein*. 4: 560-630.
- Manokhin, V. N. 1997. Some Criteria For Selection of Evaluated Threshold Reaction Excitation Functions. *INDC (CCP)*. 397: 1-14.
- Mohr, P., Oberhummer, H., Beer, H., Rochow, W., Kölle, V., Staudt, G., Sedyshev, P. V., Popov Y. P. 1997. Direct Neutron Capture Of ^{48}Ca At $K_t=52$ Kev. *Phys. Rev. C*, 56 (2): 1154-1156.
- Nishioka, H., Verbaarschot, J.J., Weidenmuller, H.A., Yoshida, S. 1986. Statistical theory of precompound reactions: The multistep compound process. *Ann.Phys. San Diego*. 172 (1): 67-99.
- Pagel, B. E. J. 2009. Nucleosynthesis And Chemical Evaluation Of Galaxies. (2. Edition). Cambridge University Press: New York, 466 p.
- Pietro, A., D. 2018. Phenomenological Optical Potentials. *The European Physical Journal Plus*. 133 (404): 1-15.
- Plompen, J. M. A., Smith, D. L., Reimer, P., Qaim, S. M., Semkova, V., Cserpák, F., Avrigeanu, V., Sudár, S. 2002. Recent Neutron Activation Cross Section Measurements. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39 (2): 192-197.
- Rutherford, E. 1919. Collision of α particles with light atoms III. Nitrogen and oxygen atoms. *Philosophical Magazine Series 6*. 37 (222): 571–580.
- Satchler, G. R. 1980. Introduction To Nuclear Reactions. The Macmillan Press Ltd: London, 316 p.
- Shi, Y., Han, Y. 2007. Calculation and analysis of proton-induced reactions on ^{58}Ni at incident energies from threshold to 200 MeV. *Phys.Research B*. 264: 207-220.
- Sprinzak, A., Kennedy, A. J., Pacer, J. C., Wiley, J., Porile, N. T. 1973. Systematics of (p, p') And (p, ~) Spectra From 14 MeV Proton Bombardment of Medium-A Targets. *Nucl. Phys. A*. 203: 280-294.
- Tamura, T., Udagawa, T., Lenske, H. 1982. Multistep direct reaction analysis of continuum spectra in reactions induced by light ions. *Phys. Rev. C*. 26 (2): 379-404.
- Tsabarlis, C., Wattecamps, E., Rollin, G., Papadopoulos, C. 1998. “Measured and Calculated Differential and Total Yield Cross-Section Data of $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ and $^{63}\text{Cu}(n,xp)$ in the Neutron Energy Range from 2.0 to 15.6 MeV. *Nuclear Science and Engineering*. 128: 47–60
- Watanabe, Y., Aoto, A., Kashimoto, H., Chiba, S., Fukahori, T., Hasegawa, K., Mizumoto, M., Meigo, S., Sugimoto, M., Yamanouti, Y., Koori, N., Chadwick, M. B. and Hodgson, P. E. 1995. Feshbach-Kerman-Koonin model analysis of preequilibrium (p, p) and (p, n) reactions at 12 to 26 MeV. *Phys. Rev. C*. 51 (4): 1891-1097.
- Watanabe, Y., Kodaka, K., Kubo, Y., Koori, N., Eriguchi, M., Hanada, M. 1990. Incident energy dependence of pre-equilibrium (p,p') spectra. *Z. Physics A*. 336: 63-69.
- Weiskoff, V. F. and Ewing, D. H. 1940. On The Yield Of Nuclear Reactions With Heavy Elements. *Phys. Rev*. 57: 472-485.

- Weisskopf, V. 1937. Statistics and Nuclear Reactions. *Physical Review*, 52 (4), 295-303.
- Williams F. C. 1971. Particle-hole state density in the uniform spacing model. *Nucl. Phys. A*. 166: 231-240.



ÖZGEÇMİŞ

Kamila AZHDARLI

kamile.ejderli94@gmail.com



Öğrenim Bilgileri

Yüksek Lisans 2016-2019	Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik bölümü, Antalya
Lisans 2011-2015	Bakü Devlet Üniversitesi Fizik Fakültesi, Fizik Bölümü, Bakü