

ASTROFİZİKTEKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN
TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

Mustafa Emre KANSU

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Haziran – 2007

ASTROFİZİKTEKİ NÜKLEER REAKSIYONLARIN
TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

Mustafa Emre KANSU

Dumlupınar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN

Haziran – 2007

KABUL ve ONAY SAYFASI

Mustafa Emre KANSU'nun YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı “ASTROFİZİKTEKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI” başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

27/06/2007

Üye : Prof. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA

Üye : Doç. Dr. Emel ALĞIN

Üye : Yrd. Doç. Dr. Latife ŞAHİN (Danışman)

Fen Bilimleri Enstitüsün Yönetim Kurulu'nun/...../2007 gün ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. M. Sabri ÖZYURT
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ASTROFİZİKTEKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

Mustafa Emre KANSU

Fizik Bölümü, Yüksek Lisans Tezi, 2007

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN

ÖZET

Büyük patlama (Big Bang), evrenin yaklaşık 14 milyar yıldır genişlediğini kabul eden kozmolojik bir modeldir. Bu model hafif çekirdeklerin, erken evren modelinde Big Bang çekirdek birleşimiyle, daha ağır elementlerin ise yıldızlarda, süpernovalarda ve novalarda gerçekleşen nükleer reaksiyonlar ile oluştuğunu kabul eder.

Bu çalışmada nükleer astrofizikte çok önemli olan transfer reaksiyonları DWBA modelleri ile incelenmiştir. Yıldızlarda ve nova patlamalarında meydana gelen çekirdeklerin transfer reaksiyonlarının tesir kesitleri farklı potansiyel değerleri için elde edilmiştir. Tesir kesitlerinin kod içinde tanımlanan potansiyele çok sıkı bir şekilde bağlı olduğu gözlemlenmiştir. Yapılan hesaplamaların sonuçları deneysel veriler ile uyum içerisindedir.

Anahtar Kelimeler: Big Bang, DWBA, Tesir Kesiti.

CROSS SECTION CALCULATIONS OF NUCLEAR REACTIONS IN ASTROPHYSICS

Mustafa Emre KANSU

Physics Department, M.S. Thesis, 2007

Thesis Supervisor: Assist. Prof.. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN

SUMMARY

Big Bang is a cosmological model in which the universe is expanding around for 14 billion years. This model predicts that the light nuclei are created in early universe by Big Bang nucleosynthesis. This model also accept that the heavier elements are produced by stellar nucleosynthesis, explosive nucleosynthesis.

In this work, transfer reactions which are very important in nuclear astrophysics are analyzed by DWBA models. The cross sections of the transfer reactions of nuclei produced in stars and a nova explosions were determined for different potential values. It is observed that the cross sections have significantly changed by depending on potential values. The results of calculations are compatible with experimental data.

Key Words: Big Bang, DWBA, Cross Section.

TEŞEKKÜR

Lisans döneminden bu yana Nükleer Fizik dersini bana sevdiren, yüksek lisans tezimin hazırlanmasında her türlü yardım ve desteği esirgemeyip, bana rehber olan tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN hocama çok teşekkür ederim.

Yüksek lisansım boyunca benden maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen, başta annem ve babam olmak üzere tüm aileme, hep yanımda olan tüm dostlarıma ve emeği geçen herkese en içten teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ	1
1.1. Çekirdeklerin Özellikleri	2
1.1.1. Çekirdeklerin kütlesi, yarıçapları ve bağlanma enerjileri.....	2
1.1.2. Çekirdeklerin spin, parite ve uyarılmış halleri	5
2. NÜKLEER ASTROFİZİK.....	7
2.1. Astrofizik Ve Astronomi	7
2.2. Astronomi Ve Astrofizik Arasındaki İlişki.....	7
2.3. Nükleer Astrofiziğe Geçiş	8
2.4. Big Bang (Büyük Patlama) Ve Gelişme Süreci.....	9
2.4.1. Nükleer fizik ve yüksek enerji fiziğinin Big Bang'deki yeri	11
2.4.2. Big Bang'deki çekirdek birleşimi (Big Bang Nucleosynthesis).....	11
2.5. Yıldızlar	11
2.5.1. Yıldızların oluşma süreçleri	12
2.5.2. Yıldızların sınıflandırılması ve ana kol evrimi.....	15
2.5.3. Yıldızlarda en yaygın elementlerin bollukları.....	17
2.5.4. Yıldızların ölümleri ve son ürünleri	18
2.5.5. Yıldızlardaki çekirdek birleşimi (Stellar Nucleosynthesis).....	19
2.6. Nova – Süpernova.....	20
2.6.1. Novalar	20
2.6.2. Süpernovalar.....	21
2.6.3. Novaların önemi.....	22
2.6.4. Nova ve süpernovalarda çekirdek birleşimi (Explosive Nucleosynthesis)	22
2.6.4.1. CNO döngüsü.....	22
2.6.4.2. p-p zinciri	23
2.6.4.3. Ağır elementlerin oluşumu.....	24
3. NÜKLEER SAÇILMA VE NÜKLEER REAKSİYONLAR	26

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
3.1. Laboratuvar Ve Kütle Merkezi Sistemleri.....	26
3.2. Tesir Kesiti.....	28
3.3. Saçılma	28
3.3.1. Saçılma genliği.....	30
3.4. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması.....	31
3.4.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları.....	32
3.4.2. Direkt (doğrudan) reaksiyonlar	33
3.4.2.1. Elastik (esnek) saçılma.....	33
3.4.2.2. İnelastik (esnek olmayan) saçılma	34
3.4.2.3. Transfer reaksiyonları	34
3.4.3. Rezonans reaksiyonları.....	35
3.4.4. Yakalama reaksiyonları.....	35
3.4.5. Parçalanma (Spallation) reaksiyonları.....	35
3.4.6. Fisyon reaksiyonları	36
3.4.7. Füzyon reaksiyonları	36
4. NÜKLEER REAKSİYON MODELLERİ	37
4.1. Born Yaklaşımı (Born Approximation).....	37
4.2. Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation - DWBA)	39
4.3. Optik Model.....	42
4.3.1. Optik potansiyelin özellikleri	43
4.3.2. Optik model analizleri	44
4.4. Etkileşim Potansiyelinin Özellikleri	45
4.4.1. Nükleer potansiyel.....	45
4.4.2. Merkezci potansiyel	47
4.4.3. Spin-yörünge potansiyeli.....	47
4.4.4. Coulomb potansiyeli	47
5. DWBA KODU İLE DİREKT REAKSİYONLARIN İNCELENMESİ	49
5.1. Döteron Ve Döteryum	49
5.2. Direkt Reaksiyonların Önemi	50
5.3. Diğer Stripping Ve Pick-up Reaksiyonları	51
5.4. DWBA Kodları.....	51
5.4.1. $^{18}F(d,p)^{19}F$ reaksiyonunun astrofiziksel açıdan önemi	52
5.4.2. $^{18}F(d,p)^{19}F$ reaksiyonunun DWBA ile incelenmesi.....	54

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
5.4.2.1. $^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonundaki parçacık ve çekirdeklerin yapı özellikleri ile potansiyel parametreleri.....	54
5.4.3. $^{40}Ca(d, p)^{41}Ca$ reaksiyonunun DWBA ile incelenmesi.....	63
5.4.3.1. $^{40}Ca(d, p)^{41}Ca$ reaksiyonundaki parçacık ve çekirdeklerin yapı özellikleri ile potansiyel parametreleri.....	63
6. SONUÇ VE TARTIŞMALAR	67
KAYNAKLAR DİZİNİ	69
EKLER	
1. Dwuck4 – Zero Range Born Approximation	
2. Dwuck5 – Finite Range Born Approximation	
3. Mevcut Potansiyel Seçenekleri	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre dağılımı.....	4
2.1. Yıldız üretimi	12
2.2. Bir süpernovanın yakındaki moleküler bulut üzerindeki etkisi.....	12
2.3. Disk oluşumu	13
2.4. Oluşan kararlı yıldız.....	14
2.5. Yıldızların sınıflandırılması	15
2.6. Hertzsprung-Russell diagramı.....	16
2.7. Ana koldaki güneş.....	17
2.8. CNO döngüsü.....	23
2.9. p-p zinciri	24
3.1. a) Kütle merkezi sistemi b) Laboratuvar sistemi	27
3.2. Bir potansiyel alanın saçılma olayına etkisi.....	29
3.3. Bileşik çekirdek reaksiyonu	33
3.4. Elastik saçılma	33
3.5. İnelastik saçılma.....	34
3.6. Filyon olayı.....	36
4.1. Woods-Saxon form faktörü ve türevi.....	45
5.1. Döterondan sıyrılma.....	50
5.2. ${}^2H({}^{18}F, p){}^{19}F$ reaksiyonunun deneysel düzeneği	53
5.3. ${}^{18}F(d, p){}^{19}F$ reaksiyonundaki ${}^{19}F$ çekirdeğine ait üç durumun potansiyel şiddetleri aynı alındığında Dwuck5 koduyla elde edilmesi	56
5.4. ${}^{18}F(d, p){}^{19}F$ reaksiyonundaki ${}^{19}F$ çekirdeğine ait üç durumun potansiyel şiddetleri aynı alındığında Dwuck4 koduyla elde edilmesi	57
5.5. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $1d_{5/2}$ seviyesinin farklı potansiyeller altındaki durumu	58
5.6. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyeller altındaki durumu	59
5.7. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $2s_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyeller altındaki durumu	60
5.8. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin reel ve sanal potansiyellerinin farklı olması halindeki durumu	62
5.9. ${}^{40}Ca(d, p){}^{41}Ca$ reaksiyonunun farklı potansiyellerde Dwuck4 koduyla eldesi	65
5.10. ${}^{40}Ca(d, p){}^{41}Ca$ reaksiyonunun farklı potansiyellerde Dwuck5 koduyla eldesi	66

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Bir yıldızın oluşma süresi.....	14
2.2. Yıldız evriminin zaman tablosu	17
2.3. Yıldızlarda en yaygın elementlerin bolluk miktarları	18
2.4. Yıldızların son ürünleri	19
5.1. ${}^2H({}^{18}F, p){}^{19}F$ reaksiyonu için DWBA hesaplamalarında kullanılan potansiyel parametreleri	55
5.2. ${}^{18}F(d, p){}^{19}F$ reaksiyonunda potansiyel şiddetlerinde bir değişiklik yokken Dwuck5 ile elde edilen toplam tesir kesitleri.....	56
5.3. ${}^{18}F(d, p){}^{19}F$ reaksiyonunda potansiyel şiddetlerinde bir değişiklik yokken Dwuck4 ile elde edilen toplam tesir kesitleri	57
5.4. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $1d_{5/2}$ seviyesinin farklı potansiyellerdeki toplam tesir kesitleri	58
5.5. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyellerdeki toplam tesir kesitleri	59
5.6. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $2s_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyellerdeki toplam tesir kesitleri	60
5.7. ${}^{19}F$ çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin reel ve sanal potansiyellerinin farklı olması durumundaki Dwuck5 ile hesaplanan toplam tesir kesitleri	61
5.8. ${}^{40}Ca(d, p){}^{41}Ca$ reaksiyonu için DWBA hesaplamalarında kullanılan potansiyel parametreleri	64
5.9. ${}^{40}Ca(d, p){}^{41}Ca$ reaksiyonuna ait farklı potansiyellerde Dwuck4 ile elde edilen tesir kesitleri.....	65
5.10. ${}^{40}Ca(d, p){}^{41}Ca$ reaksiyonuna ait farklı potansiyellerde Dwuck5 ile elde edilen tesir kesitleri.....	66

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
X	Bir Çekirdeğin Simgesi
A	Çekirdeğin Kütle Numarası
Z	Çekirdeğin Atom Numarası
N	Çekirdeğin Nötron Sayısı
X*	Çekirdeğin Uyarılmış Hali
r, r ₀ , R ₀ , R	Yarıçaplar
γ	Gamma (Foton)
α	Alfa
β	Beta
p	Proton
n	Nötron
d	Döteron
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
ν	Nötrino
$\bar{\nu}$	Antinötrino
μ	Müon
$\bar{\mu}$	Antimüon
°	Derece
<	Küçük
>	Büyük
~, ≈	Yaklaşıklık
≪	Çok Küçük
π	Pi Sayısı
σ	Sigma Tesir Kesiti
θ	Teta
\hbar	Planck Sabiti
$\vec{\nabla}$	Nabla Operatörü
Ω	Omega

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
f	Saçılma Genliği
Q	Isı Enerjisi
E_x	Uyarılma Enerjisi
E_{km}	Kütle Merkezi Sistemi Enerjisi
E_{lab}	Laboratuar Sistemi Enerjisi
\hat{H}	Hamiltoniyen Enerji Operatörü
$F(\vec{r})$	Form Faktörü
d^3r	Hacim Elemanı
U, V	Potansiyeller
W	Sanal Potansiyel
u	Atomik Kütle Birimi Cinsinden Kütle İfadesi

<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
akb	Atomik Kütle Birimi
fm	femtometre
eV	Elektron Volt
MeV	Milyon Elektron Volt
H-R Diagram	Hertzsuprung-Russell Diagram
CNO Döngüsü	Karbon Nitro Oksijen Döngüsü
p-p Zinciri	Proton- Proton Zinciri
DWBA	Distorted Wave Born Approximation
WS	Woods-Saxon Potansiyeli
ORNL	Oak Ridge National Laboratory
HRIBF	Holifield Radioactive Ion Beam Facility
DRS	Daresbury Recoil Separator
SIDAR	Silicon Strip Detector Array

1. GİRİŞ

Nükleer fizik, Becquerel'in 1896 yılında radyoaktifliği keşfetmesi veya Rutherford'un 1911'de çekirdeğin varlığını ileri süren hipotezi ile başlar [1]. Çekirdek fiziği anlamına da gelen bu bilim dalı, atomu meydana getiren çekirdeğin özellikleri ve birbirleri ile yaptıkları etkileşmelerle ilgilenir. Bu nedenle nükleer fizik, çekirdeğin statik özellikleri (nükleer yapı) ve dinamik özellikleri (bozunma ve nükleer reaksiyonlar) olmak üzere iki ana kısma ayrılabilir. Nükleer fizik teknolojik yeniliklerin ortaya çıkması bakımından önemli bir alandır ve günümüzde pek çok kullanım alanına sahiptir.

Bu alanlardan biri olan nükleer tıp hem teşhis hem de tedavi amaçlı olarak kullanılır. Nükleer fizik sayesinde yapılan hızlandırıcılarla, vücuttaki dokular, kemikler ve organlar test edilmekte ve teşhiste yardımcı olmaktadır. Ayrıca proton, nötron veya ağır iyonlar kullanılarak kanserli hücrelerin öldürülmesi yoluyla da tedaviye yardımcı olmaktadır. Bir diğer alan ise endüstri olup özellikle, basınç boruları, kaynakçılar ve diğer büyük metal dökme kalıpların içindeki çatlak ve yarıkların araştırılması yoluyla kontrol alanında kullanılmaktadır. Diğer bir kullanım alanı da fizik, kimya ve biyoloji gibi temel bilimler içerisinde yer almaktadır. Fizikte, katıların elektron yapısı, yüzeylerin ve ara yüzeylerin incelenmesi; kimyada, elektron spektroskopisi ile kimyasal analiz, polimerik yapıların incelenmesi, iz elementi analizi; biyolojide de, radyografi, akışkan yüzeylerde kompleks biyomoleküllerin yapısının incelenmesi gibi kullanım alanları vardır [2]. Dünyada nükleer enerji için yapılmış ve yapılmakta olan nükleer güç santralleri de nükleer fiziğin yararlı alanlarından biridir. Nükleer yapının iyi anlaşılması ve insan vücudunda yaptığı etkilerin anlaşılması yukarıdaki insanlık yararına olan kullanım alanlarının yanında, insan neslinin sürekli tehdit altında olmasına sebep olan kitle imha silahlarının yapılmasına da olanak sağlamıştır. Bu bağlamda bakıldığında nükleer fizik, fiziğin sadece bir alt dalı olarak değil, evrenin varlığını ve yaşamımızın temelini aydınlatması bakımından önem kazanan bir bilim dalı haline gelir. Bu alanda deneysel ve teorik olarak birçok çalışma yapılmış ve yapılmaktadır.

Tezin bu bölümünde nükleer fiziğin temelini oluşturan çekirdeğin kütlesi, yarıçapı, bağlanma enerjisi, spini, paritesi, uyarılmış halleri ve nükleer momentleri gibi statik özellikleri hakkında bilgi verilecektir. İkinci bölümde astrofizik ve astronomi kavramları anlatılarak nükleer astrofiziğe geçiş yapılacaktır. Ayrıca nükleer astrofiziğin inceleme alanında yer alan Big Bang (büyük patlama), yıldızlar, nova ve süpernova mekanizmaları üzerinde durulacaktır. Üçüncü bölümde, tezin genel iskeletini oluşturan tesir kesitini içeren nükleer saçılma konusu incelenip, nükleer reaksiyonlar ve çeşitleri hakkında bilgiler verilecektir. Dördüncü bölümde,

tezin teorik çalışmasını içeren nükleer modeller hakkında bilgi verilip, kullanılacak model ile potansiyeller tanıtılacaktır. Beşinci bölümde tezde ele alınan ve yıldız patlamalarında önemli bir yeri olan direkt reaksiyonların öneminden bahsedilip, çeşitli stripping reaksiyonları üzerinde çalışmalar yapılacak; önceden elde edilen deneysel verilerle, çeşitli parametreler kullanarak bizim bulduğumuz sonuçların karşılaştırılması yapılacaktır. Son bölüm olan sonuç ve tartışma bölümünde ise, yapılan çalışmanın amacı anlatılıp, gelecekte ne gibi çalışmaların yapılabileceğinden bahsedilecektir. Tezin son kısmında bulunan ek kısımlarında, kullanılan bilgisayar kodlarına ait detaylı bilgiler ile potansiyelin programda yer alan hallerinden söz edilecektir.

1.1. Çekirdeklerin Özellikleri

Çekirdeğin özellikleri; kütlesi, elektrik yükü, yarıçapı, bağlanma enerjisi, spin, parite, nükleer momentler ve uyarılmış durumlar şeklindeki statik özellikleriyle, çekirdek bozunumu ve reaksiyonlarını içeren dinamik özellikleriyle beraber incelenebilir. Bu bölümde statik özelliklerden bahsedilecektir.

1.1.1. Çekirdeklerin kütlesi, yarıçapları ve bağlanma enerjileri

Nükleer fiziğin temel bileşeni olan çekirdeklerin kütlesi, yörüngelerinde dolanan negatif yüklü elektronlar dışında nötron ve protonlardan meydana gelmektedir. X kimyasal bir simgeyi göstermek üzere çekirdekler en genel halde A_ZX_N biçiminde gösterilirler. Z çekirdeğin sahip olduğu proton sayısı veya atom numarası ve N ise çekirdeğin sahip olduğu nötron sayısını göstermek üzere, $A = Z + N$ çekirdeğin toplam kütle numarasını, bir başka ifadeyle kütle numarasını oluşturur. Bazı çekirdeklerin örnek simgeleri ${}^4_2\text{He}_2$, ${}^{19}_9\text{F}_{10}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}_{12}$ biçiminde gösterilebilir. Proton ve nötronlar nükleon diye adlandırılır. Kütle numarası A olan bir çekirdekte toplam A tane nükleon vardır. Çekirdeğin yükü bulunan pozitif yük sayısı, yani proton sayısı ile ilgilidir. Örneğin, ${}^{18}_9\text{F}$ çekirdeğinin yükü +9 şeklindedir.

Doğal olarak incelenen birçok elementte atom numaralarının (veya proton sayısının) aynı, kütle numaralarının (veya nötron sayılarının) farklı olduğu çekirdeklere rastlanır. Bu çekirdeklere izotop çekirdekler denip, örnek olarak ${}^{35}\text{Cl}$ ile ${}^{37}\text{Cl}$ verilebilir. Benzer olarak nötron sayılarının aynı proton sayıları farklı olan çekirdekler izoton olarak bilinirler. Bunlara örnek olarak ${}^2\text{H}$ ile ${}^3\text{He}$ kararlı izotonları verilebilir. Kütle numaraları aynı olan çekirdekler de izobar olarak adlandırılırlar. Kararlı haldeki ${}^3\text{He}$ ile radyoaktif ${}^3\text{H}$ çekirdekleri izobarlara örnek olarak verilebilir. Bunlardan farklı olarak, A , Z ve N 'si birbirine eşit fakat birbirlerine

göre uyarılmış halde olan çekirdekler de izomer olarak bilinirler. ^{12}C ile $^{12}\text{C}^*$ çekirdekleri kendi aralarında izomerdirler. Kütle numaralarının aynı, yalnızca atom numaraları ile nötron sayılarının yerleri değişik olan çekirdekler ise ayna çekirdeklerdir. $^3_1\text{H}_2$ ile $^3_2\text{He}_1$ çekirdekleri ayna çekirdeklere bir örnektir.

Nükleer fizikte birim olarak femtometre (fm) kullanılır ve $1\text{fm} = 10^{-15}\text{m}$ 'dir. Enerji olarak ise milyon elektron volt (MeV) birimi kullanılmakta ve

$$1\text{eV} = 1,6 \times 10^{-19}\text{J} \text{ ve } 1\text{MeV} = 10^6\text{eV} \quad (1.1)$$

şeklindedir.

Nükleer fizikte çekirdek kütleleri atomik kütle birimi cinsinden ölçülür ve kısaca u ile gösterilir. Atomik kütle birimi (akb), bir ^{12}C atomunun kütlesinin $1/12$ 'sine eşit olan küttedir. Başka bir ifadeyle, ^{12}C atomundaki nükleon başına kütle yaklaşık $1u$ biçimindedir.

$$1\text{akb} = 1u = 1,66 \times 10^{-24}\text{g} = 931.502\text{MeV} / c^2 \quad (1.2)$$

Son ifadeden de görüldüğü gibi kütleler enerji biriminden de ifade edilmektedir. Bir proton ve bir nötronun u cinsinden kütleleri;

$$m_p = 1,007825u \text{ ve } m_n = 1,008665u \quad (1.3)$$

ve enerji birimleri cinsinden ise;

$$m_p c^2 = 938.280\text{MeV} / c^2 \text{ ve } m_n c^2 = 938.573\text{MeV} / c^2 \quad (1.4)$$

olarak verilmektedir.

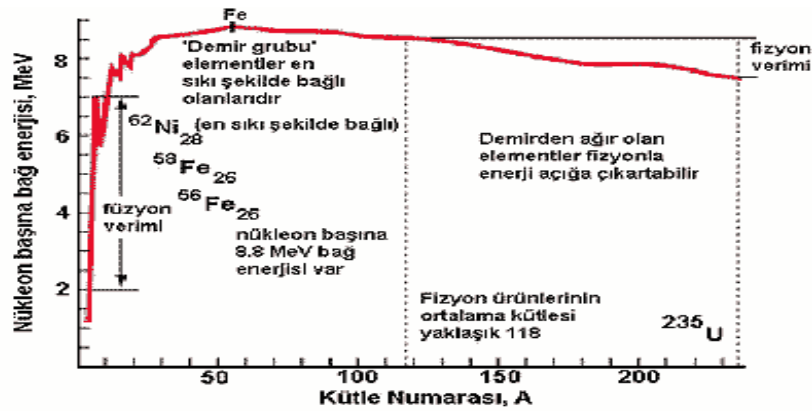
Bir çekirdeğin büyüklüğü alfa saçılması, hızlı nötron saçılması gibi nükleer metotlarla veya elektron saçılması, izotop etkisi, ayna çekirdekler şeklindeki elektromanyetik metotlarla belirlenmektedir. Atom yarıçapında olduğu gibi çekirdek yarıçapı da keskin sınırları olmadığından dolayı net bir şekilde tanımlanamamıştır. Hem atomu bağlayan Coulomb potansiyeli hem de elektron yük dağılımı, atomun yarıçapının $R_{atom} = 10^{-10}\text{m} = 1\text{\AA}$ yarıçaplı değerinden çok küçük değerlerde olsalar bile sonsuza kadar uzanmaktadır. Yapılan deneysel bulgular sonucunda yarıçapın $R = R_0 A^{1/3}$ ile değiştiği ve buradaki R_0 değerinin 1,2 fm olduğu bulunmuştur.

Nükleer yarıçap, çekirdeğin nükleer metotlarla elde edilen yarıçapıdır. Bu tanım gelen mermi çekirdek ile çekirdeğin merkezinin nükleer kuvvetten etkilenmeye başladığı uzaklık olarak verilmektedir. Bu metotla elde edilen yarıçaplar, nükleer kuvvetin bir çekirdeğin boyutundan daha uzak mesafelere etkiyeceğinden dolayı biraz büyük olacaktır.

Çekirdek kuvvetleri çekirdek içinde bulunan proton ve nötronları bir arada tutar. Çekirdeği oluşturan nükleonların ayrı ayrı kütleleri toplamı bu nükleonların oluşturduğu çekirdek kütesinden daha büyük olmaktadır. Meydana gelen bu kütle farkı kayıp kütle olarak adlandırılır ve $\Delta E = \Delta Mc^2$ ile verilir. Bu aradaki fark bağlanma enerjisi olarak adlandırılır. Başka bir deyişle, nükleonları bir araya getirmek için gerekli olan enerjiye bağlanma enerjisi denmektedir. Çekirdeklerde bağlanma enerjisi,

$$E_B = (Zm_p + Nm_n - m_\zeta)c^2 \quad (1.5)$$

şeklinde ifade edilir. Çekirdeklerin kütle numaralarına göre nükleon başına bağlanma enerjileri Şekil 1.1'de verilmiştir.



Şekil 1.1. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre dağılımı [3].

Grafiğe bakıldığında bazı bölgelerde şiddetli pik oluşurken, bazı bölgelerde minimum değerlere, bazı bölgelerde ise kaba olarak sabite yakın bir çizgi elde edilmiştir. Nükleon başına bağlanma enerjisi ortalama $E_B \approx 8MeV$ civarında olup, yaklaşık %10'luk bir sapma değerine sahiptir. Kütle numarası $A = 60$ iken maksimum bir pik mevcuttur. 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. Bağlanma

enerjisinin büyüklüğü, çekirdekte bulunan nötron ve proton sayılarının 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 şeklindeki sihirli sayılara eşit olup olmamasıyla değişmektedir. Eğer nükleonların her biri bu sayılardan birine eşitse bağlanma enerjisi büyüyecektir. 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 menziline kısıllığını açıklar.

1.1.2. Çekirdeklerin spin, parite ve uyarılmış halleri

Nükleon sayısı A olan bir çekirdeğin toplam açısal momentumu tüm nükleonların açısal momentumlarının vektörel toplamı olarak verilmektedir. Bu toplam açısal momentum bir karışıklığı önlemek için genelde I sembolüyle gösterilen nükleer spini ile ifade edilir.

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S} \quad (1.6)$$

Atom çekirdeğindeki protonlar ve nötronlar $\frac{1}{2}$ spine sahip olup, fermiyon grubuna aittirler ve Fermi-Dirac istatistiğine uyan parçacıklardır. Çekirdeklerin çift sayıda proton (Z) ve çift sayıda nötrona (N) sahip olmaları nükleer spinlerini sıfır olarak ortaya çıkarmaktadır. Tek kütle numarasına (A) sahip çekirdekler buçuklu çekirdek spinine sahipken, çift kütle numarasına (A) sahip çekirdekler tamsayılu çekirdek spinine sahiptirler. Nükleer spinin ölçülen değerleri nükleer yapı hakkında birçok bilgi vermektedir.

Nükleer durumları belirtmek için önemli özelliklerinden birisi de çekirdeklerin pariteleridir. Parite π ile gösterilen ve çift (+) ya da tek (-) değerler alabilen bir niceliktir. Bir nükleon veya çekirdeğin dalga fonksiyonu koordinatlarının işaretleri değiştiğinde değişmiyorsa, yani $\Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z)$ ise çift ya da (+), $\Psi(x, y, z) = -\Psi(-x, -y, -z)$ biçiminde değişiyorsa tek veya (-) paritelidir [4]. Her nükleonun dalga fonksiyonu bilindiğinde A tane nükleonun her birinin paritesi $\pi = \pi_1\pi_2\dots\pi_A$ biçiminde birbirleriyle çarpılarak nükleer parite belirlenebilir. Parite, nükleer reaksiyon teknikleri ile nükleer bozunma kullanılarak doğrudan ölçülebilir ve nükleer spine konulan bir (+) veya (-) üst indisyle I^π şeklinde ifade edilebilir [1].

Atom çekirdeğinin kararlı durumları, çekirdeklerin taban durumlarında olduklarını veya çekirdekte fazla bir enerjinin olmadığı anlamına gelir. Çekirdekler atomlara benzer olarak nükleer tepkimeler sonucunda uyarılıp üst enerji durumlarına geçebilirler. Çekirdeğe verilen enerjinin büyüklüğüne göre yüzeydeki nükleonlarla, iç kesimlerde bulunan nükleonların

uyarılması gerçekleşir. Fazla enerjiye sahip olan çekirdek, enerjisini st uyarılmış seviyelere çıkararak harcar ve nükleonlar bu seviyelerde uzun süre kalamazlar. Kararlı hale geçebilmek için taban duruma geçen nükleonlar geçişleri sırasında γ ışını yayımlarlar. Elde edilen ışınalar sayesinde kompleks çekirdeklerin uyarılma durumları hakkında detaylı bilgiler edinilebilir.

Bir nükleer yapının anlaşılması ve özelliklerinin iyi bilinmesine sağlayan etmenlerden birisi de nükleer momentlerdir. Çekirdek zerine uygulanan elektriksel ya da manyetik alanlar sayesinde çekirdek momentler ile çekirdek deformasyonu hakkında bilgiler edinilebilir.

2. NÜKLEER ASTROFİZİK

2.1. Astrofizik Ve Astronomi

Astrofizik, gök cisimlerinin fiziksel yapısını, oluşumunu ve evrimini inceleyen gökbilim dalıdır. Evrende görülen fiziksel koşullar çok çeşitlidir ve fiziksel parametreler laboratuvar deneylerinde gerçekleştirilemeyen aşırı değerlere ulaşabilir. Örneğin; yıldızlar arası ortamda madde, laboratuvarda gerçekleştirilebilen en yüksek vakumda elde edilenden daha seyreltik olabilir; nitekim bu ortamda bir santimetre küpte yalnızca bir atom bulunur; bu olgu laboratuvarda gözlenemeyen, yasak tayf çizgilerinin oluşumuna yol açar [5]. Diğer bir deyişle, astrofiziğin başlıca araştırma metodu gökcisimlerinden gelen ışınları incelemektir. Bu amaçla ışınların yoğunluk ve değişimleri belirlenip, dalga boyunun bütün bölgelerindeki ışınlar tayf gözlemsel çözümleme uygulanır. Örneğin, görünür ve radyo dalgaları dünyadan algılanarak; kızıl ötesi, mor ötesi, X ve gama ışınları ise uzay gözlemlerinden yararlanılarak çözümlenir [5].

Astrofizik, genel olarak yüksek enerji ve alçak enerji astrofiziği biçiminde ikiye ayrılır. Yüksek enerji astrofiziği gök cisimlerinin gama, X ve morötesi ışınlarıyla ilgilenir; alçak enerji astrofiziği de, gökcisimlerinin görünür, kızıl ötesi ve radyoelektrik ışınlarını inceler [5]. Kuramsal astrofizik, gözlemlerini fizik yasaları yardımıyla yorumlayarak gök cisimlerinin sıcaklık, yoğunluk, kimyasal bileşim, boyut, hareket gibi fiziksel parametrelerini ve bu parametrelerin zaman içindeki gelişmelerini saptamaya yarayan modeller oluşturur. Bu modellerin geçerliliği, kuramsal tahminlerle gözlem verileri karşılaştırılarak denir. Aynı yöntem evrenin yapısını, evrimini bir bütün olarak incelemek için de uygulanır ve bu inceleme astrofiziğin, evrenbilim adı verilen dalını oluşturur [5].

Astronomi ise, yörüngesel cisimleri ve dünya atmosferinin dışında gerçekleşen, yıldızlar, gezegenler, kuyruklu yıldızlar, gökadalalar ve kozmik fon radyasyonu gibi gözlemlenebilir tüm olay ve olguları inceleyen bilimdir. Evrenin oluşumu ve büyümesi, evrimi, gökcisimlerinin fiziksel ve kimyasal özellikleri konularının hesaplanması ile ilişkilidir. Astronomi gözlemleri salt astronomi ile ilişkili değildir, aynı zamanda genel görelilik kuramı gibi fizikte çok önemli bir yeri olan teorilerin ispatı için de bilgi sağlarlar [5].

2.2. Astronomi Ve Astrofizik Arasındaki İlişki

Astronomi ve Astrofizik, dünyanın da bulunduğu galaksi dışında uzayın en uzak noktalarına kadar gözlenebilen tüm evrenle ilgili verilerin toplandığı, aralarında ilişkiler kurulduğu ve yorumlandığı birer bilim dalı olarak karşımıza çıkar. Astronominin temeli

gözleme dayanırken, astrofiziğin temeli ise laboratuvar fiziğinin astronomik olaylara uygulanmasına dayanır. Astrofizik bazı durumlarda, henüz gözlenmemiş olayları önceden tahmin ederek astronominin önüne geçmektedir. Örneğin; astrofizikçiler nötron yıldızlarının modelini, astronomların bu cisimleri gözlemsel olarak tespit etmelerinden çok önce kurmuşlardır [5].

Özet olarak; astronomi gözlemlerden itibaren yoruma gitmek, astrofizik ise fiziğe dayanan modellerden itibaren gözlemlere gitmek şeklinde çalışmaktadır.

2.3. Nükleer Astrofiziğe Geçiş

Günümüzde bilim ve teknolojiye ilerlemeler sayesinde bulunan teleskoplar, radyo vericileri ve gamma ışını gözlemleri sayesinde çok daha muhteşem şeyler görülmektedir. Her zamanki gibi astrofizik ve astronomi hayal gücümüzü genişletmeye devam eder. Nükleer fizik ve nükleer veriler birçok astronomi araştırmasını açıklamak için o kadar çok önemlidir ki “nükleer astrofizik” denilen özel bir dalı bulunmaktadır. Nükleer Astrofiziğin temel motivasyonu, elementlerin nereden geldiğini, nasıl oluştuğunu ve gözlenen miktarlarını açıklamaktır [6]. Yıldızlarda çekirdek sentezi teorisi, element oluşumu için Büyük Patlamadan hemen sonra ^1H , ^4He ve az miktarda ^6Li gibi birkaç hafif elementin oluştuğunu ve bu hafif elementlerin daha sonraki element sentezi için kaynak oluşturduğunu kabul eder. Daha ağır elementlerin sentezi yıldız merkezindeki füzyon reaksiyonları (yanmalar) ile gerçekleşir. H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması, Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin ($A < 60$) sentezi için temel aşamalarıdır [7].

Nükleer astrofizik maddenin nerede ve nasıl şekillendiğini tanımlamaya çalışır. Astrofiziğin bu dalı, maddenin mikroskobik bir tanımı olan nükleer fiziğe çok sıkı şekilde bağlı kalır. Nükleer astrofizik, doğa ile yıldız ve galaksiler gibi makro nesnelerin evrimlerinin doğrudan, atomlar ve onların üyeleri çekirdek, proton, nötron ve elektron gibi küçük varlıkların fiziksel davranışlarıyla benzer olduklarını göstermeye çalışır [8].

Bu ilişkinin en iyi örneklerinden birisi, nükleer enerjiyi ortaya çıkarmasından dolayı güneşi de kapsayan görünür yıldızların %90'ından daha fazlasının ışınlığı gerçeğidir. Güneşin durumundan açıkça bellidir ki diğer enerji kaynaklarının oldukça eski zamanlarını açıklamak mümkün değildir. Nükleer enerjinin keşfi, kütleyle enerji arasındaki bağlantı olan ünlü Einstein denklemi $E = mc^2$ ve 4 protondan daha az ağırlığa sahip bir He çekirdeğinin kütle spektrometresi teknikleriyle Aston tarafından yapılan buluşun doğrudan sonucudur [8]. Bu yüzden, 4 proton güneşin merkezinde bir He çekirdeğine dönüştüğünde enerji, güneş ışınlığını

açıklamak için yeterli olan füzyon şeklinde ortaya çıkar ve bu süre yaklaşık 10^{10} yıl kadar devam edebilir. Benzer olarak bir süpernova patlaması da 10^{51} erg'lik bir enerji açığa çıkarır. Burada yıldızlar ($R \sim 10^{10}$ cm) ve galaksiler ($R \sim 3 \times 10^{22}$ cm) biçimindeki ağır ve makro objelerin fiziğini çalışmakla, nükleon ve çekirdekler ($R \sim 10^{-13}$ cm) gibi mikro yapıların davranışını ele alan nükleer fiziğin çalışması arasında tekrarlanır bir döngü olacaktır [8]. Buradaki amaç, vücutlarımızda, dünya ve tüm gök cisimlerindeki çok çeşitli yapıları, farklı çekirdeklerin dönüşümünü temel ve umutlandırıcı bir tutarlılıkla çalışmak ve sunmaktır. Çekirdek birleşimi (nükleosentez) olarak bilinen bu çalışmalar aynı zamanda, evrenin olası orijini ve yaşı, yıldız ve galaksilerin evrimi gibi çeşitli önemli soruları cevaplamakta fayda sağlar.

2.4. Big Bang (Büyük Patlama) Ve Gelişme Süreci

Big Bang evrenin yaklaşık olarak 15 - 20 milyar yıl önce yoğun ve sıcak bir noktadan meydana geldiğini savunan bilimsel teoridir [9]. Başka bir deyişle, minimum bir hacimde yoğunluk ve sıcaklığın fazlalığından kaynaklanan çok büyük bir enerji birikmiştir. Bu ilk zamana “büyük patlama” denir. O zamandan bu yana evren sürekli genişmekte ve radyasyondan (ışınım) yayılan çok sıcak gazla dolmaktadır. Patlamadan sonra genişleyen evrende meydana gelen atom altı parçacıklar, kendi aralarında etkileşerek çok uzunca zamandan sonra atomlar, yıldızlar, gezegenler, galaksiler, canlı ve cansız yapılar meydana getirmiştir. Evrenin ardışık birçok halden geçtiği düşüncesi hakimdir ve ani evre geçişleri sırasında fiziksel koşullar da değişir [10]. Bu evreleri şu şekilde özetleyebiliriz:

Planck zamanı olarak da bilinen birinci evrede, ortada ne bir zaman ne de bir madde vardır. Patlamanın gerçekleştiği bu “an” fizikte $t = 0$ olarak kabul edilmektedir. Fiziğin tanımlayabildiği olaylar en küçük zaman birimi olan 10^{-43} saniyeden itibaren başlar. Bu zamanın öncesinde ise evrenin gelişmesini açıklayabilecek bir teoriden henüz yoksun olduğumuz kabul edilir [11]. Bundan sonra enerji ve zaman tarif edilebilir. Kuantumsal çekim söz konusu olup, sıcaklık 10^{32} derece mertebesinde çok yüksektir.

10^{-34} saniye kadar olan ikinci evrede, kütsel çekimden dolayı foton (γ), elektron (e^-), pozitron (e^+), nötrino (ν) ve antinötrino ($\bar{\nu}$) gibi tanecik çiftlerinin henüz bilinmeyen bir mekanizma sonucu ortaya çıktığını tahmin edilmektedir [11]. Sıcaklık yine 10^{27} derece olağanüstü bir değerdedir. Evrendeki genişleme devam etmektedir.

Sıcaklığın 10^{15} derece ve zamanın da 10^{-10} saniye olduğu üçüncü dönemde evrende, foton (γ), nötrino (ν), antinötrino ($\bar{\nu}$), müon (μ), antimüon ($\bar{\mu}$), elektron (e^-) ve

pozitronlar (e^+) bulunmaktadır. Evrenin o anki sıcaklığı ve hızı bu parçacıkların oluşumuna imkan sağlamıştır. Bu sıcaklıkta müon ve antimonlar birbirlerini yok etmeye, nötrino ve antinötrino ise diğer taneciklerden ayrılmaya başlamışlardır. Bu dönemde ilk evren yavaş yavaş şekillenmeye başlamıştır. Bu evre elektrozayıf ve kuark evresi olarak da bilinir [11].

Sıcaklığın yaklaşık 30 milyar derece ve zamanın da 10^{-5} saniyelik ömre sahip olduğu dördüncü evre lepton zamanı olarak da adlandırılır. Atom çekirdeğinin oluşturan nötron ve protonlar artık belirmeye başlamıştır. Bu sıcaklıkta elektronlar ve pozitronlar birbirlerini yok etmeye başlamış ve nötrino ile antinötrinolar soğumaları sonucu daha az etkileşmişlerdir.

Işınım evresi olarak da bilinen beşinci evrede sıcaklık yaklaşık 3 milyar dereceye kadar düşmüş ve evren yaklaşık 3 dakikalık bir zaman geçirmiştir. Bir proton ile nötron ilk defa yan yana gelmiş ve bu andan sonra hidrojen ile izotopu döteryum çekirdeği oluşmaya başlamıştır. Evren genişlemesini müthiş bir hızla devam ettirmektedir.

Oluşumu takip eden altıncı dönemde evrenin sıcaklığı 1 milyar dereceye düşmüştür. Bu evrede termonükleer füzyon reaksiyonları ile helyum ve lityum gibi hafif çekirdekler oluşmaya başlamıştır. Artık evren yavaş yavaş şekillenip görünmeye başlamaktadır.

Yedinci dönemde evren içinde foton, nötrino, antinötrino ve çekirdekler olduğu halde, ışınım ağırlıklı olarak genişlemeye devam ederken sıcaklık 3000-4000 °K'ye kadar düşmüştür. Işınım ve maddesel tanecikler arasındaki etkileşme ve denge zayıflayarak, fotonlar ilk defa elektronlar tarafından engellenmeden yayılmaya başlamışlardır. Böylece ışınımın ağır bastığı bir evrensel dönemden çıkarken, maddenin soğuması hızlanarak maddenin ağır bastığı evrene geçiş sağlanmıştır. Sonuç olarak, elektronlar çekirdeklere bağlanabilmiş ve hafif atomlar ortaya çıkmıştır [11]. Bundan sonra ağır atomlar oluşmaya, yıldızlar da şekillenmeye başlamıştır.

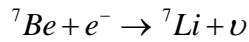
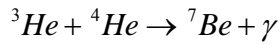
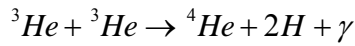
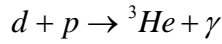
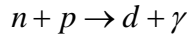
Evren, aradan geçen yaklaşık 15 - 20 milyar yıllık zamanda tam anlamıyla şekillenmiş, atomlar, yıldızlar, gezegenler, galaksiler ve canlı organizmalar meydana gelmiştir. Genleşme halen devam etmektedir. Sekizinci dönemin en önemli özelliği bu zamana kadar gerçekleşen ışınımın bundan sonra bu şekilde olmayıp madde ağırlıklı olmasıdır. Böylece galaksi kümeleri arasında genişleyen ve bu nedenle ışınımına doymayan uzay içinde yıldızlar, galaksiler, gezegenler, atmosfer ve bunların en az birinde biyolojik yapıların oluşması Standart Modelin öngörülerinden biridir [11].

2.4.1. Nükleer fizik ve yüksek enerji fiziğinin Big Bang'deki yeri

Nükleer fizik, büyük patlama evreleri devam ederken yaklaşık ilk 3 dakikalık sürecin sonrasında devreye girmektedir; başka bir deyişle, çekirdek oluşumunun başladığı evredir. Bu evreden itibaren hafif çekirdekler ile izotopları ve sonrasında ise daha ağır çekirdekler oluşmaya başlamıştır. Bugünkü bilgilerimize göre, maddenin temel yapıtaşları olarak bilinen lepton ve kuarklardan önce nelerin var olduğu ise hala bilinmemektedir; ancak bunları araştırmak için nükleer fizikten de öte yüksek enerji fiziği yer almaktadır. Yüksek enerji fiziği nükleer fiziğe göre, adından da anlaşılacağı gibi çok yüksek enerji elde edip, bu enerjiyi küçük (temel) parçacıkların nasıl oluştuğunu ve bileşenlerini araştırmak için kullanır. Dünyada şu an halen yapılmakta ve kullanılmakta olan parçacık hızlandırıcı tesislerinin ana amacı, gerek endüstri gerekse sağlık alanında insanlığa yararlı gelişmelerin yanı sıra evrenin ilk zamanlarının gizemlerini ortadan kaldırmak için kullanılmasıdır. Laboratuvar ortamında yapılan çeşitli deneyler ile bilinmeyenler burada yok edilmeye çalışılmaktadır.

2.4.2. Big Bang'deki çekirdek birleşimi (Big Bang Nucleosynthesis)

Big Bang'de çekirdek birleşimi, patlama fazı boyunca d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ ve az da olsa ${}^7\text{Li}$ gibi elementlerin sentezini gerçekleştirmiştir [8, 12].



Hafif elementlerin çekirdek sentezi (birleşimi), evrenin şimdiki yoğunluğunun, evrenin açık ya da kapalı olmasının belirlemede kozmolojik parametreler üzerinde bazı sınırlamalar koymaktadır [8].

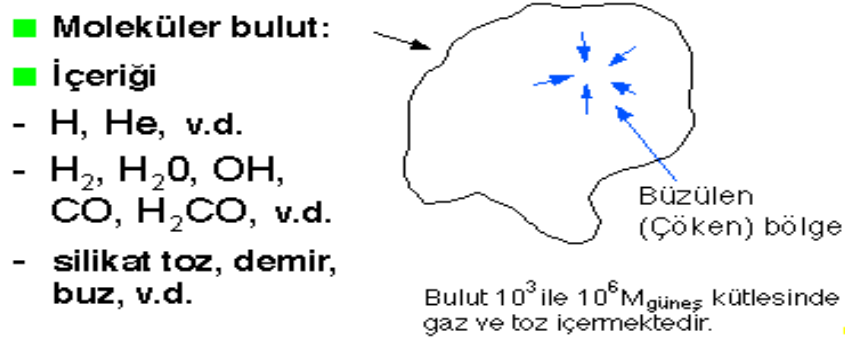
2.5. Yıldızlar

Açık bir gecede gökyüzünde takımlar, eşler veya tek hallerde çok sayıda yıldız görülür. Çıplak gözle bakıldığında yüzlerce görülen yıldız sayısı, teleskoplarla bakıldığında milyona ulaşır. Kendiliğinden ısı ve ışık saçan, elektromanyetik radyasyonlar yayan, uzayda galaksiler

halinde gruplaşmış gök cisimlerinden birine yıldız denir. Yıldızlar çok sıcak ve parlak, hidrojen ve helyumca zengin gazlardan oluşan dev birer topturlar [13].

2.5.1. Yıldızların oluşma süreçleri

Yıldızlar dev gaz ve toz bulutlarından oluşmaktadır ve bu bulutlara moleküllerin oluşmasından dolayı moleküler bulut adı verilmektedir.



Şekil 2.1. Yıldız üretimi [14].

Moleküler bulut tek bir yıldız oluşturacak şekilde büzülmeyip, birkaç yoğunlaşmış bölgeye parçalanır. Bu yoğunlaşmış parçalar daha sonra yıldızların oluşması için çökmeye devam ederler. Bir buluttan 10-1000 arasında yıldız oluşabilir. Moleküler bulutun bir parçası kritik bir kütleye ulaşırsa bu parça büzülmeğe devam ederek bir yıldız oluşturabilir. Gaz ve toz, bir yıldız oluşturuncaya kadar çökmeye devam eder. Fakat bu kritik kütleğe ulaşması o kadar kolay olmamaktadır [14].

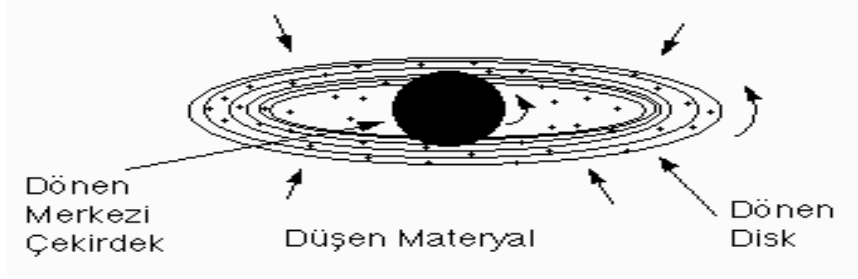


Şekil 2.2. Bir süpernovanın yakındaki moleküler bulut üzerindeki etkisi [14].

Çekimsel güç bulutun büzülmesini sağlayıp, iç ısınma da basıncın oluşmasına neden olur. Bulut büzülmeğe parçalara ayrılır ve gaz tanecikleri hızlanıp çarpışırlar. Dolayısıyla

potansiyel enerji, kinetik enerjiye dönüşür. Sıcaklık artar ve bu durum basıncın artmasına neden olur. Çökme yavaşlar ya da durur ve enerji yayılmaya başlar [14]. Şekil 2.2'de yaşlı bir yıldızın süpernova olarak patlayıp, yakınlarında bulunan bir moleküler bulut üzerinde meydana getirdiği şok dalgaları etkisiyle bulutun sıkışıp çekimsel kuvveti tetiklediği görülmektedir.

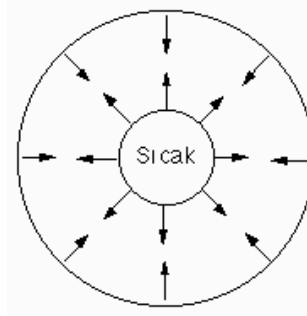
Açısal momentum, kütle, dolanma hızı ve yarıçapın çarpımı ($L = mvr$) olduğundan ve de açısal momentum kapalı bir sistem için sabit olduğundan (açısal momentumun korunumu), bulutun bu parçası çekim nedeniyle büzülürken daha hızlı dönmeye başlar. Bulut parçası, merkezi bir çekirdeği saran, bir disk şeklinde çöker [14].



Şekil 2.3. Disk oluşumu [14].

Sürtünmeyle yavaşlayan madde, sarmallar meydana getirerek merkezi şişkinliğe doğru akar ve merkezin kütlesi yavaş yavaş artar. Yıldızın doğmasını sağlayacak oluşum bu merkezi yoğunlaşmadır. Bu arada disk, çevresindeki maddeyi çekmeyi sürdürür. Ayrıca yıldızlar arası manyetik alanın, bu diskin oluşum ve evriminde önemli bir rol oynadığı sanılmaktadır.

Merkezi çekirdek etrafında bulunan disk parçalanmaya devam ederek halkalı yapılar meydana getirir. Bu halkalarda bulunan parçacıklar birbirleri üzerine düşerek gezegenlerin oluşumuna neden olurlar [14]. Çökme, çekim tarafından kontrol edilen serbest düşme ile başlar. Merkezi çökme çok daha hızlı gerçekleşir. Merkezi çekirdek böylece bir ön yıldız haline gelir. Çekirdek, çevresinde bulunan zarftan, madde almaya devam eder. Bu büzülme merkezi çekirdeğin ısıtır. Çekirdeğin, çökerken sıcaklığın artması nedeniyle, kızıl ötesi bölgede ışınım yayılması başlar. Çökmeye devam eden ön yıldız merkezi çekirdeğin sıcaklığını milyonlarca dereceye kadar çıkarır. Füzyon reaksiyonları başlar ve yeni bir yıldız meydana gelmiş olur.



Şekil 2.4. Oluşan kararlı yıldız [14].

Meydana gelen yeni yıldızda çökme ya da genişlemeye neden olan etki yoktur. Başka bir deyişle oluşan yıldız kararlı haldedir. Yıldızın çökmesi sırasıyla şu şekilde engellenmiş olur.

- Çökme ısıtılan gazın basıncı ve ışınımı nedeniyle çekimsel etkiyi dengeleyerek durdurulur.
- Basınç dışarıya doğru etkiyen güç iken, çekimsel güç yıldızın içeriye itilmesine neden olur.
- Her iki kuvvet arasında bir dengeye ulaşırlar [14].

Kararlı yıldızlar güneşte olduğu gibi, nükleer füzyon reaksiyonlarının meydana geldiği çekirdeğe, fotonların enerjisi çekirdekten götürdüğü ışınımsal bölgeye ve iletken akımlarının enerjisi yüzeye doğru taşıdıkları termal iletken bölgeye sahiptirler.

Bir yıldızın ana kola ulaşması ve oradaki yaşamı kütlesine bağlı olarak değişir.

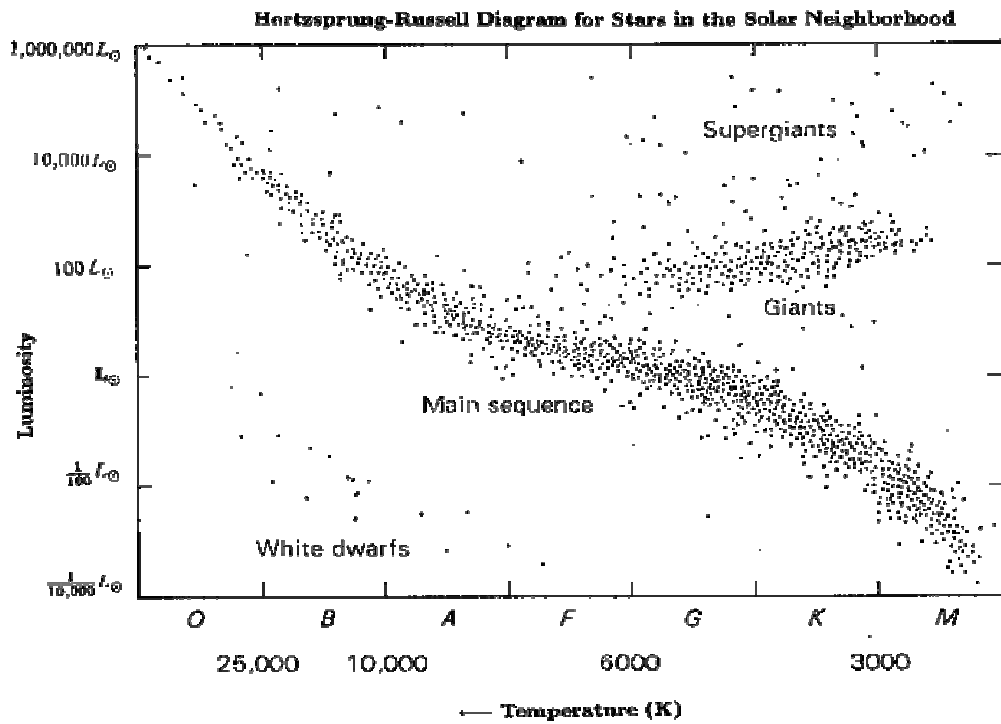
Çizelge 2.1. Bir yıldızın oluşma süresi [14].

Kütle ($M_{\text{Güneş}}$)	Zaman (10^6 yıl)
15	0.16
5	0.7
2	8
1	30
0.5	100

Ayrıca yıldızlar birbirlerine göre değişik özelliklere sahiptirler. Bunlar sıcaklık, ışık yayılımının spektrumu ve dalga boyu, parlaklık, ışıklık, boyut (yarıçap), kütle gibi özelliklerdir [13].

2.5.2. Yıldızların sınıflandırılması ve ana kol evrimi

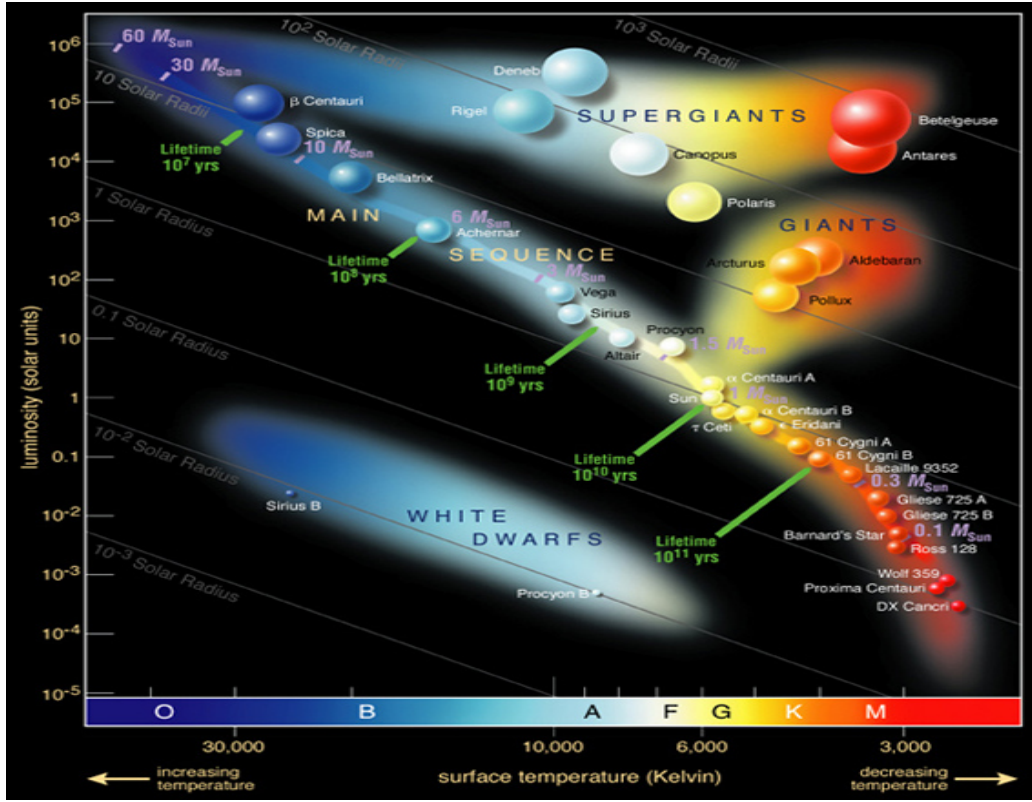
1912’de Danimarkalı astronom Einar Hertzsprung ve Amerikalı astronom Henry Norris Russell bağımsız olarak sütunda görülen binlerce yıldızı ve bulunmuş şaşkırtıcı ilişkisi için ışıklık, sıcaklık gibi etkenleri grafike etmişlerdir. Bu diagram Hertzsprung-Russell Diagramı olarak adlandırılır.



Şekil 2.5. Yıldızların sınıflandırılması [15].

Şekil 2.5’te görülen grafik, yıldızlardaki ışıklık ile sıcaklık arasındaki ilişkiyi belirtmektedir. Main sequence denen ana kol, sağ alttan sol üste doğru bir köşegen boyunca uzanmaktadır. Bu kol, güneş gibi yıldızların çoğunlukta olduğunu ve halen hidrojen yaktığını ifade eder. Ayrıca devler, süper devler, beyaz cücelerin bulunduğu yerler de açıkça görülmektedir. Yatayda belirtilen büyük harfler ise yıldızların sıcaklık, kütle ve içerdiği elementlerin bileşimine göre spektral sınıfını ifade etmektedir. Yani yıldızlar arası sıcaklık farkları, yıldız tayflarının görünümünde büyük bir çeşitliliğe yol açar. Bunlar en sıcak yıldızlardan en soğuklara doğru, O,B,A,F,G,K ve M harfleriyle simgelenen yedi ana kategoride (tayf tipleri) sınıflandırılır. Sınıflandırma ölçütleri, hafif elementlerin iyonlarından kaynaklanan tayf çizgilerinin (O,B ve A tipleri), metal ve nötr veya iyonlaşmış ağır element tayf çizgilerinin (F tipi), CN ve CH moleküllerinden kaynaklanan soğurma bantlarının (G tipi) veya titan oksitinin

(TiO) varlığına (K tipi) ve nihayet başka moleküller soğurma bantlarının ve nötr haldeki metallerin varlığına (M tipi) dayanır [10].



Şekil 2.6. Hertzsprung-Russell diagramı [16].

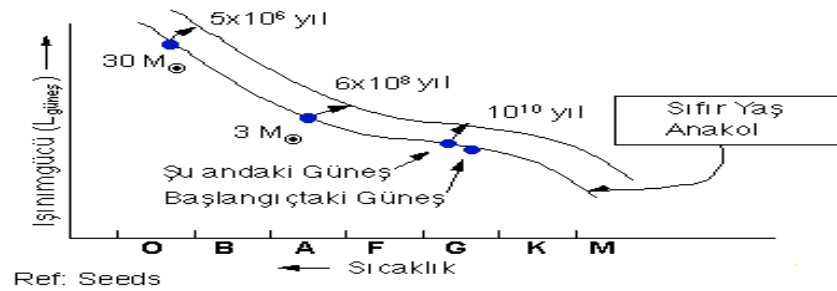
Bu aşamadan itibaren yıldızların evrimleri için temel olarak güneş baz alınır ve solar kütlede bahsedilir. Şekil 2.6'da görüldüğü gibi güneş ana kol üzerinde evrimleşmeye devam eder, yani ana kol üzerinde tam ortada durmaktadır. Bu bağlamda güneş ortalama bir yıldızdır. Grafğin sol yanı sıcak sağ yanı ise soğuktur. Aynı zamanda ışınlık derecesinin arttığı üst bölgelerde yıldızlar parlak, azaldığı alt bölgelerde ise yıldızlar soluktur.

H-R diagramında ışınlık ve yarıçap arasındaki ilişki belirtilirse, sol alttan sağ üste ilerlerken yıldızların yarıçaplarının arttığı görülür. Aynı zamanda H-R diagramında yıldızların kütleleri ile ışınlıkları arasındaki ilişki belirtilirse, ana kol boyunca sol üstten sağ alta doğru azaldığı görülür.

Ana koldaki yıldızlar helyumdaki hidrojenin füzyonuyla yanarlar. Büyük yıldızlar küçük yıldızlara göre daha yüksek çekirdek sıcaklığına sahip olma eğilimindedirler. Bu yüzden, büyük yıldızlar çekirdekteki hidrojen yakıtını çabuk yakarlarken, küçük yıldızlar bunu daha

yavaşça yakarlar [13]. Bu süre o kadar büyüktür ki, yıldızlar hidrojen yakıtı bitene kadar ana kolda yaşamlarına devam ederler. Bu yüzden ki ağır yıldızların yaşam süreleri daha kısadır.

Yıldızların merkezinde füzyon meydana gelir. Hidrojen, Helyum'a dönüştürülür. 4 parçacık 1 parçacığa dönüştüğünden buradaki basınç düşer. Çekirdek büzülerek sıcaklığını artırır. Bu da dış katmanların ısıtılmasına neden olarak bu katmanların dışarıya doğru genişlemesine neden olur [14].



Şekil 2.7. Ana koldaki güneş [14].

Güneş yaklaşık 5 milyar yıl kadar önce ana kolda yaşamına başlamıştır. O zamanlar şu ankinin 1/3'ü kadar ışımakta olan güneşin, 5 milyar yıl sonra (şu andan itibaren) ana koldaki yaşamı sona erecek ve şimdiki ışınım gücünün iki katına sahip olacaktır.

Çizelge 2.2. Yıldız evriminin zaman tablosu [14].

Kütle ($M_{\text{güneş}}$)	Oluşum (yıl)	Ana kol (yıl)	Dev Evresi (yıl)
1	1×10^8	9×10^9	10^9
5	5×10^6	6×10^7	10^7
10	6×10^5	1×10^7	10^6

Her varlığın bir oluşumu, yaşamı ve nihayetinde bir sonu varsa yıldızların da onlar gibi bir yaşamı ve ölümü vardır.

2.5.3. Yıldızlarda en yaygın elementlerin bollukları

Yıldızların merkezlerinde, çok yüksek sıcaklık ve basınçtan dolayı füzyon reaksiyonları devam eder. Kütlelerinin yeterli olduğu durumlarda demir elementine kadar zincirleme birleşim oluşacaktır. Temel yakıt olan hidrojene göre, bu zincirleme birleşimlerden oluşan elementlerdeki görelî hidrojen dağılımı aşağıda verilmiştir.

Çizelge 2.3. Yıldızlarda en yaygın elementlerin bolluk miktarları [14].

Element	Atom Ağırlığı (akb)	Görelî Sayısı
H	1	1.0
He	4	0.16
O	16	9.0×10^{-4}
Ne	20	5.0×10^{-4}
C	12	4.0×10^{-4}
N	14	1.1×10^{-4}
Si	28	3.2×10^{-5}
Mg	24	2.5×10^{-5}
Fe	56	4.0×10^{-6}
Ni	59	1.0×10^{-6}
...	>60	1.0×10^{-7}

2.5.4. Yıldızların ölümleri ve son ürünleri

Yıldızın kütlesi yeterince büyük ise bu durumda nükleosentez (çekirdek birleşimi) daha ağır elementlerin oluşmasını sağlar. Ağır elementler Hidrojen ve Helyum'un çok yüksek sıcaklık ve yoğunluklardaki dev ve süper dev yıldızların çekirdeklerinde oluşurlar. Hidrojen ve Helyum dışında bütün elementler yıldızlarda ya da yıldızların patlamasıyla üretilir. Vücudumuzu oluşturan maddeler de yıldızlar tarafından oluşturulmuştur [14].

Yıldızların yakıtları M kütlesinin belirli bir oranıdır. Yıldızlar M kütlesinin belirli bir kısmını yakıt olarak kullandıklarını kabul ederler. Yıldızların geleceği ömürleri sonunda kalan kütlelerine bağlıdır. Yıldızların yaşam süresi genel olarak, başlangıç kütlesine ve yaşamı süresince ne kadar kütle kaybettiğine bağlı olarak değişir [14].

Çizelge 2.4. Yıldızların son ürünleri [14].

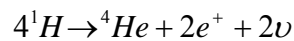
Yıldız Kütleşi	Çökme Biçimi	Yarıçap (km)	Yoğunluk (g/cm ³)	Son Ürün
$M_{\text{yıldız}} < 1M_{\text{güneş}}$	Yavaş çekimsel büzülme	---	---	Kahverengi veya kara cüce
$1M_{\text{güneş}}$ ile $\sim 5M_{\text{güneş}}$ arası	Orta çekirdek büzülmesi	7000	10^7	Beyaz cüce
$\sim 5M_{\text{güneş}}$ ile $15M_{\text{güneş}}$ arası	Hızlı çekirdek büzülmesi	20	3×10^{14}	Nötron yıldızı
$M_{\text{yıldız}} > 15M_{\text{güneş}}$	Çok hızlı çekirdek büzülmesi	4	10^{16}	Karadelik

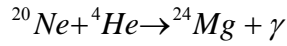
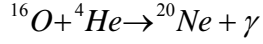
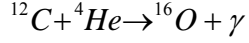
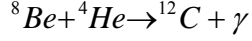
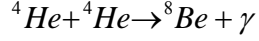
Yıldızların oluşum mekanizmaları içindeki çekirdek büzülmesini durduran bazı etmenler vardır. Bunlar;

1. Pauli Prensibi: İki elektron aynı anda, aynı yerde ve aynı enerjiye sahip olarak bulunamaz. Bu olay fizikte “Pauli Dışarlama İlkesi” olarak bilinmektedir.
2. Elektronlar gidecekleri yer kalmayacağından dolayı, birlikte olabilecek kadar birbirlerine yaklaşamazlar.
3. Elektronun dejenarasyon basıncı $M_{\text{çekirdek}} < 1.4 M_{\text{güneş}}$ olduğunda çekimi dengeler.
4. $M_{\text{çekirdek}} > 1.4 M_{\text{güneş}}$ olduğunda çökme elektron çekirdeğe kadar girip bir Nötron Yıldızı oluşturana kadar devam eder.
5. $M_{\text{çekirdek}} > \sim 4 M_{\text{güneş}}$ olduğunda nükleer basınç bile bu çökmeyi durduramaz. Çekim gücü bir Kara Delik üretir [14].

2.5.5. Yıldızlardaki çekirdek birleşimi (Stellar Nucleosynthesis)

Yıldızlar uzun ömürlerini, termonükleer füzyon olayına borçludurlar. Bu olay, bir yıldızın gerçekte doğada en bol bulunan element hidrojenin yavaş yavaş, helyum, karbon, azot, oksijen, demir gibi daha ağır elementlere dönüştüğü termonükleer bir süreçtir. Bu dönüşüme nükleosentez (çekirdek birleşimi) adı verilir.





...⁵⁶Fe kadar devam eder. En kararlı element demir elementidir (${}_{26}^{56}\text{Fe}$). Evren yavaş bir şekilde demire dönüşmektedir [12, 14].

2.6. Nova – Süpernova

Nova ile süpernova isimleri benzemekle birlikte aralarında bir mekanizma benzerliği yoktur.

2.6.1. Novalar

Novalar, birisi beyaz cüce olan bir yıldız çiftinden oluşurlar [11, 12]. Kütleleri daha büyük olan yıldız evrimini daha çabuk tamamlayacağından dolayı beyaz cüce, çiftin kütlesi daha büyük olan yıldızdır. Kütle oranının ne olduğu geçmişteki kütle kayıplarına bağlıdır. Beyaz cüceye eşlik eden yıldız ise ana koldan ayrılma veya hatta kırmızı dev evresine varmış durumdadır. Kendi Roche bölgesini tamamen doldurmuş olan bu yıldızın yüzey tabakalarından ayrılan madde beyaz cücenin çekim bölgesine akar [11, 17]. Viskoz ve türbülanslı enerji kaybı ile bu madde akışı, beyaz cüce yüzeyi etrafında bir spiral oluşturur. Bu akış bazı durumlarda, birleşme diskine dik doğrultuda jetler oluşturur. Bu jetlerde akış hızı 5000 km/s ye ulaşır. Spirale katılan yeni madde burada neden olduğu nükleer etkileşimlerle emisyonla yol açar [11].

Nova patlaması beyaz cüce yüzeyinde toplanmakta olan madde içinde olmaktadır. Burada artan sıcaklık ve basınç hidrojen için termonükleer füzyon şartlarına ulaşır. Bu olayın yol açtığı fişkırmaya ya da madde kaçışı o kadar şiddetlidir ki beyaz cüceye birleşmek üzere toplanan maddenin %50 - %90'lık kısmı sistemden kaçar. Parlaklıkta gözlenen büyük artış, dışa doğru genişlemekte olan maddenin ışık yaydığı yüzeyinin çok büyümesinden kaynaklanır. Madde soğuyunca çok şiddetli de olsa bu olay yavaşlar ve sistemin yapısı fazla değişmez [11].

2.6.2. Süpernovalar

Büyük bir patlama ile kütesinin büyük bir kısmını yitiren dev parlak yıldızlara süpernova adı verilir. Bir süpernova patlamasının ilk 10 saniyesi içinde, güneşin 10 milyar yılda ürettiğine eşit miktarda enerji ortaya çıkar. Süpernovalar, yıldız oluşumunu özellikle de yarattığı yüksek basınçla büyük kütleli yıldızların oluşumunu tetikleyen mekanizmalardan en önemlisidir. Bu büyük kütleli yeni yıldızlar da gün gelecek yeni süpernova oluşumlarına yol açacaktır [18]. İki tip süpernova patlaması mevcuttur:

I. tür Süpernova patlamaları; yakın bir eş yıldıza sahip olan beyaz cüceler bazen eş yıldızlarından kütle alarak kararsız duruma geçerler. Daha sonra da çökerek önce merkezlerinde demir çekirdek oluştururlar. Merkezlerindeki çok büyük basınç altında demir çekirdekler parçalanırlar ve aniden çok büyük enerji salınımı gerçekleşir. Tüm yıldız süpernova olarak patlar. Bu tür süpernovalar oldukça düzenli bir exponansiyel şekilli eğriliğe sahip olup spektrumlarında hiçbir H çizgisi gözlenmez. Bu objelerden dışarı atılan madde görünüşe göre ağır elementlerde zenginleştirilir. Bu tür süpernovalar genelde galaktik hale veya eliptik galaksilere benzer yaşlı yıldız topluluklarında bulunup, küçük kütleli yıldızların ölümü sırasında ortaya çıkarlar [8].

II. tür Süpernova patlamaları; genç yıldızlarla ilişkisi olup sadece spiral galaksilerin kollarında bulunurlar. Işık eğrilikleri tip 1 süpernovasına nazaran çok daha düzensiz biçimde azalır [8]. Kütleleri 8 güneş kütesinden daha büyük olan yıldızlara büyük kütleli yıldızlar denir. Bu yıldızların evrimleri çok hızlıdır. Yıldızın çekirdeğindeki madde sonunda tamamen demire dönüşür. Bu yıldızlarda merkezden yüzeye doğru farklı kabuklar oluşur. Demir doğada bulunan en kararlı elementtir; neredeyse yıldızın çekirdeğindeki 5 milyar derece sıcaklık bile demirin yanmasını sağlayamaz ve sonunda demir parçalanarak helyum atomlarına dönüşür. Dolayısıyla basınç kuvveti, üzerindeki maddenin ağırlığını taşıyamaz hale gelir. Yıldızın tüm maddesi çekirdeğe düşerek bir süpernova patlaması meydana getirir. Süpernova patlamasıyla bir anda uzaya muazzam enerji salınımı olur. Büyük kütleli yıldızların oluşturduğu bu patlamalara 2.tür süpernova patlaması denir. Bu patlamayla yıldız kütesinin neredeyse tamamı uzaya atılır; geriye birkaç kilometre yarıçaplı bir küreye sıkıştırılmış tümüyle nötronlardan oluşan bir madde kalır. Bunlara da nötron yıldızları denir [12, 18].

Evren ilk oluşumunda çok büyük oranda hidrojen ve az miktarda helyumdan oluşmaktaydı. Daha ağır elementler yıldız adını verdiğimiz dev nükleer fırınlarda, en ağırları ise büyük kütleli yıldızların süpernova olarak patlamasıyla oluşmuştur. Bir yıldızın içindeki sıcaklık ve basınç, demirden ağır elementlerin oluşumuna yetecek enerjyi sağlayamaz. Bu

elementler ancak çok yüksek enerjinin ortaya çıktığı süpernova patlamalarında oluşabilir. Kısacası bedenlerimizi oluşturan kalsiyum ve karbon gibi ağır elementler evrenin bir yerlerinde meydana gelen süpernova patlamalarının ürünüdür.

Yeni yıldız milyonlarca yıl patlamayı sürdürdükten sonra soğumaya ve genişlemeye başlar. Bu aşamaya yıldızın kırmızı (kızıl) dev aşaması denir. Patlamadan sonra yıldızın arta kalan kütlesi soğur ve atomları çekirdekleri üzerine çöküp elektronları sıkıştırıncaya kadar kütle çekimiyle büzülür. Sonunda geriye yıldızın orijinal kütlesinin %10 unu oluşturan ve genişlemekte olan iyonlaşmış bir gaz kabuğuyla çevrelenmiş karbon bir çekirdek kalır. Gezegenimsi bulutsunun merkezinde sıcak olmakla birlikte hızla soğuyan bir yıldız kalıntısı vardır [8, 18]. Bu yıldız beyaz cüce denmektedir.

2.6.3. Novaların önemi

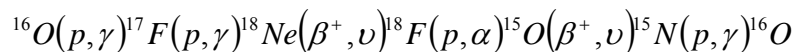
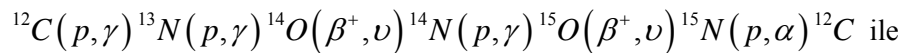
Bir yıldızda milyonlarca yıl boyunca devam eden nova patlamalarında çeşitli termonükleer reaksiyonlar meydana gelir. Novada devam eden nükleer reaksiyonlar ile, gözlemsel ve teorik hesaplamalar novaların ^{13}C , ^{15}N , ^{15}O ve ^{17}O çekirdeklerinin önemli kaynakları olduğunu ortaya koymuştur [19]. Nova patlamalarındaki çeşitli çekirdek reaksiyonları ile değişik çekirdeklerin ve izotoplarının da meydana geldiği saptanmıştır. Bu çekirdek ve izotoplarının bolluk miktarlarındaki değişikliklerle canlı ve cansız yapıların oluşumu gerçekleşmiştir. Daha önce de bahsedildiği gibi insan yapısı için de önemli olan ağır karbon ve kalsiyum çekirdekleri bunun bir göstergesidir.

2.6.4. Nova ve süpernovalarda çekirdek birleşimi (Explosive Nucleosynthesis)

Gözlemsel olarak nova, patlamadan sonra yalnızca birkaç saat maksimum parlaklığa ulaşır ve parlaklık giderek zayıflar. Bu da hızlı ve enerjik bir termonükleer kaçışı gerektirir [19]. Bir novanın patlama öncesi safhasında termonükleer enerji için 2 olası kaynak vardır. Bunlar *CNO* döngüsü ve p-p zincirleridir.

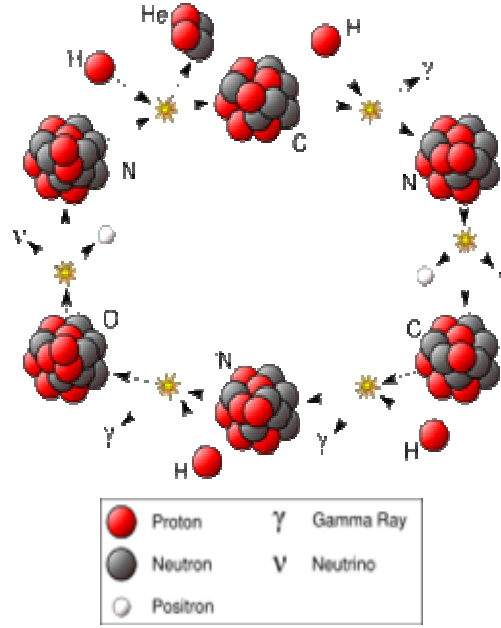
2.6.4.1. CNO döngüsü

Sıcak *CNO* döngüleri helyumdaki protonların füzyonuna sebep olan beta bozunum reaksiyonuyla çiftlenmiş karbon, nitrojen ve florin gibi orta kütleli izotoplarda proton yakalamaların bir serisidir [17, 19]. İki adet döngüden oluşur. Bunlar;



çevrimleridir [12, 17, 19].

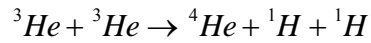
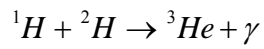
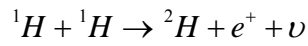
Bu döngü yaklaşık, 1.1 solar kütlede büyük ve 18 MK sıcaklığından yüksek sıcaklıklara sahip yıldızlar için geçerlidir.

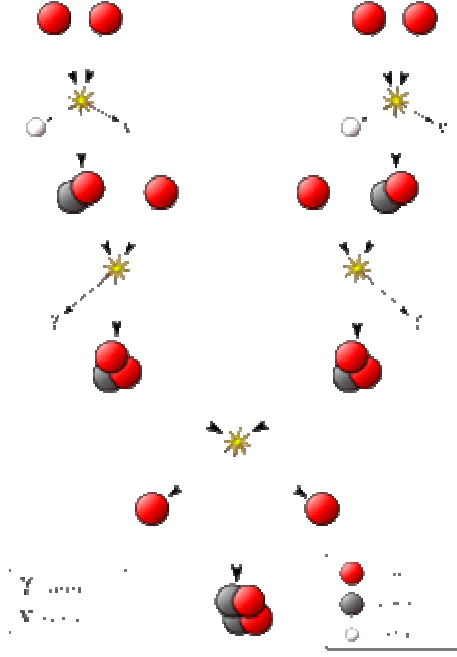


Şekil 2.8. CNO döngüsü [20].

2.6.4.2. p-p zinciri

Üç aşamadan oluşan p-p zinciri, 18 MK sıcaklığından daha düşük ve yaklaşık 1.1 solar kütlede az olan yıldızlarda baskın olmaktadır [19]. p-p zinciri üç aşamada meydana gelir [12, 17].





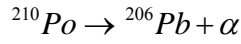
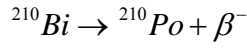
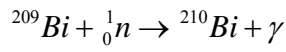
Şekil 2.9. p-p zinciri [21].

2.6.4.3. Ağır elementlerin oluşumu

C ile Fe yukarısında ve ^{64}Ni arasında kalan elementlerin ve bunların izotoplarının, yıldızlarda olabilecek şartlar içinde, füzyon tepkimeleri yoluyla çoğalabilecekleri anlaşılma ile birlikte, daha hafif ve ağır elementlerin başka yollardan çoğalmış olması gerekmektedir. Hafif elementler füzyon tepkimelerinde kullanılarak harca dıkları gibi, ^{64}Ni ötesindeki elementlerin füzyonunda da, Coulomb engelini aşmaya gereken sıcaklıklardaki foto bozunum tepkimeleri füzyondan daha etkili olmaktadır [8, 11]. Bu nedenle, ağır elementlerin çoğalması, Coulomb engeline takılmayan, nötron yakalama tepkimeleriyle açıklanabilir. Nötron yakalama tepkimesi $(A, Z) + n \rightarrow (A+1, Z) + \gamma$ denklemi ile gösterilebilir [11, 12]. Nötronlar için Coulomb engeli olmadığı için bu tepkimelere ait tesir kesitleri, füzyon tepkimesi tesir kesitlerinden çok daha büyüktür. Ağır çekirdekler kuvvetle nötron soğurabilir. Füzyon tepkimelerinin tersine (n, γ) tesir kesitleri enerji ile küçülür. Nötron akısı ve astrofiziksel ortam bakımından çok farklı olan s süreci ve r süreci gibi iki tür nötron yakalama süreci tanımlanabilir [8, 11].

s-process (veya yavaş süreç); düşük nötron yoğunluğu ve daha düşük sıcaklıklarda oluşan radyoaktif elementlerin bozunumundaki nötron yakalama işlemidir. Bu işlem beta kararlılık vadisini etkilemesi süresince kararlı izotoplar üretmek için gerçekleşir ve oldukça

yavaş gelişir [12, 22]. Bu sürecin nötron kaynağı, kıvılcık dev evresindeki kararlı yıldızlar içinde oluşan normal tepkimelerdir. Bunlar özellikle; $^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ ve $^{22}\text{Ne} + ^4\text{He} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + n$ tepkimeleridir [8]. s-process, çekirdekte daha fazla sayıda proton verecek şekilde bir nötron yakalama tepkimesidir (saniyede cm^2 başına 10^5 'ten 10^{11} nötrona kadar). s-process tohum rolü gören ^{56}Fe 'den başlayarak, ^{209}Pb oluşumuna kadar sürer. Bu işlem Toryum ve Uranyum gibi ağır radyoaktif izotopları üretmez. Döngü aşağıdaki biçimde son bulur [22].



r-process (veya hızlı süreç); yüksek nötron yoğunluğunda, yüksek sıcaklıkta oluşmuş radyoaktif elementler için nötron yakalama işlemidir. Bu süreç patlama şartlarında çok kısa sürede oluşan bol nötron akıları ile sağlanır (saniyede cm^2 başına yaklaşık 10^{22} nötron). Bu süreç sonunda oluşan çekirdekte daha fazla sayıda nötron bulunur. Bu süreç Th, U ve Pu gibi elementlerin üretilmesi için gerekli görülmektedir. r-processin süpernovayla oluştuğuna inanılır [17, 22]. Süpernovaların içindeki bazı kısımlarda protonlar elektron yakalayarak nötronlara dönüşebilir ($p + e^- \rightarrow n + \gamma$). Bu nötronlar sonradan süpernova patlamalarıyla başlatılan şok dalgalarıyla hızlandırılabilir ve dış bölgelerde yer alan ağır elementlerle hızlıca soğurulabilirler.

p-process ise; ürünü olan elementlerin kararlı olmasıyla birlikte, s ve r süreciyle üretilen elementlere göre bollukları daha az olduğu süreçtir [22]. Proton yakalama reaksiyonları olarak bilinirler. ^{184}W , ^{190}Pt ve ^{196}Hg gibi elementler, nötron absorpsiyonu süreçleri ile üretilemezler [8]. Bunlar için düşünülen tüm mekanizmalar, bu elementlerin s veya r süreçlerinin ürünü olan elementlerden türediğini kabul etmektedir. Fakat sonuç olarak s, r ve p türü süreçlerin tüm ayrıntılarının henüz tam olarak anlaşıldığı söylenemez.

Buraya kadar sürekli olarak bahsedilen nükleer reaksiyon çeşitlerinden bir sonraki bölümde detaylı biçimde bahsedilecektir.

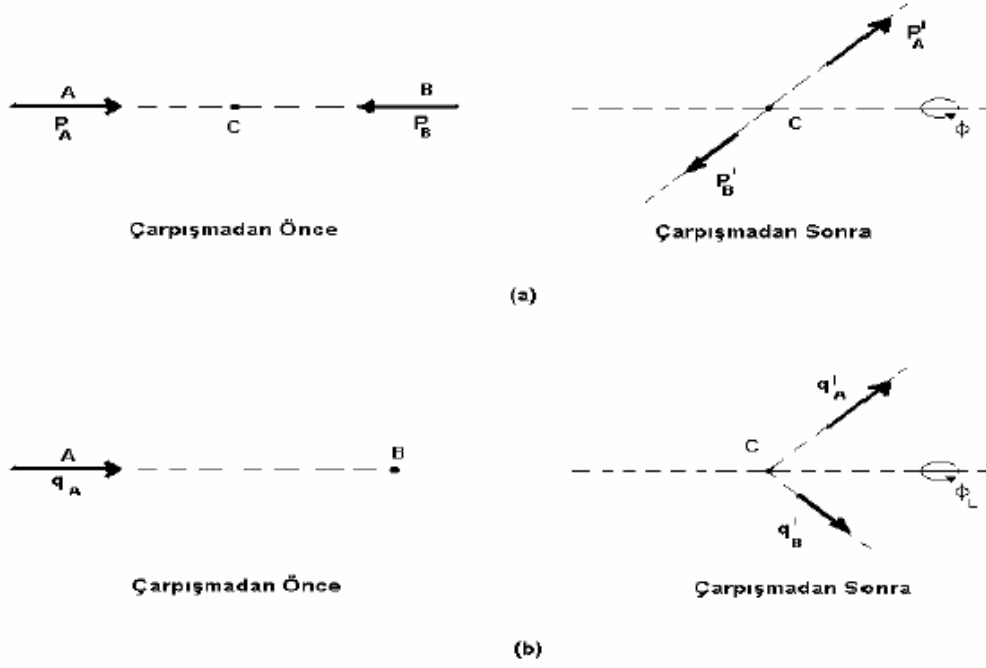
3. NÜKLEER SAÇILMA VE NÜKLEER REAKSİYONLAR

Nükleer yapı hakkındaki bilgilerin önemli bir bölümü elektron, proton gibi parçacıkların hedeften saçılmasıyla oluşan saçılma deneyleriyle ele alınır. Saçılma teorisi, nükleer reaksiyon fiziğinde önemli bir yere sahiptir ve dolayısıyla birçok fiziksel problemin uygulama alanı bulmasını sağlamıştır.

3.1. Laboratuvar Ve Kütle Merkezi Sistemleri

Güneş ve dünya gibi makro sistemler arasında kütle çekim kuvveti biçimindeki etkileşim kuvvetleri kütleler cinsinden net bir şekilde ifade edilebilirken, iki çekirdek gibi mikro sistemler arasındaki etkileşim kuvvetlerini direkt olarak yazmanın mümkün olmadığı görülür. Bu kuvvetleri elde etmek için ortalama bir potansiyel tanımlanmalı ve dolayısıyla böyle bir potansiyelde sistemin davranışını açıklamak için kütle merkezi sistemi seçilmelidir. Böyle bir durumda laboratuvar sistemi ile kütle merkezi sistemi arasında ilişki kurulmalıdır.

Bir nükleer reaksiyon, laboratuvar ortamında durgun bir hedef üzerine gönderilen parçacıklarla gerçekleştirilir [23]. Fakat çarpışma olayının teorik yorumu için, olayın temel simetrisini yansıtan bir referans sistemi seçmek yerinde olur. Toplam momentum iki sistemin çarpışmasında korunan bir nicelik olduğundan dolayı, toplam momentumun sıfır olduğu bir referans sisteminin seçilmesi gerekir. Bu sebeple iki parçacık arasındaki etkileşmelerde kütle merkezi sistemi kullanılır. Kütle merkezi referans sisteminde kütle merkezi sabit olup, parçacıklar kütle merkezine göre eşit ve zıt momentumla hareket etmektedir. Benzer olarak reaksiyon ürünleri de eşit ve zıt momentumla hareket ederler. Parçacıkların ve kütle merkezlerinin, laboratuvara göre tespit edildiği koordinat sistemi ise laboratuvar sistemi olarak adlandırılır [23]. Laboratuvar ve kütle merkezi sisteminde mermi ve hedef parçacığın çarpışma öncesi ve sonrası durumları aşağıda gösterilmektedir.



Şekil 3.1. a) Kütle merkezi sistemi b) Laboratuar sistemi [23, 24].

Parçacıkların enerji ve momentumları üzerinde korunum yasaları ayrı ayrı uygulanır. $a + X \rightarrow b + Y$ biçimindeki bir nükleer reaksiyon için, laboratuar enerjisi ile kütle merkezi enerjisi arasında,

$$E_{k.m.} = \frac{m_a}{m_a + m_X} E_{lab} \quad (3.1)$$

şeklinde bir bağıntı elde edilir. Toplam tesir kesiti her iki sistem için aynı olmakla birlikte diferansiyel tesir kesitleri farklıdır [25]. Hedef çekirdek kütesinin gelen parçacığın kütesinden çok ağır olması durumunda, laboratuar sistemi ile kütle merkezi sistemi arasındaki fark oldukça küçük olacaktır; ancak hafif iyonlar için bu fark oldukça büyüyecektir. Örneğin, hedef ve gelen parçacığın eşit kütleyle sahip olmaları durumunda, kütle merkezinin kinetik enerjisi laboratuar sisteminin kinetik enerjisinin yarısına eşit olacaktır. Bununla beraber kütle merkezindeki saçılma açısı en fazla 180° kadar olabilirken, laboratuar sisteminde ise bu değer 90° 'den büyük olamaz [4].

Yukarıdaki ifadelerden de anlaşılacağı gibi, kütle merkezi sistemi bir cismin etkin bir potansiyelle etkileşmesini tanımlamaktadır. Bu etkin potansiyelin özellikleri bir sonraki bölümde ayrıntılı olarak verilecektir.

3.2. Tesir Kesiti

Atom çekirdeğinin etkileşimleri kuantum mekanik yasalar tarafından ortaya konmaktadır. Gelen parçacık bileşik çekirdeğin kuantum enerji durumunda yakalanabilir. Ardından gamma ışınları ile bu çekirdekten enerji kaybı söz konusu olmaktadır. Sistemin kuantum mekaniksel olmasından dolayı sadece belirli yakalamalara izin verilmektedir. Bu yakalama halleri, çekirdek ve gelen parçacığın enerjisini, açısal momentumunu ve paritesini ayrı ayrı korur. Buradaki temel nokta nükleer reaksiyonlar hakkında reaksiyonun nükleer tesir kesitinin belirlenebilmesidir. Sigma (σ) olarak ifade edilen tesir kesiti, parçacıklar arasında meydana gelebilecek nükleer reaksiyonların parçacık çifti başına olasılığının ölçülmesidir [26]. Tesir kesiti, reaksiyon oranlarının hesaplanmasında kullanılır ve laboratuardaki deneylerle belirlenebilir [19].

3.3. Saçılma

Günümüzde ve şimdiye kadarki dönemde atom, molekül veya temel parçacıkların yapısını öğrenmekte deneysel yöntem ilk sırada yer almıştır. Saçılma olarak da bilinen bu yöntemde, sabit bir hedef parçacık üzerine belirli bir enerjiye sahip mermi parçacık gönderilir. Bu sayede saçılan parçacıkların yön ve enerjileri gözlenir. Gelen mermi parçacık ile hedef arasındaki etkileşme potansiyeli, saçılan parçacıkların açısal dağılımını ve enerjilerini etkileyen başlıca faktördür.

Saçılma problemlerinde kullanılan yöntemler, verilen bir potansiyel alan içindeki parçacığın bağlı enerji durumları dışında, gelen parçacığın enerjisinin önceden verilmesi esasına dayanır. Sonsuzdan gelen serbest bir parçacık küçük bir bölgede hedefle etkileşip tekrar sonsuza veya bir bölgede parçacığı gözlemek için yerleştirilen detektöre gider. Diğer bir deyişle parçacık potansiyel içinde bağlı durumda değildir ($E > 0$). Burada bilinmek istenen şey, etkileşme potansiyelinin saçılma sonucu parçacıkların açısal dağılımını nasıl etkilediğidir. Genellikle, saçılma konusu yaklaşık yöntemler gerektirir ve formalizmi karmaşıktır [27].

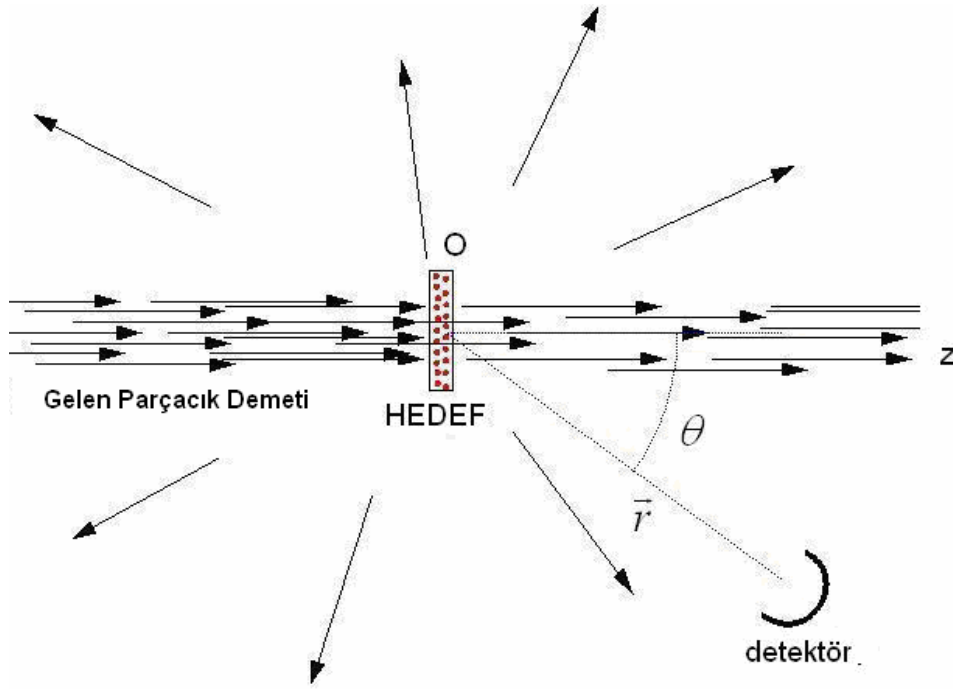
Bir kaynaktan çıkan m kütleli ve \vec{v} hızlı parçacıklardan oluşan bir parçacık demetinin $+z$ yönünde ilerlemiş olduğunu ve kullanılan detektörün kutupsal koordinatlarının $\vec{r} = (r, \theta, \phi)$ olan bir noktaya yerleştirildiğini düşünelim. Hiçbir kuvvet etkisinde bulunmayan parçacıklar serbest parçacıklardır ve bunlar bir düzlem dalga şeklinde temsil edilirler [28].

Demet üzerine hiçbir kuvvet etki etmediğinde, demetin hiçbir sapmaya uğramadan yoluna devam ettiği düşünülebilir. Gelen her parçacığın momentumu $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ biçimindedir.

Gelen demet üzerine bir kuvvet etkiğinde parçacıklar hedeften saçılıp detektörlerle sayılır ve bu sayımın sonucu reaksiyonun meydana gelme olasılığını verir. Bu ise nükleer reaksiyonların en önemli gözlemlerinden biri olan diferansiyel tesir kesitiyle orantılıdır. Gelen parçacıkların saçılan parçacıkların sayımını etkilememesi için detektörler yeterince uzağa konur. Genellikle her detektör etkin bir kesit alanına sahiptir. Bu etkin alana dS dersek, bunun gördüğü katı açı,

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.2)$$

ile verilir. Parçacık demeti bir $U(r)$ potansiyelinden türeyen bir kuvvet etkisine uğradığı zaman hareket doğrultusundan sapmaya uğrayan parçacıklar, yani kuvvet tarafından saçılmaya uğrayanlar olabilir [28].



Şekil 3.2. Bir potansiyel alanın saçılma olayına etkisi.

Şekil 3.2’de görüldüğü gibi detektörle ölçüm yapıldığı zaman sapmış parçacıkların gözlenme olasılığı vardır. O_z doğrultusu ile θ açısı yapan bir $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan parçacıkların olasılığının $d\theta$ olduğu düşünülürse, parçacık demetinin genişledikçe $d\theta$ olasılığının küçüldüğü görülecektir. Başka bir deyimle $d\theta$ olasılığı demetin dik kesitinin A alanı ile ters orantılıdır [28]. Kuantum mekanişsel olarak bu $d\sigma$ değerinin nasıl bulunacağını görelim:

Birim zamanda birim kesitten geçen parçacık sayısına akı adı verilir ve J ile gösterilir. Bu akıya karşılık, detektörün kapsadığı $d\Omega$ katı açısı içine birim zamanda saçılan parçacıkların sayısı dN olduğunda, bir saçılma deneyinin diferansiyel tesir kesitinin,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{J} \quad (3.3)$$

bağıntısıyla tanımlandığı ortaya çıkar. Diferansiyel tesir kesitinin boyutu alan mertebesinde olduğu için birimi m^2 cinsinden alınır [27, 28, 29]. Aslında bu büyüklük gerçekte kesit değil, saçılma olasılığıyla alakalıdır. Nükleer fizikte kullanılan alan birimi barn olarak verilir ve $1 \text{ barn} = 10^{-28} m^2$ dir.

Bu büyüklük genellikle, seçilen (θ, ϕ) kutupsal açılarının bir fonksiyonu olacaktır. Diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integrali alınırsa toplam tesir kesiti elde edilir [27]. Tüm bu bağıntılar klasik ve kuantum mekaniğinde birlikte geçerlilik kazanırlar.

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.4)$$

3.3.1. Saçılma genliği

Gelen parçacık sonsuzda serbest olduğu için düzlem dalga ile temsil edilmelidir. Enerjisi E olan serbest parçacığın dalga sayısı,

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (3.5)$$

ile belirlenir. Bu düzlem dalganın $+z$ yönünde ilerlemesi istendiğinde dalga fonksiyonu,

$$\psi_{gelen} = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = e^{ikz} \quad (3.6)$$

olmalıdır. Saçılma sonucu bu düzlem dalgaya eklenen bileşen $r = 0$ noktasında dışa doğru yayılan bir küresel dalga olmalıdır [27]. Saçılma elastik olduğunda dalga sayısının büyüklüğü aynı kalacaktır ($k = k'$). Her yönde aynı genlikte yayılan (izotropik) küresel dalga ifadesinin, $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} / r$ olduğu açık olarak görülür. Ancak, en genel durumda, potansiyelin etkisiyle, küresel dalganın genliği her yönde olmayabilir. Bunu hesaba katmak amacıyla, küresel dalganın genliği (θ, ϕ) açılarına bağlı bir faktörle çarpılırsa,

$$\psi_{saçılan} = f(\theta, \phi) \frac{e^{ik \cdot \vec{r}}}{r} \quad (3.7)$$

şeklinde bir ifade elde edilir. Buradaki $f(\theta, \phi)$ faktörüne saçılma genliği adı verilir [27, 28, 29, 30]. Böylece, varsayımlara uygun en genel dalga ifadesini elde edilmiş olur. Gelen ve saçılan parçacıklara ait yoğunluklar bulunup denklem (3.3) ifadesinde yerine konulursa,

$$J = |\psi_{gelen}|^2 v = |e^{ikz}|^2 v = v \quad (3.8)$$

$$dN = |\psi_{saçılan}|^2 r^2 v \text{ ve } |\psi_{saçılan}|^2 = \left| f(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} \right|^2 = |f(\theta, \phi)|^2 \frac{1}{r^2} \quad (3.9)$$

deneysel olarak ölçülen diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma/d\Omega$) bulunmuş olur. Saçılma konusuna en genel halde şu şekilde yaklaşılabilir:

- Verilen bir E enerjisi için Schrödinger Denklemi çözümlenip Ψ dalga fonksiyonu elde edilir.
- Bu dalga fonksiyonunun asimtotik davranışı,

$$\Psi = \psi_{gelen} + \psi_{saçılan} \quad (3.10)$$

$$\Psi \approx e^{ikz} + f(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.11)$$

şeklinde ayrılır ve $f(\theta, \phi)$ saçılma genliği elde edilir.

- Saçılma genliğinden diferansiyel tesir kesitine geçmek üzere,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2 \quad (3.12)$$

bağıntısı kullanılır [27]. Bu kısım bir sonraki bölümde ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

3.4. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması

Nükleer reaksiyonların gerçekleşmesi, gelen mermi parçacıkların Coulomb bariyerini aşıp aşmaması ile ilgili bir durumdur [26]. Bir nükleer reaksiyon, nükleer reaktör veya bir hızlandırıcıdan elde edilen yüksek enerjili mermi çekirdeklerle meydana gelir. İlk nükleer reaksiyonlar Rutherford'un radyoaktif kaynaktan çıkan α -parçacıklarını kullanmasıyla oluşmuştur. Nükleer reaksiyonlar en genel haliyle,



şeklinde ifade edilirler ya da daha kısa biçimde $A(a,b)B$ şeklinde gösterilirler. Burada a hızlandırılan mermi parçacık, A hedef çekirdek, B reaksiyon sonucunda oluşmuş ürün çekirdek ve b tespit edilen ve sayılabilen çıkan parçacıktır. Q ise reaksiyon sırasında açığa çıkan enerji veya reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli olan enerjidir. Burada a ve b genellikle proton, nötron, döteron, triton şeklinde hafif parçacıklardır. Q enerji ifadesi,

$$Q = E_{ilk} - E_{son} = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 \quad (3.14)$$

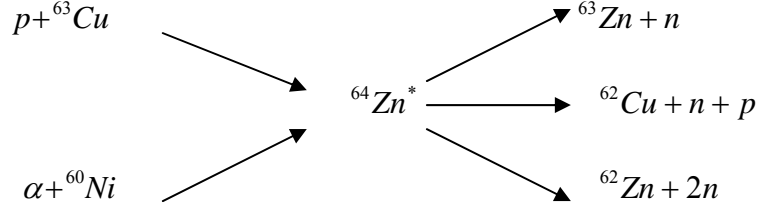
şeklinde verilir. Eğer Q pozitif ise reaksiyon dışı ısı veren ekzotermik bir reaksiyondur ve reaksiyon kendiliğinden gerçekleşir. Q negatif ise reaksiyon dışarıdan ısı alan endotermik bir reaksiyondur ve reaksiyon kendiliğinden gerçekleşmez. Nükleer reaksiyonlarda ayrı ayrı proton ve nötron sayıları, toplam enerji, parite, lineer ve açısal momentumlar korunmalıdır. Nükleer reaksiyonlar mekanizmalarına göre; bileşik çekirdek reaksiyonları, direkt reaksiyonlar ve bu iki tip arasındaki durum olan rezonans reaksiyonları, fisyon reaksiyonları, füzyon reaksiyonları, parçalanma (spallation) reaksiyonları ve yakalama reaksiyonları olarak sınıflandırılabilir.

3.4.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları



şeklinde ifade edilen bileşik çekirdek reaksiyonları, C^* gibi bir ara çekirdeğine sahiptirler. Bileşik çekirdek reaksiyonları gelen parçacıkların çekirdekten kaçma şansının küçük olduğu 10-20 MeV gibi düşük enerjilerde iyi çalışırlar. Bu reaksiyonlar gelen enerjinin yeteri kadar soğurulması için büyük olduğu orta – ağır ve ağır çekirdeklerde de iyi işlerler [30]. Tesir kesitleri direkt reaksiyonlara göre çok büyük olup, bu büyüklük nükleonlar arası etkileşimin rastgele oldukları için açıyla pek değişim göstermez; gelen parçacığın yönüne hafif şekilde bağlıdır.

Bileşik çekirdek modeline göre, bileşik çekirdeğin belli bir son ürünler kümesine bozunması için bağlı olasılığı, bileşik çekirdeğin oluşma şekline bağlıdır. Bozunma olasılığı sadece sisteme verilen enerjiye bağlıdır. Etkin olarak bileşik çekirdek nasıl meydana geldiğini unutur ve öncelikle istatistiksel kurallara göre bozunur [30].



Şekil 3.3. Bileşik çekirdek reaksiyonu [30].

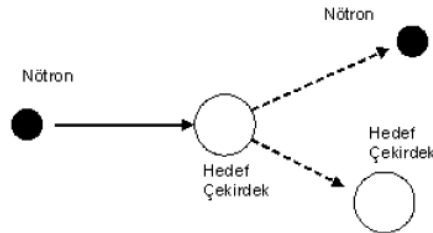
3.4.2. Direkt (doğrudan) reaksiyonlar

Direkt reaksiyonlar, yüksek enerjilerde meydana gelirler ve reaksiyonun oluşma süresi bileşik çekirdek reaksiyonlarına göre daha kısadır. Reaksiyon sırasında mermi parçacık ile hedef çekirdek etkileşerek güçlü bir soğurma meydana getirirler. Etkileşim genellikle, yüzeydeki değerlik nükleonları arasında meydana gelmektedir. Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarına nazaran düşüktür; tesir kesitleri küçük açı değerlerinde pik yaparken büyük açılarda şiddetleri düşmektedir.

Reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu veya direkt reaksiyon olup olmayacağı mermi çekirdeğin enerjisine bağlı olarak değişir. 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 [30].

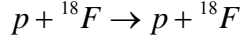
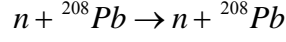
3.4.2.1. Elastik (esnek) saçılma

Esnek saçılmalar, reaksiyonun giriş kanalındaki $(a + A)$ ile çıkış kanalındaki $(B + b)$ bileşenlerinin birbirlerine eşit olmasını gerektirir. Yani $A = B$ (taban durumunda olma halleri), $a = b$ ve $Q = 0$ biçimindedir. Başka bir ifadeyle çekirdeklerin iç dinamiklerinde bir değişme olmamıştır.



Şekil 3.4. Elastik saçılma [31].

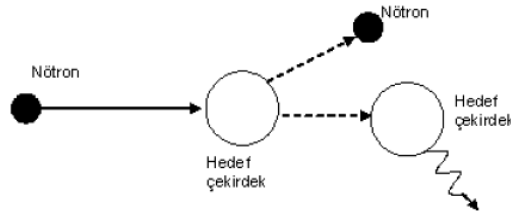
Bu tip saçılmaya örnek olarak,



elastik saçılmaları verilebilir.

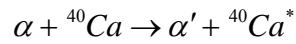
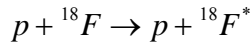
3.4.2.2. İnelastik (esnek olmayan) saçılma

Esnek olmayan saçılmalar, gelen a parçacığın enerjisinin Coulomb bariyerini aşabilecek kadar güçlü olması durumunda A hedef çekirdeğini veya hem A hem de kendisinin uyarılmasına dayanır. Yani $A(a, a)A^*$ ya da $A(a, a^*)A^*$ şeklinde olabilir. 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 parçacığın enerjisinin bir kısmı hedef çekirdeğin uyarılmış durumlarına gitmiştir.



Şekil 3.5. İnelastik saçılma [31].

İnelastik saçılma durumuna örnek olarak,

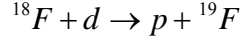


tepkimleri verilebilir [32]. İnelastik saçılmada sadece enerji ve momentum transfer edilir.

3.4.2.3. Transfer reaksiyonları

Transfer reaksiyonları mermi çekirdekten hedefe veya hedeften mermi çekirdeğe nükleon transferi gerçekleştirir. Stripping (d, p) ve pick-up (p, d) reaksiyonları olmak üzere ikiye ayrılır. Örneğin, döteron soyma reaksiyonu olarak da bilinen $A(d, p)B$ reaksiyonunda,

bir nükleon döterondan hedefe aktarılmıştır. Diğer bir örnek ise, $A(p, d)B$ reaksiyonundaki mermi parçacığın, hedeften bir nükleon kopararak döteron oluşturmasıdır.



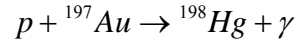
reaksiyonu bir stripping reaksiyonuna örnektir.

3.4.3. Rezonans reaksiyonları

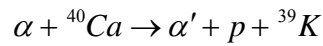
Bu tür reaksiyonlar bileşik çekirdek reaksiyonları ile direkt reaksiyonlar arasında yer alan reaksiyonlardır. Rezonans durumu her enerji değerinde olmayıp, belli enerji durumlarında mümkün olabilir. Rezonans durumunda etkileşim potansiyelinin oluşturduğu dalgaların fazı ve genliği bariyer içinde ve dışında yaklaşık eşittir [24].

3.4.4. Yakalama reaksiyonları

Yakalama reaksiyonları mermi çekirdeğin hedefle birleşerek uyarılmış yeni bir çekirdek oluşturmasını göstermektedir. Oluşan uyarılmış çekirdek, kararlı hale geçebilmek için fazla enerjisini γ - ışınları şeklinde yayar. Örnek olarak,



reaksiyonu verilebilir. Bu reaksiyonların dışında mermi ve hedef çekirdek birleşerek,



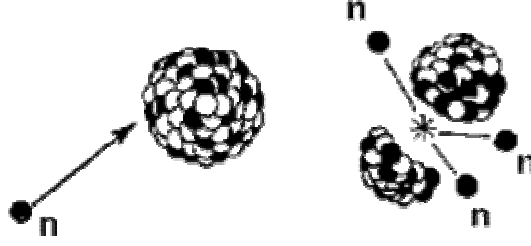
biçiminde ikiden fazla ürün çekirdek de oluşturabilir [24, 32].

3.4.5. Parçalanma (Spallation) reaksiyonları

Gelen parçacığın kompleks bir çekirdek olması halinde, reaksiyon sırasında iki veya daha fazla bileşene ayrılabilirdiği gözlenir. Bu reaksiyonlar başka bir deyişle, gelen parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşiminden sonraki durumda ikiden fazla parçacığın oluşmasını sağlayan reaksiyonlardır. Yani $A(a, xy)A$ veya mermi hedefi uyarırsa $A(a, xy)A^*$ şeklinde ifade edilebilir. Burada mermi çekirdek $a = x + y$ şeklinde iki parçaya ayrılmıştır [32].

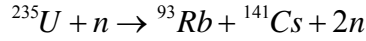
3.4.6. Filyon reaksiyonları

Kararsız bir çekirdeğe (radyoaktif) gelen proton, nötron gibi bir parçacık bu çekirdeği parçalayarak büyük bir enerji açığa çıkarır. Buradan anlaşılacağı gibi filyon bir çekirdeğin parçalanmasını ifade eder.



Şekil 3.6. Filyon olayı [33].

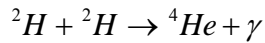
Çekirdek 2 veya nadir olarak 3 parçaya ayrılır. Bu parçalar filyon ürünleri olarak bilinir ve bunlarla beraber birkaç nötron da açığa çıkar. Filyon, atom numarası $90 < Z < 95$ olan çekirdeklerde meydana gelir. Örnek olarak,



reaksiyonu verilebilir.

3.4.7. Füzyon reaksiyonları

Çekirdekten enerji elde etmenin diğer bir yolu da füzyon reaksiyonlarıdır. İki hafif çekirdeğin birleşerek daha ağır bir çekirdek oluşturmasına nükleer füzyon denir. İki hafif çekirdek $A = 56$ 'dan daha küçük kararlı bir çekirdek meydana getirecek şekilde birleştiğinde enerji açığa çıkar. Aşağıdaki reaksiyon füzyona örnek olarak verilebilir.



Füzyonun filyona göre avantajı; hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları ve kolay elde edilebilmeleri, radyoaktif ağır çekirdeklerden daha kararlı olmaları; dezavantajı ise hafif çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olmalarıdır.

4. NÜKLEER REAKSİYON MODELLERİ

Kısmi dalgalar ve güçlü absorpsiyon, Coulomb alan etkileri, Fraunhöfer ve Frensel gibi difraksiyonlar ve güçlü absorpsiyon saçılmaları, inelastik saçılmalar için güçlü absorpsiyon modelleri, elastik saçılmalar için optik model, Double Folding gibi birçok nükleer reaksiyon modelleri mevcuttur. Bu bölümde Born Yaklaşımı, Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) ve Optik Model ile potansiyel seçenekleri incelenecektir.

4.1. Born Yaklaşımı (Born Approximation)

m kütleli bir parçacığın sabit $V(\vec{r})$ potansiyelinden saçılmasını hesaplamak için Schrödinger Denkleminin çözümü bulunmalıdır. Bilindiği gibi zamandan bağımsız Schrödinger Denklemi,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \chi(\vec{r}) = E \chi(\vec{r}) \quad (4.1)$$

ile verilir. Buradaki E parçacığın kinetik enerjisi ve \hat{H} enerji operatörü hamiltoniyeni belirtmek üzere özdeğer denklemi,

$$\hat{H} \chi(\vec{r}) = E \chi(\vec{r}) \quad (4.2)$$

şeklindedir. $k = \left(\frac{2mE}{\hbar^2} \right)^{1/2}$ ve $U = \frac{2mV}{\hbar^2}$ dönüşümleriyle denklem,

$$\left[\nabla^2 - U(\vec{r}) + k^2 \right] \chi(\vec{r}) = 0 \quad (4.3)$$

haline gelir. $V = 0$ olduğunda potansiyel enerji de sıfır olacağından denklemin çözümü bir düzlem dalgayı gerektiren, $\chi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ çözümüne ulaşılır. Bu ise dağılmamış bir demeti tanımlar. Merkezi bir kuvvet tarafından saçılan bir parçacığın saçılma denklemi,

$$\left(\nabla^2 + k^2 \right) \chi(\vec{r}) = U(\vec{r}) \chi(\vec{r}) = F(\vec{r}) \quad (4.4)$$

şeklindedir. $V = 0$ iken serbest parçacığın E enerjisi için denklem,

$$\left(\nabla^2 + k^2 \right) \chi_0(\vec{r}) = 0 \quad (4.5)$$

halini alacaktır. Bu denklemin çözümü $\chi_0(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ olan düzlem dalgaya sahip olacaktır. Ancak burada bulunan V potansiyelinin varlığı gelen düzlem dalgaya ek olarak saçılan bir dalga ortaya koyar. Denklem (4.4)'ün sağ kısmındaki $F(\vec{r}) = U(\vec{r})\chi(\vec{r})$ teriminin bu saçılmış dalgaları meydana getirdiği düşünülebilir [32]. Gelen dalga ile saçılan dalganın birlikte oluşturduğu dalga fonksiyonu,

$$\chi(\vec{k}, \vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} - \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{i\vec{k}\cdot(\vec{r}-\vec{r}')}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} U(\vec{r}') \chi(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.6)$$

biçiminde olacaktır. Elde edilen son ifade denklem (4.4) Schrödinger diferansiyel denkleminin eşdeğeri. Ancak gerekli olan sınır koşullarını kapsadığından dolayı daha fazla bilgi içerir (düzlem dalgaya ilaveten çıkan küresel dalga). Saçılma genliğini elde etmek için büyük r değerlerindeki $\chi(\vec{r})$ ifadesine ihtiyaç vardır. $V(\vec{r}')$ büyük r' için ortadan kalkar, bu yüzden denklem (4.6) ifadesinde sadece $r' \ll r$ katkıda bulunur. Büyük r için, $1/|\vec{r}-\vec{r}'| \approx 1/r$ ve \vec{k}' de \vec{r}' 'nin yönelimine bağlı k 'nin büyüklüğüyle ilgili vektörü olup $k|\vec{r}-\vec{r}'| \approx kr - \vec{k}'\cdot\vec{r}'$ ile gösterilir. Bunlar da denklem (4.6)'da yerine konursa ifade,

$$\chi(\vec{k}, \vec{r}) \xrightarrow{\text{büyük } r} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} - \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int e^{-i\vec{k}'\cdot\vec{r}'} U(\vec{r}') \chi(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.7)$$

olacaktır. Buradan da saçılma genliği,

$$f(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}'\cdot\vec{r}'} U(\vec{r}') \chi(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.8)$$

olarak elde edilir. Ancak bu denklem saçılma probleminin biçimsel çözümünden daha fazlasını ortaya koymaz; çünkü integrant halen $\chi(\vec{r}')$ bilinmeyen dalga fonksiyonunu içermektedir [32]. Ancak bu yine de, yaklaşımlar için uygun bir başlangıç noktasıdır. Örneğin, V potansiyeli zayıfsa, saçılan dalga küçük bir genliğe sahiptir ve denklem (4.6)'nın ilk terimi tarafından denklem (4.8)'de $\chi(\vec{r}')$ 'ye yaklaştırılabilir. Böyle bir durumda düzlem dalganın kendisi,

$$f_{BA}(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}'\cdot\vec{r}'} U(\vec{r}') e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}'} d\vec{r}' \quad (4.9)$$

olacaktır. Bu ifade Born Yaklaşımı olarak bilinir [32]. $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ hesaplanan potansiyelin fourier transformu olarak bilinir. Burada \vec{q} , saçılan parçacığın momentumundaki değişikliktir. Bu \vec{q} momentumu hedefe transfer edilir ve hedefin geri tepmesi olarak tekrar ortaya çıkar. f_{BA} genliği ϕ 'den bağımsız, ancak θ 'ya bağlıdır. Çünkü $q^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta$ şeklindedir. Eğer $U(\vec{r})$ potansiyeli küresel simetrikse, bu ifade \vec{r} 'nin büyüklüğüne bağlı fakat yöneliminden bağımsızdır. Burada \vec{r}' değişkeninin kutupsal koordinatları (r, α, β) olarak ifade edilip, $d\vec{r}'$ hacim elemanı, $d\vec{r}' = d^3r' = r'^2 dr' \sin \alpha d\alpha d\beta$ ve $\vec{q} \cdot \vec{r} = qr \cos \alpha$ şeklinde matematiksel işlemlerle denklem,

$$f_{BA}(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}'} U(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.10)$$

$$f_{BA}(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \iiint r'^2 dr' \sin \alpha d\alpha d\beta e^{-iqr' \cos \alpha} U(r') \quad (4.11)$$

$$f_{BA}(\theta, \phi) = -\frac{1}{q} \int \sin(qr') U(r') r' dr' \quad (4.12)$$

ifadesine indirgenir.

Born yaklaşımının geçerli olabilmesi için; etkileşim potansiyelinin gelen mermi parçacığın enerjisine kıyasla zayıf ve kısa erimli olması, θ saçılma açısının küçük olması gerekmektedir.

4.2. Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation - DWBA)

Born yaklaşımı ilerletildiğinde, gelen ve saçılan dalgaların çekirdek tarafından bozunduğu gerçeğini hesaba katan optik model kullanılır [30]. Bu yaklaşımın daha büyük karmaşık versiyonu en geniş biçimde kullanılan DWBA'dır. U potansiyelinin $U = U_1 + U_2$ iki terimin toplamı olarak yazıldığı düşünülürse ve U_2 potansiyeli U_1 potansiyeline göre zayıfsa saçılmanın çözümü için özdeğer denklemi kolayca,

$$\left[\nabla^2 + k^2 - U_1(\vec{r}) \right] \chi_1(\vec{k}, \vec{r}) = 0 \quad (4.13)$$

olarak elde edilebilir. χ_1 çözümünün iki şekli vardır; birisi bir düzlem dalganın (+) 'sından oluşmuş $\chi_1^{(+)}(\vec{k}, \vec{r})$ şeklinde belirtilen çıkan saçılmış dalga ve diğeri ise bir düzlem dalganın (-) 'sinden oluşmuş $\chi_1^{(-)}(\vec{k}, \vec{r})$ ile gösterilen gelen saçılmış dalgadır [2, 32]. Bunlar birbirlerinin tersi olup, $\chi_1^{(-)}(\vec{k}, \vec{r}) = \chi_1^{(+)}(-\vec{k}, \vec{r})^*$ şeklinde bağlantılıdır. Denklem (4.7)'ye yol açan türevin genellemesi sonradan bu χ_1^{\pm} terimlerinde tüm problem için çözümleri verir.

$$\chi(\vec{k}, \vec{r}) \xrightarrow{\text{büyük } r} \chi_1^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) - \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int \chi_1^{(-)}(\vec{k}' \cdot \vec{r}')^* U_2(\vec{r}') \chi(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.14)$$

Sonuç olarak tüm saçılma genliği, χ_1 tarafından (U_1 potansiyelinden) ve denklem (4.14)'ün ikinci teriminden (U_2 potansiyelinden) katkıların toplamıdır.

$$f(\theta, \phi) = f_1(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \int \chi_1^{(-)}(\vec{k}', \vec{r}') U_2(\vec{r}') \chi(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.15)$$

Bu genlik, $U = U_1 + U_2$ 'yi sağlayan denklem (4.8) ifadesiyle özdeştir. Denklem (4.14) yine doğrudur, ancak denklem χ 'nin tam çözümünü içermemesinden dolayı bu şekilde yararlı değildir. Bununla birlikte, Born yaklaşımındaki benzerlikle denklem (4.13)'ün ilk terimindeki gibi U_1 potansiyeli için χ_1 çözümü elde edilebilir. Eğer U_2 , U_1 'e göre zayıfsa bu iyi bir yaklaşım olacaktır [32]. Bu ifade Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı olarak adlandırılır. Born olmasının nedeni, U_2 potansiyelinde ilk sıranın olmasından dolayıdır. Ancak buradaki ifade denklem (4.8)'deki düzlem dalga değil bozunmuş dalgadır. Tam bir çözüme daha iyi yaklaşım olması için gerekli bozunmuş χ_1 dalgaları kullanılır. Çünkü zayıf U_2 potansiyelinin yol açtığı saçılan dalgaların genliğindeki değişme küçük olacaktır ve $U_1 + U_2$ potansiyelinden saçılan dalgaları temsil eden $\chi(\vec{k}, \vec{r}')$ yerine, U_1 'den saçılan dalgalar $\chi_1^+(\vec{k}, \vec{r}')$ bozunmuş dalgalar kullanılabilir [2]. Genlikle ilgili ifade,

$$f_{DWB}(\theta, \phi) = f_1(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \int \chi_1^{(-)}(\vec{k}', \vec{r}')^* U_2(\vec{r}') \chi_1^+(\vec{k}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.16)$$

denklemdir. Bu yaklaşım inelastik ve yeniden düzenlenen çarpışmalar için genellenebilir. Bu durumlarda, U_2 elastik olmayan geçişi kapsayan etkileşimdeyken, U_1 (bu yüzden de f_1)

elastik saçılmayı tanımlamak için seçilir. Sonra DWBA geçerliliği iki çekirdek çarpıştığında oluşan en önemli olay olan elastik saçılmaya bağlıdır; bu yüzden diğer olaylar pertürbasyonlar şeklinde davranabilir [32]. Türevi detaylı biçimde ele almayıp, saçılma genliğine uyan bir $A(a,b)B$ reaksiyonu için denklem (4.17) şekline sahip reaksiyonu üzerinde durulacaktır.

$$f_{DWBA}(\theta, \phi) = -\frac{1}{4\pi} \int \chi_{\beta}^{(-)}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta})^* \langle b, \vec{B} | U_2 | a, \vec{A} \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \quad (4.17)$$

Burada χ_1 , χ_{α} ve χ_{β} 'ya genelleştirilmiştir. χ_{β} fonksiyonu $\beta = b + B$ çıkış kanalında optik bir U_{β} potansiyelinden meydana gelen elastik saçılmayı tanımlarken; χ_{α} , $\alpha = a + A$ giriş kanalında U_{α} optik potansiyelinden ortaya çıkan elastik saçılmayı tanımlar. Elastik olmayan geçişe sebep olan U_2 potansiyeli, reaksiyonun tipine ve onu tanımlamak için seçilen modele bağlıdır. Buradaki amaç bir kod yazılımı kullanarak $A(a,b)B$ reaksiyonu için saçılma genliğini hesaplamaktır. Bir önceki bölümde de elde edilen denklem (3.12) diferansiyel tesir kesiti ile saçılma genliği arasındaki eşitliği ifade etmektedir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_{DWBA}(\theta, \phi)|^2 \quad (4.18)$$

Schrödinger denklemi çözümünden yola çıkılarak elde edilen saçılma genliği ifadesi ile diferansiyel tesir kesitine geçiş yapılabilir. Denklem (4.18)'den de görüleceği gibi mutlak saçılma genliğinin karesi diferansiyel tesir kesitini vermektedir. Kullanılan programda Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı ile bu ifade,

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{v_b}{v_a} \frac{1}{(2J_A + 1)(2s_A - 1)} \sum_{M_A M_B m_a m_b} |T_{DWBA}^{M_A M_B; m_a m_b}|^2 \quad (4.19)$$

ile verilir. Buradaki açısal momentum ifadeleri, $\vec{j} = \vec{J}_B - \vec{J}_A$, $\vec{s} = \vec{s}_a - \vec{s}_b$ ve $\vec{l} = \vec{j} - \vec{s}$, T ise saçılma genliği şeklindedir (Programda geçiş genliğini T olarak tanımlanmıştır) [34, 35].

Özetlenecek olursa, bu bozunmuş χ dalgaları genellikle, elastik saçılma tesir kesitlerine karşılık gelen fit ölçüleriyle elde edilmiş bir optik potansiyelle Schrödinger Denklemi çözümü sonucu oluşturulur. Ardından,

$$T^{(DWBA)} = \iint \chi^{(-)}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) \langle b, B | V | a, A \rangle \chi^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \quad (4.20)$$

saçılma genliği elde edilir. Bu ifade denklem (4.17) ile özdeştir. Genelde nükleer matris elemanı $\langle b, B | V | a, A \rangle$, \vec{r}_α ve \vec{r}_β değerlerine bağlı bir fonksiyondur; nitekim $\vec{r}_\alpha \approx \vec{r}_\beta = \vec{r}$ konursa, $F(\vec{r})$ ifadesi yazılabilir ve

$$T^{(DWBA)} = \int \chi^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}) F(\vec{r}) \chi^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}) d\vec{r} \quad (4.21)$$

oluşturulur. Pratik olarak her bir bozunmuş dalga genelde kısmi dalgalara genişletilebilir ve benzer çoklu genleşme $F(\vec{r})$ form faktörü sağlanır [32]. \vec{r} yönelimi üzerindeki integrasyon sonradan analitik olarak (kısmi dalga radyal integralleri toplamı ayrılmasıyla) yapılabilir. Ne var ki, sadelik olarak neyin kaybolduğu, reaksiyonun tanımlanabilmesiyle doğru biçimde yenilenir. Basit düzlem dalgaların daha komplike bozunmuş dalgalarla yerine konulmasına rağmen, bunlar pratikte elastik saçılma tesir kesitlerine uyan ölçümlerle belirlenebilir. Sonra nükleer yapının çeşitli modelleri $F(\vec{r})$ form faktörüne uyan yapımı (ki bu teoride tüm yapı etkilerini kapsar) ve diğerlerinin ölçülmüş elastik olmayan uyumlu tesir kesitleri karşılaştırmasıyla test edilebilir.

Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı, direkt nükleer reaksiyonların analizleri için en güçlü modellerden biri olarak denenmiştir.

4.3. Optik Model

Nükleer reaksiyonları açıklamak için geliştirilen başarılı modellerden birisi de optik modeldir. Yarı saydam bir küre üzerine gelen ışığa benzemesinden dolayı bu şekilde adlandırılan optik model, saçılma deney verilerine uygun bir fit etme ve elastik saçılma tesir kesitleri ile kutuplanmalarda kullanılır. Gelen mermi parçacığın kompleks hedefle etkileşmesi sırasında gelen akının (J_g) bir kısmı hedefin uyarılmasından dolayı inelastik kanallara gider [24]. Son durumda ise çıkan akı gelen akıdan uyarılmanın şiddetiyle orantılı olarak azalmış olur. Böyle bir gerçeği modellemek için reel etkileşim potansiyelin yeterli olmamasından dolayı optik model geliştirilmiştir. Optik model, uyarılmış kanallarla etkileşimi temsil eden sanal potansiyel kullanılmaktadır. Bu modele göre toplam etkileşim potansiyeli komplekstir ve

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (4.22)$$

biçiminde temsil edilir. Buradaki V ile W fonksiyonları, uygun radyal bağımlılığı verecek biçimde seçilir [30]. $V(r)$ gelen mermi parçacık ile hedef çekirdek arasındaki çekirdek

etkileşimini tanımlayan elastik saçılmadan sorumlu gerçel kısmı, $W(r)$ ise soğurmadan sorumlu olan sanal kısmı ifade etmektedir. Optik model soğurulan akının hangi kanallara ve ne kadar miktarda gittiği ile ilgilenmeyip, sadece uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi vermektedir. Bu modelin tek ve önemli farkının nükleer potansiyeli kompleks almış olduğu belirtilebilir. Elastik saçılma için Radyal Schrödinger denklemi,

$$\frac{d^2 U_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(E - V_{op}(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] U_l = 0 \quad (4.23)$$

biçiminde verilebilir. Bu noktada amaç bu denklemi çözerek saçılma matris elemanını elde edip buradan diferansiyel tesir kesitine ulaşmaktır. Denklem (4.23)'de saçılma merkezi yakınlarında ($r < R$) potansiyel setinin parametreleri çok önemliken, saçılma merkezinin dışında ($r > R$) ihmal edilebilir. Çünkü burada Coulomb alanının olmadığını düşünülür. Bu denklemi analitik yolla çözmek zor olduğu için nümerik yöntemler kullanılır.

4.3.1. Optik potansiyelin özellikleri

Nükleer reaksiyon modelleri incelendiğinde temel problemin deneysel verileri en iyi şekilde fit edecek potansiyel setini bulmak olduğu görülür. Potansiyeller dikkate alındığında nükleer potansiyelin şekli ve parametreleri, Coulomb potansiyeli (V_C) ve merkezci potansiyelin (V_l) özelliklerine göre iyi bilinmemektedir. Buradaki temel problem bu potansiyelin belirlenmesidir. Hedef çekirdek ile mermi parçacık arasında birçok etkileşimin karmaşıklığının tek bir potansiyelle temsil etmenin iyi bir yaklaşım olmaması, bundan dolayı çekirdek etkileşmelerinin anlaşılmasını sağlayan elastik ve inelastik saçılmanın açıklanmasında optik modelin başarısı söz konusu olması sonucunu vermiştir.

Nükleer potansiyel kompleks olmalıdır, başka bir ifadeyle sanal bir potansiyel içermelidir. $|S| = 1$ için soğurma olmadığı için S matrisinin her zaman $|S| \leq 1$ olması gerekir. $W(r)$ sanal potansiyeli her yerde negatif olmakla birlikte yalnız saçılma dalgasıyla her j değeri için integrali negatiftir [36].

$$\int |\chi^j(r)|^2 W(r) dr \leq 0 \quad (4.24)$$

olmalıdır. Buradaki $\chi^j(r)$ uygun saçılma dalga fonksiyonunun radyal kısmını ifade eder. Soğurma potansiyeli birçok durumda yüzey yakınında pik yapar ve dolayısıyla etkileşmenin

yüzeyde olduğu düşünülür. Çekirdek içerisindeki nükleonlar etkileşime katılmazken, sadece değerlik nükleonları etkileşime katılırlar. Fakat gelen parçacık enerjisi çok yüksekse sanal potansiyel reel potansiyel formuna yakın bir davranış gösterir.

Nükleer potansiyeller enerjiye bağlı olarak değişirler. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça uyarılmış kanalların sayısı artmakta, dolayısıyla bu etkileşimi tanımlayan sanal potansiyelin şiddeti de artmaktadır [24]. Reel potansiyeldeki değişme özellikle Coulomb bariyeri civarında anormal derecede gözlenir.

Optik potansiyelin bir diğer özelliği prensipte yerel olmamakla birlikte, genelde yerel formda kabul edilmesidir. Mermi ve hedef çekirdek arasındaki anti simetriklik yerel olmamanın önemli bir kaynağını belirtmektedir. Nükleon-çekirdek sistemleri için Hartree-Fock potansiyeli buna açık bir örnektir [36]. Yerel olmama durumu etkileşimin sadece r 'ye bağlı olmayıp, bir r' parametresine de bağlı olması şeklinde düşünülebilir. Dolayısıyla taban durumla uyarılmış durumlar arasında bir etkileşim varsa veya uyarılmış durumlar arasında bir etkileşim varsa bunları temsil eden potansiyelin yerel olmaması gerektiği akla gelebilir.

Gelen mermi veya hedef çekirdeğin spine sahip olma durumunda, aralarında bir spin-yörünge etkileşim kuvveti ve dolayısıyla bunu temsil eden bir potansiyel olduğu açığa çıkar. Eğer mermi ve hedef çekirdeğin her ikisi de spine sahipse spin-spin etkileşim potansiyeli olacaktır. Bir çekirdeğin spinini değerlik nükleonları belirlediğinden ötürü, etkileşimin bu değerlik nükleonları arasında olacağı düşünülür. Sonuç olarak da spin-yörünge etkileşimini ifade eden V_{ls} potansiyeli sanal potansiyele benzer olarak yüzey bölgesinde pik yapar.

4.3.2. Optik model analizleri

Deneysel saçılma ve reaksiyon tesir kesiti verilerini açıklayan potansiyel setleri bir bilgisayar kodu kullanılarak bulunmaktadır. Kullanılan reaksiyon kodları genelde Fresco [37], Potelemy [38], Ecis [39], Chuck3 [40], Dwuck4 [34] ve Dwuck5 [41] şeklindedir. Yapılan bu çalışmada Dwuck4 ile Dwuck5 kodu üzerinde durulmuştur. Bu programları kullanmadaki asıl amaç, teorik olarak bulunan tesir kesitlerinin, deneysel tesir kesitleriyle karşılaştırılarak en uygun potansiyel seti seçilmesini sağlamaktır. Potansiyellerin fenomenolojik olması durumunda reel ve sanal kısımlar genellikle WS , $n=1,2$ olmak üzere $(WS)^n$ ya da Woods-Saxon türevi (WSD) olarak veya bunların kombinasyonu şeklinde yazılır.

Buraya kadar yaptığımız işlemlerde dalga fonksiyonları üzerinde etkili olan bir $U(r)$ potansiyelinden ve dolayısıyla onun yol açtığı bir kuvvetten söz edilmiştir. Şimdi bu potansiyellere kısaca bir bakalım:

4.4. Etkileşim Potansiyelinin Özellikleri

Optik model nükleer reaksiyonlar üzerinde çalışırken, bir cismin iki cisim arasındaki potansiyel enerjiye eşit etkin bir potansiyelle etkileşimde olduğunu kabul etmektedir. Bu etkin potansiyel, parçacıkların yüke sahip olup olmama durumuna göre Coulomb potansiyeli, reaksiyonu tanımlayan nükleer potansiyel, iç yapıdan kaynaklanan merkezci potansiyel ve parçacıkların spini olup olmama durumlarına göre spin-yörünge potansiyelinden oluşur.

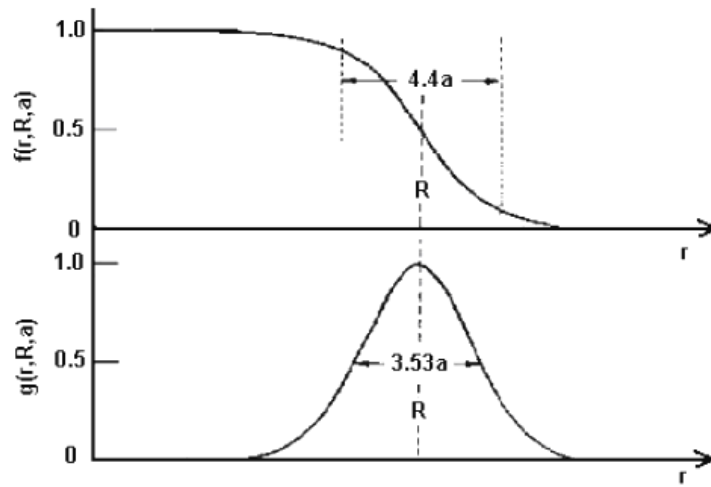
$$U_{etkin} = U_N + V_C + V_{ls} + V_l \quad (4.25)$$

şeklinde tanımlanır. Ayrıca etkin potansiyel, (l) yörünge açısal momentum kuantum sayısına, pariteye ve model uzayına bağlı olarak değişim gösterir. Bu potansiyeller aşağıda sırasıyla incelenmiştir:

4.4.1. Nükleer potansiyel (U_N)

Reel ve sanal kısımdan oluşan nükleer potansiyel aşağıdaki biçimde gösterilir.

$$U_N = -V_f v(r) + V_s g_v(r) - i[W_v f_w(r) + W_s g_v(r)] \quad (4.26)$$



Şekil 4.1. Woods-Saxon form faktörü ve türevi [32].

Reel potansiyel genelde Woods-Saxon (WS) formunda seçilir. İç kısımlarda yaklaşık sabit olan potansiyel, yüzeye doğru yaklaşıldığında tıpkı yoğunluk değişimine benzer olarak yavaşça azalarak sıfıra gitme eğilimi gösterir. Reel potansiyel Şekil 4.1'de gösterilmiştir, form faktöre sadece $-V_0$ çarpanı gelir. Ayrıca reel potansiyel negatif ve mermi çekirdekdeki nükleon sayısı ile orantılıdır [36]. Örneğin, döteronun potansiyeli bir nükleona göre iki kat, tritonun potansiyeli ise yaklaşık üç kat daha fazla derinliğe sahiptir. Bu durum ağır iyonlara doğru gidildikçe değişmektedir. Nükleer potansiyel şekli için en önde olan form Woods-Saxon tipidir.

$$f_i = \frac{1}{1 + \exp(x_i)}, V_N = -V_0 f_i, x_i = \frac{r - R_i}{a_i} \text{ ve } i = V, W \quad (4.27)$$

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(r - R)/a} \quad (4.28)$$

Bilinen Woods-Saxon ifadesi denklem (4.28)'deki gibidir [30, 42]. Ancak son iki ifade birbiri ile aynı anlamı taşır. $i = V$ için reel potansiyel tanımlanırken, $i = W$ içinse sanal potansiyel tanımlanmaktadır. Burada V_0 potansiyelin derinliğini, R potansiyelin yarıçapını ve a potansiyelin yüzey difüzyon kalınlığını ifade eder. Şekil 4.1'den görüldüğü gibi potansiyel merkezde maksimum şiddete sahipken yüzeyde sıfıra gitmektedir [24, 31]. Reel potansiyelin yüzeysel şekli,

$$g_i(r) = -4a_i \frac{df_i}{dr} = \frac{4 \exp(x_i)}{[1 + \exp(x_i)]^2}, V_{yüzey} = -V_0 g_i(r), x_i = \frac{r - R_i}{a_i}, i = V, W \quad (4.29)$$

$i = V$ ve benzer olarak $i = W$ içinse sanal potansiyelin yüzeysel formu için elde edilir.

Sanal potansiyel soğurma potansiyeli olarak bilinir. Hacim ve yüzeysel olmak üzere iki kısımda ele alınabilir. Hacimsel terim reel potansiyele benzer olarak denklem (4.27)'de $i = W$ için elde edilir ve şekil olarak Şekil 4.1'deki $f(r, R, a)$ form faktörüne benzerdir [24, 31].

$$W = -\frac{W_0}{1 + \exp(x_i)} \text{ ve } x_i = \frac{r - R_W}{a_W} \quad (4.30)$$

Yüzey soğurma potansiyeli denklem 4.29'da, $i = W$ için elde edilir.

$$W_{yüzey}(r) = -\frac{4W_0 \exp(x_W)}{[1 + \exp(x_W)]^2} \text{ ve } x_W = \frac{r - R_W}{a_W} \quad (4.31)$$

Yüzeysel hacim potansiyeli Şekil 4.1'deki $g(r, R, a)$ form faktörüne benzerdir. Yüzey potansiyeli $r = R_w$ 'de pik yapar [24, 31].

4.4.2. Merkezil potansiyel (V_l)

Mermi ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumundan doğar ve şiddeti,

$$V_l = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (4.32)$$

şeklinde verilir. İfadeden de anlaşılacağı gibi merkezil bariyer açısal momentum kuantum sayısına bağlıdır. Bu potansiyel çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen çok şiddetli bir bariyerdir [23, 24].

4.4.3. Spin-yörünge potansiyeli (V_{ls})

Mermi çekirdeğin spine sahip olması halinde hedefle mermi arasındaki spin-yörünge etkileşiminden doğan bir potansiyel oluşur. Bu potansiyel,

$$U_{ls} = -(V_{ls} + iW_{ls}) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_s(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (4.33)$$

ile verilir.

4.4.4. Coulomb potansiyeli (V_C)

Hedef kürenin düzgün yük yoğunluğuna sahip olması durumunda mermi ve hedef arasındaki Coulomb potansiyeli,

$$V_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{r}, \quad r \geq R_C \quad (4.34)$$

$$V_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), \quad r \leq R_C \quad (4.35)$$

şeklinde verilir. Burada Z_a mermi çekirdeğin ve Z_A ise hedef çekirdeğin yükünü ifade eder. Mermi ve hedef çekirdek birleşmediği sürece Coulomb potansiyeli noktasal alınabilir.

Denklem (4.34) ve (4.35)'in $1/r$ çarpanına bağlılığı, küçük r uzaklıklarında çekirdeklerin üst üste binmeye başladığında geçerliliğini kaybeder ve noktasal olmayan dağılım

kullanılır. Fakat R_C nin hangi değerde olduğu ele alınan sistemler için değişiklik gösterir [31].

Coulomb yarıçapının genel ifadesi,

$$R_C = r_C \left(A_p^{1/3} + A_T^{1/3} \right) \quad (4.36)$$

biçimindedir.

5. DWBA KODU İLE DİREKT REAKSİYONLARIN İNCELENMESİ

5.1. Döteron Ve Döteryum

Bir nötron ve bir protondan oluşan parçacığa döteron (${}^2\text{H}$ çekirdeği), bu parçacığın yörüngesine bir elektron bağlanarak nötr bir atom oluşturan çekirdeğe ise döteryum denmektedir. Nükleonların en basit halini ifade eden döteron, nükleon-nükleon etkileşmesini incelemek için uygun bir sistem oluşturur. Atom ve molekül fiziği için hidrojen atomu ne kadar önemliyse, nükleer fizik için de döteron o kadar önem taşır. Hidrojenin yapısını anlamada uyarılmış durumlarının yapmış olduğu ışınımlar incelendiğine göre, döteronun da uyarılmış hallerinin yapmış olduğu ışınımlarla yapısı hakkında bilgi edinilebilir. Ancak uyarılmış haller serbest bir proton ve nötron için bağlı olmayan sistemlerde geçerlidir. Döteronun nükleonları zayıf olarak bağlı olduğundan yapısı bu şekilde incelenemez. Döteronun bağlanma enerjisi,

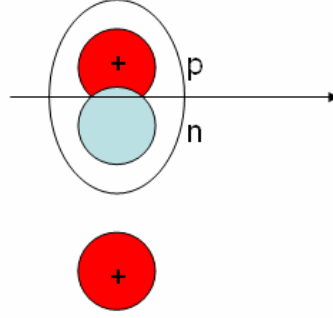
$$E_B = 2,22463 \pm 0,00004 \text{ MeV} \quad (5.1)$$

biçimindedir. Döteronun toplam açısal momentumu nötron ve protonlarının özgün spinleri $\frac{1}{2}$ olan s_n ve s_p ile nükleonların ortak kütle merkezleri etrafındaki l yörünge açısal momentumu olmak üzere üç bileşeni bulunmaktadır [1].

$$I = s_n + s_p + l \quad (5.2)$$

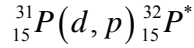
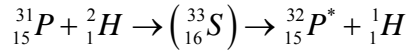
Yapılan çalışmalarla döteronun sahip olduğu spini $I=1$ olarak elde edilmiştir. Döteronun dalga fonksiyonunun $r \rightarrow -r$ dönüşümüyle paritesi incelendiğinde çift (+) pariteye sahip olduğu gözlenmiştir. Yörünge hareketi ile parite arasında $(-1)^l$ ifadesi olduğundan çift pariteye $l=0$ veya $l=2$ durumlarında ulaşılır. En son durumda ise döteronun sahip olduğu spin ve pariteye göre $l=0$ ile uyuma halinde olduğu gözlenmiştir.

Döteronlar çeşitli nükleer reaksiyonlara katılan etkili parçacıklardır. Bu çalışmada döterona ait (d, p) tipli stripping (soyma) reaksiyonları incelenecektir. Bu tip reaksiyonlarda döteronun hedef çekirdeğe yaklaşırken polarize olduğu ve nötronun protondan ayrılarak dışarı çıktığı kabul edilir [43].



Şekil 5.1. Döterondan sıyrılma [43].

Yüzden fazla (d, p) reaksiyonu vardır ve bunların birçoğunda yüksek verimler gözlenmektedir [43]. Hızlandırıcılardan gelen döteronlarla yararlı pek çok radyoizotop elde edilebilir.



5.2. Direkt Reaksiyonların Önemi

Stripping (d, p) ile pick-up (p, d) reaksiyonları daha önceden de belirtildiği gibi direkt reaksiyonlar içinde yer alırlar. Yapılan bu çalışmada stripping reaksiyonları üzerinde durulmuş ve önemi anlaşılmasına çalışılmıştır.

Direkt reaksiyonlarla yerleşen çekirdeklerin düşük enerjili seviyeleri için bu eğilim, bu reaksiyonların önemlerinden birini oluşturur. Çekirdek komplike olmuş (karmaşık) bir çoklu yapı problemini belirtir. Genelde, sadece nükleer yapı teorilerinin doğru ve detaylı yapısal açıklamaları vermesi beklenir. Doğrudan reaksiyonlar, ortadaki bileşik sistemden karmaşıklık olmaksızın görece biçimde basit doğaya sahiptirler ve hedef çekirdeğin taban durumu ile kalan (ürün) çekirdeğin taban ya da belirli uyarılmış seviyesi arasındaki ilişki hakkında (üst üste binme) bilgi vererek uygun hale getirilir [32]. Örneğin; döteron stripping (d, p) reaksiyonuyla, kabuk modelinin [26] belli bir yörüngesinde bir nötronun basit ilavesiyle, arta kalan çekirdek durumunun hedefin taban durumuna ne derece benzediği öğrenilebilir. Bu olay ise kabuk modelinin geçerliliği hakkında önemli bir bilgi verip, hesaplanmış kabuk modeli dalga fonksiyonlarının testlerini sağlayabilir [32]. Yoğun ve yüksek ölçüde uyarılmış

çekirdeklerin durumları genel olarak karmaşık yapıya sahiptir ve özellikleri sadece ortalama veya istatistiksel yollarla anlaşılır.

5.3. Diğer Stripping Ve Pick-up Reaksiyonları

Tek bir nükleon (${}^3H, d$) ve (α, t) gibi reaksiyonlarda gelen diğer parçacıklarından sıyrılabilir. Bunlar için teori, temelde döteron strippingi için çok önceden tanımlanana benzerlik gösterir. Transfer işlemine bir uyum, bu daha büyük sistemlerde sıfır bölge yaklaşımı hiç yeterli olmazken, (${}^{14}N, {}^{13}N$) reaksiyonlarınınkine benzer ağır reaksiyonlar da gözlenebilir [32]. Bunlara ek olarak, bir nükleondan daha fazlası transfer olabilir. Bu yolla çekirdeklerdeki her demet hakkında bilgi edinilir. Örneğin, hedefte bu kümelerin oluşum öncesi olasılığı oldukça fazlaysa, ($d, {}^6Li$) veya (${}^{12}C, {}^{16}O$) reaksiyonları 4 nükleon kümesine benzer α -parçacığı pick-up olabilir. Bu olay, α -transfer reaksiyonları şeklinde oluşmuş α -radyoaktivitesine doğal olarak benzerdir. Özellikle (t, p) ve (${}^{16}O, {}^{18}O$) gibi iki nükleon transfer reaksiyonları önemlidir. Döteron strippingine benzer tek nükleon transferleri, verilen bir tabaka modeli yörüngesinde tek nükleon bulunma olasılığını inceler [32]. İki nükleon transferi, ne var ki, sadece iki nükleonun ayrı (bireysel) hareketine bağlı olmayıp, hareketler arasındaki karşılıklı ilişkiye bağlıdır. Örneğin; bir (p, t) reaksiyonunda pick-up olan iki nötron, spinlerinin antiparalelliği ve görelî olmayan açısall momentumlarıyla birbirine yakın bulunmalıdır. l transferi, çiftin kütle merkezi açısall momentumudur [32].

İşlem detaylı biçimde çok komplike olmasına rağmen, çoklu-nükleon transferinin teorik tanımı tekrar döteron strippingi için buna benzer bir yol izler ve benzer bir genel karakteristik ortaya çıkar.

5.4. DWBA Kodları

Bir laboratuarda üretilen yüksek enerjili bir gelen parçacık (projectile), sabit bir hedef (target) üzerine gönderilir. Yüksek enerjili mermi parçacık ile hedefin etkileşmesi reaksiyonun nükleer tesir kesitiyle alakalıdır. Bilindiği üzere bir tesir kesitinin ölçülebilmesi etkileşim alanına uygulanan bir potansiyel ve dolayısıyla bu potansiyelin meydana getireceği itici bir kuvvetle gerçekleşecektir. Meydana gelen bu itici kuvvet, mermi parçacığın hedefle nasıl etkileştiğini ve saçılma olayının nasıl ortaya çıktığını göstermektedir. Detektör sistemleri yardımıyla saçılma olayı daha ayrıntılı biçimde incelenir.

Distorted Wave Born Approximation (DWBA - Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı) bu şekildeki nükleer reaksiyonları inceler [34, 40, 41]. Dwuck 4 ile Dwuck5 kodu DWBA içinde yer alıp, Windows işletim sisteminde çalışan ve FORTRAN programlama diline sahip bir kod yazılımıdır. Uzantısı *.txt* olan bir girdi (input) dosyası ile uzantısı *.lis* biçimindeki bir çıktı (output) dosyasına sahiptir. Kuantum mekaniğinde her parçacık bir dalga fonksiyonuyla tanımlandığından dolayı, reaksiyondaki gelen ve çıkan parçacıklar birer dalga hareketi yapar. Girdi dosyasına reaksiyon öncesi parçacıkların (gelen dalga) enerjisi, atomik kütle birimindeki kütleleri, yük durumları, spinleri, pariteleri, yarıçapları, açısal momentum parametreleri şeklindeki yapı özellikleri detektör sisteminin parçacıkları hangi bölgelerde gözleyebileceğini ifade eden açı bilgileri, reaksiyon anında (bozunum kanalında) ve çıkış kanalındaki (bozunmuş dalga) bağlanma enerjileri ile reaksiyonun Q enerjisi ayrı ayrı girilir. Giriş kanalına ayrıca, etkileşimde (hedefte) uygulanacak olan potansiyelin türü, gerçek ve sanal potansiyel derinlikleri, potansiyellerin indirgenmiş yarıçapları, potansiyel yayılımları, potansiyeller için spin-yörünge terimi gibi özellikler yazılır.

Program çalıştırıldığında bir çıktı dosyası oluşur. Çıktı sayfalarında girdi bilgileri tekrarlanır ve kütle merkezi enerjisi, dalga sayıları, Coulomb parametrelerine benzer bozunmuş dalgalar için alınan kinematik nicelikler, radyal form faktör çıktısı bilgileri, inelastik tesir kesitleri ve spinler için çıktıları içermektedir; sonraki sütunlar uygun bir geri dönüşüm (ters) reaksiyonuna benzer bir çıktı vermektedir. Çıktının en son kısımlarında ise, ters reaksiyon için polarizasyon olan asimetri parametresi ve tesir kesitlerinin çizimleri yer almaktadır.

Çıktıda elde edilen toplam tesir kesiti Total-sigma olarak gösterilir ve reaksiyonun soğurma tesir kesitlerini de içinde barındırır. Soğurma tesir kesitinin doğru değeri, elastik saçılmanın doğru biçimde hesaplandığını ortaya çıkarır. Total-sigmanın doğru değeri ise reaksiyonun teorik kısmının doğru şekilde girildiğini ve hesaplandığını işaret eder [34, 41].

Sonuç olarak; incelenen reaksiyon türü, parçacıkların gerekli yapı özellikleri ve kullanılan potansiyel tipine göre, kütle merkezi saçılma açılarında parçacıkların ne kadar buldukları ve saçıldıkları, dolayısıyla reaksiyon oranları ölçülmüş olur. Bu bölümü daha iyi anlamak için daha önce çalışılmış olan örnek reaksiyonları inceleyelim:

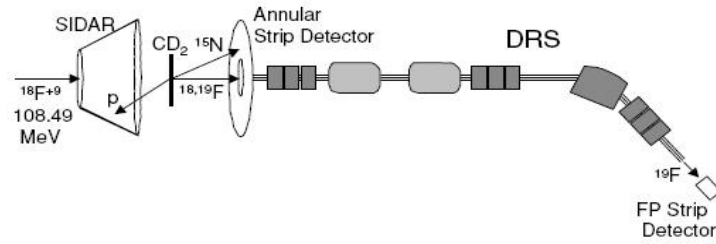
5.4.1. $^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonunun astrofiziksel açıdan önemi

$^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonu daha önceden Amerika Birleşik Devletlerinde Oak Ridge National Laboratory'de (ORNL) teorik olarak incelenmiş ve deneysel sonuçlar çıkarılmıştır.

Buradaki amaç, bu reaksiyona ait bulunmuş deneysel sonuçların, DWBA kullanarak Dwuck4 ile Dwuck5 koduyla teorik olarak inceleyip sonuçların uyumunu karşılaştırmaktır.

Nova patlamalarındaki çekirdek birleşimlerini anlamak, kritik olarak $1-4 \times 10^8 \text{K}$ sıcaklığındaki $^{18}\text{F}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$ ile $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ reaksiyon oranlarına bağlıdır [44, 45]. ^{18}F radyoaktif çekirdeği uzun yarı ömre sahiptir. Bu çekirdeğin β^+ bozunumunu takiben elektron-pozitron yok olmasıyla oluşan γ ışınları, genleşen nova zarfı 511 keV enerjili radyasyon transparant olduktan sonra üretilmektedir. Bu ise ^{18}F çekirdeğinin bolluk miktarının nova mekanizmaları hakkında bilgi sağlayan gama ışın gözlemlerine olanak sağlar [46]. Astrofiziksel açıdan önemli olan (p, α) ve (p, γ) reaksiyonları, ^{18}F çekirdeğinin parçalanması için oldukça önemli tepkimeler oluşturur [47]. Örneğin, $^{18}\text{F}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$ reaksiyonu ile $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonlarındaki ^{19}Ne ile ^{19}F ayna çekirdeklerinin rezonans benzerlikleriyle nükleer yapıları ve enerji seviyeleri hakkında detaylı bilgiler edinilir [48, 49]. Kısacası nova patlamaları için önemli olan $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonu incelenmesiyle hem astrofiziksel olaylar hem de bazı çekirdeklerin yapısı anlaşılır.

Bu nükleer reaksiyonda hedef döteryum (^2_1H), gelen parçacık Flor ^{18}F , çıkan parçacık proton (^1_1p) ve ürün çekirdek ise Flor ^{19}F 'dir. Reaksiyonda ^{18}F çekirdeği ile proton arasında 1 nükleon transferi gerçekleşmiştir.



Şekil 5.2. $^2\text{H}(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonunun deneysel düzeneği [44, 50].

Deneysel kurulumun şematik diagramı Şekil 5.2'de verilmiştir. %98 zenginleştirilmiş bir $160(10) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (CD_2)_n hedef, yaklaşık 3 gün süresince $\sim 5 \times 10^5$ /s şiddetindeki 108.49 MeV enerjili $^{18}\text{F}^{+9}$ demetiyle izotopik olarak bombardıman edilmiştir. Radyoaktif $^{18}\text{F}^{+9}$

demeti Oak Ridge National Laboratory'deki (ORNL) Holifield Radioactive Ion Beam Facility'de (HRIBF) [51] üretilmiştir [44, 50]. Yaklaşık 500µm kalınlıklı bir silikon strip detektör dizisi (SIDAR) [52] kullanarak yüklü hafif parçacıklar, 7 MeV'lik ^{19}F uyarım enerjisinde 118° - 157° laboratuvar açısına karşılık gelen 8° - 27° kütle merkezi açılarında detekte edilmiştir. Demet enerjisi direkt reaksiyon modelleri için yeterince yüksek, ancak SIDAR'da durdurulan tüm protonlar için yeterince düşük seçilmiştir. Daresbury Recoil Separator (DRS) [53] düzlem merkezindeki bir silikon strip detektör, SIDAR ile uyum halinde olan $A = 19$ 'a sahip geri tepen kararlı parçacıkları detekte etmek için kullanılmıştır [44, 50].

5.4.2. $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonunun DWBA ile incelenmesi

$^2\text{H}(^{18}\text{F}, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonu, Flor $^{18}\text{F}^{+9}$ elementinin radyoaktif olmasından ve dolayısıyla kullanılacak programa bu haliyle girilememesinden dolayı $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonu şeklinde düşünülür ve koda girilen girdiler bu kalıba göre düzenlenir. Aynı zamanda reaksiyon sonucunda oluşan ^{19}F çekirdeğinin, $2s_{1/2}$ taban durumu ve $1p_{1/2}$ (110 keV) ile $1d_{5/2}$ (197 keV) şeklinde iki uyarılmış hali şeklinde toplam üç durumu söz konusudur. En genel haliyle nX_j şeklinde ifade edilen durumlarda X simgesi, s, p, d, f... gibi harflerle gösterilen çekirdeğe ait yörünge açısız momentumunu ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$); n simgesi baş kuantum sayısını ve j ise spin-yörünge etkileşimine ait kuantum sayısını ifade etmektedir. Tüm hesaplamalar bu üç durum için Dwuck4 ve Dwuck5 kodu ile ayrı ayrı yapılmıştır. Gelen parçacıklar için her iki durumdaki optik potansiyeller, gerçel-hacim ile sanal-yüzey potansiyellerden ibaret olup, aynı zamanda spin-yörünge potansiyellerini de kapsamaktadır. Kullanılan kod yazılımı ve kodda kullanılan potansiyeller hakkında detaylı bilgi tezin sonunda yer alan Ek-1, Ek-2 ve Ek-3'te verilmiştir.

5.4.2.1. $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonundaki parçacık ve çekirdeklerin yapı özellikleri ile potansiyel parametreleri

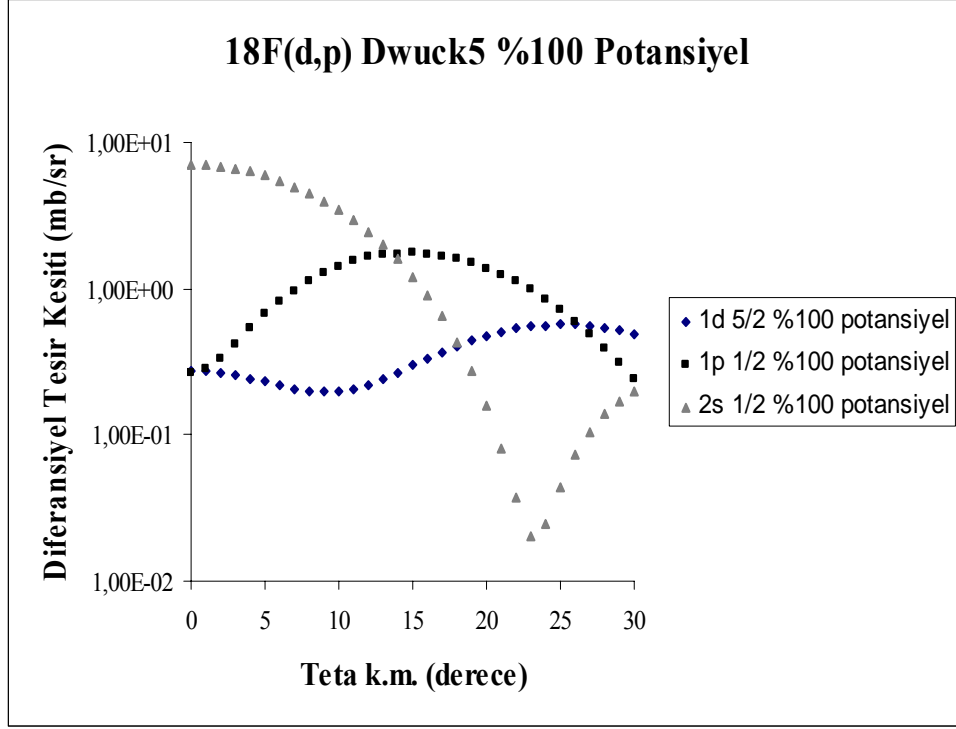
1. Flor ^{18}F : Elde edilen 108.5 MeV enerjili radyoaktif $^{18}\text{F}^{+9}$ demeti, denklem (3.1) ifadesi ile dötronun geliş enerjisine 12.1 MeV olarak dönüştürülür. Bu çekirdeğin atomik kütle biriminde kütlesi (akb) 18, yükü 9, taban durumda spin ve paritesi $I^\pi = 1^+$, femtometredeki (fm) indirgenmiş yük yarıçapı 1.39 fm'dir.

2. Döteryum (2_1H): Bu çekirdeğin akb kütlesi 2, yükü 1, taban durumunda spin ve paritesi $I^\pi = 1^+$ biçimindedir.
3. Proton (1_1p): akb kütlesi ve yükü 1, taban durumunda spin ve paritesi de $I^\pi = 1/2^+$ şeklindedir.
4. Flor ${}^{19}F$: Ürün çekirdeğin akb kütlesi 19, yükü 9 ve taban durumdaki spin ile paritesi de $I^\pi = 1/2^+$ olarak verilir.

Çizelge 5.1. ${}^2H({}^{18}F, p){}^{19}F$ reaksiyonu için DWBA hesaplamalarında kullanılan potansiyel parametreleri [50].

Parçacık	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	$4V_1$ (MeV)	r_1 (fm)	a_1 (fm)	r_C (fm)
d	109.0	1.35	0.70	58.8	1.39	0.60	1.39
p	52.4	1.36	1.01	10.4	1.47	0.64	1.39
n	-	1.46	0.73	-	-	-	-

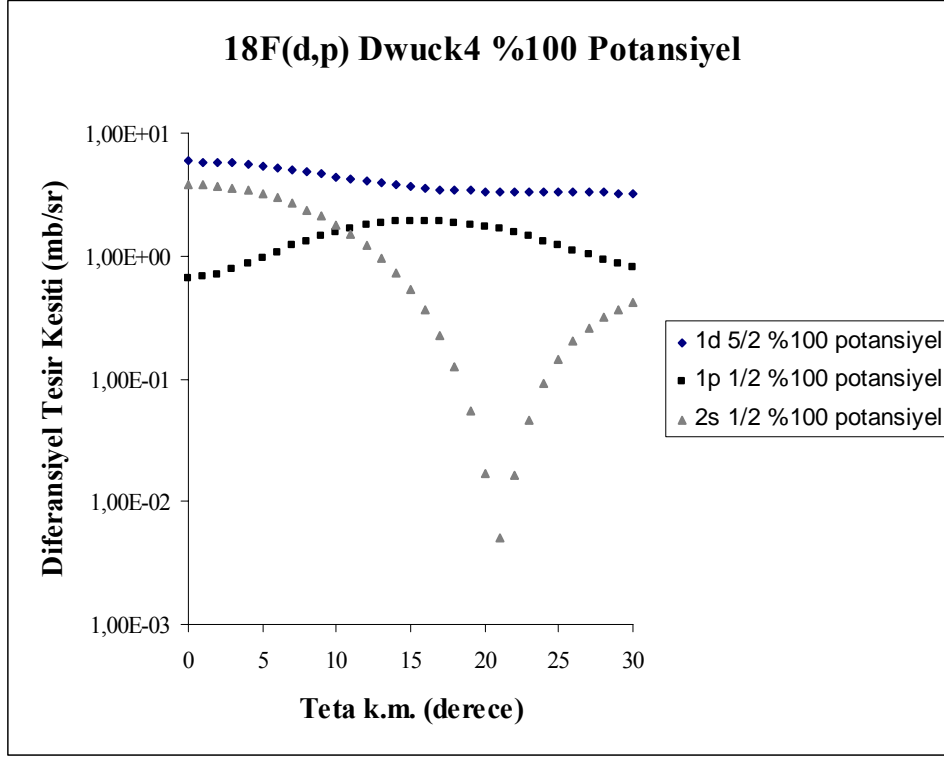
${}^{18}F(d, p){}^{19}F$ reaksiyonunda ${}^{19}F$ ürün çekirdeğine ait $1d_{5/2}$, $1p_{1/2}$ ve $2s_{1/2}$ seviyeleri için Çizelge 5.1'de belirtilen potansiyel parametreleri, programa ayrı ayrı girilip çalıştırıldığında aşağıdaki grafik elde edilmiştir. Elde edilen grafiklerde yatay eksen derece cinsinden kütle merkezi sistemindeki saçılma açısı değerlerini, dikey eksen ise milibarn/steradyan (mb/sr) cinsinden logaritmik ölçekteki diferansiyel tesir kesitini ifade etmektedir.



Şekil 5.3. $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonundaki ^{19}F çekirdeğine ait üç durumun potansiyel şiddetleri aynı alındığında Dwuck5 koduyla elde edilmesi.

Çizelge 5.2. $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ reaksiyonunda potansiyel şiddetlerinde bir değişiklik yokken Dwuck5 ile elde edilen toplam tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$
Total-Sigma $1d_{5/2}$	1.0120E+00
Total-Sigma $1p_{1/2}$	2.2961E+00
Total-Sigma $2s_{1/2}$	1.7920E+00



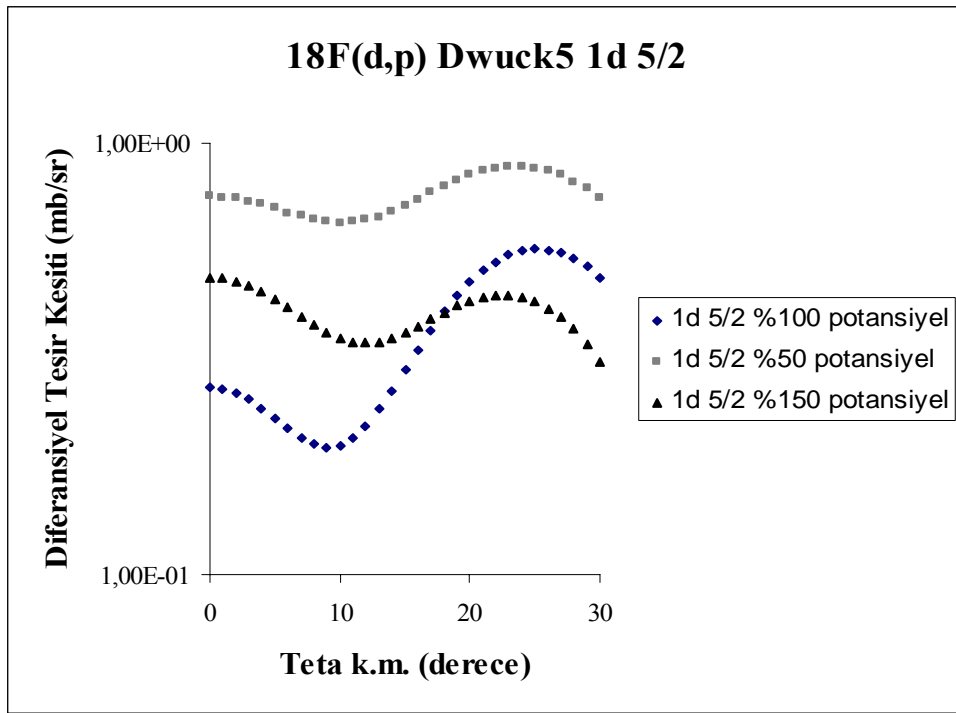
Şekil 5.4. $^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonundaki ^{19}F çekirdeğine ait üç durumun potansiyel şiddetleri aynı alındığında Dwuck4 koduyla elde edilmesi.

Çizelge 5.3. $^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonunda potansiyel şiddetlerinde bir değişiklik yokken Dwuck4 ile elde edilen toplam tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{18}F(d, p)^{19}F$
Total-Sigma $1d_{5/2}$	1.5389E+01
Total-Sigma $1p_{1/2}$	6.6803E+00
Total-Sigma $2s_{1/2}$	2.3791E+00

Elde edilen iki grafikten $1p_{1/2}$ seviyesinin, yaklaşık 15° civarlarında bir tepe noktasına (maksimum) ulaştığı, $2s_{1/2}$ seviyesinin ise 22° - 24° civarlarında dik bir çukura (minimum) sahip olduğu görülmektedir. Bu açılara karşılık gelen diferansiyel tesir kesitlerinin her iki kodda farklı olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu iki kodla çalıştırılan reaksiyonda toplam tesir

kesitlerinde oluşan farklılıklar açık şekilde görülmektedir. Farklılıkların nereden ve neden kaynaklandığı ise tezin Ek-1 ve Ek-2 kısmında belirtilen kod parametrelerinde açık şekilde gösterilmiştir. Yapılan çalışmalarla elde edilen değerlerin Dwuck5 koduyla uyum içinde olduğu gözlenmiştir. Bundan dolayı şu andan itibaren yapılan işlemlerde Dwuck5 kodu baz alınacaktır. Potansiyel parametrelerinin farklılığından yola çıkılarak her bir seviyenin de grafikleri elde edilmiştir. Buradaki amaç, farklı potansiyellerdeki aynı seviyenin toplam tesir kesiti üzerindeki etkisini belirtmektir.

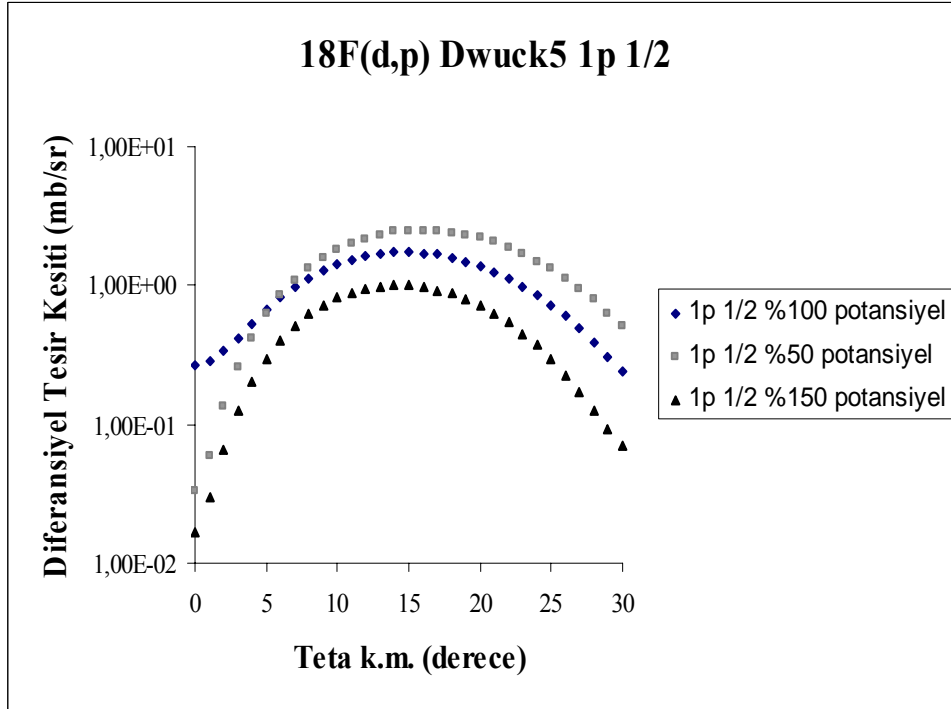


Şekil 5.5. ^{19}F çekirdeğine ait $1d_{5/2}$ seviyesinin farklı potansiyeller altındaki durumu.

Çizelge 5.4. ^{19}F çekirdeğine ait $1d_{5/2}$ seviyesinin farklı potansiyellerdeki toplam tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{18}\text{F}(d,p)^{19}\text{F}$
Tesir Kesiti (mb)	
Total-Sigma $1d_{5/2}$ %100 potansiyelde	1.0120E+00
Total-Sigma $1d_{5/2}$ %50 potansiyelde	2.9381E+00
Total-Sigma $1d_{5/2}$ %150 potansiyelde	9.4024E-01

Çizelge 5.4'ten de görüleceği gibi $1d_{5/2}$ seviyesi için uygulanan %100 potansiyelinin %50 potansiyeline göre yaklaşık %190 az ve aynı potansiyelin %150 potansiyeline göre yaklaşık %7 daha fazla bir toplam tesir kesiti değerine sahip olduğu ortaya çıkar. Ayrıca grafiklerde yaklaşık 10° - 12° civarındaki minimum düşüşü ile 23° - 25° civarındaki tepe noktaları da görülmektedir. Buradan potansiyel şiddetlerinin toplam tesir kesitlerini ne derece etkilediği anlaşılır.

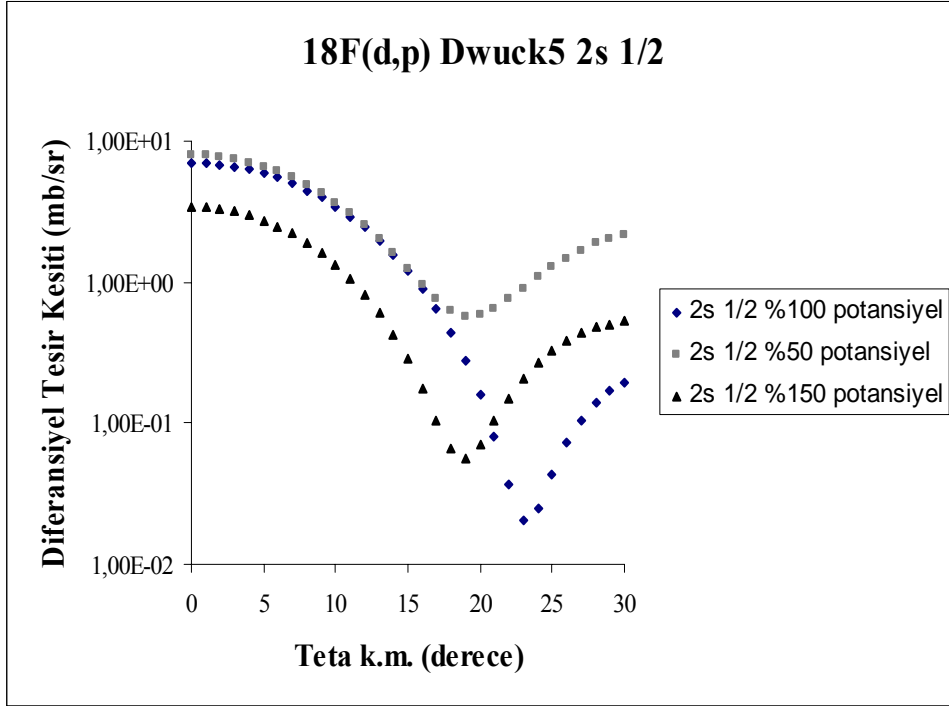


Şekil 5.6. ^{19}F çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyeller altındaki durumu.

Çizelge 5.5. ^{19}F çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyellerdeki toplam tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{18}F(d,p)^{19}F$
Tesir Kesiti (mb)	
Total-Sigma $1p_{1/2}$ %100 potansiyelde	2.2961E+00
Total-Sigma $1p_{1/2}$ %50 potansiyelde	2.5409E+00
Total-Sigma $1p_{1/2}$ %150 potansiyelde	9.6396E-01

Bir önceki çizelgeye benzer olarak, $1p_{1/2}$ seviyesi için elde edilmiş toplam tesir kesitleri Çizelge 5.5'de görülmektedir. $1p_{1/2}$ seviyesinde uygulanan %100 potansiyeli %50 potansiyeline göre yaklaşık %11 daha az ve aynı potansiyelin %150 potansiyelinden yaklaşık %58 fazla bir tesir kesiti değerine sahip olduğu görülür. Şekil 5.6'dan açık olarak görülür ki $15^\circ - 17^\circ$ civarında her üç potansiyel için bir pik söz konusudur.



Şekil 5.7. ^{19}F çekirdeğine ait $2s_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyeller altındaki durumu.

Çizelge 5.6. ^{19}F çekirdeğine ait $2s_{1/2}$ seviyesinin farklı potansiyellerdeki toplam tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{18}F(d, p)^{19}F$
Tesir Kesiti (mb)	
Total-Sigma $2s_{1/2}$ %100 potansiyelde	1.7920E+00
Total-Sigma $2s_{1/2}$ %50 potansiyelde	5.2637E+00
Total-Sigma $2s_{1/2}$ %150 potansiyelde	1.1625E+00

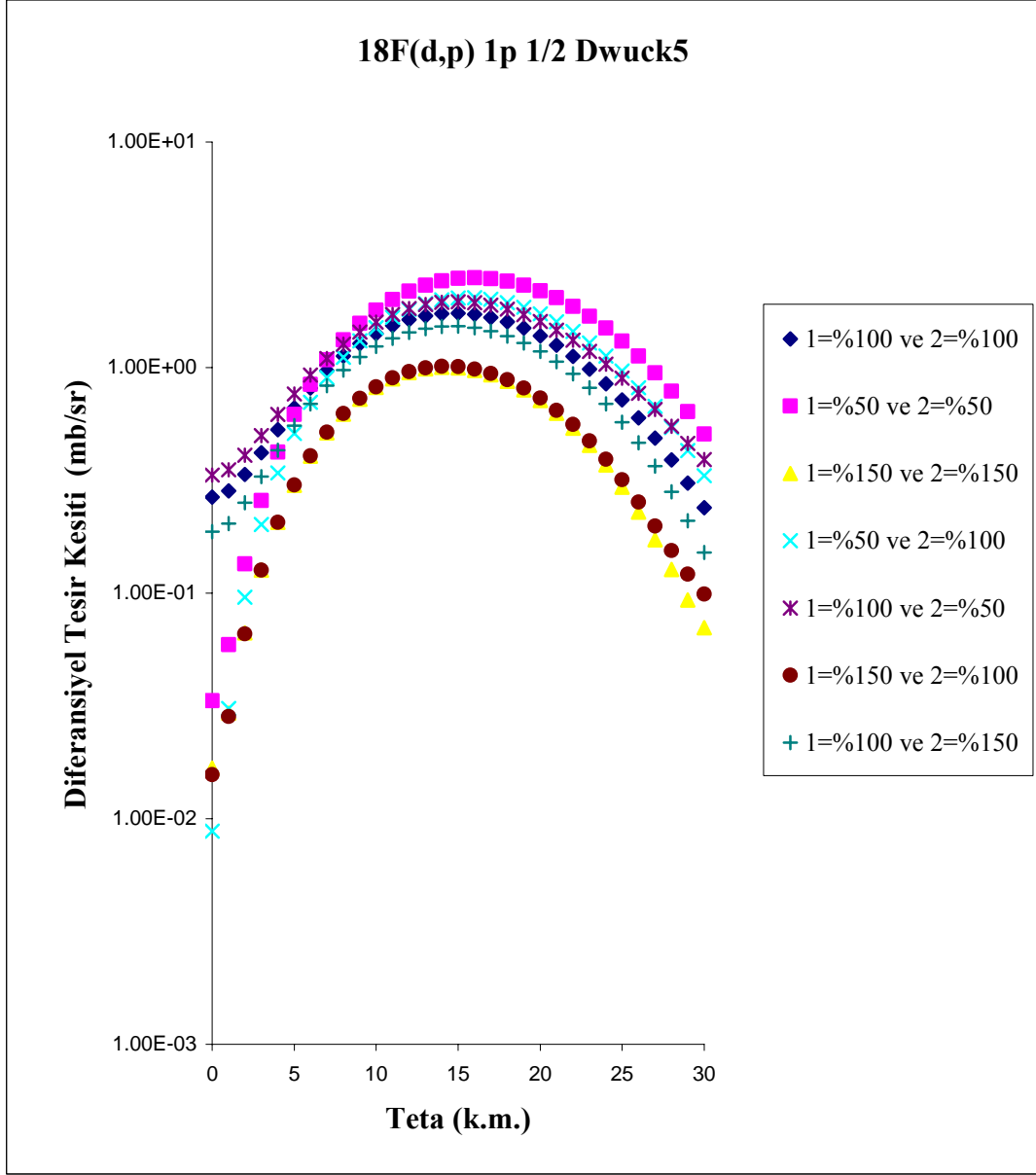
^{19}F çekirdeğinin $2s_{1/2}$ seviyesine ait Çizelge 5.6'da, uygulanan %100 potansiyelin %50 potansiyeline göre %198 oranında az ve %100 potansiyelinin %150 potansiyeline göre %35 oranında fazla olduğu toplam tesir kesiti değerleri elde edilmiştir. Grafikten de görüleceği gibi aynı seviye, farklı saçılma açısı ve diferansiyel tesir kesitlerinde minimum bir değere sahip olmaktadır.

Buraya kadar incelenen $^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonunun farklı seviyeleri ve her seviyenin kendi arasında toplam tesir kesitleri üzerinde farklılık yarattığı ortaya konmuştur. Bu farklılığın temel nedeni, kullanılan koda girilen potansiyel parametreleriyle ilgilidir. Kullanılan potansiyeller gerek reel gerekse sanal kısımlardan oluştuğu için, yani optik model potansiyellerinin kompleks olmasından dolayı, her potansiyelin gerçel ve sanal şiddetleri üzerinde değişimler yapıp diferansiyel tesir kesiti ile kütle merkezi sistemindeki saçılma açıları arasında farklı grafikler elde edilebilir. Bu sayede de toplam tesir kesitlerinin de değişeceği görülür.

Bu durum $^{18}F(d, p)^{19}F$ reaksiyonundaki ^{19}F ürün çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesi için Şekil 5.8'de gösterilmiştir. Grafiğin kenarında gösterilen açıklama yerindeki, 1 sayısı girilen potansiyelin reel, 2 sayısı ise girilen potansiyelin sanal kısmını ifade etmekte olup, potansiyellere uygulanan değişimi göstermektedir.

Çizelge 5.7. ^{19}F çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin reel ve sanal potansiyellerinin farklı olması durumundaki Dwuck5 ile hesaplanan toplam tesir kesitleri.

Sıra	Reel Potansiyel	Sanal Potansiyel	Toplam Tesir Kesiti
1	%100 potansiyel	%100 potansiyel	2.2961E+00
2	%50 potansiyel	%50 potansiyel	2.5409E+00
3	%150 potansiyel	%150 potansiyel	9.6396E-01
4	%50 potansiyel	%100 potansiyel	1.9515E+00
5	%100 potansiyel	%50 potansiyel	3.9415E+00
6	%150 potansiyel	%100 potansiyel	1.1448E+00
7	%100 potansiyel	%150 potansiyel	1.5741E+00



Şekil 5.8. ^{19}F çekirdeğine ait $1p_{1/2}$ seviyesinin reel ve sanal potansiyellerinin farklı olması halindeki durumu.

Önceki grafik ve tablolardan anlaşıldığı gibi bu grafikte de potansiyelin bariz etkileri söz konusudur. Uygulanan potansiyel şiddeti reel ve sanal kısımlar için azaltıldığında, daha yüksek bir pik oluştuğu ve dolayısıyla toplam tesir kesitinin de arttığı söylenebilir. Benzer bir durum potansiyellerin artması için de yapılabilir. Yani reel ve sanal kısımlar için potansiyel şiddetleri artarsa, hesaplanan toplam tesir kesitlerinde bir düşüş söz konusu olacaktır. Grafikte, elde edilen dataların genliğinin nasıl değiştiği görülmektedir.

5.4.3. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonunun DWBA ile incelenmesi

$^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ nükleer reaksiyonu da önceki reaksiyona benzer olarak çalışılmış ve deneysel sonuçlar her iki kod için elde edilmiştir. Reaksiyon, ağır elementlerin oluşumunu incelemesi bakımından önem taşımaktadır. $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$ çekirdek tepkimesi ağır elementlerin oluşumu için oldukça önemlidir. Bu tepkimenin güçlü süpernova patlamalarında meydana geldiği gözlenmiştir [54]. Daha önce de bahsedildiği gibi elementlerin üretimi için hem gerekli sıcaklık ve basınç, hem de hedef çekirdeğin ortamdaki çokluğu önem taşır. ^{40}Ca çekirdeği ne kadar fazla ise kendisinden daha ağır olan ^{44}Ti çekirdeğinin üretilmesi de o kadar fazlalaşır [55]. Dolayısıyla bu ürün çekirdek de daha ağır elementlerin oluşumu için çekirdek tepkimelerini başlatabilir.

Bir önceki reaksiyona benzer şekilde $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonunu da Dwuck4 ve Dwuck5 ile inceleyip gerekli girdi bilgileri girilmektedir. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonunda hedef çekirdek ^{40}Ca , gelen mermi parçacık döteron (d), çıkan parçacık proton (p) ve ürün çekirdek ise ^{41}Ca çekirdeğidir. Bu reaksiyon da bir stripping reaksiyon olup parçacıklar arasında 1 nükleon transferi gerçekleşmiştir.

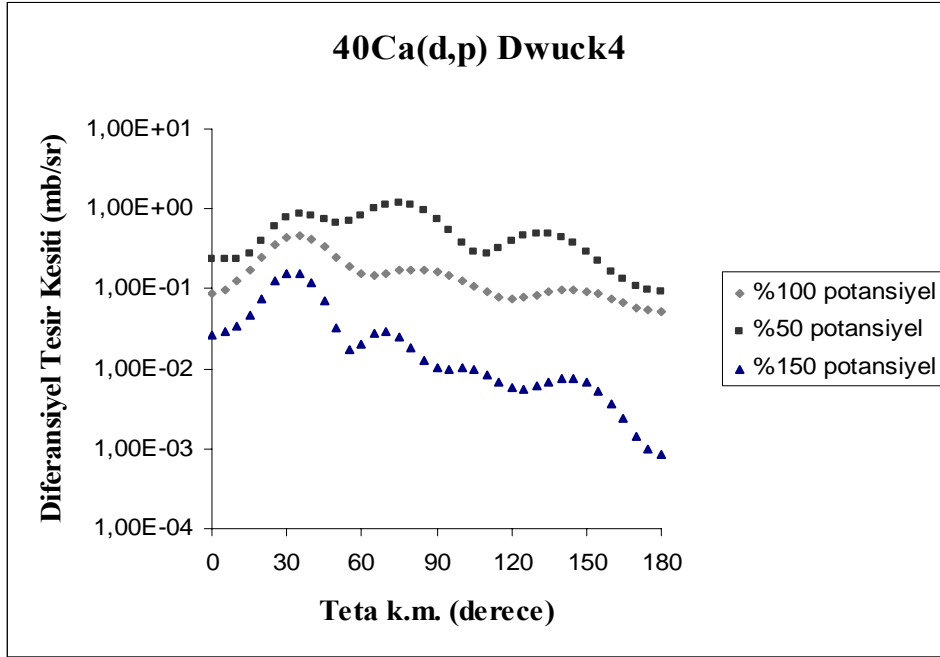
5.4.3.1. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonundaki parçacık ve çekirdeklerin yapı özellikleri ile potansiyel parametreleri

1. ^{40}Ca çekirdeği hedef çekirdektir. Kütlesi akb cinsinden 40, yükü 20, taban durumunda spin ve paritesi de $I^\pi = 0^+$ biçimindedir.
2. Döteron (d) ise mermi çekirdek olup taban durum spin ve paritesi $I^\pi = 1^+$ şeklindedir. Ref. [32] gereği merminin laboratuvar enerjisi 12 MeV olarak alınmıştır.
3. Proton (1_1p) reaksiyon sonunda çıkan parçacıktır. Kütlesi akb cinsinden 1, yükü 1, taban durumda spin ve paritesi ise $I^\pi = \frac{1}{2}^+$ şeklindedir.
4. ^{41}Ca çekirdeği ürün çekirdek olup, kütlesi akb cinsinden 41, yükü 20, taban durumda spin ve paritesi ise $I^\pi = \frac{7}{2}^+$ olarak alınmıştır.

Çizelge 5.8. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonu için DWBA hesaplamalarında kullanılan potansiyel parametreleri [34].

Parçacık	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	$4V_1$ (MeV)	r_1 (fm)	a_1 (fm)	r_C (fm)
d	97.40	1.112	0.875	70.0	1.562	0.477	1.25
p	49.47	1.18	0.70	24.2	1.180	0.70	1.25
n	1	1.18	0.70	-	-	-	-

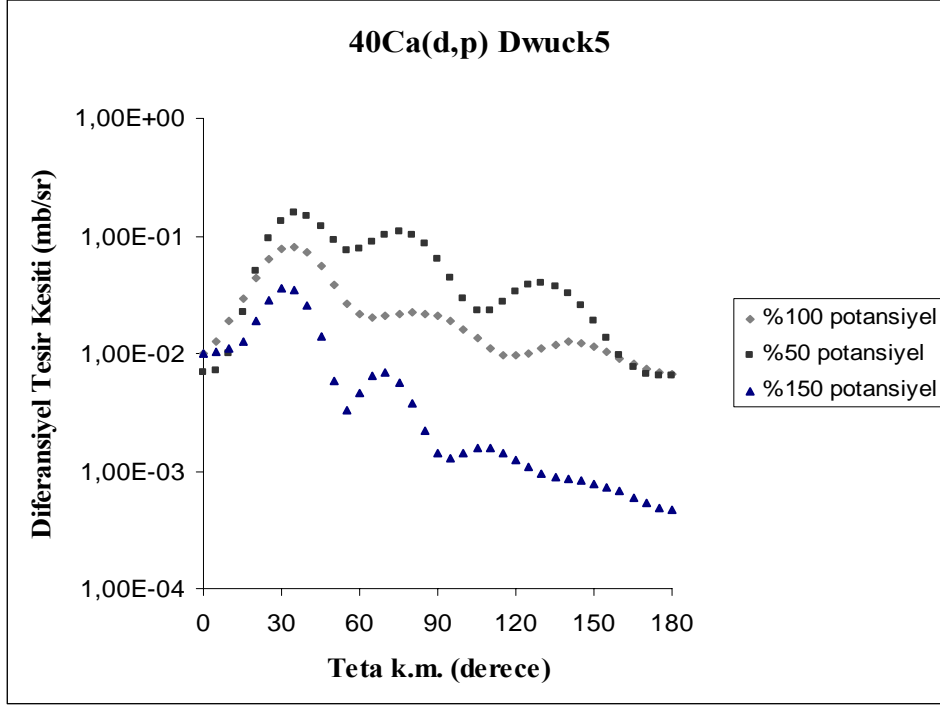
Bir önceki reaksiyona benzer olarak reaksiyon elemanlarına ait yapı bilgileri koda girilir ve program çalıştırılır. Dwuck4 ile Dwuck5 kodu ile ayrı ayrı çalıştırılan bu nükleer reaksiyon, yıldız patlamalarında daha ağır elementlerin oluşumu için meydana gelen bir nükleer tepkimedir.



Şekil 5.9. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonunun farklı potansiyellerde Dwuck4 koduyla eldesi.

Çizelge 5.9. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonuna ait farklı potansiyellerde Dwuck4 ile elde edilen tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$
Total-Sigma %100 potansiyel	2.0847E+00
Total-Sigma %50 potansiyel	7.7755E+00
Total-Sigma %150 potansiyel	3.5545E-01



Şekil 5.10. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonunun farklı potansiyellerde Dwuck5 koduyla eldesi.

Çizelge 5.10. $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonuna ait farklı potansiyellerde Dwuck5 ile elde edilen tesir kesitleri.

Reaksiyon	$^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$
Total-Sigma %100 potansiyel	3.0207E-01
Total-Sigma %50 potansiyel	7.9607E-01
Total-Sigma %150 potansiyel	7.5761E-02

$^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonuna ait Dwuck4 ile Dwuck5 bilgilerden görülmektedir ki, toplam tesir kesitleri uygulanan potansiyelin şiddetine göre farklılık göstermektedir. Reaksiyon grafiklerinde meydana gelen ilk pikin yaklaşık 30° civarında olduğu ve değerlerin dengeli olarak azaldığı gözlenmektedir. Dwuck5 verileri baz alınarak reaksiyonun toplam tesir kesiti değerlerinde, %100'lük potansiyelin %50'lik potansiyele nazaran yaklaşık %164 oranında az değere, ancak aynı potansiyelin %150'lik potansiyelden yaklaşık %75 kadar fazla değere sahip olduğu görülmektedir.

6. SONUÇ VE TARTIŞMALAR

Astrofizik ve astronominin gelişimiyle beraber daha da ön plana çıkan nükleer astrofizik, çekirdek yapısı ve özellikleriyle, nükleer reaksiyon ve nükleer reaksiyon modellerini açıklamak için önem kazanmıştır. Yaşadığımız evrenin sınırlarının açıklanmasında önemli bir yer tutan ve tam anlamıyla maddenin nasıl meydana geldiğinin cevabını verebilecek çalışmaların başında parçacık saçılma deneyleri gelmektedir.

Born yaklaşımı, yüksek enerjili mermi parçacıkların hedefle etkileşmesiyle, yani yüksek enerjili saçılmaları incelemede kullanılır. DWBA olarak da bilinen Distorted Wave Born Approximation, nükleer astrofizik açısından önemli bir modeldir. Bu çalışmada yıldız patlamalarında meydana gelen nükleer reaksiyonların bazıları DWBA kodları ile incelenmiş ve reaksiyonlara ait toplam tesir kesitleri elde edilmiştir. Aynı zamanda kütle merkezi sistemindeki saçılma açılarının diferansiyel tesir kesitine bağlılığını gösteren grafikler de elde edilmiştir. Bir reaksiyon için elde edilen grafikte reaksiyona uygulanan potansiyel parametrelerine göre toplam tesir kesiti değerlerinde değişiklik meydana gelmektedir. Ayrıca modele uygulanan potansiyel reel ve sanal kısımlardan oluşan kompleks bir potansiyel olduğundan, potansiyelin sanal ve reel kısımlarının değiştirilmesiyle toplam tesir kesitlerinin değiştiği gözlemlenmiştir. Bu kanıtlar da potansiyelin çok önemli bir etken olduğunu ortaya çıkarmıştır. Uygulanan potansiyel şiddetinin artırılmasıyla toplam tesir kesitlerinin azaldığı, buna paralel olarak potansiyel şiddetinin azaltılması durumunda ise toplam tesir kesiti değerlerinin de arttığı ortaya çıkmıştır.

Bu modeli kullanmadaki asıl amacın, incelenen nükleer reaksiyona ait önceden bulunan deneysel verilere, teorik verileri en iyi şekilde fiti veren potansiyel setini oluşturmak olduğu görülür. Bir potansiyel seti içinde yer alan reel ve sanal kısımların ayrı ayrı şiddetleri, potansiyel yarıçapları, yayılımları gibi parametreleri söz konusu olduğunda, modelin oldukça zor ve karmaşık bir yapıya sahip olduğu ortaya çıkar.

DWBA direkt nükleer reaksiyonların analizleri için en güçlü modellerden biri olarak denenmiştir. Astrofiziksel açıdan önemli olan nükleer reaksiyonlar, DWBA dışında farklı sistem ve kodlarla da ele alınabilir. Yapılan bu çalışmada, kullanılan modeller DWBA kodları olarak bilinen Dwuck4 ile Dwuck5 olup, onlar ile hesaplamaların nasıl yapılacağı öğrenilmiştir. Sıfır Alan Born Yaklaşımı Dwuck4 ile Sonlu Alan Born Yaklaşımı Dwuck5 arasındaki benzerlik ve farklılıklar bu çalışmada gözlenen diğer önemli bulgulardır. Dwuck4 ile Dwuck5 birbirleriyle oldukça benzerdirler. Dwuck5'in önemli bir avantajı Dwuck4'e göre yeni olması ve sonlu

alanla ilgilenmesi, çıktı dosyasında form faktör ve momentum ifadelerinin yer alması olarak belirtilebilir.

Bu çalışmaya ait bir sonraki amaç, daha karmaşık sistemler içeren nükleer reaksiyonları ele alıp modeli daha da pekiştirmek ve diğer bilgisayar kodlarıyla uğraşp aradaki farkları gözlemek olacaktır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] Krane, K. S., 2001, "Introductory Nuclear Physics", (Çeviri Editörü: B. Şarer), Nükleer Fizik 1. Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara
- [2] Boztosun, İ., 2005, "Nükleer Fizik Ders Notları", Kayseri Erciyes Üniversitesi, Kayseri
- [3] http://www.biltek.tubitak.gov.tr/merak_ettikleriniz/hid.gif, "Nükleon başına bağlanma enerjisi", Erişim Tarihi: 23.02.2007
- [4] Enge, H. A., 1966, "Introduction To Nuclear Physics", Addison-Wesley Publishing Company, USA
- [5] <http://stu.inonu.edu.tr/~astronomi>, Astronomi ve Astrofizik, Erişim Tarihi:19.02.2007
- [6] Özkan, N., "Çekirdek Sentezi ve Yüklü Parçacık Yakalama Tesir Kesiti Ölçümü"
- [7] Wallerstein, G., Jr. Iben I., Parker, P., Boesgaard, A. M., Hale, G. M., Champagne, A. E., Barnes, C. A., Käppeler, F., Smith, V. V, Hoffman, R. D., Timmes, F. X., Sneden, C., Boyd, R. N., Meyer, B. S., Lambert, D. L., 1997, "Synthesis of the elements in stars: forty years of progress", Rev. Mod. Phys. 69, Issue 4 (October 1997), p.995-1084
- [8] Audouze, J., Vauclair, S., 1980, "An Introduction To Nuclear Astrophysics", D.Reidel Publishing Company, Holland
- [9] http://tr.wikipedia.org/wiki/Big_Bang, Big Bang, Erişim Tarihi: 28.09.2006
- [10] Thema Larousse Tematik Ansiklopedi Cilt 3, 1993, "Yıldızların Özellikleri, Evrenin geçmişi ve geleceği", Larousse, 528 s.
- [11] Daybelge, U., 1999, "Uzay Bilimi: Astronomi ve Astrofizik'te Temel Konular", İstanbul Teknik Üniversitesi Rektörlüğü, İstanbul
- [12] Claus, E. R.and William, S. R., 1988, "Cauldrons In The Cosmos Nuclear Astrophysics", The University Of Chicago Press, London
- [13] <http://science.howstuffworks.com/star5.htm>, Properties Of Stars, Erişim Tarihi: 15.10.2005
- [14] http://www.science.ankara.edu.tr/astronomy/astro/turkce_ast/ders/genel_ders/, Yıldızların Oluşumu, Erişim Tarihi: 20.10.2005
- [15] <http://cassfos02.ucsd.edu/public/tutorial/HR.html>, HR Diagram, Erişim Tarihi: 07.01.2006

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- [16] <http://www.bramboroson.com/astro/apr1.html>, HR Diagram, Erişim Tarihi: 14.01.2006
- [17] Champagne, A. E. and Wiescher, M., 1992, “Explosive Hydrogen Burning”, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1992. 42:39-76
- [18] www.cukurova.edu.tr/merkezler/uzaymer/CUAT/astronomi/Gama, Yıldızların Yaşamı, Erişim Tarihi: 27.11.2005
- [19] Parete-Koon, S. T., 2001, “Reaction Rate Of $^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}$ And Its Implications For Nova Nucleosynthesis”, A Thesis Presented For The Masters Of Science Degree The University Of Tennessee, Knoxville
- [20] http://en.wikipedia.org/wiki/CNO_cycle, CNO cycle, Erişim Tarihi: 28.12.2005
- [21] http://en.wikipedia.org/wiki/Proton-proton_chain, Proton-proton chain, Erişim Tarihi: 28.12.2005
- [22] http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_capture, s-process, r-process, Erişim Tarihi: 12.01.2006
- [23] Küçük, Y., 2005, “ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Elastik Saçılma Reaksiyonunun Düşük Enerjilerde Optik Potansiyel Kullanılarak İncelenmesi”, Kayseri Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi, Kayseri
- [24] Bayrak, O., 2004, “Hafif-ağır iyon reaksiyonlarının yeni bir potansiyel yaklaşımı ile incelenmesi”, Kayseri Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi, Kayseri
- [25] Eisberg, R. M., 1967, “Fundamentals of Modern Physics”, Wiley&Sons Inc.
- [26] Chopin, G. R. and Rydberg, J., 1980, “Nuclear Chemistry Theory and Applications”, Pergamon Press Ltd., Oxford
- [27] Karaoğlu, B., 1994, “Kuantum Mekaniğine Giriş”, Bilgi Tek Yayıncılık, İstanbul
- [28] Erbil, H., 1990, “Kuantum Fiziği”, Ege Üniversitesi Basımevi, Bornova-İzmir
- [29] Arya, A. P., 1999, “Çekirdek Fiziğinin Esasları”, (Çeviri: Y. Şahin), Bakanlar Matbaacılık, Erzurum
- [30] Krane, K. S., 2002, “Introductory Nuclear Physics”, (Çeviri Editörü: B. Şarer), Nükleer Fizik 2. Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- [31] Koçak, G., 2005, “Nükleer kümelenme:Nükleer reaksiyon ve yapı formalizmine uygulanması”, Kayseri Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi, Kayseri
- [32] Satchler, G. R., 1983, “Introduction To Nuclear Reactions”, The Macmillon Press Ltd., Oxford
- [33] http://www.taek.gov.tr/bilgi/bilgi_resimler/fisyon.gif, Fisyon olayı, Erişim Tarihi: 25.04.2007
- [34] http://spot.colorado.edu/~kunz/dwba/dw4_doc.pdf, DWBA (Distorted Wave Born Approximation) Dwuck4 Code, Erişim Tarihi: 16.01.2006
- [35] Chatterjee, R., Banerjee, P., Shyam, R., 2001, “Four-Body DWBA calculations of the Coulomb breakup of ${}^6\text{He}$ ”, Nuclear Physics A 692 (2001) p.476-495
- [36] Satchler, G. R., 1983, “Direct Nuclear Reactions”, Oxford University Press, Oxford OX2 6DP
- [37] <http://www.fresco.org.uk/>, “Fresco, Coupled Reaction Channels Calculations”, Erişim Tarihi: 04.05.2007
- [38] McIntyre, J. A., Wang, K. H. and Becker, L. C., 1960, “Analysis of Alpha-Particle Elastic Scattering Experiments”, Phys. Rev. 117, 1337-1338, Issue 5
- [39] Carlson, B. V., 2002, “The Optical Model and ECIS95”, Departamento de Física, Instituto Tecnológico da Aeronáutica, Brasil
- [40] <http://spot.colorado.edu/~kunz/DWBA.html>, DWBA (Distorted Wave Born Approximation), Erişim Tarihi: 16.01.2006
- [41] http://spot.colorado.edu/~kunz/dwba/dw5_doc.pdf, DWBA (Distorted Wave Born Approximation) Dwuck5 Code, Erişim Tarihi: 16.01.2006
- [42] Preston, M. A. and Bhaduri, R. K., 1975, “Structures Of The Nucleus”, Addison-Wesley Publishing Company, Canada
- [43] Tanyel, B., 1994, “Nükleer Fizik”, Ege Üniversitesi Basımevi, Bornova-İzmir

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- [44] Kozub, R. L., Bardayan, D. W., Batchelder, J. C., Blackmon, J. C., Brune, C. R., Champagne, A. E., Cizewski, J. A., Davinson, T., Greife, U., Gross, C. J., Jewett, C. C., Livesay, R. J., Ma, Z., Moazen, B. H., Nesaraja, C. D., Sahin, L., Scott, J. P., Shapira, A. D., Smith, M. S., Thomas, J. S. and Woods, P. J., 2005, “New Constraints On The $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ Rate In Novae From The (d,p) Reaction”, *Physical Review C* 71, 032801(R)
- [45] Coc, A., Hernanz, M., José, J. and Thibaud, J. P., 2000, *Astron. Astrophys.* Volume 357, 561
- [46] Watson, A., 1999, “Beaming Into The Dark Corners Of The Nuclear Kitchen”, (Çev.R.Gürdilek), *Bilim Ve Teknik Dergisi Ocak 2000*, Ankara, s.112
- [47] Bardayan, D. W., Blackmon, J. C., Brune, C. R., Champagne, A.,E., Chen, A. A., Cox, J. M., Davinson, T., Hansper, V. Y., Hofstee, M. A., Johnson, B. A., Kozub, R. L., Ma, Z., Parker, P. D., Pierce, D. E., Rabban, M. T., Shotter, A. C., Smith, M. S., Swartz, K. B., Visser, D. W. and Woods, P. J., 2000, “The Astrophysically Important 3^+ State In ^{18}Ne And The $^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}$ Stellar Rate”, *Physical Review C*, Volume 62, 055804
- [48] Bardayan, D. W., Blackmon, J. C., Gomez Del Campo, J., Kozub, R. L., Liang, J. F., Ma, Z., Sahin, L., Shapira, D. and Smith, M. S., 2004, “Search For Astrophysically Important ^{19}Ne Levels With A Thick-Target $^{18}\text{F}(p,p)^{18}\text{F}$ Measurement”, *Physical Review C* 70, 015804
- [49] Tilley, D. R., Weller, H. R., Cheves, C. M. and Chasteler, R. M., 1995, “Energy levels of light nuclei $A = 18-19$ ”, *Nuclear Physics A* Volume 595, Issue 1
- [50] Kozub, R. L., Bardayan, D. W., Batchelder, J. C., Blackmon, J. C., Brune, C. R., Champagne, A. E., Cizewski, J. A., Greife, U., Gross, C. J., Jewett, C. C., Livesay, R. J., Ma, Z., Moazen, B. H., Nesaraja, C. D., Sahin, L., Scott, J. P., Shapira, D., Smith, M. S., Thomas, J. S., 2006, “Neutron single particle strengths from the (d,p) reaction on ^{18}F ”, *Physical Review C*, Volume 73, 044307
- [51] Alton, G. D. and Bene, J. R., 1998, “The Holifield Radioactive Ion Beam Facility at the Oak Ridge National Laboratory: Present status and future plans”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 24 1347-1359(13)

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- [52] Bardayan, D. W., Blackmon, J. C., Bradfield-Smith, W., Brune, C. R., Champagne, A. E., Davinson, T., Johnson, B. A., Kozub, R. L., Lee, C. S., Lewis, R., Parker, P. D., Shotter, A. C., Smith, M. S., Visser, D. W. and Woods, P. J., 2001, "Destruction of ^{18}F via $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ burning through the $E_{c.m.}=665$ keV resonance", Phys. Rev. C 63, 065802
- [53] Fitzgerald, R., Abbotoy, E., Bardayan, D. W., Blackmon, J. C., Champagne, A. E., Chen, A. A., Greife, U., Hill, D. W., James, A. N., Kozub, R. L., et al., 2005, "Studies of (p, γ) reactions with the Daresbury Recoil Separator at ORNL'S HRIBF", Nuclear Physics A, Volume 748, Issue 1-2, pages 351-354(4)
- [54] Nassar, H., Paul, M., Ahmad, I., Ben-Dov, Y., Caggiano, J., Ghelberg, S., Goriely, S., Grene, J. P., Hass, M., Heger, A., Heinz, A., Henderson, D. J., Janssens, R. V. F., Jiang, C. L., Kashiv, Y., Nara Singh, B. S., Ofan, A., Pardo, R. C., Pennington, T., Rehm, K. E., Savard, G., Scott, R. and Vondrasek, R., 2006, "The $^{40}\text{Ca}(\alpha,\gamma)^{44}\text{Ti}$ reaction in the energy regime of supernova nucleosynthesis", Phys.Rev.Lett. 96 041102, 4 p.
- [55] Paul, M., Feldstein, C., Ahmad, I., Berkovits, D., Bordeanu, C., Caggiano, J., Ghelberg, S., Gorres, J., Grene, J., Hass, M., Heinz, A., Henderson, D., Hui, S.K., Janssens, R.V.F., Jiang, C.L., Jiang, S., Nirel, Y., Pardo, R.C., Pennington, T., Rehm, K.E., Savard, G., Verri, G., Vondrasek, R., Wiedenhover, I., Wiescher, M., 2003, "Counting ^{44}Ti nuclei from the $^{40}\text{Ca}(\alpha,\gamma)^{44}\text{Ti}$ reaction, Nuclear Physics A, Volume 718, pp. 239-242(4)
- [56] Keeley, N., Kemper, K. W., Khoa Dao, T., 2003, "DWBA analysis of the $^{13}\text{C}(^6\text{Li,d})^{17}\text{O}$ reaction at 10 MeV/nucleon and its astrophysical implications", Nuclear Physics A 726 (2003) p.159-172
- [57] Perng, C. C., Hwang, J. L. and Hsu, Y. C., 1973, "DWBA Analysis of the $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ Reaction at 14.1 MeV", Chinese Journal of Physics, Vol.11, No.2

EK – 1

Dwuck4 – Zero Range Born Approximation (Sıfır Alan Born Yaklaşımı)

Dwuck4 bilgisayar kodu, DWBA kullanarak ikili nükleer reaksiyonlar için saçılma ve reaksiyon gözlemlerini hesaplar. Hesaplar sıfır alan etkileşimi kullanarak yapılmıştır. Bu sınırlama genel olarak inelastik saçılma için önemli olmazken, parçacık transfer reaksiyonlarının hesabı için olasıdır. Gelen parçacıkların spini 0, 1/2 ya da 1 spin kombinasyonlarından biri olabilir.

Bilgisayar kodu, $A(a,b)B$ reaksiyon şekli için geçiş genliğini hesaplar.

$$T = J \int d^3 r_b \int d^3 r_a \psi^{(-)}(\vec{k}_f, \vec{r}_b)^* \langle bB|V|aA \rangle \psi^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_a) \quad (1.1)$$

Burada $\psi^{(+)}$ ve $\psi^{(-)}$ bozunmuş dalgalar, \vec{r}_a ve \vec{r}_b sırayla (a, A) ile (b, B) sistemleri için görelî koordinatlar ve J ise bu koordinatların dönüşümü için Jacobian'dır. $\langle bB|V|aA \rangle$ niceliği reaksiyon için form faktördür ve \vec{r}_a ile \vec{r}_b koordinatları arasında bir delta fonksiyonu içermelidir. $\psi^{(\pm)}(\vec{k}, \vec{r})$ bozunmuş dalgaları asimtotik olarak,

$$\psi^{(\pm)}(\vec{k}, \vec{r}) \rightarrow e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{\pm ikr}}{r} \quad (1.2)$$

şekline sahip Coulomb potansiyeli olmayan durumdaki \vec{k} artı momentumu giden (ya da gelen) küresel saçılma dalgasının düzlem dalgasını tanımlar. Gelen saçılmış dalga durumuna sahip son bozunmuş dalga,

$$\psi^{(-)*}(\vec{k}, \vec{r}) = \psi^{(+)}(-\vec{k}, \vec{r}) \quad (1.3)$$

ifadesiyle giden dalgalarla çözüme bağlantılıdır. Bu konuyla ilgili detaylı bilgi Bölüm 4'te ayrıntılı olarak verilmiştir.

Dwuck4 için Girdi Tanımları

Girdi bloğu 1 (1. sıra) ICON(20), ALPHA FORMAT (20I1,A60)

<u>i</u>	<u>ICON(i)</u>	<u>Tanımlama</u>
1	0	Girdi bloğu 2'yi okumaz (varsayılan veya bir önceki durumun açılı verilerini kullanır).
	1	Girdi bloğu 2'yi okur (açısal veriler).
	9	Programı durdurur ve çıkar.
2	0	Kollektif veya parçacık transfer nükleer modeli.
	2	Mikroskopik inelastik nükleer model.
3	0	Her bir L-transferi için aynı radyal form faktörü kullanır (girdi bloğu 7'nin sadece bir takımını okur).
	1	Her bir L-transferi için ayrı bir radyal form faktör hesaplar (her bir L-transferi için bir girdi bloğu 7'yi okur).
	2	ICON (3)=1'e benzerlik hariç, tesir kesiti her bir L transferinden boşlukların uygun toplamıdır.
4	0	Sonlu bölge ve yerel olmayan düzeltmelerden önce her bir radyal form faktör çıktısını alır.
	1	Radyal form faktör çıktısını gizli tutar.
	2	Radyal form faktör çıktısını ve iki parçacık form faktöründeki orta çıktıyı gizli tutar.
	3	Sonlu bölge ve yerel olmayan düzeltme faktörlerinin hesabından sonra form faktör çıktısını alır.
5	0	Bozunmuş dalgalar için elastik saçılma genliklerinin çıktısını gizli tutar.
	1	Elastik saçılma genliği çıktısı $(\exp 2i\delta_{ij}-1)/2i$.
6	0	Bozunmuş dalgalar için elastik saçılma tesir kesitlerinin

		çiktısını gizli tutar.
	1	Bozunmuş dalgalar için elastik saçılma tesir kesitlerinin çiktısını alır.
7	0	Radyal matris elemanlarının çiktısını gizli tutar.
	1	Radyal matris elemanlarının çiktısını alır.
8	0	İnelastik saçılma boşluklarının çiktısını gizli tutar.
	1	İnelastik saçılma boşluklarının çiktısını alır.
9	0	İnelastik tesir kesiti çıktı çizimini gizli tutar.
	N	N-on katlı logaritmik ölçekli inelastik tesir kesitinin çiktısını alır.
10	0	Dalgalar için kinematikler görelî olmayacak şekilde hesaplanır.
	1	Dalgalar için kinematikler görelî biçimde hesaplanır.
11	-	Kullanılmaz.
12	0	Bozunmuş dalgalar için radyal dalga fonksiyonlarının çiktısını gizli tutar.
	N	Her N. radyal noktadaki bozunmuş dalgalar için radyal dalga fonksiyonlarının çiktısını alır.
13	0	Ayrı bir dosyadaki inelastik tesir kesiti çiktısını gizli tutar.
	1	İnelastik tesir kesiti ve açıların FOR007.DAT dosyasına çiktısını alır.
14	-	Kullanılmaz.
15	0	Her bir bozunmuş dalga için yerel dalga sayısının karesi $K(r)^{2^2}$ nin çiktısını gizli tutar.
	1	Her bir bozunmuş dalga için yerel dalga sayısının karesi $K(r)^{2^2}$ nin çiktısını alır.

16	0	Bozunmuş dalgalar için elastik saçılma tesir kesitlerinin çıktı çizimini gizli tutar.
	N	N-on katlı logaritmik çizim biçimindeki gibi bozunmuş dalgalar için elastik saçılma tesir kesitlerinin çıktısını alır.
17	0	Gözlenen spinin uzatılmış takım çıktısını gizli tutar.
	2	İnelastik bir kanal için gözlenen uzatılmış spin takımı FOR020.DAT ve FOR021.DAT disk dosyaları çıktısını alır.
ALPHA		Kartın 21 sütunundan başlayarak, her 60 alfa numerik karakterlerini çalıştırmayı tanımlar.

Girdi bloğu 2 (1.sıra) N_ANGLES, ANGLE1, D_ANGLE FORMAT (3F8.4)

N_ANGLES: Tesir kesitlerini hesaplamak için açıların sayısıdır.

ANGLE1: İlk açı değeridir (derece cinsinden). Bu değer sıfır olabilir.

D_ANGLE: Açı değerindeki artıştır (derece cinsinden).

Program hiçbir açı değeri okunmadığı takdirde, 0°'den 180°'ye 5°'lik artışlarla varsayılan bir açı takımına sahiptir.

Girdi bloğu 3 (1.sıra) LMAX, NLTR, (LTR(I), I=1, NLTR), (JTR(I), I=1, NLTR)

FORMAT (18I3)

LMAX: Bozunmuş dalgalar için maksimum kısmi dalgadır. Başlangıçta ve sondaki fırlatılan parçacıkların spinlerinin s_a ve s_b olduğu $400/(2s_a + 2s_b + 2)-1$ bellek tarafından sınırlanmaktadır.

NLTR: Hesaplanmış olan maksimum açısal momentum transferlerinin sayısıdır (NLTR≤8).

LTR(I): Birinci form faktör için açısal transferdir.

JTR(I): Birinci radyal form faktörü için iki kat toplam açısal momentum transferleridir.

Girdi bloğu 4 (1.sıra) DR, RMIN, RMAX, COUEX, FNRNG FORMAT (10F8.4)

DR: Radyal koordinat için integrasyon adım ölçüsü (fm'de).

RMIN: Radyal integraller için daha alttaki kesme yarıçaplar (fm'de).

RMAX: Radyal integraller için daha üstteki kesme yarıçaplar (fm'de). RMAX negatifse, programda RMAX'ın otomatik olarak yeniden boyutlandırması geçersiz olur ve |RMAX|'ın giriş değeri kullanılır. Programdaki bellek ayırımı radyal noktaların sayısını $\text{INT}(RMAX/DR) \leq 400$ değerine sınırlar.

COUEX: Coulomb uyarım ölçü faktörü.

FNRNG: Sonlu bölge düzeltme faktörü.

Girdi bloğu 5 (Minimum 2 sıra) Başlangıçtaki bozunmuş dalga girdi bloğu

Girdi sırası 1 (Kinematik girdi sırası) E, MP, ZP, MT, ZT, r_{0c} , AC, PNLOC, 2*FS

FORMAT (10F8.4)

E: Başlangıçta fırlatılan cismin laboratuvar enerjisi (>0 olmalı ve MeV olarak).

MP: Fırlatılan cismin kütlesi (atomik kütle biriminde).

ZP: Fırlatılan cismin yükü.

MT: Hedef cismin kütlesi (atomik kütle biriminde).

ZT: Hedef cismin yükü.

r_{0c} : fm'de indirgenmiş yük yarıçapı ($R_c = r_{0c} A^{1/3}$).

AC: Yük yarıçapının yayılımı (uygulanmaz).

PNLOC: Yerel olmayan parametre.

2*FS: Fırlatılan cismin spininin iki katı.

Girdi sırası (2,..) (Potansiyel girdisi) OPTION, VR, r_{0R} , AR, VSOR, VI, r_{0I} , AI, VSOI,
POWER

FORMAT (10F8.4)

OPTION: Potansiyel şekli için seçenek numarası.

VR: Gerçek potansiyel şiddeti (MeV cinsinden).

r_{0R} : Gerçek potansiyelin indirgenmiş yarıçapı (fm'de) ($R_R=r_{0R}A^{1/3}$).

AR: Gerçek potansiyelin yayılımı (fm'de).

VSOR: Gerçek potansiyel için spin-yörünge faktörü.

VI: Sanal potansiyel şiddeti (MeV cinsinden).

r_{0I} : Sanal potansiyelin indirgenmiş yarıçapı (fm'de) ($R_I=r_{0I}A^{1/3}$).

AI: Sanal potansiyelin yayılımı (fm'de).

VSOI: Sanal potansiyel için spin-yörünge faktörü.

POWER: Bazı potansiyel ve form faktör seçimlerinde kullanılan ekstra parametre.

Potansiyel seçeneklerinin her numarası ardışık olarak kullanılabilir ve sonuç potansiyeli bireysel potansiyellerin süperpozisyonu olacaktır. Eğer OPTION negatifse, seçim en son potansiyel olacaktır. Program, ardından bir sonraki girdi bloğuna devam edecektir. Eğer OPTION sıfırsa, hiçbir potansiyel hesaplanmayacak ve program bir sonraki girdi bloğunu işleme alacaktır.

Girdi bloğu 6 (Minimum 2 sıra) Sondaki bozunmuş dalga girdi bloğu

Girdi sırası 1 (Kinematik girdi sırası) QCODE, MP, ZP, MT, ZT, r_{0c} , AC, PNLOC, 2*FS

FORMAT (10F8.4)

QCODE: Reaksiyon için Q-değeri (MeV cinsinden).

Bu sıra üzerinde parametrelerin kalan kısımları, girdi bloğu 5'tekine tamamen benzer şekilde yorumlanır, ancak sondaki bozunmuş dalga için kinematikler ve potansiyel tanımı yapılır. Kinematik girdi sırasını, girdi bloğu 5'teki gibi tanımlanan potansiyel dizisi takip eder.

Girdi bloğu 7 (Minimum 2 sıra)

Kollektif model ve parçacık transfer reaksiyonları için

radyal form faktör

Girdi sırası 1 (Kinematik girdi sırası)

E, MP, ZP, MT, ZT, r_{0c} , AC, PNLOC, 2*FS

FORMAT (10F8.4)

E: Tek parçacığın bağlanma enerjisi (MeV cinsinden).

MP: Tek parçacığın kütlesi (atomik kütle biriminde).

ZP: Tek parçacığın yükü.

MT: Çekirdek iç kütlesi (atomik kütle biriminde).

ZT: Çekirdek iç yükü.

r_{0c} : İndirgenmiş yük yarıçapı (fm'de) ($R_c = r_{0c} A^{1/3}$).

AC: Yük yarıçapının yayılımı (uygulanmaz).

PNLOC: Yerel olmayan parametre.

2*FS: Form faktörün spin transferinin iki katı.

Girdi sırası (2,..) (Potansiyel sıraları)

OPTION, VR, r_{0R} , AR, VSOR, VI, r_{0I} , AI, VSOI,

POWER

FORMAT(10F8.4)

Bu girdi sıraları girdi bloğu 5'teki gibi aynı anlama sahiptir.

Eğer 1. sıradaki E parametresi sıfırsa, sıra (2,..) ile tanımlanan potansiyel radyal form faktör olarak alınır. Bu, inelastik saçılma kollektif model için standart bir seçimdir. Eğer bu bloğun ilk sırasındaki E parametresi sıfırdan farklıysa, program, sıra (2,..) ile tanımlanan potansiyeli kullanarak özfonksiyon çözümünü hesaplar. Bu duruma ek olarak girdinin alt sırası, kuantum sayılarını ve diğer gerekli parametreleri tanımlamak için eklenmelidir.

Ekstra girdi sırası (Kinematik girdi sırası)

FNODE, FL, 2*FJ, 2*FS, VTRIAL, FISW

FORMAT (10F8.4)

FN: Radyal fonksiyonda orijin ve sonsuz hariç düğümlerin sayısı.

- FL: Radyal fonksiyon için yörünge açısız momentumu.
- 2*FJ: Radyal fonksiyon için toplam açısız momentum kuantum sayısının iki katı.
- 2*FS: Radyal fonksiyonun esas spininin iki katı.
- VTRIAL: Radyal fonksiyonu tanımlayarak potansiyel için ölçü faktörüdür. VTRIAL sıfır olursa, varsayılan +60.0 değeri kullanılır.
- FISW: Radyal fonksiyonun integrasyonu için kontrol araştırması.
- FISW=0 E bağlanma enerjisini sabit tutarak potansiyel ölçü faktörü VTRIAL'in şiddetindeki araştırma.
- FISW=1 Potansiyel şiddeti VTRIAL'i sabit tutarak E bağlanma enerjisindeki araştırma.
- FISW=2 Araştırma yoktur (sadece E>0 için geçerli). Radyal dalga fonksiyonu verilen bir E enerjisi ile VTRIAL şiddeti için hesaplanır ve hesaplanmış faz kaymasıyla asimtotik çözüme karşılaştırılır.

Toplam potansiyelin sıra (2,..) tarafından hesaplanan VTRIAL ve formların ürünü olmasından dolayı, sonucun olası bir bağlı durumu vermesi için negatif olması gerekir; örneğin VTRIAL*VR sıfırdan daha düşük olmalıdır (OPT=1.0 için).

Girdi bloğu 7 (ICON(2)=2 olduğunda kullanılır) Mikroskopik inelastik saçılma modeli için radyal form faktör tanımı

Girdi sırası 1 (Girdi sırası seçimi) CONTROL, OPCODE, FLMU, VZERO, FJ2, FJ1, FJF
FORMAT (10F8.4)

CONTROL: =0.0, Tek parçacık için girdi bloklarının hiçbirini okumaz ve form faktör hesaplamasına son verir.

=1.0, Tek parçacıklar için girdi bloğu 7'nin birisini okur ve her iki parçacık için bu radyal fonksiyonu kullanır.

=2.0, Her bir tek parçacığın biri için girdi bloğu 7'nin ikisini okur.

OPCODE: =0.0, Seçim yok.

=1.0, Yukawa potansiyeli $V(r)=V_0 \exp(-\mu r)/(\mu r)$ kullanarak form faktörü hesaplar.

=2.0, Coulomb potansiyeli kullanarak form faktörü hesaplar.

=3.0, Tensör kuvvet potansiyeli kullanarak form faktörü hesaplar.

=4.0, Kullanılmaz.

=5.0, Mikroskopik iki-nükleon transferi form faktörünü hesaplar.

=6.0, Sıfır-bölge knockout form faktörünü hesaplar.

FLMU: =İki-nükleon transferi form faktöründe kullanılan Gaussian dalga fonksiyonunun rms yarıçapı veya inelastik saçılma modelinde bölge parametresini (μ) tersine çevirir.

VZERO: =Seçim 1, 2 ve 3 üzerinde kullanılan potansiyel şiddetidir.

=Seçim 5'in iki-nükleon transfer reaksiyonu için konfigürasyon genişliğidir.

=Seçim 6'daki sıfır-bölge knockout modelinde ikili-yapı potansiyelinin hacim integralidir.

FJ2: =Aktif tek parçacığa çiftlenen iç spinin (j_2) iki katı.

FJ1: =Başlangıçtaki çekirdek spininin iki katı $|\vec{j}_1 + \vec{j}_2| = JI$.

FJF: =Son çekirdeğin spininin iki katı $|\vec{j}'_1 + \vec{j}_2| = JF$.

j_1 ve j'_1 spinleri için değerler, girdi bloğu 7'nin altında tanımlanan kuantum sayılarını tanımlanan girdi sıralarından alınır.

Girdi sırası (2,..) Girdi bloğu 1'in takibi, tek parçacık yörüngelerini tanımlayarak bir ya da iki girdi bloğu arasına alır (sıra 1'deki CONTROL değerine bağlı olarak). Girdi sıraları tek parçacık transfer durumu için girdi bloğu 7'lere özdeştir. Program, CONTROL için negatif ya da sıfır değeriyle karşılaşınca kadar form faktörleri tutarlı biçimde toplayacaktır.

EK – 2

Dwuck 5 - Finite Range Born Approximation (Sonlu Alan Born Yaklaşımı)

Buradaki açıklamalar sınırlı (sonlu) bölge DWBA kodu Dwuck5'in başlangıç versiyonunu oluşturur. Program halen gelişim halindedir; ancak araştırmacılar tarafından kullanılan yeterince ileri bir formdur. Girdi formatı, sıfır bölge kodu Dwuck4'ü yakından izler; ancak bazı farklar söz konusudur. Bu farklılıklar kart 1 takımında kontrol sayıları kullanımında ve kart 3 ile kart 4'te değişkenler üzerinde oluşur. Bozunmuş dalga ve form faktör kart takımları, biri ağır parçacık ve ikincisi hafif parçacığın bağlı hali olan mevcut iki takıma gerekliliği hariç aynı kalır.

Program çok katlı bir formdadır. Programın mevcut versiyonu her bir bozunmuş dalga için 200 kısmi dalgaya, 400 integrasyon adımına ve 40 artış katsayısına sahiptir. Bu kapasiteler, ayarlanan ve test edilen mevcut versiyondaki ağır çift iyon durumlarının birçoğuna bakmaktadır. Bozunmuş dalgalar için dolu spin kapasiteleri, polarizasyonların ve asimetrielerin gerekli olduğu tüm hafif iyon reaksiyonları için çok yararlı olacaktır. Bu metodun test edilen birçok durum için çok verimli ve hızlı olduğu bulunmuştur.

Çeşitli işlemlerin doğruluğunu kontrol eden birkaç parametre vardır. Bunlar her parçacık durumu için amaçlarımıza uygun olmamasına rağmen, uygun varsayılan değerlere sahiptir. Testin amaca dair bir yolu, uygun koşulların artışıyla set durumunu çalıştırmak için yeterli doğruluğa sahip olup olmaması ve ilgilenilen bölgede ne kadarlık bir tesir kesiti değişikliğini görüp görmememizdir. Artan doğruluk doğal olarak ilerleyen zamanın bir ihmale ihtiyaç duyar. Test için diğer bir yol fırlatılan cismin sıfır L-transferi için sıfır bölge durumunu çalıştırmak ve sonuçları DWUCK4 ile karşılaştırmaktır.

Dwuck5 için Girdi Tanımı

<u>Kart Takımı 1 (Kart 1)</u>	ICON(16), ALPHA	FORMAT(16I1,X,15A4)
<u>1</u>	<u>ICON (1)</u>	<u>Fonksiyon</u>
1	0	Kart takımı 2 okunmaz (açı değeri).
	1, 2	Kart takımı 2 okunur.
	9	Programı sonlandırması için EXIT çağrılır.
2	-	Şu aşamada kullanılmaz.

3	0	Her bir L transferi için farklı bir form faktörü kullanılır (Her bir L transferi için kart takımı 7 ve kart takımı 8'in biri okunur).
	1	ICON (3)=0'a benzerlik hariç, tesir kesiti her bir L transferinden boşlukların uygun toplamıdır.
4	0	Sonlu bölge ve yerel olmayan düzeltmelerden önce form faktörü yazdırır.
	1	Form faktör çıktısını gizli tutar.
5	0	Elastik S matrisini, $S=(\exp(2i\delta_{ij})-1)/2i$ yazdırır.
	$\neq 0$	Elastik S matris çıktısını gizli tutar.
6	0	Elastik saçılma tesir kesiti çıktısını gizli tutar.
	1	Elastik saçılma tesir kesitlerini yazdırır.
	$N>1$	Elastik saçılma tesir kesitlerini yazar ve çizer. Çizim N-on katlı logaritmik ölçeklidir.
7	0	Radyal matris elemanı çıktısını gizli tutar.
	$\neq 0$	Radyal matris elemanlarını yazdırır.
8	0	İnelastik saçılma boşluğu çıktısını gizli tutar.
	$\neq 0$	İnelastik saçılma boşluklarını yazdırır.
9	0	İnelastik tesir kesiti çizimi olmaz.
	N	N-on katlı logaritmik ölçekte inelastik tesir kesitlerini çizer.
A(10)	0	Mümkün olmayan olası kinematiklerdir.
	$\neq 0$	Rölativistik kinematiklerdir.
B(11)	0	2. Bağlı durum için form faktör kartlarının tümünü okur ve $\phi_1(r)$ 'yi hesaplar.
	1	Sıfır bölge seçimi. 2. bağlı durum için $F_1(q)/q^1-100.0!$ kurar.

	2	Momentum temsilindeki harici form faktördür.
C(12)	0	DW çıktısının radyal dalga fonksiyonunu gizli tutar.
	1	DW'nin radyal dalga fonksiyonu için artan katsayıların çıktısını alır.
D(13)	0	Δq Fourier dönüşümünde tüm açı bölgesini kullanır.
	1	Kullanılan Δq Fourier dönüşümünü 90° 'de keser.
E(14)	0	Program o durum için tüm hesabını yapar.
	1	Program bozunmuş dalga artışı sonrasında durumu durdurur.
F(15)	0	Çıktıyı veya bozunmuş dalgaların $K(r)**2$ 'sini gizli tutar.
	$\neq 0$	Bozunmuş dalgaların $K(r)**2$ çıktısını alır.
G(16)	0	Şu aşamada kullanılmaz.

ALPHA Kartın 21 sütunundan başlayarak, her 60 alfa numerik karakterlerini çalıştırmayı tanımlar.

Kart takımı 2 (Kart 1)

Açı girişi

ICON(1)=1, Kart takımı 2 girdisi açıların FORMAT (3F8.4) sayısı, ilk açı değeri, açıdaki artış miktarı şeklinde yorumlanırsa.

ICON(1)=2, Kart takımı 2 girdisi son açı FORMAT (3F8.4) değeri, ilk açı değeri, açıdaki artış miktarı şeklinde yorumlanırsa.

Program, kart takımı 2'nin okunmasıyla değişene kadar kullanılacak 0° - 180° mesafesine 5° 'lik bir sıklıkla bellek öncesi standart açı veri takımına sahiptir. İlk açı değeri, elastik saçılma tesir kesitleri hesaplandığında program bir sıfır açı değerini kontrol edeceğinden dolayı +00.00 olabilir.

Kart takımı 3

LMAX, NLTR

FORMAT (2I3)

LMAX: Tesir kesitte kullanılan maksimum kısmi dalga. Sınır 200 olarak verilir.

NLTR: Her bir durum için izin verilen açısal momentum transferlerinin sayısı. Bu değer maksimum 8 olarak verilir.

Kart takımı 4

DR, RMAX, (ACC(I), I=1, 6)

FORMAT (8F8.4)

DR: İntegrasyon adım ölçüsü.

±RMAX: Radyal dalga fonksiyonları üzerinde üst kesmeler.

DR ve RMAX üzerindeki sınırlama $RMAX/DR \leq 400$ şeklindedir. RMAX için artı bir belirti, programın bellekte izin verilen maksimum 400 integrasyon noktasına kadar yer alan kritiklerle geçersiz kılmasına izin vermesidir. Eksi bir belirti ise önemsenmeyen şartı iptal etmesi ve bozunmuş dalgaların integrasyonunda ve radyal integrallerde üst kesmelere benzer olarak $|RMAX|$ 'ı kullanmasıdır.

ACC(1): Başlangıçtaki bozunmuş dalga için dalga sayısı yayılımını kontrol eder.
Varsayılan değer=1.0

ACC(2): Sondaki bozunmuş dalga için dalga sayısı yayılımını kontrol eder.
Varsayılan değer=1.0

ACC(3): Başlangıçtaki bozunmuş dalga için değişken dalga sayısı genişliğini kontrol eder.
Varsayılan değer=0.0

ACC(4): Sondaki bozunmuş dalga için değişken dalga sayısı genişliğini kontrol eder.
Varsayılan değer=0.0

ACC(5): Başlangıçtaki dalga için klasik dönme noktası araştırma değerini kontrol eder.
Varsayılan değer=1.0

ACC(6): Sondaki bozunmuş dalga için klasik dönme noktası araştırma değerini kontrol eder. Varsayılan değer=1.0

Kart takımı 5 (Minimum 2 kart)

Başlangıçtaki bozunmuş dalga veri takımı

Kart 1 (Kinematik kart) E, MP, ZP, MT, ZT, R_{0C}, AC, PNLOC, 2*FS, QCODE

FORMAT (10F8.4)

- E: Başlangıçta fırlatılan cismin laboratuvar enerjisi (sıfırdan farklı olmalıdır).
- MP: Fırlatılan cismin kütlesi (akb cinsinde).
- ZP: Fırlatılan cismin yükü.
- MT: Hedef cismin kütlesi (akb cinsinde).
- ZT: Hedef cismin yükü.
- R_{0C}: Coulomb yük yarıçapı ($R_C=R_{0C}MT^{1/3}$).
- AC: Coulomb yük dağılımı (kullanılmaz).
- PNLOC: Yerel olmayan bölge parametresi.
- 2*FS: Fırlatılan cismin iç spininin 2 katı.
- QCODE: Q seçimi (kart takımı 6 için kullanılır).

Kartlar (2-N) (Potansiyel kartlar)

OPT, VR, R_{0R}, AR, VSOR, VI, R_{0I}, AI, VSOI, POWR

FORMAT(10F8.4)

- OPT: Potansiyel seçimi.
- VR: Gerçek potansiyel derinliği.
- R_{0R}: Gerçek potansiyel yarıçapı ($R_R=R_{0R}MT^{1/3}$).
- AR: Gerçek potansiyel yayılımı.
- VSOR: Gerçek potansiyel Thomas spin-yörünge faktörü.
- VI: Sanal potansiyel derinliği.
- R_{0I}: Sanal potansiyel yarıçapı ($R_I=R_{0I}MT^{1/3}$).
- AI: Sanal potansiyel yayılımı.

VSOI: Sanal potansiyel Thomas spin-yörünge faktörü.

POWR: Bazı potansiyel terimleri için ekstra değişken (potansiyel seçim açıklamalarından sonra tanımlanır).

Potansiyel kartların her numarası kullanılabilir ve sonuç potansiyeli kartlarda tanımlanan potansiyellerin toplamı olacaktır. Eğer OPT negatifse, bu seçim hesaplanacak ve potansiyel dizimi sonlanacak ve de sonraki kart okunacaktır. Eğer OPT sıfırsa, potansiyellerin hiçbiri hesaplanmayacak ve sonraki kart okunacaktır.

Kart takımı 6 (Minimum 2 kart) Sondaki bozunmuş dalga veri takımı

Kart 1, kart takımı 6'da benzer olarak E parametresi, QCODE parametresine bağlı farklı 3 biçimde yorumlanır.

QCODE>0.0 E, ters reaksiyonun ELAB'dır.

QCODE=0.0 E, reaksiyonun Q değeri.

QCODE<0.0 E, $Q=E + QCODE$ kısmi Q değeri.

Bu son seçenek, birinin E alanında taban durum Q değerini girmesine izin verir ve QCODE bölgesinde girilen durumun uyarım enerjisini eksi olarak izin verir; böylece toplam Q değeri program tarafından hesaplanır.

Takım 6'nın kalan kısmı, kart takımı 5'in (2-N) kartlarındakine benzer biçimde tanımlanır.

Kart takımı 7 (Minimum 3 kart) İlk bağlı durum için form faktör

Kart 1 (Kinematik kart) E, MP, ZP, MT, ZT, R_{0C} , AC, PNLOC, 2*FS

FORMAT (10F8.4)

E: Tek parçacık bağlanma enerjisi.

MP: Tek parçacık kütlesi.

ZP: Tek parçacık yükü.

MT: Tek parçacığın çekirdeğe bağlanma kütlesi.

ZT: Tek parçacığın çekirdeğe bağlanma yükü.

R_{0c} : Coulomb yük yarıçapı ($R_c=R_{0c}MT^{1/3}$).

AC: Coulomb yük yayılımı (kullanılmaz).

PNLOC: Yerel olmayan bölge parametresi.

2*FS: Kullanılmaz.

Kart (2-N) (Potansiyel kart) Bozunmuş dalgaların kart takımı 5 ve 6'daki şekline benzerdir.

$E \neq 0$ ise, form faktör potansiyel kartlar tarafından tanımlanan potansiyelde E ile tek parçacık yörünge bağlılığını hesaplar. Kart bu durumlara ek olarak, yörünge açısız momentum kuantum sayılarını hesaplamaya ihtiyaç duyar.

Kart (N+1) (Kuantum sayısı kartı) FN, FL, 2*FJ, VTRIAL, FISW, DAMP

FORMAT (10F8.4)

FN: Orijin ve sonsuz hariç düğümlerin sayısı.

FJ: Parçacığın yörünge açısız momentumu.

2*FJ: Parçacığın toplam açısız momentumunun iki katı.

2*FS: İç spinin iki katı.

VTRIAL: Bağlı durum potansiyelleri için ölçü faktörü.

FISW: Bağlı durum için kontrol araştırması.

DAMP: Tek parçacık dalga fonksiyonu için sönüm faktörü.

FISW=0 Değişmeyen bağlanma enerjisi için VTRIAL örneği gibi potansiyel derinliğinde araştırma.

FISW=1 Değişmeyen potansiyeller için E örneğindeki gibi bağlanma enerjisindeki araştırma.

FISW=2 Araştırma yoktur (sadece $E > 0$ için).

DAMP $\neq 0$ Bir sönüm faktörü $\exp(-DAMP*r)$, bağlı durum fonksiyonunu çarpar ve fonksiyon ardından tekrar 1.0'a normalize edilir.

Toplam potansiyel VTRIAL ürünüdür ve potansiyelin gerçek kısmı kart (2-N) tarafından tanımlanır. Olası bir bağlı durum için VTRIAL*VR sıfırdan daha az olmalıdır. VTRIAL boş kalırsa, VTRIAL=+60.0 standart değeri kullanılır. Bu durumda VR=-1.0 olmalıdır.

$E \neq 0$ ise, potansiyel seçenekleri tarafından tanımlanan bir form faktör hesaplanır ve kart (N+1) ihmal edilmelidir.

Kart takımı 8 (Minimum 3 kart) İkinci bağlı durum için form faktördür. Bu bağlı durum transfer reaksiyonu için etkileşim potansiyelini verir.

ICON(11)=0 Bağlı durum hesabı. Bu kartlar kart takımı 7 ile aynıdır.

ICON(11)=1 Sıfır bölge seçimi. Sadece (N+1) kuantum sayısı kartı belirtilir.

ICON(11)=2 Harici Fourier dönüşüm okuma seçimi.

Kart 1 FN, FL, 2*FJ, 2*FS FORMAT (4F8.4)

FN: $\Delta q = 0.05 \text{ fm}^{-1}$ aralıklarında ve ilk $q = \Delta q = 0.05 \text{ fm}^{-1}$ ile başlayarak okunan noktaların sayısı.

Kart (2-N) (F(q_N), N=1, FN) FORMAT (5E16.7)

EK – 3

Mevcut Potansiyel Seçenekleri

OPT=1.0 Hacimsel Woods-Saxon Potansiyeli:

$$V(r) = V_R f(x_R) + iV_I f(x_I)$$

Burada, $f(x_i) = \frac{1.0}{[1 + \exp(x_i)]}$ ve $x_i = \frac{(r - r_{0i} MT^{1/3})}{A_i}$ biçimindedir. V_R ve V_I

gerçek çekici ve sanal emici potansiyellerin her ikisinin de negatif olması gerektiğine dikkat edilmelidir.

OPT=2.0 Yüzeysel Woods-Saxon (ya da türevli) Potansiyeli:

$$V(r) = V_R g(x_R) + iV_I g(x_I) \quad \text{ile} \quad g(x) = \frac{df(x)}{dx} \quad \text{şeklindedir.} \quad \text{Burada } x,$$

OPT=1.0'a benzer olarak tanımlanır. Potansiyelin bu şekli tanımında hiçbir 4 faktöre sahip değildir; bu yüzden V_I şiddeti, $V_I = 4W_D$ ile W_D 'ye bağlantılıdır. Dahası, V_R ile V_I gerçek çekici ve sanal emici özelliğe sahip potansiyeller pozitif olmalıdır.

OPT=3.0 Woods-Saxon Potansiyelinin ikinci türevi:

$$V(r) = V_R h(x_R) + iV_I h(x_I)$$

Burada, $h(x) = \frac{d^2 f(x)}{dx^2}$ olarak verilir.

OPT=4.0 Hacimsel bir Woods-Saxon formundan Spin-Yörünge Potansiyeli:

$$V_{LS}(r) = \left(-V_R \frac{1}{r} \frac{df(x_R)}{dr} - iV_I \frac{1}{r} \frac{df(x_I)}{dr} \right) \vec{L} \cdot \vec{S}$$

Potansiyel, her $(\hbar/m_\pi c)^2 \sim 2$ etkisi dışında $\vec{L} \cdot \vec{S}$ terimlerinde tanımlanır. V_R şiddeti, $(\hbar/m_\pi c)^2$ etkisi ve $\vec{L} \cdot \vec{\sigma}$ operatörüyle form ların yaklaşık 4 defa tanımlanır.

Girdi sırasındaki VSOR ve VSOI parametreleri OPT=1.0 durumu için, benzer geometriyi kullanarak bir spin-yörünge potansiyelini de verecektir. VSOR ve VSOI çok katlı boyutsuz olarak yorumlanır (λ Thomas formudur). Potansiyel, $V_{LS}(r) = \left(-V_R \frac{VSOR}{45.2} \frac{1}{r} \frac{df(x_R)}{dr} - iV_I \frac{VSOI}{45.2} \frac{1}{r} \frac{df(x_I)}{dr} \right) \bar{L} \cdot \bar{S}$ biçiminde yazılır.

OPT=5.0 Yüzeysel bir Woods-Saxon formundan Spin-Yörünge Potansiyeli:

$$V_{LS}(r) = \left(-V_R \frac{1}{r} \frac{dg(x_R)}{dr} - iV_I \frac{1}{r} \frac{dg(x_I)}{dr} \right) \bar{L} \cdot \bar{S}$$

OPT=6.0 Bir r^{POWER} etkisiyle Hacimsel Woods-Saxon Potansiyeli:

$$V(r) = (V_R f(x_R) + iV_I f(x_I)) r^{POWER}$$

OPT=7.0 Bir r^{POWER} etkisiyle Yüzeysel Woods-Saxon Potansiyeli:

$$V(r) = (V_R g(x_R) + iV_I g(x_I)) r^{POWER}$$

OPT=8.0 Harici potansiyel ya da form faktör:

Bir potansiyel veya form faktör girdi dosyasından okunacaktır. Potansiyel seçimi sırasına ek olarak, ek bir sıra potansiyel ya da form faktörün gerçek veya sanal kısımlarına eklenip eklenmediğini ve radyal noktaların sayısını belirtecektir. Ardından fonksiyonu içeren sıralar girilecektir. Fonksiyonun radyal artışı bozunmuş dalga ya da form faktörün eşlenmesine okunur. İlaveten, gerçek fonksiyon VR tarafından, sanal fonksiyon ise VI tarafından ölçeklenecektir. Eğer VR ve VI değeri sıfır ya da sol tarafı boşsa fonksiyon ölçeklenmeyecektir.

Girdi sırası 1 F1, F2

FORMAT (10F8.4)

F1: Okunan radyal noktaların sayısı.

F2: =0.0, Fonksiyonun gerçek olduğunu ele alır.

=1.0, Fonksiyonun sanal olduğunu ele alır.

Girdi sıraları (2,..) (FF(I), I=1, F1)

FORMAT (5E16.7)

OPT=9.0 Normalize olmuş Harmonik Osilatör:

$$V(r) = V_R N L(r/r_{0R}) \exp\left[-\frac{1}{2}(r/r_{0R})^2\right]$$

Burada $L(x)$, Laguerre polinomudur ve N ise,

$$N^2 \int_0^{\infty} [L(r/r_{0R})]^2 \exp\left[-(r/r_{0R})^2\right] r^2 dr = 1 \text{ olarak verilen normalizasyon sabitidir.}$$

Yarıçap parametresinin indirgenmiş yarıçap r_{0R} olduğuna dikkat ediniz.

OPT=10.0 Gaussyen r^{POWER} :

$$V(r) = V_R \exp\left(-\frac{1}{2}(r/r_{0R})^2\right) r^{\text{POWER}}$$

Yarıçap parametresinin yine indirgenmiş yarıçap r_{0R} olduğuna dikkat ediniz.

OPT=11.0 Hacimsel bir Woods-Saxon Potansiyelinin Legendre Polinomu Artışı:

$$V(r) = \int (V_R f[x_R(r, \theta)] + iV_I f[x_I(r, \theta)]) Y_{LTR}^0(\theta) d\Omega_r$$

$$\text{Burada, } f(x) = \frac{1}{1 + \exp(x)} \text{ ve } x_i = [r - R_i(1 + \beta_\lambda Y_\lambda^0)]/a_i \text{ biçimindedir.}$$

LTR bu form faktör için yörünge açısız transfer, λ LAM değeri deformasyonun çoklu dizisi ve β_λ deformasyon parametresidir. Ekstra girdi sırası β_λ ve LAM değerleriyle bu potansiyel seçimini izlemelidir.

Ekstra girdi sırası BETA, LAM

FORMAT (2F8.4)

BETA: β_λ değeri deformasyon parametresi.

LAM: LTR'den farklı olabilen deformasyon dizisi λ değeri.

OPT=12.0 Yüzeysel bir Woods-Saxon Potansiyelinin Legendre Polinomu Artışı:

$$V(r) = \int \left(V_R \frac{df[x_R(r, \theta)]}{dx_R} + iV_I \frac{df[x_I(r, \theta)]}{dx_I} \right) Y_{LTR}^0(\theta) d\Omega_r$$

Burada $f(x)$ ve x OPT=11.0'deki seçeneğe benzer anlam taşır. 11 ve 12 seçeneklerinin her ikisinde, bozunmuş dalgalar için potansiyeller yalnızca LTR=0 için hesaplanır, ancak LAM her değere sahip olabilir; fakat bu seçenekler form faktörler olarak kullanıldığında açılal momentum transferi LTR kullanılır ve her değeri alabilir.

Girdi bloğu 7 için mevcut form faktör seçenekleri

Bu seçenekler genel olarak, ICON(2)=0 ve girdi bloğu 7'nin ilk sırasındaki E=0.0 enerji parametresi olduğundaki örnekler gibi kolektif model durumlarında kullanılırlar. Bu seçenekler, kolektif model davranışındaki uygunluk için yapılmış olan değişimleri izlemesi haricinde, girdi bloğu 5 ve 6 üzerinde aynı temel şekle sahiptirler.

OPT=1.0 Hacimsel Woods-Saxon Potansiyeli:

$$V(r) = V_R f(x_R) (R_R / a_R)^{(POWER-1.0)} + iV_I f(x_I) (R_I / a_I)^{(POWER-1.0)}$$

POWER=0.0 için varsayılan değer kolektif modelin tanımında olası (R/a) faktörünü verir.

OPT=2.0, 3.0 OPT=1.0'daki durum gibi form faktörün gerçek ve sanal bileşenleri, onların uygun bir $(R/a)^{(POWER-1.0)}$ etkisiyle çarpılır.

OPT=4.0, 5.0 Bu seçenekler form faktörleri olarak mevcut değildir.

OPT=6.0-12.0 Bu seçenekler girdi bloğu 5 ve 6'da benzer olarak numaralanan aynı fonksiyonel şekli ve normalizasyonları verir.