

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

$C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ REAKSİYONUNUN TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

MAKBULE TAMKAŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMAN
DOÇ. DR. AYŞE DURUSOY

İSTANBUL, 2013

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

$C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ REAKSİYONU TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

Makbule TAMKAŞ tarafından hazırlanan tez çalışması 24.01.2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Ayşe DURUSOY
Yıldız Teknik Üniversitesi

Eş Danışman

Öğr. Gör. Dr. Özgür AKÇALI
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Ayşe DURUSOY
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Metin SUBAŞI
Yıldız Teknik Üniversitesi

Doç. Dr.A. İskender Reyhancan
İstanbul Teknik Üniversitesi

Bu alışma, Yıldız Teknik Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğü'nün 2012-01-01-YL03 numaralı YULAPprojesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

“ $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ Reaksiyonu Tesir Kesiti Ölçümleri” adlı bu tez Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Fizik Bölümü’nde gerçekleştirilmiştir. Nükleer Fizik alanında çalışmama, lisans eğitimimden bu yana olanak sağlayan ve tüm yüksek lisans eğitimim boyunca bana sağlamış olduğu destek, yakın ilgi ve yardımları için, laboratuvar çalışmaları sırasında kazanmış olduğum deneyimlere katkıları için tez danışmanım, Y.T.Ü. Fizik Bölümü Öğretim Üyesi hocam Sayın Doç. Dr. Ayşe DURUSOY’a en içten teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca, bu tez çalışmasını yapmama vesile olan, gerek laboratuvar gerek teorik çalışmalarında her zaman yardımcı olan, edindiğim bilgi ve deneyimlere büyük katkı sağlayan tez eş danışmanım Y.T.Ü Fizik Bölümü hocam Sayın Öğr. Gör. Dr. Özgür AKÇALI’ ya içtenlikle teşekkür ederim.

Bu çalışmayı yapmama vesile olan ve deneysel çalışmalarımı gerçekleştirmeme büyük katkı sağlayan, Ç.N.A.E.M Fizik Bölümü Elemanı Sayın Dr. Adnan BAYKAL ve onun şahsında Ar-Ge Fizik Bölümü çalışanlarına teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışmayı yapmamdaki dolaylı yardımları için Y.T.Ü Fizik Bölümü hocam Sayın Prof. Dr. Metin Subaşı ve onun şahsında tez çalışmamda katkısı bulunan Y.T.Ü Fizik Bölümü hocalarıma teşekkür ederim.

Hayatım boyunca sevgi, yardım ve fedakarlıklarını benden esirgemeyen sevgili annem ve babama sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, manevi desteği ve tez yazımı sırasındaki yardımları için Mustafa AYDIN’a ve arkadaşlarıma çokteşekkür ederim.

Ocak, 2013

Makbule TAMKAŞ

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	vii
KISALTMA LİSTESİ	viii
ŞEKİL LİSTESİ.....	ix
ÇİZELGE LİSTESİ	xi
ÖZET	xii
ABSTRACT.....	xiii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti.....	1
1.2 Tezin Amacı.....	2
1.3 Hipotez.....	3
BÖLÜM 2	
TEMEL BİLGİ	4
2.1 Radyasyon.....	4
2.2 Radyoaktivite	4
2.2.1 Radyoaktivitenin Üretilmesi (Aktivasyon Analizi)	5
2.2.2 Radyoaktif Bozunma Yasası.....	7
2.3 Nükleer Reaksiyonlar	9
2.3.1 Nükleer Füzyon Reaksiyonu.....	11
2.3.2 Reaksiyon Tesir Kesitleri.....	12
2.4 γ Işınımının Madde Etkileşimi.....	15
2.5 Kuantum Mekaniksel Tünelleme.....	24
2.5.1 Nükleer Reaksiyon Oranları ve Gamow Pik.....	27
2.6 Yıldızlarda Nükleer Enerji ve Enerji Üretimi	32
2.6.1 Hidrodinamik Denge Çevrimleri	32
BÖLÜM 3	
DENEYSEL ÇALIŞMA.....	39
3.1 Işınlama Sistemi.....	39
3.1.1 SAMES T-400 Lineer Hızlandırıcı.....	39
3.2 Sayım Sistemi	42

3.2.1 Yüksek Saflıklı Ge Detektörü (HpGe).....	45
3.2.2 Kalibrasyonlar.....	46
3.2.3 Deney Sonuçları Üzerinde Yapılması Gereken Düzeltmeler ve Hata Hesabı	50
3.2.4 Hata Hesabı.....	50
3.3 Numune Hazırlama ve Ölçümler	51
3.3.1 Parçacık (proton) Elde Edilmesi	51
3.3.2 Karbon Hedef.....	51
3.3.3 Işınlanma.....	51
3.3.4 Ölçümlerin Alınması.....	52
3.3.5 Spektrum Analizi (200 KeV).....	52
3.3.6 Spektrum Analizi (250 KeV).....	55
3.4 Hesaplama ve Sonuçlar.....	57
3.4.1 Deneysel Tesir Kesiti Hesabı.....	57
3.4.2 Astrofiziksel S(E) Faktörü Tayini.....	60
BÖLÜM 4	
SONUÇ VE ÖNERİLER.....	62
KAYNAKLAR	66
ÖZGEÇMİŞ	68

SİMGE LİSTESİ

A	Aktivite
f_γ	Gama ışını yayınlanma olasılığı
F	Flor
H	İzotop zenginliği
h	Planck sabiti
I	Akım
n	Nötron
N_A	Avogadro sayısı
R	Tepkileşim sayısı
Z	Atom sayısı
Λ	Bozunma sabiti
Π	Pi Sayısı
ε	Detektör verimi
μ_m	İndirgenmiş kütle
$t_{1/2}$	Yarıömür
α	Alfa parçacığı
β	Beta parçacığı
γ	Gama ışını
σ	Tesir kesiti
Φ	Akı
Ω	Katı açısı

KISALTMA LİSTESİ

b	Barn
CNO	Karbon Azot Oksijen
keV	Kilo elektron Volt
MeV	Mega elektron Volt
SRIM	Stopping and Range of Ions in Matter
SAMES	Societe Anonyme De Machines Electrostatiques

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 2. 1	Reaksiyon geometrisi (saçılan parçacık demeti ile θ ve ϕ açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açı elemanı içerisine yayınlanan parçacıklar ima edilmektedir.) 14
Şekil 2. 2	İki kürenin çarpışması; soldaki R_1 ve R_2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması, sağdaki noktasal parçacığın R_1+R_2 yarıçaplı küre ile çarpışmasına ait tesir kesiti ile aynı değerdedir [14] 15
Şekil 2. 3	Fotoelektrik Olay,Compton Olayı ve Çift Oluşumunun baskın olduğu bölgeler..... 16
Şekil 2. 4	Fotonların şiddetinde soğurucu madde kalınlığına bağlı olarak değişme 16
Şekil 2. 5	Kurşun ve karbonda enerjinin fonksiyonu olarak toplam foton tesir kesitleri 17
Şekil 2. 6	Fotoelektrik Olay 18
Şekil 2. 7	Compton Saçılması 19
Şekil 2. 8	Çift Oluşum..... 19
Şekil 2. 9	Toplam lineer soğurma katsayısının gelen foton enerjisi ile değişimi..... 20
Şekil 2. 10	Detektöre giren gama ışınının etkileşme yolları [15]..... 22
Şekil 2. 11	Detektörün tek enerjili gama ışınları için vereceği tipik cevap [8]..... 23
Şekil 2. 12	Çoklu Compton saçılmaları sonucu Compton bölgesi ve fotopik arası... 23
Şekil 2. 13	Detektör ve çevresindeki materyallere çarpan gama ışınları (a), düşük enerji bölgesinde oluşan pikler (b) [6]. 24
Şekil 2. 14	Nükleer kuvvetlerin karakteristik potansiyel eğrisi 25
Şekil 2. 15	ds uzunluğunda silindir içinde parçacıkların hedefin $\sigma(E)$ tesir kesitinde gerçekleşen reaksiyon sayısı 28
Şekil 2. 16	Yüklü parçacık reaksiyonları için Maxwell-Boltzmann dağılımı ve Coulomb tünelleme faktörünün çarpımı ile elde edilen Gamow penceresi (ΔE_0) ve Gamow piki(E_0)..... 30
Şekil 2. 17	$S(E)$ üstünde rezonans etkisinin kuramsal bir örneği..... 31
Şekil 2. 18	Tesir kesiti ve astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağımlılığı 31
Şekil 2. 19	p-p Zincirinin tüm reaksiyonlarının gösterimi 33
Şekil 2. 20	CNO çevriminin her bir reaksiyonunun tüm olası sıcaklıklarda gösterimi 36
Şekil 2. 21	p-p zincirinde ($\epsilon n(p-p) = \rho X 2 T^4$) ve CNO Çevriminde ($\epsilon n CNO = \rho X Z C N O T^{18}$) üretilen enerjilerin kıyaslanması..... 36
Şekil 3.1	Sames T-400 Lineer Hızlandırıcı 40
Şekil 3.2	Nükleer ölçüm sisteminin (NIM) şematik gösterimi 43
Şekil 3.3	Kurşun zırh içinde Ge detektör 44

Şekil 3.4	Nükleer Ölçüm Sistemi (NIM)	44
Şekil 3.5	Yarıiletken detektörlerin basit şematik gösterimi	45
Şekil3.6	Ters elektrotlu Ge detektör [19].....	46
Şekil3.7	Ge detektörün enerji kalibrasyon eğrisi	47
Şekil 3.8	Be pencereden 25 mmmesafede standart kaynaklarla elde edilen Ge detektörün tipik verim eğrisi [19]	49
Şekil 3.9	HpGe detektörün deneysel verim eğrisi.....	49
Şekil 3.10	Karbon hedef.....	51
Şekil3.11	200 keV enerjili protonlarla gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun gama spektrumu.....	53
Şekil3. 12	200 keV enerjili protonlarla oluşturulan $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu elde edilen 2140 kev enerjili gama pikinin Genie 2000 analiz programı üzerindeki görüntüsü.....	54
Şekil 3.13	200 keV enerjili protonlarla oluşturulan $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu elde edilen yaklaşık 2140 kev enerjili gama pikinin data görüntüsü	54
Şekil 3.14	Background çıkartılmış fotopik görüntüsü	55
Şekil 3.15	250 keV enerjili protonlarla gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun gama spektrumu.....	55
Şekil 3.16	İlgilenilen enerji aralığında gözlemlenen yaklaşık 2180 kev enerjili gama piki data görüntüsü.....	56
Şekil 3.17	250 keV enerjili protonlarla oluşturulan $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu elde edilen yaklaşık 2180 kev enerjili gama pikinin Genie 2000 analiz programı üzerindeki görüntüsü.....	56
Şekil3.18	Background çıkartılmış fotopik görüntüsü	57
Şekil3.19	Işın çapını belirlemede kullanılan kağıt	58
Şekil 4. 1	1949-1963 yılları arasında yapılan çalışmaların S(E) faktör karşılaştırılması	64

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 3. 1	Standart kaynaklarla elde edilen deneysel verim değerleri	48
Çizelge 3. 2	SRIM kod ile hesaplanan hedefin durdurma mesafesi [23]	59
Çizelge 3. 3	σ hesabında kullanılan parametreler.....	59
Çizelge 3. 4	$^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesit değerleri.....	60
Çizelge 3. 5	Tesir kesiti hata hesabında kullanılan parametreler	60
Çizelge 3. 6	$^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun farklı enerji değerlerinde tesir kesiti ve astrofiziksel S(E) faktörü değerleri	61
Çizelge 4. 1	$^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun literatürdeki tesir kesiti ve S(E) faktör değerleri	65

$C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ REAKSİYONU TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

Makbule TAMKAŞ

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Ayşe DURUSOY

Eş Danışman: Öğr. Gör. Dr. Özgür AKÇALI

CNO çevrimi, ^{12}C ve proton etkileşimi ile başlayıp 4He , ^{16}O ve foton oluşumları ile sonuçlanan bir zincirleme füzyon reaksiyon dizisidir. Büyük kütleli yıldızlardaki nükleer enerji oluşumunda önemli rol oynayan CNO çevriminin ilk reaksiyonu $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ tür. Düşük mermi parçacık enerjisi değerlerinde, bu reaksiyona ait deneysel veri görülmemektedir. Bu çalışma, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK) Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezinde (ÇNAEM) bulunan SAMES T-400 lineer hızlandırıcı kullanılarak 200 keV ve 250 keV ışınlama enerji değerlerinde proton demetiyle gerçekleştirilmiştir.

Literatürde düşük enerjide verilen tesir kesitleri genellikle yüksek enerjilerde ölçülen verilerin ekstrapolasyonu ile hesaplanan değerlerdir. Bu çalışmada düşük enerjideki tesir kesitleri ölçülmüş ve lineer davranışı nedeniyle daha kullanışlı olan astrofiziksel $S(E)$ faktörü deneysel verilerden hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Tesir kesiti, $S(E)$ faktörü, SAMES T-400 lineer hızlandırıcı

ABSTRACT

THE CROSS SECTION MEASUREMENTS OF $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ REACTION

Makbule TAMKAS

Department of Physics

MSc. Thesis

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Ayşe DURUSOY

Co-Advisor: Lecturer Dr. Özgür AKÇALI

CNO cycle is a chain fusion series starting with ^{12}C and proton, resulting with 4He , ^{16}O and photon formations. The first reaction of this cycle is $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ which has a major role in nuclear energy occurrence in massive stars. The experimental values are insufficient at low projectile energies for this reaction. In this study, the cross section of $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ reaction has been measured in the induced proton energies at 200 keV and 250 keV by SAMES T-400 linear accelerator at the Cekmece Nuclear Research and Training Center .

The cross sections for low-energy in the literature are usually calculated by extrapolation of the measured values at high energies. In this study, low energy cross sections are measured and astrophysical $S(E)$ factor which is useful because of its linear behavior is calculated from experimental data.

Keywords: Cross section, $S(E)$ factor, SAMES T-400 linear accelerator

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

1.1 Literatür Özeti

$C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ reaksiyonunun tesir kesiti ile ilgili ölçümler ilk olarak 1949 yılında California Enstitüsü'nde bulunan Kellog Radyasyon Laboratuvarında bir düşük voltaj hızlandırıcısı ve yüksek akımlı iyon kaynağı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada 96-128 keV aralığındaki enerji değerlerinde proton demetinin ($\sim 250\mu A$) karbon hedefe gönderilerek yapılan ölçümler sonucunda 96 keV değerinde hesaplanan tesir kesiti 10^{-10} barn, 128 keV de ise $8,5 \times 10^{-10}$ barn olarak belirlenmiştir [1].

Bir başka çalışma ise ilk çalışmaya ek olarak 1950 yılında Minnesota Üniversitesi Fizik Bölümünde gerçekleştirilmiştir. Burada 128 keV ve 194 keV aralığındaki enerji değerlerinde proton ince karbon hedefe gönderilerek ölçülen tesir kesiti değerleri 128 keV için 10^{-9} barn ve 194 keV için 23×10^{-9} barn olarak belirlenmiştir [2].

California Üniversitesi Radyasyon Laboratuvarında 1957 yılında gerçekleştirilen çalışmada ise yüksek akım lineer hızlandırıcı ve bunun için geliştirilmiş yüksek akım iyon enjektörü kullanılarak 114,2 keV ve 126 keV enerjili proton demeti hızlandırılarak karbon hedefe gönderilmiş ve hedefin hemen arkasına yerleştirilmiş $4'' \times 4''$ NaI(Tl) sintilasyon detektör ile alınan ölçümler sonucunda hesaplanan tesir kesiti değerleri $5,1 \times 10^{-9}$ barn ve $8,2 \times 10^{-9}$ barn olarak belirlenmiştir [3].

1963 yılında Van de Graff elektrostatik jeneratöründe yapılan çalışmada [4] doğal karbon hedefe 211 keV ve 244,5 keV enerji değerlerinde gönderilen protonlarla gerçekleştirilen $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ reaksiyonunun $4'' \times 4''$ NaI (Tl) detektör ile ölçülerek hesaplanan tesir kesiti değerleri $36 \pm \%56 \times 10^{-9}$ barn ve $103 \pm \%19 \times 10^{-9}$ barn olarak belirlenmiştir.

Bu alanda yapılan yeni ölçümlere bakıldığında 2008 yılında Kazakistan'da bulunan Nükleer Fizik Enstitüsü'ndeki UKP-2-1 elektrostatik tandem hızlandırıcı ve yüksek saflıklı Ge detektör (HpGe) (Ortec GEM20P) ile $C^{12}(p,\gamma)N^{13}$ reaksiyonunun 326,8-979,4 keV proton (5-15 μA) ışınlama enerji değerleri aralığında ölçümler alınarak tesir kesiti ve astrofiziksel S(E) faktörü değerleri belirlenmiştir. Burada 326,8 keV değerinde ^{12}C hedefe (1,5 mm kalınlığında bakır içine doğal karbonun buharlaştırılması ile elde edilmiş) gönderilen proton ile gerçekleşen reaksiyonun tesir kesiti 2.5×10^{-6} barn ve S(E) faktör $0,18 \times 10^{-1}$ MeV barn, 424,6 keV değerinde tesir kesiti $1,24 \times 10^{-4}$ barn S(E) faktör 0,33 MeV barn, 979,4 keV değerinde tesir kesiti $0,27 \times 10^{-6}$ barn S(E) faktörü $0,85 \times 10^{-4}$ MeV barn olarak belirlenmiştir [5].

1.2 Tezin Amacı

Nükleer reaksiyonların tesir kesiti ölçümlerine, reaktör teknolojisi alanından, nükleer yapı çalışmalarına kadar birçok alanda gereksinim vardır. Tesir kesiti, reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Bu nedenle gerek reaksiyonun gerçekleşme olasılığında gerek oluşan parçacıkların analizinde önemli yere sahiptir. Gelişen detektör teknolojileri ile beraber tesir kesiti ölçümleri dünya genelinde sürekli olarak yapılmakta ve nükleer veri tabloları güncellenerek hassasiyetleri geliştirilmektedir. Reaksiyon tesir kesiti enerji bağımlı bir büyüklük olduğundan, fiziğin farklı dallarında farklı enerji bölgeleri önem taşımaktadır. Nükleer Fizikte, nükleer reaksiyonların olma olasılığını tesir kesiti açıklarken Astrofizikte astrofiziksel S(E) faktörü daha kullanışlıdır.

Nükleer Astrofiziğin temel motivasyonu, elementlerin nereden geldiğini, nasıl oluştuğunu ve gözlenen miktarlarını açıklamaktır. 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 aşamalardır.

1938 yılında C.F. von Weizsacker ve H.A. Bethe'nin CNO çevrimini bularak, yıldızlarda bulunan hidrojenin çekirdek füzyonu yoluyla helyuma dönüşerek enerji üretebileceğini göstermiştir.

CNO çevrimi,



Bu tezde tesir kesiti ölçümleri yapılması amaçlanan $\text{C}^{12}(\text{p}, \gamma)\text{N}^{13}$ reaksiyonun Güneş'ten daha büyük kütleyle sahip yıldızlarda enerji üretimine katkı sağlayacak CNO çevrimindeki yerine bakıldığında, hidrojenin yanarak helyuma dönüşme sürecinin başlangıç reaksiyonu olduğu görülmektedir. Bu özelliğiyle reaksiyonun tesir kesiti ölçümlerinin yapılması gerekli ve önemli bir hale gelmiştir. Bu çalışmada da bu reaksiyonun tesir kesiti değerleri farklı enerjiler için ölçülerek, astrofiziksel S(E) faktörü tayin edilecektir.

1.3 Hipotez

Astrofizik alanında kullanılan düşük enerjilerde mermi parçacıkların enerjisi (ışınlama enerjisi) Coulomb potansiyel engelinin altında kaldığından bu tip nükleer reaksiyonlar tünelleme olayıyla gerçekleşir ve tesir kesitleri engelin üstündeki enerji değerlerine göre çok daha küçüktür. Bu nedenle, günümüze kadar yapılan çalışmalarda, bu enerji bölgesindeki değerler yüksek enerjilerde yapılan ölçümlerden elde edilen verilerin değişim eğilimlerinden (extrapolasyon) elde edilmiştir. Günümüzde ise ölçüm sistemlerinin hassasiyetleri ve ölçüm imkanları kullanılarak düşük enerji bölgesinde deneysel veri elde etmek mümkündür. Yapılmış çalışmalarda görüldüğü gibi 50-60 yıl öncesindeki tesir kesiti ölçümlerinde 10 katlık bir farklılık vardır. Günümüzde yapılan ölçümler ise öncekilere kıyasla 3 kat daha yüksek bir enerji değerinden başlamaktadır. Bu çalışmada ilgilenilen düşük enerji bölgesinde (200 keV-250 keV) ise güncel çalışma bulunmamaktadır. Bu nedenle bu çalışma literatürdeki veri boşluğunu kapatmaya katkı sağlayacaktır.

TEMEL BİLGİ

2.1 Radyasyon

Radyasyon, enerjinin bir yerden başka bir yere elektromanyetik dalgalarla taşınmasıdır. Atomik veya nükleer süreçler açısından değerlendirdiğimizde, iyonize radyasyon, dört genel tipte sınıflandırılabilir [6].

Bunlar;

Hızlı elektronlar	}	Yüklü parçacık radyasyonu
Ağır yüklü parçacıklar		
Elektromanyetik ışıınım	}	Yüksüz radyasyon
Nötronlar		

Hızlı elektronlar nükleer bozunma sonucu ortaya çıkan pozitif veya negatif beta parçacıklarıdır ve her tür nükleer ve atomik süreçte oluşan yüksek enerjili elektronlardır. Ağır yüklü parçacıklar ise kütlesi 1 akb den büyük iyonlardır. Elektromanyetik ışıınım, atomun elektron kabuklarının tekrar düzenlenmesi esnasında ortaya çıkan X ışınları ve çekirdeğin iç geçişlerinden kaynaklanan gama ışınlarıdır. Nötronlar ise, pek çok nükleer süreçle ortaya çıkan yavaş ve hızlı nötronlar olarak alt kategorilere ayrılan radyasyon türüdür [7].

2.2 Radyoaktivite

Eğer bir maddeyi meydana getiren atomların çekirdekleri dışarıdan hiçbir etki olmaksızın, kendiliğinden bozunuma uğruyorlar veya bir takım ışınlar yayınlamaya

niteliklerini değiştiriyorlar, bir başka çekirdeğe dnşyorlarsa bu madde “radyoaktiftir” denir.

Radyoaktif çekirdekler alfa, beta, gama bozunumları yaparak kararlı hale gelmeye çalışırlar ve yaptıkları bozunumlarla bir enerji seviyesinden başka bir enerji seviyesine geçmiş olurlar. Bu tür kendiliğinden geçişler radyoaktif bozunma (parçalanma) olarak adlandırılır. Radyoaktif izotop, tabiatta mevcut ise veya tabiatta mevcut diğer radyoaktif izotopların bozunumundan meydana geliyorsa bu radyoaktifliğe “doğal radyoaktivite” denir. Bir radyoaktif izotop insan eliyle, yapay olarak meydana getirilen çekirdek reaksiyonları sonucunda ortaya çıkıyorsa bu durumda “yapay radyoaktiflik’ten bahsedilir.

Bütün radyoaktif çekirdeklerin meydana getirdikleri radyasyon zamanla azalır. Fakat tabiatta bulunan radyoaktif maddelerin çoğunda bu azalış o kadar yavaş olur ki doğrudan fark edilmesi olası değildir. Bu azalış ancak bazı dolaylı yollarla ortaya konulabilir. Bunun yanı sıra bazı tabii radyoaktif maddelerin radyoaktifliğinin azalışı doğrudan doğruya lm yolu ile izlenebilir. Yapılan deneysel çalışmalar bütün radyoaktif maddelerin aktivitesindeki bu azalışın aynı temel yasaya bağlı olduğunu göstermiştir [7].

2.2.1 Radyoaktivitenin retilmesi (Aktivasyon Analizi)

Genel olarak, ışınlama (bu çalışmada proton ile karbon hedef etkileşimi) sonucu oluşan bir radyoaktif çekirdeğin kazandığı aktiflik, radyoaktivite olayının matematiksel ifadesi yardımıyla belirlenebilir. Sabit bir Φ akısı ile ışınlanan kütlesi m olan d kalınlıklı malzeme içinde birim zaman ve birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim (reaksiyon) sayısı,

$$R = \Phi [1 - \exp(-\sigma \cdot N \cdot d)] \quad (2.1)$$

olmak üzere, burada N , ışınlanan malzemenin birim hacmindeki hedef atomlarının sayısını, σ , E_p enerjisindeki tepkileşim kesitini (olasılığını) göstermektedir.

Genelde $(\sigma \cdot n' \cdot d) \ll 1$ olduğundan, ışınlanan tüm malzeme için tepkileşim sayısı,

$$R = \Phi \sigma (N_A / A) h m = \Phi \cdot \sigma \cdot N \quad (2.2)$$

olarak ifade edilebilir. Burada birim hacimdeki hedef atom sayısı,

$$N = \frac{m N_A h}{A} \quad (2.3)$$

m: ışınlanan malzemenin ağırlığı (g)

N_A : Avogadro sayısı ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

A: Hedef çekirdeğin atom ağırlığı (g/mol)

h: Işınlanmış malzeme içinde tepkileşime giren izotopun doğal zenginliğidir.

Birim zamanda birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim sayısının sabit olduğu durumda, t anındaki radyoaktif ürün çekirdeklerin sayısı $N(t)$ ve λ bozunma sabitleri olmak üzere, dt süresi içinde bozunan $dN(t)$ çekirdek sayısı, yani çekirdek sayısının birim zamandaki değişim hızı,

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \lambda N(t) \quad (2.4)$$

diferansiyel denklemi ile verilir. Bir hızlandırıcı içinde ışınlama sonucu, kararlı bir elementin $t=0$ zamanında sahip olduğu çekirdekten $t=t$ zamanında oluşan radyoaktif ürünlerdeki aktif çekirdek sayısı bu genel bağıntıdan gidilerek hesaplanabilir. Bu denklemin çözümünden

$$N(t) = \left[\frac{\lambda_0}{\lambda - \lambda_0} \right] N [e^{(-\lambda_0 t)} - e^{(-\lambda t)}] + N^0 e^{(-\lambda t)} \quad (2.5)$$

t zamanında bulunan parçacık sayısı ifadesi elde edilir. Özel durumda ana elemente ait parçalanma sabiti değeri, hızlandırıcıdaki proton akısı değeri ve tesir kesitiyle orantılı ve ana çekirdeğin değişim hızını belirten bir sabit olmaktadır,

$$\lambda = \sigma \cdot \Phi \quad (2.6)$$

yineözel durum olarak,

i) $t=0$ anında çekirdek için $N^0=0$,

ii) ana çekirdeğin yarı ömrü ürününkinden çok büyük yani parçalanma sabiti çok küçük ise ($\lambda_0 \ll \lambda$)

$$N(t) = \frac{\Phi \sigma}{\lambda} N [1 - e^{-\lambda t}] \quad (2.7)$$

olur. Radyoaktif ürün çekirdeğinin sahip olduğu aktivite,

$$A = \lambda N = \Phi \cdot \sigma \cdot N [1 - e^{-\lambda t}] \quad (2.8)$$

şeklinde elde edilir. Buradan tesir kesiti çekilerek,

$$\sigma = \frac{A}{\Phi N [1 - e^{-\lambda t}]} \quad (2.9)$$

olarak bulunur. Reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdeğin aktivitesi,

$$A = \frac{P}{\epsilon \cdot f \cdot t \cdot \Omega} \quad (2.10)$$

olmak üzere, sabit bir Φ akısı ile gönderilen parçacıkların hedefte N tane parçacıkla t süresinde etkileşim olasılığı, aktivite ifadesi (2.9)'da yerine yazılarak,

$$\sigma = \frac{P}{\Phi N \epsilon f_\gamma t \Omega} \quad (2.11)$$

deneysel tesir kesiti ifadesi (cm^2) elde edilir. Burada ,

P: Radyoaktif ürün çekirdeğin aktivitesi (~pik altında kalan alan)

N: Etkileşen hedef atomları sayısı (tanecik/ cm^3)

Φ : Parçacık akısı (parçacık/ cm^2)

ϵ : Detektör verimi (ilgilenilen enerjide)

f_γ : Yayınlanan enerjinin yayınlanma olasılığı

t: Işınlama süresi (s)

Ω : Katı açısı (yayınlanan ışınların detektörle yaptığı açısı) dır.

2.2.2 Radyoaktif Bozunma Yasası

Radyoaktifliğin keşfinden sonra, radyoaktif bozunma üzerinde yapılan çalışmalar sonucunda, radyoaktif bozunmanın eksponansiyel yasaya uyduğunu göstermişlerdir. Buna radyoaktif bozunma yasası denir. Radyoaktif bozunma istatistiksel (rast gele) bir olaydır. Bu nedenle bir atomun ne zaman bozunacağı bilinemez. Çünkü atomlar biyolojik sistemlerde olduğu gibi belirli bir yaşa sahip değildirler. Bir radyoaktif maddenin bozunması tümüyle maddeye ait değildir. Maddenin içindeki her bir atomun bozunması maddenin toplam bozunmasını etkiler. Belirli bir t anında N radyoaktif çekirdek varsa, Δt süresi içinde ΔN tane çekirdek bozunur. Bozunan çekirdek sayısı N

ile orantılıdır. Rutherford ve Soddy buradan yola çıkarak λ bozunma veya parçalanma sabitini tanımlamışlardır. Bir atomun birim zaman başına atom çekirdeği parçalanma olasılığına λ bozunma (parçalanma) sabiti denir. λ bozunma sabiti atomun bir karakteristiğidir ve sıcaklık, basınç gibi fiziksel veya kimyasal bir olaydan etkilenmez. Yukarıda bahsedildiği gibi kararsız bir çekirdeğin bozunması tamamiyle rastgele bir işlemdir ve bir atomun ne zaman bozunacağını kesin olarak tahmin etmek imkansızdır. Bununla birlikte herhangi bir zamanda bozunması eşit derecede muhtemeldir. Bu nedenle bir radyoizotop örneğinde küçük bir dt zaman aralığında gerçekleşmesi beklenen bozunma olaylarının sayısı ΔN mevcut atom sayısı ile orantılıdır [5]. N atomların sayısı ise bu durumda bozunma olasılığı $(\Delta N/N) dt$ ile orantılıdır:

$$\left(-\frac{dN}{N}\right) = \lambda \cdot dt \quad (2.12)$$

Radyoaktif çekirdekler farklı hızlarda bozunurlar ve her birinin kendisine has bozunma sabiti (λ) bulunur. Yukarıdaki eşitlikte eksi (-) işareti N 'nin her bozunma olayıyla azaldığını ifade eder. Bu birinci dereceden diferansiyel denklemin çözümü (2.12) eşitliğinin integrali alınarak,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/T} \quad (2.13)$$

şeklinde bulunur. Burada N_0 başlangıçtaki radyoaktif atom sayısı, N , t süre sonunda kalan radyoaktif atom sayısıdır.

Bir radyoaktif maddenin başlangıçtaki atom sayısının yarısının bozunması için geçen süreye ise **yarılanma süresi** denir. Eşitlik (2.13)'te N yerine $N_0/2$ yazılarak yarı ömür,

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.14)$$

elde edilir.

Yarı-ömür ile bozunma sabiti arasındaki bu ilişki fazla radyoaktif maddelerin daha kısa, az radyoaktif olanların ise daha uzun zamanda tükeneceklerini gösterir. Bilinen radyoaktif çekirdeklerin yarı-ömürleri 10^{19} yıl (neredeyse kararlı çekirdekler) ile 10^{-23} saniye (oldukça kararsız çekirdekler) arasında değişmektedir.

Radyoaktif bozunma bazen ortalama ömür ile de karakterize edilebilir. Her atom çekirdeği bozunana kadar sonlu bir süre yaşar ve **ortalama ömür** tüm atomların ömürlerinin aritmetik ortalamasıdır. Ortalama ömür τ ile gösterilir ve bozunma sabiti ile

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.15)$$

şeklinde ilişkilidir. Radyoaktif bozunma yasası, bozunumdan kalan çekirdek sayısını vermektedir. Radyoaktif bir numunedeki radyasyonu belirlerken radyasyon sayısını detekte ederek dolaylı yoldan bozunmuş çekirdeklerin sayısına ulaşılır. t ile t+Δt zaman aralığında çekirdek sayısındaki değişikliğe ΔN dersek

$$|\Delta N| = N(t) - N(t+\Delta t) = e^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir. Eğer $\Delta t \ll t_{1/2}$ ise exponansiyel ifadenin açılımı;

$(1 - e^{-\lambda \Delta t}) = 1 - 1 + \lambda \Delta t = \lambda \Delta t$ olur. Bu ifade (2.16)'da yerine konulursa

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \quad (2.17)$$

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \cdot \Delta t \quad (2.18)$$

elde edilir. İfadenin sonsuz küçük limiti alınır;

$$\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.19)$$

elde edilir. Radyoaktif bir maddenin aktivitesi birim zaman başına bozunma sayısı olarak tanımlanır. SI sisteminde aktifliğin birimi Becquerel' dir. Becquerel saniyede bir parçalanmaya eşittir. Diğer bir aktiflik birimi ise Curie' dir. Bir Curie saniyede 3.7×10^{10} bozunmaya karşılık gelir. Aktiflik A ile gösterilirse, denklem (2.19) dan

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.20)$$

t anındaki aktivite hesabı için bağıntı elde edilir. Burada,

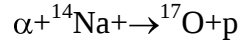
$$A_0 = \lambda N_0 \quad (2.21)$$

t=0 anındaki aktiviteyi göstermektedir [8], [9].

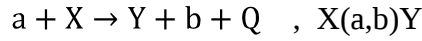
2.3 Nükleer Reaksiyonlar

Reaktör veya hızlandırıcıdan (ya da radyoaktif bir kaynaktan) çıkan enerjik parçacıklar madde üzerine düşürülürse, nükleer bir reaksiyonun meydana gelmesi mümkündür. İlk nükleer reaksiyonlar, Rutherford'un laboratuvarında bir radyoaktif kaynaktan çıkan alfa

parçacıkları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu ilk deneylerin bazılarında alfa parçacıkları hedef çekirdekten elastik olarak geri saçılmaktaydı. Bu olay Rutherford saçılması olarak bilinir ve atom çekirdeğinin varlığı ile ilgili ilk delildir [8],[10].



Genel bir nükleer reaksiyon



biçiminde yazılır. Burada a hızlandırılan parçacık, X hedef ve Y ile b reaksiyon ürünleridir. Genellikle Y hedefte duran ve doğrudan gözlenmeyen ağır bir üründür. b ise tespit edilebilen ve ölçülebilen hafif bir parçacıktır. Genel olarak a ve b nükleon veya hafif çekirdekler olabilir, ancak bazen b, bir gama ışını da olabilir; bu reaksiyona ışımalı yakalama denir. Eğer a bir gama ışını ise, bu reaksiyona nükleer fotoelektrik olay denir. Burada Q reaksiyon sonucu ortaya çıkan enerji olup, reaksiyona giren taraftaki atomik kütleler toplamı ile reaksiyon ürünlerinin atomik kütleleri toplamı arasındaki fark alınarak hesaplanır. Eğer ,

$Q > 0$ ise ürün çekirdeklerin dışarıya kinetik enerji çıkışı vardır ve reaksiyon ekzotermiktir.

$Q < 0$ ise reaksiyon meydana gelebilmesi için dışarıdan enerji vermek gerekir. Yani reaksiyon endotermiktir. Bazen Q için tek bir değer bulunamaz. Bu olay bize çekirdeğin uyarılmış halde olduğunu gösterir ve çekirdek normal hale gelebilmek için gama ışımasını yapar. Bu da bize çeşitli Q'lar arasındaki farkı açıklar [8],[12].

Reaksiyon türlerine bakıldığında, gelen ve giden parçacıklar aynı ise buna saçılma reaksiyonu, Y ve b taban durumda iseler elastik, Y veya b uyarılmış bir durumda ise inelastik denir. Bir transfer reaksiyonunda bir veya iki nükleon, mermi ve hedef arasında transfer edilir. Direk reaksiyonlarda, yalnız birkaç nükleon sayısına katılır, hedefteki diğer nükleonlar pasif gözleyici olarak görev yaparlar. Böylece reaksiyonlarda, bir kabuk modeli durumuna bir tek nükleon ilave edilir veya koparılabilir. Ve bu nedenle çekirdeğin kabuk yapısını incelemeye yardımcı olabilir. Y'nin birçok uyarılmış durumuna bu reaksiyonlarla ulaşılabilir. Diğer uç reaksiyon mekanizması, gelen ve hedef çekirdeklerin, giden nükleon yayınlamadan önce enerjinin

tam olarak paylaşılması için, kısa süre birleştiği bileşik çekirdek mekanizmasıdır [8],[11],[12].

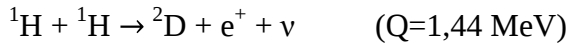
2.3.1 Nükleer Füzyon Reaksiyonu

Çekirdekten enerji elde etmenin bir yolu füzyondur. Burada, çok hafif çekirdeklerin birleştirilmesi ile enerji açığa çıkar. Yani, iki hafif çekirdeği $A=56$ 'dan daha küçük bir çekirdek meydana getirecek şekilde birleştirecek enerji açığa çıkar. Bu işlem iki hafif çekirdek daha ağır bir çekirdek oluşturacak biçimde birleştiği için nükleer füzyon olarak adlandırılır.

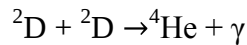
Enerji kaynağı olarak füzyonun fisyonu göre birkaç avantajı vardır. Bunlardan birincisi, hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları ve kolay elde edilmeleri, diğeri ise füzyon ürünlerinin genellikle hafif çekirdekler olmaları ve radyoaktif ağır çekirdeklerden daha kararlı olmalarıdır. Füzyonun dikkate değer bir tek dezavantajı, hafif çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olmalarıdır [8].

Füzyon, güneş ve diğer yıldızların güç kaynağıdır ve dolayısıyla dünya üzerindeki hayatın devamından sorumludur. Coulomb engeli nedeniyle, füzyon doğal bir işlem değildir, yani kendiliğinden meydana gelmez. Engel aşıldığında füzyonun gerçekleşmesi mümkün hale gelir, çekirdekler hızla birleşirler. En temel füzyon reaksiyonu, $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + e^+ + \nu$ oluşması, ^2D 'nin kararsız olması nedeniyle mümkün değildir. Ancak β bozunumuna benzeyen ve ^2D 'nin meydana gelmesine neden olan, güneşteki füzyonun ilk basamağıdır.

Füzyon reaksiyonundaki ilk basamakta iki nükleonlu kararlı bir sistem oluşturmak üzere iki protonun birleşmesi gerekmektedir,



ν , protonun nötrona dönüşmesi olayında ortaya çıkması gereken bir zayıf etkileşmenin varlığını gösterir. Döteryumun ortaya çıkması ile oluşan bir diğer temel reaksiyon,



şeklinde dir. Burada γ , ^4He 'un uyarılmış bir durumu olmadığından, enerji denkliği için gereklidir. Açığa çıkan enerji 23,8 MeV değerindedir.

Evren genelinde, üretilen enerjinin başlıca kaynağı hidrojen çekirdeğinin helyum çekirdeğine dönüşmesidir. Füzyon güneşin merkezinde 15 milyonKelvin derecede gerçekleşir. [8],[13]. Bunun için güneş ve diğer yıldızlarda gerçekleşen tüm füzyon reaksiyon çevrimleri 2.6 nolu başlık altında anlatılmıştır.

Füzyonda açığa çıkan enerji, reaksiyona özgü Q değerinin hesaplanması ile elde edilir. Bunun için, açığa çıkan ürün parçacıkları b ve Y olmak üzere, bunların enerjilerinin toplamı Q' ya eşit olur:

$$\frac{1}{2} m_b v_b^2 + \frac{1}{2} m_Y v_Y^2 = Q \quad (2.22)$$

İlk hareketleri ihmal edilirse, son momentumları eşit ve zıt yönlü olur.

$$m_b v_b = m_Y v_Y \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{2} m_b v_b^2 \cong \frac{Q}{1+m_b/m_Y} \quad (2.24)$$

$$\frac{1}{2} m_Y v_Y^2 \cong \frac{Q}{1+m_Y/m_b} \quad (2.25)$$

elde edilir. Bu bağıntılar kullanılarak temel füzyon reaksiyonlarının enerji dağılımları hesaplanabilir. Daha hafif olan ürün parçacığının enerjisinin daha büyük olması bu enerji paylaşımının bir sonucudur.

$$\frac{\frac{1}{2} m_b v_b^2}{\frac{1}{2} m_Y v_Y^2} = \frac{m_Y}{m_b} \quad (2.26)$$

Etkileşen parçacıkların yarıçapları R_a ve R_x ise, parçacıkların yüzeylerinin temas ettiği andaki Coulomb engeli,

$$V_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_x}{R_a + R_b} \quad (2.27) \text{şeklinde ifade edilir.}$$

2.3.2 Reaksiyon Tesir Kesitleri

Nükleer etkileşmelerde, verilen bir reaksiyonun (veya saçılmanın) oluşabilme ihtimalini gösteren niceliksel bir olasılık ölçütüne ihtiyaç duyulmaktadır. Bu nedenle, bir reaksiyonun (veya saçılmanın) oluşma ihtimalini veren tesir kesiti kavramı nükleer

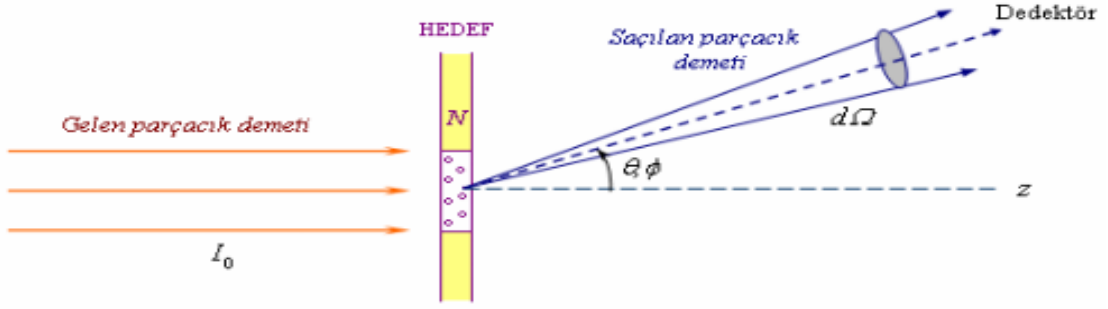
fizikte önemli bir yere sahiptir ve ölçülen niceliklerin başında gelmektedir [14]. Gelen parçacıklar etkileşme sonucu hedeften saçıldığında (reaksiyonlarda ise yayınlanan parçacıklar), uygun bir uzaklıkta konumlandırılan detektörler tarafından sayılır. A(a,b)B genel formundaki bir nükleer reaksiyon için tesir kesiti şu şekilde açıklanabilir; N tane A tipi çekirdek içeren bir hedefe birim alan başına I_0 akısına sahip a tipi parçacık demetinin geldiği kabul edilirse, birim zamanda yayınlanan (ya da saçılan) b parçacıklarının sayısının (N_b 'nin) I_0 ve N niceliklerinin her ikisi ile de orantılı olacaktır. Bu orantı sabiti tesir kesiti (σ) olarak bilinir ve alan boyutuna sahiptir. Bu tanımdan hareketle tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{\text{yayınlanan(b)parçacıklarının sayısı}}{(\text{birim yüzeyden geçen(a)parçacıklarının sayısı}) \cdot (\text{demetindeki hedef çekirdek sayısı})}$$

$$\sigma = \frac{N_b}{I_0 N} \quad (2.28)$$

şeklinde yazılabilir. Nükleer fizik için uygun alan birimi (tesir kesitinin birimi) “barn” dır ve $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 100 \text{ fm}^2$ dir.

Eğer gelen demete göre θ ve ϕ kutupsal açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açi elemanı içerisine birim zamanda yayınlanan b parçacıklarının sayısını kaydetmek için bir detektör kullanıldığı düşünülürse, bu yayınlanan b parçacıklarının sayısı, I_0 ve N niceliklerinin yanı sıra $d\Omega$ katı açısına da bağlı olacaktır (Şekil 2.1). Bu durumdaki orantı sabiti ise diferansiyel tesir kesiti, $d\sigma/d\Omega$, olarak adlandırılır ve bu niceliğin ölçülmesi, reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı ile ilgili önemli bilgiler verir. Katı açi steradyan cinsinden ölçüldüğünden, diferansiyel tesir kesiti de alan boyutunda olup birimi barn/steradyan dır. Genel olarak, b nin yayınlanma olasılığı (dolayısıyla diferansiyel tesir kesiti), θ ve ϕ kutupsal açılarına bağlıdır. Açısal dağılımın izotropik (açıya bağımlı) olduğu özel durumlarda diferansiyel tesir kesiti $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ şeklinde gösterilmektedir. Bununla birlikte, parçacık spinleri kutuplanmadıkça, saçılma işlemi gelen demet doğrultusunda oldukça simetriktir. Ve diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma(\theta)/d\Omega$), azimutal açısı ϕ den bağımsızdır [8].



Şekil 2. 1 Reaksiyon geometrisi (saçılan parçacık demeti ile θ ve ϕ açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açı elemanı içerisinde yayınlanan parçacıklar ima edilmektedir.)

Yukarıda bahsesilen tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesiti arasındaki ilişki;

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma / d\Omega) d\Omega \quad (2.29)$$

şeklindedir. Bu denklemde $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olmak üzere, her iki kutupsal açıya bağımlılık söz konusu ise

$$\sigma(\theta, \phi) = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \left(\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} \right) \quad (2.30)$$

Ve spin polarizasyonu yoksa, yani diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise

$$\sigma(\theta) = 2\pi \int_0^\pi (d\sigma(\theta) / d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (2.31)$$

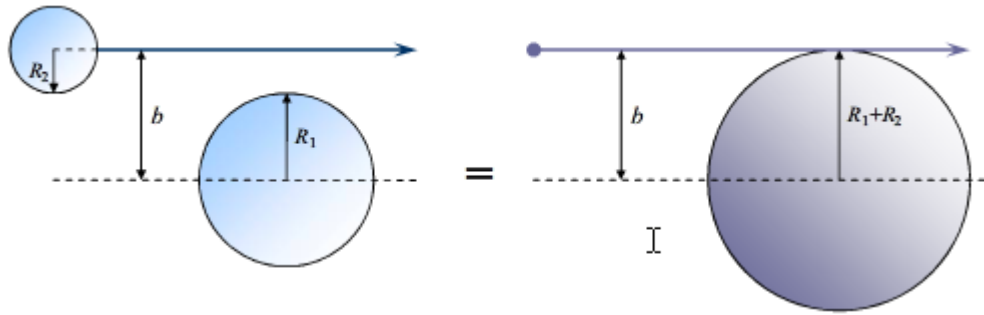
biçiminde verilmektedir. θ açısına göre bir “tesir kesiti” grafiği ile karşılaşıldığında, diferansiyel tesir kesitinin kastedildiği anlaşılmalıdır. Diferansiyel tesir kesiti, b parçacıklarının demet eksenine göre belirli bir açıda (θ, ϕ) gözlemlenmesi olasılığından elde edilmektedir. Diferansiyel tesir kesiti tüm açılar üzerinden integre edildiğinde, toplam tesir kesitini vermektedir. Toplam tesir kesiti belirli bir kalınlıktaki hedefin içinden geçen demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilmektedir. Bir nükleer etkileşmeye ait toplam tesir kesiti, σ_t , esnek saçılma tesir kesiti, σ_e ile reaksiyon tesir kesiti (esnek olmayan saçılmalar için soğurulma tesir kesiti), σ_r nin toplamından oluşmaktadır:

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r \quad (2.32)$$

Birden fazla reaksiyonun olduğu durumlarda her bir reaksiyon türüne ait tesir kesitleri farklı olacağından, toplam reaksiyon tesir kesiti

$\sigma_r = \sigma_{r_1} + \sigma_{r_2} + \dots$ şeklinde, kısmi reaksiyon tesir kesitlerinin ($\sigma_{r_1}, \sigma_{r_2}, \dots$) doğrultu ve yönlerine bakılmaksızın toplanması ile bulunur [14].

Tesir kesiti kavramını daha fiziksel bir hale getirebilmek için Şekil 2.2'deki klasik olarak çarpışan iki kürenin durumu ele alınabilir. Burada yarıçapı R_2 olan 2 nolu küre, yarıçapı R_1 ve hareketsiz olan 1 nolu küre üzerine gönderilmektedir. Çarpma mesafesi b iki kürenin yarıçapları toplamından daha küçük veya eşit olmadıkça küreler çarpışmayacaktır. ($b \geq R_1 + R_2$). Noktasal bir parçacık ile $R_1 + R_2$ yarıçaplı bir diskin çarpışması için de durum aynıdır. Bu diskin alanı, $\pi(R_1 + R_2)^2$, çarpışmanın tesir kesitidir.



Şekil 2. 2 İki kürenin çarpışması; soldaki R_1 ve R_2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması, sağdaki noktasal parçacığın $R_1 + R_2$ yarıçaplı küre ile çarpışmasına ait tesir kesiti ile aynı değerdedir [14]

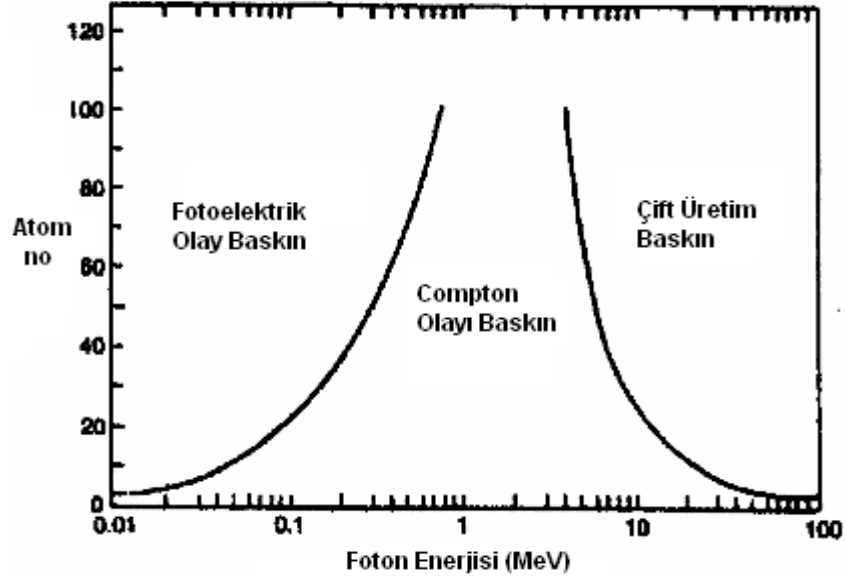
Bu resimden tesir kesitinin yalnızca hedefe ait bir özellik olmadığı, aynı zamanda merminin özelliklerini de yansıttığı gibi çok önemli bir bilgi açıkça görülmektedir. Bir saçılma ölçümünün sonuçlarından hedef çekirdeğin yarıçapı bulunmak istendiğinde merminin etkisi mutlaka hesaba katılmalıdır.

2.4 γ Işınımının Madde Etkileşimi

Elektromanyetik radyasyon olarak X ışınları, gama ışınları ve Bremsstrahlung radyasyonları düşünülür. Gerçekte, fotonlar elektromanyetik kuvvet taşıyıcılarıdır ve madde ile iyonlaşmayla ve ortama enerji depolamayla etkileşme yaparlar.. Özellikle gama ışınları atomun elektronları ile etkileşmelerinde enerjisinin büyük bir kısmını hatta tamamını bir tek olayda kaybedebilir.

X- ve gama ışınları madde içerisinden geçerken çoğunlukla aşağıdaki etkileşmeleri yaparlar (Şekil 2.37);

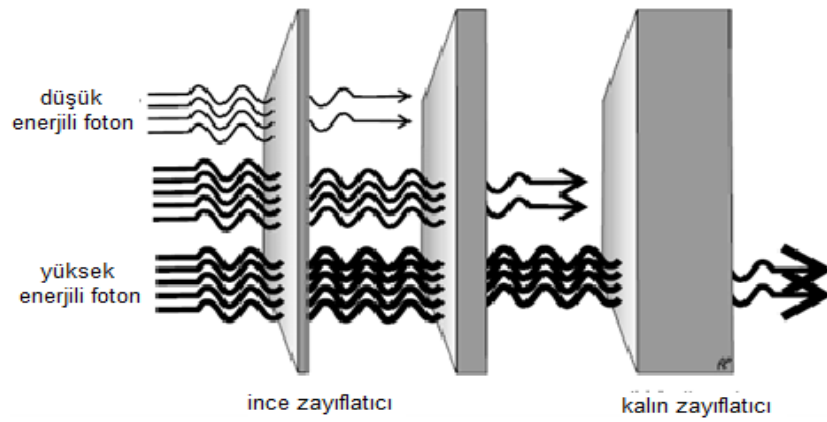
- Fotoelektrik Olay
- Compton Saçılması (Thomson ve Rayleigh Saçılmasını içeriyor)
- Çift Oluşum



Şekil 2. 3 Fotoelektrik Olay,Compton Olayı ve Çift Oluşumunun baskın olduğu bölgeler

[8]

Bu etkileşimler fotonların iki önemli özelliklerini açıklar. Bunlardan birincisi fotonların madde içerisinde yüklü parçacıklarla karşılaştırıldığında daha uzun mesafelere penetrasyonu, ikincisi ise belli bir kalınlıktaki malzemeyi geçince fotonların enerjilerinde bir azalma meydana gelmemesi, sadece şiddetinde azalmanın olmasıdır (Şekil 2.4).



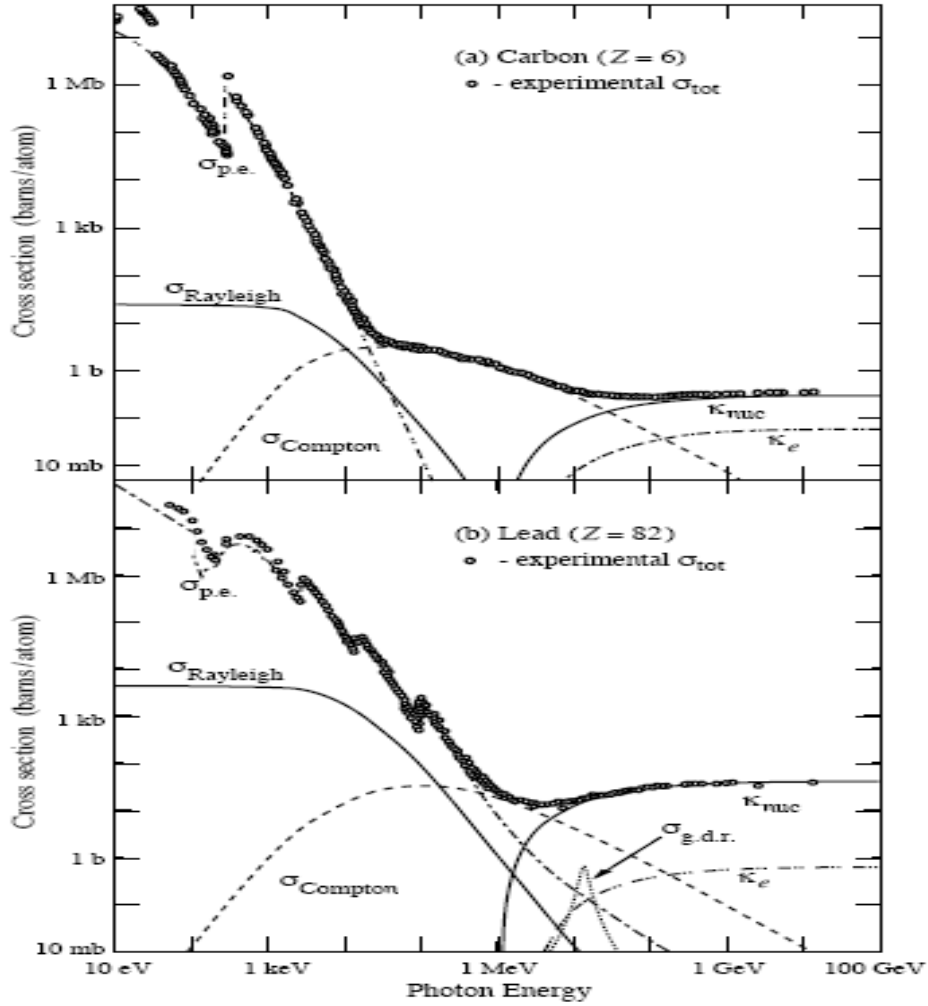
Şekil 2. 4 Fotonların şiddetinde soğurucu madde kalınlığına bağlı olarak değişme

Fotonların şiddetlerindeki bu azalma kalınlığın fonksiyonu olarak eksponansiyel olacaktır.

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2.33)$$

burada I_0 gelen fotonların şiddeti, x soğurucunun kalınlığı ve μ lineer soğurma katsayısı olup içerisinde geçtiği maddeye ve radyasyon enerjisine bağlıdır, etkileşmenin toplam tesir kesitini yansıtır.

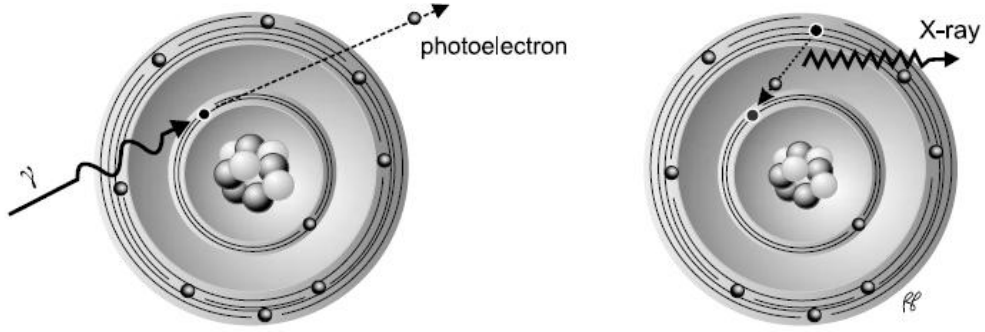
Fotonun karbon ve kurşun içinde etkileşme tesir kesitine katkılar fotoelektrik olay ($\sigma_{p.e.}$), Rayleigh saçılması (σ_{Rayleigh}), Compton saçılması (σ_{Compton}), fotonükleer soğurma ($\sigma_{g.d.r.}$), çekirdek alanında çift oluşum (K_{nuc}) ve elektron alanında çift oluşum (K_e) dan gelecektir (Şekil 2.5).



Şekil 2. 5 Kurşun ve karbonda enerjinin fonksiyonu olarak toplam foton tesir kesitleri

- **Fotoelektrik olay**

Düşük enerjili bir fotonun soğurucu ortamdaki bağlı elektron tarafından soğurularak K_e kinetik enerjisine sahip bir elektronun yayınlanmasıdır. Atomun iç tabakalarından elektron yayınlanırsa, dış tabakalardaki elektronlardan biri bu daha düşük boş seviyeyi doldurur ve bunun sonucunda elektronla birlikte X-ışını da yayınlanır (Şekil 2.6).



Şekil 2. 6 Fotoelektrik Olay

Bir atomik elektronun serbest hale gelebilmesi için gerekli enerji I_B ve gelen fotonun enerjisi $h\nu$ ise enerji korunumundan, fotoelektrik olayda aşağıdaki şekilde verilen Einstein bağıntısı geçerli olacaktır.

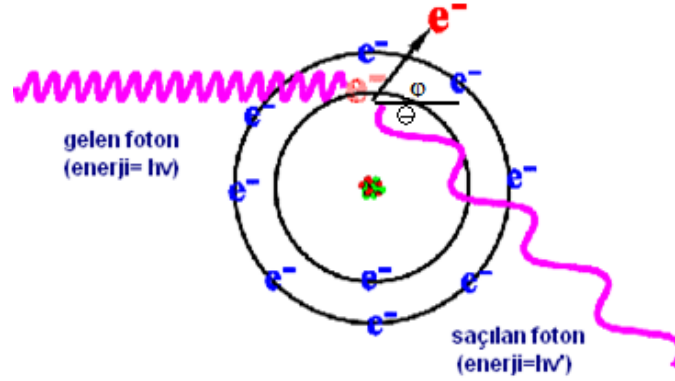
$$E_\gamma = h\nu = I_B + K_e \quad (2.34)$$

Elektron K_e ile ayrılır. Çok küçük miktarda bir enerji atoma verilir fakat bu ihmal edilecek düzeydedir. Kopan bu elektron çevresindeki malzeme yavaşlayacak ve enerjisini yitirecektir. Elektron kaybederek uyarılmış seviyede kalan atom X-ışını veya Auger elektronu yayınlamak için taban seviyesine geçmek isteyecektir. Eğer bu etkileşmeler gerçekleşirse açığa çıkan enerji de katı malzeme tarafından soğurulur. Bu nedenle bu etkileşme sonucunda gelen fotonun tüm enerjisi etkileşme bölgesi civarında malzemeye transfer edilir [6].

- **Compton Saçılması**

Fotonun madde ile etkileşmesinde en iyi anlaşılan mekanizmalardan birisi Compton saçılmasıdır. Bu olay fotonun serbest bir elektronda esnek saçılmasıdır. Tabiki elektronlar madde içinde bağlı durumdadır. Fakat, eğer fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden yüksek ise, bağlanma enerjisi göz ardı edilip elektronun serbest

olduğu düşünülür. Gelen foton atomik bağlanma enerjisinin önemli olduğu enerjiye (100 keV altı) sahipse bu olay gerçekleşemez.

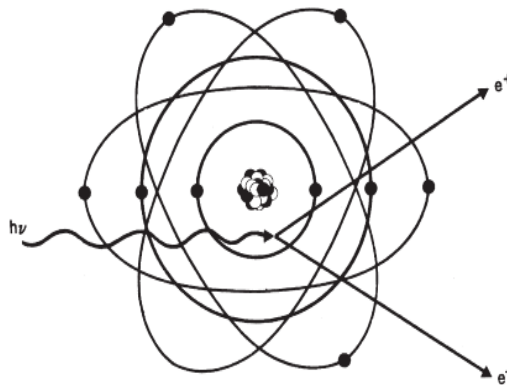


Şekil 2. 7 Compton Saçılması

Serbest bir elektron üzerine $h\nu$ enerjili, $\frac{h\nu}{c}$ momentumlu foton düştüğünde, foton θ açısı altında daha düşük frekansta saçılmakta ve p momentumuna sahip elektron ϕ açısında ortamdan yayınlanmaktadır (Şekil 2.7). Fotonun saçılma açısı fotondan elektrona aktarılan enerji miktarına bağlıdır. Foton enerjisinin 0,1 ile 10 MeV olduğu aralıkta ortamda enerji depolanmasında Compton saçılması baskın olur.

- **Çift Oluşumu**

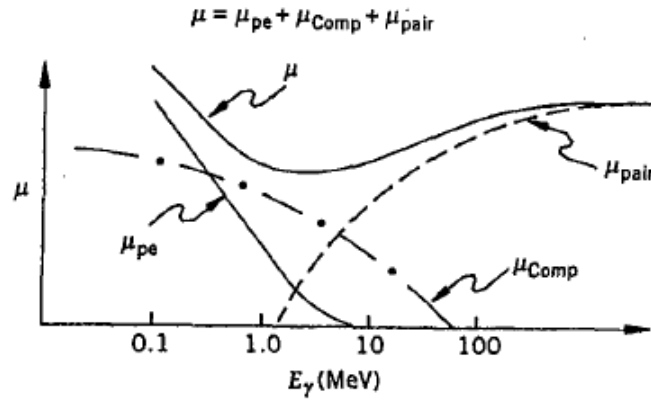
Foton yeterli enerjiye sahip olduğunda, madde tarafından soğurulur ve zıt elektrik yüklü parçacıklar meydana getirir. Kısaca, çift oluşum fotonun elektron-pozitron çiftine dönüşmesidir. Bu olay, momentum korunumunu sağlamak için üçüncü bir cismin varlığında meydana gelir. Pozitronun kütlesi elektronun kütlesine eşit olduğundan elektron-pozitron çift oluşumu için eşik enerjisi olacaktır (Şekil 2.8).



Şekil 2. 8 Çift Oluşum

Çift oluşum tesir kesiti Z^2 ile değişir, burada Z ortamın atom numarasıdır. Çift oluşum eşikten hızlıca yükselir ve foton enerjilerinin 10 MeV den büyük olduğu durumlarda enerji kaybı mekanizmalarında baskın olur. Çok yüksek enerjilerde (>100 MeV), elektron-pozitron çifti tesir kesiti azalır ve ortamın radyasyon uzunluğuna eşit olan sabit soğurma katsayısı ile ifade edilir. Bu oluşan pozitronlar madde içerisinde ilerlerken elektronlar gibi iyonlaşmaya ve radyasyona enerji kaybederler. Pozitron kinetik enerjisinin çoğunu kaybettikten sonra bir elektron yakalayarak pozitronyum diye adlandırılan hidrojen benzeri bir atom meydana getirir. Hidrojen atomunun aksine pozitronyum atomu kararsızdır ve 10^{-10} sn yarı-ömre sahiptir. Dolayısıyla, pozitronyum atomu bozunarak (anihilasyon) iki foton meydana getirir. Bu yok olma işlemi zıt yönlü eşit enerjili iki foton meydana getirir. Fotonların herbiri enerji-momentum korunumunu sağlamak için 0,511 MeV lik enerjiye sahip olmalıdır.

Özetle, gama ışınlarının madde ile etkileşmesine fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşum katkı sağlar. Bu nedenle, toplam lineer soğurma katsayısı bu proseslerin soğurma katsayılarının ayrı ayrı toplamıdır (Şekil 2.9).



Şekil 2. 9 Toplam lineer soğurma katsayısının gelen foton enerjisi ile değişimi

Eğer gama ışını bir bileşikten geçiyor ise, soğurma katsayısı;

$$\mu_c = \sum w_i \mu_i \quad (2.35)$$

ile verilir. Burada w_i bileşikteki i. elementin ağırlık kesri, μ_i i. elementin toplam soğurma katsayısıdır.

Nükleer ve parçacık çarpışmalarının, bozunmaların araştırılması, böyle etkileşme ürünlerinin ölçülmesi detektörlere bağlıdır. Atom altı parçacıklar görsel araçlar

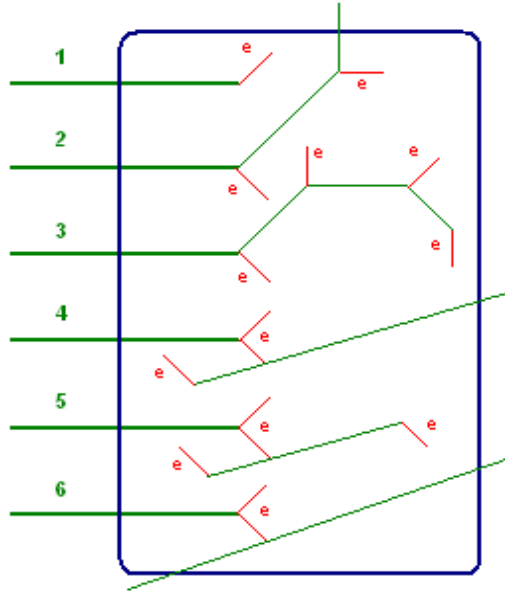
kullanılarak ölçmek için çok küçük olmalarına rağmen, enerji depolanması için mekanizmalar kullanılarak böyle parçacıklar detekte edilebilir. Detektörler bu atom altı parçacıkları gözlemlememize olanak sağlar. Farklı tipte parçacıklar farklı şekilde detekte edileceklerdir.

Radyasyon, onun madde içinde etkileşimi ile detekte edilir. Bu sebeple radyasyonu detekte edebilmek için madde ile etkileşimi iyi anlaşılmalıdır. Herhangi bir radyasyon detektörünün çalışması detekte edilecek radyasyonun madde içerisinde etkileşme şekline bağlıdır. Tüm detektör sistemleri hemen hemen aynı yapıya sahiptir; Radyasyonun detektör maddesi ile etkileşimiyle başlar, bu etkileşimin sonucu sinyale çevrilerek kaydedilir. Kullanılacak detektör malzemesi parçacığın çeşidine ve enerjisine göre çok dikkatli seçilmelidir.

Radyasyonun madde ile etkileşmesi bilgileri; radyasyonun deteksiyonu, nükleer detektörlerin geliştirilmesi ve dizaynı, radyasyondan korunma ilkelerinin belirlenmesi, yaşayan organizmalarda radyasyonun biyolojik etkilerinin incelenmesi gibi alanlarda kullanılmasına temel oluşturur. Etkileşme mekanizması parçacığın çeşidine ve enerjisine bağlı olduğu gibi girdiği ortamın atomunun proton sayısına ve yoğunluğuna bağlı olarak değişir.

γ ışının detektör ile etkileşimine bakıldığında, ışın birçok farklı etkileşime girebilir. Bunlar,

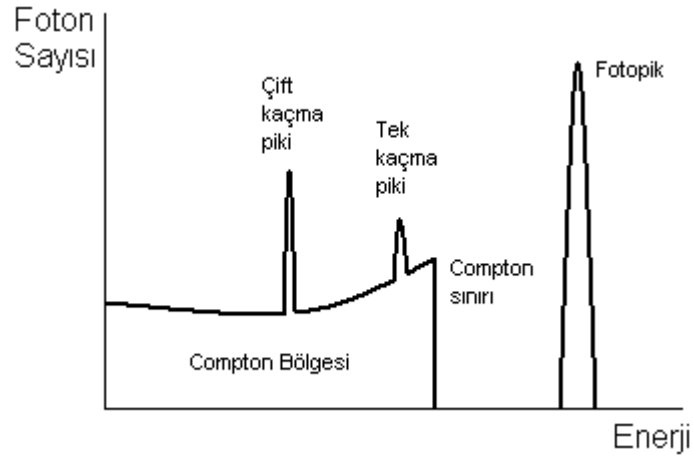
1. Fotoelektrik soğurma yoluyla enerjisini direk detektöre aktarabilir,
2. Birkaç kez Compton saçılması yapar ve enerjisinin tamamını kaybetmeden detektörü terk edebilir,
3. Birkaç Compton saçılmasından sonra fotoelektrik soğurma yapar ve enerjisinin tümünü kaybedebilir,
4. Çift üretim ile bir elektron pozitron çifti üretir, daha sonra oluşan pozitron bir elektron ile çift yok olur ve iki foton üretilir. Bu fotonlardan biri detektörü terk edebilir,
5. Çift üretim yoluyla oluşan iki foton da, enerjilerini fotoelektrik soğurma ile detektöre aktarabilir,
6. Çift yok olma fotonlarından her ikisi de detektörü terk edebilir.



Şekil 2. 10 Detektöre giren gama ışınının etkileşme yolları [15]

Eğer ilk foton, sonunda fotoelektrik soğurmaya maruz kalıyor ise, detektör kristaline aktarılan enerji orijinal gama ışını enerjisine eşit olur. Yani, detektöre giren gama ışını enerjisinde bir pik elde ederiz. Tek bir Compton olayında saçılan elektronlar detektör içinde soğurulur ve bunlar detektörün enerji spektrumunun Compton bölgesine katkıda bulunur. Bu bölge, 0'dan Compton sınırı olarak bilinen bir maksimuma kadar uzanır (Şekil 2.11).

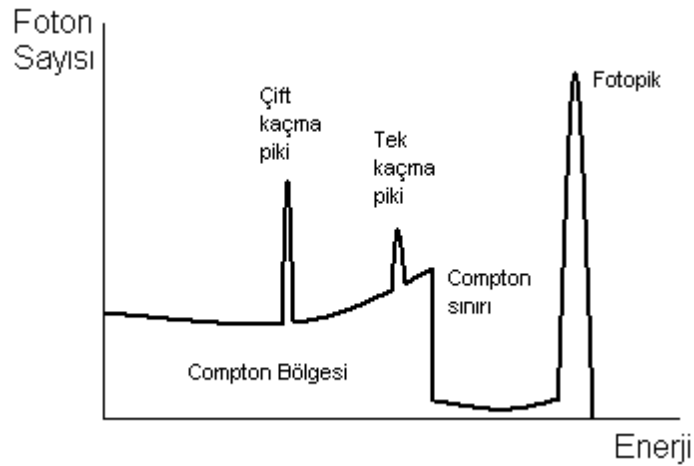
Bir pozitron elektron çifti, $E_\gamma - 2mc^2$ 'lik toplam kinetik enerji ile yaratılır ve bu enerjinin detektördeki kaybı fotopiki meydana getirir. Pozitron atom elektronu ile birleşerek çift yokolma meydana gelir ve iki tane 511 keV' lik foton üretilir. Bu iki foton hiçbir etkileşme yapmadan detektörden dışarı çıkabilir veya Compton saçılma işlemleri ile tamamen ya da kısmen soğurulabilir. Böylece, $E_\gamma - 2mc^2$ de (her iki foton kaçarsa), $E_\gamma - mc^2$ de (fotonlardan biri kaçır diğeri soğurulur ise) ve E_γ' da (her ikisi de soğurulur ise) pikler görülür (Şekil 2.11) [8], [15].



Şekil 2. 11 Detektörün tek enerjili gama ışınları için vereceği tipik cevap [8]

Ölçülen enerji spekturumundaki pikler, yukarıda görüldüğü gibi belli bir genişliğe sahiptirler(FWHM - Full Width at Half Maximum – Yarı Yükseklikteki Tam Genişlik). Bu genişlik, ölçme işleminin istatistiksel karakterinden kaynaklanır. $FWHM=2,35\sigma$ ile hesaplanır. Standart sapma (σ), istatistiksel dağılımın genişliğinin bir ölçüsüdür. Aynı zamanda $\sigma = \sqrt{N}$ olarak belirlenir. N, bir NaI detektöründe bir fotonun ortaya çıkardığı fotoelektronların sayısıdır. N, radyasyon enerjisi E' ye bağımlı olduğundan $FWHM = \sqrt{E}$ denilebilir [8].

Detektöre giren gama ışınları birden fazla, çoklu Compton saçılmaları yaparsa, Compton sınırı ile fotopik arasındaki enerji boşluğu doldurulacaktır (Şekil 2.12). Fotopik, Compton bölgesi ve kaçma piklerinin bağıl genlikleri, detektörün şekline ve boyutlarına bağlıdır. Büyük bir detektörde Compton saçılmış fotonların veya 511 keV'lik yok olma fotonlarının dışarı kaçma olasılıkları daha düşüktür.

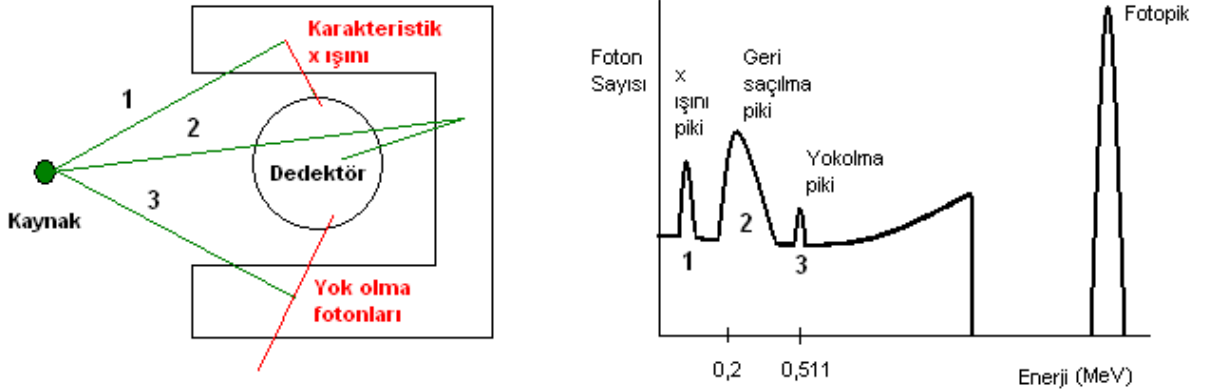


Şekil 2. 12 Çoklu Compton saçılmaları sonucu Compton bölgesi ve fotopik arası

Ayrıca bu spektrumun düşük enerji bölgesinde çeşitli pikler oluşabilir (Şekil 2.13b). Bunlardan biri, gerisaçılma (backscatter) pikidir [6]. Kaynaktan çıkan gama ışınları, detektör civarındaki materyallerden Compton saçılması yapabilir ve enerjisinin düşüşü ile beraber tekrar detektöre girebilir.

En düşük enerji değerinde gözlenen pik ise, detektör çevresindeki materyallerin gama ışınlarını fotoelektrik soğurması sonucunda, materyal çekirdeğinin foton yayınlamak yerine enerjisini atomun bir elektronuna aktarması (iç dönüşüm) ve boş kalan elektronun yerine başka bir elektronun düşmesi ile oluşan X ışınlarını göstermektedir.

Eğer kaynaktan çıkan gama ışınlarının enerjileri yüksek ise, detektör çevresindeki materyallerde çift oluşum olasılığı olacaktır. Bu çift oluşum fotonlarından bir tanesi detektöre girer ve 0,511 MeV değerinde yokolma piki gözlenir [6].

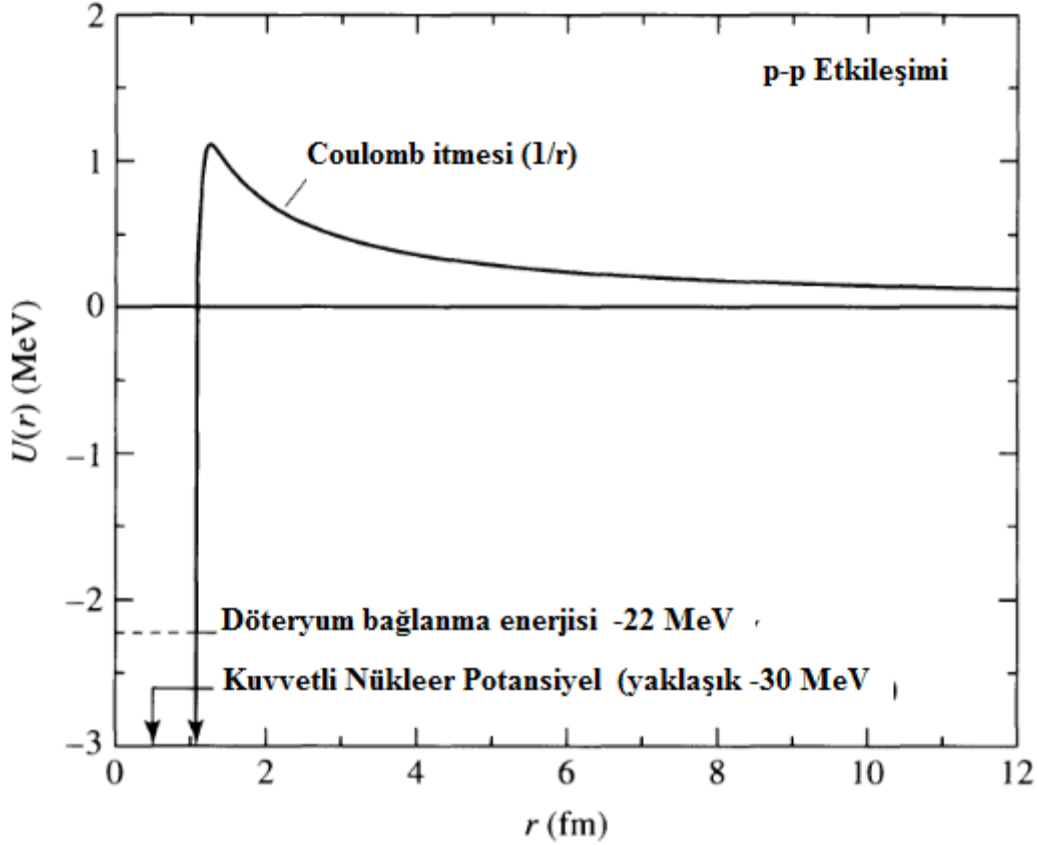


Şekil 2. 13 Detektör ve çevresindeki materyallere çarpan gama ışınları (a), düşük enerji bölgesinde oluşan pikler (b) [6].

2.5 Kuantum Mekaniksel Tünelleme

Görünüşte yıldızların ışıması için yeterli enerji atomun çekirdeğinde mevcuttur fakat yıldızların içerisinde gerçekten nükleer reaksiyonlar meydana gelebilir mi? Bir reaksiyonun meydana gelme sürecinde yeni çekirdekler oluşması için atomların çekirdeklerinin çarpışması gerekmektedir. Bununla birlikte bütün çekirdekler pozitif yüklüdür yani etkileşme meydana gelmeden önce bir Coulomb potansiyel enerji engelinin aşılması gerekir. Şekil 2.14'te potansiyel enerji eğrisinin atomik çekirdeğin bir başka çekirdeğe yaklaştığı zamanda oluşan karakteristik durum görülmektedir. Eğri iki parçadan oluşmaktadır. Bunlar; çekirdeğin dış bölümünde iki pozitif yüklü çekirdek arasında var olan potansiyel enerji ile çekirdeğin içinde çekirdekleri bir arada tutan

kuvvetli nükleer kuvvet tarafından idare edilen bir potansiyel duvar ır. Kuvvetli nükleer kuvvet çok kısa erimli ve nükleonlar arasında etkin bir kuvvettir Bu çekici kuvvet, protonlar arasındaki Coulomb itme kuvvetine baskın çıkar. Gerçekte, böyle bir kuvvet var olmasaydı, bir çekirdek hemen dağılacaktı.



şekil 2. 14 Nükleer kuvvetlerin karakteristik potansiyel eğrisi

Eğer Coulomb bariyerini aşmak için gerekli enerjinin gazın termal enerėisi tarafından sağlandığını ve bütün çekirdeklerin nonrlativistik hareket yaptığını farzederek, o zaman bariyeri aşmak için gerekli sıcaklık (T_{klasik}) tahmin edilebilir. Gazı oluşturan parçacıklar rastgele hareket ettiğinden, iki çekirdek arasındaki grelı hız ve indirgenmiş kütleyi kullanmak uygun olur. İndirgenmiş kütlenin ilk kinetik enerėisini bariyerin potansiyel enerėisine eşitlersek, klasik kaçış konumunun değerini elde ederiz.

$$\frac{1}{2} \mu_m v^2 = \frac{3}{2} k T_{\text{klasik}} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.36)$$

T_{klasik} ortalama bir parçacığın engeli aşması için gerekli sıcaklığı ifade eder. Z_1 ve Z_2 her bir çekirdeğin proton sayısıdır ve r aralarındaki mesafesidir.

Tipik bir çekirdeğin yarıçapının 1 fm olduğunu varsayarak, iki proton arasındaki bir çarpışma için ($Z_1 = Z_2 = 1$) Coulomb potansiyel enerji engelini aşması için gerekli sıcaklık yaklaşık olarak,

$$T_{\text{klasik}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{6\pi\epsilon_0 k r} \quad (2.37)$$

$$\sim 10^{10} \text{ K}$$

bulunur. Fakat güneşin merkez sıcaklığı burada gerekenden daha az yani 1.57×10^7 K'dir. Maxwell-Boltzmann dağılımı göz önüne alındığında dağılım gaz halinde parçacıkların ortalama hızı aşan hızlara sahip olduğunu gösterir ancak güneşin gözlenen ışımasını üretebilmek için Coulomb bariyerini parçacığın nasıl aşabileceğini klasik fizik açıklayamamaktadır.

İki proton çarpışmasının kinetik enerjisi klasik Coulomb bariyerini aşması için yetersiz olmasına rağmen iki protonun çarpışmasının konumundaki belirsizlik çok büyük olabilir ve proton ne yazık ki kendini potansiyel duvarını aşmış olarak bulabilir. Bu kuantum mekaniksel tünellemenin klasikte karşılığı yoktur. Elbette, parçacıkların potansiyel enerjisinin kinetik enerjiye oranı ne kadar büyük olursa bariyer genişliği o kadar büyük olur. Bu yüzden tünelleme olasılığı daha azdır.

Tünelleme olayının Nükleer reaksiyonu sürdürebilmek için gerekli sıcaklığa etkisini açıklamak için kaba bir yaklaşım, protonun Coulomb engelini tünelleyebilmesi için hedefinden bir de Broglie dalgaboyu kadar uzakta olduğunu kabul etmektir. Ağır parçacıklar için dalga boyu $\lambda = h/p$ olarak verilir. Kinetik enerji momentum cinsinden yazılarak aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\frac{1}{2} \mu_m v^2 = \frac{p^2}{2\mu_m} \quad (2.38)$$

ve en yakın yaklaşma mesafesi bir dalga boyuna (potansiyel enerji bariyer yüksekliğinin kinetik enerjiye eşit olduğu) eşit olduğunda,

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\lambda} = \frac{p^2}{2\mu_m} = \frac{(h/\lambda)^2}{2\mu_m} \quad (2.39)$$

olur. λ için çözümlük (2.37) eşitliğinde $r = \lambda$ yerine konulursa, bir reaksiyonun meydana gelmesi için gereken tahmini sıcaklık kuantum mekaniksel olarak tahmin edilebilir.

$$T_{\text{kuantum}} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu_m}{12 \pi^2 \epsilon_0^2 h^2 k} \quad (2.40)$$

İki protonun çarpışmasını tekrar göz önüne alırsak, $\mu_m = m_p/2$ ve $Z_1 = Z_2 = 1$, yerine koyulduklarında $T_{\text{kuantum}} \approx 10^7$ K olarak belirlenir. Bu durumda, kuantum mekaniksel etkiler göz önünde tutulursa, nükleer reaksiyonlar için gerekli sıcaklık tahmini güneş merkezi sıcaklığıyla bağıntılıdır [16].

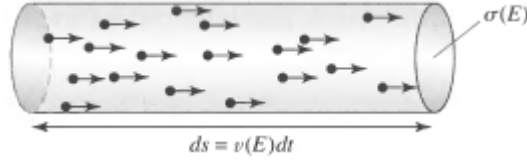
2.5.1 Nükleer Reaksiyon Oranları ve Gamow Pik

Şu aşamada nükleer enerji kaynağının olasılığı elde edildiğine göre yıldız modellerinde kullanmak üzere nükleer reaksiyon oranlarının daha detaylı tanımına ihtiyaç duyulur. Mesela, T sıcaklığındaki bir gaz içindeki tüm parçacıklar Coulomb engelinden tünellemek için yeterli kinetik enerji ve uygun dalga boyuna sahip olmayacaktır. Sonuç olarak enerji aralığı başına reaksiyon oranı, belirli bir enerji aralığındaki parçacıkların sayısal yoğunluğu cinsinden tanımlanmalı ve gerçekte hedef çekirdeğin Coulomb bariyerinden tünelleyebilecek parçacıkların olasılığına bağlanmalıdır. Bundan sonra toplam nükleer reaksiyon oranı tüm mümkün enerjiler üzerinde integre edilebilir.

İlk olarak belli bir enerji aralığındaki çekirdeklerin sayısal yoğunluğu ele alınır. Başlangıçta parçacıkların birbirinden yeterince uzakta olduğunu varsayarsak, yani sistemin toplam enerjisini görelî olmayan kinetik enerji olarak tanımlarsak Maxwell-Boltzman dağılımı hızları v ile $v+dv$ arasında değişen parçacıkların sayısal yoğunluğunun gazın sıcaklığı ile ilişkilendirdiğinden; hızlar için yaptığımız çözümü ($K=E= \mu_m v^2/2$), E ile $E+ dE$ kinetik enerji aralığındaki çözüme koyarak

$$n_E dE = \frac{2n}{\pi^{1/2}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE \quad (2.41)$$

elde edilir.



Şekil 2. 15 ds uzunluğunda silindir içinde parçacıkların hedefin $\sigma(E)$ tesir kesitinde gerçekleşen reaksiyon sayısı

Bu eşitlik birim hacim başına dE kadar enerjiye sahip parçacık sayısını verir fakat parçacıkların etkileşme olasılığını kesin olarak ifade etmez. Bunun için tesir kesiti kavramını tekrar kullanırız. Tesir kesiti $\sigma(E)$ tanımı, birim zamanda hedef çekirdek başına reaksiyon sayısının gelen parçacıkların akısına oranı,veya

$$\sigma(E) = \frac{\text{Birim zamanda hedef çekirdek başına gerçekleşen reaksiyon sayısı}}{\text{Birim zamanda birim alana gelen parçacıkların sayısı}} \quad (2.42)$$

$\sigma(E)$ tam anlamıyla bir olasılık ölçüsü olmasa da, yaklaşık olarak hedef parçacığın tesir kesit alanı olduğu her gelen parçacık bu alana çarpar, hedefi ortalar ve nükleer reaksiyon oluşursa, düşünülebilir.

Birim zaman ve hacimde reaksiyon hızını bulmak için, bütün gelen parçacıkların tek bir doğrultuda hareket ettiği dikkate alınarak, hedefin tesir kesit alanına çarpacak parçacıkların sayısı belirlenir. X, hedef parçacığı i, gelen parçacığı göstermek üzere, E ve E+dE enerji aralığına sahip birim hacimdeki gelen parçacıkların sayısı $n_{iE}dE$ ise, dN_E , dt zaman aralığında $v(E) = \sqrt{2E/\mu_m}$ hızında x hedefine çarpabilen parçacıkların sayısıdır.

Hacmi $\sigma(E).v(E)dt$ olan silindir içine gelen parçacıkların sayısı,

$$dN_E = \sigma(E).v(E).n_{iE}.dE.dt \quad (2.43)$$

ile verilir. Uygun hız(ya da kinetik enerji) ile birim hacim başına gelen parçacıkların sayısı örnek içindeki toplam parçacıkların sayısının bir kesridir.

$$n_{iE}dE = \frac{n_i}{n} n_E dE \quad (2.44)$$

Burada $n_i = \int_0^\infty n_{iE}dE$, $n = \int_0^\infty n_E dE$ ve $n_E dE$ eşitlik (2.41)'de verildiği gibidir. Bunun sonucunda E ve E+dE enerji aralığında enerjiye sahip dt zaman aralığında hedef çekirdek başına gelen parçacık sayısı,

$$\frac{\text{çekirdek başına reaksiyon}}{\text{zaman aralığı}} = \frac{dN_E}{dt} = \sigma(E)v(E) \frac{n_i}{n} n_E dE \quad (2.45)$$

Sonuç olarak, birim hacim başına n_x hedef varsa, birim zamanda birim hacimde toplam reaksiyon sayısı tüm mümkün enerjilerde integre edilerek,

$$r_{ix} = \int_0^\infty n_x n_i \sigma(E) v(E) \frac{n_E}{n} dE \quad (2.46)$$

elde edilir. Bu eşitliği çözebilmek için $\sigma(E)$ fonksiyonu bilinmelidir. Ancak σ enerji ile hemen değiştiğinden onun fonksiyon formunun anlaşılması karmaşıktır. $\sigma(E)$ 'nin deneysel verilerle karşılaştırılması da oldukça önemlidir. Bununla birlikte, yıldızların termal enerjisi laboratuvar deneylerinde bulunan enerjilerle karşılaştırıldığında oldukça düşüktür ve yıldızlar için nükleer reaksiyon oranlarının karşılaştırma verilerini elde etmek için genellikle belirgin ekstrapolasyon gereklidir.

$\sigma(E)$ 'nin belirlenmesi sürecinde enerjiye kuvvetli bağılılığı dikkate alınmalıdır. Zaten tesir kesitinin fiziksel bir alan olduğundan bahsedilmişti. Daha fazlası, çekirdeğin boyutları hedef çekirdekle etkileşme yeteneği yaklaşık bir de Broglie dalga boyu değerindeki yarıçaptır ($r \approx \lambda$). Bu yaklaşımlarla çekirdeğin tesir kesiti

$$\sigma(E) \propto \pi \lambda^2 \propto \pi \left(\frac{h}{p}\right)^2 \propto \frac{1}{E}$$

orantılı olduğu görülür. Son ifadeyi elde etmek için yine nonrölativistik ilişki

$$K = E = \frac{1}{2} \mu_m v^2 = \frac{p^2}{2\mu_m} \quad (2.47)$$

kullanılır. Daha önce bahsedildiği gibi, Coulomb bariyeri boyunca tünelleme olasılığı bariyer yüksekliğinin gelen çekirdeğin başlangıç kinetik enerjisine oranı ile ilişkilidir. Eğer bariyer yüksekliği U_c sıfır ise, nüfuz etme olasılığı %100 dür. Engel yüksekliği gelen çekirdeğin ilk kinetik enerjiye orantılı arttıkça, engele nüfus olasılığı azalır asimptotik olarak sıfıra yaklaşırken potansiyel enerji engelinin yüksekliği sonsuza gider. Gerçekten, tünelleme olasılığı üsteldir.

Tesir kesiti tünelleme olasılığıyla ilişkili olduğundan,

$$\sigma(E) \propto e^{-2\pi^2 U_c/E} \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edilir. $2\pi^2$ problemin kuantum mekaniksel işleyişinden ortaya çıkar. Tekrar çekirdek yarıçapının yaklaşık de Broglie dalga boyunda olduğu farzedilerek ($r \approx \lambda = h/p$), engelin potansiyel yüksekliğinin (U_c) parçacığın kinetik enerjisine (E) oranı aşağıda verildiği gibi olur

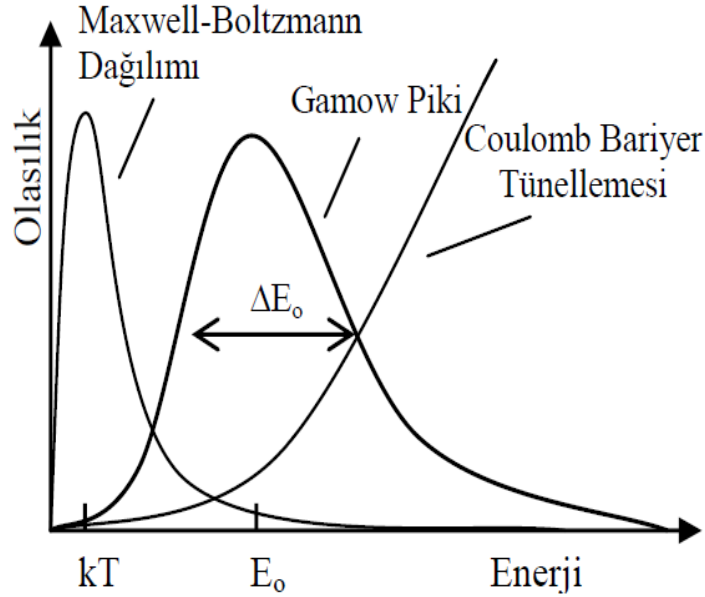
$$\frac{U_c}{E} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi \epsilon_0 r}{\mu_m v^2 / 2} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\pi \epsilon_0 h v} \quad (2.49)$$

Bazı işlemlerden sonra

$\sigma(E) \propto e^{-bE^{-1/2}}$ olarak bulunur. Burada,

$$b \equiv \frac{\pi \mu_m^{1/2} Z_1 Z_2 e^2}{2^{1/2} \epsilon_0 h} \quad (2.50)$$

olmak üzere, etkileşen iki çekirdeğin elektrik yüklerine ve kütlelerine bağlı olduğu görülmektedir [16].



Şekil 2. 16 Yüklü parçacık reaksiyonları için Maxwell-Boltzmann dağılımı ve Coulomb tünelleme faktörünün çarpımı ile elde edilen Gamow penceresi (ΔE_0) ve Gamow piki (E_0)

Önceki sonuçları ve enerjinin yavaşça değiştiği fonksiyon olarak tanımlanan $S(E)$ birleştirilerek tesir kesiti ifadesi,

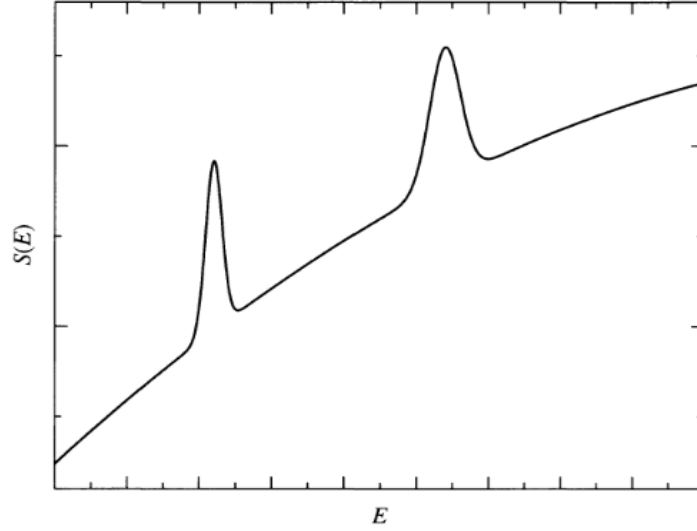
$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-bE^{-1/2}} \quad (2.51)$$

şeklinde olur.

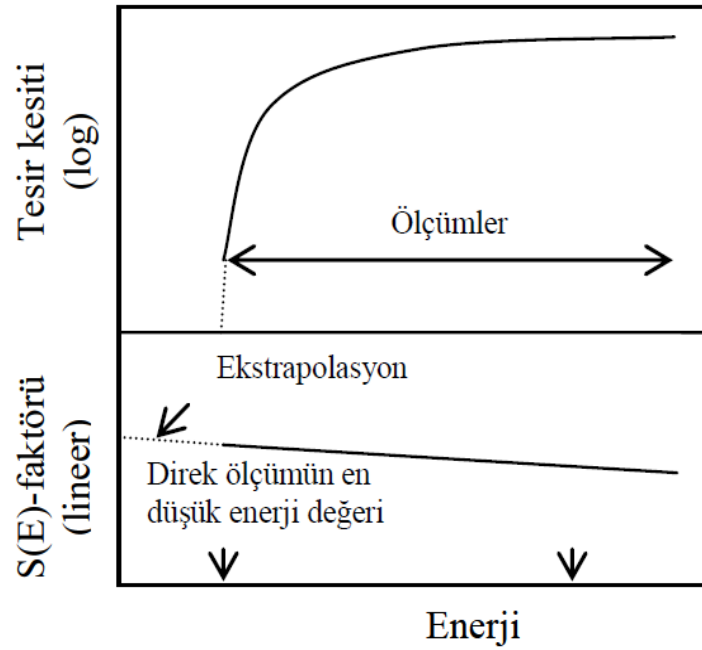
2.51 ve 2.41 eşitlikleri 2.46 eşitliğinde yerine konularak sadeleştirildiğinde, reaksiyon oran integrali,

$$r_{ix} = \left(\frac{2}{kT}\right)^{3/2} \frac{n_i n_x}{(\mu_m \pi)^{1/2}} \int_0^\infty S(E) e^{-bE^{-1/2}} e^{-E/kT} dE \quad (2.52)$$

olur. Bu eşitlikte $e^{-E/kT}$ Maxwell-Boltzmann dağılımının yüksek enerji kolu ve $e^{-bE^{-1/2}}$ nüfus etme olasılığından gelir (Şekil 2.16).



Şekil 2. 17 S(E) üstünde rezonans etkisinin kuramsal bir örneği



Şekil 2. 18 Tesir kesiti ve astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağımlılığı

Şekil 2.18’de görüldüğü gibi, rezonant olmayan reaksiyonlar için özellikle astrofiziksel enerjilerde tesir kesitinin enerji ile hızlı değişimine karşın, S-faktörü enerji ile yavaş değişen bir fonksiyondur. Deneysel olarak tesir kesiti ölçümünün mümkün olmadığı durumlarda S-faktörünün düşük enerjilere ekstrapolasyonu çok daha kullanışlıdır.

2.6 Yıldızlarda Nükleer Enerji ve Enerji Üretimi

Atom çekirdekleri içindeki madde yoğunluğu bütün atomlarda aynı olup, çekirdek yarıçapı, içindeki tanecik sayısının küp kökü ile orantılıdır. Kendi kütle çekim kuvveti etkisiyle çökmekte olan yeterli büyüklükteki bir gaz kitlesinin orta kısmında, çarpışan atom çekirdeklerini birbirleriyle birleşmeye(füzyon) zorlayacak kadar yüksek bir sıcaklık ve yoğunluk meydana gelir. İlk defa 1931 yılında F. Houtermans ve R. Atkinson tarafından gösterildiği gibi, yıldızlardaki hafif çekirdeklerin termonükleer füzyonu ile ortaya çıkan büyük enerji miktarları, bu oluşumların diğer belirtilerden de anlaşılan uzun ömürlerini açıklayabilmektedir. Yüksek sıcaklıkta elektronlarını kaybeden atomların çekirdekleri etrafındaki elektrostatik Coulomb potansiyeli, çekirdek içindeki artı yüklü proton sayısı ile orantılı olup, ortamdaki serbest elektronların varlığı nedeniyle, bu bir Debye uzaklığı’nın ötesinde çok zayıflar (perdelenir). Fakat, füzyon yapacak çekirdeklerin birbirlerine kuvvetli etkileşimle menziline, yani birkaç Fermi uzaklığı’na kadar yaklaşabilmeleri için, MeV mertebesinde kinetik enerjiye sahip olmaları gerekir.

Çekirdek içindeki tanecikler ancak belirli enerji seviyelerinde bulunabilirler. 1929 yılında tünel olayını bulan Gamov, bir çekirdeğe yaklaşan bir protonun enerjisi, çekirdek içi enerji seviyelerinden birine eşitse, bunun neden olduğu rezonansla, tünel olayının ve füzyonun kolaylaşacağını da göstermiştir [17].

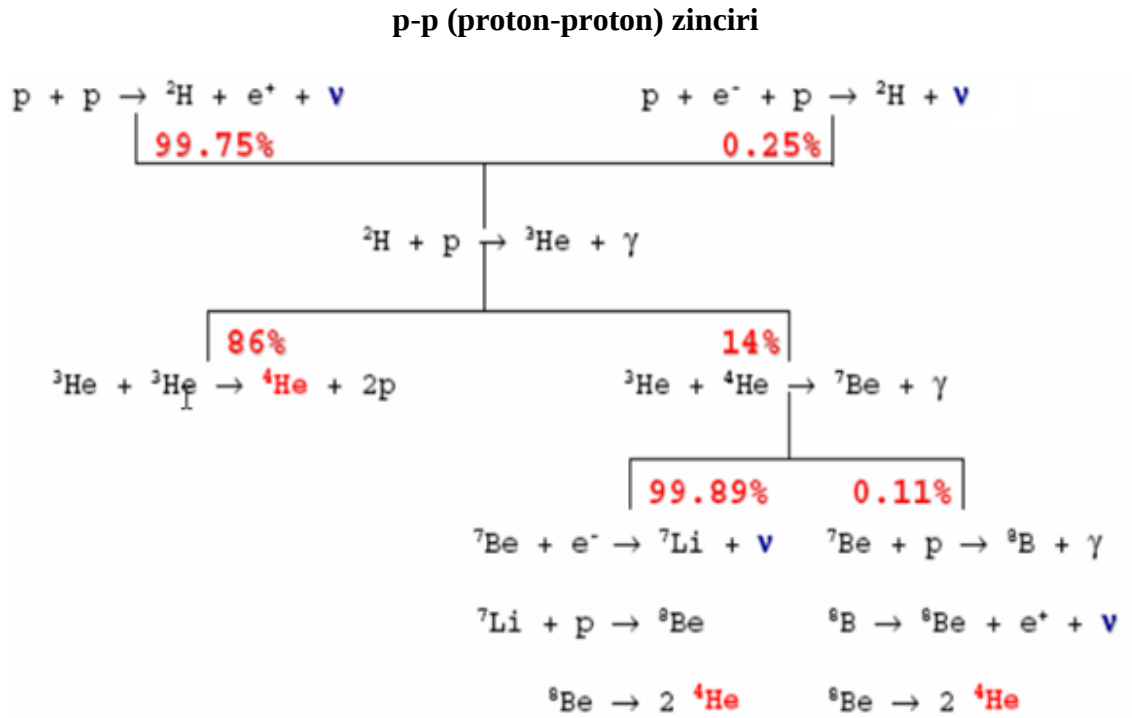
2.6.1 Hidrodinamik Denge Çevrimleri

Hidrojen Yanması:

1938 yılında birbirlerinden bağımsız olarak H.A. Bethe ve C.L. Critchfield, p-p zinciri’ni, C.F. von Weizsacker ve H.A. Bethe de, CNO çevrimini bularak, yıldızlarda bulunan hidrojenin çekirdek füzyonu yoluyla helyuma dönüşerek enerji üretebileceğini göstermişlerdir. Bir yıldız içinde hidrojenin çekirdek füzyonu ile helyuma dönüşümünde, birinci yol olan, p-p zincirinin iki değişik şekli vardır. Bunların birincisi,

yani PPI zinciri, küçük kütleli yıldızlarda etkindir. Bu yıldızların merkez sıcaklığı 10-20 milyon K ve yoğunlukları 10^5 kg/m^3 civarındadır.

Burada önce iki ^1H (proton) çekirdeği birleşerek bir ^2H çekirdeği oluşur. Bundan sonra, ^2H ile ^1H birleşerek ^3He çekirdeği oluşurken enerji açığa çıkar. Sonunda, iki ^3He etkileşerek daha kararlı bir ^4He helyum çekirdeği oluşur. Bu süreçte de iki proton açığa çıkar. Bütün bunların net etkisi, 4 tane ^1H nin birleşerek bir ^4He çekirdeği verirken, 26,7 MeV enerjinin açığa çıkmasıdır (Şekil 2.19).



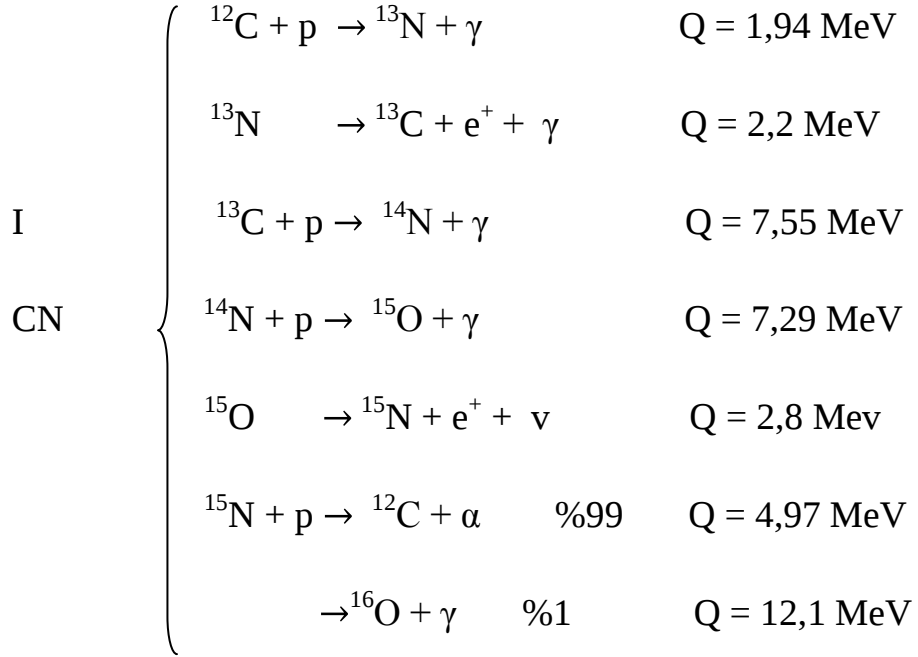
Şekil 2. 19 p-p Zincirinin tüm reaksiyonlarının gösterimi

p-p zincirinin, önce kısa ömürlü lityum,berilyum ve bor (^7Li , ^7Be , ^8B) çekirdeklerinin üretilmesi ve süreç içinde kullanılmasıyla, diğer kanallardan da yürümesi mümkündür. Kütlesi Güneşten daha büyük yıldızların merkezlerinde olduğu gibi, eğer ortam sıcaklığı 20 milyon K'den fazla ise ve ^4He oranı artmışsa, bir katalizör olarak helyumun rol oynadığı, PPII ve PPIII zincirleri önem kazanır [17].

CNO Çevrimi:

Büyük kütleli yıldızlarda etkin olan ikinci bir füzyon yolu ise, CNO çevrimidir (Karbon-Azot-Oksijen çevrimi). CNO çevriminde, yıldızı oluşturan gaz içinde hidrojen ve helyuma ek olarak, önceki nesilden yıldızlarda üretilip yıldızlararası ortama atılmış

olan C, N ve O gibi ağır atomlar hidrojenin helyuma dönüşümü için katalizör rolü oynarlar. Diğer yandan da, CNO çekirdekleri ^{14}N ve kısmen de ^{20}Ne ye dönüşebilir. Bu tepkimelerin tesir kesitleri incelendiğinde, CNO çevrimi ile hidrojenin helyuma dönüşümü için ortam sıcaklığına bağlı olarak çeşitli alternatifler bulunduğu görülür. Karmaşık olan bu tepkime çevrimleri aşağıda şematik olarak gösterilmiştir.

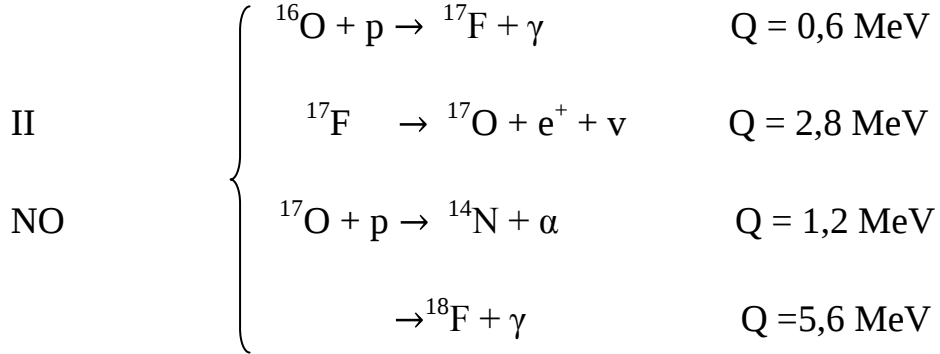


$T_c \sim 15 \times 10^6 \text{ K}$ olduğunda yıldızda mevcut olan karbon, proton denizi ile reaksiyona girebilir; sonuçta ^{13}N üretilir. Üretilen ^{13}N ise ^{13}C e bozunur ve sırasıyla bir başka protonu yakalar. Yukarıda görüldüğü gibi, çevrimin birinci bölümünde dört proton bir helyum çekirdeğine dönüştürülür. Başlangıçtaki karbon ve nitrojen bolluğu çevrim boyunca sabit kalır. $^{14}\text{N}(p,\gamma) {}^{15}\text{O}$ bu çevrimde en düşük etki kesitine sahip olduğundan hidrojen yanmasının sonunda hemen hemen tüm karbon nitrojene dönüşmüş olur. Çevrimin zamanı p-p zincirinkinden daha küçüktür ve p-p zinciri için yeterli olandan daha yüksek bir işletme sıcaklığı gerektirir.

Merkezi sıcaklık $20 \times 10^6 \text{ K}$ e ulaştığında da oksijenin proton yakalamasıyla çevrimin NO bölümü başlar;

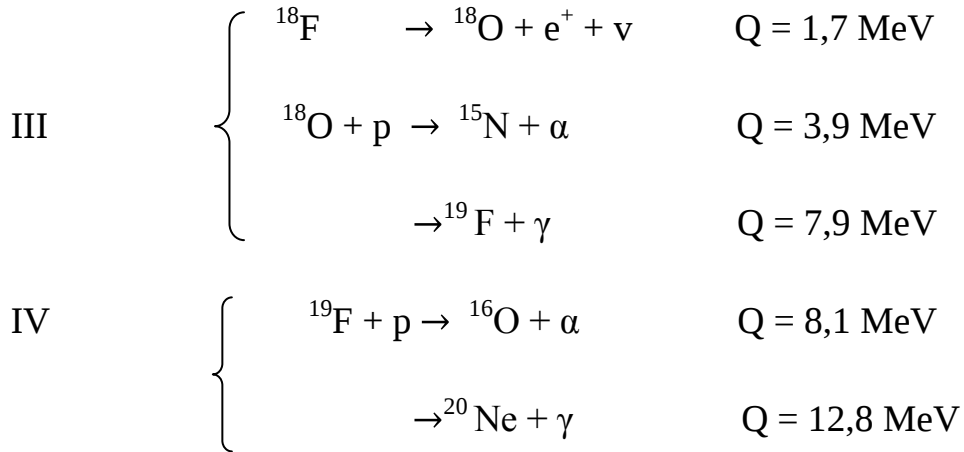
^{16}O aracılığı ile oluşan bu bölümün olasılığı 10^4 kere daha azdır. Bunun temel etkisi, çevrimde, yıldızsal ortamda daha önceden var olan ^{16}O çekirdeğinin de yer almasıdır.

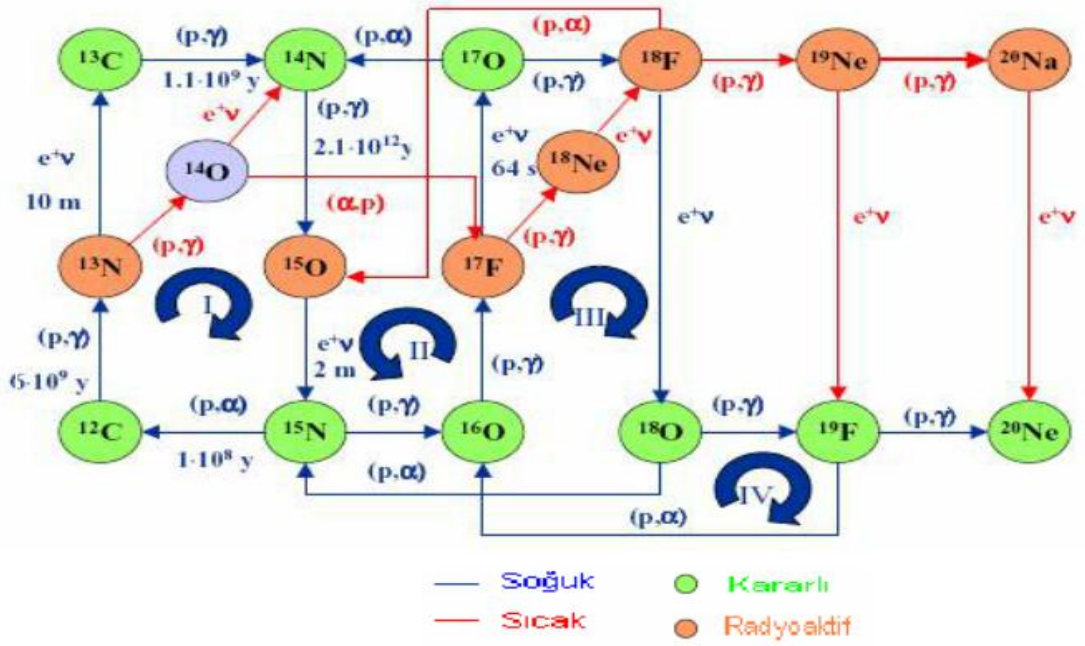
En yavaş tepkimeler başta $^{14}\text{N}(p,\gamma) ^{15}\text{O}$ ile $^{15}\text{N}(p,\gamma) ^{16}\text{O}$ olup, bunlar çevrimlerin hızını belirlerler.



En hızlı olan (p,γ) tepkimeleri, ^{15}N , ^{17}O , ^{18}O gibi çekirdeklerin parçalanmasına yol açar. Sonuçta, hidrojen helyuma dönüşürken, bunun yanında, CNO çekirdeklerinin çoğu da ^{14}N çekirdeğine dönüşür [17].

İki proton ve bir oksijen çekirdeği, bir helyum ve nitrojen çekirdeğine dönüştürülür. Son iki olası çevrim;





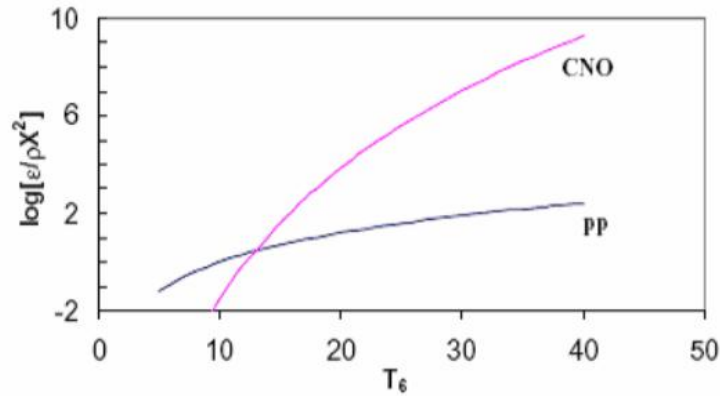
Şekil 2. 20 CNO çevriminin her bir reaksiyonunun tüm olası sıcaklıklarda gösterimi

Çevrimin toplam sonucu, p-p zincirindeki gibi bir helyum çekirdeğindeki dört protonun dönüşümüdür. Çevrimde başlangıç nitrojen bolluğu da artmaktadır. CNO çevriminin enerji oranı sıcaklıkla, p-p zincirinde olduğundan daha çok artar, bu ilişki aşağıda gösterildiği gibidir.

$$\epsilon_n (CNO) = \rho X Z_{CNO} T^{18} \quad (2.52)$$

$$\epsilon_n (p - p) = \rho X^2 T^4 \quad (2.53)$$

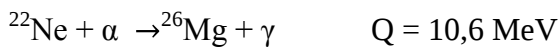
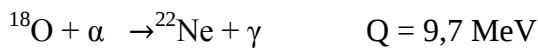
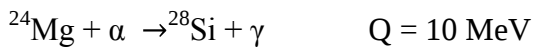
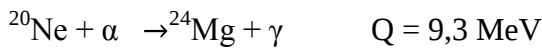
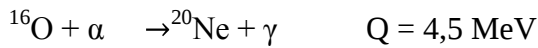
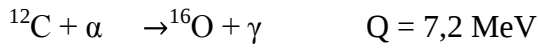
Bu, merkezi sıcaklık yaklaşık 15×10^6 K'ı aştığı zaman hidrojen yanmasının CNO çevrimiyle olduğu anlamına gelir (Şekil 2.21).



Şekil 2. 21 p-p zincirinde ($\epsilon_n (p - p) = \rho X^2 T^4$) ve CNO Çevriminde ($\epsilon_n (CNO) = \rho X Z_{CNO} T^{18}$) üretilen enerjilerin kıyaslanması

Helyum Yanması :

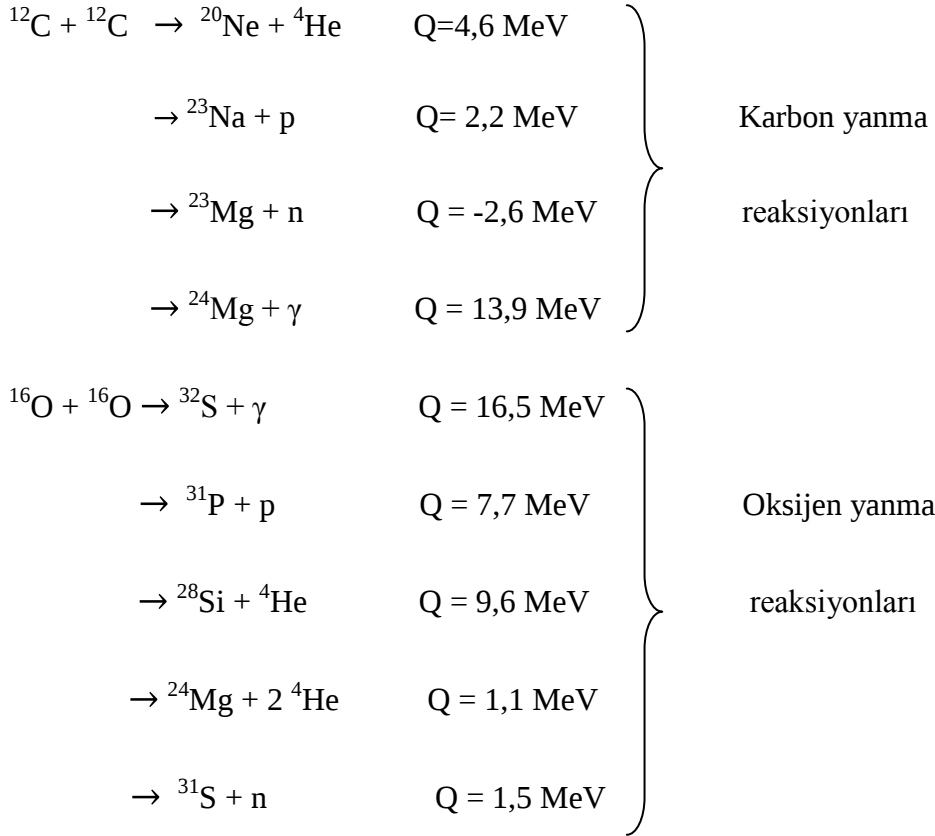
Helyum yanması tepkimeleri, birden fazla ^4He 'nin, yavaş bir tempoda ^{12}C , ^{16}O ,...füzyonunu içerir. Daha büyük Coulomb engelinden dolayı, bu dönüşümler hidrojenin yanması için gerekenden daha yüksek sıcaklıkta oluşur. 2 adet ^4He çekirdeği birleşerek bir ^8Be çekirdeği verir; fakat bu 10^{-16} s gibi gayet kısa ömürlüdür. Bu yüzden, denge durumunda ^8Be 'nin helyuma oranı ancak 10^{-9} dur. Fakat sıcaklık ve yoğunluk, 10^8 K ve 10^5 g cm $^{-3}$ gibi, yeteri kadar yüksekse, önce 2 tane ^4He , bir ^8Be oluşturur. Eğer tesir kesiti rezonans etkisiyle büyümüşse, ^8Be 'nin bir ^4He ile etkileşmesi, kararlı bir ^{12}C çekirdeği verir. Bu şekilde çok az sayıdaki ^8Be 'den, denge halinde bol miktarda ^{12}C sentezi gerçekleşir. Buna üçlü alfa tepkimesi de denir. Bu tepkimeler aşağıda görüldüğü gibidir



Bu tepkimeler rezonant'tır, yani söz konusu sıcaklıklarda bunların Gamow maksimumları, rezonans bölgesindedir. Tesir kesitleri, ^{16}O , ^{18}F , ^{20}Ne çekirdeklerinin eksitasyon düzeylerine bağlıdır. Bu zincirleme tepkimelerde %2 kadar ^{18}O ürer. Bu miktar, ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{25}Mg , ^{26}Mg ve ^{28}Si gibi daha ağır izotop ve elemanları üretebilen ve bu sırada serbest nötron veren yeni bir zincir için yeterlidir. Bu nötronlar da, sırasıyla diğer süreçler yardımı ile Fe ötesi elemanların üretilmesi için yararlıdır [17].

C,O ve Si Yanması:

İki ^{12}C çekirdeğinin füzyonu (yani C yanması) $5-8 \times 10^8$ K de olurken; ^{16}O 'nun füzyonu 10^9 K de ve ^{28}Si 'nin füzyonu 4.5×10^9 K üzerinde gerçekleşir. Her tepkime birden fazla gelişim yönüne sahiptir.



Bu tepkime zincirleri, yıldız içlerinde olan son füzyon çevrimleridir. $4,5 \times 10^9$ K gibi bir sıcaklıkta ortaya çıkan foton sayısı o kadar fazladır ki, bunlar çekirdekleri tekrar parçalar. Gerçekten, daha az kararlı çekirdekler (çekirdek içinde tek sayıda tanecik taşıyanlar), daha kararlı (örneğin Si, Fe gibi; çift sayıda taneciğe sahip) çekirdeklere doğru bozunurlar. Bu da Fe civarındaki elementlerin bolluğunun, diğerlerine göre neden daha fazla olduğunu açıklar [17].

BÖLÜM 3

DENEYSEL ÇALIŞMA

Bu çalışmanın deneysel aşaması, Türkiye Atom Enerji Kurumu Çekmece Nükleer Araştırma Merkezinin Fizik/Ar-Ge binasında bulunan, çalışmanın amacına uygun niteliklere sahip SAMES T-400 Lineer hızlandırıcı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Deney düzeneği, deneysel metot ve sonuçlar bu bölümde ayrıntılı şekilde anlatılmıştır. Deney iki aşamadan oluşmaktadır. Reaksiyon gerçekleşmesi ve reaksiyon ürünlerinin takibi ile tesir kesitinin belirlenmesi. Bu aşamalar, ıslama ve sayım sistemleri ile gerçekleştirilmektedir.

3.1 Işınlama Sistemi

Çalışmanın amacı $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun düşük enerjilerde reaksiyon tesir kesitinin ölçülmesi olduğundan deneysel olarak bu reaksiyonun gerçekleştirilmesi büyük önem taşımaktadır. Bunun için gerekli deneysel ekipmanların başında düşük proton enerji mertebesinde (200 keV, 250 keV) reaksiyonun gerçekleşmesini sağlayacak hızlandırıcı SAMES T-400 lineer iyon hızlandırıcısıdır.

3.1.1 SAMES T-400 Lineer Hızlandırıcı

Sames T-400 iyon hızlandırıcısı Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi Fizik Bölümünde bulunan özel olarak yaptırılmış salonda çalışmaktadır. Hızlandırıcının bulunduğu salonun boyutları (18x10x6) metre ve duvar kalınlıkları 130 cm olup (Şekil 3.1) ölçüm ve data analiz laboratuvarı ile olan bağlantıları, binanın yapımı sırasında duvarlarda bırakılan geçiş kanalları ile sağlanmaktadır.

Hızlandırıcı çeşitli ünitelerden oluşmaktadır. Bunlar;

- 1- Ana hızlandırma ünitesi
- 2- Yüksek gerilim ünitesi
- 3- Kontrol ünitesi



Şekil 3. 1 Sames T-400 Lineer Hızlandırıcı

Ana hızlandırma ünitesi:

Bu ünite vakum sistemi, iyon kaynağı, hızlandırma kolonu, elektrostatik quadropol mercek, diyafram, elektron tuzağı, döteron hüzm kesicisi, hedef ve uzaktan kumanda imkanını sağlayan çeşitli servomotorlardan oluşmaktadır. Vakum sistemi, çift kademeli 300 lt/m lik bir mekanik pompa ile 600 lt/s lik bir yağ difüzyon pompasından meydana gelmektedir. Erişilen en iyi vakum değeri 8×10^{-7} torr dur.

İyon kaynağı, kuartz bir tüp, osmoregülatör, yüksek frekans kaynağı ve bir konsantrasyon bobininden oluşmaktadır. Osmoregülatörün bir parçası olan paladyum tübün ısıtılarak geçişinin kontrol edildiği hidrojen gazı, 100 MHz lik bir yüksek frekans osilatörü ile iyonize edilerek bir proton plazması elde edilmektedir. Maksimum değeri +5 kV olan ekstraksiyon voltajının uygulanması ile iyonlar hızlandırma kolonuna iletilmektedir.

Hızlandırma kolonu, konik hızlandırma elektrodlarının yalıtkan “virole” izolatörlerle birleştirilmesinden meydana gelmiştir. Her biri 350 M Ω luk sekiz adet direnç ile birbirlerine seri bağlanan elektrodlara maksimum değeri 400 kV olan yüksek gerilim bölünerek dağıtılmaktadır.

Elektrostatik quadropol mercekler, hızlandırılan yüklü tanecik huzmesinin merkezde tutulması, hedef üzerine düşen huzmenin toplanması, çapının belirlenmesi ve iyon kayıplarının giderilmesi için gerektiğinde kullanılan dört çift polarizlenmiş plakadan oluşmaktadır.

Diyafram, ortasında 3cm lik dairesel delik bulunan bir plakadan meydana gelmektedir ve iyon huzmesinin çapı hakkında bilgi edinebilmek için kullanılmaktadır. Elektriksel olarak izole edildiğinden, topladığı yüklü taneciklerin akımının okunmasına imkan vermektedir. Kuvvetli akımlarda soğutulmak için dışına bir su ceketini geçirilmiştir[18].

Yüksek gerilim (YG) ünitesi

Hızlandırıcının en büyük ve en önemli ikinci ünitesidir. YG hermetik ünitesi, çeşitli besleme katlarını eksitasyon, regülasyon ve koruma devrelerini içeren kabini, YG kapasitesi ve damping dirençlerinden meydana gelmiştir.

Yüksek gerilim ünitesi, 240 cm yüksekliğinde ve 40 cm çapında dik silindirik ve hermetik bir yapıya sahiptir. Bu sistem yüzeyi az iletken bir madde ile kaplı yalıtkan bir silindirik rotoru içerir ve bu 20 atm. lik hidrojen gaz basıncı altında yüksek bir hızla eksen etrafında döner. Debisi dakikada minimum 10 lt olan $t < 30^{\circ}C$ lik bir su akışı ile soğutulmaktadır. Çok yüksek bir stabiliteye sahiptir. Maximum 400 kV üretmekte, sürekli çalışmalarda 2 mA, darbelilerde ise 3 mA sağlayabilmektedir.

Regülasyon kabini ön ve arka olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır. Arka kısımda YG hermetik üniteye orta yükseklikte (max. 50 kv) eksitasyon voltajı sağlayan devreleri içerir. Ön kısım ise düşük voltaj beslemelerini, çeşitli regülasyon ve koruma devrelerini kapsar.

Kapasitans ünitesi, değerleri 2500 pF ve 250 pF olan iki YG kapasitesinden meydana gelmektedir.

Damping dirençleri, çıkışta oluşabilecek bir deşarjın limitlendirilmesine, dolayısıyla YG ünitesini korumaya yardımcı olurlar. İki adet mevcuttur, değerleri ise 3 M Ω dur [18].

Kontrol ünitesi

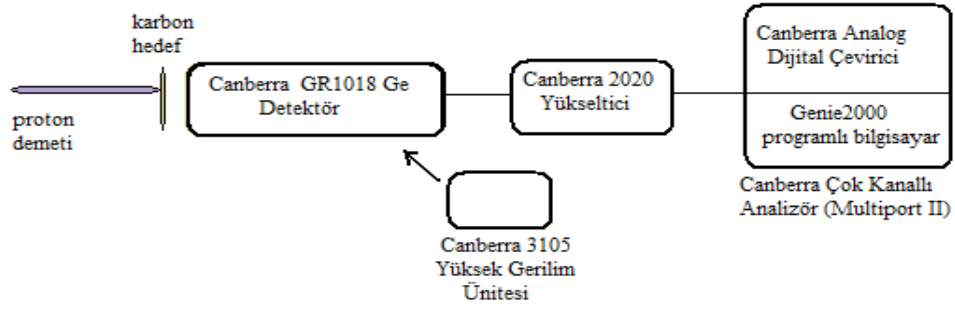
Hızlandırıcının çalıştırılmasında uzaktan her türlü kontrol imkanı veren, sistemin çeşitli yerlerinden bilgi aktarmak üzere bir çok göstergeleri ihtiva eden önemli bir kısımdır. YG üreticinin ve iyon kaynağının çalıştırılmasını, YG değerini, iyon kaynağına gaz girişini, uygulanan yüksek frekans gücünü, fokalizasyon ve eksitasyon gerilimlerinin kontrolünü sağlar. Ayrıca Y.G in şiddetini ve geçen akım miktarını, sekonder vakum seviyesini, hedef ve diyafram akım şiddetlerini bildiren göstergeleri, YG ve vakumla ilgili çeşitli korumaları içerir.

Hızlandırıcının çalıştırılması sırasında eksikliği duyulan ve güvenliğini arttırıcı önemli bir cihaz da, otomatik vana kapayıcısıdır. Ani elektrik kesilmelerinde veya soğutma sistemindeki bir aksamada, hızlandırma kolonu ile difüzyon pompasını ayıran ve böylece hızlandırıcı kolona yağ kaçmasını önleyen kapağın otomatik olarak kapanmasını sağlayan bu sistem ile hızlandırıcının sürekli olarak 24 saat güvenli bir şekilde çalışması sağlanmıştır.

Hızlandırıcının vakum sistemi dışında çeşitli ünitelerin soğutulmasını sağlayan kapalı devre su soğutma sisteminin sürekli çalışmalarda ve çevre sıcaklığının yüksek olduğu zamanlarda yetersiz kalmaması için sistem suyunun istenilen sıcaklık aralığında tutulmasını sağlayacak olan ve Freon 12 ile çalışan güçlü bir soğutucu bulunmaktadır [18].

3.2 Sayım Sistemi

Karbon hedefe gönderilen protonların etkileşimi neticesinde açığa çıkan γ ışınlarının sayımı için kullanılan sayım sisteminin şematik gösterimi Şekil 3.2 de verilmiştir.



Şekil 3. 2 Nükleer ölçüm sisteminin (NIM) şematik gösterimi

Bu sistem görüldüğü gibi bir Canberra koaksiyal Ge detektör (GR1018 model) (ön yükseltici ile), Canberra spektroskopi yükseltici (2020 model), Canberra Multiport II çok kanallı analizör (MCA) ve Genie 2000 software programlı bilgisayardan oluşmaktadır. Bu sistemin çalışma prensibinde; detektör kristaline ulaşan gama ışınlarının enerjilerine bağlı olarak oluşan elektrik sinyalleri, ön-yükselticiye (pre-amplifikatör) gelir. Önyükseltici ile sinyal mV mertebesine kadar yükseltilir. Fakat ADC'ye gidecek olan sinyalin 0-10 V arasında olması gerekir. Bu yüzden spektroskopi yükselticiler ile 0-10 V arası sinyallere dönüştürülerek (gelen fotonların enerjisi ile orantılı olarak) Analog Dijital Çeviriciye (ADC) gönderilir. ADC' ye gelen analog sinyaller dijitale çevrilir ve daha sonra, çok kanallı analizör (MCA) yardımıyla büyüklüklerine karşılık gelen kanallara yerleştirilir ve o enerji değerlerindeki gama spektrumunu oluşturur. Bu spektrumu görsel hale getiren yazılım programı ise Genie 2000 (Canberra) adlı programdır.

Bu çalışmada, ^{12}C hedeften çıkan γ ışınları ışınlama anında sayılacağından detektör hedefe oldukça yakın, yaklaşık 2,6 cm, mesafeye yerleştirilmiştir (Şekil 3.3). Ortamdan gelebilecek gama ışınlarını bertaraf etmek için ise detektör 5 cm kalınlıkta kurşun bloklar ile çevrilmiştir.



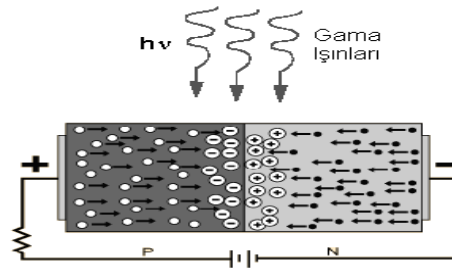
Şekil 3. 3 Kurşun zırh içinde Ge detektör



Şekil 3. 4 Nükleer Ölçüm Sistemi (NIM)

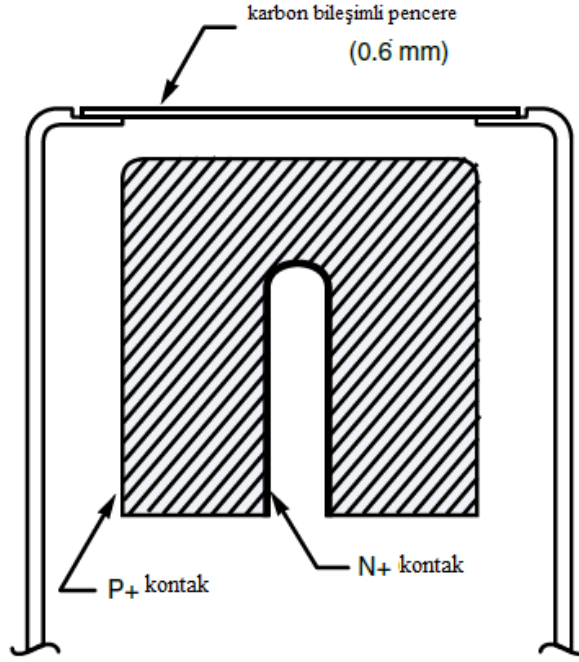
3.2.1 Yüksek Saflıklı Ge Detektörü (HpGe)

Yarı iletken detektörler, negatif yük (elektron) veya pozitif yük (deşik) taşıyıcıları fazla olan n ve p tipi materyaller temas ettirilerek elde edilir. n-tipi materyalden çıkan elektronlar p-tipi materyale yayılarakdeşiklerle birleşir. Ters besleme altında detektörde, elektron vedeşikten arınmış bir hassas bölge oluşur. Detektör veriminin yüksek olması için derin bir hassas bölge, derin hassas bölge elde etmek için de oldukça saf madde gerekir. Bir foton, eklem içinden geçtikçe, bir elektron, valans bandından iletim bandına yükseltilir ve elektron-deşik çifti üretilmiş olur. İçerdeki elektrik alan, elektronları eklemnin pozitif,deşikleri de negatif tarafa doğru sürükler. Bu da bir sayıcı ile sayılabilen bir puls meydana getirir. Yarıiletken detektörlerin basit şematik gösterimi Şekil 3.5'te görülmektedir. Yarıiletken detektörlerin en yaygın kullanılanları, Ge(Li), Si(Li) detektörleridir.



Şekil 3. 5 Yarıiletken detektörlerin basit şematik gösterimi

Bu çalışmada kullanılan Canberra GR1018 model ters elektrotlu koaksiyal 7,62 cm çapa sahip yüksek saflıklı Ge detektörüdür. Temelde detektör, dış yüzeyinde bir p-tip (yayılmış lityum) temas ve de eksenel bir yüzeyi üzerinde bir n-tipi (iyon yerleştirilmiş bor) bağlantısı olan germanyum silindirden oluşur (Şekil 3.6). Koaksiyal detektörlerden farklı olarak pozitif yük (deşik) taşıyıcıları detektörün dış elektrotu tarafından toplanır. Bu elektrot düzeninin iki avantajı; pencere kalınlığı ve radyasyon zararına karşı oluşturulan dirençtir. 30 litrelik dikey sıvı azot devarına bağlı olarak çalışan detektör yaklaşık %10 verime sahiptir. 120 keV enerjide 0,9 keV, 1,3 MeV enerjide 1,8 keV çözünürlükte çalışmaktadır [19].



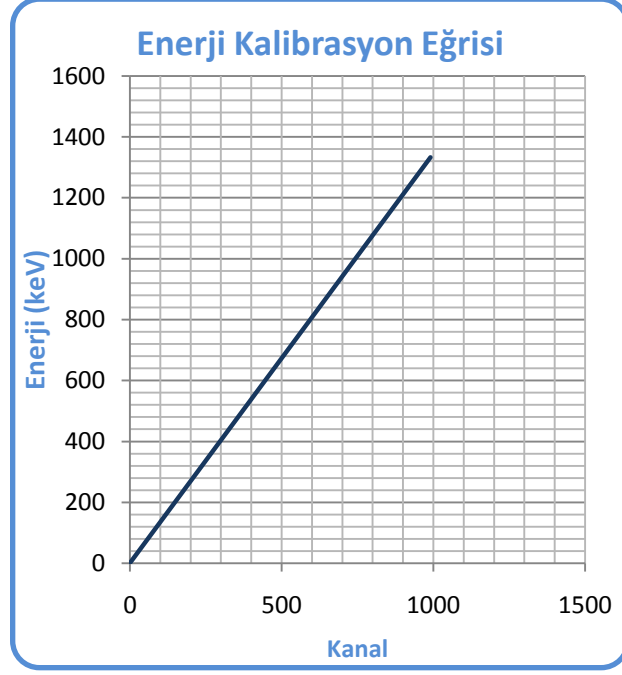
Şekil 3. 6 Ters elektrotlu Ge detektör [19]

3.2.2 Kalibrasyonlar

Sayım sisteminin ölçüme hazır getirilmesi için ilk olarak detektöre yeterli gerilim uygulanmalıdır. Burada Ge detektörün çalışma gerilimi negatif (-) 5000 V'dir. Elektronik sistemlerde doğru ölçüm koşulunu sağlayabilmek onların kalibrasyonu ile mümkün olabilir.

Enerji Kalibrasyonu

Detektörün enerji kalibrasyonu, bilinmeyen enerji değerlerinin tayini ve analizi için ilk olarak yapılması gerekli olan bir işlemdir. Bunun için gama enerji değerleri bilinen ^{60}Co , ^{137}Cs standart nokta kaynaklarının 1173,23 keV, 1332,5 keV ve 661,65 keV gama enerji değerlerinden yararlanılmıştır. Enerji değerlerine karşılık analizörün farklı kanal numaralarına kaydedilmiş foto pikler bilgisayar ekranında Genie 2000 yazılım programı üzerinde gözlemlenmiş ve enerji değerlerine karşılık analizörün tayin ettiği kanal numaraları belirlenerek program üzerinde kaydedilmiştir. Böylece elde edilen enerji kalibrasyon eğrisi Şekil 3.7' de verilmiştir.



Şekil 3. 7 Ge detektörün enerji kalibrasyon eğrisi

Verim Kalibrasyonu

Detektörlerin verimleri farklı gama enerji değerleri için farklıdır. Standart kaynaktan çıkan gama ışınlarının geçiş şiddetleri ve ölçüm sırasındaki aktiviteleri biliniyor ise her enerji değerine karşılık gelen verim (mutlak verim) hesaplanabilir. Verim hesabı için (3.1) eşitliği kullanılır..

$$\epsilon = \frac{P}{A f t} \quad (3.1)$$

ϵ : İlgili pikin etkinliği, mutlak verimi

P: Gama spektrumunda kaynağın pik alanından arka plan (background) sayımının çıkartılmasıyla elde edilen ilgilenilen enerjiye ait net pik alanıdır (sayım)

A: Kaynağın ölçüm anındaki aktivitesi (Bq)

f: Göreli gama şiddeti

t: Sayım süresi(s)

Bu ifadeden de anlaşıldığı gibi pikin net alanı (P), kullanılan kaynağın ölçüm anındaki aktivitesi (A), gama ışının yayınlanma olasılığı (f), ölçüm alınan süre (t) ve ölü zaman (ölçüm alınamayan kayıp zaman) bilinmelidir. Dolayısıyla verim hesabı yapmadan önce enerji kalibrasyonu yapılmış olmalıdır.

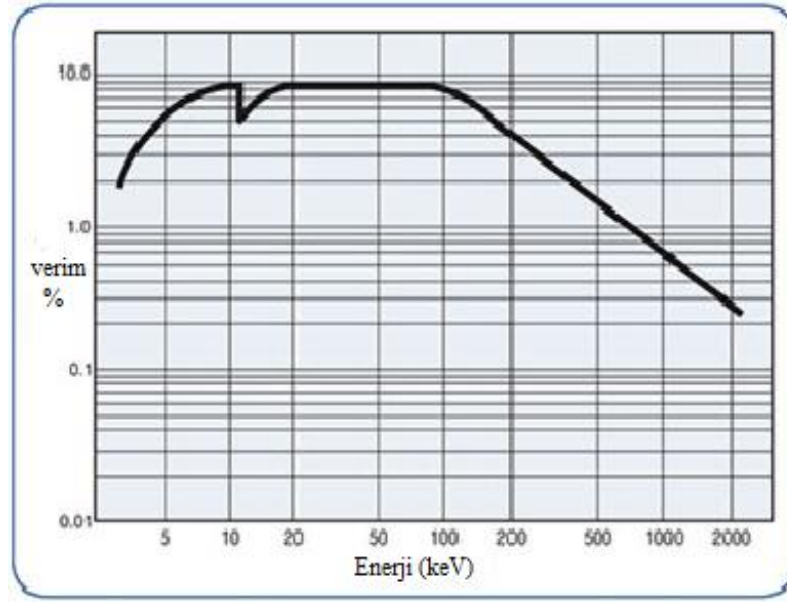
Verim kalibrasyonu için deneysel olarak ^{60}Co , ^{137}Cs ve ^{22}Na standart radyoaktif kaynaklar, reaksiyon ölçümleriyle aynı geometriye yerleştirilerek ölçümler alınmıştır. Bunun için kaynaklar detektör kristalinden 2,6 cm meseafede ışınlama noktasının konumuna yerleştirilmiştir. Böylece reaksiyon sonucu çıkan gama ışınlarının ölçümünde katı açı parametresi ihmal edilebilmiştir. Deneysel olarak elde edilen gama enerjilerine karşılık verim değerleri Çizelge 3.1’de verilmiştir. Bu değerlerle elde edilen verim kalibrasyon eğrisi Şekil 3.8’de görüldüğü gibidir.

Çizelge 3. 1 Standart kaynaklarla elde edilen deneysel verim değerleri

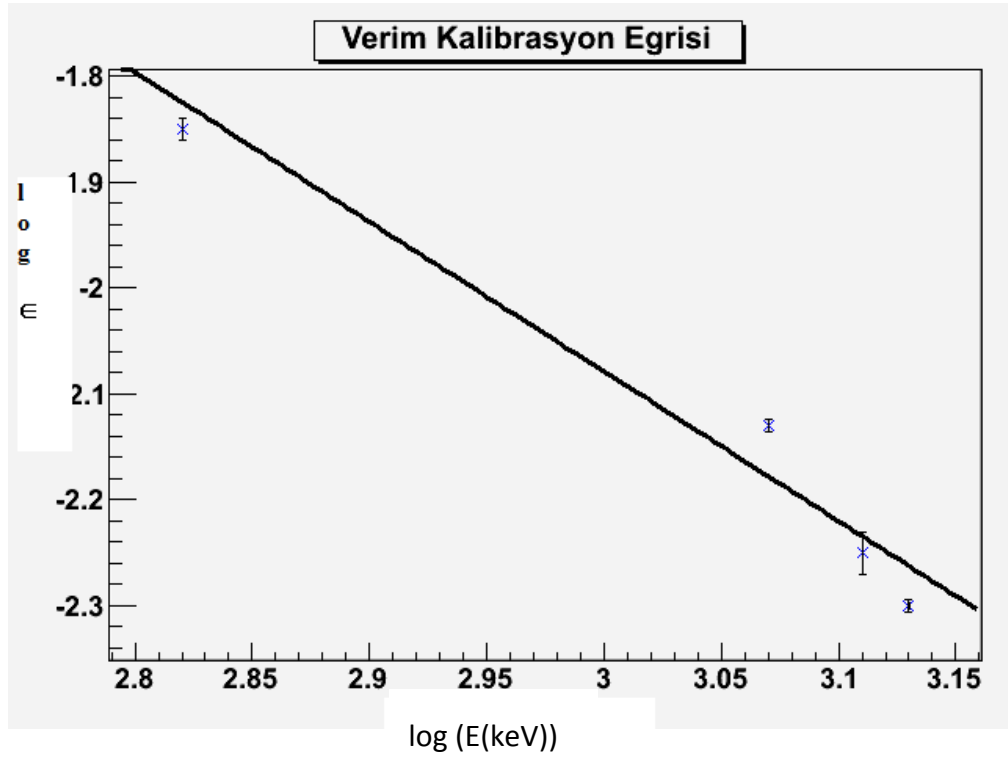
Standart Radyoaktif	Enerji (keV)	P (Alan)	f_γ (%)	Sayım süresi (sn)	Verim
^{137}Cs	661,65	$516241 \pm 0,14\%$	$85,1 \pm 0,2$	395	$0,0141 \pm 0,0005$
^{60}Co	1173,23	$31741 \pm 0,59\%$	$99,86 \pm 0,03$	750	$0,0075 \pm 0,0001$
	1332,45	$28096 \pm 0,60\%$	$99,98 \pm 0,006$	750	$0,0050 \pm 0,0001$
^{22}Na	1274,3	$233 \pm 6,65\%$	$99,9 \pm 0,014$	430	$0,0056 \pm 0,0004$

Burada verim değerlerinin (3.3) eşitliği ile hesaplanan standart sapma değerlerinin belirlenmesinde ^{137}Cs standart kaynak için başlangıç aktivite hatası %3,7 , ^{60}Co için %1,9 , ^{22}Na için %3,7 olarak alınmıştır.

Şekil 3.8’ de görülen Ge detektörün, Berilyum pencereden 2,5 cm mesafeye yerleştirilmiş kaynaklarla yapılan verim eğrisinde bizim ölçümlerimizin enerji aralığında eğri lineer kalmaktadır. Çizelge 3.1’de görülen değerlerle elde edilen verim eğrisi Şekil 3.9’ da görülmektedir.



Şekil 3. 8 Be pencereden 25 mm mesafede standart kaynaklarla elde edilen Ge detektörün tipik verim eğrisi [19]



Şekil 3. 9 HpGe detektörün deneysel verim eğrisi

Deneysel verim değerlerinin logaritması üzerinden lineer fonksiyona fit edilerek elde edilen verim denklemi (3.2) ile ölçüm enerjilerinin verim değerleri elde edilebilmiştir.

$$y = (-1,414 \pm 0,037).x + 2,162 \pm 0,114 \quad (3.2)$$

3.2.3 Deney Sonuçları Üzerinde Yapılması Gereken Düzeltmeler ve Hata Hesabı

Ölü Zaman Düzeltmesi

Bütün deteksiyon sistemlerinde radyoaktif kaynaktan bozunan iki ayrı bozunumun iki ayrı sinyal olarak kaydedilmesi için ölçüm sisteminin belli bir minimum zaman aralığına ihtiyacı vardır. Bu minimum ayırma zamanı sayım sisteminin ölü zamanı olarak bilinir. Özellikle yüksek sayım hızlarında bu ölü zamandan kaynaklanan sayım kayıpları önemsenecek miktardadır. Pratik olarak gerçek sayım süresinin detektörün aktif olarak ölçüm aldığı süreye oranı, ölü zamanın bir ölçüsüdür. Bu nedenle gerçek sayım değerlerinin bulunması için elde edilen sayım değerinin bu oranla çarpılarak düzeltilmesi gerekir [20].

Darbe Yığılım Düzeltmesi

Sayım hızının yüksek olduğu durumlarda, detektöre eş zamanlı gelen elektriksel işaretler arasında bir girişim olabilir. Bu nedenle yükseltici (amplifikatör) çıkışında izlenen sinyallerin “gaussien” dağılımından uzak deforme bir şekle sahip olduğu gözlenir. Buna pik darbe yığılımı denir. Bu yığılımı en aza indirmek sinyal genişliğini mümkün olduğunca küçültmekle mümkündür [20].

3.2.4 Hata Hesabı

Deneysel verilerle yapılan hesaplamaların sonucu, yapılan istatistiksel hatalarla beraber verilmelidir. Bunun için bu çalışmada yapılan deneysel hesaplamaların hata hesabında, verim değeri için,

$$\frac{\sigma_{\varepsilon}}{\varepsilon} = \left(\frac{\sigma_p}{P} + \frac{\sigma_A}{A} + \frac{\sigma_{f_Y}}{f_Y} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

tesir kesiti değeri için,

$$\frac{\sigma_b}{\sigma} = \left(\frac{\sigma_p}{P} + \frac{\sigma_{\phi}}{\phi} + \frac{\sigma_{\varepsilon}}{\varepsilon} + \frac{\sigma_N}{N} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

ifadelerinden yararlanılmıştır [21].

3.3 Numune Hazırlama ve Ölçümler

3.3.1 Parçacık (proton) Elde Edilmesi

Reaksiyonun iyon kaynağı olan proton parçacıkları hidrojen gazının iyonize edilmesi ile elde edilmiştir. Bunun için 1 bar basınçta yaklaşık 500 ml hacime sahip hidrojen tankına doldurulan hidrojen gazı osmoregülatörün bir parçası olan paladyum tüpte ısıtılarak geçişinin kontrol edilmesiyle 100 MHz (0.5 V) lik bir yüksek frekans osilatörü ile iyonize edilerek bir proton plazması elde edilmiştir.

3.3.2 Karbon Hedef

Karbonun en bol bulunan izotopu, doğal karbonun % 98,89'unu oluşturan ^{12}C ' dir. Doğal karbonun % 1,11'ini oluşturan ^{13}C , ikinci kararlı izotoptur. Karbonun değişik kristal biçimlerinden biri grafitir Bu çalışmada, yoğunluğu $2,1\text{g/cm}^3$ olan doğal toz grafitin 3 cm çap ve 0,2 cm kalınlıkla sıkıştırılıp disk haline getirilerek 0,1 cm kalınlık ve 4,8 cm çaptaki bakır içine yerleştirilmesi ile meydana gelen hedef hazır olarak temin edilmiştir (Pierce Inorganics B.V Rotterdam-Holland) (Şekil 3.10).



Şekil 3. 10 Karbon hedef

3.3.3 Işınlama

Işınlama sisteminin tüm ayarlarının yapıldığı ve kontrol edildiği kontrol ünitesinden, yüksek gerilim üreticinin ve iyon kaynağının çalıştırılmasından protonların hızlandırılmasına tüm ayarlar yapılarak ışınlama süresince kontrol edilmiştir. Elde edilen proton plazmasına ışınlama anında maksimum 5 kV luk ekstraksiyon voltajı

uygulanarak iyonlar hızlandırma kolonuna iletilmektedir. Sekiz adet 350 M Ω luk dirençlerle birbirine seri bağlanan hızlandırma elektrodlarına çalışmanın gerçekleştirileceği gerilim değerleri (200 kV, 250 kV) bölünerek dağıtılmaktadır. Kuadropol mercekler ile yüklü tanecikler merkezde tutularak hedef üzerine düşen parçacık huzmesi toplanmaktadır. Gelen parçacıkların (protonların) bu şekilde 200 keV enerjide 5050 s, 250 keV enerjide 5054 s boyunca karbon atomlarıyla etkileşimi sağlanarak ışınlama işlemi gerçekleştirilmiştir.

3.3.4 Ölçümlerin Alınması

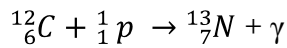
Hızlandırıcının kontrol ünitesinin ve ölçüm sisteminin bulunduğu kontrol odasından, reaksiyon, ışınlama süresi boyunca takip edilerek gönderilen parçacığın (proton) enerjisinin ve akım şiddetinin sabit değerde olmasına dikkat edilmiştir.

200 keV ve 250 keV enerji ile hızlandırılan proton parçacıklarının ^{12}C atomunu uyarması ile gerçekleşen reaksiyon sonucu yayınlanan gama ışınlarının sayımı için hedeften 2,6 cm mesafeye aksel (0^0) olarak Canberra GR1018 Model HpGe detektör yerleştirilmiştir.

Daha önce enerji kalibrasyonunu yaptığımız detektöre gelen sinyaller kontrol odasında bulunan bilgisayar üzerinde Genie2000 ölçüm (analiz) programı aracılığıyla spektrum üzerinde elde edilmiştir.

3.3.5 Spektrum Analizi (200 KeV)

Gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu uyarılan karbon hedefin bozunumu ile açığa gama ışınlarının çıkacağı bilinmektedir.



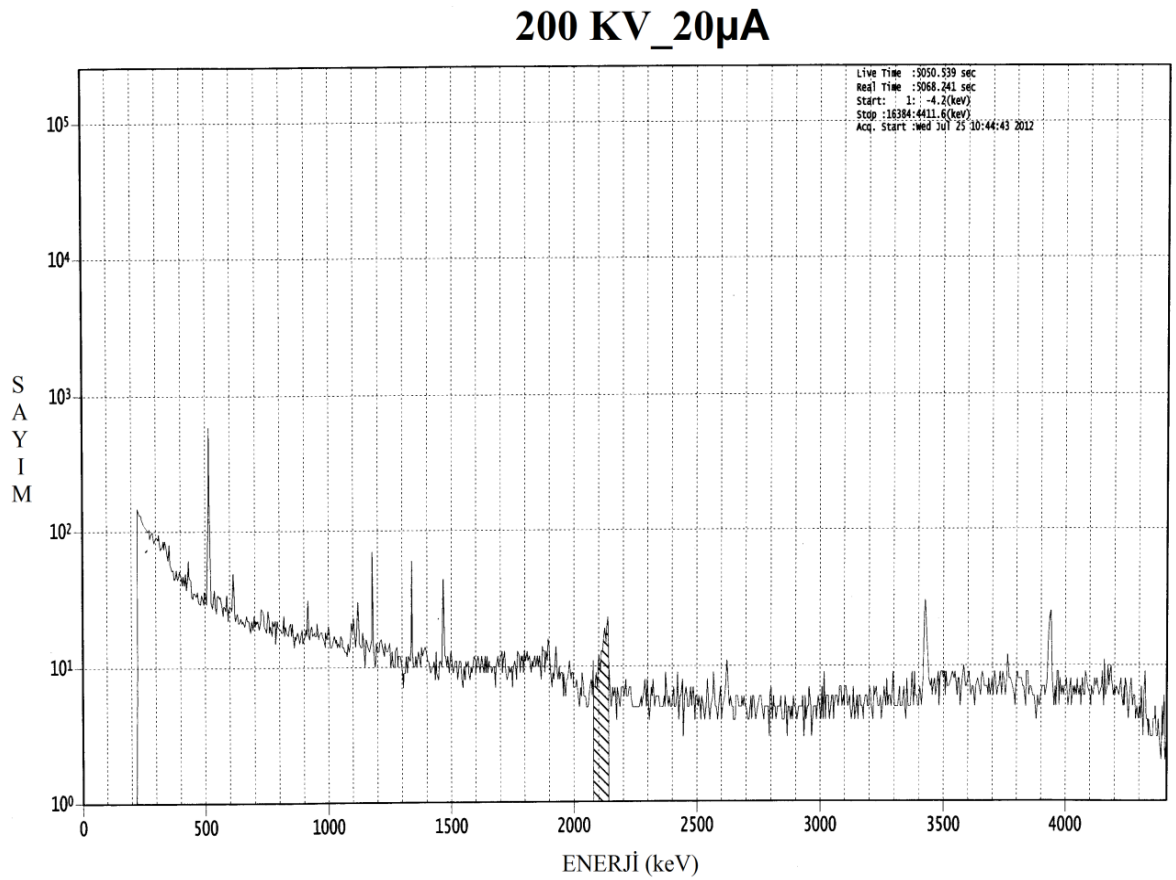
Ölçümlerin alınması ile elde edilen spektrumlarda gama ışınlarının spektrum üzerindeki yeri enerjilerinin tayini ile belirlenmektedir. Reaksiyon neticesinde açığa çıkan gamaların enerjisi reaksiyonun bozunum enerjisi ile gönderilen parçacığın kinetik enerjisinin toplamından oluşmaktadır. $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun enerjisi, enerji korunumundan $Q=1944$ keV olarak hesaplanmıştır [22].

$$Q_\gamma = \Delta M_H - \Delta M_N = 7,289 \text{ MeV} - 5,345 \text{ MeV} = 1,944 \text{ MeV} = 1944 \text{ keV}$$

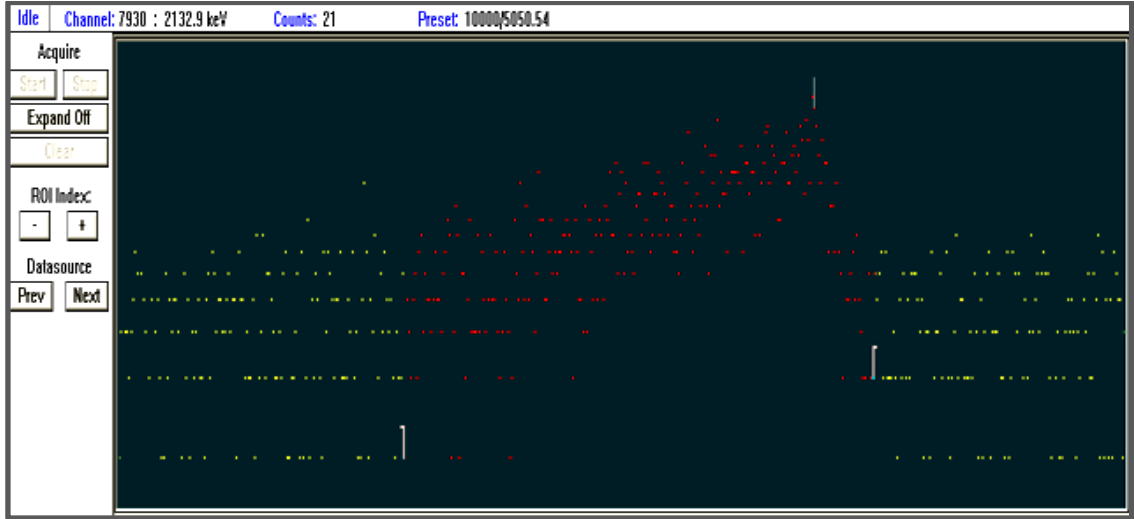
Parçacık enerjisinin laboratuvar sisteminde 200 keV enerji ve 20 μ A ile protonların ^{12}C hedefe gönderilmesi sonucu oluşan reaksiyonda çıkan gama ışınlarının enerjisi,

$$E_{\gamma} = Q + K_p = 1944 + 200 \leq 2144 \text{ keV}$$

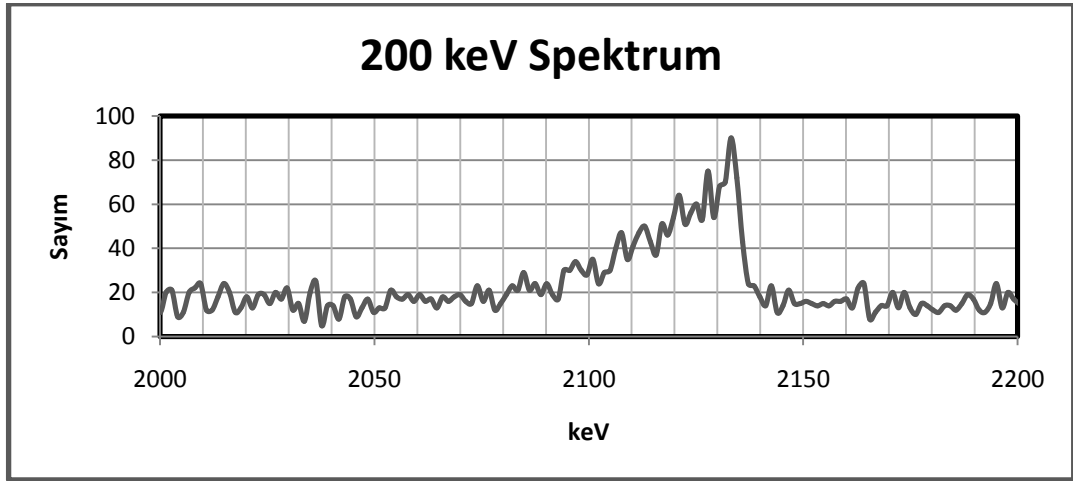
olması beklenmektedir. Gelen protonların ^{12}C atomlarından esnek saçılması sonucu kaybolan enerjisinden dolayı, reaksiyon sonucu oluşan gamaların enerjisi spektrumda görüldüğü gibi yaklaşık 2100 keV -2140 keV enerji aralıklı foto pik ile gözlenmiştir.



Şekil 3. 11 200 keV enerjili protonlarla gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun gama spektrumu

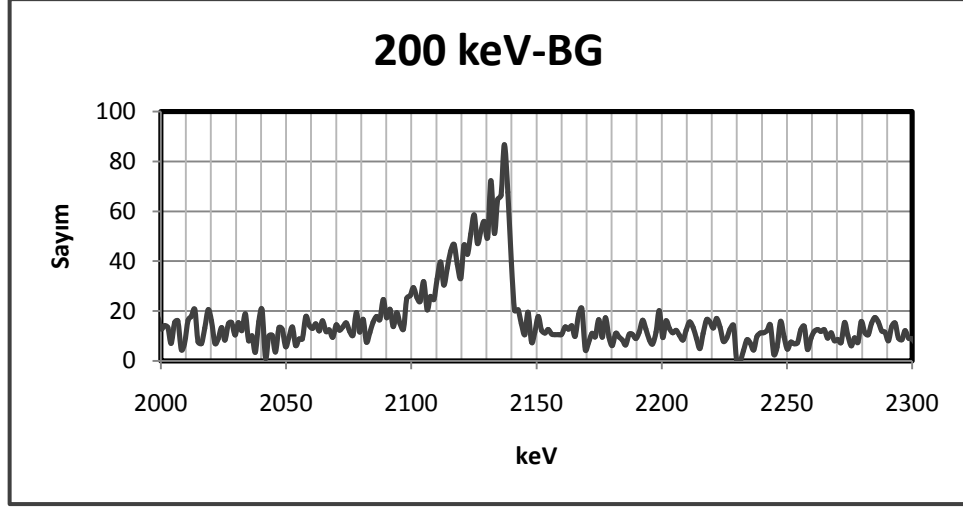


Şekil 3. 12 200 keV enerjili protonlarla oluşturulan $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu elde edilen 2140 keV enerjili gama pikinin Genie 2000 analiz programı üzerindeki görüntüsü



Şekil 3. 13 200 keV enerjili protonlarla oluşturulan $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu elde edilen yaklaşık 2140 keV enerjili gama pikinin data görüntüsü

Reaksiyon sonucu elde edilen gama spektrumunda görülen background sinyallerinden Co-60 radyonüklidine ait pikler, deteksiyon sisteminin zırhlanmasında kullanılan kurşun bloklardan geldiği düşünülmektedir. Doğal background olarak bildiğimiz K-40 ve Th-232 bozunumundan gelen 2614 (%99,7) keV enerjili pik ortamdan kaynaklanmaktadır. İlgilendiğimiz enerjideki pik üzerinde doğru analiz yapılabilmesi için background sinyallerinin spektrumdan çıkarılması gerekmektedir. Bu nedenle ışınlama süresinin yaklaşık 13 katı süre ile hızlandırıcı salonunda background ölçümü alınmıştır. Background spektrumunun ölçüm spektrumundan çıkarılması ile elde edilen spektrumda ilgilendiğimiz pikin görüntüsü Şekil 3.14’de görüldüğü gibidir.

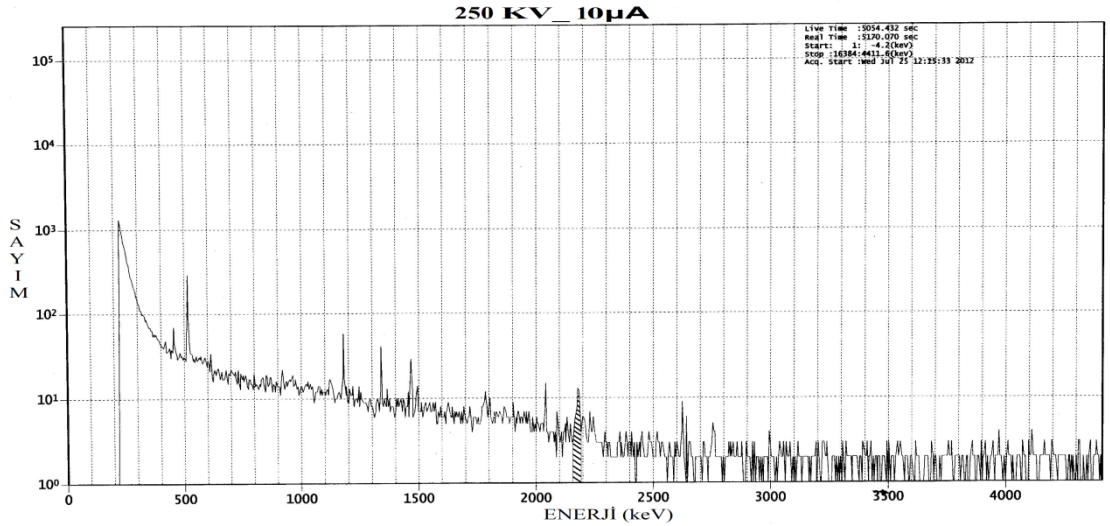


Şekil 3. 14 Background çıkartılmış fotopik görüntüsü

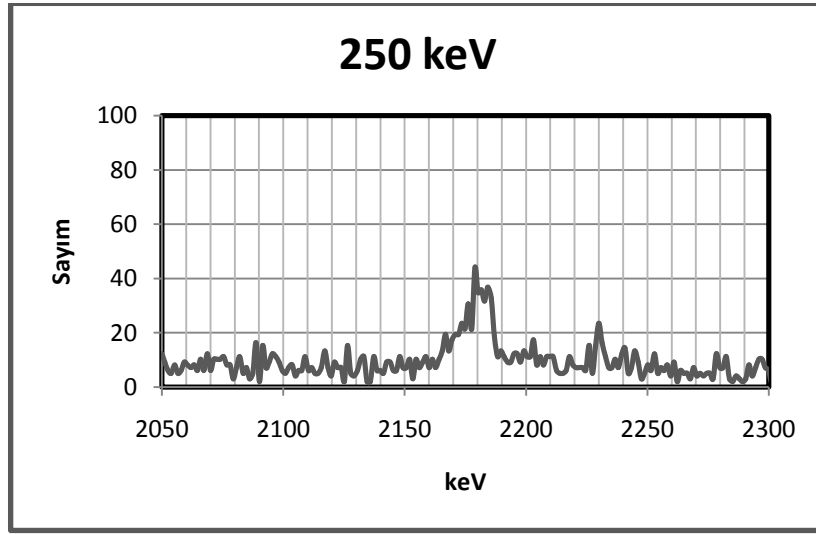
Spektrum analizi ile ilgilenilen enerjideki (2140 keV) pikin altında kalan alan 1022 ± 32 yarı yükseklikteki genişliği 11, 285 keV olarak belirlenmiştir.

3.3.6 Spektrum Analizi (250 KeV)

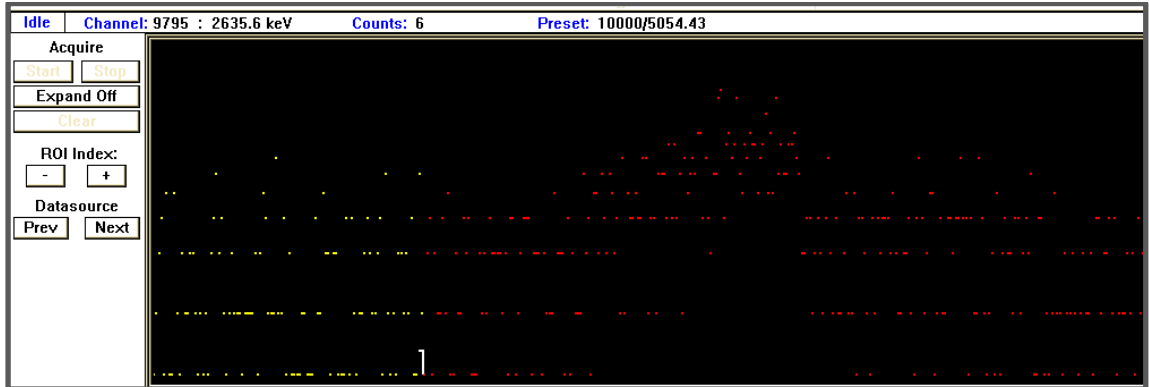
200 keV enerjili protonların ^{12}C hedef atomlarını uyarması ile açığa çıkan gama ışınlarının spektrum analizinde anlatıldığı gibi 250 keV enerjili protonların 10 μA akımla ^{12}C hedefe gönderilmesi ile oluşan reaksiyon sonucu elde edilen gama spektrumu Şekil 3.15’ de görüldüğü gibidir.



Şekil 3. 15 250 keV enerjili protonlarla gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun gama spektrumu

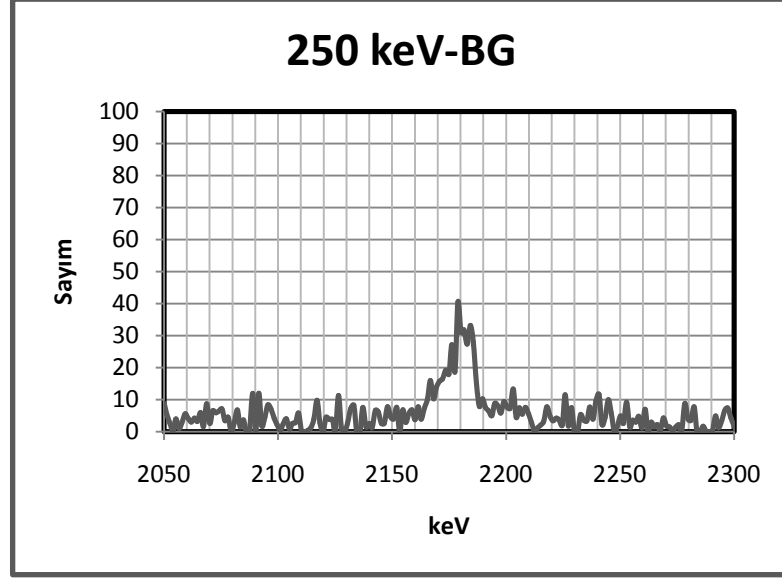


Şekil 3. 16 İlgilenilen enerji aralığında gözlemlenen yaklaşık 2180 keV enerjili gama pikidata görüntüsü



Şekil 3. 17 250 keV enerjili protonlarla oluşturulan $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu sonucu elde edilen yaklaşık 2180 keV enerjili gama pikinin Genie 2000 analiz programı üzerindeki görüntüsü

Burada açığa çıkan gama ışınlarının enerjisi $E_\gamma = 1944 + 250 = 2194$ keV olması beklenmektedir. Ancak daha önce bahsedildiği gibi protonların ^{12}C atomlarından esnek saçılması sonucu kaybolan enerjisinden dolayı, gama ışınları spektrum üzerinde yaklaşık 2180 keV enerjide gözlenmiştir. Background spektrumunun bu spektrumdan çıkarılması ile elde edilen spektrum Şekil 3.17’de verilmiştir.



Şekil 3. 18 Background çıkartılmış fotopik görüntüsü

Spektrum analizinden ilgilenilen enerjideki (yaklaşık 2180 keV) pikin altında kalan alan 247 ± 16 , yarı yükseklikteki genişliği 9,317 keV olarak belirlenmiştir.

3.4 Hesaplar ve Sonuçlar

3.4.1 Deneysel Tesir Kesiti Hesabı

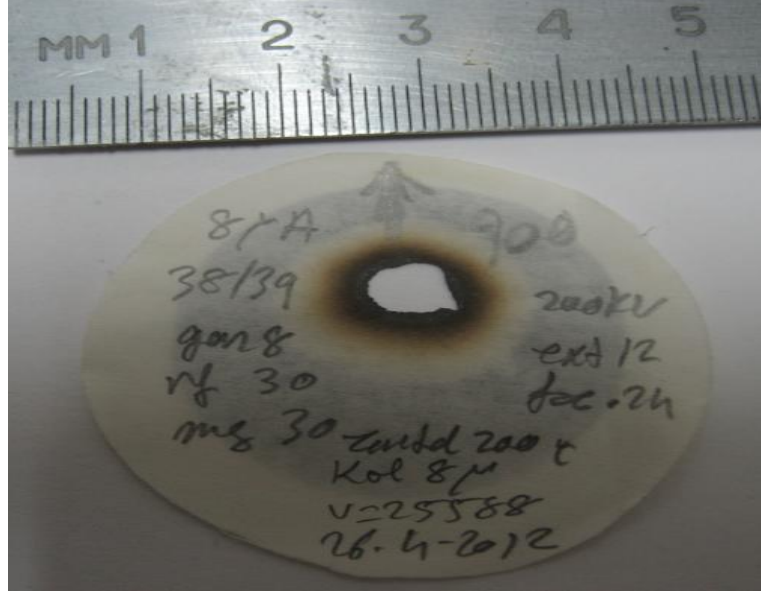
Çalışmanın amaçları doğrultusunda farklı enerjilerde karbon hedefe gönderilen proton parçacıklarının hedefteki karbon atomları ile etkileşim olasılığı deneysel olarak (2.11) eşitliği ile hesaplanmıştır.

Burada gerekli olan değerlerden radyoaktif ürün çekirdeğin aktivitesi, yayınlanan gama ışınlarının sayısı olarak ifade edilir. Bu da spektrum analizi neticesinde beklenen enerji değerinde elde edilen pik altında kalan alan ile temsil edilmektedir. Bu değer spektrum analizinde de gösterildiği gibi

$P = 1022 \pm 0,031$ olarak elde edilmiştir.

İhtiyacımız olan protonların akı değeri doğrudan ölçülememektedir. Akım değerini bildiğimiz proton demetinin yüzey alanının da belirlenmesi ile demetin yüzey alanındaki parçacık sayısı (akı) elde edilebilmektedir. Bunun için hedef yerine

yerleştirilen bir kağıt üzerine gönderilen demetin çapı doğrudan hesaplanabilmiştir (Şekil 3.19).



Şekil 3. 19 Işın çapını belirlemede kullanılan kağıt

Buradan demetin yüzey alanı milimetrik kağıt yardımıyla 17 mm^2 olarak belirlenmiştir.

5050 sn boyunca $20 \mu\text{A}$ akım değeri ile gönderilen demet içindeki protonların sayısı,

$$20 \cdot 10^{-6} \frac{\text{C}}{\text{sn}} \times 5050 \text{ sn} = n \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$n = 6,31 \times 10^{17}$ parçacık olarak bulunur.

17 mm^2 yüzey alanından gelen parçacık sayısı (akı) ifade edilirse,

$\Phi = 37,1 \times 10^{17} \text{ parçacık/cm}^2$ olarak elde edilir.

Gelen proton demetinin yüzey alanının belirlenmesi ile hedefte etkileşime giren karbon atomlarının sayısı tayin edilebilir. Ancak bunun için demetin hedef içinde aldığı yolun belirlenmesi gerekmektedir. Bunun için SRIM adı verilen malzeme içinde durdurma mesafesini ölçen bir hesaplama programından yararlanılmıştır [23]. Farklı enerji değerlerinde gönderilen parçacık proton ve karbon hedef seçilerek elde edilen veriler Çizelge 3. 2’de gösterilmiştir.

Çizelge 3. 2 SRIM kod ile hesaplanan hedefin durdurma mesafesi [23]

Hedef	Proton Enerjisi (keV)	Durdurma mesafesi (μm)
Karbon	200	1,37
	250	1,77

200 keV enerjide protonlarla gerçekleştirilen reaksiyonda karbon hedefin durdurma mesafesi,

$d = 1,37 \mu\text{m}$ olarak tayin edilmiştir (Çizelge 3. 2). Buradan hedefin etkileşime girdiği hacim,

$$V = Axd = 17 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \times 1,37 \times 10^{-4} \text{ cm} = 23,2 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ olur.}$$

Yoğunluğu $2,1 \text{ g/cm}^3$ olan hedef (grafit) in cm^3 'ünde bulunan ^{12}C atomlarının sayısı cinsinden değeri $1,054 \times 10^{23} \text{ atom/cm}^3$ olmak üzere, etkileşime giren hedef hacmi içindeki ^{12}C atomlarının sayısı,

$$N = 24,4 \times 10^{17} \text{ atom olarak bulunur.}$$

Deneysel tesir kesiti hesabında olması gerekli bir diğer değer, ilgilenilen enerjideki detektör verimidir. Bunun için daha önce yapılan ve elde edilişi anlatılan verim eğrisi (Şekil 3.9) üzerinden 2144 keV enerjide yayınlanan gama ışınlarının detektör verimi

$$\epsilon = \% 0,28 \text{ olarak hesaplanmıştır.}$$

200 keV ve 250 keV enerjilerde hesaplanan tesir kesiti (σ) ifadesinde kullanılan tüm parametreler Çizelge 3. 3'te verilmiştir.

Çizelge 3. 3 σ hesabında kullanılan parametreler

Enerji (keV)	Φ Parçacık/cm ²	n parçacık	P Sayım	A cm ²	d μm	V cm ³	P g/cm ³	N atom	ϵ %
200	$37,1 \cdot 10^{17}$	$6,31 \cdot 10^{17}$	1022	$17 \cdot 10^{-2}$	1,37	$23,2 \cdot 10^{-6}$	2,1	$24,4 \cdot 10^{17}$	0,28
250	$18,6 \cdot 10^{17}$	$3,16 \cdot 10^{17}$	242	$17 \cdot 10^{-2}$	1,77	$30,1 \cdot 10^{-6}$	2,1	$31,7 \cdot 10^{17}$	0,27

Tesir kesiti hesabının yapılabilmesi için gerekli ifadeler elde edildikten sonra (Çizelge 3.3) (2.11) eşitliğinden,

$$\sigma = \frac{P}{\Phi N \varepsilon f_y t \Omega} = 40,4 \text{ nb}$$

olarak elde edilmiştir. Aynı işlemler 250 keV enerji ve 10 μA li protonlarla gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun deneysel tesir kesit değeri hesabında da yapılarak sonuçlar Çizelge 3.4’de verilmiştir.

Çizelge 3. 4 $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesit değerleri

Proton Enerjisi (keV)	Tesir Kesiti (nb)
200	$40,4 \pm 1,5$
250	$16,0 \pm 1,1$

Ölü zaman düzeltmesi yapılan bu hesaplarda deneysel hata (3.4) eşitliğinden hesaplanmıştır. Burada kullanılan parametreler Çizelge 3.5’te gösterilmiştir.

Çizelge 3. 5 Tesir kesiti hata hesabında kullanılan parametreler

Enerji(keV)	σ_p/p	σ_Φ/Φ	$\sigma_\varepsilon/\varepsilon$	σ_N/N
200	0,0313	0,015	0,01	0,001
250	0,064	0,015	0,01	0,001

3.4.2 Astrofiziksel S(E) Faktörü Tayini

S(E) faktörü, tesir kesitinin enerjiye bağımlılığının nükleer katkısını göstermektedir. Bu nedenle bu fonksiyon nükleer veya astrofiziksel S(E) faktörü olarak adlandırılır. 2.5 numaralı başlıkta anlatılan bu faktörün hesabı için eşitlik (2.51) kullanılmıştır.

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-bE^{-1/2}}$$

Burada enerji değeri, kütle merkezi sistemine göre alınarak hesap yapılmıştır. Bunun için, laboratuvar sistemi enerjisinden (E_{lab}) kütle merkezi sistemindeki enerji değeri 3.5 eşitliği yardımıyla elde edilmiştir. 200 ve 250 keV laboratuvar enerjisindeki değerlerin kütle merkezi sistemine göre değerleri Çizelge 3.6’da verilmiştir.

$$E_{KM} = \frac{m_2}{m_1+m_2} \cdot E_{lab} \quad (3.5)$$

Burada, m_1 parçacık (proton) kütlesini, m_2 hedef (^{12}C) kütlesini belirtmektedir.

$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu için farklı enerjilerde hesaplanan tesir kesitleri ve enerji değerleri ile astrofiziksel $S(E)$ faktörleri hesaplanarak sonuçlar Çizelge3.6’da verilmiştir.

Çizelge 3. 6 $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonun farklı enerji değerlerinde tesir kesiti ve astrofiziksel $S(E)$ faktörü değerleri

E_{lab} (keV)	E_{CM} (keV)	σ (E) (nb)	$S(E)$ (keVb)
200	184,6	$40,4 \pm 2,2$	$4,3 \pm 0,16$
250	230,8	$16,0 \pm 1,1$	$0,54 \pm 0,037$

Burada $S(E)$ faktöründeki belirsizlik, enerjideki % 0,1’lik hata ihmal edilerek tesir kesitinin enerji değerlerindeki belirsizlik üzerinden alınmıştır.

SONUÇ VE ÖNERİLER

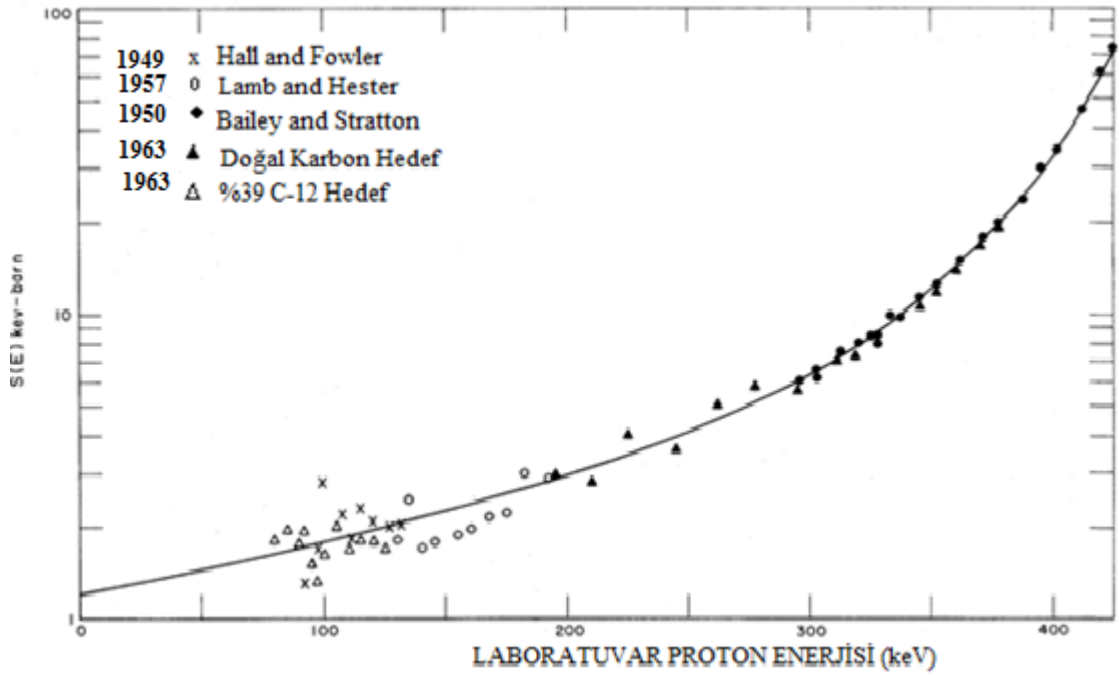
Güneşteki ve diğer yıldızların çoğunda temel reaksiyon hidrojenin helyuma dönüştüğü füzyondur. Büyük kütleli yıldızlarda etkin olan füzyon yolunun CNO çevrimi olduğundan bahsedilmiştir. Bu çevrimin başlangıç reaksiyonu olan $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun hem nükleer hem astrofizik alanında önemli bir yere sahip olması sebebi ile üzerinde bir çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmada bu reaksiyonun iki farklı proton enerjisi (200 keV, 250 keV) değerinde deneysel tesir kesiti ve bunun enerjiye bağımlılığın nükleer katkısını temsil eden astrofiziksel $S(E)$ faktörleri tayin edilmiştir. 200 keV ve 20 μA akım ile karbon hedefe gönderilen protonun ^{12}C atomunu uyarması sonucu oluşan reaksiyonun tesir kesiti $\sigma(E) = 40,4 \pm 2,2$ nb, astrofiziksel $S(E)$ faktörü, $S(E) = 4,3 \pm 0,16$ keVb olarak bulunmuştur. 250 keV enerji ve 10 μA akıma sahip protonlarla gerçekleştirilen reaksiyonun ise tesir kesiti $\sigma(E) = 16,0 \pm 1,1$ nb, astrofiziksel $S(E)$ faktörü $S(E) = 0,54 \pm 0,037$ keV olarak elde edilmiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar ve literatür değerleri Çizelge 4.1 de görülmektedir.

$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu üzerinde ilk çalışmalar 63 yıl önce başlamıştır. Düşük enerjilerde gerçekleştirilen çalışmalara bakıldığında 1950 yılında 128 keV enerjide gerçekleştirilen reaksiyonun tesir kesiti $\sigma(E) = 1$ nb, 194 keV enerjide reaksiyonun tesir kesiti $\sigma(E) = 23$ nb olarak bulunmuştur [2]. Burada 194 keV enerjide elde edilen tesir kesiti değeri çalışmamızı gerçekleştirdiğimiz 200 keV laboratuvar enerjisinde elde ettiğimiz değer ile karşılaştırıldığında yaklaşık 2 katı değerde elde edildiği görülmektedir. Bununla birlikte aynı yıl düşük voltaj hızlandırıcısı ve ile yapılan bir diğer çalışmada 96 keV enerjide reaksiyon tesir kesiti 0,1 nb ve 128 keV enerjide $0,85 \pm 0,1$ nb olarak bulunmuştur [1]. Bu çalışmalarda ortak 128 keV enerji değeri için tesir kesiti değerlerine baktığımızda deneysel hata sınırları içinde yaklaşık aynı değerde

çıkıldığı gözlenmektedir. 1957 yılında ise yüksek akımlı iyon jeneratörü ile karbon hedefin hemen arkasına yerleştirilmiş 4" x 4" NaI(Tl) sintilasyon detektör kullanılarak $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonu üzerine yapılan bir başka çalışmada yine düşük enerji bölgesinde, 114,2 keV ve 126 keV enerji değerlerinde alınan ölçümler sonucunda hesaplanan tesir kesiti değerleri 5,1 nb ve 8,2 nb olarak belirlenmiştir [3]. 7 yıl ara ile yapılan 126 ve 128 keV enerjili protonlarla gerçekleştirilen reaksiyonun tesir kesitleri 10 katı değerde farklı bulunmuştur.

1963 yılında Van de Graff elektrostatik jeneratöründe yapılan çalışmada [4] 700 keV altında enerjilerde doğal karbon hedef (Metil iyodürden (CH_3I) ısıtılarak ayrılan karbon, tantal içine yerleştirilmiştir.) ve %39 oranında ^{12}C atomu içeren hedefler kullanılmıştır. $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun 4"x 4" NaI (Tl) detektör ile ölçülerek hesaplanan tesir kesiti değerlerinden S(E) faktörü değerleri ve bunlara ek olarak [1],[2] ve [3]'te verilen tesir kesiti değerlerinden S(E) faktörü değerleri hesaplanarak elde edilen değerler Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Bu eğriye bakıldığında doğal karbon hedefle gerçekleştirilen çalışmada 200 keV enerji civarında S(E) faktörü değerinin yaklaşık 3 keVb olduğu görülmektedir. 200 keV enerjide elde ettiğimiz S(E) faktörü değerinin ve tesir kesiti değerlerinin bu çalışmadaki değerlerle hata sınırı içerisinde tutarlıdır. 250 keV enerji değerinde ise, tesir kesiti ile orantılı olduğundan S(E) faktörünün de farklı olduğu görülmektedir.

$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun, bu çalışmanın gerçekleştirildiği enerji değerlerinde (200 keV, 250 keV) deneysel tesir kesiti ölçümlerine ilişkin güncel çalışma bulunmamaktadır. Bu reaksiyon üzerine yapılan yakın zamandaki çalışmalardan, C. Angulo ve arkadaşları tarafından 1999 yılında yapılan çalışmada elde edilen S(E) faktör değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir [24]. Burada, çalışmada elde edilen S(E) faktör değerlerinden 200 keV proton enerji değeri için yaklaşık sonuç elde edildiği görülmektedir. Ancak 250 keV proton enerji değeri için farklılık gözlenmektedir. Diğer çalışma ise 2008 yılında 325 keV - 980 keV proton enerji aralığında gerçekleştirilen $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun tesir kesiti ve S(E) faktör değerleri hesaplanmıştır. UKP-2-1 elektrostatik tandem hızlandırıcı veya yüksek saflıklı Ge detektör (HpGe) (Ortec GEM20P) ile yapılan bu çalışmada, 1,5 mm kalınlığında bakır içine yerleştirilmiş doğal karbon hedefe çalışmamızın enerji değerine en yakın 326,8 keV enerji değerinde proton gönderilerek yapılan ölçümde $\sigma(E) = 2500 \pm 300$ nb ve $S(E) = 18 \pm 2$ keVb olarak bulunmuştur [5].



Şekil 4. 1 1949-1963 yılları arasında yapılan çalışmaların S(E) faktör karşılaştırılması

Deneysel çalışmalarda elde edilen ölçüm değerleri örnek hazırlama, ışınlama ve sayım süreçlerine doğrudan bağlıdır. Bu nedenle $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun tarihsel süreç içinde sonuçlarının kıyaslanmasında numune saflığı, ışınlama sistemlerinin hızlandırma gerilimi kararlılığı ve hassasiyeti ve sayım sistemlerinin hızı yapılan ölçümleri açıkça etkilemektedir.

250 keV ışınlama enerjisindeki ölçümlerin literatürle uyumsuz olduğu görülmekle birlikte, tek bir ölçüme dayanan bu bilgi gerçekleşen reaksiyonun varlığını ($E_\gamma = Q+K$) onaylamak amacıyla bu teze konulmuştur.

Yüklü parçacık reaksiyonlarında parçacıklar arasındaki Coulomb itmesi düşük ışınlama enerjisinde reaksiyonun tesir kesiti ölçümlerini güçleştirmektedir. Bazı background sinyal şiddetlerinin de altında kalabilen bu reaksiyon ölçümlerinin alınmasında zırhlama oldukça önemli bir faktördür.

$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun düşük enerji bölgesinde tesir kesiti ölçümlerine ait güncel çalışma bulunmaması nedeni ile bu çalışmada elde edilen verilerin literatüre katkı sağlayacağı açıktır.

Çizelge 4. 1 $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun literatürdeki tesir kesiti ve S(E) faktör değerleri

Referans	Enerji (keV)	σ (E) (nb)	S(E) (keVb)
Bu Çalışma	200	$40,4 \pm 2,2$	$4,3 \pm 0,16$
	250	$16,0 \pm 1,1$ nb	$0,54 \pm 0,037$
[5] (2008)	326,8	$2,5 \cdot 10^3 \pm 0,3 \cdot 10^3$	18 ± 2
	427,4	$116 \cdot 10^3 \pm 12 \cdot 10^3$	310 ± 30
	692,3	$10^3 \pm 0,1 \cdot 10^3$	$0,67 \pm 0,07$
[24] (1999)	$\sim 200^1$	-	$\sim 3^1$
	$\sim 250^1$	-	$\sim 4^1$
[4] (1963)	195	$25 \pm \%95$	$\sim 3^1$
	211	$36 \pm \%56$	$\sim 2,7^1$
	244,5	$103 \pm \%19$	$\sim 4^1$
[3] (1957)	114,2	5,1	-
	126	8,2	-
[2] (1950)	128	1	$\sim 1,8^1$
	194	23	$\sim 1,8^1$
[1] (1949)	96	0,1	-
	128	$0,85 \pm 0,1$	$\sim 2,2^1$

¹ Değer grafik üzerinden okunmuştur.

KAYNAKLAR

-
- [1] Hall R.N. and Fowler W.A., (1949). "The Cross Section for the Radiative Capture of Protons by C^{12} near 100 keV", Physical Review, 77:197-204.
 - [2] Bailey, C.L., (1950). "Cross Section of the $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ Reaction at low Energies", Physical Review, 77:482.
 - [3] Lamb W.A.S. and Hester R.E., (1957). "Radiative Capture of Protons in carbon from 80 to 126 keV", Physical Review, 107:550-553.
 - [4] Vogl, J.L., (1963). Radiative Capture of Protons By ^{12}C and ^{13}C Below 700 keV, In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy, California Institute Technology.
 - [5] Burtebaev N., Igamow S.B., Peterson R.j., Yarmukhamedov R. and Zazulin D.M., (2008) "New measurements of the astrophysical S factor for $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient for the $p+^{12}C \rightarrow ^{13}N$ reaction", Physical Review C, 64:065804.
 - [6] Knoll, G.F., (2000). Radiation Detection and Measurement, Wiley, Newyork.
 - [7] Elmalı, A., (2001). Kısa Yarıömürlü Çekirdeklerin Yarıömürlerinin Belirlenmesi, Y.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
 - [8] Krane, K.S., (2002). Nükleer Fizik, Ankara.
 - [9] M.Şirin, Y.T.Ü., Fizik Bölümü, Çekirdek Fiziği Ders Notları.
 - [10] Akçalı, Ö., (2006). Toryum'un Hızlı Nötronlarla Etkileşiminin İncelenmesi, Y.T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
 - [11] Satchler, G.R., (1983). Introduction to Nuclear Reaction, The Macmillon Press, Oxford.
 - [12] Koçak, G., (2005). Nükleer Kümelenme: Nükleer Reaksiyon ve Yapı Formalizmine Uygulanması, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enst., Yüksek Lisans Tezi.
 - [13] İnan, Y., (2003). Kozmos'tan Kuantum'a, Doruk Yayınları, Ankara.
 - [14] Küçüköğlu, M., (2006). $^{16}O+^{16}O$ Esnek Saçılmasının Fenomenolojik ve Mikroskopik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri, ZKÜ Üniversitesi, Doktora Tezi.
 - [15] Akkoyun, S., (2006). Uzayda Gama Işını Ölçümleri - Bir GEANT Simülasyonu, Ankara Üniversitesi, FBE, Yüksek Lisans Tezi.

- [16] Caroll, B.W. and Ostlie, D.A., (2007). An Introduction to Modern Astrophysics, Weber University.
- [17] Daybelge, U., (1999). Uzay Bilimi, İ.T.Ü Yayınları.
- [18] Tarcan G., Gültekin E., Özbir Y., Baykal A., Subaşı M., Erduran N., Atasoy H., İpekçi E., (1989). Hızlı Nötron Işınlama Ünitesi Sames T-400 Tanıtımı ve Karakteristikliklerinin Tayini, ÇNAEM A.R-262.
- [19] Canberra GR1018 Model HpGe detektör <http://www.canberra.com/products/detectors/germanium-detectors.asp>, Aralık 2012.
- [20] Durusoy, A., (2000). Çok Kısa Yarı-Ömürlü Çekirdek Oluşumuna Neden Olan 14 MeV Nötron Tepkileşimlerinin İncelemesi, Y.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- [21] Tsoulfanidis, N., (1995). Measurement and Detection of Radiation, Taylor and Francis Group.
- [22] Reaksiyon Enerji Değerleri, www.nndc.bnl.gov/qcalc/, Aralık 2012.
- [23] SRIM, Stopping Range of Ion in Matter, www.srim.org, Kasım 2012.
- [24] Angulo C, Arnould M., Rayet M., Descouvemont P., Baye D., Leclercq-Willain., Coc A., Barbhouni S., Aguer P., Rolfs c., Kunz R., Hammer J.W., Mayer A., Paradellis T., Kossionides S., Chronidou C., Spyrou K., Degl'Innocenti S., Fiorentini G., Ricci B., Zavatarelli S., Providencia C., Wolters H., Soares J., Grama C., Rahighi J., Shotton A. and Lamehi Rachti M.,(1999). "A compilation of charged- particle induced thermonuclear reaction rates", Nucl. Phys. A 656:3-183.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Makbule TAMKAŞ
Doğum Tarihi ve Yeri : 02.04.1986 /İstanbul
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : makbuletamkas@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	Fizik	Y.T.Ü 2013	
Lisans	Fizik	Y.T.Ü	2010
Lise	Fen Bilimleri	B.Evler YDA Lisesi	2004

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2010-Devam	Y.T.Ü	Asistan Öğrenci
2012-Devam	Hava Harp Okulu	Svl.Öğretim Elemanı

YAYINLARI

Bildiri

- 1.Uranyum Madeni Civarındaki Yeraltı Sularında Doğal Radyasyon Ölçümü, TFD 27.Uluslararası Fizik Kongresi 2010
2. NaI(Tl) Detektörün Analitik ve Deneysel Verim Kalibrasyonu Karşılaştırılması, TFD 28. Uluslararası Fizik Kongresi 2011
- 3.Pekmez Toprağı Yüksek Oranda Kansere Sebep Olabilir Mi?, TFD 28. Uluslararası Fizik Kongresi 2011.
4. The Effect of Chernobyl on Major Agricultural Product (Tea) Of Rize, TPS 29. International Physics Congress 2012.

Proje

1. Y.T.Ü. Bilimsel Araştırma Projeler Koordinatörlüğü, YULAP 2012-01-01-YL03

ÖDÜLLERİ

1. Y.T.Ü Fizik Bölüm Üçüncülüğü (2010)