

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**P ÇEKİRDEKLERİ İÇİN AKTİVASYON METODU
KULLANILARAK İKİNCİ BETA BOZUNUMU ARACILIĞI İLE
TESİR KESİTİ HESABI**

EZGİ TANTOĞLU

KOCAELİ 2019

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ




P ÇEKİRDEKLERİ İÇİN AKTİVASYON METODU
KULLANILARAK İKİNCİ BETA BOZUNUMU ARACILIĞI
İLE TESİR KESİTİ HESABI

EZGİ TANTOĞLU

Prof. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY
Danışman, Kocaeli Üniversitesi

Doç. Dr. Ersel ÖZKAZANÇ
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi

Dr. Öğr. Üyesi Mehtap YALÇINKAYA
Jüri Üyesi, İstanbul Üniversitesi


.....

.....

.....

Tezin Savunulduğu Tarih: 11.07.2019

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Evrende kimyasal elementlerin sentezi, astrofizik alanında hala karmaşıklığını korumaktadır. Çeşitli kimyasal elementlerin üretimine yol açan süreçleri tasarlamak ve incelemek için 20. yüzyılın ortalarında nükleer astrofizik adı verilen yepyeni bir disiplinlerarası bilim doğdu. Nükleer astrofiziğin temel motivasyonu yıldızların yanma reaksiyonları ve onların element sentezi ile ilişkisini incelemektir. On yıllarca süren çalışmaların ardından, element sentezine ilişkin çalışmalar yapılarak, bu sentezlerin astrofiziksel ortamları ve süreçlerinin bir kısmı anlaşılmaya başlanmıştır. Fakat hala farklı astrofiziksel olayları ve evrenin kompozisyonu yeterince tanımlanamamıştır. Nükleer astrofiziğin gizemini koruyan olaylarından bir tanesi de protonca zengin çekirdeklerinin üretilmesinden sorumlu olan mekanizma, p-prosestir. P-proses ile ilgili deneysel çalışmaların azlığı ve bunların sonuçlarının, teorik tahminler ile uyuşmaması, nükleer fizikçilerin ilgi odağı olup bu konu ile ilgili çalışmalara sevk etmiştir. Bu tez de bu çalışmalara bir katkı olarak sunulmaktadır.

Yüksek lisans eğitimim ve tez çalışmam boyunca desteğini, ilgisini, engin bilgisi ile her konuda yardımlarını esirgemeyen, her koşulda motive eden danışmanım ve hocam Prof. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY'a, eğitimim ve çalışmam boyunca öneri ve yardımlarını eksik etmeyen Prof. Dr. Recep Taygun GÜRAY'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Tez yazım sürecim de yardımlarından dolayı Doç. Dr. Caner YALÇIN'a ve sevgili arkadaşım Didem AVCI'ya teşekkür ederim.

Son olarak beni her koşulda destekleyen, güvenen, her zaman hayallerimin peşinden gitmem için maddi manevi her türlü desteği veren biricik annem Serengül TANTOĞLU'na, babam Yüksel TANTOĞLU'na, çok değerli kardeşlerim Özgür Hasret TANTOĞLU'na ve Meryem Nur TANTOĞLU'na sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Haziran - 2019

Ezgi TANTOĞLU

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iii
TABLolar DİZİNİ	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ÖZET.....	vii
ABSTRACT	viii
GİRİŞ	1
1. ÇEKİRDEK SENTEZİ	4
1.1. Büyük Patlama Nükleosentezi.....	4
1.2. $A < 60$ Olan Hafif Çekirdeklerin Sentezi.....	4
1.3. $A > 60$ Olan Ağır Çekirdeklerin Sentezi	8
1.3.1. S-Proses	9
1.3.2. R-Proses.....	9
1.3.3. P-Proses	10
2. ASTROFİZİKSEL REAKSİYON HIZI	14
2.1. Termonükleer Reaksiyon Hızı	14
2.2. Yüklü Parçacık Etkilemeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları	16
2.3. Yüklü Parçacık Etkilemeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Reaksiyon Hızları.....	18
2.4. Reaksiyon Hızı.....	20
3. YÖNTEM VE HESAPLAMALAR.....	21
3.1. Aktivasyon Metodu.....	21
3.1.1. Işınlama	21
3.1.2. Sayım	22
3.2. Veri Analizi	25
3.2.1. Enerji kalibrasyonu.....	25
3.2.2. Verim kalibrasyonu	26
3.2.3. Toplam çakışma etkisi	27
3.2.4. Pik alan hesabı	28
3.3. İkinci Beta Bozunumu ile Reaksiyon Tesir Kesiti hesabı	29
4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	36
KAYNAKLAR	40
EKLER.....	47
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER	49
ÖZGEÇMİŞ	50

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Hidrojen yanmasına ait şematik gösterim	5
Şekil 1.2.	Yanma aşamalarını tamamlamış büyük kütleli bir yıldızın merkez çekirdeğinin kabuk görünümü	7
Şekil 1.3.	s-, r- ve p-proseslerinin reaksiyon yolunun gösterimi.....	8
Şekil 1.4.	Nükleosentez proseslerinin kararlılık vadisi boyunca şematik gösterimi	13
Şekil 2.1.	Nükleer reaksiyonlar için yüklü parçacıklar arasındaki enerjiye bağlı baskın fonksiyonlar ve Gamow pikinin şematik gösterimi	17
Şekil 3.1.	Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma laboratuvarında ışınlanmanın yapıldığı aktivasyon odasına ait bir fotoğraf	22
Şekil 3.2.	Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarı gama dedektör sistemine ait gösterim.....	23
Şekil 3.3.	Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarı gama dedektör sisteminde belli bir geometriyi sabit tutmak için kullanılan hedef tutucu.....	23
Şekil 3.4.	Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarına ait genel bir dedektör gösterimi	24
Şekil 3.5.	Gama sayım sisteminin şematik gösterimi.....	24
Şekil 3.6.	Bir gama spektrumunda basitleştirilmiş nükleer bozunma gösterimi	27
Şekil 3.7.	Pik alan hesabının şematik gösterimi	28
Şekil 3.8.	Işınlama ve bozunma esnasında aktivite seviyelerini gösteren zamana karşı aktivite grafiği	29
Şekil 3.9.	İlk ışınlama-bozunma evresinin aktivite seviyelerini ve hedef izotopun ikinci ışınlama-bozunma evresinin aktivite seviyelerini gösteren zamana karşı aktivite grafiği	32
Şekil 3.10.	Akımın zamana karşı değişiminin gösterimi.....	32
Şekil 4.1.	^{114}Sn izotopunun alfa yakalama reaksiyonunun ve ardışık beta bozunumlarının izotop tablosunun ilgili bölgesindeki gösterimi	36
Şekil 4.2.	Aday reaksiyonlar listesi ve temel bozunma parametreleri, parantez içerisinde verilen sayılar ilgili parametrelerin son hanelerine denk gelen belirsizliklerini ifade etmektedir	37

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1.1.	p-çekirdekleri listesi ve izotopik bollukları	11
Tablo 3.1.	Verim ve enerji kalibrasyonu için kullanılan kaynaklar listesi	26
Tablo 4.1.	$^{78}\text{Kr} (\alpha, \gamma) ^{82}\text{Sr}$ ve $^{114}\text{Sn} (\alpha, \gamma) ^{118}\text{Te}$ reaksiyonlarının analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri	38



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A	: Kütle numarası
A	: Aktivite, (Ci)
B	: Bağlanma enerjisi, (MeV)
°C	: Celsius
C _{DT}	: Dedektör sisteminin ölü zamanı düzeltme faktörü
E	: Enerji, (MeV)
E	: Elektron yükü, (C)
E ₀	: Gamow enerjisi, (MeV)
E _C	: Coulomb bariyerinin yüksekliği, (MeV)
E _{k.m.}	: Kütle merkezi enerjisi, (MeV)
GeV	: Giga elektron volt
g	: Gün
ħ	: Planck sabiti /2π, (J.s)
I _γ	: Gama ışını yayınlanma olasılığı, (%)
J	: Joule
K	: Kelvin
k	: Boltzman sabiti (J/k)
keV	: Kilo elektron volt
LT	: Dedektörün ölü zamana karşılık gelen canlı zaman kesri, (s)
M _A	: Molekül ağırlığı, (g/mol)
MeV	: Milyon elektron volt
MK	: Milyon kelvin
mV	: Milyon volt
N	: Nötron sayısı
nA	: Nanoamper
n	: Nötron
n _T	: Birim alandaki hedef çekirdek sayısı, (1/cm ²)
N _{sayım}	: Sayım sayısı
N _{bozunum}	: Toplam bozunan çekirdek sayısı
N _{net}	: Pik altında kalan alan
P	: Proton sayısı
P	: Olasılık fonksiyonu
R(t)	: Üretim hızı, (1/s)
S	: Astrofiziksel faktör, (MeV.b)
s	: Saniye
T	: Sıcaklık, (K)
T*	: Plazma sıcaklığı, (K)
t	: Zaman, (s)
t _{1/2}	: Yarı ömür, (s)
V	: Volt
v	: Hız, (m/s)
x	: Hedefin kalınlığı, (μg/cm ²)
Z	: Atom numarası
α	: Alfa parçacığı
γ	: Gama radyasyonu
Γ	: Kısmi genişlik
Δ	: Kronecker delta

ε	: Verim, (%)
η	: Sommerfield parametresi
λ	: Bozunma sabiti, (1/s)
μ	: İndirgenmiş kütle, (g)
π	: Pi sayısı
ρ	: Yoğunluk, (g/cm ³)
σ	: Tesir kesiti, (b)
$\langle\sigma v\rangle$: Parçacık çifti başına reaksiyon hızı, (cm ³ s ⁻¹ mol ⁻¹)
Σ	: Toplam sembolü
$\Phi(v)$: Hız dağılım fonksiyonu
Φ	: Birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısı, (parçacık/s)

Kısaltmalar

AGB	: Asymptotic Giant Branch (Asimptotik Dev Kollu Yıldız)
BBN	: Big Bang Nucleosynthesis (Büyük Patlama Nükleosentezi)
CMB	: Cosmic Microwave Background (Kozmik Mikrodalga Fonu)
FEPE	: Full Energy Peak Efficiency (Tam Enerji Pik Verimi)
FWHM	: Full Width At Half Maximum (Maksimum Yarı Genişlik)
HPGE	: Hyper-Pure Germanium (Yüksek Saflıkta Germanium Dedektörü)
KED	: Hyper-Pure Germanium (Yüksek Saflıkta Germanium)
KN	: Kanal Numarası
LEPP	: Lighter Element Primary Process (Hafif Element Temel Prosesi)

P ÇEKİRDEKLERİ İÇİN AKTİVASYON METODU KULLANILARAK İKİNCİ BETA BOZUNUMU ARACILIĞI İLE TESİR KESİTİ HESABI

ÖZET

Nötron yakalama ve β^- -bozunumları (s- ve r-proses) ile sentezlenemeyen ^{74}Se ile ^{196}Hg arasında proton bakımından zengin 35 p-çekirdeği bulunmaktadır. P-proses olarak adlandırılan, üçüncü bir proses bu çekirdeklerin üretimi için gereklidir. Son 20 yılda nükleer astrofizik alanında önemli miktarda deneysel ve teorik çalışmalar olmasına rağmen p-çekirdeklerinin bolluğu ve kökeni hala tam olarak anlaşılammıştır. İlgili reaksiyonların tesir kesitlerini ölçmek için aktivasyon metodu ile yapılan deneysel çalışmaların bazı kısıtlamaları vardır: Reaksiyon ürünü radyoaktif olmalı, uygun bir yarı ömre sahip olmalı ve bozunumu uygun bir γ -radyasyonu takip etmelidir. Eğer reaksiyon tesir kesiti 1. beta bozunumu ile hesaplanamıyorsa, alternatif bir yöntem olarak 2. beta bozunumu kullanılarak ölçülebilir. Bu çalışmada, aktivasyon metodu kullanılarak 2. beta bozunumu yoluyla tesir kesiti ölçümü için bir metot ve aday reaksiyonlar tartışılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Aktivasyon Metodu, Beta Bozunumu, Nükleer Astrofizik, P-proses, Tesir Kesiti.

CROSS SECTION CALCULATIONS VIA 2nd BETA DECAY USING THE ACTIVATION METHOD FOR THE P-PROCESS

ABSTRACT

There are 35 proton-rich isotopes between ⁷⁴Se and ¹⁹⁶Hg that cannot be synthesized through neutron captures and β^- decays (s- and r-process). A third process is therefore required for the production of these nuclei, so-called p-process. The abundance and the origin of the p-nuclei are still not fully understood even though significant amount of experimental and theoretical efforts in nuclear astrophysics have been made in the last two decades. The experimental studies with activation method to measure cross sections of the relevant reactions have some limitations: the reaction product must be radioactive, should have an appropriate half-life, and its decay should be followed by proper γ -radiations. If the cross section cannot be calculated with the radiation followed by the 1st beta decay of the product, it can be measured using the 2nd beta decay as an alternative method. In this study, the method and candidate reactions for the cross-section measurements via the 2nd beta decay of reaction product using the activation method are discussed.

Keywords: Activation Method, Beta Decay, Nuclear Astrophysics, P-process, Cross Section.

GİRİŞ

Astronomi ve Astrofizikte uzun süredir devam eden önemli sorunlardan bir tanesi de demir ötesindeki orta ve ağır çekirdeklerin nerede ve nasıl oluştuğu sorusudur. Bu bağlamda, “Elementler nasıl, nerede ve ne kadar oluştu? Gözlenen ve hesaplanan miktarları ne kadardır?” sorularına cevap aramayı motivasyon olarak benimseyen fiziğin astronomi ve nükleer fizik dalları bir araya gelerek Nükleer astrofizik bilim dalını ortaya çıkarmıştır. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle [1] ve A. Cameron [2] 1957 yılında birbirlerinden bağımsız olarak yaptıkları çalışmalarda elementlerin kökenini açıklayan, yıldızlardaki yanma reaksiyonları ve onların çekirdek sentezindeki önemini anlattığı makaleler, nükleer astrofiziğe bir temel oluşturmuştur.

Elementlerin oluşumu ve gözlenen miktarlarının açıklanması aşamasında, Çekirdek Sentezi Teorisi oldukça başarılı olmuştur. Bu teori, birkaç hafif çekirdeğin Büyük Patlamadan sonra ilk 3 dakika da oluştuğunu kabul eder. Büyük patlama teorisi (Big-Bang) evrenin, yaklaşık olarak 13,8 milyar yıl önce son derece yüksek sıcaklık ve yoğunlukta küçük bir nokta şeklinde olduğu durumda büyük bir patlama gerçekleştirdiğini ve bu patlamanın akabinde genişlemeye, aynı zamanda soğumaya başlaması ile içinde bulunduğumuz kozmosun meydana geldiğini ifade etmektedir. Büyük patlamadan sonraki ilk üç dakikada hafif elementler ^1H , ^4He , ^6Li ve az miktarda ^8Be oluşmuştur [3]. Bu hafif elementler yıldızlardaki element sentezinin kaynağını oluşturmaktadır ve yıldız evriminin birbirini izleyen aşamalarında, bir dizi yanma süreci (yıldızlarda enerji üreten füzyon reaksiyonları) ile orta ağırlıktaki çekirdeklere ($A < 60$) adım adım dönüşür; hidrojen helyuma, helyum karbona, karbon neona, neon oksijene, oksijen silisyuma ve böylece silisyum yanmasıyla da demir etrafındaki izotoplara ulaşana kadar elementler yıldız ortamında sentezlenir [4]. Bu aşamadan sonra, coulomb bariyerinden dolayı ağır çekirdeklerin füzyon reaksiyonları ile enerji elde edilemez. Dolayısıyla, çekirdek sentezi teorisi, demir ötesindeki ağır elementlerin ($A > 60$) üretimi, s- ve r- prosesi olarak adlandırılan

nötron yakalama prosesleri ile oluştuğunu kabul etmektedir. S-proses yavaş nötron yakalama prosesi, r-proses ise hızlı nötron yakalama prosesi olarak bilinmektedir [5-7]. Güneş Sisteminde gözlemlenen demirden daha ağır elementlerin yaklaşık % 99'unun kaynağı, s-proses ve r-prosesleri ile açıklanabilir, fakat kalan % 1'i açıklayabilmek için üçüncü bir proses gerekmektedir. Kararlılık vadisinin proton bakımından zengin tarafında bulunan 35 çekirdek, nötron yakalama ve β^- -bozunumları ile sentezlenememektedir. ^{74}Se ile ^{196}Hg arasında bulunan ve p-çekirdekleri olarak adlandırılan bu çekirdeklerinin, gama yakalama ve β^+ -bozunumu ile sentezlenme süreci p-proses olarak adlandırılmıştır [8].

Kararlı olmalarına rağmen, p-prosesi ile sentezlenen çekirdekler, genel olarak s- ve r-prosesleri tarafından üretilenlerden 10 ila 100 kat daha azdır [9-10]. Çeşitli astrofizik ortamlarda p-çekirdeğinin üretimini açıklamak için p-prosesi çeşitli alt proseslere bölünmüştür [11]; bunlar γ -, vp-, rp-, pn- ve v-prosesleridir. Bu prosesler, tüm kütle aralığındaki p-çekirdeklerinin üretiminden sorumlu olamaz. Sadece γ -prosesi, tüm kütle aralığında proton bakımından zengin çekirdekler üretebilir ve böylece γ -proses, p-prosesinin en önemli alt süreci olarak görünmektedir [12-16]. Özellikle, ağır p-çekirdekleri üzerinde yüklü parçacık kaynaklı reaksiyon tesir kesitleri için deneysel veriler, p-proses nükleosentezini detaylı olarak anlamak için yeterli değildir ve p-proses nükleosentezi bazı kütle bölgelerinde de (özellikle $A < 124$ ve $150 \leq A \leq 165$) problemlere sahiptir [17]. Bu problemlere açıklık getirmek amacı ile bugüne kadar pek çok alfa yakalamalı reaksiyon tesir kesiti çalışmaları yapılmıştır [18-42]. Kocaeli University Experimental Nuclear Physics (KENP) grubu olarak [43] aktivasyon metodunu kullanarak sistematik proton ve alfa içeren reaksiyon tesir kesit ölçümleri hesaplanmaktadır [42, 44].

Bu tez de NUDAT sayfasından [45] tüm nükleer ve bozunma parametreleri kontrol edilerek aktivasyon metodu ile ölçülebilen p-çekirdeklerinin olası tüm alfa yakalama reaksiyonları araştırılarak, aday reaksiyonlar belirlenmiştir. Son derece güçlü bir teknik olan aktivasyon metodu kullanılarak, 1. beta bozunumu ile hesaplanamadığı durumda, reaksiyon tesir kesiti alternatif bir metot olarak, 2. beta bozunumu aracılığı ile hesaplanabilir. Bu tez çalışmasının 1. Bölümü yıldız oluşumu ile birlikte yıldızlarda enerji üreten füzyon reaksiyonlarını ve demir ötesi ağır elementlerin üretim mekanizmalarını içermektedir. 2. Bölüm'de astrofiziksel reaksiyon hızı

anlatılmaktadır. Ardından, Bölüm 3’de 2. beta bozunumu aracılığı ile reaksiyon tesir kesit hesaplaması açıklanacaktır. Son olarak Bölüm 4’te ise belirlenen aday reaksiyonlardan bahsedilecektir.



1. ÇEKİRDEK SENTEZİ

Bu bölümde Büyük Patlama Nükleosentezinden (Big Bang Nucleosynthesis), özellikle hafif çekirdeklerin sentezi ve ağır çekirdeklerin sentezinden ayrı ayrı bahsedilmektedir.

1.1. Büyük Patlama Nükleosentezi

Büyük patlama nükleosentezi (BBN), çok yüksek sıcaklık ($T \sim 10^{10} \text{ GeV}$) ve yoğunluktaki ($\rho \sim 10^{78} \text{ GeV fm}^{-3}$) bir başlangıç durumundan homojen, izotropik bir genişleme olduğunu varsayar [46]. Aynı zamanda, bu derece yüksek sıcaklık ve yoğunlukta nasıl genişlediği, hafif elementlerin bolluğu, kozmik mikrodalga fonu (CMB) ve Hubble yasası için kapsamlı bir açıklama sunar.

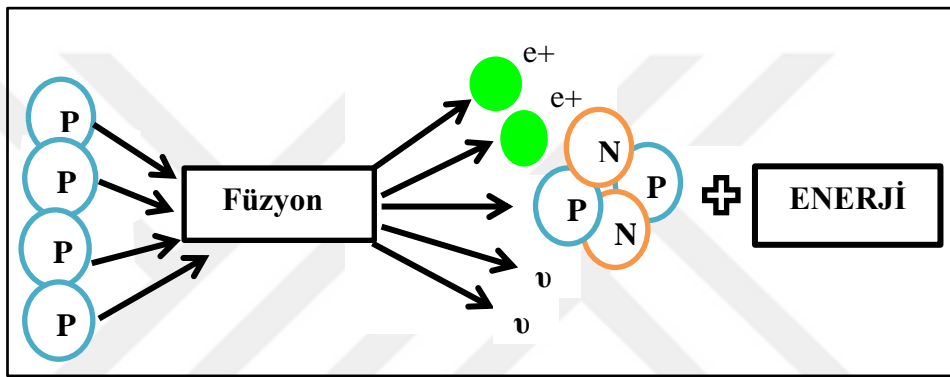
Büyük patlama nükleosentezi en hafif çekirdekler olan H, He, Li ve Be'nin, kozmik zamanın ilk saniyeleri boyunca kütle çekim kuvveti, elektromanyetik kuvvet, zayıf nükleer kuvvet ve güçlü nükleer kuvvet, yani dört temel kuvvet arasındaki etkileşim yoluyla üretildiğini önermektedir [47].

1.2. $A < 60$ Olan Hafif Çekirdeklerin Sentezi

Kütle çekimi, bir yıldızın büzülmesine ve çökmesine neden olacak bir kuvvet yaratır ancak yıldızın içindeki nükleer reaksiyonlarla açığa çıkan enerji, kütle çekimine karşı bir termal baskı üretir. Bu iki kuvvet dengelendiğinde, yıldız, büyüklüğünü korur. Fakat dengesizlik durumunda, yıldız bu kuvvetlerin büyüklüğüne bağlı olarak genişler veya daralır. Evren ilk anlarında, kabaca iki elementten oluşmaktaydı: %75 hidrojen (^1H) ve % 25 helyum (^4He). Bu elementlerin ortamda eşit dağılmamış olması, kütle çekiminin maddenin "kümelenmesini" başlatmak için daha yüksek konsantrasyon alanlarında etkili olmasına izin vermiştir. Maddenin dağılımındaki bu hafif tutarsızlıklar nedeniyle kütle çekimi, büyük hidrojen ve helyum hacimlerinin daha yoğun gaz alanlarına çökmesini sağladı. Yıldızların oluşumu, büyük patlama nükleosentezinde oluşan elementlerin oluşturduğu bir nebula

(bulutsu) içindeki yoğun bölgenin kendi kütle çekim etkisi ile büzülüp, yoğunlaşması ile başlar. Burada bir küresel yoğunlaşma ve sıcaklık artışı söz konusudur. Bu noktada yoğunlaşmış ve ısınmış olan bulut çekirdeğine protostar adı verilir.

Çekirdek sıcaklığı 10^7 K'e ulaştığında yıldızın merkezinde "hidrojen yanması" başlar. Şekil 1'de gösterildiği gibi hidrojen füzyona girdiğinde, enerji salınımıyla birlikte bir helyum çekirdeği, iki pozitron ve iki nötrino oluşturmak üzere bir araya gelen dört hidrojen çekirdeğini (proton) içerir. Salınan enerji, gamma ışınları ve ürünlerin kinetik enerjisi biçiminde ortaya çıkar.



Şekil 1.1. Hidrojen yanmasına ait şematik gösterim [48]

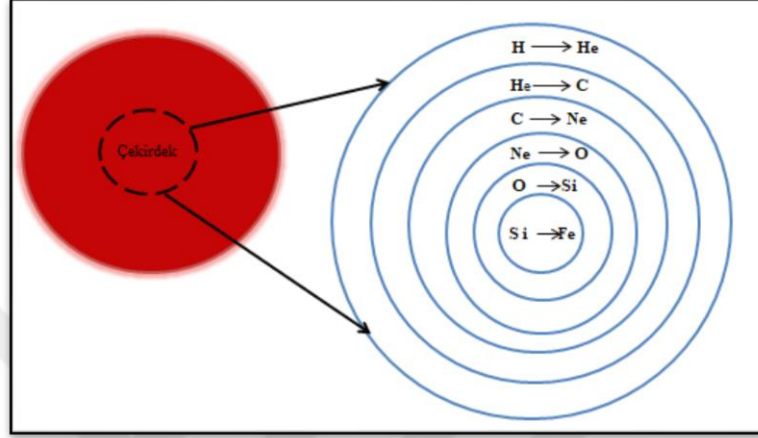
Hidrojen füzyonu için olası birçok yol vardır, ancak ağırlıklı mekanizmalar proton-proton zinciri (p-p zinciri) ve karbon-azot-oksijen (CNO) döngüsüdür. Hangi mekanizmanın gerçekleşeceği, yıldızın çekirdeğindeki koşullara bağlıdır. Proton-proton zinciri, karbon-azot-oksijen döngüsünden daha düşük sıcaklık ve basınçta gerçekleşebilir. Her iki sürecin gerçekleşmesinden bağımsız olarak, yıldızın çekirdeğinde hidrojenin füzyonu başladığında, hidrojen helyuma dönüşür ve buna bir enerji salınımı eşlik eder.

Serbest bırakılan dışa doğru enerji akışı (termal basınç) gravitasyonel çökmeyi dengeler ve bu yıldız boyutunun sabit kalmasını sağlar. He çekirdeklerinin sayısındaki artış, hidrojen çekirdek çarpışmalarını engellemeye başlar. Bu termal basıncı azaltır ve yıldız büzölmeye başlar. Daha büyük ağır helyum çekirdekleri kütle çekiminin etkisiyle çekirdeğin merkezine çekilir. Helyum çekirdeği, çekirdeğin merkezine doğru hareket ettikçe, o bölgedeki sıcaklık ve yoğunluk artar. Bu merkezi helyum çekirdeğinin oluşumu ile hidrojen füzyonu devam eder. Helyum çekirdeğini

çevreleyen ve helyum konsantrasyonunun düşük olduğu bir katman (kabuk) meydana gelir.

Helyum çekirdeğinin sıcaklığındaki artıştan dolayı hidrojen yanma hızı artar. Helyum çekirdeği, kütleçekim etkisi altında daralır ve hidrojen kabuğunda helyum oluşumu şekillenir. Yıldızın merkezindeki hidrojen tükenince, yıldız çöküp sıcaklığı $T_8 \sim 1-2$ ($T \sim 1-2 \times 10^8$ K) 'e yükseldiğinde, ^4He 'ün daha ağır çekirdeklere füzyonu radyasyon basıncının artmasıyla başlar. Bu, üçlü alfa prosesi adı verilen bir dizi reaksiyonla karbon çekirdeği oluşumuna neden olur. Üçlü alfa prosesinde enerjinin serbest bırakılması, çekirdeğin basıncını kütle çekiminin üstesinden geldiği noktaya yükseltmek için, hidrojen kabuğunda üretilen enerji ile birleşir ve böylece yıldızın toplam boyutu artar. Yüzey alanındaki artış, serbest enerjideki artıştan daha hızlı bir şekilde büyür, bu yüzden yıldız daha fazla enerji veriyor olsa da, yüzey aslında soğur. Yıldız bu noktada kırmızı dev olarak adlandırılır ve helyuma dönüşen hidrojen bir kabukla çevrili, karbona kaynaşan helyum merkezli bir çekirdeğe sahiptir. Karbon çekirdeği üretildikçe He çekirdeği daha önce olduğu gibi merkeze doğru çekilir ve bir karbon çekirdeği oluşur. Orta büyüklükte bir yıldız için, yıldızdaki sıcaklık ve yoğunluğun karbon çekirdeğinin daha ağır çekirdeğe kaynaşabileceği seviyelere ulaşmasını sağlamak için yeterli kütle çekim kuvveti yoktur. Bir yıldız yeterli kütleye sahipse, nihayetinde yeterli karbon birikmesi, sıcaklık ve yoğunluğun karbon çekirdeğinin neon çekirdeklerine kaynaşabileceği bir noktaya ulaşmasını sağlar. Bu karbon yanma çekirdeği iki dış kabuk, en içteki yanma helyum ve en dıştaki yanma hidrojen ile çevrili olacaktır. Sonuçta çökmekte olan nebula'nın başlangıçtaki kütlesine bağlıdır. Bunun nedeni, füzyonun gerçekleşmesi için uygun koşulları üreten ana kuvvetin yerçekimi olmasıdır ve yıldızın kütlesi yerçekimi kuvvetini belirler. Oluşan çekirdekte yeteri kadar kütle birikirse, yerçekimi, sıcaklığı ve yoğunluğu bir sonraki füzyon reaksiyonları dizisinin olabileceği seviyelere yükseltmek için yeterli kuvveti yaratabilecektir. Bu nedenle, protostarın kütlesi büyüdükçe, yıldızın ömrü boyunca daha fazla kabuk oluşturma kabiliyeti artar. Bu aynı zamanda yıldızın ömrünü de azaltacaktır, çünkü sıcaklıktaki artışlar çekirdek ve çevresindeki kabuklardaki füzyon hızlarını da arttırmakta, böylece yakıtı daha da hızlı kullanmaktadır.

Diğer çekirdek kabukları, neonun oksijene dönüştürülmesini, oksijenin kaynaşmasını ve nihayetinde silikon'un nikle gitmesini içerir. Bu aşamaya ulaşan yıldızlara kırmızı süper dev denir. Tamamen gelişmiş bir yıldızın kabukları Şekil 1.2'de görüldüğü gibidir.



Şekil 1.2. Yanma aşamalarını tamamlamış büyük kütleli bir yıldızın merkez çekirdeğinin kabuk görünümü

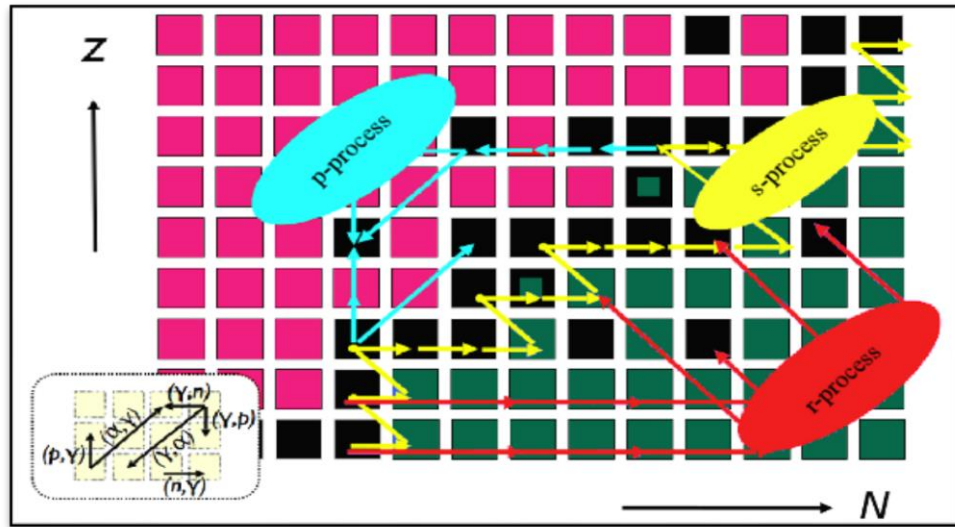
Füzyon işlemi devam ettikçe yıldızın çekirdeğinde demir konsantrasyonu artar, çekirdek büzülür ve sıcaklık tekrar artar. Sıcaklık, demirin nükleer reaksiyonlara girebileceği bir noktaya ulaştığında, ortaya çıkan reaksiyonlar daha önce gerçekleşmiş olanlardan farklıdır. Demir çekirdeği, tüm atom çekirdekleri içerisinde en kararlı olanıdır. Bu nedenle nükleer reaksiyonlara girdiklerinde, enerji salmazlar, enerji soğururlar. Bu nedenle, yerçekimi kuvvetini dengelemek için hiçbir enerji salımı yoktur. Aslında, çekirdeğin çöküşünü daha yoğun hale getirmek için yerçekimi ile çalışan iç basınçta bir düşüş vardır. Bu çöküşte, çekirdeğin orta kısmındaki demir çekirdekleri, alfa parçacıkları, protonlar ve nötronlara bölünür ve daha da sıkıştırılır. İç çekirdeğin çökmesini takiben, yıldızın dış katmanları merkeze doğru çekilir. Bu, içteki geri tepen katmanlar ve en dıştaki çöken katmanlar arasında devasa bir çarpışma aşamasını belirler. Bu çarpışma koşullarında, en ağır elementlerin oluşumuna yol açan iki durum vardır: İlk olarak, sıcaklık en büyük yıldızlarda bile elde edilemeyen seviyelere ulaşır. Bu, çekirdeklere büyük kinetik enerji değerleri verir ve onları oldukça reaktif hale getirir. İkincisi, merkez çekirdekteki demir çekirdeklerinin parçalanması nedeniyle, süpernova patlaması sırasında çekirdekten çıkan yüksek konsantrasyonda nötronlar onu çevreleyen

çekirdekler tarafından yakalanır ve daha sonra bir elektron ve bir antineutrino yayarak bir protona bozunurlar.

Yakalanan her bir nötron bozunarak, çekirdeğin atom numarasının artmasını sağlar. Süpernova patlaması sırasında oluşan büyük nötron akısı ve bu nötron yakalama bozunma evresi birçok kez kendini tekrarlayarak, proton sayısının artmasıyla daha büyük kütleli çekirdeklerin oluşmasını sağlar. Bu koşullar sadece kısa bir süre için var olmakla birlikte, süreç yüksek kütleli çekirdekleri oluşturacak kadar uzundur. Bu "geri tepme patlaması" nedeniyle, çekirdek kütleleriyle zenginleştirilen yıldızın dış katmanları ortama fırlatılır ve bu malzeme daha sonra diğer yıldızlara dahil edilmek üzere diğer nebulalara doğru ilerleyebilirler. Her döngü, erken evrendeki hidrojen ve helyumu daha çok kullanır ve daha fazla yüksek kütleli element oluşturur [48].

1.3. $A > 60$ Olan Ağır Çekirdeklerin Sentezi

Nükleer füzyon reaksiyonları, demir elementine kadar olan izotopları sentezleyebilir. Demir ötesinde, ağır elementlerin sentezi ancak nötron yakalama prosesleri ile mümkündür. Daha önceki bölümde de belirtildiği gibi temel nötron yakalama prosesleri, yavaş nötron yakalama s-proses ve hızlı nötron yakalamasının ise r-proses olduğu bilinmektedir. Bu prosesler ile üretilmeyen proton bakımından zengin olan çekirdeklerin üretimi için alternatif bir süreç olan p-proses önerilmiştir. Bu üç prosesin reaksiyon yolları şematik olarak Şekil 1.3'de gösterilmektedir.



Şekil 1.3. s-, r- ve p- proseslerinin reaksiyon yolunun gösterimi [49]

1.3.1. S-Proses

S-proses elementleri düşük ve orta kütleli yıldızların yüzeyinde gözlemlenir. Yavaş nötron yakalama prosesi, izotop tablosunda β kararlılık vadisi boyunca kararlı izotopların üretilmesinden sorumludur [1]. İki astronomik bölge ve buna karşılık gelen s-proses sınıfları vardır:

Temel s-proses, düşük kütleli Asimptotik Dev Kolu (AGB) yıldızlarının helyum-kabuk yanması sırasında kurşun (^{206}Pb) ve bizmuta (^{209}Bi) kadar ağır çekirdekler üreten termal piklerde meydana gelir. Temel s-proses'in nötron yoğunluğu 10^7 cm^{-3} olup sıcaklığı ise yaklaşık olarak 100 MK dir.

Zayıf s-proses, ağır yıldızların helyum çekirdeği ve karbon kabuğu yanmalarında meydana gelmektedir ve $A \approx 90$ 'a kadar olan daha hafif çekirdekleri içerir. Zayıf s-prosesin nötron yoğunluğu 10^{10} cm^{-3} olup sıcaklığı ise 200 ile 300 MK arasındadır.

Her iki durumda da, uzun süren bir yıldız evrimi periyodu boyunca, tohum demir çekirdeklerinden başlayan kararlı izotopların nötron yakalama ve β – bozunumu ile ağır elementler üretilmektedir [50]. S-proses için nötron kaynağı, $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ve $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{15}\text{Mg}$ reaksiyonlarıdır [51].

1.3.2. R-Proses

$A > 70$ kütleli ağır elementlerin yaklaşık yarısının ve güneş sistemindeki aktinitlerin tümünün r-proses tarafından üretildiğine inanılmaktadır [52]. Bu süreçte, nötron yakalama reaksiyonları yaklaşık 0,01–10 saniyede gerçekleştiği için hızlı nötron yakalama süreci olarak adlandırılmaktadır. Nötron yakalama reaksiyonları β – bozunumundan çok daha hızlı olduğu için r-proses $70 \leq A \leq 209$ aralığındaki çok sayıda izotopun üretilmesinden sorumlu olmakla birlikte Uranyum ve Toryum elementlerinin sentezinden de sorumludur. R-prosesi, tipik olarak 10^{20} nötron/ cm^3 nötron yoğunluğuna ve 3 GK sıcaklığa sahip ortamlarda, örneğin nötron yıldızına yakın tip-II süpernova patlamalarındaki bölgelerde gerçekleşir. Reaksiyon sürecinde Fe - Ni tohum çekirdeklerinin nötron bakımından zengin bölgeye reaksiyon akışını sağlamak için, bir saniyeden daha kısa sürede yüksek nötron akısı gerekmektedir.

Şöyle ki kararlı bir çekirdek yoğun nötron akısına maruz kaldığı zaman peş peşe nötron yakalama reaksiyonu oluşturur ve ürün çekirdek kararsız olsa bile nötron yakalama hızı β -bozunum hızından daha fazla olduğu için izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine doğru akış sağlanır [53]. Teorik olarak r-prosesinin bolluk oranını tahmin etmek için yaklaşık 5.000 çekirdek ve 50.000 tesir kesitini içeren çok büyük reaksiyon ağı hesaplamaları gerekmektedir.

R-proses teorisi, güneş sistemi bileşiminin kökeninde olabilecek olası mekanizmaları anlamada ilerleme kaydetmiş olsa da, r-prosesinin kozmik bölgeleri henüz tanımlanamamıştır. Hızlı nötron yakalama sürecinin gerçekleştiği astrofiziksel kaynaklar ve özel koşullar hala nükleer astrofiziğin gizemini korumaktadır [54].

1.3.3. P-Proses

Kararlılık vadisinin proton bakımından zengin kısmında ^{74}Se ile ^{196}Hg arasında bulunan 35 çekirdeğin, nötron yakalama reaksiyonları ile üretilemediğine inanılmaktadır [54].

S-proses ve r-prosesin yetersiz kaldığı bu durumda üçüncü bir prosese ihtiyaç duyulmuştur. Bu 35 çekirdeğin sentezlenmesinden sorumlu olan mekanizma p-proses olarak adlandırılır. P-çekirdek listesi ve izotopik bollukları Tablo 1.1' de verilmiştir. S-proses ve r-proses ile üretilen çekirdeklerin bollukları p-çekirdeklerinin bollukları ile karşılaştırıldığında 10 - 100 kat daha azdır. P-prosesinin başlangıçta, p-çekirdeklerinin nükleosentezinden sorumlu olanın (p, γ) reaksiyonları ve β^+ bozunmaları yoluyla oluştuğu varsayılmaktadır. P-çekirdeğinin sentezi hala en az bilinen nükleosentez süreçlerinden biridir.

Şimdiye kadar, tüm p-izotoplarının güneş sistemindeki bolluğunu tek bir nükleosentez işlemi açıklayamamış olup, farklı bölge ve proseslere ihtiyaç duyulmuştur. P-çekirdeklerinin en büyük bölümü fotodisintegrasyon ve β^+ bozunma serileri ile sentezlenmektedir. Fotodisintegrasyon baskınlığı nedeniyle, p-prosesinin bu mekanizması γ -proses olarak anılır. γ -prosesinin esas olarak $T \approx 2 - 3$ GK aralığındaki sıcaklıklarda Tip II Süpernova patlamaları sırasında O/Ne tabakasında meydana geldiği kabul edilir, ancak süpernova Tip Ia ve Ib / c'nin de katkı sağladığı düşünülür [54]. γ -proses kavramına dayanan hesaplamalar, p-çekirdeklerinden en

fazla güneş sistemindeki bolluğa sahip olan çekirdeklerin 92 , 94 Mo ve 96 , 98 Ru olduğunu göstermektedir. Aynı zamanda bu çekirdekler yetersiz miktarda üretilmeleri ile nükleer astrofizikte bir gizemdir. Bunun nedeninin, nükleer fizik parametrelerindeki belirsizlikler ile p-çekirdekleri için s-proses tohum çekirdeklerinin miktarlarının yanlış hesaplanmasından kaynaklandığı, tahminler arasındadır. Hala $A < 124$ ile $150 \leq A \leq 165$ bölgeleri arasında güneş sistemi bolluklarında uyumsuzluklar, nükleer astrofizikteki en büyük sorunlu bölgelerdir [54]. Hemen hemen tüm p-çekirdekleri, 113 In ($Z = 49$), 115 Sn, 138 La ve 180 Ta izotopları hariç, proton ve nötron sayıları çift olan “çift-çift” çekirdeklerdir. Bu çekirdekler içerisinde 92 Mo ($N = 50$), sihirli nötron sayısına sahiptir, benzer şekilde 144 Sm ($N = 82$) çekirdeği ise sihirli proton sayısına sahip olup, her ikisinin de güneş sistemindeki bolluk oranı oldukça fazladır.

Tablo 1.1. P- çekirdekleri listesi ve izotopik bollukları [55]

No	P-çekirdeği	İzotopik Bolluğu (%)	No	P-çekirdeği	İzotopik Bolluğu (%)
1	74 Se	0,88	19	132 Ba	0,10
2	78 Kr	0,34	20	138 La	0,09
3	84 Sr	0,56	21	136 Ce	0,19
4	92 Mo	14,84	22	138 Ce	0,25
5	94 Mo	9,25	23	144 Sm	3,10
6	96 Ru	5,52	24	152 Gd	0,09
7	98 Ru	1,88	25	156 Dy	0,19
8	102 Pd	1,02	26	158 Dy	0,25
9	106 Cd	1,25	27	162 Er	0,14
10	108 Cd	0,89	28	164 Er	1,61
11	113 In	4,3	29	168 Hf	0,13
12	112 Sn	0,97	30	174 Hf	0,16
13	114 Sn	0,66	31	180 Ta	0,01
14	115 Sn	0,34	32	180 W	0,13
15	120 Te	0,09	33	184 Os	0,02
16	124 Xe	0,12	34	190 Pt	0,01
17	126 Xe	0,11	35	196 Hg	0,15
18	130 Ba	0,11			

Toplamda, γ - prosesi yaklaşık 2.000 çekirdeğin, yaklaşık 20.000 reaksiyonundan oluşan, geniş bir reaksiyon ağı içermektedir. Bu çekirdeklerin çoğu kararsızdır ve bu nedenle deneyler için doğrudan erişilebilir değildir. Astrofiziksel düşük etkileşimli

enerjiler nedeniyle, kararlı çekirdekler için ilgili enerji aralığında da veri azdır. Sonuç olarak, γ -prosesi için reaksiyon ağı hesaplamaları neredeyse tamamen Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarına dayanan teorik olarak öngörülen, reaksiyon hızlarına dayanmaktadır [56, 57].

γ -prosesinin, çekirdek sentezine katkıda bulunan ana mekanizma olmasına rağmen, farklı proseslerin de katkı sağladığı daha önceki bölümde bahsedilmiştir. Şekil 1.4'de gösterilen bu prosesler rp-prosesi [13], vp-prosesi [14], pn-prosesi [15] ve v-prosesidir [16].

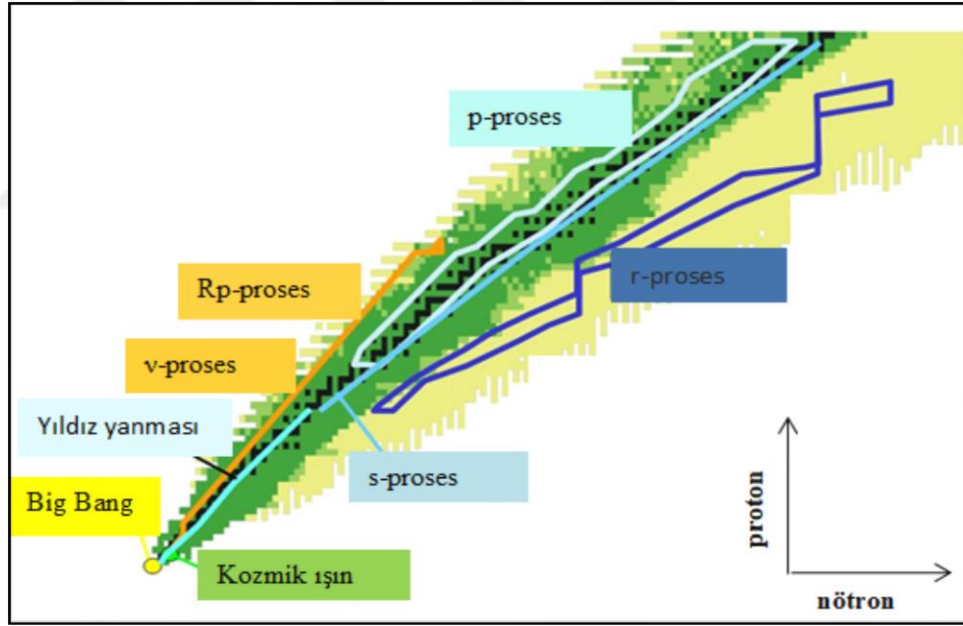
Tip-I X-ışını patlamaları, bir nötron yıldızının kendisine eşlik eden yıldızdan hidrojen ve helyum zengini materyalleri topladığı ikili sistemlerde gerçekleşen astronomik olaylardır; nötron yıldızı üzerinde biriken bu aşırı materyaller, bunların termonükleer sızıntısı oluncaya kadar, yoğunluk ve sıcaklıkta artışa sebep olur [58]. Bu termonükleer sızıntı sırasında üretilen enerji, sıcaklıkta bir artışa ve X-ışını parlaklığının keskin bir şekilde artmasına ve ardından atmosferin soğumasıyla daha yavaş bir bozunmaya neden olur. Bu olay sırasında elde edilen yüksek sıcaklıklar ve yoğunluklar, proton bakımından zengin çekirdekler için $A \sim 106$ 'dan daha hafif bir nükleer yanma süreci olan rp-prosesini (hızlı proton yakalama) tetiklemek için gerekli koşulları sağlar [59, 60]. Rp-prosesi, kararlılık vadisi yolunu belirleyen ilgili reaksiyon hızları ile bir dizi proton yakalama (p,γ), fotodisintegrasyon (γ,p), alfa yakalama (α,p) ve β^+ -bozunum reaksiyonundan geçer. Rp-proses akışını belirlemede, özellikle önemli olan (p,γ) ve (γ,p) reaksiyon hızı oranları, bu reaksiyonların Q değerlerine oldukça hassas bir şekilde bağlıdır [61].

Rp-prosesinin proton veya nötron ile zenginleştirilmiş bir diğer formuda pn-prosesidir [15].

Tüm çekirdek çöküş süpernovalarında ortaya çıkacak ve galaktik evrimin çok erken evrelerinde, Sr ve Fe elementleri'nin dışındaki diğer elementlerin varlığını açıklayabilecek, yeni bir nükleosentez prosesine ihtiyaç duyulmuştur. Bu mekanizma "vp-prosesi" olarak adlandırılmaktadır ve bu proses hafif element temel süreci (LEPP- Lighter Element Primary Process) için aday olarak önerilir [62]. Ayrıca hafif p- çekirdeklerinin ($A > 100$) nükleosentezine de katkı sağladığı düşünülmektedir. Bu

proses nötrino içeren önceki nükleosentez proseslerinden farklıdır. Alfa bakımından zengin çekirdeklerin nötrino soğurmasıyla oluşan hafif p-çekirdeklerinin üretimi, süpernova patlamalarının sonraki fazlarında oluşan nötron zengini nötrino rüzgarının bir sonucu sabit kalır [63, 64]. Son olarak, protonların anti-neutrino soğurması, lityuma kadar hafif çekirdeklerin üretimi için bir nötron kaynağı olabileceği öne sürülmüştür [65].

Nötrino proses (ν -proses), çekirdek çöküşü süpernova patlamalarında üretilen nötrinoların neden olduğu nükleosentez mekanizmasıdır [16, 66]. Sadece ${}^7\text{Li}$ ve ${}^{11}\text{B}$ [67, 68], ${}^{19}\text{F}$ [5], ${}^{92}\text{Nb}$ [69] ve ${}^{98}\text{Tc}$ [70] ve ${}^{138}\text{La}$ ve ${}^{180}\text{Ta}$ [71] gibi ν -çekirdekleri olarak adlandırılan ve az bulunan bu çekirdeklerin bolluğunu etkileyen bir nükleosentez prosesidir. Diğer proseslerde olduğu gibi ν -proses çalışmalarında da bazı belirsizlikler bulunmaktadır.



Şekil 1.4. Nükleosentez proseslerinin kararlılık vadisi boyunca şematik gösterimi [71].

2. ASTROFİZİKSEL REAKSİYON HIZI

Bu bölümde yıldızlarda meydana gelen astrofiziksel reaksiyon tipleri ve hızlarından bahsedilecektir. Bu bölümün yazılmasında [72-75] referanslarından yararlanılmıştır.

2.1. Termonükleer Reaksiyon Hızı

Nükleer astrofiziğin kalbinde yer alan termonükleer reaksiyon hızı, çekirdek sentezini, kırmızı devleri, beyaz cüceleri, süpernovaları, klasik novaları, tip I X-ışını patlamalarını ve anakol yıldızlarını içeren evrendeki kilit olayları anlamak için gereklidir.

Yıldızlarda, çekirdeklerin hareketinin rölativistik olmadığı durumda bir yıldızda ait gaz non-dejeneredir. Gazın termodinamik dengede olduğu durumda çekirdeklerin hız dağılımı,

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (2.1)$$

şeklinde Maxwell-Boltzman hız dağılımı ile ifade edilir. Burada v çekirdeğin hızı, m çekirdeğin kütlesi, k Boltzman sabiti ($1,38 \times 10^{-23}$ J/k), T ise yıldızda ait gazın sıcaklığıdır.

Herhangi bir yıldızda ait gazdaki farklı iki türden çekirdeklerin birbirlerine göre hızları geniş bir aralık boyunca değişir. Eğer $\phi(v)$ bu aralıkta $\int \phi(v) dv = 1$ olarak belirlenen bağıl hız spektrumu ise, $\phi(v)dv$ her bir parçacık çiftinin bağıl hızının, dv aralığında v büyüklüğüne sahip olma olasılığıdır. Dolayısıyla toplam reaksiyon hızının hesaplanabilmesi için tüm hızlar üzerinden integral alınmalıdır. Fakat, kütleleri ve yönleri farklı iki parçacık olduğu için reaksiyon hızını hesaplarken her iki hız dağılımı üzerinden çift katlı integral alınması gerekir.

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \phi(v_x) \phi(v_y) \sigma(v) v dv_x dv_y \quad (2.2)$$

burada v , x ve y çekirdekleri arasındaki bağıl hız, V kütle merkezi hızıdır. Aynı zamanda $v_x = V + \frac{m_y}{m_x + m_y} v$, $v_y = V - \frac{m_x}{m_x + m_y} v$, x ve y çekirdeklerinin kütle merkezine göre hızlarıdır. Bu sayede çift katlı integral, bağımsız integrallere dönüşür,

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \phi(V) dV \int_0^{\infty} \phi(v) \sigma(v) v dv \quad (2.3)$$

Hız dağılımları,

$$\phi(V) = 4\pi V^2 \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{MV^2}{2kT} \right) \quad (2.4)$$

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y}$ dir ve indirgenmiş kütle olarak tanımlanır.

M ise, $M = m_x + m_y$ ile verilen toplam kütedir. Parçacık çifti başına reaksiyon hızı,

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} V^3 \sigma(V) \exp\left(-\frac{mV^2}{2kT} \right) dV \quad (2.6)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (2.6)'da, kütle merkezi enerjisi $E = \frac{1}{2} \mu v^2$, yerine yazılarak ve dv hız değişimi de enerjiye bağlı olarak yazıldığında reaksiyon hızı,

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) dE \quad (2.7)$$

halini alır. Sonuç olarak parçacık çifti başına reaksiyon hızı, tesir kesiti $\sigma(E)$ ifadesine bağlıdır. Görüldüğü üzere, tesir kesiti enerjiye bağlı bir parametredir. Toplam tesir kesiti rezonant ve rezonant olmayan reaksiyonlardan gelen katkıların toplamı ile belirlenir.

2.2. Yüklü Parçacık Etkilemeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları

Termonükleer reaksiyon hızının sıcaklığa bağlılığını bulmak için, denklem (2.7)'nin astrofiziksel enerji aralığında integrali alınmalıdır. Coulomb bariyerinin enerjiye güçlü bir şekilde bağlı olduğundan, rezonant olmayan reaksiyonlar için tesir kesiti nükleer etkileri içeren bir parametreye bağlı olarak yazılabilir. Bu parametre “Astrofiziksel S-faktör” olarak adlandırılır ve aşağıdaki ifade ile verilir,

$$S(E) = E e^{2\pi\eta} \sigma(E) \quad (2.8)$$

Burada, E kütle merkezi enerjisi, $e^{-2\pi\eta}$ Coulomb bariyeri tünelleme olasılığı, η ise Sommerfeld parametresidir ve,

$$\eta = \frac{Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \quad (2.9)$$

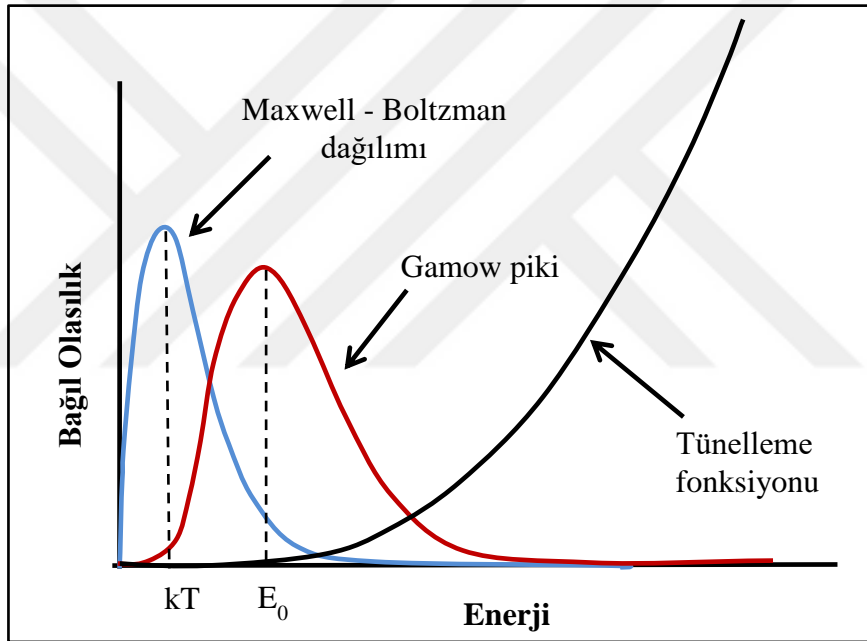
ile ifade edilir. Buradaki Z_x ve Z_y etkileşime giren x ve y çekirdeklerinin yükleridir. Tünelleme etkisi eksponansiyel olarak azaldığından dolayı tesir kesiti coulomb bariyerinin altındaki enerjiler için hızlıca düşer. Bu sebepten ötürü, deneyleri düşük enerjilerde yapılamayan reaksiyonların tesir kesiti, daha yüksek enerjilerde yapılır, elde edilen sonuçlar ilgili enerjilere ekstrapole edilir. Nitekim tesir kesiti enerji ile güçlü bir şekilde bağlıdır ve bu durum ekstrapolasyonu zorlaştırır. S(E) faktörü enerji ile çok yavaş değiştiğinden, bu faktörün düşük enerjilere ekstrapole edilmesi daha güvenlidir.

Denklem (2.8)'deki tesir kesiti ifadesi düzenlenerek denklem (2.7)'de yerine yazıldığı zaman S-faktörü cinsinden parçacık çifti başına reaksiyon hızı,

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp \left[-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] dE \quad (2.10)$$

halini alır. Burada $b = \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_x Z_y}{\hbar}$ olarak ifade edilmekle birlikte engelin tünellenebilirliğinden kaynaklanmaktadır.

Nükleer Astrofizikte yüklü parçacık yakalama reaksiyonları için ilgilenilen enerji aralığı Şekil 2.1'de gösterilen Gamow piki ile belirlenir. Aynı zamanda Gamow piki, belirli bir sıcaklıkta, etkin yıldız yanmasının enerji aralığını da temsil eder.



Şekil 2.1. Nükleer reaksiyonlar için yüklü parçacıklar arasındaki enerjiye bağlı baskın fonksiyonlar ve Gamow pikinin şematik gösterimi [74]

Şekil 2.1'de görüldüğü üzere gamow piki, hem Maxwell-Boltzman dağılım fonksiyonu hemde Coulomb bariyerinden kaynaklanan kuantum mekaniksel tünelleme fonksiyonu, çakışma bölgesinde küçük iken, bu iki fonksiyonun kırımını önemli sayıda reaksiyonun meydana gelmesine olanak sağlayan E_0 enerjisi yakınında oluşmaktadır.

Denklem (2.10)'un E 'ye göre birinci mertebeden türevi alınırsa Gamow pikinin maksimum değeri,

$$E_0 = \left(bk \frac{T}{2} \right)^{2/3} = 1.22 \left(Z_x^2 Z_y^2 \mu T_6^2 \right)^{1/3} \quad (2.11)$$

ile elde edilir. E_0 , efektif enerji olarak adlandırılır ve keV birimindedir. Ayrıca rezonant olmayan reaksiyonlar için en olası enerjidir. Burada $T_6 = 10^6$ Kelvini ifade eder. Gamow pikinin genişliği ise,

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} \quad (2.12)$$

ile hesaplanmaktadır.

2.3. Yüklü Parçacık Etkilemeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Reaksiyon Hızları

Tesir kesitini rezonant reaksiyonlarda incelendiğinde, rezonans enerjisine, kısmi genişliklere ve spinlere bağlı olduğu görülür. Bir rezonans seviyesi için tesir kesiti,

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \frac{\hbar^2}{2\mu E} \frac{(2J+1)}{(2J_x+1)(2J_y+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E-E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (2.13)$$

Breit-Wigner denklemi ile ifade edilir. Burada E kütle merkezi enerjisi, E_R rezonans enerjisi, μ indirgenmiş kütle, J , E_R rezonans enerjisinde rezonant durumunun spini, J_x ve J_y etkileşen parçacıkların spini, Γ_a giriş kanalının kısmi rezonans genişliği, Γ_b ise çıkış kanalının kısmi rezonans genişliğini, Γ ise toplam rezonans genişliği göstermektedir [75]. Toplam rezonans genişliği, rezonansın dar olup olmadığı ile ilgilenmektedir. Şöyle ki kısmi rezonans genişlikleri ve Maxwell-Boltzman faktörü $e^{-E/kT}$, toplam rezonans genişliğinin üzerinde yaklaşık olarak sabit ise, rezonans dar olarak kabul edilebilir. Maxwell-Boltzman ifadesinin rezonans süresince olan değişimi sabit kabul edilebilecek kadar azdır, dolayısıyla denklem (2.7)'deki integralin dışına alındığında, denklem,

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E_R \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) \int_0^{\infty} \sigma_{BW}(E) dE \quad (2.14)$$

halini alır ve denklem (2.13) yerine konulup gerekli düzenlemeler yapıldığında ise,

$$\int_0^{\infty} \sigma_{\text{BW}}(E) dE = 2\pi^2 \frac{\hbar^2}{2\mu E_R} w \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \quad (2.15)$$

şeklindedir. Burda $w = \frac{2J+1}{(2J_x+1)(2J_y+1)}$ olarak gösterilir ve istatistiksel faktör

olarak tanımlanır. Sonuç olarak bir rezonans seviyesi için parçacık çifti başına reaksiyon hızı,

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 w \gamma \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) \quad (2.16)$$

ile gösterilir. Denklemden belirtilen $w\gamma$ rezonans şiddetidir ve $w\gamma = w \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}$ ile ifade edilir.

Bir rezonansın reaksiyon hızı katkısını hesaplamak için denklem (2.16)'nın hatalı olduğu, başlıca iki durum vardır. İlk olarak, eğer bir rezonans yeterince genişse Maxwell-Boltzman faktörü $e^{-E/kT}$ ve kısmi rezonans genişlikleri $\Gamma_a - \Gamma_b$, rezonansın genişliği üzerindeki enerjiye göre değişebilir ve bu da dar rezonans hız formülünün belirlenmesinde kullanılan ana varsayımın bozulmasına neden olabilir. İkincisi, Gamow pikinin verilen rezonansın uzaklaşacağı şekilde, sıcaklığın kademeli olarak düşürüldüğünü farzedelim. Bir noktada rezonans enerjisi etrafındaki bölgeden gelen katkı oranı, Gamow pikinden kaynaklanan katkıya kıyasla gözardı edilebilir hale gelecektir, dolayısıyla bu denklem (2.16)'da açıkça dikkate alınmamıştır. Kural olarak, rezonans enerjisi $E_0 \pm 2\Delta E_0$ aralığının dışında kaldığında, dar bir rezonans için bile, rezonans kanadındaki katkının oranı dikkate alınmalıdır.

Her iki durumda da reaksiyon tesir kesiti tek seviyeli Breit-Wigner formülü ile tanımlanabilir,

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{2\pi\omega\hbar^2}}{(\mu kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} e^{-E/kT} \frac{\Gamma_a(E) \Gamma_b(E+Q-E_f)}{(E_f-E)^2 + \Gamma(E)^2/4} dE \quad (2.17)$$

burada E_f kalan çekirdeğin son halinin enerjisi, Q ise reaksiyonun Q -değeridir.

2.4. Reaksiyon Hızı

Astrofiziksel reaksiyon hızları, serbest elektronlardan ve atom çekirdeğinden oluşan sıcak bir plazma gibi, bir astrofiziksel ortamdaki nükleer proseslerden dolayı çekirdeklerin bolluğundaki değişimi tanımlar. Dolayısıyla toplam reaksiyon hızını hesaplamak için, etkin yıldız enerji aralığındaki reaksiyon işleyişine önemli ölçüde katkı sağlayan tüm nükleer proseslerin dikkate alınması gerekir.

Parçacık eşiğine yakın etkin enerjilere karşılık gelen ilk düşük yıldız sıcaklıklarını göz önünde bulunduralım. Hafif hedef çekirdekler için, bu enerji bölgesindeki rezonansların yoğunluğu oldukça düşüktür ve deneysel olarak ayırt edilebilirler. Yüklü parçacıklar için rezonans şiddetleri, küçük yüklü-parçacık kısmi genişliği Γ_a ile belirlenir ($\omega\gamma \approx \omega\Gamma_a$). Nötronlar için ise $\omega\gamma \approx \omega\Gamma_\gamma$ 'dır. Dar rezonanslardan gelen tüm katkılar, toplam reaksiyon hızlarını çok güçlü bir şekilde etkileyebildikleri için, ölçülmeli veya tahmin edilmelidir. Bazı sıcaklıklarda, toplam reaksiyon hızı, tek bir dar rezonansın katkısı ile verilir. Eğer rezonanslar çok zayıf veya efektif enerji aralığında yok ise, toplam reaksiyon hızında, alt-eşik rezonanslarının yüksek enerji kısmı, daha yüksek enerjide bulunan geniş-rezonansın düşük-enerji kısmı ve Rezonant olmayan reaksiyon katkısı gibi, diğer prosesler baskındır. Yüklü parçacık reaksiyon ölçümleri tipik olarak bir minimum enerji (E_{\min}) değerine kadar gerçekleştirilir. Daha düşük enerjilerde mevcut deneysel teknikler ile direkt ölçümler yapmak zordur veya imkansızdır. Geniş rezonans bölümleri veya rezonant olmayan tesir kesiti yüksek enerjili ölçümlerden ekstrapole edilir. Öte yandan, nötron içeren reaksiyonlarda ise Coulomb bariyeri bulunmadığından, deneysel bir minimum enerji limiti yoktur. Bu nedenle, tesir kesiti prensip olarak etkin yıldız enerjilerine kadar doğrudan ölçülebilir.

3. YÖNTEM VE HESAPLAMALAR

Bu bölümde, 2. Beta bozunumu aracılığı ile reaksiyon tesir kesiti ölçümünde kullanılan yöntem ve teorik reaksiyon tesir kesiti hesabı ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

3.1. Aktivasyon Metodu

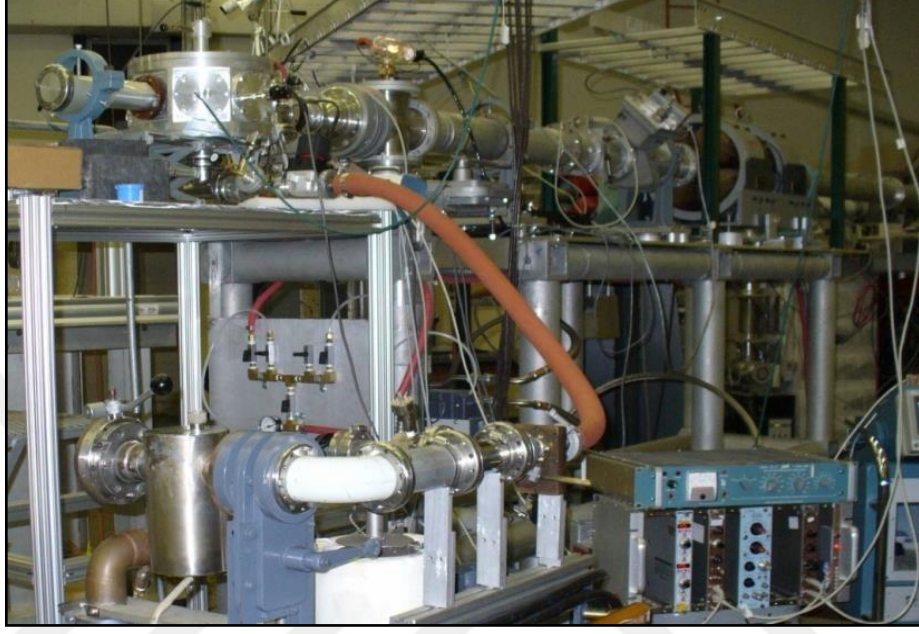
İlk kez 1936 yılında George Charles de Hevesy ve Hilde Levi tarafından, bir İtiryum (^{89}Y) örneğinde Disprosiyum (^{162}Dy) miktarının belirlenmesi ve numunedeki Disprosiyum, bir Radyum-Berilyum kaynağından gelen nötronlar ile bombardıman edildiğinde radyoaktif hale gelmesi sonucu aktivasyon analizi uygulanmaya başlanmıştır [76]. Aktivasyon analizi, içerisindeki element miktarı bilinmeyen bir numunenin yüksek duyarlılık ile nicel ve nitel analizini gerçekleştirmektedir. Aynı zamanda aktivasyon metoduna, başlangıçta kararlı durumda olan bir hedef çekirdeğin proton veya alfa parçacıkları ile bombardıman edilmesi sonucunda oluşan radyoaktif çekirdeğin yayınladığı radyasyonun ölçülmesidir de denilebilir.

Aktivasyon metodu iki aşamaya sahiptir: ışınlama ve sayım.

3.1.1. Işınlama

Aktivasyon metodunun ilk aşaması, kullanılan malzemenin yapısına göre buharlaştırma (evaporation) veya silindirden geçirerek inceltme (Rolling) yöntemi uygulanarak hazırlanan hedef malzemenin, kalınlığının belirlenmesinin ardından, aktivasyon odasında yüklü parçacık demeti (p veya α) ile ışınlanmasıdır. Işınlama süresi boyunca hedefe gönderilen yüklü parçacıkların, hedef içerisindeki atomlar ile elastik olmayan çarpışmalar yapması sonucu, aktarılan enerjinin hedefte bir deformasyona sebebiyet vermesini engellemek için, hedefin kararlılığı test edilerek uygun akım değerinde ışınlama yapılır. Aktivasyon süresi, kullanılan yüklü parçacık demetinin enerjisine ve reaksiyon sonucu üretilen ürünlerin yarı ömürlerine bağlı olarak değişir. Uygun sayım oranlarına sahip olmak için, birkaç günden daha uzun yarı ömürlü ve aynı zamanda kısa yarı ömre (5 dakikadan kısa) sahip çekirdekler

üreten reaksiyonlar tercih edilmemektedir. Ayrıca, yine yeterli sayım istatistiğini sağlamak için, ürün çekirdeğin yeterince yüksek γ -emiyon olasılığına sahip olması gereklidir. Işınlanmanın yapıldığı aktivasyon odasına ait bir fotoğraf Şekil 3.1' de gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarında, ışınlanmanın yapıldığı aktivasyon odasına ait bir fotoğraf

3.1.2. Sayım

Aktivasyon metodunun ikinci aşaması, ışınlama süresince gerçekleşen reaksiyonlar sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdeklerin sayılmasıdır. Düşük tesir kesitleri, uzun yarı ömürleri veya elverişsiz γ -dallanma oranlarını dengelemek için, yüksek verimli bir Hyper-Pure Germanium (yüksek saflıkta germanyum) dedektörü kullanılmalıdır. Düşük fon (background) radyasyonuna sahip HPGe dedektörü, radyoaktivite değerlendirmesi için yüksek enerji çözünürlüklü bir gama ışın spektrometresi olarak kullanılmaktadır. HPGe dedektörü gama ışını ölçümlerinde kullanılan, yarı-iletken maddelerden yapılmış bir detektördür. Bu detektörlerde, yüksek saflıkta p veya n-tipi yarıiletkenler kullanılır ve safsızlık konsantrasyonları 10^{10} atom/cm³'ün altındadır. Her n-tipi veya p-tipi safsızlık atomu için sırasıyla negatif-verici veya pozitif-alıcı durumunda bir elektron veya boşluk (hole) bulunur. Elektronlar, n-tipi yarı iletkenler için, boşluk ise p-tipi yarı iletkenler için ana taşıyıcılardır. HPGe dedektörleri, sıvı

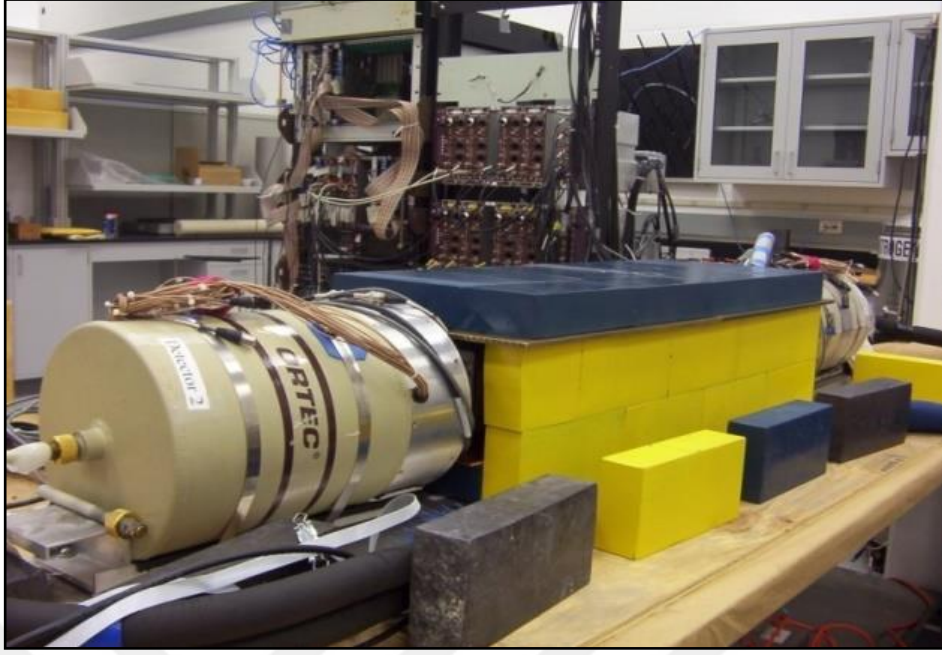
azot veya elektromekanik soğutucular kullanılarak soğutulur. HPGe dedektörünün hassasiyetini arttırmak için, belirlenen verim uygun seviyeye getirilerek ve fon radyasyon seviyesinin en aza indirilmesi gerekir. Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarında kullanılan gama spektroskopi sistemine ait gösterimler Şekil 3.2, Şekil 3.3 ve Şekil 3.4’de verilmektedir.



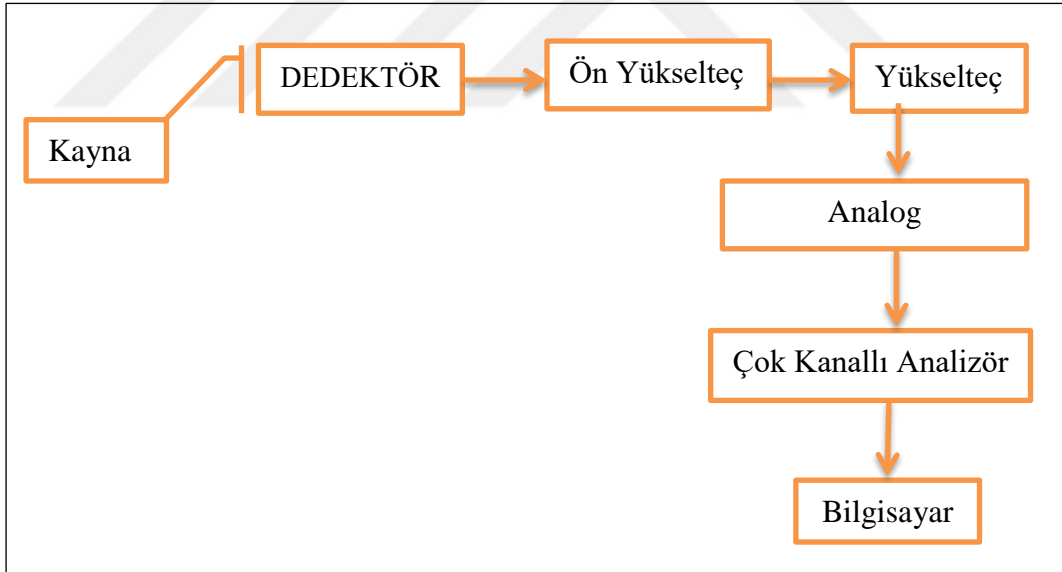
Şekil 3.2. Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarı gama dedektör sistemine ait gösterim



Şekil 3.3. Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarı gama dedektör sisteminde belli bir geometriyi sabit tutmak için kullanılan hedef tutucu



Şekil 3.4. Notre Dame Üniversitesi (USA) Nükleer Bilimler Araştırma Laboratuvarına ait genel bir dedektör gösterimi



Şekil 3.5. Gama sayım sisteminin şematik gösterimi

Bir gama sayım sistemi Şekil 3.5' te gösterilen adımlardan oluşmaktadır. Ön yükseltecin ilk amacı dedektörden çıkan sinyal ile sayım sistemi arasındaki bağlantıyı sağlamaktır. Ön yükselteç, sinyali değiştirebilecek herhangi bir gürültü kaynağını en aza indirmek için de gereklidir. Dedektör üzerine gelen sinyaller çok zayıf milivolt (mV) aralığındadır. Ön yükselticisi sinyali biçimlendirir ve dedektörün empedansını

yükselticinininkiyle eşleştirerek zayıflatır. Ön yükselteçten geçen pik yükseltece iletilir, gelen pik burada gama ışını enerjisine göre büyütülerek analog dönüştürücüye iletilir. Daha sonra pik analog dönüştürücüye (ADC) aktarılarak, sayısal bir veriye dönüştürülür. Buradan çok kanallı analizöre (MCA) iletilen pik, yüksekliğine göre kaydedilir ve depolanır. Her pik sırasıyla kanal adı verilen depolama biriminde saklanır. Son olarak bilgisayara iletilerek gerekli analizler yapılır.

3.2. Veri Analizi

Bu kısımda aktivasyon işlemi ardından elde edilen spektrum analizi için kullanılan dedektörün enerji ve verim kalibrasyon süreçlerinden bahsedilmektedir.

3.2.1. Enerji kalibrasyonu

Bir spektrumda gözlenen pikin konumunu ve bu pike uygun olan gama ışını enerjisi arasında bir ilişki elde etmek, enerji kalibrasyonunun temel amacıdır. Enerji kalibrasyonu, enerjisi net olarak bilinen, gama ışını yayan standart bir kaynağın spektrumunun ölçülmesi ve ölçülen spektrumda en yüksek pik konumunun enerji ile kıyaslanması sonucu yapılır.

Aslında kalibrasyon, piklerin belirlenmesi ve doğru enerjilerinin kullanılma sürecini içerir. Kalibrasyonda kullanılacak pikler belirlenirken, istatistiksel duyarlılığı sağlamak için spektrum ölçümü yeterli uzunlukta olmalıdır. Bu aşamada kullanılan sistemde bilgisayar tarafından pikler aranır, pik konumu bir kanalın bir kısmına göre ölçülür ve bu sayede enerji-kanal arasındaki bağıntı tespit edilir.

$$E(\text{keV}) = A + B \times \text{KN} \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilen enerji kalibrasyon denklemi, enerji değerleri lineer bir fonksiyona fit edilerek belirlenmektedir. Burada E ilgilenilen pikin enerjisi, A doğrunun y eksenini kestiği değer, B eğim ve KN ise kanal numarasıdır [77]. Kalibrasyon yapmak amacıyla kullanılan standart kaynaklara örnek bir liste Tablo 3.1 de verilmiştir.

3.2.2. Verim kalibrasyonu

Çok hassas ölçüm yapmakta olan yüksek saflıktaki germanyum dedektörleri, tam ve doğru bir şekilde verim kalibrasyonu yapmayı gerektirir. Bu bağlamda HPGe dedektörü ile gama yayınlayan radyonükleidlerin aktivitesini belirlerken verim kalibrasyonu kullanılır. Verim kalibrasyonu, aktivitesi ölçülecek olan örneğin geometrisi ve yoğunluğu ile aynı olan ve aktivitesi bilinen standart kaynaklar kullanılarak yapılır. Kalibrasyon yapmak amacıyla kullanılan standart kaynaklara bir örnek liste Tablo 3.1 de verilmiştir.

Radyonükleidlerin gama ışını dedektörleri tarafından sayısal olarak değerlendirilmesi için tam enerji pik verimi (FEPE veya ϵ) kullanılır. Çünkü gama spektrometresinde amaç, ilgili spektrumdaki pik alanını temsil ettiği radyoaktivite miktarı ile ilişkilendirmek. Tam enerji pik verimi, dedektör parametrelerine ve ölçüm koşullarına bağlıdır ve verim kalibrasyonunda pik verimi için kullanılan denklemi,

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{N}{A \cdot I_{\gamma} \cdot t} \quad (3.2)$$

dir. Burada ϵ , E_{γ} enerjisi için verim, N , E_{γ} enerjili fotonun oluşturduğu pik alanı, I_{γ} ilgilenilen E_{γ} enerjisindeki gama yayınlama olasılığı, A , kaynağın becquerel (Bq) biriminde aktivitesi, t ise saniye biriminde sayım süresidir. İstenilen gama enerjileri için pik verimi denklem (3.2) ile belirlenir. Elde edilen verim değerlerinin enerjiye karşı grafiği çizilir ve bu noktalar uygun bir fonksiyona fit edilir [77].

Tablo 3.1. Verim ve Enerji Kalibrasyonu için kullanılan kaynaklar listesi. Bu kaynak listesinin oluşturulmasında Ek-A dan yararlanılmıştır.

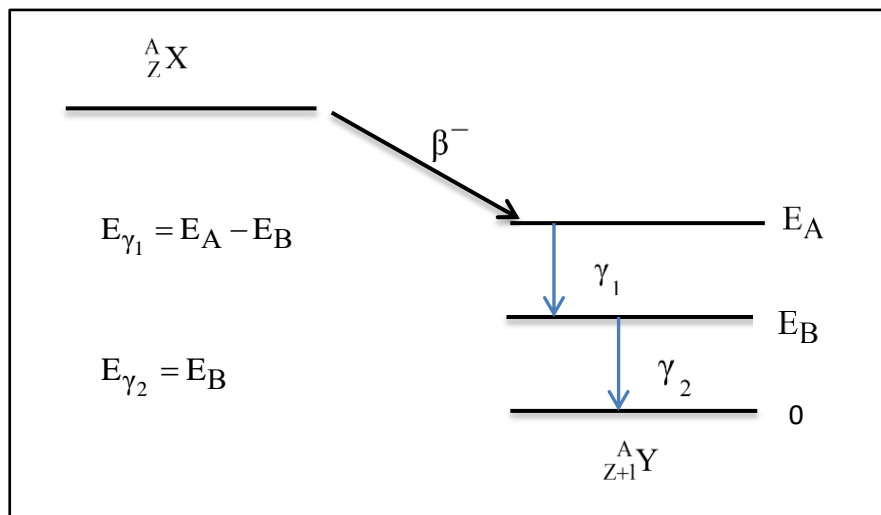
Radyonükleid	Gamam ışını enerjisi (keV)	Yarı ömür ($t_{1/2}$)	Yayınlama olasılığı (%)
⁵⁴ Mn	834,9	3,121E+02 gün	0,9998
⁵⁷ Co	122,1	2,718E+02 gün	0,8556
⁶⁵ Zn	1115,6	2,441E+02 gün	0,5060
⁸⁸ Y	898,0	1,066E+02 gün	0,9370
⁸⁸ Y	1836,1	1,066E+02 gün	0,9920
¹⁰⁹ Cd	88,0	4,626E+02 gün	0,0363
¹¹³ Sn	391,7	1,151E+02 gün	0,6497
¹³⁴ Cs	604,7	7,542E+02 gün	0,9762

Tablo 3.1. (Devam) Verim ve Enerji Kalibrasyonu için kullanılan kaynaklar listesi. Bu kaynak listesinin oluşturulmasında Ek-A dan yararlanılmıştır.

Radyonüklid	Gamam ışını enerjisi (keV)	Yarı ömür ($t_{1/2}$)	Yayınlanma olasılığı (%)
^{134}Cs	795,9	7,542E+02 gün	0,8546
^{137}Cs	661,7	1,098E+04 gün	0,8510
^{139}Ce	165,9	1,376E+02 gün	0,7989
^{203}Hg	279,2	4,661E+01 gün	0,8146
^{241}Am	59,5	1,580E+05 gün	0,3590

3.2.3. Toplam çakışma etkisi

Bir radyonükleiden yayınlanan iki veya daha fazla gama ışını, bir dedektörün çözünürlüğü süresince tespit edildiğinde, gerçek toplam çakışma etkisi ortaya çıkar, yani bu, iki veya daha fazla gama ışını dedektör tarafından sayılır ve tek bir gama olarak algılanır. Şöyle ki Şekil 3.6'deki gibi bir bozunum şeması düşünelim. X çekirdeği β^- bozunumu yaparak Y çekirdeğine dönüşüyor, bu sırada farklı enerjilerde aynı anda γ_1 ve γ_2 yayınlıyor. Burada γ_2 ile ilgilendiğimizi varsayarsak, γ_2 'nin soğurulduğu sırada γ_1 de soğurulursa gözlemlenen pik de bir toplam çakışma etkisi söz konusu olacak ve sayım γ_2 'nin enerjisinden farklı bir kanalda gözlenecektir. Bu sebeple sayım olması gerekenden daha az olacaktır.

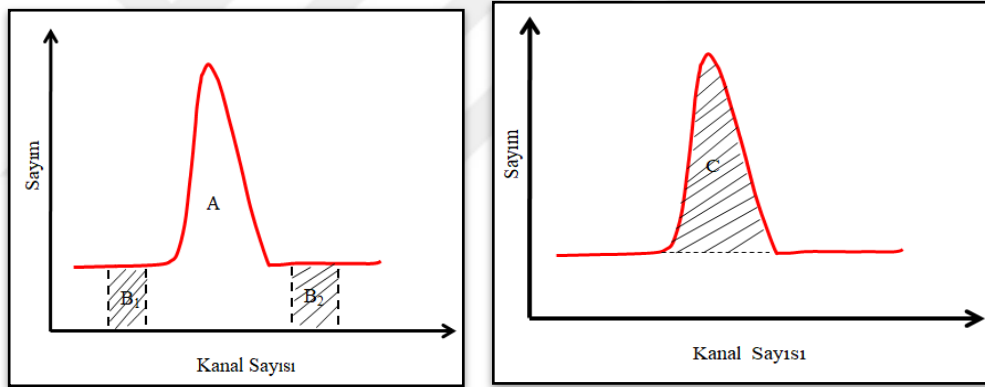


Şekil 3.6. Bir gama spektrumunda basitleştirilmiş nükleer bozunma gösterimi

Toplam çakışma etkisi, radyonükleid bozunma şemasına ve kaynak dedektör geometrisine bağlıdır. Aynı zamanda toplam çakışma etkisinin oluşması, kaynak-dedektör arasındaki mesafenin azalması sonucu artar. Bu etkinin düzeltilmesi için matematiksel bir düzeltme faktörü ya da Monte Carlo simülasyonu ile hesaplama yapılır.

3.2.4. Pik alan hesabı

Deneysel verilerden tesir kesitini hesaplamak için, ilgilenilen gama ışını fotopikinin altındaki alanın belirlenmesi gereklidir. Genel olarak pik alanlarını hesaplamak için iki farklı yöntem uygulanabilir. Net pik alanının ölçülmesi için, bir arka plan çıkarma işlemi de dahil olmak üzere uygun enerji aralığında sayımlar basit bir şekilde toplanır (integralenir) veya bir Gauss ya da benzeri bir şekil kullanarak fit etme prosedürü uygulanır ve ardından fit parametrelerinden alan belirlenir.



Şekil 3.7. Pik alan hesabının şematik gösterimi [78]

A, ilgili pikin düşük ve yüksek enerji limitler arasında kaydedilen toplam brüt sayıdır. $B=B_1+B_2$ ise arka plan sayıdır, burada B_1 ve B_2 bölgelerine ait toplam kanal sayısı, fotopik başlangıç ve sonu arasındaki kanal sayısına eşittir. C ise fotopike ait toplam sayımı veren net alandır. O hal de $C = A - B = A - (B_1 + B_2)$ şeklinde ifade edilir [78].

Fotopik toplam sayımının standart hatası σ_C ,

$$\sigma_C = \sqrt{\left(\frac{\delta C}{\delta A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\delta C}{\delta B_1}\right)^2 \sigma_{B_1}^2 + \left(\frac{\delta C}{\delta B_2}\right)^2 \sigma_{B_2}^2}, \quad (3.3)$$

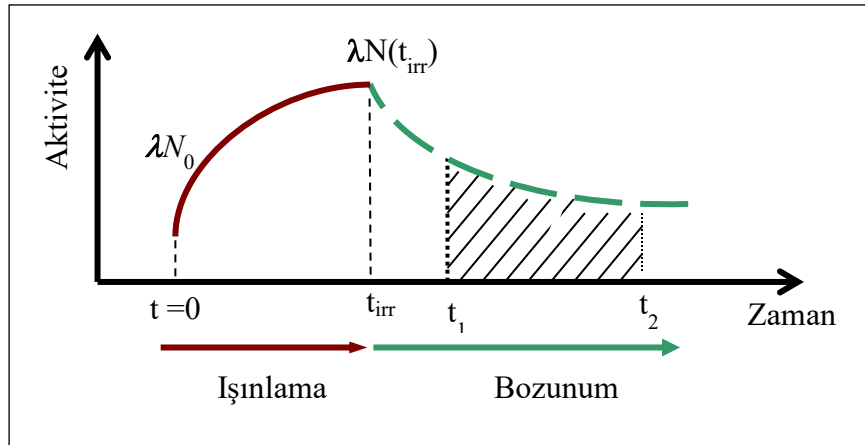
olarak ifade edilir. Burada $\sigma_A = \sqrt{A}$, $\sigma_{B_1} = \sqrt{B_1}$, $\sigma_{B_2} = \sqrt{B_2}$ dir. Denklem (3.3) kullanılarak $\sigma_C = \sqrt{A + B_1 + B_2}$ 'den toplam sayımın standart hatası elde edilebilir.

Aktivasyon analiz tekniğinde, diğer parametreler sabit olduğunda (bombardıman parçacığının enerjisi, şiddeti, dedektör verimi, aktivasyon ve sayım süresi gibi) ürün çekirdeğin aktivitesinin ölçülmesi ile meydana gelen reaksiyonun tesir kesiti de ölçülebilir. Aktivasyon yöntemi, p-prosesi ile ilgili tesir kesit ölçümleri için son derece güçlü bir tekniktir.

3.3. İkinci Beta Bozunumu ile Reaksiyon Tesir Kesiti hesabı

Bir radyoaktif bozunma, bir radyoaktif ürün ile sonuçlandığı zaman ortaya çıkar [79]. Bu doğrultuda yukarıdaki gibi bir radyoaktif bozunma serisi ele alalım; $A \xrightarrow{\lambda_A} B \xrightarrow{\lambda_B} C$. Bu dizi bozunmalarda ana çekirdek (A), onun oluşturduğu çekirdeğe ürün çekirdek (B) ve ürün çekirdeğin oluşturduğu çekirdek ise ikinci ürün çekirdek (C) olduğunu düşünelim.

Şekil 3.8'de görüldüğü gibi aktivasyon süresince yeni ürün oluşumu yanında bozunma da gerçekleşeceği için linner bir üretim meydana gelmez.



Şekil 3.8. Işınlama ve bozunma esnasında aktivite seviyelerini gösteren zamana karşı aktivite grafiği [78].

Böylece A (ana çekirdek) sayısının zamanla değişimi,

$$\frac{dN_A}{dt} = \sigma n_T \phi - \lambda_A N_A = R - \lambda_A N_A \quad (3.4)$$

ile ifade edilir. Burada σ reaksiyon tesir kesiti, n_T birim alandaki toplam hedef çekirdek sayısı ($n_T = N \cdot x$), x hedefin kalınlığı, N hedef çekirdeğinin atomik yoğunluğu $N = \frac{\rho \cdot N_{\text{avogadro}}}{M_A}$ (M_A , çekirdeğin molekül ağırlığı, ρ çekirdeğin öz kütlesidir.), ϕ ise birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısıdır (parçacık/s), N_A A çekirdek sayısı, λ_A radyoaktif A çekirdeğinin bozunma sabiti ve $R(t)$ ise üretim hızıdır.

(3.4) numaralı diferansiyel denklem, homojen olmayan birinci derece adi diferansiyel denklemdir. Bu denklemin genel çözümü, aktivasyon süresince üretilen A çekirdeği sayısını verir:

$$N_A(t) = \frac{R}{\lambda_A} + Ce^{-\lambda_A t} \quad (3.5)$$

burada C genel çözümün keyfi sabitidir. Aktivasyon sonunda elde edilen çekirdek sayısı N_A ve Şekil 3.9'da şematik olarak görüldüğü gibi, bir önceki aktivasyondan kalan A çekirdeği sayısı N_{AP} , aktivasyonun başladığı anda $t=0$, $N_A(0) = N_{AP}$ alınır;

$$N_{AP} = \frac{R}{\lambda_A} + C \quad (3.6)$$

olarak bulunur. Burada C sabiti,

$$C = N_{AP} - \frac{R}{\lambda_A} \quad (3.7)$$

olarak elde edilir. C sabiti denklem (3.5)'de yerine yazıldığında ise,

$$N_A(t) = \frac{R}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A t}) + N_{AP} e^{-\lambda_A t} \quad (3.8)$$

şeklinde bir ifade elde edilir.

B çekirdeklerinin sayısı A çekirdeklerinin bozunması ile artarken kendi bozunması sonucunda azalmaktadır. Bu bağlamda aktivasyon süresince üretilen B çekirdek sayısı,

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A(t) - \lambda_B N_B(t) \quad (3.9)$$

şeklindeki diferansiyel denklem çözülerek bulunur. Bu denklem,

$$\frac{dN_B(t)}{dt} + \lambda_B N_B(t) = R(1 - e^{-\lambda_A t}) + \lambda_A N_{Ap} e^{-\lambda_A t} \quad (3.10)$$

şeklinde bir diferansiyel denklemdir. Genel çözümü ise

$$N_B(t) = \frac{R}{\lambda_B} - \frac{R}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_A t} + \frac{\lambda_A N_{Ap}}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_A t} + D e^{-\lambda_B t} \quad (3.11)$$

olarak elde edilir ve D sabittir. Aktivasyon sonunda elde edilen çekirdek sayısı N_B ve B çekirdeğinin bir önceki aktivasyondan kalan çekirdek sayısı N_{BP} , aktivasyonun başladığı anda $t=0$, $N_B(0) = N_{BP}$ alınırsa (Şekil 3.9) ;

$$N_{BP} = \frac{R}{\lambda_B} - \frac{R}{(\lambda_B - \lambda_A)} + \frac{\lambda_A N_{Ap}}{(\lambda_B - \lambda_A)} + D \quad (3.12)$$

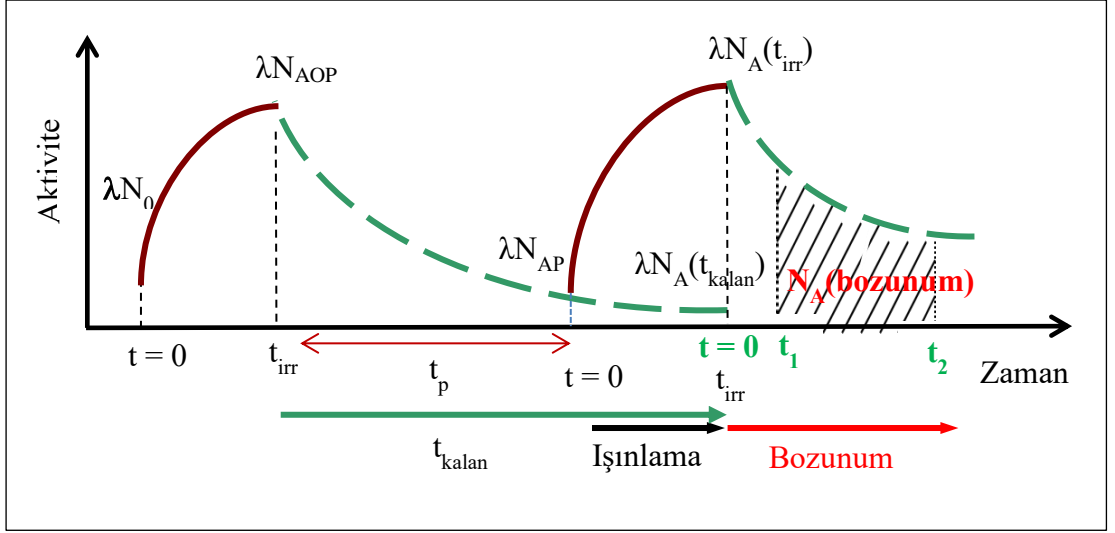
olacaktır. Buradan da D sabiti ise,

$$D = N_{BP} + \frac{R}{(\lambda_B - \lambda_A)} - \frac{R}{\lambda_B} - \frac{\lambda_A N_{Ap}}{(\lambda_B - \lambda_A)} \quad (3.13)$$

şeklinde bulunur ve (3.11) numaralı denklemde yerine konulduğunda,

$$N_B(t) = N_{BP} e^{-\lambda_B t} + \frac{R}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) + \frac{(\lambda_A N_{Ap} - R)}{(\lambda_B - \lambda_A)} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (3.14)$$

ifadesi bulunur. Böylece aktivasyon sonunda N_B çekirdek sayısı belirlenir.

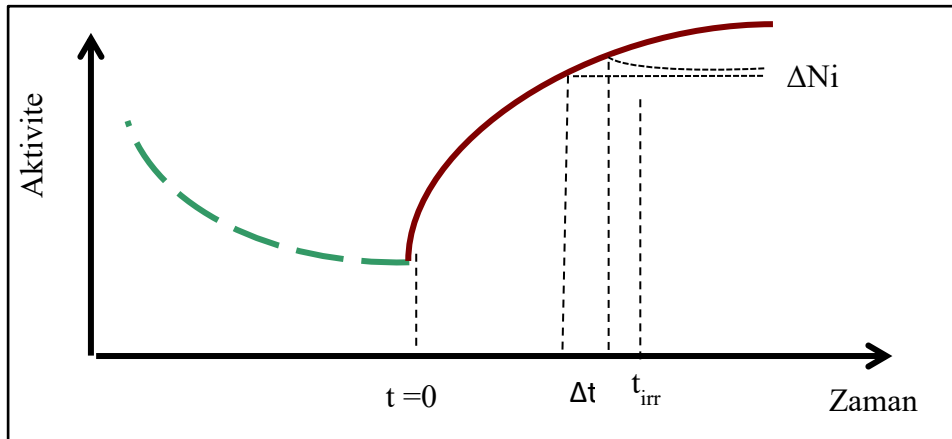


Şekil 3.9. İlk ışınlama-bozunma evresinin aktivite seviyelerini ve hedef izotopun ikinci ışınlama-bozunma evresinin aktivite seviyelerini gösteren zamana karşı aktivite grafiği [79]

Şu ana kadar demet akımı sabit kabul edildiğinden üretim hızı R de sabit kabul edilmiştir. Bu durumda t_{irr} anında yani ışınlama sonunda A çekirdek sayısı,

$$N_A(t_{irr}) = \frac{\sigma n_T \phi}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A t_{irr}}) + N_{AP} e^{-\lambda_A t_{irr}} \quad (3.15)$$

halini alır. Ancak, ışınlama süresince hızlandırıcıdaki bazı kararsızlıklar sebebi ile demet akımında değişimler gözlenebilir. Bu durumda Şekil 3.10'da ışınlamanın herhangi bir anında gösterildiği gibi, Δt zaman aralığında akımın sabit olduğu farz edildiğinde ve bu zaman aralığında üretilen ürün çekirdek sayısı ΔN_i ise, ışınlama sonunda toplam oluşan ürün çekirdek sayısı $N(\text{üretilen}) = \sum_i \Delta N_i$ şeklindedir.



Şekil 3.10. Akımın zamana karşı değişiminin gösterimi

Aslında, üretilen A çekirdeklerinin sayısı, ışınlama esnasındaki A çekirdek sayısı ile kalan çekirdek sayısının farkı kadardır. Yani,

$$N_A (\text{üretilen}) = N_A (t_{\text{irr}}) - N_{A \text{ kalan}}$$

dir. Burada; $N_{A \text{ kalan}} = N_{AOP} e^{-\lambda_A t_{\text{kalan}}}$ dir. Aynı zaman da $t_{\text{kalan}} = t_{\text{irr}} + t_p$ olarak tanımlanmaktadır. Sonuç olarak üretilen A çekirdekleri sayısı,

$$N_A (t_{\text{irr}}) - N_{A \text{ kalan}} = \sum_i \frac{\sigma n_T I(i)}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A \Delta t}) e^{-\lambda_A (t_{\text{irr}} - i \Delta t)} \quad (3.16)$$

ifadesi ile gösterilir. Denklem (3.16)'da bulunan matematiksel düzenlemeler yapıldığında,

$$N_A (t_{\text{irr}}) - N_{A \text{ kalan}} = \sigma n_T \sum_i \left[\frac{I(i)}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A \Delta t}) e^{-\lambda_A (t_{\text{irr}} - i \Delta t)} \right] \quad (3.17)$$

olarak son halini almaktadır. Burada,

$$N_{\alpha \text{ eff}} = \sum_i \left[\frac{I(i)}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A \Delta t}) e^{-\lambda_A (t_{\text{irr}} - i \Delta t)} \right] \quad (3.18)$$

ifadesi ile tanımlandığı zaman ışınlanma süresi esnasında üretilen A çekirdek sayısı,

$$N_A (\text{üretilen}) = N_A (t_{\text{irr}}) - N_{\text{kalan}} = \sigma n_T N_{\alpha \text{ eff}} \quad (3.19)$$

olur.

Genel olarak, zamana bağlı aktivite ifadesinin integrali alınır, bozunan çekirdek sayısı,

$$N(\text{bozunum}) = \int_{t_1}^{t_2} \lambda N dt,$$

$$N(\text{bozunum}) = N_0 e^{-\lambda t_1} \left[1 - e^{-\lambda (t_2 - t_1)} \right] \quad (3.20)$$

olarak bulunur. Bozununan çekirdek sayısından (N_{bozunum}), aktivasyon sonunda üretilen çekirdek sayısı $N_A(t_{\text{irr}}) - N_{\text{kalın}}$ elde edilebilir ve reaksiyonun olma olasılığının bir ölçüsü olan σ tesir kesiti hesaplanabilir,

$$N_A(\text{bozunum}) = N_A(\text{üretilen}) e^{-\lambda_A t_1} \left[1 - e^{-\lambda_A (t_2 - t_1)} \right] \quad (3.21)$$

elde edilir. Aktivasyon bitiminden sayımın başlamasına kadar geçen süre $t' = t_1$, sayımın yapıldığı zaman aralığı $(t_2 - t_1)$ ve bu zaman aralığındaki sayım miktarı $N_{\text{sayım}}$ ise, buna karşılık gelen toplam bozununan çekirdek sayısı N_{bozunum} ;

$$N_A(\text{bozunum}) = \frac{N_A(\text{sayım})}{\epsilon C_{\text{DT}} I_\gamma} \quad (3.22)$$

ifadesini alır. Burada ϵ dedektör sisteminin ilgili gama enerjisindeki mutlak verimidir (dedektörü oluşturan kristalin verimi ile sistemin geometrik verimini de içerir). C_{DT} dedektör sisteminin ölü zamanı düzeltme faktörü, BR (Branching Ratio) dallanma oranıdır.

Dolayısı ile sayım miktarı, bozununan çekirdek sayısı ve ışınlanma süresindeki çekirdek sayısı biliniyorsa tesir kesiti hesaplanmış olur;

$$N_A(\text{sayım}) \rightarrow N_A(\text{bozunum}) \rightarrow N_A(\text{üretilen}) \rightarrow \sigma \quad (3.23)$$

Eğer aktivasyon metodu ile tesir kesiti (3.21) numaralı denklem ile hesaplanamadığı durumda ikinci bozunum ile hesaplama yapılır. Tesir kesitini hesaplayabilmek için $N_B(t_{\text{irr}})$ değeri ölçülmelidir. Bunun için aktivasyon durdurulduktan sonra bozununan çekirdeklerin yayınladığı γ ışınları sayılır. Dolayısıyla N_B değerinin bozunma esnasındaki zamana bağlı ifadesi gerekmektedir. Bu ifadeler t_{irr} süresi için;

$$N_B(t) = N_B(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A N_A(t_{\text{irr}})}{(\lambda_B - \lambda_A)} \left[e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t} \right] \quad (3.24)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Bozunan çekirdek sayısından (N_{bozunum}), aktivasyon sonunda üretilen çekirdek sayısı $N_B(t_{\text{irr}})$ elde edilebilir. Zamana bağlı aktivite ifadesinin integrali alınırsa,

$$N_B(\text{bozunum}) = \int_{t_1}^{t_2} \lambda_B N_B(t) dt,$$

$$N_B(\text{bozunum}) = N_B(t) \left[e^{-\lambda_A t_1} - e^{-\lambda_B t_2} \right] +$$

$$N_A(t) \frac{\lambda_A \lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A)} \left[\frac{e^{-\lambda_A t_1}}{\lambda_A} - \frac{e^{-\lambda_B t_1}}{\lambda_B} - \frac{e^{-\lambda_A t_2}}{\lambda_A} + \frac{e^{-\lambda_B t_2}}{\lambda_B} \right] \quad (3.25)$$

Elde edilir ve reaksiyonun olma olasılığının bir ölçüsü olan σ tesir kesiti hesaplanabilir.

$$N_B(\text{bozunum}) = N_B(t_{\text{irr}}) \left[e^{-\lambda_A t_1} - e^{-\lambda_A t_2} \right] +$$

$$N_A(t_{\text{irr}}) \frac{\lambda_A \lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A)} \left[\frac{e^{-\lambda_A t_1}}{\lambda_A} - \frac{e^{-\lambda_B t_1}}{\lambda_B} - \frac{e^{-\lambda_A t_2}}{\lambda_A} + \frac{e^{-\lambda_B t_2}}{\lambda_B} \right] \quad (3.26)$$

Aktivasyonun bittiği $t=t_{\text{irr}}$ anında (yani $t' = 0$ anında), $N_B(t'=0)=N_B(t_{\text{irr}})$ olur. Aktivasyon bitiminden sayımın başlamasına kadar geçen süre $t'=t_1$ sayımın yapıldığı zaman aralığı (t_2-t_1) ve bu zaman aralığındaki sayım miktarı $N_{\text{sayım}}$ ise, buna karşılık gelen toplam bozunan çekirdek sayısı N_{bozunum} ,

$$N_B(\text{bozunum}) = \frac{N_B(\text{sayım})}{\varepsilon C_{DT} I_\gamma} \quad (3.27)$$

ifadesini alır.

Dolayısı ile sayım miktarı, bozunan çekirdek sayısı ve ışınlanma süresindeki çekirdek sayısı biliniyorsa tesir kesiti hesaplanmış olur;

$$N_B(\text{sayım}) \rightarrow N_B(\text{bozunum}) \rightarrow N_B(t_{\text{irr}}) \rightarrow \sigma \quad (3.28)$$

4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışma için, aktivasyon metodu ile, olası ölçülebilecek p-çekirdeklerinin proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesitleri belirlenmiş, ilgili reaksiyonlar için tüm nükleer ve bozunma parametreleri NUDAT sayfasından [45] kontrol edilerek incelenmiştir. Eğer reaksiyon tesir kesiti 1. beta bozunumunu takiben yayınlanan uygun γ -radyasyonunun olmadığı ve dolayısıyla hesaplanamadığı durumda, alternatif bir yöntem olarak 2. beta bozunumu kullanılarak reaksiyon tesir kesitleri belirlenebilir. Bu şekilde, aktivasyon metodu kullanarak 2. beta bozunumu ile reaksiyon tesir kesiti ölçümü için aday (p, γ), (p,n), (α , γ) ve (α ,n) reaksiyonları incelenmiştir. Örnek olarak izotop tablosunun ilgili bölgesinde ^{114}Sn çekirdeğinin alfa yakalama reaksiyon ürününün ardışık 1. ve 2. beta bozunumları ve bazı parametreleri Şekil 4.1’de gösterilmiştir.

Z	116I 2.91 S	117I 2.22 M	118I 13.7 M	119I 19.1 M	120I 81.6 M	121I 2.12 H	122I 3.63 M	123I 13.2235 H	124I 4.1760 D
	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
52	115Te 5.8 M	116Te 2.49 H	117Te 62 M	118Te 6.00 M	119Te 1.05 H	120Te STABLE 0.00%	121Te 19.17 D	122Te STABLE 2.55%	123Te >9.2E+16 Y 0.80% ϵ : 100.00%
	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
51	114Sb 3.49 M	115Sb 15.8 M	116Sb 15.8 M	117Sb 2.80 H	118Sb 3.6 M	119Sb 88.19 H	120Sb 15.89 M	121Sb STABLE 57.21%	122Sb 2.7238 D
	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	β :- 97.50% ϵ : 2.41%
50	113Sn 115.09 D	114Sn STABLE 0.66%	115Sn STABLE 0.34%	116Sn STABLE 14.54%	117Sn STABLE 7.88%	118Sn STABLE 24.2%	119Sn STABLE 8.50%	120Sn STABLE 32.58%	121Sn 27.03 H β :- 100.00%
	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
49	112In 14.88 M	113In STABLE 4.20%	114In 71.9 S	115In 4.41E+14 Y 95.71%	116In 14.10 S	117In 43.2 M	118In 5.0 S	119In 2.4 M	120In 3.08 S
	ϵ : 57.40% β :- 42.60%	ϵ : 100.00%	β :- 99.50% ϵ : 0.50%	β :- 100.00%	β :- 99.98% ϵ : 0.02%	β :- 100.00%	β :- 100.00%	β :- 100.00%	β :- 100.00%
	63	64	65	66	67	68	69	70	N

Şekil 4.1. ^{114}Sn izotopunun alfa yakama reaksiyonunun ve ardışık beta bozunumlarının izotop tablosunun ilgili bölgesinde gösterimi [45]

Benzer şekilde, NUDAT sayfasından yaklaşık 200 reaksiyonun incelenmiş ve bu metodun uygulanabileceği aday proton yakalama reaksiyonunun olmadığı belirlenmiştir. Aynı çalışma alfa yakalama reaksiyonları için yapıldığında, $^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$, $^{114}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{118}\text{Te}$, $^{115}\text{Sn}(\alpha, n)^{118}\text{Te}$ ve $^{174}\text{Hf}(\alpha, \gamma)^{178}\text{W}$ reaksiyonları, bu metotla ölçülebilecek en iyi aday reaksiyonlar olarak belirlenmiştir. Bu reaksiyonların ürün çekirdekleri, yarı ömürleri, bozunma türleri, enerjileri ve yayınlanma olasılıkları Şekil 4.2’de görülmektedir, burada parantez içerisinde verilen sayılar ilgili parametrelerin son hanelerine denk gelen belirsizliklerini ifade etmektedir.

Reaksiyon	1. Beta Bozunumu	2. Beta Bozunumu
$^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 25,35(3) \text{ g}$ E_{γ} I_{γ} - -	β^+ $t_{1/2} = 1,2575(2) \text{ dk}$ E_{γ} I_{γ} 776,52(1) 15,08%
$^{114}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{118}\text{Te}$	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 6,00(2) \text{ g}$ E_{γ} I_{γ} - -	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 3,6(1) \text{ dk}$ E_{γ} I_{γ} 1229,33(3) 2,5%
$^{115}\text{Sn}(\alpha, n)^{118}\text{Te}$	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 6,00(2) \text{ g}$ E_{γ} I_{γ} - -	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 3,6(1) \text{ dk}$ E_{γ} I_{γ} 1229,33(3) 2,5%
$^{174}\text{Hf}(\alpha, \gamma)^{178}\text{W}$	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 21,6(3) \text{ g}$ E_{γ} I_{γ} - -	$\epsilon : 100.00\%$ $t_{1/2} = 9,31(3) \text{ dk}$ E_{γ} I_{γ} 93,13(8) 6,6(19)%

Şekil 4.2. Aday reaksiyonlar listesi ve temel bozunma parametreleri, parantez içerisinde verilen sayılar ilgili parametrelerin son hanelerine denk gelen belirsizliklerini ifade etmektedir

Örnek olarak, $^{114}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{118}\text{Te}$ reaksiyonunu detaylı bir şekilde inceleyelim. Başlangıçta kararlı olan ^{114}Sn elementi, (α, γ) reaksiyonu sonucu ^{118}Te elementine dönüşmektedir. ^{118}Te ise beta bozunumu (electron capture ϵ) yaparak $6,00(2)$

günlük bir yarı ömür ile ^{118}Sb 'ye dönüşüyor. Bu bozunumda, uygun gama yayınlanmadığı için aktivasyon metodu uygulanamamaktadır. Daha sonra ^{118}Sb elementi beta bozunumu yaparak 3,6 (1) dakikalık bir yarı ömür ile kararlı olan ^{118}Sn elementine bozunur ve bu bozunumda 1229,33 (3) keV enerji değerinde % 2,5'lik bir gama yayınladığından dolayı, aktivasyon metodu uygulanabilir (bakınız Şekil 4.1). Belirlenen aday reaksiyonların analizlerinde kullanılan ilgili bozunma parametreleri Tablo 4.1'de listelenmiştir.

Tablo 4.1. Aday reaksiyonlarının analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri [45]

Reaksiyon	Ürün çekirdek	Bozunma türü	Yarı-ömür	E γ (keV)	γ - yayınlama olasılığı
1. Beta Bozunumu					
$^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$	^{82}Rb	ϵ 100%	25,35 \pm 3 gün	-	-
$^{114}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{118}\text{Te}$	^{118}Sb	ϵ 100%	6,00 \pm 2 gün	-	-
$^{115}\text{Sn}(\alpha, n)^{118}\text{Te}$	^{118}Sb	ϵ 100%	6,00 \pm 2 gün	-	-
$^{174}\text{Hf}(\alpha, \gamma)^{178}\text{W}$	^{178}Ta	ϵ 100%	21,6 \pm 3 gün	-	-
2. Beta Bozunumu					
$^{78}\text{Kr}(\alpha, \gamma)^{82}\text{Sr}$	^{82}Kr	β^+	1,2572 \pm 2dk	776,52 \pm 1 1395,14 \pm 3	15,08 0,529 \pm 6
		β^+	6,472 \pm 6 sa	554,35 \pm 10 776,52 \pm 10	62,4 \pm 9 84,39
$^{114}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{118}\text{Te}$	^{118}Sn	ϵ 100%	3,6 \pm 1dk	528,73 \pm 3 1267,23 \pm 5 1229,33 \pm 3	0,48 \pm 6 0,52 \pm 7 2,5
		ϵ 100%	5 sa	1050,69 \pm 3 253,678 \pm 10 1229,65 \pm 5	97 \pm 5 99 \pm 6 100 \pm 5
$^{115}\text{Sn}(\alpha, n)^{118}\text{Te}$	^{118}Sn	ϵ 100%	3,6 \pm 1dk	528,73 \pm 3 1267,23 \pm 5 1229,33 \pm 3	0,48 \pm 6 0,52 \pm 7 2,5
		ϵ 100%	5 sa	1050,69 \pm 3 253,678 \pm 10 1229,65 \pm 5	97 \pm 5 99 \pm 6 100 \pm 5

Tablo 4.1. (Devamı) Aday reaksiyonlarının analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri [45]

Reaksiyon	Ürün çekirdek	Bozunma türü	Yarı-ömür	E γ (keV)	γ -yayınlanma olasılığı
$^{174}\text{Hf}(\alpha, \gamma)^{178}\text{W}$	^{178}Hf	ϵ 100%	$9,31 \pm 3$ gün	$1340,85 \pm 9$ $1350,55 \pm 9$ $93,18 \pm 8$	$1,03 \pm 9$ $1,18 \pm 10$ $6,6 \pm 19$
		ϵ 100%	$2,36 \pm 8$ sa	-	-
		IT 100 %	58 ± 4 ms	-	-
		IT 100 %	290 ± 12 ms	-	-

P-proses ile ilgili belirsizliklerin olması ve deneysel çalışmaların azlığı bu reaksiyonların ölçümlerinin önemini arttırmaktadır. Bu amaçla KENP grubu sistematik olarak yüklü parçacık yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri gerçekleştirmektedir. $^{114}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{118}\text{Te}$ ve $^{115}\text{Sn}(\alpha, n)^{118}\text{Te}$ reaksiyonlarının tesir kesiti ölçümleri, KENP grubu tarafından Notre Dame Üniversitesi-ABD Nükleer Bilim Laboratuvarı FN Tandem hızlandırıcısında gerçekleştirilmiş olup, elde edilen verilerin analizleri devam etmektedir. Şekil 4.2’de bulunan diğer aday reaksiyonların tesir kesiti ölçümleri de aynı şekilde p-proses çalışmaları açısından büyük önem taşımaktadır ve bu reaksiyonların tesir kesitleri bu tezde anlatılan 2. beta bozunumu metodu kullanılarak ölçülebilecektir.

KAYNAKLAR

- [1] Burbidge E.M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.* 1957, **29**, 547-650.
- [2] Cameron A. G. W., Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 1957, **69**, 201-222.
- [3] Weinberg S., The First Three Minutes: A Modern View of the Origin of the Universe, Batam books, 1977.
- [4] Kappeler F., S-process Nucleosynthesis-Nuclear Physics and the Classical Model, *Rep. Prog. Phys.*, 1989, **52**, 945-1013.
- [5] Meyer B. S., The r-, s-, and p-processes in Nucleosynthesis, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1994, **32**, 153-190.
- [6] Cowan J. J., Thielemann F. K., Truran J. W., The r-process and Nucleochronology, *Phys. Rep.*, 1991, **208**, 267-683.
- [7] Wallerstein G., Iben I., Parker P., Boesgaard A. M., Hale G. M., Champagne A.E., Barnes C. A., Käppeler F., Smith V. V., Hoffman R. D., Timmes F. X., Sneden C., Boyd R. N., Meyer B. S. and Lambert D. L., Synthesis of Elements in Stars: forty years progress, *Rev. Mod. Phys.*, 1997, **69**, 995-1084.
- [8] Rauscher T., Dauphas N., Dillmann I., Fröhlich C., Fülöp Zs. and Gyürky Gy., Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data, *Rep. Prog. Phys.*, 2013, **76**, 1-67.
- [9] H. Palme and A. Jones, in *Treatise on Geochemistry*, edited H. D. H. K. Turekian, Pergamon, Oxford, 2003, 41-61.
- [10] K. Lodders, Solar System Abundances of the Elements, in Principles and Perspectives in Cosmochemistry: Lecture Notes of the Kodai School on Synthesis of Elements in Stars' held at Kodaikanal Observatory, India, April 29-May 12, 2008, edited by A. Goswami and B. E. Redy (Springer, Berlin, 2010), pp. 379-417.
- [11] Audouze J., Truran J. W., P-process Nucleosynthesis in Postshock Supernova Envelope Environments, *Astrophys. J.*, 1975, **202**, 204-213.
- [12] Woosley S. E., Howard W. M., The P-Process in Supernova, *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, **36**, 285-304.

- [13] Schatz H., Aprahamian A., Görres J., Wiescher M., Rauscher T., Rembges J., Thielemann F. K., Pfeiffer B., Möller P., Kratz K. L., Herndl H., Brown B. A., Rebel H., rp-Process Nucleosynthesis at Extreme Temperature and Density Conditions, *Phys. Rep.*, 1998, **294**, 167-263.
- [14] Fröhlich C., Martínez-Pinedo G., Liebendörfer M., Thielemann F. –K., Bravo E., Hix W. R., Langanke K., and Zinner N. T., Neutrino-Induced Nucleosynthesis of $A > 64$ nuclei: The vp- Process, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**, 1-4.
- [15] Goriely S., José J., Hernanz M., Rayet M., Arnould M., He-Detonation in Sub-Chandrasekhar CO White Dwarfs: A New Insight into Energetics and P-Process Nucleosynthesis, *Astron. Astrophys.*, 2002, **383**, 27-30.
- [16] Woosley S. E., Hartmann D. H., Hoffman R. D., and Haxton W. C., The v - Process, *Astrophys. J. Suppl.*, 1990, **356**, 272-301.
- [17] Raucher T., Heger A., Hoffman R. D., and Woosley S. E., Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics, *Phys. Astroph. J.*, 2002, **576**, 323-632.
- [18] N. Özkan, A. St. J. Murphy, R. N. Boyd, A. L. Cole, M. Famiano, R. T. Guray, M. Howard, L. Sahin, J. J. Zack, R. deHaan, J. Gorres, M. C. Wiescher, M. S. Islam, and T. Rauscher, Cross Section Measurements of the $^{102}\text{Pd}(p,\gamma)^{103}\text{Ag}$, $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$, and $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$ Reactions Relevant to the Astrophysical rp- and γ -Processes, *Nucl. Phys. A*, 2002, **710**, 469-485.
- [19] S. Harissopulos, A. Spyrou, A. Lagoyannis, Ch. Zarkadas, H.-W. Becker, C. Rolfs, F. Strieder, J.W. Hammer, A. Dewald, K.-O. Zell, P. von Brentano, R. Juline, P. Demetriou, and S. Goriely, Systematic Measurements of Proton- and Alpha-Capture Cross Sections Relevant to the Modelling of the P - Process, *Nuclear Physics A*, 2005, **758**, 505–508.
- [20] Gyürky Gy., Kiss G. G., Elekes Z., Fülöp Zs., Somorjai E., Palumbo A., Görres J., Lee H. Y., Rapp W., Wiescher M., Özkan N., Güray R. T., Efe G., Rauscher T., α -Induced Cross Sections of ^{106}Cd for the Astrophysical p-Process, *Phys. Rev. C*, 2006, **74**, 1-9.
- [21] Özkan N., Efe G., Güray R. T., Palumbo A., Gorres J., Lee H.-Y., Lamm L. O., Rapp W., Stech E., Wiescher M., Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Astrophysical S factor for α -Capture on Sn112 in the P-Process Energy Range, *Phys Rev. C*, 2007, **75**, 1-7.
- [22] Basunai M. S., Shugart H. A., Smith A. R., and Norman E. B., Measurement of Cross Sections for α -Induced Reactions on ^{197}Au and Thick-Target Yields for the (α,γ) Process on ^{64}Zn and ^{63}Cu , *Phys Rev. C*, 2007, **75**, 1-6.
- [23] Rapp W., Dillmann I., Kappeler F., Giesen U., Klein H., Rauscher T., Hentschel D., Hilpp S., Cross Section Measurements of α Induced Reactions on $^{92,94}\text{Mo}$ and ^{112}Sn for P-Process Studies, *Phys. Rev. C*, 2008, **78**, 025804.

- [24] Cata-Danil I., Filipescu D., Ivascu M., Bucurescu D., Zamfir N. V., Glodariu T., Store L., Cata-Danil G., Ghita D. G., Mihai C., Suliman G., and Sava T., Astrophysical S factor for α Capture on Sn117, *Phys. Rev. C*, 2008, **78**, 1-8.
- [25] Yalçın C., Güray R. T., Özkan N., Kutlu S., Gyürky Gy, Farkas J., Kiss G. G., Fülöp Zs., Simon A., Somorjai E., and Rauscher T., Odd P Isotope In-113: Measurement of Alpha-Induced Reactions, *Phys. Rev. C*, 2009, **79**, 1-9.
- [26] Gyürky Gy., Elekes Z., Farkas J., Fülöp Zs., Kiss G. G., Güray R. T., Özkan N., Yalçın C., and Rauscher T., Alpha-Induced Reaction Cross Section Measurement on ^{151}Eu for the Astrophysical α -Process, *J. Phys. G: Nucl. And Part. Phys.*, 2010, **37**, 1-15.
- [27] Filipescu D., Avrigeanu V., Glodariu T., Mihai C., Bucurescu D., Ivascu Cata-Danil I., Store L., Sima O., Cata-Danil G., Deleanu D., Ghita D. G., Marginean M., Negret A., Pascu S., Sava T., Suliman G., and Zamfir V., Cross Sections for α -Particle Induced Reactions on $^{115,116}\text{Sn}$ Around the Coulomb Barrier, *Phys. Rev. C*, 2011, **83**, 1-10.
- [28] Kiss G. G., Rauscher T., Szücs T., Kertész Zs., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Fröhlich C., Farkas J., Elekes Z., and Somorjai E., Determining Reaction Cross Section Via Characteristic X-Ray Detection: α -Induced Reactions on ^{169}Tm for the Astrophysical γ -Process, *Phys. Letter B*, 2010, **695**, 419-427.
- [29] Kiss G. G., Szücs T., Török Zs., Korkulu Z., Gyürky Gy., Halasz Z., Fülöp Zs., Somorjai E., and Rauscher T., Investigation of α -Induced Reactions on ^{127}I for the Astrophysical γ -Process, *Phys. Rev. C*, 2012, **86**, 1-10.
- [30] Halász Z., Gyürky Gy., Farkas J., Fülöp Zs., Szücs T., Somorjai E., Rauscher T., Investigation of α -Induced Reactions on ^{130}Ba and ^{132}Ba and Their Importance for the Synthesis of Heavy P Nuclei, *Phys. Rev. C*, 2012, **85**, 1-11.
- [31] Kiss G. G., Szucs T., Torok Zs., Korkulu Z., Gyurky Gy., Halasz Z., Fulop Zs., Somorjai E., Rauscher T., Investigation of α -Induced Reactions on ^{127}I for the Astrophysical γ Process, *Phys. Rev. C*, 2012, **86**, 035801.
- [32] Halász Z., Somorjai E., Gyürky Gy., Elekes Z., Fülöp Zs., Szücs T., Kiss G. G., Szegedi N. T., Rauscher T., Görres J., Wiescher M., Experimental Study of the Astrophysical γ -Process Reaction $^{124}\text{Xe}(\alpha, \gamma)^{128}\text{Ba}$, *Phys. Rev. C*, 2016, **94**, 045801.
- [33] Netterdon L., Demetriou P., Endres J., Giesen U., Kiss G. G., Sauerwin A., Szücs T., Zell K. O., Zilges A., Investigation of α -Induced Reactions on the P Nucleus ^{168}Yb , *Nucl. Phys. A*, 2013, **916**, 149-167.
- [34] Kiss G. G., Szücs T., Rauscher T., Török Zs., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Z. Halász, Somorjai E., Alpha Induced Reaction Cross Section Measurements on ^{162}Er for the Astrophysical γ Process, *Phys. Lett. B*, 2014, **735**, 40-44.

- [35] Netterdon L., Mayer J., Scholz P., Zilges A., Total and Partial Cross Sections of the $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$ Reaction Measured Via in-Beam γ -Ray Spectroscopy, *Phys. Rev. C*, 2015, **91**, 035801.
- [36] Quinn S. J., Spyrou A., Simon A., Battaglia A., Bowers M., Bucher B., Casarella C., Couder M., DeYoung P. A., Dombos A. C., Görres J., Kontos A., Li Q., Long A., Moran M., Paul N., Pereira J., Robertson D., Smith K., Smith M. K., Stech E., Talwar R., Tan W. P., Wiescher M., (α, γ) Cross Section Measurements in the Region of Light P Nuclei, *Phys. Rev. C*, 2015, **92**, 045805.
- [37] A. Simon, M. Beard, A. Spyrou, S. J. Quinn, B. Bucher, M. Couder, P. A. DeYoung, A. C. Dombos, J. Görres, A. Kontos, A. Long, M. T. Moran, N. Paul, J. Pereira, D. Robertson, K. Smith, E. Stech, R. Talwar, W. P. Tan, and M. Wiescher, Systematic Study of (α, γ) Reactions for Stable Nickel Isotopes, *Phys. Rev. C*, 2015, **92**, 025806.
- [38] Yalçın C., Gyürky Gy., Rauscher T., Kiss G. G., Özkan N., Güray R. T., Z. Halász T., Szücs T., Fülöp Zs., Farkas J., Korkulu Z., Somorjai E., Test of Istatistical Model Cross Section Calculations for α -Induced Reactionson ^{107}Ag at Energies of Astrophysical Interest, *Phys. Rev. C*, 2015, **91**, 034610.
- [39] Z. Halász, E. Somorjai, Gy. Gyürky, Z. Elekes, Zs. Fülöp, T. Szücs, G. G. Kiss, N. T. Szegedi, T. Rauscher, J. Görres, and M. Wiescher, Experimental Study of the Astrophysical γ -Process Reaction $^{124}\text{Xe}(\alpha, \gamma)^{128}\text{Ba}$, *Phys. Rev. C*, 2016, **94**, 045801.
- [40] Ornelas A., Mohr P., Gyürky Gy., Elekes Z., Fülöp Zs., Halász Z., Kiss G. G., Somorjai E., Szücs T., Takács M. P., Galaviz D., Güray R. T., Korkulu Z., Özkan N., Yalçın C., α Scattering and α -Induced Reaction Cross Sections of ^{64}Zn at Low Energies, *Phys. Rev. C*, 2016, **94**, 055807.
- [41] Szücs T., Kiss G. G., Gyürky Gy., Halász Z., Fülöp Zs., Rauscher T., Cross Section of α -Induced Reactions on Iridium Isotopes Obtained from Thick Target Yield Measurement for the Astrophysical γ Process, *Phys. Lett. B*, 2018, **776**, 396-401.
- [42] Korkulu Z., Özkan N., Kiss G. G., Szücs T., Gyürky Gy., Fülöp Zs., Güray R. T., Halász Z., Rauscher T., Somorjai E., Török Zs., Yalçın C., Investigation of α -Induced Reactions on Sb Isotopes Relevant to the Astrophysical γ Process *Phys. Rev. C*, 2018, **97**, 045803.
- [43] <http://laboratuar.kocaeli.edu.tr/nukleer/> (Ziyaret tarihi: 16 Haziran 2019).
- [44] Özkan N., Güray R. T., Yalçın C., Tan W. P., Aprahamian A., Beard M., deBoer R. J., Almaraz-Calderon S., Falahat S., Görres J., Li Q., Sauerwein A., Sonnabend K., Wiescher M., Fülöp Zs., Gyürky Gy., E. Somorjai, Greene J., Proton Capture Reaction Cross Section Measurements on ^{162}Er as a Probe of Istatistical Model Calculations, *Physical Review C*, 2017, **96**, 045805.
- [45] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2> (Ziyaret tarihi: 10 Haziran 2019).

- [46] Malaney R.A., Mathews G.J., Probing the early Universe: a Review of Primordial Nucleosynthesis Beyond the Standard Big Bang, *Physic Reports*, 1993,229,145-219.
- [47] Cyburt R. H., Fields B. D., Olive K. A., Yeh T., Big Bang Nucleosynthesis: 2015,*Rev. Mod. Phys.*, 2016, 88, 15-19.
- [48] http://aether.lbl.gov/www/tour/elements/stellar/stellar_a.html (Ziyaret Tarihi: 13 Haziran 2019).
- [49] Nishimura N., Cescutti G., Hirschi R., Rauscher T., Hartogh J. D., Murphy A. St. J., Impacts of Nuclear-Physics Uncertainties in the S-Process Determined by Monte-Carlo Variations, *Astro-ph.SR*, 2018, arXiv:1802.05836v1.
- [50] Käppeler F., Gallino R., Bisterzo S., Aoki W., The S-Process: Nuclear Physics, Stellar Models, Observations, Reviews of Modern Physics, *Rev. Mod. Phys.*, 2011, **83**, 157.
- [51] Goriely S., Sida J.L., Lemaître J.F, Panebianco S., Dubray N., Hilaire S., Bauswein A., Janka H. T., New Fission Fragment Distributions and r-Process Origin of the Rare-Earth Elements, *Phys. Rev. Lett.*,2013, 111, 242502.
- [52] Dillman I., Determination of Proton- and Neutron- Induced Cross Section for P-ProcessStudies, PhDthesis, University of Basel, Swiss, 2006.
- [53] Arnould M.,Goriely S., The P-Process of StellarNucleosynthesis: Astrophysicsand Nuclear Physics Status, *Phys. Rep.*, 2003, 384, 1-8.
- [54] Anders E.,Grevesse N., Abundances of elements: Meteoritic and Solar,*Geochim. Cosmochim. Acta.*,1989, **53**, 197-214.
- [55] Hauser W., Feshbach H., The Inelastic Scattering of Neutrons, *Phys. Rev.*,1952, **87**, 366.
- [56] Rauscher, T., Thielemann, F.-K., Astrophysical reaction ratesfromstatistical model calculation, *At. Data Nucl. Data Tabl.*, 2000,**75**.
- [57] <https://groups.nsl.msui.edu/SuN/> (Ziyaret tarihi:10 Ağustos 2018).
- [58] Woosley S. E., Taam R. E., γ - ray bursts from thermonuclear explosions on neutron stars, *Scientific Reports*,1976, 263, 101-103.
- [59] WallaceR. K., Woosley S. E., Explosive Hydrogen Burning *Astrophys.J. Suppl.Ser.*, 1981, 45, 389- 401.
- [60] Schatz H., Aprahamian A., Barnard V., Bildsten L., Cumming A., Ouellette M., Rauscher T., Thielemann F.K., Wiescher M., The Endpoint of the rp process on Accreting Neutron Stars, *Phys. Rev. Lett.* 2001,**86**, 3471.

- [61] Travaglio C., Gallino R., Arnone E., Cowan J., Jordan F., Sneden C., Galactic Evolution of Sr, Y, Zr: a Multiplicity of Nucleosynthetic Processes., *Astrophys. J.*, 2004, **601**, 864.
- [62] Fuller G. M., Meyer B. S., Neutrino Capture and Supernova Nucleosynthesis, *Astrophys. J.*, 1995, **453**, 792.
- [63] Hoffman R. D., Woosley S. E., Fuller G. M., Meyer B. S., Production of the Light p-Process Nuclei in Neutrino-driven Winds, *Astrophys. J.*, 1996 **460**, 478.
- [64] Domogatskii G. V., Eramzhian R. A., Nadezhin D. K., Neutrino production of bypassed isotopes, and the possible role of neutrinos in nucleosynthesis, *Astrophys. Space Sci.*, 1978, **58**, 297- 305.
- [65] Heger A., Kolbe E., Haxton W. C., Langanke K., Martinez-Pinedo G., Woosley S. E., Neutrino nucleosynthesis, *Phys. Lett. B*, 2005, **606**, 258-264.
- [66] Yoshida T., Kajino T., Hartmann D. H., Constraining the Spectrum of Supernova Neutrinos from v-Process Induced Light Element Synthesis, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94, 231101.
- [67] Yoshida T., Kajino T., Yoko-makura H., Kimura K., Takamura A., H.Hartmann D., Supernova Neutrino Nucleosynthesis of Light Elements with Neutrino Oscillations, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96, 091101.
- [68] Hayakawa T., Nakamura K., Kajino T., Chiba S., Iwamoto N., Cheoun M. K., Mathews G. J., Supernova Neutrino Nucleosynthesis of the Radioactive ^{92}Nb Observed in Primitive Meteorites, *ApJL*, 2013, 779, 1.
- [69] Hayakawa T., Ko H., Cheoun M.K., Kusakabe M., Kajino T., Usang M. D., Chiba S., Nakamura K., Tolstov A., Nomoto K., Hashimoto M. A., Ono M., Kawano T., Mathews G. J., Short-Lived Radioisotope ^{98}Tc Synthesized by the Supernova Neutrino Process, *Phy. Rev. Lett.*, 2018, 121, 102701.
- [70] <https://slideplayer.com/slide/7773463/> (Ziyaret tarihi: 10 Ağustos 2018).
- [71] Rolfs C.E., Rodney W.S., “Coudrons in the Cosmos”, *Univ. of Chicago Press*, 1988.
- [72] Iliadis, C., “Nuclear Physics in Stars”, *Wiley-VCH*, 2007.
- [73] A. Formicola and G. Imbriani Introduction to experimental nuclear astrophysics DOI 10.1140/epjp/i2019-12497-1.
- [74] Breit R. G., Wigner E.P., *Phys. Rev.*, 1936, **49**, 519.
- [75] Hevesy. G. and Hilde Levi. “The Action of Neutrons on the Rare Earth Elements.”, *K. Dan. Vidensk. Selsk.. Mat.-Fys. Medd.*, 1936, XIV5.

- [76] Gilmore G. R., *Practical gamma-ray spectrometry*, 2nd ed., John Wiley&Sons, Great Britain, 2008.
- [77] Krane K. S., *Nükleer Fizik I*, Palme Yayıncılık, Ankara, 2001.
- [78] N. Özkan, Ph.D. thesis, The Ohio State University, 2001, ABD.





EKLER

EK-A



1380 Seaboard Industrial Blvd.
Atlanta, Georgia 30318
Tel 404-352-8677
Fax 404-352-2837
www.analyticinc.com

CERTIFICATE OF CALIBRATION
Standard Radionuclide Source

85548A-443

170 mL High Density Solid in 0.2 L PP Bora Jar

Customer: EZN/NEL Elektronik Cihazlar
P.O. No.: P622276, Item 1 (QCRA18256)

Reference Date: 01-Aug-2011 12:00 PM EST **Grams of Master Source:** 0.019226

This standard radionuclide source was prepared gravimetrically from a master radionuclide solution. The master radionuclide solution was prepared gravimetrically by addition of radionuclides calibrated by an ionization chamber or a liquid scintillation counter. Calibration and purity were checked using a germanium gamma spectrometer system. At the time of calibration no interfering gamma-ray emitting impurities were detected. The gamma-ray emission rates for the most intense gamma-ray lines are given. Eckert & Ziegler Analytics (EZA) maintains traceability to the National Institute of Standards and Technology through a Measurements Assurance Program as described in USNRC Regulatory Guide 4.15, Revision 1, February, 1979, and compliance with ANSI N42.22-1995, "Traceability of Radioactive Sources to NIST." EZA is accredited by the Health Physics Society (HPS) for the production of NIST-traceable sources, and this source was produced in accordance with the HPS accreditation requirements. Customers may report any concerns with the accreditation program to the HPS Secretariat, 1313 Dolley Madison Blvd., Ste. 402, McLean, VA 22101.

Density of solid matrix 1.6 g/cc.

Nuclide	Gamma-Ray Energy (keV)	Half-Life, Days	Activity, Bq	Branching Ratio	yps	Uncertainty, %		
						U _A	U _B	U
Am-241	59.5	1.580E+05	2.160E+03	0.3590	7.753E+02	0.1	1.7	3.4
Cd-109	88.0	4.626E+02	1.918E+04	0.0363	6.963E+02	0.5	2.3	4.7
Co-57	122.1	2.718E+02	4.735E+02	0.8556	4.051E+02	0.5	2.0	4.1
Ce-139	165.9	1.376E+02	6.896E+02	0.7989	5.509E+02	0.5	1.9	3.9
Hg-203	279.2	4.661E+01	1.627E+03	0.8146	1.325E+03	0.4	1.9	3.9
Sn-113	391.7	1.151E+02	1.091E+03	0.6497	7.091E+02	0.5	1.9	3.9
Cs-134	604.7	7.542E+02	2.407E+03	0.9762	2.349E+03	0.1	1.7	3.4
Cs-137	661.7	1.098E+04	5.693E+02	0.8510	4.844E+02	0.6	1.9	4.0
Cs-134	795.9	7.542E+02	2.407E+03	0.8546	2.057E+03	0.1	1.7	3.4
Mn-54	834.9	3.121E+02	1.358E+03	0.9998	1.358E+03	0.1	1.7	3.4
Y-88	898.0	1.066E+02	2.489E+03	0.9370	2.332E+03	0.4	1.9	3.9
Zn-65	1115.6	2.441E+02	3.639E+03	0.5060	1.841E+03	0.1	1.7	3.4
Y-88	1836.1	1.066E+02	2.489E+03	0.9920	2.469E+03	0.5	1.9	3.9

* Master Source refers to Analytics' TCC mixture which is calibrated three times a year.

Uncertainty: U - Relative expanded uncertainty, k = 2. See NIST Technical Note 1297, "Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results."

(Certificate continued on reverse side)

AMA Form005 Rev. ...



TCC Certificate, Rev 1 10-01-2009

Page 1 of 2

Corporate Office
24937 Avenue Tibbitts Valencia, California 91355

Laboratory
1380 Seaboard Industrial Blvd. Atlanta, Georgia, 30318

Şekil A.1. Enerji ve Verim Kalibrasyonu için kullanılan kaynakların listesinin oluşturulmasında yararlanılan görsel

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] **Tantoğlu E.**, Özkan N., Güray R.T., Reaction cross section calculations via 2nd beta decay using the activation method for the p-process, *Turkish Physical Society 34th International Physics Congress*, Bodrum, 5- 9 September 2018.
- [2] **Tantoğlu E.**, Özkan N., Güray R.T., Reaction cross section calculations via 2nd beta decay using the activation method for the p-process, *Canadian Journal of Physics*, 2019.



ÖZGEÇMİŞ

1992 yılında Hopa'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Kocaeli' nde tamamladı. 2011 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümü'nden 2016 yılında Bölüm ikincisi olarak mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek lisans eğitimine başladı. Ezgi TANTOĞLU halen Fizik yüksek lisans programında eğitimini sürdürmektedir.

