KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ASTROFİZİKSEL P-PROSESİ İLE İLGİLİ Er-164 İZOTOPUNUN PROTON YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

BEYZA DURKAYA YÜRÜKER

KOCAELİ 2013

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ASTROFİZİKSEL P-PROSESİ İLE İLGİLİ Er-164 İZOTOPUNUN PROTON YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

BEYZA DURKAYA YÜRÜKER

Doç.Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY
Danışman, Kocaeli Üniv. .....

Doç.Dr. Elif KAÇAR
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv. .....

Prof.Dr. M. Nizamettin ERDURAN
Jüri Üyesi, İstanbul Sabahattin Zaim Üniv. .....

Tezin Savunulduğu Tarih: 18.06.2013

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR

İnsanoğlu binlerce yıldır içinde yaşadığı evrenin nasıl oluştuğunu merak etmektedir. En eski çağlardan günümüze kadarki tüm bilim insanları bu sorunun cevabını aramaktadırlar. Bu nedenle binlerce yıldır elementlerin kaynağı, nasıl oluştuğu ve doğadaki oranları bilim insanlarının merak ve ilgi odağı olmuştur. 1950'li yıllardan sonra yıldızların yanma reaksiyonları ve onların çekirdek sentezindeki rolü ile ilgili ilk geniş kapsamlı teori yayınlanmış ve bu teori nükleer astrofiziğin temelini oluşturmuştur**.** Hızla gelişen çekirdek sentezi teorisi bu soruya birçok yandan cevap vermiş olsa da halen birçok mekanizma tam olarak anlaşılabilmiş değildir. Bu çalışmada çekirdek sentezinin hala tam anlaşılmamış kısımlarından olan p-proses çekirdek sentezi ile ilgili nükleer reaksiyonlar araştırılmıştır. Elde edilen bilgiler çekirdek sentezi teorisine sunduğu önemli katkı yanında teorik nükleer fizik çalışmalarına da katkı sağlamaktadır.

Öncelikle her konuda yardım ve desteğini hissettiğim danışman hocam Doç. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY'a ve Doç. Dr. Recep Taygun GÜRAY'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca tez yazımında yardımını esirgemeyen ve bana her konuda yardımcı olan sevgili Zeren KORKULU ve Sinem ŞAHİN'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak hayatım boyunca beni destekleyen, bugünlere getiren sevgili aileme ve her zaman yanımda olduğunu hissettiren, çalışmalarım süresince birçok fedakarlık göstererek beni destekleyen sevgili eşim Erdem YÜRÜKER'e en derin minnetlerimi ve teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışma Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) Grant-108T508 ve 109T585 (ESF-EuroGenesis Uluslararası Araştırma Projesi çerçevesinde) nolu proje ile desteklenmiştir.

Haziran-2013 Beyza DURKAYA YÜRÜKER

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR i
İÇİNDEKİLER ii
ŞEKİLLER DİZİNİ ve KISALTMALAR iv
TABLOLAR DİZİNİ vi
SİMGELER DİZİNİ vii
ÖZET ix
ABSTRACT x
GİRİŞ 1
1. KARAKTERİSTİK ASTROFİZİKSEL NİCELİKLER 4
1.1. Reaksiyon Hızı 4
1.1.1. Nötron yakalama reaksiyonları 5
1.1.2. Gama yakalama reaksiyonları 6
1.1.3. Yüklü parçacık yakalama reaksiyonları için reaksiyon hızı 7
1.2. Astrofiziksel S Faktörü 8
1.3. Gamow Penceresi 9
2. AĞIR ELEMENTLERİN SENTEZİ 11
2.1. Nötron Yakalama Prosesleri 11
2.1.1. S-prosesi 14
2.1.2. R-prosesi 15
2.2. P-Prosesi 16
2.2.1. P-çekirdekleri 16
2.2.2. P-çekirdeklerinin sentezi 18
3. DENEYSEL ÖLÇÜM 20
3.1. Aktivasyon Yöntemi ve Deneysel Tesir Kesitinin Hesaplanması 20
3.2. Ölçümlerde Kullanılan Hedefler 24
3.2.1. Hedeflerin hazırlanması 25
3.2.2. Hedef kararlılığının incelenmesi 25
3.2.3. Hedefin aktive edilmesi 26
3.4.4. Hedefteki radyasyonun sayılması 27
4. VERİ ANALİZİ 28
4.1 Enerji Kalibrasyonu 28
4.2 Toplam Çakışma Etkisi 30
4.3 Verim Kalibrasyonu 31
4.4. Spektrum Analizi 35
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 37
5.1. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ Reaksiyonu için Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktör Sonuçları 37
5.2. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ Reaksiyonu için Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktör Sonuçları 41
5.3. Bilimsel Sonuçlar ve Öneriler 44
KAYNAKLAR 47
EKLER 52
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER 55

ÖZGEÇMİŞ 56

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Nükleer reaksiyonlar için yüklü parçacıklar arasındaki enerjiye bağlı baskın fonksiyonlar ve Gamow pikinin şematik gösterimi 10
Şekil 2.1. Si=10^6 atomu referansında güneş sistemindeki kimyasal elementlerin bağıl olasılıkları 11
Şekil 2.2. Süpernova patlamasından önce ağır bir yıldızın şematik gösterimi. Gerçekleşen prosesler ve bu proseslerin gerçekleştiği katmanların sıcaklıkları ve yoğunlukları belirtilmiştir. 13
Şekil 2.3. Sn'den Nb'ye kadar olan bölgedeki çekirdek sentezinin şematik gösterimi 15
Şekil 2.4. S-, r- ve p-prosesi ile sentezlenen ağır çekirdekler için güneş sistemi bollukları. 17
Şekil 3.1. Aktivasyon ve bozunma süreci. Aktivasyon ile ürün çekirdek üretilirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an t_a ve bozunum için başlangıç $t'=0$ anıdır. 23
Şekil 3.2. FN Tandem Hızlandırıcısısı 26
Şekil 3.3. Hedef aktivasyonu için kullanılan deneysel düzeneğin şematik gösterimi. RBS ölçümü için demet yönüyle 135º açı yapacak şekilde bir Si dedektörü yerleştirilmiştir 27
Şekil 4.1. Basit bir ardışık bozunum şeması 30
Şekil 4.2. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için ^{164}Er hedefinin 5 MeV'lik proton demetleri ile 14 saatlik bombardımanı ve oluşan aktivitenin 21 saatlik sayımı sonucunda elde edilen spektrum. Analizlerde kullanılan gama enerjilerinin değerleri (242,92 keV ve 297,37 keV) spektrumda ilgili pikler üzerinde belirtilmiştir. 36
Şekil 5.1. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için 243 keV ve 297 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması 38
Şekil 5.2. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için 243 keV ve 297 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması 39
Şekil 5.3. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması 40
Şekil 5.4. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması 40
Şekil 5.5. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için 768 keV, 860 keV ve 1154 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması 42
Şekil 5.6. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için 768 keV, 860 keV ve 1154 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması 42

Şekil 5.7. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması..... 43
Şekil 5.8. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması..... 44

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 2.1. P-çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları 17
Tablo 3.1. Er elementinin doğadaki izotop bollukları ve hedef yapımında kullanılan materyaldeki izotop bollukları. 25
Tablo 4.1. Enerji kalibrasyonu için yaygın olarak kullanılan gama kaynakları ve ilgili bozunma parametreleri 29
Tablo 4.2. Bu çalışma için kullanılan enerji kalibrasyon kaynakları ve ilgili bozunma parametreleri. 29
Tablo 4.3. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonunun analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri 36
Tablo 4.4. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonunun analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri 36
Tablo 5.1. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonuna ait iki farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri 37
Tablo 5.2. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonuna ait iki farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel astrofiziksel S faktör değerleri 38
Tablo 5.3. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti ve S faktör değerlerinin ağırlıklı ortalamaları 39
Tablo 5.4. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonuna ait üç farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri 41
Tablo 5.5. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonuna ait üç farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel S faktör değerleri 41
Tablo 5.5. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti ve S faktör değerlerinin ağırlıklı ortalamaları 43
Tablo 5.6. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik tesir kesit değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması 45
Tablo 5.7. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik S faktör değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması 45
Tablo 5.8. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik tesir kesit değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması 45
Tablo 5.9. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik S faktör değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması 46

SİMGELER DİZİNİ ve KISALTMALAR

A	: Kütle numarası
A	: Aktivite
b	: Barn
b	: Coulomb tünelleme parametresi
c	: Işık hızı
C	: Düzeltme faktörü
E	: Enerji
e	: elektron yükü
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
E_0	: Etkin gama enerjisi (Gamow enerjisi)
$E_{k.m.}$	: Kütle merkezi enerjisi
E_{lab}	: Laboratuar enerjisi
h	: Planck sabiti
I_γ	: Gama ışını yayınlanma olasılığı
K	: Kelvin
k	: Boltzman sabiti
keV	: Kilo elektron volt
l	: Yörüngesel açısal momentum
LT	: Ömür
m	: Kütle
$M_\odot$	: Güneşin kütlesi
M_A	: Molekül ağırlığı
MeV	: Milyon elektron volt
N	: Nötron sayısı
n	: Nötron
N	: Çekirdek bolluğu (sayısı)
n_T	: Birim alandaki hedef çekirdek sayısı
$N_{sayım}$	: Sayım sayısı
N_γ	: Yayılan gamaların sayısı
$N_{sayım}^{1\ cm}$	: 1 cm'deki sayım
$N_{sayım}^{1\ cm}$	: 14 cm'deki sayım
p	: Proton
P	: Olasılık fonksiyonu
P	: Tam enerji pikindeki sayım oranı
R	: Yarıçap
R_c	: Klasik dönüm noktası
R_n	: Çekirdek yarıçapı
R	: Reaksiyon hızı
S	: Astrofiziksel faktör
s	: Saniye
T	: Sıcaklık
t	: Zaman

$t_{1/2}$: Yarı ömür
υ : Hız
x : Hedefin kalınlığı
Z : Atom numarası
γ : Gama radyasyonu (foton)
Σ : Toplam sembolü
τ : Ortalama ömür
τ_n : Ardışık nötron yakalama arasında geçen süre
τ_β : Ardışık beta yakalama arasında geçen süre
$\Phi(\upsilon)$: Hız dağılımı fonksiyonu
Φ : Birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısı
μ : İndirgenmiş kütle
σ : Tesir kesiti
η : Sommerfeld parametresi
Q : Reaksiyon enerjisi
$\hbar$: Planck sabiti / 2π
ν : Frekans
α : Alfa parçacığı
ν : Nötrino
π : pi sayısı
ρ : Yoğunluk
Δ : Gamow penceresi
Γ : Kısmi genişlik
ε : Verim
$\varepsilon^{1\ cm}$: 1 cm'deki verim
$\varepsilon^{14\ cm}$: 14 cm'deki verim
λ : Bozunma sabiti
μ : Lineer azalma katsayısı
$\Psi(\vec{r})$: Dalga fonksiyonu

Kısaltmalar

AGB : Asymptotic Giant Branch (Asimptotik Dev Kollu Yıldız)
HPGe : Hyper-Pure Germenyum
KN : Kanal No
MC-SNICS : Multi-Cathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering
NS : NON-SMOKER
RBS : Rutherford Backscattering Spectroscopy

ASTROFİZİKSEL P-PROSESİ İLE İLGİLİ Er-164 İZOTOPUNUN PROTON YAKALAMA REAKSİYON TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

ÖZET

Astrofiziksel p-prosesi ile ilgili reaksiyon tesir kesiti ölçümleri, teorik reaksiyon hızlarını deneysel verileri kullanarak test etmek için önemlidir. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ ve $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonlarının toplam tesir kesitleri etkin kütle merkezi enerjisi cinsinden sırasıyla, 3,91 MeV $\leq E_{k.m.}^{etkin} \leq$ 7,81 MeV ve 5,86 MeV $\leq E_{k.m.}^{etkin} \leq$ 6,83 MeV aralığında ölçülmüştür. Bu enerji aralıkları ilgili astrofiziksel enerji aralığına yakındır. Deney aktivasyon yöntemi ile Notre Dame Üniversitesi bünyesindeki Nükleer Astrofizik ve Yapı Enstitüsü Laboratuvarı'ndaki FN Tandem Hızlandırıcısı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Aktiviteler bir HPGe dedektörü kullanılarak bozunma sonucu yayınlanan gama ışınlarını off-line dedeksiyon yöntemi ile ölçülerek belirlenmiştir. Hedefler, % 75,32 oranında zenginleştirilmiş ^{164}Er materyalinin Al folyo üzerine buharlaştırılması ile hazırlanmış ve 350-600 nA'lik proton demeti ile bombardıman edilmişlerdir.

Elde edilen sonuçlar Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarını kullanılarak oluşturulan standart NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılmıştır. Yapılan ölçümlerin detayları ve elde edilen sonuçlar bu çalışmada sunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: Aktivasyon Yöntemi, Çekirdek Sentezi, P-prosesi, Tesir Kesiti, ^{164}Er İzotopu

CROSS SECTION MEASUREMENTS RELATED TO THE ASTROPHYSICAL P-PROCESS FOR PROTON-INDUCED REACTIONS ON Er-164 ISOTOPE

ABSTRACT

The measurements of the reaction cross sections relevant to the astrophysical p-process are crucial to test the theoretical reaction rates with experimental data. The total cross sections for the $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ and $^{164}Er(p,n)^{164m}Tm$ reactions have been measured in the effective center-of-mass energies respectively 3.91 MeV $\leq E^{eff}_{c.m.} \leq$ 7.81 MeV and 5.86 MeV $\leq E^{eff}_{c.m.} \leq$ 6.83 MeV, close to the astrophysically relevant energy range. The experiments were carried out by the activation method at the FN Tandem Accelerator of the University of Notre Dame Institute for Structure and Nuclear Astrophysics Laboratory. The activities were determined by off-line detection of the decay gamma rays with a HPGe detector. The targets were prepared by evaporation of 75.32 % isotopically enriched $^{164}Er_2O_3$ powder on Aluminum backing foils, and bombarded with proton beams of 350-600 nA.

The obtained results for $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ and $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaction cross sections have been also compared with the predictions of Hauser-Fesbach statistical model calculations using the standard NON-SMOKER and default TALYS codes. The details of the measurements and the results have been presented in this work.

Keywords: Activation Method, Nucleosynthesis, P-process, Cross Section, ^{164}Er Isotope

GİRİŞ

Yıldızlar neden parlıyor? Doğadaki kimyasal elementlerin kaynağı nedir? E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle [1] ve A. Cameron [2] aynı dönemlerde bağımsız olarak kimyasal elementlerin kaynağını açıklayan, yıldızlardaki yanma proseslerinin mevcut bilgisini özetleyen bir çalışma yayınlayana kadar bu sorulara cevap bulunamamıştır. Yapılan bu çalışmaların sonucunda disiplinler arası yeni bir fizik dalı olan nükleer astrofizik bilim dalı doğmuştur.

20. yüzyılın başlarında çekirdeği çok büyük bir enerji deposu olarak tanımlayan E. Rutherford tarafından yapılan çalışma ile nükleer reaksiyonların yıldızlardaki enerji üretiminde oynadığı rol tanımlanmaya başlanmıştır. Diğer adım ise 10 yıl sonra yıldızlardaki enerji üretiminin kuantum mekaniksel tünelleme olayı ile açıklanabileceğini öne süren G. Gamow tarafından atılmıştır [3]. Gamow tarafından yapılan bu çalışma sayesinde Coulomb bariyerinin altındaki enerji seviyelerinde nükleer reaksiyonların oluşmasının mümkün olduğu görülmüştür. 1940'lı yılların sonlarında ise R. A. Alpher, H.A. Bethe ve G. Gamow ağır elementlerin nötron yakalama tesir kesitlerinin ve onların izotopik bolluklarının arasında bir ilişki olduğunu öne sürmüştür [4].

Yıldızlardan yayınlanan spektrumlar incelenmiş ve yarı ömrü yaklaşık 4 milyon yıl olan ^{98}Tc izotopuna ait spektrum çizgilerinin hala gözlenebildiği fark edilmiştir [5]. Bu element kozmolojik zaman ölçeğine (~ 10^{10} yıl) göre çok kısa yarı ömre sahip olduğu için yeni üretilmiş bir element olduğu düşünülmüştür. Bunun sonucu olarak çekirdek sentezinin günümüzde de devam ettiği kanıtlanmıştır.

1957 yılında E. M. Burbidge, W. A. Fowler ve F. Hoyle yıldızların yanma reaksiyonları ve onların çekirdek sentezindeki rolü ile ilgili ilk geniş kapsamlı teoriyi yayınlamışlardır ve bu teori nükleer astrofiziğin temelini oluşturmuştur [1].

Çekirdek sentezinin Büyük Patlama ile başladığı öne sürülmüş ve Büyük Patlama Çekirdek Sentezi ile hafif elementlerin (^{1}H, ^{4}He, ^{7}Li ve çok az miktarda ^{8}Be)

oluştuğu kabul edilmiştir. Milyonlarca yıl sonra bu hafif elementler yıldızlardaki element sentezine kaynak oluşturmuştur. Demir elementine kadar olan izotoplar yıldızlardaki termal reaksiyonlar ile oluşturulurlar. Demirden daha ağır elementler için termal reaksiyonlar endotermiktir ve artan atom numarası ile Coulomb engeli de artacağından ağır elementler füzyon reaksiyonları ile oluşturulamazlar. Günümüzde demirden daha ağır elementlerin sentezi başlıca 3 mekanizma ile açıklanmaktadır. Bu mekanizmalar, yavaş nötron yakalama prosesi olan s-prosesi, hızlı nötron yakalama prosesi olan r-prosesi ve p-prosesidir. İzotop tablosunun nötronca zengin kısmındaki izotoplar s- ve r-prosesi ile üretilir. Ancak Se ve Hg arasında proton bakımından zengin yaklaşık 35 çekirdek nötron yakalama reaksiyonları ile üretilemezler. Bu izotopların bollukları s- ve r-prosesi ile üretilen çekirdeklere kıyasla 10 ile 100 kat daha azdır ve p-prosesi ile üretildikleri kabul edilir [6].

Son zamanlarda hesaplamalarda kullanılan izotopların bolluk dağılımlarının ve nükleer fizik girdilerinin hassasiyeti arttıkça farklı astrofiziksel tanımlamaları geliştirmek ve meydana geldikleri astrofiziksel senaryoları gözden geçirmek zorunlu hale gelmiştir [7]. Bulmacanın bazı parçaları hala eksiktir: p-çekirdeklerin üretiminde hala soru işaretleri mevcuttur.

P-prosesinin modellenmesi için oluşturulan simülasyonlar kararlı ve kararsız binlerce reaksiyon içermesine rağmen, s- ve r-prosesine kıyasla p-prosesi için yapılan deneysel çalışmalar çok daha azdır. Bu durum p-prosesi simülasyonlarını ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanmasını Hauser-Fesbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesiti hesaplamalarına bağlı kılar [8].

Bu çalışmanın amacı network hesaplamalarına deneysel verilerle katkı sağlamaktır. Teorik modellerdeki nükleer belirsizlikleri azaltmak ve girdi parametrelerinin güvenilirliğini test etmek amacı ile ^{164}Er(p,γ)^{165}Tm ve ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonlarının tesir kesiti deneysel olarak ölçülmüştür. Elde edilen sonuçlar standart NON-SMOKER ve TALYS kodlarını kullanan Hauser-Fesbach istatistiksel model hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. Son yıllarda birçok proton yakalamalı reaksiyon tesir kesiti ölçümleri yapılmış [9-27] olmasına rağmen teorik modellemelerdeki mevcut sorunları çözebilmek için daha fazla deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır.

Bu çalışmada Bölüm 1'de gerekli nükleer astrofiziksel nicelikler tanıtılacaktır. P-prosesi çekirdekleri, s- ve r- prosesi tohum çekirdeklerinin foton yakalama reaksiyonları ile gerçekleştiğinden Bölüm 2'de bu iki nötron yakalama proseslerinden ve daha sonra p-prosesinden bahsedilecektir. Deneysel süreç ve detayları Bölüm 3'te ve deney sonrasında yapılan analizler Bölüm 4'te anlatılacaktır. Son olarak deneysel sonuçlar ve teori ile karşılaştırılması Bölüm 5'te verilecektir.

1. KARAKTERİSTİK ASTROFİZİKSEL NİCELİKLER

Bu çalışma sonucunda elde edilen tesir kesiti değerleri astrofiziksel hesaplamalar için girdi parametreleri olarak kullanılacaktır. Bu nedenle öncelikle astrofiziksel nicelikleri tanımlamak faydalı olacaktır. Bu bölümde Caoldrons in the Cosmos [28] Nuclear Physics of Stars [29] referanslarından yararlanılmıştır.

1.1. Reaksiyon Hızı

Normalde yıldızsal ortamlarda, yıldıza ait gaz dejenere olmamıştır ve termal dengededir. Çekirdekler rölativistik olmayan şekilde hareket ederler ve hız dağılımları Maxwell-Boltzmann hız dağılımı;

$$\Phi(\upsilon) = 4\pi\upsilon^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{m\upsilon^2}{2kT}\right) \tag{1.1}$$

ile açıklanır. Burada T yıldıza ait gazın sıcaklığı, m ve υ sırası ile ilgili çekirdeğin kütlesi ve hızı, k ise Boltzmann sabitidir.

X ileY çekirdeklerinin etkileşmesi için parçacık çifti başına reaksiyon hızı, $\langle \sigma\upsilon \rangle$;

$$\langle \sigma\upsilon \rangle = \int_0^\infty \int \Phi(\upsilon_x)\Phi(\upsilon_y)\sigma(\upsilon)d\upsilon_x d\upsilon_y \tag{1.2}$$

şeklinde yazılabilir. Burada υ, X ve Y çekirdekleri arasındaki bağıl hızı ifade eder. İndirgenmiş kütle tanımı;

$$\mu = \frac{m_x m_y}{m_x + m_y} \tag{1.3}$$

kullanılarak, $\langle \sigma\upsilon \rangle$;

$$\langle \sigma\upsilon \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty \upsilon^3 \sigma(\upsilon) \exp\left(-\frac{\mu\upsilon^2}{2kT} \right) d\upsilon \tag{1.4}$$

şeklinde yazılabiir.

Kütle merkezi enerjisi $E=\frac{1}{2}\mu\upsilon^2$ ifadesi Denklem (1.4)' de yerine yazılırsa, parçacık çifti başına reaksiyon hızı;

$$\langle \sigma\upsilon \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) dE \tag{1.5}$$

şeklini alır. Yukarıdaki ifadeden de görüldüğü gibi reaksiyon hızı, tesir kesiti σ(E) ifadesine bağlıdır. Yüklü parçacık yakalama, nötron yakalama ve gama yakalama reaksiyonları çekirdek sentezinde önemli rol oynadığından bu reaksiyonlar aşağıdaki kısımlarda daha ayrıntılı olarak anlatılacaktır.

1.1.1. Nötron yakalama reaksiyonları

S- ve r- çekirdekleri, p-prosesi çekirdeklerinin üretiminde tohum çekirdek oldukları için bu çekirdeklerin bollukları da p-prosesi model hesaplamaları için önemlidir. S-prosesinde (n,γ) reaksiyonları önemli olduğundan, bu kısımda rezonant olmayan nötron yakalama reaksiyonları için reaksiyon hızı tanımlanacaktır. Nötronlar çeşitli astrofiziksel reaksiyonlar ile üretilir ve hızlı bir şekilde termalize olurlar ve hız dağılımları Maxwell-Boltzmann hız dağılımı ile tanımlanır. Nötron yakalama reaksiyonlarının gerçekleşme olasılığının en yüksek olduğu durum hız dağılımının maksimum olduğu E_T = kT enerjisindeki değeridir. Düşük enerjilerde tesir kesiti,

$$\sigma_l \propto \left(\frac{1}{\upsilon^2} \right) \Gamma_l \ . \tag{1.6}$$

Burada Γ_l kısmi genişliktir ve ;

$$\Gamma_l \propto (\upsilon R)^{2l+1} \propto E^{l+1/2} \tag{1.7}$$

şeklinde yazılabilir. Burada R ve l sırası ile kanal yarıçapı ve yörüngesel açısal momentumdur. Buna bağlı olarak parçacık çifti başına reaksiyon hızı;

$$\langle \sigma \upsilon \rangle \propto \int_0^{\infty} E^{l+1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \qquad (1.8)$$

şeklini alır.

Rezonant olmayan nötron yakalama reaksiyonlarının çoğu $E^{l+1/2}\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ ile verilen yıldızsal enerji penceresinde gerçekleşir. Çünkü Coulomb bariyeri ile karşılaştırıldığında, merkezcil bariyerin reaksiyon hızı üzerindeki etkisi oldukça küçüktür ve bu etkin enerji bölgesi Maxwell-Boltzmann hız dağılımı kullanılarak tahmin edilir.

1.1.2. Gama yakalama reaksiyonları

P-çekirdeklerinin üretiminde foto ayrışma reaksiyonları anahtar rolü oynadığından bu kısımda gama yakalama reaksiyonlarının özellikleri anlatılacaktır.

Frekansları ν ve dν arasında olan T sıcaklığındaki elektromanyetik dalgaların enerji yoğunluğu Planck Işıma Yasası;

$$U(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} d\nu \qquad (1.9)$$

ile verilir.

$E_\gamma = h\nu$ ifadesi yukarıdaki denklemde yerine yazılırsa;

$$U(\nu)d\nu = \frac{8\pi}{(hc)^3} \frac{E_\gamma}{e^{\frac{E_\gamma}{kT}}-1} dE_\gamma \qquad (1.10)$$

elde edilir.

T sıcaklığında, birim hacim başına enerjisi E_γ ve $E_\gamma+dE_\gamma$ arasında bulunan fotonların sayısı;

$$N_\gamma\left(E_\gamma\right)dE_\gamma = \frac{8\pi}{\left(hc\right)^3}\frac{E_\gamma^2}{E^{\frac{E_\gamma}{kT}}-1}dE_\gamma \tag{1.11}$$

ile verilir.

Verilen bir T sıcaklığında foto ayrışma bozunum sabiti;

$$\lambda_\gamma = \frac{8\pi}{h^3c^2}\int_0^\infty \frac{E_\gamma^2}{e^{\frac{E_\gamma}{kT}}-1}\sigma\left(E_\gamma\right)dE_\gamma \tag{1.12}$$

formülü ile verilir.

Foto ayrışma reaksiyonlarının çoğu negatif Q değerine sahip olduğundan birleşmenin limiti eşik enerjisi ile belirlenir.

1.1.3. Yüklü parçacık yakalama reaksiyonları için reaksiyon hızı

Yüklü parçacıklar için reaksiyon hızı Maxwell-Boltzmann hız dağılımı ve Coulomb bariyeri boyunca tünelleme olasılığı ile belirlenir.

Coulomb bariyerinin yüksekliğinin mertebesi patlama olmayan ortamdaki çekirdek sentezi boyunca yüklü parçacıkların etkileşme enerjisinden daha büyüktür. Bu nedenle nükleer reaksiyonlar yalnızca tünelleme etkisi ile gerçekleşebilir. Kuantum mekaniğinde $\left|\Psi\left(\vec{r}\right)\right|^2$ niceliği parçacığın $\vec{r}$ konumunda bulunma olasılığını ifade eder. Tünelleme etkisi ile Coulomb bariyerini aşma olasılığı;

$$P = \frac{\left|\Psi\left(\overrightarrow{R_n}\right)\right|^2}{\left|\Psi\left(\overrightarrow{R_c}\right)\right|^2} \tag{1.13}$$

ile ifade edilir. Burada $\overrightarrow{R_c}$ klasik dönüm noktası (klasik bakış açısından, bu ifade gelen çekirdek ile hedef arasındaki minimum uzaklıktır) ve $\overrightarrow{R_n}$ ise çekirdek yarıçapıdır. E<<E_c olduğu düşük enerjilerde (eşdeğer olarak $\left|\overrightarrow{R_c}\right| \ll \left|\overrightarrow{R_n}\right|$ olduğu durumda) bu olasılık dalga yaklaşımını kullanarak (örneğin yalnızca l=0 dalgaları dikkate alınarak);

$$P = \exp(-2\pi\eta) \tag{1.14}$$

formülüne yaklaşır.

Burada η Sommerfield parametresidir ve ;

$$\eta = \frac{Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \tag{1.15}$$

formülü ile verilir. Z_x ve Z_y ilgili çekirdeklerin atom numaralarını ifade eder.

Pratikte Gamow faktörü;

$$2\pi\eta = 31.29105712\, Z_x Z_y \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2} \tag{1.16}$$

şeklinde kullanılır. Burada kütle merkezi enerjisi E'nin birimi keV ve m etkin kütlenin birimi ise akb cinsinden kullanılmalıdır.

1.2. Astrofiziksel S Faktörü

Yüklü parçacık tesir kesiti Coulomb bariyerinin altındaki enerjiler için hızlıca düşer. Çünkü tünelleme etkisinin olasılığı;

$$\sigma(E) \propto \exp\left(-2\pi\eta\right) \tag{1.17}$$

üstel olarak azalır. Birçok durumda deneyler yüksek enerjilerde yapılır ve daha sonra elde edilen sonuçlar, ilgili daha düşük astrofiziksel enerji bölgelerine ekstrapole edilir. Fakat tesir kesiti enerjiye güçlü bir şekilde bağlı olduğundan bu durum ekstrapolasyon işlemini güçleştirir.

Rezonant olmayan reaksiyonlar için tesir kesitinin enerji bağımlılığı daha azdır. Bu durumda ekstrapolasyon için;

$$S(E) = \frac{\sigma(E)E}{\exp(-2\pi\eta)} \tag{1.18}$$

denklemi kullanılır. Bu nicelik astrofiziksel S-faktörü olarak adlandırılır. S(E) tanımı Denklem (1.5)'te $\langle \sigma \upsilon \rangle$ parçacık çifti başına reaksiyon hızı formülünde yerine yazılırsa;

$$\langle \sigma \upsilon \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right) dE \tag{1.19}$$

ifadesi elde edilir. Burada b bir sabit olup bariyer aşılabilirliğine karşılık gelir ve ;

$$b = \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_X Z_y}{\hbar} = 0.989 \, Z_x \, Z_y \, \mu^{1/2} \, [\mathrm{MeV}]^{1/2} \tag{1.20}$$

formülü ile ifade edilir. Burada b^2 niceliği Gamow enerjisi olarak adlandırılır.

1.3. Gamow Penceresi

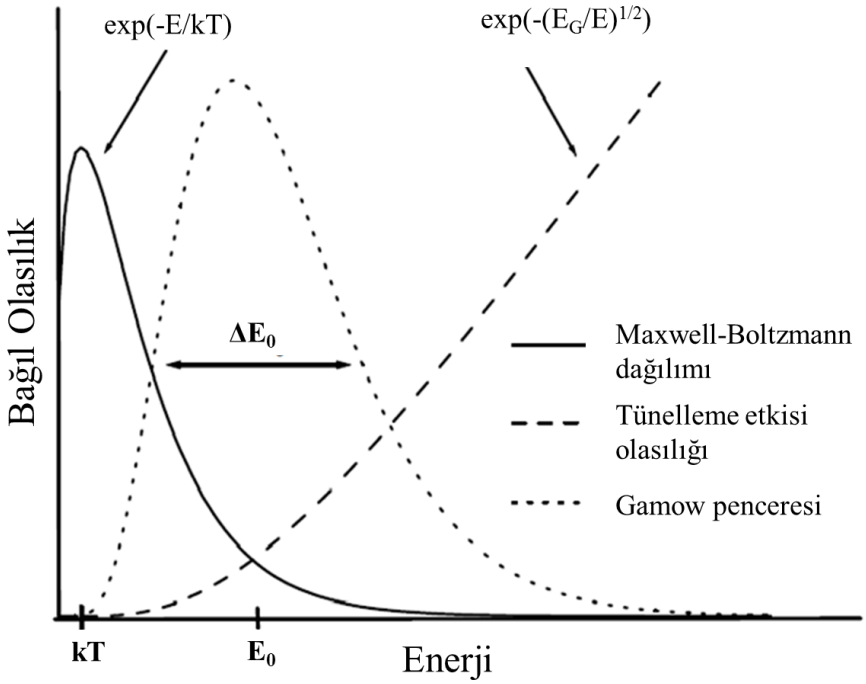
Coulomb bariyerini aşma olasılığı Maxwell-Boltzmann hız dağılımı ile katlanır ve Gamow piki denilen şekli oluşturur. Bu fonksiyonlar Gamow penceresi ile birlikte Şekil 1.1'de gösterilmiştir. Tesir kesiti enerji ile düzgün değiştiğinde, düşük enerjide doğrudan yakalama reaksiyonları ve yüksek enerjilerde ise bileşik reaksiyonlar için kısıtlıdır. Verilen bir yıldızsal ortam için yüklü parçacık yakalama reaksiyonları, bu göreli dar enerjilerde E_o etkin gama enerjisi;

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2} \right)^{2/3} \tag{1.21}$$

civarında oluşur.

Bunun anlamı şudur: artan yıldızsal sıcaklık ve yük sayısı ile Gamow piki yüksek enerjilere doğru kayar. Tipik olarak doğrudan tesir kesiti ölçümleri için E_o çok düşük bir değerdir.

Nükleer astrofizikteki asıl güçlük Gamow penceresinde ya da mümkün olduğunca bu değere yakın enerjilerdeki tesir kesiti değerini elde etmektir.

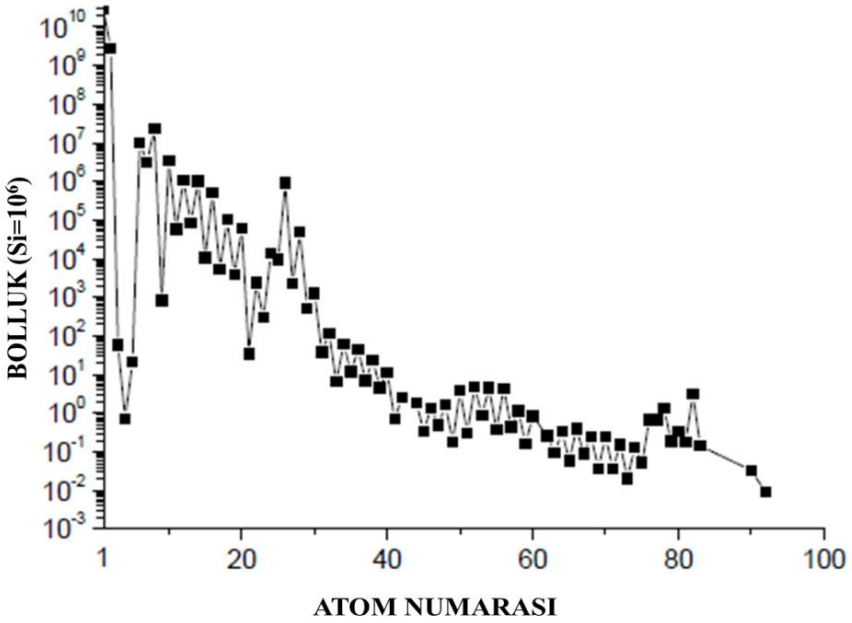


Şekil 1.1. Nükleer reaksiyonlar için yüklü parçacıklar arasındaki enerjiye bağlı baskın fonksiyonlar ve Gamow pikinin şematik gösterimi

2. AĞIR ELEMENTLERİN SENTEZİ

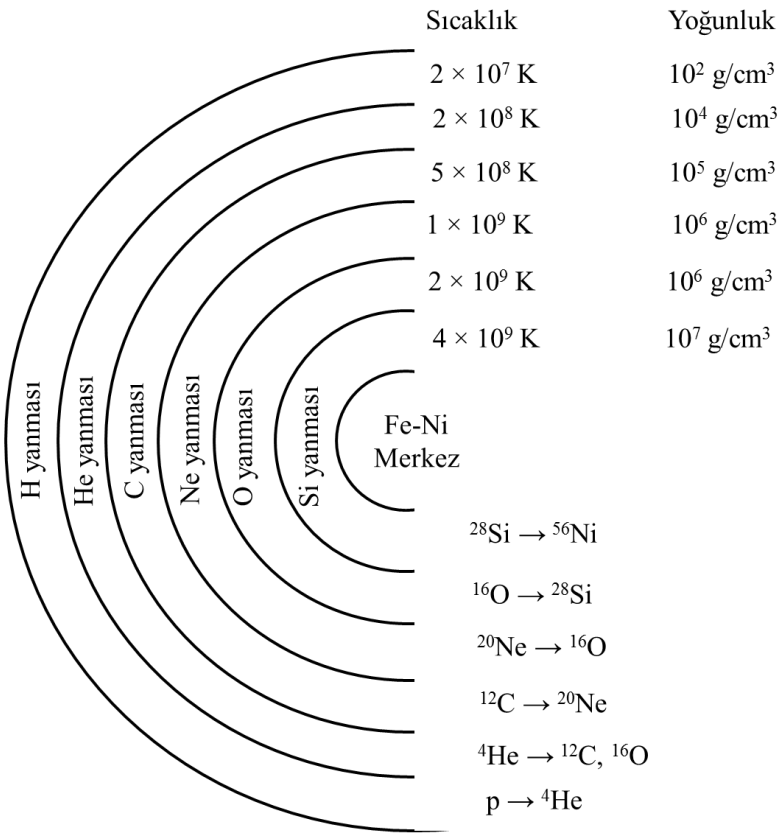
2.1. Nötron Yakalama Prosesleri

Demir pikinin altındaki kimyasal elementlerin yıldızlardaki yüklü parçacık reaksiyonları aracılığı ile meydana gelen yanma reaksiyonlarından oluştuğu bilinmektedir [1, 2, 7, 28, 29]. Coulomb bariyerinin yüksekliği, termonükleer reaksiyonlara katılan çekirdeklerin atom numaralarının artması ile şiddetli bir şekilde artar. Bu nedenle demir üzerindeki tesir kesitleri, Şekil 2.1'de gösterilen kimyasal elementlerin gözlenen bolluklarını [30] açıklamak için çok küçüktür. Dahası Demir-Nikel bölgesinde, çekirdek başına bağlanma enerjisi maksimuma ulaşır. Sonuç olarak, ağır element sentezi proseslerinde enerji üretilemez aksine yıldızın enerjisi tüketilir. Bu bulgulara göre, ağır elementleri oluşturan temel nükleer reaksiyonlar, nötron yakalama ve β^- bozunumu reaksiyonlarıdır ve iki ana nötron yakalama prosesinin olduğu öne sürülmektedir [1, 2, 7]. Bir sonraki kısımda bu prosesler tanımlanacaktır.



Şekil 2.1. Si=10^6 atomu referansında güneş sistemindeki kimyasal elementlerin bağıl olasılıkları [30]

Ağır elementleri sentezleyen farklı prosesleri ele almadan önce, tipik ağır bir yıldızın yaşamına genel bir açıklama yapmak gerekir. Yıldızlar, Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde oluşan elementlerin oluşturduğu bir bulutsu (nebula) içindeki yoğun bir bölgenin kendi kütle çekim etkisiyle büzülüp, gaz ve tozdan meydana gelen çok büyük küreler halinde yoğunlaşmasıyla oluşmaya başlar. Kürenin içinde, maddenin yoğunlaştığı bölgelerin sıcaklığının artması sonucunda ışık saçmaya başlar ve ilk yıldızlar (proto yıldızlar) oluşur. Merkezdeki sıcaklık 10^7 K civarına ulaştığında, termonükleer füzyon reaksiyonları (hidrojen yanması ile başlayan) oluşmaya başlar. Gravitasyonel çökme geçici bir süre için durur, çünkü gravitasyonel kuvvet ve dış basınç arasında bir denge meydana gelir. Böylece yıldızın boyutu, sıcaklığı ve parlaklığı kararlı hale gelir. Hidrojen yakıtı tükendiğinde nükleer reaksiyonlar tarafından sağlanan dış basınç gravitasyonel kuvveti artık dengeleyemez ve denge bozulur. Merkez yeniden çökmeye başlar, çökmenin başlaması ile sıcaklık basınç artar ve böylece yıldız helyumu ateşler, Helyum-Karbon zincirini başlatarak yeniden çökmeyi engellemek için yeterli dış basınç üretmeye çalışır. Bu döngü birkaç kez tekrar eder. Her seferinde merkez çöker ve çökme yıldızın merkezindeki daha yüksek sıcaklıklarda, basınçlarda ve daha ağır kütleli çekirdekleri ateşlemesi ile durur. Yıldız bir soğana benzemeye başlar, çünkü yıldızın dış katmanlarında önceki yanma süreçleri devam etmektedir. Bu dış katmanlardaki sıcaklık ve yoğunluk merkezdekinden küçüktür, fakat Şekil 2.2'den de görüleceği gibi ilgili yanma reaksiyonlarını gerçekleştirmek için yeterince yüksektir. Ancak ardışık her bir yanma aşaması, bir öncekine göre daha az enerji üretir ve daha kısa sürer. Çekirdeğin içerdiği demir grubu elementlerinin sayısı arttıkça, nükleon başına bağlanma enerjisi maksimum düzeye ulaşacağından artık başka bir termonükleer reaksiyon gerçekleşemez [29, 30]. Bu noktada kütle çekim kuvvetini dengelemek için gerekli dış basınç merkezdeki dejenere elektronlar tarafından sağlanır. Ancak yıldızın kütlesi yeterince büyükse, Demir-Nikel çekirdek Chandrasekhar Limitini (1.38 $M_\odot$) aşar. Bu limitin üzerinde denge sağlanamaz ve mekanizma bozulur ve yıldız bir süpernova olarak patlar. Süpernovalar, ani ve çok büyük bir ışık şiddeti artması ile kendini gösteren yıldız patlamalarıdır. Toplam ışıma gücü bazı hallerde güneşinkinin 10^{10} katını bulur. Bir süpernova patlamasında yayınlanan enerjinin yaklaşık 10^{50} erg olduğu gözlemlere dayanarak hesaplanmıştır. İki tip süpernova gözlenmektedir. Tip I süpernovalarda, ışık şiddetinin artışı daha hızlı ve enerji çıkışı daha yüksektir. Bu tip



Şekil 2.2. Süpernova patlamasından önce ağır bir yıldızın şematik gösterimi. Gerçekleşen prosesler ve bu proseslerin gerçekleştiği katmanların sıcaklıkları ve yoğunlukları belirtilmiştir.

süpernovalarda patlama, yıldızın kütlesinin pek büyük olmaması nedeniyle (güneşin kütlesinin birkaç katı) nükleer yakıtın neredeyse tamamının tükenmesinden sonra gerçekleşir. Bu nedenle genişleyen dış tabakalarda çok az hidrojen bulunur ve bu süpernovalara, yaşlı yıldız kümelerinde rastlanır. Tip II. süpernovalarda ise, yıldız çok daha büyük kütleye sahip olduğundan, merkez bölgesi nükleer yakıtını tüketip gravitasyonel çökmeye geçtiğinde dış tabakalarda henüz reaksiyona girmemiş bol miktarda hidrojen vardır. Bu nedenle spektrumlarında bol hidrojen çizgileri gözlenir. Bunlara sarmal galaksilerin kollarında rastlanmaktadır. Bu da Tip II süpernovaların daha genç yıldızlar arasında olduğunu göstermektedir [31].

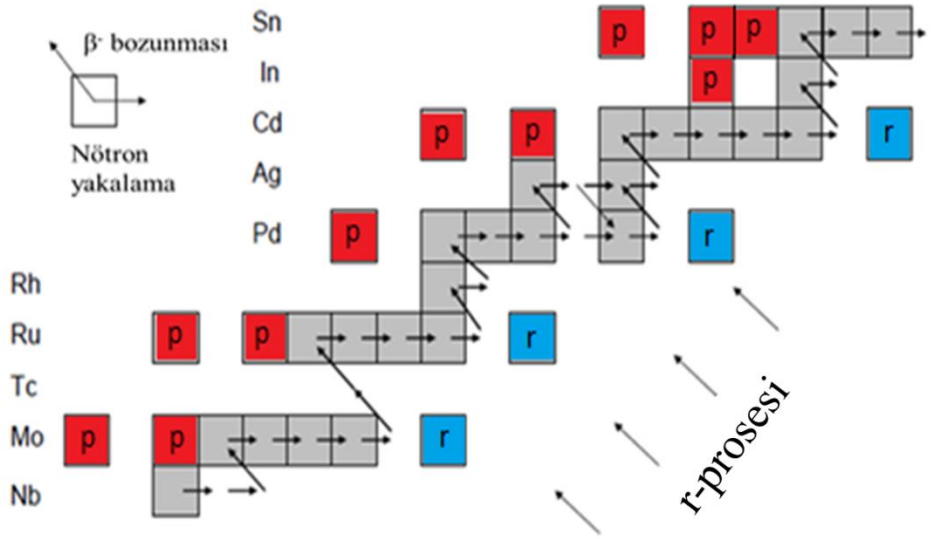
2.1.1. S-prosesi

Yavaş nötron yakalama prosesi (s-prosesi), ardışık nötron yakalama arasında geçen sürenin, τ_n, çekirdeğin tipik β^- bozunumu süresinden ($\tau_\beta \sim 10^5 - 10^7$ saniye) daha uzun olduğunu kabul eder. Çekirdek nötron yakaladığında, başka bir nötron yakalamadan önce β^- bozunumuna uğrar ve kararlı çekirdeğe ulaşır. Bu durumda, s-prosesi kararlılık eğrisi boyunca gerçekleşir [7, 32, 33]. Bu yolla üretilen çekirdeklere "s- çekirdekleri" denir. Bu prosesin oluşturabildiği en son çekirdek ^{209}Bi' dur. Çekirdek ^{210}Bi'da, α bozunumuyla ^{206}Pb'ya geri döner.

S-prosesinin genellikle bir AGB (Asimptotik Dev Kollu Yıldız) yıldızının Helyum yanma fazında ve tipik olarak T ≈ 1-3 10^8 K sıcaklıkları arasında meydana geldiği kabul edilir [29, 34]. Ancak nötronlar kararsızdır ve 614 s yarı-ömre sahiptir. Bu nedenle yıldızlararası ortamda çok fazla nötron yoktur. Dolayısı ile reaksiyona girecek nötronların öncelikle yıldızın içinde üretilmesi gerekmektedir. 10^8 nötron/cm^3 'lık bir nötron yoğunluğunu sağlayan iki ana reaksiyon vardır ve bunlar ^{13}C(α,n)^{16}O ve ^{22}Ne(α,n)^{25}Mg reaksiyonlarıdır. Nötron yakalama oranı ve üretilen β-kararsız çekirdeklerinin bozunma oranları kıyaslanabilir olduğundan s-prosesi yolu Şekil 2.3'te gösterildiği gibi kararlılık vadisine yakın kalır. s- prosesi bolluklarına dair pikler, sihirli nötron sayılarına sahip (N = 50, 82 ve 126) çekirdekler için nötron yakalama tesir kesiti küçük olduğundan kütle numaraları, A ~ 90, 138 ve 208 olan elementlerin yakınlarında gözlenir.

Standart s-prosesi modellerindeki kütle numaraları, A ≤ 90 s-çekirdeklerinin bollukları ile ilgili tahminler olması gerekenden daha düşüktür. Gözlenen s-çekirdekleri bolluklarını doğru bir şekilde tanımlayabilmek için kuvvetli ve zayıf s-prosesi olmak üzere iki farklı s-prosesinin varlığı öne sürülmüştür [35, 36]. Bu prosesler arasında ki temel fark proseslerin gerçekleşme süreleridir. Kuvvetli s-prosesi yaklaşık on bin yıl sürerken zayıf s-prosesi ise birkaç yüzyıl sürmektedir. Dahası kuvvetli s-prosesi AGB yıldızlarda meydana gelir ve zayıf s-prosesinin ise ağır yıldızların helyum yanması safhasında olduğu kabul edilir [37]. S-prosesi yolunu

düzgün bir şekilde yeniden oluşturulması için yapılan (n,γ) tesir kesitleri ve yıldızlardaki beta bozunum oranı ölçümlerini içeren deneysel araştırmalar gelişme kaydetmektedir [7].



Şekil 2.3. Sn'den Nb'ye kadar olan bölgedeki çekirdek sentezinin şematik gösterimi

2.1.2. R-prosesi

Ağır elementlerin bolluk eğrisinin ince yapısında, kütle numaraları A=130, 138, 195 ve 208 civarında 4 pik gözlenmektedir. Daha önce de gösterildiği gibi s-prosesi kararlılık vadisine yakın bölgede kalır ve A=138, A=208 piklerinin varlığı s-prosesi çerçevesinde açıklanabilir. Ancak A=130 ve A=195 civarındaki iki diğer pikin varlığı yalnızca s-prosesi modeli kullanılarak açıklanamaz. Dahası uzun ömürlü radyoizotoplar (örneğin ^{232}Th, ^{235,238}U) s-prosesinin bitim noktasındaki çekirdeklerden çok daha ağırdır [35]. Bu durum r-prosesi adı verilen başka bir nötron yakalama reaksiyonun varlığını gerektiren açık bir kanıt niteliğindedir [1, 2, 7].

R-prosesinin astrofiziksel konumu hala tartışma konusudur [37, 38]. R-prosesinin büyük olasılıkla, tipik nötron yoğunluğu yaklaşık 10^{20} nötron/cm^3 ve sıcaklığı 3 GK civarında olduğu Tip II süpernovalarda gerçekleştiği düşünülmektedir. Kararlı bir çekirdek böyle kuvvetli bir nötron akısına maruz kaldığında ardışık nötron yakalama reaksiyonları geçirir ve ürün çekirdek kararsız dahi olsa nötron yakalama hızı β-bozunma hızından daha fazla olduğundan, izotop tablosunun nötronca zengin

bölgesine doğru ilerler ve sonunda kararlı (ya da çok uzun ömürlü) bir çekirdeğe bozunurlar. Şekil 2.3'te r-prosesi ile üretilen nötronca zengin çekirdekler gösterilmiştir. Yalnız r-prosesi ile üretilen bu çekirdekler "r" ile gösterilmiştir. Ayrıca bazı çekirdeklerin üretiminden hem s- hem de r-prosesi sorumludur (örneğin ^{156}Gd ve ^{157}Gd). Çekirdek sentezine r-prosesinin katkısını tam olarak anlamak için s-prosesinden gelen katkılar çıkarılmalıdır.

2.2. P-Prosesi

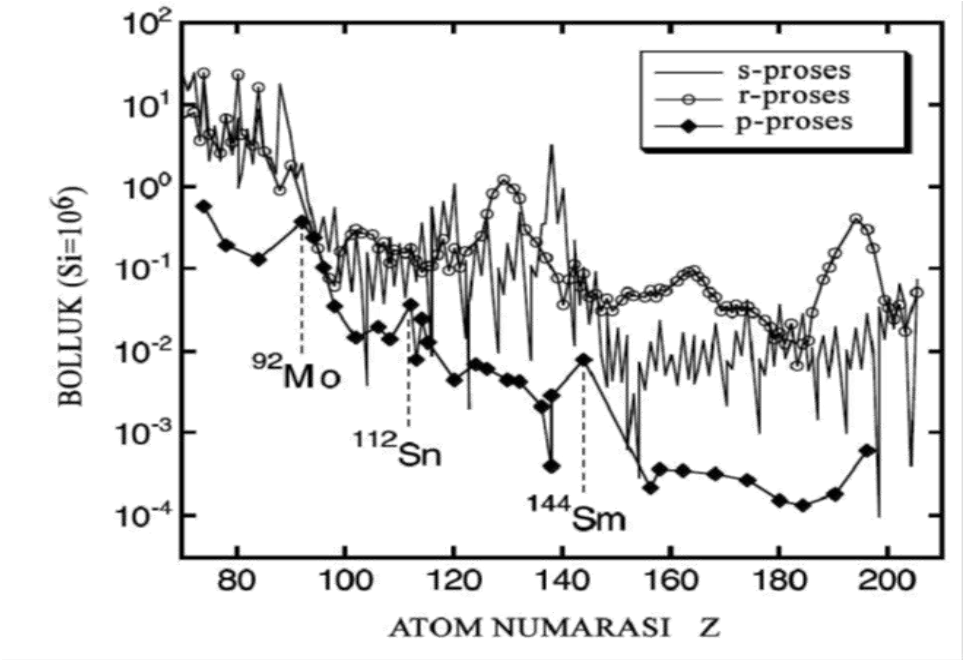
Demirden ağır elementlerin çoğu nötron yakalama reaksiyonları ile üretilir. Ancak bu reaksiyonlar ile üretilemeyen, kararlılık vadisinin protonca zengin kısmında yer alan 35 adet çekirdek vardır. Bu çekirdeklerin oluşumunu p-prosesi açıklar ve bu proses ile üretilen çekirdeklere p-çekirdekleri adı verilir. Bir sonra ki kısımda bu çekirdekler ve onların sentezleri ile ilgili genel bir açıklama verilmiştir.

2.2.1. P-çekirdekleri

Kütle numarası $74 \leq A \leq 196$ aralığında olan (^{74}Se ve ^{196}Hg aralığında), s- ya da r-prosesi ile üretilemeyen protonca zengin kararlı çekirdeklere p-çekirdek adı verilir [39]. Tablo 2.1' de, atom numaraları, izotopik bollukları ve güneş sistemindeki bollukları ile birlikte 35 adet p-çekirdeği liste halinde verilmiştir. In, Sn, La ve Ta hariç hemen hemen hepsi çift-çift çekirdeklerdir, fakat bollukları oldukça düşüktür. P-çekirdek bollukları, diğer iki nötron yakalama prosesleri ile üretilen çekirdeklerin bolluklarına kıyasla 10 ya da 100 kat daha azdır. Şekil 2.4 p-çekirdeklerinin güneş sistemi bolluklarının s- ve r-prosesi ile üretilen çekirdeklerin bollukları ile karşılaştırılması gösterilmiştir. Şekil 2.4 incelendiğinde ^{92}Mo, ^{112}Sn ve ^{144}Sm çekirdeklerinde bollukta bir maksimum olduğu görülmektedir. ^{92}Mo ve ^{144}Sm kapalı nötron kabuğuna, ^{112}Sn ise kapalı proton kabuğuna sahiptir. Kütle numarası A = 190'dan sonra bolluk eğrisindeki yükseliş, N = 126 ve P = 82 sihirli sayılarındaki yerel yüksek bağlanma enerjilerinden kaynaklanmaktadır. P-çekirdeklerinin bolluk eğrisi, s- ve r-çekirdeklerinin bolluk eğrisine paraleldir. Bu davranış, s- ve r-çekirdeklerinin, p-çekirdeklerinin sentezinde tohum çekirdekler olarak kullanılmasından kaynaklandığını göstermektedir [40].

Tablo 2.1. P-çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları [41]

No	P-çekirdeği	İzotopik	No	P-çekirdeği	İzotopik
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}Yb	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			



Şekil 2.4. S-, r- ve p-prosesi ile sentezlenen ağır çekirdekler için güneş sistemi bollukları. S- ve r-prosesi bollukları kaynak [34]'ten, p-prosesi bollukları ise kaynak [41]'den alınmıştır.

2.2.2. P-çekirdeklerinin sentezi

P-prosesi ile ilgili astrofiziksel detaylar hala net olmamakla birlikte son zamanlarda en popüler olanı Tip II süpernova patlamalarının O/Ne tabakalarıdır [42, 43]. Kısa bir süre için (~ 1 s) bu O/Ne tabakasından geçen bir şok dalgası, yıldızsal bölgeyi sıkıştırarak sıcaklığını 1.8-3.3 GK'e yükseltir [39]. Teorik çalışmalar her bir p-çekirdeğinin dar bir sıcaklık penceresinde sentezlendiğini kabul eder. $A \leq 92$, $92 \leq A \leq 144$ ve $A \geq 144$ olan çekirdekler ağırlıklı olarak, sırasıyla $T > 3$ GK, $2.7 < T < 3.0$ GK ve $T > 2.5$ GK sıcaklıklarına sahip yıldızsal ortamlarda üretilirler. Bu sıcaklıklarda, önceden üretilmiş olan s- ve r-tohum çekirdekleri ardışık foton yakalama (γ,n) reaksiyonları gerçekleştirir. Başlangıçta, yayılan nötronların Coulomb engelini aşma ihtiyacı olmamasından dolayı, (γ,n) reaksiyonları, yüklü parçacık foton ayırma reaksiyonlarından daha baskındır. Ancak çekirdekler nötronca yetersiz hale geldikçe, çekirdekten bir nötron koparmak için gerekli enerji artar. Bu sırada, proton ve α-parçacığı ayrışma enerjisi azalır ve dallanma noktası denilen noktada (γ,p) ve (γ,α) reaksiyonları da meydana gelmeye başlar. Bu reaksiyonlar sonucu çekirdek kararlılık eğrisinde protonca zengin bölgeye doğru ilerler ve β^+-bozunumu geçekleştirerek kararlı hale gelirler. Bu şekilde s- ve r- tohum çekirdekleri üzerine ardışık foton yakalama ve β^+-bozunumlarını içeren prosese γ-prosesi adı verilir [42, 43]. Ağır p-çekirdeklerinin üretimi γ-prosesi ile açıklanır [43, 44, 45]. Fakat bolluğu en fazla olan ^{92,94}Mo ve ^{96,98}Ru izotoplarının bollukları, $A<124$ bölgesindeki bolluklar ve $150 \leq A \leq 165$ bölgesi bollukları tahminlerin altındadır [43, 46]. Yapılan tahminlerin yetersiz kalmasının nedeninin astrofiziksel modeldeki yetersizliklerden mi yoksa nükleer fizik girdilerinden mi kaynaklandığı henüz belli değildir. Merkez çökmeli süpernova senaryosuna alternatifler (örneğin, kütle aktarımı olan bir beyaz cücenin [47] veya Chandrasekhar limitinin altında kütleli bir beyaz cücenin patlaması [48], X-ışın patlamasında[49, 50] ve νp-prosesindeki hızlı proton yakalamaları [51]), yetersiz modelleme, meteorik datalardan dolayı kısıtlamalar [52] ve toplam galaktik çekirdek sentezine katkılarının belirsizliğinden dolayı hala sıkıntılıdır.

Rp ve νp gibi ek prosesler hafif p-çekirdeklerinin bolluklarını doğru olarak hesaplamada katkıda bulunabilirler. Nötronca az olan çekirdekler bu iki astrofiziksel çekirdek sentezi ile üretilirler. Rp-prosesinin oluşumu için de yüksek sıcaklık (0.2 –

2.0×10^{9}K) ve yüksek proton yoğunluğu (10^{5}g/cm^{3}) gereklidir ve bu prosesin gerçekleşmesi için en uygun ortamlar, novalar gibi patlayan ortamlar ve X-ışını patlamalarıdır [53]. Rp-prosesi hafif çekirdeklerin ardışık proton yakalama reaksiyonları ve β^{+} bozunumundan ileri gelir. Bu konu ile ilgili yapılan son çalışma da bu prosesin bitiş noktasının Z≈54 olduğu gösterilmiştir [50, 54].

νp-prosesinin merkez-çökme süpernovalarının, fırlatılan proton bakımından zengin iç tabakalarda oluştuğu düşünülür. νp-prosesinin önemi nikel üstü elementlerin ve muhtemelen hafif p-çekirdeklerinin bolluklarına katkıda bulunabileceği gerçeğidir. νp-proses reaksiyon yolu kısmen bilinmeyen nükleer kütlelerin olduğu bir bölgededir [55, 56] ve tüm ilgili reaksiyon hızları teorik tahminlere dayanır. Yapılan son teorik çalışmalar, bu prosesin ^{92,94}Mo ve ^{96,98}Ru izotoplarının fazla bollukta olmasını açıklayabileceğini göstermektedir. [51].

3. DENEYSEL ÖLÇÜM

Bu çalışmanın amacı $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ ve $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonlarının tesir kesiti deneysel olarak belirlemektir. Kullanılan deneysel yöntem ve deneysel işlemler bu bölümü takip eden kısımlarda ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

Bu çalışma Notre Dame Üniversitesi (USA) bünyesindeki Nükleer Astrofizik ve Yapı Enstitüsü (ISNAP) [57] Laboratuvarı'nda gerçekleştirilmiştir. Bu laboratuvar, nükleer fizik alanında yapılan düşük ve orta enerjilerdeki deneysel çalışmalar için aktif bir araştırma programı desteklemektedir.

3.1. Aktivasyon Yöntemi ve Deneysel Tesir Kesitinin Hesaplanması

Parçacık yakalamalı reaksiyon tesir kesit ölçümü iki şekilde yapılabilir: aktivasyon yöntemi ve on-line gama sayım yöntemi.

Eğer aktivasyon sonucu oluşan ürün çekirdek kararlı ise on-line gama sayım tekniği uygun olacaktır. Fakat bu çalışmada da olduğu gibi aktivasyon sonucu oluşan ürün çekirdek radyoaktif ise aktivasyon yöntemi uygundur. Aktivasyon yöntemi ile bir madde içindeki element miktarı çok duyarlı bir şekilde belirlenebilir. Başarılı bir aktivasyon yöntemi uygulaması için ürün çekirdeğin yarı ömrünün ve yayınlanan gamalarının şiddetinin aktivasyon yöntemine uygun olması gerekir. Bu yöntemde - aktivasyon ve sayım sistemleri farklı alanlarda olduğundan, sayım sistemi daha iyi izole edilebilir ve ölçüm on-line gama sayım tekniğine göre arkafon spektrumundan daha az etkilenir.

Aktivasyon yöntemi özetle şu şekilde açıklanabilir; öncelikle bir hedef uygun parçacıklar ile belirli enerjilerde aktive edilir ve bu aktivasyon sonucu kararsız bir çekirdek oluşur. Daha sonra oluşan bu kararsız çekirdekten yayınlanan radyasyon sayılarak tesir kesiti belirlenebilir.

Aktivasyon için termal nötronlar, hızlı nötronlar, yüklü parçacıklar veya yüksek enerjili fotonlar kullanılabilir. Aktivasyon yöntemi kullanılarak (p,γ), (p,n), (α,γ), (α,n), (α,p), ve (γ,α) gibi reaksiyonların tesir kesitleri ölçülebilir.

Ölçümlerimizle ilgili olarak örneğin aşağıdaki gibi bir proton yakalama reaksiyonu ele alalım:

$$A + p \rightarrow B + \gamma$$

$$B \rightarrow C + \beta^{+} + \nu_e$$

Burada A hedef çekirdeği, p protonu, bombardıman sonucu oluşan ürün çekirdeği, C ürün çekirdeğin β^{+} bozunumuyla oluşan çekirdeği temsil eder.

Aktivasyon süresince ürün çekirdek oluşurken aynı zamanda bozunma da gerçekleşecektir. Bu nedenle lineer bir üretim meydana gelmez ve bu durumda B çekirdek sayısının zamanla değişimi;

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = R(t) - \lambda_B N_B(t) \qquad (3.1)$$

şeklinde olacaktır.

Burada R(t) üretim hızı, N_B oluşan B çekirdeği sayısı ve λ_B ise radyoaktif B çekirdeğinin bozunma sabitidir. Denklem (3.1) ifadesini daha açık şekilde yazacak olursak;

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = \sigma n_T \Phi - \lambda_B N_B(t) \qquad (3.2)$$

ifadesi elde edilir. Burada n_T birim alandaki toplam hedef çekirdek sayısıdır ve n_T=N.x şeklinde ifade edilir: $N = \frac{\rho N_{avogadro}}{M_A}$ (M_A, çekirdeğin molekül ağırlığı, ρ çekirdeğin öz kütlesidir) birim hacimdeki hedef çekirdek sayısı ve x hedefin kalınlığıdır. Φ ise birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısıdır.

Yukarıdaki (3.2) numaralı diferansiyel denklem çözülerek aktivasyon süresince üretilen B çekirdeklerinin sayısı bulunabilir. Bu denklem;

$$\frac{dN_B(t)}{dt} + \lambda_B N_B(t) = R(t) \tag{3.3}$$

şeklinde 1. Mertebeden lineer adi diferansiyel denklemdir ve çözümü;

$$N_B(t) = \frac{R}{\lambda_B} + C\, e^{-\lambda_B t} \tag{3.4}$$

şeklindedir. Burada C integral sabitidir. Aktivasyon sonunda elde edilen çekirdek sayısı N_B ve bir önceki aktivasyondan kalan çekirdek sayısı N_{B0}, aktivasyonun başladığı an t = 0 olarak alınırsa (Şekil 3.1) C sabiti:

$$C = N_{B0} - \frac{R}{\lambda_B} \tag{3.5}$$

bulunur.

Denklem (3.5) Denklem (3.4)'te yerine yazılırsa;

$$N_B(t) = \frac{R}{\lambda_B}\left(1 - e^{-\lambda_B t_a}\right) + N_{B0}\, e^{-\lambda_B t_a} \tag{3.6}$$

ifadesi elde edilir.

Aktivasyon sonunda $t = t_a$ alınarak (Şekil 3.1), üretilen B çekirdeklerinin sayısı;

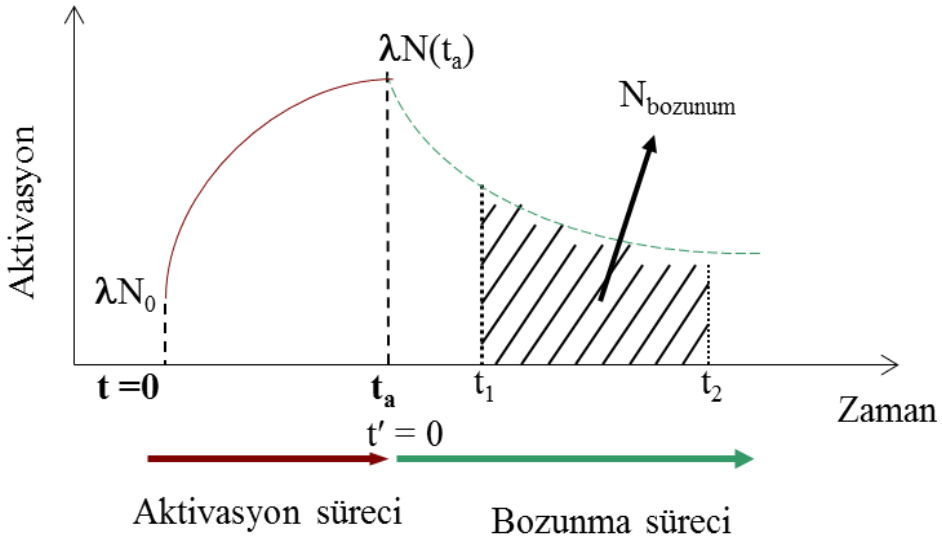
$$N_B(t_a) = \frac{\sigma\, n_T \Phi}{\lambda_B}\left(1 - e^{-\lambda_B t}\right) + N_{B0} e^{-\lambda_B t} \tag{3.7}$$

bulunur.

Aktivasyon süreci sonunda üretilen N_B çekirdeklerinin sayısı bilinirse, σ tesir kesiti yukarıdaki ifadelerden hesaplanabilir. N_B çekirdeklerinin sayısı ise aktivasyondan sonra bozunan çekirdeklerin yayınladığı gama ışınları sayılarak bulunabilir. Bu nedenle N_B değerlerinin, sadece bozunma esnasındaki zamana (t') bağlı ifadeleri gerekmektedir. Herhangi bir t anı için $N_B(t')$;

$$N_B(t') = N_B(t_a)\, e^{-\lambda_B t'} \tag{3.7}$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 3.1. Aktivasyon ve bozunma süreci. Aktivasyon ile ürün çekirdek üretilirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an t_a ve bozunum için başlangıç $t'=0$ anıdır.

Aktivasyon süreci bittiği anda yani $t = t_a$ anında (aynı zamanda $t' = 0$ anı), $N_B(t' = 0) = N_B(t_a)$ olur. Aktivasyon bitiminden sayımın başlamasına kadar geçen süre $t' = t_1$, sayımın yapıldığı zaman aralığı (t_2-t_1) ve bu zaman aralığında ki sayım miktarı $N_{sayım}$ ise, buna karşılık gelen toplam bozunan çekirdek sayısı $(N_{bozunum})$;

$$N_{bozunum} = \frac{N_{sayım}}{I_\gamma.LT.\varepsilon} \qquad (3.8)$$

ile ifade edilir. Burada I_γ, ilgili gama ışınının yayınlanma olasılığı, LT dedektör sisteminin ölü zamanına (DT) karşılık gelen canlı zaman kesri ve ε ise dedektör sisteminin ilgili gama enerjisindeki mutlak verimidir (dedektörü oluşturan kristalin verimi ile sistemin geometrik verimini de içerir). Bozunan çekirdek sayısından $(N_{bozunum})$, aktivasyon sonunda üretilen çekirdek sayısı $N_B(t_a)$ elde edilebilir. Zamana bağlı aktivite ifadesinin integrali alınırsa;

$$N_{bozunum} = \int_{t_1}^{t_2} \lambda\, N\, dt \qquad (3.9)$$

B izotopları için bozunan çekirdek sayısı;

$$N_{B_{bozunum}} = N_B(t_a)\,(1-e^{-\lambda_B(t_2-t_1)})\,e^{-\lambda_B t_1} \tag{3.10}$$

olarak bulunur. Dolayısıyla σ tesir kesiti hesaplanabilir [20, 28].

Fakat yukarıdaki hesaplamalarda gelen parçacık akısının (Φ) aktivasyon süresince sabit olduğu varsayılmıştır. Gerçekte sabit olmadığından aktivasyon süresince gelen parçacığın demet akımı kısa Δt zaman aralıkları ile (bu deney için 5 saniye) ölçülerek kaydedilmiştir. Daha sonra her bir Δt zaman aralığı için meydana gelen reaksiyon sayısı ayrı ayrı hesaplanıp toplanmıştır. Bu durum binlerce hesaplama gerektirdiğinden, hesaplamalar;

$$\sigma = N_B(t_a)\,\frac{\lambda_B}{n_T}\left[\sum_{i=1}^{n}\Phi(1-e^{-\lambda_B\Delta t})\,e^{-\lambda_B(t_a-i\Delta t)}\right]^{-1} \tag{3.11}$$

ifadesi kullanarak bu çalışma için oluşturulan FORTRAN bilgisayar programı yardımı ile yapılmıştır.

3.2. Ölçümlerde Kullanılan Hedefler

Doğal Er elementinde ^{164}Er izotopu % 1.601 oranında bulunmaktadır. Bu oran aktivasyon yöntemi için çok düşük olduğundan deney için ^{164}Er bakımından %75.32 oranında zenginleştirilmiş materyal kullanılmıştır. Zenginleştirilmiş Er malzemesi ISOFLEX [58] şirketinden erbiyum oksit ($^{164}Er_2O_3$) formunda 60 mg miktarında alınmıştır. Doğal Er ve deneyde kullanılan hedef materyallerinin kararlı izotop yüzdeleri Tablo 3.1'de verilmiştir.

^{164}Er izotopu bir proton demeti ile bombardıman edildiğinde radyoaktif Tm izotoplarına dönüşür. Ürün çekirdeğin radyoaktif olması tesir kesiti ölçümü için aktivasyon yöntemini kullanmaya olanak sağlar.

Tablo 3.1. Er elementinin doğadaki izotop bollukları ve hedef yapımında kullanılan materyaldeki izotop bollukları

İzotop	Doğal örnek (%)	Zenginleştirilmiş örnek (%)
^{162}Er	0.139	0.11
^{164}Er	1.601	75.32
^{166}Er	33.503	13.92
^{167}Er	22.869	5.78
^{168}Er	26.978	3.74
^{170}Er	14.910	1.13

3.2.1. Hedeflerin hazırlanması

Hedefler Ulusal Argone Laboratuvar'ında buharlaştırma (evaporation) yöntemi ile hazırlanmıştır. Buharlaştırma yöntemi daha ince hedefler hazırlamaya olanak sağladığından bu yöntem kullanılmıştır. $^{164}Er_2O_3$ tozu bir Ta kaba yerleştirilmiştir ve ısıtılarak 2.5 μg cm^{-2} kalınlıklı Al folyo üzerine buharlaştırılmıştır. Bu yöntem ile kalınlıkları 75 μg cm^{-2} ve 266 μg cm^{-2} arasında değişen 15 adet hedef hazırlanmıştır. Daha sonra hedef kalınlık bilgisi, yapılan hesaplamalarda gerekeceğinden tartma metodu ve alfa spektrometresi ile belirlenmiştir. Hedef kalınlıklarındaki belirsizlikler yaklaşık % 10 olarak bulunmuştur.

3.2.2. Hedef kararlılığının incelenmesi

Aktivasyon ölçümlerine başlamadan önce doğal Er hedefleri üzerine proton gönderilerek hedefin ne kadarlık bir akıma dayanabileceği test edilmiştir. Hedef kararlılığı, aktivasyon süresince Rutherford geri saçılma yöntemi ile hedeften saçılan proton parçacıklarını dedekte ederek kontrol edilmiştir. Aktivasyon ölçümlerinde proton akımı 350 nA ve 570 nA arasında değişmiştir.

3.2.3. Hedefin aktive edilmesi

Bir MC-SNICS [59] iyon kaynağından yararlanılarak proton demeti oluşturulmuş ve bu demetin enerjisi FN Tandem Hızlandırıcısında [60] (Şekil 3.2) düzenlendikten sonra bir hedef odasında hedef tutucusuna monte edilmiş olan ^{164}Er hedefine gönderilmiştir.

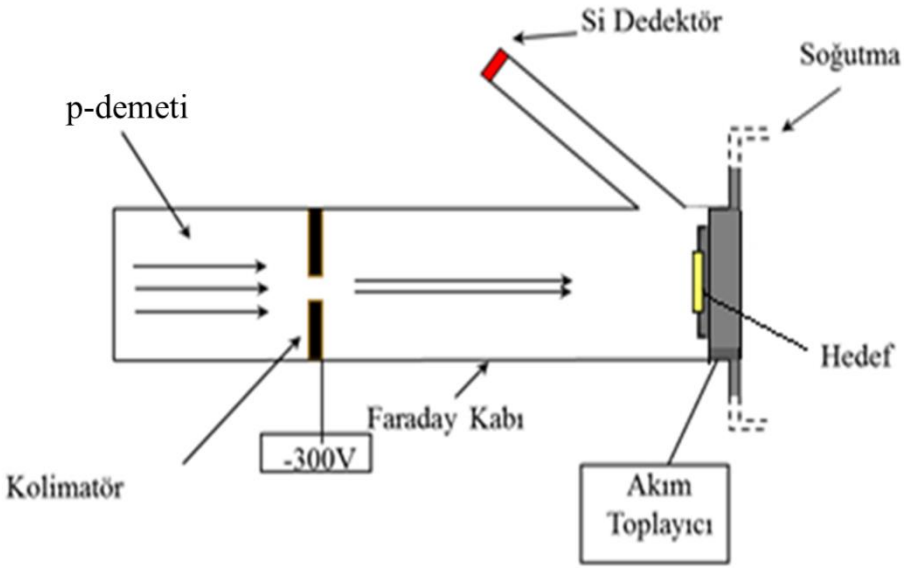


Şekil 3.2. FN Tandem Hızlandırıcısısı

Hedefler etkin kütle merkezi enerjisi cinsinden $E_{k.m.}^{etkin}$=3,91 MeV'den başlayarak 0,5 MeV laboratuvar enerji aralığında (7,5 MeV dışında) artırılarak aktive edilmiştir. Etkin kütle merkezi enerjisi reaksiyonların yarısının gerçekleştiği hedef kalınlığındaki protonların enerjisi anlamına gelir [29].

Hedeflerin aktivasyonu için kullanılan deneysel düzeneğin şeması Şekil 3.3'te gösterilmiştir. Demeti durdurmak için hedefin arkasında ince bir karbon disk bulunmaktadır. Aktivasyon boyunca hedefe çarpan yüklü parçacıkların toplam sayısını elde etmek için hedef bir Faraday kabı olarak tasarlanan bir odacığa yerleştirilmiştir. Hedeften çıkan ikincil elektronları önlemek için -300 V bias voltajı uygulanmıştır. Aktivasyon boyunca bilgisayar ortamında demet akımı 5 saniye aralıklarla kaydedilmiştir.

Her aktivasyondan sonra hedef, oluşan radyoaktif ^{165}Tm ve ^{164}Tm izotoplarının karakteristik aktivitesini ölçmek üzere hedef odasından çıkartılarak off-line gama sayım sistemine transfer edilmiştir.



Şekil 3.3. Hedef aktivasyonu için kullanılan deneysel düzeneğin şematik gösterimi [20]. RBS ölçümü için demet yönüyle 135º açı yapacak şekilde bir Si dedektörü yerleştirilmiştir.

3.4.4. Hedefteki radyasyonun sayılması

^{164}Er(p,γ)^{165}Tm ve ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonları sonucunda oluşan ^{165}Tm ve ^{164}Tm izotoplarının aktivitelerini ölçmek amacı ile hedefler % 40 bağıl verime sahip bir HPGe dedektöründe 1 cm uzaklığa yerleştirilmiştir.

Sayım düzeneğinde kullanılan hedef tutucusu, sayımların dedektör ile hedef arasında 1 cm, 2 cm, 4 cm ve 14 cm mesafelerde yapılmasına olanak verir. Bu çalışmada ölçümler 1 cm mesafede yapılmıştır. Çakışma faktörünü hesaplamak için 14 cm mesafesinde de ölçümler alınmıştır.

Sayım süreleri 40 dakika ile 21 saat aralığında sürmüştür. Tesir kesitinin küçük olduğu düşük proton demeti enerjilerdinde daha uzun sayımlar yapılmıştır. Elde edilen spektrumlar her demet enerjisi için analizlerde kullanmak üzere düzenli olarak kaydedilmiştir.

4. VERİ ANALİZİ

Bu bölümde, yapılan ölçüm değerleri kullanılarak tesir kesitinin nasıl hesaplandığı ayrıntılı olarak anlatılacaktır. Yapılan hesaplamaların sonuçları Bölüm 5'te verilecektir.

4.1 Enerji Kalibrasyonu

Yapılan tüm gama spektrum analiz çalışmalarında sistemin enerji kalibrasyonunun yapılması gerekir. Enerji kalibrasyonunun amacı spektrumdaki pik konumu ve bu pike karşılık gelen gama enerjisi arasındaki ilişkiyi kurmaktır.

Enerji kalibrasyonu enerjisi iyi bilinen bir gama kaynağından yayınlanan gamalar ölçülerek ve enerjisi ile pik pozisyonu karşılaştırılarak yapılır. Öncelikle az sayıda gama enerjili ve gama enerjileri iyi bilinen standart gama kaynaklarından yayınlanan gamaların sayım sisteminde ölçümü yapılır. Daha sonra bu gama enerjilerinin hangi kanal numaralarına denk geldiği belirlenerek kanal sayısının enerjiye bağlı bir grafiği oluşturulur. Bu grafikten E = A+ KN.x (A, burada sabit bir sayıyı ifade eder) şeklinde bir doğru denklemi elde edilir. Dolayısıyla spektrumdaki piklerin enerji değerleri bu denklem kullanılarak belirlenir.

Kullanılan kalibrasyon kaynaklarının enerjilerinin spektrumda kullanılacak enerji aralığını kapsaması önemlidir. Enerji kalibrasyonu için yaygın olarak kullanılan gama kaynakları Tablo 4.1 'de verilmiştir [61]. Bu çalışmada enerji kalibrasyonu için kullanılan kalibrasyon kaynakları, gama enerjileri, gama yayınlanma olasılıkları ve yarı ömürleri Tablo 4.2' de verilmiştir.

^{164}Er(p,γ) ve ^{164}Er(p,n) reaksiyon tesir kesiti ölçümleri için kalibrasyon denklemleri;

$$E(keV) = 0{,}45496 \pm 5\times10^{-5} \,.\, KN + 5{,}45 \pm 0{,}08 \,, \tag{4.1}$$

$$E(keV) = 0{,}41662 \pm 4\times10^{-5} \,.\, KN + 5{,}47 \pm 0{,}07 \tag{4.2}$$

şeklinde elde edilmiştir.

Tablo 4.1. Enerji kalibrasyonu için yaygın olarak kullanılan gama kaynakları ve ilgili bozunma parametreleri [61]

Kaynak	Enerji (keV)	Olasılık (%)	Yarı ömür
^{57}Co	122,0614(3)	85,688(13)	271,79(9) gün
^{139}Ce	165,857(6)	79,9(3)	137,640(23) gün
^{203}Hg	279,1967(12)	81,56(8)	46,595(13) gün
^{113}Sn	391,702(4)	64,89(17)	115,09(4) gün
^{85}Sr	514,0076(22)	98,0(10)	64,849(4) gün
^{134}Cs	604,69(2)	97,63(3)	754,28(22) gün
^{137}Cs	661,660(3)	85,20(20)	30,25(11) yıl
^{54}Mn	834,843(6)	99,976(2)	312,3(4) gün
^{60}Co	1173,238(4)	99,89(2)	5,2719(14) yıl
	1332,502(5)	99,983(1)	
^{22}Na	1274,542(7)	99,93(2)	2,603(2) yıl
^{88}Y	1836,063(13)	99,36(5)	106,630(25) gün
^{57}Co	122,0614(3)	85,688(13)	271,79(9) gün
^{139}Ce	165,857(6)	79,9(3)	137,640(23) gün

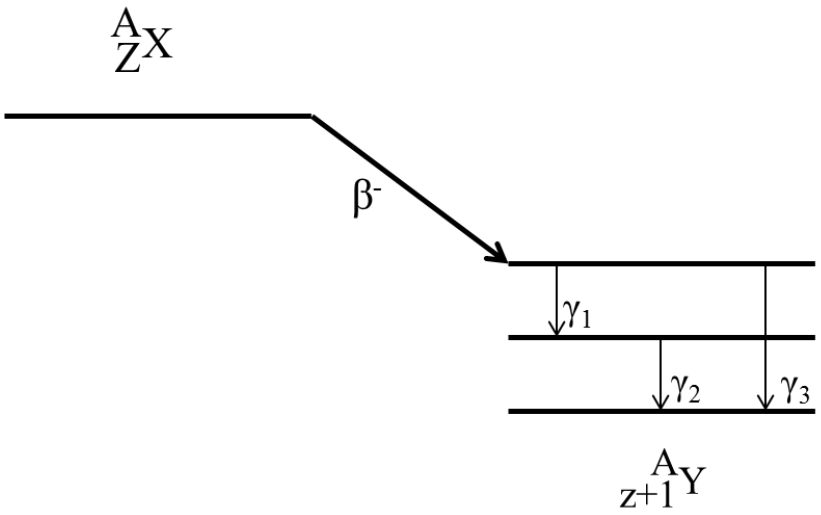
Tablo 4.2. Bu çalışma için kullanılan enerji kalibrasyon kaynakları ve ilgili bozunma parametreleri

Kaynak	Enerji (keV)	Olasılık (%)	Yarı ömür
^{137}Cs	661,660(3)	85,20(20)	30,25(11) yıl
^{60}Co	1173,238(4)	99,89(2)	5,2719(14) yıl
	1332,502(5)	99,983(1)	
^{133}Ba	80,9979(11)	32,9(3)	10,551(11) yıl
	276,3989(12)	7,16(5)	
	302,8508(5)	18,34(13)	
	356,0129(7)	62,05	
	383,8485(12)	8,94(6)	
^{152}Eu	121,7824(4)	28,40(15)	13,537(6) yıl
	244,6989(10)	7,54(5)	
	344,2811(19)	26,52(18)	
	778,920(4)	12,94(7)	
	964,055(4)	14,60(8)	
	1085,842(4)	10,09(4)	
	1212,970(13)	1,423(10)	
	1408,022(4)	20,80(12)	

4.2 Toplam Çakışma Etkisi

Toplam çakışma etkisi [61,62] farklı enerjili gamalar yayınlayan bozunumlarda meydana gelir. Bu hatanın kaynağı yayınlanan gamaların eş zamanlı dedeksiyonudur.

Bu etkiyi daha iyi anlamak için Şekil 4.1'deki gibi bir ardışık (cascade) bozunumu ele alalım.



Şekil 4.1. Basit bir ardışık bozunum şeması

İlgilendiğimiz gamanın enerjisi $E_{\gamma 3}$ ve bu enerjiden elde edilen sayım N_3 olsun, aynı zamanda $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = E_{\gamma 3}$ olsun. Üç enerjinin aynı anda yayınlandığını varsayalım ve γ_3 soğurulduğu sırada γ_1 ve γ_2 de soğurulursa, bu iki pik aynı anda soğrulduğundan bir toplam etkisi olacak ve γ_3 pikine ekleme olacaktır. Dolayısı ile N_3 sayımı olması gerekenden fazla bulunacaktır. Bu etkiye ilgili pike bir katkı olduğu için "summing-in" denir.

Bu kez $E_{\gamma 2}$ enerjili gama ile ilgilendiğimizi, bu pikin analizinden elde edilen sayımın N_2 olduğunu ve γ_1 ve γ_2 nin aynı anda yayınlandığını ve soğurulduğunu varsayalım. Yine γ_1 ve γ_2 aynı anda soğurulduklarından, bir toplam etkisi meydana gelecek ve γ_3'e katkı olacaktır. Fakat ilgilendiğimiz pik γ_2 olduğundan ilgili pikte kayıp meydana gelecek dolayısı ile N_2 sayımı olması gerekenden eksik olacaktır. Bu etkiye de "summing-out" etkisi denilmektedir.

Toplam çakışma etkisinin olma olasılığı, dedektörün toplam verimi arttıkça artar ve dedektör kaynak uzaklığı arttıkça azalır. Fakat aynı geometride alınan sayım hızından bağımsızdır.

Bu etkiyi düzeltmek için bir düzeltme faktörü (C) hesaplanması gerekir. Aktifleştirilen hedefler uzak ve yakın geometride sayılır ve bu sayımlardan elde edilen veriler ile gerekli hesaplamalar yapılarak bu faktör belirlenir. Bu düzeltme ile ilgili yapılan hesaplamalar bir sonraki kısımda anlatılacaktır.

4.3 Verim Kalibrasyonu

Deneysel fizikte verim, bir aletin yanıtı ile ölçülen fiziksel niceliğin değeri arasındaki oran anlamına gelir. Gama ışınları yüksüz radyasyonlardır ve dedektör içerisinde pek çok etkileşme yaparlar. Bu nedenle gama ışını dedektörleri %100'den daha az bir verimle çalışmaktadırlar. Dedektöre gelen fotonların sayısı ile spektrumda gözlenen sayım arasında ilişki kurmak için, özel bir dedektör verim grafiği oluşturmamız gerekir.

Tam enerji pik verimi gama spektrometresindeki en önemli parametrelerden biridir ve ε ile ifade edilir. Bu parametre bir kaynak tarafından yayınlanan belli enerjili fotonlar ile spektrumda gözlenen tam enerji pikine karşılık gelen sayım arasında;

$$P = \varepsilon \cdot I_\gamma \cdot A \qquad (4.3)$$

ilişki kurar. Burada P, spektrumda gözlenen tam enerji pikindeki sayım hızı, ε sayım verimi, I_γ ilgilenilen gama enerjisinin yayınlanma olasılığı ve A Bq cinsinden kaynağın aktivitesidir.

Verim değeri, numunenin geometrisine (büyüklük, yoğunluk ve detektörden uzaklık) bağlıdır. Gama analizlerinde kullanılan dedektörler için verimin değeri bu parametrelerin fonksiyonu olarak önemli ölçüde değişir. Bu yüzden her sayım geometrisi için tercihen tek enerjili ama mümkün olmayan durumlarda çoklu enerjilere sahip aynı geometride özellikleri iyi bilinen standart kaynaklar kullanılarak verim kalibrasyonu yapılmalıdır. Bunun için öncelikle bu belirli enerjilerdeki verim değerleri bulunmalıdır. Verim değerleri;

$$\varepsilon_\gamma = \frac{N_{sayım}}{N_\gamma}, \tag{4.4}$$

$$N_{sayım} = \frac{Alan}{LT}, \tag{4.5}$$

$$N_\gamma = A(t) \cdot I_\gamma \cdot \Delta t, \tag{4.6}$$

formüllerinden yararlanılarak hesaplanır. Burada LT, kaybedilen sayımları hesaba katmak için gerekli bir parametredir ve dedektörün sayım yaptığı gerçek süreyi ifade eder. Δt sayım yapılan süre, A(t) kullanılan standart kaynağın deneyin yapıldığı tarihteki aktivitesini gösterir ve;

$$A(t) = A(t_0) \exp\left(-\frac{\ln 2\,(t - t_0)}{t_{1/2}} \right) \tag{4.7}$$

ifadesi ile verilir. Burada $A(t_0)$ kaynağın başlangıçtaki aktivitesi, $t_{1/2}$ kaynağın yarılanma ömrüdür.

Yukarıdaki formüllerden yararlanarak çeşitli enerjilerde elde edilen verim değerleri kullanılarak enerjiye karşılık verim grafiği çizilir. Çizilen grafikten verim eğrisi ve denklemi elde edilir.

Sayım veriminin değeri aşağıdaki faktörler ile belirlenir:

- Örnek materyaldeki soğrulmadan dolayı fotonların kaynak içerisinden geçerken enerjilerindeki azalma: Bu etki eğer materyalin yoğunluğu 1 $g.cm^{-3}$ ve kalınlığı 2 cm'den daha az ise ihmal edilebilir.
- Dedektör girişindeki kaplama materyalindeki soğrulmadan dolayı fotonların enerjisindeki azalma: Bu etkinin boyutu kalınlığa, giriş penceresinin bileşimine ve fotonun enerjisine bağlıdır. Enerji 100 keV'in üzerinde ise bu etki de ihmal edilebilir.
- Kaynak tarafından yayınlanan foton sayısı ile dedektörün etkin hacmine gelen fotonların oranı: Bu oran numunenin ve dedektörün şekli ve boyutu tarafından ayrıca dedektör ve numune arasındaki mesafe ile belirlenir.

• Detektöre gelen foton sayısı ile tam enerji pikine katkıda bulunan fotonların sayısının oranı: Bu oran dedektörün fiziksel boyutu ve detektöre gelen fotonların enerjisi ile belirlenir.

Pratikte laboratuvarda kullanılan tüm geometrik düzenlemeler için farklı enerjilerdeki verim değerlerini hesaplamak mümkün değildir. Bu nedenle kalibrasyon örnekleri hazırlamak ve dedektör verimini deneysel olarak belirlemek standart bir uygulamadır. Kullanılan kalibrasyon kaynakları aşağıdaki özellikleri sağlamalıdır:

1. Kullanılan standart kaynak, numune ile her yönden (fiziksel şekil ve boyut gibi) benzer olmalıdır. Kalibrasyon kaynağının konumu mümkün olduğu kadar numunenin koyulacağı konum ile aynı olmalıdır.
2. Kullanılan kalibrasyon kaynağının gama enerjileri analizde kullanılacak ilgili gama enerji bölgesini kapsamalıdır.
3. Kullanılan kaynakların aktiviteleri kesin olarak bilinmelidir.
4. Dedektörün ve sayım sisteminin kirlenmesini engellemek için mekanik olarak güçlü ve kimyasal olarak kararlı olmalıdırlar.

Yukarıda bahsedilen tüm kalibrasyon standartlarını sağlamak çoğu zaman mümkün değildir. Bu sebeple araştırmacılar laboratuvardaki zorluklara hazırlıklı olmalı ve problemleri çözmek için çeşitli yöntemler uygulamalıdır.

Diğer bir konu ise dedektör verimi ve enerji arasındaki matematiksel ilişkiyi veren en iyi denklemi bulmaktır. En sık kullanılan model aşağıdaki ifade ile verilir:

$$\ln \varepsilon = a_0 + a_1 \left(\ln E_\gamma\right)^1 + a_2 \left(\ln E_\gamma\right)^2 + a_3 \left(\ln E_\gamma\right)^3 + \ldots \qquad (4.8)$$

burada a_0, a_1… ile ifade edilen terimler sabit sayıları, E_γ ilgili gama enerjisini ve ε verim değerini ifade eder.

Bu deneyde, verimler aktivitesi bilinen ^{137}Cs, ^{60}Co, ^{133}Ba ve aktivitesi bilinmeyen ^{152}Eu kaynakları kullanılarak hesaplanmıştır [61]. Aktivitesi bilinmeyen ^{152}Eu enerjilerinin verim değerlerini elde etmek için bağıl verim yöntemi uygulanmıştır. Bu yöntemde ^{152}Eu'nin 122 keV'lik piki altındaki sayım hızı alınarak ^{152}Eu enerjileri için bağıl verim değerleri bulunmuştur. Daha sonra aktivitesi bilinen kaynaklarla

bulunan verim değerlerine normalize edilerek ^{152}Eu enerji değerleri için verim eğrisi elde edilmiştir.

Yapılan hesaplamalar sonucunda dedektörde 14 cm uzaklıktaki konum için elde edilen verim kalibrasyonu denklemi,

$$\begin{aligned}\mathrm{Log}(\varepsilon) = {} & 0.2031\left(\log\left(E_\gamma\right)\right)^4 - 1.7412\left(\log\left(E_\gamma\right)\right)^3 + 5.077\left(\log\left(E_\gamma\right)\right)^2 \\ & -6.1922\left(\log\left(E_\gamma\right)\right)^1 + 2.5645\end{aligned} \tag{4.9}$$

olarak bulundu. Bu konuda çakışma etkisinin olmadığı kabul edildi.

Ancak reaksiyon ile ilgili ölçümler 1 cm'de gerçekleştirildiğinden, tesir kesitini hesaplayabilmemiz için 1 cm'deki verim değerlerine ihtiyaç vardır. Ayrıca bu mesafede toplam çakışma etkisi düzeltme faktörünün belirlenmesine ihtiyaç vardır. Bu iki değeri bulabilmek için oran yönteminden yararlanılmıştır. Tesir kesiti (σ), değeri:

$$\sigma = \frac{N_{sayım}}{\frac{\varepsilon^{1cm}}{C}.I_\gamma} \frac{1}{\left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)} \frac{\lambda}{\Phi_n\left(1 - e^{-\lambda t_R}\right)} \tag{4.10}$$

formülünden yararlanılarak hesaplanabilir. Burada $\varepsilon^{1\ cm}$ 1 cm'deki verim değeri, C toplam çakışma etkisi düzeltme faktörü, Φ demet akımı, $N_{sayım}$ hedefteki radyasyon miktarı, t_R aktivasyon süresi, t_1 ve t_2 sırası ile sayımın başlatıldığı ve durdurulduğu sürelerdir.

Denklem (4.10) ifadesinde de görüldüğü gibi deneysel tesir kesitini (σ) hesaplamak için $\frac{\varepsilon^{1\ cm}}{C}$ değerini bilmemiz gerekir. Bu yöntemde 14 cm'de toplam çakışma etkisinin olmadığı varsayılır ve deneyin yapıldığı en yüksek demet enerjisinde numune önce uzak daha sonra ölçümlerin yapılacağı yakın geometride (piklerin daha rahat görülebilmesi için) sayılır. Daha sonra aşağıdaki ifade kullanılarak $\frac{\varepsilon^{1\ cm}}{C}$ oranı bulunur;

$$\frac{\varepsilon^{1cm}}{C} = \varepsilon^{14cm} \frac{N_{sayım}^{1cm}}{N_{sayım}^{14cm}} \frac{\left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)}{\left(e^{-\lambda t_3} - e^{-\lambda t_4}\right)}. \quad (4.11)$$

Burada $\varepsilon^{1\,cm}$ 1 cm'deki verim değeri, $\varepsilon^{14\,cm}$ 14 cm'deki verim değeri, $N_{sayım}^{1\,cm}$ 1 cm'deki sayım ve $N_{sayım}^{14\,cm}$ 14 cm'deki sayım, t_1 ve t_2 sırası ile 1 cm'de yapılan sayımın başlangıç ve bitiş süreleri, t_2 ve t_3 sırası ile 14 cm'de yapılan sayımın başlangıç ve bitiş süreleridir.

Yapılan hesaplamalar sonucunda bu oran $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonunu takiben β^+ bozunumu sonucu yayınlanan 242 keV gama enerjisi için 0.07, 297 keV gama enerjisi için ise 0.09 olarak bulunmuştur.

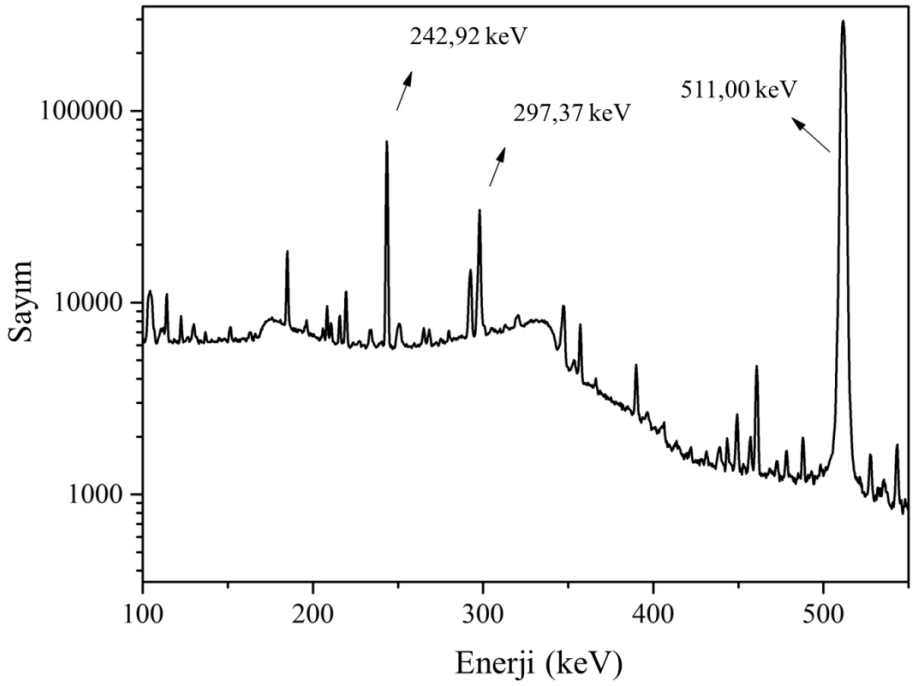
$^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonunun yarı ömrü çok kısa olduğundan (2,0 dakika) yakın ve uzak geometride yapılan ölçümler sonucunda ilgili piklerde sayım gözlenememiş dolayısıyla bu hesaplama bu reaksiyon için yapılamamıştır. Bu reaksiyon için 14 cm'de elde edilen verim eğrisi ^{137}Cs 1 cm'deki verim değerine göre normalize edilerek 1 cm'deki verim değeri bulunmuştur. Fakat toplam çakışma etkisi düzeltmesi yapılamamıştır.

4.4. Spektrum Analizi

İlgili reaksiyonlar incelenerek analiz için en uygun gama enerjileri belirlenmiştir. Bu gama enerjileri, yayınlanma olasılıkları ve yarı ömürleri Tablo 4.3 ve Tablo 4.4' te verilmiştir. İlgili reaksiyonlar sonucunda oluşan ürün çekirdeklerin bozunum şemaları ise Ek 1a ve Ek 1b'de verilmiştir [63]. Kısım 3.4.4'te de bahsedildiği gibi elde edilen spektrumlar her demet enerjisi için düzenli olarak kaydedilmiştir. Daha sonra bu spektrumlar incelenmiş ve analiz için seçtiğimiz fotopiklerin altındaki alanlar TV analiz programı ile belirlenmiştir. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için 5MeV proton demeti enerjisindeki spektrum Şekil 4.2'de örnek spektrum olarak verilmiştir.

$^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonları için (4.1) enerji kalibrasyon denklemi kullanılarak sayım süresince kaydedilen spektrum dosyası kullanılmıştır. Fakat $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonunun yarı ömrü çok kısa olduğundan ilgili pikleri daha net görebilmek için

ilk 10 dakikalık sayımlar toplanarak elde edilen spektrum dosyası incelenmiş ve bu spektrum için (4.2) enerji kalibrasyon denklemi kullanılmıştır.



Şekil 4.2. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için ^{164}Er hedefinin 5 MeV'lik proton demetleri ile 14 saatlik bombardımanı ve oluşan aktivitenin 21 saatlik sayımı sonucunda elde edilen spektrum. Analizlerde kullanılan gama enerjilerinin değerleri (242,92 keV ve 297,37 keV) spektrumda ilgili pikler üzerinde belirtilmiştir.

Tablo 4.3. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonunun analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri [64]

İzotop	Yarı ömür (saat)	γ-enerjisi (keV)	Yayınlanma olasılığı (%)
^{165} Tm	30.06 ± 0.03	242.917 ± 0,007	35.7 ± 0.7
^{165} Tm	30.06 ± 0.03	297.369 ± 0,006	12.71 ± 0.25

Tablo 4.4. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonunun analizi için kullanılan gama enerjileri ve ilgili bozunma parametreleri [65]

İzotop	Yarı ömür (dakika)	γ-enerjisi (keV)	Yayınlanma olasılığı (%)
^{164}Tm	2.0 ± 0.1	768.92 ± 0,04	1.34 ± 0.13
^{164}Tm	2.0 ± 0.1	860.29 ± 0,04	1.12 ± 0.09
^{164}Tm	2.0 ± 0.1	1154.66 ± 0,05	1.65 ± 0.13

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

$^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ ve $^{164}Er(p,n)^{165}Tm$ reaksiyonlarının toplam tesir kesitleri ve S faktör değerleri istatistiksel model tesir kesiti tahminlerini test etmek ve p-proses deneysel veri tabanına katkı sağlamak amacı ile ilgili astrofiziksel enerji aralığını (3 GK sıcaklıkta T_9 = 2.76- 5.13 MeV) kısmen kapsayan 3.91-7.81 MeV ve 5.86-6.83 MeV etkin kütle merkezi enerjisi aralığında deneysel olarak belirlenmiştir. Elde edilen deneysel sonuçlar, istatistiksel model hesaplarını kullanan standart NON-SMOKER [66] ve standart TALYS [67] kodları ile karşılaştırılmıştır.

5.1. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ Reaksiyonu için Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktör Sonuçları

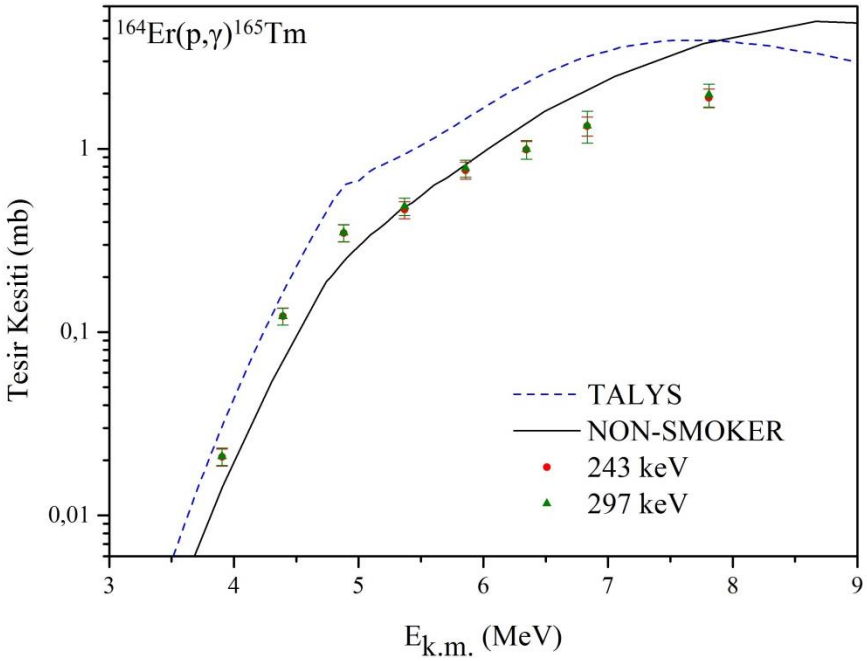
Her bir proton demeti etkin kütle merkezi enerjisinde bu reaksiyon sonucunda yayınlanan iki farklı gama enerjisi için (243 keV ve 297 keV) deneysel tesir kesiti (Tablo 5.1) ve astrofiziksel S faktör değerleri (Tablo 5.2) hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerlerin Hauser-Feshback modelinin önerdiği teorik NON-SMOKER ve TALYS standart kodları ile karşılaştırıldığı grafikler Şekil 5.1 ve Şekil 5.2 'de gösterilmiştir.

Tablo 5.1. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonuna ait iki farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri

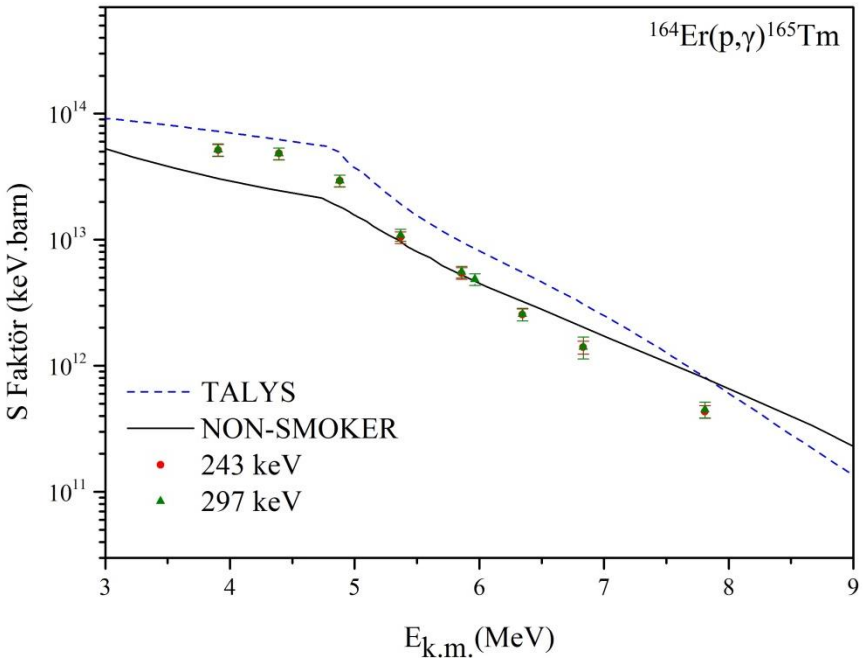
E_{lab} (MeV)	$E^{etkin}_{k.m.}$ (MeV)	243 keV	297 keV
		Tesir Kesiti (µb)	Tesir Kesiti (µb)
4,00	3,905 ± 0,004	21 ± 2	21 ± 2
4,50	4,393 ± 0,004	122 ± 13	122 ± 9
5,00	4,881 ± 0,005	348 ± 37	349 ± 26
5,50	5,369 ± 0,005	466 ± 50	475± 36
6,00	5,858 ± 0,006	764 ± 82	773 ± 59
6,50	6,346 ± 0,006	988 ± 108	991 ± 79
7,00	6,834 ± 0,007	1331± 158	1333 ± 135
8,00	7,810 ± 0,008	1898 ± 220	1926 ± 173

Tablo 5.2. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonuna ait iki farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel astrofiziksel S faktör değerleri

E_{lab} (MeV)	$E^{etkin}_{k.m.}$ (MeV)	243 keV	297 keV
		S Faktör (10^{11} keV.barn)	S Faktör (10^{11} keV.barn)
4,00	3,905 ± 0,004	514 ± 55	518 ± 57
4,50	4,393 ± 0,004	483 ± 52	482 ± 51
5,00	4,881 ± 0,005	293 ± 31	294 ± 31
5,50	5,369 ± 0,005	105 ± 11	109 ± 12
6,00	5,858 ± 0,006	54 ± 6	56 ± 6
6,50	6,346 ± 0,006	26 ± 3	26 ± 3
7,00	6,834 ± 0,007	14 ± 2	14 ± 3
8,00	7,810 ± 0,008	4,3 ± 0,5	4,5 ± 0,6



Şekil 5.1. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için 243 keV ve 297 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

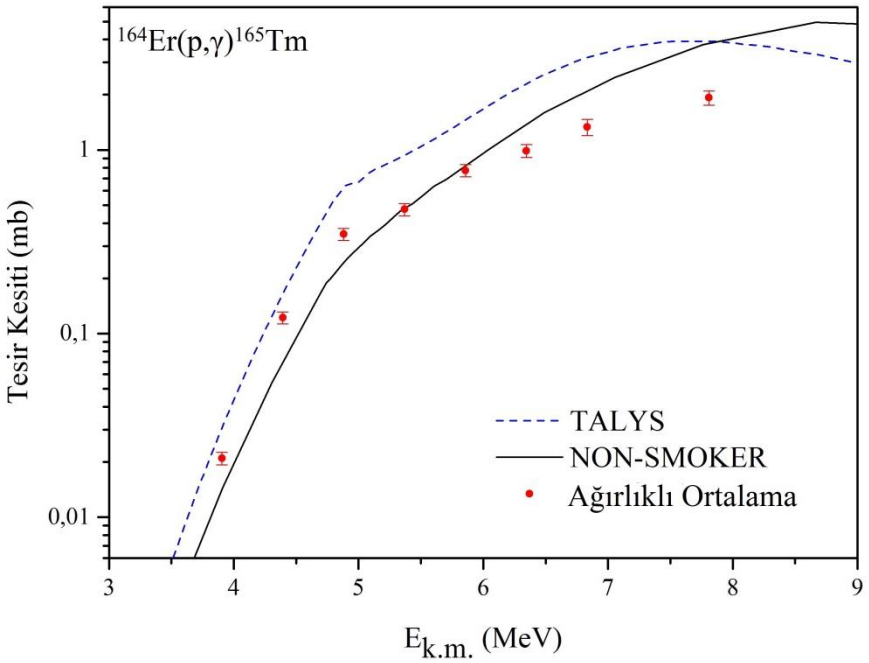


Şekil 5.2. ^{164}Er(p,γ)^{165}Tm reaksiyonu için 243 keV ve 297 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

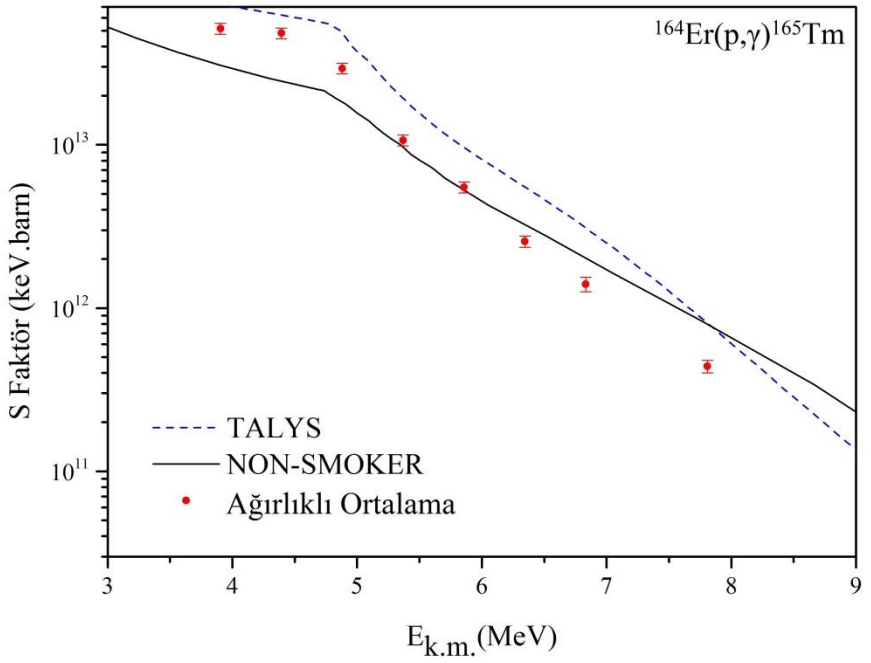
Son olarak ilgili gama enerjilerinde elde edilen tesir kesiti ve S faktör değerlerinin ağırlıklı ortalaması alınarak elde edilen değerler Tablo 5.3'te ve bu ağırlıklı ortalama değerlerinin teorik değerler ile karşılaştırıldığı grafikler Şekil 5.3 ve Şekil 5.4'te verilmiştir. Tesir kesiti değerlerinin belirsizlikleri, hedef kalınlıkları (~ % 10), sayım istatistiği (% 0,28 - % 16,68 aralığında), dedeksiyon verimi (% 3), bozuma parametreleri (% 0,7 ve % 12,71), ve demet akımı (~ % 2) belirsizliklerini içermektedir.

Tablo 5.3. ^{164}Er(p,γ)^{165}Tm reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti ve S faktör değerlerinin ağırlıklı ortalamaları

E_{lab} (MeV)	**$E^{etkin}_{k.m.}$ (MeV)**	**Ağırlıklı Ortalama**	
		Tesir Kesiti (μb)	**S Faktör (10^{11} keV.barn)**
4,00	3,905 ± 0,004	21± 2	515 ± 40
4,50	4,393 ± 0,004	122 ± 9	482 ± 36
5,00	4,881 ± 0,005	349 ± 26	294 ± 22
5,50	5,369 ± 0,005	475 ± 36	107 ± 8
6,00	5,858 ± 0,006	773 ± 59	55 ± 4
6,50	6,346 ± 0,006	991 ± 79	26 ± 2
7,00	6,834 ± 0,007	1333 ± 135	14 ± 1
8,00	7,810 ± 0,008	1926 ± 173	4 ± 0,3



Şekil 5.3. ^{164}Er(p,γ)^{165}Tm reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması



Şekil 5.4. ^{164}Er(p,γ)^{165}Tm reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

5.2. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm Reaksiyonu için Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel S Faktör Sonuçları

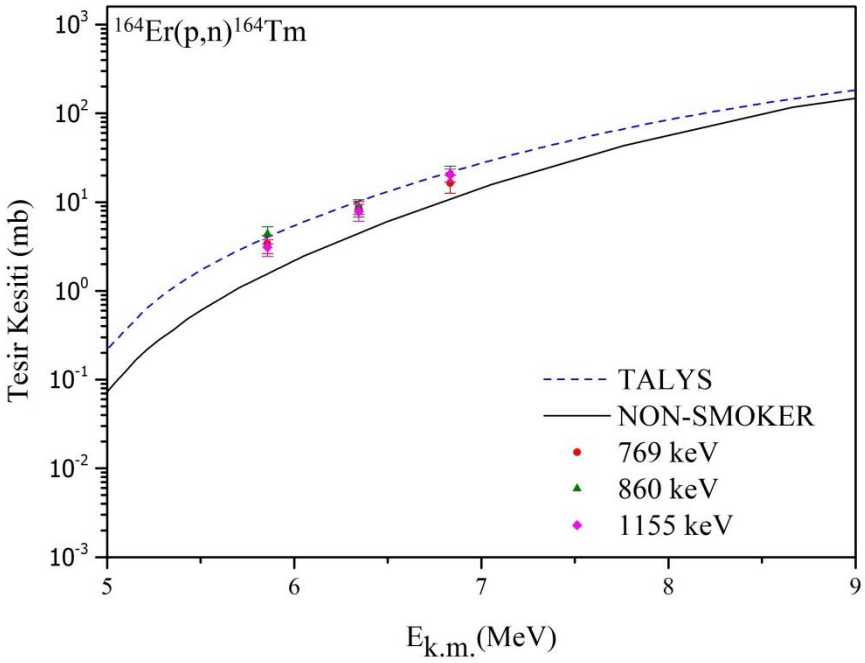
Her bir proton demeti etkin kütle merkezi enerjisinde bu reaksiyon tarafından yayınlanan üç farklı gama enerjisi için (768 keV, 860 keV ve 1154 keV) deneysel tesir kesiti (Tablo 5.4) ve astrofiziksel S faktör değerleri (Tablo 5.5) hesaplanmıştır. Fakat ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonu için bulunan değerlere Bölüm 4'te de bahsedildiği gibi toplam çakışma etkisi düzeltmesi yapılamamıştır. Ayrıca yarı ömür çok kısa olduğundan deney sonucunda bazı proton enerjilerinde analiz için yeterli veri elde edilememiştir ve sonuç olarak yalnızca üç proton demeti enerji değerinde tesir kesiti dolayısı ile S faktör hesaplanabilmiştir. Burada bu reaksiyon için verilen sonuçlar toplam çakışma etkisi düzeltmesini içermez. Hesaplanan bu değerlerin Hauser-Feshback modelinin önerdiği teorik NON-SMOKER ve TALYS standart kodları ile karşılaştırıldığı grafikler Şekil 5.5 ve Şekil 5.6'da gösterilmiştir.

Tablo 5.4. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonuna ait üç farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel tesir kesiti değerleri

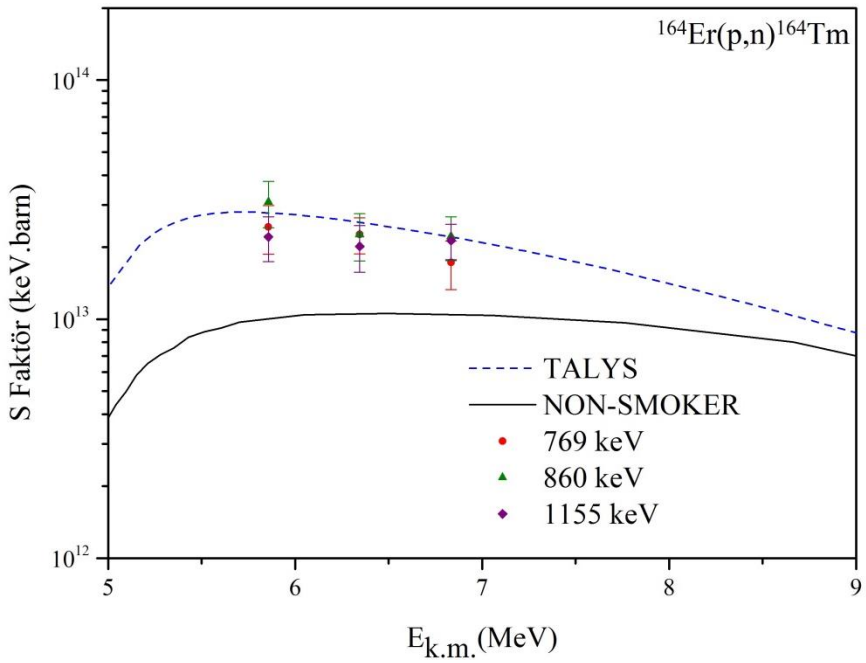
E_{lab} (MeV)	$E_{k.m.}^{etkin}$ (MeV)	768 keV	860 keV	1154 keV
		Tesir Kesiti (mb)	Tesir Kesiti (mb)	Tesir Kesiti (mb)
6,00	5,858 ± 0,006	3,42 ± 0,8	4,34 ± 1	3,11 ± 0,6
6,50	6,346 ± 0,006	8,77 ± 1	8,74 ± 2	7,80 ± 2
7,00	6,834 ± 0,007	16,40 ± 4	21,05 ± 4	20,27 ± 3

Tablo 5.5. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonuna ait üç farklı gama enerjisi için hesaplanan deneysel S faktör değerleri

E_{lab} (MeV)	$E_{k.m.}^{etkin}$ (MeV)	768 keV	860 keV	1154 keV
		S Faktör (10^{12} keV.barn)	S Faktör (10^{12} keV.barn)	S Faktör (10^{12}keV.barn)
6,00	5,858 ± 0,006	24,30 ± 6	30,87 ± 7	22,09 ± 5
6,50	6,346 ± 0,006	22,65 ± 4	22,58 ± 5	20,16 ± 4
7,00	6,834 ± 0,007	17,26 ± 4	22,16 ± 5	21,33 ± 4



Şekil 5.5. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonu için 768 keV, 860 keV ve 1154 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

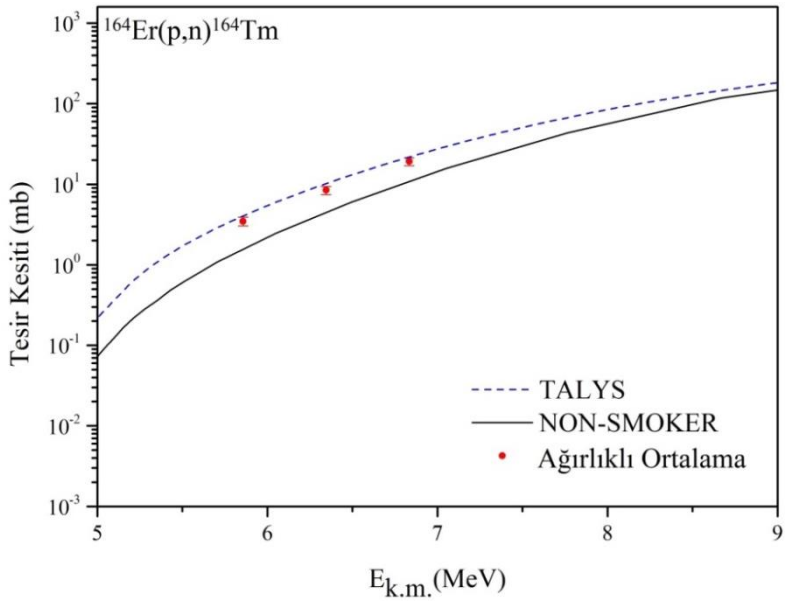


Şekil 5.6. ^{164}Er(p,γ)^{165}Tm reaksiyonu için 768 keV, 860 keV ve 1154 keV gama ışınları kullanılarak hesaplanan S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması

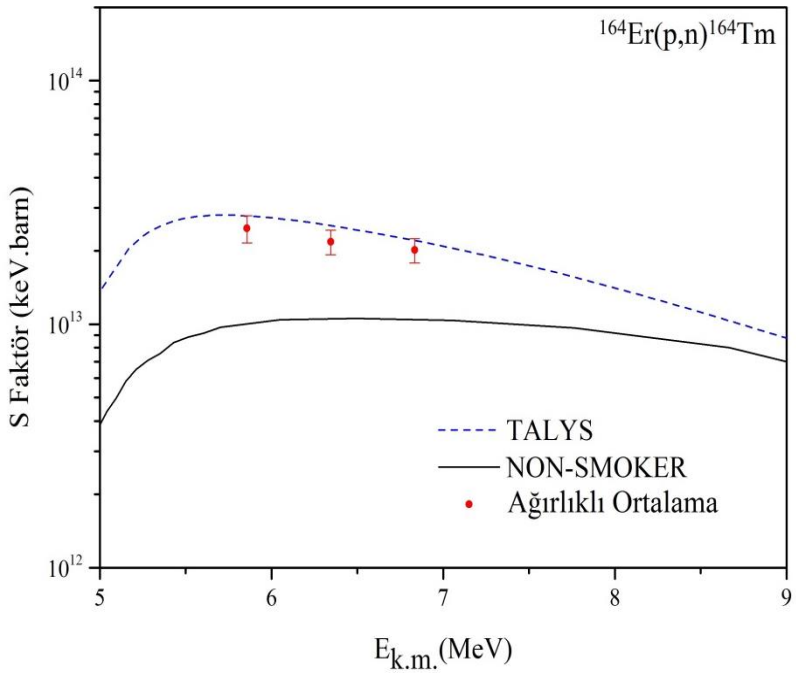
Son olarak ilgili gama enerjilerinde elde edilen tesir kesiti ve S faktör değerlerinin ağırlıklı ortalaması alınarak elde edilen değerler Tablo 5.6'da, bu ağırlıklı ortalama değerlerinin teorik değerler ile karşılaştırıldığı grafik Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'de verilmiştir. Tesir kesiti değerlerinin belirsizlikleri, hedef kalınlıkları (~ % 10), sayım istatistiği (% 8,55 - % 17,68 aralığında), dedeksiyon verimi (% 3), bozuma parametreleri (% 0,13 - % 1,34 aralığında), ve demet akımı (~ % 2) belirsizliklerini içermektedir.

Tablo 5.5. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti ve S faktör değerlerinin ağırlıklı ortalamaları

E_{lab} (MeV)	**$E_{k.m.}^{etkin}$ (MeV)**	**Ağırlıklı Ortalama**	
		Tesir Kesiti (mb)	**S Faktör (10^{12} keV.barn)**
6,00	5,858 ± 0,006	3,48 ± 0,4	24,72 ± 3
6,50	6,346 ± 0,006	8,45 ± 1	21,83 ± 3
7,00	6,834 ± 0,007	19,16 ± 2	20,16 ± 2



Şekil 5.7. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama tesir kesiti değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması.



Şekil 5.8. ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonu için hesaplanan ağırlıklı ortalama S faktör değerlerinin teorik NON-SMOKER ve TALYS kodları ile karşılaştırılması.

5.3. Bilimsel Sonuçlar ve Öneriler

Bu çalışmada ^{164}Er p-izotopunun proton yakalama reaksiyon tesir kesiti ve astrofiziksel S faktör değerleri aktivasyon yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Proton yakalama tesir kesiti ölçümleri için aktivasyon yöntemi başarılı olmuştur. Bu ölçüm A > 100 bölgesindeki ışımalı yakalama reaksiyonlarının deneysel tesir kesit çalışmalarına katkıda bulunmuştur.

^{164}Er(p,γ)^{165}Tm ve ^{164}Er(p,n)^{164}Tm reaksiyonları için teorik tesir kesiti ve S faktör değerleri, deneysel tesir kesiti ve S faktör değerleri ayrıca teorik tahminlerin ve deneysel sonuçların karşılaştırılmaları Tablo 5.6, Tablo 5.7, Tablo 5.8 ve Tablo 5.9'da verilmiştir.

^{164}Er(p,γ)^{165}Tm reaksiyonu için deneysel veriler TALYS değerleri ile karşılaştırıldığında teorik TALYS değerleri deneysel verilerin üstünde sonuçlar vermiştir. NON-SMOKER değerleri ise düşük enerjilerde deneysel verilerin altında sonuçlar verirken yüksek enerjilerde deneysel verilerin üstünde sonuçlar vermiştir.

Tablo 5.6. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik tesir kesit değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması

$E^{etkin}_{k.m.}$ (MeV)	Tesir Kesiti Sonuçları (μb)			Teorik Sonuçlar / Deneysel Sonuçlar	
	Deneysel	TALYS	NS	TALYS/Deney	NS/Deney
3,905 ± 0,004	21 ± 2	31	14	1,47	0,68
4,393 ± 0,004	122 ± 13	164	69	1,34	0,57
4,881 ± 0,005	348 ± 37	622	243	1,78	0,70
5,369 ± 0,005	466 ± 50	935	482	1,97	1,02
5,858 ± 0,006	764 ± 82	1458	817	1,88	1,07
6,346 ± 0,006	988 ± 108	2284	1382	2,30	1,39
6,834 ± 0,007	1331± 158	3188	2088	2,39	1,57
7,810 ± 0,008	1898 ± 220	3912	3811	2,03	1,98

Tablo 5.7. $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik S faktör değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması

$E^{etkin}_{k.m.}$ (MeV)	S Faktör Değerleri (10^{11} keV.barn)			Teorik Sonuçlar / Deneysel Sonuçlar	
	Deneysel	TALYS	NS	TALYS/Deney	NS/Deney
3,905 ± 0,004	515 ± 40	722	306	1,40	0,59
4,393 ± 0,004	482 ± 36	623	246	1,29	0,51
4,881 ± 0,005	294 ± 22	489	183	1,66	0,62
5,369 ± 0,005	107 ± 8	192	97	1,80	0,91
5,858 ± 0,006	55 ± 4	97	53	1,76	0,96
6,346 ± 0,006	26 ± 2	55	33	2,15	1,27
6,834 ± 0,007	14 ± 1	31	20	2,21	1,43
7,810 ± 0,008	4 ± 0,3	8	8	1,84	1,78

Tablo 5.8. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik tesir kesit değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması

$E^{etkin}_{k.m.}$ (MeV)	Tesir Kesiti Sonuçları (mb)			Teorik Sonuçlar / Deneysel Sonuçlar	
	Deneysel	TALYS	NS	TALYS/Deney	NS/Deney
5,858 ± 0,006	3,48 ± 0,4	4,03	1,55	1,16	0,45
6,346 ± 0,006	8,45 ± 1	10,23	4,48	1,21	0,53
6,834 ± 0,007	19,16 ± 2	21,79	10,82	1,14	0,56

Tablo 5.9. $^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için deneysel ve teorik S faktör değerleri ve teori ile deneyin karşılaştırılması

$E_{k.m.}^{etkin}$ (MeV)	S Faktör Değerleri (10^{12} keV.barn)			Teorik Sonuçlar / Deneysel Sonuçlar	
	Deneysel	TALYS	NS	TALYS/Deney	NS/Deney
5,86 ± 0,006	24,72 ± 3	27,90	10,01	1,13	0,41
6,35 ± 0,006	21,83 ± 3	25,32	10,53	1,16	0,48
6,83 ± 0,007	20,16 ± 2	22,07	10,43	1,09	0,52

$^{164}Er(p,n)^{164}Tm$ reaksiyonu için deneysel veriler TALYS değerleri ile karşılaştırıldığında teorik TALYS değerleri deneysel verilerin üstünde sonuçlar vermiştir. NON-SMOKER değerleri ise deneysel verilerin altında sonuçlar vermiştir.

Deneysel sonuçlar ve teorik tahminler arasındaki farklar kabul edilir büyüklüktedir ve bu fark teorik kodlarda kullanılan nükleer girdi parametrelerinden kaynaklanıyor olabilir. Ölçümlerin gerçekleştirildiği enerji aralığı Gamow penceresini tam olarak kapsamamaktadır. Bu nedenle astrofiziksel olarak önemli olan daha düşük enerjilerde tesir kesitinin ölçülmesi yararlı olacaktır.

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.

[2] Cameron A. G. W., Nuclear reactions in stars and nucleogenesis, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 1957, **69**, 201.

[3] Gamow G., Quantum theory of atomic nucleus, *Z. Phys.*, 1928, **51**, 204.

[4] Alpher R. A., Bethe H., Gamow G., The origin of chemical elements, *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 803.

[5] Merrill P. W., Spectroscopic observations of stars of class, *Astrophys. J.*, 1952, **116**, 21-26.

[6] De Laeter J. R., Abundances for p-process nucleosynthesis, *Phys. Rev. C*, 2008, **77**, 045803.

[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.

[8] Raucher T., Thielemann F. –K., Kratz K. –L., Applicability of the Hauser-Feshbach approach for the determination of astrophysical reaction rates, *Phys. Rev. C*, 1997, **56**, 1613.

[9] Kiss G. G., Gyürky Gy., Elekes Z., Fülöp Zs., Somorjai E., Rauscher T., Wiescher M., ^{70}Ge(p,γ)^{71}As and ^{76}Ge(p,n)^{76}As cross sections for the astrophysical *p* process: Sensitivity of the optical proton potential at low energies, *Phys. Rev. C*, 2007, **76**, 05587.

[10] Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Kokkoris M., Galanopoulos S., Demetriou P., Harissopulos S., Rauscher T. and Goriely S., Proton induced reaction cross section measurements on Se isotopes for the astrophysical *p* process, *Phys. Rev. C*, 2003, **68**, 055803.

[11] Gyürky Gy., Somorjai E., Fülöp Zs., Harissopulos S., Demetriou P., Rauscher T., Proton capture cross section of Sr isotopes and their importance for nucleosynthesis of proton-rich nuclides, *Phys. Rev. C*, 2001, **64**, 065803.

[12] Galanopoulos S., Demetriou P., Kokkoris M., Harissopulos S., Kunz R., Fey M., Hammer J. W., Gyürky Gy., Fülöp Zs., Somorjai E., Goriely S., The ^{88}Sr(p,γ)^{89}Y reaction at astrophysically relevant energies, *Phys. Rev. C*, 2003, **67**, 015801.

[13] Tsagari P., Kokkoris M., Skreti E., Karydas A. G., Harissopulos S., Paradellis T., Demetriou, Cross section measurements of the $^{89}Y(p,\gamma)^{90}Zr$ reaction at energies relevant to p-process nucleosynthesis, *Phys. Rev. C*, **70**, 2004, 015802.

[14] Laird C. E., Flynn D., Hershberger R. L., Gabbard F., Proton-90Zr interaction at sub-Coulomb proton energies, *Phys. Rev. C*, 1987, **35**, 1265.

[15] Harissopulos S., Skreti E., Tsagari P., Souliotis G., Demetriou P., Paradellis T., Hammer J. W., Kunz R., Angulo C., Goriely S., Rauscher T., Cross section measurements of the $^{93}Nb(p,\gamma)^{94}Mo$ reaction at E_p = 1.4 - 4.9 MeV relevant to the nucleosynthetic p process, *Phys. Rev. C*, 2001, **64**, 055804.

[16] Sauter T., Käppeler F., (p,γ) rates of ^{92}Mo, ^{94}Mo, ^{95}Mo, ^{98}Mo: Towards and experimentally founded database for p-process studies, *Phys. Rev. C*, 1997, **55**, 3127.

[17] Chloupek F. R., Murphy A. St. J., Boyd R. N., Cole A. L., Görres J., Güray R. T., Raimann G., Zach J. J., Rauscher T., Schwarzenberg J. V., Tischhauser P., Wiescher M. C., Measurements of proton radiative capture cross sections relevant to astrophysical rp- and γ-processes, *Nucl. Phys. A.*, 1999, **652**, 391.

[18] Bork J., Schatz H., Käppeler F., Rauscher T., Proton capture cross sections of the ruthenium isotopes, *Phys. Rev. C*, 1998, **58**, 524.

[19] N. Özkan, A. St. J. Murphy, R. N. Boyd, A. L. Cole, R. deHaan, M. Famiano, J. Görres, R. T. Güray, M. Howard, L. Sahin, and M. Wiescher, Proton radiative capture cross sections on 102Pd at energies of astrophysical interest, *Nucl. Phys. A.*, 2001, **688**, 459.

[20] Özkan N., Murphy A. St. J., Boyd R. N., Cole A. L., Famiano M., Güray R. T., Howard M., Şahin L., Zach J. J., deHaan R., Görres J., Wiescher M. C., Islam M. S. and Rauscher T., Cross section measurements of the $^{102}Pd(p,\gamma)^{103}Ag$, $^{116}Sn(p,\gamma)^{117}Sb$, and $^{112}Sn(\alpha,\gamma)^{116}Te$ reactions relevant to the astrophysical rp- and γ-processes, *Nucl. Phys. A.*, 2002, **710**, 469.

[21] Özkan N., Efe G., Güray R. T., Palumbo A., Görres 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 ^{112}Sn in the p-process energy range, *Phys. Rev. C*, 2007, **75**, 025801.

[22] Gyürky Gy., Kiss G. G., Elekes Z., Fülöp Zs. Somorjai E., Rauscher T., Proton capture cross-section of $^{106,108}Cd$ for the astrophysical p-process, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2007, **34**, 817.

[23] Famiano M. A., Kodikara R. S., Giacherio B. M., Subramanian V. G., Kayani A., Measurement of the (p,γ) cross sections of ^{46}Ti, ^{64}Zn, ^{114}Sn, and ^{116}Sn at astrophysically relevant energies, *Nucl. Phys. A.*, 2008, **802**, 26.

[24] Kiss G. G., Rauscher T., Gyürky Gy., Simon A., Fülöp Zs., and Somorjai E., Coulomb suppression of the stellar enhancement factor, *Phys. Rev. Letters*, 2008, **101**, 191101.

[25] Spyrou A., Lagoyannis A., Demetriou P., Harissopulos S., Becker H. –W., Cross section measurements of (p,γ) reactions on Pd isotopes relevant to the p process, *Phys. Rev. C*, 2008, **77**, 065801.

[26] Güray R. T., Özkan N., Yalçın C., Palumbo A., deBoer R., Görres J., LeBlanc P. J., O'Brien S., Strandberg E., Tan W. P., Wiescher M., Fülöp Zs., Somorjai E., Lee H. Y., Greene J. P., Measurements of proton induced reaction cross sections on ^{120}Te for the astrophysical p-process, *Phys. Rev. C*, 2009, **80**, 035804.

[27] Dillmann I., Coquard L., Domingo-Pardo C., Käppeler F., Marganiec J., Uberseder E., Giesen U., Heiske A., Feinberg G., Hentschel D. Hilpp S., Leiste H., Rauscher T., Thielemann F. –K., Cross sections for proton-induced reactions on Pd isotopes at energies relevant for the γ process, *Phys. Rev. C*, 2011, **84**, 015802.

[28] Rolfs C. E., Rodney W. S., *Couldrons in the cosmos*, 1st ed., Univ. of Chicago Press, USA,1988.

[29] Illiadis C., *Nuclear physics in stars*, 1st ed., Wiley-VCH, Germany, 2007.

[30] Lodders K., Solar system abundances and condensation temperatures of the elements, *Astrophys. J.*, 2003, **591**, 1220.

[31] Tanyel B., *Yıldızlarda çekirdek sentezleri ve yıldızın hayatı*, 1. Baskı, Ege Üniversitesi Basım Evi, 1987.

[32] Meyer B. S., The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1994, **32**, 153.

[33] Käppeler F., Beer H., Wisshak K., s-process nucleosynthesis-nuclear physics and the classical model, *Rep. Prog. Phys.*, 1989, **52**, 945.

[34] Arlandini C., Käppeler F., Wisshak K., Gallino R., Lugaro M.,Busso M., Straniero O., Neutron capture in low-mass asymptotic giant branch stars: Cross sections and abundance signatures, *Astrophys. J.*, 1999, **525**, 886.

[35] Gallino R., Arlandini C., Busso M., Lugaro M., Travaglio C., Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Evolution and nucleosynthesis in low-mass asymptotic giant branch stars. II. Neutron capture and the s-process, *Astrophys. J.*, 1998, **497**, 388.

[36] Käppeler F., The origin of the heavy elements: The s process, *Prog. In Particle and Nucl. Phys.*, 1999, **43**, 419.

[37] Rosswog S., Liebendörfer M., Thielemann, Davies M. B., Benz W., Piran T., Mass ejection in neutron stars mergers, *Astron. Astrophys.*, 1999, **341**, 499.

[38] Takahashi K., Witti J., and Janka H. –Th., Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars, *Astron. Astrophys.*, 1994, **286**, 857.

[39] Arnould M., Goriely S., The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status, *Phys. Rep.*, 2003, **384**, 1-8.

[40] Lambert D. L., The p-nuclei: abundances and origins, *Astron. Astrophysics Rev.*, 1992, **3**, 201-256.

[41] Anders E., Grevesse N., Abundances of elements: Meteoritic and solar, *Geochim. Cosmochim. Acta.*,1989, **53**, 197-214.

[42] Woosley S. E., Howard W. M., The p-process in supernovae, *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, **36**, 285-304.

[43] Rauscher T., Heger A., Hoffman R. D., and Woosley S.E., Nucleosynthesis in massive stars with improved nuclear and stellar physics, *Astrophys. J.*, 2002, **576**, 323-348.

[44] Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., and Nomoto K., The p-process in Type II supernovae, *Astron Astrophys.*, 1995, **298**, 517-527.

[45] Rayet M., Prantzos N., and Arnould M., The p-process revisited, *Astron. Astrophys.*, 1990, **227**, 271-281.

[46] Rauscher T., Thielemann F.-K., and Oberhummer H., Reaction-rates for Sm-146 production in supernovae, *Astrophys. J.*, 1995, **451**, 37-39.

[47] Howard W. M., Meyer B. S., and Woosley S. E., A new site for the astrophysical gamma-process, *Astrophys. J.*, 1991, **373**, L5-L8.

[48] Goriely S., José J., Hernanz M., Rayet M., and Arnould M., He-detonation in sub-Chandrasekhar CO white dwarfs: A new insight into energetics and p-process nucleosynthesis, *Astron. Astrophys.*, 2002, **383**, L27-L30.

[49] 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.

[50] Schatz H., Aprahamian A., Barnard V., Bildsten L., Cumming A., Ouellette M., Raudcher T., Thielemann F. –K., and Wiescher M., End point of the rp process on accreting neutron stars, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**, 3471-3474.

[51] 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 νp process, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**, 142502.

[52] Dauphas N., Rauscher T., Marty B., and Reisberg L., Short-lived p-nuclides in the early solar system and implications on the nucleosyntheric role X-ray binaries, *Nucl. Phys. A.*, 2003, **719**, 287c-295c.

[53] Langanke K., and Wiescher M., Nuclear reactions and stellar processes, *Rep. Prog. Phys.*, 2001, **64**, 1657-1701.

[54] Lahiri C., Gangopadhyay G., Endpoint of rp process using relativistic mean field approach and a new mass formula, *Int. J. Mod. Phys. E.*, 2012, **21**, 1250074-1250083.

[55] Wanajo S., Janka H. –T., Kubunu S., Uncertainties in the νp-process: Supernova Dynamics versus nuclear physics, *Astrophys J.*, 2011, **729**, 46.

[56] Weber C. et al., Mass measurements in the vicinity of the rp-process and νp-process paths with the Penning trap facilities JYFLTRAP and SHIPTRAP, *Phys. Rev. C*, 2008, **78**, 054310.

[57] http://isnap.nd.edu, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

[58] http://www.isoflex.com/isotopes/index.html, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

[59] http://isnap.nd.edu/html/research_SNICS.html, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

[60] http://isnap.nd.edu/html/research_FN.html, , (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

[61] Debertin K., Helmer R. G., *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, 1st ed., North-Holland, Netherlands, 1989.

[62] Gilmore G. R., *Practical gamma-ray spectrometry*, 2nd ed., John Wiley & Sons, Great Britain, 2008.

[63] Firestone R. B., Shirley V. S., Chu Frank S. Y., Baglin C. M., Zipkin J., *Table of isotpes*, 8 th ed., John Wiley & Sons, New York, 1996.

[64] http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/listnuc.asp?Z=69, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

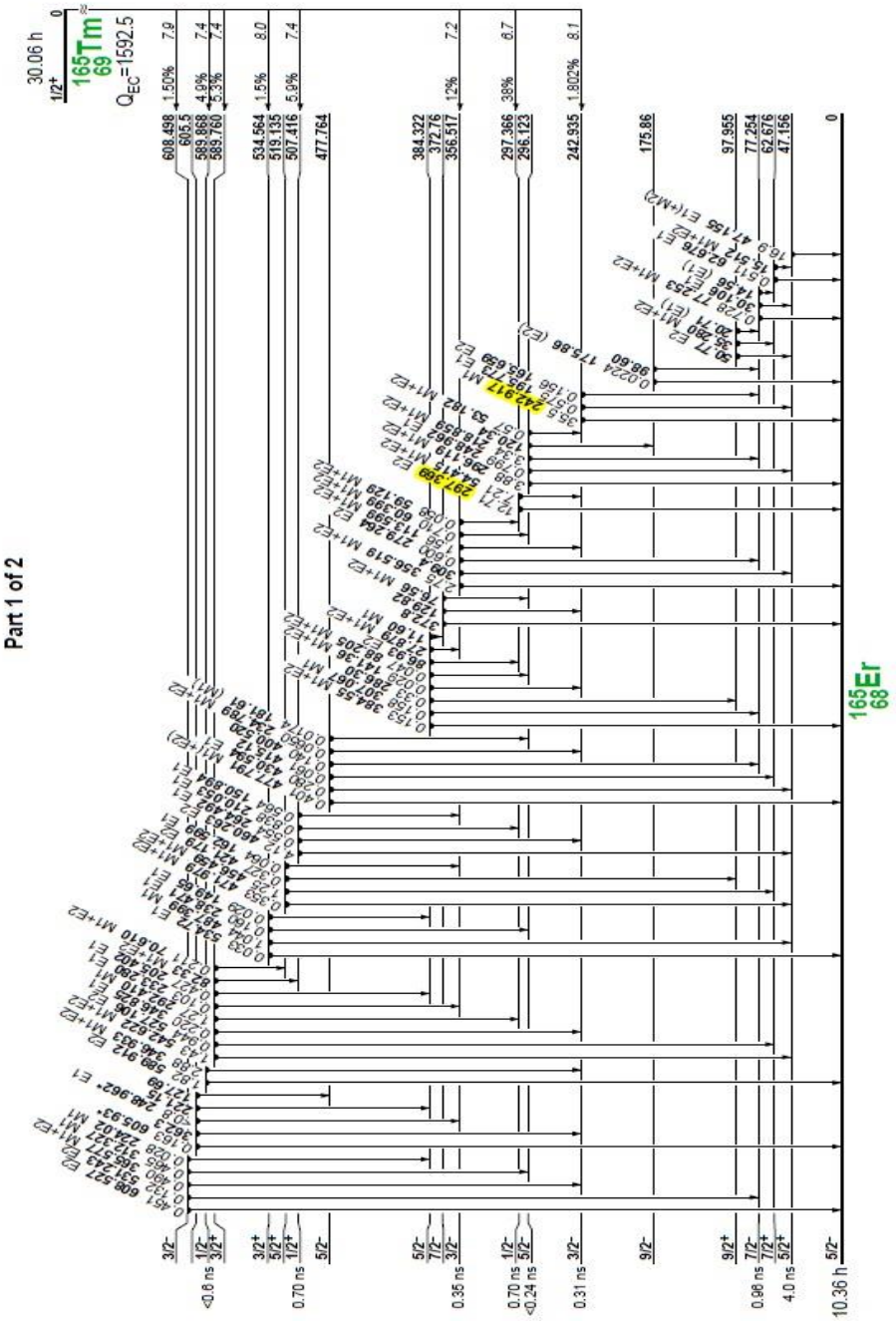
[65] http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=164TM&unc=nds, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

[66] Rauscher T., Code NON-SMOKER^{WEB}, http://nucastro.org/websmoker.html, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

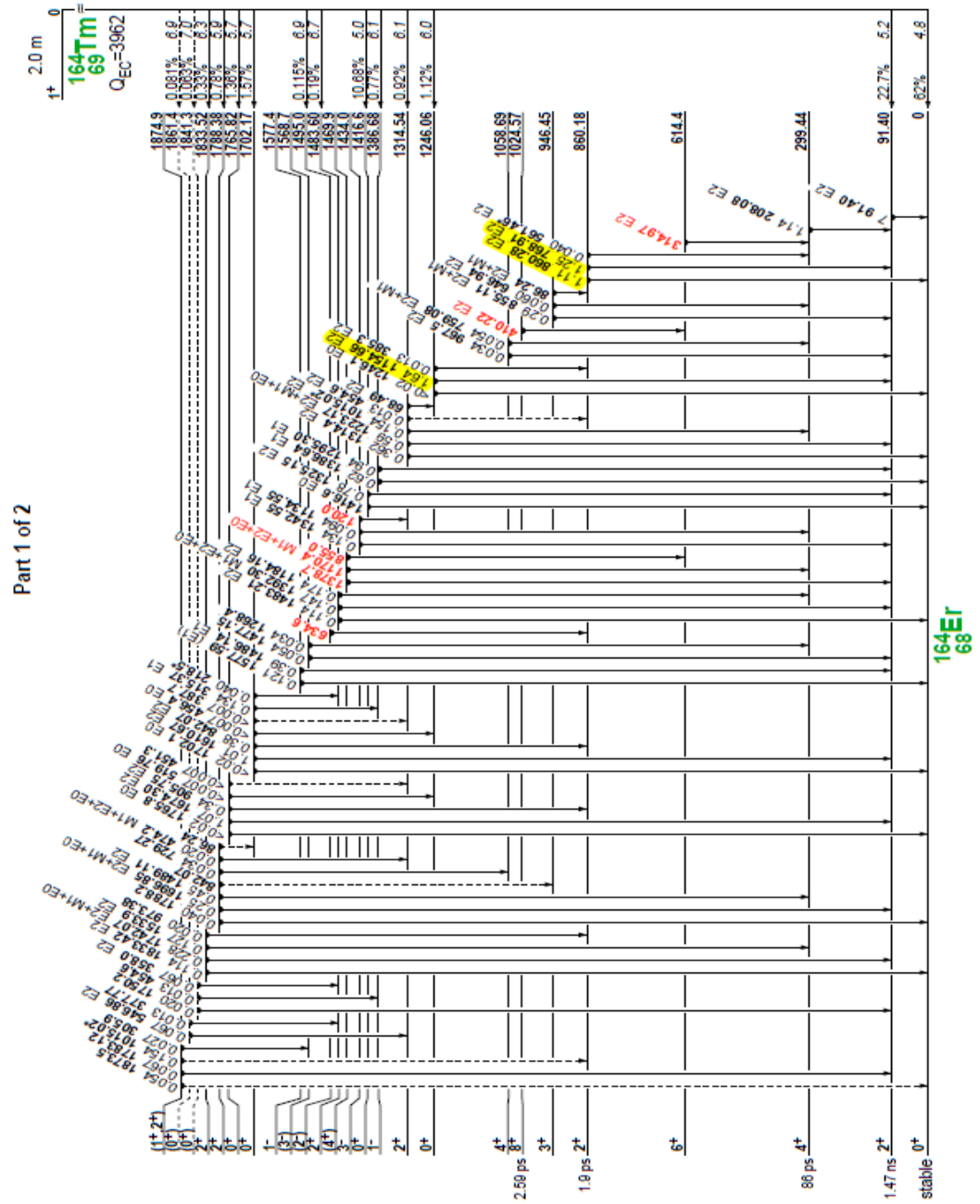
[67] http://www.talys.eu/, (Ziyaret tarihi: 20 Mayıs 2013).

EKLER

EK-1a


Part 1 of 2
30.06 h
1/2+
0
165 69 Tm 96
Q_EC=1592.5
608.498 1.50% 7.9
605.5
589.868 4.9% 7.4
589.760 5.3% 7.4
534.564 1.5% 8.0
519.135
507.416 5.9% 7.4
477.764
384.322
372.76
356.517 12% 7.2
297.366 38% 8.7
296.123
242.935 1.802% 8.1
175.86
97.955
77.254
62.676
47.156
0
165 68 Er
3/2-
1/2-
3/2+
3/2+
5/2+
1/2+
5/2-
5/2-
7/2-
3/2-
1/2-
5/2-
3/2-
9/2-
9/2+
7/2-
7/2+
5/2+
5/2-
<0.8 ns
0.70 ns
0.35 ns
0.70 ns
<0.24 ns
0.31 ns
0.98 ns
4.0 ns
10.36 h

EK-1b


164Tm 69
Q_EC=3962
2.0 m
1+
Part 1 of 2
164Er 68
2.50 ps
1.9 ps
86 ps
1.47 ns
stable

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

[1] Özkan N., Güray R. T., **Durkaya B.**, Yıldız A., Tan W., Aprahaminian A., Battaglia A., Bucher B., Deboer R., Calderon S., Görres J., Kontos A., Li Q., Wiescher M., Greene J., $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ cross section measurements related to the astrophysical p-process, *Turkish Physical Society 29th International Physics Congress*, Bodrum, 5-8 September 2012.

[2] **Durkaya B.**, Özkan N., Güray R. T., Yıldız A., Tan W., Aprahaminian A., Battaglia A., Bucher B., Deboer R., Calderon S., Görres J., Kontos A., Li Q., Wiescher M., Greene J., Cross section measurements related to the p-processnucleosynthesis for proton-induced reactions on ^{164}Er isotope, *Open Problems and Future Directions in Heavy Element Nucleosynthesis Workshop*, Debrecen, 10-12 April 2013.

[3] Özkan N., Güray R. T., **Durkaya B.**, Yıldız A., Tan W., Aprahaminian A., Battaglia A., Bucher B., Deboer R., Calderon S., Görres J., Kontos A., Li Q., Wiescher M., Greene J., $^{164}Er(p,\gamma)^{165}Tm$ cross section measurements related to the astrophysical p-process (Balkan Physics Letter'da basım aşamasında).

[4] Özkan N., Güray R. T., **Durkaya B.**, Yalçın C., Tan W., Aprahaminian A., Battaglia A., Bearm M., Best A., Bucher B., Deboer R., Calderon S., Couder M., Falahat S., Görres J., Stech E., Stranberg E., Uberseder E., Kontos A., Li Q., Sonnabend K., Sauerwein A., Wiescher M., Fülöp Z., Gyürky G, Somorjai E., Greene J., Lee H., Proton and Alpha induced reaction cross sections on erbium isotopes for the astrophysical γ-process, *The Origin of Cosmic Elements Past and Present Achievements, Future Challenges*, Barcelona, 10-15 June 2013.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Kocaeli'nde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Kocaeli'nde tamamladı. 2006 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümü'nden 2011 yılında mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisansını yapmaya başladı. Beyza DURKAYA YÜRÜKER halen Fizik Yüksek Lisans programında öğrenimini sürdürmektedir.