

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**^{96}Zr , ^{112}Sn VE ^{119}Sn (p, γ) REAKSİYONLARININ TESİR
KESİTLERİNİN İNCELENMESİ**

TUĞBA GÜLTEKİN

KOCAELİ 2019

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

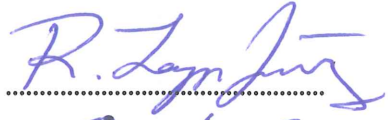

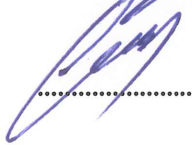
^{96}Zr , ^{112}Sn VE ^{119}Sn (p, γ) REAKSİYONLARININ TESİR
KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

TUĞBA GÜLTEKİN

Prof. Dr. Recep Taygun GÜRAY
Danışman, Kocaeli Üniv.

Doç. Dr. Caner YALÇIN
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

Dr. Öğr. Üyesi. Osman GÜNAY
Jüri Üyesi, İstanbul Okan Üniv.


.....

.....

.....

Tezin Savunulduğu Tarih: 11/07/2019

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Geçmişten bugüne kadar akıllarda soru işareti olan evren oluşumunun gizemi astrofizik ve nükleer fizik dallarının bir araya gelmesiyle ortaya çıkmış nükleer astrofizik bilim dalını oluşturmuştur. Nükleer astrofiziğin amacı elementlerin kaynağını, nasıl oluştuklarını ve gözlenen miktarlarını açıklamaktır. Çekirdek ve atomların oluşumunu yani nükleosentezi anlamamızı sağlayan çekirdek sentezi teorisi nükleer astrofiziğin temelini oluşturmaktadır. Bu çalışmada, çekirdek sentezi proseslerinden olan, doğada az miktarda bulunan proton bakımından zengin ve kararlı çekirdeklerin (p-çekirdekleri) üretim mekanizması olan p-prosesi ile ilgili nükleer reaksiyonlar incelenmiştir. Elde edilen bilgiler çekirdek sentezi teorisine önemli katkı sağlamakla birlikte teorik nükleer fizik çalışmalarına da hizmet etmektedir.

Öncelikle her konuda yardım ve desteğini hissettiğim danışman hocam Prof. Dr. Recep Taygun GÜRAY'a ve Prof. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca bu süreçte yardımını esirgemeyen Doç. Dr. Caner YALÇIN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak hayatım boyunca beni destekleyen, bu günlere getiren annem ve babam Gönül & Ahmet GÜLTEKİN'e, babaannem ve kardeşime, dedem ve anneanneme, teyzem Güler AYAZ'a, her zaman yanımda olduğunu hissettiren, çalışmalarım süresince desteğini eksik etmeyen arkadaşım A.F. MENEKŞE'ye en derin minnet ve teşekkürlerimi sunarım.

Haziran – 2019

Tuğba GÜLTEKİN

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iii
TABLolar DİZİNİ.....	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	vii
ÖZET.....	ix
ABSTRACT.....	x
GİRİŞ.....	1
1. NÜKLEER ÇEKİRDEK SENTEZİ.....	4
1.1. S-proses.....	5
1.2. R-proses.....	7
1.3. P-proses.....	8
2. TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR.....	13
2.1. Termonükleer Reaksiyon Hızı.....	13
2.2. Yüklü Parçacık Etkimeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları.....	15
2.3. Dar-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları.....	19
2.4. Geniş-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları.....	24
2.5. Toplam Reaksiyon Hızı.....	26
3. TEORİK HESAPLAMA.....	29
3.1. Nükleer Reaksiyon Kodu.....	29
3.2. Optik Model.....	30
3.3. Nükleer Seviye Yoğunluğu.....	32
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	34
4.1. $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ Reaksiyonu.....	35
4.2. $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ Reaksiyonu.....	40
4.3. $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ Reaksiyonu.....	45
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	51
KAYNAKLAR.....	52
EKLER.....	56
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER.....	61
ÖZGEÇMİŞ.....	62

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	İlkel nükleosentezde meydana gelen iki reaksiyonun proseslerinin gösterimi.....	4
Şekil 1.2.	Demir ve aktinitler arasında çekirdek oluşumundan sorumlu nötron yakalama proseslerinin gösterimi.....	6
Şekil 1.3.	Nb'den Sn'ye kadar olan bölgedeki çekirdek sentezinin şematik gösterimi.....	7
Şekil 1.4.	İki farklı referanstan alınan p-çekirdekleri için güneş sistemi bolluk eğrisi.....	10
Şekil 1.5.	P-çekirdekleri üretim mekanizması olan γ -proses içinde reaksiyon akışının şematik gösterimi.....	11
Şekil 2.1.	Tesir kesitinin ve Astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağlı davranışı.....	16
Şekil 2.2.	Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan tünelleme etkisi.....	18
Şekil 2.3.	Giriş kanalı olan parçacık kanalı Γ_a ve çıkış kanalı olan γ -ışını kanalı kısmi genişlikleri arasında (a) $\Gamma_a \ll \Gamma_\gamma$ ve (b) $\Gamma_a \gg \Gamma_\gamma$ bağıntısının olması durumunda, dar-rezonansın reaksiyon hızına etkisi.....	23
Şekil 2.4.	Geniş-rezonansın, (a) Gamow pikinin içinde, (b) dışında ve (c) alt-eşik rezonansının yüksek enerji kısmında olması durumunda reaksiyon hızına etkisi.....	25
Şekil 4.1.	jlmmode 0 (omp_0) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması.....	36
Şekil 4.2.	jlmmode 1 (omp_1) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması.....	36
Şekil 4.3.	jlmmode 2 (omp_2) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması.....	37
Şekil 4.4.	jlmmode 3 (omp_3) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması.....	37
Şekil 4.5.	ldmodel 1 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması.....	38

Şekil 4.6.	ldmodel 2 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	38
Şekil 4.7.	ldmodel 3 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	39
Şekil 4.8.	$^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyonunun dört farklı OMP ve üç farklı NLD değerleri kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	39
Şekil 4.9.	jlmmode 0 (omp_0) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	41
Şekil 4.10.	jlmmode 1 (omp_1) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	41
Şekil 4.11.	jlmmode 2 (omp_2) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	42
Şekil 4.12.	jlmmode 3 (omp_3) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	42
Şekil 4.13.	ldmodel 1 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	43
Şekil 4.14.	ldmodel 2 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	43
Şekil 4.15.	ldmodel 3 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	44
Şekil 4.16.	$^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyonunun dört farklı OMP ve üç farklı NLD değerleri kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	44
Şekil 4.17.	ldmodel 1 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	46

Şekil 4.18. ldmmodel 2 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmodel 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	46
Şekil 4.19. ldmmodel 3 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmodel 0,1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	47
Şekil 4.20. jlmmodel 0 (omp_0) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	47
Şekil 4.21. jlmmodel 1 (omp_1) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	48
Şekil 4.22. jlmmodel 2 (omp_2) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	48
Şekil 4.23. jlmmodel 3 (omp_3) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1,2,3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	49
Şekil 4.24. $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonunun dört farklı OMP ve üç farklı NLD değerleri kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	50

TABLolar DİZİNİ

Tablo 1.1. P-çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları.....	9
--	---



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A	: Aktivite, (Ci)
A	: Kütle numarası
b	: Barn
b	: Coulomb tünelleme parametresi
C	: Düzeltme faktörü
c	: Işık hızı
E	: Enerji, (MeV)
E ₀	: Etkin gama enerjisi (Gamow enerjisi), (MeV)
E _c	: Coulomb bariyerinin yüksekliği
E _{k,m}	: Kütle merkezi enerjisi, (MeV)
h	: Planck sabiti / 2π, (J.s)
I _γ	: Gama ışını yayınlama olasılığı, (%)
J	: Spin
k	: Boltzman sabiti
K	: Kelvin
keV	: Kilo elektron volt
l	: Yörüngesel açısal momentum
m	: Kütle
M _A	: Molekül ağırlığı, (g/mol)
MeV	: Milyon elektron volt
n	: Nötron
N _A	: Çekirdek sayısı
p	: Proton
r _{aX}	: Reaksiyon hızı, (#/cm ²)
S	: Astrofiziksel faktör, (MeV.b)
T	: Sıcaklık, (K)
t	: Zaman, (s)
x	: Hedefin kalınlığı, (μg/cm ²)
Z	: Atom numarası
α	: Alfa parçacığı
β	: Beta parçacığı
γ	: Gama radyasyonu
Γ	: Kısmi genişlik
σ	: Reaksiyon tesir kesiti
τ _n	: Ardışık nötron yakalama arasında geçen süre
τ _β	: Ardışık beta yakalama arasında geçen süre
v	: Hız, (m/s)
Φ	: Birim zamanda hedefe çarpan parçacık sayısı
Φ(v)	: Hız dağılım fonksiyonu

δ	: Kronecker delta
η	: Sommerfield parametresi
Δ	: Gamow penceresi
λ	: Bozunma sabiti, (1/sn)
ρ	: Yoğunluk, (g/cm ³)
$\langle\sigma v\rangle$: Parçacık çifti başına reaksiyon hızı, (cm ³ s ⁻¹ mol ⁻¹)

Kısaltmalar

AGB	: Asimptotik Dev Kollu Yıldız
FGM	: Fermi Gaz Modeli
MOM	: Mikroskopik Optik Model
NLD	: Nükleer Seviye Yoğunluğu
OMP	: Optik Model Potansiyeli



⁹⁶Zr, ¹¹²Sn ve ¹¹⁹Sn (p, γ) REAKSİYONLARININ TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

ÖZET

Güneş sistemindeki proton bakımından zengin izotopların (p-çekirdeği) gözlenen bolluklarının hesaplanması, çoğu ışımali proton yakalama etkileşmeler için olan çok sayıda reaksiyon hızı gerektirir. Çekirdek sentezinin modellenmesi, yaklaşık iki bin kararlı veya kararsız izotopun yaklaşık yirmi bin nükleer reaksiyonundan oluşan bir hesaplama ağı gerektirir. Çok sayıda reaksiyonun reaksiyon hızlarını ölçmek için gerekli deneylerdeki zorluklar nedeniyle, p-çekirdek sentezi modeli için gerekli reaksiyon hızlarının hesaplandığı tesir kesitleri, Hauser-Feshbach istatistiksel modelini uygulayan teorik sonuçlardan alınmaktadır. İstatistiksel modellerin güvenilirliği, reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesi ve bunların model hesaplamaları ile karşılaştırılmasıyla, test edilmelidir. ⁹⁶Zr, ¹¹²Sn ve ¹¹⁹Sn izotoplarının ışımali proton yakalama reaksiyonları, birçok yıldız nükleer-sentez prosesi ile ilgilidir. Bu çalışmada, bu reaksiyonların daha önceden ölçülmüş olan astrofiziksel S faktör değerleri, reaksiyon tesir kesitlerine dönüştürülüp, farklı girdi parametreleri kullanılarak TALYS 1.9 istatistiksel model kodu ile hesaplanmış ve bu sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Nükleer Seviye Yoğunluğu Modeli, Optik Model Potansiyeli, P-proses Çekirdek Sentezi, TALYS, Tesir Kesiti.

INVESTIGATION OF CROSS SECTIONS OF ^{96}Zr , ^{112}Sn and ^{119}Sn (p, γ) REACTIONS

ABSTRACT

Reproduction of the abundances of the proton-rich isotopes (so-called p-nuclei) in the solar system requires extensive numbers of reaction rates, many of which are for radiative proton capture interactions. The modeling of p-nuclei synthesis requires a network of about twenty thousand nuclear reactions on about two thousands stable or unstable isotopes. Because of difficulties of experiments to measure reaction rates of the huge number of reactions, the cross sections, from which the reaction rates are calculated, for the p-nuclei synthesis model are taken from theoretical calculations that apply the Hauser-Feshbach statistical model. The reliability of the statistical models should be tested experimentally by measuring the cross sections and comparing them with the model calculations. Radiative proton capture interactions on ^{96}Zr , ^{112}Sn , and ^{119}Sn isotopes are relevant to several processes of stellar nucleosynthesis. In this study, their previously measured astrophysical S-factors were converted into reaction cross sections, and they were compared to their calculated results by the statistical model code TALYS with different input parameters.

Keywords: Nuclear Level Density Model, Optical Model Potential, P-process Nucleosynthesis, TALYS, Cross Section.

GİRİŞ

Astrofizik: Evrendeki küçük ve orta büyüklükte yapıların fiziksel teorilerini oluşturur. Evreni ve onun içindeki yerimizi anlamamızı sağlar. “Evren nasıl işler?”, “Nasıl başlayıp evrimleşti?” sorularına cevap arar. Nükleer Fizik: Atomdan yaklaşık on bin kez küçük olan atom çekirdeğinin yapısını ve kararsız çekirdeklerin ışımalarını araştıran diğer bir deyişle atomu meydana getiren çekirdeğin özelliklerini ve birbirleri ile yaptıkları etkileşimi inceleyen bilim dalıdır.

“Nükleer fiziğin astrofizik için temel olmasının nedeni nedir?”

Bu, iki nedene dayanır. Bunlardan birincisi: nükleer reaksiyonların önemli bir enerji kaynağı olmasıdır. Bir diğer neden ise maddenin izotopik bileşimini değiştirmesidir. Bu iki alanın birbirleri ile olan bağı ise Nükleer astrofizik bilim dalını oluşturmuştur. Nükleer astrofiziğin amacı elementlerin kaynağını, nasıl oluştuklarını ve gözlenen miktarlarını açıklamaktır.

Evrenin oluşumu ve evrimi temelde dört evreye ayrılabilir:

Bunlardan birincisi, çekirdek ve atomların oluşumu yani çekirdek sentezi (nükleer sentez); ikincisi, galaktik yoğunlaşma; üçüncüsü, yıldızların çekirdek sentezi; dördüncüsü ise Güneş Sisteminin evrimidir.

İlk evre $t=0$ anında Büyük Patlama diğer adıyla Big Bang olayını kapsamaktadır. Büyük Patlama kuramı bize yaklaşık 14 milyar yıl önce, çok yüksek yoğunluk ve sıcaklık altında maddenin sıkışmış olduğu bir noktanın patlaması sonucu içinde yaşadığımız evrenin meydana geldiğini söyler.

Başlangıçta bilim insanlarının çoğunun pek sıcak bakmadığı Büyük Patlama teorisi: 1842 yılında Doppler olayını bulan bilim insanı Christian Andreas Doppler, 1896 yılında Sirius yıldızının dünyadan uzaklaştığını ve uzaklaşma hızını hesaplayan William Huggins, 1929 yılında tüm galaksilerin birbirinden büyük hızlarla

uzaklaştığını gösteren Edwin Hubble ve 1956 yılında Büyük Patlama sonucunda evrende kalan bir ısının varlığını matematiksel olarak ifade eden George Gamow gibi bilim insanları tarafından zamanla geliştirildi ve 1965'li yıllardan sonra bilim insanlarınca yaygın olarak kabul edilen bir teori haline geldi.

Çekirdek Sentezi Teorisi, Büyük Patlamadan hemen sonra ^1H , ^4He ve ^6Li gibi hafif elementlerin oluşup, bu hafif elementlerin daha sonraki elementlerin sentezi için kaynak oluşturduğunu öne sürer [1]. Güneş gibi diğer ağır yıldızların yayınladıkları enerjilerin kaynağını açıklamak termonükleer reaksiyonlarla mümkün olur. Bir yıldız genellikle hidrojen atomlarından doğar ve termonükleer reaksiyonlar sonucu enerji üretip daha ağır kütle numaralarına sahip elementleri oluşturur.

Daha genel bir ifade ile; hafif elementlerin oluşumundan sonra $A < 60$ olan elementlerin sentezi yıldız merkezinde oluşan füzyon reaksiyonları ile gerçekleşmektedir. $A > 60$ olan elementler ise ardışık nötron yakalama reaksiyonları ve β^- bozunmaları ile üretilir [2, 3]. Demire kadar olan elementler termonükleer reaksiyonlar ile oluşturulurlar. Demirden daha ağır elementler için termonükleer reaksiyonlar endotermiktir ve atom numarası artması sonucu Coulomb engeli de artacağı için ağır elementler füzyon (yanma) reaksiyonları ile oluşturulamazlar.

Demirden daha ağır elementlerin oluşumu üç ayrı mekanizma ile açıklanmaktadır. Bu mekanizmalardan ikisi nötron yakalama süresine bağlı olarak; yavaş nötron yakalama prosesi olan s-proses ve hızlı nötron yakalama prosesi olan r-prosesdir. Protonca zengin çekirdekler nötron yakalama ve β^- bozunumları ile oluşamayacağından proton bakımından zengin olan çekirdeklerin üretimini açıklayan üçüncü mekanizma ise p-prosestir [4]. Bu üç proses yardımıyla üretilen çekirdekler, s-çekirdekleri, r-çekirdekleri ve p-çekirdekleri olarak adlandırılırlar. Bu çalışmada p-proses üzerine yoğunlaşmıştır.

Nötron yakalama reaksiyonları ile üretilmeyen ^{74}Se ve ^{196}Hg arasında bulunan yaklaşık 35 tane proton bakımından zengin çekirdeklerin sentezini açıklayan p-proses modeli, çekirdek sentezi proses modelleri içinde en az bilinenidir. Nükleer astrofizik araştırmalarında çok sayıda makale bu prosese ayrılmıştır. Ancak hala yaklaşık 35 tane proton bakımından zengin çekirdeklerin üretimini açıklamakta bazı eksiklikler vardır.

Bu eksikliklerin nedeni, p-çekirdeklerinin gözlenen bolluklarının, teorik tahminlerle uyuşmamasıdır. Bu bolluklar, astrofiziksel ortamda çok fazla reaksiyon içerir ve karmaşık network hesaplamalarına dayanır.

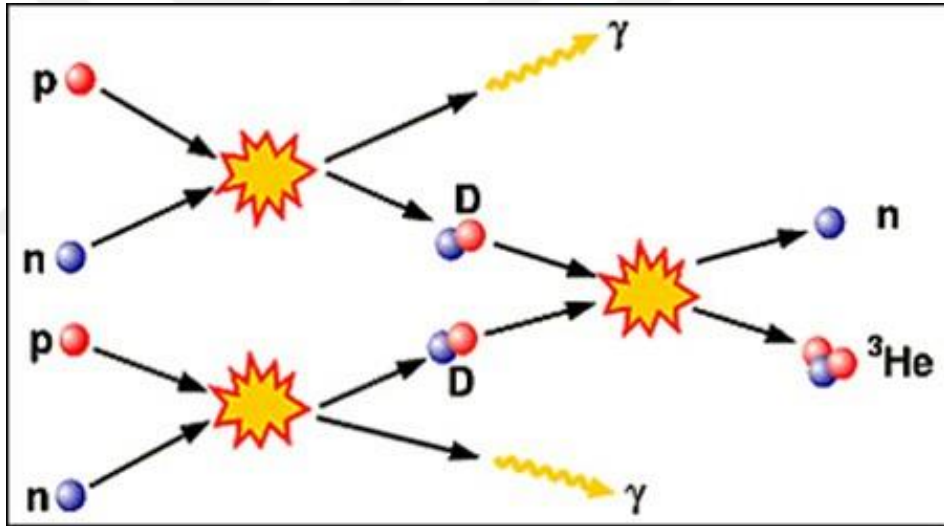
P-proses reaksiyonlarının çoğu proton bakımından zengin ve kararlılık vadisinden uzakta bulunan çekirdekleri içermektedir. Bu çekirdeklerin güneş sistemindeki miktarının diğer proseslerle üretilen çekirdeklere kıyasla 10-100 kat daha az olması ve protonca zengin kararsız çekirdekler olmaları nedeniyle, ilgili bölgedeki çok az reaksiyon hızı ölçülebilmektedir. Deneysel verilerin az olması nedeniyle p-proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması Hauser Feshbach (HF) istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesiti hesaplamalarına bağlı kılabilir [5].

Deneyslerdeki asıl amaç, önerilen simülasyonlarla (sentez ile) üretilen bollukların gözlemlerle uyumunu sağlamak olmakla birlikte, 2.000 kadar p-çekirdeğinin yaklaşık 20.000 nükleer reaksiyonunu içeren geniş bir ağ ile çalışmayı gerektirir. Reaksiyon tesir kesitleri ile hesaplanan astrofiziksel reaksiyon hızları bu ağ için gerekli bir parametre olduğundan, bu reaksiyonların tesir kesit ölçümlerine gereksinim duyulmaktadır. Ağların çok sayıda kararsız çekirdek reaksiyonlarını içermesi ve ilgili deneysel verilerin az olması, p-proses çekirdek sentezi simülasyonlarını ve bu simülasyonlar için gerekli reaksiyon hız hesaplarını teorik tesir kesit hesaplamalarına bağlı kılabilir.

Bu nedenle, bu tezde, daha önce Chloupek et. al. [40] tarafından gerçekleştirilmiş $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ ve $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonlarının ölçülen tesir kesitleri, TALYS koduyla farklı girdi parametreleri ile hesaplanarak teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

1. NÜKLEER ÇEKİRDEK SENTEZİ

Nükleer sentez (nükleosentez) daha önceden varolan (Big Bang ile) atom çekirdeklerinden, esas olarak proton ve nötronlardan yeni atomik çekirdeklerin oluşma sürecidir. İlkel çekirdek parçacıklarının, iki trilyon derece sıcaklıktaki Büyük Patlama esnasında, kuark-gluon plazmasından oluştuğu düşünülmektedir. İlk atomik çekirdekler (^2H , ^4He , ^6Li) büyük patlamadan (Big Bang) yaklaşık 3 dakika sonra büyük patlama nükleer sentezinin sonunda oluşmuştur. Çok kısa bir zaman aralığında protonlar nötronlarla çarpışarak döteryumu, döteryumlar ise proton ve nötronlarla çarpışarak helyum ve trityumu oluşturmuşlardır.



Şekil 1.1. İlk evre çekirdek sentezinde meydana gelen iki reaksiyonun gösterimi [6]

Büyük Patlama Nükleosentezi sonunda evrendeki görünür madde kütlece, yaklaşık olarak %75 ^1H , %25 ^4He , %0,01 oranında Döteryum, çok az miktarda Lityum ve Berilyum bulunmaktadır [7].

Büyük Patlama Nükleer sentezi sonunda oluşmuş olan Lityum ve Berilyum çekirdeklerinin her ikisinin de kütle numarası 7'dir ve bu nükleer sentezde Berilyumdan ağır çekirdek üretilmemektedir. Bunun nedeni 8 nükleonlu kararlı çekirdek olmamasıdır. Hafif element olarak adlandırdığımız Hidrojen (H), Helyum

(He), Lityum (Li) ve Berilyum (Be) gibi elementler yıldızları oluşturur ve yıldızlarda füzyon reaksiyonlarıyla daha ağır çekirdeklere dönüştürülür. $8 < A < 60$ arasındaki elementler H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması reaksiyonlarıyla üretilirler. Bu reaksiyonlar Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin sentezindeki temel aşamalarıdır [3]. Yıldızlarda yanma reaksiyonları Fe ve Ni elementine kadar gerçekleşir.

Demirden daha ağır elementler, yıldızlarda yanma reaksiyonları ile üretilemezler. Bu elementlerin üretimi için çok yüksek sıcaklıklar gerekmektedir. Bu ağır elementler farklı ortamlarda, farklı mekanizmalarla üretilir. Bu mekanizmalar; s-proses (yavaş nötron yakalama prosesi), r-proses (hızlı nötron yakalama prosesi) ve protonca zengin çekirdeklerin üretiminden sorumlu olan p-prosesidir.

1.1. S-proses

Yıldızlarda nötron yakalama nükleosentezi He-yanma, Fe ve Bi arasındaki element bolluğunun yaklaşık olarak yarısına katkıda bulunur. Yıldızlardaki ağır elementlerin oluşumundan sorumlu olan çeşitli prosesler arasında, yavaş nötron yakalama prosesi olan s-prosesi çoğunlukla kararlı izotoplar içermesi gerçeğiyle ayırt edilir.

S-proses nükleosentezi, düşük kütleli yıldızların He-yanma fazında gerçekleşir. S-prosesi güneş sistemi materyalinde Cu ve Bi arasındaki element bolluğunun yaklaşık yarısına katkıda bulunur.

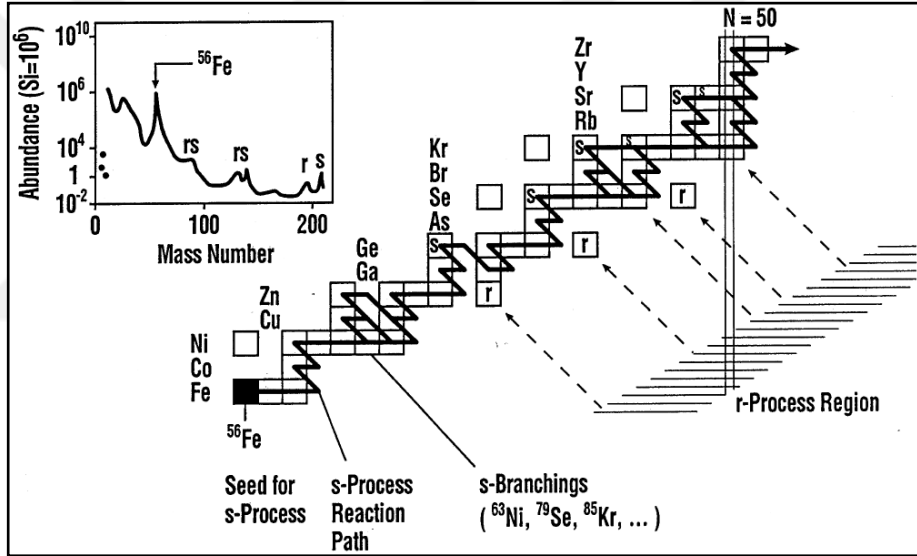
Yıldız kütleline ve metalliğine bağlı olarak ortaya çıkan bolluk modeli, yıldızların yaşam döngüsünü ve galaksilerin kimyasal evrimini anlamamız için kapsamlı bilgi sağlayan karakteristik özellikler gösterir.

Yavaş nötron yakalama (s) prosesinin nicel tanımlamasındaki önemli ilerleme, geliştirilmiş nükleer fizik girdileri, geliştirilmiş yıldız model kodlar, astronomik gözlemlerden ve yıldız çevresinde toz taneciklerinin analizinden elde edilen zengin bir veri içeren disiplinlerarası bir yaklaşımla sağlanmıştır.

Klasik s-prosesinin tanımı, önceden varolan tohum çekirdeği bolluklarının dağılımını uygun bir nötron ışınlamasına maruz bırakmaktır. İlişkili nötron akısının, beta bozunma oranlarının nötron yakalama oranlarına baskın olduğu kadar sabit ve

yeterince düşük olduğu varsayılmaktadır. Diğer bir deyişle s-proses nükleosentezinde temelde ardışık nötron yakalama arasında geçen süre τ_n , izotopun tipik β^- bozunumu süresinden ($\tau_\beta \sim 10^5 - 10^7$ sn) daha uzundur. Çekirdek bir nötron yakalar ve başka bir nötron yakalamadan önce β^- bozunumuna uğrayarak kararlı hale gelir. Bu prosesle oluşturulan çekirdeklere s-çekirdekleri denir.

S-prosesi kararlılık eğrisi boyunca gerçekleşir [2, 3, 8]. ^{209}Bi 'a kadar olan çekirdeklerin sentezi gerçekleşir yani bu prosesin oluşturabildiği son çekirdek ^{209}Bi 'dir. S-proses bir AGB (Asimptotik Dev Kolu Yıldızı) yıldızının He-yanma fazında ve tipik olarak $T \approx 1-3 \times 10^8$ K sıcaklıkları arasında meydana gelir [9, 10]. S-proses için en uygun nötron yoğunluğu 10^8 ve 10^{10} cm^{-3} aralığıdır.



Şekil 1.2. Demir ve aktinitler arasında çekirdek oluşumundan sorumlu nötron yakalama proseslerinin gösterimi [11]

Yıldızlararası ortamda çok fazla nötron yoktur bunun nedeni nötronların kararsız olması ve 614 s yarı-ömre sahip olmalarıdır. Yıldızlararası ortamda çok fazla nötron olmadığından reaksiyona girecek nötronların öncelikle yıldızın içinde üretilmesi gerekir. S-proses yavaş bir proses olduğundan binlerce yıl sürebilir ve kararlı astrofiziksel ortamlarda meydana gelir.

Bu proses için Q-değeri pozitif olan olası iki nötron kaynağı vardır:

1. $^{13}\text{C} (\alpha, n) ^{16}\text{O}$
2. $^{22}\text{Ne} (\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$

^{13}C (α, n) ^{16}O reaksiyonu, bir kırmızı dev'in He-yanma merkezi ile karışabilen bir H-yanma bölgesinde meydana gelir. ^{13}C , ^{12}C (p, γ) ^{13}N (β^+) ^{13}C reaksiyonu ile hidrojen yanma bölgesinde üretilir ve daha iç kısımdaki helyum yanan bölgeye ulaşır. Böylece gerekli nötron yoğunluğu sağlanır.

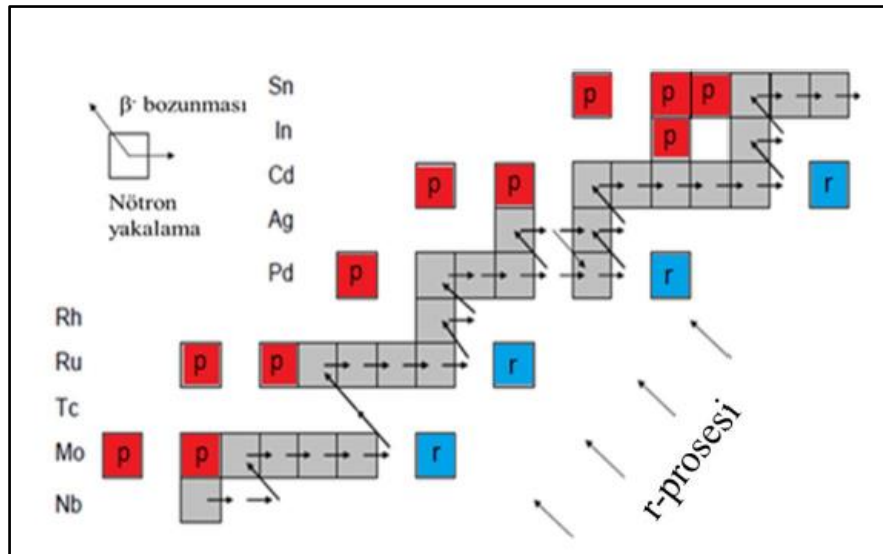
^{22}Ne (α, n) ^{25}Mg reaksiyonu, He-yanma bölgesinde meydana gelebilir ve ^{22}Ne 'nin kaynağı, hidrojen yanmasının CNO çevriminde üretilen ^{14}N 'e bağlıdır.

Ardışık α yakalama reaksiyonları ve β^+ bozunmaları ^{14}N 'ü ^{22}Ne 'ye daha sonra ise ^{25}Mg 'e dönüştürür. Gözlenen s-çekirdekleri bolluklarını doğru bir şekilde tanımlamak için iki farklı s-prosesinin varlığı öne sürülmüştür [12, 13]. Bunlar kuvvetli s-prosesi ve zayıf s-prosesidir.

Kuvvetli s-prosesi AGB (Asimptotik Dev Kolu Yıldızı) yıldızlarda meydana gelir ve yaklaşık on bin yıl sürer. Zayıf s-prosesi ise ağır yıldızların helyum yanma fazında meydana gelir ve birkaç yüzyıl sürer [14].

1.2. R-proses

Yıldız nükleosentezinin nötron yakalama proseslerinden olan r-prosesi yada hızlı nötron yakalama prosesi güneş sisteminin yanı sıra farklı metallerin yıldızlarında da gözlenen, demirden daha ağır olan (uzun ömürlü radyoaktif) nötronca zengin çekirdeklerin üretimini açıklamak için kullanılır.



Şekil 1.3. Nb'den Sn'ye kadar olan bölgedeki çekirdek sentezinin şematik gösterimi [14]

R-proses yavaş nötron yakalama prosesi olan s-proses ile üretilen en ağır çekirdek ^{209}Bi 'dan daha ağır ve uzun yarı ömürlü ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U gibi izotopların bulunmasıyla ortaya çıkmıştır. $A > 60$ olan çekirdeklerin yarısının sentezinden sorumlu olan r-prosesin astrofiziksel ortamı hala tartışma konusudur [15, 16].

R-prosesin temel özelliği, demir grubunun elementlerine eklenmesi için kısa bir zaman aralığında veya demir grubundaki bollukların ^{22}Ne gibi hafif çekirdeğe eklenmesi için anormal derecede küçük olduğu durumlarda büyük bir nötron akısına maruz kalmasıdır.

Kararlı bir çekirdek kuvvetli bir nötron akısına maruz kaldığında ($\gg 10^{20} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) ardışık nötron yakalama reaksiyonları geçirir, ürün çekirdek kararsız olsa bile nötron yakalama hızı β -bozunma hızından fazla olduğundan, izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine doğru ilerler ve sonunda kararlı ya da çok uzun ömürlü bir çekirdeğe bozunurlar.

Bu proses için bilinen en favori astrofiziksel ortam tipik nötron yoğunluğu yaklaşık 10^{20} nötron/cm³ ve sıcaklığı 3 GK civarında olan Tip-II süpernovalardır.

1.3. P-proses

Demirden ağır elementlerin çoğu nötron yakalama reaksiyonlarıyla üretilir. Ancak bu reaksiyonlarla üretilemeyen proton bakımından zengin ^{74}Se ve ^{196}Hg aralığında 35 adet çekirdek vardır.

β -kararlılık eğrisinin proton bakımından zengin tarafında bulunan s- ve r- nötron yakalama prosesleri ile üretilmeyen $A \geq 74$ olan bu kararlı nükleer izotoplara p-proses izotopları yada p-çekirdekleri denir.

Bir grup olarak, tüm kararlı çekirdeklerin en nadir olanlarıdır. Tablo 2.1 de atom numaraları, güneş sistemindeki bollukları ile birlikte p-çekirdekleri listesi verilmiştir.

P-proses için tüm bolluk sistematigi bilgisi tamamen güneş sistemi ölçümlerine dayanmaktadır. Tipik olarak güneş sistemindeki p-çekirdekleri r- ve s- proses çekirdeklerinin bolluklarından 10 ya da 100 kat daha azdır.

Tablo 1.1. P-çekirdeklerinin listesi ve solar sistemdeki izotopik bollukları

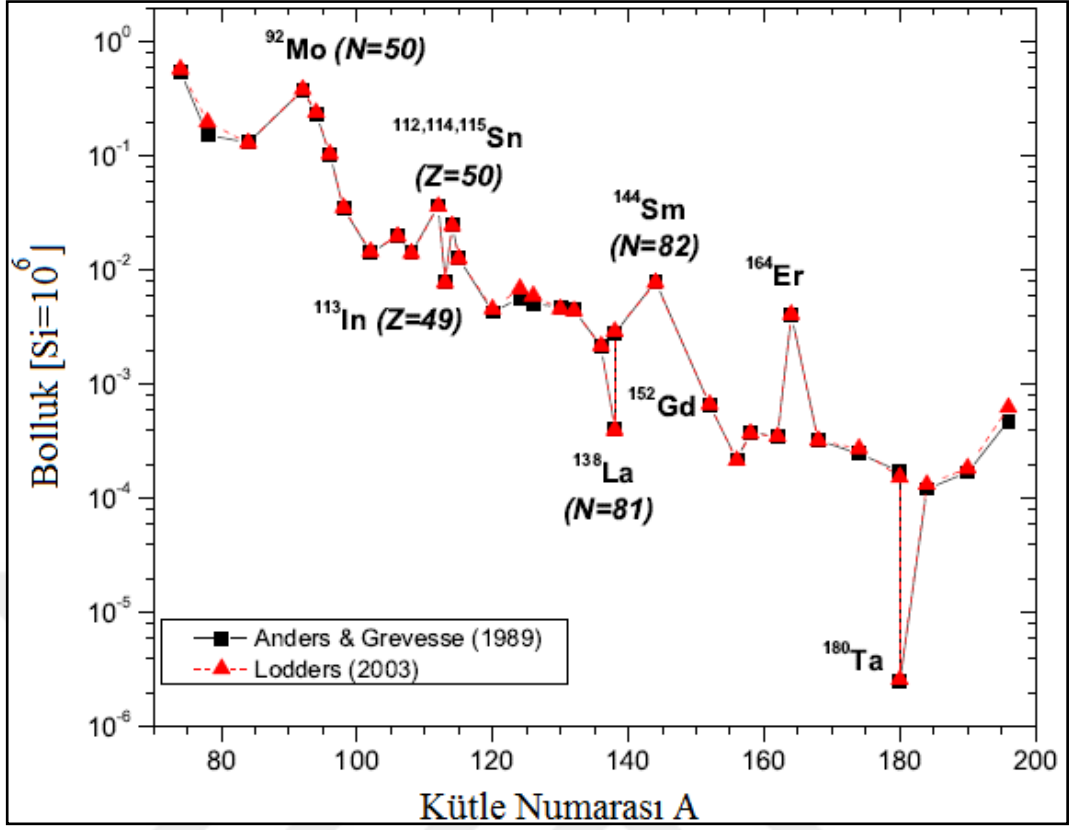
No	P-çekirdeği	İzotopik Bolluk (%)	No	P-çekirdeği	İzotopik Bolluk (%)
1	⁷⁴ Se	0,88	19	¹³² Ba	0,10
2	⁷⁸ Kr	0,34	20	¹³⁸ La	0,09
3	⁸⁴ Sr	0,56	21	¹³⁶ Ce	0,19
4	⁹² Mo	14,84	22	¹³⁸ Ce	0,25
5	⁹⁴ Mo	9,25	23	¹⁴⁴ Sm	3,10
6	⁹⁶ Ru	5,52	24	¹⁵² Gd	0,09
7	⁹⁸ Ru	1,88	25	¹⁵⁶ Dy	0,19
8	¹⁰² Pd	1,02	26	¹⁵⁸ Dy	0,25
9	¹⁰⁶ 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			

S- ve r- proses çekirdeklerinin muhtemelen süpernovalarda meydana gelen ancak yeterince anlaşılabilen bir mekanizma yoluyla p-çekirdeklerinin ataları olduğu kabul edilmektedir.

Başka bir deyişle, p-çekirdeklerinin bolluk eğrisi r- ve s- çekirdeklerinin bolluk eğrisine paraleldir. Bu davranış, s- ve r- çekirdeklerinin, p-çekirdeklerinin sentezinde tohum çekirdekler olarak kullanılmasından kaynaklandığını göstermektedir [17].

P-çekirdeklerinden ($Z=49$) ¹¹³In , ($N=65$) ¹¹⁵Sn, ($Z=57$, $N=81$) ¹³⁸La ve ($Z=73$, $N=107$) ¹⁸⁰Ta dışındaki tüm p-çekirdeklerinin atom numaraları ve nötron sayıları çifttir. Sihirli nötron sayılarına sahip ⁹²Mo, ¹⁴⁴Sm sırasıyla $N=50$ ve $N=82$, sihirli proton sayılarına sahip ¹¹²Sn ($Z=50$) ve ¹¹⁴Sn ($Z=50$) p-izotopları Şekil 2.1 de görülebileceği gibi komşu p-çekirdeklerine göre daha fazla bolluklara sahiptirler.

P-çekirdeği olan ¹⁶⁴Er için E. Margaret Burbidge, G. R. Burbidge, William A. Fowler, F. Hoyle (B^2FH) yaptıkları çalışmada s-prosesinden gelebilecek bir katkının olabileceğini belirtmiştir [20]. Daha sonra ¹⁶⁴Er, ¹⁵²Gd ve ¹⁸⁰Ta^m izotoplarına s-prosesinden katkı sağlandığı bulunmuştur [10].



Şekil 1.4. İki farklı referanstan alınan p-çekirdekleri için güneş sistemi bolluk eğrisi [18, 19]

Cameron (1957) ve Burbidge ve diğerleri (1957, B²FH) ⁹²Mo, ¹¹²Sn, ¹⁴⁴Sm, ¹⁶⁴Er çekirdeklerinin tip-II süpernovanın hidrojen bakımından zengin katmanlarında üretildiğini ileri sürmüştür. Hidrojence zengin bölgeden geçen süpernova şok dalgası sıcaklığı artırır ve p-çekirdekleri s- ve r- prosesleriyle üretilen tohum çekirdekler üzerine proton yakalama reaksiyonları tarafından üretildiği düşünülmüştür.

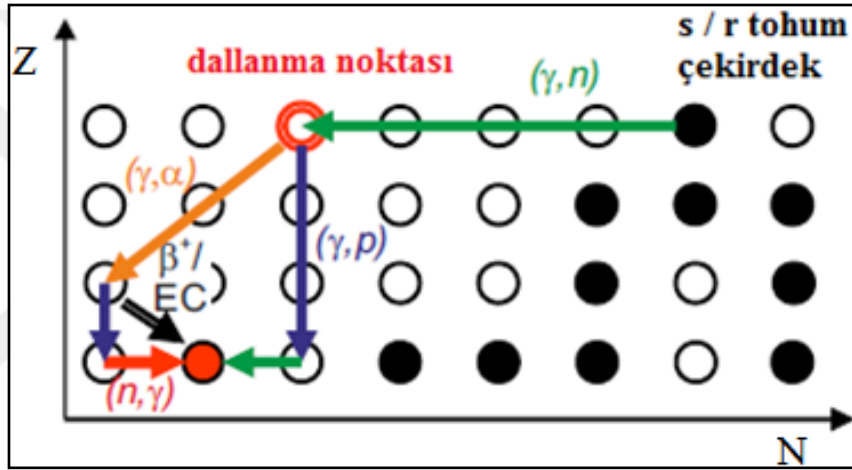
Ancak yüksek sıcaklıklarda (γ,p) reaksiyonları proton yakalama reaksiyonlarından daha hızlı gerçekleşmektedir.

Hızlı proton yakalama reaksiyonları protonca zengin ortamlarda gerçekleştiği için sıcaklıklar, yoğunluklar ve zaman ölçekleri hidrojence zengin bölgenin p-çekirdeklerinin üretimine uygun bir ortam olmadığı görülmüştür [21].

P-çekirdeklerinin üretimine alternatif birkaç mekanizma vardır fakat en yaygın üretim mekanizması γ-prosestir. Bunun yanı sıra vp-prosesi [22, 23], rp-prosesi [24, 25] ve v-prosesi [26, 27] gibi alt prosesler de p-çekirdeklerinin üretimine katkı sağlar.

Geçmişten bu yana yapılan çalışmalarda bu üretim mekanizmalarının farklı astrofiziksel ortamlarda meydana geldiği tartışılmaktadır ve p-çekirdeklerinin güneş sistemi bolluklarının tek bir mekanizmayla üretilmediği düşünülmektedir.

$A > 108$ olan elementlerin üretildiği γ -prosesinde s- ve r-prosesi ile üretilen ağır çekirdekler (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) foton yakalama reaksiyonları ve β^+ bozunumu gerçekleştirir [21]. γ -proses tip-II süpernova patlamalarının O/Ne bakımından zengin bölgeleri gibi pek çok ortamda meydana gelir [21, 28]. γ -proses için $2-3 \times 10^9$ K'lık sıcaklık, 10^6 g/cm³'lük proton yoğunluğu ve saniyeler mertebesindeki zaman ölçeği (τ) gereklidir.



Şekil 1.5. P-çekirdeklerin üretim mekanizması olan γ -prosesinde reaksiyon akışının şematik gösterimi [29]

Başlangıçta (γ, n) reaksiyonları yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarından daha baskındır. Bunun nedeni foton yakalama reaksiyonları ile üretilen nötronların Coulomb engelini aşma ihtiyacı olmamasıdır. Çekirdek nötron bakımından yetersiz hale geldiği zaman nötron ayırma enerjisi artar, aynı zamanda protonca zengin bölgeye doğru gidildikçe proton ve α -parçacığı ayırma enerjisi azalır. Bu nedenle (γ, p) ve (γ, α) reaksiyonları baskın hale gelir. Dallanma noktasında (γ, n) reaksiyonları (γ, p) ve (γ, α) reaksiyonlarına dönüşür.

Bu reaksiyonlar ile çekirdekler kararlılık eğrisinde protonca zengin bölgeye doğru ilerler ve β^+ bozunmaları ile kararlı hale gelirler.

^{138}La ve $^{180}\text{Ta}^m$ gibi hesaplamalarda problem yaşanan ağır p-çekirdekleri için v-proses çekirdek sentezi önerilmiştir. Bunun büyük kütleli yıldızların çökmesiyle

meydana gelen nötron yıldızları tarafından yayılan nötrinolar ile mümkün olduğu gösterilmiştir [26, 27].

Hafif p-çekirdeklerinin üretiminden sorumlu proses rp-prosesdir. Hafif çekirdeklerin ($A < 108$ olan çekirdekler) bir seri hızlı proton yakalama reaksiyonu ve β^+ bozunumundan meydana gelir [30]. Bu prosesin oluşumu için $0,2-2,0 \times 10^9$ K'lık yüksek sıcaklıklar ve 10^6 g/cm³ proton yoğunluğu gerekmektedir. Bu prosesin gerçekleştiği ortam nötron yıldızlarının yüzeylerindeki X-ışını patlamalarıdır [24, 25].

Çok az miktarda üretilen p-çekirdeklerinin bazıları için (^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru ve ^{98}Ru gibi) farklı senaryolar üretilmektedir. Bu hafif p-çekirdeklerinin diğerlerinden farklı olarak nötrino-yakalama çekirdek sentezi olan merkez-çökme süpernovalarının, fırlatılan proton bakımından zengin tabakalarda olduğu düşünülen vp-prosesi ile üretildiği öne sürülmektedir [22, 23].

2. TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR

Bu bölümde nükleer sentezi (çekirdek sentezi) anlamamızda önemli rol oynayan termonükleer reaksiyonlar anlatılacaktır. Bu bölümün yazılmasında Cauldrons in the Cosmos [31] ve Nuclear Physics of Stars [9] referanslarından yararlanılmıştır.

2.1. Termonükleer Reaksiyon Hızı

Termonükleer reaksiyonlar nükleer sentezi anlamamızda büyük rol oynadığı gibi enerji üretimini anlamamıza olan katkısı da büyüktür. Yıldızlararası gaz, esas olarak hidrojen ve helyum yoğunlaştığında ve yerçekiminin ısı enerjisiye dönüşmesinin bir sonucu olarak ısındığında bir yıldız doğar. Merkezindeki sıcaklık ve yoğunluk yeterince yükseldiğinde, en kolay yanabilen nükleer yakıt olan hidrojen termonükleer reaksiyonlar başlar. Örneğin $^2\text{H} + ^3\text{H}$ reaksiyonu için, termonükleer reaksiyonların başlaması için gerekli enerji yaklaşık olarak 10 keV civarındadır. Parçacıklara bu enerjiyi kazandırabilecek sıcaklık ise 10^8 K civarındadır. Bu sıcaklığın etkisi ile bir reaksiyonun meydana gelme olasılığı, parçacıkların Maxwell-Boltzmann dağılımına ve reaksiyon tesir kesitine bağlıdır.

Reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma = \frac{\text{reaksiyon sayısı / hedef çekirdek / birim zaman}}{\text{gelen parçacık sayısı / cm}^2 / \text{birim zaman}} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir.

Tesir kesitinin parçacık hızına bağlı olarak ifade edildiği reaksiyon hızı için ise,

$$r_{ax} = N_a N_x \sigma(v) v \quad (2.2)$$

ifadesi yazılabilir. Burada N_a ve N_x sırasıyla a çekirdeklerinin sayı yoğunluğu ve x çekirdeklerinin sayı yoğunluğudur.

Yıldızlar içindeki parçacıklar bir hız dağılımına sahiptirler ve bundan dolayı reaksiyon hızını doğru bir şekilde hesaplamak için hız dağılımı $\phi(v)$ üzerinden integral almak gerekir.

Böylece reaksiyon hızı;

$$\begin{aligned} r_{aX} &= (1 + \delta_{aX})^{-1} N_a N_X \int_0^{\infty} \sigma(v) v \phi(v) dv \\ &= (1 + \delta_{aX})^{-1} N_a N_X \langle \sigma v \rangle \end{aligned} \quad (2.3)$$

şeklinde olacaktır. Burada $\langle \sigma v \rangle$ parçacık çifti başına ortalama reaksiyon hızıdır. δ_{aX} Kronecker deltadır ve a ve X parçacıklarının özdeş olması durumunda reaksiyon hızı (r_{aX}) iki kez hesaplama yapmayı önlemek için ikiye bölünür.

$\phi(v)$ yerine Maxwell-Boltzmann hız dağılımı;

$$\phi(v) dv = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^2 \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) dv \quad (2.4)$$

yazılır. Burada T yıldızın ait gazın sıcaklığı, μ ve v sırasıyla ilgili çekirdeğin indirgenmiş kütlesi ve bağıl hızı, k ise Boltzmann sabitidir.

Parçacık çifti başına ortalama reaksiyon hızı;

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^3 \sigma(v) e^{-\mu v^2/2kT} dv \\ &= \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{-E/kT} dE \end{aligned} \quad (2.5)$$

Bu denklem, reaksiyon hızını belirli bir T yıldız sıcaklığında gösterir. Bir yıldız geliştikçe sıcaklığı değişir ve dolayısıyla $\langle \sigma v \rangle$ reaksiyon hızı, ilgilenilen her bir sıcaklık için değerlendirilmelidir. Her bir yıldız sıcaklığında genellikle çok sayıda farklı nükleer reaksiyon bulunduğundan, bu reaksiyon hızlarının yeniden

değerlendirilmesi zahmetli ve zaman alıcıdır. Bu nedenle, $\langle \sigma v \rangle$ için T sıcaklığı açısından analitik ifadelerle elde etmek istenir. Böyle bir analitik ifadeye ulaşmak için kullanılan matematiksel yaklaşım, tesir kesitinin enerjiye bağlılığı olan $\sigma(E)$ ile belirlenir.

2.2. Yüklü Parçacık Etkimeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları

Nükleer Fizikte tesir kesiti, enerjiye bağlı bir parametredir. Bir reaksiyonda oluşan ara çekirdeğin enerjisine yakın bir uyarılmış enerji seviyesi olması halinde bir rezonans olayı gerçekleşir. Rezonant olmayan reaksiyonlarda yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının temel enerji bağımlılığı, engelin çok altındaki enerjiler için Gamow faktörü tarafından engele yaklaştırılan Coulomb tünelleme faktörünün eksponansiyel ifadesi ile bir diğer nükleer olmayan enerjiye bağlı terimden ileri gelir.

Tesir kesiti yaklaşık olarak;

$$\sigma \cong \frac{S(E).P}{E} \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir.

Yüklü bir parçacık için, kuantum mekaniksel tünel olayı sonucu Coulomb engelinden geçiş ihtimali;

$$P \cong e^{-\left\{ \frac{2\pi Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \right\}} \quad (2.7)$$

ile verilir. Burada

$$\eta = \frac{Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \quad (2.8)$$

ifadesine ‘Sommerfield parametresi’ denir ve Denklem (2.7)’de yerine yazılırsa geçiş ihtimali;

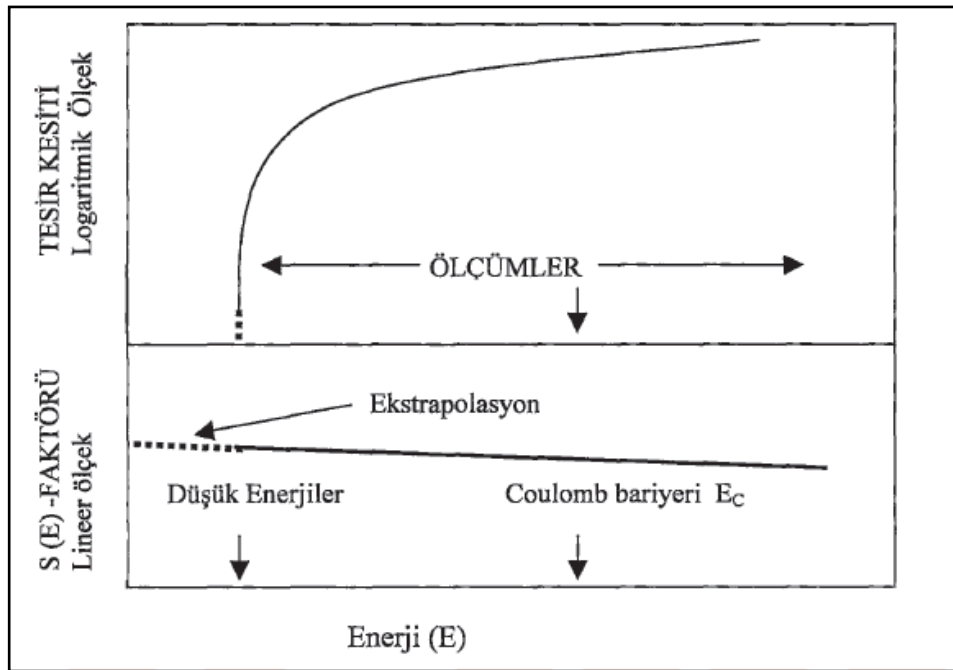
$$P \cong e^{-2\pi\eta} = e^{-\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}} \right)} \quad (2.9)$$

şeklini alır ve bu parametreler yerine konduğunda tesir kesiti;

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{(-2\pi\eta)} S(E) \quad (2.10)$$

olarak elde edilir. Burada $S(E)$ fonksiyonu tesir kesitinin enerjiye bağlılığının nükleer etkilerini gösterir. Bu fonksiyon rezonans durumu olmadığında yavaşça değişen bir enerji fonksiyonudur ve astrofiziksel S-faktörü olarak adlandırılır. Tünelleme etkisinin olasılığı $\sigma(E) \propto e^{(-2\pi\eta)}$ üstel olarak azalacağından yüklü parçacık tesir kesiti Coulomb bariyerinin altındaki enerjiler için hızlı bir şekilde düşer. Çoğu durumda deneyler yüksek enerjili bölgelerde yapılır ve elde edilen sonuçlar ilgili daha düşük astrofiziksel enerji bölgelerine ekstrapole edilir. Fakat tesir kesiti enerjiye güçlü bir şekilde bağlıdır ve bu nedenle bu durum ekstrapolasyon işlemini zorlaştırır (Şekil 2.1).

Astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağlı değişimi, tesir kesitinin enerjiye bağlı değişiminden çok daha yavaş olduğundan, deneysel tesir kesiti ölçümünün mümkün olmadığı durumlarda, S-faktörünün düşük enerjilere ekstrapole edilmesi çok daha kullanışlıdır. Model hesaplamalarının doğruluğunun test edilmesi için özellikle düşük enerjilerdeki değişiminin bilinmesi önemlidir.



Şekil 2.1. Tesir kesitinin ve Astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağlı davranışı [31]

Gerekli parametreleri reaksiyon hızı formülünde yerine koyduğumuzda parçacık çifti başına reaksiyon hızı denklemini buluruz.

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) e^{\left\{ \frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right\}} dE \quad (2.11)$$

Burada

$$b = \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_x Z_y}{\hbar} = 0,989 Z_x Z_y \mu^{1/2} \quad (\text{MeV})^{1/2} \quad (2.12)$$

ile ifade edilir ve engelin aşılabilirliğine karşılık gelir.

Rezonant olmayan reaksiyonlar için $S(E)$ enerjinin yavaş değişen bir fonksiyonu olmasından dolayı denklem (2.11)'daki integral, yüksek enerjilerde Maxwell-Boltzmann dağılımının ve düşük enerjilerde yüklü parçacık yakalama reaksiyonu tesir kesitinin düşüşüyle baskın hale gelir. $E > k_B T$ olduğu durumda tünelleme olasılığı $e^{-(E_c/E)^{1/2}}$ ile orantılı iken Maxwell-Boltzmann dağılımı ise $e^{-(E/k_B T)}$ ile orantılıdır.

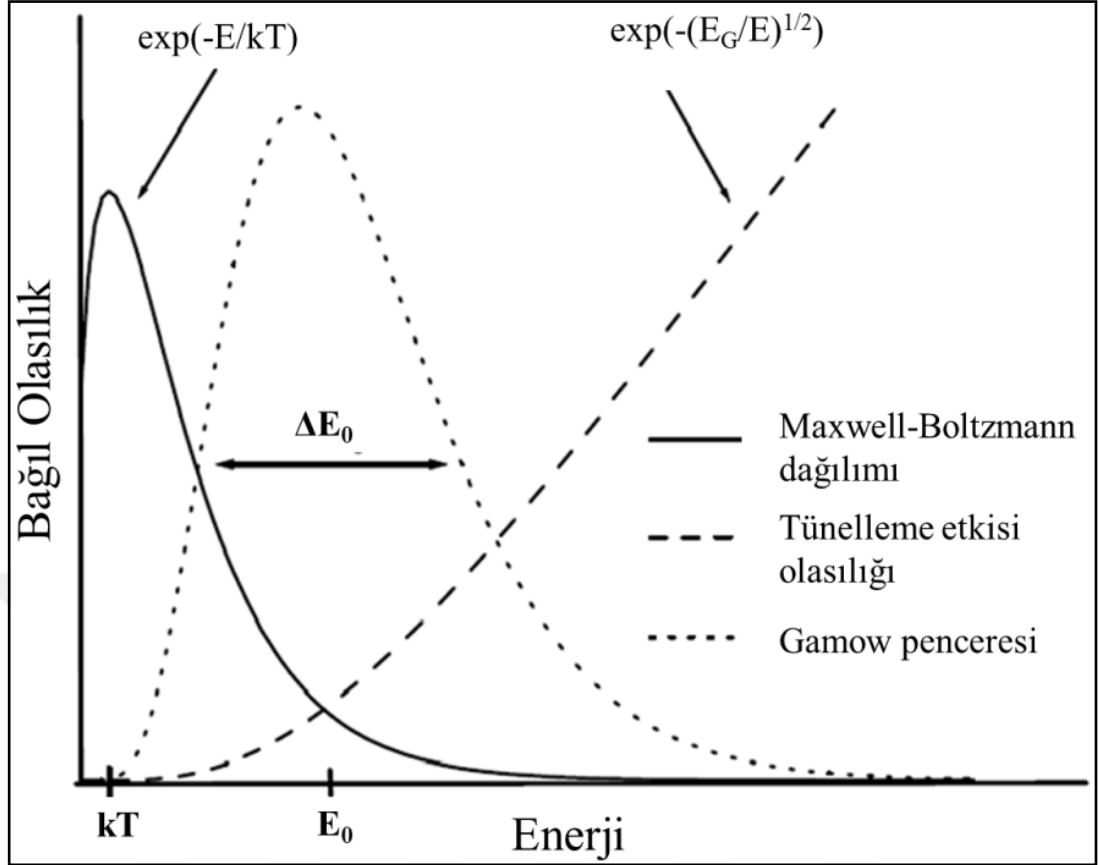
Burada k_B : Boltzman sabiti, T : sıcaklık ve E_c : Coulomb bariyerinin yüksekliğidir. Bu iki fonksiyonun üst üste gelme durumunda Gamow piki oluşur. Gamow piki enerjide oluşan bir piktir ve önemli sayıda reaksiyonun gerçekleşmesine izin verir.

Bu pikin maksimum değeri olan E_0 değeri Denklem (2.11)'un birinci türevi alınarak bulunur. Bu değer keV cinsinden;

$$E_0 = 1,22 \left[Z_x^2 Z_y^2 \mu T_6^3 \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

bağıntısı ile verilir. Denklem (2.8)'in integral kısmındaki eksponansiyel ifade, bir gaussian fonksiyonu ile,

$$e^{\left(\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right)} = I_{\max} e^{\left[-\left(\frac{E-E_0}{\Delta/2} \right)^2 \right]} \quad (2.14)$$



Şekil 2.2. Maxwell-Boltzmann enerji dağılımı ve Coulomb engelinden kaynaklanan tünelleme etkisi [29]

ifadesine yaklaştırılır. Burada I_{\max} Denklem (2.11)'deki integralin maksimum değeridir ve

$$I_{\max} = e^{\left(\frac{3E_0}{kT}\right)} \quad (2.15)$$

ifadesi ile verilir. Bu yaklaşımda pikin $1/e$ genişliği nükleer reaksiyonların en çok meydana geldiği enerji penceresinin etkin Δ genişliğidir ve

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} = 0,749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ keV} \quad (2.16)$$

denklemini ile ifade edilir. Burada T_6 milyon Kelvin mertebesinde sıcaklığı ve μ atomik kütle birimi cinsinden indirgenmiş kütle gösterir.

Denklem (2.13)'ü kullanarak gelen parçacık ve hedefin yükü ile belirlenen Gamow enerjisi sadece giriş kanalına bağlı olarak bulunan tesir kesiti için geçerlidir.

Bundan dolayı son zamanlarda yapılan daha detaylı çalışmalara göre Gamow pikinin birçok durum için yukarıda verilen denklem ile elde edilen sonuçtan daha düşük enerjili olması gerektiği belirtilmiştir [32].

Ağır çekirdeklerin proton yakalama reaksiyonlarında Gamow piki 1-5 MeV aralığındadır. Alfa yakalama reaksiyonlarında ise 5-13 MeV aralığındadır.

2.3. Dar-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları

Rezonans olayı olması durumunda S-faktör çok şiddetli bir şekilde değişebilir. Burada izole edilmiş dar rezonansları ele alacağız. İlk koşul bileşik çekirdekteki seviye yoğunluğunun nispeten küçük olduğundan dolayı rezonansların genlik açısından önemli ölçüde üst üste binmeyeceğini anlatır.

Literatürde dar rezonans için birkaç farklı tanım kullanılmıştır. Toplam rezonans genişliği rezonansın dar olup olmadığını ifade eder.

Toplam rezonans genişliği, reaksiyon tesir kesitinin enerjiye göre grafiği çizildiğinde, tesir kesitinin yarı maksimumuna karşılık gelen genişlik olarak tanımlanır ve enerji birimindedir. Eğer ilgili kısmi genişlik toplam rezonans genişliğine göre yaklaşık olarak sabit ise dar rezonans olarak adlandırılır. İzole edilmiş bir rezonans, enerjinin fonksiyonu olan birinci dereceden Breit-Wigner formülü ile tanımlanır [9];

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \frac{\lambda^2 (2J+1)(1+\delta_{l_2})}{4\pi (2j_1+1)(2j_2+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.17)$$

Burada E_r rezonansın enerjisini, Γ_a giriş kanalının kısmi rezonans genişliğini, Γ_b çıkış kanalının kısmi rezonans genişliğini, Γ toplam rezonans genişliğini, J toplam spini, j_1 hedef çekirdeğin spinini ve j_2 hızlandırılan parçacığın spinini temsil etmektedir. Toplam spin $J = j_1 + j_2 + 1$ şeklinde ifade edilir. Toplam spin hedef ve hızlandırılan parçacığın spininin toplamının yanı sıra bu parçacıkların bağıl yörünge açıl momentumunu da içerir. Toplam spin formülü hedef çekirdek, hızlandırılan parçacığın spini ve bu parçacıkların bağıl yörünge açıl momentumunu göstermektedir.

Herbir kısmi genişlik, yörünge açısai momentumu ve ilgili kanalın spininin olası tüm değerlerinin toplamıdır.

Tek bir dar-rezonans için reaksiyon hızı;

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} E \sigma_{\text{BW}}(E) e^{-E/kT} dE \\ &= \frac{\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} \omega \int_0^{\infty} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2 / 4} e^{-E/kT} dE \end{aligned} \quad (2.18)$$

formülü ile hesaplanabilir.

Burada $\omega \equiv (2J+1)(1+\delta_{12}) / [(2j_1+1)(2j_2+1)]$ ile verilir. Yeterince dar-rezonans için Maxwell-Boltzmann faktörü $e^{-E/kT}$ ve kısmi genişlikler Γ_i , toplam rezonans genişliği boyunca yaklaşık olarak sabittir.

İntegral analitik olarak hesaplanırsa;

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \frac{\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} e^{-E_r/kT} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} 2 \int_0^{\infty} \frac{\Gamma/2}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2 / 4} dE \\ &= \frac{\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} e^{-E_r/kT} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} 2\pi \\ &= \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 e^{-E_r/kT} \omega \gamma \end{aligned} \quad (2.19)$$

denklem (2.18) yukarıdaki şekli alır. Burada $\omega \gamma = \omega \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma$ olarak tanımlanmıştır. $\omega \gamma$ rezonans tesir kesiti ile orantılıdır. Rezonansın maksimum tesir kesiti $\sigma_{\text{BW}}(E = E_r) = (\lambda_r^2 / \pi) \omega \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma^2$ ve toplam genişliği Γ ,

$$\Gamma \sigma_{\text{BW}}(E = E_r) = \Gamma \frac{\lambda_r^2}{\pi} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2} = \frac{\lambda_r^2}{\pi} \omega \gamma \quad (2.20)$$

Bundan dolayı $\omega \gamma$, rezonans şiddeti olarak adlandırılır.

Yukarıdaki denklemlerden de görüldüğü gibi dar-rezonans durumunda reaksiyon hızı sadece enerji ve rezonansın şiddetine bağlıdır. Çoğu dar-rezonans için kısmi ve toplam genişlikler deneysel olarak bilinmemektedir.

Dar-rezonans için reaksiyon hızının sıcaklığa bağlılığı;

$$\langle \sigma v \rangle_T = cT^{-3/2} e^{-cE_r/T} \quad (2.21)$$

formülü ile bulunur. Dar rezonans reaksiyon hızı, düşük sıcaklıklarda ve yüksek enerjilerde büyüktür.

Dar rezonans durumunda Γ_a ve Γ_b kısmi genişliklerinin reaksiyon hızı üzerindeki etkisini $1 + 2 \rightarrow \gamma + 3$ gibi bir yüklü parçacık yakalama reaksiyonunda inceleyelim. Bu reaksiyonda sadece parçacık kanalının (giriş kanalı) Γ_a ve γ -ışını kanalının (çıkış kanalı) Γ_γ açıldığını varsayalım. Γ_γ tipik olarak yaklaşık 1 MeV - 1 eV arasında ve nötron parçacık kısmi genişliği ise yaklaşık 10 MeV - 1 keV arasındadır ve E_r değerine aşırı derecede bağlı değildir. Yüklü parçacık genişliklerini Coulomb engelinden geçiş olasılığı belirler ve özellikle düşük enerjilerde rezonansın konumuna hassas olarak bağlıdırlar. Düşük rezonans enerjileri için tipik olan yüklü parçacık genişliğinin γ -ışını genişliğinden daha küçük olduğunu varsayalım. $\Gamma_a \ll \Gamma_\gamma$ olduğunda rezonans şiddeti ifadesinden;

$$\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_a + \Gamma_\gamma} \approx \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma} = \omega \Gamma_a \quad (2.22)$$

elde edilir. Böylece rezonans şiddeti sadece parçacığın kısmi genişliğine bağlıdır.

Çok dar-rezonanslarda E_r civarındaki küçük bir enerji bölgesi reaksiyon hızına katkıda bulunur. Fakat yine de Gamow piki, rezonans şiddetinin yüklü parçacık kısmi genişliği ile belirlendiği durumlarda dar-rezonans için kullanışlıdır. Dar-rezonans reaksiyon hızı formülü diğer sayfada verilmektedir. Burada önemli iki nokta penetrasyon faktörü ve Gamow faktörüdür. Burada penetrasyon faktörü $P_1(E)$ 'nin enerji bağımlılığına Gamow faktörü ($e^{-2\pi\eta}$) ile yaklaşılmaktadır.

Dar-rezonans reaksiyon hızı;

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma v \rangle &\propto \int_0^{\infty} E \sigma_{\text{BW}}(E) e^{-E/kT} dE \\
 &\propto \int_0^{\infty} E \frac{1}{E} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \Gamma_\gamma^2 / 4} e^{-E/kT} dE \\
 &\propto \int_0^{\infty} \frac{P_1(E) \Gamma_\gamma}{(E_r - E)^2 + \Gamma_\gamma^2 / 4} e^{-E/kT} dE \\
 &\propto \int_0^{\infty} \frac{\Gamma_\gamma}{(E_r - E)^2 + \Gamma_\gamma^2 / 4} e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT} dE \tag{2.23}
 \end{aligned}$$

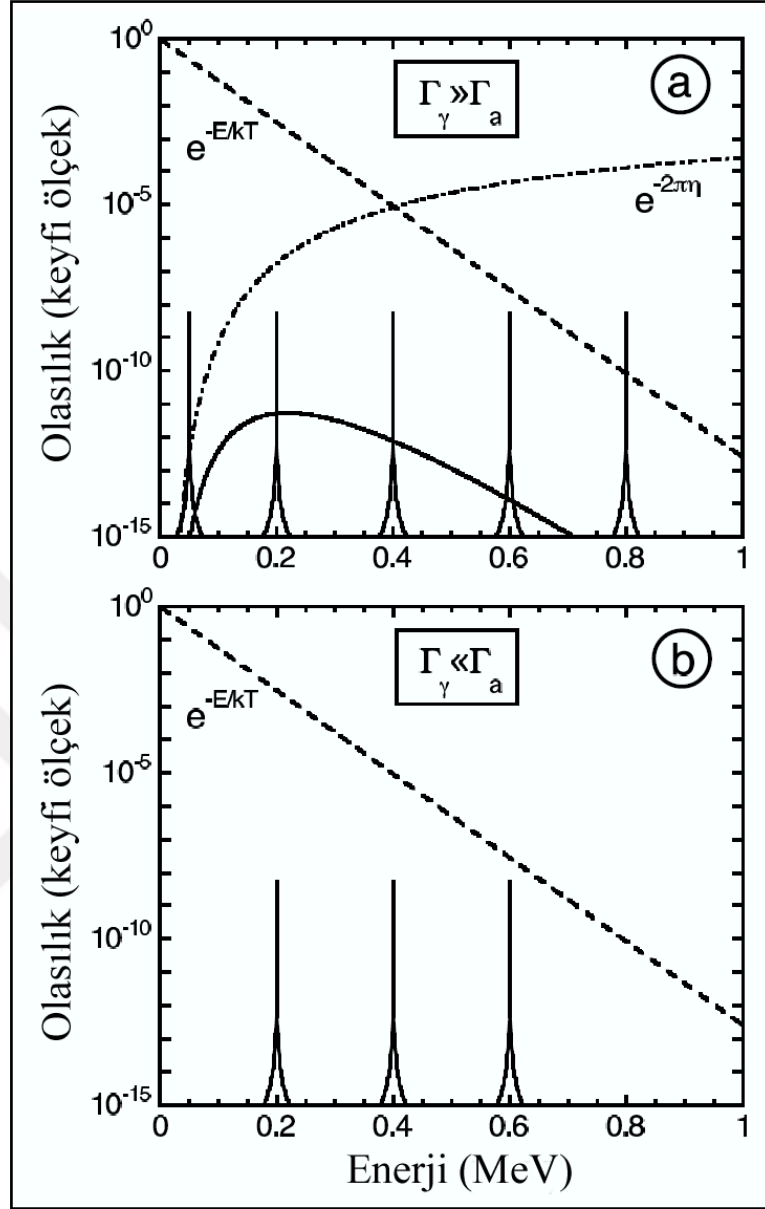
Bu integral iki çarpanı içerecek şekilde yazılabilir;

1. Gamow piki ($e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT}$)
2. Rezonans S faktör eğrisinin Lorentzian şekli

Lorentzian'ın FWHM değeri Γ_γ ve maksimum yüksekliği $4/\Gamma_\gamma$ dir. Dolayısıyla dar-rezonans için Γ_γ 'deki değişimin Lorentzian eğrisinin altındaki alan üzerinde etkisi yoktur. Eğer bir dar-rezonans, reaksiyon tesir kesitine katkıda bulunuyorsa, bu rezonanslar $E_0 - \Delta/2$ ile $E_0 + \Delta/2$ enerjileri arasında Gamow piki bölgesinde yer alacak ve toplam reaksiyon hızını oluşturan baskın öge olacaktır. Bu durum Şekil (2.3)'de gösterilmektedir.

Şekil (2.3)'ün a kısmında kesikli çizgi $T=0,4$ GK'de hesaplanmış Maxwell-Boltzmann faktörünü, kesikli-noktalı çizgi Gamow faktörünü, düz çizgi ise Gamow pik ve dar-rezonans S faktörünü gösterir. İki kısımdan oluşan Şekil (2.3)'ün b kısmının ifadesi diğer sayfada verilmektedir.

Şekil (2.3)'ün b kısmında ise kesikli çizgi $T=0,4$ GK sıcaklığında $e^{-E/kT}$ faktörünü ve düz çizgi $E_r = 0,2, 0,4$ ve $0,6$ MeV enerjilerinde bulunan 3 dar rezonansı göstermektedir.



Şekil 2.3. Giriş kanalı olan parçacık kanalı Γ_a ve çıkış kanalı olan γ -ışını kanalı kısmi genişlikleri arasında (a) $\Gamma_a \ll \Gamma_\gamma$ ve (b) $\Gamma_a \gg \Gamma_\gamma$ bağıntısının olması durumunda, dar-rezonansın reaksiyon hızına etkisi [9]

Eğer γ -ışını kısmi genişliği, yüklü parçacık genişliğinden daha küçük olduğunda rezonans şiddeti ifadesinden;

$$\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_a + \Gamma_\gamma} \approx \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_a} = \omega \Gamma_\gamma \quad (2.24)$$

elde edilir. Bu durum yüksek rezonans enerjileri yada nötronlar için tipiktir.

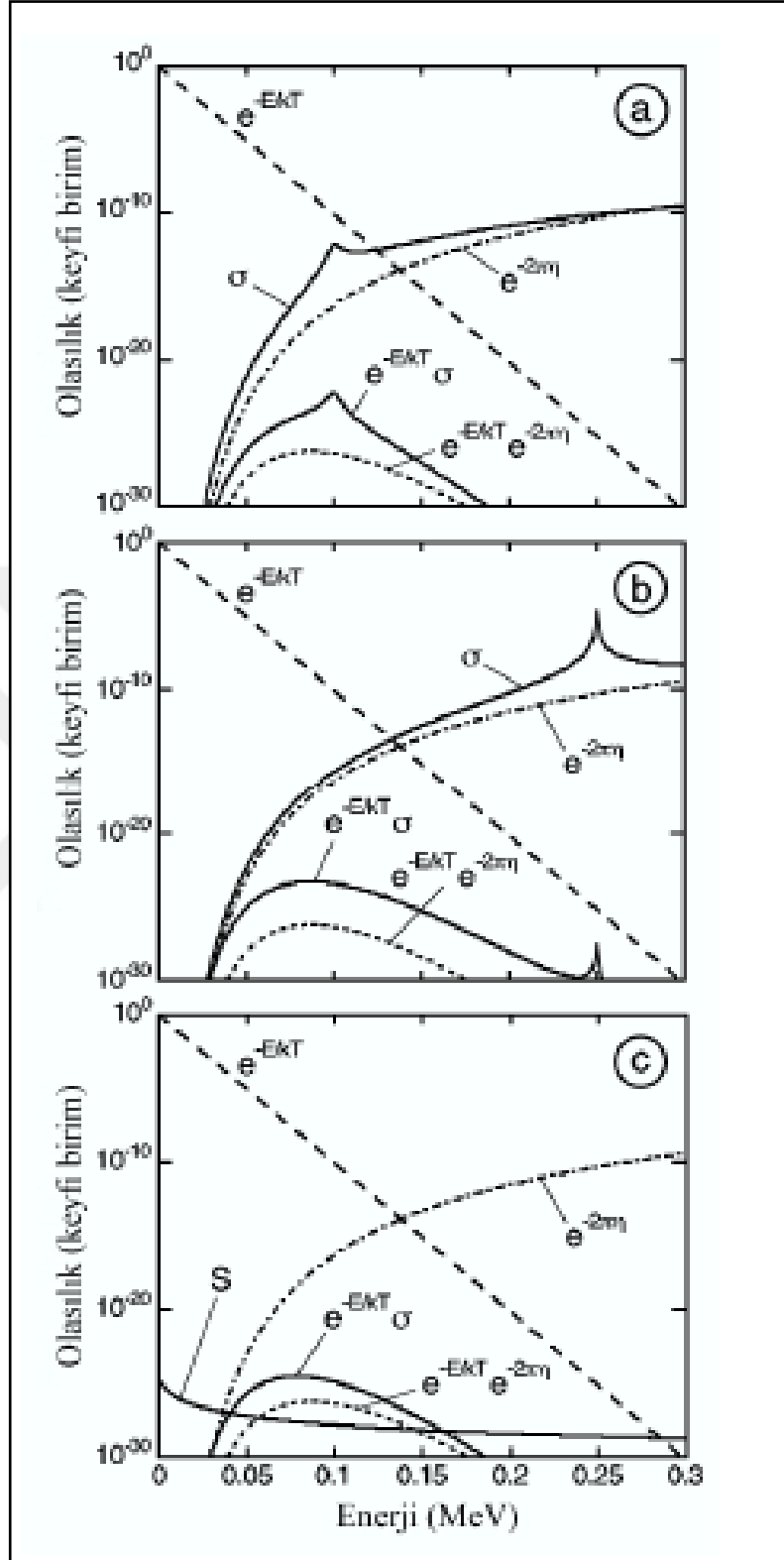
Dar rezonansın, rezonans enerjisi azaldıkça Gamow faktörü ($e^{-E/kT}$) nedeniyle reaksiyon hızına katkısı hızlı bir şekilde artar.

2.4. Geniş-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları

$\Gamma / E_R \geq \%10$ olan bir rezonans geniş-rezonans olarak adlandırılır. Geniş-rezonanslar için tesir kesiti $\sigma(E)$, dar-rezonanslardan daha geniş bir enerji aralığında uzanır. Dar-rezonans reaksiyon hızlarının formülasyonu tesir kesitinin belirgin olarak enerji bağımlılığı önemli olduğundan uygulanabilir değildir. Örnek olarak bu koşulu sağlayan bir yüklü parçacık reaksiyonunu inceleyelim. Herbir durum için Maxwell-Boltzmann faktörü (kesikli çizgi), Gamow faktörü (kesikli-noktalı çizgi), Gamow piki (noktalı çizgi) ve geniş-rezonans tesir kesitini (üst düz çizgi) gösteren üç yaygın olarak karşılaşılan durum şematik olarak şekil (2.4)'de gösterilmiştir. Grafikler, $T=0,05$ GK sıcaklığında $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$ reaksiyonu için yapılan hesaplamalardan elde edilmiştir [9].

Basitleştirmek için, rezonans tesir kesitleri isteğe bağlı bir sabit γ -ışını kısmi genişliği kullanılarak hesaplanır; açısal momentum ihmal edilir ve gircilik (penetrasyon) faktörü Gamow faktörü ile yaklaşık olarak hesaplanabilir. Şekil (2.4)'ün (a) kısmı Gamow piki içinde bulunan $\Gamma=5$ keV genişliğine sahip ve $E_r=0,1$ MeV enerjisinde bulunan geniş-rezonansı göstermektedir. Bu durumda kısmi genişlikler, de Broglie dalga boyu ve Maxwell-Boltzmann dağılımı rezonans genişliği boyunca sabit değildir. Bundan dolayı bu niceliklerin enerji bağımlılığı da dikkate alınmalıdır. Maxwell-Boltzmann dağılımı ve tesir kesitinin çarpımı, enerjinin karmaşık bir fonksiyonudur ve artık analitik olarak integrali alınamaz.

Kısmi genişliğin enerji bağımlılığı bilgisi, herhangi bir enerji E değerinde bir rezonansın tesir kesitini hesaplamaya izin verir. Eğer rezonans enerjisi E_r , Coulomb bariyerinin yakınında veya üstünde ise, giriş ve çıkış kanallarının kısmi genişlikleri $\Gamma_a(E)$ ve $\Gamma_b(E)$, rezonans bölgesi üzerinde çok az değişiklik gösterir. Coulomb bariyerinin oldukça altındaki yüklü parçacık etkimeli rezonanslar için, giriş kanalı için kısmi genişlik olan $\Gamma_a(E)$, rezonans bölgesinde çok hızlı bir şekilde değişir.



Şekil 2.4. Geniş-rezonansın, (a) Gamow pikinin içinde, (b) dışında ve (c) alt-eşik rezonansının yüksek enerji kısmında olması durumunda reaksiyon hızına etkisi [9]

Genellikle, çıkış kanalı için kısmi genişlik olan $\Gamma_b(E)$ çok daha yavaş değişir, çünkü yayımlanan parçacığın enerjisi reaksiyonun Q-değeri ile eşit miktarda artar.

Reaksiyon hızını hesaplamak için;

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{2\pi\omega\hbar^2}}{(\mu kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} e^{-E/kT} \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E+Q-E_f)}{(E_r-E)^2 + \Gamma(E)^2/4} dE \quad (2.25)$$

denklemini nümerik olarak hesaplanabilir. Burada çıkış kanalı için kısmi genişlik Γ_b , 3+4 çifti için uygun olan $E_{34} = E_{12} + Q_{12 \rightarrow 34} - E_f$ enerjisinde hesaplanmak zorundadır.

Yukarıdaki ifade, rezonanstan belirli bir son durum E_f 'ye geçiş ile ilgilidir. Eğer reaksiyon birkaç son duruma geçişler içeriyorsa, tüm tesir kesitleri ayrı ayrı toplanır. Rezonans genişliği Gamow pikinin genişliği ile karşılaştırıldığında çok küçük ($\Gamma \ll \Delta$) ise, reaksiyon hızı dar-rezonans yaklaşım kullanılarak hesaplanabilir. Aksi durumda reaksiyon hızı denklem (2.25)'deki integralin nümerik olarak hesaplanmasıyla bulunur.

Şekil (2.4)'ün (b) kısmında, $E_r=0,25$ MeV enerjisinde $\Gamma=0,6$ keV genişliğine sahip geniş-rezonansı göstermektedir. Rezonans Gamow piki dışındadır. Bu durumda bu rezonansın toplam reaksiyon hızına olan katkısı Gamow pikinde bulunan diğer dar-rezonanslarla kıyaslandığında ihmal edilebilir.

Şekil (2.4)'ün (c) kısmında ise proton eşikinin altında bulunan bileşik çekirdek seviyesine ilişkin alt-eşik rezonansını göstermektedir. Açık şekilde görülebilmesi için bu kısımda tesir kesiti yerine S faktör (alt kesiksiz çizgi) çizilmiştir. Bu durumda rezonansın yüksek enerji kısmı dikkate alınmalıdır. S faktör ya da tesir kesiti birinci dereceden Breit-Wigner bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir.

2.5. Toplam Reaksiyon Hızı

Toplam reaksiyon hızını hesaplamak için etkin yıldız enerji aralığındaki reaksiyon mekanizmasına önemli ölçüde katkıda bulunan tüm prosesler dikkate alınmalıdır. Etkin enerji aralığı, sırasıyla yüklü parçacık veya nötronların neden olduğu reaksiyonlar için Gamow piki veya Maxwell-Boltzmann dağılımı ile verilir.

Efektif enerjilere karşılık gelen düşük yıldızsal sıcaklıkları göz önüne alalım. Hafif hedef çekirdekler için, bu enerji bölgesindeki rezonans yoğunluğu nispeten küçüktür ve deneysel olarak çözülebilirler.

Yüklü parçacıklar için rezonans şiddeti, genellikle küçük yüklü-parçacık kısmi genişliği Γ_a tarafından belirlenir ($\omega_\gamma \approx \omega\Gamma_a$ olduğundan). Öte yandan nötronlar için, $\omega_\gamma \approx \omega\Gamma_\gamma$ 'dır. Eğer rezonanslar çok zayıf yada yıldızsal efektif enerji aralığında yok ise o zaman toplam reaksiyon hızında muhtemelen diğer prosesler baskındır. Yüklü parçacık reaksiyonlarında deneysel ölçümler genellikle bir minimum limit enerjisine kadar yapılabilir. Mevcut deneysel tekniklerle düşük enerjilerdeki direkt ölçümler imkansız olmamakla birlikte çok zordur. Bu durumda, beklenen herhangi dar-rezonansın nükleer yapı çalışmaları ile dolaylı olarak incelenmesi gerekir. Rezonant olmayan tesir kesiti ve geniş rezonansın yan kısımları daha yüksek enerjilerdeki ölçümlerden ekstrapole edilebilir. Öte yandan nötronların etkimeli reaksiyonlarda ise Coulomb engeli olmadığı için deneysel olarak herhangi bir minimum limit enerjisi sınırı bulunmaz. Bu nedenle tesir kesiti kuramsal olarak efektif yıldızsal enerjilere kadar ölçülebilir.

Yıldızsal sıcaklıklar arttığında, efektif enerji aralığındaki rezonans yoğunluğu daha büyük olacaktır. Bu rezonanslar yüksek enerjilerde bulunurlar, onun için yüklü-parçacık reaksiyonları için parçacık kısmi genişliği γ -ışını kısmi genişliğinden büyük olabilir ($\Gamma_a \gg \Gamma_\gamma$) ve bu yüzden $\omega_\gamma \approx \omega\Gamma_\gamma$ olur. Birkaç MeV enerjiye kadar dar ve geniş rezonans tesir kesiti ya da şiddetler birçok reaksiyon için ölçülmüştür. Belli bir yanma prosesindeki çekirdek sentezinde çok sayıda reaksiyonla ilgili (silisyum yanmasında birkaç yüz, p-proseste ise binlerce) bilgiye ihtiyaç vardır. Bu reaksiyonların sadece küçük bir kısmı ölçülmüştür ve çoğu durumda, tesir kesitlerinin teorik modeller kullanılarak hesaplanması gerekmektedir. Bu modeller arasında en yaygın kullanılan Hauser-Feshbach istatistiksel modelidir [5, 33].

Hauser-Feshbach formülündeki tüm parametreler (geçiş katsayıları ve seviye yoğunlukları) eğer tam olarak biliniyorsa, tesir kesiti doğru bir şekilde hesaplanır. Ancak gerçekte ölçülemeyen reaksiyonların sayısı çok fazladır ve bu nedenle lokal parametreler yerine global parametrelerle istenen tesir kesitinin hesaplanması daha önemlidir. Proton ve nötron etkimeli reaksiyonlar için global Hauser-Feshbach

hesaplamaları, tesir kesiti ve reaksiyon hızlarını 2-3 kata kadar güvenilir bir şekilde hesaplamaktadır [5, 33, 34, 35]. Hauser-Feshbach modelinin bir diğer avantajı da termal olarak uyarılmış hedef durumlarının etkilerini içerebilmesidir.

Eğer girişim ihmal edilebilecek kadar ise toplam reaksiyon hızına gelen tüm katkılar ayrı ayrı toplanabilir. Yani;

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{Toplam}} = \sum_i \langle \sigma v \rangle_{\text{dar rezonans}}^i + \langle \sigma v \rangle_{\text{geniş rezonans}}^k + \langle \sigma v \rangle_{\text{rezonant olmayan}} + \langle \sigma v \rangle_{\text{sürekli}} \quad (2.26)$$

şeklinde yazılabilir.

3. TEORİK HESAPLAMA

Bu bölümde, reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarında en önemli parametrelerden olan optik model potansiyeli, nükleer seviye yoğunluğu ve bu parametrelerin, tesir kesiti incelemelerinde TALYS kullanılarak gerçekleştirilen teorik hesaplamalara olan etkisi anlatılacak ve yapılan teorik hesaplamalardan bahsedilecektir.

3.1. Nükleer Reaksiyon Kodu

TALYS Linux tabanlı işletim sisteminde çalışan, Fortran programlama diline sahip nükleer reaksiyonların öngörü ve analizi için yazılan bir benzetim programıdır. TALYS gibi benzetim programlarının kullanım amacı; kurulacak deney sistemlerine karar verebilmek, deneysel sonuçlarla teorik verileri karşılaştırmak ve deneysel sonuçları analiz edebilmek, simülasyon verileri ve deneysel verileri karşılaştırıp teoriyi test etmektir.

Simülasyon reaksiyonlarında, nötron, proton, döteron, triton, ^3He , α -parçacıkları ve γ -ışınları ile 1 keV- 250 MeV enerji bölgesinde çalışılabilir. Hedef çekirdekler için kütle aralığı $5 < A \leq 339$ dur.

TALYS; Optik model, Filyon reaksiyon modeli, Direk reaksiyon modeli, Seviye yoğunluğu modeli, Denge-öncesi reaksiyon modeli, Bileşik çekirdek reaksiyon modeli gibi modellerin nükleer reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarında kullanılır.

TALYS'in en basit input (girdi) dosyası dört satırdan oluşmaktadır. Fakat 200 anahtar kelimedenden daha fazla anahtar kelimedenden oluşturulabilecek çok spesifik reaksiyonlar da vardır.

Temel kullanımda yeni bir ölçüm için nükleer model parametreleri ile deneylere fit etmeyi içeren çalışmalar vardır. Uygulamalı kullanımda ise, astrofiziksel reaksiyon oranları gibi büyük tesir kesitlerinde çok nüklid olduğu durumlar için default hesaplamalar gibi yaklaşımlar vardır.

TALYS output (çıktı) dosyalarında ise esnek ve esnek olmayan tesir kesiti, toplam tesir kesiti, elastik saçılma açısal dağılımlar, kesikli seviyelerde açısal dağılımlar, izomerik ve taban durumu tesir kesiti, toplam parçacık ve çift diferansiyel tesir kesitleri, tekli ve çoklu emisyon tesir kesitleri, ürün çekirdeklerin oluşma tesir kesiti sonuçları elde edilebilir [36].

3.2. Optik Model

Nükleer modeller temelde Optik Model, Direk Reaksiyon Modeli, Denge öncesi Reaksiyon Modeli, Bileşik Çekirdek Modeli ve Fisyon Modeli olmak üzere beş gruba ayrılır. Bileşke çekirdek oluşumu ve direk reaksiyonların yanı sıra verilen bombardıman enerjisinde bir reaksiyonun azalma sonucuyla da ilgilenebiliriz. Bu amaçla "bulutlu" kristal bir topun içinden geçen bir optik dalganın analogisine sıklıkla başvururuz. Genel bir tanım ile optik model, soğurma etkilerinin var olması durumunda elastik saçılmayı ayrıntılı olarak inceleyen bir modeldir. Bu ismin verilmesinin temel nedeni, hesaplamının bir yarı saydam cam küre üzerine gelen ışığına benzemesidir. Bir nükleer reaksiyonda saçılan dalga iki kategoriye bölünebilir;

-Sadece ilerleyen dalganın yönünün değiştiği elastik saçılma ve

-Giriş kanalından farklı olan bir çıkış kanalına saçılan parçacığın inelastik saçılması.

Elastik saçılma optik dalgaların kırılmasına karşılık gelirken inelastik saçılma kristal topun bulutlu olmasından dolayı bir soğurmaya karşılık gelir. Hedef çekirdek ile gelen parçacık arasındaki etkileşim çok boyutlu denklemin çözümünü gerektirir. Sistem, kompleks ortalama alan potansiyeli aracılığı ile etkileşen iki boyutlu parçacık olarak düşünülebilir.

Optik modelin amacı enerjinin (E) ve hedef çekirdeğin nükleon sayısı A'nın bir fonksiyonu olarak saçılma tesir esitinin yavaş değişimlerini tanımlamak için bir potansiyel bulmaktır.

Bu modelde, saçılmayı kompleks bir U(r) potansiyeli cinsinden ifade edebiliriz;

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (3.1)$$

Burada $V(r)$ elastik saçılmadan sorumlu gerçel kısımdır. $W(r)$ ise soğurmadan sorumlu sanal kısımdır.

Bu kompleks potansiyel ile, nükleon-çekirdek reaksiyonlarının elastik açılma dağılımı, reaksiyon tesir kesiti ve toplam tesir kesitleri gibi temel gözlemlenebilirler hakkındaki çok önemli bilgileri Schrödinger denklemini çözerek elde edebiliriz. Saçılmanın genel durumu oldukça kompleks olabilir; fakat, eğer direk reaksiyonların güçlü uyarılmış durumları ve rezonanslardan ziyade sadece ortalama özelliklerle ilgileniyorsak, büyük ölçüde basit yaklaşımlar elde edilebilir. Bu yüzden temel fikir nükleer yapı çalışmalarındaki ortalama alan yaklaşımına çok benzerdir. Optik modelin anahtar noktası, optik model potansiyelidir. Optik model potansiyeli ise Fenomenolojik Yaklaşım ve Teorik Yaklaşım olmak üzere iki yol ile tanımlanır.

Fenomenolojik Optik Model Potansiyeli; Best-Fit Optik Model Potansiyeli (Tek bir enerjideki bir çekirdek için potansiyel), Local Optik Model Potansiyeli (Belli bir enerji bölgesindeki bir çekirdek için potansiyel) ve Global Optik Model Potansiyeli (Belli bir enerji bölgesindeki birçok çekirdek için potansiyel) olmak üzere üç kısma ayrılır. Potansiyelin şekli ve parametreleri deneysel verilere fit edilerek benimsenir. Mevcut deneysel verilere en uygun fit ile belirlenecek parametreler ile potansiyelin derinliği ve geometrik parametreleri tanımlanır.

Teorik Yaklaşım için ise Mikroskobik ve Yarı-Mikroskobik Optik Model Potansiyeli kullanılır. Bu modelde nükleon-nükleon etkin etkileşmesi madde yoğunluk dağılımı ile çarpılır.

Fenomenolojik Optik Modelin yanı sıra yarı-mikroskopik nükleon-çekirdek küresel optik model potansiyeli ile de TALYS hesaplamaları yapmak mümkündür.

Eric Bauge'nın MOM kodu Jeukenne-Lejeune-Mahaux (JLM) optik model hesaplamalarını yapmak için bir alt rutin olarak kullanılır.

Belirli bir nükleer madde yoğunluğu $\rho = \rho_n - \rho_p$ ve asimetri $\alpha = (\rho_n + \rho_p) / \rho$ için nihai nükleer madde potansiyeli;

$$U_{NM}(E)_{\rho,\alpha} = \lambda_V(E)[V_0(\tilde{E}) \pm \lambda_{V1}(E) \alpha V_1(\tilde{E})] + \quad (3.2)$$

$$i\lambda_W(E)[W_0(\tilde{E}) \pm \lambda_{W1}(E) \alpha W_1(\tilde{E})]$$

Burada E ile gelen çekirdeğin enerjisi, $(\tilde{E}) = E - V_C$ (burada E enerji, V_C Coulomb alanıdır), V_0, V_1, W_0, W_1 sırasıyla gerçel izoskaler, gerçel izovektör, sanal (imajiner) izoskaler ve sanal (imajiner) izovektör nükleer madde optik model bileşenleri ve $\lambda_V, \lambda_{V1}, \lambda_W$ ve λ_{W1} gerçel (izoskaler+izovektör), gerçel izovektör, sanal (imajiner), ve sanal (imajiner) izovektör normalizasyon faktörleridir.

Denklem (3.2)'deki $\lambda_V, \lambda_{V1}, \lambda_W$ ve λ_{W1} değerleri;

$$\lambda_V = 0,951 + 0,0008 \ln(1000E) + 0,00018 [\ln(1000E)]^2 \quad (3.3)$$

$$\lambda_W(E) = \left[1,24 - \left[1 + e^{\left(\frac{E-4,5}{2,9}\right)} \right]^{-1} \right] \left[1 + 0,06e^{-\left(\frac{E-14}{3,7}\right)^2} \right] \quad (3.4)$$

$$\times \left[1 - 0,09e^{-\left(\frac{E-80}{78}\right)^2} \right] \left[1 + \left(\frac{E-80}{400}\right) \Theta(E-80) \right]$$

$$\lambda_{V1}(E) = 1,5 - 0,65 \left[1 + e^{\frac{E-1,3}{3}} \right]^{-1} \quad (3.5)$$

$$\lambda_{W1}(E) = \left[1,1 + 0,44 \left[1 + \left(e^{\frac{E-40}{50,9}} \right)^4 \right]^{-1} \right] \quad (3.6)$$

$$\times \left[1 - 0,065e^{-\left(\frac{E-40}{13}\right)^2} \right] \left[1 - 0,083e^{-\left(\frac{E-200}{80}\right)^2} \right]$$

Burada E enerjisi MeV cinsinden ifade edilir.

3.3. Nükleer Seviye Yoğunluğu

Nükleer seviye yoğunluğu, sonsuz küçük enerji aralığında bulunan uyarılmış enerji seviyelerinin sayısıdır. Bu uyarılmış enerji seviyeleri düşük uyarılma enerjilerinde gözle ayırt edilip sayılabilirken artan uyarılma enerjilerinde sıklaşır ve sürekli bir

dağılım gösterir. Bu durumda çekirdeğin uyarılmış seviyelerini ifade etmek için bir fonksiyona ihtiyaç duyulur. Bu ihtiyaç duyulan fonksiyon nükleer seviye yoğunluğu fonksiyonudur. Nükleer seviye yoğunluğu her bir çekirdek için karakteristik bir dağılıma karşılık gelmekle birlikte, Nükleer Astrofizik [37], Medikal Fizik [38], reaktör dizaynı [39] ve özellikle nükleer reaksiyonların tesir kesiti hesaplamalarında kullanılan en önemli bileşenlerden biridir.

Üç tane fenomenolojik; sabit sıcaklık ve Fermi gaz modeli (ldmodel1), geri kaydırılmış Fermi gaz modeli (ldmodel2), genelleştirilmiş süperakışkan model (ldmodel3) ve üç tane de mikroskobik; Goriely tablolarından Skyrme kuvveti (ldmodel4), Hilaire'nin kombinasyonel tablolarından Skyrme kuvveti (ldmodel5) ve Hilaire'nin kombinasyonel tablolarından sıcaklığa bağlı Hartree-Fock-Bogoliubov Gogny kuvveti (ldmodel6) olmak üzere TALYS kodunda altı adet nükleer seviye yoğunluğu modeli vardır.

Nükleer seviye yoğunluğu için ortaya konmuş ilk ve en basit model Fermi gaz modelidir. Bu alanda yapılan çalışmaların hemen hemen hepsinde Fermi gaz modeli temel alınmıştır. Bunun nedeni ifadesinin basitliği ve deneysel verileri açıklamadaki başarısıdır.

Bu modele göre, nükleonlar tek-parçacık enerji seviyelerine eşit boşluklarla yerleşir ve birbirleriyle etkileşmezler, kolektif etkiler göz ardı edilmiştir.

Fermi gaz modeli yüksek enerjilerde başarılıdır fakat düşük enerjilerde bir diverjans sorunu ile karşılaşmaktadır.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Giriş kısmında da bahsedildiği gibi güneş sistemindeki gözlenen p-çekirdeklerinin bolluklarının, bir network yardımıyla tekrar üretilmesi için, yaklaşık 2000 izotopun muhtemel 20000 reaksiyonunun en önemli girdisi olan tesir kesiti değerlerinin teorik veya deneysel olarak sağlanması gerekmektedir. Bütün reaksiyonların tesir kesitlerinin deneysel olarak elde edilmesi mümkün olmadığından teorik hesaplamalar önem kazanmaktadır. Bu hesaplamalar Hauser-Feshbach (HF) istatistiksel modeline dayanan bilgisayar kodlarıyla yapılmaktadır.

Deneysel çalışmalar, nükleer veri tabanlarına bilgi sağlamakla birlikte, teorik hesaplamalar için kullanılan modellerin ve bilgisayar kodlarının test edilmesi için yapılmaktadır.

Bu bağlamda, Chloupek ve arkadaşlarının 1999'da yaptıkları deneysel çalışmadan alınan ^{96}Zr , ^{112}Sn ve ^{119}Sn izotoplarının proton yakalama reaksiyon tesir kesiti değerleri, dört farklı optik model ve üç farklı nükleer seviye yoğunluğu (NLD) modeli için TALYS 1.9 bilgisayar kodu sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Kullanılan dört farklı optik model girdisi için, kesim 3.2.'de bahsedilen Yarı-mikroskobik optik model (JLM) kullanılmıştır. TALYS 1.9 kodunda dört farklı optik model girdisini tanımlayan bilgisayar komutu "jlmmode" ile verilmiştir. Bu komut JLM optik modelinin sanal potansiyeli için farklı normalizasyonlara imkan sağlar. Bu farklı normalizasyonlar, Denklem (3.6)'daki 0,44 sabitiyle verilen katsayının aşağıda verilen dört farklı şekliyle uygulanır:

jlmmode 0: Denklem (3.6)'nın standart JLM sanal potansiyelidir.

jlmmode 1: Denklem (3.6)'daki 0,44 sabiti $1,1\exp(-0,4E^{1/2})$ ile değiştirilir.

jlmmode 2: Denklem (3.6)'daki 0,44 sabiti $1,25\exp(-0,2E^{1/2})$ ile değiştirilir.

jlmmode 3: 1 MeV altındaki enerjiler için jlmmode 2 ile aynı fakat $\lambda_w(E)$ iki kat daha büyüktür.

Bu tezde kullanılan ve kesim 3.3.'de bahsedilen üç farklı fenomenolojik NLD modeli ve bunlar için tanımlanan TALYS komutları aşağıdaki gibidir:

ldmodel 1: Sabit sıcaklık + Fermi gaz modeli

ldmodel 2: Geri kaydırılmış Fermi gaz modeli

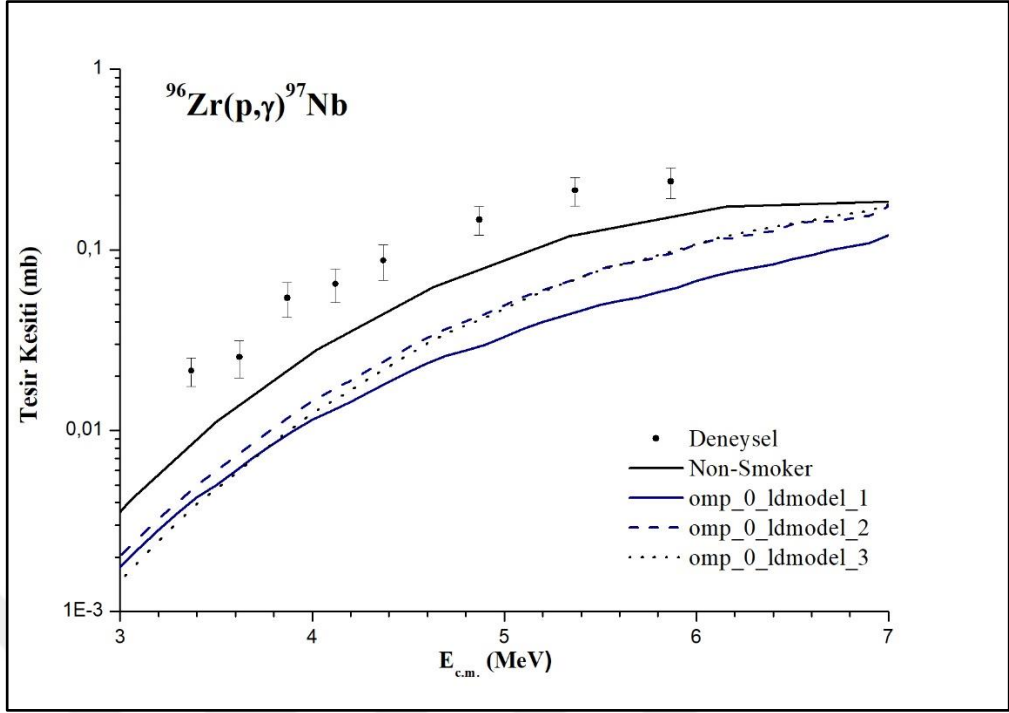
ldmodel 3: Genelleştirilmiş süperakışkan model

Yukarıda bahsi geçen dört farklı OMP ve üç farklı NLD parametrelerinin kullanıldığı on iki farklı kombinasyonla TALYS bilgisayar kodu kullanılarak $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ ve $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri hesaplanmıştır.

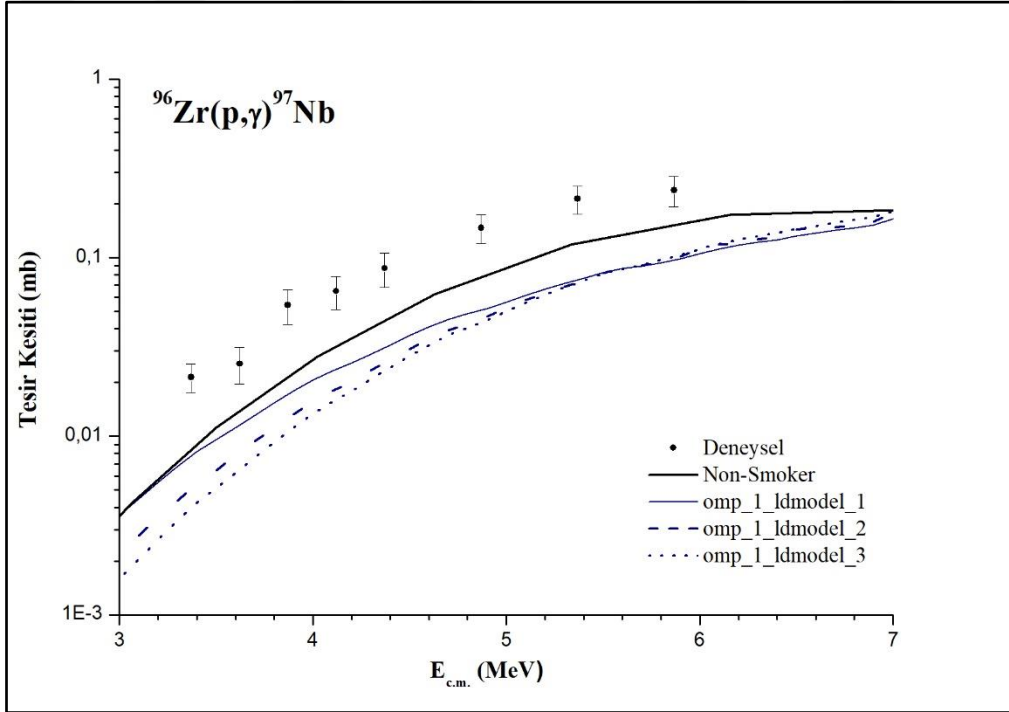
4.1. $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ Reaksiyonu

^{96}Zr izotopunun proton yakalama reaksiyonu değişik kombinasyonlar ile sonuçlanabilir. Bunlardan bir tanesi (p,γ) etkileşmesiyle ^{97}Nb izotopunun oluşması ve bu izotopun β^- bozunumu yaparak Mo'un bir izotopunu oluşturmasıdır. ^{97}Mo izotopunun ardışık (γ,n) reaksiyonları ile olabileceği gibi, ardışık proton yakalama reaksiyonlarını takiben, Şekil 1.5'deki reaksiyon yollarıyla p-çekirdekleri olan ^{92}Mo ve ^{94}Mo izotoplarını oluşturabilir. Bu yüzden, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyonu p-prosesi nükleer sentezinde önemli yer tutmaktadır ve bu reaksiyonun daha önce ölçülmüş tesir kesiti değerleri [40] TALYS 1.9 bilgisayar kodu ile hesaplanmış sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

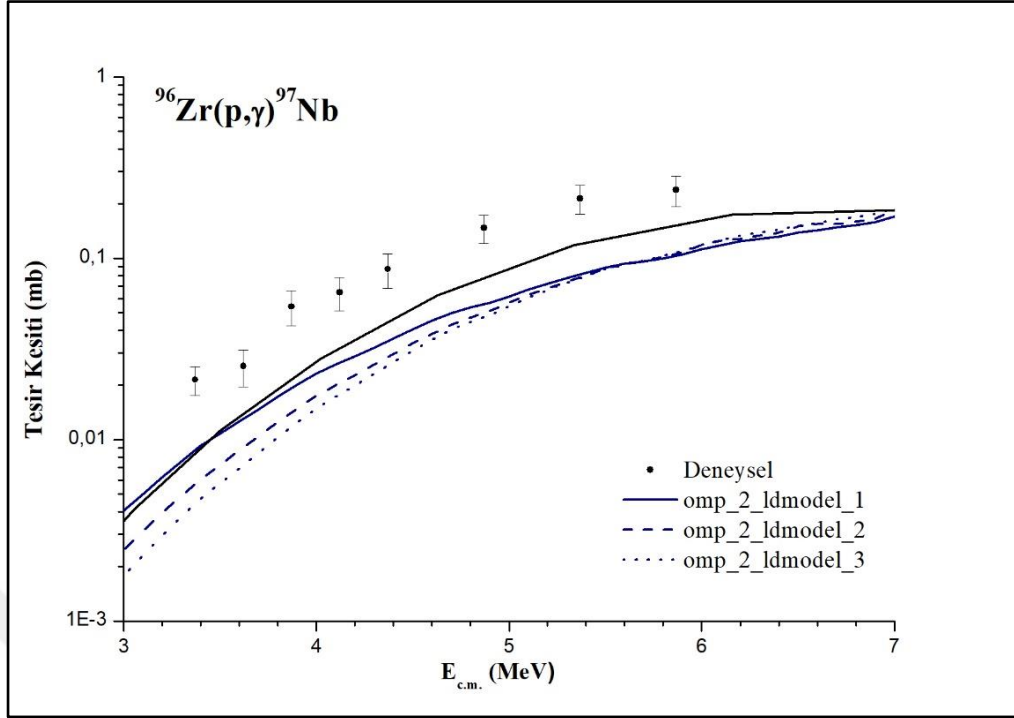
Her bir OMP parametresi ayrı ayrı sabit tutularak, değişik NLD değerleri için hesaplanan tesir kesiti değerleri enerjiye bağlı olarak Şekil 4.1 – Şekil 4.4'de verilmiştir. NLD değerlerinin değiştiği kombinasyonlarda deneysel verilere en yakın NLD modelinin ldmodel 1 ile tanımlanmış olan sabit sıcaklık + FGM olduğu görülmektedir.



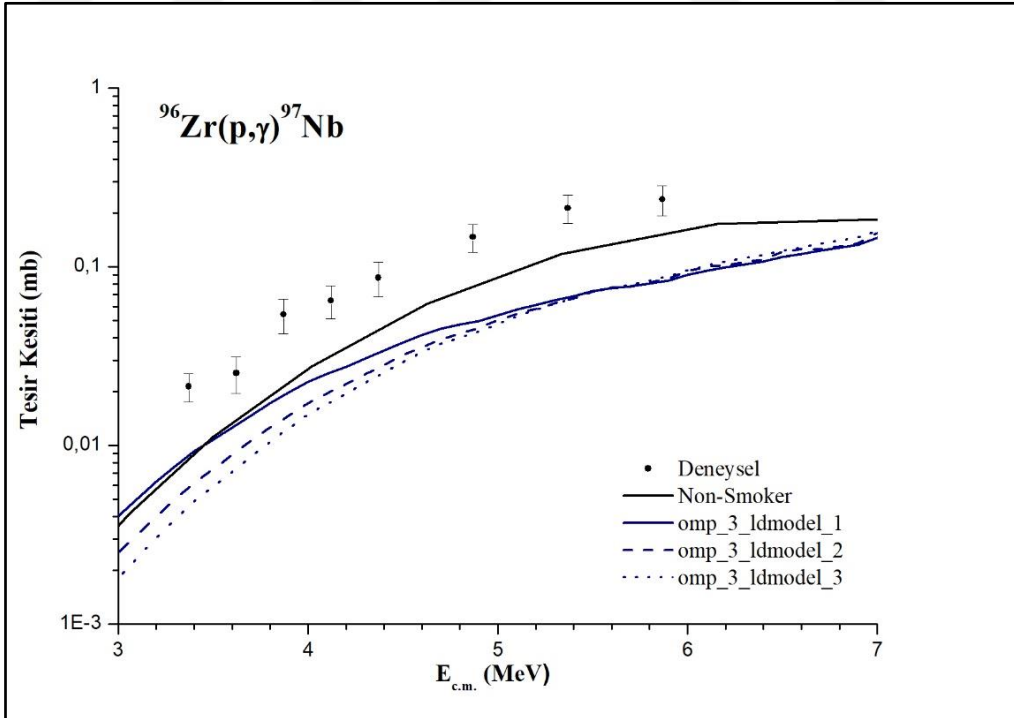
Şekil 4.1. jlmmode 0 (omp_0) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesis kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



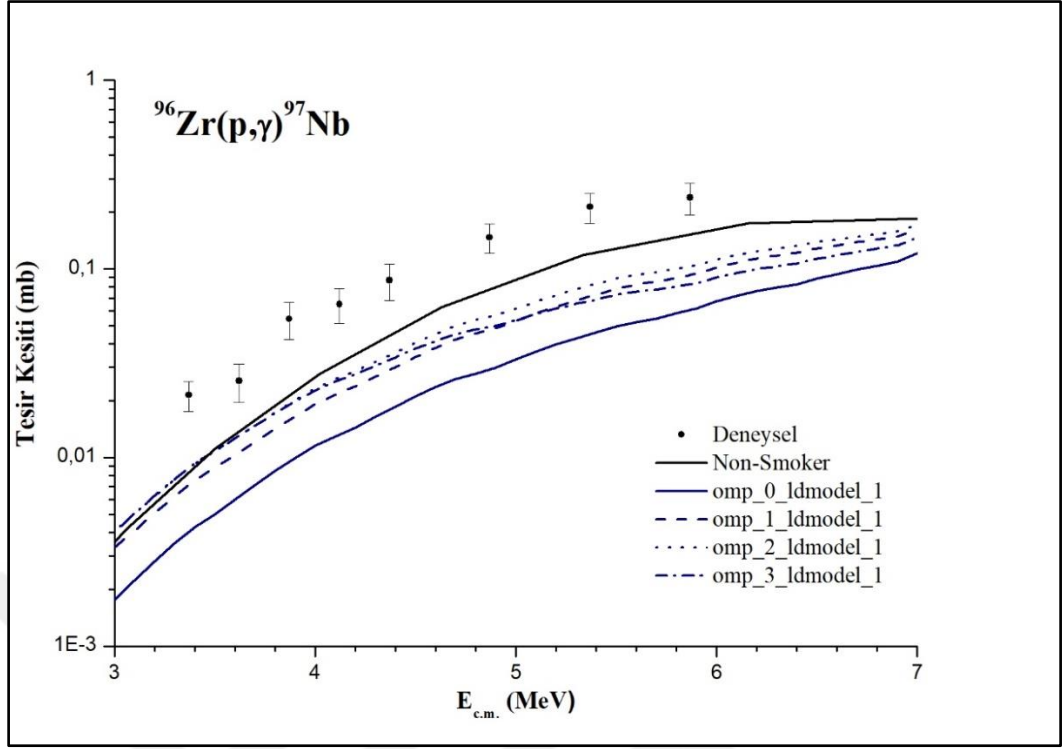
Şekil 4.2. jlmmode 1 (omp_1) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesis kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



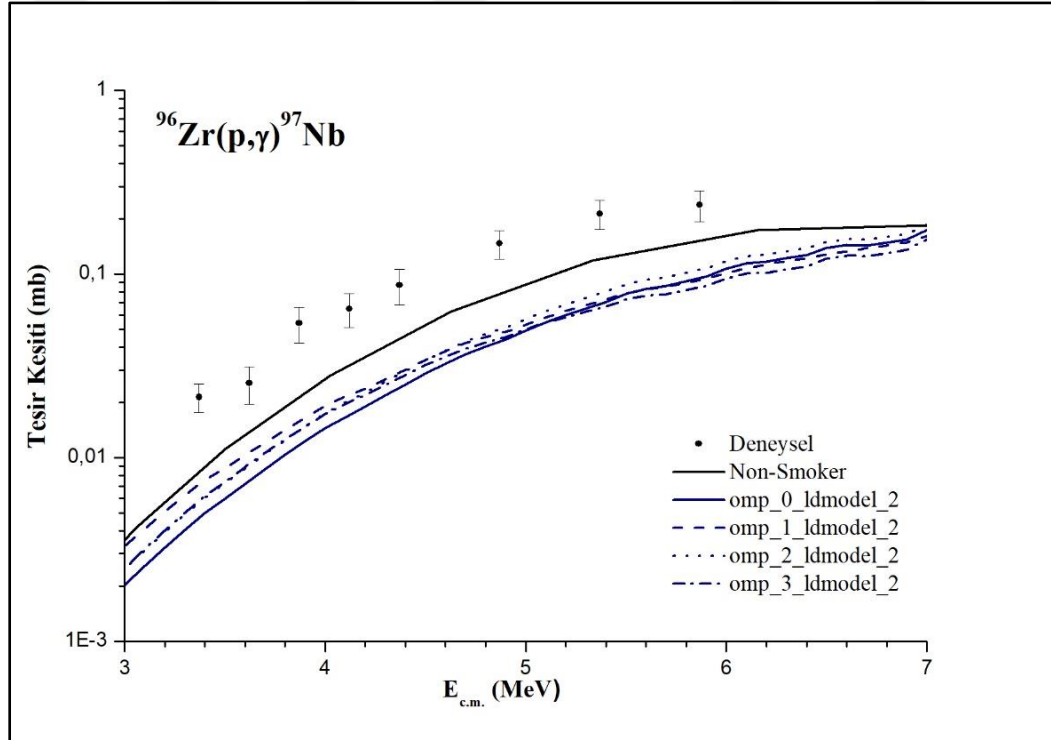
Şekil 4.3. jlmmode 2 (omp_2) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



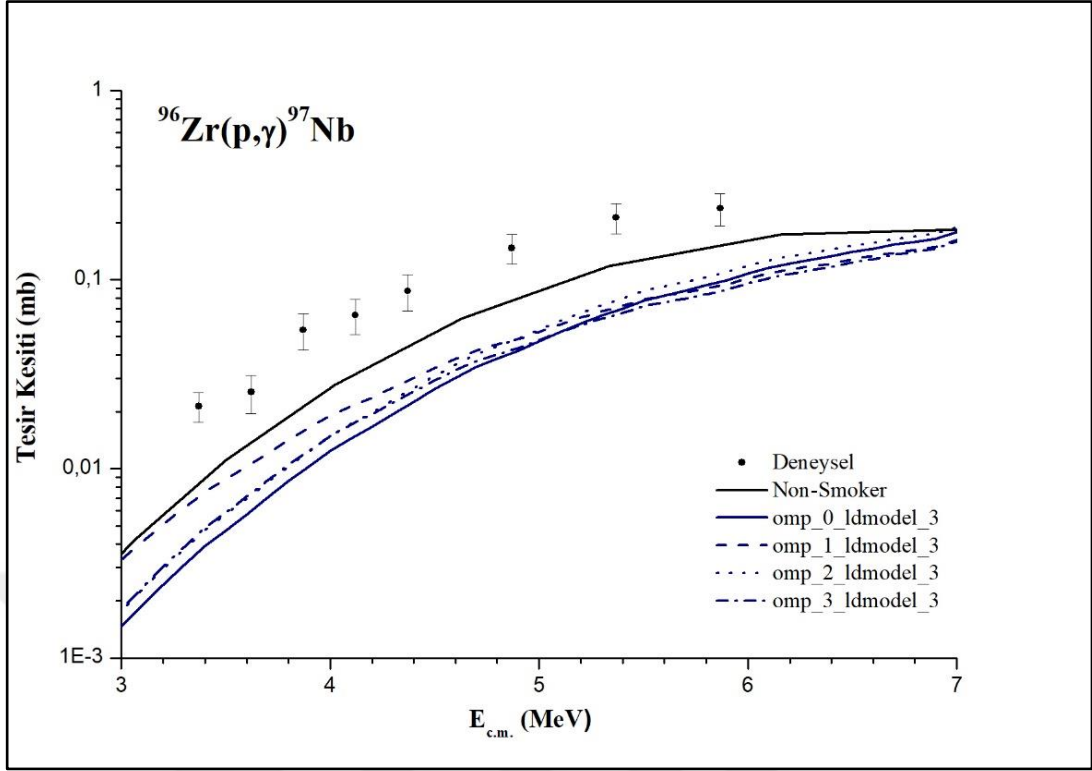
Şekil 4.4. jlmmode 3 (omp_3) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak, üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



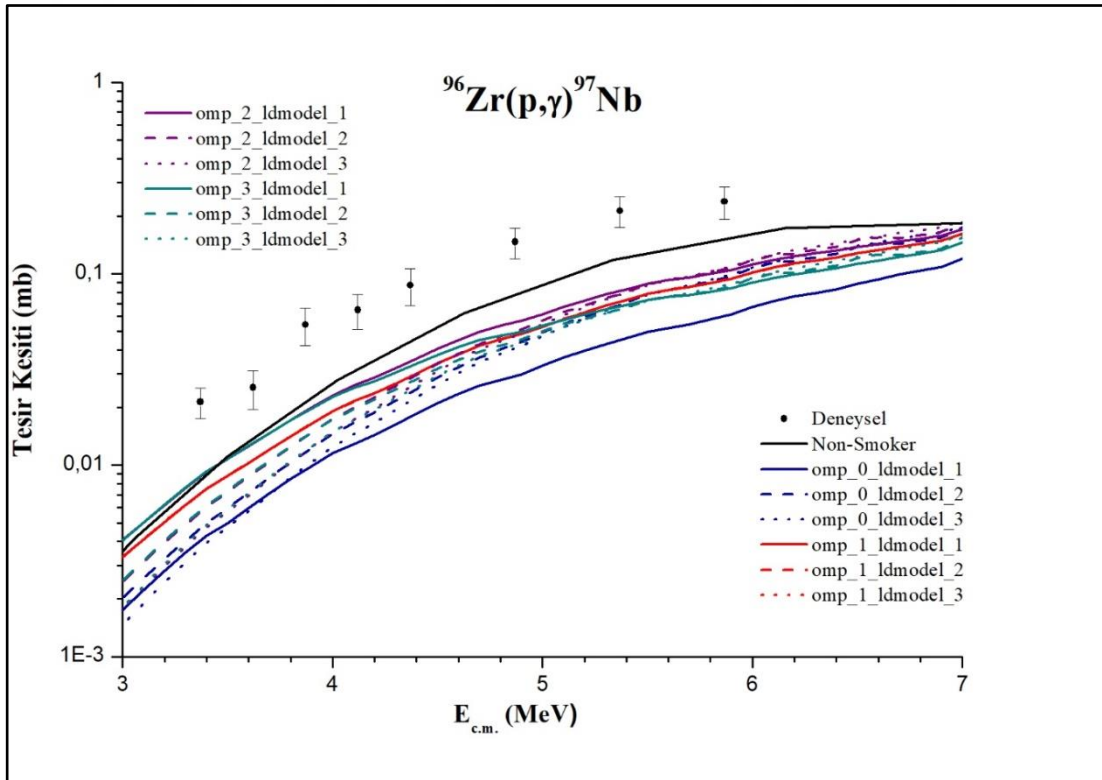
Şekil 4.5. ldmodel 1 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.6. ldmodel 2 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.7. ldm model 3 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutarak, dört farklı OMP (jlmmodel 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.8. $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyonunun dört farklı OMP ve üç farklı NLD değerleri kullanılarak hesaplanan tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması

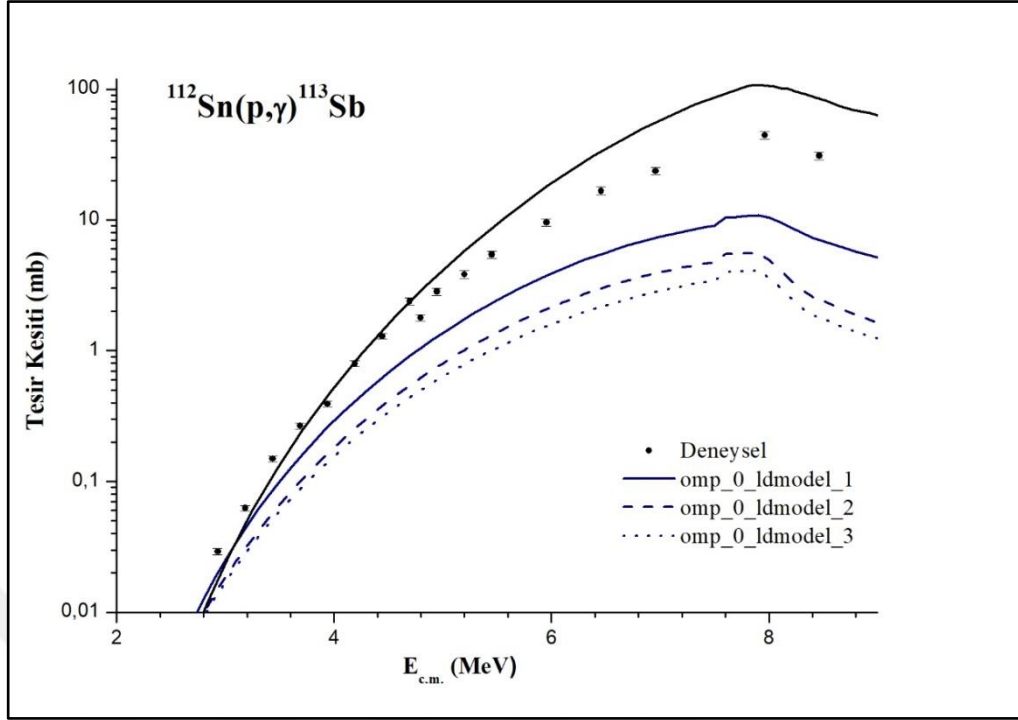
Ayrıca her bir NLD parametresi sabit tutularak değişik OMP değerleri için hesaplanan tesir kesiti değerleri Şekil 4.5 – Şekil 4.7’de verilmektedir. OMP modellerinin değiştiği kombinasyonlarda ise deneysel sonuçlarla teorik sonuçlar arasında üç ila altı kat fark olmakla birlikte deneysel sonuçlara en yakın omp_2 ile tanımlanmış jlmmode 2 ile elde edilen en yakın teorik sonuçlar olduğu görülmektedir.

Değişik OMP ve NLD modelleriyle oluşan on iki kombinasyon ile hesaplanmış tesir kesiti değerlerinin hepsinin verildiği Şekil 4.8’de, $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyonu için deneysel tesir kesiti değerlerini en yakın kombinasyon omp_2 ve ldmodel 1’dir.

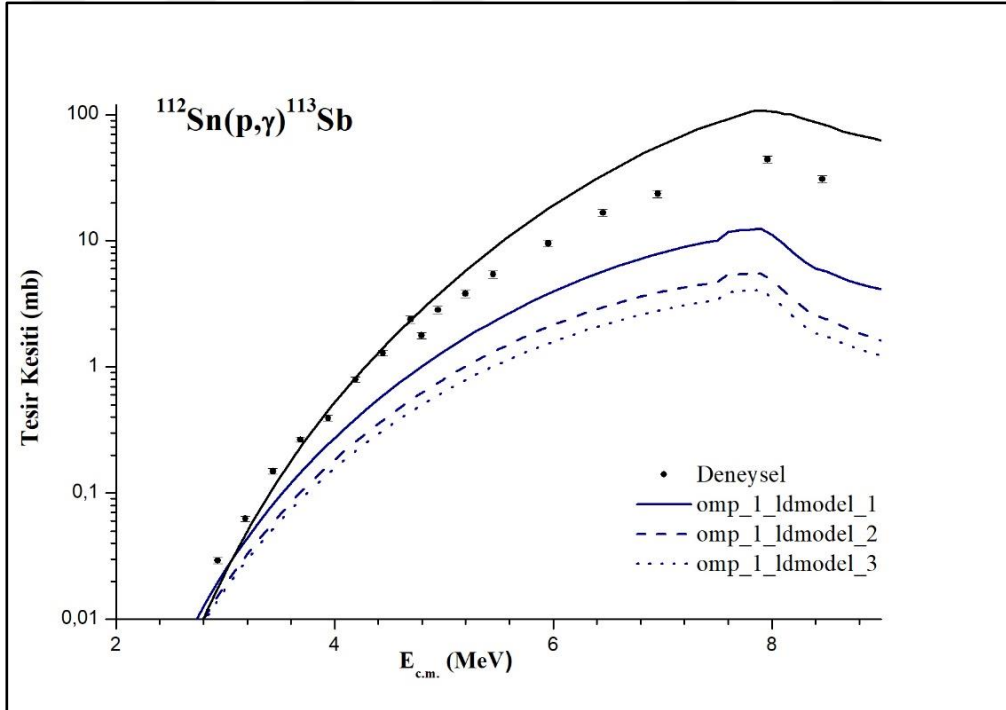
4.2. $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ Reaksiyonu

^{112}Sn izotopunun proton yakalama reaksiyonu değişik kombinasyonlar ile sonuçlanabilir. Bunlardan bir tanesi (p, γ) etkileşmesiyle ^{113}Sb izotopunun oluşması ve bu izotopun elektron yakalaması yaparak yine Sn’nin bir izotopunu oluşturmasıdır. ^{112}Sn izotopunun kendisinin bir p-çekirdeği olması ve ardışık (γ,n) reaksiyonları ile olabileceği gibi, ardışık proton yakalama reaksiyonlarını takiben, Şekil 1.5’deki reaksiyon yollarıyla p-çekirdekleri olan ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{113}In , ^{115}In , ^{106}Cd ve ^{108}Cd izotoplarını oluşturabilir. Bu yüzden, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyonu p-prosesi nükleer sentezinde önemli yer tutmaktadır ve bu reaksiyonun daha önce ölçülmüş tesir kesiti değerleri [40] TALYS 1.9 bilgisayar kodu ile hesaplanmış sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Nükleer Seviye Yoğunluğu Modeli ve Optik Model Potansiyeli parametreleriyle hesaplanan teorik tesir kesiti değerleri grafiklerde görülmektedir.

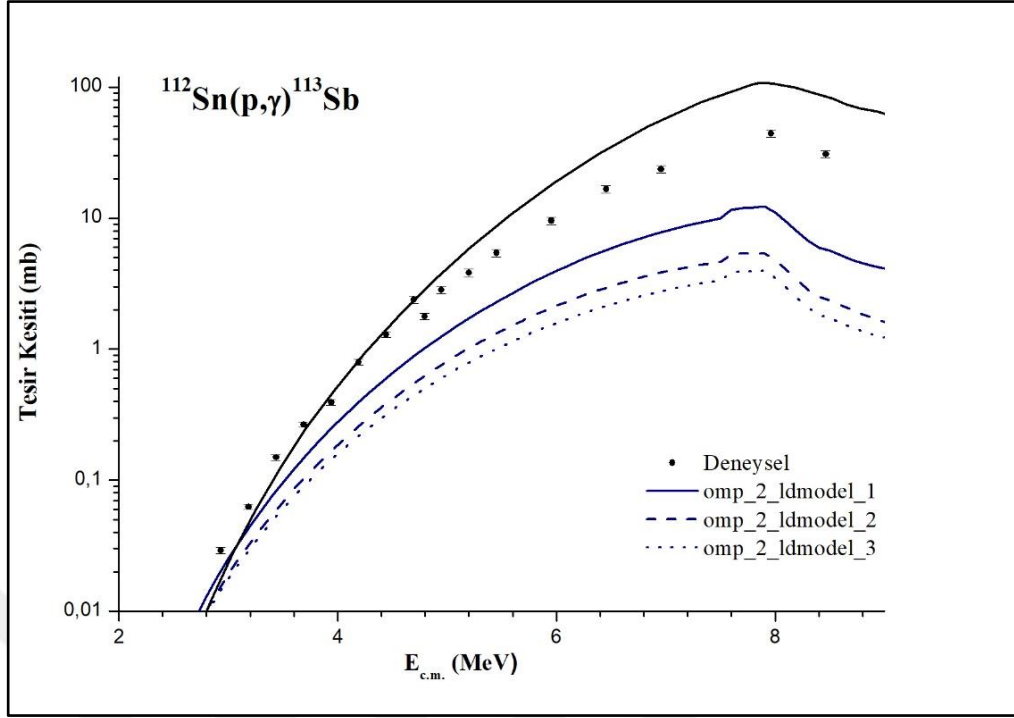
Bir önceki reaksiyonda olduğu gibi her bir OMP parametresi ayrı ayrı sabit tutularak, farklı NLD parametreleri için hesaplanan reaksiyon tesir kesiti değerleri enerjiye bağlı olarak Şekil 4.9 – Şekil 4.12’de verilmiştir. NLD değerlerinin değiştiği kombinasyonlarda deneysel verilere en yakın NLD modelinin ldmodel 1 ile tanımlanmış olan sabit sıcaklık + FGM olduğu görülmektedir. Aşağıda verilen diğer şekillerde ise Nükleer Seviye yoğunluğu modelinin sabit tutulup Optik Model Potansiyelinin değiştiği üç grafik ve son şekil ise dört farklı Optik Model Potansiyeli değeri ve üç farklı Nükleer Seviye Yoğunluğu modeli ile oluşturulmuş on iki kombinasyonla çizilmiş grafik verilmektedir.



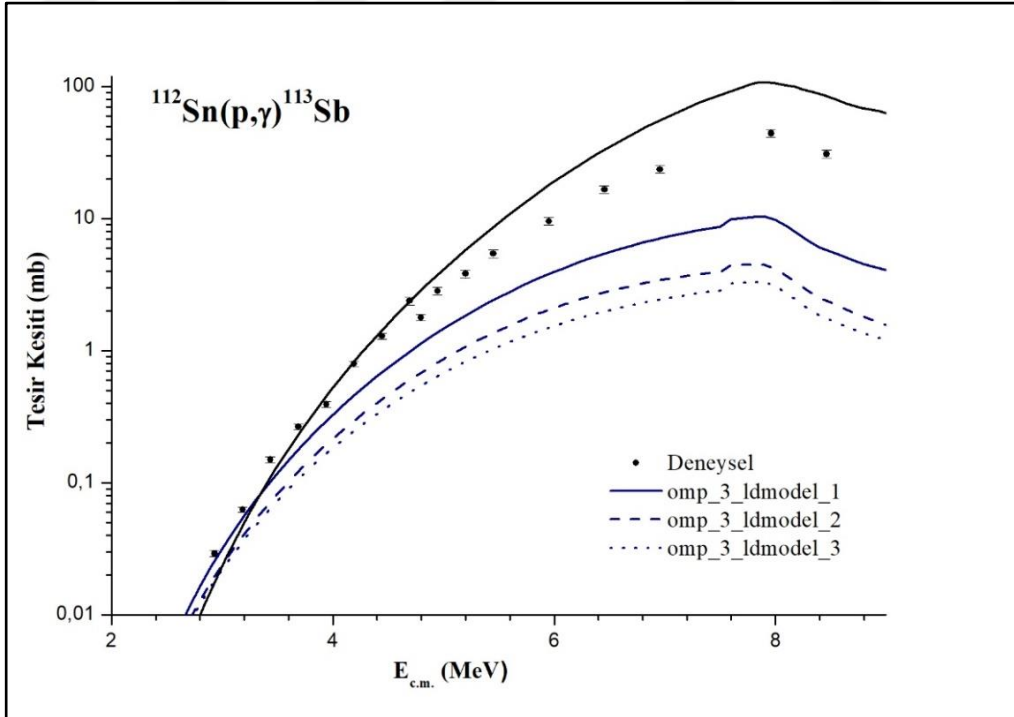
Şekil 4.9. jlmmode 0 (omp_0) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



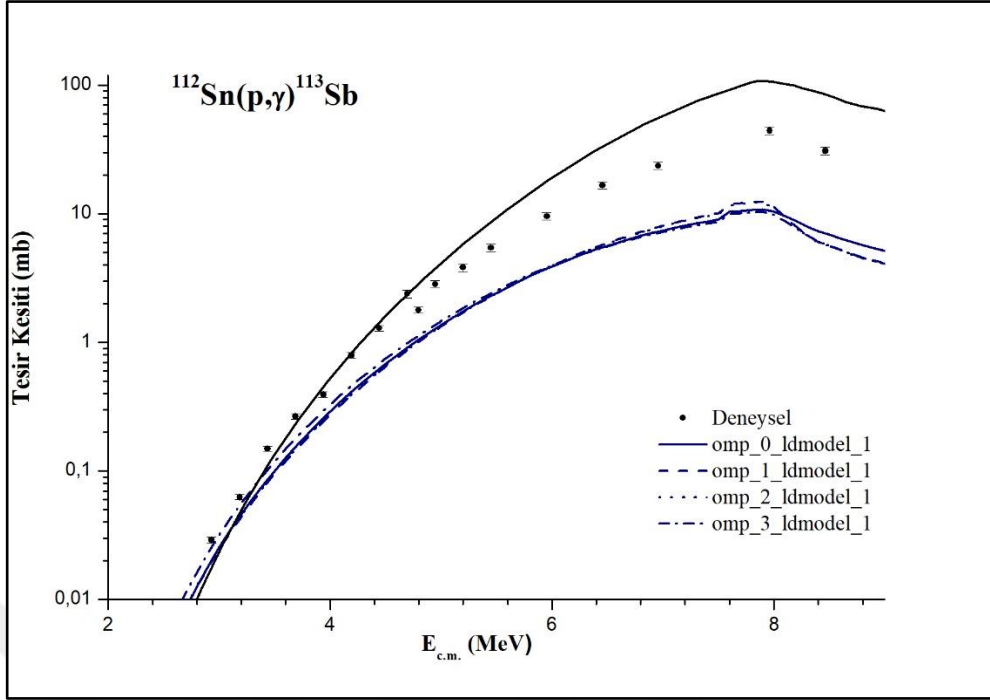
Şekil 4.10. jlmmode 1 (omp_1) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak, üç farklı NLD model (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



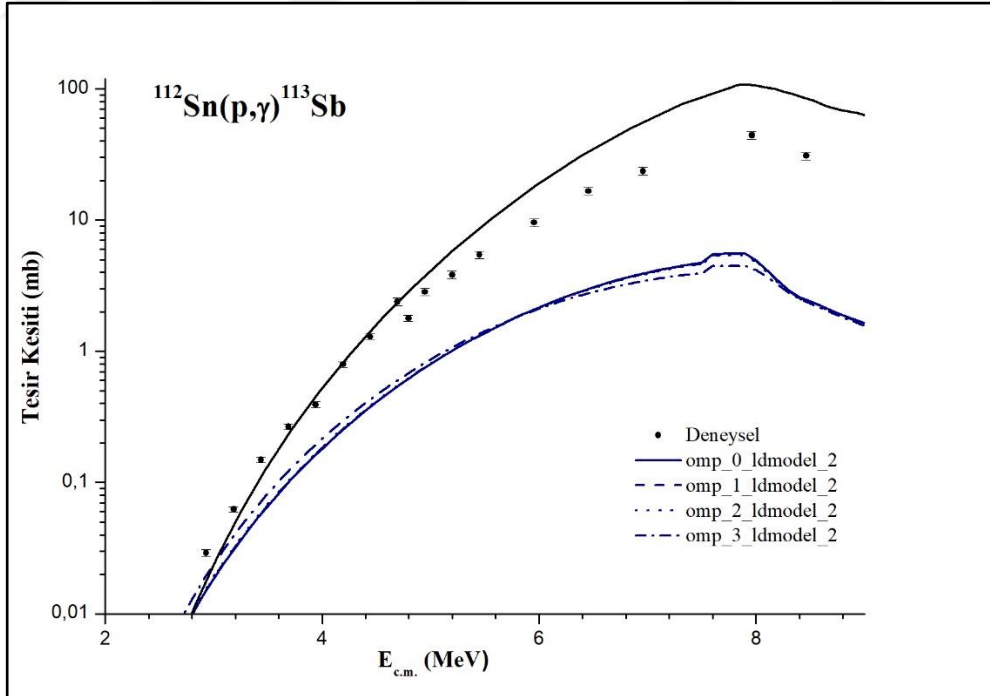
Şekil 4.11. jlmmode 2 (omp_2) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak, üç farklı NLD model (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



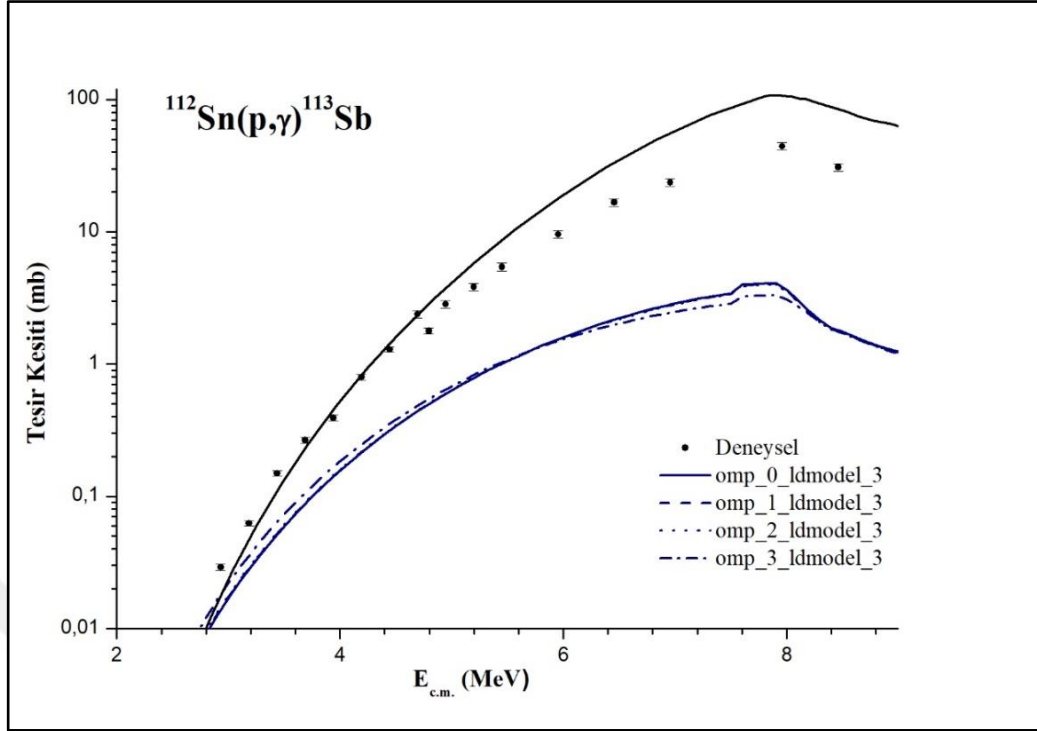
Şekil 4.12. jlmmode 3 (omp_3) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak, üç farklı NLD model (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



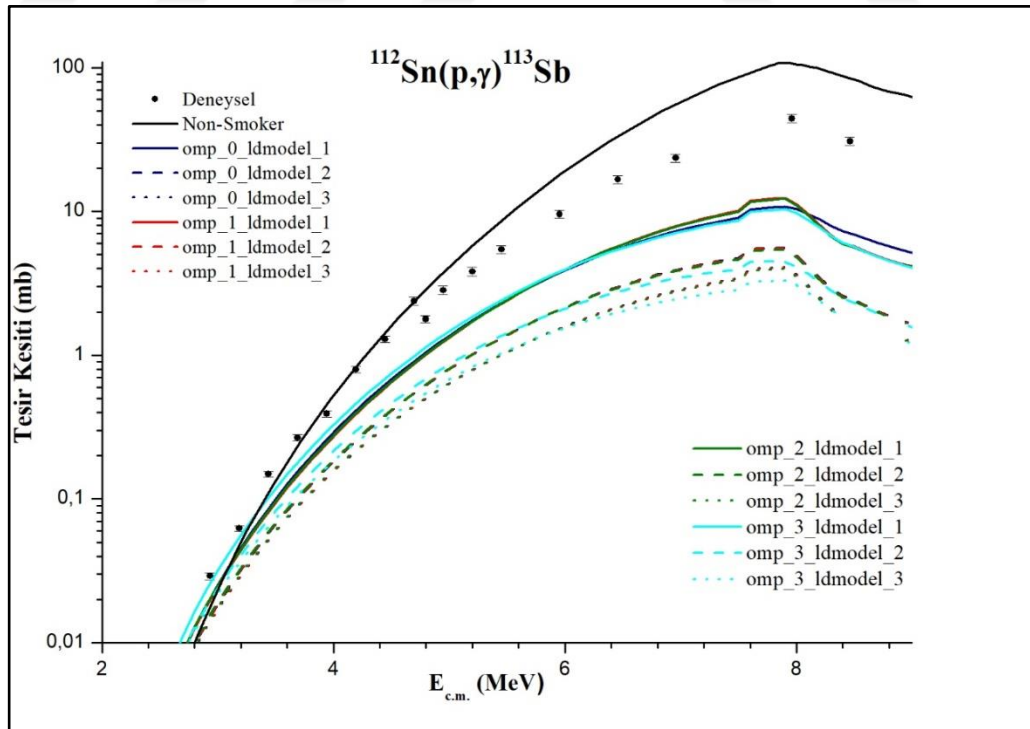
Şekil 4.13. ldmodel 1 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.14. ldmodel 2 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.15. ldmodel 3 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutarak, dört farklı OMP (jlmmodel 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.16. $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyonunun dört farklı OMP ve üç farklı NLD değerleri kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması

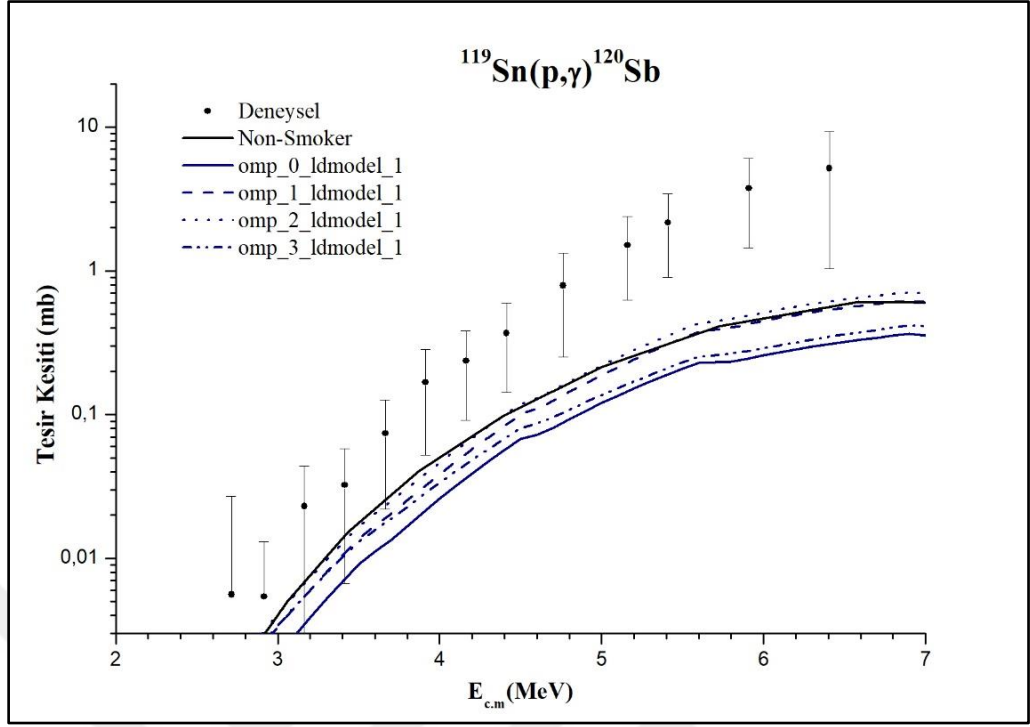
Herbir NLD parametresinin sabit tutulup farklı OMP değerleri için hesaplanan tesir kesiti değerleri Şekil 4.13 – Şekil 4.15’de verilmektedir. OMP modellerinin değiştigi kombinasyonlarda ise deneysel sonuçlara en yakın omp_2 ile tanımlanmış jlmmode 2 ile elde edilen düşük enerji bölgesinde nispeten uyumlu iken artan enerji ile deneysel ve teorik sonuçlar birbirinden ayrılmaktadır.

Dört farklı OMP ve üç farklı NLD modellerinden oluşan on iki kombinasyon ile hesaplanmış tesir kesiti değerlerinin tümünün verildiği Şekil 4.16’da $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$ reaksiyonu için deneysel tesir kesiti sonuçları ile teorik sonuçlar arasında iki ila dört kat fark vardır. Deneysel tesir kesiti hesaplamalarına en yakın kombinasyon omp_2 ve ldmodel 1’dir.

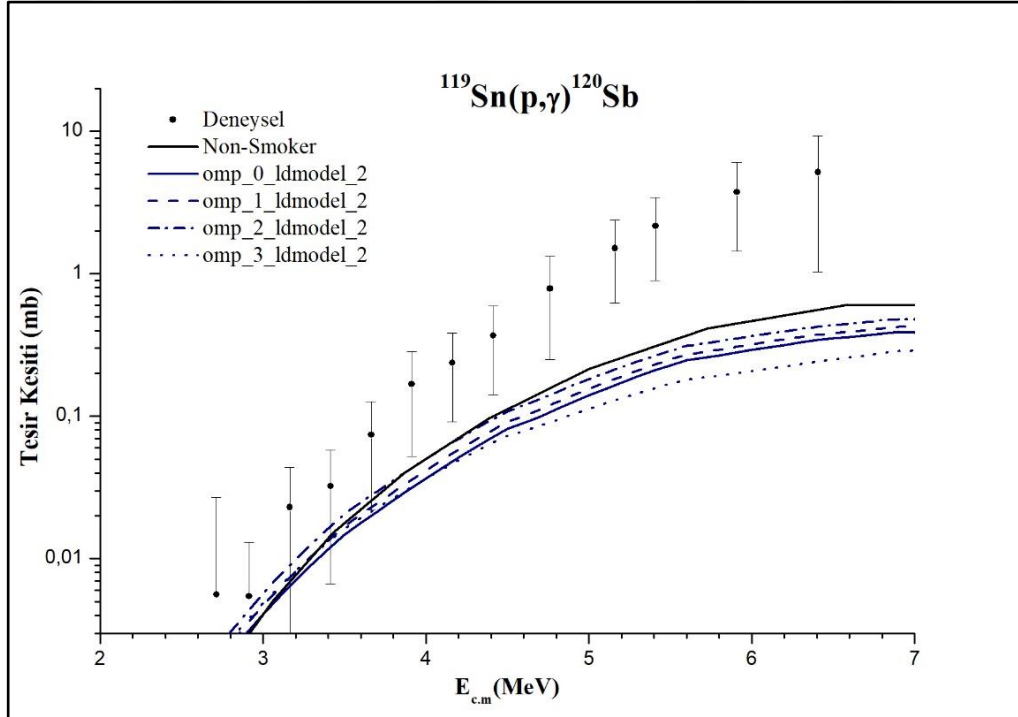
4.3. $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ Reaksiyonu

^{119}Sn izotopunun proton yakalama reaksiyonu değişik kombinasyonlar ile sonuçlanabilir. Bunlardan bir tanesi (p, γ) etkileşmesiyle ^{120}Sb izotopunun oluşması ve bu izotopun β^+ bozunumu yaparak yine Sn’nin kararlı bir izotopunu oluşturmasıdır. ^{120}Sn ardışık (γ,n) reaksiyonları ile ^{114}Sn , ^{115}Sn çekirdeklerini oluşturabileceği gibi, ardışık proton yakalama reaksiyonlarını takiben, Şekil 1.5’deki reaksiyon yollarıyla p-çekirdekleri olan ^{113}In , ^{115}In , ^{106}Cd ve ^{108}Cd izotoplarını oluşturabilir. Ayrıca, ^{120}Sb izotopunun (p,n) reaksiyonu ile diğer bir p-çekirdeği olan ^{120}Te izotopuda oluşabilir. Bu yüzden, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonu p-prosesi nükleer sentezinde önemli yer tutmaktadır ve bu reaksiyonun daha önce ölçülmüş tesir kesiti değerleri [40] TALYS 1.9 bilgisayar kodu ile hesaplanmış sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

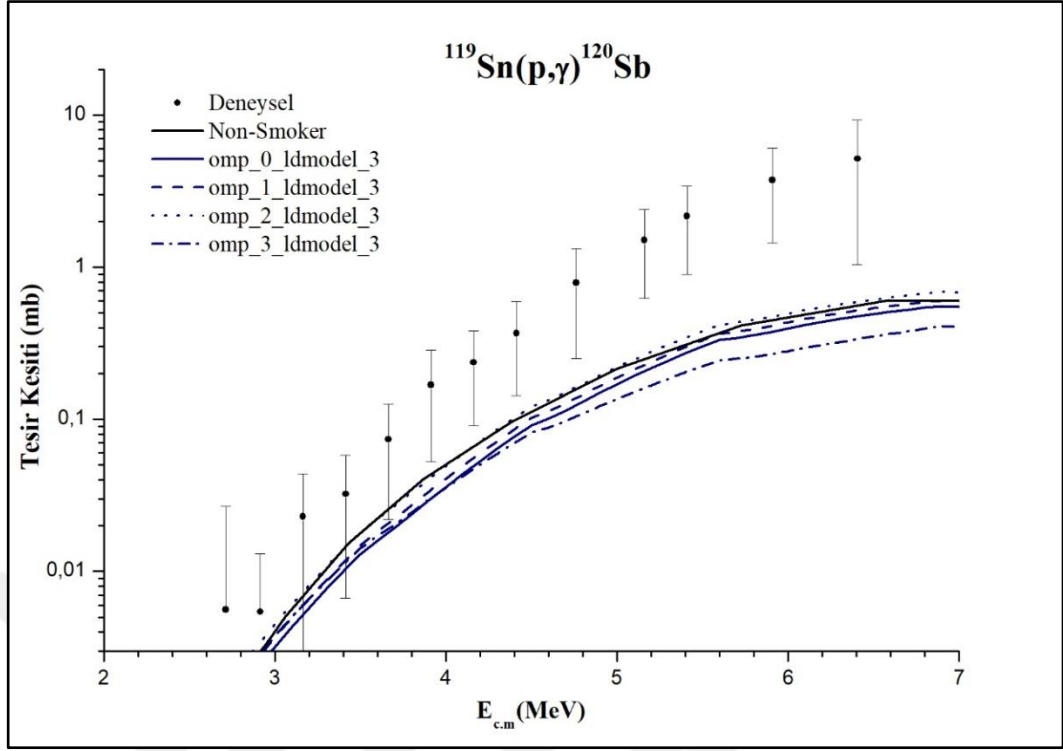
Ayrı ayrı her bir NLD parametresinin sabit tutulup OMP modellerinin değiştigi durumlarda hesaplanan tesir kesiti değerleri Şekil 4.17 – Şekil 4.19’da verilmiştir. Bu oluşturulan farklı kombinasyonlarda deneysel sonuçlara en yakın teorik değerler omp_2 ile tanımlanmış olan jlmmode 2 ile elde edilen sonuçlardır. Aşağıda verilen diğer şekillerde ise Nükleer Seviye yoğunluğu modelinin değiştirilip Optik Model Potansiyelinin sabit tutulduğu dört grafik ve son şekil ise dört farklı Optik Model Potansiyeli değeri ve üç farklı Nükleer Seviye Yoğunluğu modeli ile oluşturulmuş on iki kombinasyonla çizilmiş grafik verilmektedir.



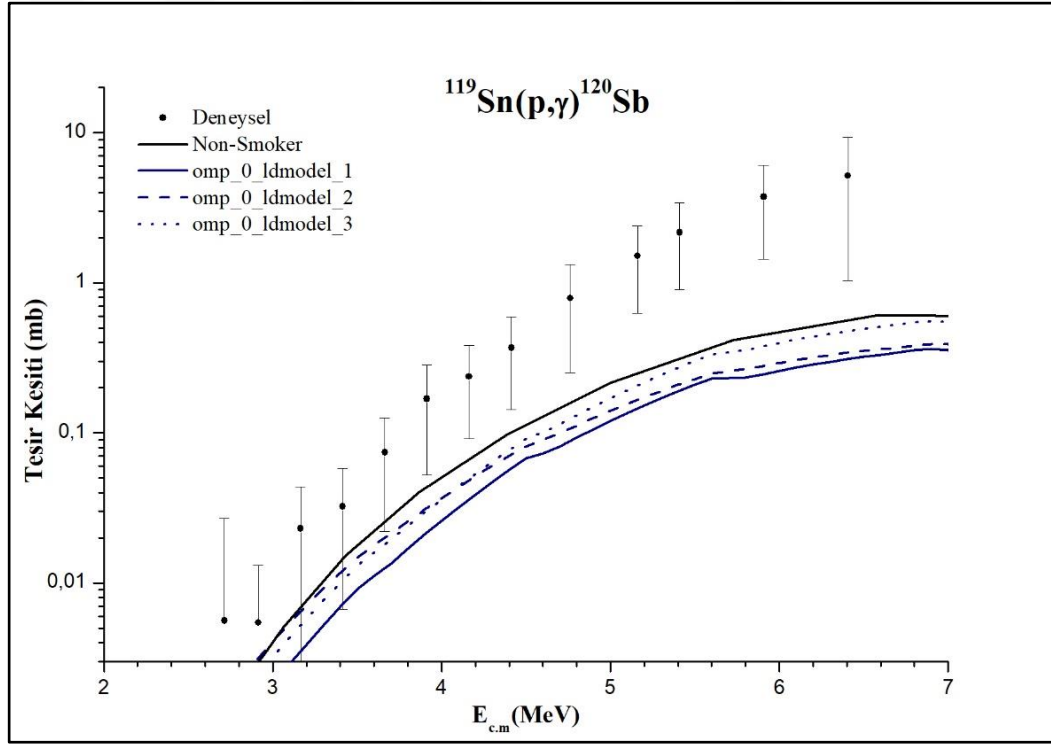
Şekil 4.17. lmodel 1 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



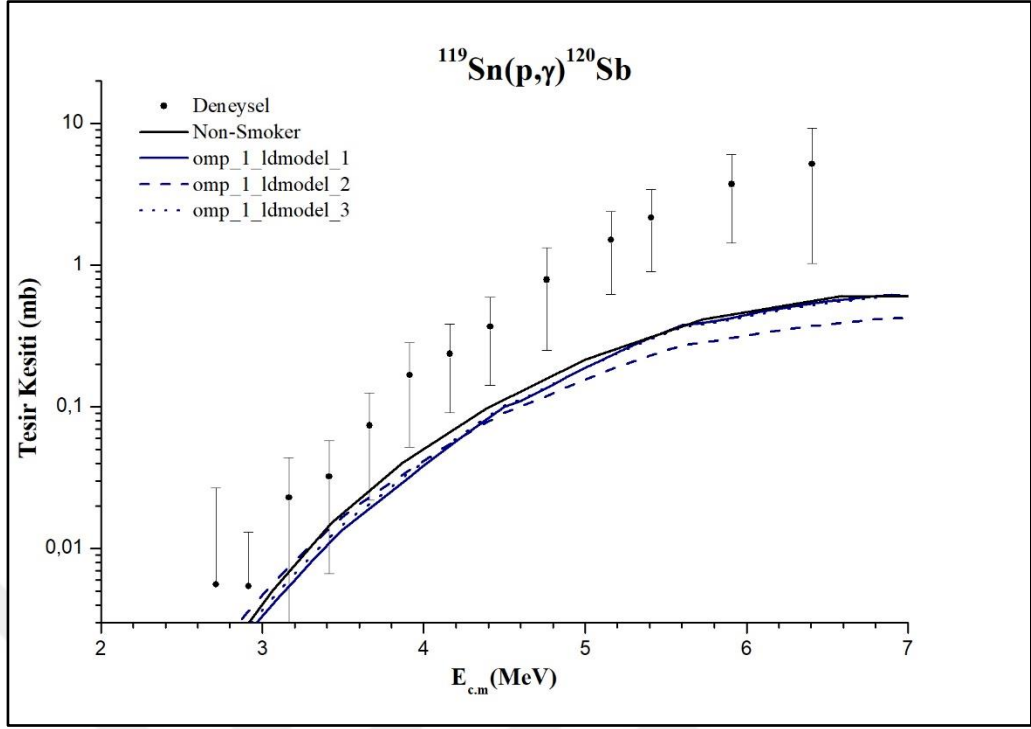
Şekil 4.18. lmodel 2 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmode 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



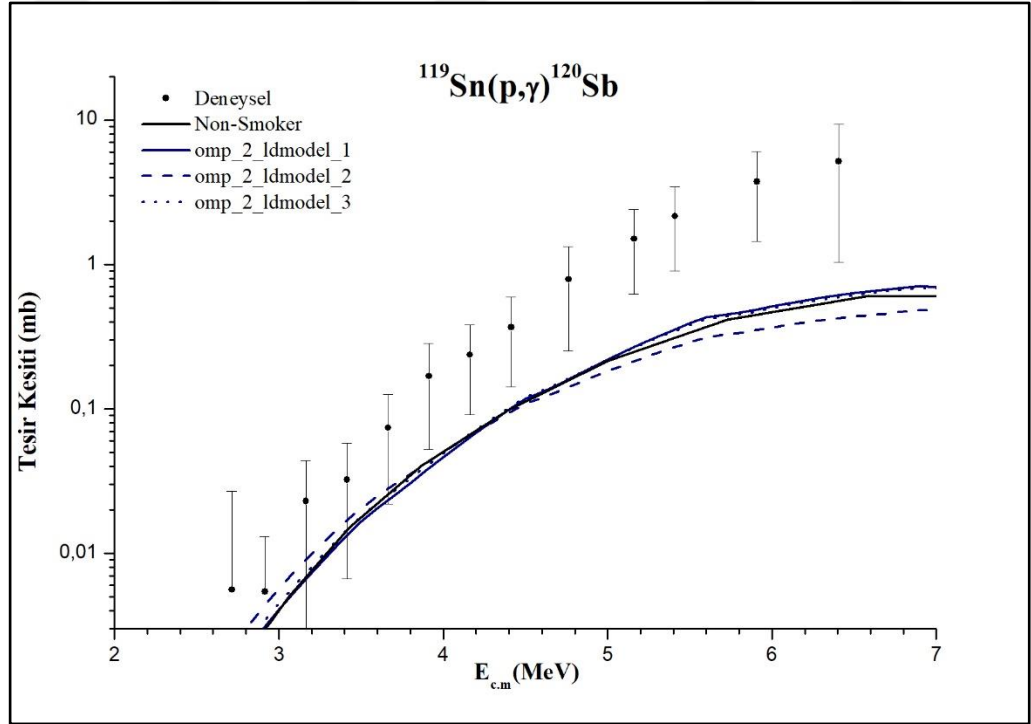
Şekil 4.19. lmodel 3 ile tanımlanan NLD modeli sabit tutularak, dört farklı OMP (jlmmodel 0, 1, 2, 3) modeli ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



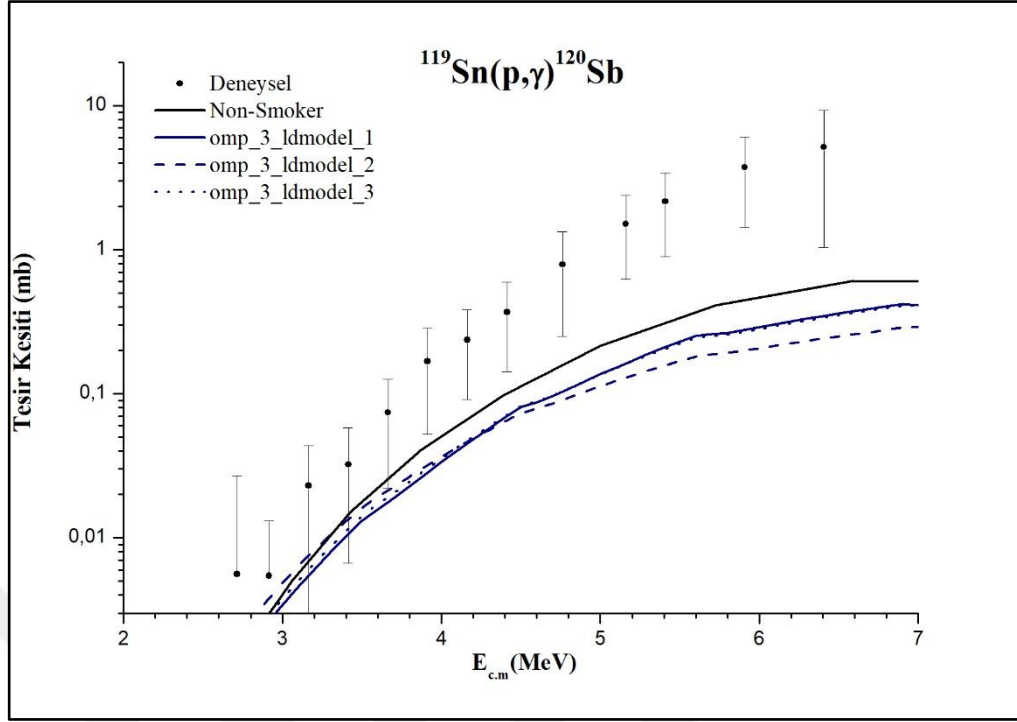
Şekil 4.20. jlmmodel 0 (omp_0) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutularak üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.21. jlmmode 1 (omp_1) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması



Şekil 4.22. jlmmode 2 (omp_2) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması

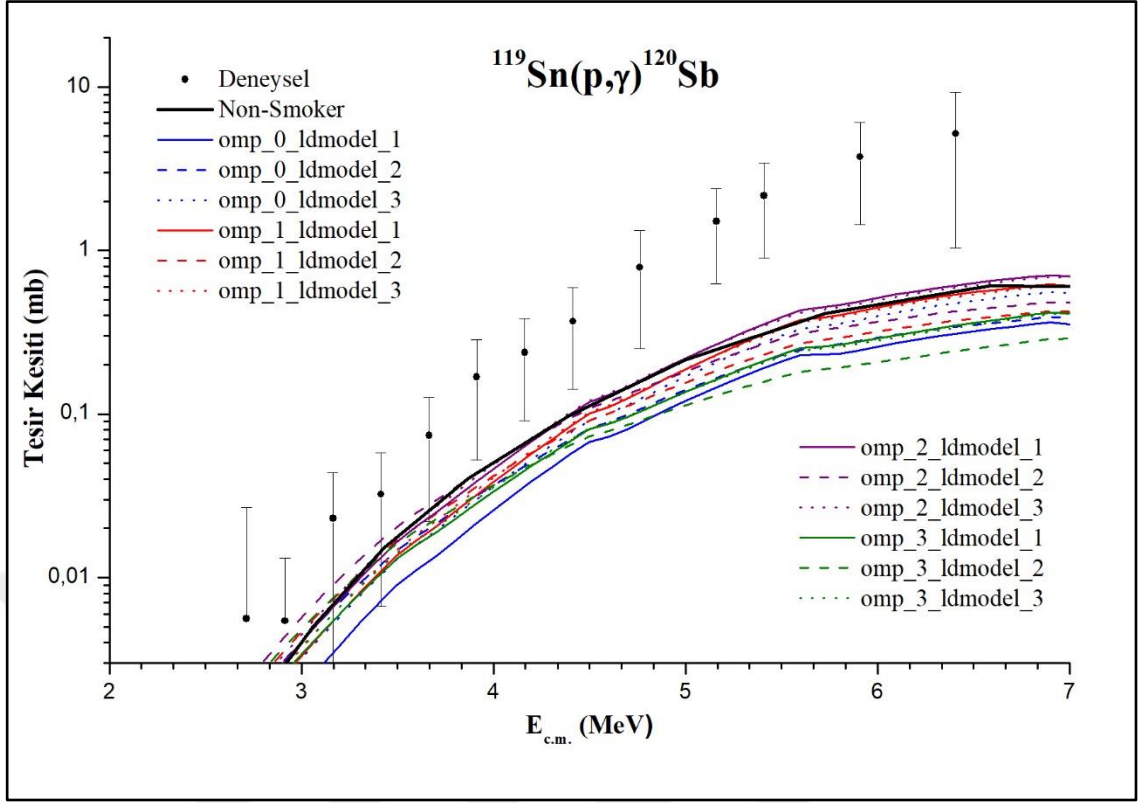


Şekil 4.23. jlmmode 3 (omp_3) ile tanımlanan OMP modeli sabit tutarak üç farklı NLD (ldmodel 1, 2, 3) ile hesaplanmış, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyon tesisir kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması

OMP modellerinin değiştiği bu kombinasyonlarda diğer iki reaksiyonda olduğu gibi deneysel sonuçlara en yakın omp_2 ile tanımlanmış jlmmode 2 ile elde edilen en yakın teorik sonuçlar olduğu görülmektedir.

Yine diğer iki reaksiyonda olduğu gibi her bir OMP parametresi ayrı ayrı sabit tutularak, üç farklı NLD değeri için hesaplanan reaksiyon tesisir kesiti değerlerinin enerjiye bağlı olarak çizilen grafiği Şekil 4.20 – Şekil 4.23’de gösterilmektedir. NLD değerlerini değiştirdiğimiz bu kombinasyonlarda deneysel verilere en yakın NLD modelinin ldmodel 1 anahtar kelimesi ile kullanılan sabit sıcaklık + Fermi gaz modeli (FGM) olduğu görülmektedir.

Değişik OMP ve NLD modelleriyle oluşan on iki kombinasyon ile hesaplanmış tesisir kesiti değerlerinin hepsinin verildiği Şekil 4.24’de, $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonu için düşük enerjilerde uyum söz konusu iken artan enerjilerde altı kat fark görülmektedir. Deneysel tesisir kesiti değerlerine en yakın kombinasyon omp_2 ve ldmodel 1’dir.



Şekil 4.24. $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$ reaksiyonunun dört farklı OMP ve üç farklı NLD değerleri kullanılarak hesaplanan tesis kesitlerinin deneysel sonuçlarla [40] karşılaştırılması

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Güneş sistemindeki proton bakımından zengin izotopların (p-çekirdeği) gözlenen bolluklarının hesaplanması, çoğu ışımali proton yakalama etkileşmeler için olan çok sayıda reaksiyon hızı gerektirir. Çekirdek sentezinin modellenmesi, yaklaşık iki bin kararlı veya kararsız izotopun yaklaşık yirmi bin nükleer reaksiyonundan oluşan bir network gerektirir. Çok sayıda reaksiyonun reaksiyon hızlarını ölçmek için gerekli deneylerdeki zorluklar nedeniyle, p-çekirdek sentezi modeli için gerekli reaksiyon hızlarının hesaplandığı tesir kesitleri, Hauser-Feshbach istatistiksel modelini uygulayan teorik sonuçlardan alınmaktadır. İstatistiksel modellerin güvenilirliği, reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesi ve bunların model hesaplamaları ile karşılaştırılmasıyla, test edilmelidir. ^{96}Zr , ^{112}Sn , ve ^{119}Sn izotoplarının ışımali proton yakalama etkileşimleri, bir çok yıldız nükleer-sentez prosesi ile ilgilidir. Bu çalışmada, bu reaksiyonların daha önceden ölçülmüş olan astrofiziksel S faktör değerleri, reaksiyon tesir kesitlerine dönüştürülüp, farklı girdi parametreleri kullanılarak TALYS istatistiksel model kodu ile hesaplanmış ve bu sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Hesaplanan tesir kesiti sonuçları, bu üç reaksiyon için de, deneysel sonuçlardan yaklaşık iki ila altı kat düşük çıkmıştır. Kesim 3.2'de jlmmodel 2 ve ldmodel 1 ile tanımlanmış TALYS'in OMP ve NLD model girdileri ile hesaplanan tesir kesiti sonuçları, deneysel olarak ölçülen sonuçlara en yakın bulgulardır.

Son yirmi yıl içerisinde p-prosesi üzerine yapılan çalışmalarda, proton yakalama reaksiyonlarının teorik tesir kesit hesaplamalarının, deneysel sonuçlardan 2 ila 10 kat daha düşük olduğu gözlenmektedir. Bu da istatistiksel modellerde güncelleme ve düzeltmeler yapılması gerektiği sonucunu göstermektedir. Ayrıca bu modellerin test edilmesi için daha fazla tesir kesiti ölçümleri yapılmalı ve saçılma deneyleri yapılarak lokal OMP parametreleri belirlenmelidir.

KAYNAKLAR

- [1] Weinberg S., *The First Three Minutes: A Modern View of the Origin of the Universe*, Batam books, 1977.
- [2] Meyer B. S., The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1994, **32**, 153-190.
- [3] Wallerstein G., Iben I., Parker P., Boesgaard A. M., Hale G. M., Champagne A.E., Barnes C. A., Käppeler F., Smith V. V., Hoffman R. D., Timmes F. X., Sneden C., Boyd R. N., Meyer B. S. and Lambert D. L., Synthesis of elements in stars: forty years progress, *Rev. Mod. Phys.*, 1997, **69**, 995-1084.
- [4] Rauscher T., Dauphas N., Dillmann I., Fröhlich C., Fülöp Zs. and Gyürky Gy., Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data, *Rep. Prog. Phys.*, 2013, **76**, 1-67.
- [5] Hauser W., Feshbach H., The Inelastic Scattering of Neutrons, *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 366, DOI: 10.1103/PhysRev.87.366.
- [6] URL-http://www.bigbangcentral.com/images/pn_to_he.jpg:
http://www.bigbangcentral.com/theory_page.html#, (Ziyaret tarihi : 15 Mayıs 2019).
- [7] Philips A.C., *The Physics of Stars*, John Wiley & Sons Ltd., (1999).
- [8] Käppeler F., Beer H., Wisshak K., s-process nucleosynthesis-nuclear physics and the classical model, *Rep. Prog. Phys.*, 1989, **52**, 945.
- [9] Iliadis C., *Nuclear physics in stars*, 1st ed., Wiley-VCH, Germany, 2007.
- [10] 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.
- [11] Käppeler F., Gallino R., Bisterzo S., Wako Aoki, The s process: Nuclear physics, stellar models, and observations, *Rev. Mod. Phys.*, 2011, **83**, 157.
- [12] 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.

- [13] Käppeler F., The origin of the heavy elements: The s-process, *Prog. In Particle.*, 1999, **43**, 419.
- [14] Yürüker Durkaya B., Astrofiziksel p- prosesi ile ilgili Er-164 izotopunun proton yakalama reaksiyon tesir kesiti ölçümleri, Yüksek Lisans Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 2013.
- [15] Rosswog S., Liebendörfer M., Thielemann, Davies M. B., Benz W., Piran T., Mass ejection in neutron stars mergers, *Astron. Astrophys.*, 1999, **341**, 499.
- [16] Takahashi K., Witt J., and Janka H. Th., Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars, *Astron. Astrophys.*, 1994, **286**, 857-868.
- [17] Lambert D. L., The p-nuclei: abundances and origins, *Astron. Astrophysics Rev.*, 1992, **3**, 201-256.
- [18] Lodders K., Solar system abundances and condensation temperatures of the elements, *Astrophys. J.*, 2003, **591**, 1220-1247.
- [19] Anders E., Grevesse N., Abundances of elements: Meteoritic and solar, *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 1989, **53**, 197-214.
- [20] Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.*, 1957, **29**, 547-650.
- [21] Woosley S. E., Howard W. M., The p-process in supernovae, *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, **36**, 285-304.
- [22] Fröhlich C., Martínez-Pinedo G., Liebendörfer M., Thielemann F. –K., Bravo E., Hix W. R., Langanke K., and Zinner N. T., Neutrino-induced nucleosynthesis of $A > 64$ nuclei: The vp process, *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**, 1-4.
- [23] Thielemann F. K., Dillmann I., Farouqi K., Fischer T., Fröhlich C., Kelic-Heil A., Korneev I., Kratz K. L., Langanke K., Liebendörfer M., Panov I. V., Martínez-Pinedo G., Rauscher T., The r-, p-, and vp-Process, *J. Phys.: Conference Series*, 2010, **202**, 1-10.
- [24] Wallace R. K. and Woosley S. E., Explosive hydrogen burning, *Ap. J. Suppl.*, 1981, **45**, 389-404.
- [25] Woosley S. E., Heger A., Cumming A., Hoffman R. D., Pruet J., Rauscher T., Fisker J. L., Schatz H., Brown B. A. and Wiescher M., Models for Type I X-ray bursts with improved nuclear physics, *Ap. J. Suppl.*, 2004, **151**, 75-116.
- [26] Woosley S. E., Hartmann D. H., Hoffman R. D., and Haxton W. C., The v-process, *Astrophys. J. Suppl.*, 1990, **356**, 272-301.

- [27] Heger A., Kolbe E., Haxton W. C., Langanke K., Martínez-Pinedo G., and Woosley S. E., Neutrino nucleosynthesis, *Phys. Lett. B.*, 2005, **606**, 258-264.
- [28] Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., & Nomoto K., The p-process in Type II supernovae, *Astron. Astrophys.*, 1995, **298**, 517-527.
- [29] Korkulu Z., Karakteristik Gama ve X-ışınları ile Reaksiyon Tesir Kesiti Ölçümleri: Sb-121 Alfa Yakalama Reaksiyonu , Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 2014.
- [30] Schatz H., Aprahamian A., Görres J., Wiescher M., Rauscher T., Rembges J.F., 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.
- [31] Rolfs C.E., Rodney W.S., *Couldrons in the Cosmos*, Univ. of Chicago Press, (1988).
- [32] Rauscher T., Relevant energy ranges for astrophysical reaction rates, *Phys. Rev.C*, 2010, **81**, 1-8.
- [33] Rauscher, T., Thielemann, F.-K., Astrophysical reaction rates from statistical model calculation , *At. Data Nucl. Data Tabl.* 75, (2000).
- [34] Özkan N., Activation method for cross section measurements related to the p-process nucleosynthesis , *Proceedings of Science, PoS(NIC IX) Part 2*, 833-837, (2006).
- [35] 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., and Somorjai, E., Astrophysical S factor for α -capture on ^{112}Sn in the p-process energy range, *Phys. Rev. C*, **75**, 025801, (2007).
- [36] Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M., *TALYS 1.9 A Nuclear Reaction Program*, NRG-Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands, 2009.
- [37] Rauscher T., Thielemann F. K., Kratz K. L., Nuclear level density and the determination of thermonuclear rates for astrophysics, *Phys. Rev. C.*, 1997, **56** (3), 1613.
- [38] Okuducu S., Akti N., Sarac H., Bolukdemir M., Tel E., Calculation of nuclear level density parameters of some light deformed medical radionuclides using collective excitation modes of observed nuclear spectra, *Mod. Phys. Lett. A*, 2009, **24** (33), 2681-2691.
- [39] Herman M., Capote R., Carlson B., Oblovinisky P., Sin M., Trkov A., Wienke H., Zerkov V., EMPIRE: nuclear reaction model code system for data evaluation, *Nuclear Data Sheets*, 2007, **108** (12), 2655-2715.

- [40] Chloupek F. R., Murphy Stj. A., Boyd R. N., Cole A. L., Görres J., Guray 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 the astrophysical rp- and γ - processes, *Nuclear Phys. A.*, 1999, **652**, 391-405.





EKLER

Ek-ATablo A.1. ^{96}Zr , ^{112}Sn ve $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)$ Reaksiyonlarının Chloupek et. al [40] Ref. alınan deneysel tesir kesiti sonuçları

$^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$		$^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$		$^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$	
Energy (MeV)	Tesir Kesiti (μb)	Energy (MeV)	Tesir Kesiti (μb)	Energy (MeV)	Tesir Kesiti (μb)
3,41	21,42	2,93	29,12	2,737	5,61
3,66	25,45	3,19	62,61	2,939	5,44
3,91	54,17	3,44	149,18	3,191	23,02
4,17	64,77	3,69	266,24	3,443	32,31
4,42	87,02	3,94	392,14	3,695	74,05
4,92	146,66	4,19	795,32	3,946	168,24
5,43	213,09	4,45	1290,99	4,198	237,11
5,93	238,12	4,70	2381,26	4,45	368,69
		4,80	1780,57	4,802	788,70
		4,95	2833,24	5,204	1508,14
		5,20	3821,66	5,455	2163,46
		5,45	5427,44	5,958	3741,31
		5,95	9553,77	6,46	5169,34
		6,46	16629,34		
		6,96	23570,22		
		7,96	44264,36		
		8,46	30786,72		

Tablo A.2. $^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$ reaksiyonunun TALYS kodu ile hesaplanan teorik tesir kesiti sonuçları

$^{96}\text{Zr}(p,\gamma)^{97}\text{Nb}$												
OMP	0	0	0	1	1	1	2	2	2	3	3	3
NLD	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
E(MeV)	Tesir Kesiti Değerleri (μb)											
3,00	1,75	2,03	1,47	3,61	2,2	1,6	4,1	2,5	1,8	4,0	2,5	1,8
3,41	4,28	4,99	3,93	8,20	5,4	4,2	9,2	6,1	4,7	9,3	6,2	4,9
3,66	5,98	7,21	5,76	11,17	7,8	6,2	12,6	8,7	6,9	12,6	8,9	7,1
3,91	9,91	12,27	10,36	17,88	13,2	11,1	20,1	14,8	12,4	19,8	14,8	12,5
4,00	11,53	14,53	12,47	20,69	15,6	13,4	23,2	17,4	14,9	22,7	17,3	14,9
4,17	12,87	16,65	14,47	23,28	17,9	15,5	26,1	20,0	17,3	25,2	19,6	17,1
4,42	18,58	25,00	22,65	32,40	26,8	24,2	36,0	29,7	26,8	33,9	28,2	25,6
4,92	29,84	44,02	41,98	51,69	46,8	44,5	56,8	51,2	48,6	49,8	45,4	43,4
5,00	33,04	49,38	47,26	56,23	52,3	50,0	61,5	57,0	54,4	53,5	50,1	48,0
5,43	45,99	70,66	70,45	76,84	74,3	74,0	83,1	80,2	79,7	68,6	66,6	66,7
5,93	61,62	97,17	99,26	98,38	101,2	103,3	104,6	107,6	109,6	83,9	86,0	88,4
6,00	67,18	107,09	107,58	105,49	111,3	111,7	111,8	117,8	118,2	89,9	94,6	95,4
7,00	120,33	174,00	177,85	165,04	178,3	182,0	170,6	185,1	188,6	145,8	154,9	159,6
8,00	212,61	265,33	275,92	262,19	269,5	279,7	267,0	276,2	285,6	249,4	250,6	263,6
9,00	384,76	397,80	458,94	448,19	402,0	462,4	453,1	408,7	468,1	449,5	395,2	461,5
10,00	587,69	586,63	676,91	667,89	591,3	681,0	674,1	599,0	687,8	691,4	604,2	703,0
11,00	764,76	753,88	886,64	855,41	758,8	869,0	862,8	767,3	877,0	900,9	792,2	913,6
12,00	899,03	881,37	1005,1	997,15	886,2	1009,7	1004,9	894,6	1017,7	1053,4	930,5	1065,5
13,00	1002,2	985,8	1115,9	1109,2	990,3	1120,2	1116,6	998,3	1128,0	1167,2	1037,1	1177,7
14,00	1058,7	1042,5	1175,1	1169,9	1046,3	1178,6	1176,5	1053,1	1185,2	1228,1	1095,0	1237,0

Tablo A.3. $^{112}\text{Sn}(p,\gamma)$ reaksiyonunun TALYS kodu ile hesaplanan teorik tesir kesiti sonuçları

$^{112}\text{Sn}(p,\gamma)^{113}\text{Sb}$												
OMP	0	0	0	1	1	1	2	2	2	3	3	3
NLD	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
E(MeV)	Tesir Kesiti Değerleri (mb)											
2,93	0,018	0,014	0,013	0,018	0,014	0,013	0,018	0,014	0,013	0,023	0,018	0,017
3,19	0,034	0,025	0,023	0,033	0,025	0,023	0,034	0,025	0,023	0,043	0,032	0,029
3,44	0,078	0,053	0,047	0,075	0,054	0,048	0,076	0,055	0,049	0,094	0,066	0,059
3,69	0,127	0,083	0,073	0,120	0,084	0,074	0,122	0,085	0,075	0,148	0,102	0,090
3,94	0,239	0,151	0,131	0,225	0,153	0,132	0,229	0,155	0,134	0,273	0,181	0,156
4,19	0,349	0,217	0,185	0,329	0,219	0,186	0,334	0,222	0,188	0,393	0,255	0,215
4,45	0,581	0,353	0,293	0,552	0,355	0,295	0,558	0,359	0,298	0,641	0,403	0,332
4,70	0,913	0,545	0,442	0,877	0,547	0,444	0,885	0,551	0,447	0,992	0,605	0,486
4,80	1,049	0,622	0,500	1,011	0,624	0,502	1,020	0,629	0,505	1,133	0,684	0,545
4,95	1,201	0,708	0,565	1,162	0,711	0,567	1,171	0,715	0,570	1,292	0,773	0,610
5,20	1,744	1,011	0,789	1,710	1,014	0,790	1,719	1,017	0,792	1,850	1,074	0,829
5,45	2,184	1,252	0,961	2,159	1,253	0,962	2,168	1,256	0,963	2,295	1,304	0,991
5,95	3,572	1,992	1,479	3,617	1,989	1,476	3,616	1,985	1,472	3,655	1,969	1,446
6,46	5,279	2,885	2,094	5,508	2,872	2,084	5,482	2,854	2,069	5,260	2,689	1,932
6,96	7,081	3,815	2,744	7,649	3,787	2,723	7,577	3,746	2,692	6,909	3,358	2,396
7,96	10,828	5,562	4,104	12,477	5,498	4,057	12,276	5,400	3,986	10,373	4,462	3,308
8,46	7,318	2,577	1,868	6,024	2,548	1,848	5,949	2,513	1,823	6,057	2,498	1,841
10,00	3,756	0,999	0,865	3,168	0,996	0,862	3,163	0,993	0,861	3,023	0,960	0,830
12,00	2,560	0,686	0,674	2,180	0,686	0,675	2,180	0,688	0,677	2,102	0,691	0,681
14,00	1,891	0,911	0,936	1,713	0,911	0,937	1,712	0,914	0,939	1,684	0,935	0,968

Tablo A.4. $^{119}\text{Sn}(p,\gamma)$ reaksiyonunun TALYS kodu ile hesaplanan teorik tesir kesiti sonuçları

$^{119}\text{Sn}(p,\gamma)^{120}\text{Sb}$												
OMP	0	0	0	1	1	1	2	2	2	3	3	3
NLD	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
E(MeV)	Tesir Kesiti Değerleri (μb)											
2,737	1,13	2,2	1,7	1,77	2,52	1,96	2,16	3,05	2,39	1,88	2,7	2,07
2,939	1,53	3,02	2,34	2,44	3,46	2,7	2,97	4,21	3,29	2,53	3,65	2,81
3,191	2,87	5,43	4,32	4,5	6,24	4,98	5,5	7,6	6,08	4,56	6,4	5,04
3,443	6,90	11,68	10	10,5	13,4	11,5	12,7	16,3	13,9	10,2	13,1	11,1
3,695	11,15	17,9	15,9	16,9	20,5	18,3	20,5	24,9	22,3	15,8	19,3	17,1
3,946	21,02	30,81	29,4	31,4	35,1	33,5	37,8	42,4	40,4	27,8	31,3	29,6
4,198	31,86	43,46	43,8	47,1	49,3	49,6	56,3	59,3	59,5	40,3	42,4	42,4
4,45	56,67	70,17	76,8	83,7	78,9	86,2	99,2	93,9	102,2	68,4	64,4	70,1
4,802	92,64	111,91	130,4	143,7	125,1	145,3	168,6	147,5	170,8	108,0	94,1	109,0
5,204	152,1	172,5	216,6	242,1	190,8	239,4	280,3	221,9	277,2	170,1	133,7	167,5
5,455	188,8	208,8	271,6	305,6	229,9	298,4	351,7	265,7	343,8	209,5	156,9	203,8
5,958	245,0	279,1	375,4	424,1	305,9	411,2	485,8	351,1	471,4	276,3	199,7	267,9
6,46	309,8	341,9	475,6	535,6	372,5	518,6	611,1	424,4	591,0	346,9	242,3	336,3
7,00	354,9	387,9	547,8	606,9	422,7	598,6	695,4	481,1	683,4	411,8	289,3	408,3
7,20	322,2	373,7	522,4	564,3	408,1	571,6	649,9	466,4	654,8	385,8	283,3	395,8
7,50	324,7	380,1	519,6	550,8	413,8	567,31	633,5	471,3	648,6	386,7	296,6	403,6
7,80	326,5	387,3	517,5	535,8	420,5	564,1	615,8	477,6	643,9	388,5	312,1	414,9
8,00	327,7	391,3	521,9	527,2	424,1	567,4	605,1	480,6	645,7	390,2	321,4	427,7
8,20	322,1	387,6	528,6	511,8	419,9	573,1	587,6	475,9	650,0	383,5	321,9	442,1
8,50	344,6	418,8	545,5	525,1	450,4	588,1	597,0	505,5	662,2	410,6	361,1	470,7

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] **Gültekin T.**, Güray R.T, Özkan N., Investigation of Cross Sections of ^{96}Zr , ^{112}Sn , and ^{119}Sn (p, γ) Reactions, *Turkish Physical Society 34th International Physics Congress*, Bodrum, 5-9 September 2018.



ÖZGEÇMİŞ

1992 yılında Sakarya'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Sakarya'da tamamladı. 2010 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2016 yılında Fizikçi ünvanını alarak mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik Programı'nda Yüksek Lisansını yapmaya başladı ve öğrenimi devam etmektedir.

