

T.C.  
KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI  
YÜKSEK LİSANS TEZİ

SEVİYE YOĞUNLUK MODELLERİNİN VE GAMA ŞİDDET  
FONKSİYONLARININ  $^{96,98,99,104}\text{Ru}(p,\gamma)$  REAKSİYON TESİR KESİTLERİNE  
ETKİSİNİN İNCELENMESİ

HANDE BOYDAŞ

OCAK 2018

Fizik Anabilim Dalı'nda Hande BOYDAŞ tarafından hazırlanan “**SEVİYE YOĞUNLUK MODELLERİNİN VE GAMA ŞİDDET FONKSİYONLARININ <sup>96,98,99,104</sup>Ru(p,γ) REAKSİYON TESİR KESİTLERİNE ETKİSİNİN İNCELENMESİ**” adlı Yüksek Lisans Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Saffet NEZİR  
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumu ve tezin **Yüksek Lisans Tezi** olarak bütün gereklilikleri yerine getirdiğini onaylarım.

Prof. Dr. Abdullah AYDIN  
Danışman

Jüri Üyeleri

Başkan : Doç. Dr. Aynur ÖZCAN

Üye (Danışman) : Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Üye : Doç. Dr. Mahmut BÖYÜKATA

...../...../.....

Bu tez ile Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Prof. Dr. Mustafa YİĞİTOĞLU  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## ÖZET

### SEVİYE YOĞUNLUK MODELLERİNİN VE GAMA ŞİDDET FONKSİYONLARININ <sup>96,98,99,104</sup>Ru(p,γ) REAKSİYON TESİR KESİTLERİNE ETKİSİNİN İNCELENMESİ

BOYDAŞ, Hande

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Ana Bilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Ocak 2018, 52 sayfa

Bu çalışmanın amacı, Gamow penceresi enerji aralığındaki proton gelme enerjileri için, nükleer seviye yoğunluk modelleri ve gama şiddet fonksiyonlarının <sup>96,98,99,104</sup>Ru(p,γ) reaksiyon tesir kesitlerine olan etkilerinin incelenmesidir. İlk olarak, deneysel tesir kesiti verilerine en iyi uyum sağlayan seviye yoğunluk modelleri belirlendi. İkinci olarak, gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine etkisini incelemek amacıyla her reaksiyon için belirlenen en iyi seviye yoğunluk modeli sabit tutularak, deneysel tesir kesiti verilerine en iyi uyan gama şiddet fonksiyonları belirlendi. Son olarak, S-faktör hesaplamaları yapıldı. Teorik hesaplamalar için TALYS 1.8 bilgisayar kodu kullanıldı ve elde edilen sonuçlar EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırıldı. Elde edilen sonuçlara göre, seviye yoğunluğu modellerinin ve özellikle gama şiddet fonksiyonlarının, tesir kesitlerinin öngörülmesinde etkili olduğu ve bu modellerin TALYS 1.8 kodunda giriş parametresi olarak kullanılabileceği görüldü.

**Anahtar kelimeler :** Seviye yoğunluğu modeli, γ-şiddet fonksiyonu, Tesir kesiti, Astrofiziksel süreçler

## ABSTRACT

INVESTIGATION of THE EFFECT of LEVEL DENSITY MODELS and GAMMA STRENGTH FUNCTIONS on  $^{96,98,99,104}\text{Ru}(p, \gamma)$  REACTION CROSS SECTIONS

BOYDAŞ, Hande

Kırıkkale University

Institute of Sciences

Department of Physics, Graduate Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

January 2018, 52 pages

The aim of this work is to examine the effects of the nuclear density models and the gamma strength functions on the reaction cross sections of  $^{96,98,99,104}\text{Ru}(p, \gamma)$  for the proton incident energy in the Gamow window energy range. First, the level density models that are the best fit to the experimental cross section data, were determined. Secondly, gamma intensity functions that are the best fit to the experimental cross sections were determined by fixing the best level density model determined for each reaction. Finally, S-factor calculations were done, TALYS 1.8 computer code was used for theoretical calculations and the obtained result were compared to the experimental data from EXFOR library. According to the obtained result, it was observed that the level density models and especially the gamma strength functions are effective in the prediction of the cross sections, and that these models can be used as input parameters in the TALYS 1.8 code.

**Keywords:** Level density model,  $\gamma$ - strength function, Cross section,  
Astrophysical processes

## TEŞEKKÜR

Tez alıőmam sırasında kıymetli bilgi, birikim ve tecrübeleri ile bana yol gösteren ve destek olan değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Abdullah AYDIN'a teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Bilgisayar programı ile çalıőtıęım dőnemlerde bilgi ve desteklerini esirgemeyen hocam sayın Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN'e teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Hesaplamalarımnda yol gösteren ve bilgi birikimini benimle paylaşan Dr. Ercan YILDIZ'a teşekkür ederim.

Çalıőmalarım boyunca maddi manevi destekleriyle beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan aileme sonsuz teőekkürler ederim.



## İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET</b> .....	<b>i</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>ii</b>
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	<b>iii</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	<b>iv</b>
<b>SİMGELER DİZİNİ</b> .....	<b>vi</b>
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	<b>vii</b>
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ</b> .....	<b>viii</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
1.1. Rutenyum Elementinin Özellikleri .....	4
1.2. Nükleer Reaksiyonlar .....	6
1.3. Çekirdeklerin Sentezi.....	8
1.3.1. s-süreci .....	8
1.3.2. r-süreci.....	10
1.3.3. p-süreci .....	11
1.4. Tesir Kesiti.....	14
1.5. Nükleer Seviye Yoğunluğu ve Gama Şiddet Fonksiyonları.....	15
1.6. Seviye Yoğunluğu Modelleri.....	17
1.6.1. Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM) .....	17
1.6.2. Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli (BSFGM) .....	18
1.6.3. Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli (GSM).....	20
1.7. Astrofiziksel S-faktörü.....	24
1.8. Gamow Penceresi .....	26
<b>2. MATERYAL VE YÖNTEM</b> .....	<b>29</b>
2.1. Çalışma Yöntemi .....	29
2.2. TALYS Kodu.....	30
<b>3. ARAŞTIRMA BULGULARI</b> .....	<b>31</b>
3.1. $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)^{97}\text{Rh}$ Reaksiyonu .....	31
3.2. $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)^{99}\text{Rh}$ Reaksiyonu .....	33
3.3. $^{99}\text{Ru}(p,\gamma)^{100}\text{Rh}$ Reaksiyonu.....	36
3.4. $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)^{105}\text{Rh}$ Reaksiyonu .....	38
3.5. $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)^{97}\text{Ru}$ Reaksiyonu için S – faktör .....	40
3.6. $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)^{99}\text{Rh}$ Reaksiyonu için S – faktör.....	42

3.7. $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)^{105}\text{Rh}$ Reaksiyonu için S-faktör.....	43
<b>4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA .....</b>	<b>44</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>46</b>
<b>TEZ ÇALIŞMASI ÇERÇEVESİNDE SUNULAN BİLDİRİLER.....</b>	<b>52</b>



## SİMGELER DİZİNİ

$\rho$	Seviye yoğunluğu
$\rho^{top}$	Toplam seviye yoğunluğu
$\delta$	Çiftlenim enerjisi terimi
$\sigma$	Tesir kesiti
$I_0$	Parçacık akısı
$N$	Levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısı
$R_b$	Birim alandaki hedef çekirdek sayısı
$d\Omega$	Katı açı
$U$	Fermi gaz ifadesine göre etkili uyarılmış enerji
CTM	Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli
BFM	Modifiye Fermi Gaz Modeli
GSM	Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli
$E_f, \epsilon_F$	Fermi enerjisi
$Q$	Reaksiyon enerjisi
$S_n$	Nötron ayrılma enerjisi
$S_p$	Proton ayrılma enerjisi
$S_c$	Kritik entropi
$D_c$	Kritik determinant
$T_c$	Kritik sıcaklık
$U_c$	Kritik enerji
$a_c$	Kritik seviye yoğunluğu parametresi
$\sigma^2$	Spin eşik parametresi
$\Delta$	Enerji kayması
$S(E)$	Astrofiziksel S-faktör
$E_c$	Coulomb enerjisi
$\mu$	İndirgenmiş kütle
$k$	Boltzman sabiti
$T$	Sıcaklık (K)



## ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Nükleer reaksiyonların mekanizması .....	8
1.2. s- r ve p-süreçlerinin yollarının şematik gösterimi .....	9
1.3. $S_i = 10^6$ atomu referansında s-süreci, r-süreci ve p-süreci için güneş sistemi bollukları eğrisi .....	12
1.4. p-çekirdekleri için güneş sistemi bolluk eğrisi.....	13
1.5. Gelen demet, hedef $v\alpha d\Omega$ ' deki katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi.....	14
1.6. Uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak nükleer enerji seviye yoğunluğu .....	15
1.7. Tesir kesiti ve astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağımlılığı.....	26
1.8. Astrofiziksel süreçlerde nükleer reaksiyonların gerçekleştiği enerji bölgesi. ....	28
3.1. Seviye yoğunluk modellerinin $^{96}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	31
3.2. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{96}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	32
3.3. Seviye yoğunluk modellerinin $^{98}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	33
3.4. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{98}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	34
3.5. Seviye yoğunluk modellerinin $^{99}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	35
3.6. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{99}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	36
3.7. Seviye yoğunluk modellerinin $^{104}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	37
3.8. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{104}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) tesir kesitlerine etkisi .....	38
3.9. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{96}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) S-faktörlerine etkisi .....	39
3.10. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{98}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) S-faktörlerine etkisi.....	40
3.11. Gama şiddet fonksiyonlarının $^{104}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) S-faktörlerine etkisi .....	41

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Rutenyumun kararlı izotopları ve bolluk yüzdeleri .....	5
3.1. <sup>97</sup> Rh taban durumları ve izomerik durumları .....	33
3.2. <sup>99</sup> Rh için taban durumları ve izomerik durumları .....	35
3.3. <sup>100</sup> Rh taban durumları ve izomerik durumları .....	37
3.4. <sup>105</sup> Rh taban durumları ve izomerik durumları .....	40

## 1. GİRİŞ

Dünya, farklı elementlerden ve bunların bileşiklerinden oluşmuştur. Modern bilimin temel araştırma konularından biri bu elementlerin nasıl oluştuğunu ve üretim mekanizmalarını belirlemektir. Bu problem nükleer fizik ve astrofiziğin ortak problemi olarak gözükmekte ve nükleer astrofizik disiplini içerisinde yer almaktadır. Elementlerin üretiminden sorumlu sekiz tane ana süreç mevcuttur(Burbidge vd., 1957).

Bu süreçler aşağıdaki gibi sıralanabilir (Ishkhanov vd., 2013):

i) Hidrojen yanması: Yıldızlardaki uzun süreli enerji salınımının meydana getiren ana süreçtir. Dört hidrojen çekirdeğinin yanması bir  ${}^4\text{He}$  çekirdeğini üretir.

ii) Helyum yanması: Yıldızdaki helyum miktarı arttıkça helyum koru büzülür ve yeterince sıcak hale gelerek helyum yanmasını başlatır.  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  ve  ${}^{20}\text{Ne}$  çekirdekleri helyum yanması süreciyle oluşurlar.

iii)  $\alpha$ -süreci:  ${}^{20}\text{Ne}$  çekirdeğinin ardışık  $\alpha$ -parçacığı yakalama süreci sonunda  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{32}\text{S}$ ,  ${}^{36}\text{Ar}$  ve  ${}^{40}\text{Ca}$  çekirdekleri üretilir.  $\alpha$ -süreci,  $\alpha$ -tipi çekirdeklerin yüksek derecedeki bolluklarından sorumludur.

iv) e-süreci: Çok yüksek sıcaklıklarda ve termodinamik denge şartları altında demir grubu çekirdeklerin üretildiği süreçtir.

v) s-süreci: Demirden ağır çekirdeklerin üretildiği ardışık yavaş nötron yakalama sürecidir. Bu sürecin hızı, nötron yakalama reaksiyonlarıyla üretilen kararsız çekirdeklerin beta bozunum hızlarıyla orantılıdır. s-sürecinin zaman aralığı  $10^2$ – $10^5$  yıldır. Bu süreç aynı zamanda  $A \sim 98, 138, 208$ 'deki nükleer bolluk piklerinden de sorumludur.

vi) r-süreci: Demirden ağır çekirdeklerin üretildiği ardışık hızlı nötron yakalama sürecidir. Bu süreçte nötron yakalama hızı, üretilen kararsız çekirdeklerin beta bozunum hızlarından daha fazladır. r-sürecinin zaman aralığı 0.01–100

saniyedir. Bu süreç aynı zamanda  $A=80, 130, 195$ 'deki nükleer bolluk piklerinden de sorumludur (Varlamov vd., 2014).

vii) p-süreci: Normale yakın ve nötron zengini izotoplara kıyasla daha düşük bolluklara sahip proton zengini çekirdeklerin üretildiği süreçtir. p- çekirdekleri olarak adlandırılan bu çekirdekler, nötron zengini izotoplarına göre 10 ila 100 kat daha az bolluğa sahiptir. p-çekirdeklerin üretim reaksiyonları  $(p,\gamma)$  ve  $(\gamma,n)$  reaksiyonlarını içermektedir (Bork, 1998).

viii) X-süreci:  ${}^6,7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10,11}\text{B}$  izotoplarının üretildiği bir nükleosentez sürecidir.

Elementlerin oluşumlarının ve bolluklarının tam olarak anlaşılabilmesi için zengin nükleer verilere ihtiyaç duyulmaktadır. Elementlerin oluşum sürecindeki reaksiyon hızları sadece beta bozunum yarı-ömürlerine ve nükleer kütlere değil aynı zamanda nükleer reaksiyonlarda önemli rolü olan seviye yoğunluklarına ve gama şiddet fonksiyonlarına da hassas biçimde bağlıdır (Malatji, 2016).

Nükleer seviye yoğunlukları; astrofizikte, ağır iyon çarpışmalarının incelenmesinde ve reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında büyük önem taşır. Reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması; deneysel veri kütüphanelerinin zenginleştirilmesi, nükleer modellerin sınanması, geliştirilmesi ve astrofiziksel süreçlerin modellenmesinde oldukça önemlidir.

Gama şiddet fonksiyonları, uyarılmış çekirdeklerin elektromanyetik özellikleri hakkında bilgi verir (Byun, 2013). Bu sebeple, gama şiddet fonksiyonları, astrofizik reaksiyonları için giriş parametresi olarak kullanılabilir (Bassauer vd, 2016).

Seviye yoğunluğu modellerinin ve gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine etkilerinin incelenmesi, nükleer yapı çalışmalarına ve yeni yapılacak deneysel çalışmalara yol gösterecek veriler oluşturmaktadır.

Seviye yoğunluğu modellerinin ve gama Şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine etkisi bazı bilim insanları tarafından incelenmiştir. Bu alıŐmalar ve (p,γ) reaksiyonlarına ait bazı çalışmalar aşağıda özetlenmiştir:

Kopecky ve Uhl (1990),  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{105}\text{Pd}$  ve  $^{93}\text{Nd}$  nötron yakalama tesir kesitlerini analiz ederek, gama Şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerinin hesaplanmasında önemli bir girdi parametresi olduklarını göstermiŐlerdir.

Nguyen ve arkadaşları (2007), doğal Sc, Ti, Rh ve Fe hedefleri için bremsstrahlung reaksiyonlarını kullanarak izomerik tesir kesit oranlarını belirlemiŐlerdir ve literatürdeki diğer sonuçlarla karşılaştırmışlardır.

Krane (2010),  $^{96,102,104}\text{Ru}$  izotopları için nötron yakalama tesir kesitlerini ölçerek  $^{97,103,105}\text{Ru}$  izotoplarının gama bozunum spektroskopisini incelemiŐtir.

Tickner, Bencardino ve Roach (2010), Ru, Rh, Pd, Ir ve Pt elementlerinin (γ,n) reaksiyonlarına ait tesir kesiti ölçümleri ve teorik hesapları yapmıŐlardır.

Semisalov ve arkadaşları (2013), aktivasyon tekniği kullanarak p-çekirdeklerinden olan  $^{96,98}\text{Ru}$  (γ,n) reaksiyonları için deneysel tesir kesit ölçümleri yapmıŐlar ve sonuçları istatistiksel model hesapları ile karşılaştırmışlardır.

Skakun ve arkadaşları (2013), aktivasyon tekniğiyle  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{104}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Pd}$  ve  $^{110}\text{Pd}$  çekirdekleri için (γ, n) reaksiyonlarının tesir kesitlerini ve p-çekirdekleri olan  $^{96,98}\text{Ru}$  ve  $^{102}\text{Pd}$  çekirdeklerinin reaksiyon hızlarını belirlemiŐlerdir.

Shibata (2013), rutenyum izotopları için  $10^{-5}$  eV ile 20 MeV aralığında nötron reaksiyonlarını incelemişlerdir. Farklı reaksiyon mekanizmaları kullanarak elde ettiği sonuçları, deneysel verilerle karşılaştırmıştır.

Scholz ve arkadaşları (2016),  $^{108}\text{Cd}$  (α, γ) ve  $^{108}\text{Cd}$  (α, n) reaksiyonunun tesir kesitlerini ölçerek istatistiksel model hesaplamaları ile karşılaştırmışlardır.

Yıldız (2016), doktora tezinde,  $(\alpha, n)$  reaksiyonları için yarı-ampirik astrofiziksel S-faktör formülleri geliştirmiş ve bu formüller ile hesaplanan S-faktör değerlerini literatürdeki verilerle karşılaştırmıştır.

Bajpeyi ve arkadaşları (2017),  $^{96,98,104}\text{Ru}$  ve  $^{112,114,116}\text{Sn}$  çekirdekleri için Gamow penceresi civarında (astrofiziksel enerji aralığında)  $(p, \gamma)$  ve  $(\alpha, \gamma)$  reaksiyon hızlarını çalışmışlardır. Bu çalışmada, Bajpeyi ve arkadaşları, kullanılan çekirdeklerin nükleer yapı özelliklerini de dikkate alarak bu özelliklerin reaksiyon hızlarına etkisini incelemişlerdir.

Yıldız ve arkadaşları (2017), bazı yapısal füzyon materyalleri için  $(\alpha, n)$  reaksiyonlarının tesir kesitlerini ve astrofiziksel S-faktörlerini hesaplayarak deneysel verilerle karşılaştırmışlardır.

Bu çalışmada; astrofiziksel reaksiyonlar bakımından önemli bir yeri olan  $^{96,98,99,104}\text{Ru}$   $(p, \gamma)$  reaksiyonları ele alındı.  $^{96}\text{Ru}$  ve  $^{98}\text{Ru}$  izotopları p-çekirdekleri sınıfındadır. Bu çekirdekler üzerindeki çalışmalar güncelliğini korumaktadır. Bu sebeple bu tez çalışmasında  $^{96,98,99,104}\text{Ru}$   $(p, \gamma)$  reaksiyonları için nükleer seviye yoğunluk modelleri ve  $\gamma$ - şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine etkileri incelendi.

### **1.1. Rutenyum Elementinin Özellikleri**

Rutenyum ilk olarak 1808 yılında Polonyalı kimyager Jędrzej Sniadecki tarafından Güney Amerika'daki platin cevherleri üzerinde yapılan araştırmalar sırasında keşfedilmiştir.

Bilimsel keşfi ise, 1844 yılında Baltık kökenli Alman kimyager Karl Ernst Claus tarafından Rusya'nın Kazan kentinde gerçekleşmiştir. Claus, Ural Dağları'ndan elde edilen ham platinden 6 gram rutenyum ayırttı. Claus, bulduğu metale Latince

“Rusya” anlamındaki “Ruthenia” kelimesinden türettiği “ruthenium” yani Türkçe karşılığı olan “rutenyum” adını önerdi. Keşfinden sonra kullanımı çok nadir olan rutenyum, 1944 yılında dolmakalemlerin uçlarında kullanılmaya başlandı. Daha sonraki yıllarda da özellikleri ortaya çıktıkça kullanımı arttı. 1940-1980 yılları arasında da nükleer silah testlerinde kullanılmıştır.

Rutenyumun kimyasal simgesi “Ru” dur. Atom numarası 44, atom ağırlığı 101,07’dir. Erime noktası 2333 °C ve kaynama noktası 4147 °C’dir. Yoğunluğu santimetre başına 12,41 g/cm<sup>3</sup>dür. Periyodik cetvelin 8. grubunda yer alan geçiş elementidir. Parlak, gümüş beyaz renkli bir metaldir. Sert ve kırılıgandır. Platin grubu metallere dendir. Bu gruptaki en hafif metaldir.

Ruthenyumun yerkabuğunda bulunma bolluğu %  $1 \times 10^{-7}$  dir ve yerkabuğunda en az bulunan 6. elementtir. Rutenyumun Tablo 1’de bolluk miktarlarıyla birlikte verilen 7 tane kararlı izotopu mevcuttur.

**Çizelge 1.1.** Rutenyumun kararlı izotopları ve bolluk yüzdeleri

İzotop	Bolluk (%)
<sup>96</sup> Ru	5.54
<sup>98</sup> Ru	1.87
<sup>99</sup> Ru	12.76
<sup>100</sup> Ru	12.6
<sup>101</sup> Ru	17.06
<sup>102</sup> Ru	31.55
<sup>104</sup> Ru	18.62

Rutenyum, sıcaklık ölçüm cihazlarında kullanılır. Elektrik kontakları, dolma kalem uçları, ölçüm aletleri, film tabakaları, elektro kaplamalar, tıbbi aletler, seramik ve

cam boyaları, petrol rafinerisi, havacılık kullanım alanları içinde yer alır. Ayrıca rutenyumun radyoaktif izotoplarının kanser tedavilerinde kullanılması için araştırmalar sürmektedir (Allardyc ve Dyson, 2001). Rutenyum veya bileşiklerinin vücuda alınması durumunda toksik etkileri vardır. Rutenyum bileşiklerinin ışığı emme özelliği sebebiyle güneş enerjisi sistemlerindeki kullanımını da araştırılmaktadır (www.makaleler.com, 2017).

## 1.2. Nükleer Reaksiyonlar

Bir hedef çekirdek ve mermi parçacık arasındaki çarpışma, mermi parçacıkların yeterli enerjiye sahip olmaları durumunda bir nükleer reaksiyon meydana getirebilir (Arya, 1999). Reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdek, kararlı ya da kararsız olabilir. Oluşan kararsız çekirdek, bu süreçte radyoaktif elementlerin uydukları kanunlar uyarınca belirli bir yarı-ömürle bozunur. Genel olarak, bir nükleer çarpışma sonucu, farklı reaksiyonlardan herhangi biri meydana gelebilir. Bunların her biri nükleer yapının ya da nükleer davranışın belirli bir yönü üzerine ışık tutar. Bilim insanları, nükleer kuvvet, yeni çekirdek sentezi, nükleer boyutların ve şekillerin belirlenmesi hakkında çalışmak için, uyarılmış çekirdeklerin özelliklerini ve farklı tip çarpışmalar esnasında nükleer maddenin dinamik davranışını incelemek için farklı reaksiyonları ölçerler.

$X$  hedef çekirdeği üzerine  $a$  mermi parçacığının gönderildiği,  $b$  ve  $Y$  ürünlerinin olduğu iki elemanlı bir nükleer reaksiyon genel olarak;



şeklinde ifade edilir. Burada;  $a + X$ , reaksiyonun giriş kanalını,  $Y + b$ , reaksiyonun çıkış kanalını ve  $C^*$  ise bileşik çekirdeği göstermektedir.

Reaksiyon enerjisi veya  $Q$  değer, enerjinin korunumuna göre reaksiyonun giriş kanalı ve çıkış kanalının kütle farkı enerjisi olarak verilir:



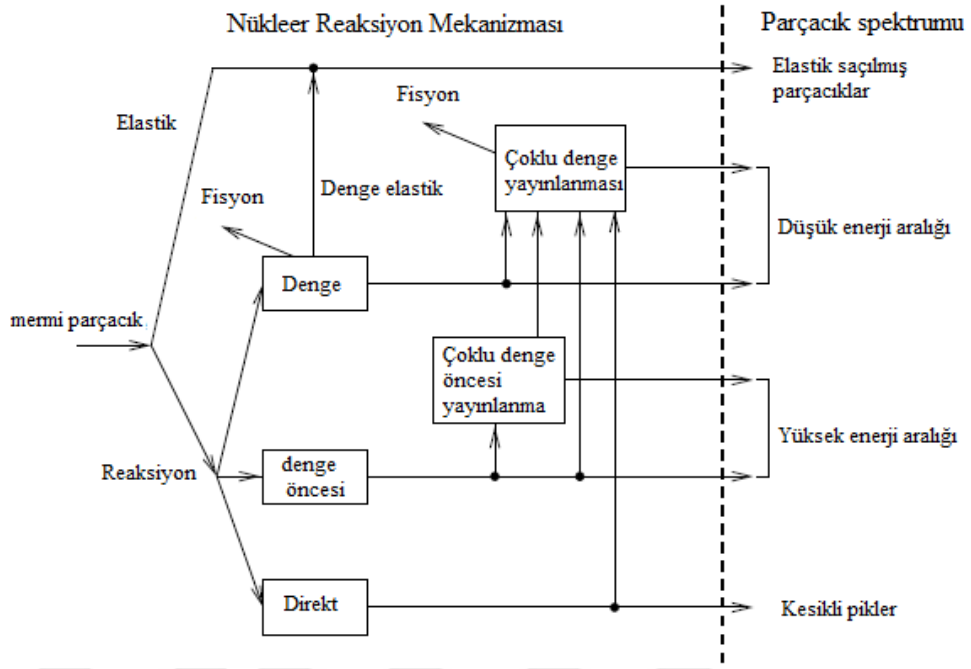
$$Q = (M_a + M_X - M_b - M_Y)c^2 \quad (1.2)$$

$Q$  değerinin negatif veya pozitif olmasına bağlı olarak; reaksiyon, sırasıyla endotermik veya ekzotermik olarak adlandırılır.

Nükleer reaksiyonlar, herhangi bir çeşit mermi parçacık tarafından başlatılabilir. Protonlar, döteronlar,  $\alpha$  parçacıkları ve diğer çekirdekler pozitif yüklü olduklarından Coulomb engelini aşmak için yeterli miktarda enerjiye ihtiyaç duyarlar. Bu engelin büyüklüğü dikkate değer olabilir; örneğin, bir uranyum hedefi üzerine gönderilen alfa parçacığı için bu enerji, yaklaşık olarak 20 MeV'dir. Nötronlar böyle bir engel ile karşılaşmadıkları için çok düşük enerjilerde bile ekzotermik reaksiyonları başlatabilirler. Elektronlar ve gama ışını fotonları da bir çekirdeğe yaklaştıklarında hiçbir engelle karşılaşmazlar. Bu parçacıklar elektromanyetik kuvvet yoluyla etkileşirler ve bir nükleer reaksiyon yaptıklarında hedef çekirdek içindeki akımların ve yüklerin dağılımı hakkında detaylı bilgi verirler (Krane, 2002).

Nükleer reaksiyonlar, enerji taşıyan bombardıman parçacıkların kütle numaralarına ve enerjilerine göre dört ayrı kategoride toplanabilir.

- Kütle numarası  $A \leq 4$  ve nükleon başına enerjisi 10 MeV ya da daha az olan bombardıman parçacıkları için klasik düşük enerjili nükleer reaksiyon kuralları geçerlidir.
- $A < 40$  olan bombardıman parçacıkları ile oluşturulan nükleer reaksiyonlar, ağır iyon reaksiyonları olarak adlandırılır.
- Kinetik enerjisi 100 MeV - 1 GeV olan bombardıman parçacıkları ile meydana getirilen nükleer reaksiyonlar orta enerjili reaksiyonlar sınıfındadır ve bu reaksiyonlarda proton ve nötronlar birbirlerine dönüşebilirken, mezon oluşumu gözlenir.
- 1 GeV üzerinde enerjiye sahip parçacıklar için, nükleonları oluşturan kuarklar yeniden yapılabilir ve tüm egzotik parçacıklar oluşturulabilir. Bu tür reaksiyonlar, yüksek enerjili reaksiyonlar grubundadır (Krane, 2002).



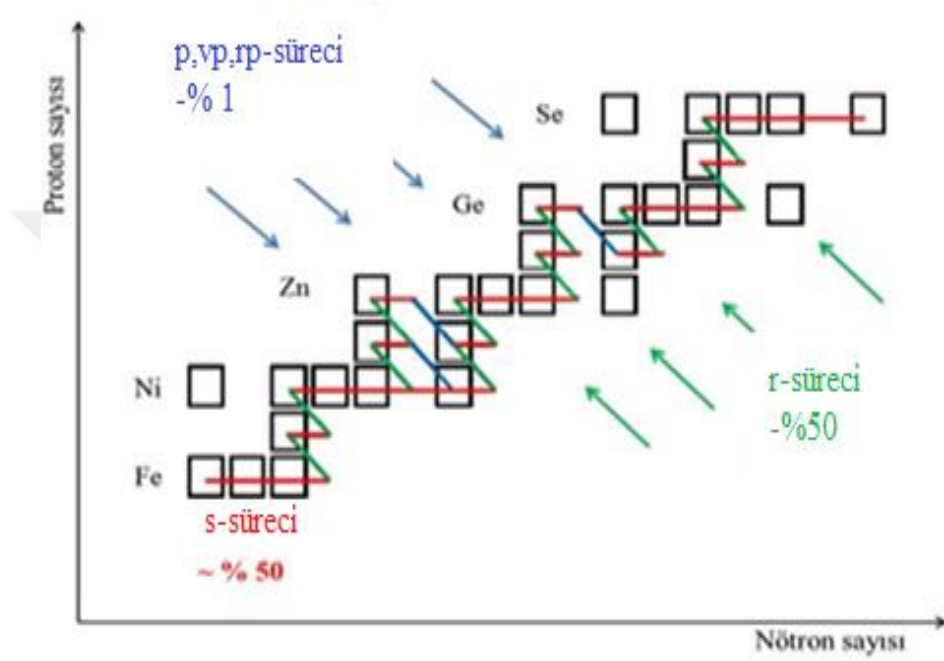
Şekil 1.1. Nükleer reaksiyonların mekanizması (TALYS 1.8, 2017)

### 1.3. Çekirdeklerin Sentezi

#### 1.3.1. s-süreci

Yavaş nötron yakalama süreci (s-süreci), ardışık iki nötron yakalama arasında geçen sürenin, bu süreç yolu üzerindeki çekirdeklerin  $\beta^-$  bozunumu sürelerinden ( $\sim 10^5$ - $10^7$  saniye) daha uzun olduğunu kabul eder (Meyer, 1994). Böylece s-süreci ile kararlılık eğrisi üzerindeki çekirdeklerin sentezi gerçekleşir. Bir çekirdek, nötron yakaladığında, bir diğer nötronu yakalamadan önce  $\beta^-$  bozunumuna karşı kararsız hale gelir. Bu yolla üretilen çekirdeklere s-çekirdekleri denir. s-süreci,  $^{209}\text{Bi}$ 'a kadar çekirdek sentezine devam eder ve tekrar geriye doğru  $\alpha$  bozunumuna uğrar. s-süreci için uygun nötron yoğunluğu,  $10^8$ - $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  aralığında, sıcaklık ise yaklaşık  $2,5 \times 10^8$  K civarındadır. Bu koşulların sağlandığı ortama en iyi örnek dev kütleli yıldızlardır (AGB-Asymptotic Giant Branch). s-süreci için mümkün iki nötron kaynağı vardır.

Bu reaksiyonlar,  $^{13}\text{C} (\alpha,n) ^{16}\text{O}$  ve  $^{22}\text{Ne} (\alpha,n) ^{25}\text{Mg}$  reaksiyonlarıdır. Bu reaksiyonlar yoluyla üretilen nötronlar, yıldızda daha önceden var olan çekirdeklerle reaksiyona girerek s-çekirdeklerini oluşturur. s-süreci hesaplamaları, gözlemsel güneş sistemi element bollukları ile uyum içerisindedir (Käppeler, 1999).



**Şekil 1.2.** s- r ve p-süreçlerinin yollarının şematik gösterimi (Korkulu, 2014)

Bu sürecin yolu (Şekil 1.2), izotop tablosunda kararlılık vadisi bölgesine yakın olup, üretilen son izotop doğadaki en ağır kararlı  $^{209}\text{Bi}$  çekirdeğidir. Üretilen çekirdeklerinin bollukları incelendiğinde bazı kütle numaralarında pikler görülmektedir (Şekil 1.3) ve bunun nedeni sihirli nötron sayıları olup s-sürecinden kaynaklanmaktadır (Korkulu, 2014).

Gözlenen s-çekirdeklerinin bolluklarını açıklamak için iki farklı tür s-sürecine ihtiyaç vardır (Gallino, 1998; Käppeler, 1999). Bunlar zayıf ve temel s-süreçleri olarak adlandırılırlar ve bu süreçler farklı kütle bölgelerine ve sıcaklıklara sahiptirler. Zayıf s-süreci  $A < 90$  elementlerin sentezinden sorumludur. Sürecin gerçekleşmesi için gerekli nötronlar  $^{22}\text{Ne} (\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  reaksiyonu ile  $T = 200\text{-}300$  MK'de üretilirler. Bu şartlara dev kütleli yıldızların (AGB) helyum ve karbon yanma fazlarında ulaşılır. Temel s-süreci ise süper büyük yıldızlarda meydana gelir ve  $90 < A < 209$  kütle bölgesindeki izotopları üretir. Bu ortamdaki nötronlar ise  $^{13}\text{C} (\alpha, n)^{16}\text{O}$  reaksiyonu ile zayıf s-sürecine göre daha düşük sıcaklıklarda ( $T \approx 100$  MK) üretilir. Zayıf s-sürecinde nötron yoğunluğu  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  iken temel s-sürecinde ise  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  dür (Dillman, 2006).

### 1.3.2. r-süreci

$^{209}\text{Bi}$ 'dan sonraki çekirdekler gibi s-süreciyle üretilmeyen nötron zengini çekirdekler, hızlı nötron yakalama süreci (r-süreci) ile üretilir.  $A > 60$  olan çekirdeklerin yaklaşık yarısının sentezinden r-süreci sorumludur. Bu süreçte, nötron yakalama,  $\beta^-$  bozunumundan çok daha hızlıdır. Bu yüzden r-süreci ile kararlılık eğrisi altındaki ve  $^{209}\text{Bi}$ 'dan daha ağır elementler üretilir. Çok büyük nötron yoğunluğu  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  ve sıcaklık  $10^9$  K gerektiğinden, r-sürecine uygun ortamlar süpernova ve çarpışan nötron yıldızları gibi patlayan ortamlardır (Cowan vd., 1991). Bu yüksek sıcaklık ve nötron yoğunluğu altında hızlı nötron yakalama reaksiyonları,  $(n, \gamma)$  ve  $(\gamma, n)$  reaksiyonları dengeye ulaşıncaya kadar devam eder ve ardışık  $\beta^-$  bozunmaları ile kararlı çekirdekte son bulur.

Yavaş nötron yakalama s-süreci ile üretilen en ağır çekirdek  $^{209}\text{Bi}$ 'dan daha ağır ve uzun yarı ömürlü izotopların ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{208}\text{U}$ ) bulunmasıyla s-sürecinin dışında sentezinden hızlı nötron yakalama süreci olarak bilinen r-süreci sorumludur ve astrofiziksel ortamı hala tartışma konusudur (Rosswog vd., 1999; Takahashi vd., 1994). Bu süreç için Tip II süpernova patlaması, bilinen en favori astrofiziksel

ortamdır. Fe-Ni tohum çekirdeklerinin izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine reaksiyonlarla akışı için saniyeden daha kısa sürede yüksek nötron akısına ( $\gg 10^{20} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) ihtiyaç vardır. Kararlı çekirdekler böyle çok yoğun bir nötron akısına maruz kaldığında ardışık nötron yakalama reaksiyonları meydana gelir ve ürün çekirdek kararsız dahi olsa nötron yakalama hızı  $\beta^-$  bozunma hızından daha fazla olduğundan izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine doğru ilerler. Nötron yakalama reaksiyonu ( $n, \gamma$ ) ve  $\beta^-$  bozunması yarış içindedir. Yüksek sıcaklık ( $10^9$  K) ve yüksek nötron yoğunluğu altında hızlı nötron yakalama, ( $n, \gamma$ ) ve ( $\gamma, n$ ) reaksiyonları dengeye ulaşınca kadar devam eder ve ardışık  $\beta^-$  bozunmaları ile kararlı çekirdekte son bulur (Korkulu, 2014).

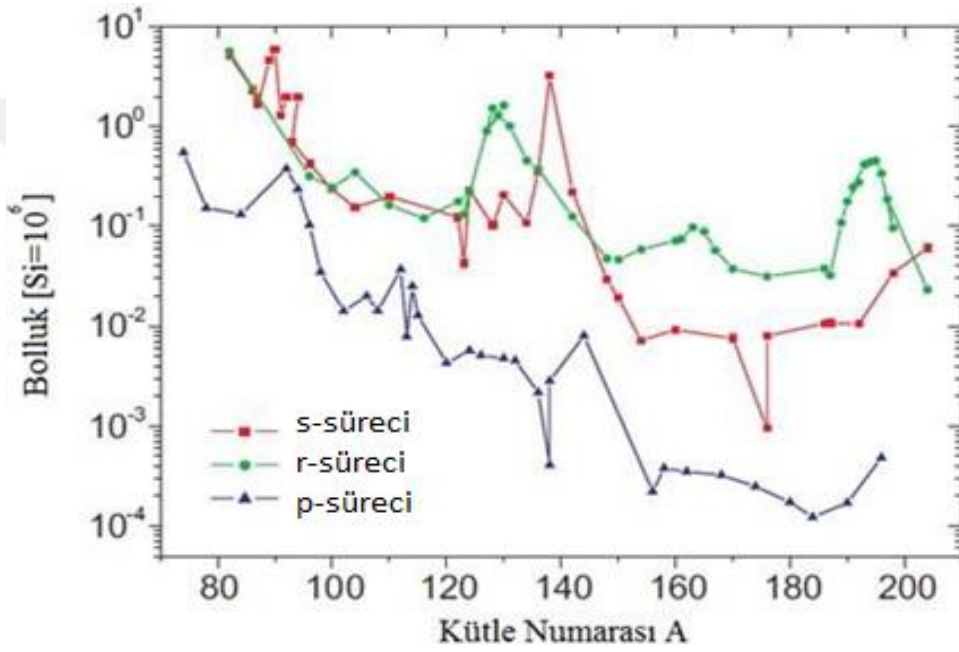
### 1.3.3. p-süreci

Kararlılık eğrisinin üzerinde protonca zengin bölgede bulunan ve kütle numarası  $74 \leq A \leq 196$  aralığında olan yaklaşık 35 tane kararlı p-çekirdeği nötron yakalama reaksiyonlarıyla üretilemez. Bu çekirdeklerin üretiminden sorumlu mekanizma, proton yakalanması sürecidir. Bu süreç iki adımla yürür. İlki, Fe sonrası hafif çekirdeklerin bir dizi proton yakalama ve  $\beta^+$  bozunumundan oluşan hızlı proton yakalama rp-sürecidir. İkincisi ise s- ve r-süreçleri ile üretilen ağır çekirdeklerin bir seri ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, \alpha$ ) foton yakalama reaksiyonları ve  $\beta^+$  bozunumundan oluşan  $\gamma$ -sürecidir (Woosley ve Howard, 1978).  $A < 108$  çekirdeklerin sentezi rp-süreci ile,  $A > 108$  çekirdeklerin sentezi ise  $\gamma$ -süreci ile açıklanır. p-süreci büyük kütleli yıldızların gelişimlerinin patlama evresinde gerçekleşir. p-süreci, çekirdek sentezi süreçleri içinde en az bilinenidir. p-süreci çekirdeklerinin güneş sistemindeki bollukları, s- ve r-çekirdeklerinden 10-100 kez daha azdır (Şekil 1.3).

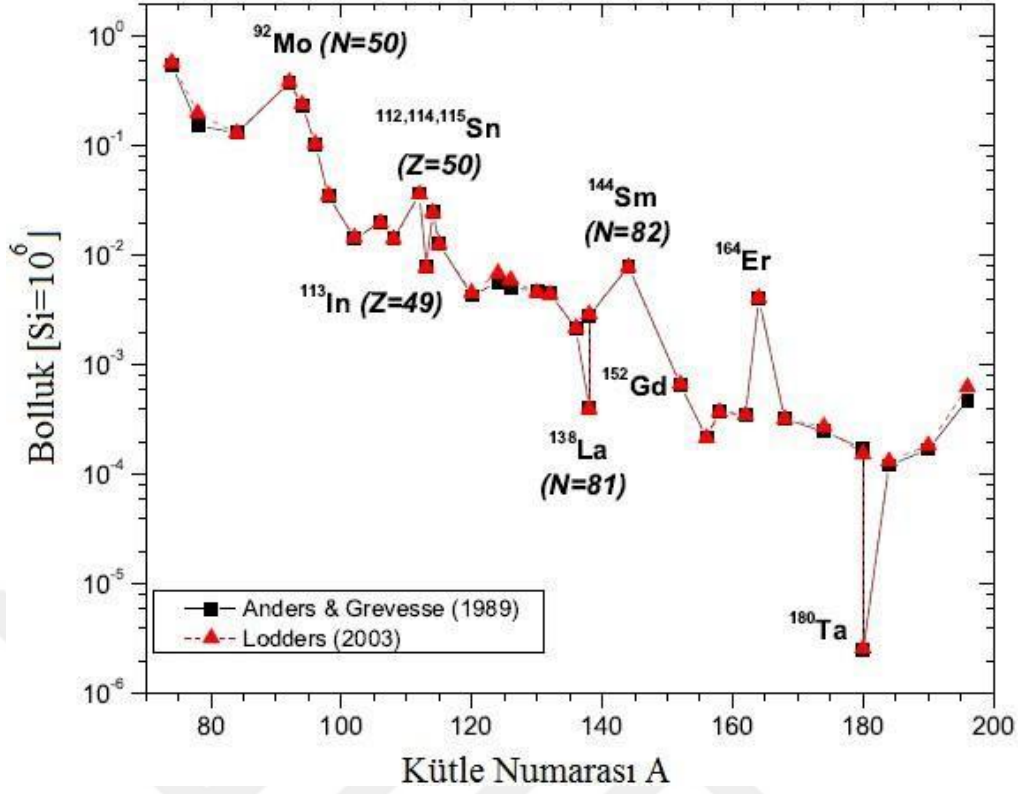
Bu çekirdeklerin proton bakımından zengin ve kararsız çekirdekler olması sebebiyle literatürdeki deneysel çalışma verileri daha azdır. Deneysel verilerin az olması nedeniyle p-süreci çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının

hesaplanması daha çok Hauser Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesit hesaplamalarına bağlıdır.

Orta büyüklükteki çekirdeklerin proton yakalaması tesir kesiti hesaplamaları genellikle gözlenen bolluklar ile uyum içinde iken, alfa yakalama tesir kesiti hesaplamaları ile gözlenen değerler arasında uyumsuzluklar vardır (Somorjai vd., 1998). Bu sebeple daha çok deneysel çalışmalara, özellikle yüklü parçacık yakalama tesir kesiti ve reaksiyon hızı ölçümlerine ihtiyaç vardır.



Şekil 1.3. Si = 10<sup>6</sup> atomu referansında s-süreci, r-süreci ve p-süreci için güneş sistemi bollukları eğrisi (Anders, 1989).

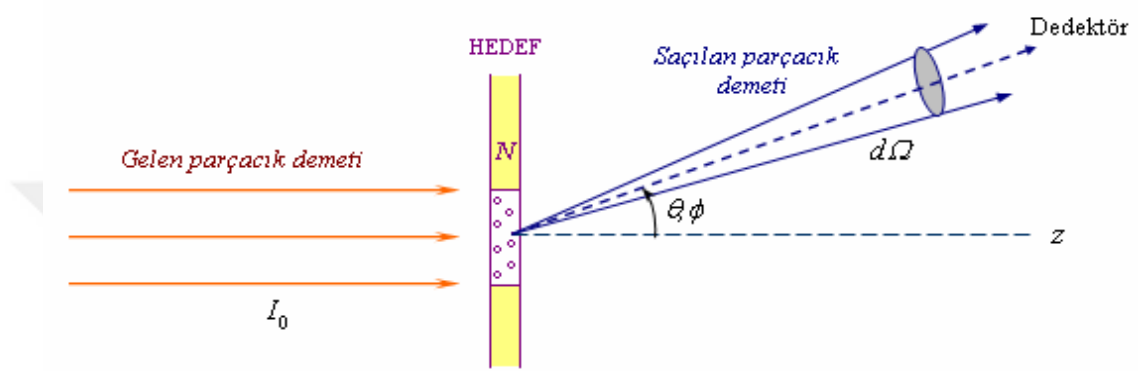


**Şekil 1.4.** p-çekirdekleri için güneş sistemi bolluk eğrisi (Lodders, 2003; Anders, 1989).

$Si = 10^6$  da görüldüğü gibi p-çekirdeklerinin bolluk eğrisi s- ve r-çekirdeklerinin bolluk eğrilerine benzer olup, p-çekirdekleri yaklaşık on ya da yüz kez daha az bolluğa sahiptir. Bolluk eğrilerinin bu şekilde benzer olması, s- ve r-çekirdeklerinin p çekirdeklerinin oluşumunda öncü çekirdekler olarak rol aldığını gösterir.  $A=190$ 'dan sonra bolluk eğrisindeki yükseliş,  $N=126$  ve  $Z=82$  (çift-çift) sihirli sayılarındaki yüksek bağlanma enerjilerinin sonucudur. Diğer taraftan birbirinden farklı iki nötron yakalama sürecinin (s- ve r-süreci) aynı miktarda bolluk katkısı sağladığı Şekil 1.4 dan görülmektedir (Lambert, 1992).

#### 1.4. Tesir Kesiti

Tesir kesiti, bir reaksiyonun meydana gelme ihtimalinin ölçüsüdür. Bu ihtimal, hedef çekirdeğin ve gelen parçacığın özelliklerine ve bu parçacığın enerjisine bağlıdır. Gelen parçacık demeti ile çekirdek reaksiyonunun bağıl olasılığı nükleer tesir kesiti olarak bilinir.



**Şekil 1.5.** Gelen demet, hedef ve  $d\Omega$ ’deki katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi (Krane, 2002).

Eğer demet doğrultusuna göre  $(\theta, \phi)$  doğrultusunda yayınlanan  $b$  parçacığını kaydetmek için bir dedektör yerleştirirsek, dedektör  $d\Omega$  hedef çekirdekte küçük bir katı açısı tanımlar (Şekil 1.5). Birim zamanda gelen parçacık akısı  $I_0$  olsun ve birim alandaki hedef çekirdek sayısını  $R_b$  ile gösterelim. Çıkan parçacıkların sayısı  $N$  ise, reaksiyon tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{R_b}{I_0 N} \quad (1.3)$$

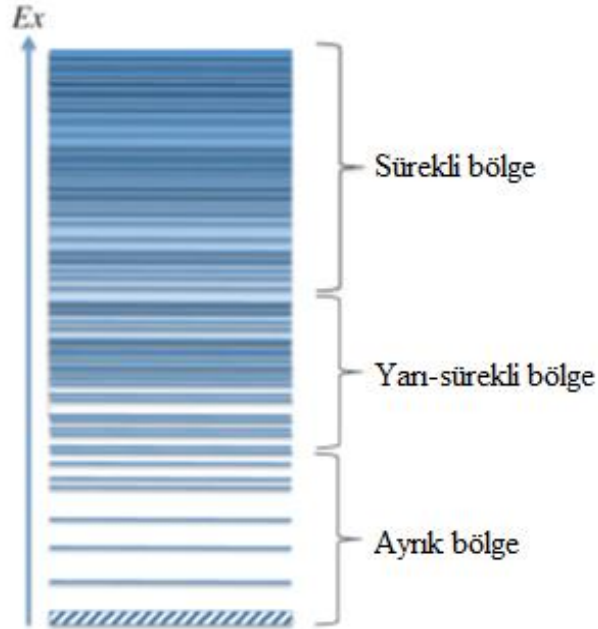
şeklinde tanımlanır. Bu yolla tanımlanan  $\sigma$ , çekirdek başına alan boyutuna sahiptir. Ancak gelen demetin gördüğü alan, hedef çekirdeklerin kesitlerinin geometrik alanından daha büyük ya da daha küçük olabilir (Krane, 2002).



### 1.5. Nükleer Seviye Yoğunluğu ve Gama Şiddet Fonksiyonları

Nükleer seviye yoğunluğu, birim enerji (MeV) başına düşen enerji seviyelerinin sayısı olarak tanımlanır. Nükleer sistemde uyarılma enerjisi arttıkça nükleer seviye yoğunlukları da artar ve yarı-sürekli oluşur. Bu uyarılma enerji bölgesindeki nükleer özellikler, gama şiddet fonksiyonları gibi istatistiksel niceliklerle karakterize edilirler. Gama şiddet fonksiyonları da atomik çekirdeklerin  $E_\gamma$  enerjili foton soğurma ya da yayınlama kabiliyetlerinin bir ölçüsünü verir. Bu sebeple nükleer seviye yoğunlukları ve gama şiddet fonksiyonları, hem nükleer astrofizikte hem de reaktör fiziği uygulamalarında önemli yeri olan tesir kesiti hesaplamalarında önemli giriş parametreleri olarak kullanılırlar (Snedden vd., 2008.).

Atom çekirdeği, düşük uyarılma enerjilerinde, genellikle konumları ve özellikleri (açısal momentum, spin ve parite) kuantum mekaniği kurallarına göre belirlenen, ayrık enerji seviyelerine sahiptir. Bununla birlikte, uyarılma enerjisi arttıkça, seviyelerin sayısı da üstel olarak artar. Enerji seviyelerinin  $\Gamma$  genişlikleri artarak Şekil 1.7’de gösterildiği gibi yarı-sürekli enerji bölgesi oluşur.



**Şekil 1.6.** Uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak nükleer enerji seviye yoğunluğu (Malatji, 2016)

Yarı-sürekli bölge içerisindeki nükleer seviyeler, nükleer seviye yoğunluğu ve gama şiddet fonksiyonu gibi istatistiksel nicelikleri kullanan nükleer modellerin yardımıyla tanımlanmaktadır. Bu modeller, nükleer seviye yoğunluklarını ortalamama spin ve parite dağılımını dikkate alarak  $E_x$  uyarılma enerjisinin üstel bir fonksiyonu olarak tanımlarlar.

En iyi bilinen seviye yoğunluğu modeli, Bethe tarafından ortaya atılan Fermi Gaz modelidir (Bethe, 1937). Bu model, çekirdeğin uyarılmış durumlarının eşit aralıklı olduğunu ve kollektif seviyelerin bulunmadığı tek parçacık durumlarını kabul eder. Seviye yoğunlukları için Fermi Gaz modelini temel alan birçok model geliştirilmiştir. Bu modeller aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)
- Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli (BSFGM)
- Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli (GSM)
- Mikroskobik Seviye Yoğunluğu Modelleri (GFM, HFM)

Gama şiddet fonksiyonu,  $f_{XL}(E_\gamma)$ , uyarılmış durumdaki çekirdeklerin elektromanyetik özelliklerinin bir ölçüsüdür.  $f_{XL}(E_\gamma)$ ,  $E_\gamma$  enerjili bir gama bozunumun ortalama geçiş şiddeti olarak tanımlanır. Burada,  $E_i$  durumundan  $E_f$  durumuna geçiş için;  $X$ , geçişin karakterini ve  $L$  ise bu geçişin çok kutupluluğunu göstermektedir. Yaygın olarak kullanılan gama şiddet fonksiyonları aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentz fonksiyonları
- Brink-Axel Lorentz fonksiyonları
- Hartree-Fock BCS fonksiyonu
- Hartree-Fock Bogolyubov fonksiyonu

## 1.6. Seviye Yoğunluğu Modelleri

Atom çekirdeğinin nükleer seviye yoğunluğunu açıklamak için günümüze kadar pek çok teorik çalışmalar yapılmış ve modeller geliştirilmiştir. Bu tez çalışmasında kullanılan modeller aşağıda kısaca özetlenmiştir.

### 1.6.1. Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)

Bu model Gilbert ve Cameron (1965) tarafından ortaya konulmuştur. Sabit sıcaklık kuralının dikkate alındığı bu model iki kısma ayrılmıştır. Birinci kısım 0 MeV'den bir  $E_M$  eşleşme enerjisine kadar olan düşük enerji bölgesi, ikinci kısım ise; Fermi Gaz modelinin geçerli olduğu yüksek enerji bölgesidir (Gilbert ve Cameron, 1965). Bu modelde toplam seviye yoğunluğu, için aşağıdaki eşitlik ortaya konmuştur.

$$\begin{aligned}\rho_{CTM}^{top}(E_X) &= \rho_T^{top}(E_X) \quad E_X \leq E_M \\ &= \rho_F^{top}(E_X) \quad E_X > E_M\end{aligned}\tag{1.4}$$

ifadesiyle verilir.

Fermi gaz seviye yoğunluğu için etkin uyarılma enerjisi olarak  $U = E_X - \Delta^{CTM}$  ifadesi kullanılır. Burada, enerji kayması,

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}}\tag{1.5}$$

ile ifade edilir ve

$\chi = 0$  tek – tek çekirdekler için

$\chi = 1$  tek – çift çekirdekler için

$\chi = 2$  çift – çift çekirdekler için

şeklinde verilir.

Düşük uyarılma enerjileri için sabit sıcaklık modeli (CTM), üstel bir ifade yardımıyla ilk ayırık seviyelerin doğrulanabildiği deneysel kanıtına dayanır ve verilen bu ifade sabit sıcaklık kanunu olarak bilinir.

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (1.6)$$

Bu sabit sıcaklık kanunu olarak bilinen ifade de; T ve  $E_0$  nükleer sıcaklık parametreleri farklı deneysel seviyelerin formülünü ayarlama yardımcı olmaktadır. Buradan toplam seviye yoğunluğu için aşağıdaki ifade kullanılır (Koning, 2013).

$$\rho^{tot}(E_x) = \frac{dN(E_x)}{d(E_x)} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (1.7)$$

### 1.6.2. Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli (BSFGM)

Geri-kaydırılmış Fermi gaz modelinde (BSFGM), ayarlanabilir bir parametre olarak, çiftlenme enerjisi geçerli olur (Dilg vd, 1973). Seviye yoğunluğunu tanımlayabilmek için Fermi gaz ifadesi tüm enerjilerde kullanılır. Toplam seviye yoğunluğu,

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (1.8)$$

eşitliği ile verilir.

Geri kaydırılmış fermi gaz modelinde, seviye yoğunluğu için; aşağıdaki eşitlik verilmektedir.

$$\rho_F(E_X, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (1.9)$$

Böylece toplam seviye yoğunluğu için yukarıdaki eşitlikler kullanılır. Bunun yanı sıra bu ifadeler  $\lambda e^{\sigma^2}$  gibi parametreleri ile birlikte enerji bağımlı olmalarının yanında, etkin uyarılma enerjisi ve efektif uyarılma enerjileri  $U = E_x - \Delta^{BSFGM}$  tanımını da içerir. Buradaki enerji kayması,

$$\Delta^{BSFGM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (1.10)$$

olarak verilir. Enerji kayması ifadesindeki  $\delta$  parametresi her çekirdek için deneysel verilere göre ayarlanabilen bir parametredir (Grossjean ve Feldmeier, 1985).

Burada

$\chi = -1$  ; tek-tek çekirdekler için

$\chi = 0$  ; tek-çift çekirdekler için

$\chi = 1$  ; çift - çift çekirdekler için verilir.

Geri-kaydırılmış Fermi gaz modelinin temel halinde çıkan bir problem, modelin kullanılmasını engel olmuştur. Grossjean ve Feldmeier (1985) tarafından bu problemin çözümü sağlanmıştır. Buradan yola çıkarak toplam Geri-kaydırılmış Fermi gaz modelinde (BSFGM) toplam seviye yoğunluğu,

$$\rho_{BSFGM}^{top}(E_X) = \left[ \frac{1}{\rho_F^{top}(E_X)} + \frac{1}{\rho_0 E_X} \right]^{-1} \quad (1.11)$$

ifadesiyle verilir (Koning, 2013).

### 1.6.3. Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli (GSM)

Genelleştirilmiş süperakışkan modeli (GSM), süperiletken çiftlenme ilişkisini Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisine göre hesaba katar. Modelin fenomenolojik hali çiftlenme etkilerinin seviye yoğunluğu üzerinde kuvvetli etkisi olduğu, düşük enerjideki süperakışkan davranışından, BSFGM ile tanımlanan yüksek enerji bölgesine bir faz geçişi ile karakterize edilir (Ignatyuk vd, 1979; Ignatyuk vd, 1993). Böylece GSM, bir alçak enerji ve yüksek enerji bölgesi ayrımı yapmakla CTM ile benzerlik göstermekte ise de GSM nin ayrımı teoriden gelmekte ve CTM’de olduğu gibi spesifik ayırık seviyelerden bir eşleşme enerjisi bulmayı gerektirmez.

GSM için bir  $U_c$  kritik enerjisinin altında ve üstünde tanımlar farklıdır.  $U_c$  ’ nin altındaki enerjiler için, seviye yoğunluğu,  $U_c$  ’ de tanımlı termodinamik fonksiyonlar,

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{yog} \quad (1.12)$$

Burada kritik sıcaklık  $T_c$  ile verilir.

$$(1.13)$$

$$T_c = 0.567\Delta_0$$

Bu formülde  $\Delta_0$  eşleştirilmiş korelasyon fonksiyonu olarak verilmiştir

$$\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (1.14)$$

Bu korelasyon (ilişki) fonksiyonu, süperakışkan fazının Fermi gaz fazına göre azalışını karakterize eden yoğunlaşma enerjisi  $E_{yog}$  değerini belirler.

$$E_{yog} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2 \quad (1.15)$$

Kritik seviye yoğunluğu parametresi;  $a_c$ ,

$$a_c = \tilde{a} \left[ \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma a_c T_c^2)}{a_c T_c^2} \right] \quad (1.16)$$

ile verilir.

Kritik seviye yoğunluğu parametresi  $a_c$ ;  $\tilde{a}$ ,  $\delta W$  ve  $\gamma$  değerlerinin bilinmesi ile kolayca elde edilir.

Seviye yoğunluğunu belirlemek için aynı zamanda kritik entropi  $S_c$  olarak adlandırılır.

$$S_c = 2a_c T_c \quad (1.17)$$

Kritik spin eşik parametresi  $\sigma^2$  ve kritik determinant  $D_c$ ; sırasıyla,

$$D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^5 \quad (1.18)$$

$$\sigma_c^2 = 0.01389 A^{5/3} \frac{a_c}{\tilde{a}} T_c \quad (1.19)$$

eşitlikleri ile verilir.

Artık her şeyi belirtilen  $U_c$ , etkin uyarılma enerjisini tanımlamak için,  $U_c$  seviye yoğunluğunun aşağısındaki süperakışkan hal denklemini kullanılabilir. Burada etkin uyarılma enerjisi aşağıdaki ifade ile verilir.

$$U' = E_x + \chi \Delta_0 + \delta \quad (1.20)$$

$$\chi = \begin{cases} 2, \text{tek} - \text{tek} \\ 1, \text{tek} - \text{çift} \\ 0, \text{çift} - \text{çift} \end{cases}$$

$\delta$  ayarlanabilir kayma parametresidir.

$$\varphi^2 = 1 - \frac{U'}{U_c} \quad (1.21)$$

tanımı yapılırsa  $U' \leq U_c$  için  $\varphi$  ve T

$$\varphi = \tanh\left(\frac{T_c}{T} \varphi\right) \quad (1.22)$$

süperakışkan durum denklemini sağlar (Ignatyuk vd.,1979).

Eş değer olarak;

$U' \leq U_c$  için diğer gerekli fonksiyonlar entropi S ve spin eşik parametresi  $\sigma^2$  aşağıdaki gibi verilir.

$$S = S_c \frac{T_c}{T} (1 - \varphi^2) = S_c \frac{T_c}{T} \frac{U'}{U_c} \quad (1.23)$$

D determinantının belirlenmesi:

$$D = D_c (1 - \varphi^2)(1 + \varphi^2)^2 = D_c \frac{U'}{U_c} \left(2 - \frac{U'}{U_c}\right)^2 \quad (1.24)$$

ve spin eşik parametresi,

$$\sigma^2 = \sigma_c^2 (1 - \varphi^2) = \sigma_c^2 \frac{U'}{U_c} \quad (1.25)$$



özetle seviye yoğunluğu bütün enerji aralığı için tanımlanabilir.  $U' \leq U_c$  için toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (1.26)$$

tarafından verilir. Benzer olarak seviye yoğunluğu,

$$\rho_{GSM}(E_X, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_X, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_X) \quad (1.27)$$

$U' > U_c$  için, enerji kayması CTM ve BFM'deki çiftlenme düzeltmesinden farklı olmak üzere, Fermi gaz modelinin ifadeleri geçerlidir

$$U = E_X - \Delta^{GSM} \quad (1.28)$$

Enerji kayması aşağıdaki gibi verilir.

$$\Delta^{GSM} = E_{yog} - \chi\Delta_0 - \delta \quad (1.29)$$

Toplam seviye yoğunluğu için aşağıdaki eşitlikler geçerli olacaktır.

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12a^{1/4}U^{5/4}}$$

(1.30)

yüksek enerji bölgesindeki spin eşik parametresi okunur:

$$\sigma^2 = I_0 \frac{a}{\tilde{a}} \sqrt{\frac{U}{a}}$$

(1.31)

ve toplam seviye yoğunluğu,

$$\rho_{GSM}(E_X, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_X, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_X) \quad (1.32)$$

ifadesiyle verilir (Koning, 2013).

### 1.7. Astrofiziksel S-faktörü

Astrofiziksel reaksiyonlar, çekirdeğin Coulomb engeline kıyasla daha düşük enerjilerde meydana gelebilirler. Bu enerjilerdeki nükleer reaksiyonların meydana gelebilmesi, Coulomb engelini kuantum mekaniksel olarak tünellenmesiyle mümkün olur. Bu durum da reaksiyon tesir kesitlerinin çok düşük olmasına yol açar. Tesir kesiti enerjiye bağlı bir kavramdır. Bir reaksiyonda oluşan bileşik çekirdeğin enerjisine yakın bir uyarılmış enerji seviyesi olması durumunda, rezonans olayı oluşur. Rezonans olayının oluşmadığı (non-rezonant reaksiyonlar) yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının temel enerji bağımlılığı, Coulomb engelini altında oldukça düşük enerjiler için Coulomb tünelleme olasılığı (P) ve diğer nükleer olmayan enerjiye bağlı terimden (1/E) ileri gelir. Buna göre tesir kesiti,

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} P(E) \quad (1.33)$$

şeklinde yazılır.

Bu denklemden S(E), nükleer etkileri içeren astrofiziksel S-faktör olarak tanımlanır. Yüklü bir parçacığın kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla Coulomb engelinden geçiş ihtimali

$$P \cong \exp\left(-\frac{4\pi}{h}\right) \int \sqrt{2M(U(r) - E)} dr \quad (1.34)$$

ile ifade edilir.

$$P \cong \exp(2\pi\eta) = \left(-\frac{b}{\sqrt{E}}\right) \quad (1.35)$$

$P$  için elde edilen (1.34) denklemi tesir kesiti ifadesi için yazdığımız (1.35) denklemde yerine yazılacak olursa,

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (1.36)$$

elde edilir. Nükleer fizikte, nükleer reaksiyonların olma olasılığını tesir kesiti açıklarken, astrofizikte düşük enerjiler için astrofiziksel S-faktörü daha kullanışlıdır. Buna göre astrofiziksel S-faktör ifadesi,

$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta) \quad (1.37)$$

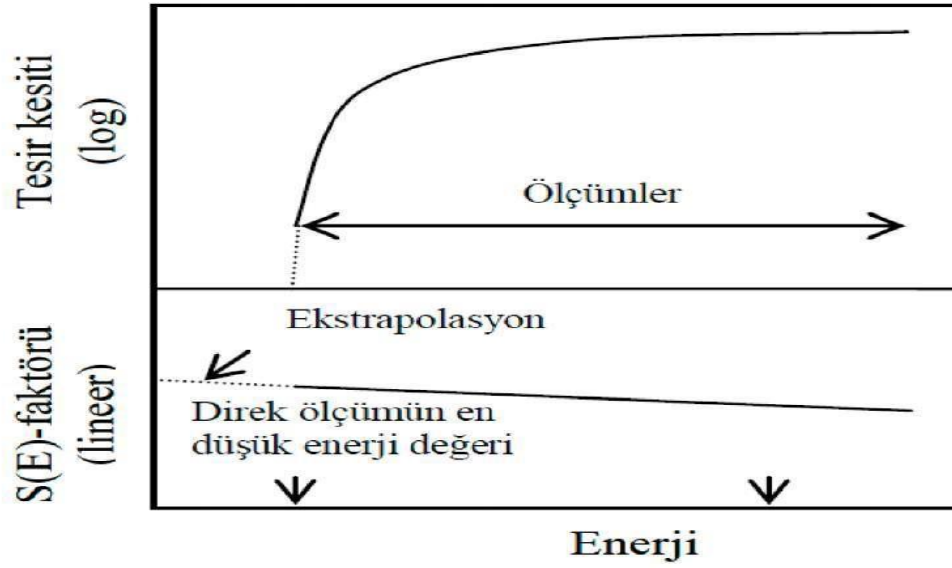
$$S(E) = \sigma(E) E \exp\left(31,29 Z_1 Z_2 \mu^{\frac{1}{2}} E^{-\frac{1}{2}}\right) \quad (1.38)$$

şeklinde yazılır. Burada,

- $Z_1$  ve  $Z_2$  etkileşmeye giren 1 ve 2 çekirdeklerinin yükleridir.
- $\eta$  Sommerfeld parametresidir ve  $(Z_1 Z_2 e^2) / \hbar v$  ile verilir.
- $\mu$  ise indirgenmiş kütle temsil eder (Yıldız, 2016).

Enerjiye bağlı  $S(E)$  fonksiyonu ise, tesir kesiti içindeki nükleer etkileşmeleri temsil eder. Bu fonksiyon astrofiziksel S-faktörü olarak isimlendirilir ve rezonans olmaması durumunda enerjiye bağımlılığı azdır. Astrofizik S-faktörünün enerjiye bağlı değişimi, tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimine göre daha yavaş olduğundan, deneysel tesir kesiti ölçümünün yapılamadığı düşük enerji bölgesinde, astrofizik S-faktörünün bu enerji bölgesinde ekstrapole edilmesi daha kullanışlıdır (Şekil 1.7.). Bu yolla düşük enerji bölgelerinde denklem (1.38) kullanılarak tesir kesiti değerleri de bulunabilir.

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-31,29 Z_1 Z_2 \mu^{\frac{1}{2}} E^{-\frac{1}{2}}\right) 1000 \quad (1.39)$$



Şekil 1.7. Tesir kesiti ve astrofiziksel S-faktörünün enerjiye bağımlılığı (Tamkaş, 2013)

### 1.8. Gamow Penceresi

Maxwell –Boltzman dağılımı ve tünel oluşturma ihtimalinin altında kalan alan gamow tepe noktası reaksiyon hızını belirler. Yıldızlar, atomlar ve moleküllerin hemen hemen tamamının iyonlaştığı sıcak gazlardan (plazma) oluşur. Bu plazma füzyon reaksiyonların oluşup oluşmayacağını, yoğunluk çarpışmalarının sayısını kontrol eder. Yoğunluk yerine basıncı değişken olarak da kabul edebiliriz.

Etkileşen çekirdeklerin elektrik yükleri (atom numaraları) ne kadar yüksek olursa, Coulomb itici kuvveti de o kadar yüksek olur. Bu nedenle reaksiyonlar için gereken kinetik enerji ve sıcaklık da o kadar yüksek olur. Hafif elementler arasında meydana gelen reaksiyonlar, ağır elementler arasında meydana gelen reaksiyonlardan daha düşük sıcaklıklarda gerçekleşir (Geek, 2017).

Ancak klasik fiziğe göre iki protonun bir araya gelmesi mümkün değildir. Çünkü coulomb kuvvetini yenebilecek enerjiye sahip değildirler.

Coulomb enerjisi;

$$E_C \cong \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1.40)$$

olarak verilir. Burada  $Z_1$  ve  $Z_2$  etkileşen parçacıkların atom numaraları;  $r$ , etkileşme uzaklığı ve  $e$  ise temel yüküdür. İki protonun etkileşmesi örneğinde  $r = 10^{-15}$  m ve Coulomb enerjisi için yaklaşık olarak 1 MeV civarındadır.

Gazların kinetik teorisinde gazı oluşturan tüm parçacıkları hareketlerinden dolayı

$$E = \frac{1}{2} M \vartheta^2 \quad (1.41)$$

kinetik enerjisine sahip olurlar. Maxwell ve Boltzman'a göre ortalama kinetik enerji,  $T$  sıcaklığı ile orantılıdır.

$$E = \frac{1}{2} m \vartheta^2 = \frac{3}{2} kT \quad (1.42)$$

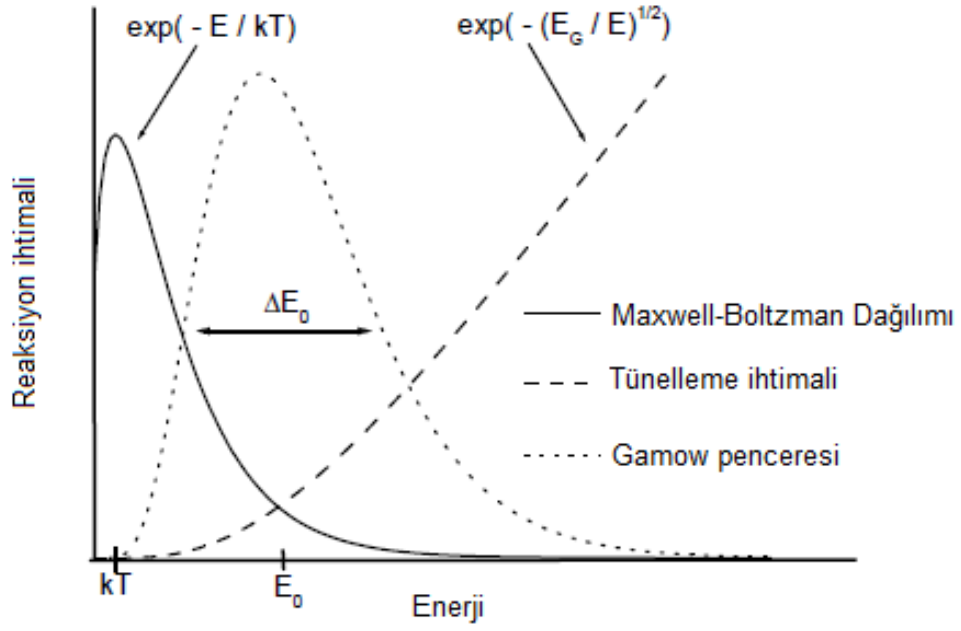
Burada,  $k$ , Boltzman sabitidir ve değeri  $1,38 \times 10^{-23}$  J/K olarak verilir.

Güneşin çekirdeğinde sıcaklık yaklaşık  $1,5 \times 10^7$  K'dir ve bu sıcaklığa karşılık gelen enerji de yaklaşık olarak 1 keV civarında veya  $10^{-3} E_C$ 'dir. Görüldüğü gibi bu enerji iki protonun füzyon yapması için yeterli değildir.

Yüklü parçacık reaksiyonları için Coulomb engelini tünelleme ihtimali ile gazların kinetik teorisinin ön gördüğü Maxwell-Boltzman dağılımının üst üste bindiği yer Şekil 1.8'de görüldüğü gibi,

$$E_0 = \left( \frac{b k T}{2} \right)^{3/2} \quad (1.43)$$

ile verilen Gamow pikine karşılık gelir. Astrofiziksel süreçlerde nükleer reaksiyonların gerçekleştiği enerji bölgesi Gamow penceresi olarak adlandırılır (Kiss, 2008)



**Şekil 1.8.** Astrofiziksel süreçlerde nükleer reaksiyonların gerçekleştiği enerji bölgesi.

## 2. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu çalışmada, Gamow penceresi enerji aralığındaki proton gelme enerjileri için, nükleer seviye yoğunluk modellerinin ve gama şiddet fonksiyonlarının <sup>96,98,99,104</sup>Ru(p,γ) reaksiyon tesir kesitlerine olan etkileri incelendi.

### 2.1. Çalışma Yöntemi

Bu çalışmaya konu olan <sup>96,98,99,104</sup>Ru(p,γ) reaksiyonlarına ait deneysel tesir kesitleri EXFOR deneysel nükleer veri kütüphanesinden alındı. Bu reaksiyonlara ait teorik tesir kesiti hesaplamalarında TALYS 1.8 nükleer reaksiyon kodu kullanıldı. Hesaplamalarda; ilk olarak, farklı seviye yoğunluk modelleri (CTM, BSGFM, GSM) kullanılarak teorik tesir kesitleri hesaplandı. Böylece her reaksiyon için deneysel tesir kesiti verilerine en iyi uyum sağlayan seviye yoğunluk modelleri belirlendi. İkinci olarak, gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine etkisini incelemek amacıyla, her reaksiyon için belirlenen en iyi seviye yoğunluk modeli sabit tutuldu ve farklı gama şiddet fonksiyonları kullanılarak tesir kesitleri yeniden hesaplandı. Böylece deneysel tesir kesiti verilerine en iyi uyan seviye yoğunluk modellerine ek olarak, en iyi uyumu sağlayan gama şiddet fonksiyonları da belirlendi. Son olarak, deneysel ve teorik tesir kesitlerinden yararlanılarak S-faktör hesaplamaları yapıldı.

Teorik hesaplamalar için literatürde yaygın bir kabul gören TALYS 1.8 bilgisayar kodu kullanıldı. Deneysel veriler EXFOR kütüphanesinden alındı. Deneysel ve teorik veriler grafikler üzerinde karşılaştırıldı.

## 2.2. TALYS Kodu

TALYS, Linux işletim sisteminde çalışan ve fortran programlama diline sahip, nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için oluşturulmuş bir bilgisayar kodudur. Simülasyon reaksiyonlarında, nötron, proton, döteron, triton,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$  parçacıkları ve  $\gamma$  ışınımları ile 1 keV – 250 MeV enerji bölgesinde çalışılabilir. Hedef çekirdek kütleleri için  $5 < A \leq 339$  kütle aralığındaki çekirdekler kullanılabilir. TALYS kodu, seviye yoğunluğu modelleri, optiksel modeller, fisyon reaksiyon modelleri, direk reaksiyon modelleri, bileşik çekirdek reaksiyon modelleri ve denge-öncesi reaksiyon modellerini nükleer reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarında kullanmaktadır.

TALYS'den elde edilen dosyalardan, esnek ve esnek olmayan toplam tesir kesiti, elastik saçılma açısız dağılımları, kesikli seviyelerde açısız dağılımlar, izomerik ve taban durumu tesir kesitleri, parçacık yayınlanma diferansiyel tesir kesitleri, tekli ya da çoklu emisyon tesir kesitleri, ürün çekirdeklerin üretim tesir kesitleri elde edilebilir (Koning vd, 2013).

TALYS 1.8 programı LINUX ve benzeri tabanlı işletim sistemlerinde çalıştırılabilen bir programdır. TALYS 1.8 programından istenilen bir reaksiyonu gerçekleştirmek için input (parametrelerin bulunduğu dosya) ve enerji dosyası olmak üzere iki dosya oluşturulur. Bu dosyalar aynı dizin içerisinde bulunması gerekmektedir. Input dosyaları ve enerji dosyaları oluşturulduktan sonra TALYS 1.8 programında çalıştırılır. Bir enerji dosyası ve bir input dosyası o parametre için teorik tesir kesiti değeri verir. Tek bir çekirdek için enerji dosyaları aynıdır (Koning vd, 2013).

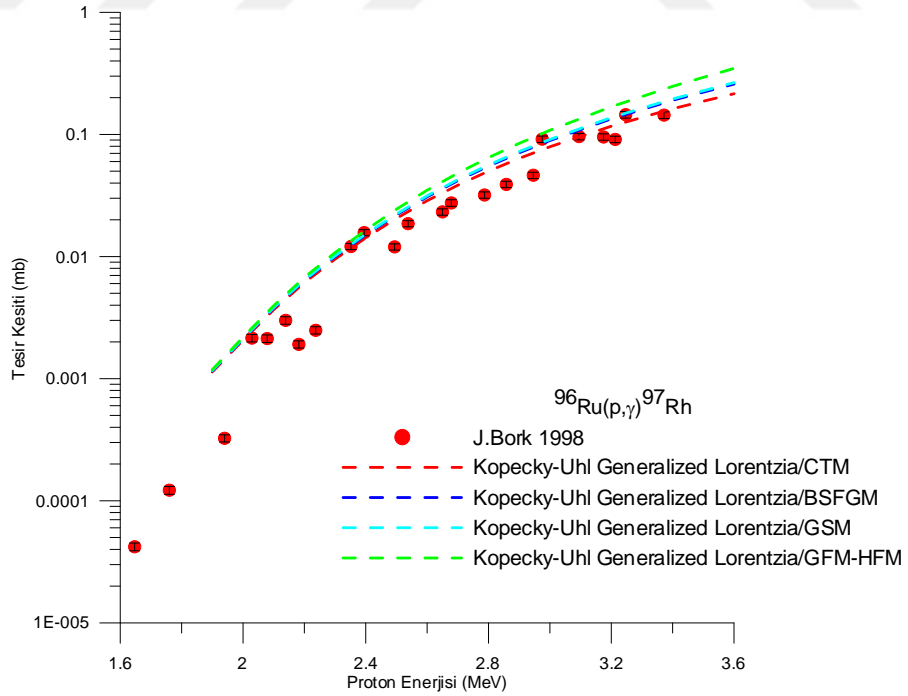


### 3. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu çalışmada, Gamow penceresi enerji aralığındaki proton gelme enerjileri için, farklı nükleer seviye yoğunluk modellerinin ve gama şiddet fonksiyonlarının  $^{96,98,99,104}\text{Ru}(p,\gamma)$  reaksiyon tesir kesitlerine olan etkileri incelendi. Her reaksiyona ait sonuçlar aşağıda sırasıyla verildi.

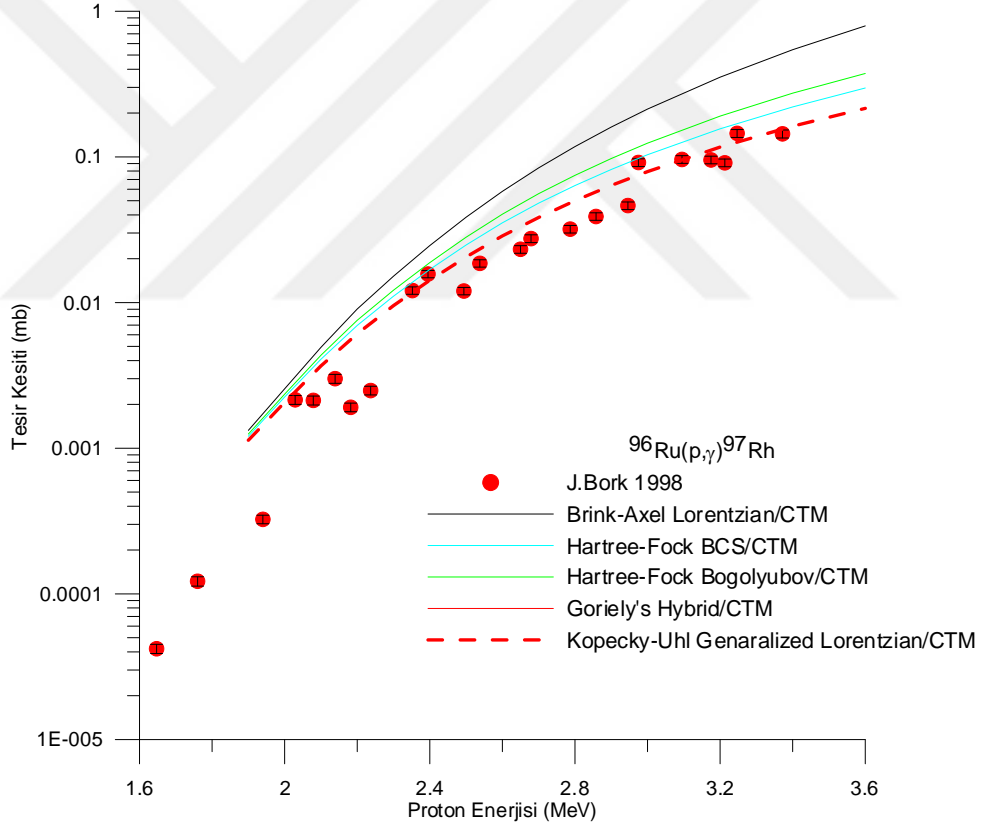
#### 3.1. $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)^{97}\text{Rh}$ Reaksiyonu

Bu reaksiyonda öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modellerinin belirlenmesi amaçlanmıştır. Her seviye yoğunluk modeli için Kopecky-Uhl Genelleştirilmiş Lorentz gama şiddet fonksiyon değerleri sabit tutulmuştur. Tesir kesiti hesaplamaları, TALYS 1.8' de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır. Farklı seviye yoğunluk modelleri için yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel tesir kesitleri ile olan karşılaştırmaları Şekil 3.1'de gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Seviye yoğunluk modellerinin  $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)^{97}\text{Rh}$  tesir kesitlerine etkisi

Şekil 3.1'den görüldüğü gibi TALYS 1.8 kodu 2 MeV proton gelme enerjisinin altındaki enerjilerde tesir kesitlerini hesaplayamamaktadır. 2.4 MeV'e kadar seviye yoğunluk modelleri arasında belirgin bir fark görülmemekle birlikte bu enerjiden itibaren modeller arasındaki fark da kendini göstermektedir. Elde edilen sonuçlara göre Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)'ne göre elde edilen tesir kesitlerinin deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir. Buna göre Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM) sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine olan etkisini incelemek amacıyla, gama şiddet fonksiyonları değiştirilerek tesir kesitleri yeniden hesaplandı.



**Şekil 3.2.** Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)$  tesir kesitlerine etkisi

Elde edilen sonuçlar Şekil 3.2’de gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalarla deneysel veriler karşılaştırıldığında; gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarındaki etkisinin belirgin bir şekilde ortaya çıktığı ve bu reaksiyon için Kopecky-Uhl Genelleştirilmiş Lorentz gama şiddet fonksiyonunun deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir.

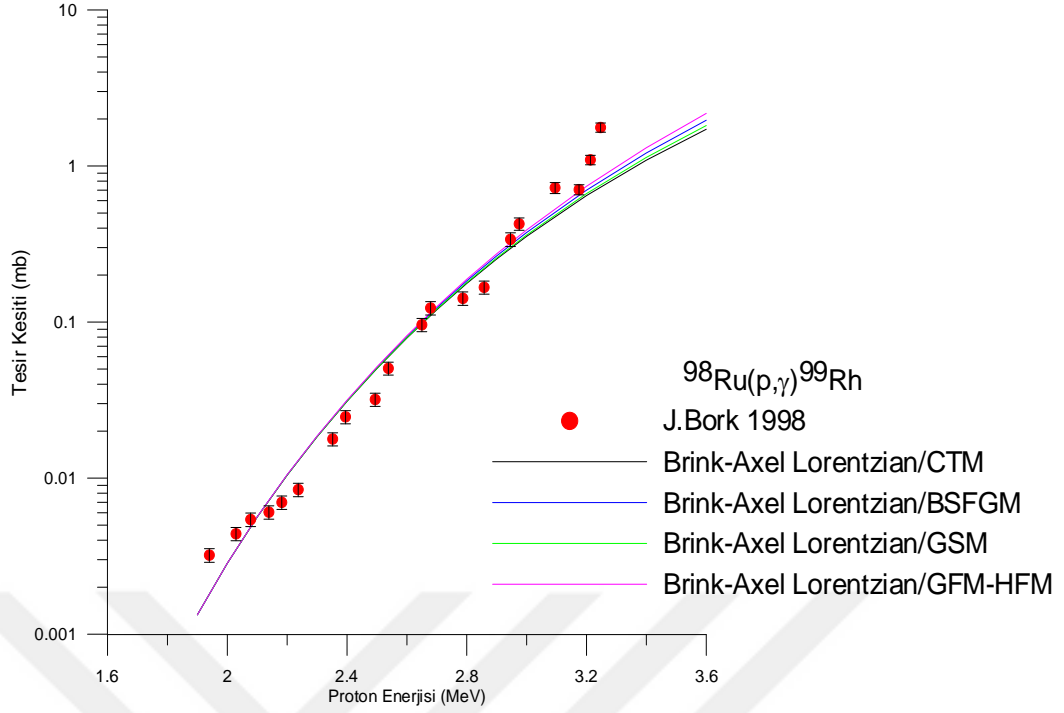
$^{96}\text{Ru}$  (p, $\gamma$ ) reaksiyonunda üretilen  $^{97}\text{Rh}$  ürün çekirdeği, 30.7 dakikalık yarı-ömre sahip taban durumunda ve 46.2 dakikalık yarı-ömre sahip izomer durumda olmak üzere, iki formda oluşur. Bu çekirdeğe ait özellikler Çizelge 3.1’de gösterilmiştir.

**Çizelge 3.1.**  $^{97}\text{Rh}$  taban durumları ve izomerik durumları (NUDAT 2.7)

E (MeV)	$J\pi$	$T_{1/2}$	Bozunma Türü ve Şiddeti
0.0	9/2+	30.7 dakika	$\epsilon$ : 100.00 %
0.2588	1/2-	46.2 dakika	$\epsilon$ : 94.40 % IT: 5.60 %

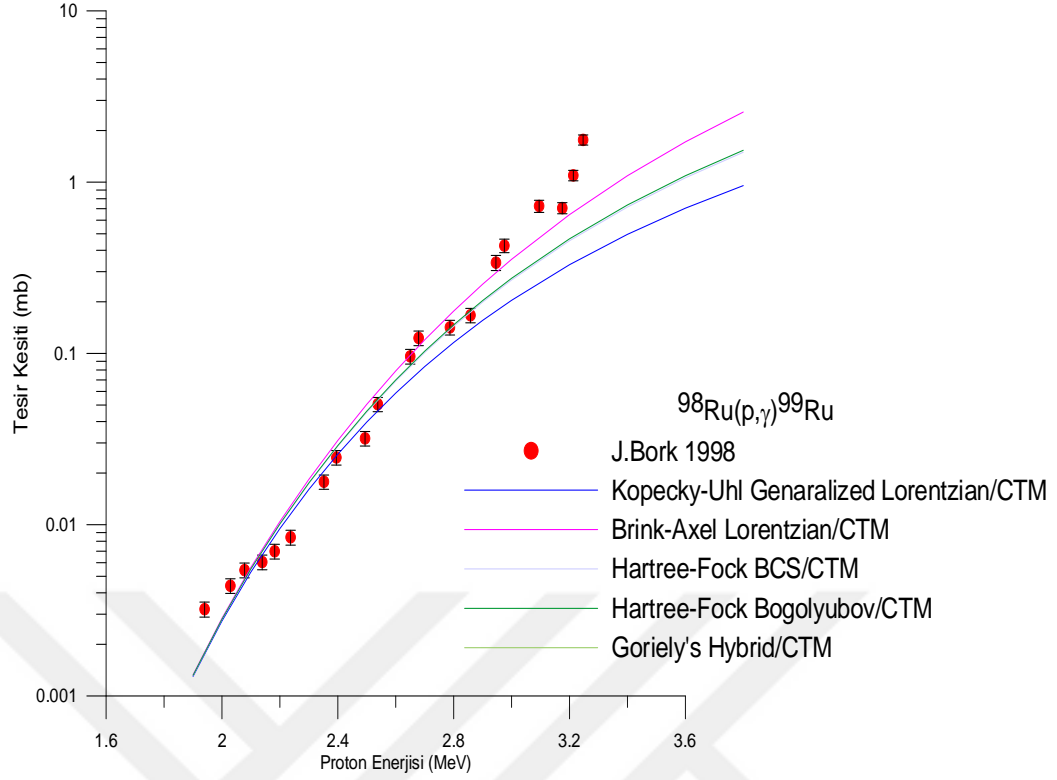
### 3. 2. $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)^{99}\text{Rh}$ Reaksiyonu

Bu reaksiyonun incelenmesinde öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modellerinin belirlenmesi amaçlanmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları, TALYS 1.8’ de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır. Farklı seviye yoğunluk modelleri için yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel tesir kesitleri ile olan karşılaştırmaları Şekil 3.3’de gösterilmektedir.



**Şekil 3.3.** Seviye yoğunluk modellerinin  $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)$  tesir kesitlerine etkisi

Şekil 3.3’den görüldüğü gibi yaklaşık 3 MeV’e kadar seviye yoğunluk modelleri arasında belirgin bir fark görülmemekle birlikte bu enerjiden itibaren modeller arasındaki fark zayıf da olsa kendini göstermektedir. Elde edilen sonuçlara göre Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)’ne göre elde edilen tesir kesitlerinin deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir. Buna göre Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM) sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine olan etkisini incelemek amacıyla, gama şiddet fonksiyonları değiştirilerek tesir kesitleri yeniden hesaplandı. Elde edilen sonuçlar Şekil 3.4’de gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalarla deneysel verilerle karşılaştırıldığında; gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarındaki etkisinin belirgin bir şekilde ortaya çıktığı ve bu reaksiyon için Brink-Axel Lorentz gama şiddet fonksiyonunun deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir.



**Şekil 3.4.** Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{98}\text{Ru} (p,\gamma)$  tesir kesitlerine etkisi

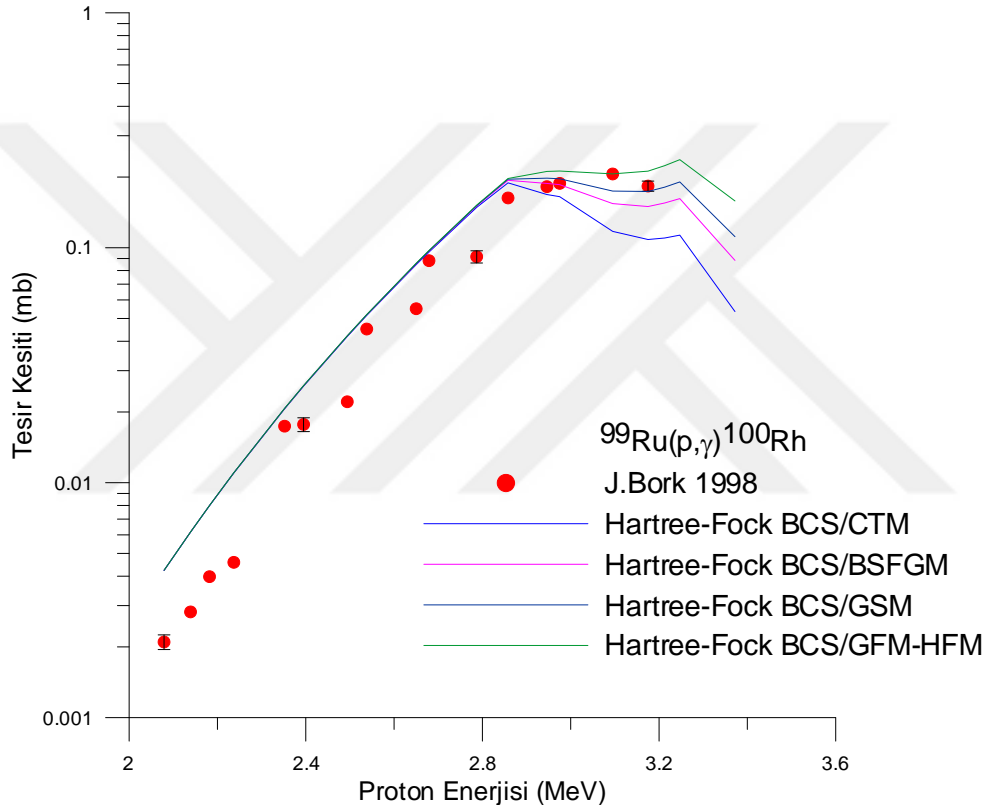
$^{98}\text{Ru} (p,\gamma)$  reaksiyonunda üretilen  $^{99}\text{Rh}$  ürün çekirdeği, 16.1 günlük yarı-ömre sahip taban durumunda ve 4.7 saatlik yarı-ömre sahip izomer durumda olmak üzere, iki formda oluşur. Bu çekirdeğe ait özellikler Çizelge 3.2’de gösterilmiştir.

**Çizelge 3.2.**  $^{99}\text{Rh}$  için taban durumları ve izomerik durumları (NUDAT 2.7)

E (MeV)	$J\pi$	$T_{1/2}$	Bozunma Türü ve Şiddeti
0.0	1/2-	16.1 gün	$\epsilon$ : %100.00
0.0646	9/2+	4.7 saat	$\epsilon >$ %99.84 $IT <$ %0.16

### 3.3. $^{99}\text{Ru}(p,\gamma)^{100}\text{Rh}$ Reaksiyonu

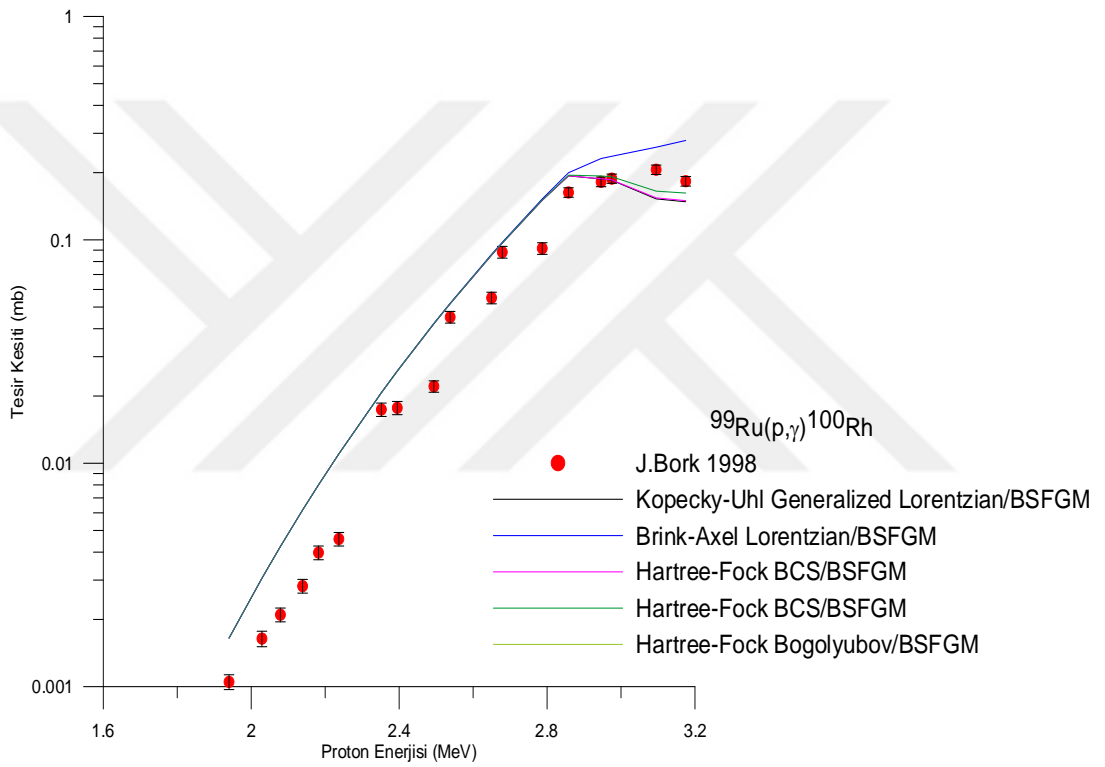
Bu reaksiyonun incelenmesinde öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modellerinin belirlenmesi amaçlanmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları, TALYS 1.8' de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır. Farklı seviye yoğunluk modelleri için yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel tesir kesitleri ile olan karşılaştırmaları Şekil 3.5' de gösterilmektedir.



Şekil 3.5. Seviye yoğunluk modellerinin  $^{99}\text{Ru}(p,\gamma)^{100}\text{Rh}$  tesir kesitlerine etkisi

Şekil 3.5'den görüldüğü gibi yaklaşık 2.8 MeV'e kadar seviye yoğunluk modelleri arasında belirgin bir fark görülmemekle birlikte bu enerjiden itibaren modeller arasındaki fark açık bir şekilde kendini göstermektedir. Elde edilen sonuçlara göre Geri-kaydırılmış Fermi Gaz Modeli (BSFGM)'ne göre elde edilen tesir kesitlerinin deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir. Buna göre Geri-kaydırılmış

Fermi Gaz Modeli (BSFGM) sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine olan etkisini incelemek amacıyla, gama şiddet fonksiyonları değiştirilerek tesir kesitleri yeniden hesaplandı. Elde edilen sonuçlar Şekil 3.6’da gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalarla deneysel verilerle karşılaştırıldığında; gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarındaki etkisinin belirgin bir şekilde ortaya çıktığı ve bu reaksiyon için Hartree-Fock BCS gama şiddet fonksiyonunun deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir.



Şekil 3.6. Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{99}\text{Ru}(p,\gamma)$  tesir kesitlerine etkisi

$^{99}\text{Ru}(p,\gamma)$  reaksiyonunda üretilen  $^{100}\text{Rh}$  ürün çekirdeği 20.8 saatlik yarı-ömre sahip taban durumunda ve 4.6 dakika yarı-ömre sahip izomer durumda olmak üzere, iki formda oluşur. Bu çekirdeğe ait özellikler Çizelge 3.3’de gösterilmiştir.

**Çizelge 3.3.**  $^{100}\text{Rh}$  taban durumları ve izomerik durumları (NUDAT 2.7).

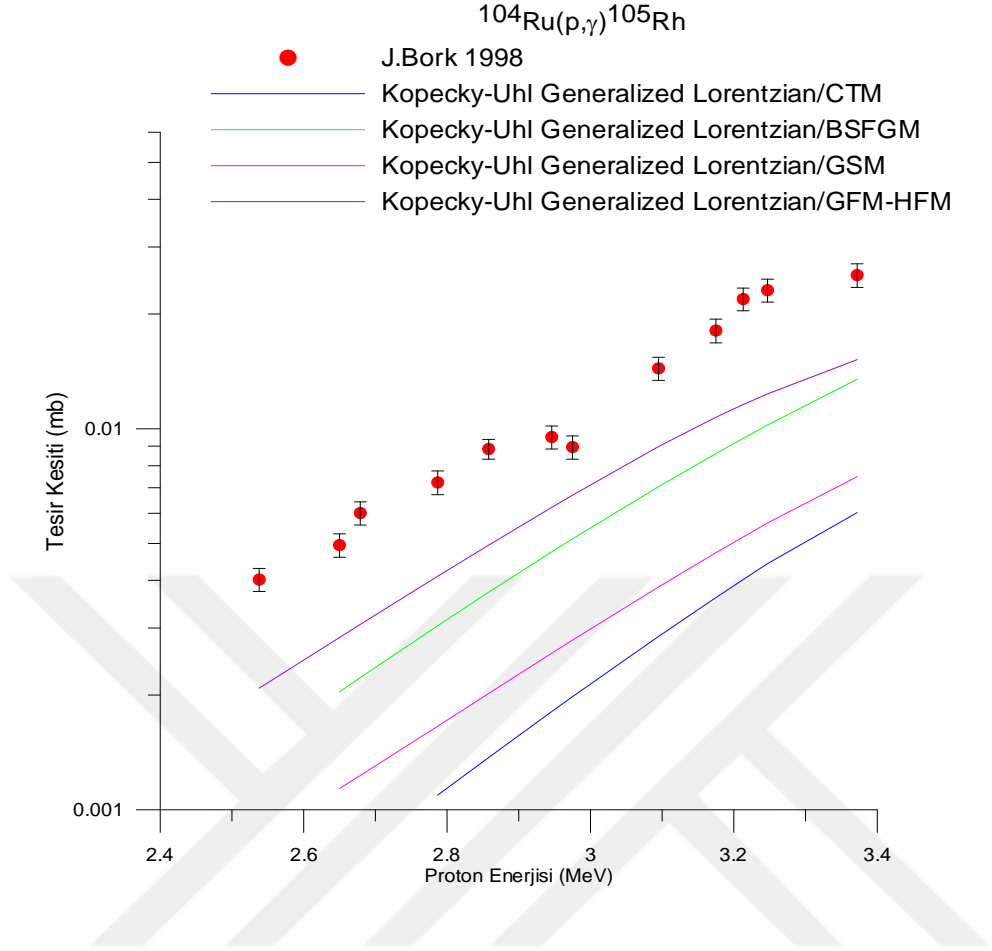
E (MeV)	$J\pi$	$T_{1/2}$	Bozunma Türü ve Şiddeti
0.0	1-	20.8 saat	$\varepsilon$ : %100.00
0.1076	5+	4.6 dakika	IT: %98.30 $\varepsilon$ : 1.70

#### 3.4. $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)^{105}\text{Rh}$ Reaksiyonu

Bu reaksiyonun incelenmesinde öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modellerinin belirlenmesi amaçlanmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları, TALYS 1.8' de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır. Farklı seviye yoğunluk modelleri için yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel tesir kesitleri ile olan karşılaştırmaları Şekil 3.7'de gösterilmektedir.

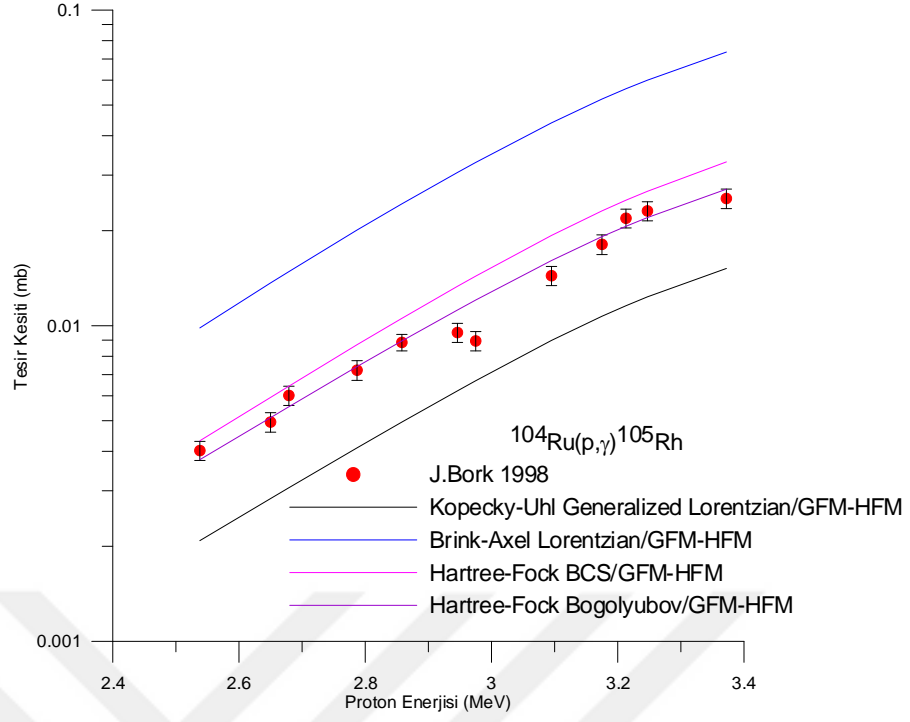
Şekil 3.7'den görüldüğü gibi tesir kesitlerinin hesaplanmasında seviye yoğunluk modelleri arasında çok belirgin farklar mevcuttur. Elde edilen sonuçlar deneysel verilerden oldukça uzaktadır, ancak Mikroskobik Seviye Yoğunluğu Modeli (GFM-HFM)'ne göre elde edilen tesir kesitlerinin deneysel verilere daha yakın olduğu görülmektedir. Buna göre Mikroskobik Seviye Yoğunluğu Modeli (GFM-HFM) sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine olan etkisini incelemek amacıyla, gama şiddet fonksiyonları değiştirilerek tesir kesitleri yeniden hesaplandı.





**Şekil 3.7.** Seviye yoğunluk modellerinin  $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)$  tesir kesitlerine etkisi

Elde edilen sonuçlar Şekil 3.8’de gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalar, deneysel verilerle karşılaştırıldığında; gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesiti hesaplamalarındaki etkisinin belirgin bir şekilde ortaya çıktığı ve bu reaksiyon için Kopecky-Uhl Genelleştirilmiş Lorentz gama şiddet fonksiyonunun deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı görülmektedir.



**Şekil 3.8.** Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{104}\text{Ru} (p,\gamma)$  tesisir kesitlerine etkisi

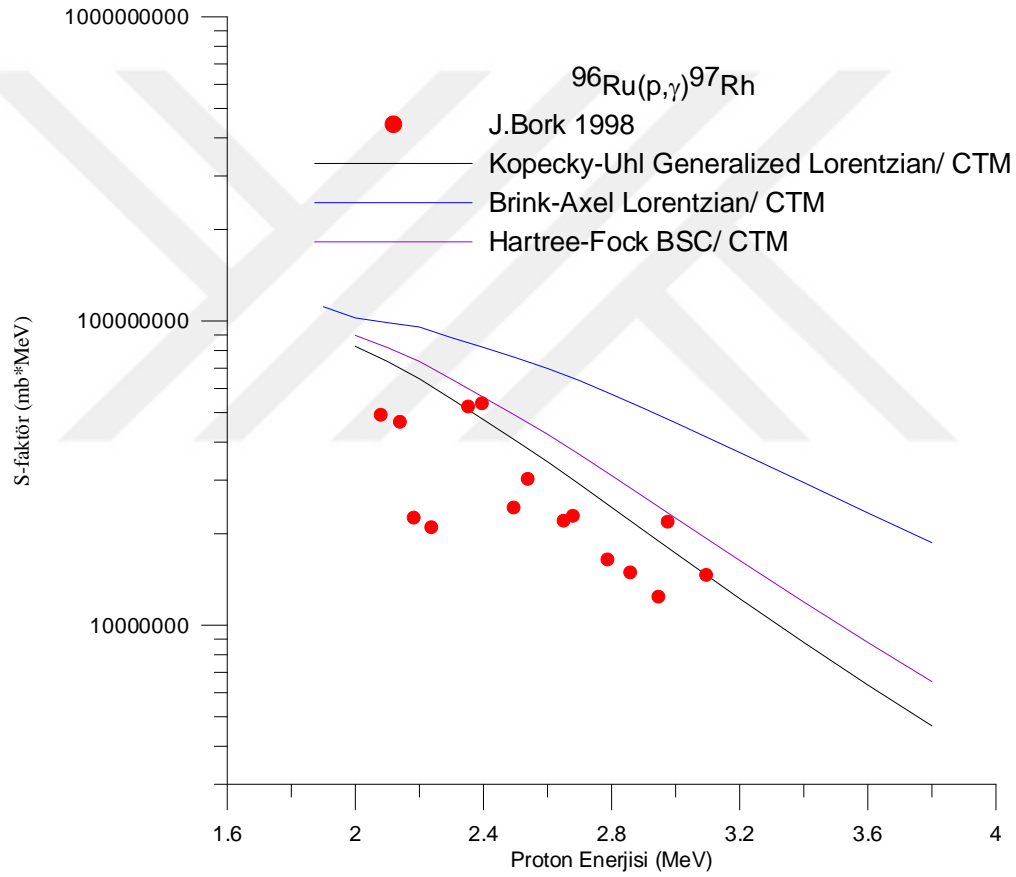
$^{104}\text{Ru} (p,\gamma)$  reaksiyonunda üretilen  $^{105}\text{Rh}$  ürün çekirdeği, 35.36 saatlik yarı-ömre sahip taban durumunda ve 42.9 saniyelik yarı-ömre sahip izomer durumda olmak üzere, iki formda oluşur. Bu çekirdeğe ait özellikler Çizelge 3.4’de gösterilmiştir.

**Çizelge 3.4.**  $^{105}\text{Rh}$  taban durumları ve izomerik durumları (NUDAT 2.7).

E (MeV)	$J\pi$	$T_{1/2}$	Bozunma Türü ve Şiddeti
0.0	$7/2+$	35.36 saat	$\beta^-$ : %100.00
0.1298	$1/2-$	42.9 saniye	IT: %100.00

### 3.5. $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)^{97}\text{Ru}$ Reaksiyonu için S – faktör

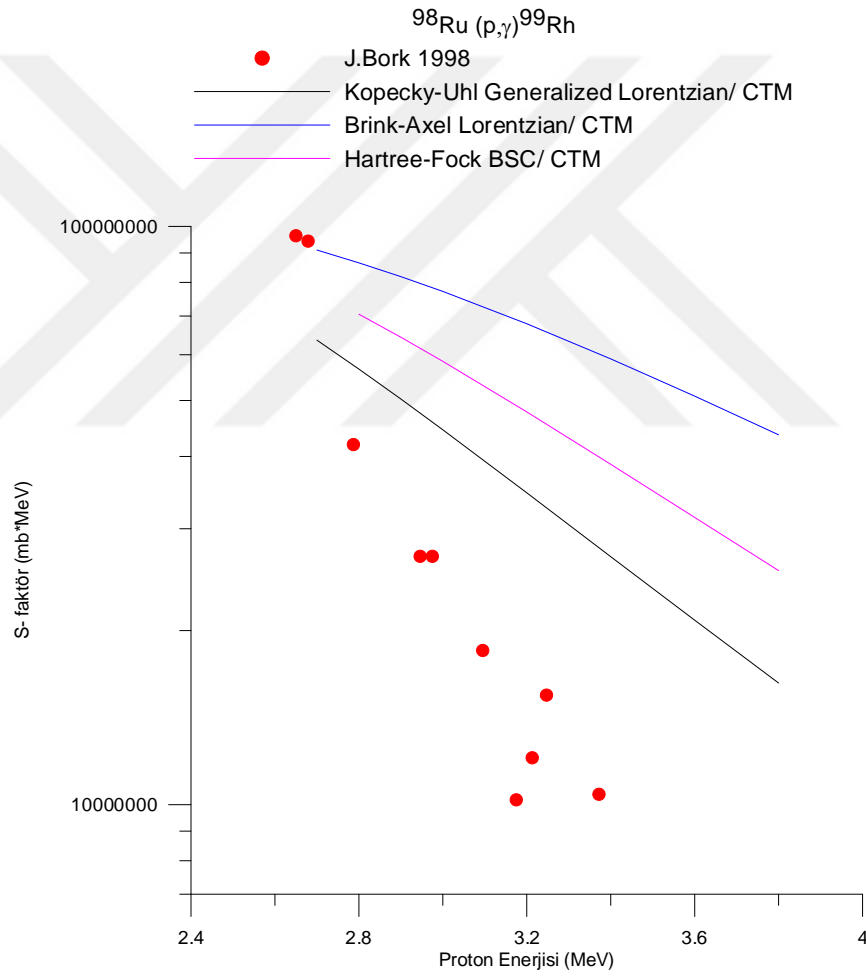
Bu reaksiyonun incelenmesinde öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modeli belirlenmiştir. Sabit sıcaklık Fermi Gaz modeli (CTM) sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının S-faktör tesir kesitlerindeki değişimleri incelenmiştir (Şekil 3.9) . Deneysel verilere en çok uyum gösteren gama şiddet modelinin Kopecky-Uhl Genelleştirilmiş Lorentz modeli olduğu gözlemlenmiştir. Yapılan hesaplamalar TALYS 1.8’ de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır.



Şekil 3.9. Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{96}\text{Ru}(p,\gamma)$  S-faktörlerine etkisi

### 3.6. $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)^{99}\text{Rh}$ Reaksiyonu için S – faktör

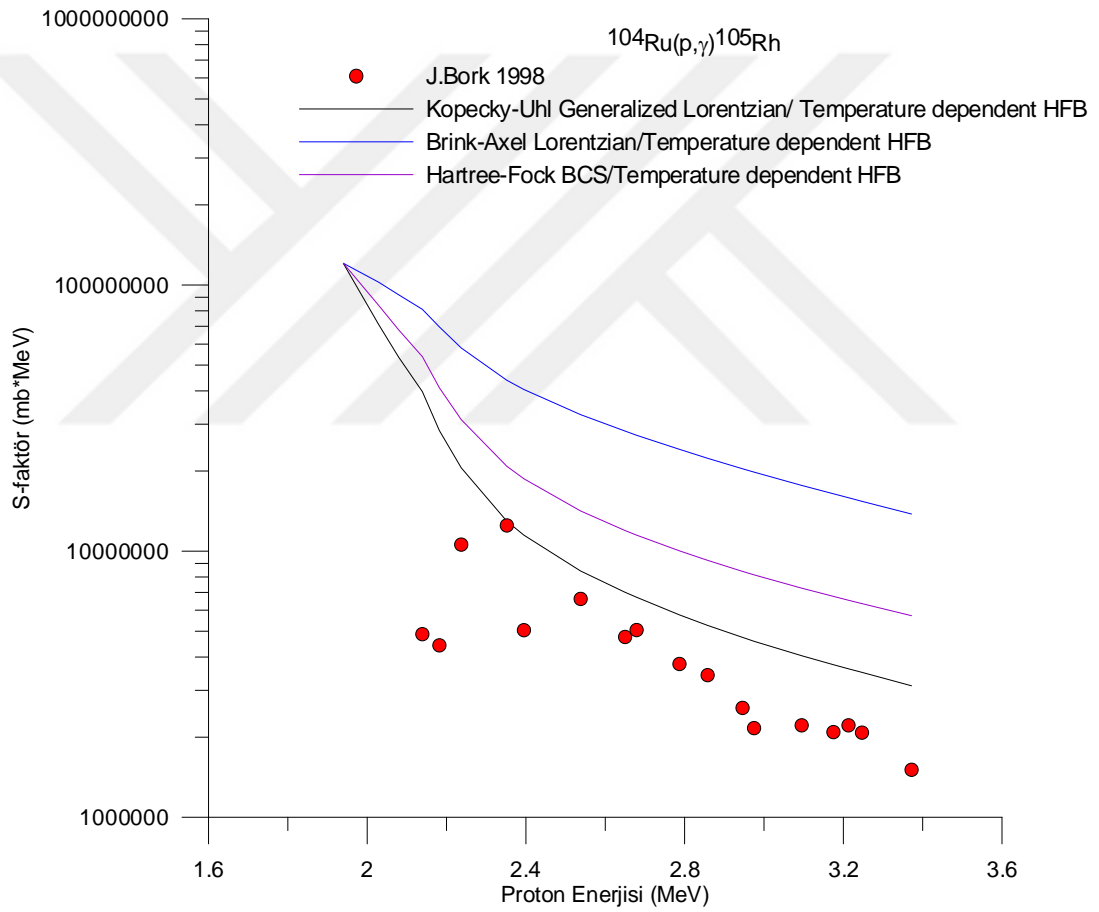
Bu reaksiyonun incelenmesinde öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modeli belirlenmiştir. Sabit sıcaklık Fermi Gaz modeli (CTM) sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının S-faktör tesir kesitlerindeki değişimleri incelenmiştir (Şekil 3.10). Deneysel verilere en çok uyum gösteren gama şiddet modelinin Brink-Axel Lorentz modeli olduğu gözlemlenmiştir. Yapılan hesaplamalar TALYS 1.8’ de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır.



Şekil 3.10. Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)$  S-faktörlerine etkisi

### 3.7. $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)^{105}\text{Rh}$ Reaksiyonu için S-faktör

Bu reaksiyonun incelenmesinde öncelikle deneysel verilere en iyi uyan seviye yoğunluk modeli belirlenmiştir. Sıcaklığa bağlı HFB modeli sabit tutularak gama şiddet fonksiyonlarının S-faktör tesir kesitlerindeki değişimleri incelenmiştir (Şekil 3.11). Deneysel verilere en çok uyum gösteren gama şiddet modelinin Kopecky-Uhl Genelleştirilmiş Lorentz modeli olduğu gözlemlenmiştir. Yapılan hesaplamalar TALYS 1.8' de Gamow penceresi enerji aralığında yapılmıştır.



Şekil 3.11. Gama şiddet fonksiyonlarının  $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)$  S-faktörlerine etkisi

#### 4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Çekirdek sentezinin ve buna bağlı olarak elementlerin oluşumlarının ve bolluklarının tam olarak anlaşılabilmesi için astrofiziksel süreçlerle ilişkili deneysel ve teorik nükleer reaksiyon çalışmaları ve tesir kesiti hesaplamaları çok önemlidir. Bu çerçevede p-süreci yoluyla üretilen proton zengini çekirdeklerin bolluklarının ve üretimlerinin araştırılmasında proton yakalama reaksiyonlarına ait özelliklerin bilinmesi gereklidir. Elementlerin oluşum sürecindeki reaksiyon hızları, sadece beta bozunum yarı-ömürlerine ve nükleer kütlere değil aynı zamanda nükleer reaksiyonlarda önemli rolü olan seviye yoğunluklarına ve gama şiddet fonksiyonlarına da hassas biçimde bağlıdır.

Bu çalışmada, seviye yoğunluklarına ve gama şiddet fonksiyonlarına olan bağılılığı incelemek amacıyla, p-süreci çekirdeklerinden  $^{96,98,99,104}\text{Ru}$  çekirdekleri için (p, $\gamma$ ) reaksiyonları ele alındı. Gamow penceresi enerji aralığında  $^{96,98,99,104}\text{Ru}$  reaksiyonları için tesir kesitleri hesaplandı.

İlk olarak; bu reaksiyonlara en iyi uyan seviye yoğunluk modelleri belirlendi. Her reaksiyon için en iyi uyum sağlayan seviye yoğunluk modelleri aşağıdaki gibi elde edildi:

- $^{96}\text{Ru}$  (p, $\gamma$ ) $^{97}\text{Ru}$  reaksiyonu için, Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)
- $^{98}\text{Ru}$  (p, $\gamma$ ) $^{99}\text{Rh}$  reaksiyonu için, Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (CTM)
- $^{99}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) $^{100}\text{Rh}$  reaksiyonu için, Geri-kaydırılmış Fermi Gaz Modeli(BSFGM)
- $^{104}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) $^{105}\text{Rh}$  reaksiyonu için, Mikroskobik Seviye Yoğunluğu Modeli (GFM/HFM)

İkinci olarak; gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine etkisini incelemek amacıyla her reaksiyon için belirlenen en iyi seviye yoğunluk modelleri sabit tutularak, bu reaksiyonlara en iyi uyum sağlayan gama şiddet fonksiyonları aşağıdaki gibi elde edildi:

- $^{96}\text{Ru}$ (p, $\gamma$ ) $^{97}\text{Ru}$  reaksiyonu için, Kopecky Uhl Genelleştirilmiş Lorentz Fonksiyonu

- $^{98}\text{Ru}(p,\gamma)^{99}\text{Rh}$  reaksiyonu için, Brink-Axel Lorentz Fonksiyonu
- $^{99}\text{Ru}(p,\gamma)^{100}\text{Rh}$  reaksiyonu için, Hartree-Fock BSC Fonksiyonu
- $^{104}\text{Ru}(p,\gamma)^{105}\text{Rh}$  reaksiyonu için, Kopecky Uhl Genelleştirilmiş Lorentz Fonksiyonu

Son olarak; düşük enerji bölgesinde tesir kesitlerini öngörebilmek için çok önemli olan S-faktör hesaplamaları da yapılarak sonuçlar şekil 9,10,11' de gösterildi.

Bu çalışmada elde edilen sonuçlara göre, tesir kesiti hesaplamaları, seviye yoğunluk modellerine ve gama şiddet fonksiyonlarına kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Şekil 3.1, Şekil 3.3 ve Şekil 3.5'den seviye yoğunluk modelleri arasındaki farkların belli bir enerji değerinden sonra belirgin hale geldiği görülmektedir. Çekirdeğin uyarılma enerjisinin artmasıyla birlikte seviye yoğunluk modelleri arasında ortaya çıkan öngörü farklılığının, bu duruma sebep olduğu düşünülmektedir.

Bu çalışmanın devamında;

- Bu çalışmadaki yöntemler kullanılarak diğer p-çekirdekleri ele alınabilir.
- Reaksiyon hızları da dikkate alınarak bu çalışmada yapılmış olan hesaplamalar genişletilebilir.
- Özellikle gama şiddet fonksiyonlarının tesir kesitlerine olan etkileri farklı astrofizik reaksiyonları için incelenebilir.
- Astrofizik süreçlerin anlaşılmasında önemli olan reaksiyonlar için Gamow penceresi enerji aralığındaki çalışmalara deneysel ve teorik çalışmalar eklenebilir.
- Hedef çekirdeklerin kabuk yapıları ve deformasyon parametreleri gibi özellikleri çalışmalara dâhil edilebilir.

## KAYNAKLAR

- Anonim, <https://www.makaleler.com/rutenyum-nedir-ozellikleri-kullanimi>, (Erişim tarihi: 17 Temmuz 2017).
- Arya, A., Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviren: Yusuf Şahin, Aktif Yayınevi, Erzurum, 1999.
- Allardyc, C. S. and Dyson, P. J., Ruthenium in Medicine: Current Clinical Uses and Future Prospects. *Platinum Metals Review* 45(2), 62-69, 2001.
- Bajpeyi A., Shukla A., Koning A. J. and Aberg, S., Study of the  $(p,\gamma)$  and  $(\alpha,\gamma)$  rates for  $^{96,98,104}\text{Ru}$  and  $^{112,114,116}\text{Sn}$  at astrophysically relevant energies. *Phys. of Atomic Nucl.*, 80 (3), 402, 2017.
- Bajpeyi, A., Koning, A. J., Shukla, A. and Aberg, S., Systematic study of proton capture rates for Mo and Cd isotopes. *Eur. Phys. J. A* 51 157, 2015.
- Bassauer S., Von P. Neumann-Cosel, ve Tamii A., Gamma strenght function and level density of  $^{208}\text{Pb}$  from forward-angle proton scattering at 295 MeV. arXiv:1609.00937v2 [nucl-ex], 2016.
- Bork J., Schatz H. ve Kappeler F., Proton capture cross sections of ruthenium isotopes. *Phys. Rev. C* 58(1), 524-535, 1998.
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., Hoyle, F., Synthesis of Elements in Stars. *Rev. Mod. Phys.* 29, 547, 1957.
- Byun, Y., Study of Nuclear Level Density and Strenght Function in  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{196}\text{Pt}$  and  $^{197}\text{Pt}$ . PhD Thesis, the College of Arts and Sciences of Ohio University, 2013.



Cowan J. J., Thielemann F. K., Truran J. W., The r-process and nucleochronology, Phys. Rep., 208, 267-683, 1991.

Dilg, W., Schantl, W., Vonach, V., Uhl, M., Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range  $40 < A < 250$ . Nucl. Phys. A 217(2), 269-298, 1973.

Dillman I., Determination of proton- and neutron- induced cross section for pprocess studies, PhD thesis, University of Basel, Swiss, 2006.

EXFOR/NEA, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor/> (Erişim tarihi: 2017).

Gallino R., Arlandini C., Busso M., Lugaro M., Travaglio C., Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Evolution and nucleosynthesis in low-mass asymptoticgiant branch stars. II. Neutron capture and the s-process, Astrophys. J., 497, 388-403, 1998.

Gilbert, A. and Cameron, A. G. W., A composite nuclear-level density formula with shell corrections. Can. J. of Phy., 43(8), 1446-1496, 1965.

Grossjean, M. K. and Feldmeier, H., Level density of a Fermi gas with pairing interactions. Nucl. Phys. A444, 113, 1985.

Ignatyuk, A. V., Istekov, K. K. and Smirenkin, G. N., The Role of Collective Effects in the Systematics of Nuclear Level Densities. Sov. J. Nucl. Phys. 29(4), 450, 1979.

Ignatyuk, A. V., Istekov, K. K. and Smirenkin, G. N., Influence of Collective Effects on Neutron-to-Fission Widths Ratio in the Vicinity of  $N = 126$  Shell. Yad.Fiz. 37, 831, 1983.

Ishkhanov, B. S., Orlin, V. N., Stopani, K. A. and Varlamov, V. V., Photonuclear reactions and astrophysics. in *The Universe Evolution: Astrophysical and Nuclear Aspects*, Ed. by I. Strakovsky and L. Blokhintsev (Nova Science Publishers, New York), 2013.

Käppeler F., The origin of the heavy elements: The s process, *Prog. In Particle and Nucl. Phys.*, 43, 419-483, 1999.

Kiss, G. G., Proton induced reactions and the astrophysical p process. PhD Thesis, University of Debrecen and Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI), 2008

Krane K. S., Neutron capture by Ru: Neutron cross sections of  $^{96,102,104}\text{Ru}$  and  $\gamma$ -ray spectroscopy in the decays of  $^{97,103,105}\text{Ru}$ . *Phy. Rev. C* 81, 044310, 2010.

Krane, K. S., *Nükleer Fizik-II. Çeviri Editörü: Başar Şarer, Palme Yayıncılık, Ankara, 2002.*

Koning, A. J., Hilaire, S., Duijvestijn, M., TALYS-1.8, A Nuclear Reaction Program. User Manuel, Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), Netherlands, 2013.

Kopecky, J., and Uhl, M., Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Phys. Rev. C* 41, 1941,1990.

Korkulu, Z., Karakteristik Gama ve X ışınları ile Reaksiyon Tesir Kesiti Ölçümleri. Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 2014.

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

Larsen, A. C., Guttormsen, M., Schwengner R., Experimentally constrained  $(p,\gamma)^{89}\text{Y}$  and  $(n,\gamma)^{89}\text{Y}$  reaction rates relevant to the p-process nucleosynthesis. Phys. Rev. C 93, 042810, 2016.

Malatji, K. N., L., Nuclear level densities and gamma-ray strength functions in Ta isotopes and nucleosynthesis of  $^{180}\text{Ta}$ . Msc Thesis, University of the Western Cape, 2016.

Meyer, B., The r-, s-, p-processes in nucleosynthesis. Annu. Rev. Astron. Astrophys., 32, 153-190, 1994.

Nguyen, V. D., Pham, D. K., Kim, T. T., Tran, D. T., Phung, V. D., Lee, S. Y., Kim, G., Youngdo, O., Nmakung, W., Measurement of Isomeric Cross-Section Ratios for the  $^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44\text{m}}\text{gSc}$ ,  $\text{natTi}(\gamma,x)^{44\text{m}}\text{gSc}$ ,  $^{103}\text{Rh}(\gamma,4n)^{99\text{m}}\text{gRh}$ , and  $\text{natFe}(\gamma,x)^{52\text{m}}\text{gMn}$  Reactions Induced by 65-MeV Bremsstrahlung. Journal of the Korean Physical Society, 50(2), 417-425, 2007.

NUDAT 2.7, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (Erişim tarihi: 2017).

Rauscher, T., Dauphas, N., Dillmann, I., Fröhlich, C., Fülöp Zs., Gyürky Gy., Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data. Rep. Prog. Phys. 76, 066201, 2013.

Rosswog S., Liebendörfer M., Thielemann, Davies M. B., Benz W., Piran T., Mass ejection in neutron stars mergers, Astron. Astrophys., 341, 499-526, 1999.

Scholz, P., Heim, F., Mayer, J., Munker, C., Netterdon, L., Wombacher, F., Zilges, A., Constraints on the  $\alpha$ -nucleus optical-model potential via  $\alpha$ -induced reaction studies on  $^{108}\text{Cd}$ . Physics Letters B 761, 247–252, 2016.

Segebade, C., Weise, H.P., Lutz, G.J. Photon Activation Analysis. de Gruyter, Berlin, 1988.

Semisalov, I., Skakun, Ye., Kasilov, V., Popov, V., Activation Technique of Astrophysical Photonuclear Reaction Rate Measurements Using Bremsstrahlung. Prob. Of Atom. Sci. and Tech., Series: Nucl. Phys. Inv. 63, 102-110, 2014.

Shibata, K., Evaluation of neutron nuclear data on ruthenium isotopes. Journal of Nucl. Sci. and Tech., 50(12), 1177-1187, 2013.

Skakun, Ye., Semisalov, I., Kasilov, V., Popov, V., Kochetov, S., Avramenko, N., Maslyuk, V., Mazur, V., Parlag, O., Simochko, D., Gajnish, I., Possibilities to investigate astrophysical photonuclear reactions in Ukraine. [http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/45/058/45058635.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/45/058/45058635.pdf) (Erişim tarihi: 2017).

Snedden, C., Cowan, J.J and Gallino, R., Neutron-capture elements in the early galaxy. Ann. Rev. of Astro. and Astrophy. 46, 241-288, 2008.

Somorjai, E., Fülöp, Z., Kiss, Á. Z., Rolfs, C. E., Trautvetter, H. P., Greife, U., Oberhummer, H., Experimental cross section of  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$  and implications for the p-process. Astronomy and Astrophysics, 333(3), 1112-1116, 1998.

Takahashi K., Witt J., and Janka H. Th., Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars, Astron. Astrophys., 286, 857-868, 1994.

TALYS 1.8 <http://www.talys.eu> (Erişim tarihi: 2017).

Tamkaş, M.  $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$  Reaksiyonu Tesir Kesiti Ölçümleri. Yüksek Lisans Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul, 2013.

- Tickner, J., Bencardino, R., Roach G., Measurement of activation yields for platinum group elements using Bremsstrahlung radiation with end-point energies in the range 11–14 MeV. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B 268, 99-105, 2010.
- Varlamov, V. V., Ishkhanov, B. S., Orlin, V. N., Peskov, N. N. and Stopani, K. A. Photonuclear reactions in astrophysics. Phys. At. Nucl. 77, 1369, 2014.
- Yalçın, C., In-113'ün Alfa Yakalama Reaksiyonu ve Nükleer Astrofizikteki Yeri. Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli, 2010.
- Yalçın, C., The Cross Section Calculation of the  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$  Reaction with Different Nuclear Models at the Astrophysical Energy Range. Nucl. Sci. and Tech., 28(8), 113-118, 2017.
- Yıldız, E., Calculations of cross sections and astrophysical S-factors for the  $(\alpha,n)$  reactions of some structural fusion materials. Journal of Fusion Energy, 36(4), 149-151, 2017.
- Yıldız, E.,  $(\alpha,n)$  Nükleer Reaksiyonları için Yarı-empirik Astrofiziksel S-faktör Formüllerinin Geliştirilmesi. Doktora Tezi, Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kırıkkale, 2016.
- Woosley S. E., Howard W.M., The p-process in supernovae. The Astrophys. Journal Supp. Series, 36, 285-304, 1978.

## TEZ ÇALIŞMASI ÇERÇEVESİNDE SUNULAN BİLDİRİLER

- Hande BOYDAŞ, Abdullah AYDIN, Mahmut BÖYÜKATA “Calculation of Photo-nuclear Cross Sections of Ruthenium Isotopes” (TESNAT 2017, Adana, 10-12 Mayıs 2017)
- Hande BOYDAŞ, Abdullah AYDIN, Mahmut BÖYÜKATA “Calculation of The Cross Sections of  $^{96,98,104}\text{Ru}$  (p, $\gamma$ ) Reactions for Different The Level Density Models and  $\gamma$ - Strength Function Models” (NSP 2017, Karabük, 20-22 Eylül 2017)