

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**IN-113'ÜN ALFA YAKALAMA REAKSİYONU  
VE  
NÜKLEER ASTROFİZİKTEKİ YERİ**

**DOKTORA TEZİ**

**CANER YALÇIN**

**Anabilim Dalı: Fizik**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. R. TAYGUN GÜRAY**

**KOCAELİ, 2010**

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İN – 113'ÜN ALFA YAKALAMA REAKSİYONU VE NÜKLEER  
ASTROFİZİKTEKİ YERİ**

**DOKTORA TEZİ**

**Caner YALÇIN**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 20 MAYIS 2010**

**Tezin Savunulduğu Tarih: 08 HAZİRAN 2010**

**Tez Danışmanı**

**Yrd.Doç.Dr. Recep Taygun GÜRAY**

(.....  
*R. Taygun Güray*.....)

**Üye**

**Prof.Dr. M. Nizamettin ERDURAN**

(.....  
*M. Nizamettin Erduran*.....)

**Üye**

**Prof.Dr. Hüseyin DİRİM**

(.....  
*Hüseyin Dirim*.....)

**Üye**

**Doç.Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY**

(.....  
*Nalan Özkan Güray*.....)

**Üye**

**Yrd.Doç.Dr. Mehtap YALÇINKAYA**

(.....  
*Mehtap Yalçinkaya*.....)

**KOCAELİ, 2010**

## ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR

İnsanoğlu ilk çağlardan beri evrenin nasıl meydana geldiğini, evreni dolduran maddenin nasıl oluştuğunu anlamaya çalışmaktadır. 1950’li yıllardan sonra hızla gelişen çekirdek sentezi teorisi bu soruya birçok yandan cevap vermiş olsa da halen birçok mekanizma tam olarak anlaşılabilmiş değildir. Bu arayışta birçok bilim dalı birlikte büyük çaba harcamaktadır. Bu çabada son yıllarda astronom ve astrofizikçiler kadar yıldızlarda meydana gelen nükleer reaksiyonların anlaşılmasında nükleer fizikçilerin de önemli desteği olmaktadır. Bu motivasyonla yapılan bu çalışmada nükleer astrofiziğin halen tam anlaşılammış kısımlarından olan p-proses çekirdek sentezi ile ilgili nükleer reaksiyonlar gerçekleştirmiştir. Elde edilen bilgiler çekirdek sentezi teorisine sunduğu önemli katkı yanında teorik nükleer fizik çalışmalarına da hizmet etmektedir.

Doktora çalışmam süresince beni her zaman destekleyen, yönlendiren ve fırsatlar yaratan, bir yıl boyunca farklı ülkelerde olmamıza rağmen her an tüm sorularımı cevaplayan tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Recep Taygun GÜRAY’a ve Doç. Dr. Nalan ÖZKAN GÜRAY’a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Deneysel çalışmam için altyapı olanaklarını sunan Macar Bilimler Akademisi, Nükleer Araştırma Enstitüsüne (ATOMKI) ve buradaki çalışmalarında, değerli bilgilerinden yararlandığım Gy. Gyürky, Zs. Fülöp ve E. Somorjai’ye, deney düzeneklerinin hazırlanması sırasında her zaman yardımlarını aldığım J. Farkas ve G.G. Kiss’e, hedeflerin homojenliğini ve enerji azaltıcı folyoların kalınlıklarını belirlemede yardımcı olan A. Simon’a, teorik olarak tesir kesiti değerlerinin hesaplanmasında ve teorik sonuçların yorumlanmasında değerli fikirlerini aldığım T. Rauscher’a teşekkürlerimi sunarım.

Ailemin doktora sürem boyunca bana verdikleri hem maddi hem de manevi destekleri olmadan bu tezi yazmam mümkün olmayacaktı. Bu desteklerinden ötürü onlara minnettarım.

Ayrıca doktora yapmam konusunda beni cesaretlendiren ve her zaman destekleyen yüksek lisans tez danışmanım Zehra KİLİSLİ’ye teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışma TÜBİTAK [Proje no: 108T508 ve TBAG-U/111(104T2467)], Kocaeli Üniversitesi BAP [Proje no : 2007/37 ve 2007/36], ERASMUS (LLP), the European Research Council grant agreement no. 203175, the Economic Competitiveness Operative Programme GVOP-3.2.1.-2004-04-0402/3.0, OTKA (K68801, T49245) ve the Swiss NSF (grant 2000-105328) tarafından desteklenmiştir.

CANER YALÇIN

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER .....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iv
TABLolar DİZİNİ .....	vii
SİMGELER DİZİNİ .....	viii
ÖZET .....	x
İNGİLİZCE ÖZET .....	xi
BÖLÜM 1. GİRİŞ ve MOTİVASYON .....	1
BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK SENTEZİ.....	8
2.1. Büyük Patlama Çekirdek Sentezi.....	9
2.2. Yıldızlarda Çekirdek Sentezi ( $A < 60$ Çekirdeklerinin Sentezi).....	10
2.2.1. Yıldızların oluşumu ve gelişim süreci .....	11
2.2.2. Hidrojen yanması .....	18
2.2.3. Helyum yanması .....	24
2.2.4. Karbon-Neon-Oksijen yanması.....	25
2.2.4. Silisyum yanması .....	27
2.3. Patlayan Ortamlarda Çekirdek Sentezi ( $A > 60$ Çekirdeklerinin Sentezi).....	28
2.3.1. s-proses ile çekirdek sentezi.....	28
2.3.2. r-proses ile çekirdek sentezi .....	31
2.3.3. p-proses ile çekirdek sentezi .....	33
BÖLÜM 3. TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR .....	41
3.1. Astrofiziksel Koşullarda Reaksiyon Hızı.....	41
3.2. Yüklü Parçacık Etkimli Reaksiyonlar İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları.....	44
3.3. Dar-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları.....	51
3.4. Geniş-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları .....	56
3.5. Toplam Reaksiyon Hızı.....	59
3.6. Hauser-Feshbach İstatiksel Model Hesabı .....	61
BÖLÜM 4. DENEYSEL YÖNTEM .....	63
4.1. $^{113}\text{In}$ Hedeflerin Hazırlanması .....	63
4.1.1. Hedef kararlılığının araştırılması .....	65
4.2. $^{113}\text{In}$ Hedeflerin Aktivasyonu .....	69
4.3. Gama – Işını Sayım Sistemi .....	73
BÖLÜM 5. VERİLERİN ANALİZİ .....	76
5.1. Spektrumların Analizi .....	76
5.2. Aktivasyon Yöntemi ve Tesir Kesiti Hesabı.....	77
5.3. Astrofiziksel $S$ Faktörünün Hesaplanması .....	82
5.4. Reaksiyon Hızlarının Hesaplanması .....	82

BÖLÜM 6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER .....	83
6.1. $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ Reaksiyonları için Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel $S$ Faktör Sonuçları .....	83
6.2. Deneysel $S$ Faktör Sonuçlarının Teorik Sonuçlar ile Karşılaştırılması.....	86
6.3. Tesir Kesitinin $\alpha$ , $\gamma$ ve Nötron Genişliğine Bağımlılığının İncelenmesi.....	87
6.4. $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ Reaksiyonu İçin Reaksiyon Hızları .....	93
6.5 Elde Edilen Bilimsel Sonuçlar .....	97
6.6. Öneriler .....	98
KAYNAKLAR .....	99
EKLER.....	106
ÖZGEÇMİŞ .....	109

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1: İnsanoğlu ilk çağlardan beri aynı sorunun peşinde: Her şey nerden geldi?.	1
Şekil 1.2: Cd-In-Sn bölgesinde s, r ve p-proses reaksiyon akışı ve dallanmaları.	6
Şekil 2.1: Çekirdek Sentezi Teorisi.	8
Şekil 2.2: İzotop tablosunun düşük kütle bölgesi ( $Z \leq 15$ ve $N \leq 20$ ). Koyu kareler kararlı izotopları, beyaz kareler ise yarı ömrü 1 ms den fazla olan kararsız izotopları göstermektedir ( ${}^8\text{Be}$ ve ${}^9\text{B}$ hariç, bu izotoplar çok kısa yarı ömre sahiptirler). Kütle numarası $A = 5$ ve $8$ olan kararlı çekirdek yoktur.	10
Şekil 2.3: Yıldızı çökmeye zorlayan kütle çekimi, yıldızın içinde üretilen enerjiyle dengededir.	11
Şekil 2.4: (a) Güneş sistemine komşu 5000 yıldız için (b) küresel küme M3 için Hertzsprung-Russell Diyagramları	13
Şekil 2.5: Bir presüpernovanın yapısının şematik gösterimi. Üst kısımda kabukta bulunan bir ya da iki baskın çekirdek belirtilmiştir. Burada B yanmayı ifade etmektedir.	15
Şekil 2.6: Farklı kütlelerdeki yıldızların gelişim aşamaları	18
Şekil 2.7: Tablo 2.1'deki üç farklı yoldan ${}^4\text{He}$ üretim reaksiyonların izotop tablosunda gösterilmesi.	19
Şekil 2.8: Dört farklı yoldan CNO döngüsü. Tablo 2.2'deki reaksiyonların izotop tablosunda yerleşimi.	21
Şekil 2.9: (a) ${}^{15}\text{N}+p$ (b) ${}^{17}\text{O}+p$ (c) ${}^{18}\text{O}+p$ (d) ${}^{19}\text{F}+p$ reaksiyonları için sıcaklığa karşılık dallanma oranının değişimi.	22
Şekil 2.10: Sıcaklık artışına göre CNO çevrimi ve pp zincirindeki enerji üretimi.	23
Şekil 2.11: İzotop tablosu üzerinde Helyum yanma reaksiyonlarının gösterimi. Kararlı çekirdekler koyu karelerle gösterilmiştir. ${}^{12}\text{C}$ 'nin Üçlü alfa yakalama ve ${}^{16}\text{O}$ 'nın ( $\alpha,\gamma$ ) reaksiyonları kalın çizgilerle diğer Helyum yanma reaksiyonları ince çizgilerle gösterilmiştir.	25
Şekil 2.12: Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi.	29
Şekil 2.13: Gd, Tb ve Dy elementleri bölgesinde s-proses yolu. Kesikli çizgiler r-prosesten gelen katkıları göstermektedir.	30
Şekil 2.14: Ağır çekirdeklerin Güneş Sistemi bollukları	31
Şekil 2.15: (a) $A > 90$ izotopları için toplam güneş sistemi bolluklarından s-prosesin katkısını çıkararak elde edilen r-proses bollukları. s-proses bollukları klasik s-proses modeli kullanılarak hesaplanmıştır. İçi dolu çemberler, sadece r-proses ile üretilen çekirdekleri göstermektedir. s-proses katkısının %3'den küçük olduğu çekirdeklerin sadece r-prosesle üretildiği kabul edilmiştir. (b) s- ve r-proses için güneş sistemi bollukları.	32
Şekil 2.16: s-, r- ve p-proses ile sentezlenen ağır çekirdekler için güneş sistemi bollukları. s- ve r-proses bollukları kaynak [64]'den p-proses bollukları ise kaynak [19]'dan alınmıştır.	34

Şekil 2.17: (a) İzotop tablosunun nötronca eksik olan Sn-Sb-Te bölgesi (b) Tellür iztopları için kaynak [21]'den, T=2,5 GK sıcaklık için hesaplanmış bozunma sabitleri. $^{120}\text{Te}$ 'de $(\gamma, \alpha)$ reaksiyonu $(\gamma, n)$ ve $(\gamma, p)$ reaksiyonlarından daha baskındır	36
Şekil 2.18: p-çekirdeklerinin toplam foto-parçalanma bozunma sabitinin $\Lambda$ 'nın farklı sıcaklıklarda (T = 2,0 2,5 ve 3,0 GK) kütle numarasına göre değişimi	38
Şekil 3.1: $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti ve astrofiziksel S faktör. Şekilde tesir kesitinin logaritmik ölçekte ve astrofiziksel S faktörün ise lineer ölçekte verildiğine dikkat ediniz.	46
Şekil 3.2: Nükleer reaksiyonlar için yüklü parçacıklar arasındaki enerjiye bağlı baskın fonksiyonlar ve Gamow pikinin şematik gösterimi. Şekildeki Gamow Pik yüksekliği durumu vurgulamak açısından gerçek değerinden çok daha büyük olarak çizilmiştir.	47
Şekil 3.3: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaksiyonu için T=0,2 GK deki Gamow piki. Noktalı çizgi Gamow pikinin Gauss yaklaşımını göstermektedir	48
Şekil 3.4: $\alpha$ -etkimli reaksiyonlar için sıcaklığa göre Gamow pikinin maksimum değeri. Şeklin sol üst köşesindeki içi boş daireler Coulomb engelini yüksekliğini göstermektedir.	49
Şekil 3.5: p + p, $^{12}\text{C}+p$ ve $^{12}\text{C}+ \alpha$ reaksiyonlarının T = 0,03 GK sıcaklığındaki Gamow pikleri, Olasılık eksenini logaritmik ölçekte çizilmiştir.	50
Şekil 3.6: Giriş kanalı olan parçacık kanalı $\Gamma_a$ ve çıkış kanalı olan $\gamma$ -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	55
Şekil 3.7: Geniş-rezonansın, (a) Gamow pikinin içinde, (b) dışında ve (c) alt-eşik rezonansının yüksek enerji kısmında olması durumunda reaksiyon hızına etkisi.	57
Şekil 3.8: Yüklü-parçacık etkimli reaksiyonlar için S faktörün enerjiyle değişimi. Düşük enerjilerde dar-rezonans (NR), alt-eşik rezonans kısmı (SR), geniş-rezonansın son bölümü (TBR), ve rezonant olmayan prosesler S faktöre katkıda bulunmaktadır. Yüksek enerjilerde ise tipik olarak geniş-rezonans (BR) ve üst üste binmiş dar ve geniş rezonanslar (OBR+ONR) baskındır.	61
Şekil 4.1: Hedef hazırlamak için kullanılan buharlaştırma kapları. (a) yayvan standart pota (b) derin pota (crucible).	64
Şekil 4.2: Hedef çerçevesinin şematik gösterimi.	64
Şekil 4.3: Hedef odasının şematik gösterimi.	66
Şekil 4.4: Aktivasyon boyunca 15 nolu hedefin 12,427 MeV enerjili $\alpha$ -parçacıklarıyla gözlenen RBS spektrumu.	67
Şekil 4.5: Aktivasyon boyunca 15 numaralı hedefin 12,427 MeV enerjide gözlenen kararlılık eğrisi.	67
Şekil 4.6: Düşük enerjilerde hedef kararlılığı grafikleri.	68
Şekil 4.7: Yüksek enerjilerde aktivasyon süresince hedef kararlılığı grafikleri.	69
Şekil 4.8: ATOMKI MGC-20E siklotronu.	70
Şekil 4.9: ATOMKI MGC-20E siklotron binası.	70
Şekil 4.10: 12 MeV enerjili aktivasyon için elde edilen gama spektrumu.	73
Şekil 4.11: HpGe dedektörünün elde edilen verim eğrisi.	74
Şekil 5.1: Aktivasyon ve bozunma süreci. Aktivasyon ile ürün çekirdek üretilirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an ( $t_a$ ), bozunum için başlangıç ( $t'=0$ ) anıdır.	79

Şekil 5.2: 12,5 MeV'lik aktivasyon için kaydedilmiş akım profili. Akım, 150. dakikaya kadar zamanla azalmaktadır, daha sonra hızlandırıcı ayarlarının yapılmasıyla ani olarak artmıştır.....	81
Şekil 6.1: $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için tesir kesiti sonuçları. Düz çizgi NON-SMOKER kodunun standart ayarları ile hesaplanmış tesir kesiti değerlerini göstermektedir. Grafikte ayrıca 6,76 ile 10,17 MeV arasındaki Gamow penceresi işaretlenmiştir.....	85
Şekil 6.2: $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için deneysel olarak elde edilen ve NON-SMOKER <sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak McFadden-Satchler, Fröhlich ve Avrigeanu $\alpha$ +çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan $S$ faktör değerleri.....	86
Şekil 6.3: $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için deneysel olarak elde edilen ve NON-SMOKER <sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak McFadden-Satchler, Fröhlich ve Avrigeanu $\alpha$ +çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan $S$ faktör değerleri.....	87
Şekil 6.4: Astrofiziksel $S$ faktörün duyarlılığının $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonları için kütle merkezi enerjisine göre değişimi.....	89
Şekil 6.5: $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için NON-SMOKER <sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı $\gamma$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen $S$ faktör değerleri.....	90
Şekil 6.6: $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için NON-SMOKER <sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı $\alpha$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen $S$ faktör değerleri.....	91
Şekil 6.7: $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için NON-SMOKER <sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı $\alpha$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen $S$ faktör değerleri.....	92
Şekil 6.8: $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için NON-SMOKER <sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı $n$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen $S$ faktör değerleri.....	92
Şekil 6.9: $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri.....	95
Şekil 6.10: Eğrilerin daha net görünebilmesi için farklı sıcaklık aralıklarında $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri.....	96



## TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1.1: p-çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları.....	5
Tablo 1.1: P-proses yolu üzerindeki izotoplar ile gerçekleştirilen proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri.....	5
Tablo 2.1: Proton-proton zincirinde üç farklı yoldan ${}^4\text{He}$ üretimi.....	19
Tablo 2.2: Hidrojenin Helyuma dönüşmesini sağlayan farklı dört reaksiyon zinciri.....	20
Tablo 4.1: Hazırlanan hedeflerin kalınlıkları ve kaplama verimi.....	65
Tablo 4.2: Gerçekleştirilen aktivasyonlar için aktivasyon süresi ve demet akımları.....	71
Tablo 4.3: Standart kaynaklarla hesaplanan verim değerleri.....	75
Tablo 4.4: Analiz için kullanılan gama ışını enerjilerinde dedektör verim değerleri.....	75
Tablo 5.1: Analiz için kullanılan bozunma parametreleri ve dedektör verim değerleri.....	76
Tablo 6.1: ${}^{113}\text{In}(\alpha,n){}^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti ve $S$ faktör değerleri.....	83
Tablo 6.2: ${}^{113}\text{In}(\alpha,g){}^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti ve $S$ faktör değerleri.....	84
Tablo 6.3: ${}^{113}\text{In}(\alpha,n){}^{116}\text{Sb}$ reaksiyonu için ölçülen taban ve yarı-kararlı durum tesir kesiti değerleri.....	84
Tablo 6.4: ${}^{113}\text{In}(\alpha,\gamma){}^{117}\text{Sb}$ reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri. Değerler $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$ birimindedir.....	94

## SİMGELER DİZİNİ

A	: Kütle numarası
A	: Aktivite
b	: Coulomb tünelleme parametresi
c	: Işık hızı
E	: Enerji
e	: elektron yükü
e <sup>+</sup>	: Pozitron
E <sub>0</sub>	: Gamow enerji
E <sub>KM</sub>	: Kütle merkezi enerjisi
E <sub>Lab</sub>	: Laboratuvar enerjisi
E <sub>r</sub>	: Rezonans enerjisi
J	: Spin
K	: Kelvin
k	: Boltzman sabiti
keV	: Kilo elektron volt
L	: Işıma gücü (Lüminosite)
LT	: Canlı zaman
m	: İzomerik durum
m	: Kütle
M <sub>☉</sub>	: Güneşin kütlesi
m <sub>0</sub>	: Durgun kütle
MeV	: Milyon elektron volt
N	: Nötron sayısı
N	: Çekirdek bolluğu (sayısı)
n	: Nötron
n <sub>n</sub>	: Nötron sayı yoğunluğu
N <sub>Sayım</sub>	: Sayım sayısı
n <sub>T</sub>	: Hedef çekirdek sayısı
p	: Proton
P	: Olasılık fonksiyonu
r	: Reaksiyon hızı
R <sub>0</sub>	: Çekirdek Yarıçapı
r <sub>s</sub>	: Gravitasyonel yarıçap
S	: Astrofiziksel S faktör
s	: Saniye
T	: Sıcaklık
t	: Kalınlık
t <sub>1/2</sub>	: Yarı ömür
v	: Hız
V	: Potansiyel
V <sub>KM</sub>	: Kütle merkezi hızı

$Z$	: Atom numarası
$\alpha$	: Alfa parçacığı
$\gamma$	: Gama radyasyonu (foton)
$\Gamma$	: Enerji seviye çizgisi genişliği
$\Delta$	: Gamow penceresi
$\varepsilon$	: Verim
$\eta$	: Sommerfeld parametresi
$\lambda$	: Bozunma sabiti
$\mu$	: İndirgenmiş kütle
$\nu$	: Frekans
$\bar{\nu}$	: Nötrino
$\rho$	: Yoğunluk
$\sigma$	: Tesir kesiti
$\tau_n$	: Ardışık nötron yakalama arasında geçen süre
$\tau_\beta$	: Ardışık beta yakalama arasında geçen süre
$\phi(v)$	: Hız dağılımı fonksiyonu
$\hbar$	: Planck sabiti / $2\pi$
$Q$	: Reaksiyon enerjisi
$x$	: Hedefin kalınlığı

# IN-113'ÜN ALFA YAKALAMA REAKSİYONU VE NÜKLEER ASTROFİZİKTEKİ YERİ

CANER YALÇIN

**Anahtar Kelimeler:** Çekirdek sentezi, tesir kesiti, aktivasyon metodu, <sup>113</sup>In izotopu, p-proses, siklotron

## Özet

P-proses çekirdek sentezini modellemek için, kararlı ve karasız çekirdekleri içeren binlerce nükleer reaksiyonun oluşturduğu büyük bir ağ gerekmektedir. Reaksiyon tesir kesitlerinden hesaplanan söz konusu astrofiziksel reaksiyon hızları, bu reaksiyon ağı için gerekli girdilerdir. Ancak demirden ağır çekirdeklerin yüklü-parçacık etkimeli reaksiyonları için deneysel veriler oldukça azdır. Şimdiye kadar birçok proton yakalama reaksiyonu yapılmışken, çok az miktarda, (özellikle de düşük kütle bölgesinde) alfa yakalama reaksiyonu yapılmıştır. Deneysel verilerin az olması nedeniyle p-proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması, daha çok Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından elde edilen teorik tesir kesit hesaplamalarına bağlıdır. Hauser-Feshbach Tesir kesiti hesaplamaları, orta ağırlıktaki proton yakalama reaksiyon ölçümleri için tipik olarak deneysel verilerle iki kata kadar uyum içindeyken, alfa yakalama reaksiyonları için hesaplanan tesir kesitleri, deneysel olarak bulunan değerlerden oldukça yüksektir. Bu nedenle daha çok deneysel çalışmaya, özellikle de ağır çekirdekler için alfa yakalama tesir kesiti ölçümlerine ihtiyaç vardır.

<sup>113</sup>In izotopu çekirdek sentezinde önemli olan p-çekirdeklerinden bir tanesidir. <sup>113</sup>In( $\alpha,\gamma$ )<sup>117</sup>Sb ve <sup>113</sup>In( $\alpha,n$ )<sup>116</sup>Sb reaksiyon tesir kesitleri aktivasyon yöntemi ile Macaristan Bilimler Akademisi Nükleer Araştırma Merkezinde (ATOMKI) MGC-20E siklotronu kullanılarak ölçüldü. Reaksiyonlar astrofiziksel enerji aralığını kısmen içeren 8,66 MeV ile 13,64 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında gerçekleştirildi. Ölçülen tesir kesiti ve astrofiziksel *S* faktör sonuçları, üç farklı  $\alpha$ +çekirdek potansiyeli kullanılarak elde edilen Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarıyla karşılaştırıldı. Karşılaştırma sonucunda teorik olarak hesaplanan *S* faktör değerlerinin deneysel değerlerden oldukça farklı oldukları bulundu.

# ALPHA INDUCED REACTION CROSS SECTION OF IN-113 AND ITS IMPORTANCE IN ASTROPHYSICS

CANER YALÇIN

**Keywords:** Nucleosynthesis, cross section, activation method,  $^{113}\text{In}$  isotope, p-process, cyclotron.

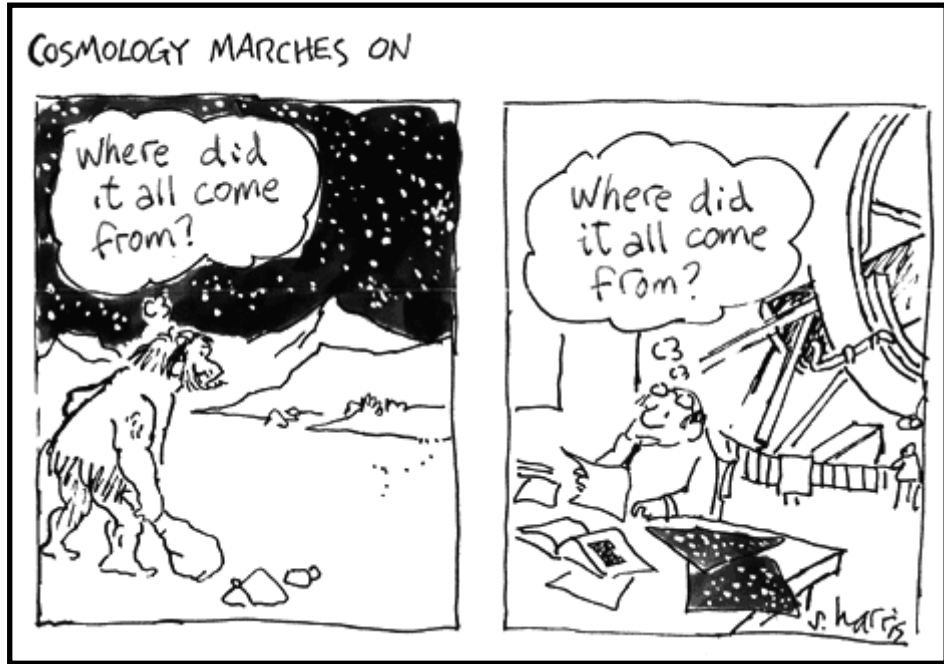
## Abstract

The modeling of p-process nucleosynthesis requires a large network of thousands of nuclear reactions involving stable and unstable nuclei. The relevant astrophysical reaction rates derived from the reaction cross sections are necessary inputs to this network. Unfortunately, experimental data for charged-particle induced reactions are scarce above iron. So far, while more proton capture reaction cross sections were studied, only a limited number of  $\alpha$ -capture reaction cross sections, mostly in the lower mass region, are available. Because of the inadequate number of experimental data, the p-process studies are therefore based mostly on Hauser-Feshbach statistical models to predict the reaction rates. Although the proton capture reaction measurements generally agree with the statistical model predictions within less than a factor of two, model predictions of alpha capture reactions are considerably higher compared to their measurements. Therefore, more experimental studies are needed, especially, alpha capture reactions in the higher mass region.

The  $^{113}\text{In}$  is one of the important p-nuclei in nucleosynthesis.  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  and  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reactions cross sections have been measured with the activation method at center of mass energies between 8.66 MeV and 13.64 MeV, close to the astrophysically relevant energy range. The experiments were carried out at the cyclotron accelerator of ATOMKI, Hungary. The activities were determined by off-line detection of the decay gamma rays with a HPGe detector. Measured cross sections and astrophysical  $S$  factor results are presented and compared with statistical model calculations using three different  $\alpha$ +nucleus potentials. The comparison indicates that the theoretical  $S$  factor calculations are considerably different from experimental results.

## BÖLÜM 1. GİRİŞ ve MOTİVASYON

Bütün evreni dolduran madde, yani dağlar, taşlar, ağaçlar, okyanuslar, madenler, nerden geldi? En ilkel çağlardan beri insanoğlu kendine bu soruyu soruyor. Eski çağlardan başlamak üzere kendince birçok açıklama da getirmiştir. Yunan mitolojisine göre Homeros başlangıç olarak suyu kabul eder. Bir disk şeklinde olan yeryüzünün çevresini Okeanos denilen bir ırmağın kuşattığını söyler. Diğer mitolojilerde de benzer birçok açıklama mevcuttur. Ancak Carl Sagan'ın tek cümleyle durumu özetleyen "Hepimiz yıldız tozundan yapıldık" sözü insanoğlunun eski çağlardan beri aradığı sorunun cevabıdır. Evrenin tümünü dolduran maddeler (en uzak galaksilerde dahil olmak üzere) yıldız tozundan yapılmıştır. Peki, bu nasıl olmaktadır?



Şekil 1.1: İnsanoğlu ilk çağlardan beri aynı sorunun peşinde: Her şey nerden geldi?[1]

Evrendeki bütün maddeler Büyük Patlama ile başlayan, yıldızların doğuşu ve yaşamları boyunca devam eden, hatta yıldızların ölümü sırasında bile meydana gelen nükleer reaksiyonlar ile olmaktadır. Bu noktada nükleer fizik ile astronomi çakışmakta ve nükleer astrofizik bilim dalını ortaya çıkarmaktadır. Nükleer astrofiziğin ilgilendiği temel kavram; “elementlerin nasıl oluştuğu” sorusudur.

Sonraki bölümde detayları açıklanacak element sentezi teorisinin oluşmasına öncülük eden bilimsel çalışmalar 1920'lere kadar gider. Aston 1920'de Helyum atomunun kütlelerinin Hidrojen atomunun kütlelerinin 4 katından biraz daha az olduğunu keşfetti. Bundan hemen sonra yine 1920'de Eddington Güneşin enerjisinin hidrojenin, helyuma dönüşmesiyle üretebileceğini öne sürdü. Fakat Eddington yıldızda gözlenen sıcaklıkların füzyon reaksiyonu için gerekli enerjiye sahip olmadığı halde bunun nasıl gerçekleştiğini açıklayamadı. 1928 yılında Gamow ve bağımsız olarak Condon ve Gourney bir potansiyel engelinden bir parçacığın kuantum mekaniksel olarak tünelleme olasılığını hesapladı. Bu sayede alfa bozunması açıklanmış oldu [2, 3]. Atkinson ve Houtermans, Gamow'un çalışmasının sonuçlarını kullandılar ve yıldızlarda enerji üretimini kuantum mekaniksel tünelleme olayıyla açıklanabileceğini öne sürdüler [4]. Cockcroft ve Walton, 1932 de yapay olarak hızlandırılmış parçacıkları kullanarak ilk nükleer reaksiyonu gerçekleştirdiler. Birkaç keV enerjili protonlarla lityumun bombardımanı sonucunda lityumu parçalayarak iki Helyum çekirdeği oluşturdu. Bu nükleer reaksiyon daha sonra element sentezinde önemli olan pp zinciri olarak adlandırıldı. Lauritsen ve Crane'ın, 1934 yılında karbonu protonlarla bombardıman ederek gerçekleştirdikleri nükleer reaksiyon ise aslında daha sonra CNO çevrimi olarak adlandırılan reaksiyon çevrimi idi. 1936 yılında Atkinson iki hidrojenin birleşerek döteryumu oluşturması reaksiyonunun yıldızların enerji kaynağı olduğunu ileri sürdü. Bu reaksiyonu detaylı olarak ele alan Bethe ve Critchfield gerçekten de p+p reaksiyonu sonucunda yıldızlardaki enerji üretiminin hesapladılar ve bunun güneş için doğru olduğunu gösterdiler [5]. CNO çevrimi ile yıldızlarda enerji üretimi ise birbirlerinden bağımsız olarak 1938 yılında Weisacker [6] ve 1939 yılında Bethe [7] tarafından keşfedildi. CNO çevriminde daha sonraki çalışmalar özellikle enerji üretim hızı ve CNO çevriminin sıcaklığa bağlılığı üzerinde oldu.

Bu çalışmaları izleyen yıllarda nükleer astrofizikte çığır açan gelişmeler oldu. Hoyle o güne kadar elde edilen nükleer veriler ışığında Element Sentezinin teorisini geliştirdi [8, 9]. Bu yıllarda yapılan nükleer fizik deneyleri 5 ile 8 kütle numarasına sahip çekirdek olmadığını göstermişti. Bu nedenle, hafif çekirdeklerin birleşerek daha ağır çekirdekleri sentezlerken bu kütle aralığını nasıl atladıkları merak edilmiştir. 1951 yılında Salpeter dengede bulunan küçük bir miktar  $^8\text{Be}$  nin bir alfa parçacığı yakalamasıyla kararlı  $^{12}\text{C}$  çekirdeğinin oluşturabileceğini ve daha sonra “üçlü alfa reaksiyonu” olarak adlandırılan bu reaksiyonun kırmızı dev yıldızlarının ana enerji kaynağı olabileceğini öne sürdü [10]. Hoyle bu alfa yakalama reaksiyonunun gerçekleşme olasılığının eğer  $^{12}\text{C}$  çekirdeğinin sıfır spin ve pozitif pariteli 7,7 MeV enerjili bir uyarılmış durumu olmaması durumunda çok düşük olduğunu belirtti. Bu enerji düzeyinin varlığı [11] ve özellikleri [12] belirlendi. Böylece üçlü alfa reaksiyonu ile 5 ile 8 kütle numaraları arasındaki boşluğun nasıl geçildiği açıklanmış oldu.

Suess ve Urey güneş sistemindeki element bolluklarının dağılımını gözlerken bazı piklerin olduğunu fark ettiler [13]. Daha sonra bu bolluk piklerinin Jensen ve Goepfert Mayer tarafından 1949 yılında geliştirilen nükleer kabuk modeline uygun olarak sihirli nötron sayısına sahip olan izotoplarda ortaya çıktığı anlaşıldı.

Kırmızı dev yıldızlarının incelenmesi sırasında teknyum (Tc) elementinin spektrum çizgileri gözlemlendi [14]. Bu önemli bir gelişmeydi çünkü teknyum elementinin tüm izotopları radyoaktif ve yarı ömrü  $4,2 \times 10^6$  yıl civarındaydı. Bu şu anlama geliyordu; bu element kozmolojik zaman ölçeğine ( $\sim 10^{10}$  yıl) göre çok kısa yarı ömre sahip olduğu için yeni üretilmiş olmalıydı yani yıldızlarda element sentezi gerçekten meydana gelmekteydi.

Bütün bu yapılan çalışmalar 1957 yılında Burbidge ve arkadaşları [15] ve bağımsız olarak Cameron [16] tarafından bir inceleme makalesinde toplanmıştır. Bu iki önemli makale modern nükleer astrofiziğin temelini oluşturmuştur.

Çekirdek sentezinin Büyük Patlama (Big Bang) ile başladığı, daha sonra evrenin genişlemesi ve soğumasıyla hafif elementlerin ( $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ) meydana gelen füzyon



reaksiyonları sonucunda oluştuğu öne sürülür [17]. Daha sonra geçen milyonlarca yıl sonunda yıldızlar oluşmuş ve yıldızlarda element sentezi başlamıştır. Yıldızlarda meydana gelen nükleer yanma reaksiyonları sonucunda Demir'e kadar olan elementler üretilir. Demirden daha ağır elementlerin üretilmesi ise kütlesi güneşin kütlesinden çok daha büyük olan yıldızların evrimleri sonunda meydana gelen süpernova patlamaları gibi patlayan ortamlarda gerçekleşir. Bu patlama sırasında meydana gelen oluşum mekanizmaları s- r- ve p-proses olarak adlandırılır. İzotop tablosunun nötronca zengin kısmındaki izotoplar s- ve r-proses ile, protonca zengin kısmında bulunan izotoplar ise p-proses ile üretilirler.

P-prosesi, çekirdek sentezi prosesleri içinde en az bilinenidir. P-çekirdeklerinin güneş sistemindeki miktarı s- ve r-çekirdeklerinden 10-100 kez daha az olmaları ve proton bakımından zengin kararsız çekirdekler olmaları nedeniyle, p-çekirdekleri ile ilgili özellikle deneysel çalışmalar daha azdır [18]. Çekirdek sentezi açısından, p-prosesini sadece kararlılık eğrisinin protonca zengin tarafında bulunan izotoplar gerçekleştirir. Bu bölgede Se ve Hg arasında protonca zengin 35 p-çekirdeği vardır [19] (Tablo 1.1.).

P-prosesi sentezinin modellenmesi için oluşturulan simülasyonlar kararlı ve kararsız binlerce reaksiyon içerir. Bu simülasyonlara reaksiyon tesir kesitinden hesaplanan reaksiyon hızları verilerinin girilmesi gereklidir. Ancak deneysel olarak elde edilmiş reaksiyon tesir kesiti sayısı oldukça azdır [18]. Deneysel verilerin az olması nedeniyle p-proses çekirdek sentezi simülasyonları ve ilgili reaksiyon hızlarının hesaplanması, daha çok Hauser-Feshbach istatistiksel model hesaplamalarından [20] elde edilen teorik tesir kesit hesaplamalarına bağlıdır [21]. Hauser-Feshbach Tesir kesiti model hesaplamaları, orta ağırlıktaki proton yakalama reaksiyonları için tipik olarak deneysel verilerle iki kata kadar iyi bir uyum içindeyken [22, 23, 24], alfa yakalama tesir kesitleri için deneysel olarak bulunan değerlerle ve model ile hesaplanan değerler arasında önemli oranda fark bulunmaktadır [25, 26, 27]. Bu nedenle p-proses simülasyonlarının doğru sonuçlar vermesi için daha çok deneysel çalışmaya, özellikle de ağır çekirdekler için alfa yakalama tesir kesiti ölçümlerine ihtiyaç vardır. şimdiye kadar yapılan alışmalar Tablo 1.2.'de özetlenmiştir.

Tablo 1.1: P-çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları [19].

	p – çekirdeği	İzotopik bolluk (%)		p – çekirdeği	İzotopik bolluk (%)
1.	<sup>74</sup> Se	0,88	19.	<sup>132</sup> Ba	0,10
2.	<sup>78</sup> Kr	0,34	20.	<sup>138</sup> La	0,09
3.	<sup>84</sup> Sr	0,56	21.	<sup>136</sup> Ce	0,19
4.	<sup>92</sup> Mo	14,84	22.	<sup>138</sup> Ce	0,25
5.	<sup>94</sup> Mo	9,25	23.	<sup>144</sup> Sm	3,10
6.	<sup>96</sup> Ru	5,52	24.	<sup>152</sup> Gd	0,09
7.	<sup>98</sup> Ru	1,88	25.	<sup>156</sup> Dy	0,19
8.	<sup>102</sup> Pd	1,02	26.	<sup>158</sup> Dy	0,25
9.	<sup>106</sup> Cd	1,25	27.	<sup>162</sup> Er	0,14
10.	<sup>108</sup> Cd	0,89	28.	<sup>164</sup> Er	1,61
11.	<sup>113</sup> In	4,3	29.	<sup>168</sup> Yb	0,13
12.	<sup>112</sup> Sn	0,97	30.	<sup>174</sup> Hf	0,16
13.	<sup>114</sup> Sn	0,66	31.	<sup>180</sup> Ta	0,01
14.	<sup>115</sup> Sn	0,34	32.	<sup>180</sup> W	0,13
15.	<sup>120</sup> Te	0,09	33.	<sup>184</sup> Os	0,02
16.	<sup>124</sup> Xe	0,12	34.	<sup>190</sup> Pt	0,01
17.	<sup>126</sup> Xe	0,11	35.	<sup>196</sup> Hg	0,15
18.	<sup>130</sup> Ba	0,11			

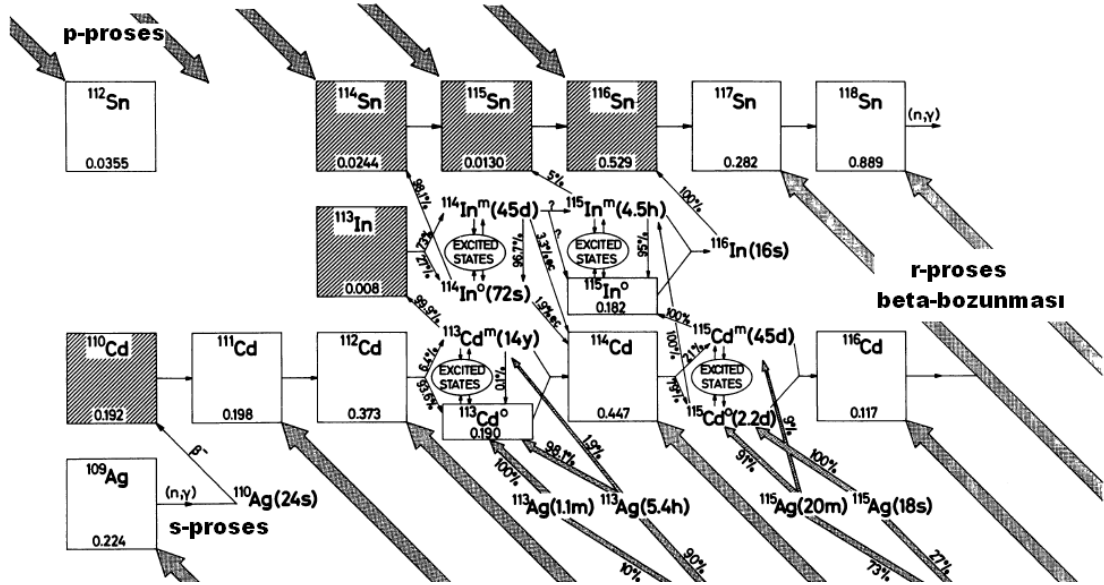
Tablo 1.2: P-proses yolu üzerindeki izotoplar ile gerçekleştirilen proton ve alfa yakalama reaksiyon tesir kesit ölçümleri [22-39].

(p,γ) Reaksiyonları	(α,γ) Reaksiyonları
<sup>74, 76, 77</sup> Se, <sup>84, 86, 87, 88</sup> Sr, <sup>89</sup> Y, <sup>90, 96</sup> Zr, <sup>93</sup> Nb, <sup>92, 94, 95, 98</sup> Mo, <sup>96, 98, 99, 100, 104</sup> Ru, <sup>102, 104, 105, 106</sup> Pd, <sup>112, 114, 116, 119</sup> Sn, <sup>120</sup> Te	<sup>70</sup> Ge, <sup>96</sup> Ru, <sup>106</sup> Cd, <sup>112, 117</sup> Sn, <sup>113</sup> In, <sup>144</sup> Sm, <sup>197</sup> Au

<sup>113</sup>In, p-çekirdekleri arasında tek kütle ve proton sayısına sahip dört izotoptan biri ve tek kütle numarasına sahip iki izotoptan biridir. Şimdiye kadar Hauser-Feshbach istatistiksel modeli ile deneysel veriler sadece çift çekirdekler için yani hem hızlandırılan parçacığın hem de hedef parçacığın  $J^\pi = 0^+$  parite ve spine sahip olduğu

reaksiyonlar karşılaştırılmıştır.  $^{113}\text{In}$ , p-proses çekirdek sentezinde alfa yakalama reaksiyonu gerçekleştirilen tek kütle numarasına sahip ve taban durumu spini sıfır olmayan ( $9/2^+$ ) ilk izotoptur [39].

Ayrıca  $^{113}\text{In}$ , Cd-In-Sn bölgesinde olması nedeniyle çekirdek sentezi için özel öneme sahiptir. Bu bölgede s, r ve p-proseslerinin çekirdek sentezine katkısı reaksiyon akışındaki çoklu dallanmalar (Şekil 1.2.) yüzünden çok karmaşıktır [40, 41, 42]. Birçok p-proses modeli başlangıçta mevcut  $^{113}\text{In}$  izotopunun fotobozunma reaksiyonları nedeniyle yok olduğunu göstermiştir. Bu nedenle  $^{113}\text{In}$  sentezine diğer proseslerden önemli katkılar geldiği, hatta  $^{113}\text{In}$ 'ün bir p-çekirdeği olmayabileceği düşünülmektedir [43]. P-çekirdeklerinin senteziyle ilgili birçok çalışma mevcuttur. Çalışmaların sonuçları  $^{113}\text{In}$  açısından tartışmalıdır. Bazı modellerde yeterli miktarda [44]  $^{113}\text{In}$  üretilirken bazı modellerde [45, 46, 47, 48] ise çok az üretilmektedir. Bu tutarsızlığı çözmek için astrofiziksel enerjilerde hassas tesir kesiti ölçümleri yapmak gerekmektedir. Bu bakımdan  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyon tesir kesitinin ölçümü büyük kütleli yıldızlarda p-çekirdeklerinin üretimi ve tüketilmesini (foto bozunmayla) anlamada önemli parametrelerden biridir.



Şekil 1.2: Cd-In-Sn bölgesinde s, r ve p-proses reaksiyon akışı ve dallanmaları [49].

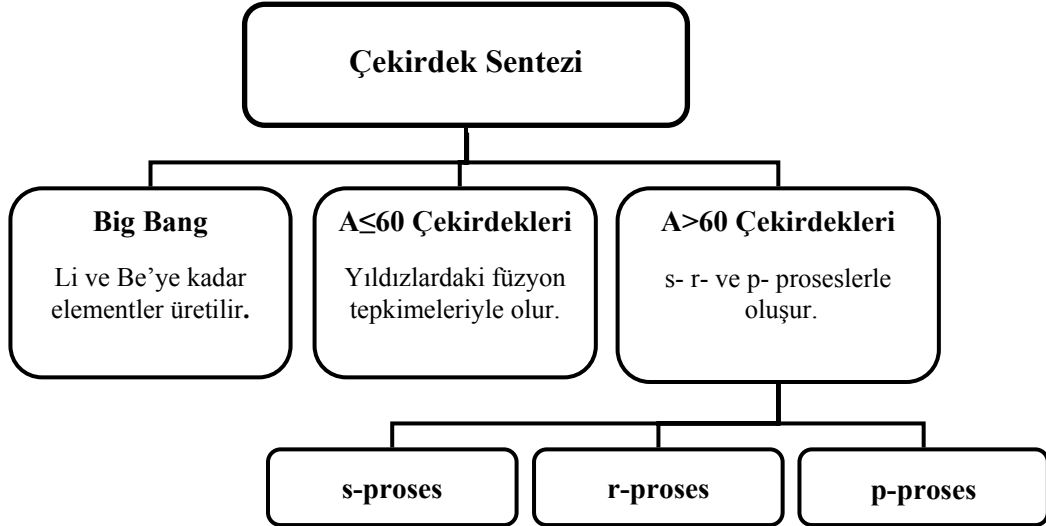
Bu tezde astrofiziksel p-proses için deneysel veri sağlamak ve istatistiksel model kestirimlerini test etmek amacıyla  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonlarının

tesir kesitleri ve astrofiziksel  $S$  faktör değerleri aktivasyon metoduyla astrofiziksel enerji aralığını kısmen kapsayan 8,66 MeV ile 13,64 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında ölçülmüştür. Elde edilen  $S$  faktör sonuçları üç farklı  $\alpha + \text{çekirdek}$  potansiyeli ile hesaplanan teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Bu giriş bölümünü izleyen bölümlerde, Bölüm 2’de Çekirdek Sentezi Teorisi ile ilgili temel kavramlar, Bölüm 3’te yıldızlarda meydana gelen termonükleer reaksiyonlar, Bölüm 4’te deneysel yöntem , Bölüm 5’te gerekli hesaplamaların nasıl yapıldığını anlatılmış ve son olarak Bölüm 6’da yapılan deneylerden elde edilen sonuçlar sunulmuştur.

## BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK SENTEZİ

Önceki bölümde kabaca açıklanan “Çekirdek Sentezi Teorisinin” detayları bu bölümde anlatılacaktır. Bu bölümde Çekirdek Sentezi Teorisi ile ilgili ana kaynaklardan olan [15, 16, 17, 45, 50, 51, 52, 53] referanslarından yararlanılmıştır. Çekirdek Sentezini, Şekil 2.1’de de görüldüğü gibi üç ana kısma ayırabiliriz; (i) yıldızları ve galaksileri oluşturan maddeye kaynaklık yapan hafif elementlerin üretildiği, Büyük Patlama (Big Bang) çekirdek sentezi, (ii) yıldızlarda meydana gelen füzyon reaksiyonlarıyla oluşan,  $A < 60$  çekirdeklerinin sentezi ve (iii) patlayan ortamlar gibi yüksek sıcaklık koşullarına ihtiyaç duyan  $A > 60$  çekirdeklerinin sentezi. Ayrıca  $A > 60$  çekirdeklerinin sentezi de s-, r- ve p-prosesi olarak üçe ayrılmaktadır. İzotop tablosunun nötronca zengin kısımdaki izotoplar s- ve r-proses ile, protonca zengin kısımda bulunan izotoplar ise p-proses ile üretilirler. p-proses, bu tezin motivasyonu olması nedeniyle, diğer proseslere oranla daha detaylı incelenecektir.



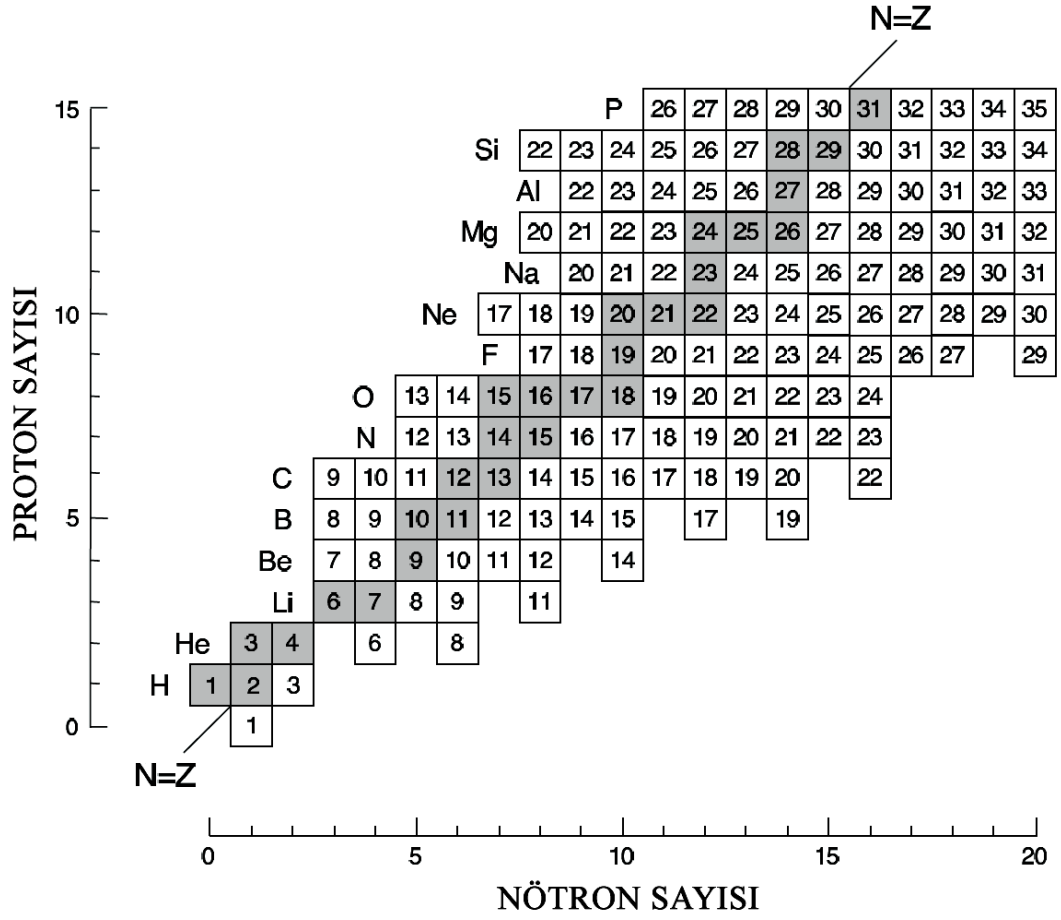
Şekil 2.1: Çekirdek Sentezi Teorisi

## 2.1. Büyük Patlama Çekirdek Sentezi

Evrenin geçmişini anlamak için evrenle ilgili iki gerçeği göz önünde bulundurmalıyız. Bunlardan birincisi evrenin genişlediğidir. Bu sayede eğer zamanı geriye doğru takip edersek 10-20 milyar yıl önceki yoğunluğu bulabiliriz. İkincisi ise 1965 yılında Wilson ve Penzias tarafından bulunan kozmik arka fon ışınımıdır [54]. Tüm evren yaklaşık 3 K'lık bir termal radyasyonla doludur. Bu gerçekler evrenin, ani bir genişlemeyle yani büyük bir patlamayla başladığını göstermektedir.

Büyük patlama çekirdek sentezi, standart modele göre büyük patlamadan çok kısa bir süre sonra yani evrenin ilk döneminde hidrojen  $^1\text{H}$ , onun izotopu döteryum  $^2\text{H}$ , helyumun izotopları  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , ve lityumun izotopu  $^7\text{Li}$ 'nin sentezine verilen isimdir [53, 55, 56]. Büyük Patlama Çekirdek Sentezinin iki önemli özelliği vardır. Bunlardan birincisi, yaklaşık üç dakika içinde son bulmasıdır. Sentez ilk 100 ile 300 saniye arasında gerçekleşir. Bundan sonra evrenin sıcaklık ve yoğunluğu, gerekli nükleer füzyon reaksiyonlarını gerçekleştiremeyeceği düzeye iner. Büyük patlama çekirdek sentezinin kısa olması çok önemlidir. Çünkü bu durum Berilyumdan daha ağır çekirdeklerin üretilmesini engellerken aynı zamanda Döteryum gibi yanmamış hafif elementlerin kalmasına da olanak sağlar. İkincisi ise Büyük Patlama Çekirdek Sentezi yerel bir olay değildir, tüm evreni kapsayan ve eş zamanlı olarak gerçekleşen bir olaydır.

Büyük patlama çekirdek sentezi sonucunda, evrendeki görünür madde kütlece şu dağılımdadır; yaklaşık % 75  $^1\text{H}$  ve % 25  $^4\text{He}$ . Ancak  $^1\text{H}$  ve  $^4\text{He}$  yanısıra % 0,01 oranında Döteryum ve çok az miktarda Lityum ve Berilyum bulunmaktadır [57]. Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde Berilyumdan daha ağır çekirdek üretilmemektedir. Çünkü 8 nükleonlu kararlı çekirdek yoktur (Şekil 2.2). Bu engelin aşılması yani Berilyumdan ağır çekirdeklerin üretilmesi ancak Büyük Patlamadan çok sonra yıldızlarda gerçekleşen sentez sırasında üçlü-alfa yakalama reaksiyonuyla mümkün olur.



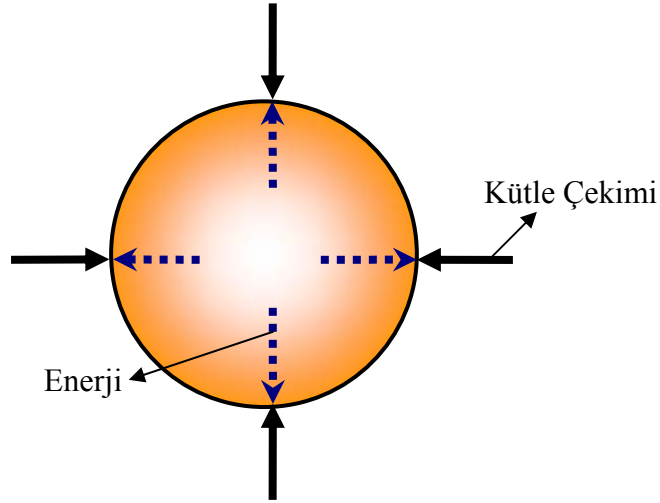
Şekil 2.2: İzotop tablosunun düşük kütle bölgesi ( $Z \leq 15$  ve  $N \leq 20$ ). Koyu kareler kararlı izotopları, beyaz kareler ise yarı ömrü 1 ms den fazla olan kararsız izotopları göstermektedir ( ${}^8\text{Be}$  ve  ${}^9\text{B}$  hariç, bu izotoplar çok kısa yarı ömre sahiptirler). Kütle numarası  $A = 5$  ve  $8$  olan kararlı çekirdek yoktur [51].

## 2.2. Yıldızlarda Çekirdek Sentezi ( $A < 60$ Çekirdeklerinin Sentezi)

Yıldızlarda Çekirdek Sentezi, Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde üretilen hafif çekirdeklerin yıldızları oluşturmasıyla başlar. Yıldızları oluşturan bu hafif elementler, yıldızlarda füzyon reaksiyonlarıyla daha ağır çekirdekleri üretirler.  $8 < A < 60$  arasındaki elementler, H-yanması, He-yanması, C-yanması, Ne-yanması, O-yanması ve Si-yanması reaksiyonlarıyla meydana gelir. Bu reaksiyonlar Fe ve Ni grubuna kadar olan elementlerin sentezindeki temel aşamalardır [53].

### 2.2.1. Yıldızların oluşumu ve gelişim süreci

Yıldızlar, Büyük Patlama Çekirdek Sentezinde oluşan elementlerin oluşturduğu bir bulutsu (nebula) içindeki yoğun bir bölgenin kendi kütle çekim etkisiyle büzülüp, gaz ve tozdan meydana gelen çok büyük küreler halinde yoğunlaşmasıyla oluşmaya başlar. Kürenin içinde, maddenin yoğunlaştığı bölgelerin sıcaklığının artması sonucunda ışık saçmaya başlar ve ilk yıldızlar (proto yıldızlar) oluşur. Yeterli sıcaklık ve yoğunluk elde edildiğinde ( $T_6 \sim 15$  K), yıldızın merkezinde hidrojen yanması başlar. En sonunda, gravitasyonel çökme, bu ekzotermik reaksiyonlarda üretilen enerjinin sağladığı basınç tarafından dengelenir (Şekil 2.3). Denge, merkezdeki hidrojen tükeninceye ya da açığa çıkan enerji daha sonraki bir gravitasyonel çökmeyi önlemekte yetersiz kalıncaya kadar devam eder. Daha sonra, yıldız yeniden çökmeye başlar. Sıcaklık ve yoğunluk artışı, merkezde He yanması başlayıncaya kadar ( $T_6 = 15$ ) yıldız daha ileriki bir çökmeye karşı kararlı hale getirir ve yıldızın parlamasını sağlar.



Şekil 2.3: Yıldız çökmeye zorlayan kütle çekimi, yıldızın içinde üretilen enerjiyle dengededir.

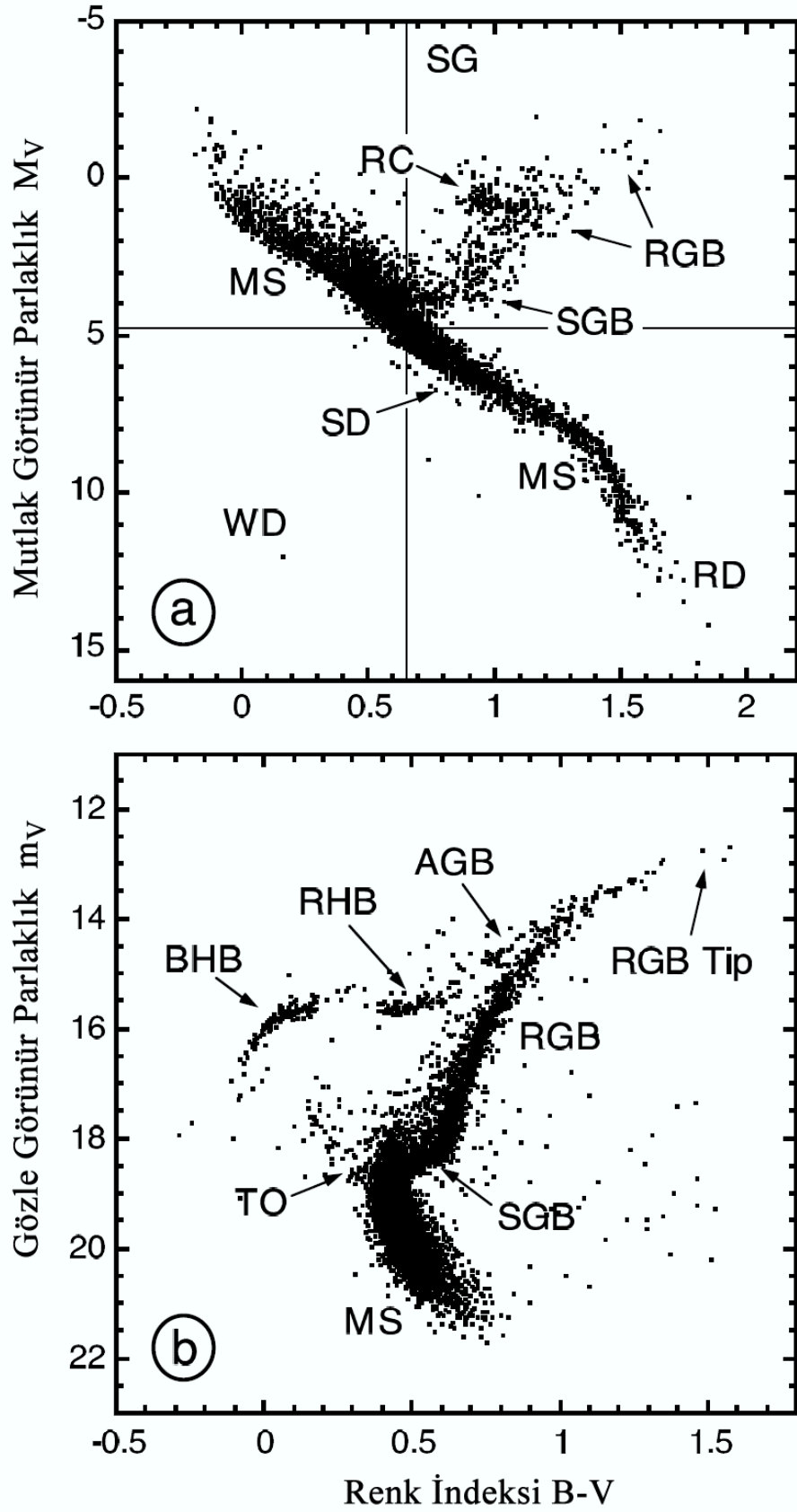
Birim zamanda bir yıldızdan yayınlanan ışınım miktarı (lümünosite) ve yıldızın efektif yüzey sıcaklığı yıldızdan yıldıza çok fazla değişmektedir. Eğer bu iki niceliği bilinen yıldızlar için bir grafiğe çizersek, elde edilen noktalar rastgele olmayacak ve yıldızların büyük bir çoğunluğu ayrı gruplar oluşturacaktır. Yıldızların ışınım gücü ve efektif yüzey sıcaklığı arasındaki ilişki yıldızların özellikleri hakkında önemli bilgiler



verir. Bu ilişkiyi gösteren grafiğe Hertzsprung-Russell Diyagramı denir (Şekil 2.4). Yüzey sıcaklığı, yıldızın rengiyle, ışına gücü ise yıldızın mutlak büyüklüğüyle ilişkilidir.

Güneş sistemine komşu olan yaklaşık 5000 tane yıldız için çizilmiş Hertzsprung-Russell Diyagramını gösteren Şekil 2.4a'yı göz önüne alalım. Şekilde her bir nokta tek bir yıldız göstermektedir. Yüzey sıcaklığı, diyagramın sağından soluna doğru artmaktadır. Yıldızların çok büyük bir kısmı, sol üst köşeden (sıcak ve parlak yıldızlar), sağ alt köşeye (soğuk ve soluk yıldızlar) çapraz olarak uzanan bir bölgede toplanmıştır. Bu bölgeye anakol bölgesi (MS) denmektedir. Örneğin Güneş, anakol üzerindedir. Anakolun sağ alt köşesinde (soğuk ve soluk yıldızlar) kırmızı cüceler (RD) bulunur. Altdev dalı (SGB), anakolun orta noktalarında birleşmekte ve daha sonra kırmızı küme (RC) ve kırmızı dev dalının (RGB) bulunduğu soğuk ve parlak yıldızlar bölgesine doğru devam etmektedir. Küçük ışına gücü ve yüksek sıcaklık bölgesinde (sol alt kısım) soluk ancak sıcak yıldızlar olarak bilinen beyaz cüceler (WD) bulunur. Bazı yıldızlar anakolun alt bölgesinde bulunmalarına rağmen beyaz cücelerden daha parlaktırlar. Bu yıldızlara ise alt cüceler (SD) denir. Bazı yıldız kategorileri şekilde görünmemektedir. Süper devler (SG) galaksimizdeki en parlak yıldızlardır ve Hertzsprung-Russell Diyagramının üst kısmında bulunurlar. Ancak süper devler güneş sisteminin yakınlarında çok nadir bulunmaktadır. Soğuk ve soluk yıldızlar olan kahverengi cüceler diyagramın sağ alt kısmında eksenin dışında bulunurlar ancak zaten sayıları şekilde görünmeyecek kadar azdır.

Şekil 2.4b'de küresel küme M3 için Hertzsprung-Russell Diyagramı görülmektedir. Galaksimizde 200 küresel küme vardır. Galaksi merkezini küresel olarak çevreleyen Galaksi halkasının içinde yer alırlar. Her bir yıldız kümesi birbirine kütle çekimiyle bağlı  $10^4 - 10^6$  yıldızdan meydana gelmektedir. Spektroskopik gözlemler küresel yıldız kümelerinde güneşe oranla çok az metal olduğunu göstermiştir. Bu onların galaksinin ilk oluşum evrelerinde meydana geldiklerini göstermektedir. Küresel yıldız kümelerinin gözleyerek oluşturulan Hertzsprung-Russell Diyagramında yıldızlar farklı bölgelerde yoğunlaşırlar. Yıldızların gelişimini etkileyen en önemli faktör kütleleridir. Daha büyük kütleli yıldızlar daha hızlı gelişmektedir.



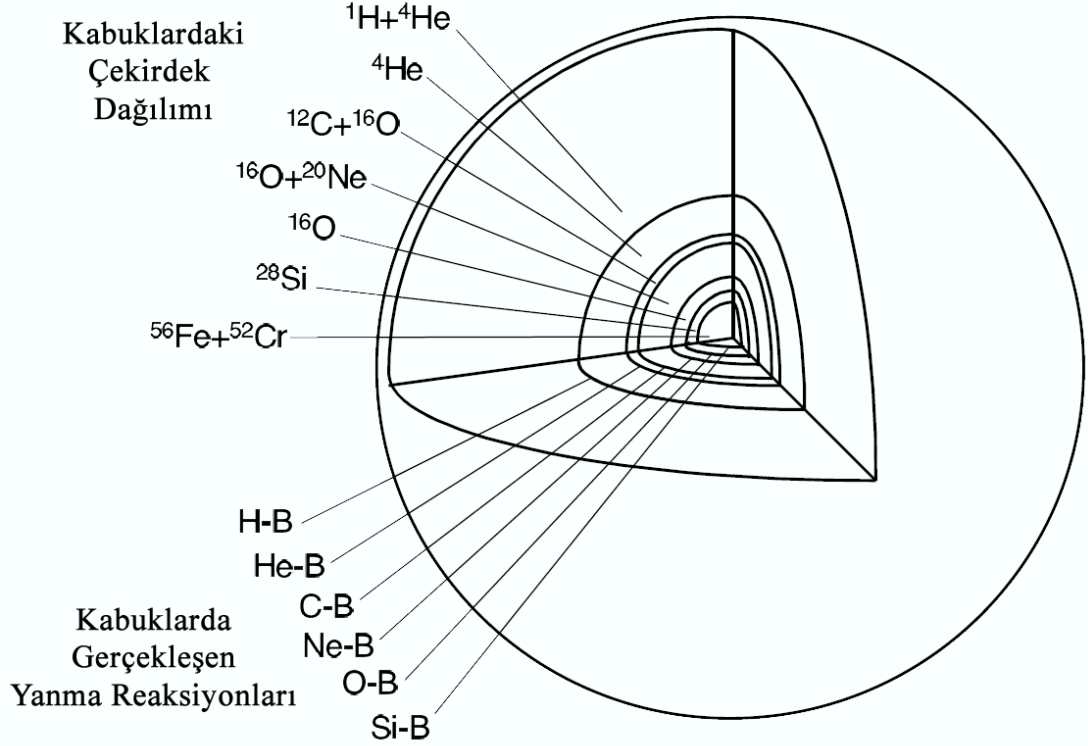
Şekil 2.4: (a) Güneş sistemine komşu 5000 yıldız için (b) küresel küme M3 için Hertzsprung-Russell Diyagramları [58].

Şekil 2.4b'nin bazı kısımları Şekil 2.4a ile bağlantılı olarak yukarıda anlatılmıştır. Şeklin en yoğun bölgesinde anakol yıldızları yer almaktadır. Ana koldan daha soğuk ve daha parlak yıldızlara doğru ayrılan kısım, ayrılma noktası (turn-off point) (TO) olarak isimlendirilir. Alt dev kolu yıldızları (SGB) yatay orta bölgede bulunurlar. Bu bölgenin yukarısında kırmızı dev yıldızları (RGB) bulunur. RGB yıldızlarının sol tarafında üç grup açıkça fark edilmektedir; asimptotik dev yıldızlar (AGB), kırmızı yatay kol (RHB) ve mavi yatay kol (BHB).

Hidrostatik dengedeki yıldızların teorik olarak modellenmesi, en basit durumda dört kısmi diferansiyel denklem (yarıçap, ışınma gücü, basınç ve sıcaklık) ile yapılır. Böylece yıldızın yapısı, merkezinden olan uzaklık ve zamanın fonksiyonu olarak belirlenebilir. Bu çözümlerin zamanla ilişkili kısmı, yıldızın Hertzsprung-Russell diyagramında nasıl bir yol izleyeceğini gösterir. Yıldızın yapısı ve gelişimini hesaplamak için büyük oranda bilgisayar kodlarından yararlanır. Yıldızın özelliklerindeki değişim zamanı, yıldızın enerji stoğuyla yakından ilgilidir. Enerji, nükleer reaksiyonlar ve gravitasyonel çökme ile üretilirken, aynı zamanda yıldızın yüzeyinden foton ve nötrino yayınlanmasıyla sürekli olarak kaybedilir. Yıldızlar nükleer yanma zamanlarının çoğunu ana kol üzerinde hidrojenin füzyonu ile helyumu oluşturmak için harcarlar. Gözlemler yıldızların kütlesi ile ışınma gücü arasında direk bir ilişki olduğunu göstermektedir. Daha büyük kütleli yıldızların merkezinde sıcaklık ve basınç daha büyük olmakta ve daha hızlı nükleer enerji üretmektedirler. Bu nedenle de daha büyük bir ışınma gücüne sahip olurlar. Örneğin  $10 M_{\odot}$  kütesine sahip bir yıldız güneşten yaklaşık 3000 kat daha büyük ışınma gücüne sahiptir. Ayrıca yıldızın anakolda geçireceği süre de yıldızın kütesine bağlıdır. Çünkü yıldızın nükleer yakıtını yakma hızı onun ışınma gücüne bağlıdır. Örneğin  $1 M_{\odot}$ ,  $5 M_{\odot}$  ve  $15 M_{\odot}$  kütlelerine sahip yıldızlar ana kolda sırasıyla 10 Gy, 100 My, ve 12 My zaman geçirirler. Yıldız ana koldan ayrıldığında, gelişim hızı önemli oranda artar.

Büyük kütleli yıldızlar ( $M \geq 11 M_{\odot}$ ), merkezlerindeki Hidrojen yanmasından sonra, daha büyük kütleli çekirdeklerin füzyon reaksiyonları için gerekli enerjiyi üretebilirler. Böylece yıldızın kütesine bağlı olarak merkezde Demire kadar

çekirdekler üretilebilir. Demir merkez, sırasıyla Silisyum, Sülfür, Oksijen, Neon, Karbon, Helyum ve en dışta da Hidrojen kabukla çevrenmektedir ( Şekil 2.5 ).



Şekil 2.5: Bir presüpernovanın yapısının şematik gösterimi. Üst kısımda kabukta bulunan bir ya da iki baskın çekirdek belirtilmiştir. Burada B yanmayı ifade etmektedir [59].

Nükleer reaksiyonlar sıcaklığa oldukça bağlı olduğu için, farklı nükleer yanma reaksiyonları nispeten ince kabuklarda gerçekleşmektedir. Merkezde Hidrojen yanmasından sonra meydana gelen yanma reaksiyonları (Karbon, Neon, Oksijen ve Silisyum yanma reaksiyonları) ileri yanma reaksiyonları olarak adlandırılırlar. Başlangıç ve ileri yanma aşamaları arasında, nükleer enerji üretimi, iletimi ve yüzeyden yayınlanması bakımından temel farklar vardır. Hidrojen ve Helyum yanmasında üretilen enerji neredeyse tamamen ışığa dönüşür. İleri yanma aşamasında ise enerjinin tamamı yakını nötrino-antinötrino çiftleri olarak yayınlanır. Toplam enerjinin yalnızca küçük bir kısmı yüzeyden ışımaya yoluyla yayınlanır. İleri yanma aşamalarında nötrino kaybı çok fazla arttığından ve nükleer yanmanın ömrü toplam lüminesiteyle ters orantılı olduğundan, yıldızın gelişimi hızlanır. Örneğin silisyum yanma aşaması sadece 1 günde tamamlanır. İleri yanma reaksiyonları çok

hızlı meydana geldiği için yıldızın içinde yapısal değişiklikler yapacak zaman yoktur. Böylece yıldız karbon yanma aşamasından sonra Hertzsprung-Russell Diyagramı üzerinde hareket etmez. Ayrıca yıldız yaşamının büyük bir kısmını Hidrojen ve Helyum yanma aşamalarında geçirir. Yıldızın merkezinde en ağır ve en kararlı çekirdekler bulunur. Merkezde en fazla bulunan izotop ise  $^{56}\text{Fe}$ 'dir.

Yıldızın merkezinin kütlesi, Chandrasekhar limitini ( $M \geq 1,4 M_{\odot}$ ) aştığında dejenere elektron basıncı kütle çekimini dengeleyemez ve yıldızın merkezi çöker. Merkezin çökmesi iki faktör tarafından hızlandırılır. Birincisi, elektron yoğunluğu arttığından demir bölgesi çekirdeklerinin elektron yakalamaları artar. Bu kütle çekimini dengeleyen basınca katkıda bulunan elektron sayısını azaltır. İkincisi ise sıcaklık  $5 \text{ GK}$ 'e ulaştığında termal radyasyon foto-parçalanmayla Demir bölgesi çekirdeklerini daha hafif ve daha kararsız çekirdeklere bölmektedir. Bu süreç ortamdaki enerjiyi alarak basıncı azaltır. Bu aşamada yıldızın çekirdeği, serbest düşme ile çökmeye devam eder. Yıldızın merkezindeki yoğunluk, nükleer yoğunluk ( $\approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ) düzeyine ulaştığında, çekirdek ve serbest nükleonlara, çok kısa mesafelerde kendini gösteren ve itici bir kuvvet olan nükleer kuvvet etki etmeye başlar. Çöken çekirdeğin iç kısmı merkeze doğru çok yüksek bir hıza ulaşır ve nükleer yoğunluğu aşar. Nükleer potansiyel karmaşık bir fazda sert bir yay gibi enerji depolar, ta ki çöken madde geri saçılana kadar. Geri saçılan madde ile merkeze doğru gelen(çöken) madde karşılaşır ve dışa doğru bir şok dalgası oluşturur. Yıldızın merkezinin çok yoğun ve sıcak iç kısmı, kütlesi yaklaşık  $1,5 M_{\odot}$  olan bir proto-nötron yıldızına dönüşür.

Şok dalgası dışa doğru giderken yıldızın merkezinin dış bölgelerinden geçer. Bu geçiş sırasında, demir bölgesi çekirdeklerinin foto-parçalanmasıyla, enerjisini kaybeder. Ayrıca enerjisinin bir kısmını da nötrino yayınlanmasıyla yitirir. Bu durum merkez çöktükten sonra  $1 \text{ s}$  içinde gerçekleşir. Merkezin saçılmasından  $10 \text{ ms}$  sonra ise şok dalgası merkezin dış katmanlarına ulaşır. Bu durumda şok dalgası tüm kinetik enerjisini kaybeder. Şokun yeniden etkisini nasıl gösterdiği ve yıldızın katmanları boyunca demir sonrası çekirdekleri nasıl ürettiği hala tam olarak bilinmemektedir. Şok dalgasının merkezde oluşan çok sıcak ve yoğun proto-nötron yıldızından yayınlanan nötrino ve antinötrinolar tarafından yeniden oluşturulduğu

düşünülmektedir [60]. Şok dalgası, nötrino enerjilerini biriktirerek yeniden etkin olduğunda, demir çekirdeğin dışındaki katmanlarda ağır çekirdekleri üretebilir ve yıldızın tüm katmanlarının ısınmasına neden olur.

Yukarıdaki senaryoya göre büyük kütleli yıldızların merkezinin çökmesiyle, tip II ve Ib/Ic süpernovaları oluşmaktadır. Süpernovalar, ani ve çok büyük bir ışık şiddeti artması ile kendini gösteren yıldız patlamalarıdır. Toplam ışığa gücü bazı hallerde güneşinkinin  $10^{10}$  katını bulur. Bir süpernova patlamasında yayınlanan enerjinin yaklaşık  $10^{50}$  erg olduğu gözlemlere dayanarak hesaplanmıştır. İki tip süpernova gözlenmektedir. Tip I süpernovalarda, ışık şiddetinin artışı daha hızlı ve enerji çıkışı daha yüksektir. Bu tip süpernovalarda patlama, yıldızın kütlelerinin pek büyük olmaması nedeniyle (güneşin kütlelerinin birkaç katı) nükleer yakıtın neredeyse tamamının tükenmesinden sonra gerçekleşir. Bu nedenle genişleyen dış tabakalarda çok az hidrojen bulunur ve bu süpernovalara, yaşlı yıldız kümelerinde rastlanır. Tip II. süpernovalarda ise, yıldız çok daha büyük kütleyle sahip olduğundan, merkez bölgesi nükleer yakıtını tüketip gravitasyonel çökmeye geçtiğinde dış tabakalarda henüz reaksiyona girmemiş bol miktarda hidrojen vardır. Bu nedenle spektrumlarında bol hidrojen çizgileri gözlenir. Bunlara sarmal galaksilerin kollarında rastlanmaktadır. Bu da tip II süpernovaların daha genç yıldızlar arasında olduğunu göstermektedir [52].

Şekil 2.6'da farklı kütlelerdeki yıldızların gelişim aşamaları görülmektedir. Sol kısımda yıldızın ilk kütlesi verilmiştir. Soldan sağa doğru zaman artmaktadır ve yıldızın gelişim aşamaları çizgiyle ayrılmıştır. Her bir aşamada meydana gelen yanma reaksiyonları koyu harflerle gösterilmiştir. Ayrıca yanma reaksiyonun yanındaki harf ise bu yanmanın yıldızın neresinde meydana geldiğini göstermektedir. Örneğin H-C, yıldızın merkezinde, H-S ise yıldızın kabuklarında meydana gelen bir Hidrojen yanmasını olduğunu göstermektedir. Parantez içinde yıldızın tipiyle ilgili bilgiler verilmiştir. Bunların anlamları daha önce metin içinde Hertzsprung-Russell Diyagram anlatılırken açıklanmıştır. Büyük kütleli yıldızlar kısmındaki üç nokta aynı zamanda başka yanma reaksiyonlarında olduğunu göstermektedir. Ayrıca CC merkez çökmesini, SN süpernovayı, NS nötron yıldızını, PNN gezegensel nebula çekirdeğini ve BH ise kara deliği göstermektedir.

0.013	Kahverengi Cüce	D-C										
0.08	Kırmızı Cüce	H-C [MS]										He WD
0.4	Küçük Kütleli Yıldızlar	H-C [MS]	pp CNO	H-S [RGB]	1. D U	HeF	He-C H-S [HB,RC]	He-S H-S [AGB]	3. D U	PNN	CO WD	
1.5												
2	Orta Kütleli Yıldızlar	H-C [MS]	H-S [RGB]	1. D U	He-C H-S	He-C H-S	He-S H-S [AGB]	3. D U	PNN	CO WD		
4												
9											H-C [MS]	H-S [RGB]
11	Büyük Kütleli Yıldızlar	H-C [MS]	He-C H-S	C-C He-S	Ne-C C-S	O-C Ne-S	Si-C O-S	CC SN II/Ib/Ic	BH or NS			
100												

Şekil 2.6: Farklı kütlelerdeki yıldızların gelişim aşamaları [61].

### 2.2.2. Hidrojen yanması

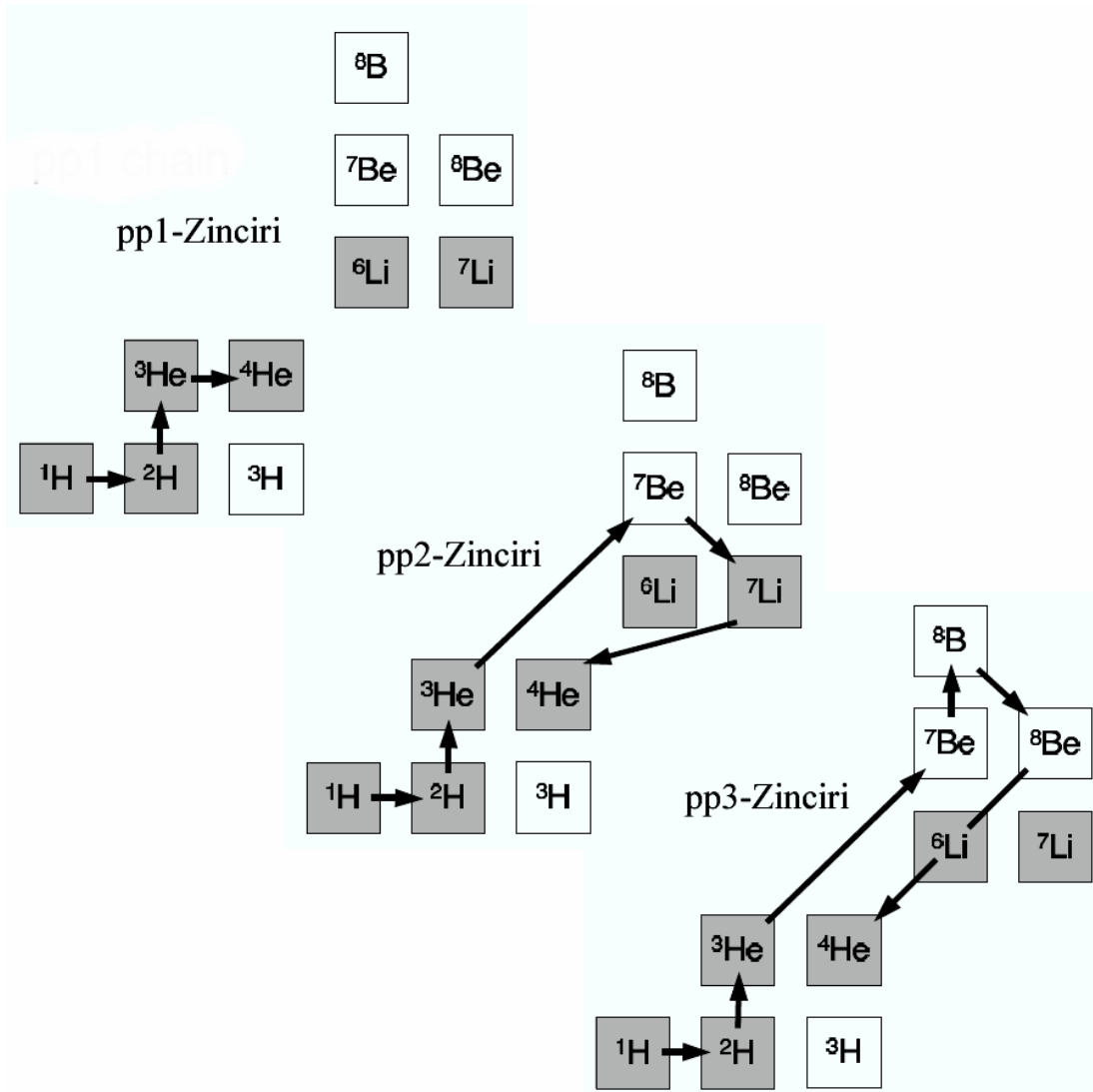
Bir anakol yıldızının hidrojen yanması aşamalarında temel enerji kaynakları, proton-proton zincirleri ve CNO çevrimleridir. Hidrojen yanması aşamasında olan küçük kütleli yıldızlar enerji üretimini proton-proton (pp) zincirinden sağlarken, daha büyük kütleli yıldızlar enerjilerinin çoğunu CNO çevriminden elde ederler.

#### a. Proton-Proton Zinciri

Tablo 2.1’de gösterilen reaksiyon serileri proton-proton zincirleri olarak isimlendirilir. Ayrıca Şekil 2.7’de bu zincir reaksiyonları izotop tablosu üzerinde göstermektedir. Her proton-proton zincirinde, dört proton bir  ${}^4\text{He}$  çekirdeğine ( $\alpha$ -parçacığına) dönüştürülür. Bu reaksiyonlar sonucunda açığa çıkan net enerji 24,7 MeV’dir [  $p(p,e^+\nu)d$ ,  $Q= 1,44$  MeV;  $d(p,\gamma) {}^3\text{He}$ ,  $Q=5,494$  MeV ve  ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p)\alpha$ ,  $Q=12,86$  MeV]. Ancak reaksiyon ürünü pozitron, elektronla birleşerek 1,02 MeV enerjili 2 tane foton üretir. Bu durumda toplam 26,7 MeV’luk enerji açığa çıkar.

Tablo 2.1: Proton-proton zincirinde üç farklı yoldan  $^4\text{He}$  üretimi.

pp1	pp2	pp3
$p(p, e^+ \nu)d$	$p(p, e^+ \nu)d$	$p(p, e^+ \nu)d$
$d(p, \gamma)^3\text{He}$	$D(p, \gamma)^3\text{He}$	$d(p, \gamma)^3\text{He}$
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)\alpha$	$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$	$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$
	$^7\text{Be}(e^-, \nu)^7\text{Li}$	$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$
	$^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$	$^8\text{B}(e^+ \nu)^8\text{Be}$
		$^8\text{Be}(\alpha)\alpha$



Şekil 2.7: Tablo 2.1'deki üç farklı yoldan  $^4\text{He}$  üretim reaksiyonların izotop tablosunda gösterilmesi[51].



$^4\text{He}$  çekirdeği üç farklı yoldan (pp1, pp2 ve pp3) üretilebilir. İlk iki reaksiyon tüm zincirler için aynıdır. Yani diğer iki yol pp2 ve pp3 ile  $^4\text{He}$  çekirdeğinin üretimi ya pp1 yanmasından  $^3\text{He}$  üretilmesine ya da başlangıçta var olmasına dayanır. Bu durumda  $^7\text{Be}$ , pp2 zinciri için  $^7\text{Li}$  üretmek üzere bir tane elektronla reaksiyona girebilir ya da pp3 zinciri için  $^8\text{B}$  üretmek amacıyla bir tane protonla reaksiyona girebilir. pp zincirinde ilk reaksiyonlar, zayıf etkileşmeler vasıtasıyla başlar. Daha sonra meydana gelen reaksiyonların tümü elektromanyetik ve nükleer etkileşmeler tarafından yönetilir.

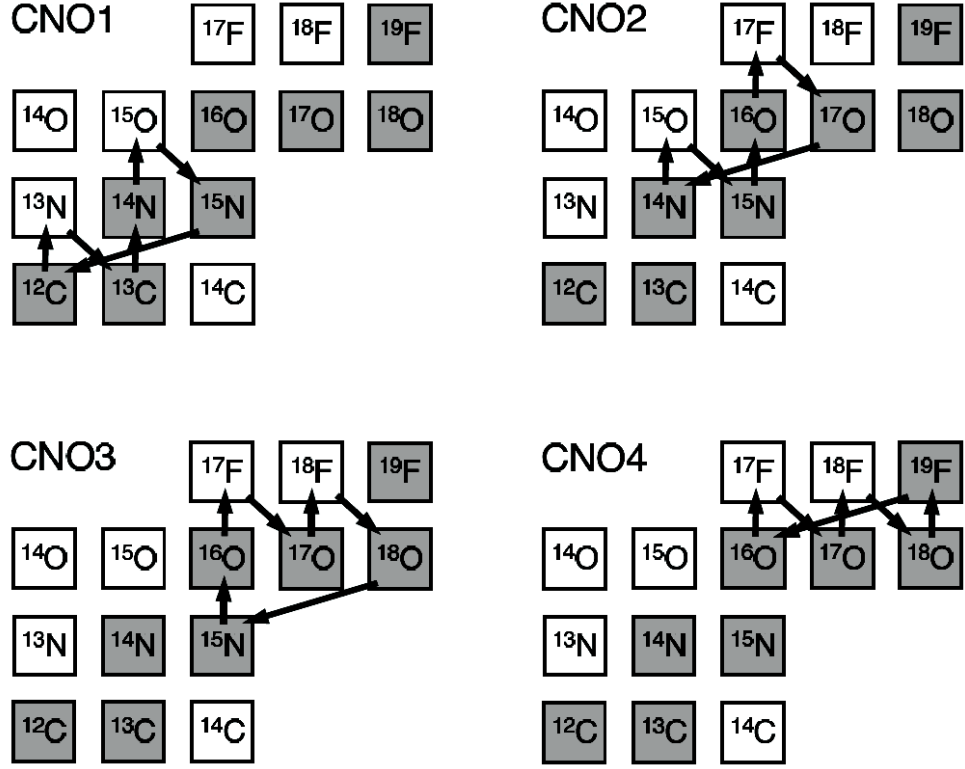
#### b. CNO Çevrimi

Eğer bir yıldız sadece Hidrojen ve Helyumdan oluşmuş ise, Hidrojen yanması aşamasında enerji sadece proton-proton zinciri ile üretilir. Ancak bir çok yıldız daha ağır (özellikle de C, N ve O kütle bölgesinde) çekirdeklere de sahiptir. Bundan dolayı bu çekirdekler de Hidrojen yanmasına katılabilirler. Bu çekirdeklerin katkısı ile Hidrojenin Helyuma dönüşmesi dört reaksiyon zinciriyle meydana gelir (Tablo 2.2). Bu zincirler CNO çevrimi olarak isimlendirilir. Bu reaksiyon zincirleri, pp-zinciriyle aynı sonucu verirler. Yani pp-zincirinde olduğu gibi 4 Hidrojen (proton), Helyum çekirdeğini meydana getirir [Net reaksiyon :  $4(^1\text{H}) \rightarrow ^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu$ ].

**Tablo 2.2:** Hidrojenin Helyuma dönüşmesini sağlayan farklı dört reaksiyon zinciri.

CNO1	CNO2	CNO3	CNO4
$^{12}\text{C}(p, \gamma) ^{13}\text{N}$	$^{14}\text{N}(p, \gamma) ^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(p, \gamma) ^{16}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}$
$^{13}\text{N}(\beta^+ \nu) ^{13}\text{C}$	$^{15}\text{O}(\beta^+ \nu) ^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}$	$^{17}\text{F}(\beta^+ \nu) ^{17}\text{O}$
$^{13}\text{C}(p, \gamma)$	$^{15}\text{N}(p, \gamma) ^{16}\text{O}$	$^{17}\text{F}(\beta^+ \nu) ^{17}\text{O}$	$^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}$
$^{14}\text{N}(p, \gamma) ^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}$	$^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}$	$^{18}\text{F}(\beta^+ \nu) ^{18}\text{O}$
$^{15}\text{O}(\beta^+ \nu) ^{15}\text{N}$	$^{17}\text{F}(\beta^+ \nu) ^{17}\text{O}$	$^{18}\text{F}(\beta^+ \nu) ^{18}\text{O}$	$^{18}\text{O}(p, \gamma) ^{19}\text{F}$
$^{15}\text{N}(p, \alpha) ^{12}\text{C}$	$^{17}\text{O}(p, \alpha) ^{14}\text{N}$	$^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}$	$^{18}\text{F}(p, \alpha) ^{16}\text{O}$
$T_{1/2}(^{13}\text{N})=597,9 \text{ s}$	$T_{1/2}(^{15}\text{O})=122,24 \text{ s}$	$T_{1/2}(^{17}\text{F})=64,49 \text{ s}$	$T_{1/2}(^{18}\text{F})=109,77 \text{ s}$

Her bir yanma çevriminde C, N, O ve F çekirdekleri, reaksiyonları sadece katalizör olarak etkiler. Çünkü Hidrojenin tüketimiyle ağır çekirdeklerin bollukları değişmemektedir. Bu yüzden ağır çekirdeklerin miktarı çok az olsa bile önemli miktarda enerji üretilebilir.

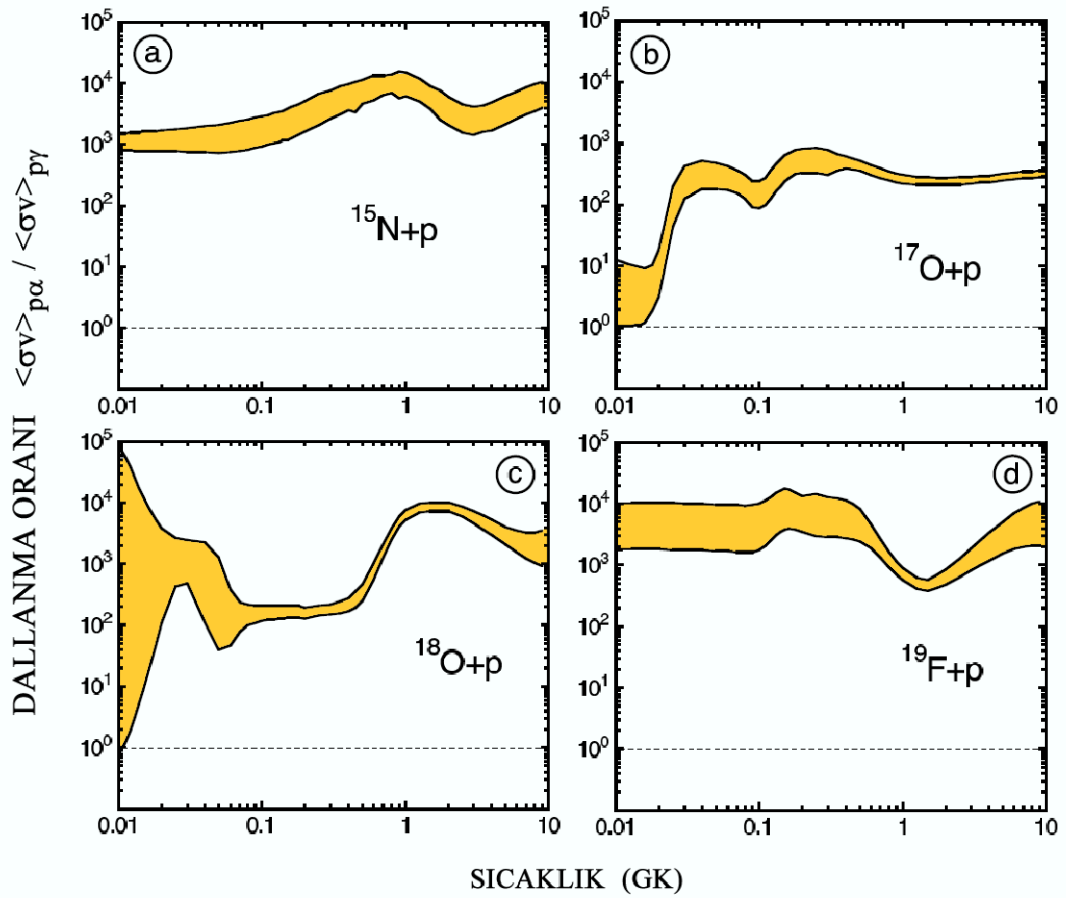


Şekil 2.8: Dört farklı yoldan CNO döngüsü. Tablo 2.2’deki reaksiyonların izotop tablosunda yerleşimi [51].

Yıldızdaki enerji proton yakalama reaksiyonlarını [(p,γ) ve (p,α) reaksiyonları] mümkün kıldığı için CNO çevriminde farklı reaksiyon zincirleri oluşmaktadır. Aynı şekilde  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  ve  $^{16}\text{O}$  çekirdekleri için ise sadece (p,γ) mümkündür. (p,α) reaksiyonları ağır çekirdekleri yeniden hafif çekirdeklere dönüştürecektir. Her bir dallanma noktasında ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  ve  $^{19}\text{F}$ ), (p,α) reaksiyonu, (p,γ) reaksiyonu ile yarışır. Dallanma oranı ya da (p,α) ve (p,γ) reaksiyonlarının olma olasılığı oranı, ilgili reaksiyon hızlarının oranına eşittir (Denklem 2.1).

$$B_{p\alpha/p\gamma} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{(p,\alpha)}}{\langle \sigma v \rangle_{(p,\gamma)}} \quad (2.1)$$

Sıcaklığa karşılık dallanma oranı grafiği Şekil 2.9’da görülmektedir. Grafikte dallanma oranının alabileceği minimum ve maksimum değerleri düz çizgi ile gösterilmiştir. Yani dallanma oranı, iki düz çizgi arasındaki koyu bölgede bir değer alabilir. Bu durum bilinmeyen diğer reaksiyonların (örneğin gözlenmemiş rezonanslar) katkısından kaynaklanmaktadır. Dallanma oranında belirsizlikler olmasına rağmen Şekil 2.9’dan  $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  ve  $^{19}\text{F}$  hedef çekirdekleri için  $(p,\alpha)$  reaksiyonlarının  $(p,\gamma)$  reaksiyonlarından tüm sıcaklıklarda (çok düşük sıcaklıklarda  $^{17}\text{O}$  ve  $^{18}\text{O}$  reaksiyonları dışında) daha hızlı olduğu görülmektedir.



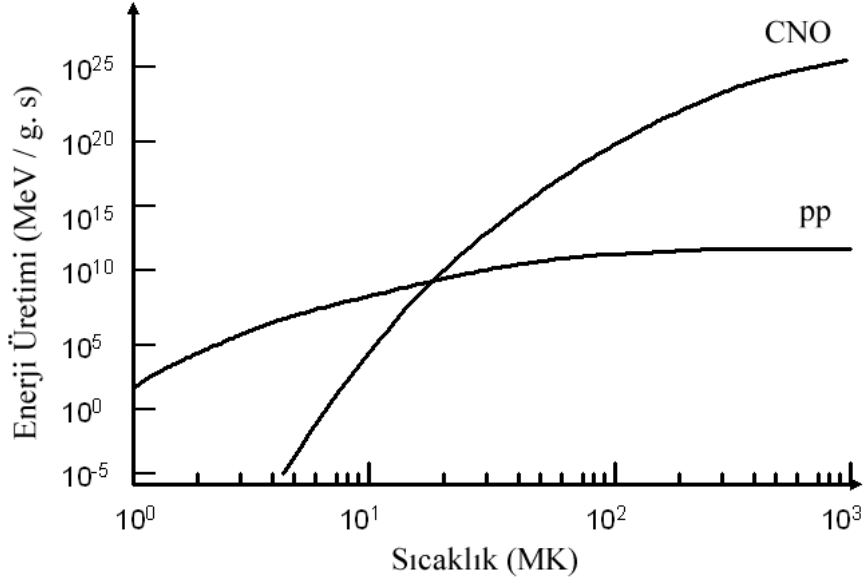
Şekil 2.9: (a)  $^{15}\text{N}+p$  (b)  $^{17}\text{O}+p$  (c)  $^{18}\text{O}+p$  (d)  $^{19}\text{F}+p$  reaksiyonları için sıcaklığa karşılık dallanma oranının değişimi [51].

CNO1 çevrimi reaksiyonları  $^{12}\text{C}$  ile başlar. Şekil 2.9’a göre  $^{15}\text{N}$ ’de çok küçük bir değişim (yaklaşık 1/1000) vardır. Bu küçük miktar katalizör olarak CNO2 çevrimine  $^{15}\text{N}(p,\gamma)$  reaksiyonuyla katılır. Yine de katalizör çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu  $(p,\alpha)$  reaksiyonlarının baskın olması nedeniyle yeniden  $^{12}\text{C}$  ye dönüşür. Öte yandan

$^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ 'ye dönüşür. Oluşan  $^{17}\text{O}$ 'nın büyük bir kısmı (p, $\alpha$ ) reaksiyonlarının baskın olması nedeniyle yeniden  $^{14}\text{N}$ 'ü oluşturur. Böylece CNO2 reaksiyonu başlatır.  $^{15}\text{N}$ 'in diğer kısmı ise yıldızın içindeki sıcaklığa bağlı olarak  $^{19}\text{F}$ 'un üretilmesiyle sonuçlanan CNO3 ve CNO4 çevrimlerini başlatır.

Şekil 2.10'da Coulomb engelini bir sonucu olarak, sıcaklığın azalmasıyla her iki eğrinin de düştüğü görülmektedir. Bununla birlikte, sıcaklığın yükselmesiyle  $T_6=20$  K yakınlarında CNO çevrimindeki enerji üretim hızı pp-zincirine kıyasla daha çabuk artmaktadır.

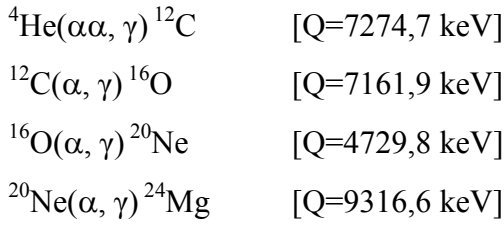
CNO çevrimi ve pp zincirindeki enerji üretiminin sıcaklıkla değişimini veren Şekil 2.10 incelendiğinde, pp-zincirinin,  $T_6=20$  K sıcaklığının altında baskın olduğu ancak daha yüksek sıcaklıklarda enerjinin çoğunun CNO çevrimiyle üretildiği görülmektedir. Buna göre pp zinciri, CNO çevrimi için yeterli tohum çekirdeği olmayan tüm hidrojen yanması gerçekleştiren yıldızlarda baskın enerji üretim mekanizmasıdır. CNO çevrimi için yeterli tohum çekirdeği olan büyük kütleli yıldızlar için ise CNO çevrimi baskın enerji üretim mekanizmasıdır.



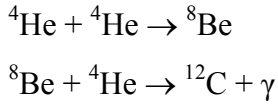
Şekil 2.10: Sıcaklık artışına göre CNO çevrimi ve pp zincirindeki enerji üretimi [50].

### 2.2.3. Helyum yanması

Evrende ikinci en fazla bolluğu olan çekirdek Helyumdur. Helyumun nasıl üretildiği Hidrojen yanması kısmında anlatılmıştır. Yıldızın çekirdeğindeki tüm hidrojen tükendiğinde, yıldız büzülür ve bu nedenle sıcaklık artar. Bu sırada merkezde Helyum yanması başlar. Bu süreçlerin ürünü olarak evrende üçüncü ve dördüncü bolluğa sahip çekirdekler  $^{12}\text{C}$  ve  $^{16}\text{O}$  üretilir. Helyum yanmasında aşağıdaki reaksiyonlar meydana gelir.



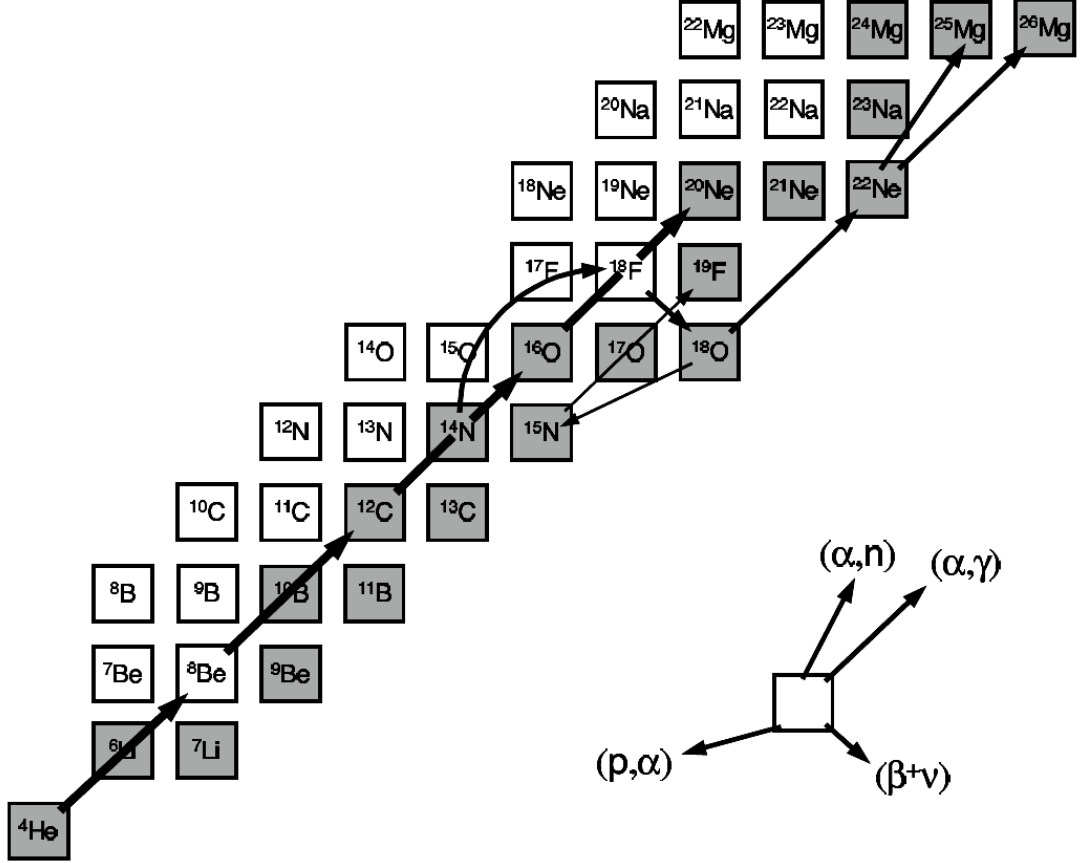
Helyum yanmasında daha sonraki reaksiyon aşamalarına geçilebilmesi için ilk önce, yıldızda bulunan  $^{12}\text{C}$ 'ye dönüştürülmesi gerekmektedir. Bu süreç aşamalı bir süreçtir. Çünkü  ${}^4\text{He}$ 'ün aynı anda  $3\alpha$  yakalaması olasılığı çok küçüktür. Bu nedenle reaksiyon iki adımda gerçekleşir ve üçlü alfa reaksiyonu olarak adlandırılır.



Üretim hızı yok etme hızına eşit oluncaya kadar iki tane  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^8\text{Be}$ 'e dönüşür.  ${}^8\text{Be}$ ,  $10^{-6}$  saniye sonra iki tane  ${}^4\text{He}$ 'e geri bozunur.  ${}^8\text{Be}$ 'in yoğunluğu dengeye ulaştığında  ${}^{12}\text{C}$  oluşturmak için, ikinci bir  ${}^4\text{He}$  yakalaması başlar.  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$  eşik enerjisine yakın  ${}^{12}\text{C}$ 'nin ikinci uyarılmış seviye enerjisine karşılık gelen bir rezonans tesir kesiti nedeniyle ile  ${}^{12}\text{C}$ 'nin üretim hızı artar ve daha sonraki aşamalar için yeterli  ${}^{12}\text{C}$  üretilir. Helyum yanmasında bu iki reaksiyon baskındır. Bu iki reaksiyon üçlü alfa yakalaması olarak isimlendirilmektedir.

Yeterli  ${}^{12}\text{C}$  bolluğu üçlü alfa reaksiyonundan bir kez elde edildiğinde  ${}^{16}\text{O}$  üretimiyle sonuçlanan  $\alpha$  yakalamaları gerçekleşir. Ancak  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma) {}^{20}\text{Ne}$  reaksiyonunun tesir

kesiti çok küçük olduğundan, az miktarda  $^{20}\text{Ne}$  üretilir. He yanması ile  $^{20}\text{Ne}$ 'den daha ağır çekirdeklerin oluşumu, yıldızlarda nadiren meydana gelir.



Şekil 2.11: İzotop tablosu üzerinde Helyum yanma reaksiyonlarının gösterimi. Kararlı çekirdekler koyu karelerle gösterilmiştir.  $^{12}\text{C}$ 'nin Üçlü alfa yakalama ve  $^{16}\text{O}$ 'nin  $(\alpha, \gamma)$  reaksiyonları kalın çizgilerle diğer Helyum yanma reaksiyonları ince çizgilerle gösterilmiştir [51].

#### 2.2.4. Karbon-Neon-Oksijen yanması

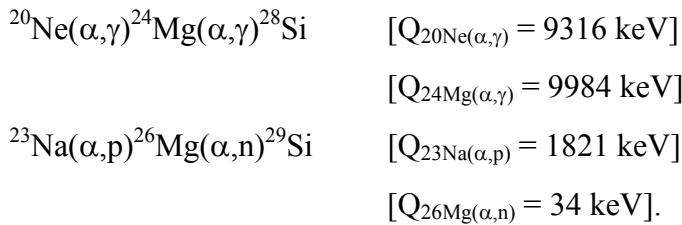
Yıldızın merkezindeki Helyum tükendiğinde, kütle çekimi nedeniyle merkez çöker ve merkezdeki sıcaklık eşzamanlı olarak artar. Sıcaklık artışıyla bir sonraki yanma süreci yani karbon yanması başlar. Helyum yanması sonucunda yıldızın merkezinde  $^{12}\text{C}$  ve  $^{16}\text{O}$  bulunmaktadır. Bu iki çekirdekle ilgili tüm olası reaksiyonlar;  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ve  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  ve  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  şeklindedir. İlk gerçekleşen reaksiyon en küçük Coulomb engeline sahip olan reaksiyondur ve bu nedene yanma aşamasını bu reaksiyon başlatır.

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  füzyon reaksiyonu karbon yanmasının ilk reaksiyondur. Giriş kanalındaki nispeten iki ağır çekirdek bulunmaktadır.  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ile oluşmasını beklediğimiz  $^{24}\text{Mg}$  arasındaki kütle farkının enerji karşılığı yaklaşık 14 MeV'dir. Dolayısı ile bu reaksiyon sonucunda çıkış kanalından hafif bir parçacığın yayınlanması daha olasıdır [9, 10]. Gerçekleşmesi en muhtemel reaksiyonlar şöyledir;



$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$  gibi diğer reaksiyonların meydana gelme olasılığı özellikle astrofiziksel enerjilerde oldukça azdır. Yayınlanan proton,  $\alpha$ -parçacığı ve nötron ikincil reaksiyonlarla hemen tüketilir. Bu birincil ve ikincil gerçekleşen reaksiyonlara karbon yanması denir. Yıldızın merkezinde karbon yanması gerçekleşmesi için  $T = 0,6$  ile  $1,0$  GK sıcaklığa ihtiyaç vardır.

Karbon yanmasının sonunda yani merkezde en çok bulunan  $^{12}\text{C}$  tüketildiğinde, yıldızın merkezi başlıca  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  ve  $^{23}\text{Mg}$  çekirdeklerinden oluşmaktadır. Merkezde diğer çekirdeklerde mevcut olmakla beraber miktarları çok azdır. Bu aşamada yıldız çökmeye devam eder ve merkezin sıcaklığı yeni bir yanma reaksiyonunu başlatacak kadar artar. Tipik sıcaklık ve yoğunluk değerlerinde ( $1,5$  GK ve  $\rho = 5 \times 10^6 \text{ g/cm}^3$ ) gerçekleşen başlıca reaksiyon  $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$  dir. Bu reaksiyondan sonra meydana gelen ikincil reaksiyonlar ise;



Bütün bu reaksiyonlar neon yanması olarak isimlendirilir. İlk reaksiyon endotermiktir. Yani ortamdan enerji alır. Ancak ikincil reaksiyonlarla beraber net enerji üretimi pozitifdir.

Neon yanmasından sonra yıldızın çekirdeğinde en fazla bulunan çekirdekler  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  ve  $^{28}\text{Si}$ 'dir. Merkezde bulunan çekirdeklerin meydana getirebileceği reaksiyonlardan en muhtemeli Coulomb engeli en küçük olan  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  reaksiyondur [9, 62]. Bu reaksiyon giriş kanalında iki ağır çekirdeğin olması bakımından karbon yanmasına benzemektedir.  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  reaksiyonu sonucunda  $^{32}\text{S}$  bileşik çekirdeği oluşmaktadır. Ancak bu reaksiyon için kütle farkı yaklaşık 16,5 MeV'dir. Yani  $^{32}\text{S}$  bileşik çekirdeği oldukça uyarılmış bir düzeydedir. Bu fazla enerji en kolay hafif parçacıkların yayınlanmasıyla atılır. Dolayısı ile gerçekleşecek en olası reaksiyonlar şunlardır;

$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\text{p})^{31}\text{P}$	[Q = 7678 keV]
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},2\text{p})^{30}\text{Si}$	[Q = 381 keV]
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\alpha)^{28}\text{Si}$	[Q = 9594 keV]
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},2\alpha)^{24}\text{Mg}$	[Q = -390 keV]
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\text{d})^{30}\text{P}$	[Q = -2409 keV]
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\text{n})^{31}\text{S}$	[Q = 1499 keV]

$^{16}\text{O}(^{16}\text{O},2\alpha)^{24}\text{Mg}$  ve  $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\text{d})^{30}\text{P}$  reaksiyonları endotermiktir ve ortamdan enerji alırlar. Bu reaksiyonlar sonucunda üretilen hafif elementler hemen tüketilirler. Bu reaksiyonlar ve ikincil reaksiyonlar oksijen yanması olarak adlandırılmaktadır. Oksijen yanması yıldızın merkez sıcaklığı  $T = 1,5$  ile  $2,7$  GK olması durumunda gerçekleşmektedir.

#### 2.2.4. Silisyum yanması

Yıldızın merkezinde oksijen yanması bittiğinde yani  $^{16}\text{O}$  tükendiğinde, merkezde en fazla bulunan izotoplar  $^{28}\text{Si}$  ve  $^{32}\text{S}$ 'dir.  $^{16}\text{O}$  tükendiğinde yıldızın merkezi çökmeye ve ısınmaya devam eder. Bu şartlarda  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  ve  $^{28}\text{Si} + ^{32}\text{S}$  füzyon reaksiyonları Coulomb engeli nedeniyle gerçekleşemez.

Sıcaklık 4 GK olduğunda siyah cisim ışınması sonucu yayınlanan gamalar  $^{28}\text{Si}$  tarafından yakalanarak  $\alpha$  parçacıkları açığa çıkar ( $^{28}\text{Si}(\gamma,\alpha)^{24}\text{Mg}$ ). Bu alfalar ortamda bol miktarda bulunan  $^{28}\text{Si}$  çekirdekleri ile  $(\alpha,\text{n})$  ve  $(\alpha,\text{p})$  reaksiyonlarını



gerçekleştirerek daha ağır çekirdekleri oluşturur. Bu reaksiyon  $^{56}\text{Fe}$  sentezleninceye kadar devam eder [50, 51, 53].

Demir, nükleon başına en yüksek bağlanma enerjisine sahip en kararlı çekirdek olduğundan demirden sonraki elementler artık yanma reaksiyonları ile üretilemez. Bu elementlerin oluşumunu açıklayan prosesler bir sonraki kesimde açıklanmaktadır.

### **2.3. Patlayan Ortamlarda Çekirdek Sentezi ( $A > 60$ Çekirdeklerinin Sentezi)**

Demirden daha ağır çekirdekler, yıldızlarda yanma reaksiyonlarıyla üretilemez. Bu çekirdeklerin üretilmesi için çok yüksek sıcaklıklar gerekmektedir. Bu nedenle  $A > 60$  çekirdeklerinin sentezi için farklı ortamlar ve mekanizmalara ihtiyaç vardır. Bu çekirdeklerin üretilmesini açıklayan üç ayrı mekanizma önerilmiştir. Bunlar yavaş nötron yakalama (s-proses), hızlı nötron yakalama (r-proses) reaksiyonlarıyla ve bu proseslerle üretilemeyen protonca zengin çekirdekler için bir seri foton yakalama reaksiyonuyla (p-proses) gerçekleşmektedir.

#### **2.3.1. s-proses ile çekirdek sentezi**

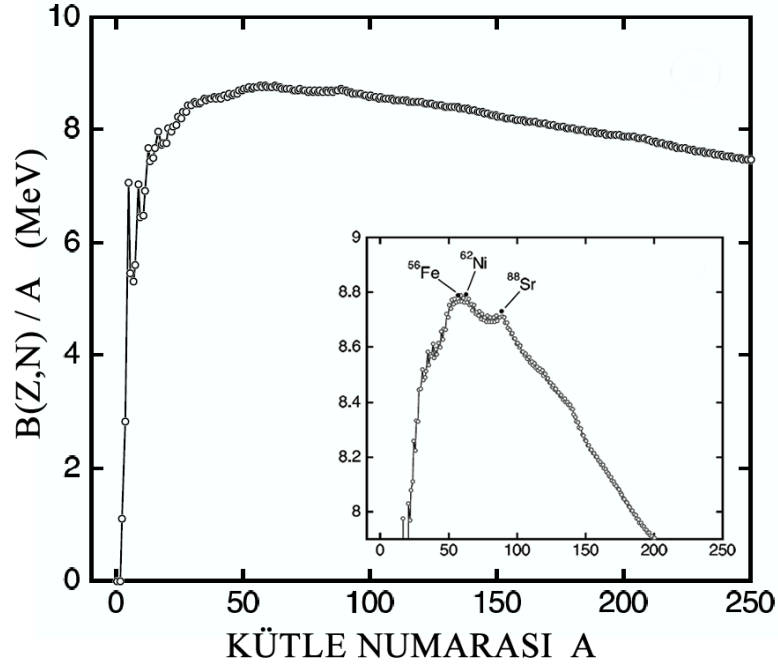
Coulomb engelini geçme olasılığı nükleer yük arttıkça çok hızlı bir şekilde azalır. Bu nedenle astrofiziksel olarak orta derecedeki sıcaklıklarda yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının tesir kesitleri çok küçüktür. Yüklü parçacık reaksiyonları ancak çok yüksek sıcaklıklarda etkin olabilir. Bu durum demir bölgesi çekirdeklerinden daha ağır çekirdeklerin, güneş sistemi bolluklarının neden çok küçük olduğunu açıklar. Bu durum nötron yakalama reaksiyonları göz önüne alındığında çok farklıdır. Çünkü nötron için bir Coulomb engeli söz konusu değildir. Bu yüzden nötron yakalama tesir kesiti orta derecedeki enerjilerde oldukça yüksektir. Hatta enerji azaldıkça nötron yakalama tesir kesiti daha da artmaktadır. Bu nedenle ağır çekirdeklerin, daha önce yıldızda bulunan hafif tohum çekirdeklerin nötron yakalamasıyla oluştuğu akla uygun bir fikirdir. Ayrıca bu mekanizmayı destekleyen kesin kanıtlar vardır.

Ancak nötronlar kararsızdır ve 614 s yarı-ömre sahiptir. Bu nedenle yıldızlararası ortamda çok fazla nötron yoktur. Dolayısı ile reaksiyona girecek nötronların

öncelikle yıldızın içinde üretilmesi gerekmektedir. Bu proses için Q-değeri pozitif olan olası iki nötron kaynağı vardır:

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

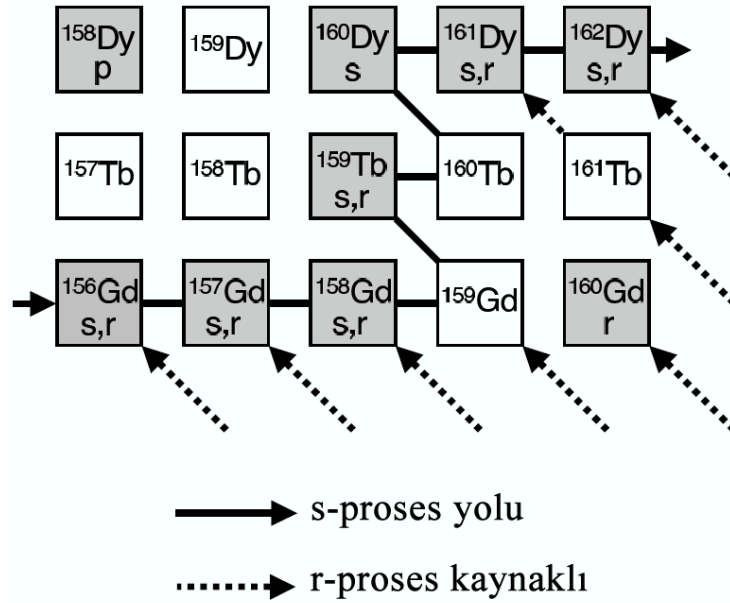
$^{13}\text{C} (\alpha, n) ^{16}\text{O}$  reaksiyonu, bir kırmızı dev'in helyum yanan merkezi ile karışabilen bir hidrojen yanma bölgesinde meydana gelir.  $^{13}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$  reaksiyonu ile hidrojen yanma bölgesinde üretilir ve daha iç kısımdaki helyum yanan bölgeye ulaşır. Böylece gerekli nötron yoğunluğu sağlanır. Ayrıca daha önce anlatılan yanma proseslerinin tersine nötron yakalama reaksiyonları, demirden sonraki çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerjisi azaldığı için yıldız içinde enerji üretimine çok katkı yapmaz (Şekil 2.12).



Şekil 2.12: Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi [51].

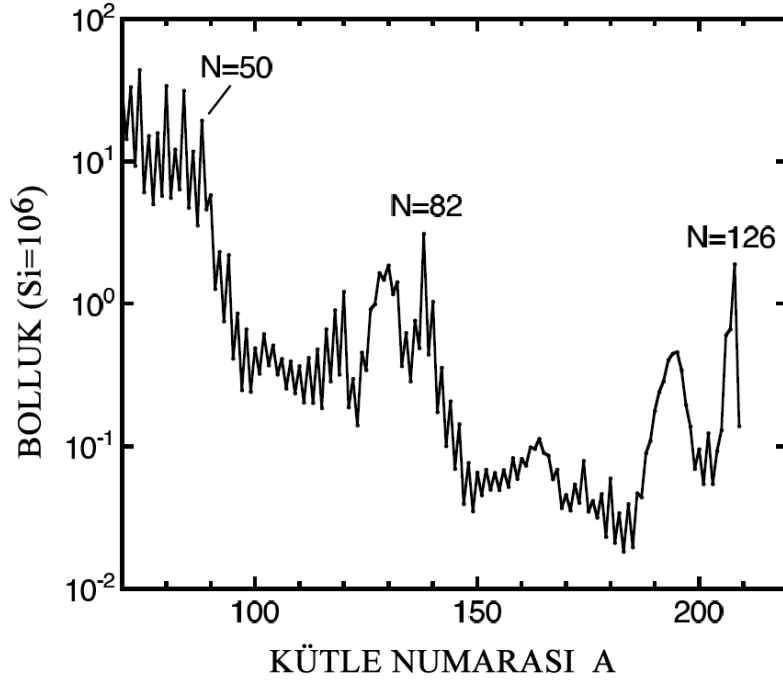
Kararlı bir çekirdeğin (örneğin  $^{156}\text{Gd}$ ) bir nötron akısına maruz kaldığını varsayalım. Bu durumda aynı izotopun ardışık nötron yakalama reaksiyonları meydana gelir. Yani  $^{156}\text{Gd}(n, \gamma)^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}(n, \gamma)^{159}\text{Gd}$ . Üretilen en son çekirdek  $^{159}\text{Gd}$ , 18,5 saat yarı-ömre sahip kararlı bir çekirdektir. Eğer nötron akısı yeterince küçük ise

$\beta$  bozunma hızı nötron yakalama hızından daha fazladır. Dolayısı ile  $^{159}\text{Gd}$ , yeni bir nötron yakalamadan kararlı bir çekirdek olan  $^{159}\text{Tb}$ 'ye bozunacaktır. Daha sonra  $^{159}\text{Tb}$  bir nötron yakalayıp  $^{160}\text{Tb}$ 'ye dönüşecektir. Kararsız olan  $^{160}\text{Tb}$ ,  $\beta$ -bozunmasıyla  $^{160}\text{Dy}$ 'a dönüşür ve bu süreç benzer şekilde daha ağır çekirdeklere doğru ilerler (Şekil 2.13). Bu nedenle s-proses yolu, izotop tablosunda kararlı izotoplara yakın olmak zorundadır. Bu üretim mekanizmasına s-prosesi denir [15]. s-proses kararlı astrofiziksel ortamlarda meydana gelen yavaş bir süreçtir ve binlerce yıl devam edebilir. s-proses ile üretilebilen en son izotop, doğadaki en ağır kararlı çekirdek olan  $^{209}\text{Bi}$  çekirdeğidir.



Şekil 2.13: Gd, Tb ve Dy elementleri bölgesinde s-proses yolu. Kesikli çizgiler r-prosesten gelen katkıları göstermektedir [51].

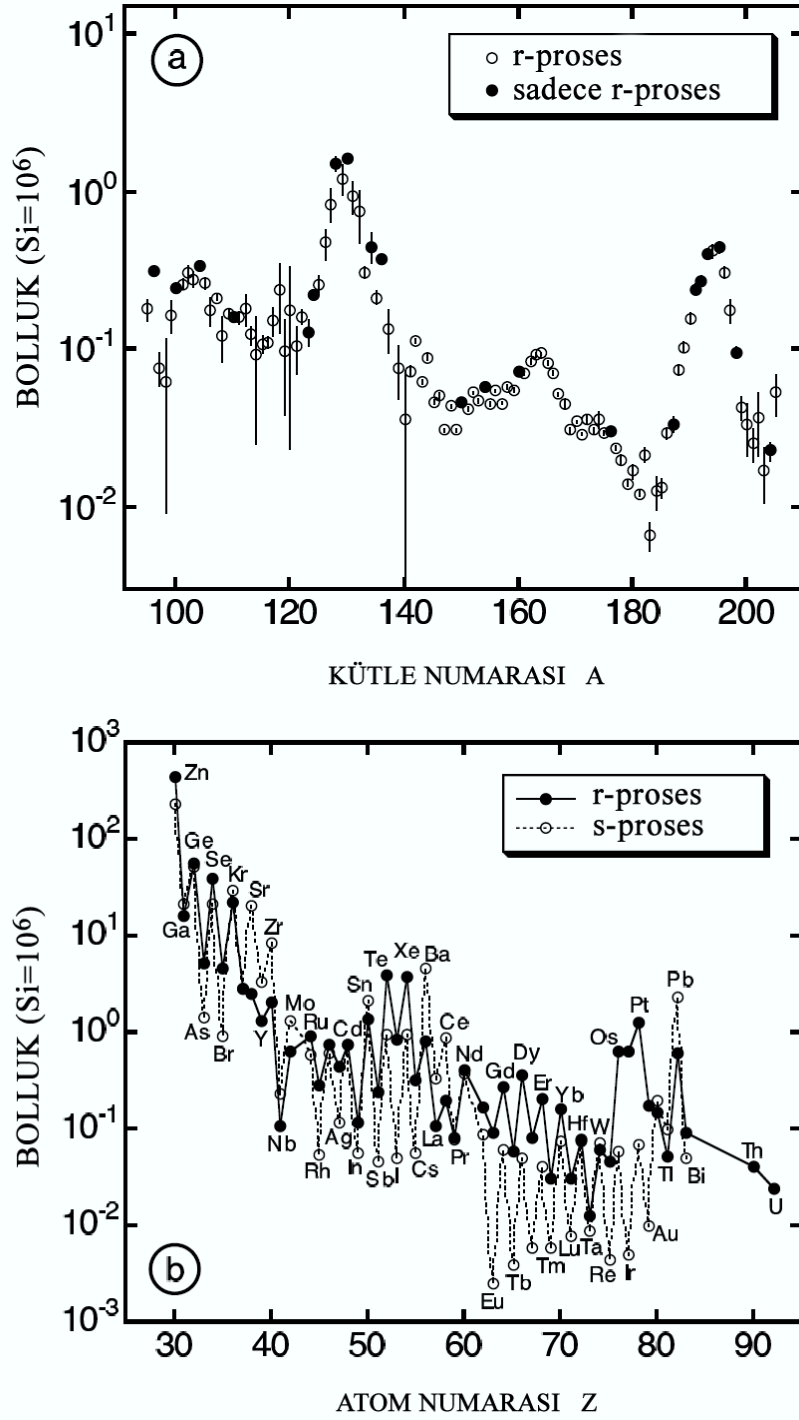
Kütle numarasına göre ağır çekirdeklerin bolluk grafiği çizildiğinde, bazı kütle numaralarında pikler görülür.  $A \approx 84, 138$  ve  $208$ 'de görülen bu pikler, sihirli nötron sayıları  $A = 50, 82$  ve  $126$  nedeniyle oluşmaktadır ve s-prosesten kaynaklanmaktadır. r-prosesten kaynaklanan daha geniş pikler, dar piklerden (s-proses pikleri) yaklaşık 10 kütle numarası aşağıda bulunmaktadır.



Şekil 2.14: Ağır çekirdeklerin Güneş Sistemi bollukları [63].

### 2.3.2. r-proses ile çekirdek sentezi

Kararlı bir çekirdek çok kuvvetli bir nötron akısına maruz kalırsa ardışık nötron yakalamaları gerçekleştirir. Ürün çekirdek kararsız dahi olsa nötron yakalama hızı  $\beta$ -bozunma hızından daha fazla olduğundan, izotop tablosunun nötronca zengin bölgesine doğru ilerler. Bu durumda nötron yakalama reaksiyonu ( $n,\gamma$ ) ile  $\beta$ -bozunması bir yarış içindedir. Nötron akısı sonlandığında oluşan tüm nötronca zengin kararsız çekirdekler  $\beta$ -bozunması ile izobar doğrusu ( $A = \text{sabit}$ ) boyunca kararlı bölgeye doğru ilerlerler ve sonunda kararlı (yada çok uzun ömürlü) bir çekirdeğe bozunurlar. Bu mekanizma, r-proses olarak adlandırılır. Şekil 2.13'de r-proses ile üretilen çekirdekler "r" ile gösterilmiştir. Ayrıca bazı çekirdeklerin üretiminden hem s- hem de r-proses sorumludur (örneğin  $^{156}\text{Gd}$  ve  $^{157}\text{Gd}$ ). Şekil 2.13'de  $^{160}\text{Gd}$  gibi çekirdekler ise yalnızca r-prosesle üretilirler. Çekirdek sentezine r-prosesin katkısını tam olarak anlamak için s-prosesten gelen katkılar çıkarılmalıdır. Şekil 2.15a'da r-prosesin katkısının olduğu çekirdekler için, kütle numarasına karşılık bolluk grafiği görülmektedir. Grafiğe göre sadece r-prosesi ile üretilen çekirdekler grafikte uyumludur.



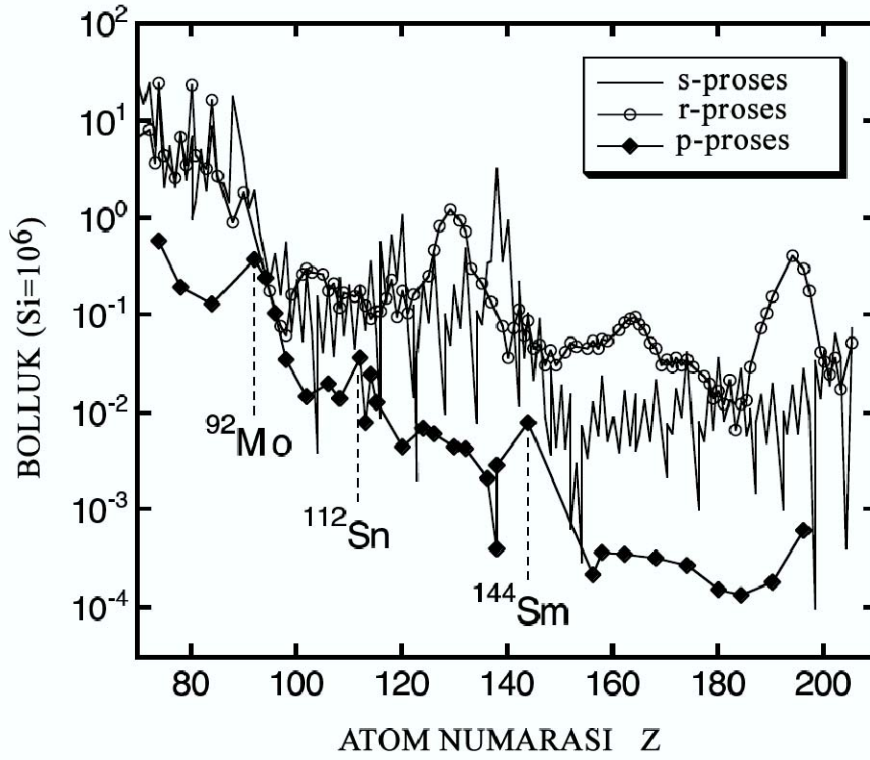
Şekil 2.15: (a)  $A > 90$  izotopları için toplam güneş sistemi bolluklarından s-prosesin katkısını çıkararak elde edilen r-proses bollukları. s-proses bollukları klasik s-proses modeli kullanılarak hesaplanmıştır [64]. İçi dolu çemberler, sadece r-proses ile üretilen çekirdekleri göstermektedir. s-proses katkısının %3'den küçük olduğu çekirdeklerin sadece r-prosesle üretildiği kabul edilmiştir. (b) s- ve r-proses için güneş sistemi bollukları [65].

Şekil 2.15a incelendiğinde A=138 ve 208 kütle numarasında bulunan s-proses bolluk piklerinden yaklaşık 10 kütle numarası eksik olan bölgede A=130 ve 195 kütle numaralarında iki pik görülmektedir. Bu piklerin kaynağı, s-proses piklerinininkine benzer olarak N= 50, 82 ve 126'daki sihirli nötron sayılarıdır.

s-prosesten farklı olarak başka bir nötron yakalama prosesinin varlığının en önemli iki kanıtı, r-proses bolluk pikleri ve s-prosesin en son noktası olan  $^{209}\text{Bi}$ 'dan daha ağır uzun yarı ömürlü izotopların ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ , ve  $^{238}\text{U}$ ) bulunmasıdır. Elementlerin güneş sistemindeki r-proses bollukları, izotopik bollukların toplanmasıyla elde edilebilir. Böylece sadece element bollukları bilgisini sağlayan yıldız spektroskopisinden elde edilen sonuçları çekirdek sentezi açısından karşılaştırmak mümkündür. Güneş sistemi için s- ve r-proses bollukları Şekil 2.15b'de görülmektedir. Birbirinden çok farklı iki proses aynı mertebede bolluk katkısı sağlamaktadır.

### 2.3.3. p-proses ile çekirdek sentezi

İzotop tablosunun protonca zengin kısmında bulunan  $A \geq 74$  çekirdekleri s- ve r-prosesle üretilemezler. Bu çekirdeklere p-çekirdekleri ve bu çekirdeklerin üretilmesinden sorumlu mekanizmaya p-proses denir. P-çekirdeklerinin listesi ve izotopik bollukları Tablo 1.1'de verilmiştir. Şekil 2.16'te p-çekirdeklerinin güneş sistemi bolluğunun s- ve r-proses bolluklarıyla karşılaştırılması görülmektedir. P-çekirdekleri kararlı çekirdekler arasında en nadir bulunanlarıdır. Bollukları s- ve r-çekirdekleriyle kıyaslandığında yaklaşık 100 kat daha azdır.



Şekil 2.16: s-, r- ve p-proses ile sentezlenen ağır çekirdekler için güneş sistemi bollukları. s- ve r-proses bollukları kaynak [64]'den p-proses bollukları ise kaynak [19]'dan alınmıştır.

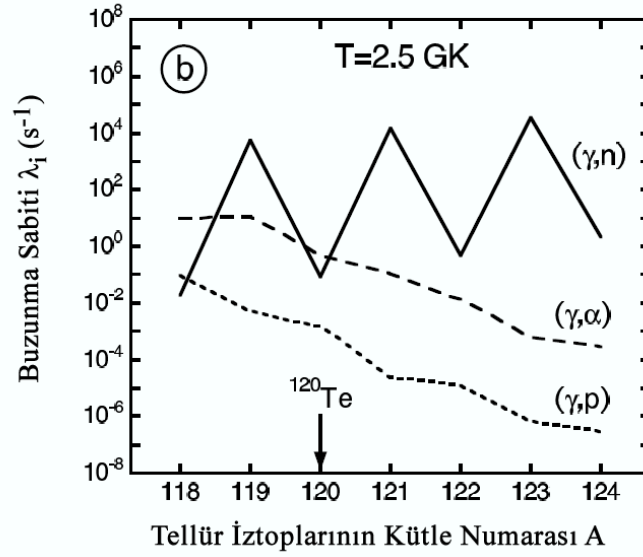
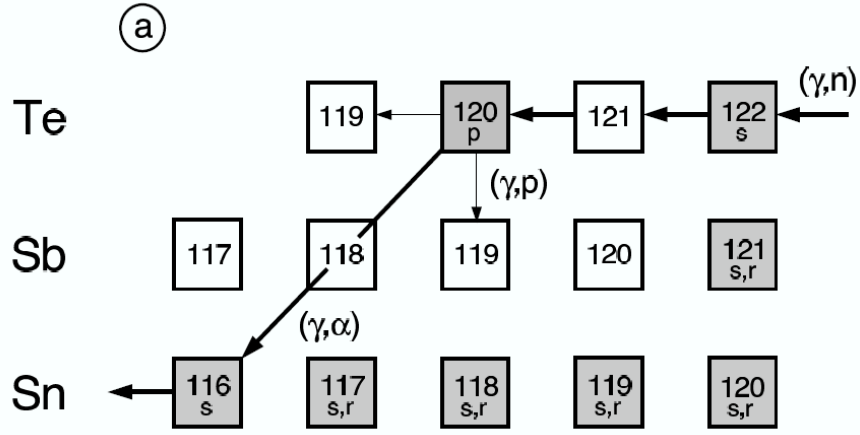
Neredeyse tüm p-çekirdekleri çift proton ve nötron sayısına sahiptir (Tablo 1.1). Bu konuda sadece <sup>113</sup>In, <sup>115</sup>Sn, <sup>138</sup>La ve <sup>180</sup>Ta çekirdekleri istisnadır. Bu çekirdeklerden <sup>115</sup>Sn dışındakilerin diğer p-çekirdeklerine göre bollukları çok küçüktür. Şekil 2.16 incelendiğinde <sup>92</sup>Mo, <sup>112</sup>Sn ve <sup>144</sup>Sm çekirdeklerinde bollukta bir maksimum olduğu görülmektedir. <sup>92</sup>Mo ve <sup>144</sup>Sm kapalı nötron kabuğuna, <sup>112</sup>Sn ise kapalı proton kabuğuna sahiptir. A = 190'dan sonra bolluk eğrisindeki yükseliş, N = 126 ve P = 82 sihirli sayılarındaki yerel yüksek bağlanma enerjilerinden kaynaklanmaktadır. P-çekirdeklerinin bolluk eğrisi, s- ve r-çekirdeklerinin bolluk eğrisine paraleldir. Bu davranış, s- ve r-çekirdeklerinin, p-çekirdeklerinin sentezinde tohum çekirdekler olarak kullanılmasından kaynaklandığını göstermektedir [66].

Başlangıçta p prosesin, tip II süpernova patlamasına uğrayan büyük kütleli yıldızların hidrojen yönünden zengin bölgesinde meydana geldiği düşünülmüştür [15]. Buna göre, hidrojen zengin bölgeden geçen süpernova şok dalgası sıcaklığı artırır ve p-çekirdekleri s- ve r-proseslerinde üretilen tohum çekirdekler üzerine proton yakalama reaksiyonları tarafından üretilir. Ancak foton yakalama reaksiyonlarının

olma olasılığı nedeniyle, sıcaklıklar, yoğunluklar ve zaman ölçekleri hidrojen zengin bölgelerin ağır elementler üretmesi için gerçeğe uygun değildir [37, 45].

Belirli bir sıcaklıkta bozunma sabiti, reaksiyonun Q-değerine (eşdeğer olarak ürün çekirdekten parçacık ayırma enerjisine) kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Örneğin  $T=2,5$  GK sıcaklıkta Tellür bölgesini göz önüne alalım (Şekil 2.17a). Tellür izotopların foto-parçalanma bozunma sabitleri Şekil 2.17b'de verilmiştir.  $^{122}\text{Te}$ , yalnızca s-proses ile üretilen ve p-proses için tohum çekirdektir.  $^{120}\text{Te}$  izotopu, en büyük olasılıkla  $(\gamma, n)$  reaksiyonuyla  $^{121}\text{Te}$ 'e dönüşür. Aynı şekilde  $^{121}\text{Te}$ 'de  $(\gamma, n)$  reaksiyonuyla protonca zengin bölgeye doğru ilerler. İzotop tablosunda protonca zengin bölgeye doğru ilerlerken  $(\gamma, n)$  reaksiyonun bozunma sabiti kuvvetli bir şekilde bir artar bir azalır. Nötron yayınlama olasılığı, çift nötron sayısına sahip olan izotoplarda tek nötron sayılı izotoplara göre daha fazladır. Aynı zamanda  $(\gamma, n)$  reaksiyonun ortalama bozunma sabiti azalır. Çünkü protonca zengin bölgeye doğru gidildikçe nötron ayırma enerjisi artar. Kararlılık eğrisinden protonca zengin bölgeye doğru gittikçe, proton ve  $\alpha$ -parçacığı ayırma enerjisi de artar. Diğer bir deyişle, protonca zengin izotoplardan bir proton yada  $\alpha$ -parçacığı ayırmak için daha az enerji gerekir. Bu nedenle de  $(\gamma, p)$  ve  $(\gamma, \alpha)$  reaksiyonlarının bozunma sabiti artar (Şekil 2.17b). Bu durumun sonucunda izotop zincirinde ilerlerken çift nötron sayısına sahip bir izotopta,  $(\gamma, p)$  ve  $(\gamma, \alpha)$  reaksiyonları,  $(\gamma, n)$  reaksiyonuna göre daha baskın hale geleceklerdir. Bu gerçekleştiğinde ise artık gerçekleşecek reaksiyonlar (dolayısı ile bolluklar) dallanarak başka elementler üretecektir. Göz önüne aldığımız örneğe göre dallanma noktası  $^{120}\text{Te}$  ve bu dallanmalar sonucunda meydana gelen izotop  $^{116}\text{Sn}$ 'dir.  $^{116}\text{Sn}$  üretildikten sonra benzer bir reaksiyon zinciri Sn izotopları için de gerçekleşir.





Şekil 2.17: (a) İzotop tablosunun nötronca eksik olan Sn-Sb-Te bölgesi (b) Tellür izotopları için kaynak [21]'den,  $T=2,5$  GK sıcaklık için hesaplanmış bozunma sabitleri.  $^{120}\text{Te}$ 'de  $(\gamma,\alpha)$  reaksiyonu  $(\gamma,n)$  ve  $(\gamma,p)$  reaksiyonlarından daha baskındır [51].

Belirli bir izotopik zincir için (yani bir elementin tüm izotopları için) dallanma noktası,

$$\lambda_{\gamma p} + \lambda_{\gamma \alpha} > \lambda_{\gamma n} \quad (2.2)$$

bağıntısıyla belirlenir. Buna göre her bir izotopik zincirdeki en uzun foto-parçalanma ömrü, dallanma noktası yakınında olur. Bu çift nötron sayılı çekirdekler, bekleme noktası olurlar ve bu noktalarda element bolluğu artar. Dallanma noktaları özellikle

normalden büyük ayırma enerjisine sahip olan kapalı nötron ve proton kabuğuna sahip çekirdeklerde olur. Diğer taraftan nötron ayırma enerjisi küçük (dolayısı ile  $(\gamma, n)$  bozunma sabiti büyük) olan tek nötron sayılı çekirdeklerde, çok az miktarda element birikecektir.

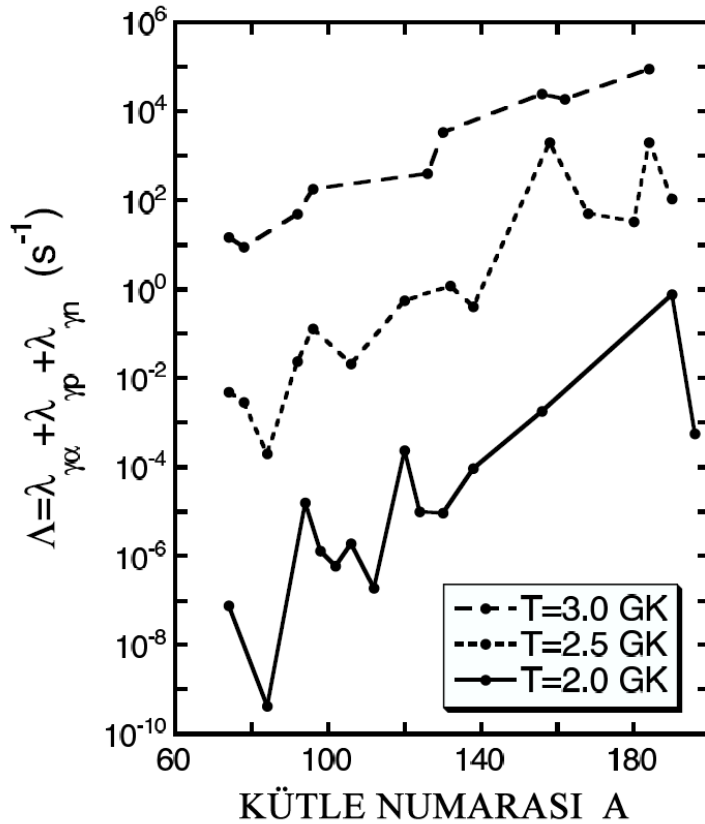
Eğer sıcak foton ortamı uzun süre kalırsa, bütün tohum çekirdekler foto-parçalanmayla demir bölgesi çekirdekleri, serbest porton, nötron ve  $\alpha$ -parçacıklarına dönüşür. Bu nedenle gerçekçi bir p-proses oluşuma yerinde, bazı nükleer dönüşümleri gerçekleştirmek için uygun sıcaklık ve zaman ölçeği gerekmektedir. Bu durum, p-prosesin oluşma yeri hakkında bilgi vermektedir. Buna uygun olan ortamlar, hızlı bir ısınma ve ardından soğumanın olduğu patlayan ortamlardır. P-proses çekirdek sentezi, patlama anında yıldızın içindeki sıcaklık dağılımına, patlamanın süresine, mevcut tohum çekirdek bolluğuna ve patlamanın hidrodinamik koşullarına oldukça bağlıdır.

Şekil 2.17a'daki gibi dallanma noktasının bir p-çekirdeğine gelmesi genellikle hafif çekirdek bölgesindedir. Ağır çekirdekler için dallanma noktası daha fazla nötron eksikliğinin olduğu bölgelerde oluşur. Daha sonra bu dallanma noktalarından  $\beta^+$  bozunmasıyla p-çekirdekleri üretilir.

Şekil 2.17a'da görüldüğü gibi dallanma noktasından sonra reaksiyon akışı  $(\gamma, \alpha)$  reaksiyonuyla devam eder. Bu durum ağır çekirdeklerde geçerliken daha hafif çekirdek bölgesinde akış  $(\gamma, p)$  reaksiyonlarıyla devam eder [67].

Foto-parçalanma hızı, sıcaklığa oldukça bağlıdır. Bu yüzden belirli izotopik zincirdeki bir dallanma noktası da sıcaklığa bağlıdır. Sıcaklık arttıkça dallanma noktası protonca zengin bölgeye doğru kayar. Örneğin  $^{113}\text{In}$  için 2 GK'de  $^{111}\text{In}$  iken, sıcaklık 3,0 GK ise dallanma noktası  $^{109}\text{In}$ 'a kaymaktadır [41].

Bir p-çekirdeğinin toplam foto-parçalanma bozunma sabitini ( $\Lambda = \lambda_{\gamma p} + \lambda_{\gamma \alpha} + \lambda_{\gamma n}$ ) göz önüne alalım.  $\Lambda$ 'nın farklı sıcaklıklar ( $T = 2,0, 2,5$  ve  $3,0$  GK) için kütle numarasına göre grafiği Şekil 2.18'de görülmektedir. Bozunma sabitleri  $\lambda_{\gamma i}$ 'ler Hauser-Feshbach reaksiyon hızlarından hesaplanmıştır. Şekilde kapalı kabukların eğrileri nasıl etkilendiği görülmektedir. Ancak daha ilginç olanı, tüm kütlelerde toplam foto-parçalanma bozunma sabitinin sıcaklıkla çok fazla değişmesidir. Bu çok şiddetli değişim, p-çekirdeklerinin sentezinin belirli bir bölgede ve sabit sıcaklıkta gerçekleşmediğini, birçok farklı sıcaklıkta ve ortamda gerçekleştiğini göstermektedir. Eğer tüm p-çekirdekleri tek bir sıcaklık ve ortamda oluşmuş olsalardı,  $A = 70-100$  arasındaki hafif p-çekirdeklerini üretmek için gerekli fotonlar, bu sırada  $A = 160-200$  bölgesindeki tüm ağır çekirdeklerin yok olmasına neden olurlardı. Hafif p-çekirdekleri daha yüksek sıcaklıklarda üretilirken, ağır p-çekirdekleri daha düşük sıcaklıklarda üretilirler. Toplam foto-parçalanma bozunma sabitinin  $\Lambda$ , aynı zamanda kütle numarasıyla artmaktadır



Şekil 2.18: p-çekirdeklerinin toplam foto-parçalanma bozunma sabitinin  $\Lambda$ 'nın farklı sıcaklıklarda ( $T = 2,0, 2,5$  ve  $3,0$  GK) kütle numarasına göre değişimi [21].

Bir çok gözlem p-prosesin tip II süpernovalarda şok dalgası O-Ne bölgesinden geçerken meydana geldiğini göstermektedir. Çok kısa bir süre içinde ( $\approx 1$  s) şok dalgası, sıkışır ve ortamı ısıtır. Patlama sırasında O-Ne bölgesinin farklı katmanlarında farklı sıcaklıklar oluşur. Hesaplamalar p-prosesin gerçekleşmesi için bu farklı sıcaklıkların  $T = 1,8$  ile  $3,3$  GK arasında olması gerektiğini göstermiştir. Farklı kütle bölgesindeki p-çekirdekleri için farklı sıcaklıklar gerekmektedir.  $A \leq 92$  olan p-çekirdekleri için,  $T > 3$  GK,  $A \approx 92-144$  çekirdekleri için  $T \approx 2,7-3,0$  GK ve  $A \geq 144$  çekirdekleri için  $T \leq 2,5$  GK sıcaklıkları hesaplanmıştır [46]. Bu şekilde yapılan hesaplamalarla p-çekirdeklerinin %60'na yakınının bollukları, deneysel olarak gözlenen güneş sistemi bolluklarıyla 3 kata kadar uyum içindedir. Bu durum nükleer fizik parametrelerinin ve yıldız modellerinin karmaşıklığı göz önüne alındığında önemli bir başarıdır. Ancak birçok izotop için hala uyumsuzluklar vardır. Bunlardan hesaplamalarda az üretilen en önemlileri  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$  ve  $^{98}\text{Ru}$ 'dur. Tek kütle numarasına sahip  $^{113}\text{In}$  ve  $^{115}\text{Sn}$  ve ayrıca tek-tek çekirdek  $^{138}\text{La}$  da birçok modelde çok az üretilmektedir [45-47].

P-proses çekirdek sentezi için bir çok farklı yer göz önüne alınmıştır (örneğin tip Ia ve Ib/Ic süpernovaları). Ancak birbirinden çok farklı bütün bu senaryolar için gerçekleştirilen modeller sonucunda benzer p-çekirdek bollukları elde edilmiştir. P-çekirdeklerinin çoğu yaklaşık 3 kata kadar farkla üretilmişken, bazıları ( $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{Sn}$  ve  $^{138}\text{La}$ ) önemli oranda düşük miktarda üretilmiştir. Bu durum p-çekirdeklerinin bir çok farklı yerde üretildiğini düşündürmektedir. Modellerle bazıları çekirdeklerin az üretilmesinin nedeni, nükleer fizik parametrelerindeki belirsizlikler yada p-proses için s-proses tohum çekirdek miktarlarının yanlış hesaplanması olabilir. Ayrıca çok az üretilen bu çekirdekler diğerlerinden farklı bir ortamda üretiliyor olabilir (örneğin Chandrasekhar beyaz cüce patlamaları) [68].

Birkaç istisna dışında, p-proses bölgesinde  $A > 60$ , çok fazla sayıdaki ( $>10000$ ) reaksiyonun neredeyse tüm reaksiyon hızları Hauser-Feshbach modeli kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu reaksiyonlardan foto-parçalanma ( $(\gamma,p)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  ve  $(\gamma,n)$ ) reaksiyonları en önemlileridir. Teorik modellerden elde edilen ağır p-çekirdeklerinin

bolluk miktarları en çok  $\alpha$ +çekirdek optik potansiyeline bağlıdır. Hafif p-çekirdeklerinin bollukları ise nükleer düzey yoğunluğundaki belirsizliklere ve çekirdek+çekirdek optik potansiyele bağlıdır [68].

Kararlı hedef çekirdeklerin  $(\gamma,p)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  ve  $(\gamma,n)$  reaksiyon hızlarının deneysel olarak bulunan,  $A > 60$  bölgesinde önemli rol oynar [68, 69]. Çünkü bu reaksiyonlar istatistiksel model parametrelerini ayarlamakta kullanılabilir. Bu sayede Hauser-Feshbach modeliyle ölçülemeyen reaksiyonların hızları çok daha güvenilir olarak elde edilir.

## BÖLÜM 3. TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR

Bu bölümde yıldızlarda meydana gelen termonükleer reaksiyonlar anlatılacaktır. Bu bölümün yazılmasında büyük oranda yararlanılan [15, 16, 17, 50, 51, 52, 53] numaralı referanslardan bölümle ilgili daha detaylı bilgilere ulaşılabilir.

### 3.1. Astrofiziksel Koşullarda Reaksiyon Hızı

Termonükleer reaksiyonlar, yıldızlardaki element sentezi ve enerji üretimini anlamada önemli rol oynar. Yıldızlar yaşamlarına hidrojen ve helyumun baskın olduğu bir gaz bulutu olarak başlar ve daha sonra kütle çekiminin etkisiyle yoğunlaşarak sıcaklıkları artar. Sıcaklık ve yoğunluk yeterli bir düzeye geldiği zaman termonükleer reaksiyonlar başlar. Termonükleer reaksiyonların başlaması için gerekli enerji, örneğin  ${}^2\text{H} + {}^3\text{H}$  reaksiyonu için, yaklaşık 10 keV civarındadır. Parçacıklara bu enerjiyi kazandırabilecek sıcaklık ise  $10^8$  K civarındadır. Bu sıcaklık etkisiyle bir reaksiyonun meydana gelme olasılığı, göz önüne alınan sıcaklıklarda parçacıkların Maxwell-Boltzman dağılımına ve reaksiyon tesir kesitine bağlıdır.

Yıldızlara ait ortamlarda, yıldızın gaz dejenere olmamıştır ve çekirdeklerin hareketi rölativistik değildir. Gaz termodinamik dengedeyken, çekirdeklerin hızı Maxwell-Boltzman hız dağılımı ile açıklanabilir:

$$\phi(v_i) = 4\pi v_i^2 \left( \frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m_i v_i^2}{2kT} \right) \quad (3.1)$$

Burada T, yıldızın gazın sıcaklığı, m ve v sırasıyla ilgili "i" çekirdeğin kütlesi ve hızı, k ise Boltzman sabitidir. i, gazın çeşitli element bileşenlerini hesaba katan bir indistir.

Yıldızta ait gazdaki iki türden ( bu çekirdeklere ait nicelikler bundan sonra 1 ve 2 alt indisi ile gösterilecektir) çekirdeğin birbirlerine göre hızları ( $v$ ) geniş bir aralık boyunca değişir. Eğer  $\phi(v)$  bu aralıkta  $\int \phi(v)dv = 1$  şeklinde tanımlanan görelî hız spektrumu ise,  $\phi(v)dv$  her bir parçacık çiftinin bağıl hızının,  $dv$  aralığında  $v$  büyüklüğüne sahip olma olasılığıdır. Toplam reaksiyon hızını hesaplamak için tüm hızlar üzerinden integral alınmalıdır. Ancak, iki ayrı yönde farklı kütleli iki parçacık olduğundan reaksiyon hızını bulmak için, her iki hız dağılımı üzerinden çift katlı integral alınmalıdır:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \phi(v_1) \phi(v_2) \phi(v) \sigma(v) v dv_1 dv_2 \quad (3.2).$$

Burada  $v$ ,  $m_1$  ve  $m_2$ ' nin bağıl hızlarıdır.

$v_1$  ve  $v_2$  hızları, genel kinematik bağıntıları kullanılarak aşağıda görüldüğü gibi,  $v$  ve  $V$  kütle merkezi hızı değişkenleri cinsinden ifade edilebilir.

$$v_1 = V + \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \quad (3.3)$$

$$v_2 = V - \frac{m_1}{m_1 + m_2} v \quad (3.4)$$

Böylece çift katlı integral, bağımsız integrallere dönüşür:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \phi(V) dV \int_0^{\infty} \phi(v) \sigma(v) v dv \quad (3.5)$$

Burada dönüştürülmüş yeni hız dağılımları

$$\phi(V) = 4\pi V^2 \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{MV^2}{2kT} \right) \quad (3.6)$$

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{\mu v^2}{2kT} \right) \quad (3.7)$$

şeklindedir.

Burada  $\mu$ , indirgenmiş kütle ve  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  bağıntısıyla verilir.  $M$  ise,  $M = m_1 + m_2$  ile verilen toplam kütle.  $V$  değişkeni üzerinden integral alarak ve kütle merkezi enerjisi kullanarak ( $E = \frac{\mu v^2}{2}$ ), parçacık çifti başına herhangi bir  $T$  sıcaklığındaki parçacık çifti başına reaksiyon hızı,

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left( -\frac{E}{kT} \right) dE \quad (3.8)$$

şeklinde bulunur. Denklem (3.8)'den anlaşılacağı gibi eğer ilgili reaksiyon için enerjiye bağlı olarak tesir kesiti  $\sigma(E)$  biliniyorsa reaksiyon hızı da hesaplanabilir.

Yıldızda ait gaz, 1 ve 2 tipindeki parçacıklar arasında  $v$  bağlı hızıyla,  $i$  tipinde  $\text{cm}^3$  başına  $N_i$  tane parçacık içeriyorsa, nükleer reaksiyon hızı aşağıdaki gibi verilir;

$$r = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle \quad (3.9)$$

(3.9) denklemi saniyede  $\text{cm}^3$  başına reaksiyon sayısını ifade eder.  $\langle \sigma v \rangle$ , hız dağılımı üzerinden  $\sigma(v)v$ 'nin ortalama değeridir ve parçacık çifti başına reaksiyon hızı olarak tanımlanır. Eğer bu iki parçacık özdeş ise reaksiyon hızı  $r$ , iki kez hesaplama yapmayı önlemek için ikiye bölünür. Bu durumu karakterize etmek için Kronecker deltası ( $\delta$ ) içeren bir terim ile (3.9) denklemi şöyle yazılmalıdır;

$$r = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle (1 + \delta_{12})^{-1} \quad (3.10)$$



Parçacık etkimeli reaksiyonlar için reaksiyon hızı Denklem 3.8 ifadesi ile verilir. Reaksiyon hızı, deneysel olarak veya teorik hesaplamalarla bulunan tesir kesitinin, Denklem 3.8'de yerine konmasıyla bulunabilir. Geçekte tesir kesiti çok karmaşık bir biçimde enerjiye bağlıdır ve bu nedenle tesir kesitini hesaplamak için nümerik hesaptan başka alternatif yoktur. Ancak tesir kesitinin enerjiye bağlılığının basit olduğu durumlarda reaksiyon hızı analitik olarak hesaplanabilir. Reaksiyon hızlarının analitik olarak hesaplanmasının çok önemli üç avantajı vardır. Birincisi analitik çözüm yıldızlardaki füzyon reaksiyonları hakkında nümerik çözümden daha fazla bilgi sağlar. İkincisi bazı durumlarda (örneğin rezonans yakınında) tesir kesiti eğrisi net olarak bilinmemekte bu nedenle nümerik çözüm mümkün değildir. Üçüncüsü analitik çözüm, reaksiyon hızlarının, ilgilenilen bölgeye ekstrapolasyonunu kolaylaştırmaktadır.

Tesir kesitinin enerjiye bağlı olarak yavaş değiştiği rezonant olmayan ve tesir kesitinin belirli bir enerji yakınında çok fazla değiştiği rezonant reaksiyonlar için reaksiyon hızlarını inceleyelim.

### **3.2. Yüklü Parçacık Etkimeli Reaksiyonlar İçin Rezonant Olmayan Reaksiyon Hızları**

Tesir kesiti, enerjiye bağlı bir parametredir. Bir reaksiyonda oluşan ara çekirdeğin enerjisine yakın bir uyarılmış enerji seviyesi olması halinde, rezonans olayı gerçekleşir. Bunun olmadığı durumlardaki (rezonant olmayan reaksiyonlar) yüklü parçacık yakalama reaksiyonlarının temel enerji bağımlılığı, Coulomb engelinin çok altındaki enerjiler için Coulomb tünelleme olasılığı (P) ve diğer nükleer olmayan enerjiye bağlı terimden (1/E) ileri gelir. Buna göre tesir kesiti yaklaşık olarak

$$\sigma \cong \frac{S(E) \cdot P}{E} \quad (3.12)$$

şeklinde yazılabilir. Burada S(E) nükleer etkileri içeren tek terimdir. Yüklü bir tanecik için, kuantum mekaniksel tünel olayı sonucu Coulomb engelinden geçiş ihtimali,

$$P \cong \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \int \sqrt{2M [U(r) - E]} dr\right) \quad (3.13)$$

ile verilmektedir. Denklemdaki integral alındığında,

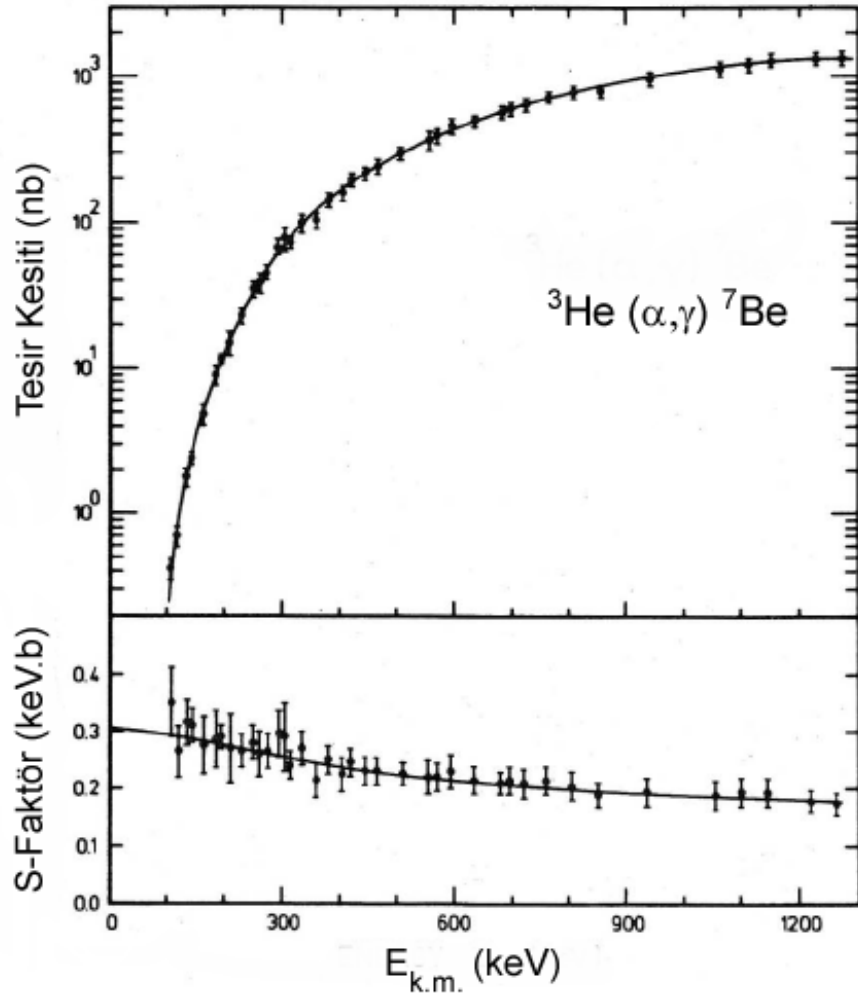
$$P \cong \exp(-2\pi\eta) = \exp\left(-\frac{b}{\sqrt{E}}\right) \quad (3.14)$$

bulunur ve bu parametreler yerine konduğunda tesir kesiti,

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (3.15)$$

olarak elde edilir. Burada,  $\eta$  Sommerfeld parametresidir ve  $(Z_1 Z_2 e^2)/\hbar v$  ile verilir.  $Z_1$  ve  $Z_2$  etkileşmeye giren 1 ve 2 çekirdeklerinin yükleridir. Enerjiye bağlı  $S(E)$  fonksiyonu ise, tesir kesiti içindeki nükleer etkileşmeleri temsil eder. Bu fonksiyon astrofiziksel  $S$  faktörü olarak isimlendirilir ve rezonans olmadığında enerjiye bağıllığı çok azdır. 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 değişimin bilinmesi önemlidir.

Bir örnek olarak,  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti değerleri [50, 70] Şekil 3.1'de görülmektedir. Tesir kesiti değeri yüksek enerjilerde yavaşça değişirken, düşük enerjilerde Coulomb engelini geçme olasılığının düşmesi nedeniyle aniden azalmaktadır. Ancak  $S$  faktörün enerjiye bağlı değişimi çok azdır.



Şekil 3.1:  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  reaksiyonu için ölçülen tesis kesiti ve astrofiziksel  $S$  faktör. Şekilde tesis kesitinin logaritmik ölçekte ve astrofiziksel  $S$  faktörün ise lineer ölçekte verildiğine dikkat ediniz [50, 70].

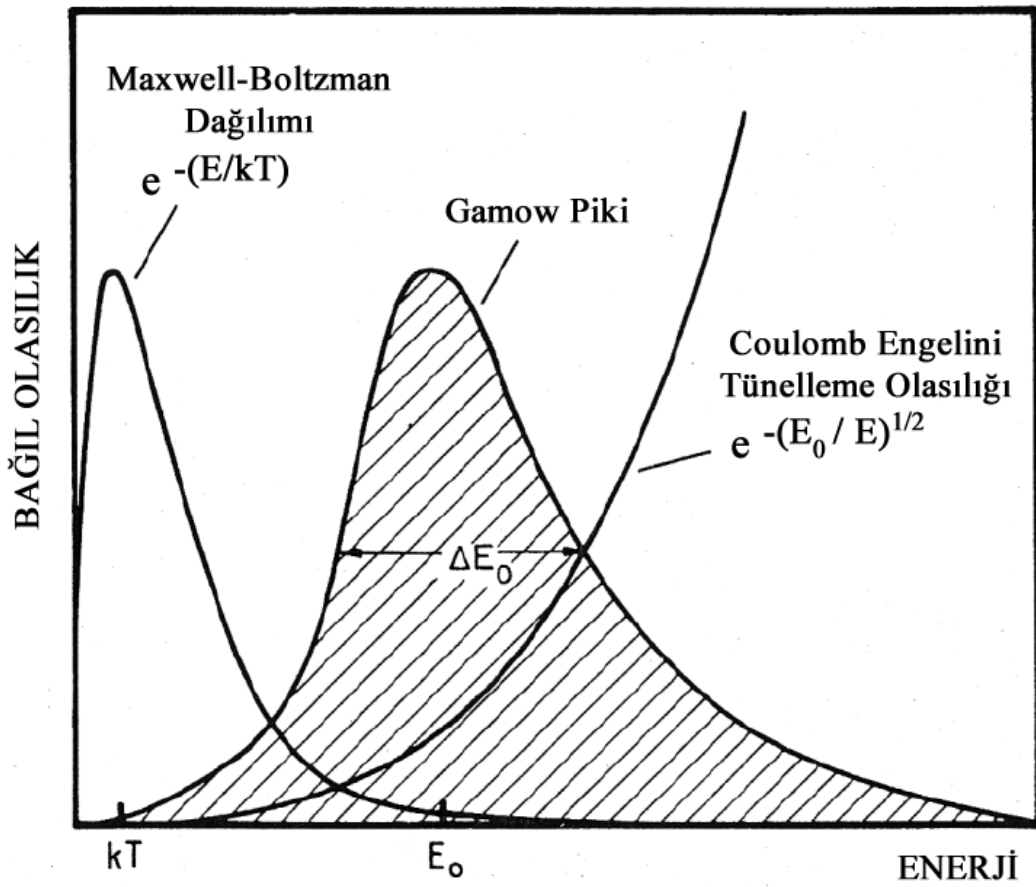
Reaksiyon hızı bağıntısında (Denklem 3.8)  $S$  faktör ifadesi yerlerine konduğunda parçacık çifti başına reaksiyon hızı denklemi için

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] dE \quad (3.17)$$

ifadesine ulaşılır. Burada

$$b = \frac{(2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2}{\hbar} = 0,989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} \quad (3.18)$$

ile ifade edilir ve engelin tünellenabilirliğinden kaynaklanmaktadır. Burada  $E$ , MeV biriminde enerjidir. Bu integralin enerji bağımlılığı ilginçtir. Denklemden Maxwell-Boltzman dağılımından kaynaklanan  $e^{-E/kT}$  ifadesi, enerji arttıkça sifira doğru giderken,  $e^{1/\sqrt{E}}$  ifadesi ise enerji azaldıkça sifira doğru gider. Dolayısı ile rezonant olmayan reaksiyonlar için  $S(E)$  enerjinin yavaş değişen bir fonksiyonu olduğundan enerjiye bağımlılığı ihmal edildiğinde, Denklem (3.17)'deki integral, düşük enerjilerde Maxwell-Boltzman dağılımıyla, yüksek enerjilerde ise yüklü parçacık yakalama reaksiyonu tesir kesiti değeriyle baskın hale gelir.



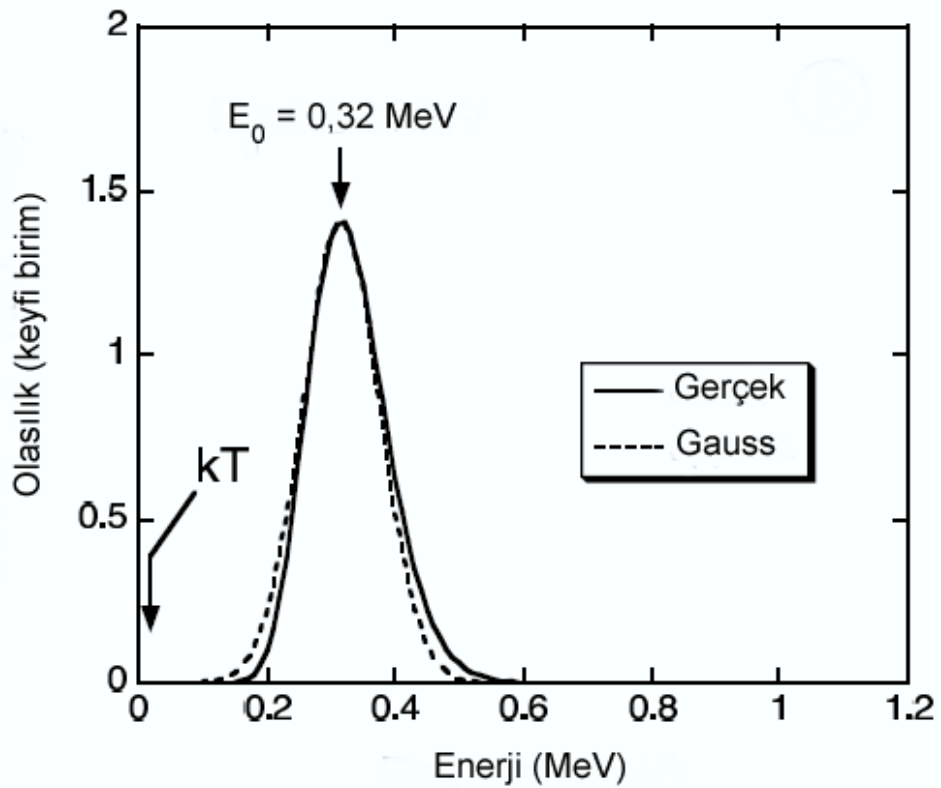
Şekil 3.2: Nükleer reaksiyonlar için yüklü parçacıklar arasındaki enerjiye bağlı baskın fonksiyonlar ve Gamow pikinin şematik gösterimi. Şekildeki Gamow Pik yüksekliği durumu vurgulamak açısından gerçek değerinden çok daha büyük olarak çizilmiştir [50].

Şekil 3.2 de görüldüğü gibi, reaksiyonun gerçekleşme olasılığı, Maxwell-Boltzman enerji dağılım fonksiyonu ve Coulomb engelinden kaynaklanan kuantum mekaniksel tünelleme fonksiyonundan ileri gelmektedir. Meydana gelen reaksiyonların büyük çoğunluğu Şekil 3.2'deki taralı pik civarında gerçekleşmekte ve bu pik Gamow piki

olarak adlandırılmaktadır. Gamow pikinin maksimum değeri olan  $E_0$  değeri Denklem (3.17)'nin birinci türevi alınarak bulunabilir. Bu değer keV cinsinden,

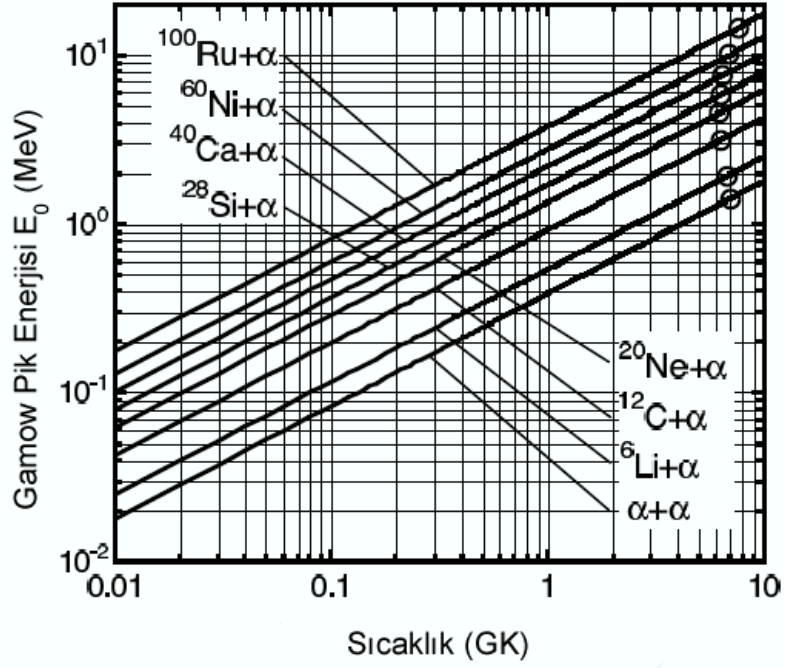
$$E_0 = 1,22 \left[ Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^3 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.19)$$

bağıntısı ile verilir.  $E_0$  enerjisi, rezonant olmayan termonükleer reaksiyonlar için en muhtemel enerjidir.



Şekil 3.3:  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  reaksiyonu için  $T=0,2$  GK deki Gamow piki. Noktalı çizgi Gamow pikinin Gauss yaklaşımını göstermektedir [51].

$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  reaksiyonu için  $T = 0,2$  GK deki durum Şekil 3.3'den görülmektedir. Şekilde ayrıca ok ile Maxwell-Boltzman dağılımının maksimum olduğu nokta ( $kT = 17$  keV) işaret edilmiştir. Ancak Denklem (3.19)'a göre elde edilen pik,  $kT$ 'den çok daha büyük olan  $E_0 = 315$  keV değerindedir.

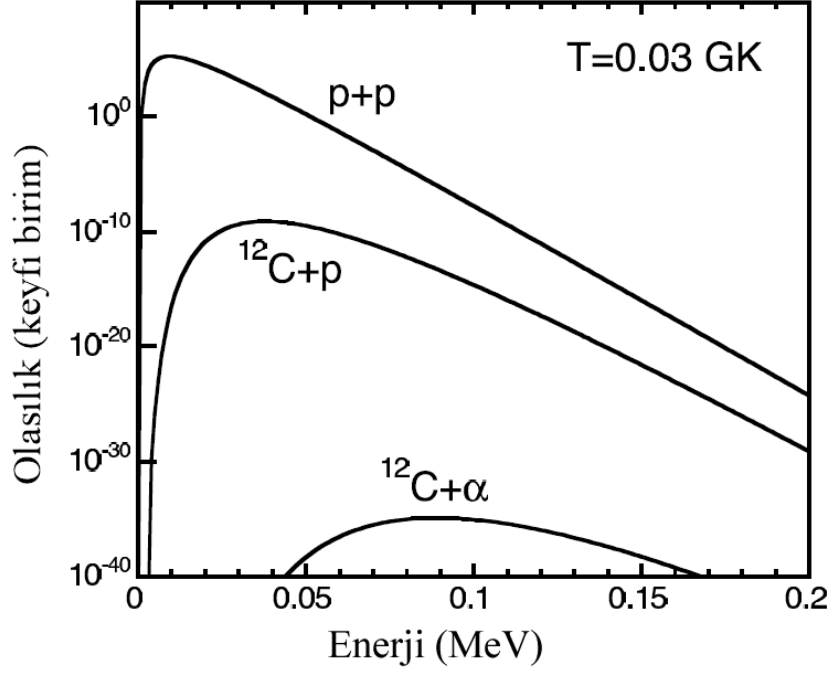


Şekil 3.4:  $\alpha$ -etkimli reaksiyonlar için sıcaklığa göre Gamow pikinin maksimum değeri. Şeklin sol üst köşesindeki içi boş daireler Coulomb engelinin yüksekliğini göstermektedir [51].

Şekil 3.4  $\alpha$ -etkimli reaksiyonlar için Gamow pik enerjisinin sıcaklık ile değişimini göstermektedir. Gamow pik enerjisi toplam (hedef +  $\alpha$  parçacığının yükü) yük ile artmaktadır. Şekil 3.4'te içi boş dairelerle işaretlenmiş noktalar Coulomb engelinin yüksekliğini göstermektedir ve  $V_C = 1.44 Z_1 Z_2 / R_1$  bağıntısı ile hesaplanmaktadır. Burada  $R_0$  çekirdeğin yarıçapıdır. Eğer  $R_0$ , fm biriminde alınırsa Coulomb engelinin yüksekliğini  $V_C$ , MeV biriminde bulunur.  $T = 10$  GK değeri civarında  $E_0$  ile  $V_C$  birbirlerine yakın değerler alırken daha düşük sıcaklıklarda daima  $E_0 \ll V_C$  olmaktadır. Yani çekirdekle etkileşen yüklü parçacık Coulomb engeline daima tünelleme yaparak reaksiyonu gerçekleştirmektedir.

Şekil 3.5'te  $p + p$ ,  $^{12}\text{C} + p$  ve  $^{12}\text{C} + \alpha$  reaksiyonlarının  $T = 0,03$  GK sıcaklığındaki Gamow pikleri gösterilmiştir. Bu grafik yıldızlardaki termonükleer yanma reaksiyonları için önemli bir gerçeği göstermektedir. Gamow piki sadece hedef ve hızlandırılan parçacığın yüküyle daha yüksek enerjilere kaymaz aynı zamanda eğriler altındaki alanda hızla azalır. Örneğin belirli bir zamanda yıldızlararası plazmada farklı çekirdeklerin karışımının bulunduğunu göz önüne alalım. Bu durumda en

küçük  $r$ , nükleer enerji üretiminin çoğundan sorumlu olacaklar ve bu çekirdekler en çabuk tüketilenler olacaklardır. Öte yandan daha yüksek Coulomb engeline sahip olan reaksiyonlar enerji üretimine önemli oranda katkı sağlamayacaklardır.



Şekil 3.5:  $p + p$ ,  $^{12}\text{C}+p$  ve  $^{12}\text{C}+ \alpha$  reaksiyonlarının  $T = 0,03$  GK sıcaklığındaki Gamow pikleri, Olasılık eksenini logaritmik ölçekte çizilmiştir [51].

Gamow piki iyi bir yaklaşıklıkla aynı maksimuma ve genişliğe sahip bir Gauss fonksiyonu olarak yazılabilir. Böylece Denklem (3.17)'den,

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) = I_{\max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right] \quad (3.20)$$

yazabiliriz. Burada  $I_{\max}$ , denklem (3.17)'deki integralin maksimum değeridir;

$$I_{\max} = \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \quad (3.21).$$

Bu yaklaşımda pikin 1/e genişliği nükleer reaksiyonların en fazla meydana geldiği enerji penceresinin etkin  $\Delta$  genişliğidir;

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} = 0,749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ keV} \quad (3.22)$$

Burada  $T_6$ , sıcaklığın milyon Kelvin mertebesinde değeridir ve  $\mu$ , atomik kütle birimi cinsinden indirgenmiş kütle göstermektedir. Genellikle  $kT \ll E_0$  olduğu için Gamow pik genişliği  $\Delta$ ,  $E_0$  dan daha küçüktür. Gamow pik genişliği Coulomb engeli arttıkça artmaktadır. Termonükleer reaksiyonlar, dar rezonans durumu dışında, en çok  $E_0 - \Delta/2$  ile  $E_0 + \Delta/2$  arasında gerçekleşmektedir.

### 3.3. Dar-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları

Rezonans olmadığında  $S$  faktör enerjiye bağlı olarak çok yavaşça değişmektedir. Ancak bazı durumlarda (rezonans olması durumunda)  $S$  faktör çok şiddetli bir şekilde değişebilir. Burada rezonansın, yalıtılmış ve dar olduğunu göz önüne alacağız. İlk koşul, bileşik çekirdekteki seviye yoğunluğu nispeten küçük olduğundan rezonansların üst üste binmeyeceğini anlatır. Rezonansın dar olup olmadığı, toplam rezonans genişliğiyle ifade edilir. Toplam rezonans genişliği, reaksiyon tesir kesitinin enerjiye göre grafiği çizildiğinde, tesir kesitinin yarı maksimumuna karşılık gelen genişlik olarak tanımlanır ve enerji birimindedir. Rezonans, eğer ilgili kısmi genişlik toplam rezonans genişliğine ( $\Gamma$ ) göre yaklaşık olarak sabit (ya da  $\Gamma$ , birkaç keV den daha küçük) ise dar olarak isimlendirilecektir.

Yalıtılmış rezonans, enerjinin fonksiyonu olan birinci dereceden Breit-Wigner formülüyle tanımlanır [51];

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \frac{\lambda^2 (2J+1) (1+\delta_{l_2})}{4\pi (2j_1+1) (2j_2+1) (E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} \Gamma_a \Gamma_b \quad (3.23)$$



Burada  $j_1$ , hedef çekirdeğin,  $j_2$  hızlandırılan parçacığın spini,  $J$  ise toplam spindir. Toplam spin açısai momentumun korunumu yasası uyarınca hedef ve hızlandırılan parçacığın spininin toplamının yanı sıra bunların bağıl yörünge açısai momentumunu da içerir. Yani toplam spin  $J=j_1 + j_2 + l$  şeklinde ifade edilir.  $E_r$ , rezonansın enerjisi,  $\Gamma_a$  ve  $\Gamma_b$ , sırasıyla giriş ve çıkış kanalının kısmi rezonans genişliği,  $\Gamma$  ise toplam rezonans genişliğidir. Her bir kısmi genişlik, yörünge açısai momentumu ve ilgili kanalın spininin mümkün olan tüm değerlerinin toplamıdır.

Tek bir dar-rezonans için reaksiyon hızı aşağıdaki gibi hesaplanabilir;

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} \omega \int_0^\infty \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} e^{-E/kT} dE \quad (3.24)$$

Burada  $\omega \equiv (2J+1)(1+\delta_{12}) / [(2j_1+1)(2j_2+1)]$  ile verilmektedir. Dar-rezonan için Maxwell-Boltzmann çarpanı  $e^{-E/kT}$  ve kısmi genişlikler  $\Gamma_i$ , toplam rezonans genişliği boyunca yaklaşık sabittir. Gerekli ara işlemler yapırsa denklem (3.24), şu şekli alır.

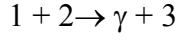
$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \frac{\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} e^{-E_r/kT} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2} 2\pi \\ &= \left( \frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 e^{-E_r/kT} \omega \gamma \end{aligned} \quad (3.25)$$

Burada  $\omega \gamma = \omega \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma$  olarak tanımlanmıştır.  $\omega \gamma$  niceliği rezonans tesir kesitiyle orantılıdır. Rezonansın maksimum tesir kesiti  $\sigma_{BW}(E = E_r) = (\lambda_r^2 / \pi) \omega \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma^2$  ve toplam genişliği  $\Gamma$ ,

$$\Gamma \sigma_{BW}(E = E_r) = \Gamma \frac{\lambda_r^2}{\pi} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2} = \frac{\lambda_r^2}{\pi} \omega \gamma \quad (3.25)$$

Bu nedenle  $\omega \gamma$ , rezonans şiddeti olarak isimlendirilir. Denklem (3.25)'ten anlaşılacağı gibi dar-rezonans durumunda reaksiyon hızı sadece enerji ve rezonansın şiddetine bağlıdır.

Kısmi genişlikler  $\Gamma_a$  ve  $\Gamma_b$ 'nin, dar-rezonans durumunda, reaksiyon hızı üzerindeki etkisini bir yüklü parçacık yakalama reaksiyonunda incelemek için aşağıdaki gibi bir reaksiyon göz önüne alalım.



Ayrıca bu reaksiyonda sadece iki kanal (giriş kanalı olan parçacık kanalı  $\Gamma_a$  ve çıkış kanalı olan  $\gamma$ -ışını kanalı  $\Gamma_\gamma$ ) açıldığını varsayalım. Toplam genişlik,  $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_\gamma$  ile verilir. Deneysel olarak bulunan  $\gamma$ -ışını kanalı kısmi genişliği  $\Gamma_\gamma$ , tipik olarak yaklaşık 1 meV ile 1 eV arasındadır. Nötron parçacık genişliği ise yaklaşık olarak 10 meV ile 1 keV aralığındadır. Bu her iki kısmi genişlik  $E_r$  değerine aşırı derecede bağlı değildir. Yüklü-parçacık genişliklerini ise Coulomb engelinden geçiş olasılığı belirler ve özellikle düşük enerjilerde rezonansın konumuna çok hassas olarak bağlıdırlar.

Yüklü-parçacık genişliğinin  $\gamma$ -ışını genişliğinden daha küçük olduğunu varsayalım. Bu durum düşük rezonans enerjileri için (örneğin  $E_r = 0,5$  MeV) tipiktir.  $\Gamma_a \ll \Gamma_\gamma$  olduğunda rezonans şiddeti ifadesinden (Denklem 3.25),

$$\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_a + \Gamma_\gamma} \approx \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma} = \omega\Gamma_a \quad (3.26)$$

elde edilir. Böylece rezonans şiddeti sadece yüklü parçacığın kısmi genişliğine bağlıdır. Çok dar-rezonanslar için  $E_r$  civarındaki çok küçük bir enerji bölgesi reaksiyon hızına katkıda bulunur. Ancak yine de Gamow piki, eğer rezonans şiddeti yüklü parçacık kısmi genişliği ile belirleniyorsa, dar-rezonans için kullanışlıdır. Dar-rezonans reaksiyon hızı şu şekilde verilebilir,

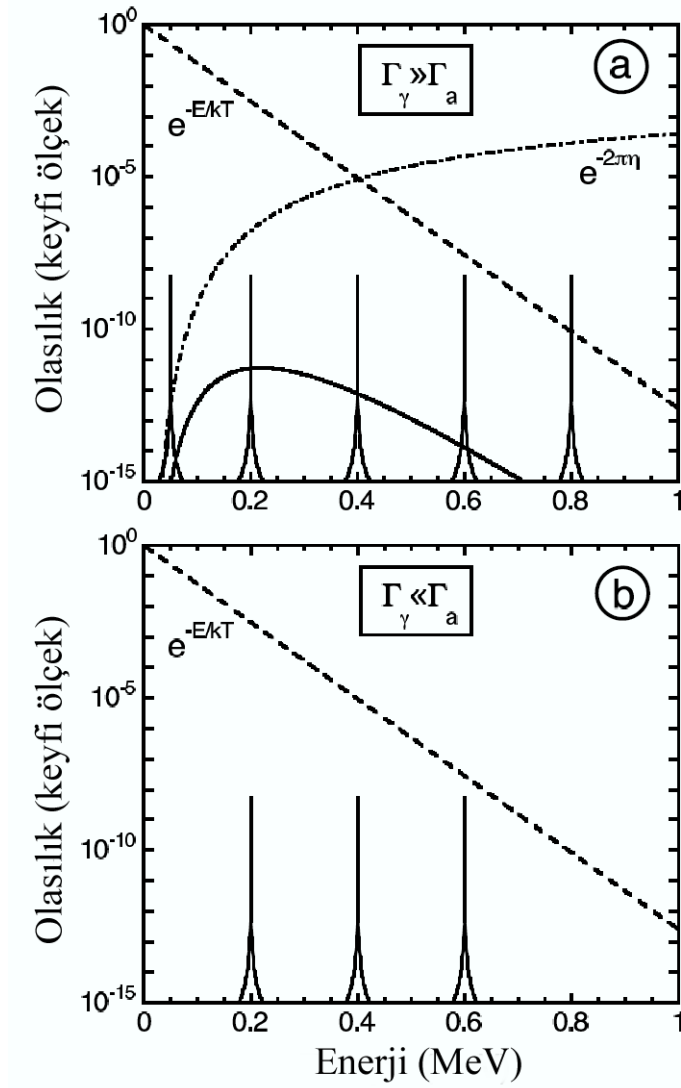
$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^\infty \frac{\Gamma_\gamma}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT} dE \quad (3.27)$$

Burada penetrasyon faktörünün enerji bağımlılığı (Denklem 3.14), Gamow faktörüne ( $e^{-2\pi\eta}$ ) yaklaşmaktadır. Bu integral iki çarpanı içerecek şekilde yazılabilir, (i) Gamow piki ( $e^{-2\pi\eta} e^{-E/kT}$ ) ve (ii) Rezonant  $S$  faktör eğrisinin Lorentzian şekli. Lorentzian eğrisi,  $\Gamma_\gamma$ , FWHM'a sahiptir ve maksimum yüksekliği  $4/\Gamma_\gamma$ 'dir. Böylece  $\Gamma_\gamma$  deki değişim dar-rezonansta Lorentzian eğrinin altında kalan alanı etkilemez. Denklem (3.27)'den de anlaşılacağı gibi eğer birçok dar-rezonans, reaksiyon tesir kesitine katkıda bulunursa, bu rezonanslar Gamow piki ( $E_0 - \Delta/2$  ile  $E_0 + \Delta/2$  enerjileri arasında) bölgesinde yer alacak ve toplam reaksiyon hızını oluşturan baskın öge olacaktır. Diğer bir deyişle, eğer rezonanslar Gamow piki içinde yer alırlarsa, o zaman diğer rezonanslar ya Gamow pikinin altında ya da üstündeki enerjilerde yer alır. Bu durumda diğer rezonanslar toplam reaksiyon hızına çok az katkı verirler. Şekil 3.5a bu durumu göstermektedir. Kesikli çizgi  $T = 0,4$  GK için hesaplanmış Maxwell-Boltzmann faktörünü, kesikli-noktalı çizgi ise Gamow faktörünü gösterir. Düz çizgi ise Gamow pik ve dar-rezonans  $S$  faktörünü gösterir. Bu örneğe göre  $E_r = 0,2$  MeV,  $0,4$  MeV ve  $0,6$  MeV'deki dar-rezonanslar toplam reaksiyon hızında baskındırlar. Ancak  $E_r = 0,05$  MeV ve  $0,8$  MeV'deki rezonanslar toplam reaksiyon hızı için çok daha önemsizdir.

Eğer  $\gamma$ -ışını kısmi genişliği, yüklü-parçacık genişliğinden daha küçük yani  $\Gamma_a \gg \Gamma_\gamma$  olduğunda rezonans şiddeti ifadesinden (Denklem 3.25),

$$\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_a + \Gamma_\gamma} \approx \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma_a} = \omega\Gamma_\gamma \quad (3.28)$$

elde edilir. Bu durum yüksek rezonans enerjileri için (parçacık kısmi genişliğinin  $\Gamma_a \gg 1$  eV olduğu,  $E_r \approx 0,5$  MeV den daha büyük enerjilerde) yada nötronlar için (çok düşük enerjiye sahip nötronlar dışında) tipiktir.



Şekil 3.6: Giriş kanalı olan parçacık kanalı  $\Gamma_a$  ve çıkış kanalı olan  $\gamma$ -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 [51].

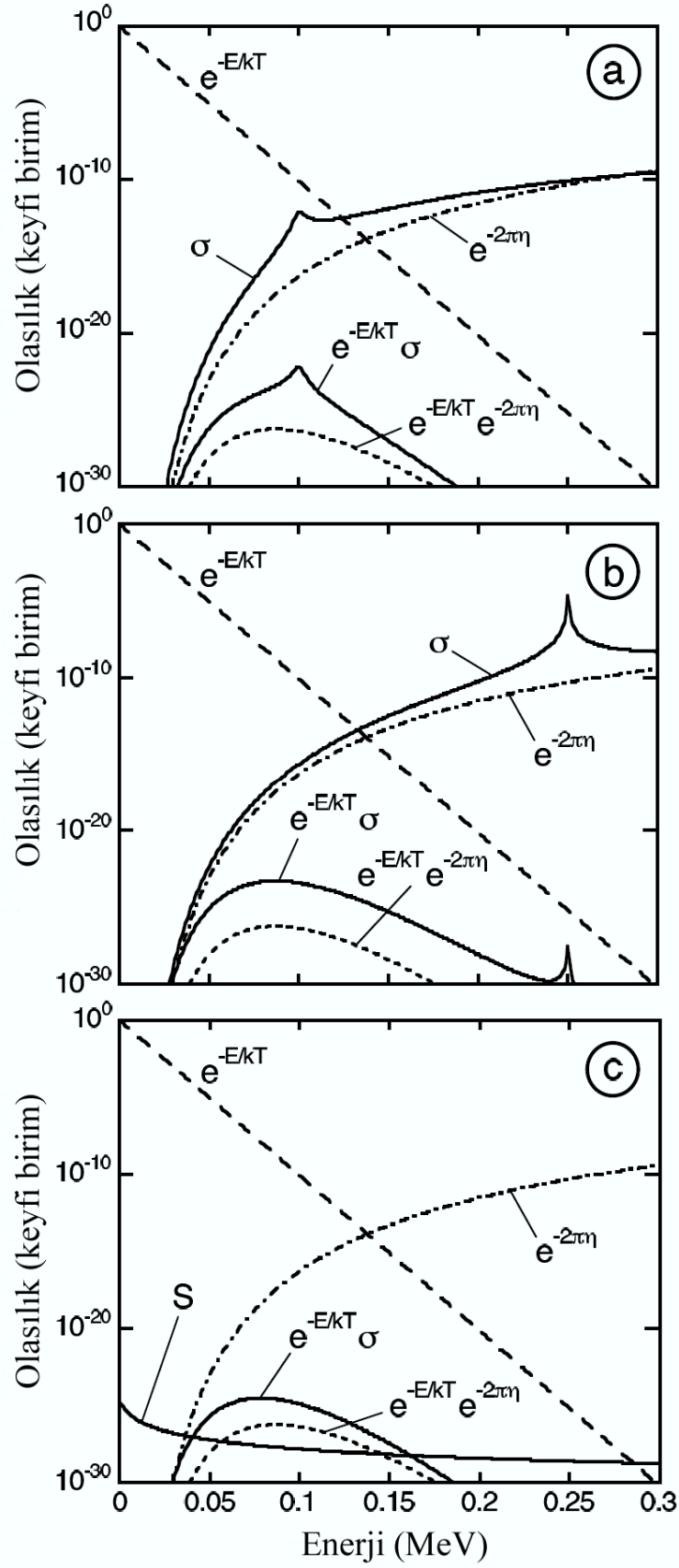
Denklem (3.28)'den görüldüğü gibi rezonans şiddeti, sadece  $\gamma$ -ışını genişliği  $\Gamma_\gamma$ 'ya bağlıdır ve tipik olarak 1 meV ile 1 eV arasındadır.  $\Gamma_a \gg \Gamma_\gamma$  olduğunda nötronlar için Maxwell-Boltzmann dağılımı veya yüklü parçacıklar için olan Gamow piki yoktur. Şekil 3.5b'de  $T=0,4$  GK sıcaklığı için  $e^{-E/kT}$  faktörü (kesikli çizgi) ve  $E_r = 0,2, 0,4$  ve  $0,6$  MeV enerjilerinde bulunan 3 dar rezonans (düz çizgi) görülmektedir. Burada rezonansların aynı şiddete sahip oldukları varsayılmıştır. Her bir rezonans için, sadece dar-rezonans piki üzerindeki bölgedeki rezonans pikleri reaksiyon hızına katkıda bulunacaktır. Dar-rezonansın, reaksiyon hızına katkısı rezonans enerjisi azaldıkça Gamow faktörü ( $e^{-E/kT}$ ) nedeniyle çok hızlı bir şekilde artar. Her iki

durumda da  $E_r = 0,2$  MeV rezonansı toplam reaksiyon hızı üzerinde baskındır. Daha küçük rezonans enerjilerinde  $\Gamma_a \gg \Gamma_\gamma$  olduğu sürece reaksiyon hızına daha büyük katkı olacaktır. Sonuç olarak, düşük enerji bölgesindeki rezonanslar yüksek enerji bölgesine oranla çok daha önemlidirler.

### 3.4. Geniş-Rezonans Durumunda Reaksiyon Hızları

Tesir kesitinin belirgin olarak enerji bağımlılığı önemli olduğunda, dar-rezonans reaksiyon hızlarının formülasyonu uygulanabilir değildir. Örneğin bu koşulu sağlayan yüklü parçacık reaksiyonlarını inceleyelim. Şekil 3.6'da yaygın olarak karşılaşılan üç durum gösterilmiştir. Her bir durum için kesikli çizgiler Maxwell-Boltzmann faktörünü, kesikli-noktalı çizgiler Gamow faktörünü, noktalı çizgi Gamow pikini ve kesiksiz çizgi (üst) geniş-rezonans tesir kesitini göstermektedir. Reaksiyon hızları alt kısımdaki kesiksiz çizginin altında kalan alanla orantılıdır. Grafikler  $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$  reaksiyonu ve  $T = 0,05$  GK sıcaklığı için yapılan hesaplamalardan elde edilmiştir [51].

Basitleştirmek için, rezonans tesir kesitinin keyfi birime sahip ve sabit  $\gamma$ -ışını kısmi genişliğine sahip olduğu, açısal momentumun ihmal edilebileceği ve giricilik faktörünün ise Gamow faktöründen yaklaşık olarak hesaplanabileceği varsayımları yapılmıştır. Şekil 3.6'nın (a) kısmında,  $\Gamma = 5$  keV genişliğine sahip ve  $E_r = 0,1$  MeV enerjisinde bulunan geniş-rezonans Gamow pikinin içindedir. Bu durumda, kısmi genişlikler, de Broglie dalga boyu ve Maxwell-Boltzmann dağılımı sabit değildir. Bu nedenle, bu niceliklerin enerji bağımlılığı da dikkate alınmalıdır. Maxwell-Boltzmann dağılımı ve tesir kesitinin çarpımı, enerjinin çok daha karmaşık bir fonksiyonudur (alttaki kesiksiz çizgi) ve artık analitik olarak integrali alınamaz.



Şekil 3.7: Geniş-rezonansın, (a) Gamow pikinin içinde, (b) dışında ve (c) alt-eşik rezonansının yüksek enerji kısmında olması durumunda reaksiyon hızına etkisi [51].

Reaksiyon hızını hesaplamak için,

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{2\pi} \omega \hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} e^{-E/kT} \frac{\Gamma_a(E) \Gamma_b(E + Q - E_f)}{(E_r - E)^2 + \Gamma(E)^2/4} dE \quad (3.29)$$

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

Yukarıdaki ifade rezonanstaki belirli bir son duruma geçiş ile ilgilidir. Eğer reaksiyon birçok son duruma gidiyorsa, o zaman tüm tesir kesitleri ayrı ayrı toplanır. Rezonans genişliği Gamow pikine kıyasla çok küçük ( $\Gamma \ll \Delta$ ) olduğunda, reaksiyon hızı dar-rezonans yaklaşımı kullanılarak hesaplanabilir. Aksi durumda reaksiyon hızı Denklem (3.29)'daki integralin nümerik olarak hesaplanmasıyla bulunur.

Şekil 3.6'nın (b) kısmında ise  $\Gamma = 0,6$  keV genişliğine sahip ve  $E_r = 0,25$  MeV enerjisinde bulunan geniş-rezonans, Gamow pikinin dışındadır. Bu durumda bu rezonansın toplam reaksiyon hızına olan katkısı, Gamow piki içinde olan diğer dar-rezonanslarla kıyaslandığında ihmal edilebilir. Ancak  $E_r = 0,25$  MeV enerjisinden daha küçük enerjide dar-rezonans olmadığını varsayalım. Bu durumda dar-rezonans yaklaşımı ile reaksiyon hızlarını hesaplamak yanlış olabilir.  $E_r$  rezonans enerjisinde Maxwell-Boltzman dağılımının önemi, yalnızca dar-rezonans reaksiyon hızı ifadesinde ortaya çıkar. Ancak Maxwell-Boltzman dağılımının sonucu ve tesir kesiti (alt kesiksiz çizgi), rezonansın düşük-enerji bölgesinden kaynaklanan başka bir maksimumun düşük enerjilerde oluşmasına neden olur. Bu oluşan ilk maksimum, reaksiyon hızına  $E_r$  enerjisindeki ikinci maksimumdan daha fazla katkı verir. Bunun nedeni Maxwell-Boltzman dağılımının tesir kesitinden daha kuvvetli enerji bağımlılığına sahip olmasıdır. Yaklaşık bir kural olarak, eğer  $E_r$  rezonansı  $E_0 - 2\Delta$  ile  $E_0 + 2\Delta$  enerjileri arasında ise dar-rezonans yaklaşımı kullanılabilir. Aksi takdirde, rezonansın kenar kısımları rezonans dar olsa bile dikkate alınmalıdır.

Şekil 3.6'nın (c) kısmında, proton eşiğinin altında bulunan bileşik çekirdek düzeylerine ilişkin alt-eşik rezonansı görülmektedir. Açıkça görülebilmesi için bu

kısımda tesir kesiti yerine  $S$  faktör çizilmiştir (alt kesiksiz çizgi). Bu durumda rezonansın yüksek enerji kısmı dikkate alınmalıdır.  $S$  faktör (yada tesir kesiti) birinci dereceden Breit-Wigner bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir. Eğer  $S$  faktör ilgilenilen enerji aralığında yavaşça değişiyorsa, rezonant olmayan reaksiyon hızı yaklaşımı da kullanılabilir.

### 3.5. Toplam Reaksiyon Hızı

Toplam reaksiyon hızını hesaplamak için reaksiyon mekanizmasına katılan bütün önemli prosesler dikkate alınmalıdır. Efektif enerjilere karşılık gelen düşük yıldızsal sıcaklıkları göz önüne alalım. Hafif hedef çekirdekler için bu enerji bölgesindeki rezonans yoğunluğu nispeten küçük ve deneysel olarak çözülebilirler. Yüklü parçacıklar için rezonans şiddeti, genellikle küçük yüklü-parçacık kısmi genişliği  $\Gamma_a$  tarafından belirlenir ( $\omega\gamma \approx \omega\Gamma_a$  olduğundan). Öte yandan nötronlar için,  $\omega\gamma \approx \omega\Gamma_\gamma$ 'dır. Reaksiyon hızını kuvvetli biçimde etkileyebileceği için dar-rezonansın tüm katkısı tahmin edilmeli yada ölçülmelidir. Eğer rezonanslar çok zayıf yada yıldızsal efektif enerji aralığında yok ise o zaman toplam reaksiyon hızında muhtemelen diğer prosesler (alt-eşik rezonanslarının yüksek enerji kısmı, daha yüksek enerjide bulunan geniş-rezonansın düşük-enerji kısmı ve Rezonant olmayan reaksiyon katkısı gibi) baskındır. Yüklü-parçacık reaksiyonlarında deneysel ölçümler genellikle bir minimum limit enerjisine kadar yapılabilir. Düşük enerjilerdeki direkt ölçümler ise mevcut deneysel tekniklerle imkansız olmasa da çok zordur. Bu durumda dar-rezonans, nükleer yapı çalışmalarıyla dolaylı olarak incelenmelidir. Rezonant olmayan tesir kesiti ve geniş rezonansın yan kısımları daha yüksek enerjilerdeki ölçümlerden ekstrapole edilebilir. Nötron etkimeli reaksiyonlarda ise Coulomb engeli olmadığı için deneysel olarak herhangi bir minimum limit enerjisi sınırı bulunmaz. Bu yüzden tesir kesiti kuramsal olarak efektif yıldızsal enerjilere kadar ölçülebilir.

Artan yıldızsal sıcaklıklarda, efektif enerji aralığında rezonans yoğunluğu daha büyük olacaktır. Bu rezonanslar yüksek enerjilerde bulunurlar, onun için yüklü-parçacık reaksiyonları için parçacık kısmi genişliği  $\gamma$ -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 yada şiddetler bir çok reaksiyon için ölçülmüştür.



Belli bir yanma prosesindeki çekirdek sentezinde çok sayıda reaksiyonla (silisyum yanmasında birkaç yüz, p proseste ise binlerce) ilgili bilgiye ihtiyaç vardır. Bu reaksiyonların büyük bir çoğunluğu ise kararlı olmayan hedef çekirdek gerektirmektedir. Açıktır ki bütün bu reaksiyonların deneysel olarak gerçekleştirilmesi çok zordur. Bu nedenle gerekli tesir kesiti değerleri teorik modeller kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu modeller arasında en başarılılarından biri Hauser-Feshbach istatiksel modelidir [20, 21]. Hauser-Feshbach formülündeki tüm parametreler (geçiş katsayıları ve düzey yoğunlukları) eğer tam olarak biliniyorsa, tesir kesiti doğru bir şekilde hesaplanabilir. 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 [18, 20, 21, 26]. Ancak  $\alpha$ -etkimeli reaksiyonlar için teorik hesaplamalar, uygun bir global optik potansiyelin oluşturulmasındaki zorluklar nedeniyle daha az güvenilirdir. Hauser-Feshbach modelinin bir avantajı da termal olarak uyarılmış hedef durumlarının etkisini de içermektedir.

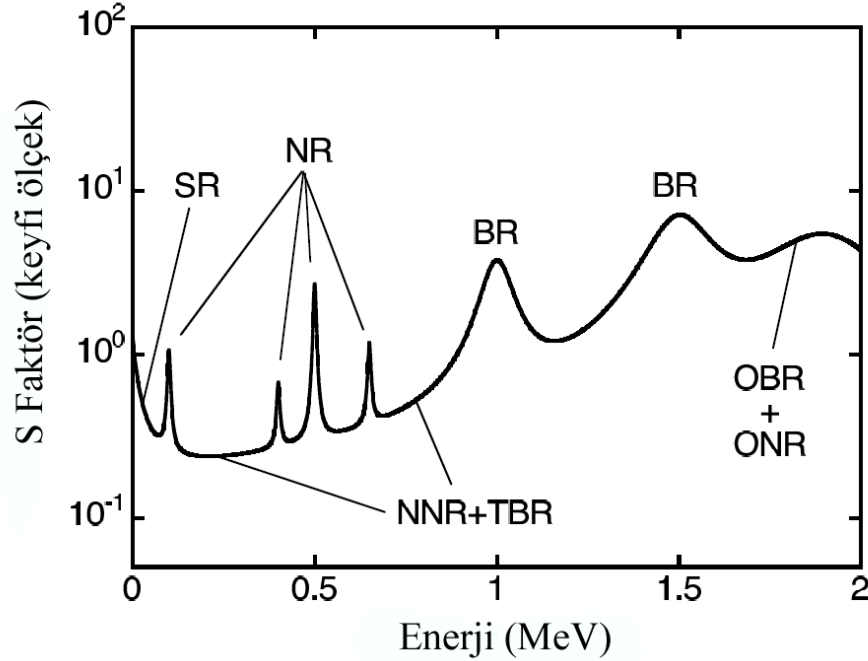
Eğer girişim (karışma) ihmal edilebilecek kadar ise toplam reaksiyon hızına gelen tüm katkılar ayrı ayrı toplanabilir. Yani;

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{toplam}} = \sum_i \langle \sigma v \rangle_{\text{dar rezonans}}^i + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{\text{geniş rezonans}}^k + \langle \sigma v \rangle_{\text{rezonant olmayan}} + \langle \sigma v \rangle_{\text{süreklilik}} \quad (3.30)$$

şeklinde yazılabilir. İyi bir yaklaşıklık için dar-rezonans ( $\Gamma < 1$  eV) için girişim etkileri yok sayılabilir. Farklı  $J^\pi$  değerli iki geniş-rezonans arasında yada farklı gelen açıl momentumlu rezonant ve rezonant olmayan prosesler arasında girişim etkisi beklenmez.

Şekil 3.8'de  $S$  faktöre farklı proseslerden gelen katkılar şematik olarak gösterilmektedir. Burada  $S$  faktöre, rezonant olmayan, dar ve geniş rezonans ve yüksek enerjilerde birçok üst üste binmenin neden olduğu süreklilik katkıları

gösterilmiştir. Tesir kesiti enerjinin azalmasıyla çok ani bir şekilde düştüğü için Şekil 3.8’de tesir kesiti yerine  $S$  faktörün enerjiyle değişimi gösterilmiştir.



Şekil 3.8: Yüklü-parçacık etkimeli reaksiyonlar için  $S$  faktörünün enerjiyle değişimi. Düşük enerjilerde dar-rezonans (NR), alt-eşik rezonans kısmı (SR), geniş-rezonansın son bölümü (TBR), ve rezonant olmayan prosesler  $S$  faktöre katkıda bulunmaktadır. Yüksek enerjilerde ise tipik olarak geniş-rezonans (BR) ve üst üste binmiş dar ve geniş rezonanslar (OBR+ONR) baskındır [51].

### 3.6. Hauser-Feshbach İstatiksel Model Hesabı

Hauser-Feshbach İstatiksel Modeli, reaksiyonun, bileşik çekirdeğin oluşmasıyla meydana geldiğini ve sonra bu bileşik çekirdeğin reaksiyon ürünü olan çekirdeğe bozunduğunu varsayar. Ortalama tesir kesiti, bileşik çekirdeğin meydana gelme tesir kesiti ( $\sigma_{mg}$ ) ile dallanma oranının ( $BR_{bozunma}$ ) çarpımı olarak yazılabilir. Dallanma oranı ise bir çıkış kanalına bozunma olasılığının mümkün tüm çıkış kanallarına bozunma olasılıklarının oranı olarak verilir [20, 21]. Yani tesir kesiti şöyle yazılabilir:

$$\sigma^{HF} = \sigma_{mg} BR_{bozunum} = \sigma_{mg} \frac{\Gamma_{son}}{\Gamma_{toplam}} \quad (3.31)$$

Eğer gelen parçacığın enerjisi bileşik çekirdeği yüksek düzey yoğunluğunda oluşturacak kadar ise ortalama geçiş katsayısı (T) kullanılabilir. Böylece  $i^\mu(j, o)m^\nu$  reaksiyonu için  $\sigma^{\mu\nu}$  tesir kesitini şöyle yazılabilir:

$$\sigma_i^{\mu\nu}(j, o; E_{ij}) = \frac{\pi \hbar^2 / (2\mu_{ij} E_{ij})}{(2J_i^\mu + 1)(2J_j + 1)} \times \sum_{J, \pi} (2J + 1) \frac{T_j^\mu(E, J, \pi, E_i^\mu, J_i^\mu, \pi_i^\mu) T_o^\nu(E, J, \pi, E_m^\nu, J_m^\nu, \pi_m^\nu)}{T_{\text{Toplam}}(E, J, \pi)} \quad (3.32)$$

Burada,  $i^\mu$ , hedef düzey,  $m^\nu$  ise son çekirdeğin uyarılmış durumu,  $E_{ij}$ , kütle merkezi enerjisi,  $\mu_{ij}$ , indirgenmiş kütle,  $J$ , spin,  $E$ , uyarılma enerjisi ve  $\pi$  ise paritedir. Giriş kanalını “i”, çıkış kanalını ise “o” alt indisleri tanımlar. Deneylerde, hedefin taban durumda olduğu, ve  $\sum_\nu \sigma_i^{\nu\nu}(j, o; E_{ij})$  şeklinde ifade edebileceğimiz son çekirdeğin tüm uyarılmış durumlarının toplamı ölçülür. Ancak yıldızlar arası ortamda hedef çekirdekler termal olarak uyarılmışlardır [21]. Buna göre,  $i^\mu(j, o)m^\nu$  reaksiyonu için sıcaklığa bağlı astrofiziksel tesir kesiti  $\sigma^*$ ,

$$\sigma_i^*(j, o; E_{ij}) = \frac{\sum_\mu (2J_i^\mu + 1) \text{Exp}(-E_i^\mu / kT^*) \sum_\nu \sigma_i^{\mu\nu}(j, o; E_{ij})}{\sum_\mu (2J_i^\mu + 1) \text{Exp}(-E_i^\mu / kT^*)} \quad (3.33)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $T^*$ , plazma sıcaklığı ve  $k$  ise, Boltzman sabitidir. Uyarılmış durumların düzey yoğunluğu, parçacık ve  $\gamma$  geçiş katsayısı, istatistiksel model hesaplamalarında kullanılan önemli parametrelerdir. Hesaplamaların güvenilirliği bu parametrelere bağlıdır. Düzey yoğunlukları genellikle teorik çalışmalara dayanmaktadır [21]. Parçacık geçiş katsayıları ise Schrödinger denkleminin teorik veya deneysel çalışmalarla elde edilmiş uygun optik model potansiyeli kullanılarak çözülmesiyle elde edilir. Ancak teorik çalışmalarla halen tesir kesitleri yeterli doğrulukla elde edilememektedir. Bu nedenle tesir kesitlerinin deneysel olarak belirlenmesi hem reaksiyon hızlarının doğru hesaplanması hem de doğru optik potansiyellerin geliştirilmesinde önemli rol oynamaktadır.

## **BÖLÜM 4. DENEYSEL YÖNTEM**

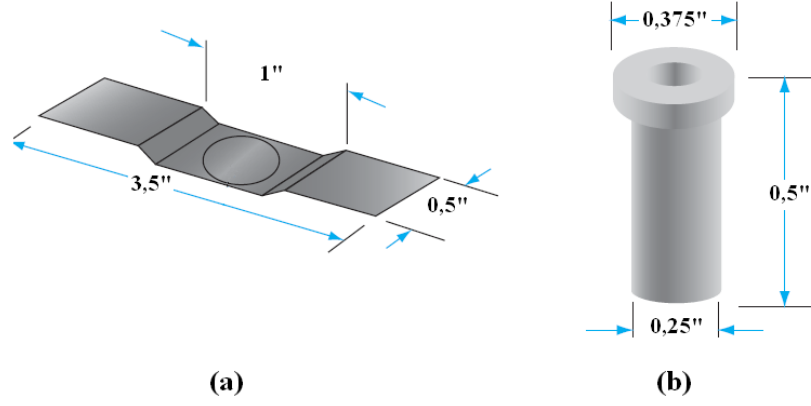
Bu bölümde tesir kesiti ölçümlerini gerçekleştirilebilmek için yapılan deneysel çalışmalar anlatılmaktadır. Bu çalışmalar kısaca şu ana başlıklarda incelenebilir; reaksiyonda kullanılan hedeflerin hazırlanması ve deneye uygunluğunun araştırılması, hedeflerin alfa parçacıklarıyla aktive edilerek reaksiyonun gerçekleştirilmesi, meydana gelen reaksiyon sayısının bulunması için oluşan radyoaktif çekirdeğin yaydığı gamaların sayımının nasıl yapıldığıdır.

### **4.1. <sup>113</sup>In Hedeflerin Hazırlanması**

İndiyumun bir metal olması nedeniyle hedefler hem buharlaştırma hem de mekanik inceltme (rolling) yöntemi ile hazırlanabilir. Ancak buharlaştırma yöntemi ile hazırlanan hedefler çok daha incedir. Gelen alfa parçacıkları kalın hedef içinde hedef atomlarıyla daha çok etkileşme yapacakları için enerjileri ince hedefe göre daha çok değişir. Bu durum reaksiyonun gerçekleştiği enerjideki belirsizliği artırır. Ayrıca alfa parçacıklarının esnek olmayan çarpışmalarla hedefe aktardıkları enerji hedefin ısınmasına yol açar ve eğer hedef indiyum gibi düşük erime sıcaklığına (~157 °C) sahip ise hedefin erimesine yol açabilir. Bu gibi etkileri en aza indirmek için ince hedefler tercih edilir. Bu nedenlerle hedeflerin hazırlanması için buharlaştırma yöntemi kullanılmıştır.

ISOFLEX USA firmasından temin edilen %93.1 zenginleştirilmiş <sup>113</sup>In materyali (Sertifika No: 49-02-113-1312, Sertifika için Ek A'ya bakınız.) toplam 80 mg'dır. Uygun şartlar belirlenmeden yapılacak denemelerde materyalin büyük bir bölümünü kaybetme riski olduğu için önce doğal indiyum ile kaplama denemeleri yapılmıştır. Yapılan denemeler sonucunda, buharlaştırma için yayvan tungsten pota yerine, kaplama verimini arttıran [71] derin karbon bir pota (Şekil 4.1) kullanılmasına karar verilmiş ve pota ile hedefin kaplanacağı yüzey arasında 5,4 cm bir uzaklıkta

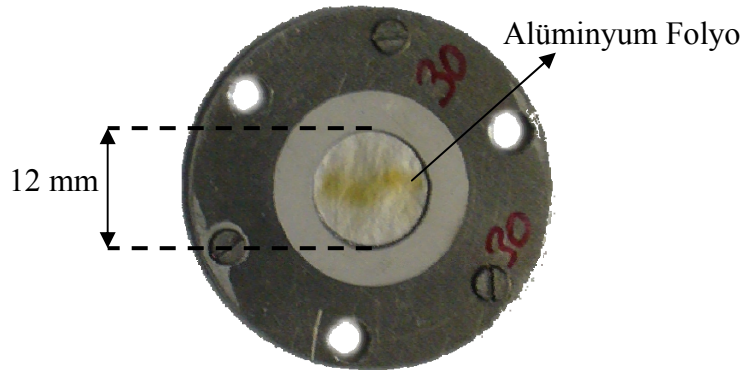
buharlaştırma işleminin yapılmasıyla yeterli sayıda ve kalınlıkta hedef yapılabileceği belirlenmiştir. Üretilen zenginleştirilmiş  $^{113}\text{In}$  hedefler için bu koşullar kullanılmıştır.



Şekil 4.1: Hedef hazırlamak için kullanılan buharlaştırma kapları. (a) yayvan standart pota (b) derin pota (crucible).

Advent Research Material firmasından temin edilen 2,4  $\mu\text{m}$  kalınlığında % 99 saflığa sahip alüminyum folyo (AL103116) üzerine doğal indiyum, Leybold Univex 350 Coating System kullanılarak buharlaştırma yöntemi ile kaplanmıştır. Alüminyum folyolar hedefi tutturmak için hazırlanan çerçevenin (Şekil 4.2) içine tutturulduktan sonra kaplama işlemi yapılmıştır. Bu sayede kaplanan bölgenin alanı hesaplanabilmektedir. Alüminyum folyoların ağırlıkları 5  $\mu\text{g}$  hassasiyetli terazide hem kaplamadan önce hem de kaplama işleminden sonra ölçülmüştür. Bu sayede hedefin kalınlığı  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  cinsinden kolayca hesaplanabilmektedir [25, 28, 39].

$$\text{Hedef kalınlığı} = \frac{\text{Kaplama } ^{113}\text{In miktarı}}{\text{Hedefin yüzey alanı}} \quad (4.1)$$



Şekil 4.2: Hedef çerçevesinin şematik gösterimi.

Kalınlıkları 168 ile 289  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  arasında değişen 5 tane hedef hazırlanmıştır. Hazırlanan hedeflerin kalınlıkları ve hesaplanan kaplama verimleri Tablo 4.1 de verilmiştir.

Tablo 4.1: Hazırlanan hedeflerin kalınlıkları ve kaplama verimi.

Hedef No	Kullanılan $^{113}\text{In}$ miktarı (mg)	Hedef Kalınlığı ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Kaplama Verimi ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2 / \text{mg}$ )
1	5,8	168 $\pm$ 13	28,8
2	7,5	203 $\pm$ 16	27,0
3	7,5	211 $\pm$ 17	28,5
4	9,6	258 $\pm$ 21	26,9
5	11,8	289 $\pm$ 23	24,5

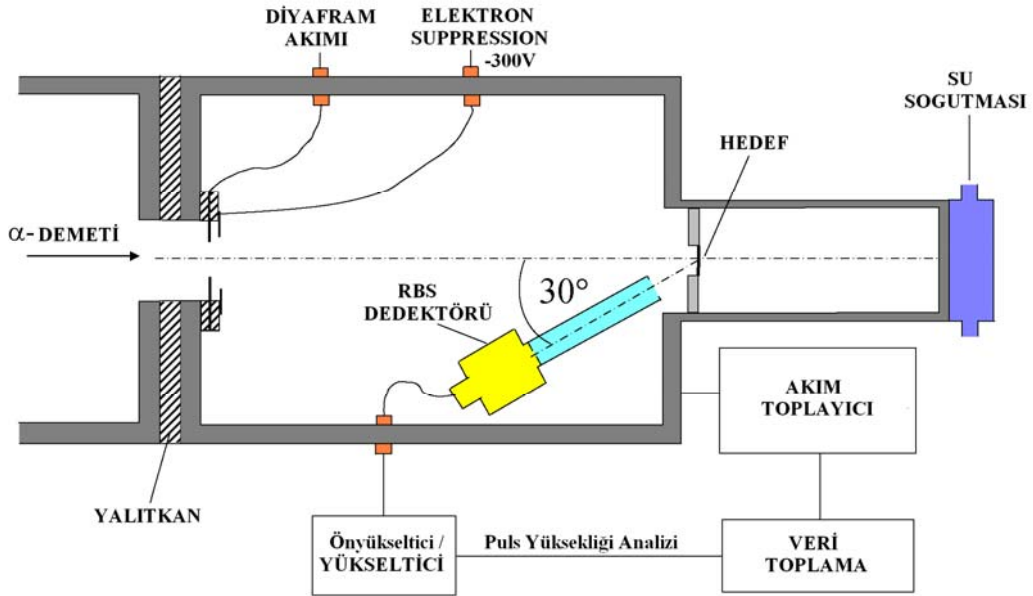
Hızlandırıcıdan elde edilen alfa demetiyle hedefin tam olarak hangi bölümünün bombardıman edildiği bilinemediğinden tesir kesiti hesaplamaları için hedefin kalınlığının homojen olması önemlidir. Buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan hedeflerin homojenliği hedef altlığı (backing foil) ile pota arasındaki uzaklığa yakından bağlıdır. Yakın uzaklıklarda homojenlik uzaklığın karesi ile orantılı olarak hızlı bir şekilde bozulmaktadır. Bu nedenle hedef yapımı için seçilmiş olan 5,4 cm uzaklıkta üretilecek olan hedeflerin homojenliğinin ayrıca araştırılması gerekmektedir. Bunun için üretilen hedeflerden bir tanesinin farklı noktadaki kalınlığı Rutherford Back Scattering (RBS) yöntemi ölçülmüştür[72,73,74]. Ölçümler ATOMKI Van de Graff hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. İnceleme için 2,0 MeV enerjiye sahip  $\text{He}^+$  demeti kullanılmıştır. Demetin kesit alanı  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , taradığı alan  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  dir. Saçılan alfa parçacıkları iki yüzey engelli silikon dedöktör ile ( $\Theta=165^\circ$  ve  $\Theta=135^\circ$ ) algılanmıştır [75]. Bu inceleme sonucunda üretilen hedeflerin en kalın ve en ince bölgesi arasında % 8 lik bir fark bulunmuştur. Bu belirsizlik tesir kesiti hesapları yapılırken dikkate alınmıştır.

#### 4.1.1. Hedef kararlılığının araştırılması

İndiyum elementinin erime sıcaklığı ( $\sim 157^\circ\text{C}$ ) diğer metallere oranla düşüktür. Bu nedenle deney sırasında hedefe gönderilen alfa parçacıklarının hedef atomlarıyla yapacakları elastik olmayan çarpışmalar nedeniyle aktaracakları enerji hedefin ısınmasına ve hedefin erimesine yol açabilir. Hedefte deney süresince herhangi bir

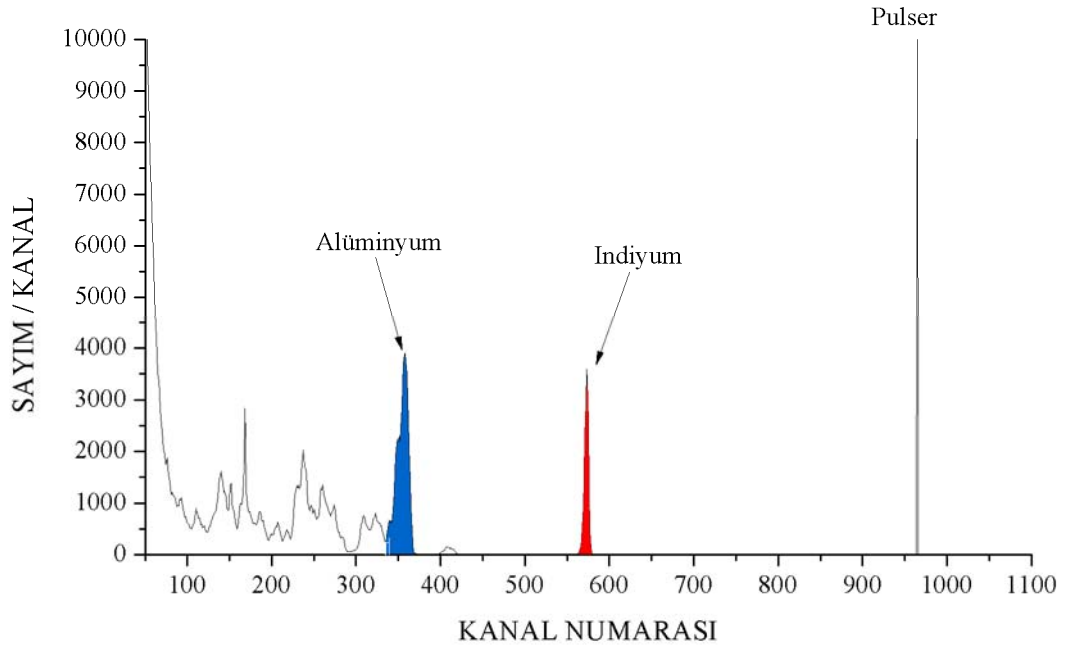
erime olup olmayacağını belirlemek için hedeflerin kararlılığı araştırılmalıdır. Hedefin kararlılığı hedef üzerine birim zamanda gelen alfa parçacığı sayısının, hedeften belli bir açıda saçılan alfa parçacığı sayısının oranının takip edilmesiyle test edilebilir. Eğer bu oran aktivasyon boyunca sabit kalıyorsa hedef karardır yani herhangi bir bozulma yok demektir. Hedef üzerine gönderilen alfa parçacığı sayısı bir akım toplayıcı ile demet akımının ölçülmesi ve hedeften saçılan alfa parçacığı sayısı ise hedef odası içine yerleştirilecek bir parçacık dedektörü ile belirlenebilir.

Hedef kararlılığı testi için kullanılan cihazlar şöyledir; Si(Li) dedektör ile Canberra NIM (model 2100), Ortec önyükseltici (model 142), Ortec yükseltici (model 671) ve Ortec pulser (model 448) kullanılmıştır. Hedef odasının şematik çizimi Şekil 4.3'te ve elde edilen örnek bir spektrum Şekil 4.4'de görülebilir.

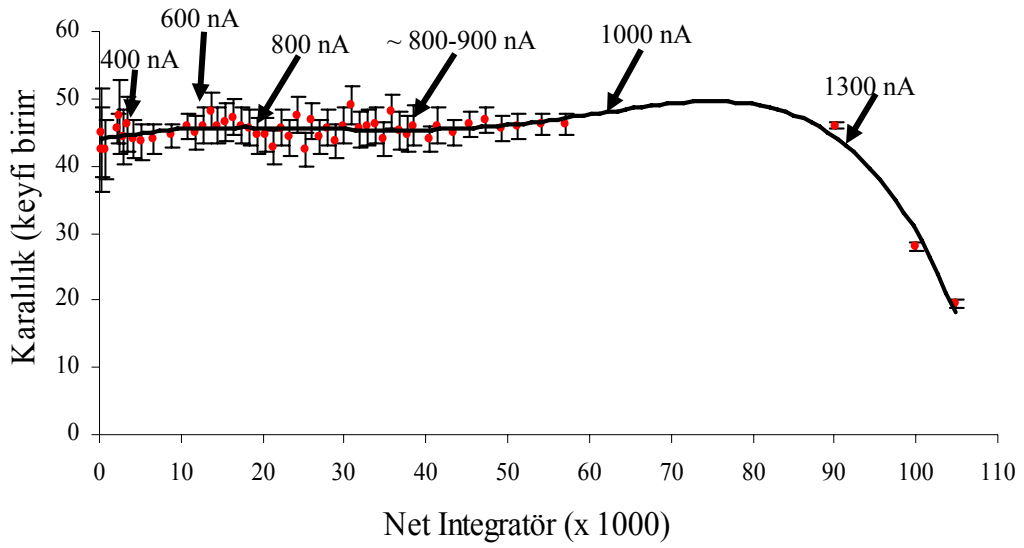


Şekil 4.3: Hedef odasının şematik gösterimi.

Test işlemi 12,427 MeV enerjili alfa demeti ile gerçekleştirilmiştir. Demet akımı başlangıçta 200 nA'e ayarlanmış yaklaşık 1 saat sonra 400 nA'e, 30 dakika sonra 600 nA'e, 25 dakika sonra 800 nA'e ve 25 dakika sonra 800-900 nA'e yükseltilmiştir. Bu süreç sırasında hedefte herhangi bir erime gözlenmemiştir. Ancak 1300 nA akıma ulaşıldığında hedefte ani bir erime saptanmıştır. Test sırasında elde edilen hedef kararlılığı grafiği Şekil 4.5'de görülmektedir.



Şekil 4.4: Aktivasyon boyunca 15 nolu hedefin 12,427 MeV enerjili  $\alpha$ -parçacıklarıyla gözlenen RBS spektrumu.

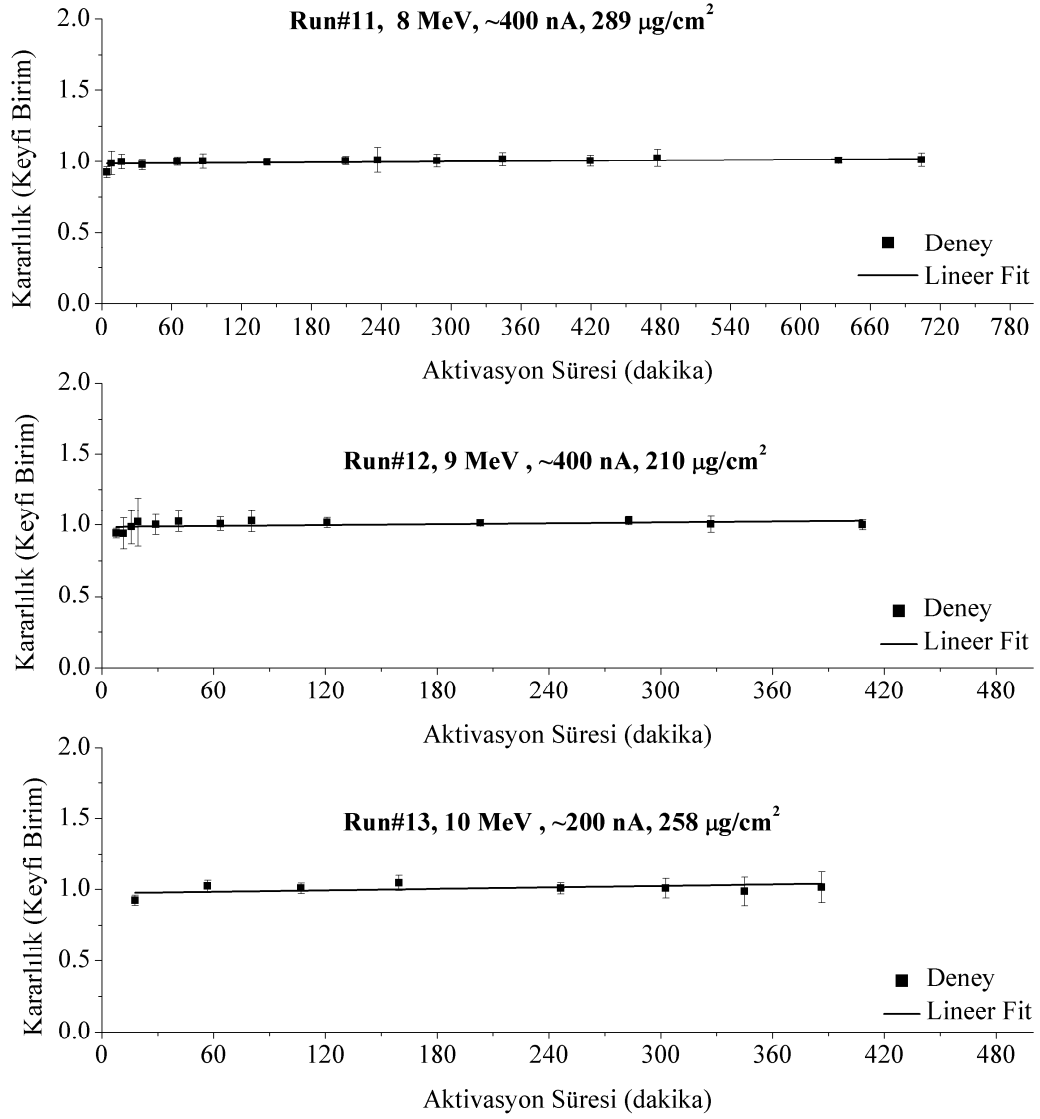


Şekil 4.5: Aktivasyon boyunca 15 numaralı hedefin 12,427 MeV enerjide gözlenen kararlılık eğrisi.

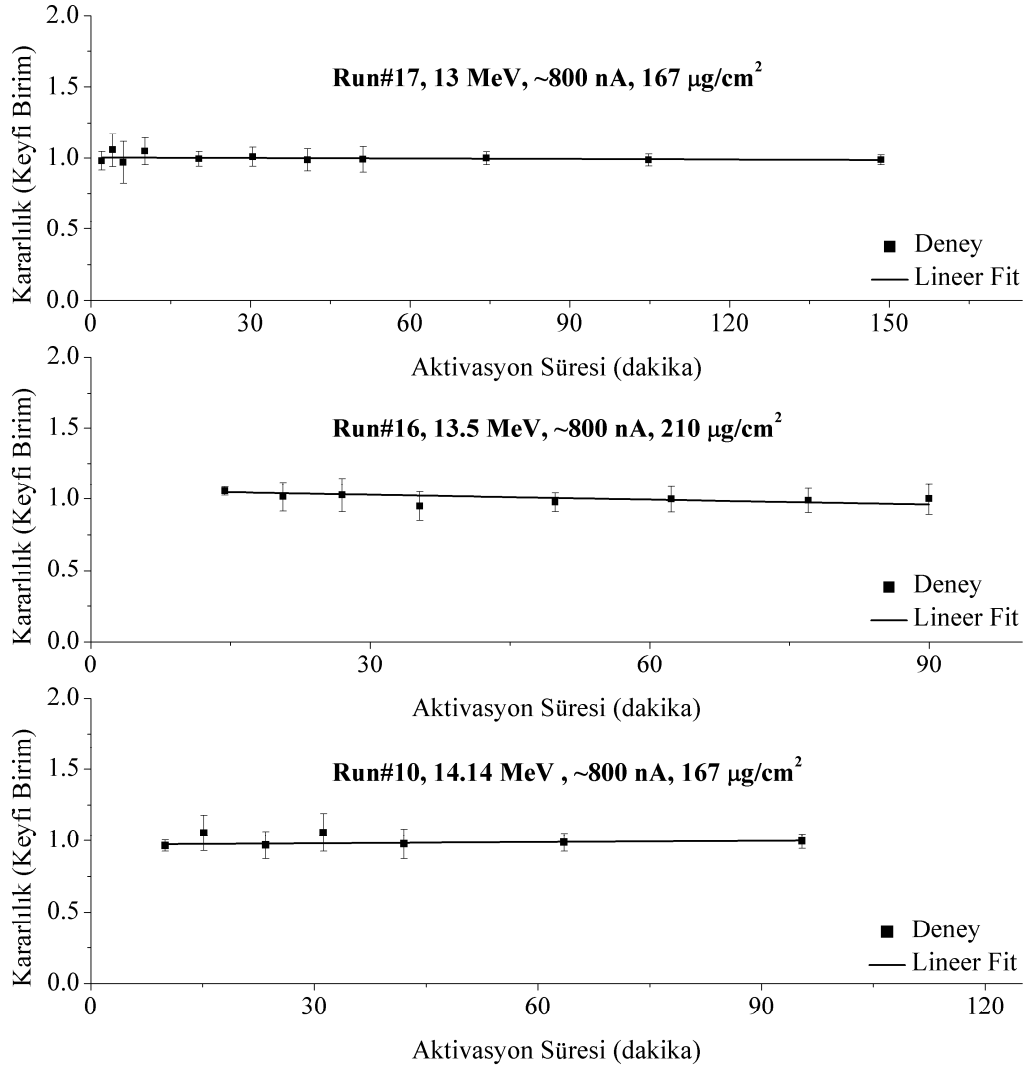
Bu sonuçlara göre deneyin, 900 nA akım değerine kadar güvenli bir şekilde yapılabileceğine karar verilmiştir. Yapılan teste rağmen bütün aktivasyon işlemleri süresince hedef kararlılığı aktivasyonla eşzamanlı olarak takip edilmiştir. Hedef kararlılığında herhangi bir değişme belirlenmemiştir. Bazı aktivasyonlar için elde edilen kararlılık eğrileri Şekil 4.6 ve 4.7.'de görülebilir.



Ayrıca hedeflerin kütlesi aktivasyondan sonra tekrar ölçülmüş ve hedef kütlesinin değişmediği gözlenmiştir. Bu sonuç hedefte bir erime olmadığını başka bir göstergesidir.



Şekil 4.6: Düşük enerjilerde hedef kararlılığı grafikleri.



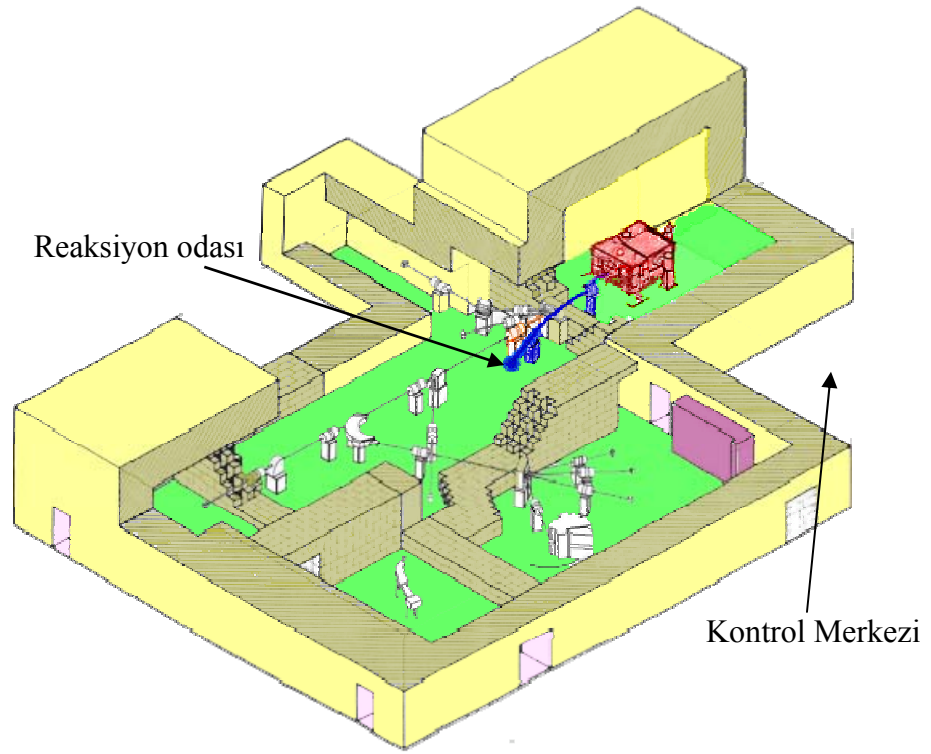
Şekil 4.7: Yüksek enerjilerde aktivasyon süresince hedef kararlılığı grafikleri.

#### 4.2. $^{113}\text{In}$ Hedeflerin Aktivasyonu

Deneysel Macaristan Nükleer Bilimler Araştırma Enstitüsü (ATOMKI) siklotron hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. ATOMKI MGC-20E siklotronu 1980-83 yılları arasında tasarlanmış, 1985 yılında ise çalışmaya başlamıştır. 1997-1999 yılları arasında demet transfer sistemleri, 2003 yılında da RF-sistemi yenilenmiştir. Sistem 2,5 MeV den 18 MeV e kadar 40  $\mu\text{A}$ 'lık demet akımıyla proton, 2 MeV'den 20 MeV'e kadar 40  $\mu\text{A}$  lik demet akımıyla alfa demeti üretebilmektedir. Demetin enerji dağılımı  $10^{-3}$ 'ten daha küçüktür. Hızlandırıcının fotoğrafı Şekil 4.8 ve laboratuvar yerleşimi Şekil 4.9'den görülebilir.



Şekil 4.8: ATOMKI MGC-20E siklotronu.



Şekil 4.9: ATOMKI MGC-20E siklotron binası.

Aktivasyon 9,0 MeV laboratuvar enerjisinden başlayarak yaklaşık 0,5 MeV'lik adımlarla 14.14 MeV'e kadar toplam 14 aktivasyon işlemi yapılmıştır (Tablo 4.2). Yıldızlararası ortamda reaksiyon hızları kütle merkezi enerjisine göre hesaplandığından Bölüm 5 ve 6'da deneysel laboratuvar enerjileri etkin kütle merkezi enerjilerine dönüştürülmüştür. Etkin kütle merkezi enerjisi, tüm hedef boyunca oluşan reaksiyonların sayısının yarısının gerçekleştiği kalınlıktaki demet enerjisidir.

Tablo 4.2: Gerçekleştirilen aktivasyonlar için aktivasyon süresi ve demet akımları.

No	Lab. Enerjisi (MeV)	Aktivasyon Süresi (saat)	Demet akımı (nA)	Hedef no	Açıklama
1	9,000	~9	~400	34	sadece ( $\alpha,\gamma$ ) reak.
2	9,500	~8	~350	30	sadece ( $\alpha,\gamma$ ) reak.
3	9,500	~8	~400	34	sadece ( $\alpha,\gamma$ ) reak.
4	9,923	~8	~800	32	sadece ( $\alpha,\gamma$ ) reak.
5	10,032	~8	~200	32	degrader kullanıldı
6	10,565	~6,5	~800	30	degrader kullanıldı
7	11,000	~6	~800	31	
8	11,111	~4	~700	32	degrader kullanıldı
9	11,500	~4	~800	34	
10	12,003	~3	~800	31	
11	12,612	~3	~650	31	
12	13,000	~2	~800	30	
13	13,500	~2	~800	34	
14	14,142	~2	~800	31	

Aktivasyon için kullanılan hedef odasının şematik çizimi Şekil 4.3'ten görülebilir. Hedef odasında demet doğrultusuyla  $\Theta = 150^\circ$  açı yapan bir yüzey engelli parçacık dedektörü bulunmaktadır. Bu dedektör sayesinde aktivasyon süresince hedeften geri saçılan alfa parçacıkları sürekli olarak izlenmiştir ve hedefin kararlılığı kontrol edilmiştir. Elde edilen tipik bir RBS spektrumu Şekil 4.4'de verilmiştir. Spektrumda hedef materyali In ve hedef altlığı olarak kullanılan folyodan gelen Al piki dışında önemli başka bir pik gözlenmemiştir.

Demet durdurucu doğrudan su soğutmalıdır ve hedefin 10 cm arkasına yerleştirilmiştir. Bu pozisyonda durdurucudan saçılan parçacıklar hedef kararlılığının izlendiği yüzey engelli dedektöre ulaşamamaktırlar. Hedef odası kendisinden önce bulunan demet transferi için kullanılan tüm aparatlardan elektriksel olarak yalıtılmış ve bir Faraday kabı olarak kullanılmıştır. Hedef odasının girişine -300 V luk bir gerilim uygulanmıştır. Bu gerilim demet akımı ölçümünü etkileyebilecek demetin hızlandırıcıdan hedef odasına transferi sırasında meydana gelen ikincil elektronları engellemek amacıyla uygulanmıştır. Aktivasyon süresinde demet akımı mümkün olduğunca kararlı tutulsa da akımdaki değişimi izlemek için bir akım toplayıcı ve bir çok kanallı oranlayıcı (multichannel scaler) tarafından her 10 s de bir kayıt altına alınmıştır. Tesir kesiti hesaplamalarında elde edilen bu akım spektrumları kullanılmıştır. Bu hesaplamaların ayrıntıları Bölüm 5'te daha detaylı açıklanacaktır.

Aktivasyon süresi, reaksiyon sonucunda oluşacak ürünlerin yarı ömürleri ile alfa demetinin enerjisine bağlı olarak 2 ile 12 saat sürmüştür. Düşük enerjilerde tesir kesiti düşük olduğu için daha uzun aktivasyon ve sayım yapılmıştır. Önceki aktivasyonlardan kalabilecek artık radyasyonu en aza indirmek için, hedefler öncelikle düşük enerjiler için kullanılmıştır. Bir önceki aktivasyondan kalan herhangi bir aktivite olmadığından emin olmak için hedefler tekrar kullanılmadan önce dedektöre yerleştirilerek kontrol edilmiştir.

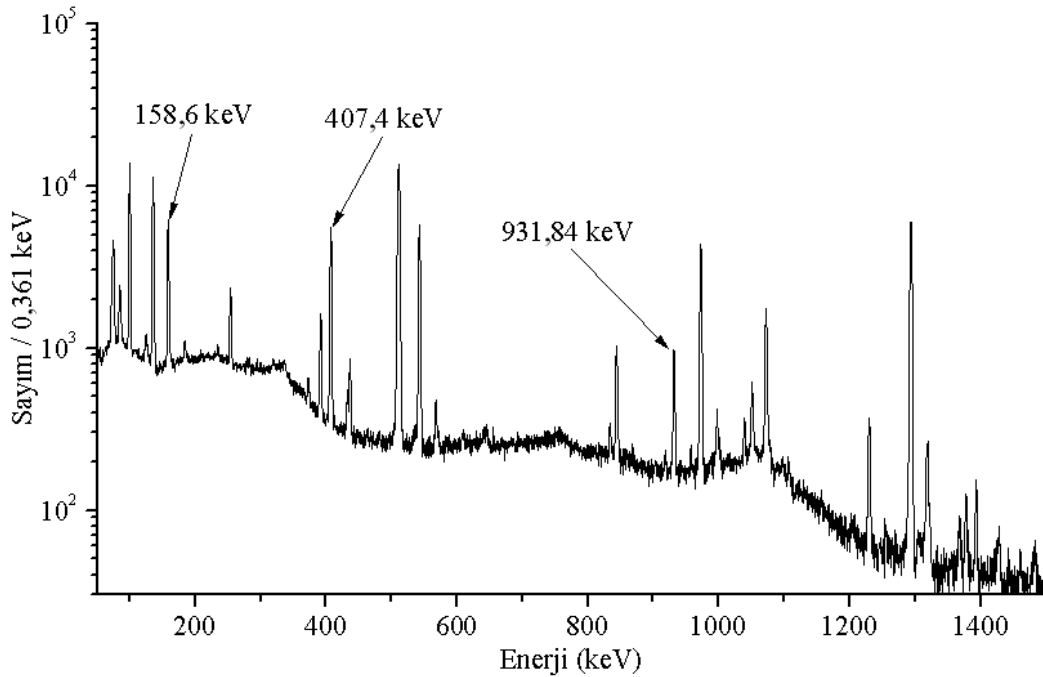
ATOMKI siklotron hızlandırıcısı 10 MeV ile 11 MeV arasında alfa demeti üretilmediği için 10,032 MeV, 10,565 MeV ve 11,111 MeV enerjilerindeki aktivasyonlar için enerji azaltıcı folyo kullanılmıştır. Enerji azaltıcı folyo hedefin 3 mm önüne yerleştirilmiştir. Enerji azaltıcı olarak kullanılan Al folyoların kalınlığı 9,57  $\mu\text{m}$  ve 9,70  $\mu\text{m}$  dir. Folyoların kalınlıkları Rutherford Back Scattering (RBS) yöntemi ile ATOMKI Van de Graff hızlandırıcısında mikro demet kullanılarak ölçülmüştür. İnceleme için 2,0 MeV enerjiye sahip  $\text{He}^+$  demeti kullanılmıştır. Demetin kesit alanı  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ , taradığı alan  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  dir. Saçılan alfa parçacıkları iki yüzey engelli silikon dedektörle ile ( $\Theta=165^\circ$  ve  $\Theta=135^\circ$ ) dedekte edilmiştir.

10,032 MeV, 10,565 MeV ve 11,111 MeV enerjilerindeki enerji azaltıcı folyo ile gerçekleştirilen aktivasyonlarda demet akımı sırasıyla 11,000 MeV, 11,500 MeV ve

12,003 MeV'dir. Bu enerjilerden 10,032 MeV ve 11,111 MeV'e yakın iki nokta, folyo ile yapılan aktivasyonun güvenilirliğini araştırmak için 9,923 MeV ve 11,000 MeV enerjilerde direk olarak aktivasyon gerçekleştirilmiştir. Enerji azaltıcı folyolu ve folyosuz yapılan aktivasyonların sonucunda elde edilen tesir kesiti değerlerinin oldukça uyumlu olduğu görülmüştür (şekil 6.1 ve 6.2).

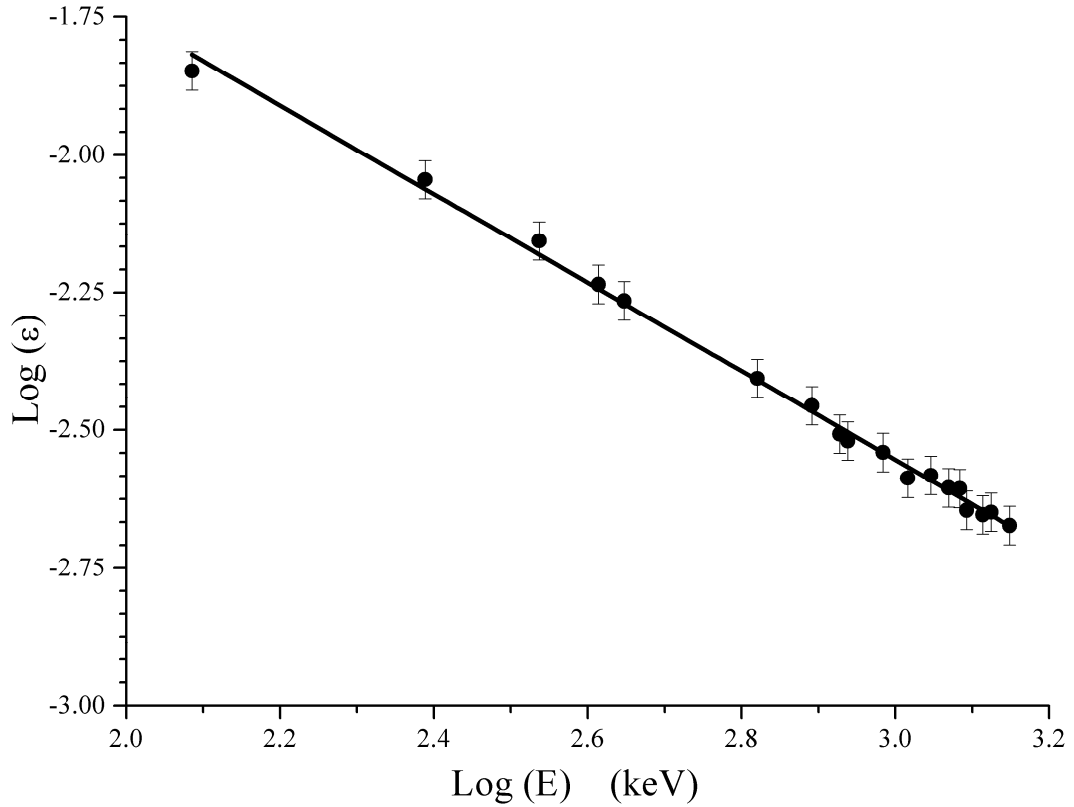
### 4.3. Gama – Işını Sayım Sistemi

$^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonları sonucunda oluşan  $^{117}\text{Sb}$  ve  $^{116}\text{Sb}$  aktivitelerini ölçmek için her işınlamadan sonra hedef reaksiyon odasından alınıp düşük artalan radyasyonlu sayım bölgesine götürülmüştür. Doğal radyasyon artalanını azaltmak için dedektör 10 cm kalınlığında kurşun bloklarla kaplanmıştır. Hedefler sayım için % 40 bağlıl verime sahip bir HPGe dedektörden 3,5 cm uzaklığa yerleştirilmiştir. 12 MeV enerjili aktivasyon için elde edilen spektrum şekil 4.10'da görülebilir. şekilde sadece analizlerde kullanılan pikler belirtilmiştir. Ayrıca  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonundan gelen diğer pikler ve hedef materyalinde % 6,9 oranında bulunan  $^{115}\text{In}$  izotopunun yaptığı reaksiyonlardan yayınlanan gama işınlarından kaynaklanan pikler de görülmektedir.



şekil 4.10: 12 MeV enerjili aktivasyon için elde edilen gama spektrumu.

Dedektörün mutlak verim kalibrasyonu, çakışma etkilerinin ihmal edilebileceği 10 cm dedektör-hedef uzaklığında belirlenmiştir. Verimler, aktivitesi bilinen  $^{60}\text{Co}$  ve  $^{137}\text{Cs}$  ile aktivitesi bilinmeyen  $^{152}\text{Eu}$  ve  $^{56}\text{Co}$  kaynaklarıyla verim-oranı yöntemi kullanılarak elde edilmiştir [76, 77, 78]. Bu metot çok enerjili kaynakların bağıl yayınlama olasılığının bilinmesini gerektirir. Aktivitesi bilinmeyen kaynaklarla elde edilen bağıl verim değerleri ( $^{152}\text{Eu}$  için 122 keV'e göre,  $^{56}\text{Co}$  için 847 keV'e göre ) aktivitesi bilinen kaynaklarla bulunan verim değerlerine normalize edilmiştir. 10 cm bulunan bu verim değerlerini sayımların yapıldığı 3,5 cm ye normalize etmek için, 14,142 MeV'de aktivasyon yapılmış, daha sonra bu hedef, hem 10 cm de hem de 3,5 cm de eşit süre sayılmıştır. Bu iki sayımdan geometrik ve çakışma etkilerini de içeren enerjiye bağılı düzeltme faktörleri elde edilmiş ve bütün ölçümler bu faktörlerle çarpılmıştır. Elde edilen verim değerleri Tablo 4.3'te ve bu değerlerle çizilen verim eğrisi Şekil 4.11'de verilmiştir.



Şekil 4.11: HpGe dedektörünün elde edilen verim eğrisi.

Çizilen grafikten lineer fit ile verim eğrisinin denklemi bulunmuştur. Elde edilen verim denklemi  $\text{Log}(\epsilon) = (-0,8262) \text{Log}(E) - 0,0827$  ile, ilgili enerjilerdeki verimler hesaplanmıştır. Bu değerler Tablo 4.4’de görülmektedir.

Tablo 4.3: Standart kaynaklarla hesaplanan verim değerleri.

E(keV)	Log(E)	Log( $\epsilon$ )	$\epsilon$	$\epsilon_{\text{hata}}$
121,782	2,0855831	-1,847639837	0,014202	0,001136
244,6975	2,3886295	-2,044839919	0,009019	0,000722
344,2785	2,5369099	-2,156530787	0,006974	0,000558
411,1163	2,6139647	-2,235418364	0,005815	0,000465
443,965	2,6473487	-2,265170829	0,00543	0,000434
778,904	2,8914839	-2,456293869	0,003497	0,00028
867,373	2,9382059	-2,520202081	0,003019	0,000241
964,079	2,9841126	-2,540823501	0,002879	0,00023
1112,069	3,0461317	-2,582382051	0,002616	0,000209
1212,948	3,0838422	-2,606255927	0,002476	0,000198
1299,14	3,113656	-2,65357898	0,00222	0,000178
1408,006	3,1486045	-2,673054075	0,002123	0,00017
661,657	2,8206329	-2,406440774	0,003922	0,000314
1173	3,069298	-2,604825791	0,002484	0,000199
1332,5	3,1246672	-2,648999344	0,002244	0,00018
846,771	2,927766	-2,507761192	0,003106	0,000249
1037,84	3,0161304	-2,58741143	0,002586	0,000207
1238,282	3,0928196	-2,645403973	0,002263	0,000181
1771,351	3,2483046	-2,816480654	0,001526	0,000122
2034,755	3,3085121	-2,845221889	0,001428	0,000114

Tablo 4.4: Analiz için kullanılan gama ışını enerjilerinde dedektör verim değerleri.

Reaksiyon	Yarı-ömür (dakika)	$E_{\gamma}$ (keV)	$\gamma$ yayınlama olasılığı (%)	Dedektör Verimi (%)
$^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$	$168,0 \pm 0,6$	158,562	$85,9 \pm 0,4$	$1,26 \pm 0,1$
$^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116g}\text{Sb}$	$15,8 \pm 0,8$	931,84	$24,8 \pm 1,9$	$0,29 \pm 0,02$
$^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116m}\text{Sb}$	$60,3 \pm 0,6$	407,351	$38,8 \pm 1,6$	$0,58 \pm 0,05$



## BÖLÜM 5. VERİLERİN ANALİZİ

$^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyon tesir kesitleri aktivasyon yöntemi ile astrofiziksel enerji aralığının büyük bir kısmını içeren 8,66 MeV ile 13,64 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında ölçülmüştür. Ölçülen tesir kesiti değerlerinden ayrıca astrofiziksel  $S$  faktör değerleri de hesaplanmıştır.

### 5.1. Spektrumların Analizi

Bölüm 4'te detaylı olarak anlatıldığı gibi hedefler aktivasyon sürecinden hemen sonra, mümkün olan en kısa sürede sayıma başlanmıştır. Bağlı olarak kısa yarı ömürlü olan  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116g}\text{Sb}$  reaksiyonun tesir kesiti değerleri, yüksek enerjilerde  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonuna göre oldukça büyüktür.  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonunu incelerken,  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116g}\text{Sb}$  reaksiyonundan yayımlanan gama ışınlarının meydana getireceği Compton saçılmasından kaynaklanan katkıları elemek için spektrumlar ilk bir saat için 10'ar dakikalık aralıklarla, daha sonra da 30'ar dakikalık aralıklarla kaydedilmiştir.  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116g}\text{Sb}$  reaksiyonu için analizlerde spektrumların ilk 1saatlik kısmı,  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116m}\text{Sb}$  reaksiyonları için ise ilk 1 saatten sonra kaydedilen spektrumların tümü toplanmıştır. Analizler bu toplam spektrumlar üzerinde yapılmıştır. Analizler FitzPeaks Gama Analiz Programı kullanılarak yapılmıştır. Analiz için seçilen pikler ve özellikleri Tablo 5.1'de görülmektedir.

Tablo 5.1: Analiz için kullanılan bozunma parametreleri [79, 80] ve dedektör verim değerleri.

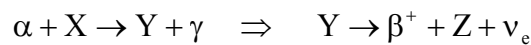
Reaksiyon	Yarı-ömür (dakika)	$E_\gamma$ (keV)	$\gamma$ yayınlama olasılığı (%)	Dedektör Verimi (%)
$^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$	$168,0 \pm 0,6$	158,562	$85,9 \pm 0,4$	$1,26 \pm 0,1$
$^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116g}\text{Sb}$	$15,8 \pm 0,8$	931,84	$24,8 \pm 1,9$	$0,29 \pm 0,02$
$^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116m}\text{Sb}$	$60,3 \pm 0,6$	407,351	$38,8 \pm 1,6$	$0,58 \pm 0,05$

## 5.2. Aktivasyon Yöntemi ve Tesir Kesiti Hesabı

I.J. Curie ve F. Joliot 1934 yılında doğal olarak oluşan alfa parçacıklarıyla Alüminyum, Boron ve Megnezyumun bombardıman ederek Nükleer Aktivasyonu keşfettiler. Bu keşfin ardından 1936 yılında Hevesy ve Levi tarafından element analizi için Aktivasyon Analizi önerildi [81, 82]. Bu yöntem bir madde içindeki element miktarı çok duyarlı olarak belirlenebilmesine olanak sağlar. Yöntem özetle şöyledir; bir madde uygun parçacıklarla belirli enerjilerde aktive edilir, oluşan reaksiyon sonucunda meydana gelen radyoaktif ürün çekirdekten yayınlanan radyasyon sayılır. Ürün çekirdeğin aktivitesi, diğer parametreler sabit olduğunda (bombardıman parçacığının enerjisi, şiddeti, dedektör verimi, aktivasyon ve sayım süresi gibi) madde miktarı (hedef kalınlığı) ile orantılıdır. Benzer şekilde eğer hedefteki madde miktarı biliniyorsa meydana gelen reaksiyonun tesir kesiti de bulunabilir. Ancak yöntemin uygulamada bazı kısıtlamaları vardır. Meydana gelen reaksiyon sonucunda oluşan ürün çekirdek uygun yarı-ömre sahip radyoaktif bir çekirdek olmalı ve uygun şiddete sahip bir gama ışını ya da bir parçacık yayınlamalıdır.

Aktivasyon için termal nötronlar, hızlı nötronlar, yüklü parçacıklar veya yüksek enerjili fotonlar kullanılabilir. Aktivasyon metodu kullanarak,  $(p, \gamma)$ ,  $(\alpha, \gamma)$  ve  $(\alpha, p)$ ,  $(\alpha, n)$  ve  $(\gamma, \alpha)$  gibi reaksiyonların tesir kesitleri ölçülebilmektedir.

Aşağıdaki gibi bir  $\alpha$  yakalama reaksiyonu göz önüne alalım; X çekirdeği  $\alpha$  parçacıklarıyla bombardımanı sonucunda, bir  $\alpha$  yakalayarak bir Y çekirdeği oluştursun ve bu reaksiyon sonucunda oluşan radyoaktif Y çekirdeği de  $\beta^+$  bozunması yaparak,  $\gamma$  yayınlayan bir Z çekirdeğine dönüşsün, yani:



Aktivasyon süresince, yeni çekirdek oluşumunun yanında bozunma da gerçekleşeceğinden lineer bir üretim meydana gelmez. Bu durumda Y çekirdek sayısının değişim hızı, üretim ve bozunma hızının farkıdır;

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} = R(t) - \lambda_Y N_Y(t) \quad (5.1)$$

Burada  $R(t)$  üretim hızı,  $N_Y$  Y çekirdeği sayısı ve  $\lambda_Y$  ise Y çekirdeğinin bozunma sabitidir, üretim hızı daha açık yazılırsa,

$$\frac{dN_Y}{dt} = \sigma n_T \phi - \lambda_Y N_Y(t) \quad (5.2)$$

elde edilir. Burada  $n_T$  birim alandaki toplam hedef çekirdeği sayısı ( $n_T = N.x$ ),  $N$  hedef çekirdeğin atomik yoğunluğu ( $N = \rho.N_{\text{avagadro}}/M_A$ , burada  $M_A$  çekirdeğin molekül ağırlığı,  $\rho$  çekirdeğin özkütlesi), diğer bir deyişle birim hacimdeki hedef çekirdek sayısı,  $x$  hedefin kalınlığı,  $\phi$  ise birim zamanda hedefi döven parçacık sayısıdır (parçacık / s).

Aktivasyon süresince üretilen Y çekirdeği, (5.2) numaralı diferansiyel denklem çözülerek bulunabilir. Bu denklem,

$$\frac{dN_Y(t)}{dt} + \lambda_Y N_Y(t) = R(t) \quad (5.3)$$

şeklinde 1. mertebeden lineer adi diferansiyel bir denklemdir ve

$$\frac{dy}{dx} + P(x)y = Q(x) \quad (5.4)$$

şeklideki lineer bir diferansiyel denkleme benzetilebilir; buradan da

$$N_Y(t) = \frac{R}{\lambda_Y} + Ce^{-\lambda_Y t} \quad (5.5)$$

ile verilen genel çözüm elde edilir. Aktivasyon sonunda elde edilen çekirdek sayısı  $N_Y$  ve bir önceki aktivasyondan kalan çekirdek sayısı  $N_{Y0}$ , aktivasyonun başladığı anda ( $t=0$ ) sıfır olduğu varsayılırsa (Şekil 5.1),

$$C = N_{Y0} - \frac{R}{\lambda_Y} \quad (5.6)$$

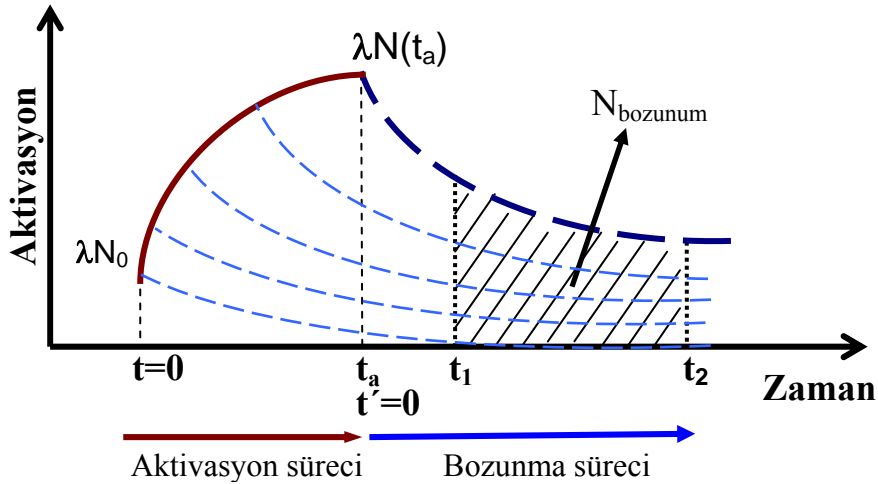
bulunur ve buradan

$$N_Y(t) = \frac{R}{\lambda_Y}(1 - e^{-\lambda_Y t}) + N_{Y0} e^{-\lambda_Y t} \quad (5.7)$$

elde edilir. Aktivasyonun sonunda  $t = t_a$  olduğundan (Şekil5.1), üretilen Y çekirdeğinin sayısı,

$$N_Y(t_a) = \frac{\sigma n_T \phi}{\lambda_Y} (1 - e^{-\lambda_Y t_a}) + N_{Y0} e^{-\lambda_Y t_a} \quad (5.8)$$

şeklinde olur.



Şekil 5.1: Aktivasyon ve bozunma süreci. Aktivasyon ile ürün çekirdek üretilirken bir yandan da ürün çekirdek bozunmaktadır. Aktivasyonun bittiği an ( $t_a$ ), bozunum için başlangıç ( $t'=0$ ) anıdır.

$\sigma$  tesir kesitini bu ifadelerden hesaplayabilmek için, aktivasyon sonunda üretilen  $N_Y$  çekirdeklerinin sayısı bilinmelidir. Bunu deneysel olarak bulmak için, aktivasyon bittikten sonra bozunan çekirdeklerin yaydığı  $\gamma$  ışınları sayılır. Bu nedenle,  $N_Y$  değerlerinin, sadece bozunma esnasındaki zamana ( $t'$ ) bağlı ifadeleri gerekmektedir. Herhangi bir  $t$  için  $N_Y(t)$  ;

$$N_Y(t') = N_Y(t_a) e^{-\lambda_Y(t')} \quad (5.9)$$

şeklinde ifade edilir.

Aktivasyonun bittiği  $t = t_a$  anında, yani  $t' = 0$  anında,  $N_Y(t' = 0) = N_Y(t_a)$ 'dır. Aktivasyonun bitiminden sayımın başlamasına kadar geçen süre  $t' = t_1$ , sayımın yapıldığı zaman aralığı ( $t_2 - t_1$ ) dir. Bu zaman aralığındaki sayım miktarı  $N_{\text{sayım}}$  ise, buna karşılık gelen toplam bozunan çekirdek sayısı  $N_{\text{bozunum}}$  aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$N_{\text{bozunum}} = \frac{N_{\text{sayım}}}{I_\gamma \cdot LT \cdot \epsilon} \quad (5.10)$$

Burada  $I_\gamma$ , ilgili gama ışınının yayınlanma olasılığıdır.  $LT$  ise dedektör sisteminin ölü zamanına ( $DT$ ) karşılık gelen canlı zaman kesridir.  $\epsilon$ , dedektör sisteminin ilgili gama enerjisindeki mutlak verimidir ve dedektörü oluşturan kristalin verimi ile sistemin geometrik verimini içerir. Bozunan çekirdek sayısından ( $N_{\text{bozunum}}$ ), aktivasyon sonunda üretilen çekirdek sayısı,  $N_Y(t_a)$  elde edilebilir. Zamana bağlı aktivite ifadesinin sayım süresince integrali alınırsa,

$$N_{\text{bozunum}} = \int_{t_2}^{t_1} \lambda N dt \quad (5.11)$$

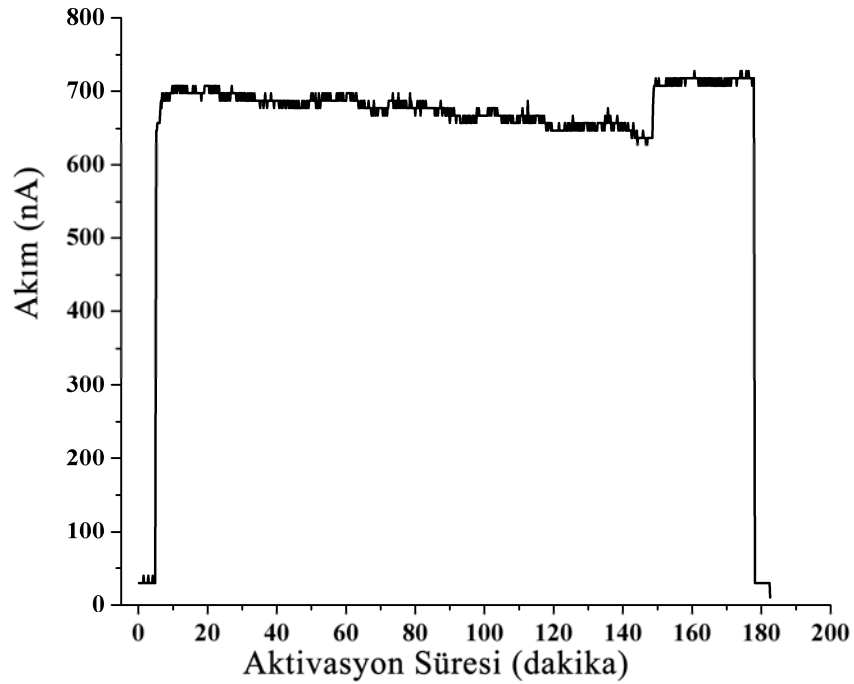
Y izotopları için bozunan çekirdek sayısı,

$$N_{Y_{\text{bozunum}}} = N_Y(t_a) \left( 1 - e^{-\lambda_Y(t_2 - t_1)} \right) e^{-\lambda_Y t_1} \quad (5.12)$$

bulunur.

Bu sayede reaksiyonun olma olasılığının bir ölçüsü olan  $\sigma$  tesir kesiti hesaplanabilir [37, 50, 83]. Ancak yukarıdaki hesaplamalarda gelen parçacık akısının ( $\phi$ ) aktivasyon süresince sabit olduğu göz önüne alınmıştır. Bu durum pratikte doğru değildir. Bu nedenle aktivasyon süresince gelen parçacığın demet akımı kısa  $\Delta t$  zaman aralıklarıyla (örneğin 10 s) ölçülerek kayıt edilmelidir (Şekil 5.2). Daha sonra her bir  $\Delta t$  zaman aralığı için meydana gelen reaksiyon sayısı ayrı ayrı hesaplanıp toplanmalıdır. Yani Denklem 5.9'daki işlem yapılmalıdır. Burada n, döngü sayısını vermekte ve  $n=t_a/\Delta t$  şeklinde tanımlanmaktadır. Bu durum tek bir aktivasyon için binlerce hesaplama gerektirdiğinden bu işlemler bilgisayar programı yardımı ile yapılmaktadır.

$$\sigma = N_B(t_a) \frac{\lambda_B}{n_T} \left[ \sum_{i=1}^n \phi (1 - e^{-\lambda_B \Delta t}) e^{-\lambda_B (t_a - i \Delta t)} \right]^{-1} \quad (5.13)$$



Şekil 5.2: 12,5 MeV'lik aktivasyon için kaydedilmiş akım profili. Akım, 150. dakikaya kadar zamanla azalmaktadır, daha sonra hızlandırıcı ayarlarının yapılmasıyla ani olarak artmıştır.

### 5.3. Astrofiziksel S Faktörünün Hesaplanması

Astrofiziksel  $S$  faktörün enerjiye bağımlı olarak değişiminin tesir kesitine göre çok daha yavaş olması nedeniyle, özellikle Nükleer Astrofiziğin ilgilendiği düşük enerjilere daha kolay ekstrapolasyona olanak sağladığı için yararlı bir parametredir. Bu nedenle tesir kesiti yanında astrofiziksel  $S$  faktör de hesaplanmıştır. Denklem 3.15'ten  $S$  faktör çekilirse;

$$S(E) = E \sigma(E) e^{2\pi\eta} \quad (5.14)$$

elde edilir. Burada,

$$\eta = \frac{Z_x Z_y e^2}{\hbar v} \quad (5.15)$$

Sommerfeld parametresi,  $Z_x$  ve  $Z_y$  etkileşmeye giren X ve Y çekirdeklerinin yükleridir.

### 5.4. Reaksiyon Hızlarının Hesaplanması

Teorik olarak NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu [84] ile farklı potansiyeller için elde edilen S-faktör değerlerinden yararlanarak reaksiyon hızları hesaplanmıştır. Deneysel sonuçlardan reaksiyon hızının hesaplanabilmesi için, deney sonuçlarına uygun bir eğilim eğrisi uydurularak, deneyin yapılmasının mümkün olmadığı enerjileri de içeren geniş bir enerji aralığında extrapole edilmelidir. Düşük enerji bölgesinde yeterli deneysel nokta olmadığı için bu mümkün olamamıştır. Bu nedenle hesaplanan teorik S-faktörlerden deneysel sonuçlara en uygun enerji bağımlılığı olan McFadden-Satchler potansiyeli ile hesaplanmış değerler, deneysel sonuçlara normalize edilmişlerdir. Bu normalize edilmiş  $S$  faktör değerleri reaksiyon hızı hesaplarında deneysel sonuçlar yerine kullanılmıştır.

Bölüm 3'te detayları anlatılan reaksiyon hızları, yazılan bir bilgisayar kodu yardımıyla Denklem 3.17'nin integralinin alınmasıyla hesaplanmıştır. Bu kod için,

girdi olarak kullanılan teorik S-faktör değerleri öncelikle sıfıra kadar extropole edilmiş, daha sonra yaklaşık 30 eV'luk enerji adımlarına karşılık gelecek şekilde interpolate edilmiştir. Gamow penceresinin 6,76 ile 10,17 MeV arasında olması nedeniyle integralin alt sınırı 0,01 MeV ve üst sınırı 20 MeV seçilmiştir. Reaksiyon hızı hesapları 0.1 GK sıcaklığından başlayarak 0,1 GK adımlarla ile 10 GK sıcaklığına kadar hesaplanmıştır.



## BÖLÜM 6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bölüm 2’de anlatılmış olan, astrofiziksel p-proses için deneysel veri tabanına veri sağlamak ve istatistiksel model hesaplamalarını test etmek amacıyla  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonları, astrofiziksel enerji aralığını kısmen kapsayan 8,66 MeV ile 13,64 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında aktivasyon yoluyla ölçülmüştür. Elde edilen tesir kesiti ve astrofiziksel  $S$  faktör değerleri Tablo 6.1 ve 6.2’de verilmiştir. Sonuçlar üç farklı  $\alpha$  + çekirdek potansiyeli ile hesaplanan teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca teorik  $S$  faktör sonuçlarından uygun enerji bağımlılığı olanın (McFadden-Satchler potansiyeli) normalize edilmesiyle elde edilen  $S$  faktör sonuçlarından, deneysel reaksiyon hızları hesaplanmıştır (Şekil 6.8).

### 6.1. $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$ ve $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$ Reaksiyonları için Deneysel Tesir Kesiti ve Astrofiziksel $S$ Faktör Sonuçları

$^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için elde edilen tesir kesiti ve  $S$  faktör sonuçları Tablo 6. 1 ve Tablo 6. 2’de verilmiştir. Enerji azaltıcı folyo ile elde edilen enerji değerleri için yapılan ölçümler “ \* ” ile işaretlenmiştir.

Tablo 6.1:  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti ve  $S$  faktör değerleri.

$E_{\text{demet}}$ (MeV)	$E_{k.m.}^{efk.}$ (MeV)	Tesir Kesiti (mb)	$S$ Faktör ( $\times 10^{21}$ MeV.b)
10,032*	9,660	$0,07 \pm 0,02$	$273 \pm 93$
10,565*	10,187	$0,27 \pm 0,04$	$228 \pm 35$
11,000	10,606	$0,82 \pm 0,07$	$216 \pm 21$
11,111*	10,704	$1,00 \pm 0,08$	$199 \pm 19$
11,500	11,085	$2,1 \pm 0,2$	$159 \pm 14$
12,003	11,573	$6,0 \pm 0,5$	$142 \pm 14$
12,612	12,162	$13 \pm 1$	$85 \pm 8$
13,000	12,536	$25 \pm 2$	$72 \pm 7$
13,500	13,018	$50 \pm 4$	$55 \pm 5$
14,142	13,640	$88 \pm 6$	$30 \pm 3$

\* Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

Tablo 6.2:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için ölçülen tesir kesiti ve  $S$  faktör değerleri.

$E_{\text{demet}}$ (MeV)	$E_{k.m.}^{\text{eff.}}$ (MeV)	Tesir Kesiti ( $\mu\text{b}$ )	$S$ Faktör ( $\times 10^{21}$ MeV.b)
9,000	8,660	$3,9 \pm 0,5$	$402 \pm 47$
9,500**	9,153	$6,2 \pm 0,6$	$122 \pm 11$
9,500**	9,147	$7,4 \pm 0,6$	$144 \pm 13$
9,923	9,553	$15 \pm 1$	$81 \pm 7$
10,032*	9,660	$20 \pm 2$	$74 \pm 6$
10,565*	10,187	$37 \pm 3$	$31 \pm 3$
11,000	10,606	$64 \pm 5$	$17 \pm 1$
11,111*	10,704	$70 \pm 6$	$14 \pm 1$
11,500	11,085	$111 \pm 9$	$8,5 \pm 0,7$
12,003	11,573	$200 \pm 16$	$4,7 \pm 0,4$
12,612	12,162	$341 \pm 28$	$2,2 \pm 0,2$
13,000	12,536	$435 \pm 35$	$1,3 \pm 0,1$
13,500	13,018	$588 \pm 47$	$0,64 \pm 0,05$
14,142	13,640	$745 \pm 60$	$0,25 \pm 0,02$

\* Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

\*\* Bu ölçümlerde farklı kalınlıkta hedefler kullanılmıştır.

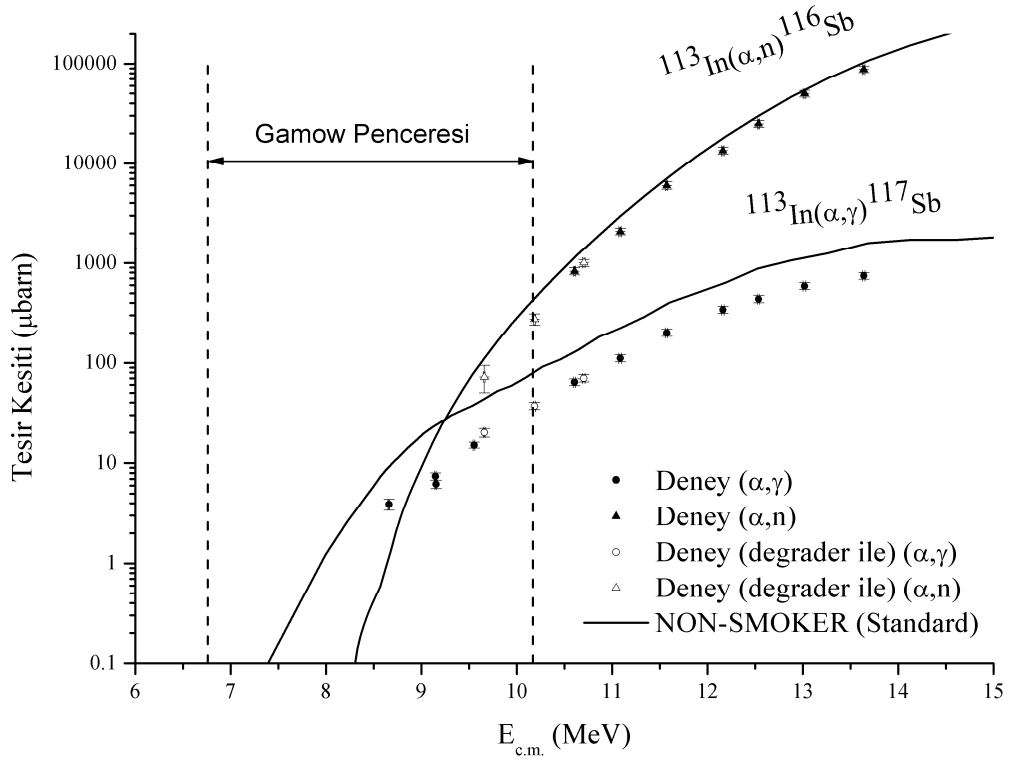
$^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyon ürünü olan  $^{116}\text{Sb}$ , taban ( $t_{1/2} = 15,8$  dakika) ve  $60,3$  dakikalık yarı-ömürlü izomere sahiptir.  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116g}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116m}\text{Sb}$  reaksiyonlarının kısmi tesir kesiti değerleri bu reaksiyonlardan gözlenen gama ışınlarıyla bulunmuştur. Böylece kısmi reaksiyon tesir kesiti değerlerinin toplamı,  $(\alpha,n)$  reaksiyonu için toplam reaksiyon tesir kesitini vermektedir (Tablo 6.3).

Tablo 6.3:  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için ölçülen taban ve yarı-kararlı durum tesir kesiti değerleri.

$E_{\text{demet}}$ (MeV)	$E_{k.m.}^{\text{eff.}}$ (MeV)	Tesir Kesiti ( $\mu\text{b}$ )	
		$^{116m}\text{Sb}$ (407,351 keV)	$^{116g}\text{Sb}$ (931,84 keV)
10,032*	9,660	$17,1 \pm 2,6$	$55 \pm 22$
10,565*	10,187	$68,3 \pm 6,3$	$205 \pm 35$
11,000	10,606	$173 \pm 15$	$654 \pm 66$
11,111*	10,704	$213 \pm 17$	$790 \pm 79$
11,500	11,085	$459 \pm 37$	$1622 \pm 150$
12,003	11,573	$1324 \pm 107$	$4660 \pm 490$
12,612	12,162	$3763 \pm 306$	$9657 \pm 1030$
13,000	12,536	$6662 \pm 539$	$18197 \pm 1915$
13,500	13,018	$14585 \pm 1190$	$35395 \pm 3693$
14,142	13,640	$27393 \pm 2255$	$60236 \pm 5720$

\* Bu ölçümlerde enerji azaltıcı folyo (degrader) kullanılmıştır.

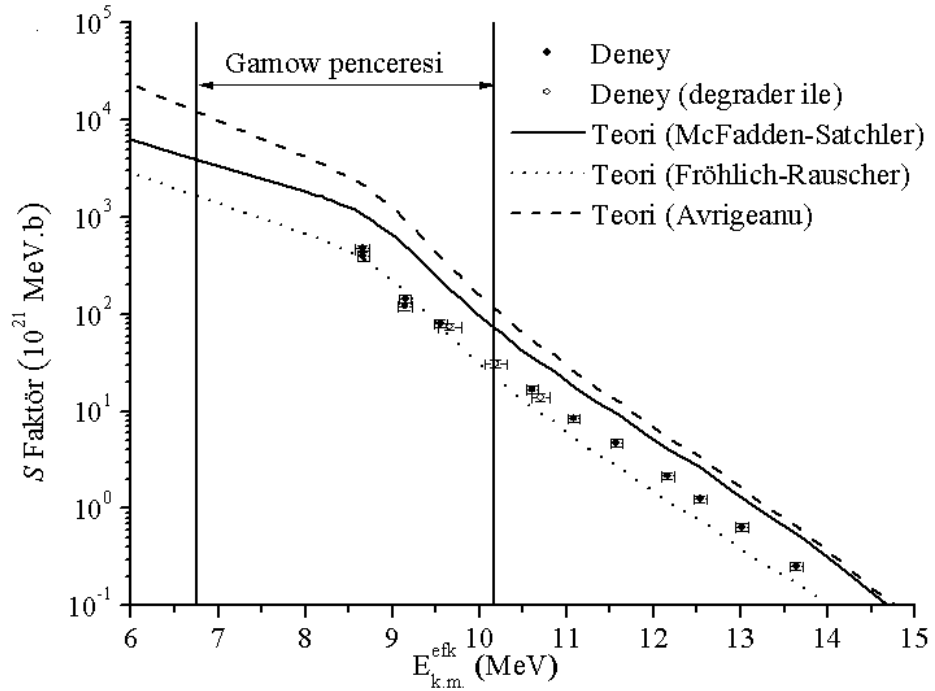
Ölçümlerdeki toplam belirsizlik, sayım istatistiği (% 0,2 ile % 38,9 arasında), dedektör verimi (% 8), bozunma parametreleri (% 5'ten küçük) ve hedef kalınlığından (% 7 ile % 8 arasında) gelen belirsizliklerden türetilerek bulunmuştur. Demet enerjisindeki belirsizlik hedef içinde demetin kaybettiği enerjiye göre SRIM koduyla hesaplanmış ve % 0,2 ile % 0,8 arasında bulunmuştur. Enerji azaltıcı folyolardaki belirsizlik % 1 ve siklotronun enerji kalibrasyonundan gelen belirsizlik % 0,5'tir. Sistemik belirsizliği kontrol etmek amacıyla  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu 9,5 MeV'de farklı iki hedef ile tekrarlanmıştır. Elde edilen tesir kesiti sonuçları birbiriyle uyumludur (Şekil 6.1).



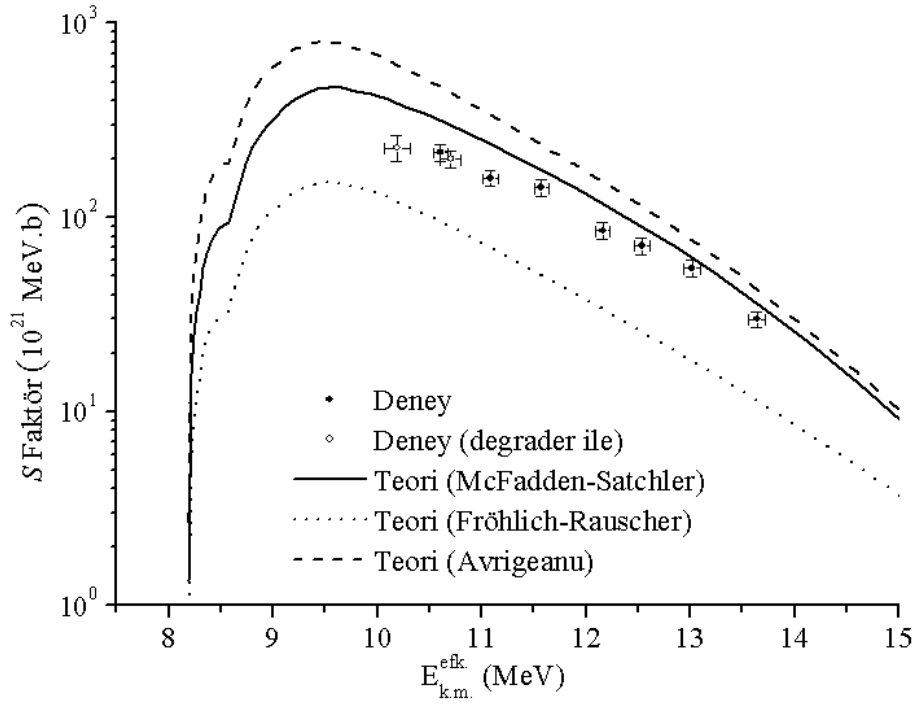
Şekil 6.1:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için tesir kesiti sonuçları. Düz çizgi NON-SMOKER kodunun standart ayarları ile hesaplanmış tesir kesiti değerlerini göstermektedir. Grafikte ayrıca 6,76 ile 10,17 MeV arasındaki Gamow penceresi işaretlenmiştir.

## 6.2. Deneysel $S$ Faktör Sonuçlarının Teorik Sonuçlar ile Karşılaştırılması

$^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonları sonucunda deneysel olarak elde edilen ve NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu [84] (önceki NON-SMOKER kodunun [21, 85, 86] güncellenmiş sürümü) kullanılarak McFadden-Satchler [87], Fröhlich-Rauscher [88, 89] ve Avrigeanu [90]  $\alpha$ +çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan  $S$  faktör değerleri karşılaştırılmıştır. McFadden-Satchler potansiyeli çok geniş bir çekirdek aralığında ve 70 MeV'in üzerinde bir enerjide, Avrigeanu potansiyeli ise 100 kütle numarası civarındaki çekirdeklerle ve 14 MeV enerjideki saçılma deneylerinden elde edilmiştir. Fröhlich-Rauscher potansiyeli,  $144 \leq A \leq 157$  kütle aralığındaki deneysel verilere göre bulunmuş olmasına rağmen bu aralığın dışında da düşük enerjili alfa yakalama reaksiyonları için uyumlu sonuçlar vermiştir. Deneysel sonuçlar ile bu üç potansiyelden elde edilen  $S$  faktör değerleri  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için Şekil 6.2 ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyon için Şekil 6.3'de görülebilir.



Şekil 6.2:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel olarak elde edilen ve NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu [84] kullanılarak McFadden-Satchler [87], Fröhlich [88, 89] ve Avrigeanu [90]  $\alpha$ +çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan  $S$  faktör değerleri.



Şekil 6.3:  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel olarak elde edilen ve NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu [84] kullanılarak McFadden-Satchler [87], Fröhlich [88, 89] ve Avrigeanu [90]  $\alpha$ -çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan  $S$  faktör değerleri.

Şekil 6.2'den görüleceği gibi McFadden-Satchler [87] ve Avrigeanu [90] potansiyelleriyle  $(\alpha,\gamma)$  reaksiyonu için sırasıyla 1,8 ve 8,3 kat daha büyük  $S$  faktör değerleri elde edilmiştir. Fröhlich potansiyeli [88, 89] ise, düşük enerjilerde deneysel verilerle uyumlu olmasına rağmen, enerji arttıkça bu uyum bozulmaktadır.

$^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için, deneysel sonuçlarla en uyumlu potansiyel McFadden-Satchler [87] potansiyelidir. Avrigeanu [90] potansiyeliyle elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlardan 1,5 ile 2,1 kat daha büyüktür. Ancak yüksek enerjilere gidildikçe uyum artmaktadır. Fröhlich [88, 89] potansiyeli ile elde edilen değerler ise deneysel verilerden 3,5 ile 4,4 kat daha düşük bulunmuştur. Potansiyeller uygun şekilde oranlandığında, potansiyel [87] ve [88, 89] ile deneysel verilerin yeterli ölçüde elde edilebileceği görülmüştür.

### 6.3. Tesir Kesitinin $\alpha$ , $\gamma$ ve Nötron Genişliğine Bağımlılığının İncelenmesi

Hauser-Feshbach tesir kesiti hesaplamaları, deneysel olarak ya da modeller yardımıyla belirlenmesi gereken birçok nükleer parametreye bağlıdır. NON-SMOKER<sup>WEB</sup> geniş bir çekirdek aralığında hesaplama yapabilen global bir koddur,

yani lokal parametreleri çok iyi belirlenmemiştir. Bu yüzden belirli reaksiyonlar için iyi sonuçlar vermeyebilir. Bu nedenle nükleer özelliklerin veya geçişlerin, sonuçlar üzerine olan duyarlılığını araştırmak gereklidir [20, 39]. Bunu araştırmak için ortalama genişliğe  $T = 2\pi\rho \langle \Gamma \rangle$  (burada  $\rho$ , nükleer düzey yoğunluğudur) şeklinde bağlı olan geçiş katsayısı  $T$ , iyi bir araçtır. Tesir kesiti (yada  $S$  Faktör) giriş ve çıkış kanallarının geçiş katsayısı ile orantılıdır;

$$\sigma \propto \frac{T_{\text{giriş}} T_{\text{çıkış}}}{T_{\text{toplam}}} \propto \frac{\langle \Gamma_{\text{giriş}} \rangle \langle \Gamma_{\text{çıkış}} \rangle}{\langle \Gamma_{\text{toplam}} \rangle} \quad (6.1)$$

Buradaki “toplam” alt indisi enerji olarak ulaşılabilen tüm açık kanalları da içeren toplam miktardır.

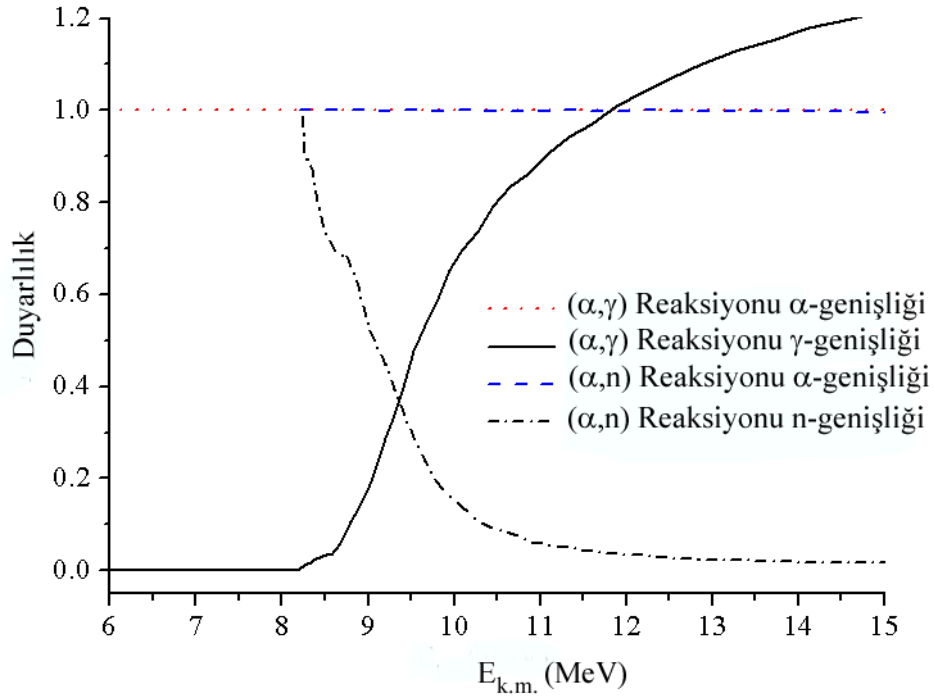
İlgilendiğimiz reaksiyonlar için  $\{^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}\}$ , giriş kanalı; her zaman bir  $\alpha$  parçacığı ve hedef çekirdeğinden oluşurken, çıkış kanalı; ürün çekirdeğe ek olarak ya bir  $\gamma$  yada  $n$ 'dan oluşmaktadır. Geçiş katsayısı, optik potansiyel kullanılarak Schrödinger denkleminin çözümünden elde edilir. Belirli bir reaksiyon ve hızlandırılan parçacık enerjisi için, hangi geçiş katsayısının (ya da ortalama genişliğin), tesir kesitine en fazla katkıyı verdiği her zaman açık değildir. Benzer durum Breit-Wigner rezonans tesir kesitine de (Denklem 6.1) uygulanabilir. Paydaki genişlikler birbirinden çok farklı değerlere sahip olduğunda, daha büyük olan genişlik, toplam genişlikte baskın olur. Böylece tesir kesiti, sadece küçük olan genişliğe bağlı olur. Genişlikle tesir kesiti arasındaki bağımlılık, eğer Denklem 6.1'deki genişlikler birbirine yakın değerlere sahip ve başka bir açık kanal toplam genişliğe önemli oranda katkı veriyorsa çok daha karmaşık olur. Genişlikler enerji ile değiştiği için duyarlılık da enerjiye bağlıdır.

Astrofiziksel  $S$  faktörün duyarlılığını araştırmak için  $\alpha$ , nötron ve  $\gamma$  genişlikleri sırasıyla 0,5 ve 2 kat değiştirilerek, NON-SMOKER<sup>WEB</sup> kodunun standart parametreleri kullanılarak  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonları için  $S$  faktör değerleri hesaplanmıştır. Burada duyarlılık  $\delta$ ,  $S$  faktörün bağıl değişiminin, genişliğin bağıl değişimine oranıdır;

$$\delta = \frac{\Delta S / S}{\Delta \Gamma / \Gamma} \quad (6.2).$$

Burada  $\Delta S$ ,  $S$  faktördeki değişim,  $\Delta \Gamma$  ise  $\Gamma$  genişliğindeki değişimdir. Şekil 6.4'ten  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonları için  $\alpha$ , nötron ve  $\gamma$  genişliklerine göre hesaplanan duyarlılığın enerjiye bağlı değişimi görülebilir. Bu grafikte duyarlılığın sıfır değerini alması; genişlik değişse bile  $S$  faktörün değişmediğini, duyarlılığın 1 değerini alması ise genişliğin değiştiği oranda  $S$  faktöründe değiştiğini anlatmaktadır.

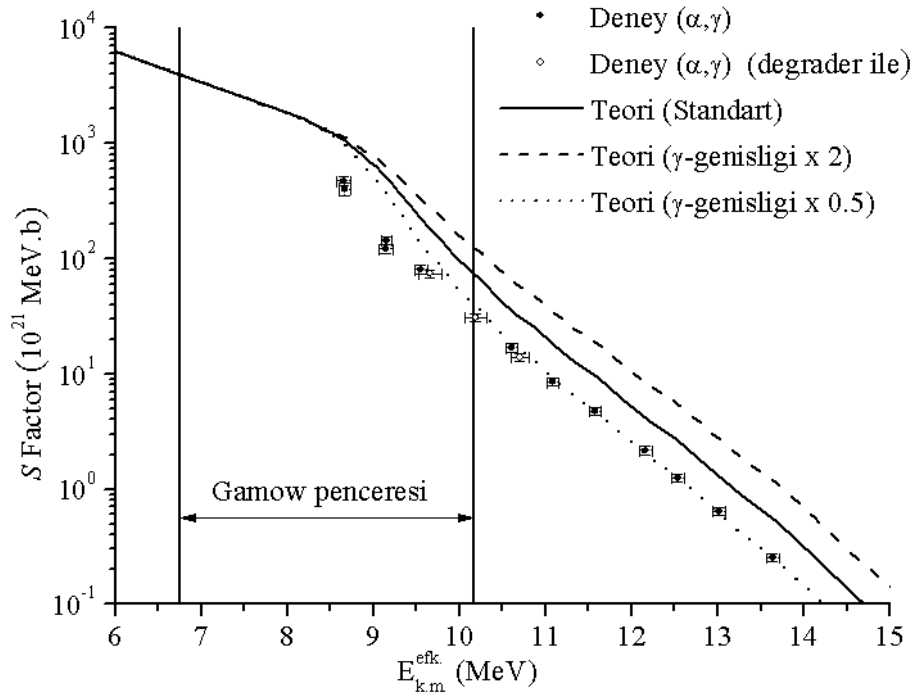
Düşük enerjilerde  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için  $S$  faktör,  $\gamma$ -genişliği,  $\alpha$ -genişliğinden büyük olduğu için  $\alpha$ -genişliğindeki değişime duyarlıdır. Bu durum Şekil 6.4'ten görülmektedir. Yüksek enerjilerde Coulomb itmesini yenmek daha kolaydır. Bu durumda  $\gamma$ -genişliği daha az enerjiye bağımlıken  $\alpha$ -genişliği artmaktadır. Bu yüzden  $\gamma$ -genişliğine olan duyarlılık enerjinin artmasıyla artmaktadır.



Şekil 6.4: Astrofiziksel  $S$  faktörün duyarlılığının  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonları için kütle merkezi enerjisine göre değişimi.

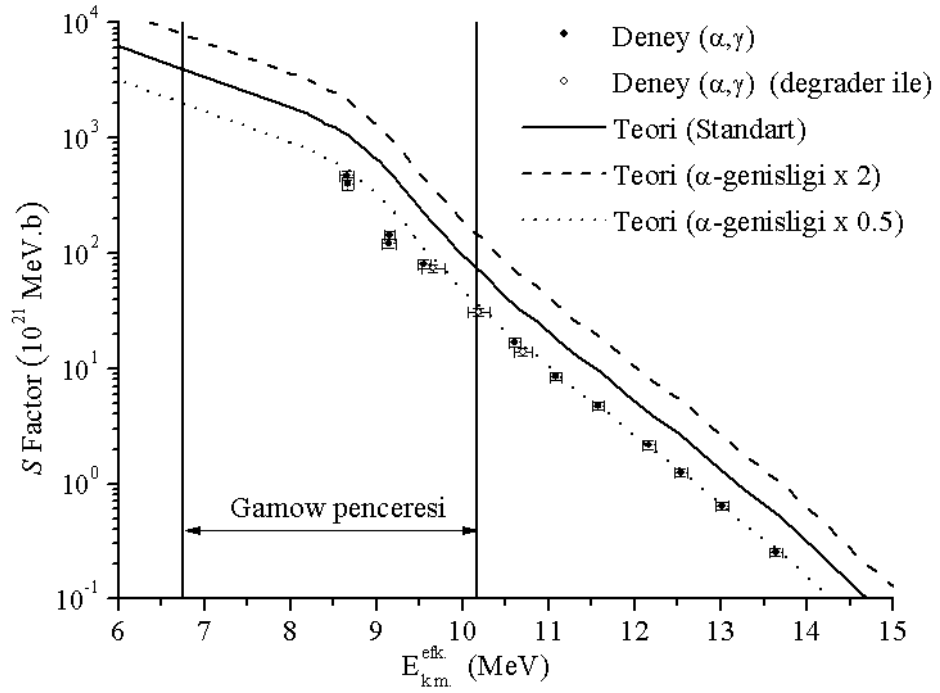
Nötron eşliğinin üstündeki enerjilerde nötron genişliği hızlı bir şekilde artar ve toplam genişlik üzerinde baskın hale gelir. Bu nedenle duyarlılık hem  $\gamma$  hem de  $\alpha$  genişliğine

büyük oranda bağlıdır. Düşük enerjilerde (astrofiziksel olarak önemli olan Gamow penceresinde)  $S$  faktör yalnızca  $\alpha$ -genişliğine bağlı iken Gamow penceresinin üstündeki enerjilerde hem  $\gamma$  hem de  $\alpha$ -genişliğine bağlıdır. Şekil 6.5'ten de görülebileceği gibi  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için  $S$  faktör düşük enerjilerde  $\gamma$ -genişliği ile değişmezken, yüksek enerjilerde etkili olmaya başlamaktadır. Şekil 6.6'te ise  $\alpha$ -genişliğinin tüm enerjilerde  $S$  faktörü neredeyse aynı oranda nasıl etkilediği görülmektedir.



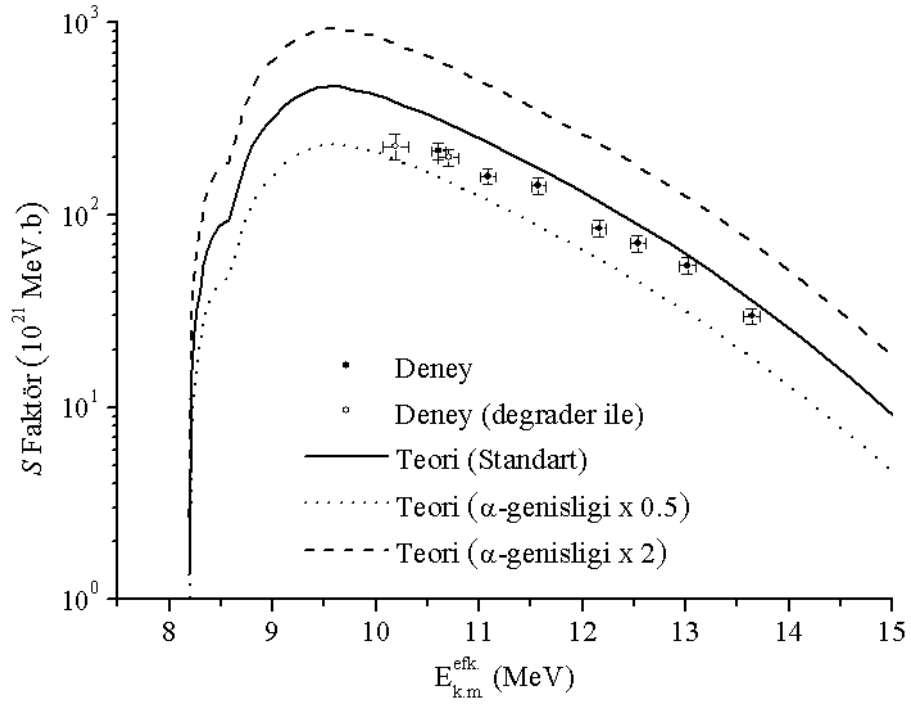
Şekil 6.5:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı  $\gamma$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen  $S$  faktör değerleri.



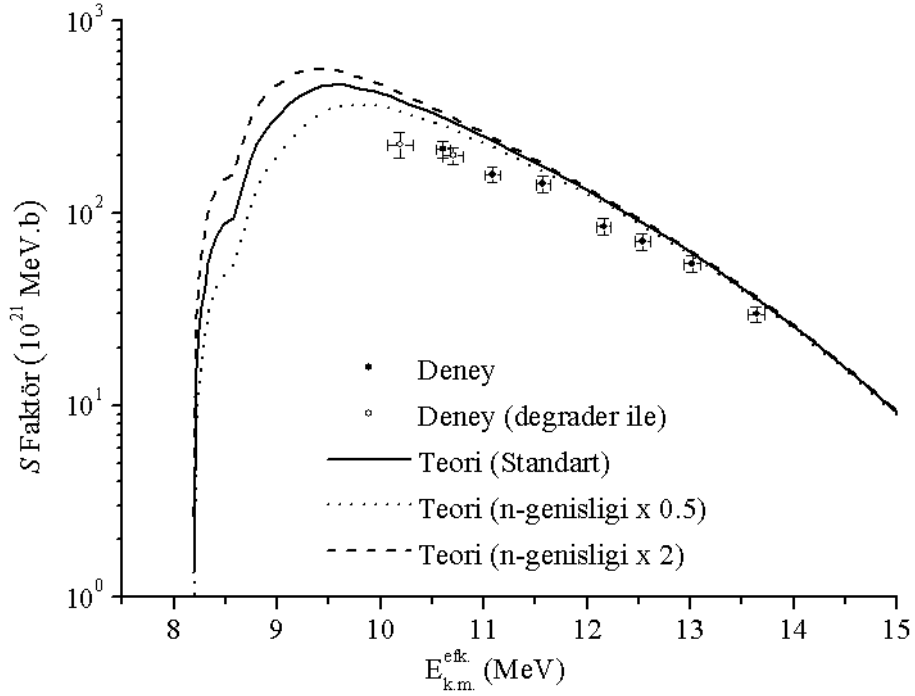


Şekil 6.6:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı  $\alpha$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen  $S$  faktör değerleri.

$(\alpha,n)$  reaksiyonu için enerjiye bağlı olarak  $S$  faktördeki mutlak değişim Şekil 6.7 ve 6.8'den görülebilir.  $(\alpha,n)$  deneyi duyarlılık açısından çok önemli olmasa da  $\alpha$ -genişliğini de içeren  $\alpha$  optik potansiyel hesaplarının test edilmesi açısından önemlidir. Nötron eşik enerjisinin pozitif olması nedeniyle,  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için astrofiziksel enerjilerde optik potansiyelin test edilmesi mümkün değildir. Yakalama reaksiyonları  $\alpha$ ,  $\gamma$  ve nötron genişliklerine daha karmaşık olarak bağlıdır.



Şekil 6.7:  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı  $\alpha$ -genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen  $S$  faktör değerleri.



Şekil 6.8:  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu kullanılarak iki farklı n-genişliği (0,5 ve 2 kat) ile elde edilen  $S$  faktör değerleri.

Şekil 6.2'den edinilen ilk izlenimin tersine, Şekil 6.3 ve 6.8 ile birlikte değerlendirildiğinde McFadden-Satchler [87] potansiyeli deneysel verilerle en uyumlu olan potansiyeldir.  $(\alpha, n)$  reaksiyonu için deneysel verileri elde etmek için sadece küçük bir oranlama yapılmasına ihtiyaç vardır. Yalnızca en düşük enerjideki deneysel nokta, daha düşük enerjilere gidildiğinde enerji bağımlılığının hatalı olabileceği hakkında bir ipucu verir. Ancak bu durum aynı zamanda hemen kanalın açıldığı enerjinin üstünde bulunuyor olmasından dolayı hesaplanan yanlış nötron genişliğinden de kaynaklanmış olabilir.

Sonuç olarak, ölçülen  $S$  faktör değerlerinden  $\gamma$ -genişliğinin çok büyük olarak hesaplandığı ortaya çıkar. Bununla beraber  $\gamma$ -genişliğinin yeniden oranlanması en küçük iki enerji noktasında,  $S$  faktörü etkilemeyecektir (Şekil 6.5). Bu iki enerji noktasında aynı zamanda nötron genişliği de küçüktür. Bu nedenle nötron genişliğinin bir etkisi de olabilir. Şekil 6.8'de görüldüğü gibi,  $(\alpha, n)$  reaksiyonu için düşük enerji bölgesinde deneysel noktalara uygun hale getirmek için nötron genişliğinin de azalması gerekmektedir. Ancak daha düşük nötron genişliği, yakalama reaksiyonlarında sadece Denklem 6.1'in paydasında olduğu için  $(\alpha, \gamma)$  reaksiyonu için daha büyük  $S$  faktöre neden olacaktır. Dolayısı ile düşük enerjilerde  $\alpha$ -genişliğinin çok büyük olarak hesaplandığını göstermektedir. Bu durum düşük enerjilerde her iki reaksiyonda da geçerlidir. Potansiyel [88, 89] düşük enerjilerde uygun  $\alpha$ -genişliği sağlasa da yüksek enerjilerde uygun değildir.  $(\alpha, \gamma)$  reaksiyonunu tüm enerji aralığında elde edilen deneysel verilere uydurabilmek için daha küçük  $\alpha$ - ve  $\gamma$ -genişliğinin bir birleşimine ihtiyaç vardır.

#### 6.4. $^{113}\text{In}(\alpha, \gamma)^{117}\text{Sb}$ Reaksiyonu İçin Reaksiyon Hızları

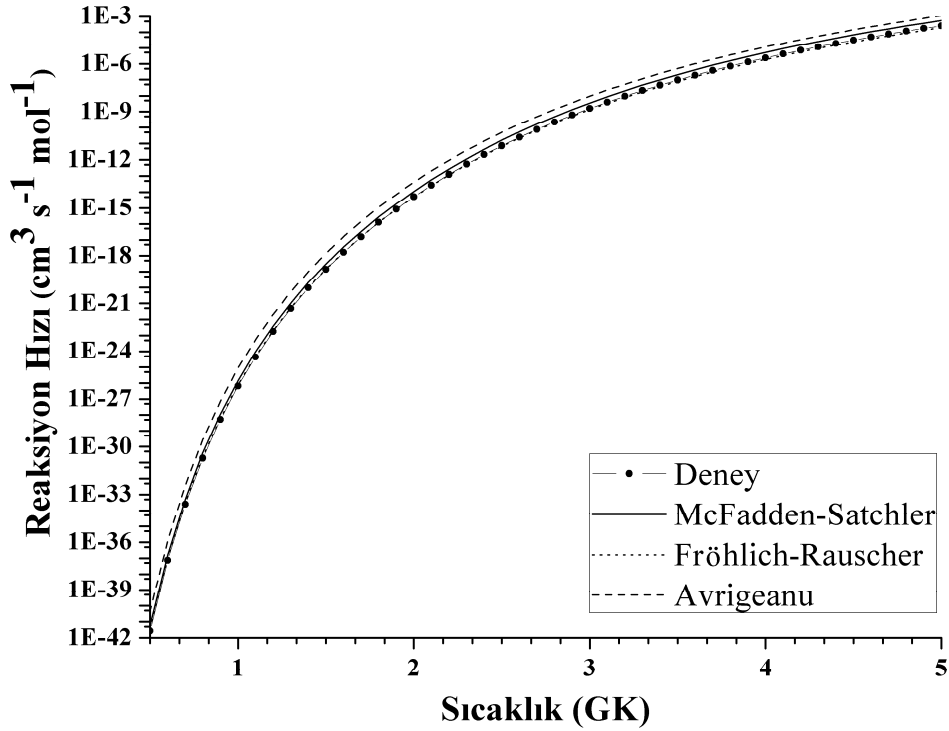
$^{113}\text{In}(\alpha, \gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel olarak elde edilen NON-SMOKER<sup>WEB</sup> v5.4.2w kodu [25] kullanılarak McFadden-Satchler [87], Fröhlich [88, 89] ve Avrigeanu [90]  $\alpha$ +çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan  $S$  faktör değerleri kullanılarak 10 GK sıcaklığa kadar 0,1 GK adımlarla hesaplanan reaksiyon hızları Tablo 6.4 'da ve Şekil 6.9'de verilmiştir.

Tablo 6.4:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri. Değerler  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$  birimindedir.

Sıcaklık (GK)	Deney	McFadden-Satchler	Fröhlich-Rauscher	Avriganu
0,1	2,19E-96	4,76E-96	2,76E-96	4,97E-95
0,2	2,19E-69	4,76E-69	2,87E-69	4,76E-68
0,3	2,51E-56	5,46E-56	3,34E-56	5,17E-55
0,4	4,08E-48	8,88E-48	5,42E-48	7,91E-47
0,5	2,71E-42	5,90E-42	3,54E-42	4,93E-41
0,6	7,25E-38	1,58E-37	9,26E-38	1,23E-36
0,7	2,42E-34	5,27E-34	3,02E-34	3,87E-33
0,8	1,91E-31	4,16E-31	2,33E-31	2,87E-30
0,9	5,28E-29	1,15E-28	6,29E-29	7,45E-28
1,0	6,57E-27	1,43E-26	7,66E-27	8,74E-26
1,1	4,39E-25	9,57E-25	5,02E-25	5,52E-24
1,2	1,79E-23	3,91E-23	2,01E-23	2,13E-22
1,3	4,90E-22	1,07E-21	5,37E-22	5,51E-21
1,4	9,58E-21	2,09E-20	1,03E-20	1,02E-19
1,5	1,42E-19	3,09E-19	1,50E-19	1,44E-18
1,6	1,65E-18	3,60E-18	1,72E-18	1,61E-17
1,7	1,57E-17	3,42E-17	1,60E-17	1,46E-16
1,8	1,25E-16	2,72E-16	1,26E-16	1,11E-15
1,9	8,51E-16	1,85E-15	8,41E-16	7,25E-15
2,0	5,05E-15	1,10E-14	4,91E-15	4,13E-14
2,1	2,65E-14	5,77E-14	2,54E-14	2,08E-13
2,2	1,25E-13	2,72E-13	1,18E-13	9,42E-13
2,3	5,31E-13	1,16E-12	4,94E-13	3,87E-12
2,4	2,07E-12	4,50E-12	1,90E-12	1,45E-11
2,5	7,42E-12	1,62E-11	6,71E-12	5,04E-11
2,6	2,47E-11	5,38E-11	2,21E-11	1,63E-10
2,7	7,66E-11	1,67E-10	6,76E-11	4,90E-10
2,8	2,23E-10	4,86E-10	1,95E-10	1,39E-09
2,9	6,13E-10	1,34E-09	5,29E-10	3,71E-09
3,0	1,60E-09	3,47E-09	1,36E-09	9,41E-09
3,1	3,95E-09	8,60E-09	3,34E-09	2,27E-08
3,2	9,32E-09	2,03E-08	7,81E-09	5,25E-08
3,3	2,11E-08	4,59E-08	1,75E-08	1,16E-07
3,4	4,57E-08	9,96E-08	3,77E-08	2,47E-07
3,5	9,56E-08	2,08E-07	7,82E-08	5,07E-07
3,6	1,93E-07	4,20E-07	1,57E-07	1,01E-06
3,7	3,77E-07	8,21E-07	3,04E-07	1,93E-06
3,8	7,14E-07	1,56E-06	5,73E-07	3,61E-06
3,9	1,32E-06	2,87E-06	1,05E-06	6,55E-06
4,0	2,36E-06	5,14E-06	1,87E-06	1,16E-05
4,1	4,13E-06	8,99E-06	3,25E-06	2,00E-05
4,2	7,05E-06	1,54E-05	5,53E-06	3,37E-05
4,3	1,18E-05	2,57E-05	9,19E-06	5,57E-05
4,4	1,93E-05	4,21E-05	1,50E-05	9,02E-05
4,5	3,10E-05	6,76E-05	2,40E-05	1,43E-04

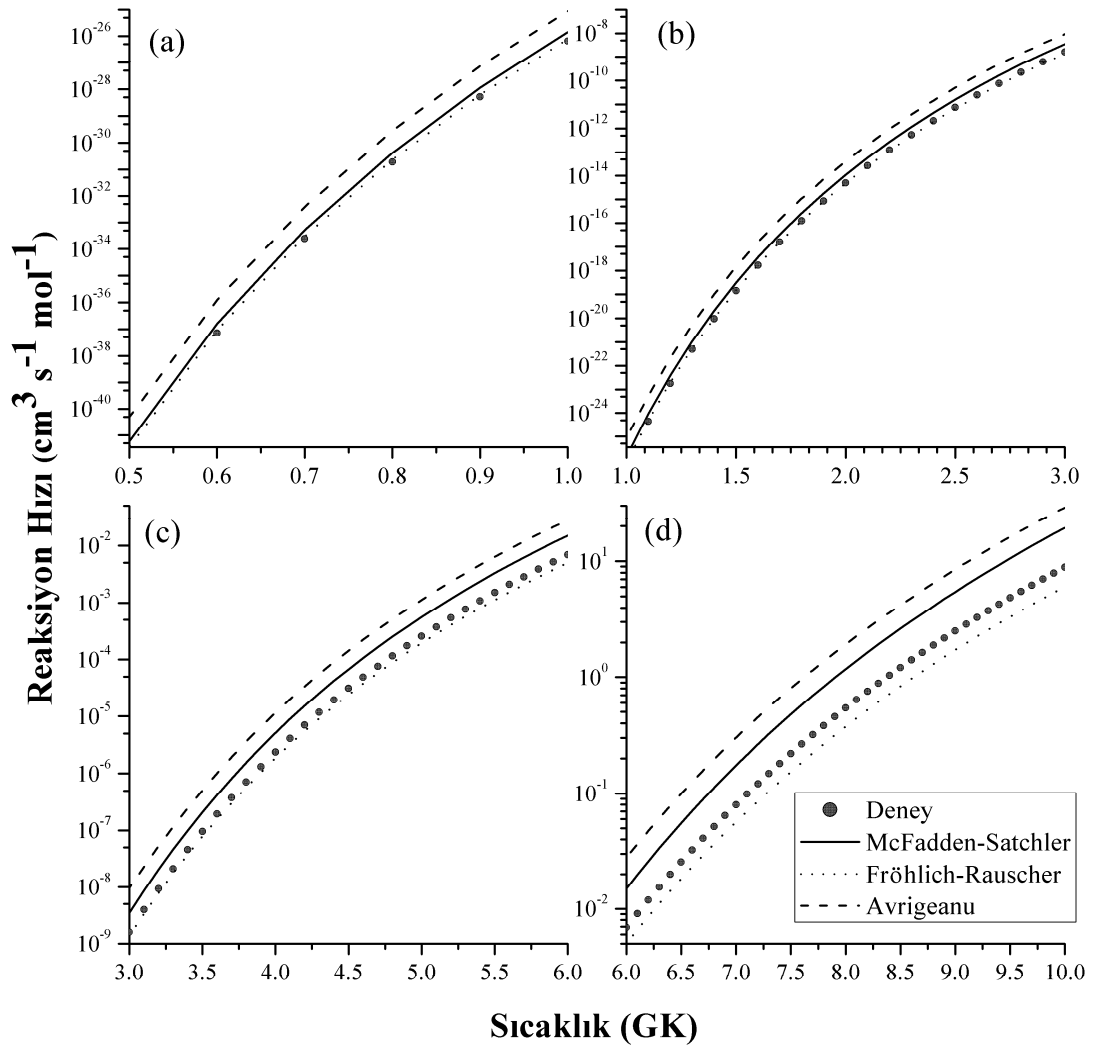
Tablo 6.4 (Devam):  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri. Değerler  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$  birimindedir.

Sıcaklık (GK)	Deney	McFadden-Satchler	Fröhlich-Rauscher	Avriganu
4,6	4,89E-05	1,07E-04	3,76E-05	2,24E-04
4,7	7,59E-05	1,65E-04	5,81E-05	3,43E-04
4,8	1,16E-04	2,52E-04	8,82E-05	5,18E-04
4,9	1,74E-04	3,79E-04	1,32E-04	7,71E-04
5,0	2,58E-04	5,61E-04	1,95E-04	0,00113
5,5	0,00152	0,00331	0,00113	0,00639
6,0	0,00689	0,015	0,00502	0,02787
6,5	0,02545	0,05543	0,01827	0,09941
7,0	0,07986	0,17391	0,05658	0,30191
7,5	0,21935	0,47767	0,15369	0,80479
8,0	0,53968	1,17527	0,37476	1,92636
8,5	1,21063	2,63639	0,8348	4,21363
9,0	2,51045	5,46701	1,72223	8,5386
9,5	4,86574	10,5961	3,3267	16,2053
10,0	8,89382	19,3681	6,06952	29,0596



Şekil 6.9:  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri.

Reaksiyon hızı grafiğinde (Şekil 6.9) eğrilerin daha net görünebilmesi için  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri farklı sıcaklık aralıklarına ayrılarak yeniden çizilmiştir. Şekil 6.10 incelendiğinde teorik  $S$  faktör değerlerinden elde edilen reaksiyon hızları arasında, deneysel reaksiyon hızını en iyi veren potansiyel Fröhlich-Rauscher potansiyeli olduğu görülür. Diğer potansiyeller (McFadden-Satchler, Avrigeanu) ile daha büyük reaksiyon hız değerleri elde edilmiştir.



Şekil 6.10: Eğrilerin daha net görünebilmesi için farklı sıcaklık aralıklarında  $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  reaksiyonu için deneysel ve teorik olarak elde edilen reaksiyon hızı değerleri.

## 6.5 Elde Edilen Bilimsel Sonuçlar

Bu tez çalışmasından elde edilen bilimsel sonuçları kısaca özetlenirse;

- % 93,1 zenginleştirilmiş  $^{113}\text{In}$  izotopundan buharlaştırma yöntemiyle verimli bir şekilde hedef hazırlanmıştır. Yapılan incelemelerde hedeflerin reaksiyonlar için gerekli kalınlık ve homojenliğe sahip olduğu tespit edilmiştir. Doğal izotoplara oranla oldukça pahalı olan zenginleştirilmiş  $^{113}\text{In}$  ile yapılacak diğer reaksiyonlar için bir hedef hazırlama metodu önerilmiştir.
- $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonu için astrofiziksel enerji aralığını kısmen kapsayan 8,66 MeV ile 13,64 MeV etkin kütle merkezi enerji aralığında tesir kesiti ve astrofiziksel  $S$  faktör ölçülmüştür. Yayımlanan makale dışında ayrıca bu sonuçlar ilgili veritabanlarına eklenmiş [91, Ek B] ve bilim dünyasının kullanımına açılmıştır.
- $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  reaksiyonunu sonucunda oluşan izomerik durum ile taban durumunun tesir kesiti belirlenmiştir.
- McFadden-Satchler [87], Fröhlich [88, 89] ve Avrigeanu [90]  $\alpha$ -çekirdek potansiyelleri ile hesaplanan teorik  $S$  faktör değerleri ile deneysel  $S$  faktör değerleri karşılaştırılmıştır. Deneysel sonuçlarla teorik model hesaplamaları arasında ciddi farklar bulunmuştur.
- Bu farkın nedenlerinden biri uygun genişliklerin tanımlanamamasıdır.  $(\alpha,\gamma)$  reaksiyonunu tüm enerji aralığında deneysel verilere uydurabilmek için daha küçük  $\alpha$ - ve  $\gamma$ -genişliğinin bir birleşimine ihtiyaç olduğu sonucuna ulaşılmıştır.
- Ayrıca şimdiye kadar yaygın olarak kullanılan optik model potansiyellerinin (özellikle enerji bağılıklarının) iyileştirilmesi gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. Optik modeldeki bu iyileşme aynı zamanda çekirdek sentezi açısından  $S$  faktör ve reaksiyon hızlarının teorik olarak daha doğru hesaplanması sonucunu doğuracak ve çekirdek sentezi teorisinin daha iyi anlaşılmasına yardımcı olacaktır.

Bu çalışmadan elde edilen bu sonuçlar uluslararası dergilerde ve konferanslarda sunulmuştur [39, 92, 93, 94].

## 6.6. Öneriler

- NON-SMOKER gibi teorik model hesapları genellikle global parametreler kullanılmaktadırlar ve bu parametreler daha önce gerçekleştirilmiş çeşitli deneysel verilere dayanmaktadır. Bu nedenle yüksek kütle bölgesinde ( $A > 112$ ) eksik olan deneysel veri açığına kapatmak için astrofiziksel olarak önemli olan enerjilerde (Gamow penceresinde) yüklü parçacık yakalama reaksiyonları gerçekleştirilmelidir.
- Elde edilen deneysel veriler ışığında, deneysel olarak mümkün olmayan enerji bölgelerinde yada deneysel olarak gerçekleştirilmesi mümkün olmayan reaksiyonların tesir kesitlerinin güvenilir bir şekilde hesaplanabilmeleri için, uygun  $\alpha$ +çekirdek potansiyeli ve nükleer parametreler belirlenmelidir.
- Gerçekleştirilen reaksiyonlarda ölçülebilen en düşük enerji 9 MeV'dir. Ancak bu enerji Gamow penceresini tam kapsamamaktadır. Bu nedenle astrofiziksel olarak önemli olan daha düşük enerjilerde (Gamow penceresinin düşük enerji bölgesi) tesir kesitinin ölçülmesi yararlı olacaktır.
- P-çekirdeklerinin bollukları çok az ve fiyatları çok pahalı olduğu için gerçekleştirilecek diğer reaksiyonlar için gerekli hedeflerin hazırlanmasında verimli hedef hazırlama yöntemlerinin geliştirilmesi gerekmektedir.



## KAYNAKLAR

- [1] Harris S., *The Science Cartoons Plus*, <http://www.sciencecartoonsplus.com> (Ziyaret Tarihi: 16.10.2009).
- [2] Gamow, G., “Zur Quantentheorie des Atomkernes”, *Z. Phys.* **51**, 204, (1928).
- [3] Condon, E. U., Gourney, R. W., “Quantum Mechanics and Radioactive Disintegration”, *Phys. Rev.* **33**, 127, (1929).
- [4] Atkinson, R. d’E., Houtermans, F., G., “Zur Frage der Aufbaumöglichkeit der Elemente in Sternen”, *Z. Phys.*, 54, 656, (1929).
- [5] Bethe, H. A., Critchfield, C. L., “The Formation of Deuterons by Proton Combination”, *Phys. Rev.* **54**, 248, (1938).
- [6] vonWeizsäcker, C. F., “Über Elementumwandlungen in Innern der Sterne. II”, *Phys. Z.* **39**, 633, (1938).
- [7] Bethe, H. A., “Energy Production in Stars”, *Phys. Rev.* **55**, 434, (1939).
- [8] Hoyle, F., “The synthesis of the elements from hydrogen”, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 106, 343, (1946).
- [9] Hoyle, F., “On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel”, *Astrophys. J. Suppl.* **1**, 121, (1954).
- [10] Salpeter, E. E., “Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen”, *Astrophys. J.*, 115, 326, (1952).
- [11] Dunbar, D. N. F., Pixley, R. E., Wenzel, W. A., Whaling, W., “The 7.68-Mev State in  $C^{12}$ ”, *Phys. Rev.* 92, 649, (1953).
- [12] Cook, C. W., Fowler, W. A., Lauritsen, C. C., Lauritsen, T., “ $B^{12}$ ,  $C^{12}$ , and the Red Giants”, *Phys. Rev.* 107, 508, (1957).
- [13] Suess, H. E., Urey, H. C., “Abundances of the Elements”, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 53, (1956).
- [14] Merrill, P.W., “Spectroscopic Observations of Stars of Class”, *Astrophys. J.*, 116, 21, (1952).
- [15] Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., Hoyle, F., “Synthesis of the Elements in Stars”, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547, (1957).

- [16] Cameron, A. G. W., “Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis”, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 69, 201, (1957).
- [17] Fowler, W.A., “Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements”, *Rev. Mod. Phys.*, 56, 149–179, (1984).
- [18] 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).
- [19] Anders, E., Grevesse, N., “Abundances of the elements: Meteoritic and solar” *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197 (1989).
- [20] Hauser, W., Feshbach, H., “The inelastic scattering of neutrons”, *Phys.Rev.*, 87, 366, (1952).
- [21] Rauscher, T., Thielemann, F.-K., “Astrophysical reaction rates from statistical model calculation”, *At. Data Nucl. Data Tabl.* 75, (2000).
- [22] Chloupek, F.R., Murphy, A.S.J., Boyd, R.N., Cole, A.L., Görres, J., Güray, R.T., Raimann, G., Zach, J.J., Rauscher, T., Schwarzenberg, J.V., Tischhauser, P., and M.C., Wiescher, “Measurements of proton radiative capture cross sections relevant to the astrophysical rp- and  $\gamma$ -processes”, *Nucl. Phys. A*, 652, 391, (1999).
- [23] Harissopulos, S., Skreti, E., Tzagari, P., Souliotis, G., Demetriou, P., Paradellis, T., Hammer, J.W., Kunz, R., Angulo, C., Goriely, S., and Rauscher, T., “Cross section measurements of the  $^{93}\text{Nb}(p,\gamma)^{94}\text{Mo}$  reaction at  $E_p=1.4\text{--}4.9$  MeV relevant to the nucleosynthetic p process” *Phys. Rev. C*, 64, 055804, (2001).
- [24] Sauter, T., and Käppeler, F., “(p, $\gamma$ ) rates of  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ : Towards an experimentally founded database for p-process studies”, *Phys. Rev. C*, 55, 3127, (1997).
- [25] Gyürky, Gy., Kiss, G.G., Elekes, Z., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Palumbo, A., Görres, J., Lee, H.Y., Rapp, W., Wiescher, M., Özkan, N., Güray, R.T., Efe, G., and Rauscher, T., “ $\alpha$ -induced cross sections of  $^{106}\text{Cd}$  for the astrophysical p process”, *Phys. Rev. C*, 74, 025805, (2006).
- [26] 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  $\alpha$ -capture on  $^{112}\text{Sn}$  in the p-process energy range”, *Phys. Rev. C*, 75, 025801, (2007).
- [27] Somorjai, E., Fülöp, Zs., Kiss, A.Z., Rolfs, C.E., Trautvetter, H.P., Greife, U., Junker, M., Goriely, S., Arnould, M., Rayet, M., Rauscher, T., and Oberhummer, H., “Experimental cross section of  $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$  and implications for the p-process”, *Astron. Astrophys.*, 333, 1112, (1998).

- [28] Gyürky, Gy., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Kokkoris, M. Galanopoulos, S., Demetriou, P., Harissopulos, S., Rauscher, T. and Goriely, S., “Proton induced reaction cross section measurements on Se isotopes for the astrophysical p process” *Phys. Rev. C*, 68, 055803, (2003).
- [29] Gyürky, Gy., Somorjai, E., Fülöp, Zs., Harissopulos, S., Demetriou, P. and Rauscher T., “Proton capture cross section of Sr isotopes and their importance for nucleosynthesis of proton-rich nuclides”, *Phys. Rev. C*, 64, 065803, (2001).
- [30] Galanopoulos, S., Demetriou, P., Kokkoris, M., Harissopulos, S., Kunz, R., Fey, M., Hammer, J.W., Gyürky, Gy., Fülöp, Zs., Somorjai, E. and Goriely, S., “The  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$  reaction at astrophysically relevant energies”, *Phys. Rev. C*, 67, 015801, (2003).
- [31] Tsagari, P., Kokkoris, M., Skreti, E., Karydas, A.G., Harissopulos, S., Paradellis, T., and Demetriou, P., “Cross section measurements of the  $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$  reaction at energies relevant to p-process nucleosynthesis”, *Phys. Rev. C*, 70, 015802, (2004).
- [32] Laird, C.E., Flynn, D., Hershberger, R.L., and Gabard, F., “Proton- $^{90}\text{Zr}$  interaction at sub-Coulomb proton energies”, *Phys. Rev. C*, 35, 1265, (1987).
- [33] Fülöp, Zs., Kiss, A.Z., Somorjai, E., Rolfs, C.E., Trautvetter, H.P., Rauscher, T., and Oberhummer, H., “ $^{70}\text{Ge}(\alpha,\gamma)^{74}\text{Se}$  cross section measurements at energies of astrophysical interest” *Z. Phys. A*, 355, 203, (1996).
- [34] Rapp, W., Heil, M., Hentschel, D., Käppeler, F., Reifarh, R., Brede, H.J., Klein, H., and Rauscher, T., “ $\alpha$ - and neutron-induced reactions on ruthenium isotopes” *Phys. Rev. C*, 66, 015803, (2002).
- [35] Basunia, M.S., Shugart, H.A., Smith, A.R., and Norman, E.B., “Measurement of cross sections for  $\alpha$ -induced reactions on  $^{197}\text{Au}$  and thick-target yields for the  $(\alpha,\gamma)$  process on  $^{64}\text{Zn}$  and  $^{63}\text{Cu}$ ” *Phys. Rev. C*, 75, 015802, (2007).
- [36] Bork, J., Schatz, H., Käppeler, F., and Rauscher, T., “Proton capture cross sections of the ruthenium isotopes”, *Phys. Rev. C*, 58, 524, (1998).
- [37] Özkan, N., Murphy, A.S.J., Boyd, R.N., Cole, A.L., Famiano, M., Gray, R.T., Howard, M., Sahin, L., Zach, J.J., Haan, de R., Görres, J., Wiescher, M.C., Islam, M.S., and Rauscher, T., *Nucl. Phys. A*, 710, 469, (2002).
- [38] Güray, R.T., Özkan, N., Yalçın, C., Palumbo, A., deBoer, R., Görres, J., Leblanc, P.J., O’Brien, S., Strandberg, E., Tan, W.P., Wiescher, M., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Lee, H.Y., Greene, J.P., “Measurements of proton-induced reaction cross sections on  $^{120}\text{Te}$  for the astrophysical p-process”, *Physical Review C*, 80, 035804, (2009).

- [39] Yalçın, C., Güray, R.T., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Simon, A., Somorjai E., and Rauscher, T., “Odd p isotope In-113: Measurement of Alpha-Induced Reactions”, *Physical Review C*, 79, 065801, (2009).
- [40] Rapp, W., Görres, J., Wiescher, M., Schatz, H., and Kappeler, F., “Sensitivity of p-Process Nucleosynthesis to Nuclear Reaction Rates in a 25 M<sub>⊙</sub> Supernova Model”, *Astrophys. J.*, 653, 474, (2006).
- [41] Rauscher, T., “Branchings in the  $\gamma$  process path revisited”, *Phys.Rev. C*, 73, 015804, (2006).
- [42] Nemeth, Zs., Kappeler, F., Theis, C., Belgya, T., and Yates S.W., “Nucleosynthesis in the Cd-In-Sn Region ”, *Astrophys. J.* , 426, 357-365, (1994).
- [43] Dillmann, I. “p-Process simulations with a modified reaction library”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 35, 0104029, (2008).
- [44] Babishov, E. M. Kopytin, I.V., “A model for the explosive synthesis of p nuclei”, *Astron. Rep.*, 50, 569-578, (2006).
- [45] Woosley S.E., and Howard, W.M., “The p-process in supernovae”, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 285, (1978).
- [46] Rayet, M., Prantzos, N., and Arnould, M., “The p-process revisited”, *Astron. Astrophys.*, 227, 271, (1990).
- [47] Rayet, M., Arnould, M., Hashimoto, M. , Prantzos, N. and Nomoto, K., “The p-process in Type II supernovae”, *Astron. Astrophys.* 298, 517, (1995).
- [48] Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R., and Woosley, S., “Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics”, *Astrophys. J.* 576, 323, (2002).
- [49] Ward, R.A., Beer, H., “On the Origin of the Solar-system Abundances of <sup>113</sup>In, <sup>114</sup>Sn, and <sup>115</sup>Sn”, *Astron. Astrophys.* 103, 189-196, (1981).
- [50] Rolfs C.E., Rodney W.S., “Couldrons in the Cosmos”, *Univ. of Chicago Press*, (1988).
- [51] Iliadis, C., “Nuclear Physics in Stars”, *Wiley-VCH*, (2007).
- [52] Tanyel, B., “Yıldızlarda Çekirdek Sentezleri ve Yıldızların Hayatı”, *Ege Üniversitesi Basımevi*,(1984).
- [53] Wallerstein, G., “Synthesis of the elements in stars: forty years of progress”, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 69, No. 4, (1997).
- [54] Penzias, A.A., R. W. Wilson. “A Measurement Of Excess Antenna Temperature At 4080 Mc/s”, *Astrophysical Journal Letters*, 142: 419–421(1965).

- [55] Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. & Schramm, D. N., “On the Origin of Light Elements”, *Astrophys. J.*, 179, 909, (1973).
- [56] Coc, A., “Big-bang nucleosynthesis: A probe of the early Universe”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 611, 224–230, (2009).
- [57] Philips, A.C., “The Physics of Stars”, *John Wiley & sons Ltd.*, (1999).
- [58] Corwin, T. M., Carney, B. W., "BV Photometry of RR Lyrae Variables in the globular Cluster M3", *Astron. J.*, 122, 3183, (2001).
- [59] Limongi, M., Straniero, O., Chieffi, A., “Massive Stars in the Range 13-25  $M_{\odot}$ : evolution and Nucleosynthesis. II. *The Solar Metallicity Models*” *Astrophys. J. Suppl.*, 129, 625, (2000).
- [60] Bethe, H.A., Wilson, J. R., “Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating”, *Astrophys. J.*, 295, 14, (1985).
- [61] Woosley, S. E., Heger, A., Weaver, T. A., “The evolution and explosion of massive stars”, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 1015, (2002).
- [62] Cameron, A. G. W., “A Revised Table of Abundances of the Elements”, *Astrophys. J.*, 129, 676, (1959).
- [63] Lodders, K., “Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements”, *Astrophys. J.*, 591, 1220, (2003).
- [64] Arlandini, C., et al. “Neutron Capture in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars: Cross Sections and Abundance Signatures”, *Astrophys. J.*, 525, 886, (1999).
- [65] Burris, D. L., et al., “Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy: Insights from a Large Sample of Metal-poor Giants”, *Astrophys. J.*, 544, 302 (2000).
- [66] Lambert, D.L., “The p-nuclei - Abundances and origins”, *Astron. Astrophysics Rev.*, 3, 201, (1992).
- [67] Rauscher, T., “Reaction Rate Sensitivity of the  $\gamma$ -Process Path”, *Nucl. Phys. A*, 758, 549, (2005).
- [68] Arnould, M., Goriely, S., “The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status”, *Phys. Rep.*, 384, 1, (2003).
- [69] Bao, Z.Y., Beer, H., Käppeler, F., Voss, F., Wisshak, K, and Rauscher, T., “Neutron Cross Sections For Nucleosynthesis Studies”, *At. Data Nucl. Data Tables*, 76, 70, (2000).
- [70] Kräwinkel, H., et al., “The  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  reaction and the solar neutrino problem”, *Zs. Phys.*, A, 304, 307, (1982).

- [71] Greene, J. P., Palumbo, A., Tan, W.P., Görres, J., Wiescher, M. C., “Production of stable tellurium evaporated targets”, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 590, 76-78, (2008).
- [72] Rajta, I., Borbély-Kiss, I., Mörík, Gy., Bartha, L., Koltay, E., Kiss, Á. Z., “The new ATOMKI scanning proton microprobe”, *Nucl. Instr. and Meth. B* 109/110, 148, (1996).
- [73] Simon, A., Pászti, F., Uzonyi, I., Manuaba, A., Kiss, Á.Z, Rajta, I., “Application of grazing exit angle in RBS microprobe measurements” *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 136-138, 350-356, (1998).
- [74] Simon, A., Kántor, Z., Rajta, I., Szörényi, T., Kiss, Á.Z., “Micro-RBS as a technique for the determination of the surface topography of Bi film prepared by pulsed laser deposition”, *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B* 181, 360-366, (2001).
- [75] Bartha, L., Uzonyi, I., “Ion beam dose measurement in nuclear microprobe using a compact beam chopper”, *Nucl. Instr. and Meth. B* 161/163(1-4) 339, (2000).
- [76] Debertin, K., ve Helmer, R.G., “Gamma-And X-ray Spectrometry With Semiconductor Detectors”, *North- Holland*, (1989).
- [77] Leo,W. R., “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, *Berlin: Springer*, (1987).
- [78] Knoll, G. F., “*Radiation Detection and Measurement*”, 2nd. Edition, *New York:Wiley*, (1989).
- [79] National Nuclear Data Center, information extracted from the NuDat2 database, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>, (**Ziyaret Tarihi: 16.10.2008**).
- [80] Blachot, J., “Nuclear Data Sheets for A = 117”, *Nuclear Data Sheet*, 95, 679, (2002).
- [81] Curie I, Joliot-Curie F, “Artificial production of a new kind of radio-element”, *Nature*, 133, 201, (1934).
- [82] Hevesy. G. and Hilde Levi. “The Action of Neutrons on the Rare Earth Elements.”, *K. Dan. Vidensk. Selsk.. Mat.-Fys. Medd.*, XIV5, (1936).
- [83] Krane, K. S., “*Introductory Nuclear Physics*”, *New York: Wiley*, (1988).
- [84] Rauscher, T., Code NON-SMOKER<sup>WEB</sup>, <http://nucastro.org/websmoker.html>
- [85] Rauscher, T., Thielemann, F.-K., “Stellar Evolution, Stellar Explosions And Galactic Chemical Evolution”, *ed. A. Mezzacappa, IOP*, (1998).

- [86] Rauscher, T., Thielemann, F. K., “Tables Of Nuclear Cross Sections And Reaction Rates”, *At. Data Nucl. Data Tables*, 79, 47, (2001).
- [87] McFadden and G. R. Satchler, “Optical-model analysis of the scattering of 24.7 MeV alpha particles”, *Nucl. Phys. A.* 84, 177, (1966).
- [88] Fröhlich, C., Master thesis, *University of Basel*, Switzerland, (2002).
- [89] Rauscher, T., “Evolution and nucleosynthesis of massive stars and related nuclear uncertainties”, *Nucl. Phys. A*, 719, 73c (2003); erratum: T. Rauscher, *Nucl. Phys. A*, 725, 295, (2003).
- [90] Avrigeanu, M., von Oertzen, W., Plompen, A.J. M., Avrigeanu, V., “Optical model potentials for  $\alpha$ -particles scattering around the Coulomb barrier on  $A \sim 100$  nuclei”, *Nucl. Phys. A*, 723, 104, (2003).
- [91] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), Database Version of May 18, 2010, <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>, (**Ziyaret Tarihi: 16.06.2010**).
- [92] Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., “Astrophysical S-factor for Alpha Capture of  $^{113}\text{In}$  in the P-Process Energy Range”, *AIP Conference Proceedings*, 1090, 631, (2009).
- [93] Güray, R. T., Yalçın, C., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., “Measurements Of Alpha Capture On  $^{113}\text{In}$  Reactions Relevant To The Astrophysical Pprocess”, *Proceedings of Science, PoS(NIC X)*, 092, (2009) .
- [94] Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., “ $^{113}\text{In}(\alpha, \gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha, n)^{116}\text{Sb}$  Reaksiyonlarının Tesir Kesiti Ölçümü ve Astrofizikteki Önemi”, *X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi*, Muğla, Türkiye, 6-9 Ekim 2009.

EKLER

EK A

## ISO FLEX USA

P. O. Box 29475  
San Francisco CA 94129 USA  
Tel: 415-440-4433  
Fax: 415-563-4433  
Email: iusa@isoflex.com  
EIN: 208066748

## CERTIFICATE of ANALYSIS

### CUSTOMER:

University of Notre Dame  
Department of Physics  
Attn: Dr. Nalan Guray  
225 Nieuwland Science Hall  
Notre Dame, IN 46556-5670  
Tel: 574-631-7717

CERTIFICATE NO.: 49-02-113-1312

CUSTOMER ORDER NO.: Per Dr. Guray's emails  
dated July 10 and 17, 2007

The description, isotopic distribution and chemical admixtures relating to the above referenced order number are certified to be as follow:

### Description

ISOTOPE	In-113
ENRICHMENT	93.10(±0.1)%
ELEMENT WEIGHT	80 mg
FORM	Metal

### Isotopic Distribution

ISOTOPE	In-113	In-115
CONTENT (%)	93.1(±0.1)	6.9

### Chemical Admixtures

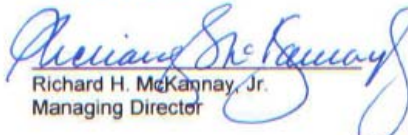
ELEMENT	Tl	Ga	Sn	K	Na	Ca	Mg	Fe	Al	Si
CONTENT (%)	<0.0002	<0.0002	<0.0001	0.0006	<0.0005	<0.0002	0.0003	0.0003	0.001	0.0007

ELEMENT	Cr	Ni	Cu	Mn	Pb	Zn	Cd
CONTENT (%)	<0.0002	<0.0001	0.001	<0.0001	0.0003	<0.0002	<0.0002

070806-04 - CoA - In-113 wpd

August 6, 2007  
Date

ISO FLEX USA

  
Richard H. McKannay, Jr.  
Managing Director



## EK B

Request #62918

Results: Reactions: 8 Datasets: 10

### Data Selection

Retrieve  Selected  Unselected  All

Output:  EXFOR  EXFOR+  Bibliography  TAB  C4  PlotC4

Plot:  Quick-plot (cross-sections only)  Advanced plot [how-to]

Narrow Energy (optional), eV: Min:  Max:

[Advanced data modifications](#)

n	Display	Year	Author-1	Energy range,eV	Points	Reference	Accession#P	NSR-Key
1	<a href="#">49-IN-113 (A,G) 51-SB-117,,SIG</a> C4: MF3 MI102							
Quantity: [CS] Cross section								
1	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2009	C.Yalcyn+	9.00e6	1.41e7	14	J,PR/C,79,065801,2009	C17150021 2009YA08
2	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2008	C.Yalcin+	8.70e6	1.37e7	15	R,AIP-1090,631,2008	D42130021
2	<a href="#">49-IN-113 (A,G) 51-SB-117,,SIG,,SFC</a> C4: MF=3 MT=?							
Quantity: [CS] S-factor for cross section								
3	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2009	C.Yalcyn+	9.00e6	1.41e7	14	J,PR/C,79,065801,2009	C17150022 2009YA08
3	<a href="#">49-IN-113 (A,G) 51-SB-117,,SIG,,SFC,CALC</a> C4: MF=3 MT=?							
Quantity: [CS] S-factor for cross section								
4	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2008	C.Yalcin+	8.70e6	1.37e7	15	R,AIP-1090,631,2008	D42130031
4	<a href="#">49-IN-113 (A,N) 51-SB-116,,SIG</a> C4: MF3 MI4							
Quantity: [CS] Cross section								
5	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2009	C.Yalcyn+	1.00e7	1.41e7	10	J,PR/C,79,065801,2009	C17150031 2009YA08
6	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2008	C.Yalcin+	8.70e6	1.37e7	10	R,AIP-1090,631,2008	D42130022
5	<a href="#">49-IN-113 (A,N) 51-SB-116,,SIG,,SFC</a> C4: MF=3 MT=?							
Quantity: [CS] S-factor for cross section								
7	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2009	C.Yalcyn+	1.00e7	1.41e7	10	J,PR/C,79,065801,2009	C17150032 2009YA08
6	<a href="#">49-IN-113 (A,N) 51-SB-116,,SIG,,SFC,CALC</a> C4: MF=3 MT=?							
Quantity: [CS] S-factor for cross section								
8	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2008	C.Yalcin+	8.70e6	1.37e7	10	R,AIP-1090,631,2008	D42130032
7	<a href="#">49-IN-113 (A,N) 51-SB-116-G,,SIG</a> C4: MF3 MI4							
Quantity: [CS] Cross section								
9	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2009	C.Yalcyn+	1.00e7	1.41e7	10	J,PR/C,79,065801,2009	C17150042 2009YA08
8	<a href="#">49-IN-113 (A,N) 51-SB-116-M,,SIG</a> C4: MF3 MI4							
Quantity: [CS] Cross section								
10	<input type="checkbox"/> <a href="#">Info</a> <a href="#">X4</a> <a href="#">X4+</a> <a href="#">X4z</a> <a href="#">T4</a>	2009	C.Yalcyn+	1.00e7	1.41e7	10	J,PR/C,79,065801,2009	C17150041 2009YA08

[Info](#) = Show Summary (with code explanation, links to dependent data, etc.)

[X4+](#) = Extended EXFOR (original file with code explanation, links to Web-Journals)

[T4](#) = Tabulated Data

Page generated: 2010/05/18,17:44:48 by X4-Servlet on www.nds.iaea.org  
 Project: "Multi-platform EXFOR-CINDA-ENDF", V.Zerkin, IAEA-NDS, 1999-2010  
 Request from: 194.27.72.122

## YAZARIN TEZİ İLE İLGİLİ YAYINLARI

Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., “Odd p isotope  $^{113}\text{In}$ : Measurement of Alpha-Induced Reactions”, *Phys. Rev. C*, (2009).

Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., “Astrophysical S-factor for Alpha Capture of  $^{113}\text{In}$  in the P-Process Energy Range”, *AIP Conference Proceedings*, 1090, 631, (2009).

Güray, R. T., Yalçın, C., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., “Measurements Of Alpha Capture On  $^{113}\text{In}$  Reactions Relevant To The Astrophysical Pprocess”, *Proceedings of Science, PoS(NIC X)*, 092, (2009).

Yalçın, C., Güray, R. T., Özkan, N., Kutlu, S., Gyürky, Gy., Farkas, J., Kiss, G.G., Fülöp, Zs., Somorjai, E., Rauscher, T., “ $^{113}\text{In}(\alpha,\gamma)^{117}\text{Sb}$  ve  $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$  Reaksiyonlarının Tesir Kesiti Ölçümü ve Astrofizikteki Önemi”, *X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi*, Muğla, Türkiye, 6-9 Ekim 2009.

## ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında Bursa'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İzmir'de tamamladı. 1996 yılında girdiği Celal Bayar Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2000 yılında mezun oldu. 2000-2003 yılları arasında, Celal Bayar Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim dalında Araştırma Görevlisi olarak çalıştı ve yüksek lisans yaptı. 2004 Yılında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora öğrenimine başladı. 2007-2008 yılları arasında Macaristan Bilimler Akademisi, Nükleer Araştırma Enstitüsünde çeşitli araştırmalar yaptı. Doktora öğrenimini 2010 yılında tamamladı. 2005 yılından beri Kocaeli Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.