



T.C.
OSMANIYE KORKUT ATA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Süreyya Gülistan OKUR

YILDIZLARDA 10 MeV'E KADAR GERÇEKLEŞEN
(p, γ), (p, α) NÜKLEER REAKSİYON TESİR
KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANIYE – 2016

**T.C.
OSMANIYE KORKUT ATA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**YILDIZLARDA 10 MeV'E KADAR GERÇEKLEŞEN (p, γ),
(p, α) NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN
İNCELENMESİ**



Süreyya Gülistan OKUR

FİZİK ANABİLİM DALI

**OSMANIYE
AĞUSTOS 2016**

TEZ ONAYI

YILDIZLARDA 10 MeV'E KADAR GERÇEKLEŞEN (p, γ), (p, α) NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Süreyya Gülistan OKUR tarafından Prof.Dr. Eyyup TEL danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye: Prof. Dr. Aysel KAYIŞ TOPAKSU
Fizik Anabilim Dalı, ÇÜ

Üye: Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Yukarıdaki jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve /..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. A. Ali GÜRTEN
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

Bu Çalışma OKÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: OKÜBAP-2015-PT3-011

Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Süreyya Gülistan OKUR



ÖZET

YILDIZLARDA 10 MeV'E KADAR GERÇEKLEŞEN (p, γ), (p, α) NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Süreyya Gülistan OKUR
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL

Ağustos 2016, 68 sayfa

Evrenin ilk oluşumu sürecinde ana kol yıldızların evrimleşmesi için yıldızlarda meydana gelen p-p zinciri ve CNO döngüsünün bilinmesi gereklidir. Bu çalışmada, EMPIRE ve TALYS bilgisayar kodları kullanarak 10 MeV'e kadar p-p zincirindeki ve CNO döngüsündeki ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$, ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$, ve ${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{15}\text{O}$ için (p, γ) ve (p, α) uyarılma fonksiyonları özetlenmiştir. Hidrojen yakan yıldızlarda nükleer füzyon tesir kesitleri üzerine hesaplanan verileri EXFOR'dan elde edilen TENDL - 2014 ve ENDF/B-VII verileriyle kıyaslanmıştır. Hesaplama sonuçlarının, literatürden teorik hesaplamalar ve deneysel verileriyle oldukça iyi bir uyum içerisinde olduğu gözlemlenmiştir.

AnahtarKelimeler: PP Zinciri, CNO Çevrimi, Nükleer Füzyon, Tesir Kesitleri, EMPIRE, TALYS, EXFOR

ABSTRACT

EXAMINATION OF (p, γ), (p, α) NUCLEAR REACTION CROSS SECTIONS THAT OCCUR IN STARS UP TO 10 MeV

Süreyya Gülistan OKUR
M.Sc. Department of Physics
Supervisor: Prof.Dr. Eyyup TEL

August 2016, 68 pages

The knowledge of the proton - proton (p-p) chain and Carbon, Nitrogen, Oxygen (CNO) cycle are required for the evolution of main sequence stars during the early formation of the universe. In this study, we summarized the excitation functions of (p, γ) and (p, α) reactions for ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$, ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$, and ${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{15}\text{O}$ in p-p chain and CNO cycle using EMPIRE and TALYS computer codes up to 10 MeV. The calculated data on nuclear fusion cross sections in hydrogen-burning stars were compared with theoretical TENDL-2014 and ENDF/B-VII data from EXFOR. The calculation results show closed agreement between the theoretical calculations and the experimental data from literature.

Key Words: PP Chain, CNO Cycle, Nuclear Fusion, Cross Sections, EMPIRE, TALYS, EXFOR

*Çok kıymetli anneme, babama ve
bana yürekten inananlara...*



TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans öğrenimimin ve tezimin her aşamasında engin görüş ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen çok değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Eyyup TEL'e yürekten saygılarımı ve teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Yüksek Lisans öğrenimim içerisinde yardımlarını ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen ve bana ışık tutan Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN, Yrd. Doç. Dr. Halide ŞAHAN ve Yrd. Doç. Dr. F. Aysun UĞUR hocalarıma teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam sırasında göstermiş oldukları anlayış ve sonsuz destekleri için canım annem Mariye OKUR, canım babam Mehmet Mernuş OKUR ve büyük bir özveriyle bana göstermiş olduğu sonsuz sabır ve yardımlarından dolayı yeğenim Merve Rabia TOPGÜLLÜ'ye yürekten teşekkürlerimi bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İTHAF SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR	x
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	4
3. MATERYAL VE METOD	10
3.1 Nükleer Füzyon.....	10
3.2 Temel Füzyon Reaksiyonları	11
3.3 Füzyon Karakteristikleri	14
3.3.1 Enerji Salınması	14
3.3.2 Coulomb Bariyeri.....	15
3.3.3 Tesir Kesitleri	18
3.3.4 Reaksiyon Hızı	20
3.4 Güneş Füzyon	22
3.5 Taban Durumunda Çekirdeklerin Özellikleri ve Bağlanma Durumları	27
3.6 Evrende Bulunan Temel Kuvvetler	29
3.6.1 Elektromanyetik Kuvvet	30
3.6.2 Kütle Çekim Kuvveti (Gravitasyonel Kuvvet)	31
3.6.3 Güçlü Nükleer Kuvvet	31
3.6.4 Zayıf Nükleer Kuvvet.....	32
3.7 İlkel Nükleosentez.....	33
3.8 Hafif Kütleli Yıldızlarda Reaksiyonlar.....	38
3.8.1 Proton - Proton Zinciri (Çevrimi).....	40
3.8.2 Üçlü Alfa (α) Yakalaması.....	47
3.8.3 CNO Çevrimi (Döngüsü)	49
3.9 Ağır Kütleli Yıldızlarda Reaksiyonlar.....	54

3.9.1	Alfa (α) Yanması.....	55
3.9.2	S Proses	56
3.9.3	R Proses.....	57
3.9.4	P Proses	58
4.	BULGULAR VE TARTIŞMALAR	59
5.	SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	65
	KAYNAKLAR.....	66
	ÖZGEÇMİŞ.....	68



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 Evrendeki temel kuvvetler	30
Çizelge 3.2 İlkel nükleosentezden kaynaklı Yi izotop bolluğu	38



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 ITER (international termonuclear experimental reactor - uluslararası termonükleer deneysel reaktörü)	5
Şekil 2.2 Wendelstein 7-AS (kontrollü füzyon reaktörleri)	8
Şekil 2.3 Wendelstein 7-X (kontrollü füzyon reaktörleri)	8
Şekil 3.1 D-T (Döteryum - Tiryum reaksiyonu)	13
Şekil 3.2 Merkezlerinin arasındaki r mesafesinin fonksiyonu olarak ^{40}Ca ve bir proton arasındaki nükleer tepkime ve coulomb bariyeri	16
Şekil 3.3 $^3\text{He} (\alpha, \gamma) ^7\text{Be}$ reaksiyonu için, S faktörü ve tesir kesiti	17
Şekil 3.4 Füzyon reaksiyonlarının tesir kesitleri	19
Şekil 3.5 Değişik füzyon reaksiyonları için σv 'nin bir Maxwell - Boltzmann dağılımı üzerinden ortalama değerleri	21
Şekil 3.6 A nükleonlarının doğal olarak oluşan tüm uzun ömürlü izotopları için başına bağlanma enerjileri, $B(A,Z) / A$	28
Şekil 3.7 Çekirdek kararlılık eğrisi	29
Şekil 3.8 Büyük patlama ve temel kuvvetler arasındaki ilişki	33
Şekil 3.9 İlkel nükleosentez periyodik cetveli.....	35
Şekil 3.10 İlkel nükleosentez baskın reaksiyonlar (after kawano)	36
Şekil 3.11 Hertzsprung - Russell (H-R) diyagramı	39
Şekil 3.12 Güneşteki proton çevriminin ana şeması.....	40
Şekil 3.12 (a) Proton-proton I çevrimi	42
Şekil 3.12 (b) Proton-proton II zinciri	43
Şekil 3.12 (c) Proton-proton III çevrimi	44
Şekil 3.12 (d) Proton-proton zinciri.....	45
Şekil 3.13 60 keV de 1^+ rezonanslı $^7\text{Be} (p, \gamma) ^8\text{B}$ reaksiyonu için $S(E)$ den sonra ifade edilen astrofiziksel S - faktörlerinin hesaplanmaları	46
Şekil 3.14 Üçlü α yakalamasının şematik gösterimi	47
Şekil 3.15 Üçlü α reaksiyonu için ^{12}C 'de uygun durumların diyagramla gösterimi.....	48
Şekil 3.16 CNO çevrimi.....	49
Şekil 3.16 (a) CNO çevrimi.....	50

Şekil 3.17 CNO çevriminde önemli iki reaksiyonunun tesir kesitleri için S - faktörleri.....	51
Şekil 3.18 $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaksiyonun tesir kesitleri için S - faktörleri.....	52
Şekil 3.18 (a) $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ reaksiyonu için S - faktörleri	53
Şekil 3.19 Orijinal CNO döngüsünde kopan diğer CNO çevrimleri	54
Şekil 3.20 Süpernova patlaması öncesi bir kırmızı dev yıldızının katmanları.....	56



SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmamızda kullanmış olduğumuz simgeler ve kısaltmalar açıklamalarıyla aşağıda verilmiştir.

A	Kütle numarası
B	Bor atomu
Be	Berilyum atomu
B (A, Z)	Bağlanma enerjisi
c	Işık hızı
C	Karbon atomu
⁰ C	Santigrat derece
CNO	Karbon Azot Oksijen döngüsü
CCD	Yüklenme iliştilirilmiş araç
D,d	Döteryum
D - D	Döteryum - Döteryum
D - T	Döteryum - Tritiyum
E	Enerji (Joule)
e	Exponansiyel ifade
e ⁻	Elektron
e ⁺	Pozitron
EMPIRE 3.2 Malta	Uyarılma fonksiyonlarının çalışıldığı bilgisayar kodu
Fe	Demir atomu
fe	Femtometre
G	Gamow çarpanı
GK	Giga kelvin
H	Hidrojen atomu
He	Helyum atomu
H-R diagram	Hertzsprung - Russell diagramı
JT	Japonya'da bulunan bir tür reaktör
k _B ,k	Boltzmann sabiti
L	Parlaklık
Li	Lityum atomu

M	Kütle
M_n	Nötron Kütle
M_p	Proton kütle
$M_{A,Z}$	Taban durumundaki bir atomun artık kütle
M_\odot	Güneş kütle
m_b	b ürün parçacığının kütle
m_y	y ürün parçacığının kütle
m^2	metrekare
n	Nötron
n_n, n_p	Nötron ve protonun sayı yoğunluğu
P	Proton
p-p	Proton - Proton zinciri
p-p I	Proton - Proton I zinciri
p-p II	Proton - Proton II zinciri
p-p III	Proton - Proton III zinciri
Q	Toplam enerji (eV, MeV, keV)
R	İki yüklü çekirdek arasındaki mesafe
S	S - faktörü
T	Sıcaklık (Kelvin)
t	Triton, Trityum
TALYS	Uyarılma fonksiyonlarının çalışıldığı bilgisayar kodu
TEXTOR	Almanya'da bulunan bir tür reaktör
TFTR	Amerika'da bulunan bir tür reaktör
TOKAMAK	1950'lerde Sovyet fizikçileri tarafından bulunan bir tür reaktör
V_B	Coulomb bariyeri
V_b	b ürün parçacığının hızı
V_y	y ürün parçacığının hızı
W	Güç (Watt)
Z, Z'	Atom numarası
Z_a, Z_x	Reaksiyona giren parçacıkların atom numarası
α	Alfa parçacığı
β	Beta bozunumu ya da beta parçacıkları
γ	Gama ışını

π	Pi sayısı
ν	Nötrino
ν_e	Elektron nötrinosu
$\bar{\nu}_e$	Anti elektron nötrino
v	Etkileşen parçacıkların bağıl hızı
η	Sommerfeld parametresi
σ	Tesir kesiti
π, π^+	Mezon
ρ	Yoğunluk
*	Çekirdeğin uyarılmış durumu
1 akb (1U)	Bir atomik kütle birimi



1. GİRİŞ

Etrafımızdaki bitkiler, hayvanlar, toprak, hava, gezegenler, yıldızlar kısaca her şey "atom" adını verdiğimiz maddenin temel yapı taşlarından oluşmaktadır.

Büyük Patlama Teorisinin ana fikri, evrenin yaklaşık 13,8 milyar yıl önce devasa yoğunluk ve sıcaklığa sahip bir noktadan oluştuğunu savunmasıdır. Bu teori evrenin halen genişlemekte olduğunu, tek bir nokta halinden bugünkü formuna milyarlarca yıl genişleyerek ulaştığını savunur. Büyük Patlamanın hemen akabinde Hidrojen ve iki proton ile iki nötrona sahip olan Helyum çekirdekleri (Hidrojenden çok daha az miktarda) oluşmuştur.

Helyum bir soygaz olmasından ötürü yaşam için büyük önemi olan elementlerle bileşik oluşturamaz. Bu sebepten insan vücudunda bulunması mümkün değildir. Süreç devam ederken eser miktarda oluşan üçüncü element ise Lityumdur. Evrenin soğuma süreci çok hızlı gerçekleştiğinden Lityumdan daha ağır elementlerin oluşmasına fırsat kalmamıştır.

Birkaç milyon yaşına gelen evrende, Hidrojen ile Helyumun karışımından meydana gelen maddeler gravitasyonel kütle çekiminin etkisiyle sıkışmıştır ve sıkışan bu maddeler birçok düzensizlik sebebiyle evrenin belirli bölgelerine birikerek ilk yıldız topluluklarını diğer adıyla gökadalari meydana getirmişlerdir. Bu yıldızların diğer adıyla gökadalari çoğunun kütesinin Güneşin kütesinden yaklaşık 10 kat daha büyük olduğu düşünülmektedir.

Bu yıldızlar sahip oldukları yüksek sıcaklık ve basıncın etkisiyle kaynaşarak Helyuma dönüşmüştür ve yüksek ihtimalle çekirdeklerinde Helyum yakmaya zemin bulamadan bilinen süpernova patlamalarından daha büyük olan devasa şiddette patlamalarla dağılmışlardır. Patlama sonrasında meydana gelen basınç ve sıcaklık Büyük Patlama sonrasında hiç görülmemiş derecede büyüktü. Hidrojen ve Helyumdan daha ağır elementler bu şekilde ortaya çıkmış ve periyodik cetveldeki yerlerini almışlardır.

Bu devasa yıldızların patlamaları sonrasında evrenin kimyasal yapısında herhangi bir değişiklik olmadığı düşünölmektedir. Fakat ortaya çıkan yıldız küllerinin yeni yıldızların kimyasal bileşiminde rol aldıklarına kesin gözüyle bakılmaktadır. Birinci nesil yıldızların kimyasal içeriğinden oldukça zengin içeriğe sahip olan ikinci nesil yıldızların çekirdeklerinin sıcaklığı 100.000.000 °C'yi geçebiliyordu. Bu sıcaklık Helyum çekirdeklerinin kaynaşabilmesine uygun ortam oluşturmasından dolayı art arda gelen tepkimeler neticesinde ilk kez Karbon atomu çekirdekleri (6 proton + 6 nötron) kayda değer miktarda oluşmaya başlamıştır.

Azot elementi de yıldızların çekirdeklerinde oluşmasına rağmen CNO çevrimi denilen karmaşık tepkimeler zincirini tamamlaması gerekir.

Evrende bulunan Azotun büyük kısmını orta büyüklükteki yıldızların (1 ~ 8 Güneş kütlesi) meydana getirdiği tahmin edilmektedir. Çünkü CNO çevrimi bu yıldızlarda daha iyi işlemektedir. Evreni meydana getiren elementlerin kökenini bulmamız çok zordur. Çünkü birinci nesil büyük kütleli yıldızlar hızlı bir yaşam sonrasında kısa sürede ölmüşlerdir. Fakat, kütlesi 0,8 Güneş kütesinden daha az olan yıldızlar yaklaşık olarak 13,7 milyar yıldan daha uzun yaşayabilirler. Bu da bize ilkel maddeden oluşmuş yıldızların evrenin herhangi bir köşesinde var olabilecekleri anlamına gelir. İlkel olan yıldızları bulabilmemiz büyük önem taşımaktadır. Çünkü bu yıldızların incelenmesiyle, yaşam için temel yapıtaşları olarak adlandırılan Karbon, Azot ve Oksijen hakikaten yıldızlarda mı meydana gelmiştir ya da evrenin oluşumu sırasında mı ortaya çıkmıştır sorularının yanıtlarına ulaşılmış olacaktır.

Ağır elementlerin meydana gelmesi birçok yıldızın yaşam döngüsünü gerektirmesinden dolayı 0,8 Güneş kütesine sahip yıldızların Demir gibi ağır elementleri içermesi beklenemez. Bu sebepten dolayı gökbilimciler küçük kütleli ve düşük metal içerikli yıldızların bulunup incelenmesi gerektiğini düşünmektedirler (Gökbilimciler, Hidrojen ve Helyum haricindeki bütün elementleri "metal" olarak ifade ederler).

Yapılan gözlemler, sözü edilen yıldızların gerçekten var olduklarını göstermektedir fakat sayıları çok fazla değildir. Bunun yanı sıra çoğu da Samanyolu galaksisinin dışında olan küresel yıldız kümelerinde bulunmaktadır.

Yüzbinlerce yıldızı içerisinde barındıran ve çok uzakta bulunan yıldız kümelerini incelemek görüldüğü kadar kolay değildir. Araştırmacılar tek tek incelenmesi kolay olmayan yüzbinlerce yıldızı incelemek için çeşitli yöntemler geliştirdiler. Bu yöntemlerin en belirgininde yıldızların tayfı, küçük bir teleskopla çekilerek bir fotoğraf plakası üstüne yahut CCD (Yüklenme İliştirilmiş Araç - Charge Coupled Device) algılayıcısıyla sayısal olarak kaydedilir ve ardından ağır elementlerin olmadığı veya çok az görüldüğü yıldızlar seçilir.

Diğer adım, yıldızların daha yüksek ayırt ediciliğe sahip tayfçekerler ve büyük teleskoplar tarafından incelenmesidir. Bu adımdan geçen en düşük ağır metal içerikli yıldızlar tayföçerler ve devasa büyüklükteki teleskoplarla incelenir.

HES (Hamburg / ESO Araştırması) adındaki bir çalışma, bugüne kadar Güneşin sahip olduğu metal oranın % 1'inden daha az metal içeren 2000'i aşkın yıldız bulmuştur. Özellikle bulunan bu yıldızlardan iki tanesindeki metal oranı Güneşteki metal oranının milyonda biri kadardır.

HES'in haricinde, 2000 yılında başlatılan ve gökyüzünün yaklaşık dörtte bir kısmının farklı dalga boylarında görüntülenmesini ve gök cisimlerinin tayflarının çekilmesini hedefleyen Sloan Sayısal Gökyüzü Araştırması (Sloan Digital Sky Survey) bünyesinde gerçekleştirilen gözlemler neticesinde bir seferde 640 yıldız incelenebilir. Bu araştırma neticesinde gökbilimciler metal yoksunu yıldız sayısının, daha önce yapılan araştırmaların üç katı olduğunu gözlemlemişlerdir. Güneşteki metal oranın %1'inden daha az metal barındıran yıldızların % 20'sinin atmosferlerinde bulunan Karbon oranı Demir oranına göre çok yüksektir. Bu oran Güneşin Karbon / Demir oranının 10.000 katına kadar çıkar. Aynı zamanda bu yıldızlardaki Karbon ve Oksijen oranı Demire oranla çok çok yüksektir. Bu da bize Karbon, Azot ve Oksijenin ilkel evrende bolca üretildiğini ispatlar niteliktedir [1, 2, 3, 4, 5].

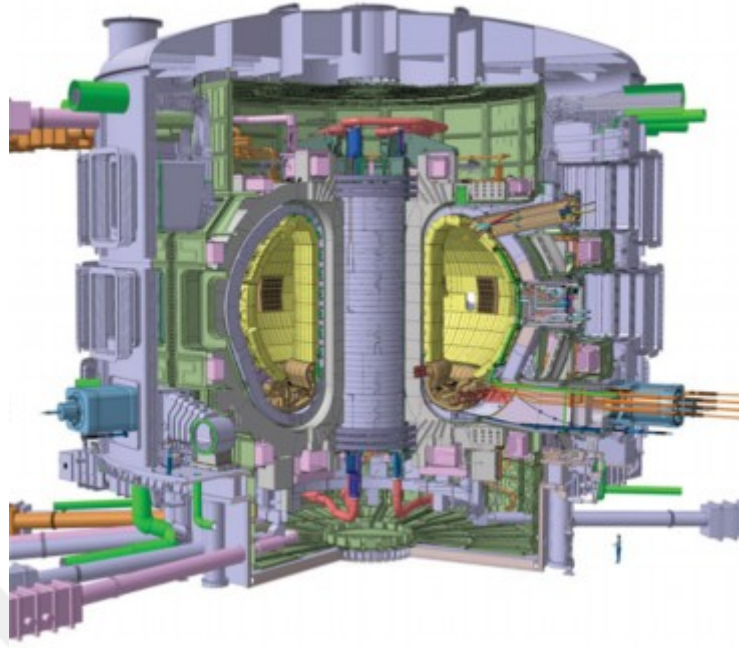
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Günümüzde ve daha sonrasında insanlığın temiz ve yenilenebilir enerji kaynaklarına ulaşabilme hayali, bilim dünyasını Güneşte ve benzeri yıldızlarda gerçekleşen yenilenebilir Nükleer Kaynaşma Enerjisini araştırmaya sürüklemiştir. Bilim camiasının bu konu üzerinde yoğunlaşarak yaptıkları bilimsel ve teknolojik araştırmalar, insanlığın umudu olan temiz enerji kaynaklarına ulaşabileceğimizin sinyalini vermektedir.

Bilim insanları nükleer kaynaşma enerjisi cevherinin Hidrojenin izotopu olan Döteryum olduğunu ve bu cevherin dünyamızda en kolay, en bol ve en ucuz yoldan temin edilebileceği görüşünü savunmaktadırlar. Bu görüşün ışığında, zararlı atık açığa çıkaran fisyon tepkimelerinin gerçekleştiği reaktörlerin ve fosil yakıtların kullanıldığı termik santrallerin tarihe kavuşacağı günün çok yakın olduğunu savunurlar. Fakat bu kadar muazzam enerjiyi bünyesinde kontrollü bir şekilde muhafaza edebilecek yapıların oluşturulmasında halen noksanlıklar mevcuttur. 1950'lerin İngiltere'sinde bulunan Zeta nükleer füzyon makinası aracılığıyla sadece günümüzün nükleer füzyon enerjisi üretimi için gerekli olan bilimsel ve teknolojik yol haritaları belirlenebilmiştir.

Astrofiziksel çalışmalar bize yıldızların güçlerinin kaynağı olarak termonükleer reaksiyonları ve bu termonükleer reaksiyonlar neticesinde hafif elementlerin oluştuğunu açıkça göstermektedir.

Dünyada bir termonükleer reaksiyon oluşturmaya çalışırsak bunu en verimli biçimde elde edebileceğimiz reaksiyon D - T (Döteryum - Tritiyum) füzyon reaksiyonudur. Günümüz dünyasında, Şekil 2.1 'de verilen nükleer füzyon enerjisi için ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor — Uluslararası Termonükleer Deneysel Reaktörü) çok önemli yere sahiptir.



Şekil 2.1 ITER

ITER, 840 metreküp sıcak ve gaz halinde olan cevheri bünyesinde barındırma kapasitesine sahiptir. Güney Fransa'da yer alan ITER santralinin maliyeti yaklaşık olarak 22 milyar dolar (15 milyon)'dır. ITER ve Zeta'nın faaliyet göstermesi aynı zamana denk gelir. Bunun yanı sıra Rusya'da meydana getirilen halka görünümündeki vakumlu kap Tokamak reaktörü olarak adlandırılır. Reaktörün halka biçiminde olması tesadüf değildir.

Yapılan bilimsel çalışmalar dünyada mevcut olmayan plazma ortamını sağlayabilmek amaçlıdır. İstenilen verimi sağlayabilmek için ise kesintisiz plazma ortamının oluşturulması gereklidir. Dolayısıyla bu ortam için en uygun model toroidal (simit biçiminde) vakumlu kaptır. Tokamak, Rusça'da toroidal oda içerisindeki manyetik sarmallar anlamına gelir. Döteryum - Tritiyum ikilisinden oluşan karışım plazma içerisine enjekte edildikten sonra plazmanın sıcaklığı 150 milyon °C olan devasa bir miktara yükseltilir. Bu durumun neticesinde manyetik alan ile sıkıştırılan nükleer plazmanın içerisinde bulunan elektronlar serbest hale gelmektedirler. Elde edilen devasa sıcaklıktan dolayı çekirdeklerin sahip oldukları hız ile çok kuvvetli manyetik alana maruz kalınması neticesinde, yoğunlukları yeterli

seviyeye ulaştığında Coulomb bariyeri çekirdeklerin pozitif elektrik yükleri sayesinde aşılacaktır.

Nükleer füzyon ya da nükleer kaynaşma olarak adlandırılan bu olay çok kısa menzillerde (yaklaşık 1 ile 10 fm arasında) meydana gelir. Termonükleer santrallerden elde edilen enerji fazlalığı elektrik elde edilmesinde kullanılır. Nükleer füzyon enerjisi sayesinde oluşturulacak elektrik santralleri üzerinde yoğunlaşan bilim adamları ve mühendisler, termonükleer reaksiyonlar neticesinde açığa çıkacak nötronlardan Tritiyum üretiminde faydalanmak istemektedirler. Fakat bu uygulama teknolojik açıdan temelinde büyük bir engeli ihtiva etmektedir.

Füzyon reaktörü için tasarlanmış en uygun geometri sıkıştırma olayını gerçekleştirecek manyetik alan baz alınarak tasarlanmıştır. Bundan dolayı, devasa sıcaklıktaki plazmanın (Superhot plasma) reaktörün duvarlarından uzak tutulması çok kuvvetli manyetik alan sayesinde sağlanmaktadır. Fakat bu durum halkanın iç ve dış bölmelerinde mevcut olan kuvvetler arasında tutarsızlığa sebep olmaktadır. Plazmanın kendisinden kaynaklı açığa çıkan elektrik akımı neticesinde oluşan ikinci manyetik alan etkisiz hale getirilmediği müddetçe termonükleer plazmada düzensizlik durumları ya da türbölans olaylarının meydana gelmesi devam edecektir. Açığa çıkan elektririk akımının tutarsızlık gösterdiği hallerde sistem hemen bozulmaktadır. Bunu şu şekilde izah edebiliriz. Nükleer füzyon reaktörü sürekli çalışmaya devam ederken aniden durmaktadır. Ticari amaçlı elektrik üretimi yapmayı tasarlayan güç santralleri açısından bu aniden kesinti durumu hiç uygun olmamaktadır.

ITER çalışma süresini 50 dakikaya çıkarabilmeyi hedeflemiştir. ITER'den daha önce ortaya çıkan Ortak Avrupa Halkası (Joint European Torus — JET) isimli füzyon makinası sadece saniye mertebesinde aktif olabilmemiştir.

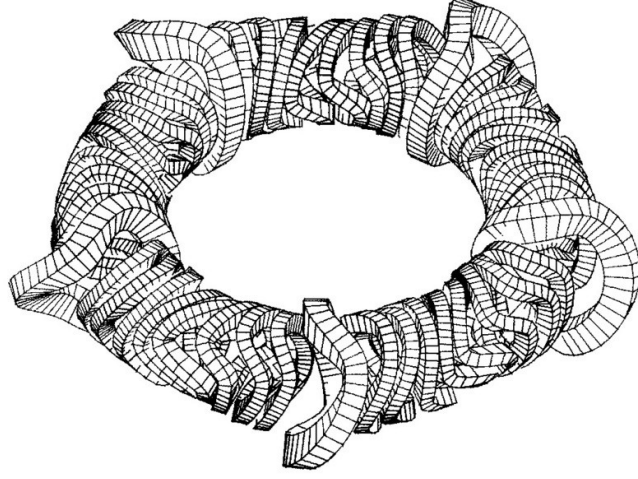
Günümüzde ise yeni tasarım olan adını yıldızlardan ve Güneşten alan stellarator büyük ilgi görmektedir. Stellarator , kontrollü füzyon reaktörlerinde en büyük sıkıntı olan, sıcak plazmanın manyetik alanlar yardımıyla kontrol altında tutulabilmesini

hedeflemektedir. Stellarator, ‘‘Güneşin kendi gücünü yine kendisinin kullanabilme olasılığı’’ anlamına gelmektedir.

1950’li ve 1960’lı yıllarda oldukça popüler olan bu füzyon reaktörü 1970’li yıllarda Tokamak tasarımı füzyon reaktörlerinin ortaya çıkmasıyla bir müddet gölgede kalmıştır. Ancak 1990’lı yıllarda Tokamak tasarımı füzyon reaktörlerinde meydana gelen teknolojik boşluklar Stellarator füzyon reaktörlerinin tekrar gündeme gelmesine sebep olmuştur. Stellarator füzyon reaktörü Daliesque geometrisi denilen bir düzeneğe sahiptir. Bu düzenek içerisinde hareket halinde olan her parçacığa eşit miktarda kuvvet etki etmektedir ve plazmanın kontrolünde tek bir manyetik alan yeterli olmaktadır. Sonuç olarak füzyon reaktörü birkaç dakika yerine süresiz çalışabilme potansiyeline sahiptir.

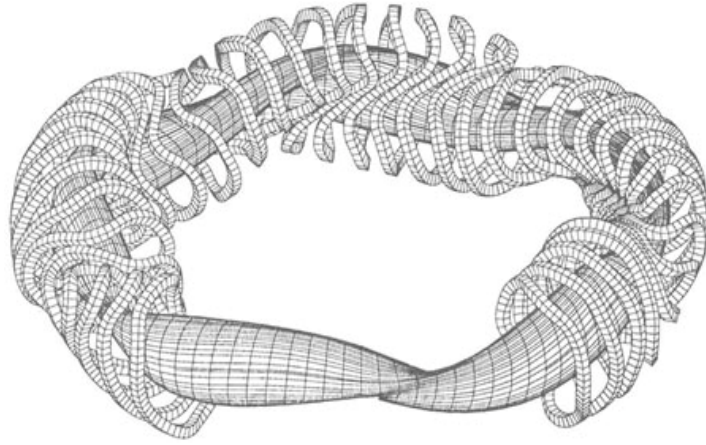
Eski nesil Stellarator nükleer füzyon makinaları, Tokamak füzyon reaktörüne oranla plazmayı daha fazla sızdırmasından dolayı devre dışı bırakılmışlardır.

Almanya Garching’te Max Planck Institute (IPP) tarafından Tokamak nükleer füzyon reaktörlerine alternatif olarak Wendelstein 7 - AS yenilenmiş Stellarator nükleer füzyon makinası tasarlanmıştır. İleri seviyede nükleer füzyon reaktörü olarak tasarlanan Şekil 2.2’de görülen Wendelstein 7 - AS Stellarator 1988 yılında aktif olarak çalıştırılmaya başlanmıştır. Bu reaktörde, manyetik alan 3D biçimindeki kangallar sayesinde elde edilirken bunun neticesinde ortaya çıkan çok karmaşık hesaplamalar ise bu reaktör için tasarlanmış ileri seviyedeki donanımlı bilgisayarlar tarafından çözümlenmektedir. Plazma hacmi 1 metreküp olan bu Stellarator mini bir yapıya sahip olmasına rağmen, çalıştığı müddetçe Tokamak reaktörüne hemen hemen eşit olacak seviyede verimlilik göstermiştir.



Şekil 2.2 Wendelstein 7 - AS

2002 yılına gelindiğinde 7 - AS yerine bu sefer Almanya'nın Greifswald kentinde yine Max Planck Enstitüsü (IPP) tarafından inşasına başlanmış 30 metreküp plazma hacimli Şekil 2.3'de görülen Wendelstein 7 - X nükleer füzyon reaktörüne bırakmaya başlamıştır. 7 - X'in tamamlanması 2015 yılı olarak kararlaştırılmıştır. 7 - X'in maliyeti yaklaşık 377 milyon euro tutarındadır. Finansman Alman Hükümeti, Yerel Alman Hükümeti, Avrupa Birliği ve ABD'nin Enerji Bakanlığı tarafından paylaşılmıştır.



Şekil 2.3 Wendelstein 7 - X

Bütün bu çalışmalar gösteriyor ki termonükleer füzyon reaksiyonlarının dünya ortamında oluşturulup insanlığın yararına sunulabilmesi için daha çok zamana ihtiyaç duyulmaktadır. Bunların yanı sıra Almanya'da TEXTOR, Amerika'da TFTR ve Japonya'da JT Tokamaklarıda önemli çalışmalarda yer almışlardır [6].



3. MATERYAL VE METOD

3. 1. Nükleer Füzyon

Nükleer füzyon, nükleer kaynaşma yahut füzyon; iki hafif çekirdeğin nükleer reaksiyonlar neticesinde kaynaşarak daha ağır çekirdek oluşturmasıdır. Başka bir ifadeyle füzyon, hafif çekirdekli atomların Coulomb bariyeri adındaki birbirlerini itme gücünü, "Güçlü Nükleer Kuvvet" aracılığıyla geçerek biraraya gelmelerine ve farklı bir atom çekirdeği meydana getirerek çok yüksek mertebede enerji açığa çıkarmasına, bazen de yüksek enerjinin yanı sıra nötron salmasına denir.

Dört ana kuvvetten birisi olan güçlü nükleer kuvvetin, atom çekirdeklerini birbirlerinden uzaklaştıran Coulomb bariyerine (elektiriksel itmeye) galip gelebilmesi için, atom çekirdeklerinin ısı ve basınç etkisiyle birbirlerine oldukça fazla yaklaşmaları gerekmektedir.

Füzyonda oluşturabileceğimiz en ağır çekirdek Demir elementinin çekirdeğidir. Bu şu demek oluyor ki, iki hafif çekirdeği $A = 56$ 'dan daha küçük bir çekirdek oluşturacak biçimde birleştirebilirsek istenilen enerji açığa çıkmış olur. Enerji kaynağı olarak füzyon, fisyonu göre daha avantajlıdır.

Avantajlı yönlerinden biri hafif çekirdeklerin zengin miktarda bulunması ve kolay yollardan temin edilmesi, diğeri ise füzyon neticesinde oluşan ürünlerin hafif çekirdekler olması ve radyoaktif ağır çekirdeklere göre daha kararlı olmalarıdır. Füzyonun tek dezavantajı ise Coulomb bariyerini geçmeden birleşme olayının meydana gelmemesidir. Füzyon reaksiyonunu engelleyen Coulomb bariyerini aşabilmek için ısı enerjisinin kullanıldığı yöntemle Termonükleer Füzyondendir.

Bütün zorluklara karşın, füzyon günümüzde yoğun ve etkin bir konu olmayı sürdürmektedir. Güneş ve diğeri yıldızların güç kaynağı olan füzyon dünyadaki yaşamın sürekliliğinden sorumludur. Doğal olarak nükleer füzyon yıldızlarda meydana gelmektedir.

1920'li yıllara kadar bu devasa enerjinin nasıl oluştuğuna ve yıldızların yaşam için ne kadar önemli olduğuna dair hiçbir fikrimiz yoktu. Francis William Aston, dört Hidrojen atomunun eşdeğer enerjisinin bir Helyum atomunun eş değer enerjisinden fazla olduğunu keşfetmiştir.

Güneş sayesinde sahip olduğumuz ısı ve ışık, Hidrojen çekirdeklerinin birleşip Helyum çekirdeğine dönüşmesi ve dönüşüm esnasında kütle kaybı enerjisinin ortaya çıkması neticesinde oluşur.

Albert Einstein'ın meşhur $E = Mc^2$ formülü kütle kaybının karşılığı olan enerjinin kolaylıkla hesaplanabilmesini sağlar. ^{40}Ca çekirdeğini meydana getirmek için iki ^{20}Ne çekirdeğine füzyon reaksiyonu yaptırdığımızı varsayalım: Yaklaşık olarak Q değeri hemen hemen $20,7 \text{ MeV}$ 'e yahut $0,5 \text{ MeV} / \text{Nükleon}$ 'a yaklaşır. Bu değer fisyon reaksiyonunda oluşan enerjiyle mukayese edilebilir niteliktedir. Fakat, bu ^{20}Ne çekirdeklerinin güçlü nükleer kuvvetleri etkileşime girmeden önce, çekirdeklerin arasındaki mesafenin yeteri derecede yakın olması gerekmektedir. Çekirdek yüzeyleri birbirlerine ilk temas ettikleri ortamda, Coulomb bariyeri $21,2 \text{ MeV}$ değerindedir. Bu iki ^{20}Ne çekirdeğini $21,2 \text{ MeV}$ 'lik toplam kinetik enerjiyle birleştirebilmek için bir nükleer reaksiyon meydana getirebilirsek sistemin son enerjisi $41,9 \text{ MeV}$ olur. Q değeri dediğimiz bu toplam enerji, $21,2 \text{ MeV}$ 'lik kinetik enerji ile reaksiyon esnasında açığa çıkan $20,7 \text{ MeV}$ 'lik enerjinin toplamını temsil eder [7, 8].

3.2. Temel Füzyon Reaksiyonları

Coulomb bariyeri sebebiyle, füzyon dünyamızda kendiliğinden meydana gelebilen (fisyon reaksiyonunda olduğu gibi) bir reaksiyon çeşidi değildir. Engelin aşılması durumunda ise minimum enerji ile reaksiyonun gerçekleşmesi mümkün olur.

Temel füzyon reaksiyonlarının anlaşılıp açıklanabilmesi fisyon reaksiyonlarına göre önemli ölçüde daha kolaydır. En temel füzyon reaksiyonu, $p+p \rightarrow ^2\text{He}$ 'nin meydana gelmesidir ki bu da ^2He 'nin kararsız olmasından ötürü mümkün olamaz (ancak β

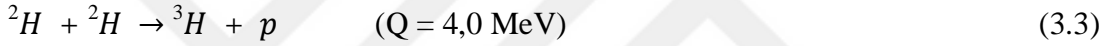
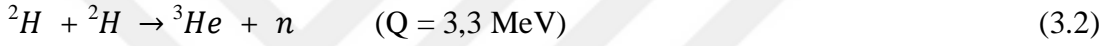
bozunumuna benzeyen ve ^2H 'nin meydana gelmesine neden olan bir seçenek Güneşteki füzyonun ilk basamağıdır).

Diğer bir temel reaksiyon;



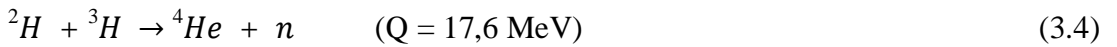
biçimindedir. Denklem 3.1'de verilen γ , ^4He uyarılmış halde olmamasından dolayı enerji denklığı sağlaması açısından önemlidir. Açığa çıkan enerji 23,8 MeV dir ve bu enerji değeri proton ve nötronun ^4He 'den ayrılma enerjilerinden daha büyüktür.

Oluşabilme oranları daha yüksek füzyon reaksiyonları;



biçimindedir. Denklem 3.2 ve 3.3'de görülen bu reaksiyonlar Döteryum – Döteryum ya da D - D reaksiyonları olarak adlandırılır.

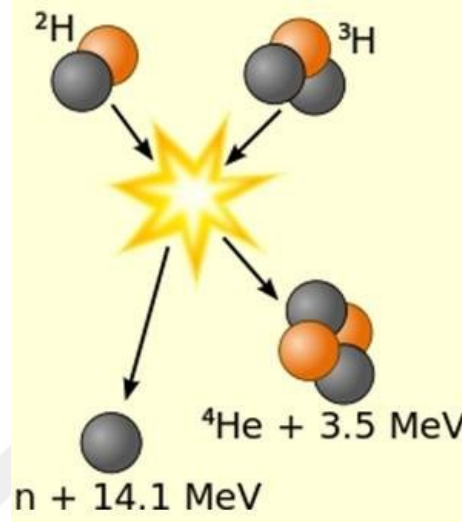
Füzyon reaksiyonları sonrasında daha kararlı son ürünler açığa çıktıkça daha büyük enerji değerleri elde edilir. ^4He 'ün meydana geldiği bir füzyon tepkimesinde özellikle büyük enerji çıkışı görülür.



Denklem 3.4'de verilen füzyon reaksiyonuna ise Döteryum – Tritiyum (ya da D - T) reaksiyonu denir.

Gelen parçacıkların kinetik enerjileri gözardı edilebilir derecede küçük ise 17,6 MeV'lik enerji lineer momentumun korunumu gereğince ^4He ve n arasında pay edilir ve 14,1 MeV tek enerjisi olan bir nötron salınır (Şekil 3.1). Dolayısıyla bu reaksiyon sık sık hızlı nötron kaynağı olarak kullanılır. Büyük enerjiler açığa çıkarması sebebiyle (Coulomb bariyerinin D - D reaksiyonlarında daha fazla olması

sebebiyle) D - T reaksiyonları kontrollü füzyon reaktörlerinde kullanılması açısından daha önemlidir. Çünkü reaksiyon sonrasında oluşan enerjinin büyük bölümü nötrona aktarılmasından ötürü bu enerjiyi kullanmak zordur. Dolayısıyla hızlı nötron kaynağı olarak kullanılması daha uygundur.



Şekil 3.1 D - T (Döteryum - Tritiyum reaksiyonu)

Dört protonun füzyonu sonrasında oluşan ^4He , Güneşteki füzyonun bir benzeri olarak, yıldızlarda meydana gelen termonükleer enerjinin kaynağını oluşturur. Bir diğeri Hidrojen yakıtının kullanılmasıyla Helyumun oluştuğu füzyon tepkimesidir.

En basit reaksiyon olarak bilinen $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$ reaksiyonu meydana gelir gelmez (10^{-16}s) ^4He 'e bölünür ve bu bölünmeden dolayı reaksiyon gözlenemez. Alternatif olarak bu reaksiyonun yerini karmaşık bir reaksiyon olan $^4\text{He} + ^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ reaksiyonu alır. Yalnız bu üç parçacığın bir araya gelme olasılığı gözardı edilecek kadar küçüktür.

Yıldız reaksiyonlarında ilk olarak küçük bir ^8Be denge yoğunluğu ortaya çıkar. Meydana gelen bu etkileşmenin tesir kesiti, uygun bir yakalanma olasılığı oluşturacak derecede büyük olursa ^8Be 'in ayrılarak uzaklaşmasından önce bir α parçacığını yakalama işlemi ^{12}C 'deki bir rezonans durumuyla ortaya çıkar.

Helyum reaksiyonlarının Hidrojen reaksiyonlarına kıyasla daha büyük Coulomb bariyerine sahip olması daha yaşlı (daha sıcak) yıldızların içerisinde Helyumun yanarak meydana gelmesi anlamına gelir. Devasa (oldukça yüksek) sıcaklıklara karşılık meydana gelen diğer reaksiyonlar, ^{12}C ve daha ağır ürünlerden (^{56}Fe 'ya kadar) enerji üretebilirler [7].

3.3. Füzyon Karakteristikleri

3.3.1 Enerji Salınması

Füzyon reaksiyonu sonrasında açığa çıkan enerjiyi hesaplayabilmek, fisyon reaksiyonu sonrasında açığa çıkan enerjiyi hesaplamaktan daha kolaydır. Kontrollü füzyon reaktörlerinden tutun Güneşte oluşan reaksiyonlara kadar çok sayıda füzyon reaksiyonlarında, reaksiyona giren parçacıkların enerjileri 1-10 keV aralığında değişim göstermektedir. Her reaksiyonun kendine özgü olan Q değeri açığa çıkan enerji ile bunun yanı sıra b ve Y ürün parçacıklarının toplam enerjisine eşittir.

$$\frac{1}{2}m_b v_b^2 + \frac{1}{2}m_y v_y^2 \cong Q \quad (3.5)$$

Parçacıkların ilk hareketlerini ihmal ettiğimiz zaman, son momentumlarının birbirlerine eşit fakat zıt yönlü olduğunu elde etmiş oluruz.

$$m_b \cdot v_b \cong m_y \cdot v_y \quad (3.6)$$

Temel füzyon reaksiyonlarının enerji dağılımlarını hesaplayabilmek için;

$$\frac{1}{2}m_b \cdot v_b^2 \cong \frac{Q}{1 + m_b/m_y} \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{2}m_y \cdot v_y^2 \cong \frac{Q}{1 + m_y/m_b} \quad (3.8)$$

bağıntılarından yararlanılır. Enerji paylaşımının neticesi olarak, hafif olan ürün parçacığının enerjisi daha büyük olur.

Ürün parçacıklarının kinetik enerjileri oranı;

$$\frac{\frac{1}{2}m_b \cdot v_b^2}{\frac{1}{2}m_y \cdot v_y^2} = \frac{m_y}{m_b} \quad (3.9)$$

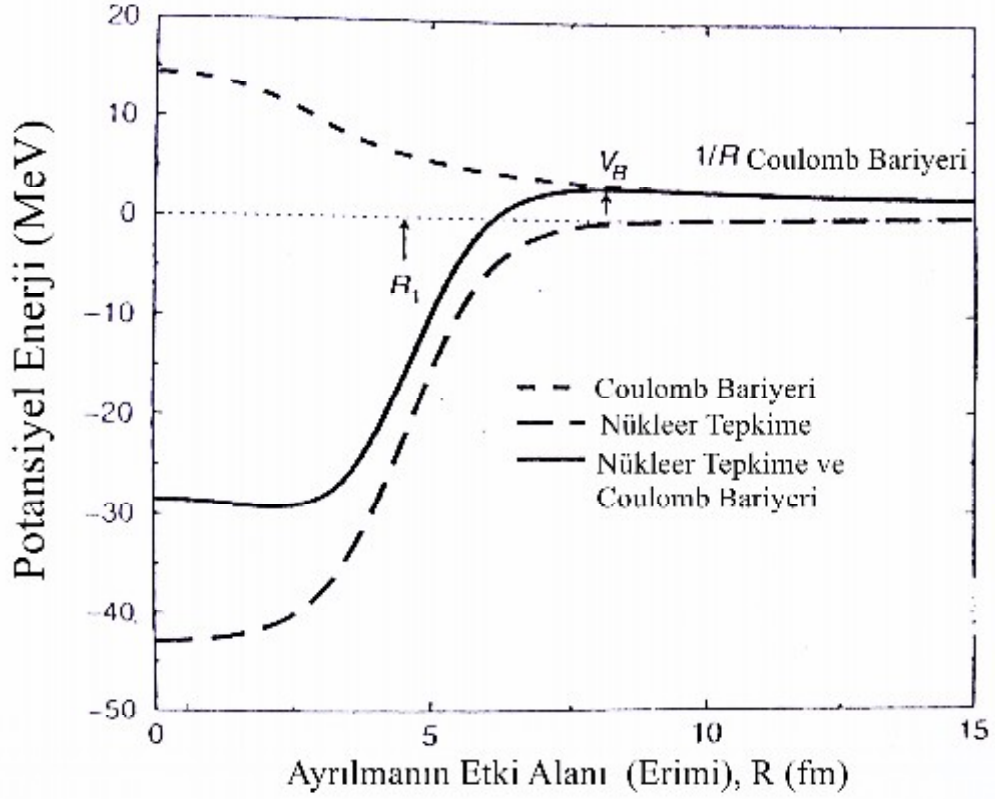
eşitliği kullanılarak elde edilir.

D - T reaksiyonunda ürün olarak açığa çıkan nötron, elde edilen enerjinin % 80'ine hakim olur. D - D reaksiyonunda ise ürün olarak oluşan proton veya nötron açığa çıkan enerjinin % 75'ini alır.

3.3.2 Coulomb Bariyeri

Bir nükleer reaksiyonun gerçekleşmesi amacıyla her bir çekirdeğin birbirine yakın olması zorunludur. Fakat böyle bir durumda protonlar arasında Coulomb itmesinden kaynaklı bir engelleme meydana gelir.

İki yüklü çekirdek arasındaki tüm potansiyel enerji bir R mesafesi tarafından ayrılır. Açıkça bu durum Şekil 3.2'de daha net gösterilmektedir. V_B tepesi (yüksekliği), bize itici Coulomb bariyerini verir. Coulomb bariyeri içindeki quantum tünellemesi nedeni ile oluşan saçılma enerjileri $E < V_B$ durumundayken bile halen oluşmaya devam eder. Düşük bağıl enerjilerde, yüklü parçacıkların tepkimesi için reaksiyon oranlarının exponansiyel (üstel) indirgemesi, bütün astrofiziksel süreçlerde son derece önemli olmaktadır. Nükleer reaksiyonlar için sınırlayıcı faktör çok sık meydana gelir.



Şekil 3.2 Merkezlerinin arasındaki R mesafesinin fonksiyonu olarak ^{40}Ca ve bir proton arasındaki nükleer tepkime ve Coulomb bariyeri [9]

Reaksiyon hızları, tesir kesiti olarak adlandırılan σ niceliği (miktarı) ile tanımlanır. Çünkü Coulomb itmesinden dolayı, azalan merkezi kütle enerjisi (E) ile tesir kesiti $\sigma(E)$ hızlıca düşer.

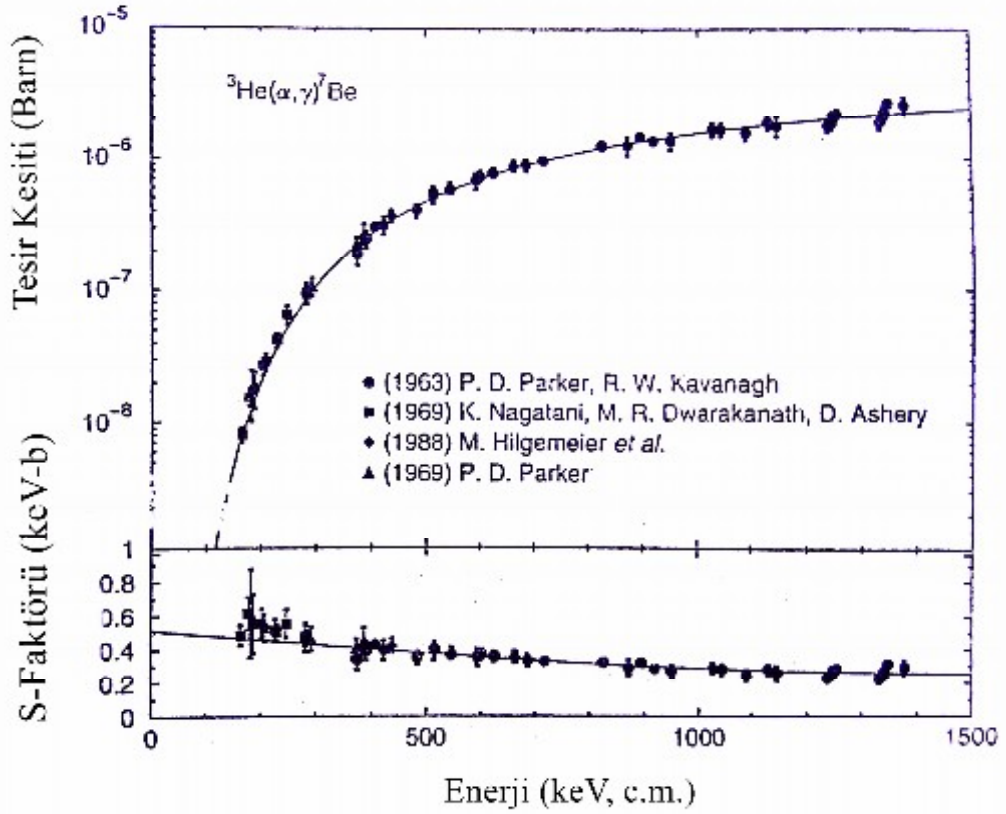
Daha az güçteki enerjiyle başkalaşabilen bir astrofiziksel S - faktörünü $S(E)$ tanımlayabilmek için basit bir enerji bağımlılığının tesir kesitini Denklem 3.10'a göre çarpanlarına ayırabiliriz.

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-\pi\eta} S(E) \quad (3.10)$$

$1/E$ geometrik faktörü, gelen parçacığın dalga boyu ile ilişkilidir ve exponansiyel (üstel) faktör Coulomb bariyeri arasından geçilebilirliği bize gösterir.

Tesir kesiti, $\eta = Z_a Z_x \cdot e^2 / (\hbar v)$ olarak tanımlanan η parametresine (Sommerfeld parametresine) bağlıdır. Burada $Z_a Z_x \cdot e^2$ bağlı gelen hız (v) ile yüklerin ürünü olarak tanımlanır.

Şekil 3.3'ün yukarı kısmında, ${}^7\text{Be}$ sentezi için ${}^3\text{He}$ 'ün α yakalamasındaki tesir kesitini görürüz. Enerji azalmalarında reaksiyon tesir kesiti hızlıca düşer. Halbuki S - faktöründe, grafiğin aşağı kısmında görüldüğü üzere durağan yani neredeyse değişmez bir değerdedir.



Şekil 3.3 ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaksiyonu için, S - faktörü ve tesir kesiti [9]

Füzyon reaksiyonu sebebiyle etkileşen parçacıkların yarıçaplarını R_a ve R_x olarak ele alalım. Parçacıkların yüzeylerinin birbirlerine temas ettiği andaki Coulomb bariyeri;

$$V_B = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_a Z_x}{R_a + R_x} \quad (3.11)$$

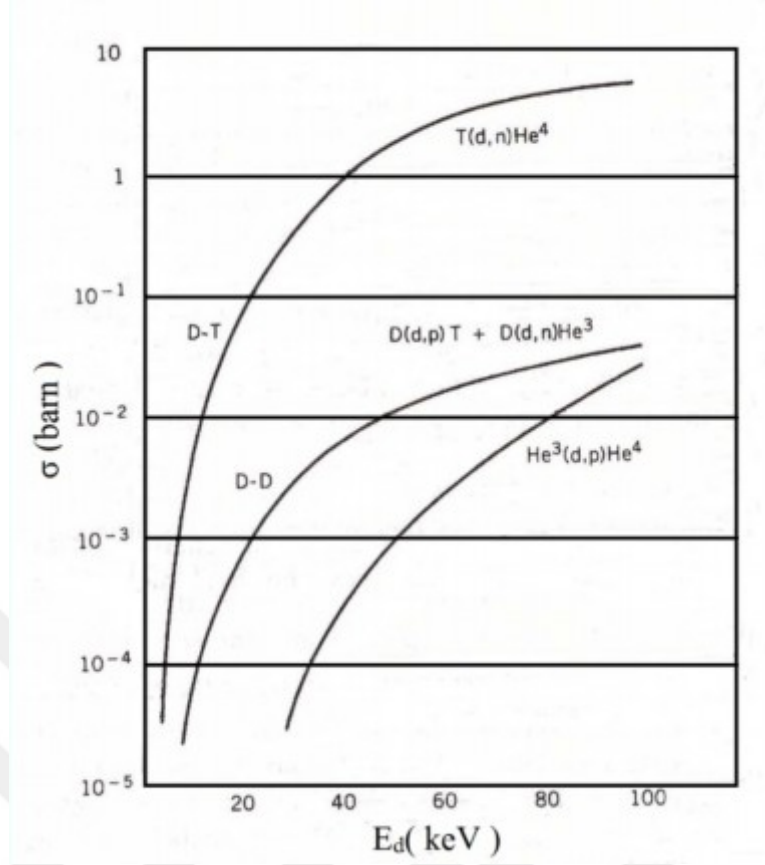
Denklem 3.11'deki gibi gösterilir.

Coulomb bariyerinin füzyon reaksiyonu üzerindeki etkisi, Coulomb bariyerinin α bozunumundaki etkisine çok benzer. $Z_a \cdot Z_x$ 'in bir exponansiyel (üstel) engel delme olasılığı ifadesinde bulunması sebebiyle, füzyon reaksiyonunun etkileşme tesir kesiti Coulomb bariyerine aşırı derecede bağlıdır. Böyle bir durumda füzyonun oluşma olasılığı $Z_a \cdot Z_x$ sebebiyle hızla azalır ve engel Hidrojen izotopları için en düşük değere ulaşır.

D - T reaksiyonunda Coulomb bariyeri $V_B = 0,4$ MeV değerindedir. Bu değer çok küçük görünmesine rağmen 1 - 10 keV aralığındaki tipik bir gelme enerjisinden bir hayli büyüktür. Parçacıkların sahip oldukları enerjinin Coulomb bariyerinden büyük olması o kadar da zorunlu değildir. Burada önemli olan α bozunumunda olduğu gibi engel delme ihtimalidir [7, 9].

3.3.3 Tesir Kesiti

Füzyon reaksiyonunun tesir kesitini hesaplayabilmek için, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin belirlenmesinde kullanılan temel ifadelerden yararlanılır. Termal enerji seviyesinde etkileşime giren parçacıklar büyük olasılıkla herhangi bir rezonansın hayli ötesinde reaksiyon gerçekleştirirler. Füzyon reaksiyonu tesir kesitinin enerjiye bağlı olması durumu iki terimle ilişkilendirilir (Şekil 3.4).



Şekil 3.4 Füzyon reaksiyonlarının tesir kesitleri [7]

Terimlerden ilk olan k^{-2} faktörü bize v^{-2} bağımlılığını verir. α bozunumunda görüldüğü üzere iki yüklü parçacığın e^{-2G} ifadesi tüm engeli delme olasılığıdır. Buna göre kısmi reaksiyon tesir kesiti olasılığı;

$$\sigma \propto \frac{1}{v_2} e^{-2G} \quad (3.12)$$

Denklem 3.12'deki ifadeyle gösterilir.

$$G = \sqrt{\frac{2m}{e^2}} \int_a^b [V(r) - Q]^{\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

$$G = \sqrt{\frac{2m}{h^2 Q}} \cdot \frac{zZ'e^2}{4\pi e_0} \left[\text{arc. cos } \sqrt{x} \cdot \sqrt{x(1-x)} \right] \quad (3.14)$$

Denklem 3.13 ve 3.14'de G , Gamow çarpanı olarak tanımlanır. Denklemde Q 'nun yerine, etkileşime giren parçacıkların kütle merkezi sistemindeki mevcut olan enerjileri (E) yerleştirilerek hesaplama yapılır. Gamow çarpanının yaklaşık olarak ifade edilmesi denklem 3.15'deki gibidir.

$$G \cong \frac{e^2}{4\pi e_0} \cdot \frac{\pi Z_a Z^x}{\hbar v} \quad (3.15)$$

Denklem 3.15'de v , etkileşen parçacıkların bağıl hızı olarak ifade edilir.

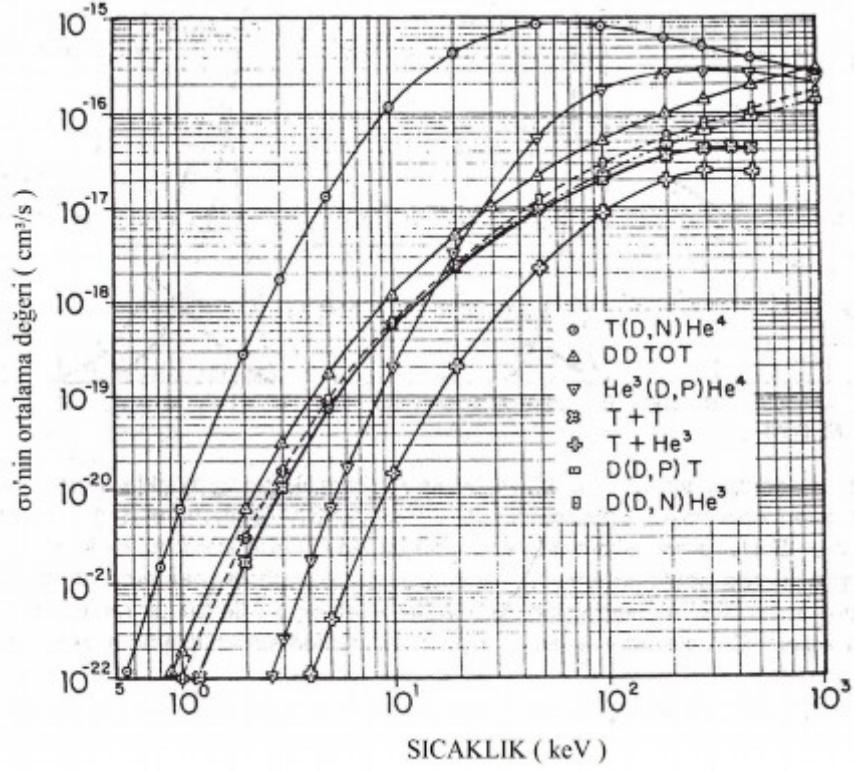
3.3.4 Reaksiyon Hızı

Kısım 6.3 ve 12.3'de kastedildiği $\sigma \cdot v$, bir nükleer reaksiyonun hızı söz konusu olduğunda oldukça önemlidir. Termonükleer füzyon reaksiyonlarında mevcut parçacıkların hız dağılımları Maxwell - Boltzmann hız dağılım ifadesi ile gösterilir [7, 10].

$$n(v) \propto e^{-mv^2/2kT} \quad (3.16)$$

$n(v)dv$ termal denge durumunda bulunan T sıcaklığındaki parçacığın sahip olduğu hızın v ile $v + dv$ arasında bulunma olasılığını gösterir. Termonükleer füzyon etkileşimine giren çekirdek kümelerinde $\sigma \cdot v$ 'nin tüm hızlar veya enerjiler üzerinden ortalama değerlerini hesaplamak uygundur.

Devasa sıcaklıklardaki T değerinin Maxwell – Boltzmann dağılımı küçük bir alana sahip olur ve σv 'nin sahip olduğu ortalama değer küçüktür. Sıcaklık seviyesi orta derecelere ulaştığında $\langle \sigma v \rangle$ değeri, maksimum olan bir seviyeye ulaşır.



Şekil 3.5 Değişik füzyon reaksiyonları için $\langle \sigma v \rangle$ 'nin bir Maxwell – Boltzmann enerji dağılımı üzerinden ortalama değerleri [7]

Şekil 3.5'te sıcaklığın bir fonksiyonu olarak tanımladığımız füzyon reaksiyonlarından birkaç tanesinin $\langle \sigma v \rangle$ değerlerini gözlemleyebiliriz. Çok yüksek sıcaklıklarda, MeV enerjilerine karşılık gelen $T \sim 10^{10}$ K sıcaklığında D - T reaksiyonu diğer reaksiyonlarla kıyaslandığında daha az uygunluk gösterir. Fakat bu durum bir termonükleer füzyon reaktöründe oluşturuluyorsa ve sıcaklık yaklaşık olarak $T \sim 10^7 - 10^8$ K yani 1 - 10 keV enerji aralığındaysa D - T reaksiyonun meydana gelmesi gözardı edilemeyecek kadar elverişlilik gösterir.

$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^{\infty} \frac{1}{v} e^{-2G} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv \quad (3.17)$$

$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^{\infty} \frac{1}{v} e^{-2G} e^{-E/kT} dE \quad (3.18)$$

$\langle \sigma v \rangle$ değerinin hesaplanabilmesi için denklem 3.17 ve 3.18'de verilen eşitlikler D - D reaksiyonunda kullanılabilir. D - T gibi farklı iki çekirdeği kapsayan reaksiyonlarda ise farklı kısımlarına ait hızlarının hesaplamaya dahil edilmesi

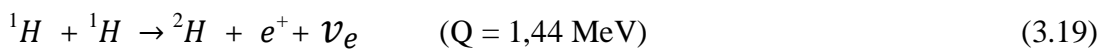
gereklidir. Böyle bir durum olduğunda reaksiyonun tesir kesiti $\sigma(v_{bağ})$, reaksiyonun hızı ise $\langle \sigma(v_{bağ})v_{bağ} \rangle$ olarak bağıl hız içermelidir.

Ortalama hesap yapılırken ise her iki tarafın Maxwell - Boltzmann dağılımından yararlanılmalıdır. Bu konuda mevcut olan özel ayrıntılar çok fazla karmaşıklık göstermesine rağmen füzyon reaksiyonları için genel sonuçlar her zaman geçerliliğini korumaktadır.

3.4 Güneş Füzyonu

Günümüze kadar bulunan fosil bulguların sayesinde sahip olduğumuz bilgiler ışığında Güneşin 10^9 yıldan daha uzun bir süredir neredeyse hiç açık vermeden sabit büyüklükte enerji meydana getirdiğini söyleyebiliyoruz.

Güneşimizde ve yıldızların çoğunda temel reaksiyon, Hidrojenin Helyuma dönüştüğü füzyon reaksiyonudur. Evrende en bol bulduğumuz element Hidrojendir. Evreni kuşatan atomların % 90'dan fazlasını Hidrojen, yaklaşık % 10'unu Helyum ve % 0,15 kadarlık kısmını ise Fe gibi ağır elementler meydana getirir. Herhangi bir füzyon çevriminde bütün reaksiyonların ilk basamağında iki parçacık olmalıdır. Bunun sebebi eş zamanda üç parçacığın çarpışma olasılığının hayli düşük olmasıdır. Füzyon reaksiyonlarının ilk basamaklarında iki nükleonu olan kararlı bir sistem oluşturmak için iki protonun kaynaşması gerekmektedir.



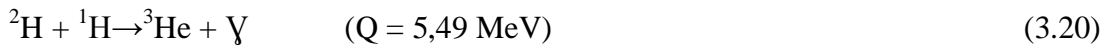
Denklem 3.19'da reaksiyonun son basamağındaki ν_e , protonun nötrona dönüşmesi esnasında oluşması gerekli zayıf etkileşmenin varlığını göstermektedir (burada bir π mezonu oluşması ve $p \rightarrow n + \pi^+$ reaksiyonu elde edilmesi için yeterli enerji mevcut değildir).

Zayıf etkileşmelerde reaksiyon tesir kesiti çok küçük değerlere sahiptir, keV ve MeV mertebelerinde Döteryum oluşabilmesi için tesir kesitlerinin sırasıyla 10^{-33} b ve 10^{-23} b mertebesine sahip olmaları gereklidir.

Güneşimizin merkezindeki sıcaklık yaklaşık 15.10^6 K civarında olduğu bilinmektedir. Bu sıcaklık değeri yaklaşık olarak ortalama 1 keV'lik bir protonun enerjisine tekabül eder ama reaksiyonun hızını hesaplayabilmek bütün enerjilerden elde edilen ortalama $\langle\sigma v\rangle$ değerini hesaplamayı gerektirir.

Maxwell - Boltzmann dağılımına göre yüksek enerji kuyruğunda bulunan MeV mertebesindeki parçacıkların Coulomb bariyerini kolayca geçebilmesi, kuyruktaki düşük yoğunluğu bir dereceye kadar telafi eder. Bu telafiye rağmen reaksiyon hızı halen çok düşüktür hatta yüksek yoğunluklu Güneş merkezinde dahi (yaklaşık olarak 125 g/cm^3 ya da $7,5.10^{25}$ proton / cm^3) reaksiyon hızı yalnızca proton başına yaklaşık olarak $5.10^{-18}/\text{s}$ 'dir.

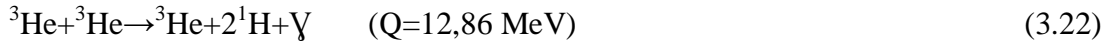
Güneşin ışımasının kaynağı 10^{56} mertebesindeki muazzam proton sayısıdır. Bu sebepten dolayı toplam reaksiyon hızı $10^{38}/\text{s}$ mertebesinde olur. Çok zaman Güneşin füzyon çevriminde bulunan bu basamak "Dar Boğaz" olarak adlandırılır. Çünkü gerçekleşme olasılığı hem yavaş hem de en düşük olan basamak bu son basamaktır. Döteronun oluşmasının akabinde denklem 3.20'de bulunan reaksiyonun zuhur etmesi oldukça olasıdır.



Az sayıda döteron ihtiva etmesinden ötürü bu durumda D - D reaksiyonlarının gözlenebilmesi yok denecek kadar az bir ihtimaldir. Yaklaşık olarak her 10^{18} protona karşılık bir döteron oluşur. Bu sebepten bir döteronun bir proton ile etkileşime girme olasılığından 10^{18} kat daha fazladır. Böylelikle döteronlar oluşur oluşmaz ${}^3\text{He}$ 'ü meydana getirirler. ${}^3\text{He}$ 'ün protonlarla reaksiyona girmesi mümkün değildir.



Denklem 3.21'de görülen ${}^4\text{Li}$ izotopu meydana gelir gelmez parçalanır yani bağlı bir sistem halinde varlığını devam ettiremez. ${}^2\text{H}$ 'nin çok düşük yoğunluğa sahip olması ve ${}^2\text{H}$ 'nin çok hızlı ${}^3\text{He}$ 'e dönüşmesi sebebiyle ${}^3\text{He}$ 'ün ${}^2\text{He}$ ile etkileşmesi olası değildir. Neticede, ${}^3\text{He}$ 'ün bir tepkime yapabilmesi için başka bir ${}^3\text{He}$ 'ü bulması şarttır.



Denklem 3.22'de görülen reaksiyon Proton - Proton çevrimi olarak adlandırılır. Net reaksiyon dört protonun Helyuma dönüşmesiyle oluşur.



Özellikle unutmamamız gereken bir nokta toplam Q değerini elde edebilmemiz için çıplak (nötr) nükleer parçacıklarla oluşan reaksiyonları göz önünde bulundurmalıyız. Denklem 3.23'deki reaksiyonun her iki yanına dörder tane elektron, bunun yanı sıra reaksiyonun soluna dört adet nötr H atomu, sağ tarafına bir adet nötr He atomu eklersek pozitronları yok edecek iki tane ek elektron oluşur. Bu durumda net reaksiyon;



${}^3\text{He}$ için başka bir yol, parçacığıyla çarpışması denklem 3.25'de gösterilmiştir.



Bu reaksiyon denklem 3.26'daki reaksiyonlardan herhangi biriyle devam eder;



Yahut denklem 3.27'deki gibi bir dizi ardışık reaksiyonu gerçekleştirir.



Net reaksiyon ve net Q değeri mümkün olabilen bu üç yol için aynıdır. Yıldızın sıcaklığı ve bileşimi bu üç reaksiyondan hangisinin gerçekleşeceğini belirler. Birinci denklemde maksimum enerjisi 0,48 MeV olan sürekli bir nötrino dağılımıyla karşılaşırız. İkinci denklemde iki - cisim ${}^7\text{Be}$ elektron yakalaması 0,862 MeV enerjiye sahip tek enerjili bir nötrino yayınlar. ${}^8\text{B}$ 'in bozunumu 14 MeV uçnokta enerjisine sahip olan sürekli bir nötrino dağılımı gösterir.

Güneşin iç yapısı hakkında fikir sahibi olabilmemiz için nötrinoların gözlemlenmesi büyük önem taşımaktadır. Güneş sayesinde sahip olduğumuz ışık bize hem Güneşin yüzey özellikleri hem de içerisindeki reaksiyonlarla oluşan ve yüzeye gelinceye kadar binlerce kez saçılan γ ışınları hakkında bilgi verir.

γ ışınmasının Güneş yüzeyine ulaşabilmesi milyonlarca yıl sürer. Bugün hayat kaynağı olan görünür ışığın Güneşin merkezinde milyonlarca yıl önce meydana gelen reaksiyonlar neticesinde oluştuğu düşünülmektedir. Oysa ışık hızına sahip nötrinolar Güneşin korundan açığa çıkar çıkmaz çok kısa zamanda bize ulaşırlar. Bir yıldızın iç kısımlarında Hidrojen ve Helyum haricinde daha ağır elementler mevcutsa füzyon reaksiyonları farklılık göstererek meydana gelir. Bu duruma en belirgin örneklerden biri CNO çevrimidir.



Denklem 3.28'de görüldüğü üzere ^{12}C , füzyon reaksiyonuna yardımcı bir katalizör olarak görev yapar. Dolayısıyla kendiliğinden oluşturulamaz ve yok edilemez. Denklem 3.28'de bulunan reaksiyonları net bir reaksiyon şeklinde ifade etmek istersek Proton - Proton çevriminden yararlanarak;



şeklinde ifade edebiliriz.

Q değerinde bir değişme söz konusu değildir. Döteryum dar boğazı gibi bir reaksiyona sahip olmayan Karbon çevrimi p-p zincirine kıyasla çok daha hızlı meydana gelir. Bunun yanı sıra Coulomb bariyeri Karbon ve Azot ile meydana gelen proton reaksiyonlarında Proton - Proton reaksiyonlarına oranla 6 ya da 7 kat daha fazladır. Dolayısıyla Karbon çevrimi Coulomb bariyerini aşmak için gerekli olan ek termal enerjinin zorunlu olduğu yüksek sıcaklık değerlerinde baskın olacaktır.

Dünyamıza gelen Güneş ışınlarının m^2 başına ortalama değeri $1,4 \cdot 10^3$ W olarak bilinir. Uzayda mevcut olan maddenin homojen olarak dağılım gösterdiğini kabul edersek Güneşimizin yaklaşık $4 \cdot 10^{26}$ W toplam ışımaya gücüne sahip olduğu düşünülmektedir. Güneş, meydana gelen her füzyon reaksiyonu sonrasında 25 MeV'lik enerji üretir. Bu durum Güneşin saniyede $4 \cdot 10^{38}$ protonu reaksiyona girdirerek 10^{38} tane reaksiyon gerçekleştirmesi demektir. Böyle bir hıza sahip olan Güneşin 10^{10} yıl kadar daha Hidrojenini yakmaya devam edeceğini göstermektedir. Bir yıldızın Hidrojen yakıtının tamamen tükenmesi Helyumla füzyon reaksiyonlarına devam edeceği anlamına gelmektedir.

Coulomb bariyeri sebebiyle gereken yüksek sıcaklıklar $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ reaksiyonunun oluşabileceğini göstermektedir. α parçacığı yakalaması ve hafif çekirdeklerin birleşmesiyle oluşan diğer füzyon reaksiyonları, ^{56}Fe 'ya kadar enerji üretimine devam ederler. Füzyon reaksiyonlarının bir sonucu olarak ^{56}Fe ve ^{56}Fe 'dan büyük elementler oluşur fakat enerji üretimi sağlanmaz. Yapılan bu açıklama neticesinde bazı yıldız sınıflarının ve farklı atom çeşitlerinin bağıl bollukları konusunda bir fikir oluşturabiliriz.

Çift Z 'ye sahip hafif atomların ^{12}C ile ardışık olarak yaptıkları α yakalaması tek Z 'ye sahip hafif atomlara oranla daha fazladır.

^{56}Fe 'dan büyük her çekirdek, ^{56}Fe 'dan küçük hemen hemen her çekirdekten daha az bolluğa sahiptir [7].

3.5. Taban Durumunda Çekirdeklerin Özellikleri ve Bağlanma Enerjileri

Bilindiği üzere herbir izotopun kütle numarası A , atom numarası yani yükü Z ile simgelenir. Taban durumunda bir atom $M_{A,Z}$ olan artık bir kütleyle sahiptir. Bu artık kütle, sistemin bağlanma enerjisi sebebiyle bileşen protonların ve nötronların kütleleri toplamından daha küçüktür. Zorunlu durumlar oluştuğunda bu artık kütle ortama enerji olarak salınır (bırakılır).

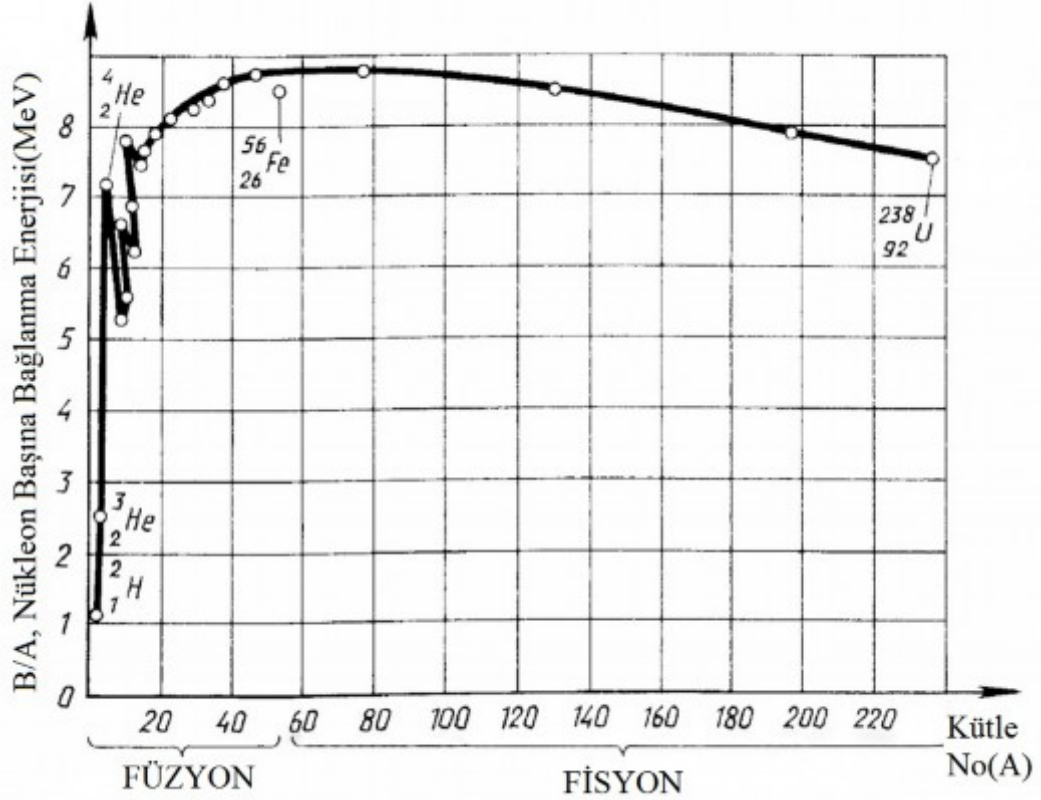
Bir çekirdeği yaklaşık olarak düzgün yoğunlukta küresel bir sıvı (sıvı) damlasına benzetirsek; bir çekirdeği bileşenlerine yani protonlarına ve nötronlarına ayırmak istediğimizde $B(A,Z)$ bağlanma enerjisine ihtiyaç vardır.

Bağlayıcı enerji ya da bağlanma enerjisi;

$$B(A, Z) = (Z \cdot M_p + N \cdot M_n - M_{A,Z}) \cdot c^2 \quad (3.30)$$

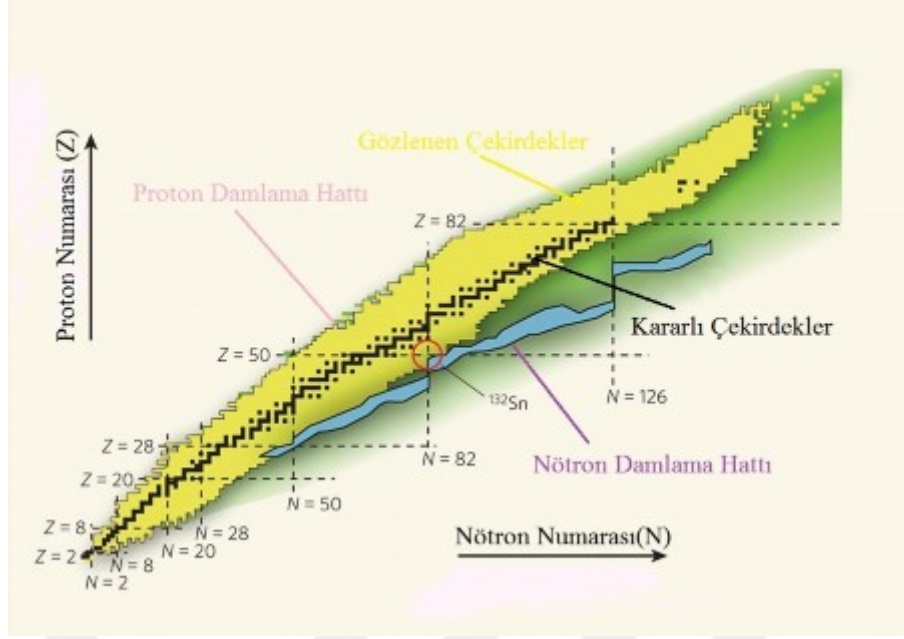
Denklem 3.30'da görülen formül ile hesaplanabilir.

Nötron numarası $N = A - Z$ olarak ifade edilir. Atomların yüksüz kütlelerinin belirlenmesinde kullanılan birim 1 akb (1 U) dir. Atomik kütle birimi, ^{12}C atomunun kütlelerinin 1/12'sine tekabül eder ve $1 \text{ akb} \approx 931,494 \text{ MeV} / c^2$ ye eşittir. Bu gösterir ki taban durumundaki atomlarda bağlanma enerjisi $931,494 \text{ MeV}$ dir. Füzyon reaksiyonlarında iki çekirdek bileşimini sağlamak için nükleon başına gerekli olan $B(A, Z)/A$ bağlanma enerjisi ya temin edilmeli ya da salıverilmelidir (yayınlanmalıdır). $B(A, Z)/A$ olarak ifade edilen nükleon başına bağlanma enerjisi bütün uzun ömürlü izotoplar için Şekil 3.6'da gösterilmektedir.



Şekil 3.6 A nükleonlarının doğal olarak oluşan tüm uzun ömürlü izotopları için nükleon başına bağlanma enerjileri, $B(A, Z)/A$

En istikrarlı (kararlı) izotop Şekil 3.6'dan görüldüğü üzere ^{56}Fe 'ya yakındır. A_1 ve A_2 olarak iki çekirdek alalım. Bunlar $A = A_1 + A_2$ şeklinde kaynaşırsa, ve $A \leq 56$ ise füzyon reaksiyonları tipik ekzotermiktir ve enerji salınır (yayınlanır). Eğer $A \geq 56$ ise füzyon reaksiyonları tipik endotermiktir ve enerji gereklidir. Dolayısıyla biz bu durum karşısında farklı bir proses tahmin etmeliyiz ve tahmin edilen prosesin fisyon olması daha muhtemeldir. Fisyon, aktinitler olarak adlandırılan atom numarası 90 ve 90'dan büyük olan ($Z \geq 90$) birçok çekirdek için spontane olarak gerçekleşir. Atom numarası 20 ve 20'den küçük ($Z \leq 20$) olan çekirdekler için ise en kararlı nükleer izotoplar $N \approx Z$ eşitliğine sahiptir. Buna rağmen artan Coulomb itmesini telafi etmek için ağır çekirdekler daha çok nötrona sahip olmak eğilimindedirler. Eğer biz yatay eksenini N, dikey eksenini Z olan bir plan yapacak olursak Şekil 3.7'deki gibi bir çekirdek kararlılık kartına sahip oluruz.



Şekil 3.7 Çekirdek Kararlılık Eğrisi

Her bir sıra farklı bir kimyasal elementtir ve kararlı izotoplar diyagonal (köşegen) boyunca koyu renkli kareler olarak uzanır. Doğal olarak meydana gelen çekirdekler en uzun ömürlü olarak kararlılık vadisini işgal ederler [9, 11 - 13].

3.6. Evrende Bulunan Temel Kuvvetler

Evrende bildiğimiz dört temel kuvvet mevcuttur. Bunlar elektromanyetik kuvvet, kütle çekim kuvveti (gravitasyonel kuvvet), güçlü nükleer kuvvet ve zayıf nükleer kuvvettir. Evren bugünkü durumunda ise bu dört temel kuvvetin önemi tartışma götürmez derecede önemlidir. Bir an bu kuvvetlerin yok olduğunu varsayalım. Şu an varolan her şey hiç oluşmayacaktı.

Başta elektronların atomlara bağlanması gibi bir durum oluşmayacaktı, kuarklar bir araya gelme imkanı bulamayacaklarından proton ve nötron oluşumu gerçekleşmeyecekti. Dolayısıyla atomların oluşumu imkansız hale gelecekti. Eğer temel parçacıklar mevcut olsalardı bile birbirlerinden tamamen bağımsız olarak hareket edeceklerdi [9, 14 - 19].

Çizelge 3.1 Evrendeki temel kuvvetler

KUVVET TÜRÜ	ETKİ ALANI	BAĞIL ŞİDDETİ	MENZİLİ (m)	KUANTUMU (PARÇACIĞI)	KÜTLESİ (MeV)
Kütle-Çekim Kuvveti	Kütle	10^{-38}	∞	Graviton	0
Zayıf Kuvvetler	Lepton, Mezon, Baryon	10^{-4} - 10^{-12}	$<10^{-17}$	W-parçacığı Z-parçacığı	81000 93000
Elektromanyetik Kuvvetler	Yüklü Parçacıklar	10^{-2}	∞	Foton	0
Şiddetli Kuvvetler	Baryon, Mezon (hadronlar)	1	10^{-15}	Pion (mezon)	135 - 140

3.6.1 Elektromanyetik Kuvvet

Elektromanyetik kuvvet dendiğinde ilk olarak aklımıza (+) ve (-) yüklü parçacıklar gelir. İsim sebebiyle de elektrik alan kuvveti ve manyetik alan kuvveti bir araya gelerek oluşturduğu bir kuvvet çeşididir. (+) ve (-) yüklü parçacıklar birbirleriyle etkileşmeye girdiklerinde oluşan kuvvet elektrik alan kuvvetidir. Bu yüklü parçacıkların hareket etmeye başlaması sonucunda ise oluşan kuvvet manyetik alan kuvvetidir. Zayıf nükleer kuvvetle mukayese edildiğinde elektromanyetik kuvvetin 10^4 kez daha büyük olduğu görülür. Elektromanyetik kuvvet kütsüz olan foton adında parçacıklar vasıtasıyla taşınarak etkisinin menzilinı sonsuza taşıyabilme özelliğine sahiptir. Fakat atom çekirdeğinin iç yapısındaki değışmelerde bu kuvvet yetersiz kalmaktadır. Elektromanyetik kuvvetin önemini açıklayacak olursak; atomların ve moleküllerin bir arada tutulabilmesi için bu kuvvet olmazsa olmazlar arasındadır [9, 14 - 19].

3.6.2 Kütle Çekim Kuvveti (Gravitasyonel Kuvvet)

Kütle çekim kuvveti (gravitasyonel kuvvet), elektromanyetik kuvvetle, güçlü nükleer kuvvetle ve zayıf nükleer kuvvetle mukayese edildiğinde en zayıf etkileşimi gösteren kuvvettir. Bu kuvvet, diğer kuvvetlere oranla uzak mesafelerde daha çok etkilidir. Bunun sebeplerinden birincisi gravitasyonel kuvvette elektromanyetik kuvvet gibi sınırsız bir menzile sahiptir. İkincisi, bütün kütlelerin pozitif olması sebebiyle elektromanyetik kuvvette olduğu gibi kütle çekim kuvvetinin etkileşimi yok sayılamaz. Üçüncü olarak kütle çekim kuvveti kalıcılık özelliğine sahiptir yani bu demektir ki absorbe (emilim) edilemez ve dönüştürülemez.

Gravitasyonel kuvvetin en belirgin hissedilmesi yıldızlar, galaksiler ve büyük gök cisimleri arasında olur. Yıldızlar ve gezegenleri ele aldığımızda çok büyük kütlelerinden dolayı aralarındaki gravitasyonel kuvveti devasa büyüklükte olarak düşünebiliriz. Fakat yanıldığımız nokta şudur ki; bu kuvveti atomik seviyede mukayese etmemiz gerektiğidir.

Diğer kuvvetlerden ayrılan en belirgin özelliği ise evrensel olarak ele aldığımızda tüm maddeler üzerinde etkilidir. Fakat günümüzde halen gravitasyonel kuvvet, hakkında en az bilgiye sahip olduğumuz kuvvet özelliğini sürdürmektedir. Bu kuvveti taşıyan fakat halen deneysel olarak gözlenememiş graviton adında bir parçacığın olduğu düşünülmektedir [9, 14 - 19].

3.6.3 Güçlü Nükleer Kuvvet

Çekirdeğin keşfi bilim insanlarını yeni bir soruyu sormaya zorunlu kılmıştır. Pozitif yüklü protonların çekirdekten fırlamasını engelleyen nedir? Bu sorunun cevabı bilim insanları tarafından şu şekilde yorulanmıştır. Çekirdekte bir kuvvetin olması gerklidir fakat bu kuvvet, aynı yüklü parçacıkların birbirlerini itmelerini sağlayan elektromanyetik kuvvetten kat be kat büyük olmalıdır.

Teorik bir fizikçi olan Japon asıllı Hideke Yukawa 1935 senesinde protonların ve nötronların aralarındaki güç iletimini ve etkileşimini sağlayan bir parçacığın varlığından bahseder ve akabinde bu düşüncesini makaleye döker.

O zamanlar henüz ismini veremediği bugün ise bizim Pion diye adlandırdığımız parçacığın 1947 yılında keşfedilmesi Yukawa'ya 1949 yılında Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırır. Bilimsel sürece bu şekilde dahil olan güçlü nükleer kuvvet; aynı yüke sahip olmalarına rağmen çekirdekte bulunan protonların nasıl bir arada kalabildiklerini ispatlar niteliktedir. Aynı zamanda çekirdek bozunumlarında da güçlü nükleer kuvvet baş roldedir.

Etki mesafesinin çok küçük olması ve farklı mesafelerde değişen değerler alması sebebiyle en karmaşık kuvvet olarak bilinir. Etki mesafesi 1 ile 10 fm arasındadır. Eğer parçacıkları 10 fm'nin daha ötesine uzaklaştırırsak etkisi hissedilmeyeceğinden güçlü nükleer kuvvet etkileşimi denilen bir kuvvet ortadan kalkmış olur ve elektromanyetik kuvvetin etki alanı kendini gösterir. Böyle bir durumda ise parçacıklar aynı yüklü iseler birbirlerini iterler. Konuyu özetleyecek olursak 1947 yılında Pion parçacığının keşfi Parçacık Fiziği'nin modern çağını başlatmış oldu [9, 14 - 19].

3.6.4 Zayıf Nükleer Kuvvet

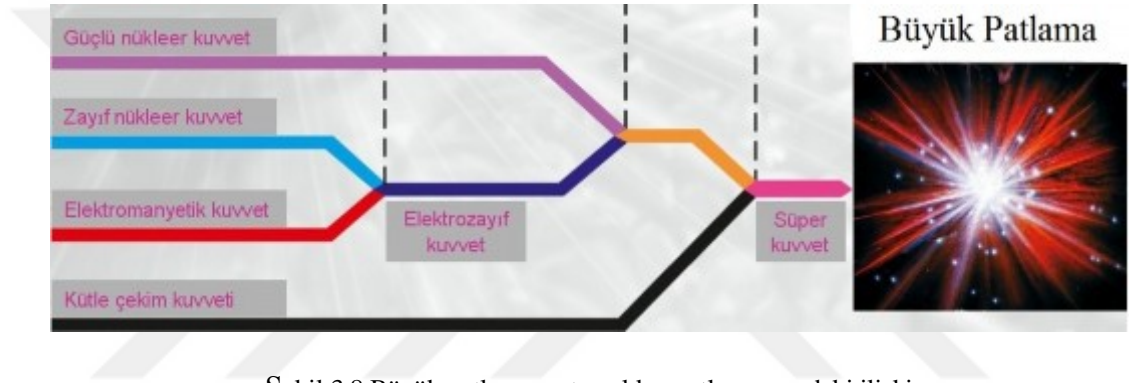
Zayıf nükleer kuvvet olarak adlandırılan kuvvet, güçlü nükleer kuvvet ve elektromanyetik kuvvetle kıyaslanması neticesinde bu sıfatla tanımlanmıştır.

Kıyaslama neticesinde zayıf nükleer kuvvetin, güçlü nükleer kuvvetten 10^{-7} kat daha az olduğu gözlemlenmiştir. Fakat kütle çekim kuvvetiyle mukayese edildiğinde yaklaşık olarak 10^{32} kez daha büyüktür.

Beta bozunumu olarak bilinen radyoaktifliği açıklayan bu zayıf kuvvetin menzili çok kısa olup 10^{-18} m'dir. Bu menzil yaklaşık olarak protonun boyutunun %1'ine tekabül eder.

Yıldızlardaki nükleer füzyon reaksiyonlarının gerçekleşmesinden sorumlu Döteryumun oluşabilmesi için, zayıf nükleer kuvvet olmazsa olmazlar arasındadır. Zayıf nükleer kuvvet quarklarla etkileşime girmez fakat bunun dışındaki temel parçacıklarla etkileşim halindedir. Güçlü nükleer kuvvetin leptonlar üzerinde elektromanyetik kuvvetin ise nötrinolar gibi yüksüz parçacıklar üzerinde etkisinin olmadığı bilinmektedir.

Zayıf nükleer kuvvet ise bütün bu parçacıklarla etkileşime girebilme özelliğine sahiptir dolayısıyla kuvvetlerarası bağlantının sağlanmasından sorumludur [9, 14 - 19].



3.7 İlkel Nükleosentez

Büyük patlamanın ardından, yaklaşık olarak üç dakika sonrasında evren genişlemiş ve 10^9 K (1 GK = 1 Giga Kelvin) derece sıcaklığı kadar soğumuştur.

Proton ve nötronlardan, H ve He gibi hafif çekirdeklerin oluştuğu sürece "ilkel nükleosentez" denir.

Bu süreçte ^1H (protium : bayağı Hidrojen), ^2H (Döteryum), ^3H (Tritiyum), ^3He (Helyum-3), ^4He (Helyum - 4) gibi hafif ^7Li 'ye kadar olan çekirdekler bol miktarda oluşmuştur.

İlkel nükleosentezin zaman aralığının $1 \text{ sn} \leq t \leq 3 \text{ dk.}$, sıcaklık aralığının $5.10^9 \leq T \text{ (K)} \leq 10^9$, yoğunluğunun 10^8 gr/cm^3 olduğu bilim insanları tarafından kabul görmektedir.

Termodinamiğe göre ilkel nükleosentez esnasında oluşan 10^{10} K'lık sıcaklık $E = k_B \cdot T$ olan bir enerjiye karşılık gelir. Burada k_B Boltzmann sabiti olup değeri; $k_B = 1,38. 10^{-23} \text{ J.K}^{-1} = 0,0861 \text{ MeV.GK}^{-1}$ 'e tekabül eder. Bu durum, genişleyen evrende maddenin ortalama termal enerjisinin yaklaşık olarak $E \approx 1,3 \text{ MeV}$ 'e eşit olduğu anlamına gelir. E enerjisi, nötron ve protonun artık enerjilerinin farkından yani $(M_n - M_p)c^2 = 1,24 \text{ MeV}$ 'den büyüktür.

Bu zaman zarfında nötronların ve protonların dönüşümü için yeterli ışıınım enerjisi denklem 3.31, 3.32 ve 3.33'de görüldüğü üzere istatiki bir denge içerisinde.



(γ = fotonlar, ν_e = elektron nötrinosu , $\bar{\nu}_e$ = anti nötrino)

Elektronlar (e^-) ve pozitronlar (e^+) ortak olarak beta parçacıkları (β) olarak tanımlanır.

Denklem 3.33 reaksiyonların, yüksek sıcaklıklı radyasyon çevresinde elektron – pozitron çiftlerinin imhası (parçalanması) ile üretiminin birbirinin tam tersi olduğunu gösterir.

Sadece iki saniye sonra evrenin yeteri kadar soğuması proton ve nötronların kişiliklerini kaybetmemesini sağlamış oldu ($E \approx 1 \text{ MeV}$) ve bu durum çekirdeklerin astrofiziksel süreçlerinin başlangıcını oluşturmuş oldu. Bu noktada, bir ilkel nükleosentezin gerçekleştiği yaklaşık 250 saniyelik bir dönem başlamıştır.

Nötronlar ile protonlar Hidrojen ve Helyum izotoplarına ve bu sırada belkide birkaç tane Lityum çekirdeklerine dönüşmüştür. İlkel nükleosentezin oluştuğu bu sürecin çok kısa olmasından dolayı Lityum ya da Berilyumdan daha ağır çekirdeklerin oluşmasına fırsat kalmamıştır.

H B		Büyük Patlama B		Büyük Yıldızlar L		Süpernova Patlaması S		He B									
Li C		Kozmik Işımlar C		Küçük Yıldızlar S		Yapay olarak elde edilen M		Ne S L									
Na L	Mg L							Al S L	Si S L	P L	S S L	Cl L	Ar L				
K L	Ca L	Sc L	Ti S L	V S L	Cr L	Mn L	Fe S L	Co S	Ni S	Cu L	Zn L	Ga S	Ge S	As L	Se S	Br S	Kr S
Rb S	Sr L	Y L	Zr L	Nb L	Mo S L	Tc L	Ru S L	Rh S	Pd S L	Ag S L	Cd S L	In S L	Sn S L	Sb S	Te S	I S	Xe S
Cs S	Ba L		Hf S L	Ta S L	W S L	Re S	Os S	Ir S	Pt S	Au S	Hg S L	Tl S L	Pb S	Bi S	Po S	At S	Rn S
Fr S	Ra S		La L	Ce L	Pr S L	Nd S L	Pm S L	Sm S L	Eu S	Gd S	Tb S	Dy S	Ho S	Er S	Tm S	Yb S L	Lu S
			Ac S	Th S	Pa S	U S	Np S	Pu S	Am M	Cm M	Bk M	Cf M	Es M	Fm M	Md M	No M	Lr M

Şekil 3.9 İlkel nükleosentez periyodik cetveli

Şekil 3.9'da görülen bu periyodun başlangıcında, sadece nötronlar ile protonlar vardı ve bunların kütle farkından dolayı belirlene sayı yoğunluğu denklem 3.34'deki saha denklemine göre ifade edilmiştir.

$$\frac{n_n}{n_p} \approx \exp \left[-\frac{(M_n - M_p)C^2}{k_B T} \right] \quad (3.34)$$

$k_B T \gg (M_n - M_p) \cdot C^2$ olduğunda $n_n \approx n_p$ olur.

Sıcaklık düşmesi sonrasında, donma olayı gerçekleşir ve $(M_n - M_p)$ kütle farkındaki nötron /proton oranı yaklaşık $n_n / n_p \sim 1/8$ olarak ifade edilir.

Bu oran, denklem 3.31, 3.32 ve 3.33'de görülen reaksiyonların gerçek geçiş oranları ile soğuma oranlarının dengelendiği bir hesaplama tekniğiyle bulunabilir.

İki proton veya iki nötron bağlı bir durum oluşturamaz fakat bir proton ile bir nötron çarpışabilir ve bir döteron oluşturabilir. Bu reaksiyon neticesinde elde edilen bir

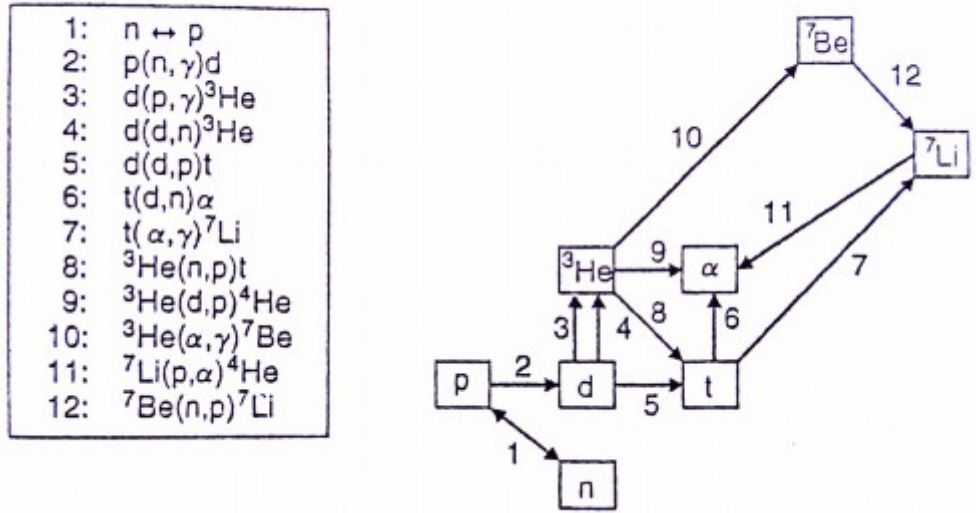
fotonun enerjisi ile bir döteronun geri tepme enerjisi toplamı olarak $Q = 2,226 \text{ MeV}$ değerinde bir enerji serbest bırakılır.

Reaksiyon;



şeklinde ifade edilir.

Denklem 3.35'de görülen reaksiyonu ele geçirme ya da zaptetme reaksiyonu olarak tanımlarız. Bir dizi reaksiyona yol açan bu döteronlar, diğer protonlar ve nötronlarla kolayca etkileşime girerler. Şekil 3.10'daki örneklerle açıklananların baskın olanlarından Hidrojenin izotopu olan Triton (${}^3\text{H} = t$), bir proton ve iki nötron ile oluşturulabilir. Bunun yanı sıra Helyum izotopları, iki proton ve diğer bir nötron ile ${}^3\text{He}$ ya da iki proton ve iki nötronla ${}^4\text{He}$ 'ü oluşturabilirler.



Şekil 3.10 İlkel nükleosentezde baskın reaksiyonlar (after kawano)

Evrenin en şanslı tesadüflerinden (rastlantılarından) bir tanesi de döteronun bağlanma enerjisidir. Yaklaşık olarak 250. saniyeye kadar ($t \approx 250 \text{ sn}$), termal enerji $E = 0.1 \text{ MeV}$ değerine ulaşmıştır. Nötronların, Tritonların ve Berilyumun

bozulmaları haricindekiler için bütün ilkel reaksiyonlar bir durma noktasına gelmişlerdir. Bu son üç çekirdek, ilkel nükleosentezde üretilmiştir fakat kendi kendilerine kararlılık gösterememişlerdir. Bu üç çekirdeğin bozunma ömürleri sırasıyla 10,3 dk. 12,3 yıl ve 53 gündür. Bu zayıf etkileşimler bozunumu olarak adlandırılırlar ve;

$$n \rightarrow p + e^{-} + \nu_e^{-} \quad (3.36)$$

$$t \rightarrow {}^3\text{He} + e^{-} + \nu_e^{-} \quad (3.37)$$

$${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + e^{+} + \nu_e \quad (3.38)$$

denklem 3.36, 3.37 ve 3.38'de görüldüğü gibi ifade edilir.

Neticede, bütün nötronlar ve radyoaktif çekirdekler, kararlı çekirdeklerin içini değiştirirler. Sadece ${}^7\text{Li}$ 'nin çok küçük bölümü ve ${}^6\text{Li}$ 'nin ise hemen hemen yok denecek kadar az bir kısmı aynı kalır.

Sonuç olarak, evrenin ilk bileşimi bütünüyle yani baştan sona kadar proton, Döteryum, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, e^{-} , γ parçacıkları ve nötrinolardır. Bu ilkel bollukların (maddelerin) oranı Çizelge 3.2'de listelenmiştir. Eğer biz hafif metal içerikli yıldızlardaki gibi daha öte reaksiyonların olduğu bölgelerden uzak durursak halen ilkel bileşimi gözlemleyebiliriz.

Helyumdan daha ağır olan çok az çekirdek bu aşamada meydana gelir. Bu durumun bir nedeninde ne 5 nükleonlu ne de 8 nükleonlu kararlı çekirdeklerin olmamasıdır.

5 nükleonlu en uzun ömürlü izotoplar ${}^5\text{He}$ ve ${}^5\text{Li}$ 'dir. Fakat bunların nötronları ve protonları ayrı ayrı yayınlanır. 5 ile 8 kütle numaralarında element üretimindeki dar geçitlerin varlığı daha sonrasında elementler arasında köprü kurulmasının zorunlu olduğu anlamına gelir.

Evren $t = 3,8 \cdot 10^5$ yıl zamana ulaştığında sıcaklık ve enerji düşmüştü. Sıcaklık yaklaşık $T \sim 4 \cdot 10^3 \text{K}$, enerji ise $E \sim 0,4 \text{eV}$ değerine ulaşmıştı. Bu nicelikler elektronların, atomlarındaki çekirdeklere bağlılığını oluşturmuştur. Dolayısıyla bu noktada atomik çağ başlamış oldu.

Yıldızlararası nükleosentezin yol vermesi neticesinde yaklaşık olarak $t \sim 10^9$ yıl sonra yıldızlar ve galaksiler şekillenmiştir. Neticede bazı yıldızlar çöküntüye uğradı, bazılarının ısısı iyice arttı ve tamamıyla nükleer reaksiyonların yeni çevrimleri meydana geldi. Günümüze kadar bu prosesler kendini tekrarlamaya devam etmiş ve etmektedir [9, 20].

Çizelge 3.2 İlkel nükleosentezden kaynaklı Y_i izotop bolluğu (Bütün nükleonların numarası olarak i , nüklidinlerin kesri olarak tanımlanır. Öyleyse A_i kütleli izotopun nükleonları $X_i = A_i \cdot Y_i$ olarak ifade edilir. Standartlaşma $\sum_i X_i = 1$ dir.) [9]

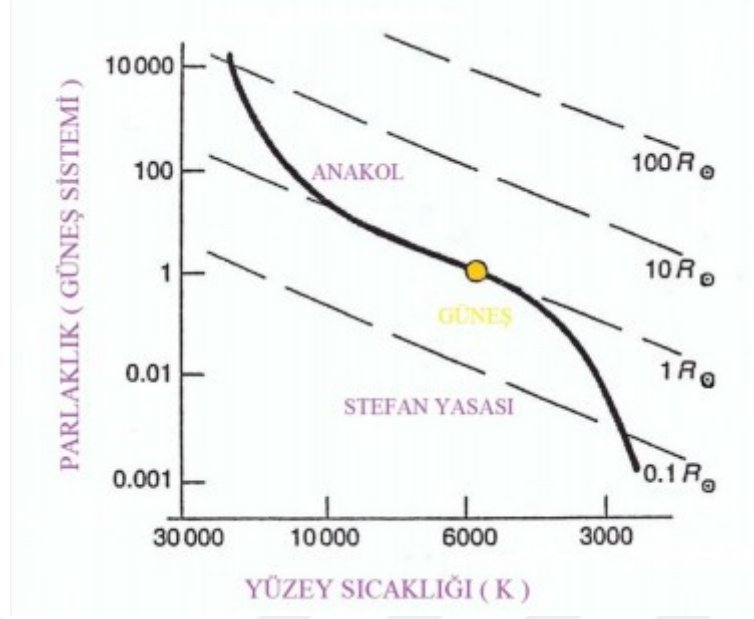
İZOTOP	NÜKLİDİN KESRİ (Y_i)	NÜKLEON KESRİ (X_i)
$^1\text{H}=\text{P}$	0.75	0.75
$^2\text{H}=\text{d}$	0.44×10^{-5}	4.88×10^{-5}
^3He	1.0×10^{-5}	3.0×10^{-5}
^4He	0.062	0.2481
^6Li	1.1×10^{-14}	6.6×10^{-14}
^7Li	4.9×10^{-10}	34.3×10^{-14}

3.8 Hafif Kütleli Yıldızlarda Reaksiyonlar

Yıldızlar, gravitasyonel (kütleli) çekimin etkisiyle meydana geldikten sonra artan sıcaklık ve bileşen gazların sıkıştırılmasıyla büzüşmeye devam ederler. Eğer yıldız en az 0,1 Güneş ($0,1 M_{\odot}$) kütlelerinin üzerinde bir kütleyle sahip olursa sıcaklık $T \sim 10 - 15 \cdot 10^6$ K'e, yoğunluk ise $\rho \sim 10^2 \text{ g.cm}^{-3}$ e yükselirse Hidrojen yanması başlar.

Nükleer reaksiyonların sonucunda serbest bırakılan enerji daha fazla gravitasyonel çökmeyi durdurabilmek için yeterlidir. Böyle bir durumda yıldızlar hidrostatik bir denge evresinde kalırlar.

Basınçlı gravitasyonel kuvvet, nükleer reaksiyonlar neticesinde ısınan maddenin genişleyen gaz basıncı tarafından dengelenir.

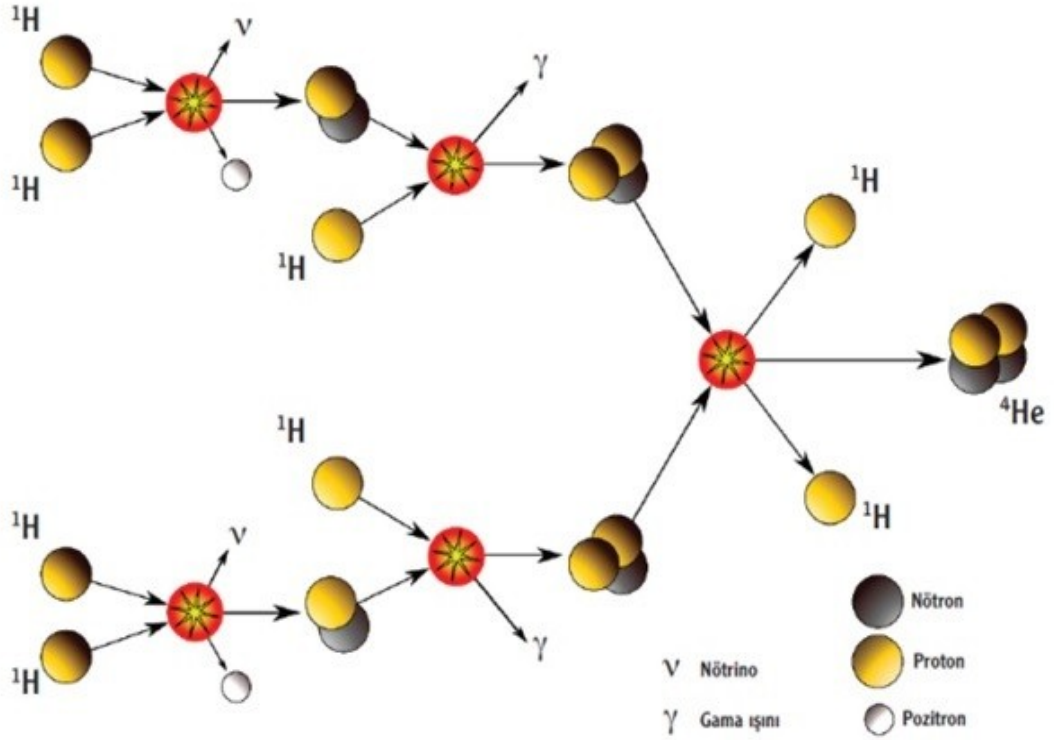


Şekil 3.11 Hertzsprung – Russell (H-R) diyagramı

Farklı ilk yıldız kütlelerinin yükselme gösterdiği evre, Şekil 3.11'de H - R (Hertzsprung – Russell) diyagramında anakol yıldızlarının dizisi olarak gösterilmiştir. H - R diyagramı yıldızların yüzey sıcaklıklarının ve parlaklıklarının ifade edildiği standart bir tasarımdır.

Birçok yıldız Stefan Yasasının $L \propto R^2 T^4$ eşitliğine göre kabaca sıralanır ve anakol yıldızları olarak biçimlenir. Bu durum yıldızlar için Hidrojen yanmasına karşılık gelir [9].

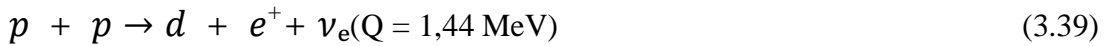
3.8.1 Proton – Proton Zinciri (Çevrimi)



Şekil 3.12 Güneşteki Proton - Proton zincirinin ana şeması

Kütlesi 1,5 Güneş kütlesinden küçük ($M < 1,5 M_{\odot}$) yeni bir yıldız içerisindeki nükleer reaksiyonların ilk serisi proton – proton zinciri (çevrimi) dir. Bu çevrim, dört protonun bir alfa parçacığına dönüşmesinin genel etkisine sahiptir.

Bu durum neticesinde 2 pozitron ($2 e^+$), 2 nötrino, ($2 \nu_e$) ve 210 MeV değerinde enerji yayınlanması gerçekleşir. Fakat bu olayın tek adımda gerçekleşmesi mümkün değildir. Bir zincir reaksiyonu aracılığıyla süreç başlarsa denklem 3.39'da gösterilen ilk basamak;



gerçekleşir.

Bu ilk basamak, nötrinoların oluşumundan sonra zayıf etkileşim yoluyla ilerler ve oldukça düşük bir reaksiyon oranına sahiptir. Bu reaksiyon oranının çok düşük olması sebebiyle reaksiyon hiçbir zaman doğrudan ölçülemez. Bu ilk basamaktaki

yavaşlık, Hidrojenin yanması evresindeki yıldızların uzun ömürlü olmalarından sorumludur. Döteronun oluşumunun ardından, bir sonraki proton yakalama reaksiyonu denklem 3.40'da verilmiştir. Bu reaksiyonda;



olarak kolayca meydana gelir.

Ayrıca denklem 3.41'de verilen



reaksiyonuda oluşabilir ancak bu aşamada protonlar, döteronlardan çok daha fazla olduğu için bu reaksiyonun oluşma ihtimali oldukça zayıftır. Çünkü ortamda 1 döteron varsa bunun yerine 10^{18} tane proton mevcuttur. Bir diğer proton yakalaması ${}^3\text{He}$ üzerinden başarılı sonuç vermez çünkü reaksiyon sonrasında oluşması beklenen ${}^4\text{Li}$ serbest haldedir yani bağımsızdır. Fakat olması mümkün diğer reaksiyonlar PPI zincirinde ${}^3\text{He}$ 'ü içerir (Şekil 3.12a).

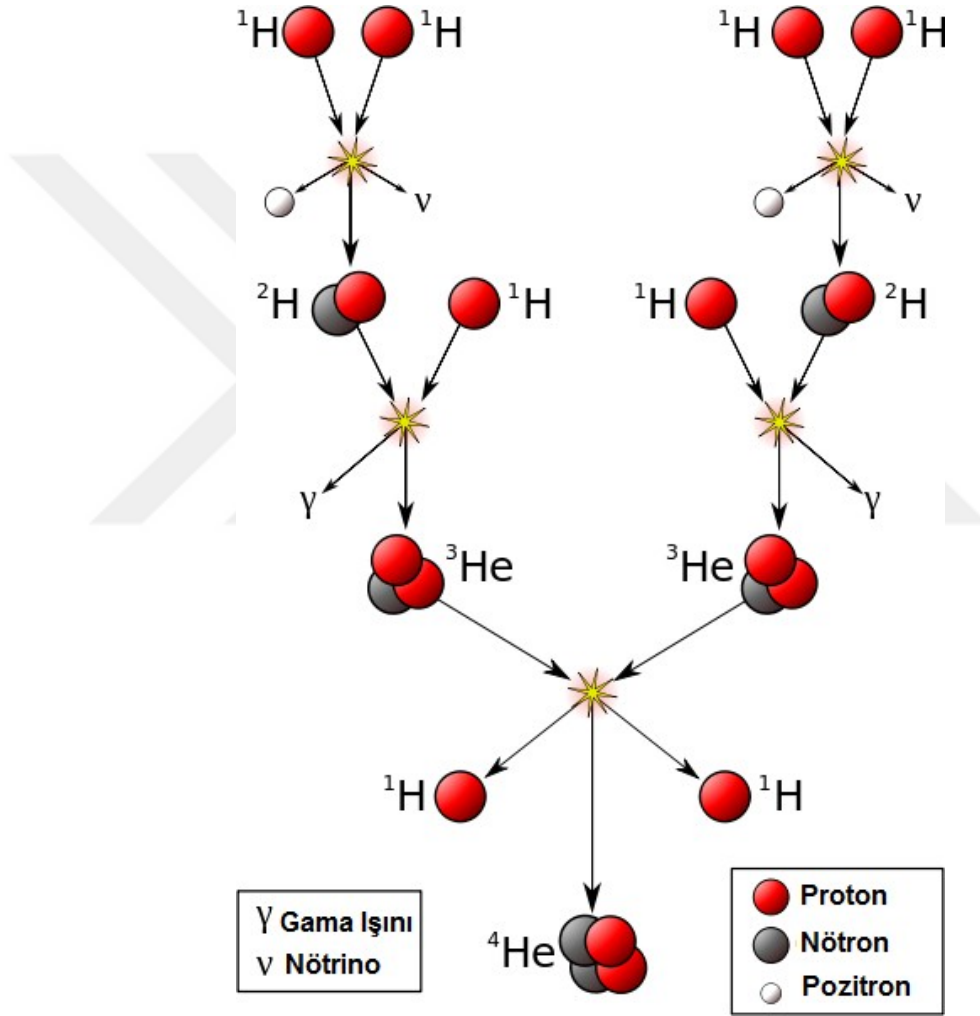
Buna göre PPI zinciri denklem 3.42 ve 3.43'deki;



ya da

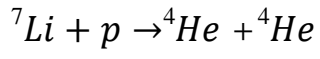
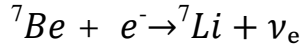


şeklinde ifade edilir.

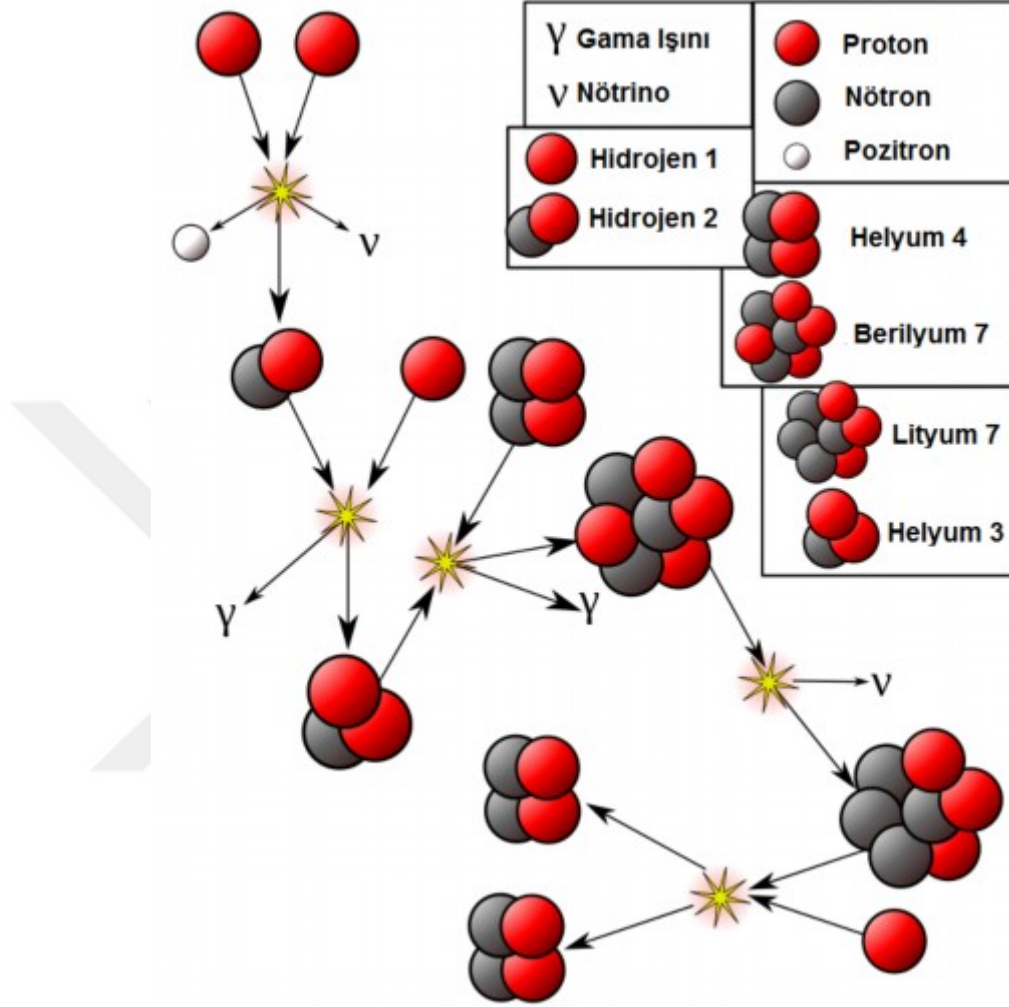


Şekil 3.12 (a) Proton - ProtonI çevrimi

Sonuç olarak ${}^7\text{Be}$ uzun süreli durumunu koruyamaz ancak ppII çevriminde ya da ppIII çevriminde kullanılmak üzere iki alfa parçacığı üretir. ppII zincirinin denklemi 3.44'de gösterildiği gibidir.

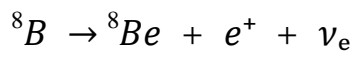
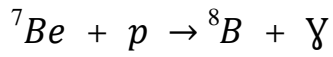


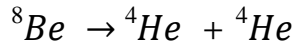
(3.44)



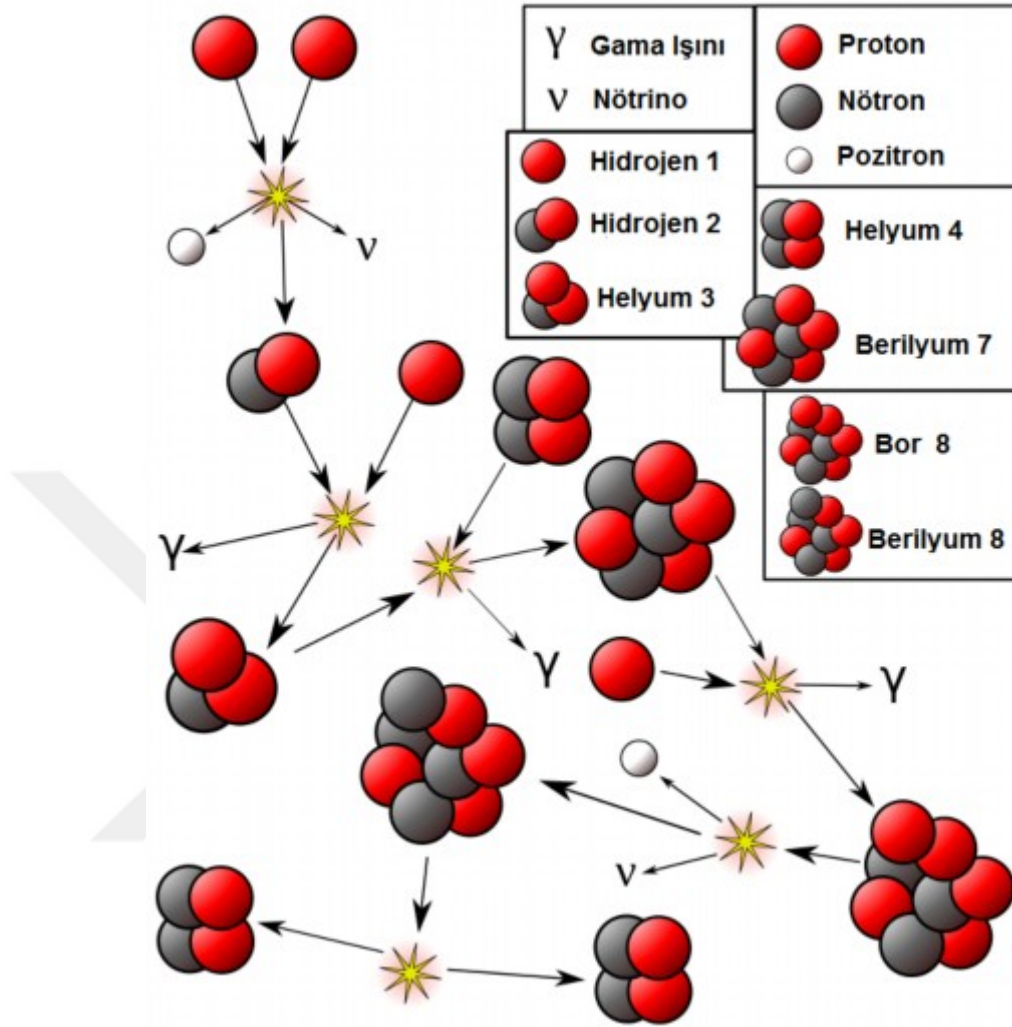
Şekil 3.12 (b) Proton - Proton II zinciri

ppII zincirinin denklemi 3.45'de gösterildiği gibidir.

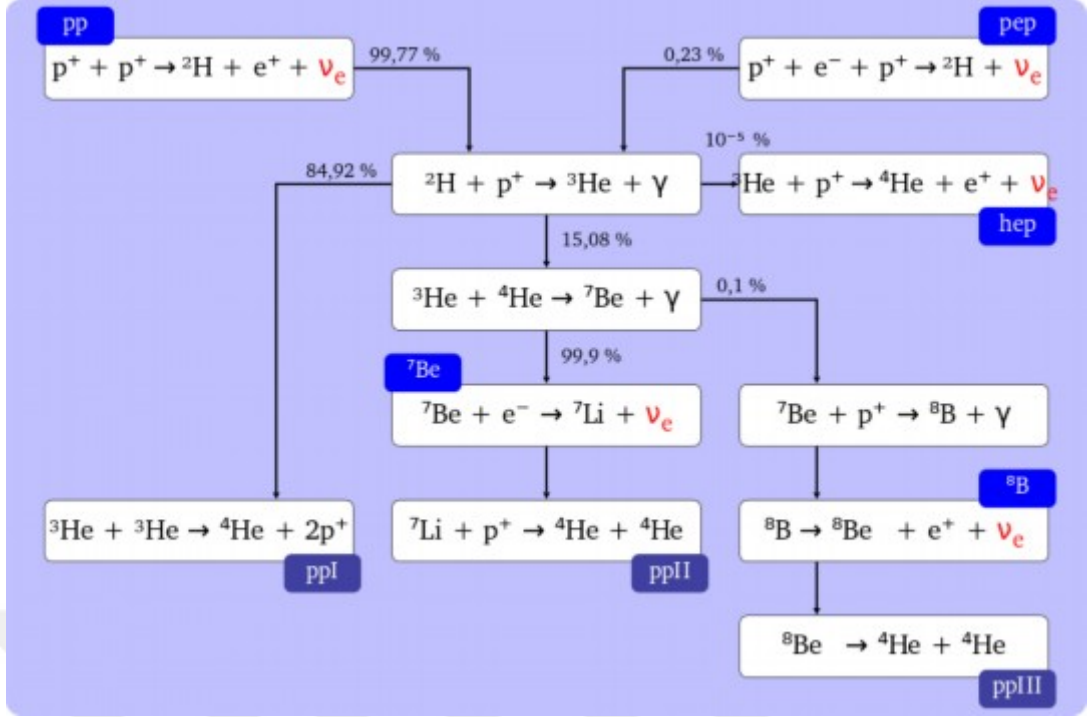




(3.45)



Şekil 3.12 (c) Proton - Proton III çevrimi

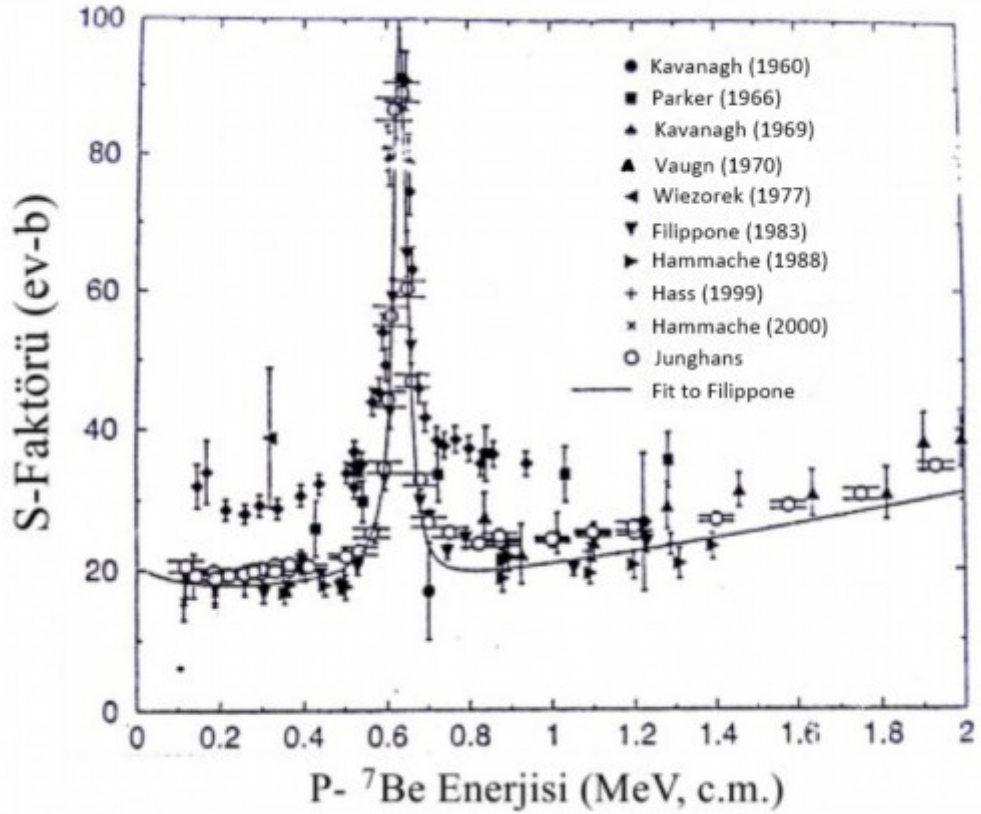


Şekil 3.12 (d) Proton - Proton zinciri

Şekil 3.12 (d)'de gösterilen p-p çevriminin üç koluda örneklerle açıklanmaktadır. Toplam enerji bu üç kolda aynı değere sahip olarak 26,73 MeV mertebesinde ortama salınır. Buna rağmen, daha sonraki çarpışmalar için önemsiz olasılıkta olan nötrinolardan dolayı yıldızlardaki enerji kayba uğrar. Yıldızların kaybetmedikleri enerji Q_{net} olarak ifade edilir ve I. zincir için 26,20 MeV, II. zincir için 25,66 MeV ve III. Zincir için ise 19,17 MeV değerindedir.

Bu enerji yıldızın ısısından sorumludur ve bu nedenle de ışık yayınına meydana gelir. Bu da bir süreliğine gravitasyonel (kütle çekimsel) çökmeyi önler.

Yıldızlararası çevre içi yaklaşık $E \approx 0,1$ MeV gibi düşük enerjilere sahip olabilen bu reaksiyonların çoğu laboratuvarlarda ölçülmüştür.



Şekil 3.13 640 keV de 1^+ rezonanslı ${}^7\text{Be} (p, \gamma) {}^8\text{B}$ reaksiyonu için $S(E)$ den sonra ifade edilen astrofiziksel S - faktörlerinin hesaplamaları [9]

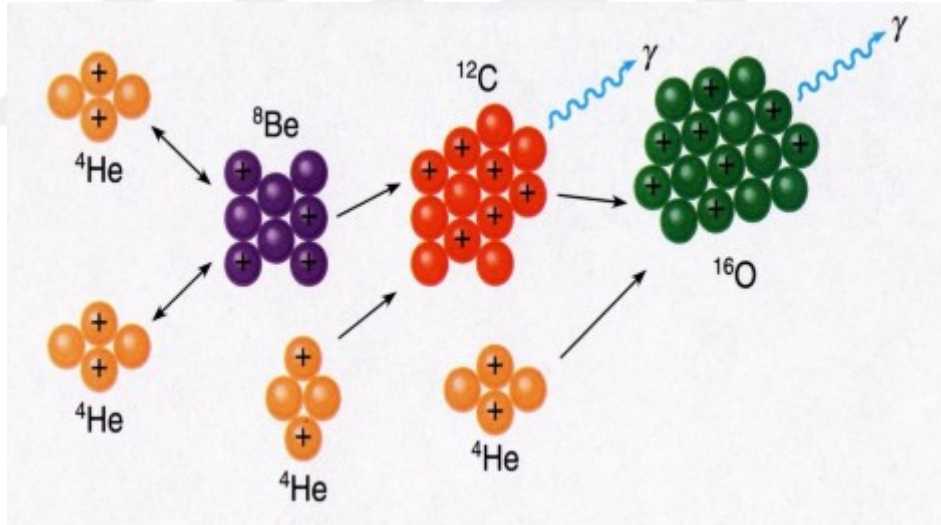
Bunun bir örneği Şekil 3.13’de ${}^4\text{He} ({}^3\text{He}, \gamma) {}^7\text{Be}$ için gösterilmektedir. S - faktörü ve üst yarısında, tesir kesitleri katlanarak azalan enerjiler sergilerler. Önceden belirtildiği gibi, yüklü parçacıkların füzyon reaksiyonları için tesir kesiti, Coulomb bariyerinden dolayı güçlü bir şekilde enerjiye bağımlılık gösterirler.

${}^7\text{Be} (p, \gamma) {}^8\text{B}$ reaksiyonu için, şekil 3.13’de göze çarpan S - faktörü sadece 640 keV mertebesinde 1^+ rezonansın uzakta sabit bir değere sahiptir. Düzgün, rezonanssız arka plan tesir kesitleri üzerine bu rezonansların nasıl üst üste getirildiğini açıklayabilmek için reaksiyon teorisinin olmasına ihtiyaç duyulur.

Hesaplaması güç olan düşük enerjilerdeki farklı normalizasyonları bulunduran farklı veri dizileride Şekil 3.13’de gösterilmektedir. ${}^4\text{He} ({}^3\text{He}, \gamma) {}^7\text{Be}$ ve ${}^7\text{Be} (p, \gamma) {}^8\text{B}$ olan bu her iki reaksiyon bir yıldızın enerji üretimi için önemli değildir. Buna rağmen, bu reaksiyonlar yıldızdan yayınlanan nötrinoların miktarından dolayı bağlanırlar ve Güneş nötrinosu deneyleri için çok önemli katkılara sahiptirler [3, 9, 21].

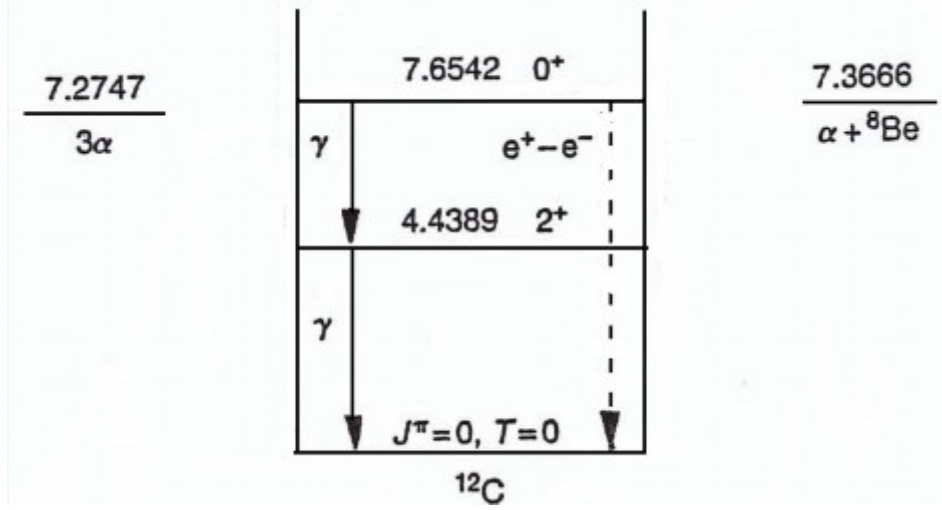
3.8.2 Üçlü Alfa (α) Yakalaması

Kütle numarası 5 yada 8 nükleona sahip çekirdekler kararlılık göstermezler. Biz ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ yi büyük patlamanın ürünü olarak çok az miktarda gördük, dolayısıyla kütle numarası $A \geq 9$ olan ürün çekirdeklerini yıldızlarda gözlemlememiz oldukça zordur. Çok sayıda alfa (α) parçacığının mevcut olmasına rağmen protonlarla ya da nötronlarla ikili bağ meydana getiremezler. Neyse ki, ${}^8\text{B} \rightarrow \alpha + \alpha'$ daki dar ve düşük konumlu rezonans küçük olasılıkla da olsa ikili α parçacıklarına kapan(tuzak) kurar. Bu olasılık üçüncü bir α parçacığının çarpışması için yeterli genişliktedir. Böylelikle rezonans çifti bir üçlü α bileşkesine dönüşmüş olur. Bu bileşke ${}^{12}\text{C}$ de uyarılmış bir durumda oldukça düşük enerjilerin bağlı durumlarında ya 3α saçılması yapar ya da küçük bir dallanma (yayıma) oranı gösterir. Sonuç olarak gama (γ) yayınlaması ile pozitron (e^+) ve elektron (e^-) üretiminin gerçekleştiği bir bozunma meydana gelir.



Şekil 3.14 Üçlü α yakalamasının şematik gösterimi

Gözlemlenen bolluğun açıklanabilmesi için, rezonans olamayan doğrudan üçlü α reaksiyonu yeteri kadar Karbon üretemez. Üçlü α füzyon reaksiyonunu arttıran ${}^8\text{B} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}^*$ sistemindeki anahtar nokta, dar bir özellikteki O^+ rezonansıdır.



Şekil 3.15 Üçlü α reaksiyonu için ^{12}C de uygun durumların diyagramla gösterimi [9]

Şekil 3.14'de görülen bu rezonans Hoyle rezonansı olarak tanımlanır. 1954 yılında bilim dünyası bu rezonansın ^{12}C 'nin evrende mevcut olarak bulunan niceliklerinin hesaplanmasıyla elde edilebileceği fikrini öne sürmüştür. Daha sonrasında 287 keV enerjinin yukarısında üçlü α 'nın eşik bırakması ile 8.3 eV'ta kadar dar bir genişliğe sahip olan Hoyle rezonansı deneyler aracılığıyla hesaplanabilmiştir.

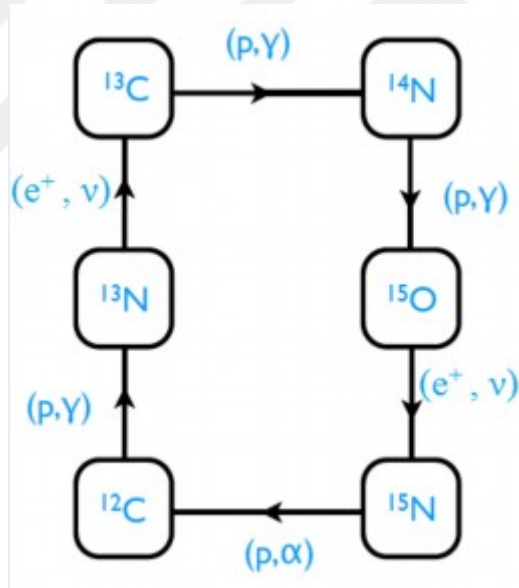
Hoyle rezonansının bozumunun, 4,4 MeV enerjideki γ yayını üzerinden ^{12}C 'nin 2^+ 'ya uyarılması ile gerçekleşir. $2\alpha \rightarrow ^8\text{Be}$ rezonansının denge yoğunluğu bir saha eşitliği tarafından belirlenebilir. Bu durum daha sonra her biri $Q = 7,27$ MeV'lik bir enerji bırakan $^8\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ reaksiyonlarına olanak sağlar. Üçlü α reaksiyonundaki net sonuç $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ şeklinde ifade edilir. Ve kuvvetli bir şekilde bağlı üçlü α reaksiyonu $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ şeklinde gerçekleşir. Bu kuvvetli reaksiyonunun oranı, bağlı 3α yakalamasına göre He yanması sonrasında C/O oranı ile belirlenebilir. Bu C/O oranı sırasıyla daha sonraki fazlarda daha ağır elementlerin bolluklarının üretilmesini etkiler. Günümüzde, C/O oranının ağır bir yıldızın en son fazında çok önemli bir rol oynadığına inanılmaktadır.

Özellikle, bu oran tarafından nihai kalıntısının olup olmadığı bir süpernova patlamasını izleyen bir nötron yıldızı ya da bir kara delik meydana gelir. Çünkü 3α reaksiyonu karşılaştırmalı olarak çok iyi bilinen bir reaksiyondur.

$^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaksiyonu ise C/O oranındaki belirsizliğin kaynağı olarak çok büyük önem taşımaktadır [9].

3.8.3 CNO Çevrimi (Döngüsü)

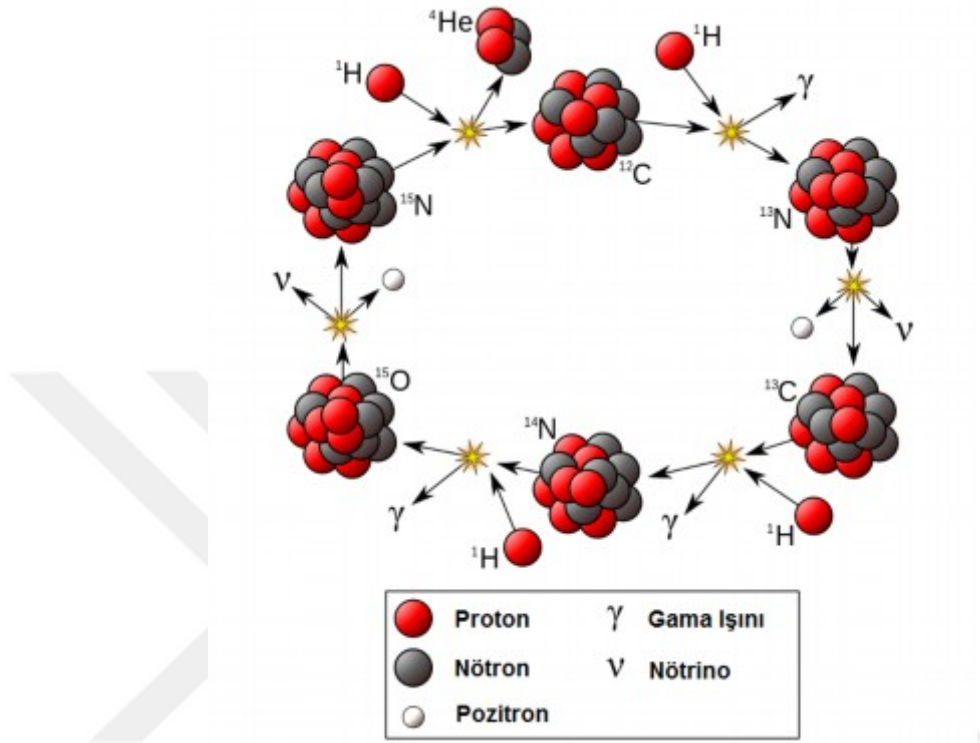
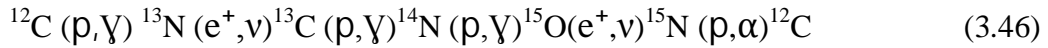
Bazı yıldızların evrimsel döngülerinde ya 3α reaksiyonundan ya da erkenci yıldızların kalıntılarından dolayı Karbon çekirdeklerinin küçük bölümlerine rastlanması mümkündür. Bu evrimsel döngü Güneş kütlesinin 1,5 kat büyüklüğündeki yıldızlarda gerçekleşir. Bu demektir ki, eğer bir yıldız yeteri kadar ağırsa ($M \geq 1,5 M_{\odot}$) ve iç sıcaklığı yeteri kadar yüksekse yani $13 \cdot 10^6$ $^{\circ}\text{K}$ derecede ise CNO çevrimi gerçekleşir. Bu durumu, Helyumun içinde Hidrojenin yanması olarak tanımlanan ve daha hızlı oranda devam eden bir çevrim olarakta nitelendirebiliriz. Bu CNO çevrimi Şekil 3.16'da gösterilmektedir.



Şekil 3.16 CNO çevrimi

Karbon CNO çevriminde reaksiyona ilk olarak bir katalizör görevinde girer. Bu çevrim esnasında Karbon tüketilmez ve çevrimin sonunda yeniden meydana gelir.

Reaksiyon denklem 3.46'da gösterildiği gibi bir yol izler;



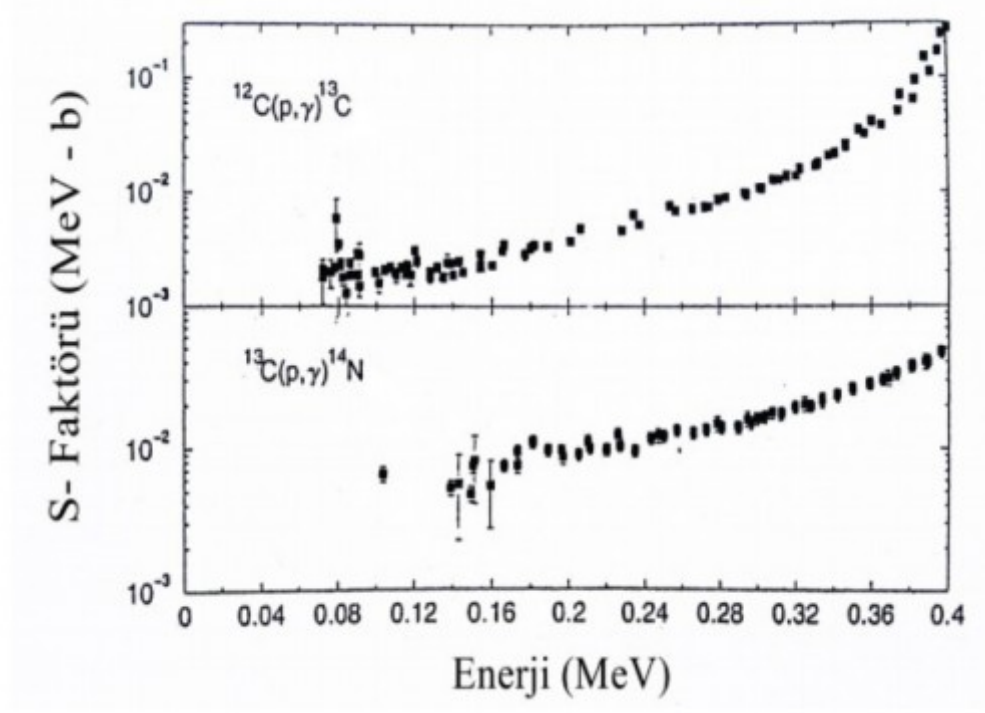
Şekil 3.16 (a) CNO çevrimi

Çevrimin ilk Coulomb bariyeri; $p + ^{12}\text{C}$ reaksiyonunda p-p çevrimi reaksiyonundakilerden daha yüksektir. Fakat sıcaklık yeteri kadar yüksekse bu çevrim oldukça hızlı gerçekleşir çünkü bu çevrim çok yavaş olan $P + P$ füzyon reaksiyonunu içermez.

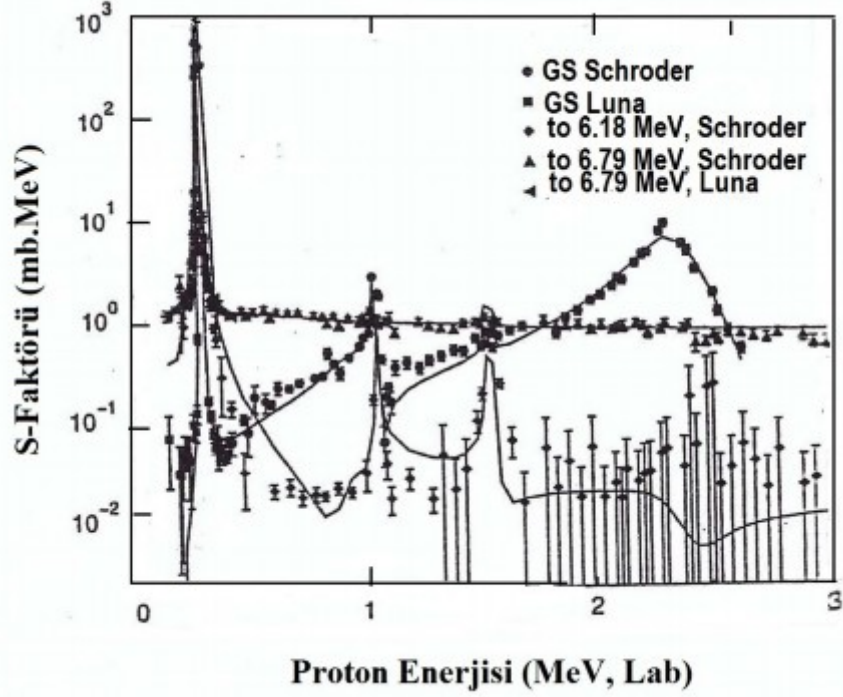
CNO çevriminin hızı zayıf etkileşimler tarafından sınırlanmaktadır. Şöyleki ^{13}N 'ün β bozumunu için yaşam ömrü 10 dakika, ^{15}O için ise sadece 2 dakikadır. Bir CNO çevriminde, kaçan nötrinoları içermesinden dolayı eğer enerji tutulmuşsa, açığa bırakılan toplam enerji p-p zincirindeki salınan enerjiyle aynı olan 26.73 MeV değerinde olur.

Tesir kesitleri (daha doğrusu S - faktörleri), CNO çevrimindeki ölçümü mümkün olabilen bu enerjilerden düşük enerji seviyelerine kadar verilerden bilinmeyene

ulaşmak zorunluluğu taşımaktadır. ^{12}C ve ^{13}C deki (p, γ) reaksiyonları için Şekil 3.17'de gösterilen S - faktörü verilerden bilinmeyene ulaşılmasında oldukça basit olmalıdır.



Şekil 3.17 CNO çevriminde önemli iki reaksiyonunun tesir kesitleri için S - faktörleri [9]



Şekil 3.18 $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaksiyonunun tesir kesitleri için S - faktörleri [9]

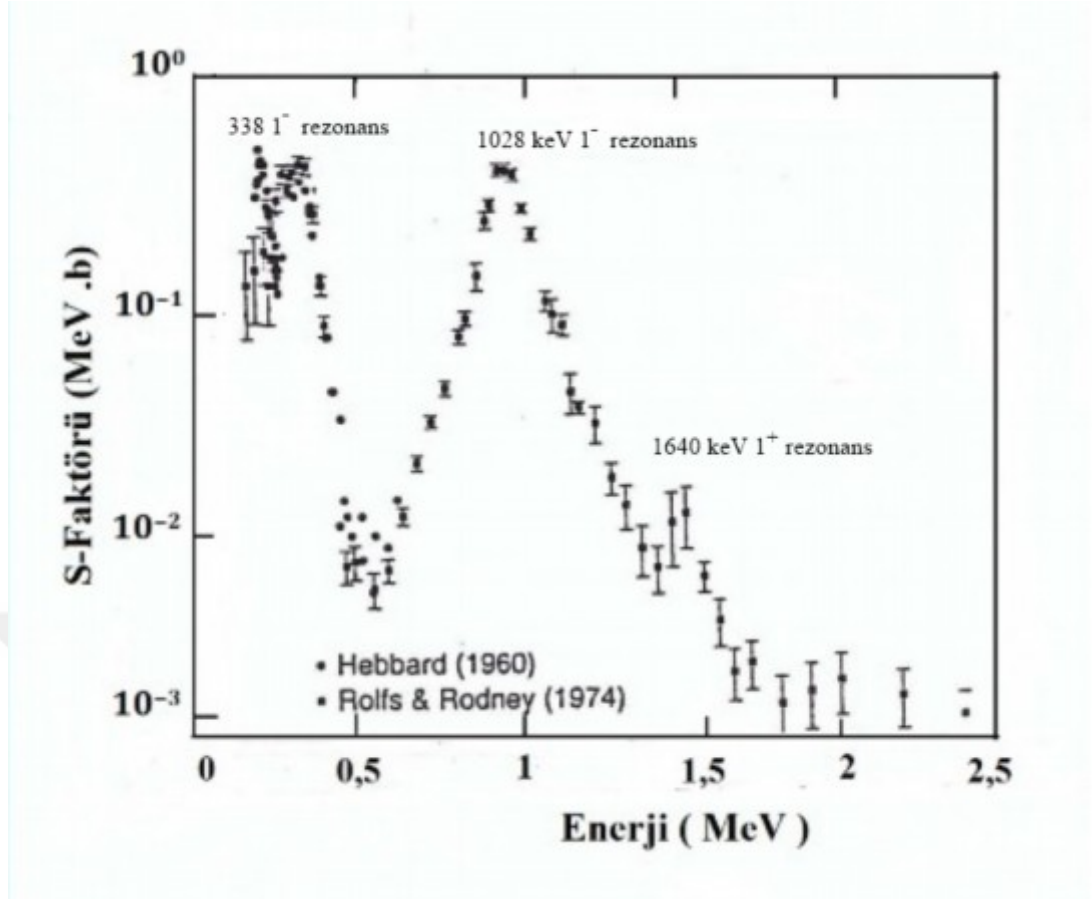
Şekil 3.18' deki $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaksiyonu için ise 278 keV de belirgin bir rezonans vardır. Bu durumda yukarıda ölçülen rezonans ve rezonansa uydurulan bir modelden daha iyi sonuçlar beklenmektedir.

Temel CNO çevrimi, proton yakalama reaksiyonu üzerinden uyarılmış durumda bulunan ^{16}O bileşke çekirdeklerinin üretimi ile başlangıç noktasına geri döner.

Bu durum aşağıdaki biçimde ifade edilir;



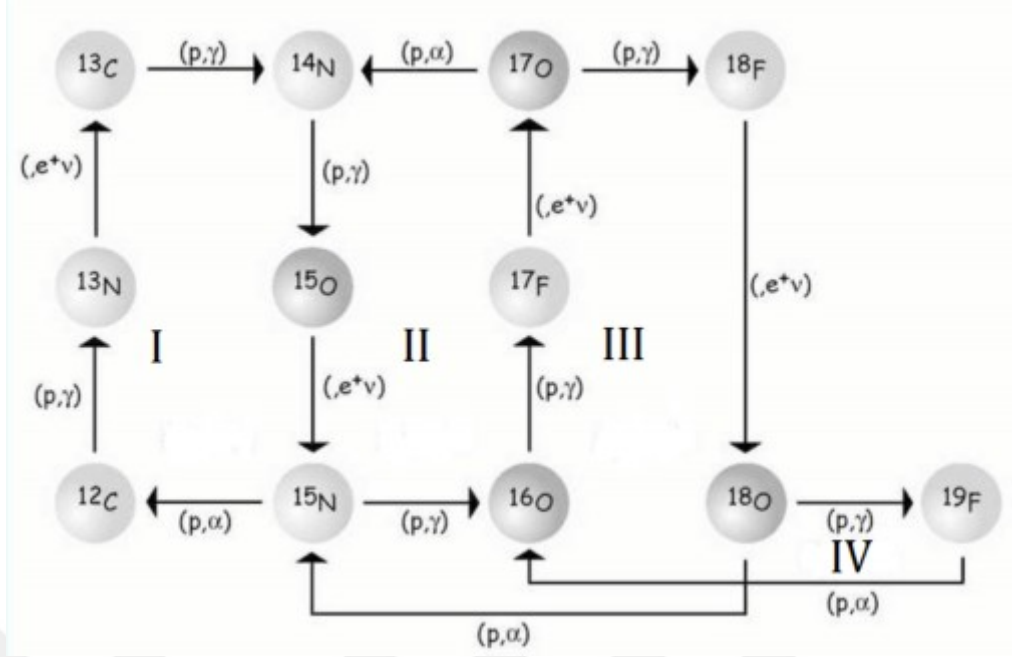
(*→çekirdeğin uyarılmış durumda olduğunu gösterir.)



Şekil 3.18 (a) $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ reaksiyonu için S - faktörleri [17]

Bu reaksiyon tarafından çevrimin sonunda ^{12}C yeniden oluşturulur. Bazen, bu duruma rağmen uyarılmış $^{16}\text{O}^*$ gama yayını tarafından bozunuma uğrar. ^{16}O diğer bir proton yakalamasını gerçekleştirebilir. İlaveten bu durum ikili-çevrim olarak şekil 3.18(a)' da gösterilmektedir.

$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ reaksiyon mekanizması, özellikle 338 keV'de 1^- rezonansının düşük enerji kuyruğundan dolayı düşük astrofiziksel enerjilerde bile etkili olmaktadır. Biz Şekil 3.18(a)'da, bir takım rezonansın birbiri ile nasıl birleştiğini ve ayrıca sabit bir arka plan oluşumu olan rezonanssız yakalama için gerekli olan teorik modelleri görebiliriz.



Şekil 3.19 Orijinal CNO çevriminden kopan diğer CNO çevrimleri

İlave edilen çevrimler, bir (p,γ) reaksiyonu ile bu reaksiyonun ^{17}O üzerinden rekabet etmesi ile şekil 3.19'da görüldüğü gibi meydana gelmesi mümkün olmaktadır. Bu yeni çevrimin öncülüğünde ^{18}F ve ^{18}O bir (p,α) reaksiyonu sonrasında ^{15}N 'e dönüşür ve neticede CNO çevriminin devam eden işleyişi için ^{12}C yeniden oluşur. Sonuç olarak yeni olmayan nükleer reaksiyonlar, daha fazla gravitasyonel yıkılma hızının kesilebilmesi için yeterli enerji üretebilirler [3, 9, 21].

3.9 Ağır Kütleli Yıldızlarda Reaksiyonlar

En az 8 Güneş kütlesinde ($M \geq 8M_{\odot}$) ve daha büyük yıldızlara ağır kütleli yıldızlar denir. Ağır kütleli yıldızların yaşamları hızlı, ölümleri ise Güneş ve benzeri kütledeki yıldızlarla kıyaslandığında oldukça çabuk gerçekleşir. Yani süpernova adı verilen devasa şiddetteki bir patlamayla ömürleri son bulur. Ağır kütleli yıldızlarda Hidrojenin Helyumu oluşturması, küçük kütleli yıldızlarda gerçekleşen p-p çevrimi yerine CNO çevrimi ile gerçekleşir.

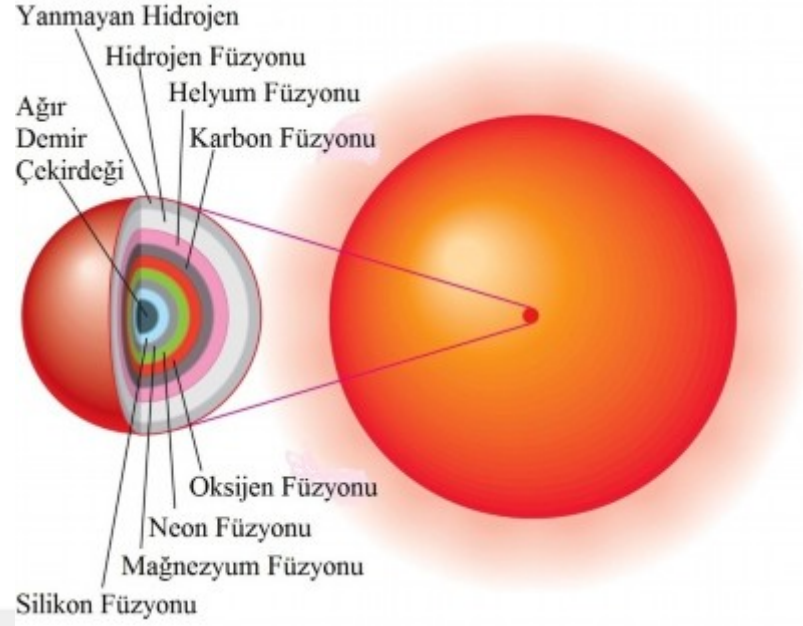
P-p çevriminin üzerindeki süreçlerin hepsi yani üçlü alfa ve CNO çevrimleri erkenci evrimsel aşamalarda meydana gelirler. Bu çevrimler öncesinde olduğu gibi bu çevrimlerde de Karbon ve Oksijenin artıkları açığa çıkar ve bu sıcak artıklar sebebiyle dönüşüme uğramış reaksiyonlar meydana gelir.

Ortalama termal enerji, reaksiyona giren çekirdeklerin arasındaki Coulomb bariyerlerinin üstesinden gelmesi için yeterlidir. Bu durumda, bazı reaksiyon zincirleri daha ağır elementlerin üretimine başlatarak meydana gelirler. İleri aşamada nükleer reaksiyonların gerçekleşmesi neticesinde Fe'ye kadar olan elementler oluşabilecek uygun ortama sahip olurlar [9].

3.9.1 Alfa (α) Yanması

Alfa (α) parçacıkları ile meydana gelen daha sonraki reaksiyonlar, nötron sayısı ve kütle numarası aynı olan ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si gibi daha ağır çekirdeklerin üretimiyle gerçekleşir.

Bu reaksiyonlar sadece sıcaklığın yeterli yüksekliğe ulaştığı durumlarda gerçekleşir. Artan yüke sahip olan Z_1 , Z_2 gibi ürünlerden dolayı Coulomb bariyeri geniş bir aralığa sahiptir. Ayrıca bazı nötronlarda (α, n) reaksiyonları tarafından üretilebilir. Bu nedenle yükselme gösteren çekirdekler ve kütleleri dördün katları olamaz. Yıldızlar bir dizi Karbon, Oksijen ve neon yanmasının içinden geçer ve böylece kademeli olarak artan gravitasyonel büzülme sebebiyle sıcaklık yükselme gösterir. Buna rağmen, bu başarılı aşamalarda oldukça az değerinde nükleer enerji salınır. Dolayısıyla ilerlemiş bu yanmada enerjinin azalan geri dönüşümü mevcuttur ve aşamalar devamlı bir şekilde çok çabuk dönüşüme uğrar.



Şekil 3.20 Süpernova patlaması öncesi bir kırmızı dev yıldızın katmanları

Bu reaksiyonlar ile yıldızlar, daha az parlaklığa sahip olurlar. Bu duruma ileri evrim aşamalarındaki kırmızı devler örnek olarak gösterilebilir. Aşağıdaki şekilde kırmızı devin bileşenlerinin bir diyagramı verilmiştir. Sonuç olarak ağır yıldızların çekirdeklerinde ^{56}Fe 'ya (Demir 56) yakın çekirdekler üretilir. Sonra yeni olmayan nükleer reaksiyonlar daha ileri seviyedeki gravitasyonel çökmeyi geciktirmek için yeterli enerjiyi üretebilirler [9].

3.9.2 S Proses

Nötron yakalama süresinin yavaş gerçekleştiği süreç, S prosesi olarak tanımlanır. Bu proses ardışık iki nötronun yakalanması esnasında geçen sürenin, S proses yolu üzerinde olduğu kabul edilen çekirdeklerin tipik β^- bozunumu için geçen yaklaşık sürelerden ($\sim 10^5 - 10^7$ saniye) daha uzun olduğu görüşünü kabul etmektedir.

Eğer bir çekirdek nötron yakalaması gerçekleştirirse, daha sonra diğer bir nötronu yakalamak istediğinde β^- bozunumuna karşı bir kararsızlık hali gösterir.

Bu şekilde sentezi gerçekleşen çekirdekler ise S çekirdekleri olarak tanımlanır. S prosesinin çekirdek sentezi ^{209}Bi 'a kadar devamlılık gösterir.

Daha sonra geriye döner ve α bozunumuna maruz kalır. S prosesinin meydana gelebilmesi için en uygun yoğunluk $n \cong 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ aralığında, sıcaklık ise yaklaşık $\sim 2,5 \cdot 10^8 \text{ K}$ olmalıdır.

Asimptotik dev yıldız kolları bu yoğunluk ve sıcaklık değerlerini gerçekleştirilebildiği en uygun ortamlardır. Asimptotik kırmızı dev yıldızların α yanması aşamalarında ekstradan nötronlar (α, n) reaksiyonları tarafından üretilirler.

Bunun en belirgin örneği $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ya da $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 'dir. Nötron yakalaması, Demir grubundaki tohum çekirdekler ve kademe kademe artan ağır çekirdekler tarafından gerçekleştirilebilirler. S prosesteki ağır element üretim mekanizması her bir kararlı (Z,N) çekirdeği için (n, γ) şeklinde ilerler. S prosesinin hesaplamaları için, Güneş sisteminde gözlenmeyen elementlerin bollukları uyum sağlamaktadır [9, 22].

3.9.3 R Proses

S proses aracılığıyla üretilmesi mümkün olmayan ve nötron bakımından oldukça zengin olan ^{209}Bi 'den daha büyük çekirdekler R proses ile sentezlenirler. Bu proses hızlı nötron yakalaması olarak adlandırılır. Kütle numarası 60'dan büyük olan çekirdeklerin neredeyse yarısını üretimi bu proses aracılığıyla gerçekleşir.

R prosesini β^- bozunumu ile kıyasladığımızda, β^- bozunumunun oldukça yavaş olduğunu görebiliriz. Böylelikle R prosesle ^{209}Bi 'den daha büyük çekirdeklerin sentezlenmesi gerçekleşir ve kararlılık eğrisinin altındaki yerlerini alırlar. Bu proses 10^{21} cm^{-3} gibi bir yoğunluk ve 10^9 K gibi bir sıcaklık gerektirir. Böyle büyük bir yoğunluğun ve sıcaklığın meydana gelmesi için ya süpernova patlamalarının gerçekleşmesi ya da nötron yıldızlarının çarpışması gerekmektedir.

Bu koşulların gerçekleşmesi neticesinde (n, γ) ve (γ, n) reaksiyonları dengeye ulaşıncaya kadar süreklilik gösterir ve art arda gerçekleşen β^- bozunumlarının neticesinde kararlı bir çekirdeğin oluşmasıyla sonlanır [9, 22].

3.9.4 P Proses

^{74}Se ve ^{196}Hg 'nin aralığında yer alan, proton içeriği olarak oldukça zengin olan çekirdeklerin sentezi P proses ile açıklanmaktadır. Bu proses, çekirdek sentezinde yeralan prosesler içerisinde en az bilinendir.

Bunun sebebi, Güneş sistemimizdeki S proses ve R proses çekirdeklerinin P proses çekirdeklerinden 10 - 100 kat arasında daha fazla bulunmasıdır. Dolayısıyla bu konuda yapılan deneysel çalışmalar yok denecek kadar azdır. P prosesindeki deneysel verilerin azlığı, bu prosesin çekirdek sentezi hesaplamaları için Hauser Feshbach istatistiksel model hesaplamalarıyla elde edilmiş teorik tesir kesitlerinin hesaplamalarını zorunlu kılar.

Kararlılık eğrisinin üst kısmında yerini alan ve proton sayısı oldukça zengin olan ~ 34 kararlı çekirdeğin sentezi $A < 108$ olan çekirdeklere rp prosesi olarak, $A > 108$ olan çekirdeklere ise γ - prosesi olarak açıklanır. rp prosesi Fe sonrasında yeralan hafif çekirdeklerin art arda proton yakalaması ile β^+ bozunumundan meydana gelen hızlı proton yakalamasına denir.

γ - prosesi ise, S ve R prosesleri ile üretilmiş ağır çekirdeklerin (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) olarak tanımlanan foton yakalamasını ve β^+ bozunumunu içeren prosese denir [9, 22].

4. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

Bu çalışmada, p-p zincirinde ve CNO çevriminde ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$, ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$, ${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{12}\text{C}$ gibi bazı reaksiyonlar için (p,γ) ve (p,α) uyarma fonksiyonlarının 0-10 MeV enerji aralığında tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması yapıldı.

TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.2.2 - Malta adındaki iki tane bilgisayar kod sistemi kullanıldı. Hesaplamaların sonuçları, EXFOR kütüphanesinden teoriksel TENDL 2014 ve ENDF / B - VII verileri ile karşılaştırıldı [23 - 27].

TALYS 1.6, kütle numarası ($12 < A < 339$) aralığında olan ve enerji aralığı 1 keV ile 200 MeV mertebesi arasında değişen hedef çekirdekten nötron, foton, proton, döteron, Triton, ${}^3\text{He}$ ve α parçacıklarının üretimi ve analiz hesaplamaları için tasarlanmış bir bilgisayar kod sistemidir. Bu program; nükleer model parametreleri, nükleer seviye yoğunlukları, gama kuvvet fonksiyonlarında olduğu gibi bazı hesaplamaların yapılmasına izin verir [23].

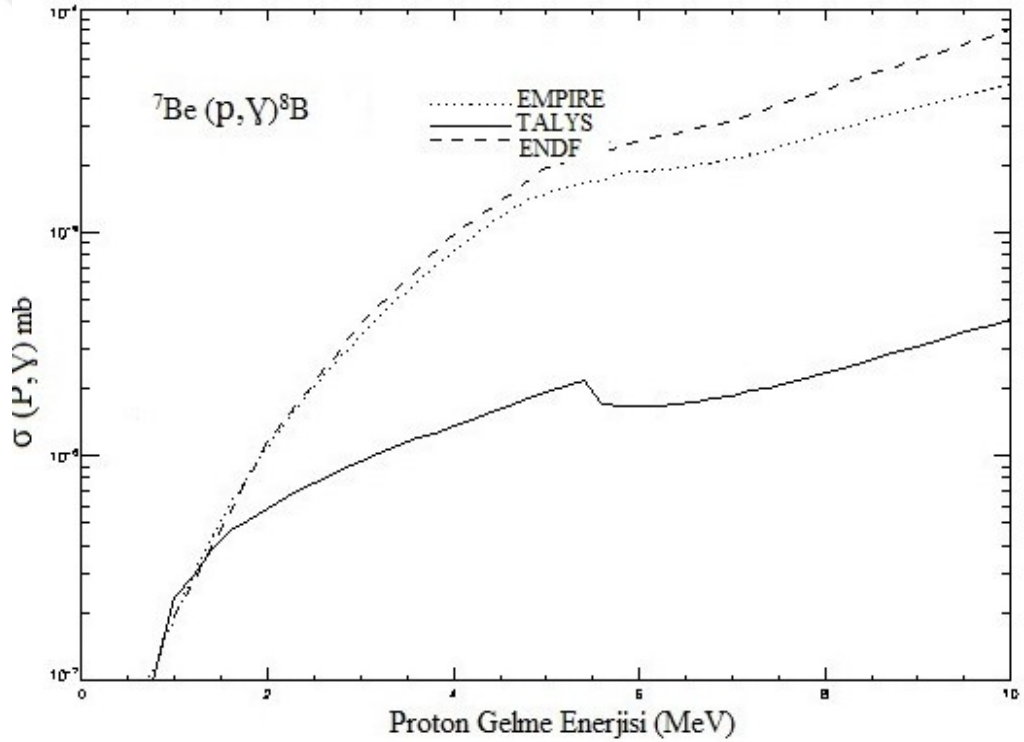
TALYS 1.6, TALYS kod sisteminin gösterime giren en son versiyonudur. TALYS bilgisayar kodu üç tip reaksiyon mekanizmasını göz önünde bulundurur. Bunlar direkt, yarı denge ve bileşik reaksiyonlardır [23].

EMPIRE 3.2 Malta doğrudan (direkt), denge öncesi, ve birleşik nükleer reaksiyonları içeren büyük nükleer reaksiyon mekanizmalarının açıklamasını yapan bilgisayar kod programıdır. Yaklaşık olarak keV mertebesindeki nötron kaynaklı reaksiyonlar ve ağır iyon bağlı reaksiyonlar için birkaç yüz MeV'e kadar giden enerji aralığı, çözümlenmemiş rezonans bölgesinin başından itibaren uzanır [24].

EMPIRE, denge öncesi reaksiyonları açıklamak için kuantum mekaniksel model ve klasik modeli bir arada içerir. EMPIRE 3.2 Malta'nın güncel versiyonu 2011'de gösterime giren Rivoli versiyonudur [24].

Hesaplamalarımızın neticesi bize 1'den 5'e kadar olan grafikleri elde etmemizi sağladı. Bu grafiklerdeki tüm alanların Y eksenleri logaritmik bir değer üzerinde mevcuttur.

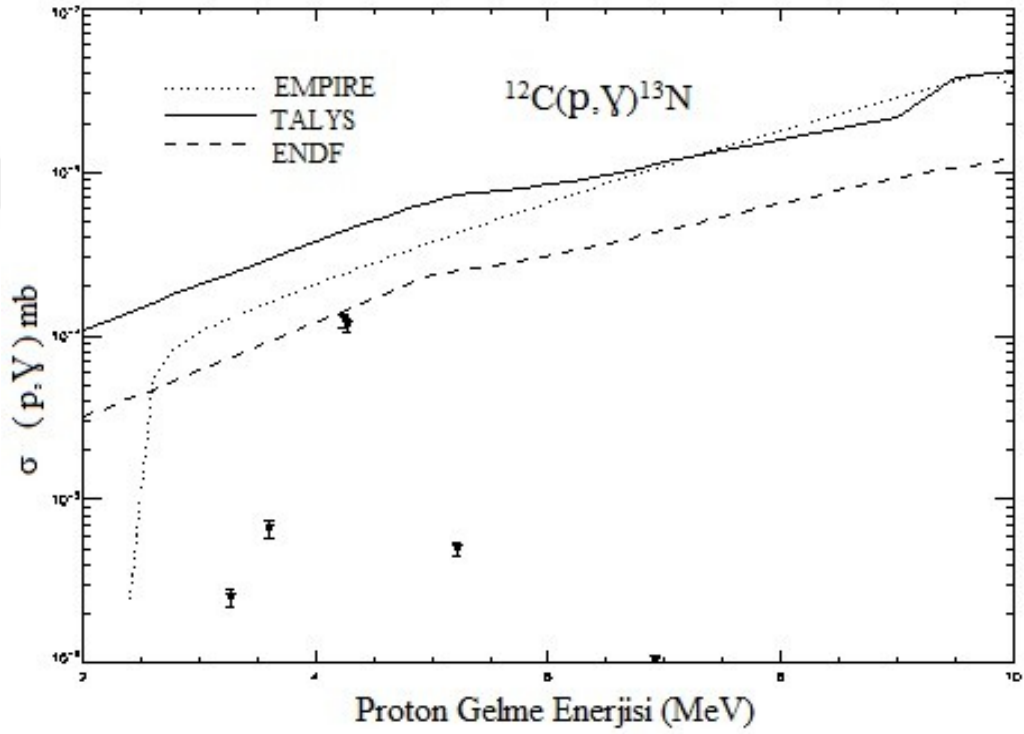
P-pIII zincirinde 0-10 MeV aralığındaki ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ reaksiyonunun teorik hesaplamalarının tesir kesitleri Grafik 1'de gösterilmektedir. Bu reaksiyonun EMPIRE ve ENDF'den elde edilen tesir kesiti verileri 0,75 MeV ile 5 MeV enerji aralığında artan değerler vermektedir. Ancak, artan bu değerlere rağmen yaklaşık 5 MeV enerji seviyesinde TALYS'den elde edilen tesir kesiti bir pik değerine ulaşır. Aynı zamanda bu bilgisayar kodları bize 6,5 MeV ile 10 MeV aralığında artan enerji değerleri verirler [23, 24, 26].



Grafik 1. 0-10 MeV enerji aralığında ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ reaksiyonunun teoriksel tesir kesiti hesaplaması

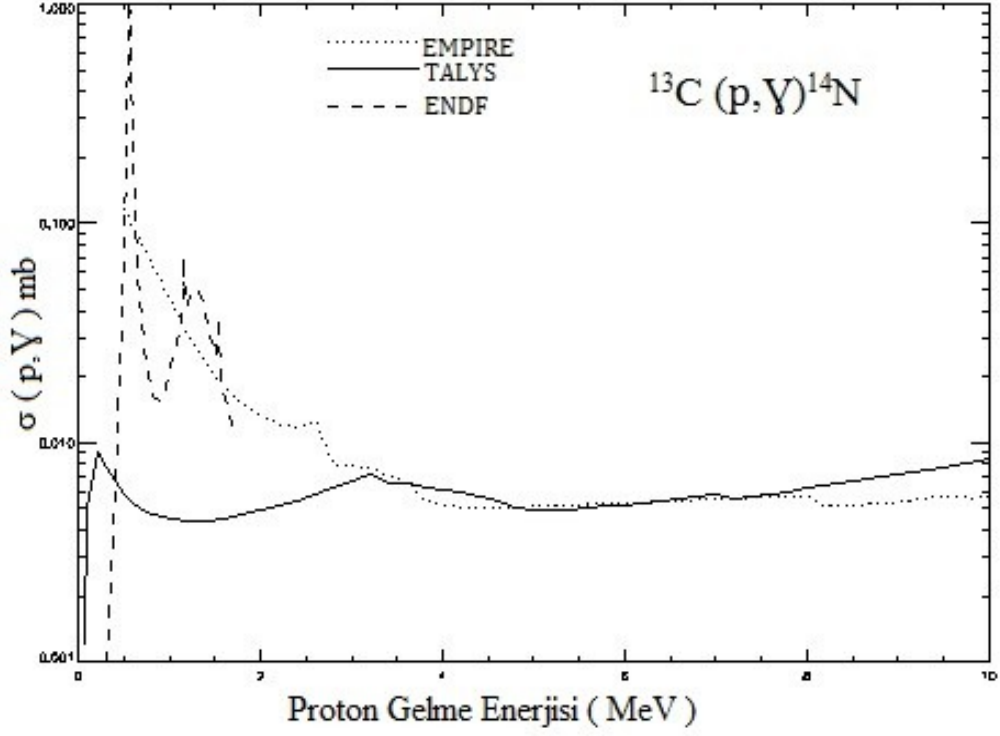
Grafik 2'den görüldüğü üzere, ENDF ve TALYS teorik verileri 2 MeV ile 5 MeV enerji aralığında bir uyum (harmoni) göstermektedir. Bu uyuma 3 MeV ile 5 MeV enerji aralığında EMPIRE verileri eşlik eder [23, 24, 26].

Literatür araştırmalarında EXFOR'dan yalnızca bir tane elde edilen ve yaklaşık 4,27 MeV enerji değerine sahip deneysel veri elde edilmiştir. Bu veri ENDF ile yaklaşık 4 MeV enerji değerinde yakın bir uyum göstermektedir [25, 26, 28].



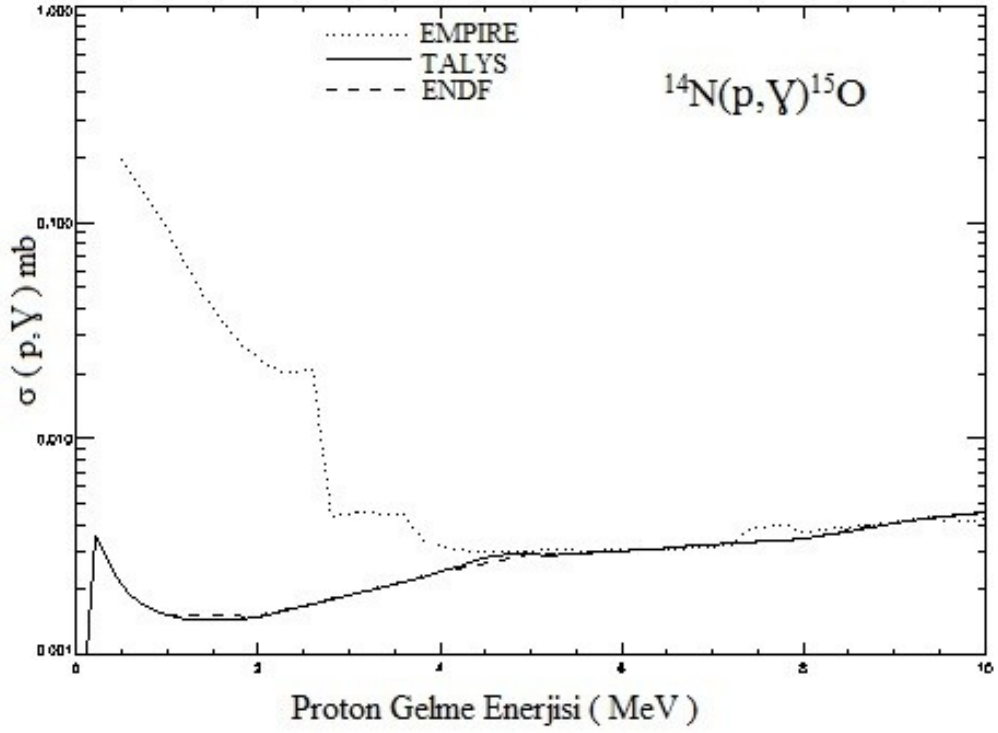
Grafik 2. 0-10 MeV enerji aralığında $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaksiyonunun teoriksel tesir kesiti hesaplaması

Grafik 3'te ise EMPIRE, TALYS ve ENDF bilgisayar verileri 2,5 MeV enerji seviyesine kadar uyumsuzluk içerisinde. Fakat 2,5 Mev'den yukarı değerlerden iyi bir uyum göstermektedirler. Bu reaksiyon için yapılan literatür araştımları neticesinde de deneysel verilere rastlanmamıştır [23, 24, 26].



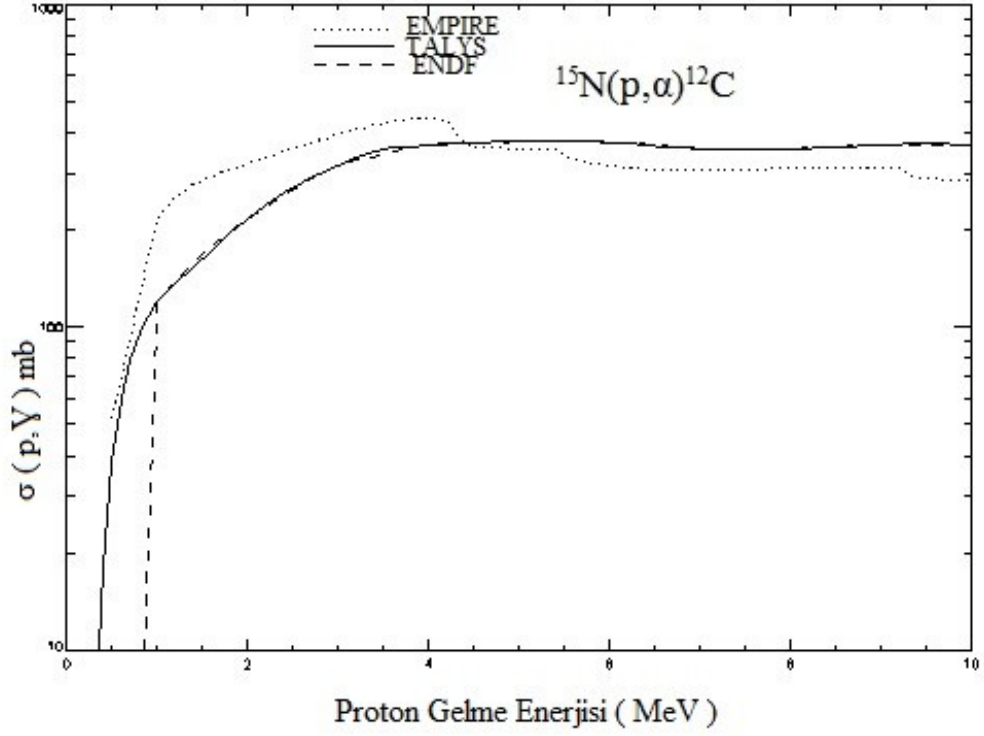
Grafik 3. 0-10 MeV enerji aralığında $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ reaksiyonunun teoriksel tesir kesiti hesaplaması

CNO çevrimindeki $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaksiyonunun tesir kesiti Grafik 4'te verilmektedir. Grafik 4 bize gösterir ki, 5 MeV enerji seviyesinin yukarısında TALYS ve ENDF değerleri azalırken, EMPIRE alanı artış göstermektedir. Bu reaksiyondaki bütün tesir kesiti verileri 5 MeV ile 10 MeV enerji aralığında yaklaşık olarak aynı değerleri gösterir [23, 24, 26].



Grafik 4. 0-10 MeV enerji aralığında $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaksiyonunun teoriksel tesir kesiti hesaplaması

Beşinci ve son reaksiyonun tesir kesiti hesaplamaları Grafik 5'te verilmektedir. Bu üç veri alanı için, 0 MeV'den 10 MeV'e kadar yakın bir bağlantı (ilişki) söz konusudur. 5 MeV enerji seviyesinden sonra durağan ve sürekli (sabit) değerler mevcuttur.



Grafik 5. 0-10 MeV enerji aralığında $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$ reaksiyonunun teoriksel tesir kesiti hesaplaması

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Biz yıldızlarda bir ${}^4\text{He}$ çekirdeği içinde dört protonun nükleer füzyon başlatabilmesi için Hidrojen yanmasının gerekli olduğu bilinmektedir. Bu çalışmada (ρ, γ) ve (ρ, α) nükleer reaksiyonlarının ${}^7\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ ve ${}^{15}\text{N}$ çekirdekleri için p-p zinciri ve CNO çevrimindeki tesir kesitleri 0-10 MeV enerji aralığında hesaplanmıştır.

p-p zinciri ve CNO çevrimindeki tesir kesitleri 0-10 MeV enerji aralığında hesaplanmıştır. p-p zinciri ve CNO çevrimindeki bu reaksiyonlar düşük enerji seviyelerinde meydana gelir.

p-p zinciri ve CNO çevriminin çok düşük enerjilerde oluşması ve bu çekirdeklerdeki tesir kesiti hesaplamalarının teorik eksikliklerinden dolayı zorluklar gözlenmiştir.

Neticede TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.2.2 Malta bilgisayar kod sistemleriyle sadece beş tane sınırlı sayıda elementin hesaplaması yapılabilmektedir [24, 25].

Literatürde deneysel değerlerin bulunmamasından dolayı yapılan bu hesaplamalar sadece teorik olarak elde edilmiştir. Fakat literatür araştırmaları neticesinde EXFOR'dan ${}^{12}\text{C}(\rho, \gamma){}^{13}\text{N}$ reaksiyonu için 4,27 MeV enerji değerine sahip bir tane deneysel veriye rastlanmıştır [26].

Rezonans etkilerini ve rezonans parametrelerini nükleer reaksiyon hesaplamalarında dikkate alarak hesaplamalarımız yaptığımızda daha uyumlu sonuçların elde edilebileceği düşünülmektedir.

Rezonans parametreleri ve rezonans etkilerini içeren nükleer programlar daha da geliştirilse düşük enerji bölgesindeki hesaplamalar uyum gösterecek ve ileride yapılacak olan deneylerin tahmininde yardımcı olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] Ferriere, K., Rev. Mod. Phys., 73, 1031 (2001).
- [2] Reynolds, R. J., Science, 277, 1446 (1997).
- [3] Sahan, M., Yegingil, I., Kızıloğlu, U., Aksaker, N., & Akyılmaz, Chin. J. Astron. & Astrophys., 5, 211 (2005).
- [4] Przybilla, N., Firnstein, M., Nieva, M. F., Meynet, G., and Maeder, A., Mixing of CNO-cycled matter in massive stars Astronomy and Astrophysics, 517, A38 (2010).
- [5] <<https://insanveevren.wordpress.com>>, (Erişim Tarihi: 13.07.2016).
- [6] Fizik Mühendisleri Odası, <canguzel.taner@gmail.com>, (Erişim Tarihi: 21.11.2015).
- [7] Krane, S. K., Introductory nuclear physics, (Editör: şarer. B.), Nükleer fizik, Palme Yayıncılık, Ankara, C.II, 444-477, 528-538, (2002).
- [8] Türkiye'nin Astronomi ve Bilim Portalı, <www.kozmikanafor.com>, (Erişim Tarihi: 02.02.2016).
- [9] Thompson, I. J., Nunes, F. M., Nuclear reactions for astrophysics, Cambridge University Press, Cambridge, 1-26, (2009).
- [10] Krane, S. K., Introductory nuclear physics, (Editör: şarer. B.), Nükleer fizik, Palme Yayıncılık, Ankara, C.I, 161-191, (2011).
- [11] Cottingham, W. N., Greenwood, D. A., Çekirdek fiziğine giriş, (Çev. Açıkgöz, İ., Yıldırım, S.), Literatür Yayınları, İstanbul, (2001).
- [12] Arya, P., Çekirdek fiziğinin esasları, (Çev. şahin, Y.), Akif Yayınları, Erzurum, (1999).
- [13] Baiser, A., Çağdaş fiziğin kavramları, (Çev. Çetin, M., Yıldırım, H., Gülsün, Z.), Üniversite Kitabevi, Diyarbakır, (1989).
- [14] Feynman, R. P., The character of physical law, MIT Press, (1967).
- [15] Weinberg, S., The first three minutes: A modern view of the origin of the universe, Basic Books, (1993).
- [16] Weinberg, S., Dreams of a final theory vintage books USA, (1994).
- [17] Padmanabhan, T., After the first three minutes: the story of our universe, Cambridge University Press, (1998).

- [18] Perkins, D. H., Introduction to high energy physics, Cambridge University Press, (2000).
- [19] <<http://atominsan.net/makaleler.html>>, (Erişim Tarihi: 18.08.2016).
- [20] <<http://bilimteknik.tubitak.gov.tr>>, (Erişim Tarihi: 26.12.2015).
- [21] Salaris, M., Santi, C., Evolution of stars and stellar populations, John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex PO19 8SQ, England, (2005).
- [22] Özkan, N., Çekirdek sentezi ve yüklü parçacık yakalama reaksiyon tesir kesiti ölçümü, Kocaeli Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
- [23] Koning, A., Hilaire, S., Goriely., TALYS-1.6-A Nuclear Reaction Program, User Manual, 1st edition NRG, The Netherlands, (2013).
- [24] M. Herman et al., EMPIRE-3.2 Malta code. User's Manual. <<http://www.nndc.bnl.gov/empire/main.html>>, (Erişim Tarihi: 18.04.2016).
- [25] Experimental Nuclear Reaction Data (2015), EXFOR Data Files, <<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>> (Erişim Tarihi: 08.05.2016).
- [26] ENDF / B - VII <<https://www.nds.iea.org/endl>>, (Erişim Tarihi: 02.02.2016).
- [27] "TENDL - 2014 Nuclear Data Library_NRG" <<https://talys/tendl2014/tendl2014.html>>, (Erişim Tarihi: 23.04.2016).
- [28] Burtebaev, N., Igamov, S. B., Peterson, R. J., Yarmukhamedov, R., Zazulin, D., Phys. Rev. C78, 035802 - Published 11 September (2008).

ÖZGEÇMİŞ

- 1. Adı Soyadı** : Süreyya Gülistan OKUR
2. Doğum Tarihi : 01.01.1982
3. Ünvanı : Öğretmen
4. Öğrenim Durumu : Yüksek Lisans

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	Kocaeli Üniversitesi	2011
Yüksek Lisans	Fizik	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2016

5. Makaleler ve Bildirimler :

- TESNAT-2015 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology - Poster Sunumu (Study of $(n, 2n)$ Reaction Cross Sections For Some Stellar Iron Group Target Elements)
- TESNAT-2016 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology - Sözlü Sunum (Calculation of (p,γ) and (p,α) Nuclear Reaction Cross Sections in Stars up to 10 MeV)

6. Projeler :

OKÜBAP-2015-PT3-011 (Yıldızlarda Gerçekleşen Füzyon Tepkimelerinde (p,γ) , (n,γ) ve (γ,γ) Tesir Kesitlerinin İncelenmesi)