

**T.C.
NEVŞEHİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BAZI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE DENGE ÖNCESİ
NÖTRON YAYINLANMA SPEKTRUMLARININ YENİ
BİR YAKLAŞIM KULLANILARAK HESAPLANMASI**

**Tezi Hazırlayan
Erhan ERSOY**

**Tezi Yöneten
Doç.Dr. Harun Reşit YAZAR**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Temmuz 2012
NEVŞEHİR**

Doç.Dr. Harun Reşit YAZAR danışmanlığında **Erhan ERSOY** tarafından hazırlanan **“Bazı Deforme Çekirdeklerde Denge Öncesi Nötron Yayınlanma Spektrumlarının Yeni Bir Yaklaşım Kullanılarak Hesaplanması”** adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans tezi** olarak kabul edilmiştir.

05.09/2012

JÜRİ:

Başkan:Prof.Dr. Eyyüp TEL

Üye:Doç.Dr.Harun Reşit YAZAR

Üye:Yrd.Doç.Dr.Meltem DEĞERLİER



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitüsü Yönetim Kurulunun 07.09.2012 tarih ve 2012/52-3 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

07.09.2012

Prof. Dr. Selçuk KERVAN
Enstitü Müdürü



TEŐEKKÖR

Tezimin hazırlanması esnasında hiçbir yardımcı esirgemeyen ve biz genç araştırmacılara büyük destek olan, bilimsel deney imkânlarını sonuna kadar bizlerin hizmetine veren, tez yöneticisi hocam, Sayın Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR'a, büyük fedakârlıklarından dolayı teőkükür ederim.

Tezde kullanılan bilgisayar kodlarının temini, çalıştırılmasındaki teknik desteği ve çalışma süresince yapıcı önerileri, gösterdiği ilgi ve hoşgörüsünden dolayı tez izleme komitesi ve jüri üyelerinden Sayın Prof. Dr. Eyyüp Tel'e, büyük fedakârlıklarından dolayı teőkükür ederim.

Yararlı görüş, eleştiri ve yardımlarından dolayı saygı değer hocam Yrd. Doç. Dr. Muhittin ŐAHAN'a, büyük fedakârlıklarından dolayı teőkükür ederim.

**BAZI DEFORME ÇEKİRDEKLERDE DENGE ÖNCESİ NÖTRON
YAYINLANMA SPEKTRUMLARININ YENİ BİR YAKLAŞIM
KULLANILARAK HESAPLANMASI**

Erhan ERSOY
Neveşehir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi, Temmuz 2012
Tez Danışmanı: Doç.Dr. Harun Reşit YAZAR

ÖZET

Nükleer yapı çerçevesinde yapılacak çalışmaların neticesinde, nükleer reaksiyon mekanizmaları önemli yer tutmaktadır. Bu da hem teorik hem de deneysel çalışmaları gerektirmektedir. Denge-öncesi oluşan nükleer reaksiyon mekanizmaları için başlangıçtaki eksiton sayılarının (uyarılan parçacık-deşik sayısı) bilinmesi parçacık yayınlanma spektrumlarının ve tesir kesitlerinin hesaplanması bakımından önemlidir. Bu çalışmada bazı deforme hedef çekirdeği için, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin elde edilmesinde kullanılan modeller için başlangıç eksiton sayıları literatürden farklı Tel ve arkadaşlarının önerdiği bir yöntemle hesaplanacaktır. Bu yöntemde, bazı deforme hedef çekirdeğinin nötron ve proton yoğunlukları ortalama alan yaklaşımının dikkate alındığı iki-cisim nükleon-nükleon etkileşmesini temsil eden Skyrme tipli kuvvetlerini kullanan Hartree-Fock yaklaşımından elde edilecektir. Elde edilen sonuçlar literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılması planlanmaktadır.

Anahtar Kelimeler: ^{238}U , Denge Öncesi Reaksiyon, Başlangıç Excitation Sayısı, Geometri Bağımlı Hibrid Model (GDH), SKYRME Kuvveti, Hartree-Fock Yöntemi

**CALCULATION OF NEUTRON EMISSION SPECTRUMS OF SOME
DEFORMED NUCLEUS PRE-EQUILIBRIUM BY MEANS OF USING A NEW
APPROACH**

Erhan ERSOY

Nevşehir University, Graduate School of Natural and Applied Science

M.Sc. Thesis, July 2012

Thesis Supervisor: Doç. Dr. Harun Reşit YAZAR

ABSTRACT

As a result of the studies within the framework of the nuclear structure, nuclear reaction mechanisms are important. This requires both a theoretical and experimental studies. For the original pre-equilibrium exciton number of the nuclear reaction mechanisms(induced by the number of particle-riddled) spectra and cross sections calculated interms of publication is important to know the particle. For this study, some of the deformed target nucleus, the nuclear reaction cross sections used in obtaining the literature for models of different initial excitation number calculated by a method proposed by Tel et al. In this method, some deformation of the average density of protons and neutrons in the core of the target approach is taken into account in the two-shaft-type forces, using the nucleon-nucleon interaction representing Skyrme Hartree-Fock approach can be obtained. The results obtained are compared with literature is planned.

Key Words: ^{238}U , Pre-equilibrium Reaction, Number of initial Excitation, Geometry Dependent Hybrid Model, SKYRME Force, Hartree-Fock Method

İÇİNDEKİLER

KABUL ONAY	i
TEŞEKKÜR	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
İÇİNDEKİLER	vi
TABLolar LİSTESİ	vii
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
KISALTMALAR LİSTESİ	ix
SEMBOLLER LİSTESİ	xi
1.BÖLÜM	
GİRİŞ	1
URANYUM ELEMENTİ	3
2.BÖLÜM	
HİBRİT REAKTÖRLERİNDE URANYUM DEĞERLENDİRİLMESİ	7
2.1. Nükleer Yakıtlar	7
2.2. Filyon Yakıtları	8
2.3. Füzyon Yakıtları	9
2.4. Nükleer Reaktörler	10
2.5. Reaktör Tipleri ve Özellikleri	13
2.6. Füzyon-Filyon (Hibrid) Reaktörlerinin Fiziki	13
2.7. Füzyon-Filyon Hibrid Reaktör Çalışmalarının Ana Hatları	16
2.8. Nükleer Enerji Ham maddeleri Uranyum-Toryum	17
2.8.1. Uranyum	17
2.8.2. Türkiye’de Uranyum Rezervi	18
3.BÖLÜM	
TESİR KESİTİ	21
3.1. Diferansiyel Tesir Kesiti	23
4.BÖLÜM	
HIZLANDIRICI SÜRÜMLÜ SİSTEMLER VE OLUŞAN REAKSİYONLAR	25
4.1. Spallasyon Reaksiyonu	28
5.BÖLÜM	

5. NÜKLEER REAKSİYON TEORİLERİ VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ ...	34
5.1. Nükleer Reaksiyon Teorileri	34
5.2. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	35
5.3. Direk Reaksiyonlar	36
5.4. Eksiton Modeli	37
6.BÖLÜM	
DENGE REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI	38
7.BÖLÜM	
DENGE-ÖNCESİ REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI	39
7.1. Griffin (Eksiton) Model Hesaplamaları	39
7.2. Hibrid (Melez) Model Hesaplamaları	41
7.3. Geometri Bağımlı Hibrid Model Hesaplamaları	43
8.BÖLÜM	
HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI	44
8.1. Skyrme Tipi Etkileşmeler	45
8.2. Skyrme Hartree-Fock Metodu	50
9.BÖLÜM	
DENGE-ÖNCESİ REAKSİYONLARDA BAŞLANGIÇ EXCTION	
SAYILARININ YENİ BİR YAKLAŞIMLA HESAPLANMASI	52
10.BÖLÜM	
SONUÇ VE ÖNERİLER	60
KAYNAKLAR	74
ÖZGEÇMİŞ	80

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 4.1.	Nötron üretimi için hedef olarak düşünülen malzemelerin yoğunluk ve izotopik kesirleri	31
Tablo 8.1.	Skyrme kuvvet parametreleri	48
Tablo 9.1.	SKYRME kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ ve proton yoğunluğu $\rho_p(R)$	55

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Doğal Uranyum Elementi	3
Şekil 2.1.	Nükleer Yakıtlar ve Reaktörler	13
Şekil 2.2.	Türkiye'nin Uranyum ve Toryum Rezerv Haritası.....	19
Şekil 4.1.	Doğurma Prosesi ve Nötron Üretimi	26
Şekil 4.2.	Tüm Kompleksin Gösterimi	28
Şekil 4.3.	Spallasyon Reaksiyonu	30
Şekil 5.1.	Orta enerjili nükleer Reaksiyonun Yönünün Şematik Gösterimi	34
Şekil 5.2.	$^{64}\text{Zn}^*$ Bileşik Çekirdeği İçin Farklı Oluşum Ve Bozunum Durumları	35
Şekil 5.3.	Çekirdek Yüzeyinde Meydana Gelen Doğrudan Reaksiyonların Geometrisi	35
Şekil 7.1.	Griffin Modelinde, Bir Reaksiyonun İlk Evrelerinin Şematik Gösterimi	42
Şekil 7.2.	Hibrid Modeldeki Reaksiyonun İlk Birkaç Durumunun Şematik Temsili	45
Şekil 10.1.	14.0 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ Reaksiyonu İçin Deneysel ve Teorik Yayınlama Spektrumların Karşılaştırılması.....	61
Şekil 10.2.	18.0 MeV enerjili Nötronlarla Oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlama spektrumlarının karşılaştırılması.....	62
Şekil 10.3.	14.0 MeV' lik nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden (R=0) yüzey bölgesi (R012 fm) ne kadar hesaplanmıştır	63
Şekil 10.4.	18.0 MeV' lik nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması. Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden (R=0) yüzey bölgesi (R012 fm) ne kadar hesaplanmıştır	64
Şekil 10.5.	^{238}U Çekirdeği için SKM* Parametreleri Kullanılarak Hesaplanan Nötron ve Proton Yoğunluğu	65
Şekil 10.6.	^{238}U Hedef Çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç	

	nötron ve proton eksiton sayılarının SKM* parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları	66
Şekil 10.7.	^{238}U çekirdeği için S6 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları	67
Şekil 10.8.	^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının S6 parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları	68
Şekil 10.9.	^{238}U çekirdeği için S1 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları	69
Şekil 10.10.	^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının S1 parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları.....	70
Şekil 10.11.	^{238}U çekirdeği için T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları	71
Şekil 10.12.	^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının T3 parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları.....	72

KISALTMALAR LİSTESİ

HF	Hartree-Fock
H-FP	HARTREE-FOCK Programı
HODF	Harmonik Osilatör Dalga Fonksiyonu
HP	HAFOMN Programı
ROAT	Rölativistik Ortalama Alan Teorisi
SHF	Skyrme-Hartree-Fock
SHFB	Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov
WSDF	Woods Saxon Dalga Fonksiyonu
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (European Organization for Nuclear Research)
TAEK	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu
IAEA	International Atomic Energy Agency
INC	Intranuclear Cascade
CEM	Cascade Exciton Model
NNDC	Nuclear National Data Center
WE	Weisskopf-Ewing
ÇNAEM	Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
HF	Hartree-Fock
H-FP	HARTREE-FOCK Programı
HODF	Harmonik Osilatör Dalga Fonksiyonu
HP	HAFOMN Programı
SHF	Skyrme-Hartree-Fock
ADS	Accelerator Driven System
ABD	Amerika Birleşik Devletleri
MTA	Maden Tetkik Ve Arama Genel Müdürlüğü
LWR	Light Water Reactors
EA	Energy Amplifier

SEMBOLLER LİSTESİ

A	Çekirdeğin kütle numarası
Z	Çekirdeğin proton sayısı
E_F	Fermi enerjisi
Γ_b	b parçacığının bileşik çekirdekten birim Zamanda yayınlanma olasılığı
P	Parçacık sayısı
H	Deşik sayısı
_nX_v	Bir n exciton durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı
P_v(ε)dε	Enerjisi ε ile ε+dε arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı
n₀	Başlangıç exciton sayısı
σ_R	Reaksiyon tesir kesiti
T_{1/2}	yarı ömür
p	proton
d	döteron
α	alfa
S(E)	durdurma gücü
dE/dx	özellik enerji kaybı
ρ	Malzemenin yoğunluğu
R	tepkimenin meydana gelme hızı
Q	tepkime enerjisi
σ	Reaksiyon tesir kesiti
σ_{coul}	proton Coulomb etkisi tesir kesiti
σ_{pnon}	elastik olmayan proton tesir kesiti
dσ/dε	Enerji diferansiyel tesir kesiti
dσ/dΩ	Açısal diferansiyel tesir kesiti
d²σ/(dε.dΩ)	Enerji ve açısal çift diferansiyel tesir kesiti
P(n,t)	n exciton durumunda bulunma olasılığı

$W(n)$	n exciton durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızı
$ M ^2$	İlk ve son durumlar arasındaki iki cisim etkileşmelerine ait matris elemanının karesinin ortalaması
$\lambda_c(\epsilon)$	Bir parçacığın (ϵ) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı
$\lambda_+(\epsilon)$	ϵ enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı
λ^+	n, n+2 durumları için iç geçiş hızları
λ^-	n, n-2 durumları için iç geçiş hızları
g	Tek-parçacık düzey yoğunluğu
$\hat{\lambda}$	İndirgenmiş dalga boyu
f_b	b parçacığının bağlanma enerjisi E_b ile E arasındaki farkın fonksiyonudur
$I(\epsilon)$	Çıkan nötronların enerji dağılımı
$T(n,p)$	Reaksiyon eşik değeri
I_c	parçacığın c' bozunma kanalındaki spini
S_c	a'nın bileşik çekirdekten ayrılma enerjisi
M_p	Protonun indirgenmiş kütlesi
M_n	Nötronun indirgenmiş kütlesi
S_n	Nötron ayrılma enerjisi
S_p	Proton ayrılma enerjisi
E/A	Parçacık Başına Bağlanma Enerjileri
$r_{yük}$	Yük yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü
r_n	Nötron yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü
r_p	Proton yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü
t_n	Nötron deri kalınlıkları

ρ_n	Nötron yoğunluğu
ρ_p	Proton yoğunluğu
$\rho_{yük}$	Yük Yoğunluk Dağılımları

1.BÖLÜM

GİRİŞ

Atom çekirdeği, günümüzde hala çözülememiş çok parçacıklı kuantum sistemidir. Çekirdek fiziğinin ilk günlerinden bu yana yaklaşık 70 yıldır çekirdek modelleri geliştirilmiştir. Bu modeller çekirdeğin özelliklerini tam olarak açıklayamamakla birlikte her model kendi içinde bazı özellikleri iyi tanımlayabilmektedir. Son zamanlarda yeni izotopların keşfiyle çekirdek modellerine olan ilgi yeniden oluşmuştur. Çekirdek problemlerinin çözülememesinin pek çok nedenleri vardır. Bunlardan birincisi, bir kuantumlu çok cisimli sistem olarak çekirdeğin serbestlik derecesi istatistik ve termodinamiğin temel kurallarına göre incelenemeyecek kadar azdır. Ayrıca yoğun madde fiziği araştırmalarından geliştirilen teknikler nükleer fizik problemlerine doğrudan uygulanamaz.

Çekirdek problemlerinin çözümünün güçlüğünün bir başka nedeni ise atom, molekül ve yoğun madde özelliğini belirleyen elektromanyetik kuvvetlere kıyasla çekirdek özelliklerini belirleyen nükleer kuvvetlerin yapısının tam olarak bilinmemesidir. Dolayısıyla çekirdek içerisindeki nükleon-nükleon etkileşimleri fizikte bildiğimiz temel kuvvetleri kullanarak çözmeye çalışmak doğru değildir. Ayrıca çok nükleona sahip ağır çekirdekler için bu durum problemin çözümünü daha da zorlaştırır.

Tüm bu güçlükleri çözmek ve çekirdeğin temel özelliklerini incelemek için uygun yaklaşımlar benimsenir. Bu yaklaşımlar çekirdeğin özelliklerini tam olarak açıklayamamakla birlikte bize çekirdek hakkında öğrenmek istediğimiz bazı bilgileri edinmemizi sağlar. Bu çalışmamızda çekirdeğin birçok özelliğini açıklamakta başarılı olan shell model yaklaşımı üzerinde çalışıldı. Nükleer Shell modeli nükleer yapının incelenmesinde uygun bir yaklaşımdır. Model atomda kullanılan Shell modeline benzemekle birlikte bazı etkileşim ve kullanılan notasyon farklılıkları vardır. Shell modeli yaklaşımında ,çekirdek içerisindeki bir nükleonun diğer nükleonların

oluşturduğu ortalama merkezi bir potansiyel içerisinde bağımsız olarak hareket ettiği varsayılır. Böylece, fermiyonlar grubuna giren özdeş nükleonlar, Pauli prensibine uyacak şekilde belirli kabuklarda ve izinli yörüngelerde çarpışmaksızın hareket ederler. Alt kabuklar arası geçişler izinli yörüngeler için mümkün olmakla birlikte kabuklar arası geçişler izinli değildir. Bu model bağımsız parçacık varsayımını esas alır ve taban durumundaki (kapalı kabuklu) çekirdeklerin özelliklerini belirlemekte oldukça iyi sonuçlar vermektedir.

Hartree-Fock teorisi, W iki- parçacık etkileşiminden bir U tek-parçacık potansiyeli türetmemiz için bir yöntem sağlar. Bu yaklaşımda ayarlanabilen parametreleriyle olaycıl (phenomenological) etkileşimler kullanılır. Biz iki-cisim etkileşimi için Skyrme kuvvetlerinin etkileri ele alınacaktı. Bu tür kuvvetlerinin özellikleri bölüm(1) de geniş olarak anlatılmıştır. Farklı biçimlere sahip olaycıl (phenomenological) kuvvetler farklı problemlerde kullanılır.

Shell modeli, çekirdeğin pek çok özelliğini açıklamakta başarılı olmakla birlikte çekirdek füzyon ve fisyon olaylarını cevapsız bırakmaktadır. Bu olayları en iyi açıklayan model Sıvı Damlası Modeli olmasına karşın, bu model de çekirdeğin diğer özelliklerini belirlemekte tamamen başarısızdır.

Biz, bu çalışmamızda $S1, S6, T3$ ve SKM^* Skyrme parametrelerini kullanarak U^{238} çekirdeklerinin taban durum özelliklerini belirlendi. Yaptığımız hesaplamalar sonucunda bu çekirdeklerin taban durum tek-parçacık enerjilerini (nötronlar ve protonlar için) çekirdeğin yük yoğunluğunu, proton, nötron ve çekirdeğin yoğunluğu hesapladı. Hesaplamalar sonucu elde edilen değerler mevcut deneysel sonuçlara kıyaslanmıştır.

Uranyum Elementi

Uranyum radyoaktif bir element doğa da az olarak bulunan konsantrasyonlarında (milyonda birkaç parça) toprakta, kaya, su yüzeyinde ve yeraltı sularında bulunur. O doğal olarak meydana gelen ağır element ,ile atom numarası 92'dir. saf uranyum gümüş renkli ağır bir metal neredeyse kurşunun yoğunluğunun iki katıdır. Doğada uranyumun birkaç izotopu vardır: öncelikle uranyum-238 ,uranyum-235 ve çok küçük miktar uranyum-234(izotoplar proton sayıları aynı nötron sayıları farklı olan atomlardır.) doğada bulunan uranyum örnekleri, hemen hemen hepsi (%99.27) uranyum-238

atomlarından oluşur. Daha az %1(hakkında % 0,72) bulunan uranyum-235 kütleli atom, ve çok küçük miktar (%0,0055 kütleli) bulunan uranyum-234.



Şekil 1.1. Doğal Uranyum Elementi

Uranyum alfa parçacığı yayarak çok yavaş bozunur. Yarılanma süresi uranyum-238 için 4,5 milyar yıl, bu anlam da çok radyoaktif değil, düşük spesifik aktivite gösterir. Bu izotopların çok uzun yarılanma ömürlerinin olduğu ve halen dünyada üzerinde bulunma nedeni vardır. Üç tane daha izotop (uranyum-232 ,uranyum-233 ve uranyum-236) doğada bulunmaz ama nükleer reaksiyonlarla bu 3 izotop üretilmektedir. Alfa parçacığı yayarak bu izotop bozunur.

Doğal uranyum küçük miktarda, toprak, kaya ve su içinde hemen hemen her yerde bulunur, uranyum cevheri genellikle sadece birkaç yerde sert kaya ya da kumtaşı bulunur, normalde toprak ve bitki örtüsü ile kaplıdır. Uranyum çıkarılan yerler güneybatı Amerika birleşik devletleri, Kanada, Avustralya, Avrupa da bazı yerler, Eski Sovyet Birliği, Namibya, Güney Afrika, Nijerya ve başka yerlerde bulunur. Birçok atık madde olduğunu ABD Enerji Bakanlığı şehirlerde ve diğer tesislerde doğal uranyum , madencilik de, freze ve üretim tesislerinde kullanılır.

Uzun yıllar, uranyum renk seramiklerin içinde kullanılırdı, üretilen renkler turuncu-kırmızı limon sarısı arasında değişir. Aynı zamanda fotoğrafı erken renklendirmek için kullanılırdı. Uranyum radyoaktif özellikleri 1896 yılına kadar tanınmadı ve bir enerji

potansiyel kaynağı olarak kullanılması için 20. yüzyılın ortalarına kadar gerçekleşmedi. Nükleer reaktörler ,uranyumu bir nötron kaynağı ve hedef malzeme olarak kullanarak plütonyum üretmek için hizmet etmektedir.(plütonyum-239 elde edildiğin de uranyum-238 bir nötron yakalar.) Bugün için birinci yakıt olarak kullanılan nükleer güç reaktörlerinde genel de elektrik üretilir. Küçük nükleer reaktörlerde üretilen uranyum izotopları dünyada tıpta ve sanayide kullanılır.Doğal uranyum izotopu zenginleştirilmiş olmalı uranyum-235 nükleer yakıt olarak kullanılması için hafif –su reaktörü, ve bu zenginleşme genellikle gaz difüzyon yöntemleri ile elde edilmiştir. Yüksek zenginleştirilmiş uranyum birleşeni ilk olarak nükleer silahlarda bulunur. Zenginleştirme işleminin bir yan ürünü uranyum bitmiştir, uranyum bitip yerine izotopu-235 elde edilir.

Bugün için nükleer enerji hammaddeleri kapsamına Uranyum ve Toryum girmektedir. Ancak Toryuma dayalı nükleer santrallerin henüz ekonomik boyutta devreye girmemeleri nedeniyle, Toryum hala sırasını bekleyen bir nükleer yakıt hammaddesi durumundadır. Dünya Uranyum kaynakları çeşitli üretim maliyetlerine göre, görünür ve muhtemel olarak sınıflandırılırlar. Günümüzde kilogramı 80 ABD dolarına mal edilen görünür rezervlerden Uranyum üretilmektedir.Dünyada 1991 yılı itibariyle kilogramı 80 ABD dolarına mal edilebilen 1.449.140 ton görünür Uranyum rezervi vardır.Bunun bir bölümü işletilebilir rezerv, bir bölümü ise yerinde rezervdir.Yani işletme kayıpları hesaba katılmamıştır.Gerçek işletilebilir miktarların, verilen değerlerin %5 ile %50 altında olduğu tahmin edilmektedir .

Nükleer enerji hammaddeleri esas olarak nükleer reaktörde elektrik enerjisi elde etmek için yakıt olarak kullanılmaktadır. Dolayısıyla tüketimi, kurulu nükleer enerji kapasiteleri belirlemektedir. Dünyada mevcut reaktörlerin Uranyum tüketimi, 1991 yılında toplam 54.378 ton olmuştur. Kısa dönem için yapılan tahminler, Uranyum tüketiminin 2000 yılında 66.349 ton, 2010 yılında 75.759 tona yükseleceğini göstermektedir .

Dünya Uranyum üretiminin yaklaşık %70 ini üç şirket elinde bulundurmaktadır.Bunlar; COMECO (Canadian Mining Energy Co.) adlı Kanada şirketi, COGEMA (Compagnie Genarale des Matieres Nucleaires) adlı Fransız şirketi ve RTZ (Rio Tinto Zinc Co.) adlı İngiliz şirkettir.Uranyum üreticisi ülkeler, 1991 yılında, BDT hariç, 27.000 ton

civarında Uranyum üretmişlerdir. Buna aynı yıl 13.500 ton civarında olan BDT'nin üretimi de dahil edildiğinde, dünyada toplam 40.500 ton Uranyum üretildiği ortaya çıkmaktadır.

Uranyum piyasasındaki fiyat gelişmeleri yıllara göre büyük farklılıklar göstermiştir. 1970 yılında 15\$/Kg olan Uranyum fiyatı, 1978 yılında 113\$/Kg'a kadar çıkmış, 1990 yılında ise 70\$/Kg U seviyesine inmiştir.

Türkiye'de Uranyum aramalarına 1990 yılı sonuna kadar devam edilmiş ve 5 yatakta toplam 9.129 Ton görünür Uranyum rezervi ortaya konulmuştur. Bu yatakların ortalama tenör ve rezervleri, aranıp, buldukları yıllarda dünyaca kabul edilen ekonomik sınırlarda olmalarına rağmen, bugün için, bu değerler söz konusu sınırların oldukça altında kalmıştır. Bunun nedeni, son yıllarda nükleer santral planlamalarındaki önemli değişimler ve özellikle Kanada ve Avustralya'da yüksek tenörlü, üretim maliyetleri çok düşük Uranyum yataklarının bulunmasıdır.

Türkiye de geçmiş dönemlerde laboratuvar çapta olsa da önemli teknolojik çalışmalar yapılmıştır. Uranyum cevherinden sarı pasta üretilmesi ve sarı pastanın nükleer yakıt haline getirilmesindeki bütün aşamalar gerçekleştirilmiştir.

Yakın geçmişte, dünya Uranyum üretimi, sürekli olarak tüketimin altında kalmıştır. Öte yandan, ileriye dönük tahminler, aynı trendin devam edeceğini ortaya koymaktadır. Önümüzdeki birkaç yıl içinde aradaki açığın eldeki stoklardan karşılanabileceği düşünülse dahi, 2010 yılına gelindiğinde üretim kapasitesi 24.200 Ton Uranyum düşecek, tüketim ise, 75.759 Ton Uranyuma yükselecektir. Bu durumda, 1970'li yıllardaki petrol krizinde olduğu gibi, 2000'li yıllarda bir Uranyum krizine girilerek, Uranyum fiyatlarının yükselmesi büyük bir olasılık olarak görülmektedir .

Ülkemizin durumuna bakıldığında, elektrik üretiminde kullanılacak yüksek kalorili büyük kömür rezervlerimiz ve de zengin petrol ya da doğal gaz kaynaklarımız yoktur. Ayrıca hidroelektrik potansiyel kullanımı da doyum noktasına gelmek üzeredir. 2000'li yıllarda karşılaşılabilecek enerji sıkıntısını aşabilmek için nükleer enerji kullanımına geçiş kaçınılmaz olacaktır. Daha önce de değinildiği gibi, 2000'li yıllarda Uranyum arzı, kurulu reaktörlere dahi yetmeyecektir. Bu durumda Türkiye'nin öz kaynaklarından yararlanması zorunlu olacaktır. Bu nedenle, Türkiye Uranyum aramalarına etkin bir

şekilde yeniden başlamalıdır. Bugüne kadar bulunan rezervlerin, Türkiye'nin nihai potansiyelini oluşturmadığı, aramalara devam edilmesi durumunda, daha büyük rezervler bulunabileceğine inanılmaktadır. Bunun için gerekli olan, yeterliliğini kanıtlamış eleman kadrosu ve modern ekipman ülkemizde mevcuttur.

2.BÖLÜM

NÜKLEER YAKITLAR VE REAKTÖRLER

2.1. Nükleer Yakıtlar

Ağır radyoaktif (Uranyum gibi) atomların bir nötronun çarpması ile daha küçük atomlara bölünmesi (filyon) veya hafif radyoaktif atomların birleşerek daha ağır atomları oluşturması (füzyon) sonucu çok büyük bir miktarda enerji açığa çıkar. Bu enerjiye nükleer enerji denir. Nükleer reaktörlerde filyon reaksiyonu ile edilen enerji elektriğe çevrilir. Güneşteki reaksiyonlar ise füzyon reaksiyonudur. Bu reaksiyonun yarattığı sıcaklık filyon reaksiyonundakinden çok daha fazladır (birkaç milyon derece santigrad). Bu yüzden bu sıcaklığı kontrol edebilecek bir füzyon reaktörü henüz kurulamamıştır .

Filyon bir nötronun, Uranyum gibi ağır bir element atomunun çekirdeğine çarparak yutulması, bunun sonucunda bu atomun kararsız hale gelerek daha küçük iki veya daha fazla farklı çekirdeğe bölünmesi reaksiyonudur. Dolayısıyla filyon, bir çekirdek tepkimesidir. Parçalanma sonucunda ortaya çıkan atomlara filyon ürünleri denir. Bunların bazıları radyoaktiftir. Bir nötron yutulması ile başlayan filyon tepkimesi sonucunda, büyük miktarda enerji ile birlikte, birden fazla nötron ortaya çıkar. Çekirdek tepkimeleri sonucunda açığa çıkan enerji, kimyasal tepkimelere göre yaklaşık bir milyon kat düzeyinde daha fazladır .

Filyon sonucunda ortaya çıkan nötronların, ortamda bulunan diğer filyon yapabilen atom çekirdekleri tarafından yutulur, onları da aynı reaksiyona sokması ve bunun ardışık olarak tekrarlanmasıdır. Kontrolsüz bir zincirleme reaksiyon, çok çok kısa bir süre içinde çok büyük bir enerjinin ortaya çıkmasına neden olur. Atom bombasının patlaması bu şekildedir. Nükleer santrallarda ise zincirleme reaksiyon kontrollu bir

şekilde yapılır. Bu kontrolün kaybedilerek nükleer yakıtın bir bomba haline dönüşmesi fiziksel olarak olanaksızdır.

Füzyon hafif radyoaktif atom çekirdeklerinin birleşerek daha ağır atom çekirdeklerini meydana getirmesi olayıdır. Füzyon tepkimesinde ortaya çıkan sıcaklık çok daha büyüktür. Güneşteki tepkimeler bu gruba girer.

Nükleer yakıtlar (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu gibi), kimyasal yakıtlara (kömür, petrol gibi) nazaran birim kütle başına (kg) takriben 10^8 misli daha fazla enerji ihtiva etmektedir. Buna paralel olarak, konvansiyonel teknolojiden nükleer teknolojiye geçiş esnasında, medeniyet ve teknoloji alanında yapılan sıçrama, yelkenli gemiden buharlı gemiye, atlı arabadan benzinli motorları kullanan arabalara ve uçaklara geçişte yaşanan tekamülden daha büyük olmuştur. Günümüzde nükleer teknoloji, elektrik enerjisi üreten nükleer santraller vasıtasıyla 30'dan fazla ülkeye fiilen girmiş bulunmaktadır. Halihazırda yaklaşık 350000 MW_{el} kurulu güce sahip 430 nükleer santral, dünya elektrik üretiminin %17'sini karşılamaktadır. Fransanın %75'i, Belçika'nın %58'i nükleer reaktörler tarafından üretilmektedir. A.B.D.de bugün %20'de seyreden nükleer enerji üretiminin, 21'inci asrın ilk yarısında %50'lere yükseltilmesi hedeflenmektedir .

2.2. Fisyon Yakıtları

Fisyon yakıtları iki kısma ayrılır :

1) Çekirdekleri termal nötronlarla (düşük enerjili nötronlar) parçalanabilen yakıtlar, bu yakıtlara genel olarak fisyon yapabilen (fisol) yakıtlar denir. Fisyon yapabilen yakıtlar şunlardır: ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu

2) Çekirdekleri hızlı nötronlarla (yüksek enerjili nötronlarla) parçalanabilen yakıtlar, bu yakıtlara genel olarak üretken (fertil) yakıtlar denir.

Üretken yakıtlar ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu 'dır.

Fisyon reaksiyonlarında çekirdekler, enerjisi MeV mertebesinde olan nötronlarla çarpıştığı zaman fisyon yapabilirler. Bu çekirdekler üretken (fertil) çekirdeklerdir, fisyon yapabilen çekirdekler ise termal nötronlarla çekirdek parçalanması yapan yakıtlardır. ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th gibi izotoplar yüksek enerjili hızlı nötronlarla çekirdek

parçalanması yapabildikleri için nükleer reaktörlerde tek başına kullanılmaz. ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu gibi fisil izotoplar pratik olarak nükleer reaktör yakıtlarıdır. ^{241}Pu ise bir reaktörde hiçbir zaman doğrudan doğruya kullanılmazlar, bu bakımdan pratik bir yakıt değildir. Tabii Uranyumun %99,93'ü ^{238}U ve %0.07'si ise ^{235}U 'dur. Düşük yoğunluktaki tabii Uranyum reaktörlerinin ömrü bittiği halde, bunları kullanmak enerji üretimi için yeterli olacaktır. Günümüzde çalışan tabii Uranyum reaktörlerinde ^{235}U yüzdesi arttırılmış veya zenginleştirilmiştir. Uranyum zenginleştirme işlemi oldukça karışık ve ekonomik olmayan bir işlemdir. Bununla beraber fisil izotopları elde etmek için bir başka yol üretken çekirdeklerinin nötron ile absorbe edildiği zaman radyoaktif bir bozunma serisi sonunda fisil çekirdekler elde edilmesidir. Bu dönüşüme genel olarak fertil – fisil dönüşümü denir ve bu dönüşüm aşağıdaki şekilde verilebilir,



Burada ^{238}U ve ^{232}Th gibi üretken yakıtlar nükleer reaksiyon sonucu ^{239}Pu ve ^{233}U gibi iki fisyon yapabilen yakıta dönüşmüştür. Zenginleştirme işlemi çok pahalı olduğu için bu yol en geçerli olmaktadır. Üretken izotoplar içerisinde en önemlileri ^{238}U ve ^{232}Th 'dir. Bu izotoplar dünyada bol miktarda bulunmaktadır ve aynı zamanda bu izotopların fisyon yapabilen hale gelmesini sağlayan nötronları ancak nükleer reaktörlerde bulmak mümkündür. Gerçekte de günümüzde kullanılan reaktörlerde düşük yoğunluktaki tabii Uranyum yakıtı kullanılmaktadır. Bu gibi dönüşüm işlemleri zincirleme çekirdek parçalanması reaksiyonlarından serbest kalan çok sayıda nötronun üretken çekirdekler tarafından yutulmasıyla meydana gelir. Bu gibi işlemlerde anahtar parametre yakıt çekirdekleri tarafından yutulan nötron başına her bir parçalanma neticesinde meydana gelen nötron sayısıdır.

2.3. Füzyon Yakıtları

Döteryum, çekirdeğinde bir proton ve bir nötron bulunan bir hidrojen izotopudur. Atom çekirdeği yalnız bir protondan meydana gelen hidrojene oranla iki kat daha

ağırdır. Bu nedenle ağır hidrojen ismiyle de bilinir. Hidrojen nükleer mühendisliğin en önemli elementidir. Tabiatta bulunan hidrojen elementi iki izotopun karışımı halindedir. Ancak bu karışım çok dengesizdir. Doğal hidrojen %99,985 ^1H ve % 0.015 ^2H 'den oluşur. Bu orana göre bir ton su sadece yaklaşık olarak 33 gr döteryum içerir. Her ne kadar döteryum oranı gayet az ise de dünyanın $\frac{3}{4}$ 'ünün sularla kaplı olduğu düşünülürse, döteryum rezervinin oldukça büyük miktarlarda olduğu görülebilir. Trityum hidrojeninin en ağır ve radyoaktif bir izotopudur. Trityum izotopu bir proton ve iki nötrondan meydana gelir. Trityum izotopu tabiatta bulunmaz, yapay olarak üretilir. Genel olarak trityum izotopu lityumun termal nötronlarla reaksiyonu sonucunda üretilir. Gelecekte füzyon reaktörlerinin yakıtı olarak kullanılacak olan trityum üretilme reaksiyonu aşağıdaki şekildedir.



Görülüyor ki fisyon reaktörlerinde olduğu gibi füzyon reaktörlerinde de nötron reaksiyonları ile yakıt üretimi vardır. Fisyon yakıtı olarak plutonyum, füzyon yakıtı olarak trityum yapay olarak üretilmektedir.

2.4. Nükleer Reaktörler

Nükleer reaktörler, içerisinde nükleer reaksiyonların kontrollü bir şekilde yürütüldüğü ortamlardır. Çok büyük enerjiler açığa çıkaran iki tür nükleer reaksiyon vardır. Bunlar büyük atom çekirdeklerinin parçalanması (fisyon) veya küçük atom çekirdeklerinin birleşmesi (füzyon) reaksiyonlarıdır. Bu yüzden nükleer reaktörler, içerisinde gerçekleşen reaksiyon türüne göre iki gruba ayrılabilirler:

1. Fisyon reaktörleri
2. Füzyon reaktörleri

Hâlihazırda füzyon reaksiyonu ile çalışan bir nükleer reaktör mevcut değildir. Fikir olarak Haziran 1942'de ortaya atılan füzyon olayı ancak 1952'de bomba olarak denenebilmiştir. Bu büyük gücün kontrol altına alınması, başka bir deyişle füzyona

dayanan bir nükleer reaktörün yapılması ise henüz gerçekleştirilememiştir. Ancak, bu konudaki çalışmalar bütün hızıyla devam etmektedir.

Günümüzde farklı şekillerde tasarlanmalarına rağmen temel olarak fisyon reaksiyonuna dayanan yüzlerce nükleer reaktör mevcuttur. Atom bombasında çok kısa sürede gerçekleşen fisyon reaksiyonu, nükleer reaktörlerde daha uzun sürede gerçekleştirilerek olay kontrol altına alınır.

Nükleer reaktörü oluşturan en önemli elemanlardan birincisi Uranyum yakıttır. (^{239}Pu 'da yakıt olarak kullanılabilir.). Uranyum radyoaktif özelliği düşük olan bir elementtir. Reaktörde reaksiyona girmeden önce lastik bir eldivenle bile tutulabilir. Ancak, fisyon reaksiyonu sonucunda oluşan ürünlerin çoğu oldukça radyoaktiftir. Nükleer reaktör çalışmaya başladıktan sonra ne içine girmek ne de reaktörden çıkan yakıt atıklarına yaklaşmak imkansızdır.

Yakıt olarak kullanılacak Uranyumun reaktöre girmeden önce her türlü safsızlıktan arındırılması gerekir. Ayrıca yapısındaki ^{235}U oranı %3 dolayına yükseltilmiş yani izotopik olarak zenginleştirilmiş Uranyum daha kullanışlıdır. Günümüzde yakıt olarak Uranyum dioksit (UO_2) tercih edilmektedir. UO_2 önce toz haline getirilip sonra 1 cm çap ve yüksekliğinde küçük silindirler şeklinde sıkıştırılır. Daha sonra fırında pişirilerek seramik yakıt lokması haline getirilen bu silindirler 4 m uzunluğunda ince bir metal zarf içine yerleştirilerek yakıt çubukları elde edilir. Büyük bir reaktörde bu yakıt çubuklarından yaklaşık 50.000 tane vardır.

Reaktörün ikinci temel elemanı nötron yavaşlatıcısıdır. Bunun için ise su kullanılır. Uranyum yakıt reaktörde bir su banyosuna daldırılmış çubuklar şeklindedir. Fisyon reaksiyonu sonucunda oluşan nötronlar yakıt çubuklarından su banyosuna geçerler. Su tarafından yavaşlatılan nötronların fisyon yapma yeteneği artar. Bu yavaş nötronların yeniden Uranyum yakıt ile çarpışmaları ise fisyon olayının zincirleme reaksiyon şeklinde sürmesini sağlar.

Fisyon reaksiyonu sonucunda oluşan büyük ısının, yakıtın kızışmasını önlemek için ortamdan transfer edilmesi gerekir. Bunun için ise nötronları yavaşlatmak için ortamda

bulunan suyun bir pompa ile devredilmesi sağlanır. Yaklaşık 300°C’de olan sıcak su borular yardımı ile soğuk su içeren bir haznedan geçirilir. Bu esnada ısı transferi ile soğuk su ısınarak buhar oluşur. Elde edilen buhar bir buhar türbininden geçirilerek ısı enerjisi elektrik enerjisine dönüştürülür.

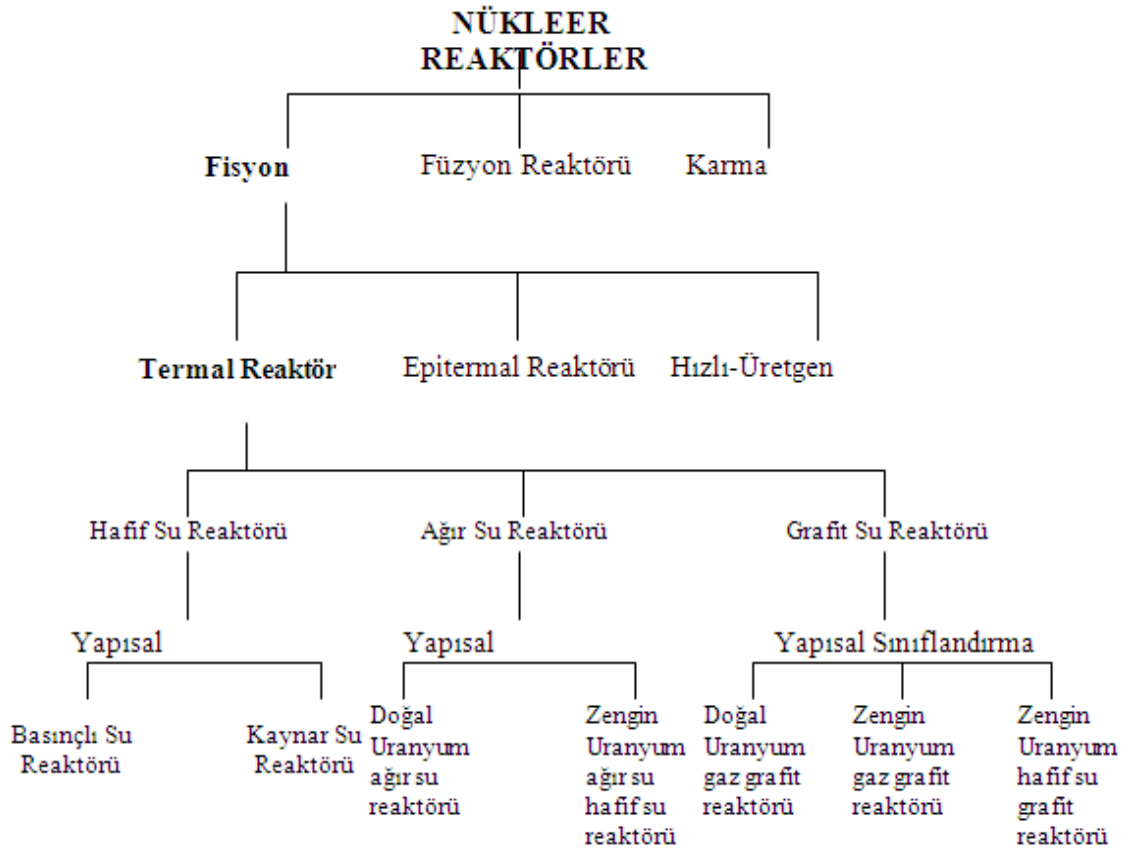
Nükleer reaktörlerin en önemli elemanlarından bir diğeri ise kontrol çubuklarıdır. Reaktörün kontrolü ortamdaki nötron sayısının kontrolü ile mümkündür. Eğer, fisyonun doğan nötronların oluşma hızı Uranyum yakıt tarafından yakalanma hızına eşit ise reaktör aynı güçte çalışmaya devam eder. Ortamdaki nötronların sayısı arttıkça güç yükselir, azaldıkça güç düşer. Ortamda nötron kalmazsa reaksiyon durur. Bunun için, reaktöre kadmiyum veya bordan yapılan ve nötronları soğuran kontrol çubukları yerleştirilir. Bu çubuklar reaktörde istenilen derinliğe indirilerek reaksiyon kontrol altında tutulur.

Sonuç itibariyle bir nükleer güç reaktörü, temelde fisyon reaksiyonundan oluşan ısıyı yayan bir su ısıtıcısıdır. Aynen termik santrallerde olduğu gibi elde edilen ısı ile sudan buhar; buharın türbinleri döndürmesinden ise elektrik enerjisi elde edilir. Prensipte olarak birbirine çok benzeyen termik santrallerle nükleer santraller arasında çok önemli farklar vardır. Öncelikle nükleer santraller, termik santrallerde olduğu gibi dışarı CO₂ ve SO₂ gibi gazlar salmazlar, kül bırakmazlar. Bundan dolayı çevreyi kirletmedikleri söylenebilir. Ancak, nükleer reaktörden çıkan kullanılmış yakıt yüksek radyoaktiviteye sahip bir çok madde içerir. Yüksek aktiviteli bu nükleer atıkların çevreye ve insana zarar vermeden tasfiye edilmesi çok önemli bir problemdir. Bu atıkların dış ortama irtibatı telafisi mümkün olmayan sorunlara yol açabilir. Bu konudaki en büyük gelişme nükleer atıkların yeryüzünün 500 ile 1200 m altında inşa edilen özel depolara gömülmesidir. Yer altında gömülü olan nükleer atıkların yeryüzüne çıkmasını sağlayacak tek mekanizma yeraltı suyu ile teması olacaktır. Bunun için, atıkların gömüleceği yer seçiminde jeolojik ve çevresel faktörler dikkate alınır. Ayrıca, bu atıklar yüksek sıcaklıkta cam eriyiği ile karıştırılıp metal silindirler içine boşaltılır ve soğuduğunda camsı bir yapı oluşturur. Cam suda çözünmeyen, uygun mekanik özelliklere sahip bir malzeme olduğundan yer altındaki nükleer atıkların yeryüzüne çıkma ihtimalini daha da azaltmaktadır. Aslında nükleer atıkların tehlikesi, kurşun, cıva ve arsenik gibi zehirli atıklara kıyasla daha azdır. Çünkü, nükleer atıkların

radioaktivitesi zamanla azalırken, zehirli atıklar çevreye atıldıkları ilk günkü gibi kalırlar.

2.5. Reaktör Tipleri ve Özellikleri

Dünyadaki nükleer reaktörlerin sınıflandırılması aşağıda şematik olarak verilmiştir



Şekil 2.1. Nükleer reaktörlerin sınıflandırılması

2.6. Füzyon-Fisyon (Hibrid) Reaktörlerinin Fiziği

20. yüzyılda, özellikle II. Dünya savaşından sonra Dünyada enerji ihtiyacı dramatik olarak artmaktadır. Halbuki enerji talebi endüstriyel ülkelerde daha fazla veya daha az değişim aralığında artmaya devam etmesi beklenir. Gelişmekte olan ülkeler, günümüz teknolojisinde önerilen potansiyelde hayat standardını ayarlamak için enerji üretim aralığının çok miktarda artışını elde etmeyi denemektedir. Mevcut olan

fosil ve nükleer enerji endüstriyel enerji üretiminin ana bileşenleridir. Yakıt taşınma, dağıtımı ve çevresel problemler atmosferde kirlenme ve aşırı CO₂ gibi lojistik problemler fosil enerjinin % 50 'si kadar nükleer enerji üretim oranı belirlenebilir. Bu durum güneş gücü uyduları veya jeotermal güç sisteminin büyük bir girişinde indirgenebilir. Fransa, İsviçre ve İsveç gibi ülkeler nükleer güç sistemleri yardımı ile toplam elektrik üretiminin % 30-40'ını üretirler. Nükleer enerji üretiminde artan talebi karşılamak için, çok sayıda büyük hacimli hafif su reaktörleri (LWR) inşa edilmektedir. Bu reaktörler 30-40 yıl ömürlü olarak çalıştırılan % 2-% 4 oranında zenginleştirilmiş bol miktarda nükleer yakıt gerektirir. Bu tip bir enerji stratejisi nükleer fisil yakıtın hazırlanmasında çok ciddi tıkanmayla karşı karşıya kalacaktır . Şimdi ana LWR fisil yakıtı (²³⁵U), tabii Uranyumdan elde edilmektedir. Bilindiği gibi tabii Uranyum % 0.7 oranında ²³⁵U içerir. Filyon edilebilen tabii kaynakların %99 'u enerji üretiminde kullanılamamaktadır. Bu filyon edilebilen yakıtdan bir miktar dönüşüm yolu ile Plutonyum üretilse de bu oran 0.6-0.7 civarındadır. Hızlı Üretken (fast breeder) veya termal üretken reaktörlerin geliştirilmesi ile tabii Toryum kaynakları fisil yakıt ²³⁵U'e dönüştürülebilmektedir. Ancak bu dönüşüm çok zaman almaktadır. Hızlı üretken reaktörlerde bu süre çok sayıdaki LWR'lere yakıt temin edemeyecektir. Ayrıca yeni kurulacak olan hızlı üretkenlerde yakıt talebinde bulunacaktır. Yalnız fissil olmayan (dış) nötron kaynakları, iyi kurulmuş edilen LWR reaktörler teknolojisi esas alınarak nükleer enerjinin üretiminin devam etmesi için ihtiyaç duyulan nükleer yakıt miktarlarını sağlamaktır. Fisil yakıt üreticilerinde mevcut olan, iki temel nötron zenginleştirilme işlemi aşağıdaki gibi olabilir,

- 1) Füzyon üreticiler, (D,T) veya (D,D) füzyon reaksiyonlarından esas alınmıştır.
- 2) Elektro-nükleer üreticiler, yüksek enerjili protonları 1 GeV civarında bombardıman edilmesi altında ağır çekirdeklerin maden filizlerini ayırmada esas alınmıştır.

Füzyon-filyon hibrid sistemi tamamlanan özelliklere sahip füzyon ve filyon proseslerinin bir kombinasyonudur. Bu kombinasyonda füzyon plazmasının çevresi üretken yakıtlardan (²³⁸U veya ²³²Th) oluşan bir blanketle sarılmakta ve reaksiyondan çıkan füzyon nötronları bu blankette yakalanmaktadır. Yakalanan nötronlar bu yakıtları fisil yakıt olan ²³⁹Pu 'a veya ²³³U'e dönüştürmektedir.

Özellikle yüksek enerjili D,T (14,1 MeV) nötronları fertil yakıtlara fisyon yaptırabilmektedir.

Bazı fisil yakıtlar reaktörde yansa bile önemli bir miktarı özel tekniklerle LWR'lerde kullanılmak üzere çıkarılabilmektedir. Çalışmalar bir füzyon üreticisinin birim enerji başına hızlı üretken reaktörlerden 30 kat daha fazla fisil yakıt üretebileceğini göstermiştir. Aşağıda hibrid reaktördeki füzyon enerjisi 27 MeV, hızlı üretken reaktöründeki fisyon enerjisi 200 MeV olmak üzere hesaplama gösterilmiştir.

$$\frac{\left(\frac{BR-1}{E}\right)_{HR}}{\left(\frac{BR-1}{E}\right)_{FB}} = \frac{1.8-1}{\frac{27}{200}} = 30 \quad (2.3)$$

değeri elde edilir.

Hibrid reaktörün başka bir avantajı yüksek bir verimle aktinitlerle yakılmasıdır. Aktinitler (radyoaktif atık malzeme) LWR'lerde önemli miktarda atık malzeme olarak çıkmaktadır. Yüksek enerjili füzyon nötronları bu aktinitleri yakılabilir veya yüksek kalitede fisil yakıtı dönüştürebilir. Hızlı reaktör için başlangıçta plütonyum malzemesine ihtiyaç vardır. Halbuki hibrid reaktörü tabii veya harcanmış Uranyum ve Toryum kullanılabilmektedir. Bir hibrid reaktörün diğer avantajı LWR'de harcanan yakıtı gençleştirir ve yakıt çevrim prosedürüne geçişe müsaade eder. LWR'nin harcanan yakıtı, füzyon nötronlarının ışınlamı altında ^{238}U 'de hızlı fisyon prosesleri boyunca bir hibrid blanketinde de enerji üretmeye devam eder. Aynı zamanda plütonyum izotoplarının yapılması da devam eder. Böylece belirli bir ışınlım periyodundan sonra, bu harcanan yakıtın fissil gelişimi, LWR için taze bir yakıt olacak şekilde seviyesinde zenginleştirilir. Malzeme tahrip oluncaya kadar bu çevrimler tekrar edilebilir.

2.7. Füzyon-Fisyon Hibrid Reaktör Çalışmalarının Ana Hatları

Füzyon ve fisyon reaktör özelliklerini bünyesinde birleştiren reaktörler hibrid reaktörler olarak isimlendirilir. Füzyon reaktörleri yüksek enerji nötronlarının yüksek

bir miktarını üretebilmektedir. Füzyon plazması bir fertil blanket tarafından çevrenirse yüksek enerjili füzyon nötronları ($n,2n$) veya ($n,3n$) reaksiyonları ile fertil malzemelerde hızlı fisyonlara sebep olmaktadır. Bu durum füzyonda, bir veya iki nötron ilavesi ile üretilebilmektedir. Hızlı üreticiler nükleer enerjinin bir biriminde tipik olarak 10-20 kat fazla fisil yakıtı üretebilir.

Hibrid reaktörler hızlı fisyon blanket ve füzyon reaktöründen meydana gelmektedir. Hızlı fisyon blanketinde (D,T) füzyon kaynağının etrafı, ^{238}U veya ^{232}Th gibi fertil malzeme blanketi ile çevrelenmiştir. Füzyon nötronları fertil malzemede önemli hızlı fisyonları meydana getirir. Böylece füzyon enerjisi kuvvetlendirilerek ayarlanır ve füzyon nötronları çoğaltılabilir. Yaklaşık olarak nötronların her biri füzyon nötron kaynağı için lityumdan trityum üretilmesi gerekmektedir ve geride kalan fisil yakıtı üretir.

Füzyon kaynağından çıkan partiküller ilk cidara (first şall) çarparak durdurulmaktadır. Nötronlar ise ilk cidarı geçerek fertil malzeme ile reaksiyona girerek hem yakıt hem de termal enerji üretimi yapmaktadır. Fisyon sonrası ortama çıkan nötronlar ise bir sonraki katman olan Lityum bölgesine girerek trityum elde edilmesini sağlamaktadır. Burada fertil malzeme yerine nötron çoğaltıcı ve trityum üretici blanket (berilyum, kurşun, lityum v.b.) konmuştur. Lityum blanketi yerine de ^{233}U üretmek üzere sıvı fertil malzeme (genellikle Toryum) yerleştirilmiştir. Nötron çoğaltıcısı Berilyum, nötronların sayısını artırır ve enerjilerini modere eder. ^{232}Th için eşik enerjisi seviyesine düşerek fertil bölgesine giren nötronlar yakalanarak ^{233}U üretirler. Yarı Ömrü 27 gün olan ^{233}Pa yakıt blanketinden çıkarılmadan önce ^{233}U fisil yakıtına önemli oranda dönüşmüş olur. Diğer yandan, termal nötronlar çoğunlukla ^6Li ile reaksiyona girmektedir. Bu yolla Lityumdan füzyon için Trityum üretilmektedir. Toryumdan nötron absorpsiyonu yolu ile üretilen ^{233}U fisil yakıtının, reaktörden çıkarılarak fisyon reaktörlerinde yakıt olarak kullanılması arzu edilmektedir. ^{233}U termal nötronlarla kolayca reaksiyona girdiği için henüz reaktörden çıkarılmadan yanma ihtimali bu şekilde azaltılarak maksimum fisil yakıt üretimi ve minimuma indirilmiş fisyon sağlanmış olmaktadır. Diğer yandan bu blanketlerde fisyon güç yoğunlukları yüksek olmasına rağmen kritik altı çalışabilmesi emniyet açısından çok önemlidir. İşletme periyodu boyunca blanket

enerjisindeki artış fissil yakıt üretiminin kararlı olmasını sağlayacaktır. Tesis dengesi için türbin ve diğer elemanlar, hibrid blanketten çıkacak olan yüksek enerjili nötronlar dikkate alınarak blanket ömrü sonuna kadar dayanabilecek şekilde dizayn edilmelidir.

2.8. Nükleer Enerji Hammaddeleri Uranyum-Toryum

2.8.1. Uranyum

Uranyum hiçbir zaman doğada serbest olarak bulunmaz.Çeşitli elementlerle birleşerek Uranyum minerallerini meydana getirir. Yerkabuğunda yüzlerce Uranyum minerali vardır;ancak bunların büyük çoğunluğu ekonomik boyutta Uranyum içermezler. Ekonomik yatak oluşturanlar, autunite, pitchblende (uraninite) coffinite ve torbernite'dir.

Uranyum cevheri doğada bulunuş şeklinden nükleer reaktörde kullanılacak yakıt haline getirilinceye kadar birçok evreden geçer. Bunlar:

- 1) Cevher Arama
- 2) Cevher Yatağının İşletilmesi, Cevher Çıkarma
- 3) Sarı Pasta Üretimi
- 4) Sarı Pasta Arıtma (ADU yapımı)
- 5) Kalsinasyon ve UO_2 'ye indirgeme
- 6) UO_2 'nin UF_4 'e Dönüştürülmesi
- 7) UF_4 'den UF_6 Yapımı

Uranyum uluslararası piyasalarda nükleer enerji hammaddesi olarak, sarı pasta halinde işlem görür. Ürün standardı olarak sarı pastanın en az %60U içermesi istenmekte ve arıtılmış bir Uranyum bileşiğinde (UO_2 , UF_6 gibi) diğer elementlerin toplamının 1gr Uranyum için 300ppm'den fazla olmaması gerekmektedir.

2.8.2. Türkiye’de Uranyum rezervi

Türkiye’de bugüne kadar bulunmuş Uranyum yataklarının büyük bir çoğunluğu sedimanter tip yataklardır. Bu gruba, Köprübaşı, Fakılı ve Sorgun Uranyum yatakları girmektedir. Sadece Demirtepe yatağı damar tipi Uranyum yatakları grubuna girmektedir. Türkiye’de aramalar sonucunda 9 129Ton Uranyum bulunmuştur. Bulunan Uranyum yataklarının tenör ve rezervleri aşağıda verilmiştir.

•Köprübaşı: %0.4-0.05 U_3O_8 ortalama tenörlü,1351 Tonu Kasar tipi, 1201 Tonu Taşharman tipi, 300 Tonu Ecinlitaş tipi olmak üzere toplam 2 852 Ton görünür rezervi vardır. Cevher, Neojen yaşlı sedimanlar içindedir.

•Fakılı: %0.05 U_3O_8 ortalama tenörlü, 490 Ton görünür rezervi vardır. Cevher, Neojen yaşlı sedimanlardadır.

•Küçükçavdar: %0.04 U_3O_8 ortalama tenörlü, 208 Ton görünür rezervi vardır. Cevher, Neojen yaşlı sedimanlardadır.

•Sorgun: %0.1 U_3O_8 ortalama tenörlü, 3 850 Ton görünür rezervi vardır. Cevher, Eosen yaşlı sedimanlardadır.

•Demirtepe: %0.08 U_3O_8 ortalama tenörlü, 1729 Ton görünür rezervi vardır. Cevher, Paleozoyik yaşlı şistlerdeki fay zonlarındadır.

Yukarıda adı geçen sahaların:

-Ortalama tenör ve rezervleri, aranıp buldukları yıllarda dünyaca kabul edilen ekonomik sınırlarda olmasına rağmen, bugün için bu sınırların (min.2000 ppm) oldukça altında kalmaları,

-Rezervlerin oldukça küçük miktarlarda olması nedeniyle, gerekli olan küçük kapasiteli tesislerin ekonomik olarak çalıştırılmasının güçlüğü,

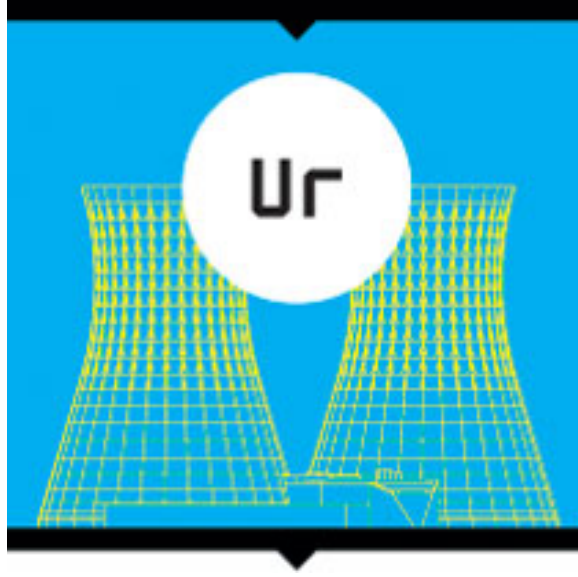
-Dünya Uranyum fiyatlarının, özellikle son yıllardaki düşüklüğü ve bu düşüşün devam etmesi (17-20\$/Kg U), gibi nedenlerle ekonomik olarak değerlendirilmelerinin mümkün olmadığı tespit edilmiştir. Söz konusu jeolojik anomalilerin Uranyum yatağı olarak

işletilebilmesi için, rezervin kısıtlılığını dikkate almaksızın, Uranyum fiyatlarının minimum 130\$/KgU'a ulaşması gerekmektedir



2.2. Türkiye'nin Uranyum ve Toryum rezerv haritası

21. Yüzyılda Dünya enerji tüketiminin giderek artması ile mevcut enerji kaynakları azalmakta ve işletilmekte olan mevcut reaktörler büyük miktarda radyoaktif atık oluşturmaktadırlar. Bu problemler ile karşı karşıya gelen Dünya ülkeleri enerji üretimi ve atıkların ortadan kaldırılması için büyük bir çaba içerisindeyler. Mevcut nükleer enerji üretimi daha ziyade hafif su reaktörleri teknolojisine dayanmaktadır. Mevcut reaktörler uranyum yakıtının ancak %1 kadarını değerlendirip %99 kadarını kullanılmayan yüksek derecede radyoaktif atık olarak geride bırakırlar. Hafif su reaktör teknolojisinin yaygın oluşu ve nükleer enerjinin dünya enerji üretiminde giderek artması; nükleer yakıt üretimi için başka kaynakların aranmasını zorunlu hale getirmektedir[1].



•Uranyum Yakıtlı Hafif Su Reaktörü

- Yakıt : Uranyum yakıt çubukları
- Gigawat çıktı başına yakıt girdisi : 250 ton ham uranyum
- 1 GW reaktör için yıllık yakıt maliyeti : 50 – 60 milyon \$
- Soğutucu : Su
- Safılık potansiyeli: Orta
- Düşük yoğunluklu nüfus yoğunluğu ile çevrelenmiş 200.000 – 300.000 m²

[2]

3.BÖLÜM

TESİR KESİTİ

Enerji yükseltici sistemi yüksek enerjili proton demeti altında çalıştığı için hedef çekirdeğin nükleonik karakteristiklerinin ekstra çalışmalarını gerektirmektedir, özellikle de atık ürün çekirdek verimleri önemlidir. Hedef materyalden çıkan nötronların enerji spektrumu, nötron ürünü ve proton ile bombardıman edildiği zaman hedef içinde depo edilen enerji gibi detaylı bilgilere enerji yükseltici sisteminde gerek duyulmaktadır. Spallasyon sonrası oluşan atık çekirdek hedef içerisinde hızlandırıcı penceresine ve yapısal materyallerde radyasyon zararına, aşınmaya ve çürümeye katkıda bulunmaktadır. Bu yüzden Hızlandırıcı kaynaklı enerji yükseltici sistem tasarımı spallasyon hedef içinde atıkların üretim tesir kesitlerinin net bir şekilde bilinmesini gerektirir.

Tesir kesiti (σ) kavramı, gelen şüadaki azalmayı hesaplamak gayesiyle takdim edilmiştir. A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir materyal üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir parçacıklar şüası düşünelim. Bir parçacık ince levhadan geçerken şayet bir çekirdeğe çok yaklaşırsa bu çekirdek tarafından bu parçacığın bir miktar yutulma (soğurulma) veya saçılma şansı vardır. Farz edelim ki, σ bir atomu kuşatan etkin alandır; öyle ki şayet gelen parçacık bu alana düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Diyelim ki, levhanın birim hacmi başına n tane hedef çekirdeği olsun. Gene farz edelim ki, levha o kadar ince olsun ki hiçbir çekirdek diğer bir çekirdek üzerine binmesin ve böylece her birinin gelen parçacıklarla nükleer reaksiyona aynı ölçüde sebep olmaları mümkün olsun [3]. Bu kabullenişlerden sonra

ndt = birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı

$Andt$ = A alanındaki toplam çekirdek sayısı

olacaktır. Her bir çekirdek σ etkin alanıyla iştirak ettiğinden, bir nükleer reaksiyon için mümkün olan toplam hassas veya etkin alan

$$A n \sigma dt = \text{toplam etkin alan}$$

olacaktır. Etkin alan kesri (f) ise

$$f = \text{toplam etki alan} / \text{toplam yüzey alan} = \sigma A n dt / A = n \sigma dt$$

ifadesiyle verilir. Bu etkin alan kesri, şuanın ince levhadan geçerken I şiddetinde meydana gelen değişiklik kesrini temsil eder. Böylece şiddetteki dI değişimi

$$dI = -fI$$

ile verilir. İhtimaliyetten bahsettiğimize göre f'nin ve σ 'nın atomun geometrik büyüklüğüyle pek ilgisi yoktur. Gerçekten de σ , bir nükleer reaksiyonun meydana gelme ihtimaliyetiyle orantılıdır. Bağlantılar birleştirilirse

$$-dI/I = n \sigma dt$$

elde edilir. Buradaki negatif işaret t kalınlığı arttıkça I şiddetinin azalacağı anlamına gelir. $t=0$ anında $I=I_0$ olduğunu kabul ederek yukarıdaki bağıntının integrali alınırsa

$$I = I_0 e^{-n \sigma t}$$

elde edilir. Şuadaki N parçacık sayısı şuanın şiddetiyle orantılı olduğundan bağıntı parçacık sayısı cinsinden

$$N = N_0 e^{-n \sigma t}$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N'de levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti genellikle σ ile gösterilir. Tesir kesitinin birimi barn'dır ve b ile gösterilir.

$$1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

olup daha küçük birimi milibarn'dır.

$$1mb = 10^{-3} b$$

3.1. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, her zaman sadece bir tür nükleer reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Şayet birden fazla türde reaksiyon meydana gelmişse her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi-tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesiti bunların toplamına eşit olacaktır. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için, açığa bağımlı başka bir tesir-kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir. Bunu (θ, ϕ) ile göstereceğiz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir-kesiti/steradyan}) \quad (3.1)$$

Böylece toplam tesir-kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.2)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.3)$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (3.4)$$

olup katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.5)$$

dir. σ_T , toplam tesir kesiti iki bağıntı birleştirilerek bulunabilir.

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.6)$$

Şayet diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise tesir kesiti (ϕ üzerinden integral alındıktan sonra)

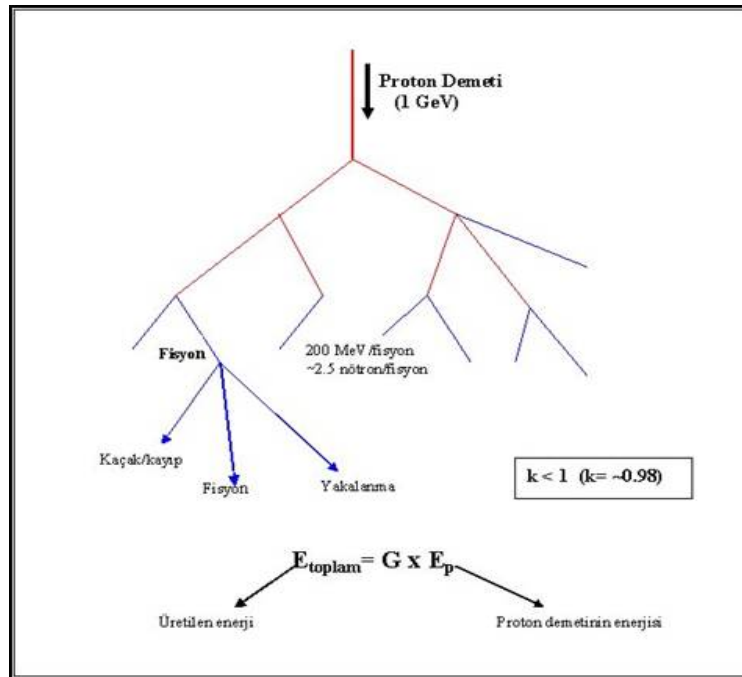
$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (3.7)$$

olacaktır. Burada $d\sigma/d\Omega = \sigma(\theta)$ diferansiyel-tesir-kesitidir. Diferansiyel-tesir-kesiti ölçümünün faydası, sadece enerjiye bağımlı olmayıp, aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teoriyle deney arasındaki uygunluk, farzedilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir.

4.BÖLÜM

HIZLANDIRICI SÜRÜMLÜ SİSTEMLER VE OLUŞAN REAKSİYONLAR

Hızlandırıcıdan gelen bir parçacık demeti (çoğu tasarımlarda proton) ağır elementlerin kalın bir hedefine çarptığı zaman hedef içinde atomik çekirdeğin spallasyonu ile çok miktarda nötronlar ve yüklü parçacıklar elde edilir. Hızlandırıcı Sürümlü Sistemler (Accelerator Driven System-ADS) hem yüksek seviyeli atık yakabilen hem de uranyum dışındaki yakıt çevrimlerinin (toryum yakıt çevrimi, karışık oksit yakıt çevrimi) esnek olarak kullanılabilceği bir tasarım olarak karşımıza çıkmaktadır. ADS'de hedef malzeme üzerine yönlendirilen protonlar ile kaynak nötronlar üretilir. Hedef malzeme katı ya da sıvı fazdaki ağır metalden yapılmıştır. Nükleer reaksiyon sonucunda her bir proton için hedefte onlarca nötron üretilir. Üretilen nötronlar, kritik-altı kora gönderilerek diğer nükleer reaksiyonların başlamasını sağlar (Şekil 4.1). Kritik-altı kor termal ya da hızlı nötron spektrumunda çalışabilecek şekilde tasarlanmıştır. [4][5][6]



Şekil 4. 1. Spallasyon (doğurma) prosesi ve nötron üretimi

Hızlandırıcı sürümlü sistem veya Enerji Yükselteci (Energy Amplifier-EA) konvansiyonel nükleer reaktörlerdeki olası kritiklik kazası ($k_{eff} > 1$) riskinin giderileceği ($k_{eff} = 0,96-0,98$ Aralığında), pasif güvenliğe sahip bir kritikaltı reaktör sistemiyle, yüksek proton akımlı ($>10\text{mA}$) ve enerjili (1-1,5 GeV) bir hızlandırıcı kompleksinin birlikte çalıştırılmasının planlandığı yeni nesil reaktörlerdir. Bu reaktörlerde amaç, yüksek termodinamik verimle (%40-44) toryum yakıttan enerji üretmek ve mevcut radyoaktif atıkları kısa ömürlü radyonüklidlere dönüştürerek yakmak veya yok etmektir. Kritikaltı bir reaktörden ($k_{eff} = 0,98$), 1500 MW güç (termodinamik verim ADS için[7][8]

(~%42) üretimi için düşünülen hızlandırıcının proton demet akımı, $I_p = 12,5 \text{ mA}$ ve enerjisi $E_p = 1,0 \text{ GeV}$ dir.

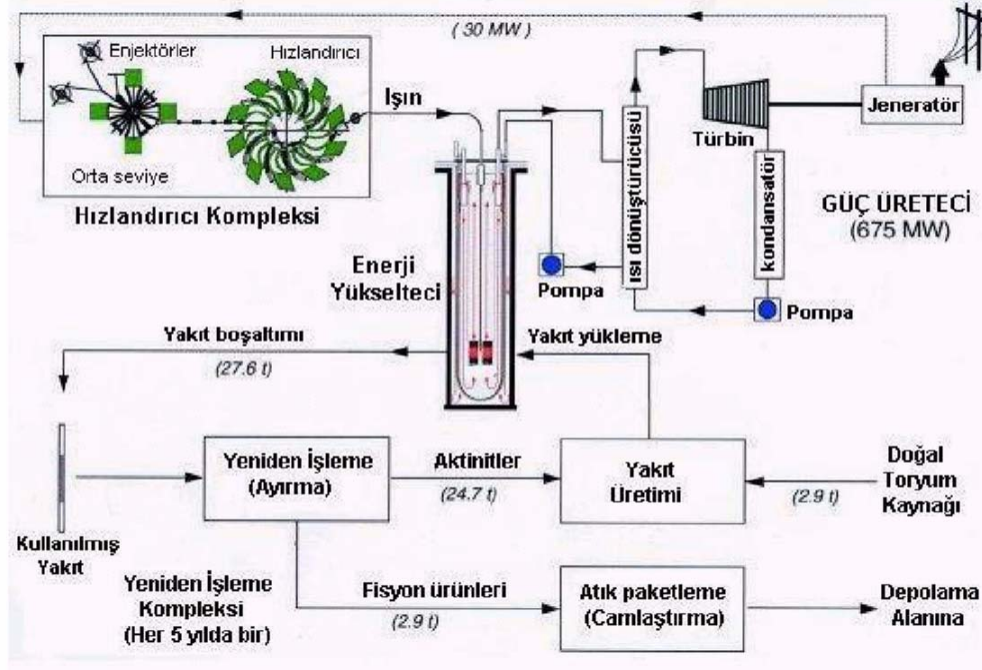
Özellikle hızlandırılan akım k çoğaltma katsayısında işlemesi için daha fazla kazanç sağlamalı. Enerji kazancı G aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$G = \frac{G_0}{1 - k} ; \quad G_0 \approx 2,5 \quad (4.1)$$

Eğer $k=0,95$ ile ful güce ulaşmak istenirse buna denk gelen kazanç $G=50$ dir. Burada G_0 kazanç orantı sabitidir ve iyi tasarlanmış bir enerji yükselteci için 2,4-2,5 dir. k; kritik altı etkin değer. Enerji yükseltecinin genel tasarımı Şekil 4.2.'de görüldüğü gibidir.

Bu derece yüksek akıma ve enerjiye sahip olan proton demeti ile kurşun veya kurşun-bizmut hedef elementin üzerine uygun bir konfigürasyonda bombardımanı sonucu meydana gelen “spallasyon” (doğurma) reaksiyonlarıyla her proton başına 15-20 nötronun üretimi gerçekleştirilmektedir. Dolayısıyla ADS/EA sistemleriyle yüksek nötron akılarına ($10^{17} - 10^{18} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) ulaşılabilir. Elde edilen yüksek nötron akısı, dünyada ^{238}U 'dan 4 kat daha fazla olan ^{232}Th 'un hiçbir izotop zenginleştirilmesi yapılmaksızın yakıt olarak kullanılmasına imkân vermektedir. ADS/EA sistemi, proton demet akımı kesildiğinde, nükleer kaskad reaksiyonlarla üretilen ısının risksiz olarak çekilebildiği pasif bir sistemdir. ADS üç ana kısımdan oluşmaktadır: Hızlandırıcı, hedef ve ısının oluşup transfer edildiği bölüm. Enerji yükselteci sistemi yüksek enerjili

proton demeti etkisi altında çalışır ve bu durum enerji yükseltecinin karakteristiğidir. Orta-yüksek dereceli enerjilerde spallasyon nötron kaynağı ile enerji yükselteci sistemi arasında önemli bir ilişki bulunmaktadır. [9]



Şekil 4. 2. Tüm Kompleksin Gösterim

4.1. Spallasyon Reaksiyonu

Nötron üretimi için birçok nükleer reaksiyon vardır. Buna karşın, nötronların üretiminde protonların kullanımı, nötron ekonomisi açısından en uygun yöntem olarak karşımıza çıkmaktadır. Doğurma prosesinin tam bir tanımı olmamasına karşın, yüksek enerjili hadronların (proton, nötron pion, vb.) ya da hafif çekirdeklerin (döteryum, trityum vb) hedef çekirdeklerle etkileşimi olarak tanımlanabilir. Yüksek enerjili parçacık, çekirdekle etkileştikten sonra, hedeften bazı nükleonların ya da hafif çekirdeklerin çıkmasına yol açar. Bu esasa dayanarak yüksek enerjili proton (0,5-1,0 GeV mertebesinde) hedef çekirdeğe çarptırılır (intranükleer kaskad). Hedef çekirdekten yüksek enerjili nükleonlar çıkarak çevresindeki çekirdeklerle etkileşirler. Bu iki süreç içerisinde hedef çekirdeklerin belirli bir kısmı, ya parçalanma ya da buharlaşma suretiyle dışarı fazladan nükleonlar atarlar ki bu nükleonların içerisinde üretilen nötronlar (20 MeV altı) fisyon

yapması için hedefi çevreleyen korda kullanılır. Dolayısıyla bir ADS sisteminde, temel düşünce proton başına çıkan nötronların sayısının maksimize edilmesidir.

Spallasyon reaksiyonları hızlandırıcı kaynaklı sistemde kritikaltı reaktörü besleyen nötron kaynağını oluşturur. Nötron verimi ve reaksiyonda üretilen atık çekirdek ADS' de kullanılan spallasyon nötron kaynak hedefinin oluşumu ve tasarımında önemli bir rol oynamaktadır. Spallasyon reaksiyonlar ağır bir hedef üzerinde hafif- enerjik mermi ile oluşan çarpışmadır. Bu reaksiyonlar iki safhalı bir süreç olarak ifade edilebilir. Birinci safhada mermi hedef çekirdeğin nükleonları ile yarı serbest nükleon-nükleon çarpışmalarını oluşturur.

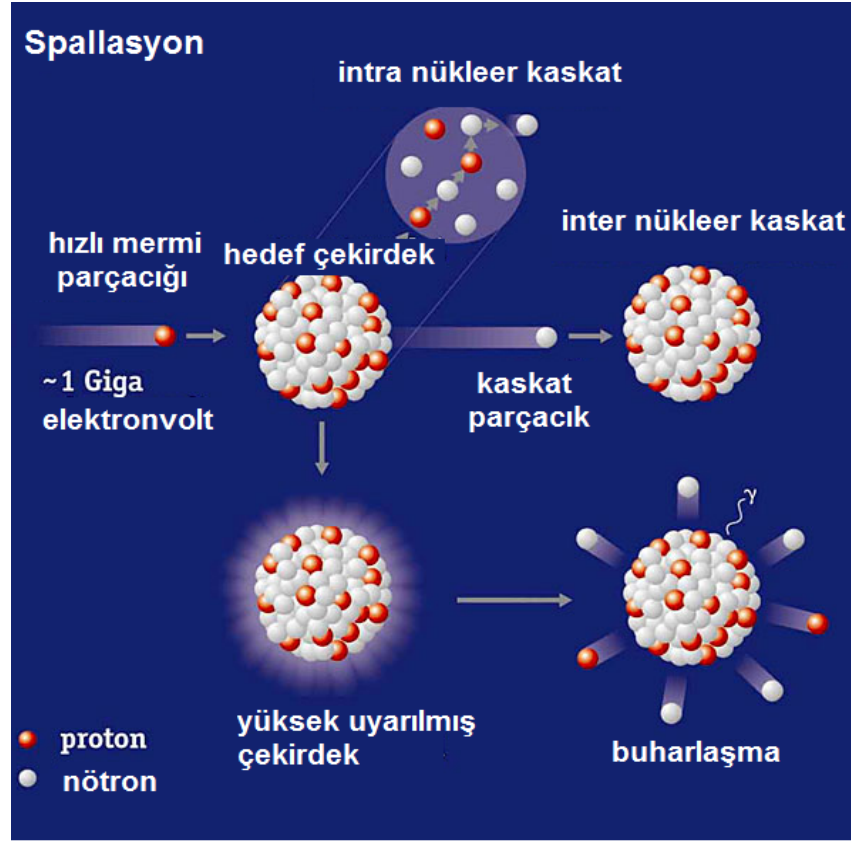
Bu çarpışmalar birkaç nötron ve protonların anlık çıkmasına yol açar. Gelen merminin kinetik enerjisinin bir kısmı uyarma enerjisi olarak hedef çekirdeğe aktarılır. Mesela 1 GeV enerjili proton hedef çekirdekte ortalama 200 MeV enerji depolar ve geri kalan enerji anlık yayılan nükleonlar arasında bölüşülür. Hızlı nükleonların çıkması hedef içinde inter-nükleer kaskad sürecinin gelişmesinde önemli bir rol oynarlar. İkinci adımda çarpışmada üretilen atık çekirdek düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonu uğramasıyla tekrar uyarılır. Buharlaşan parçacıkların enerjisi çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir.

Mermi ve hedef arasındaki nükleer etkileşme toplam reaksiyon tesir kesiti ile belirlenir. Spallasyon reaksiyonlar modellendiği zaman, hedef çekirdek bir potansiyel kuyusu içinde etkileşmeyen iki Fermi gaz (nötronlar ve protonlar) gibi düşünülür. A kütle numaralı bir çekirdekle spallasyon reaksiyonu oluşturan proton iki safhada meydana gelen bir oluşum gibi modellenir. Birinci safha olan kaskad safhasında proton $r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,3$ fm), yarıçaplı bir küre çekirdek içine girerek başka nükleonlarla çarpışır ve bu işlem devam ederek sırasıyla diğer nükleonlara çarpar.

Bu işlem çekirdek içerisinde bir kaskadı kurar ve çekirdekten nükleonların çıkması ile son bularak çekirdek uyarılmış halde bırakılır. Bu safha yaklaşık olarak $\sim 10^{-20}$ s devam eder. [10-13]

İkinci safha olan buharlaşma (evaporation) safhasında, çekirdek biraz uyarma enerjisi ile bir potansiyel kuyusunda tutulan proton ve nötronların Fermi gazı gibi modellenir. Uyarma enerjisi kuyu içerisindeki nükleonlar tarafından bölüşülür ve sistem nükleer

sıcaklıkla karakterize edilebilir Spallasyon reaksiyonunun bu her iki safhası yaklaşık olarak 10^{-6} s içerisinde tamamlanır.



Şekil 4. 3. Spallasyon Reaksiyonu

Kaynak hedef eğer kalın hedef ise hem kurşun hem de tungsten 1,0 GeV'de yaklaşık olarak proton başına 15 nötron (15 n/p) üretir. Demet enerjisi arttıkça nötron üretimi hemen hemen lineer olarak artar. Ancak bu artış oranı demetin enerjisi 1 GeV'in üzerine çıkınca azalır. Demet enerjisi 2,5 GeV olduğunda Pb ve W hedefi sırasıyla 40 n/p ve 50 n/p üretirler. Nötron kaynak hedefi reaktöre gerekli olan ekstra nötronları sağlamak için kritikaltı reaktörün içine yerleştirilir. Yüksek nötron akımı gerekli olduğu için Pb ve Pb-Bi gibi sıvı hedefler tercih edilir. Ancak sıvı hedefler demet penceresinde malzeme problemlerine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef malzeme olarak düşünülmektedir. [14]

Mermi ile hedef çekirdek arasındaki ilk çarpışma birçok direk reaksiyonlara yol açar (intranükleer kaskad), halbuki tek tek nükleonlar veya nükleonların küçük grupları

çekirdeklerden çıkarılır. Nükleon başına birkaç GeV' in üzerindeki enerjilerde ayrıca çekirdek parçalaması oluşur. Reaksiyonun intranükleer kaskad safhası sonrası, çekirdekler uyarılmış durumda bırakılır. Daha sonra çekirdek buharlaşan nükleonlar ile (çoğunlukta nötronlar) taban durumuna döner. Spallasyon bir nükleer reaksiyon gibi ifade edilebilir. Bu reaksiyonda oluşan her bir parçacığın enerjisi o kadar yüksektir ki iki veya üç parçacık hedef parçacıktan çıkartılabilir ve bu esnada hedef çekirdeğin hem kütle numarası hem de atom numarası değişir. Spallasyon işlemi intranükleer kaskad ve buharlaşma şeklinde iki safhalı bir süreç olarak tasvir edilebilir.

Kalın hedefler için 20 MeV' in üstünde yüksek enerjili ikincil parçacıklar daha fazla spallasyon reaksiyonunu üstlenir. Bazı hedef malzemeler için 20 MeV'in altındaki düşük enerjili spallasyon nötronları (kaskad –buharlaşma nötronları gibi) düşük enerjili (n, xn) reaksiyonlar ile nötron üretimine katkıda bulunabilir. Daha ağır çekirdek için yüksek enerjili fisyon oldukça yüksek bir şekilde uyarılmış bir çekirdek içinde buharlaşma ile rekabet edebilir. Tantalyum, Altın, Bizmut, Tungsten ve Kurşun spallasyonu üstlenebilecek örnek malzemelerdir. Yüklü parçacıkların çoğu hedef içinde veya hedefin boşluğunda Coulomb etkileşmesinin etkisi sonucunda yavaşlatılır ve durdurulur. Nötronlar ise yüksüz oldukları için hedef içine ve çevrelenen kritikaltı kor içine girerler. Eğer spallasyon hedef kritikaltı korun merkezine yerleştirilirse daha sonra bir nötron çoğaltıcısı gibi davranır. Bu çoğalma nötron kayıplarının spallasyon hedeften elde edilen yeni nötronların miktarı ile dengelenir. Nötron çoğalması esnasında kor içinde meydana gelen fisyon ile elde edilen enerji proton demeti üretmek için tüketilen enerjiden daha çoktur. Spallasyon hedef ile elde edilen dış nötronlar sistemin sürekli gücünü (enerjisini) sürdürür ve kritik reaktörlerdeki gecikmiş nötronlar gibi aynı rolü oynar. Sonuç olarak, etkin k_{eff} 1'in çok altında değerlere sahip olabilir[15].

Tablo 4.1. Nötron üretimi için hedef olarak düşünülen malzemelerin yoğunluk ve izotopik kesirleri

Hedef Malzeme	Yoğunluk(g/cm ³)	İzotop	İzotopik Bolluk(%)
Berilyum	1,850	⁹ Be	100
Krom	7,200	⁵⁰ Cr	4,174
		⁵² Cr	83,700
		⁵³ Cr	9,673
		⁵⁴ Cr	2,453
Bakır	8,920	⁶³ Cu	68,499
		⁶⁵ Cu	31,501
Kurşun	11,344	²⁰⁶ Pb	24,000
		²⁰⁷ Pb	22,900
		²⁰⁸ Pb	53,100
Bizmut	9,800	²⁰⁹ Bi	100
Civa	13,546	¹⁹⁶ Hg	0,146
		¹⁹⁸ Hg	9,869
		¹⁹⁹ Hg	16,763
		²⁰⁰ Hg	23,028
		²⁰¹ Hg	13,225
		²⁰² Hg	30,004
		²⁰⁴ Hg	6,965
Toryum	11,700	²³² Th	100
Tungusten	19,350	¹⁸² W	26,068
		¹⁸³ W	14,250
		¹⁸⁴ W	30,716
		¹⁸⁶ W	28,966
Uranyum	19,050	¹³⁵ U	0,700
		¹³⁸ U	99,300

5.BÖLÜM

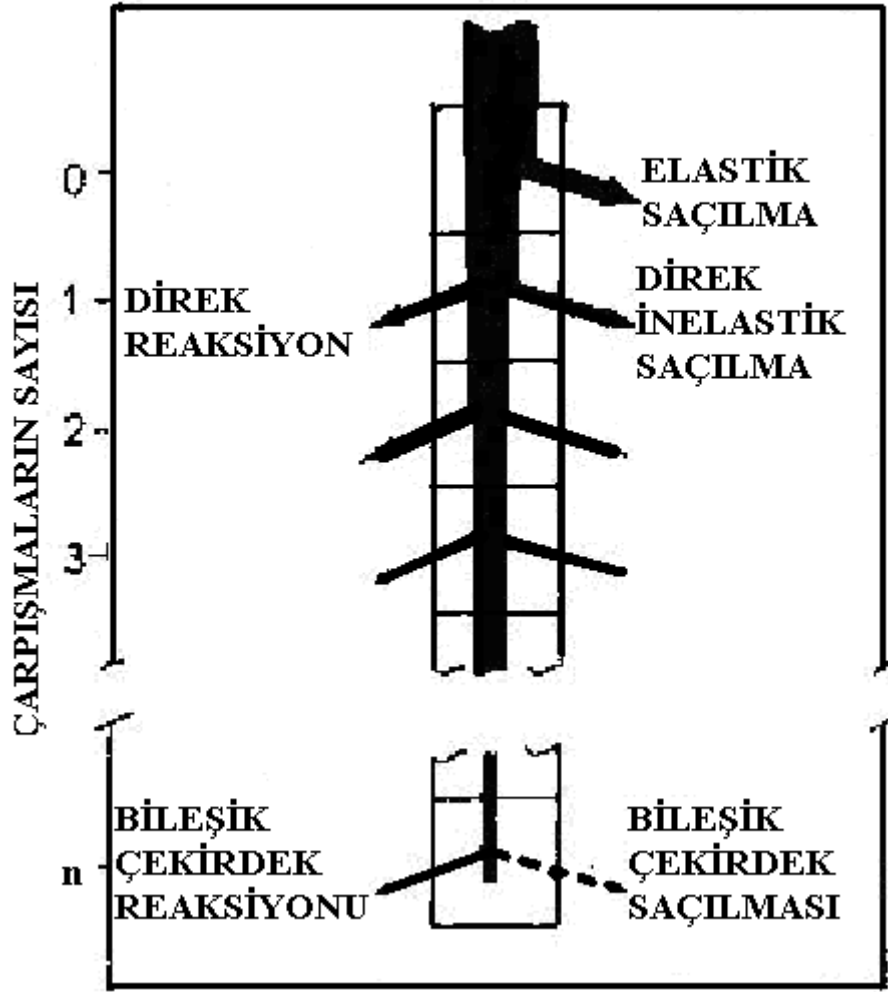
NÜKLEER REAKSİYON TEORİLERİ VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

5.1. Nükleer Reaksiyon Teorileri

Uzun yıllar nükleer reaksiyonlar iki kategoriye ayrılmıştır. Birincisi, direk reaksiyonlar denilen çok hızlı reaksiyonlardır. Bu tür reaksiyonların süresi, bir mermi parçacığın, hedef çekirdeği çap boyunca hiç etkileşmeden geçmesi için gerekli süre civarındadır. Bu süre ortalama olarak 10^{-22} saniyedir. Direk reaksiyonlar mikroskobik anlamda incelenirler. Diğer tür reaksiyonlar ise, bileşik çekirdek (compound nucleus) reaksiyonları olup, direk reaksiyonlara göre oldukça uzun bir süreye sahiptirler. Bu süre de ortalama olarak 10^{-16} saniyedir. Bileşik çekirdek reaksiyonları istatistiksel metotlarla incelenirler.

Şek. 5.1, bir nükleer reaksiyonun şematik resmini göstermektedir. “Ağacın” genişliği reaksiyonun tesir kesitini temsil etmektedir. Diğer taraftan dik eksen, çekirdeğin içindeki çarpışma sayısını göstermektedir. Bunların yanında bir zaman eksenini de gereklidir. Çarpışmanın sıfır olduğu durum nükleer potansiyelden kaynaklanan elastik bir saçılmayı temsil eder. Parçacıklar ilk çarpışmadan sonra yayılırsa, bu bildiğimiz direk reaksiyondur (direct reaction).

İkinci çarpışmadan sonraki yayınlanma, yarı-direk reaksiyon (semi-direct reaction) olarak adlandırılabilir. Çekirdek içerisinde birçok etkileşme meydana geldiğinde, mermi parçacık tarafından sisteme verilen enerji, diğer parçacıklar tarafından paylaşıldığı için bir parçacığın çekirdekten kaçması için yeterli enerjiye sahip olma ihtimali azalır. Yeterli derecede çarpışmadan sonra sistemin enerjisi tamamen gelişigüzel bir hale gelir ve sistem kararlı bir yapı kazanır. Bu yapı, oldukça düşük parçacık yayınlanma oranına sahip olarak bilinen bileşik çekirdektir.



Şekil 5. 1. Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi

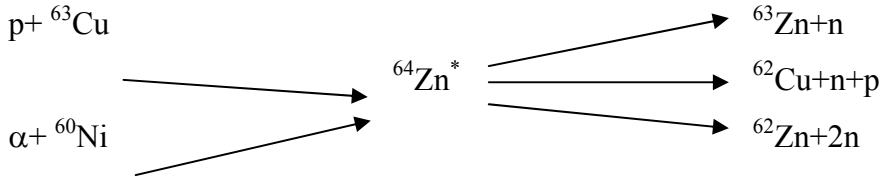
Yapılan deneylerden elde edilen bilgilere göre ilk etkileşmeden sonraki yüksek yayınlanma ihtimalinden ve denge konfigürasyonunun nispeten uzun ömürlü olmasından kaynaklanan bileşik çekirdek süreçleri yüzünden, doğrudan reaksiyonlar görülebilir.

5.2. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacık hedef çekirdeğe çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpma parametresi ile girdiğinde, hedef çekirdeğin nükleonlarıyla ardışık olarak etkileşim yapma ihtimali vardır. Ardışık olarak yaptığı bu etkileşimlerden sonra parçacığın gelme enerjisi, gelen parçacık ve hedef çekirdekten oluşan bileşik

sistemin nükleonları arasında paylaşılır, tek bir nükleon çekirdeği terk etmeye yetecek kadar enerjiye sahip olabilir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulmasından sonra ya da giden parçacığın veya parçacıkların yayınlanmasından önce bileşik çekirdek oluşur. Bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumu, $a + A \rightarrow B + b$ reaksiyonu için sembolik olarak,

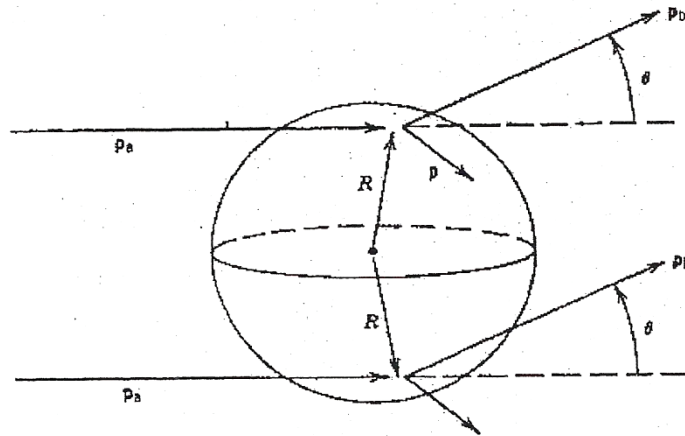
$a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ Şeklinde yazılır, reaksiyondaki C^* , bileşik çekirdeği göstermektedir. Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir. [16]



Şekil 5. 2. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları

5.3. Direk Reaksiyonlar

Doğrudan reaksiyonlarda, gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir, gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Bu etkileşme Şekil 5.3'de gösterilmektedir.



Şekil 5. 3. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi

Doğrudan reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki farklardan birisi, hedef çekirdeğe gelen parçacığın enerjisinin artması ile doğrudan reaksiyonların gerçekleşme ihtimalinin artmasıdır. İkinci fark, doğrudan reaksiyonların 10^{-22} s süre içerisinde, bileşik çekirdek reaksiyonların ise, 10^{-16} ile 10^{-18} s arasında değişen süre içerisinde meydana gelmesidir. Üçüncü fark ise, doğrudan reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır.

5.4. Eksiton Modeli

Son yıllarda yapılan deneyler direkt ve bileşik çekirdek reaksiyonlarının dışında üçüncü bir nükleer reaksiyon türünün varlığını göstermektedir. Direkt reaksiyonlar nükleer sistemi tasvir eden kararlı dalga fonksiyonundaki açık konfigürasyonlar, Griffin veya Eksiton model, hibrid model ve INC (Intra Nuclear Cascade Model) ise, kapalı konfigürasyonlar arasındaki geçişler ile ilgilidir. Bileşik çekirdek durumunda açık ve kapalı konfigürasyonlar arasındaki geçişlerin son basamakları, denge öncesi reaksiyonları ise, başlangıç basamakları ile ilgilidir. Denge öncesi modeller 10-60 MeV enerjili proton, nötron ve alfa parçacıkları ile oluşturulan reaksiyonlarda enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesini açıklamakta çok başarılıdır. Fakat yine de bu modeller yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını kestirmede çok başarılı değildir.

Özellikle, 10 MeV'in üzerindeki gelme enerjilerinde denge-öncesi bileşeni nükleer reaksiyonlara ihmal edilmeyecek katkıda bulunur. Bu bakımdan; özellikle temel nükleer fiziğin problemlerinin aşılabilmesi için, dengeöncesi bileşenin nükleer reaksiyonlarda oynadığı rolü deneysel olarak gözlemek ve teorik olarak hesaplamak gereklidir.

Nükleer reaksiyonlar için Griffin (veya eksiton) denge öncesi model ilk kez 1966 yılında Griffin tarafından ileri sürülmüştür [17]. Daha sonra birçok araştırmacı tarafından genişletilip, düzeltilerek hem yayınlanan parçacıkların açı integralli spektrumlarının hesaplanmasında hem de çekirdeklerin uyarılma fonksiyonlarının elde edilmesinde büyük bir başarıyla kullanıldı. Ancak, ne Griffin modeli ne de Blann tarafından geliştirilen Hibrid Model yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklamayı başarmıştır. Denge öncesi modeller arasında ilk olarak yalnız "Intranuclear

cascade'' (INC) yayımlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklayabilmiştir. Ancak bu modelin başarı düzeyi sınırlıdır [18].

6.BÖLÜM

DENGE REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI

Denge yayınlanması açısal momentumu ihmal eden Weisskopf ve Ewing (WE) modeline göre hesaplanır. Buharlaşmada temel parametreler, bağlanma enerjisi, ters tesir kesiti, çiftlenim ve düzey-yoğunluk parametreleridir. Gelen a ve çıkan kanal b olmak üzere reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{inc}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (6.1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_{inc} gelme enerjisi

$$\Gamma_b = \frac{2 s_b + 1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \quad (6.2)$$

'dur. Ve toplam tek-parçacık durum yoğunluğu;

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \quad (6.3)$$

ile verilir. σ_b^{inv} ters tesir kesiti, E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, D çiftlenim enerjisi, g tek parçacık durum yoğunluğu, s_b , b parçacığının spini, indirgenmiş kütle, $\omega_1(E)$ toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve $\alpha = \frac{6}{\pi^2} g$ 'dır.[19]

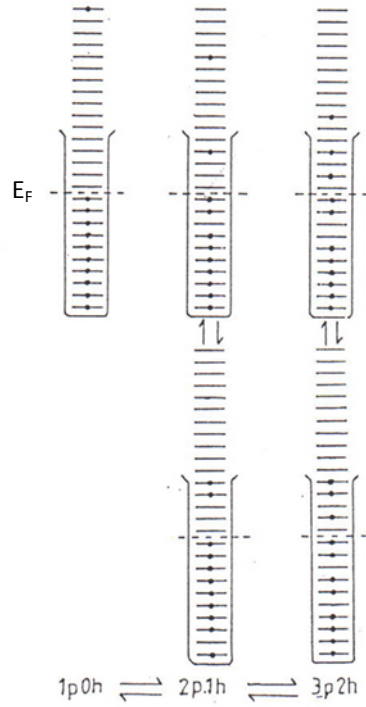
7.BÖLÜM

DENGE-ÖNCESİ REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI

7.1. Griffin (Eksiton) model hesaplamaları

Griffin model, nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak kabul eder. Mermi, hedef çekirdeğe girdikten sonra $1p - 0h$ (1 parçacık - 0 deşik) durumu oluşturur. Daha sonra hedef nükleonlardan biriyle etkileşerek $2p - 1h$ (2 parçacık - 1 deşik) durumunu meydana getirir. Bunu takip eden etkileşmeler daha fazla parçacık - deşik çiftini oluşturur. Sonuç olarak yeteri kadar parçacık - deşik oluşunca, geriye doğru çift – yok olma süreci başlar ve bu olay, tekrar kararlı duruma gelinceye kadar devam eder. Sistemin durumu, parçacık ve deşik derecelerine göre sınıflandırılır. Denge süreci, çeşitli tek parçacık durumlarından ziyade, farklı nükleer durum gruplarının yerleşme ihtimallerinin hesaplanması ile takip edilir. Nükleer durumların her biri için parçacık yayınlanması yapabilen bağlı olmayan durumlar oluşacaktır. Bu durum şekil 7.1' de görülmektedir. Bu modele göre, her bir duruma ait parçacık yayınlanma hızı hesaplanabilir ve bu bilgiler, denge öncesi yayınlanma spektrumunu elde etmek için bulunma ihtimalleri ile birleştirilebilir.

Açıklandığı gibi bu model, denge süreci izlenirken ve parçacık yayınlanması hesaplanırken, sadece uyarılmış parçacık sayısı ve deşikleri dikkate alır. Ayrıca, Fermi-gaz-denge modelinde olduğu gibi, denge sürecinin takibi için birtakım denklemler kullanır, fakat bu denklemler daha basittir ve çözümü daha kolay ve hızlıdır. Çekirdek hakkındaki detaylı bilgilerden vazgeçildiğinde model, çok farklı reaksiyon çeşitlerini ele almaya uygun olur. Özellikle, mermi olarak kompleks parçacıkları (d,t,α) içeren reaksiyon hesaplarının yapılabilmesi gibi bir avantajı vardır.



Şekil 7.1. Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik gösterimi

Uyarılmış parçacık ve deşiklerin serbestlik derecesi, her konfigürasyon için listelenmektedir.

Eksiton Model gelen parçacık ve hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin karmaşık bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşabildiğini varsayar ve bu basamakların her birinden yayınlanma mümkün olabilir.²⁴ Karmaşıklığın farklı basamakları uyarılmış parçacık ve deşiklerin sayısına göre sınıflandırılır ve eksiton model hesaplamaları, ana denklemin bir dizi çözümünü içerir. Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar. Eksiton model, Cline ve Ribansky tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.[20-21]

$$\begin{aligned}
 -q(n, t = 0) &= \lambda^+(E, n+2) \tau(n+2) + \lambda^-(E, n-2) \tau(n-2) \\
 &\quad - \left[\lambda^+(E, n) + \lambda^-(E, n) + W_l(E, n) \right] \tau(n)
 \end{aligned}
 \tag{7.1}$$

Burada, $q(n, t=0)$ sürecin başlangıç koşuludur. $\tau(n)$ ana denklemin çözümüdür ve sistemin n eksiton durumunda kalma süresini ifade eder. $\lambda^+(E, n)$ ve $\lambda^-(E, n)$ iç geçiş

hızlarıdır. Ana denklemde kullanımı hem dengeye geçiş olasılığını $\lambda^+(E,n)$ ve en az karmaşık duruma geçme olasılığının $\lambda^-(E,n)$ her ikisini de içerir.

$W_\ell(E,n)$ n eksiton durumundan yayınlanma hızıdır. İfadeler bileşik çekirdekten buharlaşma için Weisskopf'un klasik ifadesi ile özdeştir, parçacık ve deşik yoğunluğunu açıklamada farklılık gösterir. Eşitlik (7.1)'ün cebirsel çözümü için her başlangıç koşulu için doğru bir sonuç veren algoritma kullanılır. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir.

ε_b Enerjili bir b nükleonunun p uyarılmış parçacık ve h deşikli bir durumdan (n eksiton) yayınlanma olasılığı $W_b(E,n,\varepsilon_b)$;

$$W_b(E,n,\varepsilon_b) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \varepsilon_b \mu_b \sigma_b^{inv}(\varepsilon_b) \frac{\omega(p-p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} Q_b(p, h) \quad (7.2)$$

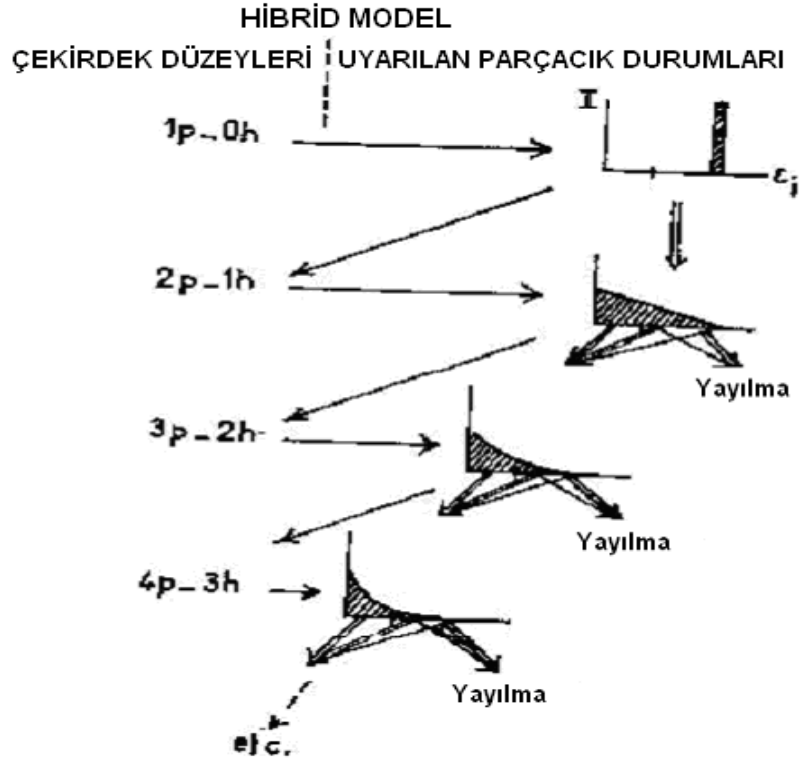
İfadesi ile verilir. Burada nötronlar ile protonlar arasındaki farkı hesaba katan $Q_b(p, h)$ faktörü nötron-proton ayırtedebilme faktörüdür. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir.

7.2. Hibrid (Melez) Model Hesaplamaları

Hibrid modeli²⁵ Fermi-gaz-denge modeli ile Griffin (Exciton) modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden meydana gelmektedir. Şematik olarak Şekil 7.2.'de gösterilmiştir. Hibrid model; Griffin modelinde olduğu gibi tek parçacık durumlarını eşit aralıklı bir yerleşim olarak kabul eder. Çekirdek durumlarını, uyarılmış parçacık ve deşikleri içerecek şekilde sınıflandırır. Daha önce söylendiği gibi gelen nükleon, hedef çekirdekle $1p - 0h$ durumu oluşturur. Sonra $2p - 1h$ durumu oluşturmak için hedef nükleonla etkileşme yapar. Böylece iki-cisim etkileşmeleri, daha fazla parçacık-deşik çifti oluşumuna sebebiyet verirler. Bu model her bir nükleer durum için uyarılmış parçacıkların uyarılma enerjilerinin dağılımını hesaplar. Şekil. 7.2.'deki küçük grafikler,

Fermi enerjisinin üzerinde bulunan, ϵ_i enerjili tek parçacık durumundaki uyarılmış parçacığın bulunma ihtimalini gösterir.

Her parçacık uyarılma enerjisi için, yeni parçacık-deşik oluşumuna bağlı olarak kısmi parçacık yayınlanma oranları hesaplanır. İlk olarak $2p - 1h$ konfigürasyonu ile başlanırken, sıra ile bütün durumlar düşünülür. Parçacık yayınlanmasını tüm süreçler denge öncesi spektrumuna katkıda bulunur. Bu süreç, denge sistemindeki en muhtemel eksiton sayısına ulaşılan kadar devam eder. Daha sonra reaksiyonun denge kısmı için standart bir bileşik çekirdek modeli hesabına devam edilir. Bunu takiben nükleer denge de, sadece uyarılmış parçacıklar ve deşikler önemlidir. Parçacık yayınlanma oranlarını incelerken tek tek parçacıkların uyarılma enerjileri önem kazanır. Bu sadece kapalı tip hesaplamalar için geçerlidir. Griffin modelinde olduğu gibi Hibrid modelinde de mermi olarak kompleks parçacıklar kullanılabilir. Ancak parçacık yayınlanması, Fermi-gazdenge modelindeki gibi ele alındığında; nükleonların yayınlanma hesabı mümkün olur.



Şekil 7.2. Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili.

Küçük grafikler, uyarılmış parçacıkların enerji dağılımını göstermektedir. Aralarındaki oklar da parçacık yayınlanma ve parçacık-deşik çifti oluşumu için geçiş ihtimallerini temsil etmektedir. Enerji skalasının sıfır noktası fermi enerjisidir ve eksen üzerindeki işaret ise yayınlanma eşiğini göstermektedir.

7.3. Geometri Bağımlı Hibrid Model Hesaplamaları

Dengeöncesi bozunma için hibrid model formülü Blann ve Vonach²⁵ tarafından

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (7.3)$$

ve

$$P_v(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} [{}_n\chi_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E)] g d\varepsilon [\lambda_c(\varepsilon) / (\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon))] D_n \quad (7.4)$$

olarak verilmiştir. Burada σ_R ; reaksiyon tesir kesiti, ${}_n\chi_v$; n eksiton durumundaki v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı, $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$; enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında sürekli bölgeye yayınlanan v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısını gösterir. Ayrıca, $\lambda_c(\varepsilon)$; bir parçacığın ε kanal enerjisi ile sürekli bölgeye yayınlanma hızı, $\lambda_+(\varepsilon)$; ε enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı, E bileşik sisteminin uyarılma enerjisi, $N(\varepsilon, U)$ bir eksiton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin $U = E - B_v - \varepsilon$ uyarılma enerjisinin diğer n-1 eksitonları arasında paylaşılacak şekilde n eksitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı, $N_n(E)$ E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı, D_n bir n- eksiton zincirinde başlangıç popülasyon kesiti, g tek – parçacık düzey yoğunluğudur. Eşit.(7.4)'deki köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir. İkinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranıdır.

8.BÖLÜM

HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI

1926 yılında Schrödinger denkleminin yazılmasından itibaren bu denklem yardımıyla tüm kuantum mekaniksel uygulamalar yapılmaya çalışılmıştır. Ancak Schrödinger denklemini birden fazla parçacık içeren atom, molekül, vb. yapılar için çözülememekteydi. Atom ve molekül yapılarının incelenmesi için 1928 yılında D. Hartree tarafından Hartree denklemlerinin yazılmasıyla birlikte Schrödinger denklemini birden fazla parçacık içeren sistemlere uygulanmaya başlanmıştır. Ancak bu yöntem elektronların birer fermiyon olarak antisimetrik kuantum durumları (dalga fonksiyonları) ile temsil edilmesi gerektiğini hesaba katmamaktaydı.

Bu metoda antisimetrisasyonun eklenmesi V. Fock'un çalışmaları ile gerçekleşti. Böylece "Hartree-Fock teorisi" adı verilen ve günümüzde hala geçerliliğini koruyan bir teorinin temelleri atılmıştır. Hartree-Fock metodu öz olarak, çok cisimli bir kuantum sisteminin taban durum enerjisi ve taban durum dalga fonksiyonunun belirlenmesi için bir yaklaşım metodudur. Bu metot aynı zamanda öz uyumlu metot olarak bilinmektedir. İlk olarak atom fiziğinde kullanılan bu teori daha sonraları çok parçacıklı bir sistem olan çekirdek fiziğinde de kullanılmaya başlanmıştır.

Bu yaklaşım, etkileşen çok cisim problemini, dış potansiyelde hareket eden tek parçacık problemine indirgemektedir. Sistemin dalga fonksiyonu, tek parçacık dalga fonksiyonlarının antisimetrik bir ürünü olarak ifade edilmektedir. Tek parçacık dalga fonksiyonları, etkileşen parçacıkların toplam enerjilerinin minimum halinden bulunur. [22-24]

Bu yaklaşımda sistemin toplam dalga fonksiyonu ϕ , çekirdeğin ϕ_i tek parçacık dalga fonksiyonlarının bir Slater determinantı formunda aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$\phi(r_1 \dots r_N) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_1(r_1)\phi_1(r_2)\dots\phi_1(r_N) \\ \phi_2(r_1)\phi_2(r_2)\dots\phi_2(r_N) \\ \vdots \\ \phi_N(r_1)\phi_N(r_2)\dots\phi_N(r_N) \end{vmatrix} \quad (8.1)$$

Burada A nükleon sayısını temsil etmektedir. ϕ_i tek parçacık dalga fonksiyonu için uygun bir seçim yapılmalıdır. Aslında HF yaklaşımında oluşturulan denklemler bir iterasyon kullanarak çözülmektedir. Bu iterasyon en genel olarak aşağıdaki gibidir:

- $\Psi^{(0)}$ bilinmeyen dalga fonksiyonu için bir ilk yaklaşım önerilir (Çekirdek fiziğinde harmonik osilatör, Woods Saxon dalga fonksiyonu vb.).
- Bu dalga fonksiyonlarına bağlı $\rho^{(0)}$ yoğunluğu oluşturulur.
- Bu yoğunluklara bağlı olarak $U^{(0)}(\rho)$ potansiyeli enerjisi oluşturulur.
- Bu potansiyel enerji kullanılarak Schrödinger denklemi çözüldüğünde, yeni $\Psi^{(1)}$ dalga fonksiyonu elde edilir. Bu yeni dalga fonksiyonu ile yeniden $U^{(1)}(\rho)$ potansiyel enerjisi oluşturulur,vs.

Bu iterasyon dalga fonksiyonu değişmeyene kadar devam eder. Yakınsama sağlanınca çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanır. Hartree-Fock yaklaşımında bir etkin etkileşme seçilerek çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanmaktadır. Bu hesaplamalar için bu tez çalışmasında Skyrme tipi etkin etkileşmeleri kullanılmaktadır.

8.1 Skyrme tipi etkileşmeler

Nükleer fiziğin ilk günlerinden bu yana deneysel verilere uydurulmuş parametreleri içeren fenomenolojik kuvvetler kullanılmış ve büyük ölçüde başarı getirmiştir. Nükleer fizikte problemlere uygulanan fenomenolojik etkileşimlerin sayısı oldukça fazladır. Bu kuvvetlerin çoğu sadece özel bir amaç için kullanılmaktadır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için en uygun fenomenolojik kuvvet ise Skyrme kuvvetidir. 1956'da Skyrme iki cisim etkileşmesiyle birlikte üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır. Bu etkin etkileşme formu

$$\vec{V}_{Skyrme} = \sum_{i<j} \vec{V}_{ij} + \sum_{i<j<k} \vec{V}_{ijk} \quad (8.2)$$

ile verilmektedir. Burada ilk terim iki cisim etkileşmesini, ikinci terim ise üç cisim etkileşmesini temsil etmektedir.

İki cisim kısa menzilli etkileşmesi aşağıdaki formdadır,

$$\begin{aligned} \vec{V}_{ij} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}'^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + i t_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \end{aligned} \quad (8.3)$$

burada $\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$, Dirac delta fonksiyonudur, $\vec{k} = \frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sağa doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörü, $\vec{k}' = -\frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sola doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörüdür. P_σ , spin değiş tokuş operatörü, $\vec{\sigma}_i$ ve $\vec{\sigma}_j$ ise Pauli spin matrisleridir. İki cisim etkileşmesi yedi parametreye ($t_0, t_1, t_2, x_0, x_1, x_2$ ve t_4) bağlıdır. Bu parametrelerden t_0 ve t_1 parametreleri etkileşimin bağlı çift durumlarına (aslında sadece s ve d durumlarına) etkiyen kısmına karşılık gelirken, t_2 parametresi ise bağlı tek durumlardaki etkileşmelere (p durumları) karşılık gelen etkileşimleri temsil eder. t_4 parametresi bir cisim spin yörünge kuvvetini belirlemektedir. x_0 parametre değerinin değişmesi nötron proton asimetrik özelliklerine etki etmenin pratik bir yolunu oluşturmaktadır. [25-28]

Skyrme kuvvetinin üç cisim etkileşme kısmı sıfır menzilli kuvvet olarak varsayılır ve

$$\vec{V}_{ijk} = t_3 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (8.4)$$

ile ifade edilir. t_3 , etkileşmenin yoğunluğa bağlı kısmını belirleyen bir parametredir. Çekirdeğin taban ve düşük enerji durumlarını incelerken iki cisimden daha yüksek terimler önemsizdirler. Bu sebeple, çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanırken, orijinal Skyrme kuvvetindeki sıfır menzilli üç cisim kuvveti, yoğunluğa bağlı iki cisim etkileşimine eşdeğer olduğu kabul görmektedir.

$$\vec{V}_{ijk} \cong \vec{V}_{ij} = \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right) \quad (8.5)$$

Böyle bir terim çok cisim etkilerinin basit bir fenomenolojik temsildir ve diğer nükleonlar tarafından etkilenen iki nükleon arasındaki etkileşimi tanımlamaktadır.

Yoğunluk ve momentum bağımlı Skyrme etkileşimi, Dirac delta fonksiyonundan ileri gelen sıfır menzilli oluşu, yoğunluğun bir fonksiyonu olarak Hartree-Fock enerjisini yazmaya olanak sağlaması ve onun basit matematiksel yapısı bu etkileşimin avantajlarıdır. Sıfır menzilli, yoğunluk ve momentuma bağlı bu etkileşme aşağıdaki gibi yazılmaktadır: [29-34]

$$\begin{aligned} \vec{V}_{Skyrme} = \sum_{i < j} \vec{V}_{ij} = & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + i t_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} \right). \end{aligned} \quad (8.6)$$

Skyrme kuvvet parametreleri, deneysel verilerle teorik sonuçların karşılaştırılması veya sadece teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır. Skyrme kuvvet parametrelerinin belirlenmesindeki tarihsel gelişme aşağıdaki gibi özetlenebilir: Vauthering ve Brink çekirdeğin deneysel bağlanma enerjileri, nükleon yoğunlukları ve yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökünü fit ederek SI ve SIII sıradan Skyrme kuvvet parametreleri olarak bilinen parametreleri belirlemişlerdir. Düzeltmiş Skyrme kuvveti ilk kez Kohler, ⁴⁰Ca, ⁴⁸Ca ve ²⁰⁸Pb çekirdeklerinin specturumdan yoğunluk parametresi t₃ ayarlayarak SKa ve SKb olarak adlandırılan Skyrme kuvvet parametrelerini elde etmiştir. Krewald ve arkadaşları m* nükleer etkin kütesini ve K sıkıştırılmazlık katsayılarını ayarlayarak, genelleştirilmiş Skyrme kuvveti olarak bilinen ve GS1-GS6 ile gösterilen altı grup Skyrme kuvvet parametresini hesaplamışlardır [35-37].

İzovektör dipol rezonanslarının çok büyük kütle merkezi problemini çözmek için Krivine ve arkadaşları diğer bir düzeltilmiş Skyrme kuvveti SKM parametre setini tanımlamışlardır. Brack ve arkadaşları bu kuvveti esas alarak ağır deforme çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir şekli olan SKM*

parametre setini önermişlerdir. Gia ve Sagawa, Landau-Migdal parametrelerinin sınırlamalarını göz önüne alarak SKa ve SKM Skyrme kuvvetlerini esas alan düzeltilmiş SG1 ve SG2 Skyrme kuvvet parametrelerini önermişlerdir. Buraya kadar, Skyrme parametre grupları sıradan, genelleştirilmiş ve düzeltilmiş Skyrme[38] kuvvetleri olarak sınıflandırılmaktadır. Son olarak 1998 yılında, SLy4, SLy5, SLy6 ve SLy7 Skyrme kuvvet parametre setleri Chabanat ve arkadaşları tarafından simetrik olmayan nükleer maddenin özellikleri ve nötron yıldızlarını açıklaması için sonlu çekirdeğin özelliklerinden faydalanarak ayarlanmış parametre setlerini tanımlamışlardır. (Chabanat et al. 1997, Chabanat et al. 1998). Burada bahsi geçen Skyrme kuvvet parametreleri Tablo 8.1.'de listelenmiştir [40-41].

Tablo 8. 1. Skyrme kuvvet paramereleri.

	$t_0(\text{MeV}\cdot\text{fm}^3)$	$t_1(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	$t_2(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	$t_3(\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3\alpha})$	$t_4(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	x_0	x_1	x_2	x_3	α
SI	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
SII	-1169.9	585.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
SIII	-1128.75	395.0	-95.0	14000	120	0.45	0	0	1	1
SKa	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.02	0	0	-0.286	1/3
SKb	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.165	0	0	-0.286	1/3
GS1	-1268	887	-77.3	14485	105	0.15	0	0	1	1
GS2	-1177	670	-49.7	11054	105	0.124	0	0	1	1
GS3	-1037	336	-76.3	5774	105	0.074	0	0	1	1
GS4	-1242	760	-146.2	19362	105	0.026	0	0	1	1
GS5	-1152	543	-118.6	15989	105	0.182	0	0	1	1
GS6	-1012	209	-76.3	10619	105	0.139	0	0	1	1
SKM	-2645	385	-120.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SKM*	-2645	410	-135.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SGI	-1603	515.9	-84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
SGII	-2645	340	-41.9	15595	105	0.09	- 0.0588	1.423	0.06044	1/6
SLy4	-2488.91	486.82	-546.39	13777	123	0.834	-0.344	-1	1.354	1/6
SLy5	-2484.88	483.13	--549.40	13763	126	0.778	-0.328	-1	1.267	1/6
SLy6	-2479.50	462.18	-448.61	13673	122	0.825	-0.465	-1	1.355	1/6
SLy7	2482.41	457.97	-419.85	13677	126	0.846	-0.511	-1	1.391	1/6

8.2 Skyrme Hartree-Fock Metodu

Çekirdeğin taban durum özelliklerinin araştırılması için etkin etkileşmeli Hartree-Fock hesaplamaları kullanılmakta ve bu çalışmalar etkin etkileşmenin anlaşılmasında önemli veriler sağlamaktadır. Fakat bu etkileşimler arasında Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu, hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar bütün çekirdeklerin taban durum hesaplamaları için en uygun olanıdır. (Beiner et al. 1975).

Skyrme etkileşmesinin basit matematiksel yapısı, Hartree-Fock denklemlerinin türetilmesi için kolaylık sağlamaktadır. Skyrme Hartree-Fock metodu temel olarak, bir nükleonun diğer nükleonların oluşturduğu ortalama merkezi bir potansiyel içerisinde bağımsız olarak hareket ettiğini varsayan, kabuk modelini esas almaktadır. Kabuk modeli çerçevesinde, çekirdeğin taban durumu ϕ_i tek parçacık durumlarının bir ϕ Slater determinantı ile temsil edildiği düşünüldüğünde, bu nicelikler ϕ Slater determinantını tanımlayan ϕ_i tek parçacık durumlarına bağlıdır:

$$\phi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\phi_i(x_j)|. \quad (8.7)$$

Burada x , r uzay, σ spin ve q izospin ($q=+1/2$ proton için, $q=-1/2$ nötron için) koordinatlarını, A ise çekirdekdeki toplam nükleon sayısını temsil etmektedir.⁴²

Skyrme etkileşmesinin en önemli avantajı Hartree-Fock enerjisinin sadece üç lokal yoğunluğun fonksiyonu olarak yazılmasına olanak sağlamaktadır. ϕ_i tek parçacık durumlarına bağlı bu yoğunluklar:[42]

$$\begin{aligned} \rho_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\phi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\ \tau_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\ \vec{J}_q(\vec{r}) &= (-i) \sum_{i,\sigma,\sigma'} w_i \phi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) [\vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle]. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Burada ρ_q nükleon yoğunlukları, τ_q kinetik enerji ve \vec{J}_q spin-yörünge yoğunluklarıdır (burada $q = n$ ve p , nötron ve protonu temsil etmektedir). Ayrıca, i

durumunun işgal olasılığı w_i ile gösterilmekte ve tam dolu kabuklarda $w_i = 1$ dir. Fakat sihirli olmayan çekirdekler için kısmi işgaller meydana gelmektedir. Kısmi işgallere örnek olarak ^{17}O çekirdeği ele alınırsa protonlar kapalı kabuk yapısına ($1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$ kabukları tam dolu) sahiptir. Bu durumda protonlar için işgal olasılığı $w_i=1$ 'dir. ^{17}O çekirdeği için nötronların son kabuğu olan $1d_{5/2}$ kabuğunda en fazla $2(5/2) + 1 = 6$ nötron bulunabilir, fakat bu kabukta 1 nötron bulunmaktadır. Bu sebeple bir nötronun $1d_{5/2}$ kabuğunda işgal olasılığı $w_i=1/6=0,1666667$ değerine sahip olmaktadır.

Çekirdeğin toplam taban durum enerjisi denklem (8.8)'daki yoğunluklar kullanılarak

$$E_{HF} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r \quad (8.9)$$

$H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q)$ enerji yoğunluğu cinsinden yazılmaktadır. E_{HF} , Skyrme etkileşmesi ile yazılan A nükleonlu çekirdeğin toplam Hartree-Fock enerjisi aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$E_{HF} = E_{\text{Skyrme}} + E_{\text{Coulomb}} + E_{\text{çift}} - E_{\text{km}}. \quad (8.10)$$

Burada E_{Skyrme} , Skyrme kuvvetinin enerji fonksiyonu, E_{Coulomb} , Coulomb etkileşme enerjisi, $E_{\text{çift}}$, iki nükleonun çiftlenme etkileşme enerjisi ve E_{km} , ortalama alanın kütle merkezi için düzeltme terimidir. Bundan sonraki alt bölümlerde çekirdeğin toplam enerjisindeki her bir terim ayrıntılı bir şekilde tartışılacaktır. Yoğunluklar (nötron, proton veya yük) [43]

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{\beta \in q} w_\beta \psi_\beta(\vec{r})^\dagger \psi_\beta(\vec{r}) \quad (q: n, \text{ nötron, } p, \text{ proton veya yük}) \quad (8.11)$$

burada ψ_β , β durumunun tek parçacık dalga fonksiyonudur ve w_β β durumunun işgal edilme olasılığını göstermektedir.

9.BÖLÜM

DENGE-ÖNCESİ REAKSİYONLARDA BAŞLANGIÇ EXCITON SAYILARININ YENİ BİR YAKLAŞIMLA HESAPLANMASI

Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlarda başlangıç eksiton sayısı (n_0) genellikle 2p1h alınır. Burada p parçacık sayısını (uyarılan nötron veya proton) h ise nötron veya protonun uyarılmasıyla oluşan deşik (hole) sayısıdır. 2p1h durumu (2 parçacık + 1 hole) toplam 3 eksiton'a karşılık gelir. Ancak bu 2p1h durumu içindeki n (nötron) ve p (proton) parçacık sayılarının ne olduğu hibrid veya geometri bağımlı hibrid model hesaplamalarında önemlidir. ALICE bilgisayar programında ${}_3X_n$ ve ${}_3X_p$ ile gösterilen başlangıç nötron ve proton sayıları hedef çekirdeğin nötron ile proton sayısına bağlı olarak hesaplanır. Preequilibrium bozunma hesaplarının yapıldığı enerji aralığında σ_{np} ve n-p serbest saçılma tesir kesiti σ_{nn} veya σ_{pp} üç katı büyüklüğündedir, yani $\sigma_{np} \approx 3\sigma_{nn}, 3\sigma_{pp}$ dir. Nükleon ile oluşturulan bir reaksiyonda söz konusu ki başlangıç parçacıklarının nötron veya proton oluşturma olasılıkları bağıl serbest saçılma tesir kesitlerine ve hedef çekirdeğin (N) nötron ve (Z) proton sayısına bağlı olur. [44-45]

Gelen parçacığın nötron olması durumunda N=Z olduğu özel bir durum için her n-n çiftine karşılık üç n-p veya her üç proton çiftine karşılık beş nötron eksitonu olacaktır. İki parçacık eksitonu oluşturmak için $\frac{5}{8} \times 2$ nötron eksitonu ve $\frac{3}{8} \times 2$ proton eksitonu olacaktır. Nükleonlarla oluşturulan bir reaksiyonda başlangıç eksiton sayısı $n_0 = 3$ ve $n_0 X_n + n_0 X_p = 2$ dir. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid modelde²⁵, Z = N hedef çekirdekteki n_0 eksiton durumundaki uyarılmış nötronların sayısı merminin nötron olması durumunda

$${}_3X_n = \frac{3Z + 2N}{3Z + N} \quad (9.1)$$

merminin proton olması durumunda

$${}_3X_p = \frac{3N}{3N + Z} \quad (9.2)$$

Bu sonuç N nötron ve Z proton sayılı hedef çekirdeklerin nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}_3X_n = \frac{2(3Z + 2N)}{(3Z + 2N + 3Z)} \quad (9.3)$$

$${}_3X_p = 2 - {}_3X_n \quad (9.4)$$

protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}_3X_p = \frac{2(3N + 2Z)}{(3N + 2Z + 3N)} \quad (9.5)$$

$${}_3X_n = 2 - {}_3X_p \quad (9.6)$$

şeklinde ifade edilir. Denk (9.1 ve 9.2) deki diğer X_n ve X_p sayıları n nin ardışık değerleri için 0.5 artırılarak bulunur, n nin ardışık değerleri $n_0 = 3$ sınırında 1.0 artırılarak hesaplanır. Nötron skin etkisi Z ve N sayıları yerine sırasıyla $\rho_p(r_l)$ ve $\rho_n(r_l)$ konularak hesaplanabilir. Z = N durumunda nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için [46]

$${}_3X_n = \frac{3\rho_p(r_l) + 2\rho_n(r_l)}{3\rho_p(r_l) + \rho_n(r_l)} \quad (9.7)$$

protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}_3X_n = \frac{3\rho_n(r_l)}{3\rho_n(r_l) + \rho_p(r_l)} \quad (9.8)$$

elde edilir.

$Z \neq N$ durumunda nötron ve protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için sırasıyla

$$X_n = \frac{2 [3 \rho_p(r_l) + 2 \rho_n(r_l)]}{3 \rho_p(r_l) + 2 \rho_n(r_l) + 3 \rho_p(r_l)} \quad (9.9)$$

$$X_n + X_p = 2$$

ile verilir.

Sıvı damlası modelinde proton ve nötron yoğunluklar, keskin bir sınır içinde sabit, dışında ise sıfır kabul edilir. Sıvı damlası modelinin daha gelişmiş bir şekli olan damla modelinde çekirdek içindeki bölgede proton ve nötron yoğunlukları için yarıçapa bağlı yoğunluk değerlerine yakın ortalama yoğunluklar tanımlanır.

ALICE / ASH kodu PEQ hesaplamalar için ALICE kodlarının gelişmiş ve modifiye edilmiş bir versiyonudur. ALICE/ASH kod hesaplamalarında proton girişli reaksiyonlar için başlangıç eksiton sayısı;

$$X_p = 2 \frac{(\sigma_{pn} / \sigma_{pp}) N + 2Z}{2(\sigma_{pn} / \sigma_{pp}) N + 2Z}, \quad X_n = 2 - X_p \quad (9.10)$$

Burada σ_{xy} , çekirdek içerisinde nükleon-nükleon etkileşim tesir kesitidir. Nükleon-nükleon tesir kesiti oranı Pauli prensibi gözönüne alınarak aşağıdaki şekilde parametrize edilir;[47]

$$\sigma_{pn} / \sigma_{pp} = \sigma_{np} / \sigma_{nn} = 1.375 \times 10^{-5} T^2 - 8.734 \times 10^{-3} T + 2.776 \quad (9.11)$$

Burada T çekirdek dışında merminin kinetik enerjisidir. Detaylar ve modele ait parametreler referans de bulunabilir. Castaneda ve arkadaşları nötron skin (deri) etkisindedir göz önüne alarak hedef çekirdek için proton giriş reaksiyonlarında başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarını kısmi dalga yaklaşımı ile hesapladılar.⁵³ Başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının kısmi dalga yaklaşımı ile proton girişli reaksiyonlar için

$$X_p \equiv \frac{2 [3 \rho_n(R_l) + 2 \rho_p(R_l)]}{3 \rho_n(R_l) + 2 \rho_p(R_l) + 3 \rho_n(R_l)}, \quad X_n = 2 - X_p \quad (9.12)$$

Burada l yörüngesel açısal momentumdur. l yinci giriş kanalın kısmi yarıçapı

$$R_l = \tilde{\lambda} (l + 1/2) \text{ ile verilir.}$$

GDH modelde Fermi enerjiler ve nükleer yoğunluklar vurma parametresi R_ℓ ile tanımlanır. Denklem (9.10) da np/nn saçılma tesir kesiti oranı 3 olarak eşitlik (9.2) daki algoritmanın yerine kullanılır. Ancak nucleon yoğunluklarındaki çarpışma olasılık ağırlıkları yerine hedef çekirdeğin nötron proton sayılarından ziyade radial bağımlılığa sahiptir. Tel ve arkadaşları nükleon giriş reaksiyon tesir kesitleri için eşitlik (9.12) daki $\rho_n(R_l)$ ve $\rho_p(R_l)$ vurma parametreleri yerine denklem (8.11) teki tek parçacık dalga fonksiyonlarından hesaplanan nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ ve proton yoğunluğu $\rho_p(R)$ nin kullanılabilirliğini önerdiler. Bu nötron $\rho_n(R)$ ve proton $\rho_p(R)$ yoğunlukları etkin SKYRME kuvveti kullanılarak elde edilebilir. Böylece denge öncesi nucleon giriş reaksiyonlarında başlangıç nötron ve proton eksiton sayıları etkin nükleon-nükleon etkileşmeli SKYRME kuvvetinden hesaplanabilir[48].

Tablo. 9.1 SKYRME kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ ve proton yoğunluğu $\rho_p(R)$

R(fm)	Proton yoğunluğu (fm ⁻³) (S1)	Nötron yoğunluğu (fm ⁻³)(S1)	Proton yoğunluğu (fm ⁻³)(S6)	Nötron yoğunluğu (fm ⁻³)(S6)	Proton yoğunluğu (fm ⁻³) (SKM*)	Nötron yoğunluğu (fm ⁻³) (SKM*)	Proton yoğunluğu (fm ⁻³) (T3)	Nötron yoğunluğu (fm ⁻³) (T3)
0	0.64794E-01	0.82405E-01	0.59336E-01	0.76703E-01	0.61875E-01	0.76477E-01	0.59570E-01	0.80444E-01
0,3	0.64162E-01	0.83451E-01	0.58807E-01	0.77602E-01	0.61425E-01	0.77797E-01	0.59339E-01	0.81568E-01
0,6	0.62406E-01	0.85856E-01	0.57331E-01	0.79684E-01	0.59826E-01	0.79885E-01	0.58406E-01	0.82908E-01
0,9	0.60049E-01	0.88794E-01	0.55346E-01	0.82304E-01	0.57636E-01	0.82680E-01	0.57168E-01	0.84684E-01
1,2	0.57737E-01	0.91201E-01	0.53386E-01	0.84599E-01	0.55559E-01	0.85227E-01	0.55994E-01	0.86308E-01
1,5	0.56048E-01	0.92352E-01	0.51941E-01	0.85934E-01	0.54178E-01	0.86879E-01	0.55247E-01	0.87405E-01
1,8	0.55316E-01	0.92111E-01	0.51306E-01	0.86129E-01	0.53818E-01	0.87461E-01	0.55162E-01	0.87901E-01
2,1	0.55532E-01	0.90932E-01	0.51501E-01	0.85472E-01	0.54459E-01	0.87276E-01	0.55758E-01	0.88001E-01
2,4	0.56365E-01	0.89594E-01	0.52274E-01	0.84563E-01	0.55749E-01	0.86925E-01	0.56830E-01	0.88064E-01
2,7	0.57316E-01	0.88810E-01	0.53208E-01	0.84008E-01	0.57158E-01	0.86990E-01	0.58031E-01	0.88408E-01
3	0.57948E-01	0.88883E-01	0.53908E-01	0.84137E-01	0.58199E-01	0.87739E-01	0.59024E-01	0.89139E-01

3,3	0.58086E-01	0.89630E-01	0.54160E-01	0.84871E-01	0.58634E-01	0.89001E-01	0.59608E-01	0.90092E-01
3,6	0.57879E-01	0.90575E-01	0.54017E-01	0.85816E-01	0.58549E-01	0.90284E-01	0.59786E-01	0.90930E-01
3,9	0.57727E-01	0.91290E-01	0.53753E-01	0.86517E-01	0.58274E-01	0.91038E-01	0.59744E-01	0.91317E-01
4,2	0.58088E-01	0.91655E-01	0.53741E-01	0.86701E-01	0.58206E-01	0.90916E-01	0.59748E-01	0.91073E-01
4,5	0.59231E-01	0.91885E-01	0.54270E-01	0.86404E-01	0.58594E-01	0.89907E-01	0.59990E-01	0.90226E-01
4,8	0.61029E-01	0.92304E-01	0.55382E-01	0.85903E-01	0.59361E-01	0.88276E-01	0.60444E-01	0.88946E-01
5,1	0.62918E-01	0.92965E-01	0.56786E-01	0.85468E-01	0.60065E-01	0.86339E-01	0.60799E-01	0.87376E-01
5,4	0.64041E-01	0.93372E-01	0.57908E-01	0.85072E-01	0.60025E-01	0.84193E-01	0.60512E-01	0.85452E-01
5,7	0.63494E-01	0.92482E-01	0.58046E-01	0.84225E-01	0.58553E-01	0.81552E-01	0.58961E-01	0.82810E-01
6	0.60506E-01	0.89016E-01	0.56534E-01	0.82045E-01	0.55180E-01	0.77829E-01	0.55626E-01	0.78873E-01
6,3	0.54584E-01	0.81898E-01	0.52844E-01	0.77548E-01	0.49778E-01	0.72388E-01	0.50247E-01	0.73067E-01
6,6	0.45741E-01	0.70758E-01	0.46706E-01	0.70014E-01	0.42597E-01	0.64846E-01	0.42930E-01	0.65077E-01
6,9	0.34828E-01	0.56382E-01	0.38323E-01	0.59381E-01	0.34242E-01	0.55292E-01	0.34227E-01	0.55061E-01
7,2	0.23622E-01	0.40839E-01	0.28606E-01	0.46545E-01	0.25585E-01	0.44374E-01	0.25114E-01	0.43749E-01
7,5	0.14162E-01	0.26806E-01	0.19114E-01	0.33328E-01	0.17595E-01	0.33207E-01	0.16772E-01	0.32350E-01

7,8	0.76000E-02	0.16172E-01	0.11392E-01	0.21797E-01	0.11070E-01	0.23066E-01	0.10165E-01	0.22196E-01
8,1	0.37592E-02	0.92169E-02	0.61455E-02	0.13220E-01	0.63858E-02	0.14927E-01	0.56440E-02	0.14225E-01
8,4	0.17709E-02	0.51053E-02	0.30852E-02	0.76268E-02	0.34213E-02	0.91200E-02	0.29282E-02	0.86474E-02
8,7	0.81512E-03	0.28059E-02	0.14841E-02	0.42912E-02	0.17373E-02	0.53605E-02	0.14533E-02	0.50837E-02
9	0.37267E-03	0.15488E-02	0.69956E-03	0.23975E-02	0.85401E-03	0.30872E-02	0.70420E-03	0.29399E-02
9,3	0.17081E-03	0.86369E-03	0.32783E-03	0.13441E-02	0.41332E-03	0.17662E-02	0.33799E-03	0.16929E-02
9,6	0.78867E-04	0.48775E-03	0.15399E-03	0.76006E-03	0.19922E-03	0.10123E-02	0.16215E-03	0.97774E-03
9,9	0.36767E-04	0.27909E-03	0.72819E-04	0.43446E-03	0.96300E-04	0.58390E-03	0.78164E-04	0.56857E-03
10,2	0.17324E-04	0.16172E-03	0.34741E-04	0.25113E-03	0.46867E-04	0.33963E-03	0.37966E-04	0.33342E-03
10,5	0.82514E-05	0.94797E-04	0.16736E-04	0.14670E-03	0.23010E-04	0.19928E-03	0.18606E-04	0.19720E-03
10,8	0.39722E-05	0.56126E-04	0.81419E-05	0.86504E-04	0.11405E-04	0.11786E-03	0.92033E-05	0.11753E-03
11,1	0.19315E-05	0.33495E-04	0.39985E-05	0.51388E-04	0.57070E-05	0.70147E-04	0.45936E-05	0.70471E-04
11,4	0.94767E-06	0.20093E-04	0.19803E-05	0.30674E-04	0.28802E-05	0.41908E-04	0.23113E-05	0.42396E-04
11,7	0.46834E-06	0.12068E-04	0.98736E-06	0.18329E-04	0.14633E-05	0.25034E-04	0.11701E-05	0.25492E-04
12	0.23244E-06	0.72178E-05	0.49400E-06	0.10904E-04	0.74587E-06	0.14867E-04	0.59404E-06	0.15230E-04

12,3	0.11523E-06	0.42626E-05	0.24662E-06	0.64046E-05	0.37904E-06	0.86999E-05	0.30057E-06	0.89606E-05
12,6	0.56499E-07	0.24531E-05	0.12157E-06	0.36654E-05	0.18988E-06	0.49451E-05	0.14989E-06	0.51173E-05
12,9	0.26887E-07	0.13455E-05	0.57994E-07	0.19989E-05	0.91766E-07	0.26639E-05	0.72128E-07	0.27676E-05
13,2	0.11947E-07	0.67527E-06	0.25687E-07	0.99636E-06	0.40949E-07	0.12977E-05	0.32060E-07	0.13525E-05
13,5	0.45350E-08	0.28393E-06	0.95833E-08	0.41471E-06	0.15212E-07	0.51412E-06	0.11873E-07	0.53706E-06
13,8	0.11341E-08	0.77760E-07	0.22234E-08	0.11066E-06	0.33558E-08	0.11794E-06	0.26140E-08	0.12338E-06

10.BÖLÜM

SONUÇ VE ÖNERİLER

Tel ve arkadaşları $^{238}\text{U}(n,xn)$ için daha önce denge öncesi teorik hesaplamalar yaparak deneysel değerlerle kıyaslamalar yapmıştır. Bu çalışmada $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonundan yayımlanan nötronların denge öncesi spektrumunu hesaplamak için, ${}_nX_v$ başlangıç nötron ve proton sayıları iki şekilde hesaplandı. İlk olarak bölümün başında anlatıldığı gibi literatürdeki denklemler kullandı. İkinci olarak literatürdekilerden farklı olarak Tel ve arkadaşlarının önerdiği ortalama yoğunlukların hesaplanmasında hedef çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları Skyrme-Hartree-Fock yöntemi kullanıldı. Hesaplanan açılı integralli reaksiyon tesir kesitleri literatürden alınan deneysel değerlerle kıyaslandı. Deneysel değerler Uluslararası Nükleer Enerji Ajansı'ndan (INEA) alınarak denge öncesi modellerle kıyaslandı. Denge hesaplamaları Weiskopf-Ewing modeli kullanılarak yapıldı. Denge öncesi model olarak Geometri Bağımlı Hibrit Model (GBHM) Modellerle yapıldı. Hesaplamalar, ALICE/ASH (Geometri Bağımlı Hibrit Model için), paket programlarıyla yapıldı. Programlar NEA DATA BANK temin edildi. ALICE/ASH programında başlangıç eksiton sayısı $n_o = 3$ olarak alındı. Standart pairing hesaplama yöntemi (sıfır tek-çift, δ çift-çift) ve ayrıca Fermi-gaz durum yoğunluğu ifadesi hesaplamalarda kullanıldı. SKM*,S6,T3 ve S1 parametreleri seti HARTREE-FOCK kod kullanılarak çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları hesaplanmıştır.[49-51]

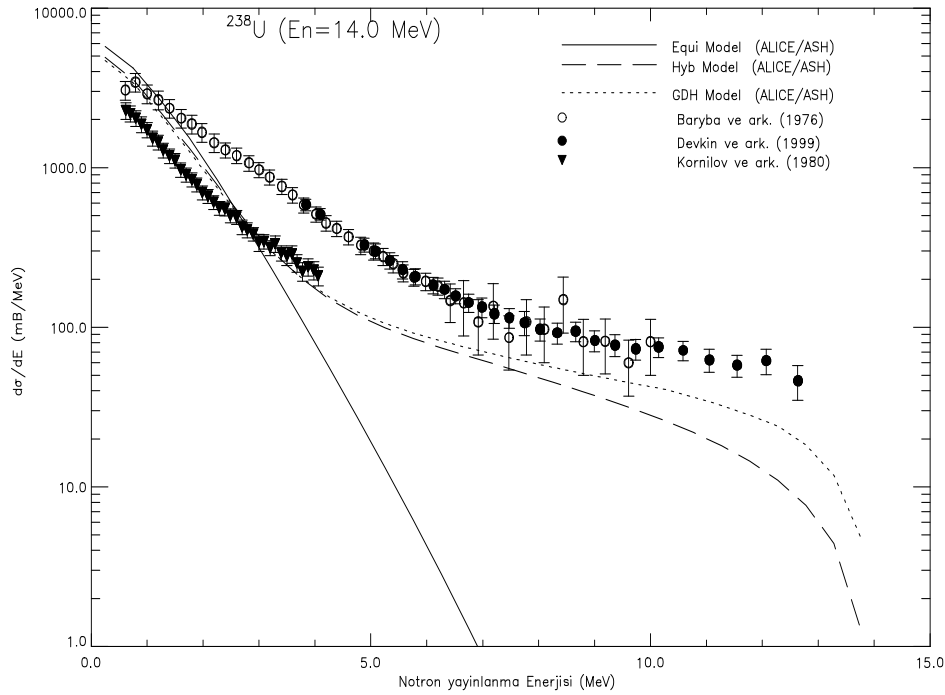
Şekil 10.2 de 6.2 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayımlanma spektrumlarının karşılaştırılmıştır. Weiskopf-Ewing modeli kullanılarak yapılan denge hesaplamaları deneysel değerlerle oldukça uyumludur. 3-4 MeV kadarlık nötron yayımlanma bölgesinde denge öncesi etkiler gözlenememektedir. Bu bölge için denge reaksiyon yayımlanması baskındır. Şekil 10.2 de 14.0 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayımlanma spektrumlarının karşılaştırılmıştır. Şekil 10.2 de $^{238}\text{U}(n,xn)$

reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunda yaklaşık 4-5 MeV' e kadarlık düşük enerji bölgesinde denge yayınlanması baskın iken 5-6 MeV'in yukarıdaki yüksek enerji bölgesinde denge-öncesi yayınlanma spektrumu baskındır. Düşük enerji bölgesindeki denge yayınlanma spektrumu Maxwell dağılımına uymakta iken 5-6 MeV'in üzerindeki yüksek enerji bölgesi ise bir kuyruk şeklinde denge-öncesi yayınlanma spektrumu gözlenmektedir. Yaklaşık 10 MeV üzerindeki denge öncesi yayınlanma spektrum hesaplamalarında Geometri Bağımlı Hibrit Model deneysel değerlere en yakın çıkmaktadır. Şekil 10.3 de 18 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılmış olup Şekil 10.2 de 14 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonu için elde edilen sonuçlarla benzerdir.

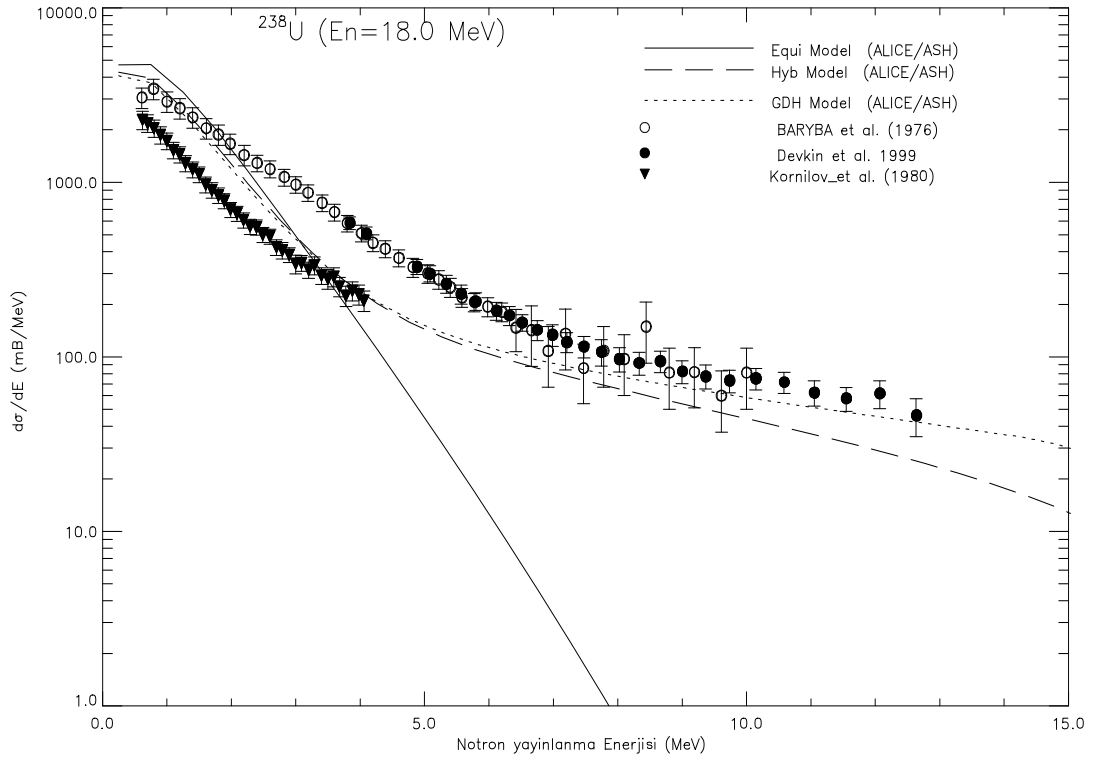
Şekil. 10.4. 14 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması literatürden farklı olarak başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=12$ fm) ne kadar tekrar hesaplanmıştır. Hesaplamalarda yüzey bölgesi ($R=12$ fm) diki yoğunluklar kullanılarak elde edilen başlangıç eksiton sayıları ile hesaplanan sonuçlar deneysel değerlere en yakın çıkmaktadır.

Aynı hesaplamalar Şekil. 10.4. 18 MeV lik nötronlar için tekrar karşılaştırılmıştır. 18 MeV lik gelme enerjili nötronlar için yapılan hesaplamalarda merkeze yakın ($R=0$ ve $R=4.2$ fm) bölgedeki yoğunluklar kullanılarak elde edilen başlangıç eksiton sayıları ile hesaplanan nötron spektrumu sonuçları deneysel değerlere en yakındır. Şekil. 10.6. ,Şekil. 10.8. ,Şekil. 10.10. ve Şekil.10.12. de TEL ve arkadaşlarının önerdiği başlangıç eksiton sayılarının hesaplamalarında kullanılan formüller için ^{238}U çekirdeğinin nötron ve proton yoğunluklarına ait grafikler verilmiştir. Bu grafiklere ait değerler ise Tablo 9.1 de sunulmuştur. Şekil. 10.5. ^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için TEL ve arkadaşlarının önerdiği başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının SKM* parametreleri kullanılarak elde edilen hesaplamalarının yarıçap (R) ile değişimi verilmiştir. SKM* parametre grubu ile elde edilen nötron ve proton yoğunlukları hesaplamalarında Harmonik Osilatör Dalga Fonksiyonu (HODF) kullanılmıştır.

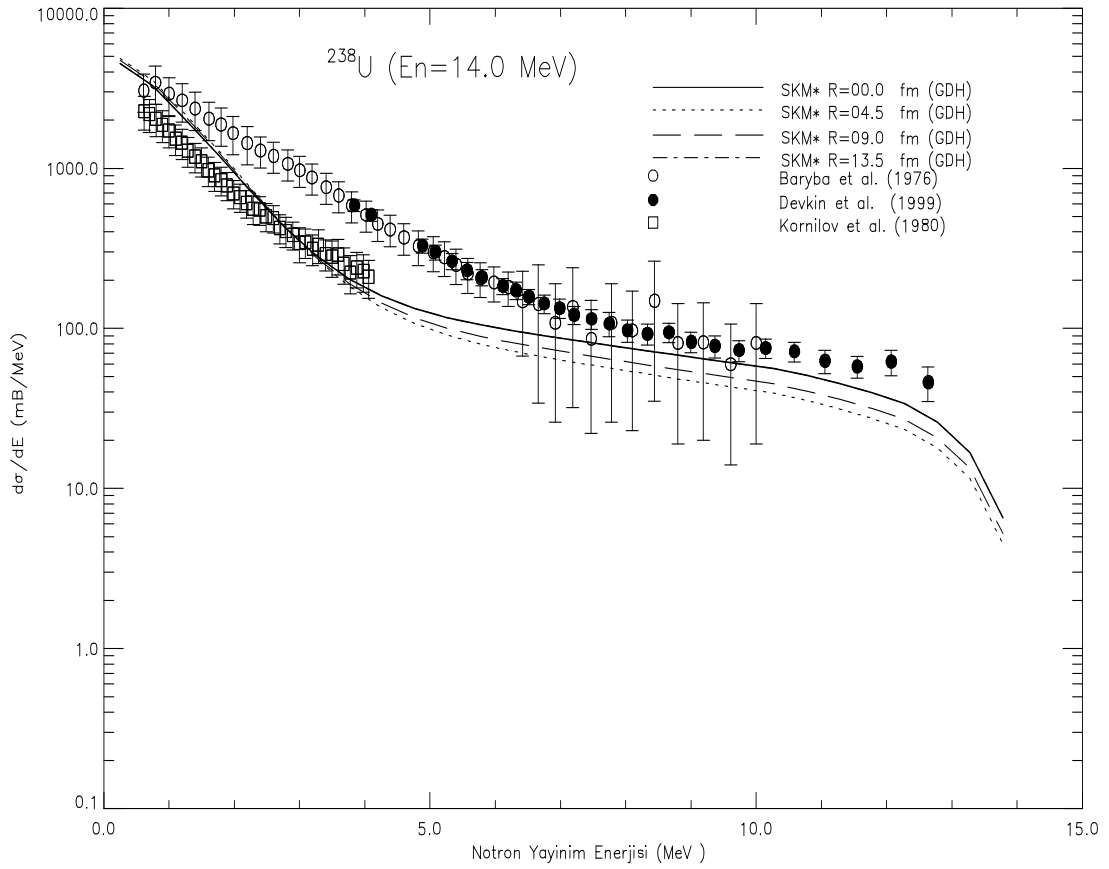
Nükleer reaksiyon modelleri genel olarak incelenip ^{238}U çekirdeklerinin 4-18 MeV nötron gelme enerjileri için (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spektrumları çekirdek modellerine ait parametreler geliştirilerek daha da iyi sonuçlar elde edilmiştir.



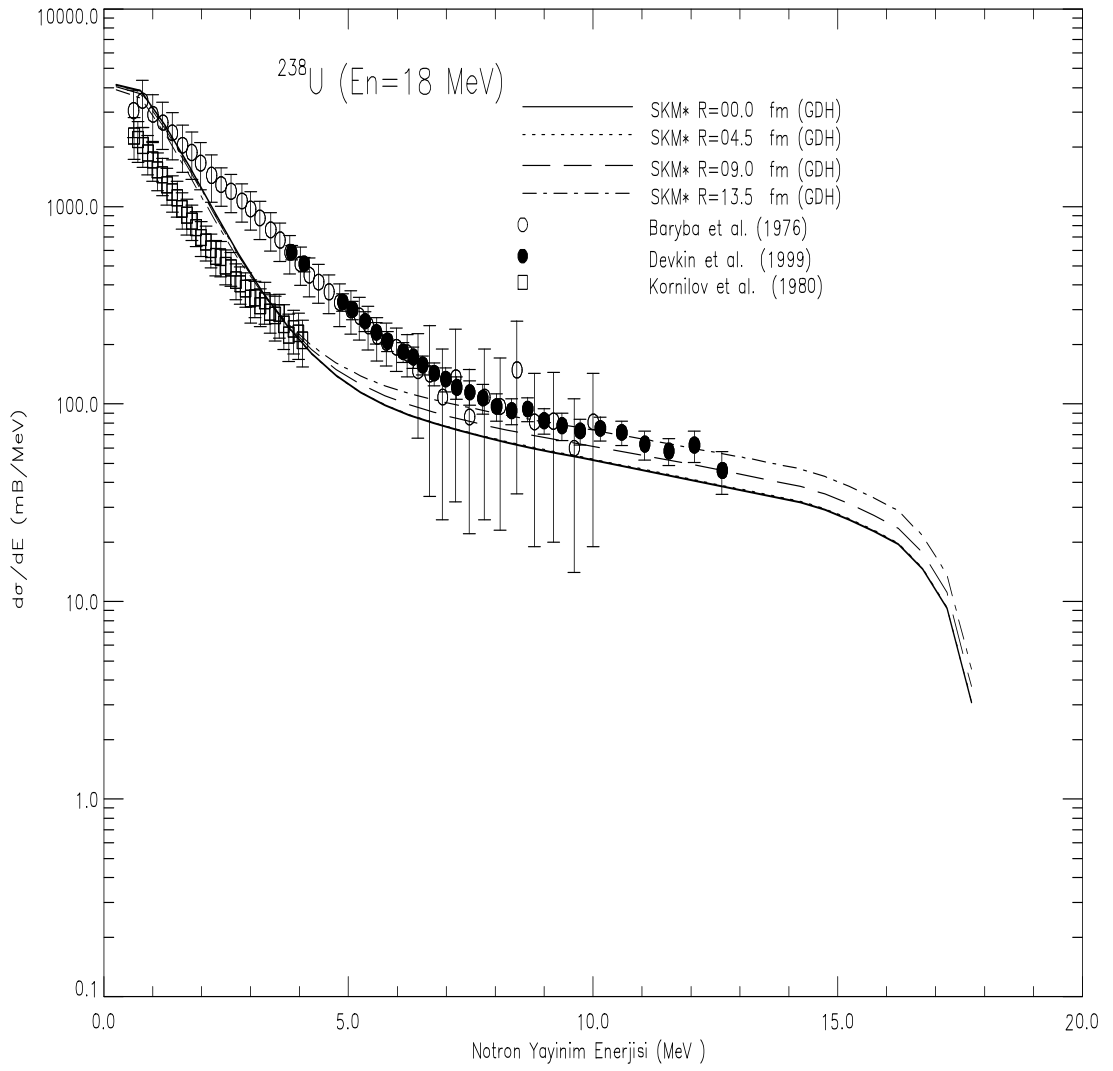
Şekil.10.1. 14.0 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması[54]



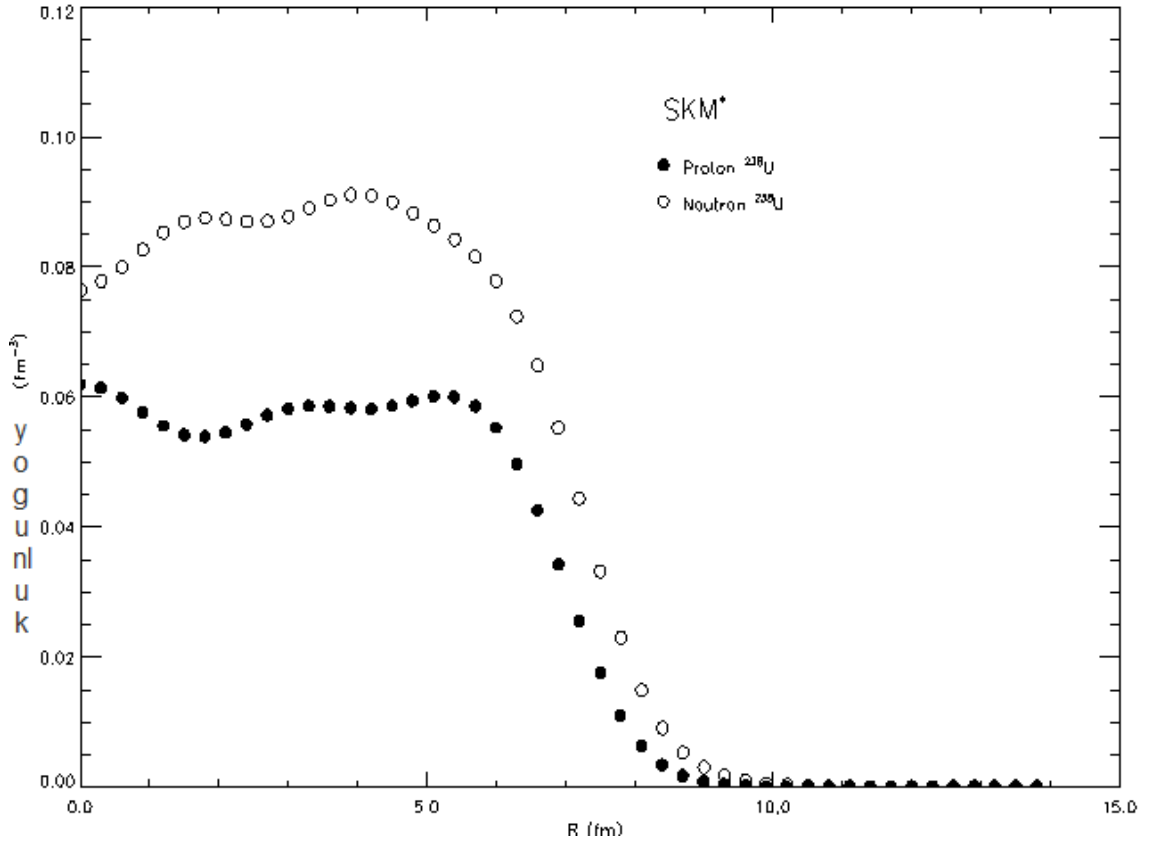
Şekil 10.2. 18.0 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n, xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması[54]



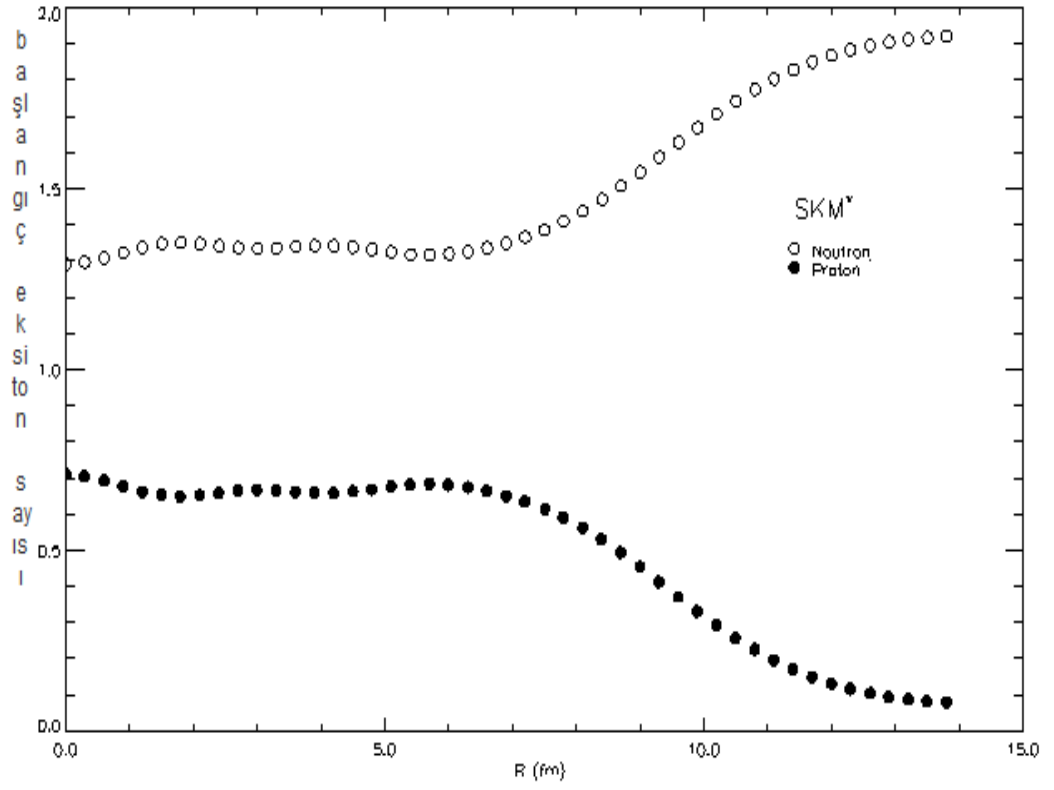
Şekil.10.3. 14.0MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonundan yayımlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması. Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=13.5$ fm) ne kadar hesaplanmıştır[54]



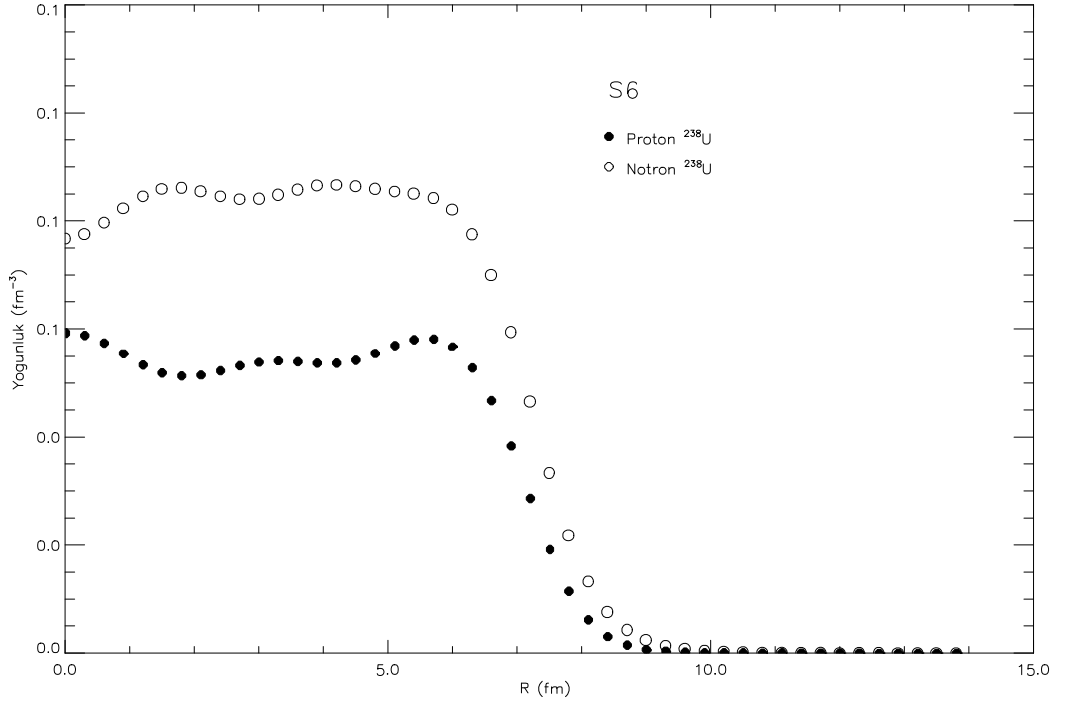
Şekil 10.4. 18.0 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması. Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=13.5$ fm) ne kadar hesaplanmıştır[54]



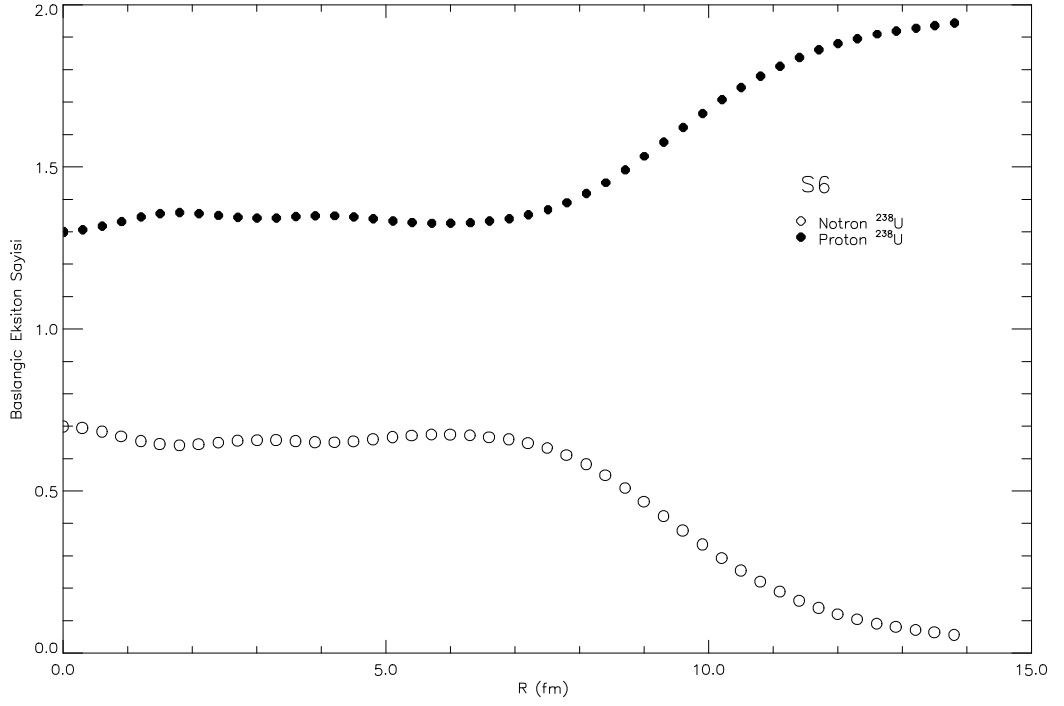
Şekil 10.5. ^{238}U çekirdeği için SKM* parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



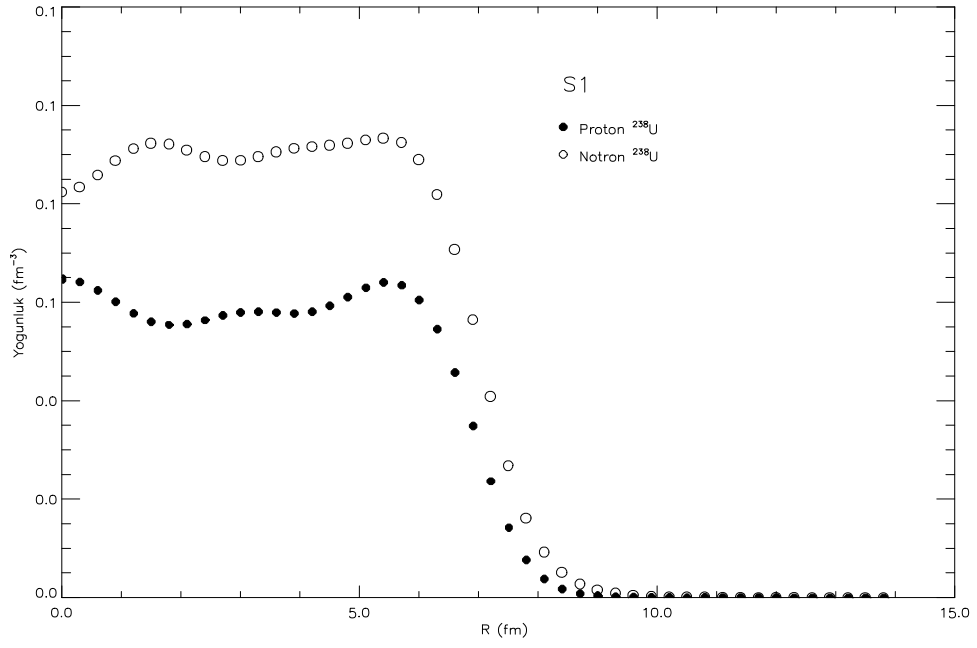
Şekil 10.6. ^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının SKM* parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları



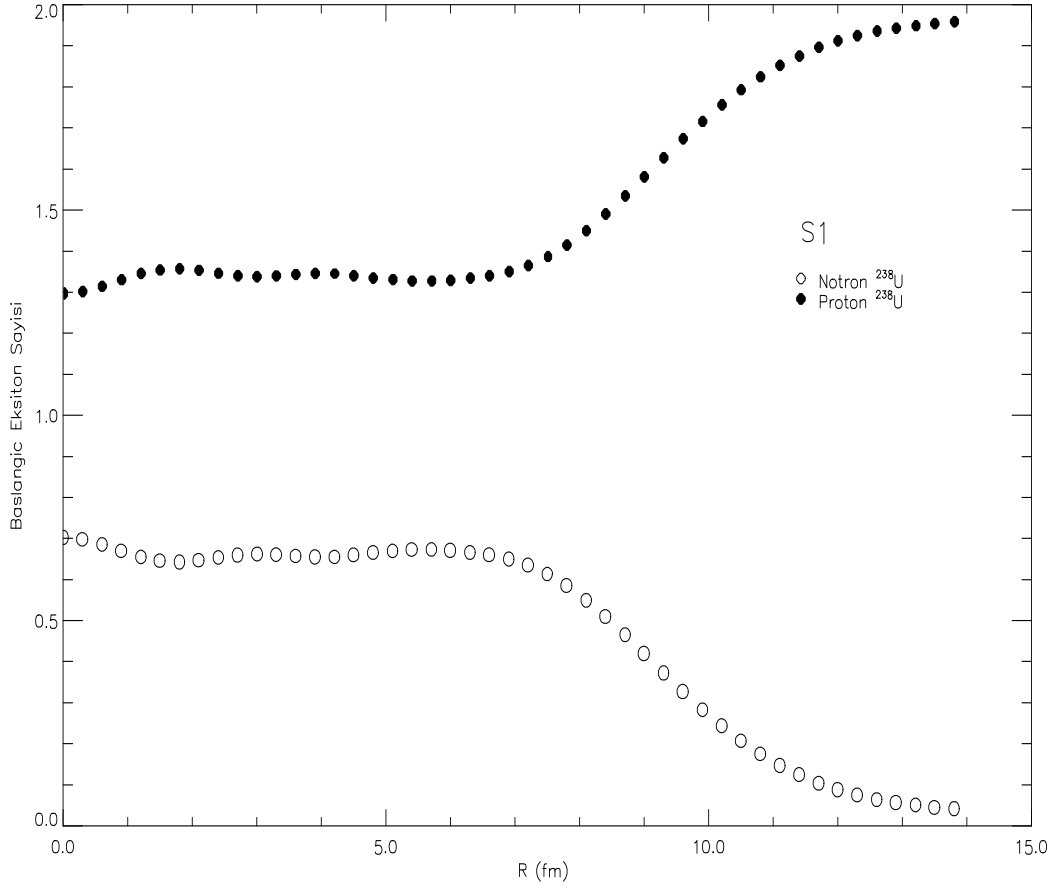
Şekil 10.7. ²³⁸U çekirdeği için S6 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



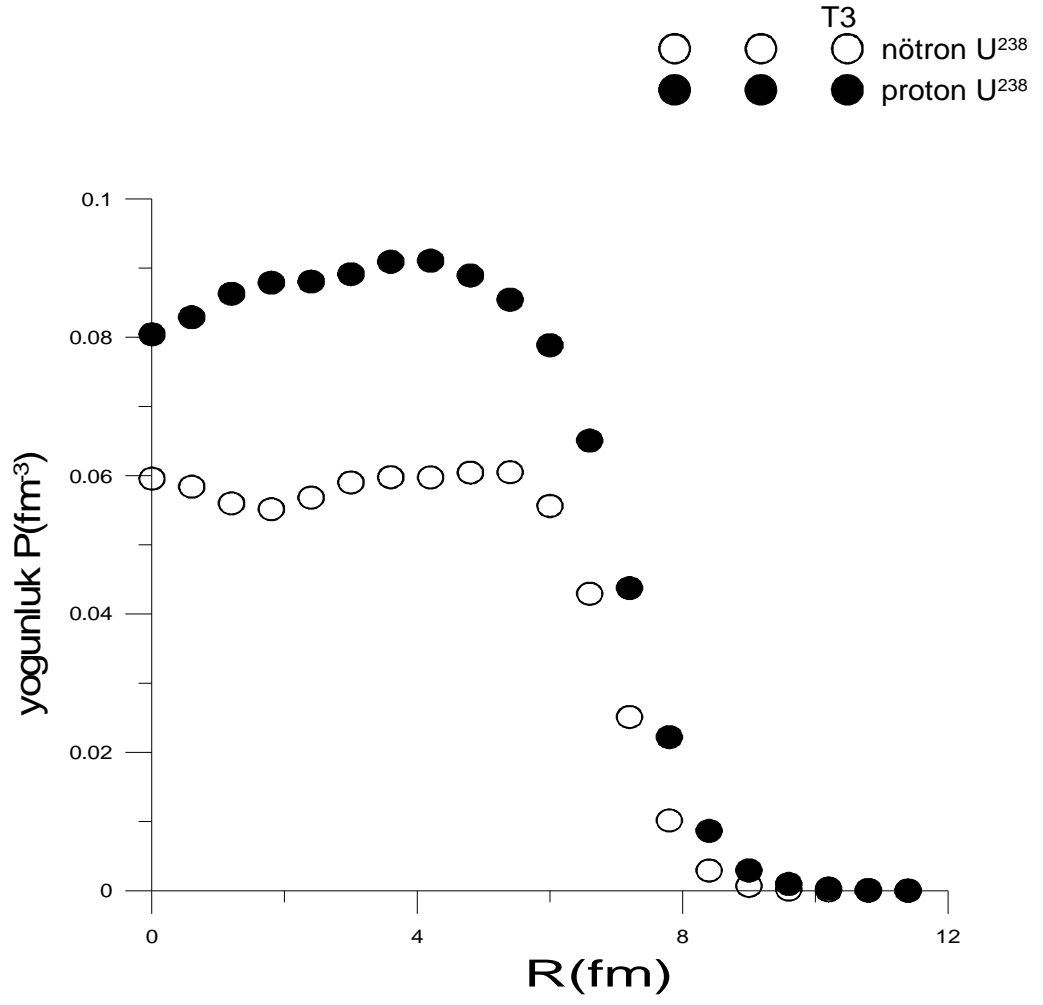
Şekil 10.8. ^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının S6 parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları



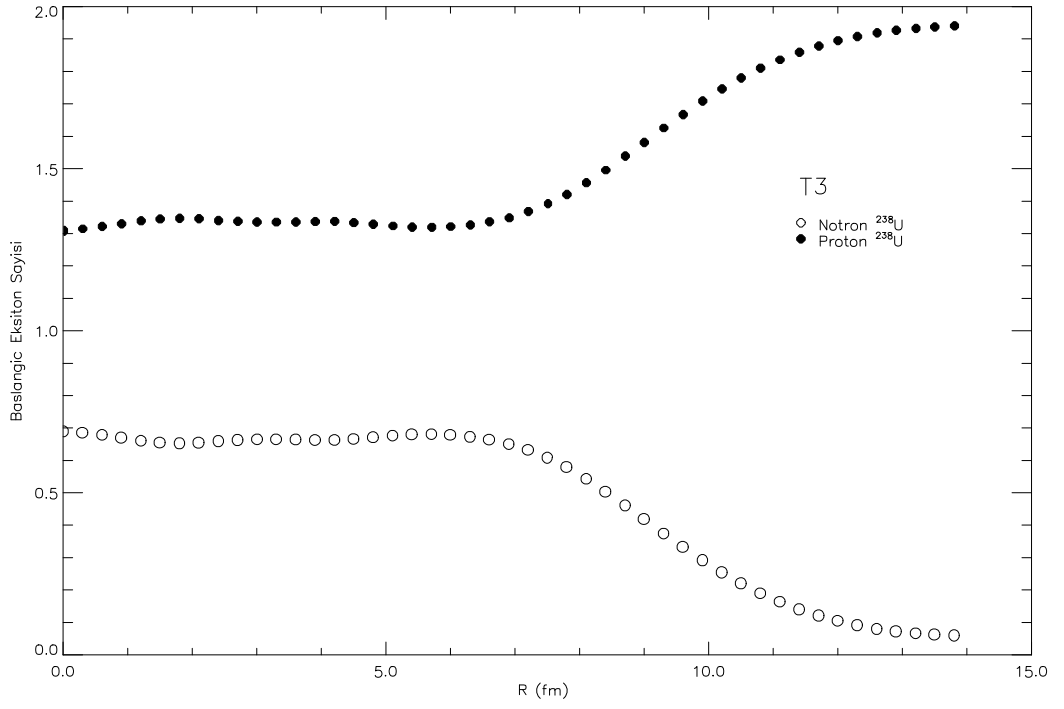
Şekil 10.9. ²³⁸U çekirdeği için S1 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



Şekil 10.10. ^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının S1 parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları



Şekil 10.11. ^{238}U çekirdeği için T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



Şekil 10.12. ^{238}U hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının T3 parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları

KAYNAKLAR

1. “Nükleer Enerji Hammadeleri Uranyum Toryum “ TC.Başbakanlık Devlet Planlama Teşkilatı Müsteşarlığı Yayın No: DPT:2429-ÖİK:487, Madencilik Özel İhtisas Komisyonu Enerji Hammadeleri Alt Komisyonu Jeotermal Enerji Çalışma Grubu Raporu, Ankara, 1-20, (1996)
2. http://www.wired.com/magazine/2009/12/ff_new_nukes/all/1
3. “Yeni geliştirilmiş deneysel formüller kullanılarak 14-15 MeV'lik nötron reaksiyonlarında çiftlenim etkisinin incelenmesi”, Ahmet Fevzi Ünlütürk, Gazi Üniversitesi, 2006.
4. Rubbia. C., et al., “Fast Neutron Incineration in the Energy Amplifier as Alternative to Geologic Storage: The Case of Spain”, Eurupan Organization For Nuclear Research CERN/LHC/97-01 (EET) (1997)
5. Jameson, R.A. ve ark., “Accelerator –driven transmutation technology 1for energy production and nuclear waste treatment”, 3rd EPAC, Berlin, pp. 230-234 (1992).
6. Gudowski, W.,”Accelerator-driven Transmutation Projects. The Importance of Nuclear Physics Research for Waste Transmutation”, Nuclear Physics, A654: 436c-457c (1999).
7. Rubbia, C., ve ark., “Application to The Case of Spain of The Plutonium Elimination Scheme With Fast Energy Amplifiers and Thorium-Plutonium Fuel”, CERN/AT/95-53 (ET)-Add.1 (1995).
8. Carminati, F., ve ark., “An Energy Amplifier for clener and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven By a Particle Beam Accelerator”, CERN/AT/93-47 (ET) (1993).
9. Magill, J. ve Peerani, P.,”(Non-) Proliferation Aspects of Accelerator Driven Systems”, Journal Phys. IV France 9 (1999).
10. Enqvist, P., ve ark., “Primary residue production cross sections and kinetic energies in 1 A GeV 208Pb on deuteron reactions”, Nuclear Physics A , 703: 435-465 (2002).

11. Wlazlo, W., ve ark., “Cross Sections of Spallation Residues Produced in 1 A GeV 208Pb on Proton Reactions”, *Physical Review Letters*, 84: 5736-3739 (2000).
12. Mashnik, S.G., “Cascade-eksiton model analysis of proton of induced reactions from 10 MeV to 5 GeV”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Reasarch A*, 414: 68-72 (1998).
13. Filges, D., ve ark., “Spallation neutron production and the current intra-nuclear cascade and transport codes”, *European Physical Journal A*, 11 (4): 476-490 (2001).
14. Enke, M., ve ark., “Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo Simulation”, *Nuclear Physics A*, 657: 317-339 (1999).
15. Song, T.Y. ve ark., “The Characteristics of Lead and Tungsten Targets Used in The Accelerator-Driven Subcritical Reactor” , *KEK Proc* , 98-10: 95-97 (1998).
16. Krane K. S., “Nükleer Fizik-II“, Başar Şarer, Ankara, 392-394, 416-420 (2001).
17. Griffin JJ, “Statistical model of intermediate structure”, *Phys. Rev. Lett.*, 17, 478. (1966).
18. Blann M ve Vonach HK, “Global test of modified pre-compound decay models “, *Phys. Rev. C*, 28: 1475-1492 (1983).
19. Weisskopf VF, Ewing DH, “On the yield of nuclear reactions with heavy elements”, *Phys. Rev.*, 57:472 -479 (1940)
20. Cline CK, “Extensions to the pre-equilibrium statistical model and a study of complex particle emission ”, *Nucl. Phys.*, A193:(2), 417-37 (1972).
21. Ribansky I, ve ark., “Pre-equilibrium decay and the exciton model “, *Nucl. Phys. A*, 205 (3): 545-560 (1973).
22. Adamson R D (1998) *Novel Methods for Large Molecules in Quantum Chemistry*. Ph.D. Thesis, University of Cambridge, Cambridgeshire, England, 141 p.
23. Rıdvan Baldık, ‘‘Skyrme etkileşmesi kullanılarak bazı egzotik çekirdeklerin taban durum özelliklerinin incelenmesi’’ Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Doktora Tez (2010)
24. Soloviev V G (1976) *Theory of Complex Nuclei*, Pergamen Press, Oxford, 455 s.

25. Ring P and Schuck P, (1980) *The nuclear many body problem*, Springer, Berlin, Heidelberg, 715 s.
26. Skyrme T H R (1956) *The Nuclear Surface*. *Phil. Mag.* 1: 1043-1054.
27. Skyrme T H R (1959) *The effective nuclear potential*. *Nucl. Phys.* 9(2): 615-634.
28. Beiner M, Flocard H, Van Giai N and Quentin P (1975) *Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction*. *Nucl. Phys. A*, 238: 29-69.
29. Stone J R and Reinhard P-G, (2007) *The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter*. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58:587-657
30. Tel E, (1995) *Skyrme Kuvvetleri Kullanılarak Hartree-Fock Hesaplamaları ile Ca ve Pb 'nin taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi*. Yüksek Lisans Tezi, GÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Ankara, 46 s.
31. Tel E Şahin H M, Kaplan A, Aydın A and Altınok T (2008) *Investigation of the properties of the nuclei used on the new generation reactor technology systems*. *Ann. Nucl. Ener* 35(2): 220-227.
32. Tel E, Okuducu Ş, Tanır G, Akti N N and Bölükdemir M H (2008) *Calculation of radii and density of 7–19B isotopes using effective Skyrme force*. *Commun. Theor. Phys.*, 49(3): 696-702.
33. Tel E, Baldık R, Aytakin H and Aydın A, (2009)"*Investigation of the nuclear structure of the Be, Cr and Cu isotopes* *Ann. Nucl. Ener.*, 36(9): 1333-1339.
34. Qiang L G (1991) *A systematic study of nuclear properties with Skyrme force*. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 17: 1-34.
35. Vauthering D and Brink D M (1972) *Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei*. *Phys. Rev. C*, 5(3): 626-647.
36. Kohler H S (1976) *Skyrme force and the mass formula*. *Nucl. Phys. A*, 258 (2): 301-316.
37. Krevald S, Klemt V, Speth J and Faessler A (1977) *On the use of Skyrme forces in self-consistent RPA calculations*. *Nucl. Phys. A*, 281(2): 166-206.
38. Krivine H, Treiner J and Bohigas O (1980) *Derivation of a fluid-dynamical lagrangian and electric giant resonances*. *Nucl. Phys. A*, 336(2): 155-184.

39. Brack M, Guet C and Hakansson H B (1986) Selfconsistent semiclassical description of average nuclear properties- a link between microscopic and macroscopic models. *Phys. Rep.* 123 (5): 275-364.
40. Chabanat E, Bonche P, Haensel P, Meyer J and Schaeffer R, (1997) A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. *Nucl. Phys. A* 627: 710-746
41. Chabanat E, Bonche P, Haensel P, Meyer J and Schaeffer R, (1998) A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities part II. Nuclei far from stabilities. *Nucl. Phys. A* 635: 231-256.
42. Beiner M, Flocard H, Van Giai N and Quentin P (1975) Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction. *Nucl. Phys. A*, 238: 29-69.
43. Reinhard P G and Cusson R Y (1982) A comparative study of Hartree-Fock iteration techniques. *Nucl. Phys. A*, 378(3): 418-442.
44. M. Blann and J. Bisplinghoff, “CODE ALICE/LIVERMORE 82” UCID-19614 (1982).
45. K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear matter and nuclear interactions* (North-Holland, Amsterdam 1968).
46. C. M. Castaneda, J. L. Ullmann, F. P. Brady, J. L. Romero, N. S. P. King, and M. Blann, *Phys. Rev. C* 28, 1493 (1983)
47. C. H. M. Broeders, A. Yu. Konobeyev, Yu. A. Korovin, V. P. Lunev, M. Blann, ALICE/ASH-Pre-compound and Evaporation Model Code System for Calculation of Excitation Functions Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions at Intermediate Energies (2006).
48. E.Tel, Denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanması. Doktora Tezi. Gazi Üniversitesi, Ankara, 2000.
49. E.Tel, İ.Demirkol, A. Arasoğlu and B. Şarer, “Pre-Equilibrium Emission in Differential Cross-Section Calculations and Analysis of Experimental Data for ^{232}Th ”, *Modern Physics Letters A*, Vol. 19, No. 21, 1597–1614, (2004)
50. E.Tel, H.M. Şahin, A.Arasoğlu, H.Aytekin “The investigation of the neutron emission spectra of ^{232}Th and ^{238}U for neutron incident energy from 2 to 18 MeV”. *Annals of Nuclear Energy* 33, 310 – 324, (2006)

51. <http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f>, Louisiana State University, 28 Ocak 2007.
52. Rubbia, C. and Rubio, J.A., “ A Tentative Programme towards a Full Scale Energy Amplifier, CERN/LHC/96-11), Geneva,36 p. (1996)
53. Roche, C. and Rubbia, C., “Some Preliminary Considerations on the Economical Issues of the Energy Amplifier” CERN AT/95-45 (ET), (1995)
54. EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data File). Database Version of 2010, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.html>
55. EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data), Database Version of December 19, 2007,
56. (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>)
57. Krane, S.K.,“Introductory Nuclear Physics”, *John Wiley& Sons,Inc.Canada*, (1988)
58. Şarer, B., “Nükleer Fizik I”, Palme Yayıncılık, Ankara, (2001)
59. Şarer, B., “Nükleer Fizik II”, Palme Yayıncılık, Ankara,(2001)
60. Şahin, S., “Nükleer Enerji ve Türkiye”, Gazi Üniversitesi, Ankara
61. Şahin, S., “Physics of Fusion Fission (Hybrid) Reactors, 8th International Summer College on Physics and Contemporaray Needs”, 23, 124, Islamabad, Pakistan, (1983)
62. Çürüttü, İ., Candu ,“Kullanılmış Yakıt Çubuklarının Bir Füzyon-Fisyon Hibrid Reaktörde Gençleştirilmesinin Analitik Çözümü”, Doktora Tezi, G.Ü Fen Bil. Enstitüsü, Ankara, (2000)
63. Ünal, T., “What is the Potential Use of Thorium in the Future Energy Production Technology?” *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 37, No. 1-4, pp. 137-144 (2000)
64. Alkan, M.. “Reutilization of Nuclear Fuel Wastes, PhD Thesis in Turkish”, Gazi University, Institute of Science and Technology, Ankara, Turkey (2003)
65. Şahin, S., H. Yapıcı, “Neutronic Analysis of a Thorium Fusion Breeder with Enhanced Protection Againts Nuclear Weapon Proliferation”, *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 26, no. 1, p. 13 (1998)

66. Şahin, S, H. Yapıcı and N. Şahin, “Neutronic Performance of Proliferation Hardened Thorium Fusion Breeders”, *Fusion Engineering and Design*, Vol. 54, no. 1, pp. 63-77 (2000).
67. West R. W., *Phys. Rev.*, 141, 1033 (1966)
68. Baraskenhov V. S., Bertini H. W. , Chen K., Friedlander G., Harp G. D., Iljinov A. S., Miller J. M., Toneev V. D., *Nucl. Phys., A 187*, 531(1972)
69. Friedlander G., Kennedy J. W., Miller J. M., “*Nuclear and Radiochemistr*”, 2nd edition John Wiley, New York,(1964)
70. Tel, E., Aydın, A., Kaplan, A., Şarer, B., “New calculation method for initial exciton numbers on nucleon induced pre-equilibrium reactions”, *Phys. Rev. C* 77(5), 054605, (2008)

ÖZGEÇMİŞ

Erhan ERSOY, 1986 yılında Kırşehir’de doğdu. İlk ve orta öğrenimini Nevşehir’in Hacıbektaş İlçesinde tamamladı. Ardından Atatürk Üniversitesi Eğitim Bilimleri Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümünden 2009 yılında mezun oldu. Daha sonra Nevşehir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı.

ERHAN ERSOY

Adres: İsmet Paşa mah. Tuna cad.

Fulya sok. No:70/daire 10

Bayrampaşa /İSTANBUL

e-mail: erhanersoy40@hotmail.com

erhanersoy40@gmail.com

Tel: 0 (544) 568 32 60