

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

HIZLANDIRICI GÜDÜMLÜ SİSTEMLERDE
NÜKLEER ENERJİ ÜRETİMİ İÇİN KULLANILAN
REAKSİYONLARIN ARAŞTIRILMASI

Abdullah EFİL

Haziran -2010

ONAY SAYFASI

Fizik Anabilim Dalında Abdullah EFİL tarafından hazırlanan ‘Hızlandırıcı Güdümlü Sistemlerde Nükleer Enerji retimi İçin Kullanılan Reaksiyonların Araştırılması’’ adlı Yüksek Lisans Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. İhsan ULUER
Anabilim Dalı Başkanı

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

Prof. Dr. İhsan ULUER

Jüri yeleri

Başkan	: Prof. Dr. İhsan ULUER	_____
ye	: Doç. Dr. Eyyup TEL	_____
ye	: Doç. Dr. Abdullah AYDIN	_____

28/09/2010

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

Prof. Dr. Burak BİRGÖREN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

HIZLANDIRICI GÜDÜMLÜ SİSTEMLERDE NÜKLEER ENERJİ ÜRETİMİ İÇİN KULLANILAN REAKSİYONLARIN ARAŞTIRILMASI

EFİL, Abdullah

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. İhsan ULUER

Haziran 2010, 69 Sayfa

Bu çalışmada Türkiye'nin sahip olduğu Toryum rezervleri ele alınarak, Toryumun yakıt olarak kullanılmasına ilişkin gelecekte planlanan reaktörler hakkında bilgi verilmiştir. ^{232}Th hedef çekirdeği için, nötron yayınlanma spektrumuna ait tesir kesitlerinin elde edilmesinde kullanılan modeller için başlangıç eksiton sayıları literatürden farklı bir yöntemle hesaplandı. Bu yöntemde, ^{232}Th hedef çekirdeğinin nötron ve proton yoğunlukları ortalama alan yaklaşımının dikkate alındığı Skyrme tipli kuvvetlerini kullanan Hartree-Fock yaklaşımından elde edildi. Elde edilen sonuçlar literatürdeki deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak tartışıldı.

Anahtar Kelimeler: ^{232}Th , Denge Öncesi Reaksiyon, Başlangıç Exciton Sayısı, Geometri Bağımlı Hibrid Model (GDH), SKYRME Kuvveti, Hartree-Fock Yöntemi

ABSTRACT

RESEARCH OVER THE REACTIONS USED FOR NUCLEAR ENERGY PRODUCTION AT THE ACCELERATOR DRIVEN SYSTEMS

EFİL, Abdullah

KIRIKKALE UNIVERSITY

Institute of Science

Department of Physical Science, M. Sc. Thesis

Supervisor: Prof. Dr. İhsan ULUER

June 2010, 69 pages

In the current study, the thorium deposits of Turkey were examined and information was given about the reactors that planned to be constructed in the future concerning using thorium as a fuel. For the target nucleus of ^{232}Th , initial exciton numbers for models used to obtain the effect cross section of the neutron emission spectra were calculated through a method, in a different way from the literature. In this method, neutron and proton density of the target nucleus of ^{232}Th was obtained from Hartree-Fock approach using Skyrme type forces where approximate field approach was taken into consideration. The results obtained were analyzed by comparing the empirical results in the literature.

Key Words: ^{232}Th , Pre-equilibrium Reaction, Number of initial Exciton, Geometry Dependent Hybrid Model, SKYRME Force, Hartree-Fock Method

TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması esnasında hiçbir yardımı esirgemeyen, biz genç araştırmacılara büyük destek olan ve yapmış olduğum çalışmalar sırasında bana gösterdiği rehberlik ve sağladığı imkanlar dolayısıyla tez yöneticisi hocam, Sayın Prof.Dr. İhsan ULUER'E, tez çalışmalarım esnasında, bilimsel konularda daima yardımını gördüğüm hocam Sayın Doç.Dr. Eyyüp TEL ve Sayın Doç.Dr. Abdullah AYDIN'a, büyük fedakarlıklarından dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
TABLOLAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
KISALTMALAR LİSTESİ.....	ix
SEMBOLLER LİSTESİ	x
GİRİŞ	1
1. TORYUM ELEMENTİ.....	3
2. HİBRİD REAKTÖRLERİNDE TORYUMUN DEĞERLENDİRİLMESİ	8
3. TESİR KESİTİ	12
3.1. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	14
4. HIZLANDIRICI SÜRÜMLÜ SİSTEMLER VE OLUŞAN REAKSİYONLAR.....	16
4.1. Spallasyon Reaksiyonu.....	18
5. NÜKLEER REAKSİYON TEORİLERİ VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	23
5.1. Nükleer Reaksiyon Teorileri.....	23
5.2. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	24
5.3. Direk Reaksiyonlar	25
5.4. Eksiton Modeli	26
6. DENGİ REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI.....	28
7. DENGİ-ÖNCESİ REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI	29
7.1. Griffin (Eksiton) model hesaplamaları	29
7.2. Hibrid (Melez) Model Hesaplamaları.....	31
7.3. Geometri Bağımlı Hibrid Model Hesaplamaları	33
8. HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI.....	35
8.1. Skyrme tipi etkileşmeler	36

8.2. Skyrme Hartree-Fock Metodu	41
9. DENG-ÖNCESİ REAKSİYONLARDA BAŞLANGIÇ EXCITION SAYILARININ YENİ BİR YAKLAŞIMLA HESAPLANMASI	44
10. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	51
KAYNAKÇA	62

ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGE

Sayfa

1.1 Bazı ülkelerdeki toryum rezervleri.....	5
4.1 Nötron üretimi için hedef olarak düşünülen malzemelerin yoğunluk ve izotopik kesirleri.....	22
8.1 Skyrme kuvvet parametreleri.	40
9.1 SKYRME kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ ve proton yoğunluğu $\rho_p(R)$	48

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL	Sayfa
1.1. Doğal Toryum Elementi.....	3
1.2. Türkiye'nin Uranyum ve Toryum rezerv haritası	6
1.3. Toryumla Çalışması Önerilen Reaktör.....	7
2.1. ^{232}Th 'nin fisyon ve gama tesir kesitlerinin nötron enerjisine göre değişimi.....	9
4.1. Doğurma prosesi ve nötron üretimi	16
4.2. Tüm Kompleks'in Gösterimi.....	18
4.3. Spallasyon Reaksiyonu	20
5.1. Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi	24
5.2. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları	25
5.3. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi.....	26
7.1. Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik gösterimi.....	30
7.2. Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili.....	33
9.1. 4.2 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması	61
9.2. 6.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması	61
9.3. 14.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.	54
9.4. 18.0 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.	55
9.5. 14.1 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması.Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=12$ fm) ne kadar hesaplanmıştır.	56
9.6. 18 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması.Başlangıç eksiton	

sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=12$ fm) ne kadar hesaplanmıştır	57
9.7. ^{232}Th çekirdeği için S6 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları	58
9.8. ^{232}Th çekirdeği için SKM* parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları.....	59
9.9. ^{232}Th hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının SKM* parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları	60

KISALTMALAR DİZİNİ

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 DİZİNİ

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	özgül 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
$\lambda_c(\varepsilon)$	Bir parçacığın (ε) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı
$\lambda_+(\varepsilon)$	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
$\tilde{\lambda}$	indirgenmiş dalga boyu
f_b	b parçacığının bağlanma enerjisi E_b ile E arasındaki farkın fonksiyonudur
$I(\varepsilon)$	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 ortalamlarının karekökü
r_n	Nötron yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamlarının karekökü
r_p	Proton yoğunluk yarıçaplarının kare ortalamlarının karekökü
t_n	Nötron deri kalınlıkları

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

GİRİŞ

Nükleer enerji hammaddeleri, esas olarak, nükleer reaktörde elektrik enerjisi elde etmek için yakıt olarak kullanılmaktadır. 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. Bunun en büyük nedeni Toryumun nükleer yakıt çevrimi ile ilgili sorunlardır. Söz konusu sorunlar nedeniyle, halen dünyada Toryumla çalışan bir nükleer santral bulunmamaktadır.(1)

1990'ların başından beri uluslararası bilim komitesi tarafından (Accelerator Driven System (ADS) =Hızlandırıcı Güdümlü Sistem) ADS yüksek seviyedeki nükleer atık sorununu çözümlmek için geliştirilebilecek bir sistem olarak dikkate alınmaya başlandı ve birçok temel araştırma programları başlatıldı. Bu araştırma programları mümkün olabilecek alternatiflerin ve bununla ilgili teknolojik konuların araştırılması ve tanımlanmasına rehberlik etmektedir. C. Rubbia ve CERN'deki çalışanları tarafından tasarlanan, son derece güvenli olan ADS reaktörü dikkat çekmiştir. 1990'lı yıllarda Nobel Ödülü sahibi Prof. Dr. C. Rubbia'nın önderliğinde bir fizikçi gurubu yoğun akıllı bir proton hızlandırıcısına dayalı Toryum yakıtlı yeni bir nükleer reaktör tipi önerdi.(2)Yeni reaktörün yapısı geleneksel (Uranyum yakıtlı) reaktörlerden oldukça farklıdır ve en önemli özelliği nükleer sürecin tam kontrollu olmasıdır. Yani, hızlandırıcıdan gelen proton demetinin kesilmesi ile reaksiyon çok kısa (ns mertebesinde) bir sürede duracaktır ve bu sayede nükleer kaza riski ortadan kalkacaktır. Yeni nesil reaktör tipinin diğer önemli özelliği ise nükleer atıkların geleneksel reaktörlere göre çok daha az olmasıdır. Yakıt çevrim sorunu nedeniyle, bugün için toryumlu çalışan ticari ölçekli santraller bulunmamakla birlikte, bu santrallerin prototipleri ABD, İngiltere, Almanya, Hindistan ve Japonya'da bulunmaktadır. Avrupa'da yapılan çalışmalar özellikle İtalya'da ve CERN'de Enerji Yükseltici kullanılarak atıkların dönüştürülmesi ve bu sırada enerji üretimini içeren alanlarda çalışmalar yapılmaktadır.(3)Transuranikleri (uranyumötesi), Pu izotoplarını, küçük aktinitleri ve bununla ilgili fisyon ürünlerini de içeren uzun ömürlü nükleer atıklar, fisyon ve dönüştürme yoluyla ortadan kaldırılması düşünülmektedir.

Bu çalışmanın, ilk bölümünde dünyanın ve Türkiye'nin sahip olduğu Toryum rezervleri göz önüne alınarak, nükleer reaktörlerde Uranyum elementi yerine yakıt olarak Toryum kullanılması aşamaları incelenmiştir. Ayrıca Toryumun yakıt olarak kullanılmasıyla ilişkin gelecekte planlanan füzyon-fisyon'a dayalı hibrid (melez) reaktörü hakkında bilgi verilmiştir. İkinci bölümünde nükleer reaksiyon modelleri genel olarak incelenerek hesaplamalar kısmında ^{232}Th çekirdeği için 4-18 MeV nötron gelme enerjilerinde (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spektrumları hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Geometri Bağımlı Hibrid model kullanılmıştır. Deneysel tesir kesitleri literatürden ve Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu'nun ENDF/B, CENDL, JEF kütüphanelerinden elde edilerek, elde edilen teorik hesaplamalar deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

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 ^{232}Th hedef çekirdeği için, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin elde edilmesinde kullanılan modeller için başlangıç eksiton sayıları literatürden farklı Tel ve arkadaşlarının önerdiği bir yöntemle hesaplandı.(4) Bu yöntemde, ^{232}Th 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 edildi. Elde edilen sonuçlar literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılarak tartışıldı.

1. TORYUM ELEMENTİ

Dünya toryum rezervlerinin doğal uranyum rezervlerinden yaklaşık olarak üç kat daha fazla olduğu öngörülmektedir. Buna ilaveten günümüz nükleer santralleri ^{237}Np , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{244}Cm gibi nükleer atıklar üretmektedir. Bu atıkların saklanmasıdaki yüksek maliyet ve güvenlik insanlığı için giderek bir tehlike oluşturmaktadır.



Şekil 1.1. Doğal Toryum Elementi(9)

Hibrid reaktörler üzerine yapılan daha önceki çalışmalarda toryum yakıtından ^{233}U gibi fisyon olabilen yakıt elde edilebildiği gösterilmiştir. Ayrıca yine hibrid reaktörlerde bazı nükleer atıklar hem yüksek termal fisyon tesir kesitli malzemelere hem de ^{245}Cm ($t_{1/2}= 9300$ yıl) ve ^{242m}Am ($t_{1/2}= 152$ yıl) gibi daha uzun yarılanma ömürlü malzemelere dönüşebilmektedir. Dünya enerji ihtiyacı sürekli artmakta, bu ihtiyacı karşılayabilmek için mevcut fosil yakıtlar yeterli olmadığından ve bu fosil yakıtların çok büyük miktarlarda çevre facialarına yol açmalarından dolayı daha temiz ve daha güvenli bir enerji kaynağı olan nükleer santrallere olan talep artmaktadır. Dünyanın çeşitli yerlerinde yeni nükleer santraller inşa edilmektedir.

Kasım 2001 tarihi itibariyle dünyada 438 adet reaktör mevcuttur ve bunların toplam gücü 353.411MWe'dir. İnşası devam eden reaktör sayısı 35 olup bunların gücü 28.911MWe, yapılması planlanan reaktör sayısı 32 olup bunların toplam gücü 34.660MWe'dir. Tüm bu reaktörler için gerekli Uranyum miktarı ise 64.956 ton olarak hesaplanmıştır. Bu gün üretilen nükleer enerjinin tamamı doğal uranyum veya %2 - %4 oranında zenginleştirilmiş uranyum kullanan nükleer santrallerde üretilmektedir. Bu reaktörler 30-40 yıl ömürlü olup bol miktarda nükleer yakıt gerektirirler.

Bilindiği gibi termal nötronlarla en iyi fisyon yapabilen malzeme ^{235}U 'dir ve bu da doğal uranyumun içinde % 0,7 oranında bulunmaktadır. Bu da günümüz reaktörlerinin nükleer yakıtın çok az bir miktarını enerjiye dönüştürebildiğini ve kalan büyük miktarının nükleer atık olarak tutulduğunu göstermektedir. Dünyadaki uranyum rezervlerinin sınırlı olması ve zenginleştirme işleminin yüksek maliyet getirmesinden dolayı yeni tip nükleer yakıtlar ve bunlara göre yeni tip reaktör dizaynları araştırılmaya başlanmıştır. Toryum bu çalışmalarda üzerinde yoğun olarak durulan yeni bir yakıt olarak yakın gelecekte kullanılmaya adaydır.

Dünya toryum rezervleri dağılımına bakıldığında Brezilya, Türkiye, Hindistan ve Mısır toryum rezervlerinin yaklaşık % 70'ine sahiptirler. Toryum ve uranyum elementleri genel olarak doğada geniş bir şekilde dağılmışlardır. Bu elementlerin dünyadaki miktarları tam olarak bilinmemesine rağmen stratejik önemlerinden dolayı, toryumun dünya genelindeki rezervleri hemen hemen uranyuma göre üç kat daha fazla olduğu biliniyor. Bunun anlamı doğal ^{232}Th izotopunun bolluğu ^{235}U izotopundan yaklaşık olarak 416 kat daha fazladır. Çizelge 1.1.'de en önemli toryum rezervlerine sahip 10 ülke sıralanmıştır. Çizelge 1.1.'de Türkiye 800.000 ton toryum rezerviyle birinci sırada yer almaktadır. Bu da dünya rezervlerinin % 52'si demektir.

Çizelge 1. 1 Bazı ülkelerdeki toryum rezervleri (5)

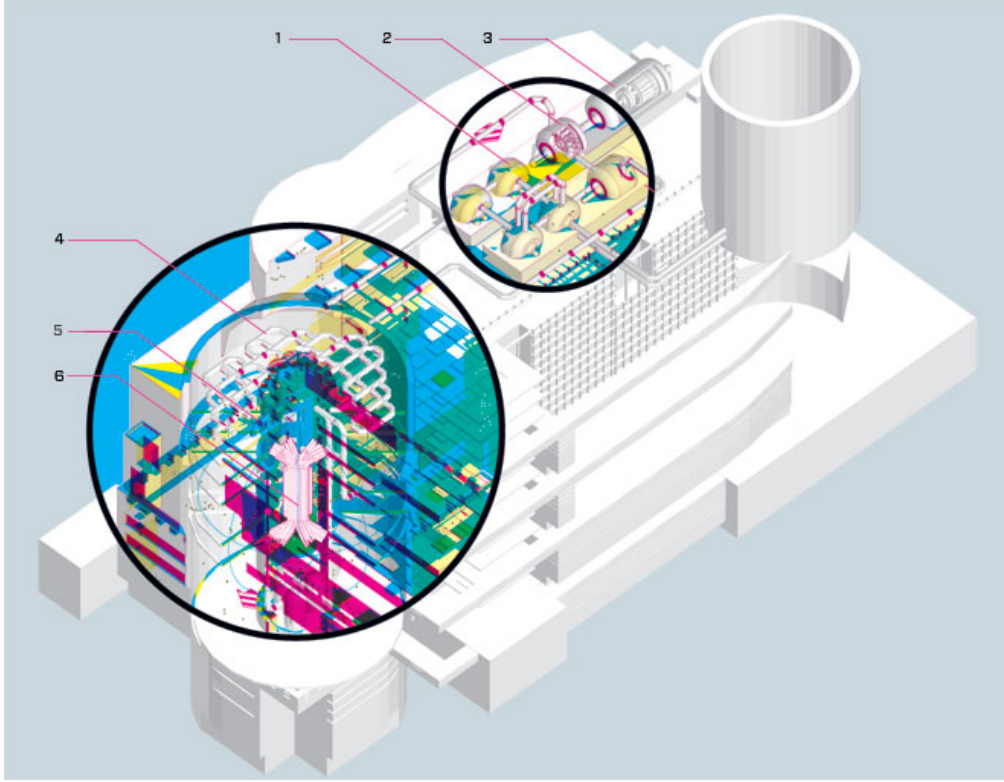
Ülkeler	Belirli Rezervler	
	Ton	%
Türkiye	798,000	51,81
Hindistan	319,000	20,71
Norveç	132,000	8,57
U.S.A	122,000	7,92
Brezilya	68,000	4,41
Danimarka	54,000	3,50
Avustralya	21,000	1,36
Mısır	15,000	0,97
Güney Afrika	11,000	0,71
Genel Toplam	1.540.000	100,00

Türkiye’de, geçmiş yıllarda MTA (Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü) tarafından yapılan çalışmalar sonucunda, Eskişehir-Sivrihisar-Kızılcaören yöresindeki nadir toprak elementleri ve Toryum kompleks cevher yatağında, 380.000 Ton görünür ThO_2 rezervi tespit edilmiştir. Ancak, söz konusu sahadaki Toryumun zenginleştirilmesiyle ilgili teknolojik sorunlar henüz tam olarak çözülmemiştir. Toryum potansiyelimizin hammadde olarak enerji dış bağımlılığımızı ortadan kaldıracabilecek bir potansiyel olduğu gerçeği göz ardı edilmemelidir. Türkiye’de var olan insan potansiyelinin ve kaynakların uygun şekilde organize edilmesi ve bu yöndeki siyasi destek, kararlılık ve sürekliliğinin temin edilmesi ile nükleer teknolojiyi ülke yararına kullanmak olanaklıdır. Olumlu düşünmek ve bunun için gerekli adımları atmak gereklidir.



Şekil 1.2. Türkiye'nin Uranyum ve Toryum rezerv haritası (6)

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. Bu reaktörler yakıt olarak az zenginleştirilmiş ^{235}U i kullanırlar. Bu izotop tabii uranyumun ancak %0,7 kadarını teşkil eder. Tabii uranyum içinde bulunan diğer izotop %99,3 oranında ^{238}U dur. 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.



Şekil 1.3. Önerilen bu nükleer reaktörün çekirdeği florid toryum solüsyonu ile doldurulan bir grup tüpten oluşmaktadır. 1//kompresör, 2// tribün, 3// 1.000 megavatlık jeneratör, 4// ısı değıştirici, 5// Emniyet Teknesi, 6// reaktör çekirdeği(9)

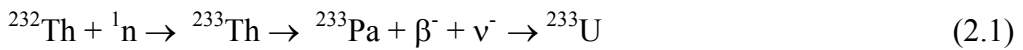
2. HİBRİD REAKTÖRLERİNDE TORYUMUN DEĞERLENDİRİLMESİ

Füzyon-Fisyon hibrid sistemi füzyon ve fisyon proseslerinin birleştirilmiş bir durumudur. Sistemin ana temeli, füzyon plazmasının etrafına üretken yakıtlardan (^{238}U veya ^{232}Th) oluşan bir mantonun geçirilmesi esasına dayanır.(7) Füzyon plazmasından çıkan yüksek enerjili nötronlar bu mantoda tutulmakta ve üretken yakıtları ^{233}U ve ^{239}Pu gibi yüksek kaliteli fisyon yapabilen yakıtlara dönüştürmektedir. Ayrıca bu yüksek enerjili nötronlar üretken yakıtlara da fisyon yaptırabilmektedir. Burada üretilen yeni tip kaliteli fisyon yapabilen yakıtlar mevcut LWR (Light Water Reactors) lerde nükleer yakıt olarak kullanılabilecektir.

Hibrid reaktörünün diğer bir avantajı, günümüz nükleer reaktörlerin ürettiği nükleer atık olan aktinitleri yüksek verimle yakabilmeleridir. Yüksek enerjili füzyon nötronları bu aktinitleri yakabilir veya fisyon yapabilen bir yakıtı dönüştürebilir ya da uzun yarı ömürlü başka bir malzemeye dönüştürebilir. Reaktörde çalışma zamanı boyunca fisyon yapabilen malzeme miktarı arttıkça fisyon nötronlarında da benzer durumda artış olmakta ve bu durum mantonun nötronik performansını arttırarak yakıt bölgesinde daha çok fisyon olayının meydana gelmesini sağlamaktadır.

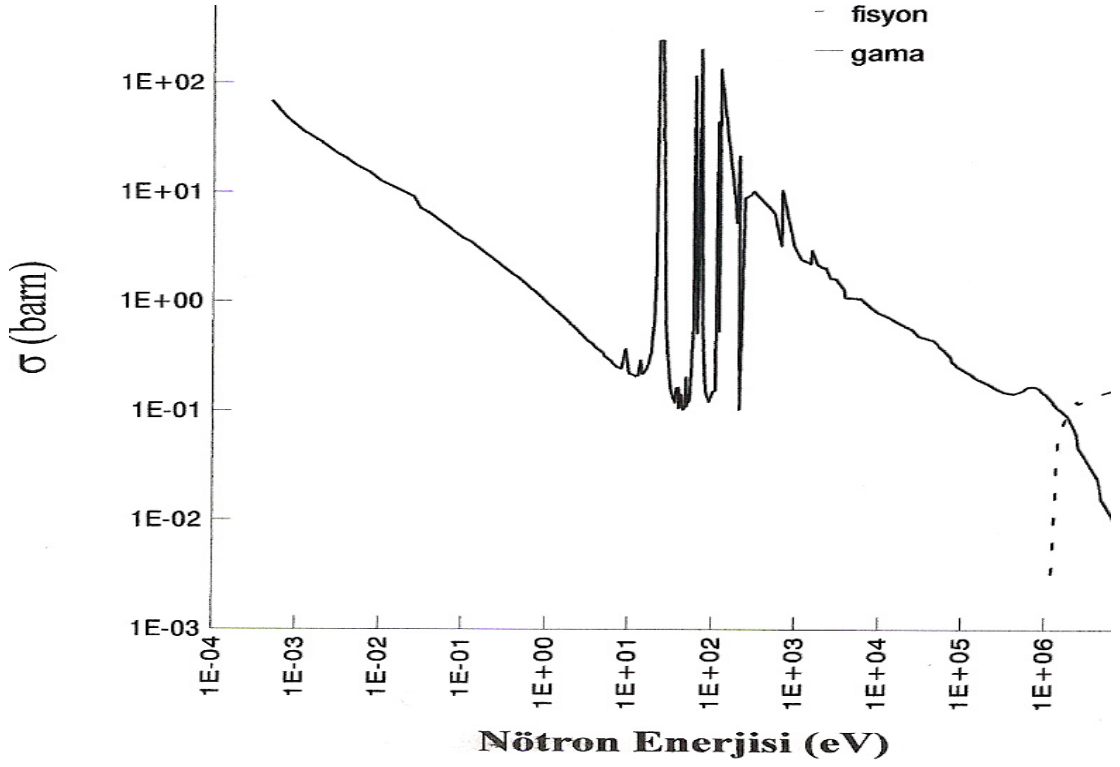
Şekil 2.1.'den da görüleceği üzere ^{232}Th yüksek enerjili nötronlarla fisyon yapabilen bir malzemedir. Füzyon nötron kaynağından saçılan 14.1MeV mertebesindeki nötronların direkt ^{232}Th ile reaksiyona girmesinden dolayı başlangıçta soğutucu tiplerine göre mantoda fisyon miktarının değiştiği gözlenmektedir. Çalışma zamanı ilerledikçe mantoda fisyon yapabilen yeni yakıtlar özellikle de ^{233}U birikecek ve bu nedenle fisyon miktarında artış olacaktır.

Toryum kullanılan hibrid reaktörlerde ana üretim;

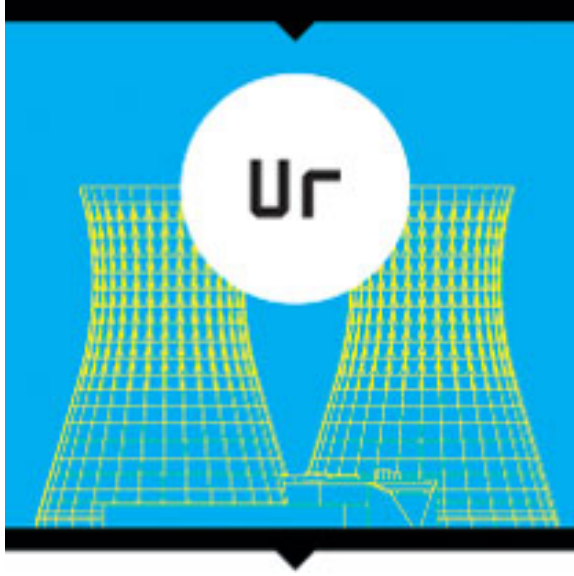


reaksiyonuyla elde edilir. Şekil 2.1'den görüleceği üzere ^{232}Th eV seviyelerindeki nötronları yutarak gama ışıması sonucu iyi bir fisyon yakıtı olan ^{233}U üretmektedir.

Buna karşılık MeV seviyelerindeki nötronlarla ancak fisyon reaksiyonu yapabilmektedir. Bu nedenle füzyon nötron kaynağından saçılan yüksek enerjili nötronların büyük ölçüde yavaşlatılması gerekmektedir.

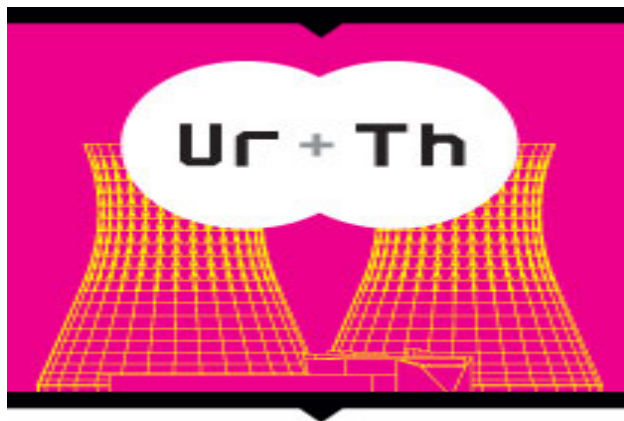


Şekil 2.1 ^{232}Th 'nin fisyon ve gama tesir kesitlerinin nötron enerjisine göre değişimi(8)



- **Uranyum Yakıtlı Hafif Su Reaktörü (9)**

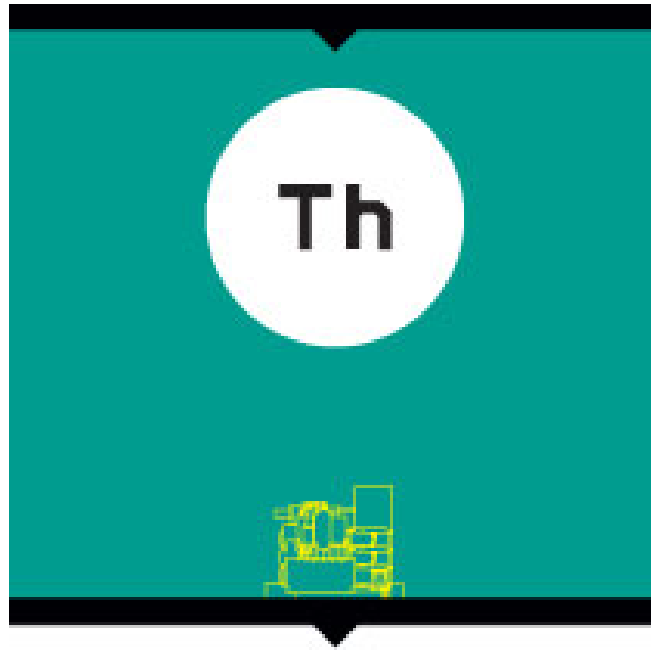
- Yakıt : Uranyum yakıt çubukları
- Gigawat çıktı başına yakıt girdisi : 250 ton ham uranyum
- 1 GW reaktör için yıllık yakıt maliyeti : 50 – 60 milyon \$
- Soğutucu : Su
- Saflık potansiyeli: Orta
- Dipnot: Düşük yoğunluklu nüfus yoğunluğu ile çevrelenmiş 200.000 – 300.000 m²



- **Çekirdek ve manto Reaktörü (9)**

- Yakıt: Toryum oksit ve uranyum oksit çubukları

- Gigawat ıktısı başına yakıt girdisi: 4.6 ton ham toryum, 177 ton ham uranyum
- 1 GW reaktör için yıllık yakıt maliyeti: 50 – 60 milyon \$
- Soğutucu: Su
- Saflık Potansiyeli: Yok
- Dipnot: Düşük yoğunluklu nüfus yoğunluğu ile çevrelenmiş 200.000 – 300.000 m²



- **Sıvı Florid Toryum Reaktörü (9)**

- Yakıt: Toryum ve uranyum florid çözeltisi
- Gigawat ıktısı başına yakıt girdisi: 1 ton ham toryum
- 1 GW reaktör için yıllık yakıt maliyeti: 10 milyon \$ (tahmini)
- Soğutucu: Su
- Saflık Potansiyeli: Yok
- Dipnot: Herhangi bir tampon bölge ihtiyacı olmayan 200.000 – 300.000 m²

3. TESİR KESİTİ

Enerji yükselteci 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 yükselteci 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 yükselteci sistem tasarımı spallasyon hedef içinde atıkların üretim tesir kesitlerinin net bir şekilde bilinmesini gerektirir.

Tesir kesiti (σ) kavramı, gelen şuadaki azalmayı hesaplamak gayesiyle takdim edilmiştir. A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir materyal üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir parçacıklar şuası düşünelim.(10) 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. Bu kabullenişlerden sonra

$$ndt = \text{birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı}$$

$$Andt = A \text{ alanındaki toplam çekirdek sayısı}$$

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

$$An\sigma dt = \text{toplam etkin alan}$$

olacaktır. Etkin alan kesri (f) ise

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

ifadesiyle verilir. Bu etkin alan kesri, Őuanın ince levhadan geçerken I Őiddetinde meydana gelen değişiklik kesrini temsil eder. Böylece Őiddetteki dI değişimi

$$dI = -fI \quad (3.1)$$

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

$$-dI/I = n \sigma dt \quad (3.2)$$

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

$$I = I_0 e^{-n \sigma t} \quad (3.3)$$

elde edilir. Şuadaki N paręacık sayısı Őuanın Şiddetiyle orantılı olduğundan bağıntı paręacık sayısı cinsinden

$$N = N_0 e^{-n \sigma t} \quad (3.4)$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen paręacıkların sayısı ve N 'de levhanın t kalınlığını geçen paręacıkların 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, açıya bağımlı başka bir tesir-kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir. Bunu (θ, ϕ) ile göstereceğiz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir-kesiti/steradyan}) \quad (3.5)$$

Böylece toplam tesir-kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.6)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.7)$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (3.8)$$

olup katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.9)$$

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

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.10)$$

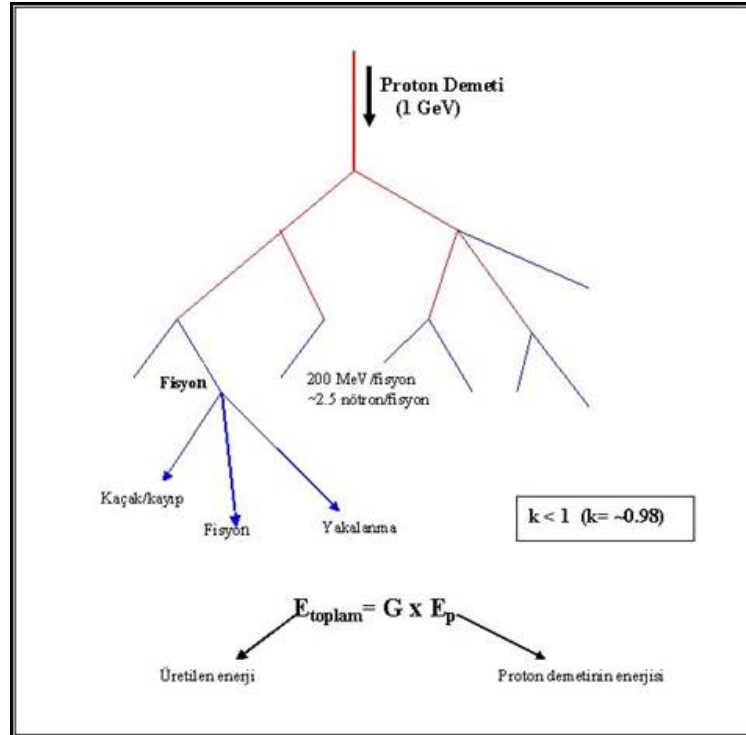
Şayet diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise tesir kesiti (ϕ üzerinden integral alındıktan sonra)

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (3.11)$$

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. HIZLANDIRICI GÜDÜMLÜ 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.(11) Hızlandırıcı Güdümlü 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 kullanılabileceği bir tasarım olarak karşımıza çıkmaktadır. ADS'de hedef malzeme üzerine yönlendirilen protonlar ile kaynak nötronlar üretilir.(12) 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.(13)



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

Hızlandırıcı sürümlü sistem veya Enerji Yükseltici (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 ($>10\text{mA}$) (14) ve enerjili (1-1,5 GeV) bir hızlandırıcı kompleksinin birlikte çalıştırılmasının planlandığı yeni nesil reaktörlerdir.(15) 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 ~%42) üretimi için düşünülen hızlandırıcının proton demet akımı, $I_p = 12,5 \text{ mA}$ ve enerjisi $E_p = 1,0 \text{ GeV}$ ’ dir.(16)

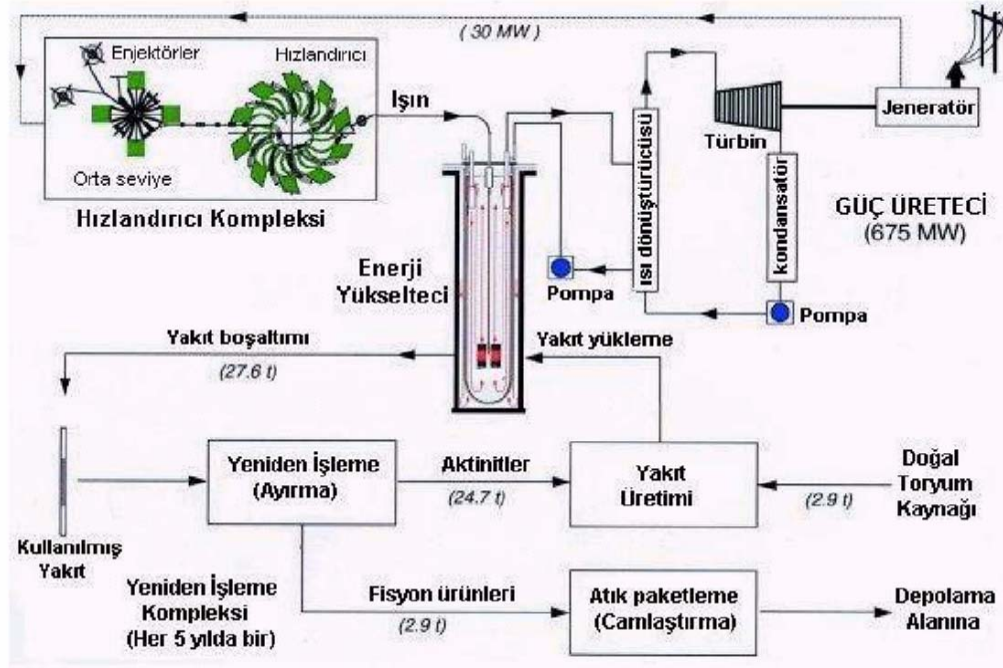
Özellikle hızlandırılan akım k çoğaltma katsayısında işlemesi için daha fazla kazanç sağlamalı. Enerji kazancı G aşağıdaki gibi ifade edilir.

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

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 yükseltici için 2,4-2,5 dir. k; kritik altı etkin değer. Enerji yükseltecinin genel tasarımı Şekil 4.2.’de görüldüğü gibidir.(11)

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

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



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.

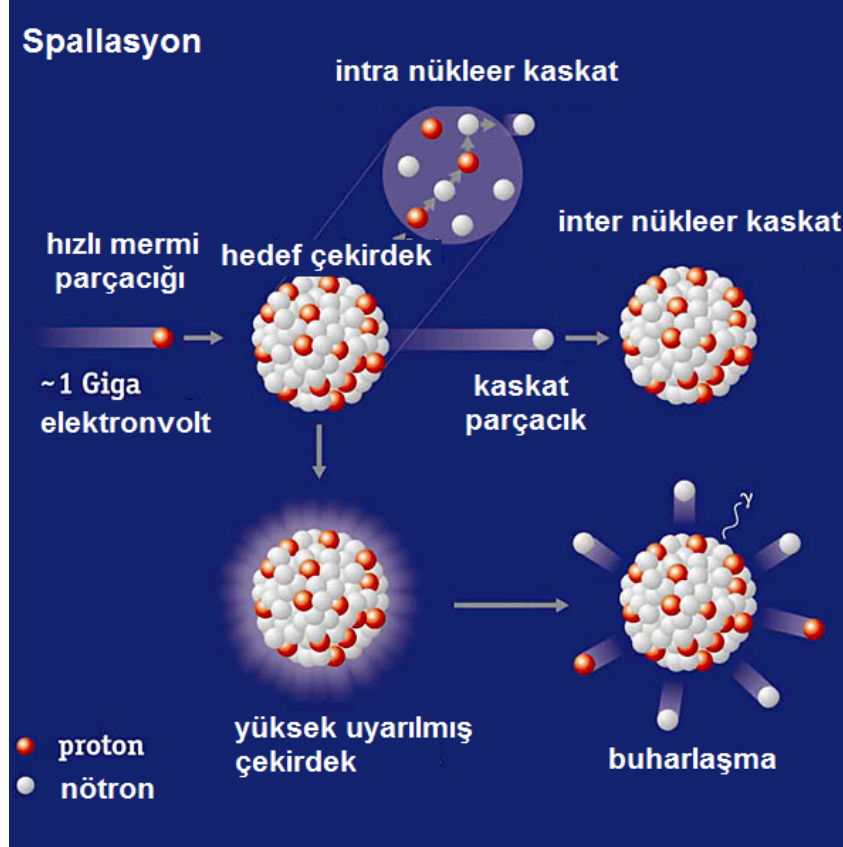
Spallasyon reaksiyonları hızlandırıcı kaynaklı sistemde kritikaltı reaktörü besleyen nötron kaynağını oluşturur. Nötron verimi ve reaksiyonda üretilen atık çekirdek ADS' de kullanılan spallasyon nötron kaynak hedefinin oluşumu ve tasarımında önemli bir rol oynamaktadır. Spallasyon reaksiyonlar ağır bir 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.(17) 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.(18) İkinci adımda çarpışmada üretilen atık çekirdek düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonu uğramasıyla tekrar uyarılır.(19) Buharlaşan parçacıkların enerjisi çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir.(20)

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. 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.(21) Spallasyon reaksiyonun 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 üretimini hemen hemen lineer olarak artır. 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 problemine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef malzeme olarak düşünülmektedir.(22)

Mermi ile hedef çekirdek arasındaki ilk çarpışma birçok direk reaksiyonlara yol açar (intranükleer kaskad), hâlbuki 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 çoğalmasında 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.

Çizelge 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

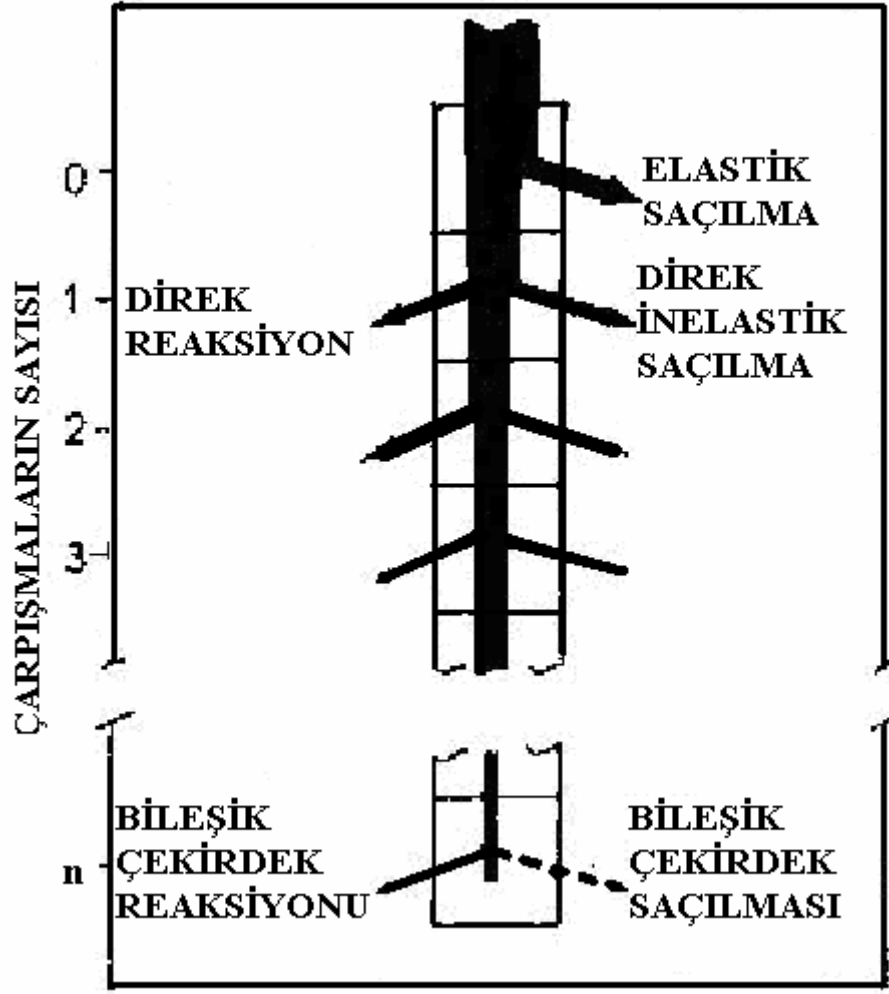
5. NÜKLEER REAKSİYON TEORİLERİ VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

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 mikroskopik 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.

Şekil. 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 gelişmiş güzel 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

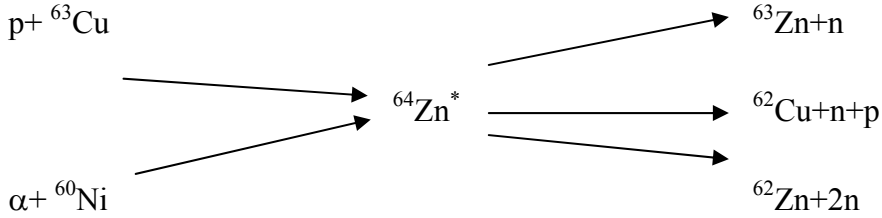
Yapılan deneylerden elde edilen bilgilere göre ilk etkileşmeden sonraki yüksek yayınlanma ihtimalinden ve denge konfigürasyonunun nispeten uzun ömürlü olmasından kaynaklanan bileşik çekirdek süreçleri yüzünden, doğrudan reaksiyonlar görülebilir.

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,

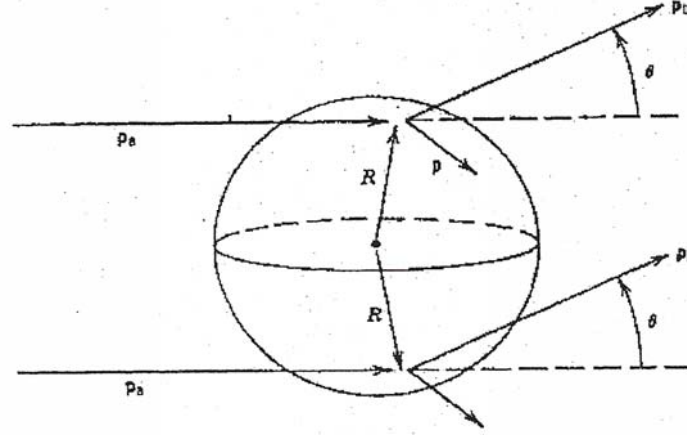
$a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ Şeklinde yazılır, reaksiyondaki C^* , bileşik çekirdeği göstermektedir. Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir.(23)



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.(23)



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.(23)

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. Dengeöncesi 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 bileşeninin nükleer reaksiyonlarda oynadığı rolü deneysel olarak gözlemek ve teorik olarak hesaplamak gereklidir.

Nükleer reaksiyonlar için Griffin (veya eksiton) dengeöncesi model(24) ilk kez 1966 yılında Griffin tarafından ileri sürülmüştür. 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 nede Blann tarafından geliştirilen Hibrid Model (25) yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklamayı başarmıştır. Denge öncesi modeller arasında ilk olarak yalnız “Intranuclear cascade” (INC) yayınlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklayabilmiştir. Ancak bu modelin başarı düzeyi sınırlıdır.

6. DENGİ REAKSİYON MODEL HESAPLAMALARI

Denge yayınlanması açısal momentumu ihmal eden Weisskopf ve Ewing (WE) modeline göre hesaplanır.(26) 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;

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

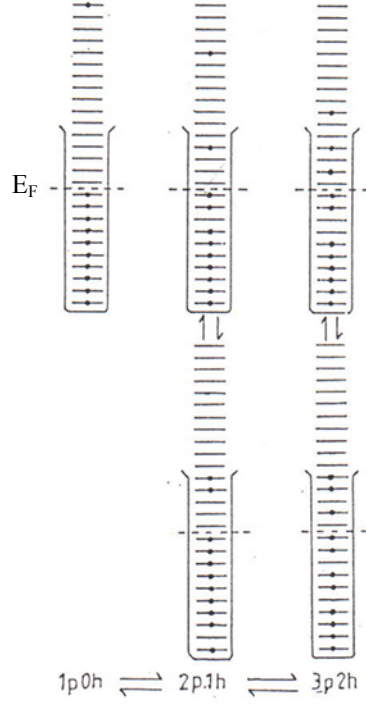
ile verilir. σ_b^{inv} ters tesir kesiti, E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, D çiftlenim enerjisi, g tek parçacık durum yoğunluğu, s_b , b parçacığının spini, indirgenmiş kütle, $\omega_1(E)$ toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve $\alpha = \frac{6}{\pi^2} g$ 'dır.

7. DENGİ-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 bağılı olmayan durumlar oluşacaktır. Bu durum şekil 7.1' de görölmektedir. 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(27) ve Ribansky(28) tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

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

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.

$W_i(E, n_i)$ n eksiton durumundan yayınlanma hızıdır. İfadeler bileşik çekirdekten buharlaşma için Weisskopf'un klasik ifadesi ile özdeşdir, parçacık ve deşik yoğunluğunu açıklamada farklılık gösterir. Denklem (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 $W_b(E, n, \varepsilon_b)$;

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

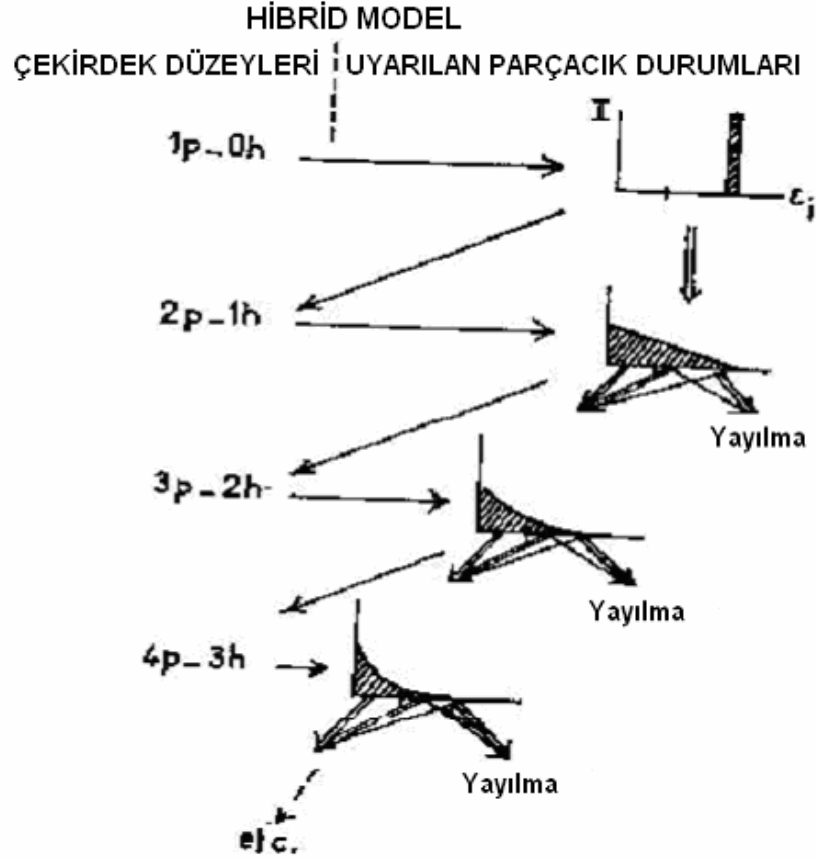
İfadesi ile verilir. Burada nötronlar ile protonlar arasındaki farkı hesaba katan $Q_b(p, h)$ faktörü nötron-proton ayırtedebilme faktörüdür. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir.

7.2. Hibrid (Melez) Model Hesaplamaları

Hibrid modeli(25) 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-gaz-denge 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 Vonach(25) tarafından

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

ve

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

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 (ε, 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. Denklem (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. HARTREE-FOCK YAKLAŞIMI

1926 yılında Schödinger 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.(29) Ancak bu yöntem elektronların birer fermiyon olarak antisimetrik kuantum durumları (dalga fonksiyonları) ile temsil edilmesi gerektiğini hesaba katmamaktaydı.

Bu metoda antisimetrizasyonun eklenmesi V. Fock'un çalışmaları ile gerçekleşti.(30) 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.(31) Bu yaklaşımda sistemin toplam dalga fonksiyonu ϕ , çekirdeğin ϕ_i tek parçacık dalga fonksiyonlarının bir Slater determinantı formunda aşağıdaki gibi verilmektedir:

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

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.(32) 1956'da Skyrme iki cisim etkileşmesiyle birlikte üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır.(33) Bu etkin etkileşme formu (34)

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

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 bağıl çift durumlarına (aslında sadece s ve d durumlarına) etkiyen kısmına karşılık gelirken, t_2 parametresi ise bağıl 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 asimetric özelliklerine etki etmenin pratik bir yolunu oluşturmaktadır.(35)

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.(36)

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

Böyle bir terim çok cisim etkilerinin basit (37) bir fenomenolojik temsildir ve diğer nükleonlar tarafından etkilenen (38) iki nükleon arasındaki (39) etkileşimi tanımlamaktadır. (40)

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. (41) Sıfır menzilli, yoğunluk ve momentuma bağlı bu etkileşme aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

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

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. (42) Düzeltilmiş 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. (43) 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. (44)

İzovektör dipol rezonanslarının çok büyük kütle merkezi problemini çözmek için Krivine ve arkadaşları diğer bir düzeltilmiş Skyrme kuvveti SKM parametre setini tanımlamışlardır. (45) Brack ve arkadaşları bu kuvveti esas alarak ağır deforme

çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir şekli olan SKM* parametre setini önermişlerdir.(46) 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 kuvvetleri olarak sınıflandırılmaktadır.(47) 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.(48) (Chabanat et al. 1997, Chabanat et al. 1998). Burada bahsi geçen Skyrme kuvvet parametreleri Çizelge 8.1.'de listelenmiştir.

Çizelge 8. 1 Skyrme kuvvet paramereleri.

	$t_0(MeV.fm^3)$	$t_1(MeV.fm^5)$	$t_2(MeV.fm^5)$	$t_3(MeV.fm^{3\alpha})$	$t_4(MeV.fm^5)$	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.(49).

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:

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

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.(50) Bundan sonraki alt bölümlerde çekirdeğin toplam enerjisindeki her bir terim ayrıntılı bir şekilde tartışılacaktır. Yoğunluklar (nötron, proton veya yük)

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

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

9. DENGİ-ÖNCESİ REAKSİYONLARDA BAŞLANGIÇ EXCİTION SAYILARININ YENİ BİR YAKLAŞIMLA HESAPLANMASI

Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlarda başlangıç eksiton sayısı (n_0) genellikle 2p1h alınır.(24) 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 bağılı olarak hesaplanır.(51) 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.(52) Nükleon ile oluşturulan bir reaksiyonda söz konusu başlangıç parçacıklarının nötron veya proton oluşturma olasılıkları bağılı serbest saçılma tesir kesitlerine ve hedef çekirdeğin (N) nötron ve (Z) proton sayısına bağılı olur.

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 ${}_nX_n + {}_nX_p = 2$ dir. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid modelde(25), $Z = N$ 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. Denklem (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.(53) Z = N durumunda nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için

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

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.(54) 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;

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

Burada T çekirdek dışında merminin kinetik enerjisidir. Detaylar ve modele ait parametreler referans de bulunabilir. Castaneda ve arkadaşları nötron skin (deri) etkisinide 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 $R_l = \tilde{\lambda} (l + 1/2)$ ile verilir.

GDH modelde Fermi enerjiler ve nükleer yoğunluklar vurma parametresi R_ℓ ile tanımlanır. Denklem (9.10) da n_p/n_n saçılma tesir kesiti oranı 3 olarak denklem (9.2) daki algoritmanın yerine kullanılır. Ancak nükleon yoğunluklarındaki çarpışma olasılık ağırlıkları yerine hedef çekirdeğin nötron proton sayılarından ziyade radial bağımlılığa sahiptir. Tel ve arkadaşları (55) nükleon giriş reaksiyon tesir kesitleri için denklem (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 kullanılabileceğini 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.

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

r (fm)	Proton Yoğunluğu (fm ⁻³) (SKM*)	Nötron Yoğunluğu (fm ⁻³) (SKM*)	Proton Yoğunluğu (fm ⁻³) (S6)	Nötron Yoğunluğu fm (⁻³) (S6)
0	0,063745	0,07833	0,060367	0,077745
0,3	0,063276	0,079688	0,059818	0,078664
0,6	0,061601	0,081819	0,058286	0,080788
0,9	0,059318	0,084658	0,056229	0,083448
1,2	0,057166	0,087213	0,054207	0,085751
1,5	0,055752	0,088824	0,052723	0,087048
1,8	0,055397	0,089325	0,052075	0,087155
2,1	0,056055	0,08905	0,052271	0,086378
2,4	0,05734	0,088629	0,053039	0,085339
2,7	0,058693	0,088655	0,053949	0,084664
3	0,059624	0,089377	0,054602	0,084685
3,3	0,059919	0,090584	0,054797	0,085318
3,6	0,059695	0,091743	0,054603	0,086165
3,9	0,059307	0,09228	0,054312	0,086767
4,2	0,059149	0,091849	0,054293	0,086858
4,5	0,059433	0,090458	0,054819	0,086479
4,8	0,060029	0,088398	0,055895	0,085892
5,1	0,060445	0,086004	0,057186	0,085334
5,4	0,059987	0,08337	0,058089	0,084722
5,7	0,058	0,08021	0,057894	0,083517

Çizelge 9.2 Devam ediyor

6	0,054086	0,075951	0,055945	0,080822
6,3	0,048201	0,069999	0,051746	0,075689
6,6	0,040679	0,062044	0,0451	0,067506
6,9	0,032191	0,05226	0,036344	0,056379
7,2	0,023639	0,041374	0,026547	0,043403
7,5	0,01596	0,030526	0,017332	0,030503
7,8	0,0098649	0,020929	0,010116	0,01963
8,1	0,0056074	0,013413	0,0053751	0,011779
8,4	0,0029747	0,0081556	0,002676	0,0067644
8,7	0,0015036	0,004795	0,0012837	0,0038068
9	0,00073897	0,0027736	0,00060573	0,0021337
9,3	0,00035862	0,0015982	0,00028477	0,0012021
9,6	0,00017365	0,00092445	0,00013435	0,00068369
9,9	0,000084415	0,00053892	0,000063845	0,00039314
10,2	0,000041342	0,00031721	0,000030616	0,00022856
10,5	0,000020436	0,00018863	0,000014823	0,0001342
10,8	0,000010205	0,00011329	7,2452E-06	0,00007945
11,1	5,1496E-06	0,000068676	3,5721E-06	0,000047298
11,4	2,6255E-06	0,000041972	1,7735E-06	0,00002821
11,7	1,3519E-06	0,000025821	8,8409E-07	0,000016765
12	7,0244E-07	0,000015957	4,4009E-07	9,8463E-06
12,3	3,6781E-07	9,8769E-06	2,1659E-07	5,6418E-06

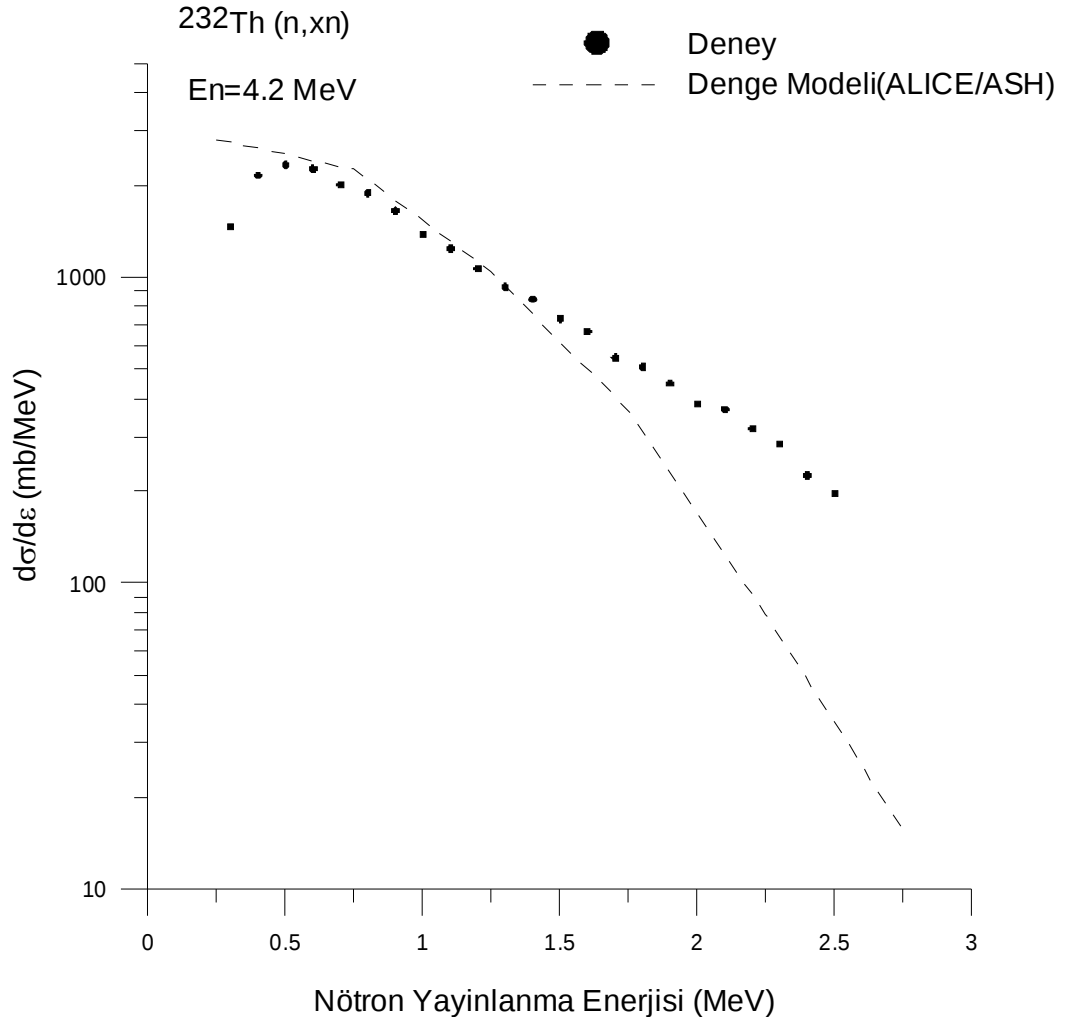
Çizelge 9.3 Devam ediyor

12,9	1,0211E-07	3,7328E-06	4,6035E-08	1,5483E-06
13,2	5,3565E-08	2,2448E-06	1,7462E-08	6,5391E-07
13,5	2,7622E-08	0,000001307	4,2974E-09	1,8219E-07
13,8	1,3695E-08	7,1867E-07		
14,1	6,2429E-09	3,5601E-07		
14,4	2,3577E-09	1,4286E-07		
14,7	5,2592E-10	3,3061E-08		

10. SONUÇ VE ÖNERİLER

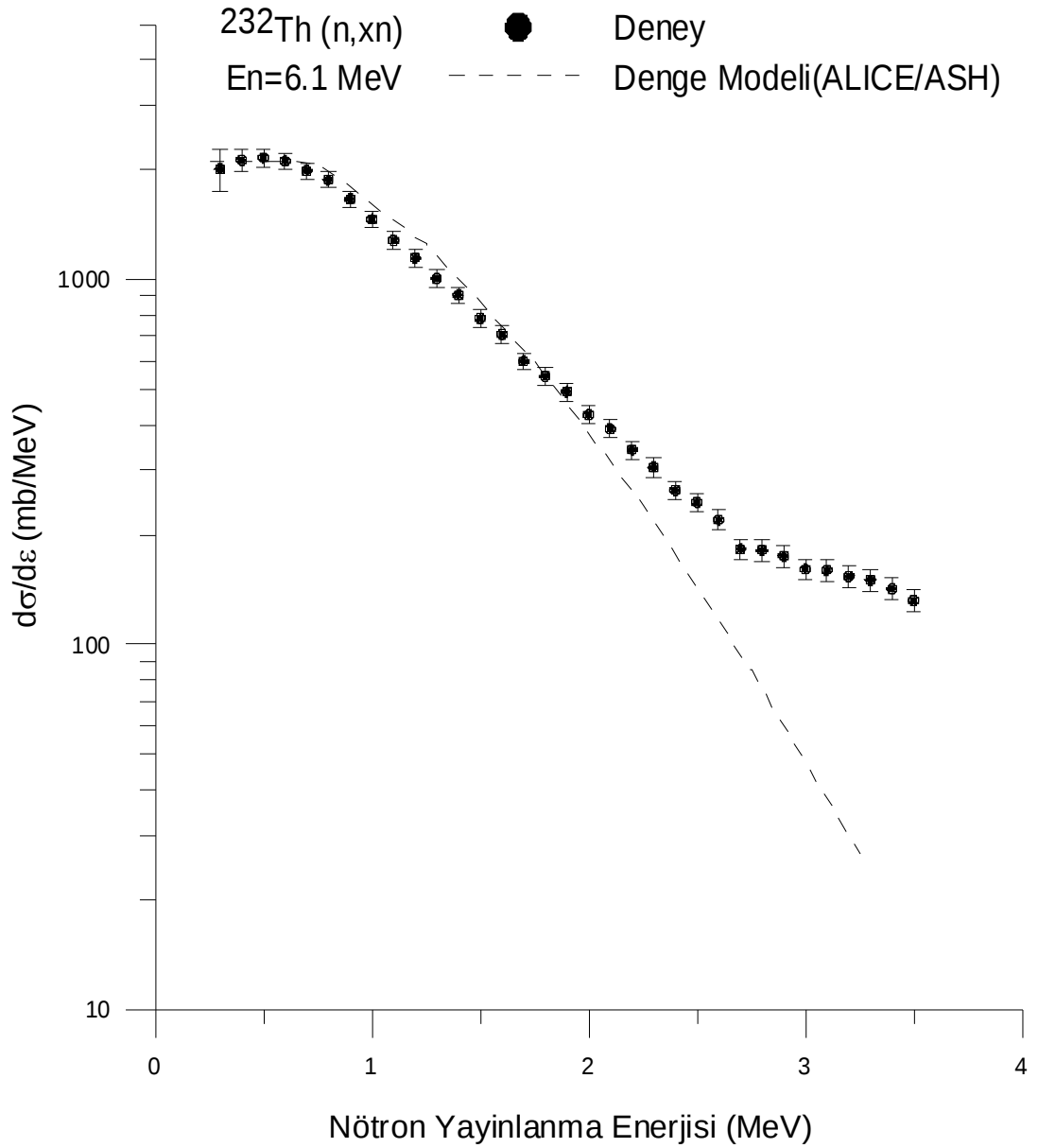
Tel ve arkadaşları $^{232}\text{Th}(n,xn)$ için(56) daha önce denge öncesi teorik hesaplamalar yaparak deneysel değerlerle kıyaslamalar yapmıştır.(57) Bu çalışmada $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötronların denge öncesi spektrumunu hesaplamak için, ${}_nX_\nu$ başlangıç nötron ve proton 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 açı integralli reaksiyon tesir kesitleri literatürden alınan deneysel değerlerle ile 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 Hibrid Model (GBHM) Modellerle yapıldı. Hesaplamalar, ALICE/ASH (Geometri Bağımlı Hibrid 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* ve S6 parametreleri seti HARTREE-FOCK kodu(58) kullanılarak çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları hesaplanmıştır.

Şekil 9.1 de 4.2 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayınlanma spektrumları karşılaştırılmıştır. Weiskopf-Ewing modeli kullanılarak yapılan denge hesaplamaları deneysel değerlerle oldukça uyumludur. 3-4 MeV kadarlık nötron yayınlanma bölgesinde denge öncesi etkiler gözlenememektedir. Bu bölge için denge reaksiyon yayınlanması baskındır.



Şekil 9.1. 4.2 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması(59)

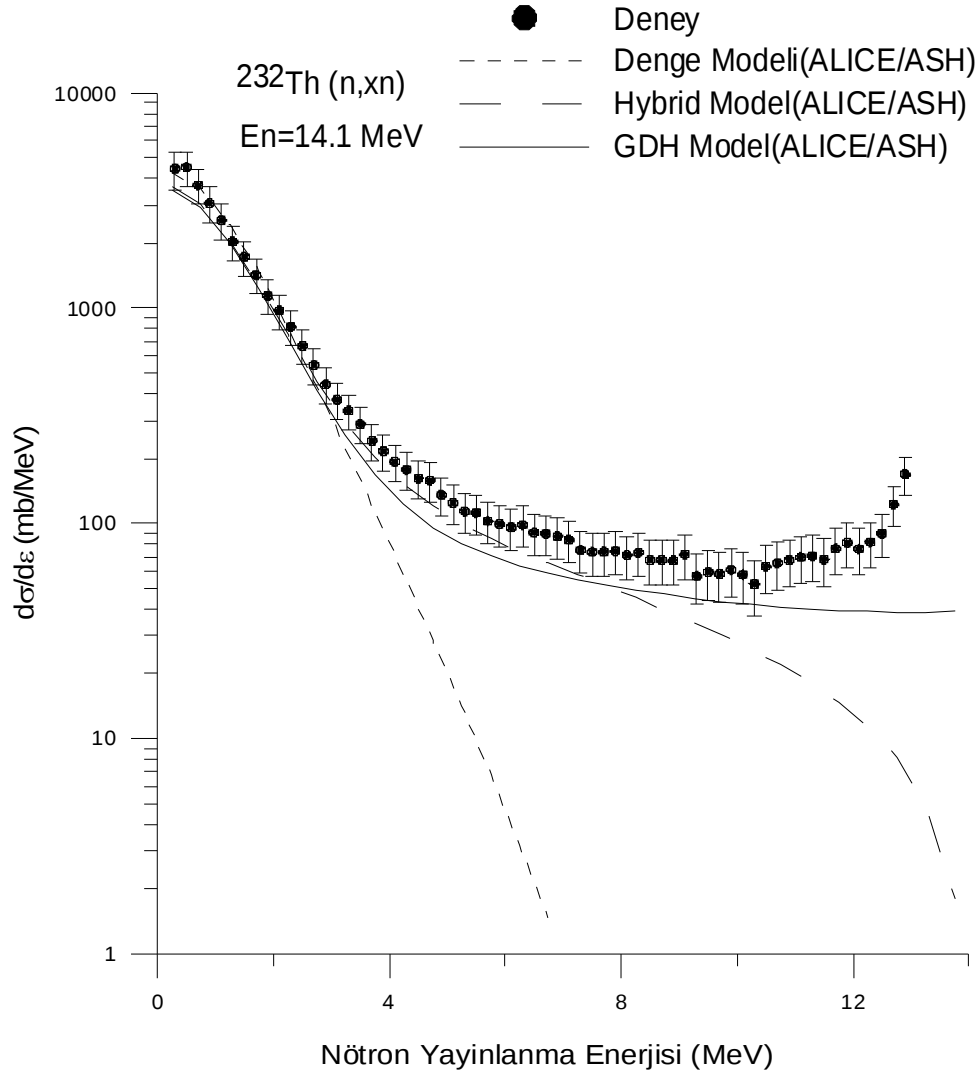
Şekil 9.2 de 6.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayınlanma spektrumları karşılaştırılmıştır. Bu bölgede de denge hesaplamaları oldukça uygun olup denge öncesi etkiler 3-4 MeV enerjili yayınlanma bölgesinde çok az gözükmemektedir.



Şekil 9.2. 6.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması(59)

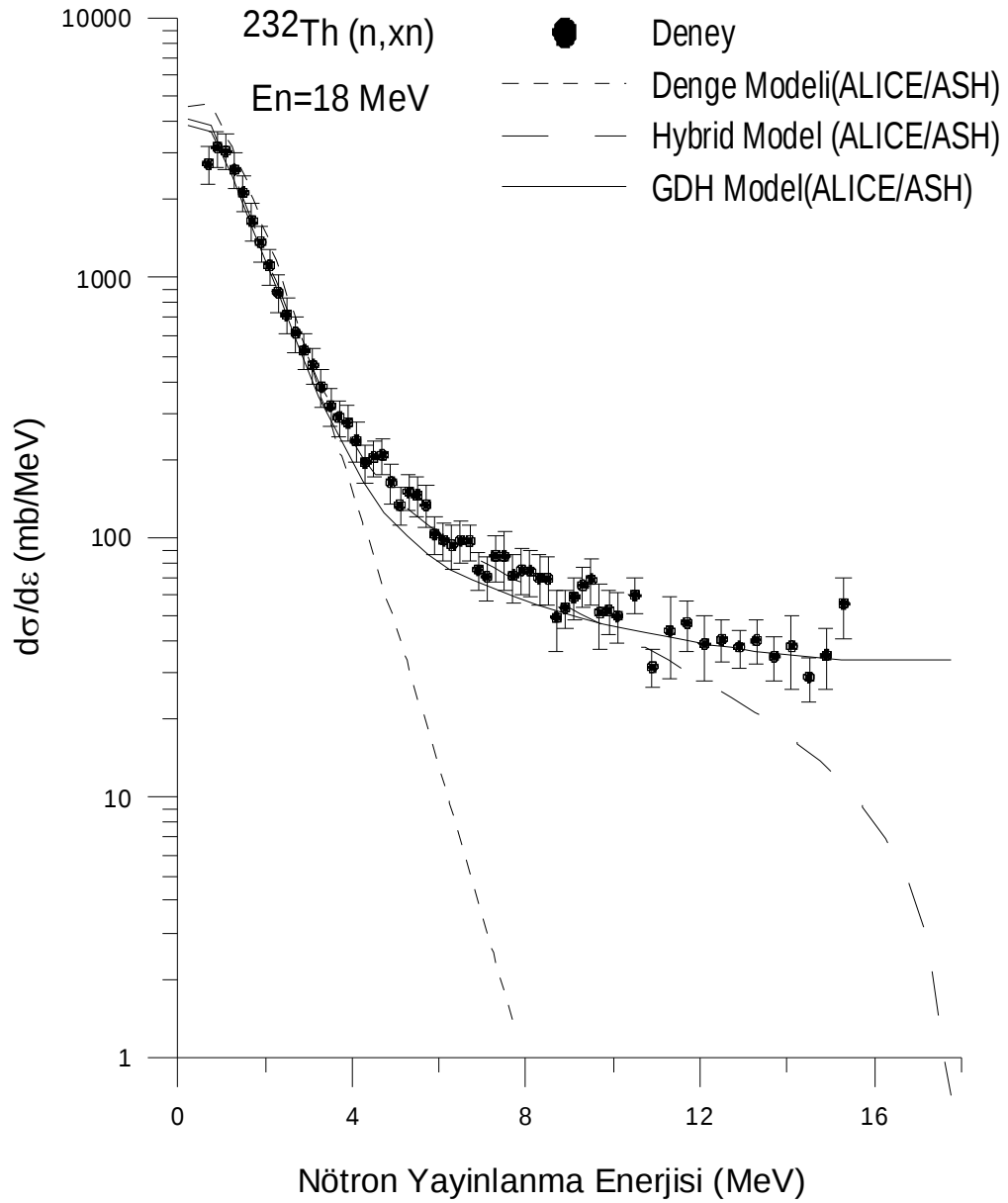
Şekil 9.3 de 14.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayınlanma spektrumları karşılaştırılmıştır. Şekil 9.3 de $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunda yaklaşık 4-5 MeV' e kadarlık düşük enerji bölgesinde denge yayınlanması baskın iken 5-6 MeV'in yukarısındaki 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 Hibrid Model deneysel değerlere en yakın çıkmaktadır.



Şekil 9.3. 14.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması(59)

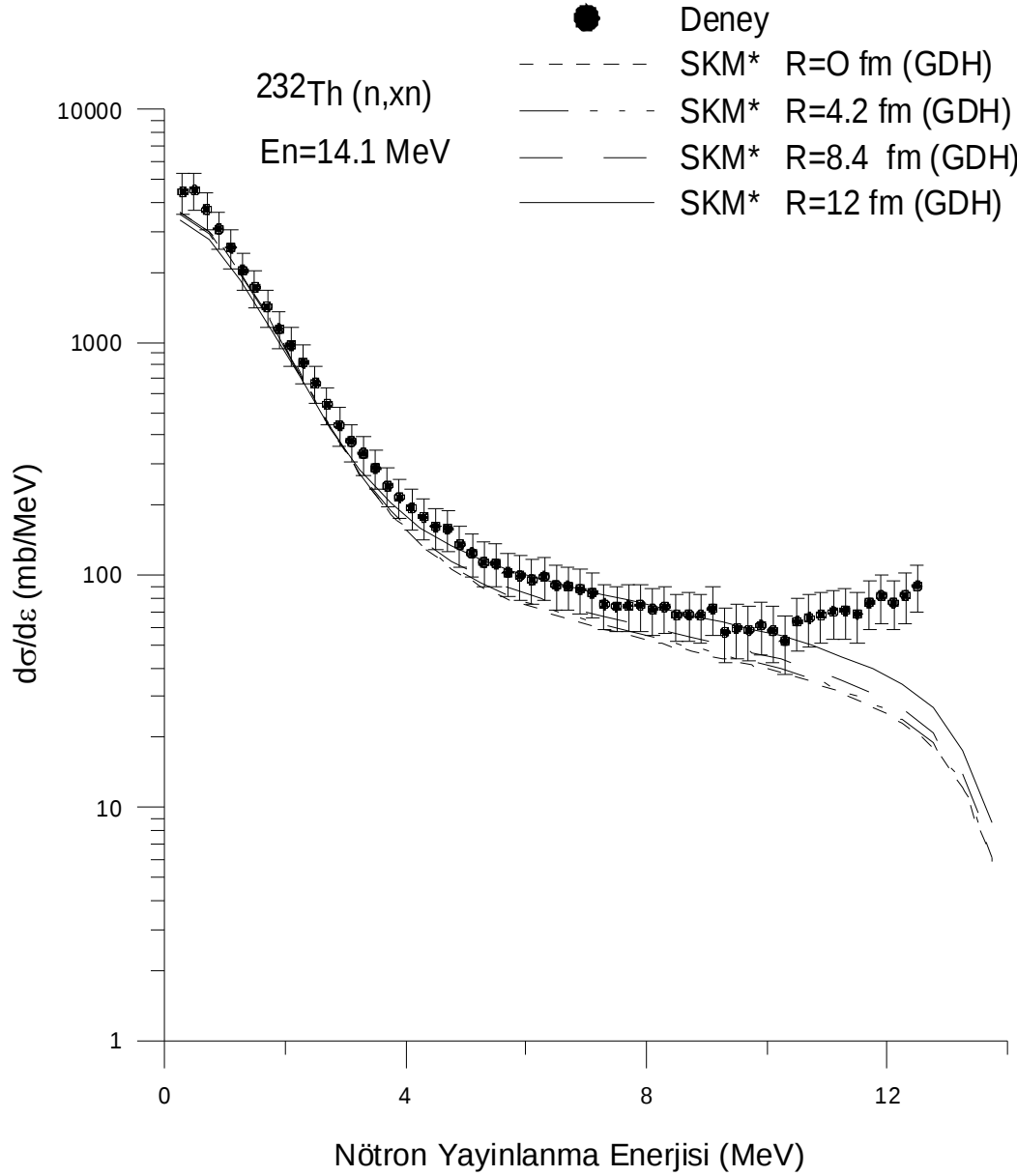
Şekil 9.4 de 18 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik nötron yayınlanma spektrumları karşılaştırılmış olup Şekil 9.3 de 14.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonu için elde edilen sonuçlarla benzerdir.



Şekil 9.4. 18.0 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} (n, xn)$ reaksiyonu için deneysel ve teorik yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması(59)

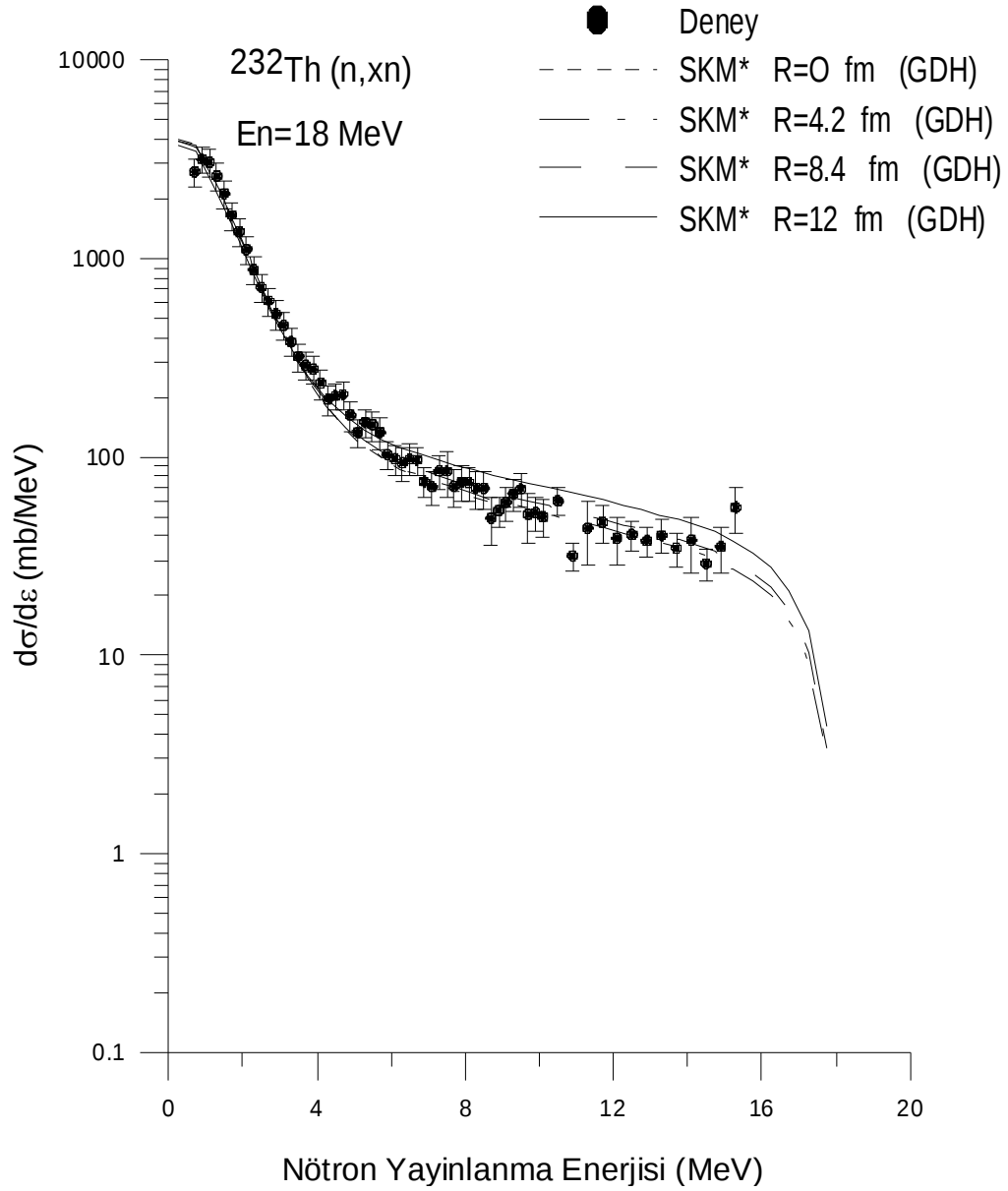
Şekil. 9.5. 14.1 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması literatürden farklı olarak başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=12$ fm) ne kadar tekrar hesaplanmıştır. Hesaplamalarda yüzey bölgesi ($R=12$ fm) deki yoğunluklar kullanılarak elde edilen

başlangıç eksiton sayıları ile hesaplanan sonuçlar deneysel değerlere en yakın çıkmaktadır.



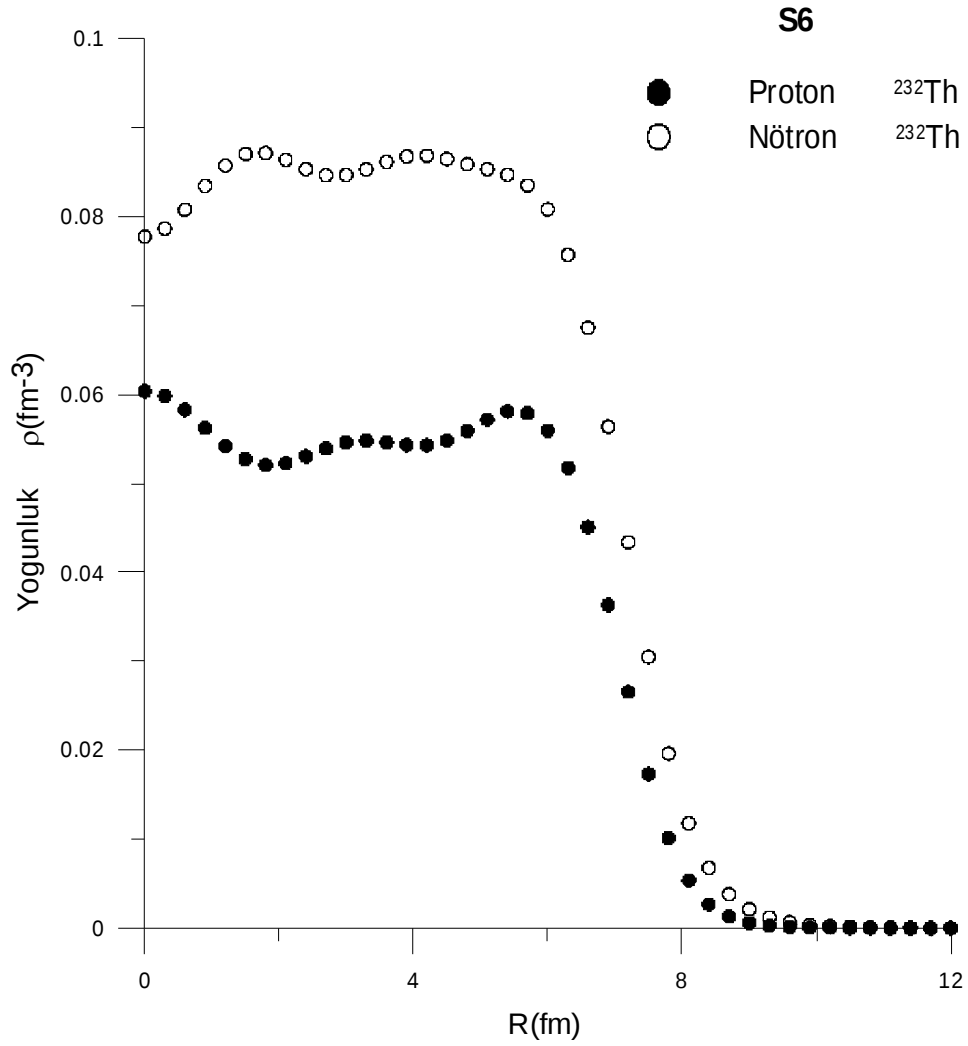
Şekil 9.5. 14.1 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması. Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=12 \text{ fm}$) ne kadar hesaplanmıştır(59)

Aynı hesaplamalar Şekil. 9.6. 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.

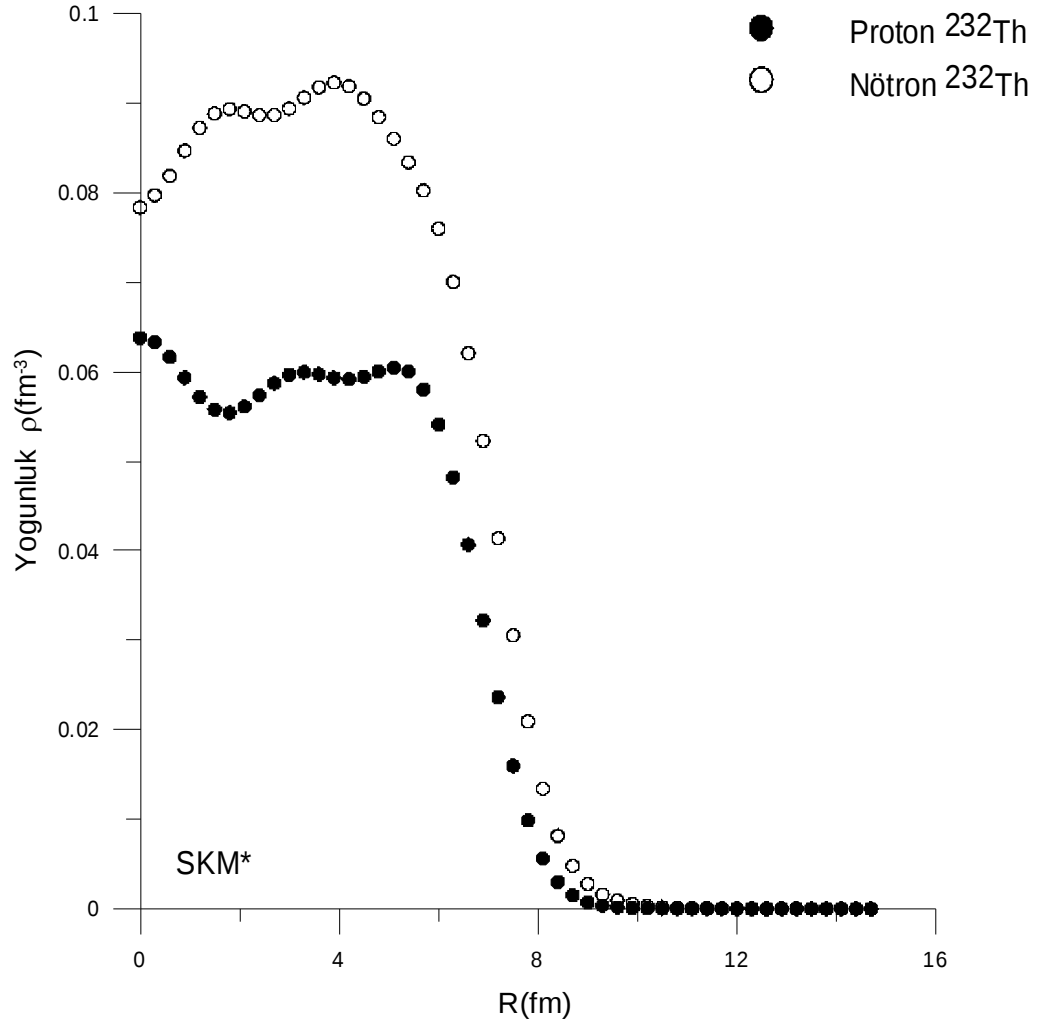


Şekil 9.6. 18 MeV lik nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonundan yayınlanan nötron spektrumunun deneysel değerlerle karşılaştırılması. Başlangıç eksiton sayıları TEL ve arkadaşlarının formülü kullanılarak merkezden ($R=0$) yüzey bölgesi ($R=12$ fm) ne kadar hesaplanmıştır(59)

Şekil 9.7. ve Şekil 9.8. de TEL ve arkadaşlarının önerdiği başlangıç eksiton sayılarının hesaplamalarında kullanılan formüller için ^{232}Th çekirdeğinin nötron ve proton yoğunluklarına ait grafikler verilmiştir. Bu grafiklere ait değerler ise Çizelge 9.1 de sunulmuştur.

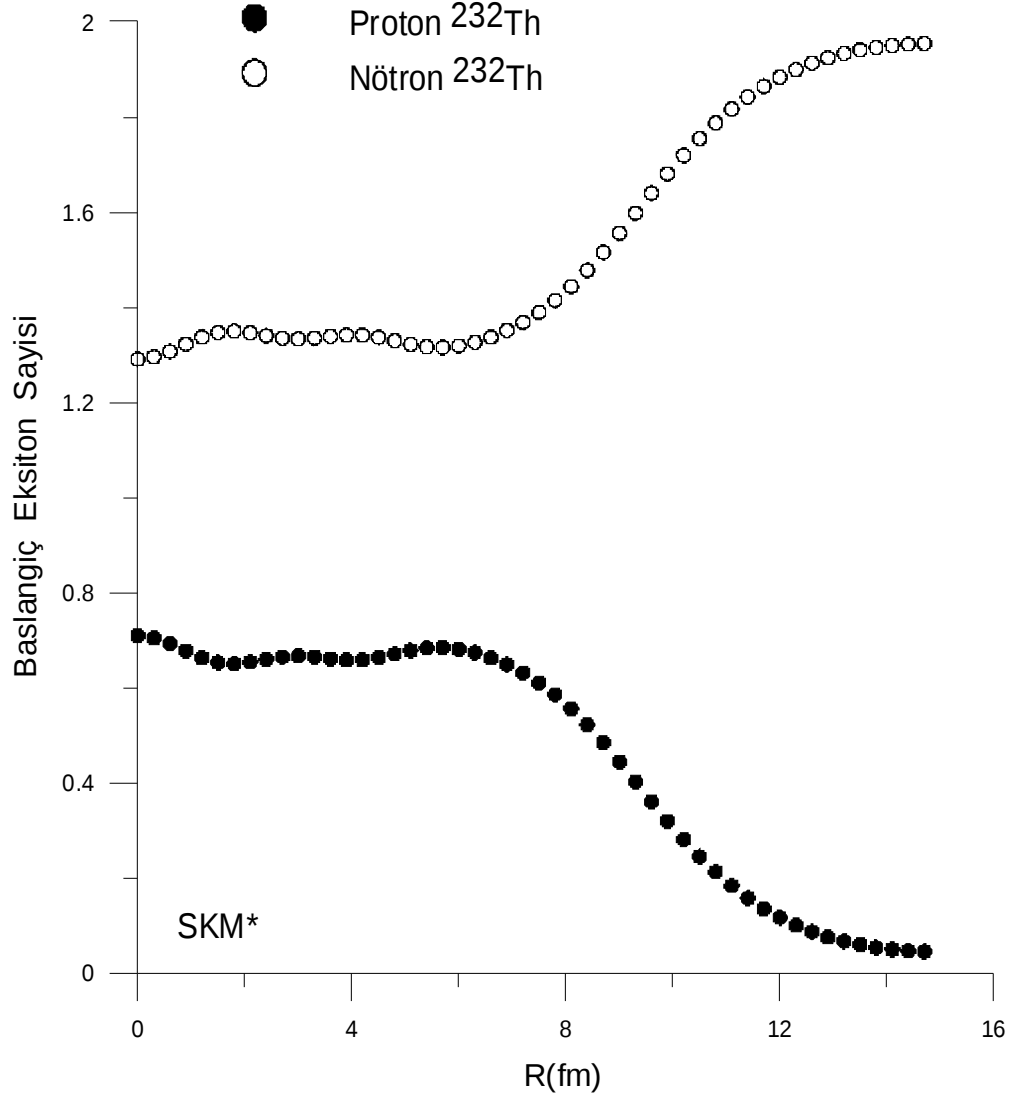


Şekil 9.7. ^{232}Th çekirdeği için S6 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları



Şekil 9.8. ^{232}Th çekirdeği için SKM* parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları

Şekil. 9.9. ^{232}Th 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.



Şekil 9.9. ^{232}Th hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının SKM* parametreleri kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplamaları

Nükleer reaksiyon modelleri genel olarak incelenip ^{232}Th çekirdeklerinin 4-18 MeV nötron gelme enerjileri için (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spekturumları çekirdek modellerine ait parametreler geliştirilerek daha da iyi sonuçlar elde edilebilir.

Ayrıca, dünyanın ve Türkiye'nin sahip olduğu Toryum rezervleri ele alındığında Türkiye'nin Toryum rezervlerinin aranmasına devam edilmesi ve Türkiye'nin

Toryum rezervlerinin değerlendirilmesi gerekmektedir. Gelecek yeni nesil nükleer reaktörlerde Uranyum elementi yerine yakıt olarak Toryum kullanılması ilişkin deneme aşamaları son safhalara gelmiştir. Türkiye'nin enerji sorununu     mlenebilmesinde sahip olduğu rezervleri öncelikli olarak iyi belirlenmeli ve gelecekte kurulması planlanan reaktörler için Toryumu yakıt olarak kullanabileceği reaktör tiplerine yönelmelidir.

KAYNAKÇA

- (1) İ.Demirkol, Enerji yükselteci tasarımında proton-ağır element çarpışmasında nötron üretimi. Doktora Tezi. Gazi Üniversitesi, Ankara, (2003).
- (2) Roche, C. and Rubbia, C., Some Preliminary Considerations on the Economical Issues of the Energy Amplifier CERN AT/95-45 (ET), (1995)
- (3) Rubbia. C., et al., Fast Neutron Incineration in the Energy Amplifier as Alternative to Geologic Storage: The Case of Spain, Eurapan Organization For Nuclear Research CERN/LHC/97-01 (EET) (1997)
- (4) 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)
- (5) Wilson D.J.The Use of Thorium as an Alternative Nuclear Fuel , Australian Atomic Energy Commission, Research Establishment, (1992).
- (6) Nükleer Enerji Hammaddeleri Uranyum Toryum TC.Başbakanlık Devlet Planlama Teşkilatı Müsteşarlığı Yayın No: DPT:2429-ÖİK:487,Madencilik Özel İhtisas Komisyonu Enerji Hammaddeleri Alt Komisyonu Jeotermal Enerji Çalışma Grubu Raporu, Ankara,1-20,(1996).
- (7) Kadir Yıldız, Adem Acır Geleceğe yönelik reaktör tasarımlarında toryumun bir nükleer yakıt olarak kullanımı. 8 uluslararası yanma sempozyumu, 8-9 eylül, Ankara, (2004).
- (8) EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data File). Database Version of 2010, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.html>
- (9) http://www.wired.com/magazine/2009/12/ff_new_nukes/all/1

- (10) Yeni geliştirilmiş deneysel formüller kullanılarak 14-15 MeV'lik nötron reaksiyonlarında çiftlenim etkisinin incelenmesi, Ahmet Fevzi Ünlütürk, Gazi Üniversitesi, (2006).
- (11) Rubbia, C. and Rubio, J.A., A Tentative Programme towards a Full Scale Energy Amplifier, CERN/LHC/96-11), Geneva,36 p. (1996).
- (12) Jameson, R.A. ve ark., Accelerator –driven transmutation technology 1for energy production and nuclear waste treatment, 3rd EPAC, Berlin, pp. 230-234 (1992).
- (13) Gudowski, W., Accelerator-driven Transmutation Projects. The Importance of Nuclear Physics Research for Waste Transmutation, Nuclear Physics, A654: 436c-457c (1999).
- (14) 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).
- (15) 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).
- (16) Magill, J. ve Peerani, P.,(Non-) Proliferation Aspects of Accelerator Driven Systems, Journal Phys. IV France 9 (1999).
- (17) 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).

- (18) 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).
- (19) 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).
- (20) 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).
- (21) Enke, M., ve Ark., Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo Simulation, Nuclear Physics A, 657: 317-339 (1999).
- (22) 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).
- (23) Krane K. S., Nükleer Fizik-II, Başar Şarer, Ankara, 392-394, 416-420 (2001).
- (24) Griffin JJ, Statistical model of intermediate structure, Phys. Rev. Lett., 17, 478. (1966).
- (25) Blann M ve Vonach HK, Global test of modified pre-compound decay models , Phys. Rev. C, 28: 1475-1492 (1983).
- (26) Weisskopf VF, Ewing DH, On the yield of nuclear reactions with heavy elements, Phys. Rev., 57:472 -479 (1940).

- (27) Cline CK, Extensions to the pre-equilibrium statistical model and a study of complex particle emission, Nucl. Phys., A193:(2), 417-37 (1972).
- (28) Ribansky I, ve ark., Pre-equilibrium decay and the exciton model , Nucl. Phys. A, 205 (3): 545-560 (1973).
- (29) Adamson R. D., Novel Methods for Large Molecules in Quantum Chemistry. Ph.D. Thesis, University of Cambridge, Cambridgeshire, England, 141 p, (1998).
- (30) Rıdvan Baldık, Skyrme etkileşmesi kullanılarak bazı egzotik çekirdeklerin taban durum özelliklerinin incelenmesi Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Doktora Tez (2010).
- (31) Soloviev V G., Theory of Complex Nuclei, Pergamen Press, Oxford, 455 s., (1976).
- (32) Ring P and Schuck P., the nuclear many body problem, Springer, Berlin, Heidelberg, 715 s., (1980).
- (33) Skyrme T H R., the Nuclear Surface. Phil. Mag. 1: 1043-1054, (1956).
- (34) Skyrme T H R., the effective nuclear potential. Nucl. Phys. 9(2): 615-634 (1959).
- (35) Beiner M, Flocard H, Van Giai N and Quentin P., Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction. Nucl. Phys. A, 238: 29-69, (1975).
- (36) Stone J R and Reinhard P-G.,The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. Prog. Part. Nucl. Phys., 58:587-657, (2007).

- (37) Tel E., 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., (1995).
- (38) Tel E Şahin H M, Kaplan A, Aydın A and Altınok T., Investigation of the properties of the nuclei used on the new generation reactor technology systems. *Ann. Nucl. Ener* 35(2): 220-227, (2008).
- (39) Tel E, Okuducu Ş, Tanır G, Akti N N and Bölükdemir M H., Calculation of radii and density of 7–19B isotopes using effective Skyrme force. *Commun. Theor. Phys.*, 49(3): 696-702, (2008).
- (40) Tel E, Baldık R, Aytekin H and Aydın A., Investigation of the nuclear structure of the Be, Cr and Cu isotopes *Ann. Nucl. Ener.*, 36(9): 1333-1339, (1999).
- (41) Qiang L G., A systematic study of nuclear properties with Skyrme force. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 17: 1-34, (1991).
- (42) Vauthering D and Brink D M., Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei. *Phys. Rev. C*, 5(3): 626-647, (1972).
- (43) Kohler H S., Skyrme force and the mass formula. *Nucl. Phys. A*, 258 (2): 301-316, (1976).
- (44) Krevald S, Klemm V, Speth J and Faessler A., On the use of Skyrme forces in self-consistent RPA calculations. *Nucl. Phys. A*, 281(2): 166-206, (1977).
- (45) 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, (1980).

- (46) Brack M, Guet C and Hakansson H B., Selfconsistent smiclassical description of average nuclear properties- a link between microscopic and macroscopic models. Phys. Rep. 123 (5): 275-364, (1986).
- (47) Chabanat E, Bonche P, Haensel P, Meyer J and Schaeffer R., A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. Nucl. Phys. A 627: 710-746, (1997).
- (48) Chabanat E, Bonche P, Haensel P, Meyer J and Schaeffer R., A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities part II. Nuclei far from stabilities. Nucl. Phys. A 635: 231-256, (1998).
- (49) Beiner M, Flocard H, Van Giai N and Quentin P., Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction. Nucl. Phys. A, 238: 29-69, (1975).
- (50) Reinhard P G and Cusson R Y., A comparative study of Hartree-Fock iteration techniques. Nucl. Phys. A, 378(3): 418-442, (1982).
- (51) M. Blann and J. Bisplinghoff, CODE ALICE/LIVERMORE 82 UCID-19614, (1982).
- (52) K. Kikuchi and M. Kawai, Nuclear matter and nuclear interactions (North-Holland, Amsterdam (1968).
- (53) 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).
- (54) 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).

- (55) E.Tel, Denge ve dengeöncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve diferensiyel tesir kesitlerinin hesaplanması. Doktora Tezi. Gazi Üniversitesi, Ankara, (2000).
- (56) 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).
- (57) 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).
- (58) <http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f>, Louisiana State University, 28 Ocak (2007).
- (59) EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data), Database Version of December 19, (2009), (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>)

ÖZGEÇMİŞ

Abdullah EFİL
e-mail:abdullah__efil@hotmail.com

Adı Soyadı : Abdullah EFİL

Doğum Tarihi : 27.09.1985

Yabancı Dil : İngilizce

Eğitim Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yükseklisans	Kırıkkale Üniversitesi/Fen Bilimleri Enstitüsü	2010
Lisans	Kırıkkale Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2008
Lise	Mehmet Emin Resulzade Anadolu Lisesi	2003