

ENERJİ YÜKSELTECİ TASARIMINDA PROTON – AĞIR ELEMENT
ÇARPIŞMASINDA NÖTRON ÜRETİMİ

133417

İSKENDER DEMİRKOL

DOKTORA TEZİ
FİZİK

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TC. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

133417

HAZİRAN 2003
ANKARA

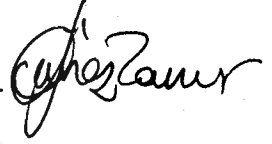
İskender DEMİRKOL tarafından hazırlanan ENERJİ YÜKSELTECİ TASARIMINDA PROTON-AĞIR ELEMENT ÇARPIŞMASINDA NÖTRON ÜRETİMİ adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylım.

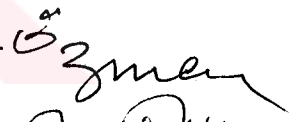
Prof. Dr. Atilla ÖZMEN


Tez Yöneticisi

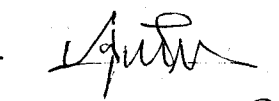
A. Özmen

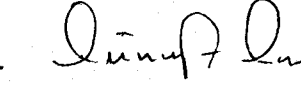
Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Güneş TANIR 

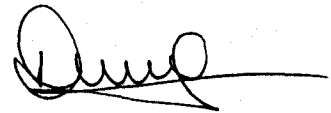
Üye : Prof. Dr. Atilla ÖZMEN 

Üye : Prof. Dr. Hüseyin AKTAŞ 

Üye : Prof. Dr. Abdullahi GÜNEN 

Üye : Doç. Dr. Geneyit CAN 

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	iv
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	v
SİMGELER	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. NÜKLEER REAKTÖRLER VE HIZLANDIRICI KAYNAKLI SİSTEM	5
2.1. Nükleer Reaktörler	5
2.2. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistem	5
2.3. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistem Tasarımı	7
2.4. Toryum Yakıtlı Yeni Tip Nükleer Reaktör.....	10
2.5. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistemin Tarihi Altyapısı.....	11
2.6. Enerji Yükseltecini Avantajlı Hale Getiren Faktörler.....	15
3. HIZLANDIRICILAR.....	18
3.1. Proton Hızlandırıcılarının Nükleer Enerjideki Yeri.....	18
3.2. Enerji Yükseltecinde Kullanılacak Olan Hızlandırıcı.....	18
3.3. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistemin Kazancı.....	19
4. SPALLASYON	21

4.1. Spallasyon Reksiyonlarda Nötron Üretimi	22
4.2. Proton Demeti Enerjisinin Etkisi.....	25
4.3. Kaskad Safhası.....	28
4.4. Buharlaşma Safhası.....	28
5. NÜKLEER KASKAD.....	30
5.1. Çekirdeğin Denge Öncesi Bozunması Ve İntranükleer kaskad.....	30
5.2. Kaskad-Eksiton Modelin Formülasyonu.....	34
5.3. Eksiton Model.....	38
6. HEDEF.....	42
6.1. Nötron Verimi.....	43
6.2. Harcanan Yakıtın Radyoaktif Zehirlenmesi.....	44
6.3. Atık Kütle ve Yük Dağılımları.....	45
7. TORYUM.....	46
7.1. Toryum Elementi.....	46
7.2. Türkiye’de Toryum Rezervi.....	47
7.3. Nükleer Yakıt Olarak Toryum.....	50
7.3.1. Asıl üretken reaksiyonlar.....	50
7.3.2. Toryum yakıtı.....	50
7.4. Toryum Nükleer Teknolojilerindeki Gelişmeler.....	51
7.5 Nükleer Enerjide Toryumun Rolü.....	52
7.5.1. Yakıt olarak toryumun kullanımı.....	52
7.5.2. Toryum yakıt devresi.....	53

8. REAKSİYONLARIN SINIFLANDIRILMASI.....	54
9. HESAPLAMALAR.....	67
9.1. Uyarılma Fonksiyonları.....	67
9.2. CEM95 Programı.....	67
9.3. Silberberg Programı.....	68
9.4. $^{206}\text{Pb}(p,n)^{206}\text{Bi}$ ve $^{206}\text{Pb}(p,2n)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyonları.....	68
9.5. $^{207}\text{Pb}(p,2n)^{206}\text{Bi}$ ve $^{207}\text{Pb}(p,3n)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyonları.....	68
9.6. $^{208}\text{Pb}(p,3n)^{206}\text{Bi}$ ve $^{208}\text{Pb}(p,4n)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyonları.....	72
9.7. $p+^{208}\text{Pb}$ Reaksiyonu.....	72
9.8. $^{209}\text{Bi}(p,3n)^{207}\text{Po}$ Reaksiyonu.....	72
9.9. $^{197}\text{Au}(p,n)^{198}\text{Hg}$ Reaksiyonu	75
9.10. $^{197}\text{Au}(p,np)^{196}\text{Au}$ Reaksiyonu	75
9.11. $^{197}\text{Au}(p,3n)^{195}\text{Hg}$ Reaksiyonu	75
9.12. $^{197}\text{Au}(p,4n)^{194}\text{Hg}$ Reaksiyonu	75
9.13. $^{209}\text{Bi}(p,2n)^{208}\text{Po}$ Reaksiyonu.....	78
9.14. $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ Reaksiyonu	78
9.15. $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ Reaksiyonu.....	78
9.16. $^{202}\text{Hg}(p,n)^{202}\text{Tl}$ Reaksiyonu.....	78
9.17. $^{202}\text{Hg}(p,2n)^{202}\text{Tl}$ Reaksiyonu.....	81
9.18. $^{208}\text{Pb}(1\text{ GeV}) + p$ Reaksiyonu.....	81
10. SPALLASYON NÖTRON ÇOĞALMA SAYILARI VE ENERJİLERİ.....	89
10.1. $p + ^{197}\text{Au}$ Spallasyon Nötron Sayısı.....	89

10.2. p + ²⁰⁹ Bi Spallasyon Nötron Sayısı.....	93
10.3. p + ²⁰² Hg Spallasyon Nötron Sayısı.....	97
10.4. p + ²⁰⁸ Pb Spallasyon Nötron Sayısı.....	101
11. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	106
KAYNAKLAR.....	110
EKLER	116
ÖZGEÇMİŞ.....	117



ENERJİ YÜKSELTECİ TASARIMINDA PROTON – AĞIR ELEMENT ÇARPIŞMASINDA NÖTRON ÜRETİMİ

(Doktora Tezi)

İskender DEMİRKOL

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Haziran 2003

ÖZET

Hızlandırıcı Kaynaklı Sistemde nötron çoğalması anahtar parametre olarak kullanıldığından, hedef seçimi önemli konulardan biridir. Bu çalışmada, Cascad – Exciton Modeli kullanılarak, 20 MeV'den 1500 MeV'e kadar enerjili proton ile ağır elementlerin (Au, Hg, W, Bi ve Pb) bombardımanı sonucunda çıkan nötronların sayıları ve enerjileri elde edildi. Ayrıca kaskad, denge ve dengeöncesi safhasında çıkan nötronların sayıları ve bu nötronların ortalama enerjileri belirlendi. Spallasyon sonrası çeşitli uyarılma fonksiyonları ve oluşan elementlerin izotopik üretim tesir kesitleri hesaplandı. Hesaplamalar NEA (Nükleer Enerji Ajansı) DATA BANK'dan temin edilen paket programları kullanılarak yapıldı. Sonuçlar literatürden alınan deneysel datalar ile karşılaştırılarak tartışıldı.

Bilim Kodu :
Anahtar Kelimeler : Spallasyon, uyarılma fonksiyonları, nötron çoğalması, kaskad-ekciton model, CEM95
Sayfa Adedi : 117
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Atilla ÖZMEN

**THE PRODUCTION OF NEUTRON AT DESIGN OF ENERGY AMPLIFIER
IN THE COLLISIONS PROTON-HEAVY ELEMENTS
(Ph. D. Thesis)**

İskender DEMİRKOL

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

June 2003

ABSTRACT

The production of neutron is key parameter for the Accelerator Driven System and the selection of target is one from important matters. By to be used Cascade-Exciton Model, In this study the neutron's numbers and energies have been obtained from collisions with p (proton) energetic from 20 MeV to 1500 MeV of heavy elements (Au, Hg, W, Bi, Pb). Besides the neutron's numbers and these neutron's mean energies induced in stage of cascade, equilibrium and pre-equilibrium have been found. After of spallation different exciton functions and the waste production cross sections of the isotopic elements induced have been calculated. The calculations have been made to be used package codes obtained from NEA (Nuclear Energy Agency) DATA BANK. The found results have been compared with experimental data ensured from literature and examined.

Science Code :
Key Words : Spallation, excition functions, neutron multiplication, cascade-excitation model, CEM95
Page Number : 117
Supervisor : Prof. Dr. Atilla ÖZMEN

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım süresince beni yönlendiren ve her konuda yardımcı olan Sayın Hocam Prof. Dr. Atilla ÖZMEN' e teşekkür ederim. Ayrıca tez çalıőmam boyunca çeşitli konularda yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Eyyüp TEL'e, bilgisayar programının çalıőtırılması hakkında yardımlarını esirgemeyen Fizik Bölümü elemanlarından Araő. Gör Mustafa ÖZTÜRK, Hacı ÖZİŐİK ve diğer arkadaşlara teşekkürü bir borç bilirim. Bu tezi, hayatım boyunca maddi manevi desteklerini her zaman yanımda hissettiğim sevgili Anne ve Babam la beraber, çalıőmalarımda her zaman bana destek veren eőim ve çocuklarıma ithaf ediyorum.



ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 6.1. İnce Kurşun hedefe gönderilen GeV mertebeli protonlar ile deneysel ve teorik hesaplanan nötron çoğalmaları	44
Çizelge 7.1. Dünya Toryum rezervleri.....	49
Çizelge 10.1. $p + {}^{197}\text{Au}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri.....	91
Çizelge 10.2. $p + {}^{197}\text{Au}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri.....	92
Çizelge 10.3. $p + {}^{209}\text{Bi}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları.....	95
Çizelge 10.4. $p + {}^{209}\text{Bi}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri.....	96
Çizelge 10.5. $p + {}^{202}\text{Hg}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları.....	99
Çizelge 10.6. $p + {}^{202}\text{Hg}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri.....	100
Çizelge 10.7. $p + {}^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları.....	103
Çizelge 10.8. $p + {}^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri.....	104
Çizelge 10.9. $p + {}^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan nötronların sayısı	105

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Enerji yükseltecinin genel tasarımı.....	8
Şekil 2.2. Enerji yükseltecinin tüm kompleksinin gösterimi.....	12
Şekil 4.1. Spallasyon reaksiyon oluşumunun genel tasarımı.....	23
Şekil 4.2. Çekirdekdeki zincirleme reaksiyonlar.....	24
Şekil 8.1. Bir $\hbar q$ momentum transferi ve $\hbar \omega$ enerji kaybıyla saçılan bir parçacığın enerji Spektrumu.....	54
Şekil 8.2. İnelastik saçılma.....	56
Şekil 8.3. Quasi-elastik saçılma.....	59
Şekil 8.4. Elektronların quasi-elastik saçılmaları.....	61
Şekil 9.1. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının Karşılaştırılması.....	70
Şekil 9.2. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	70
Şekil 9.3. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	71
Şekil 9.4. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının Karşılaştırılması.....	71
Şekil 9.5. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	73
Şekil 9.6. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	73
Şekil 9.7. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	74
Şekil 9.8. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	74
Şekil 9.9. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	76

Şekil 9.10. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	76
Şekil 9.11. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	77
Şekil 9.12. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	77
Şekil 9.13. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	79
Şekil 9.14. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	79
Şekil 9.15. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	80
Şekil 9.16. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	80
Şekil 9.17. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması.....	83
Şekil 9.18. ^{208}Pb (1 GeV) + p Reaksiyonu sonucu oluşan kütle numarası A=185 olan atık çekirdeklerin oluşumu.....	83
Şekil 9.19. ^{208}Pb (1 GeV)+p Reaksiyonu sonucu oluşan Sm, Dy, Er ve Yb atık çekirdeklerin oluşum tesir kesitleri.....	84
Şekil 9.20.a-d. ^{208}Pb (1 GeV) + p Reaksiyonu sonucu oluşan Sm, Dy, Er ve Yb atık çekirdeklerin oluşum tesir kesitleri	86
Şekil 9.21. ^{208}Pb (1 GeV) + p Reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Pb' nin oluşumu.....	87
Şekil 10.1. p + ^{197}Au spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı.....	90
Şekil 10.2. p + ^{209}Bi spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı.....	94
Şekil 10.3. p + ^{202}Hg spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı	98
Şekil 10.4. p + ^{208}Pb spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı.....	102

SİMGELER

Simge	Açıklama
E_i	Gelen parçacığa ait ilk enerji
E_s	Saçılan parçacığa ait son enerji
λ	İndirgenmiş dalga boyu
Q_{is}	İlk ve son durum arasında ortaya çıkan reaksiyon enerjisi
θ	Saçılma açısı
\bar{p}_i, \bar{p}_s	İlk ve son momentum
m^*	Etkin kütle
A	Çekirdeğin kütle numarası
Z	Çekirdeğin proton sayısı
\bar{q}	Transfer edilen momentum (\hbar birimlerinde)
\bar{k}_i	Gelen parçacığın dalga vektörü
\bar{k}_s	Saçılan parçacığın dalga vektörü
ω	Transfer edilen enerji (\hbar birimlerinde)
ε_b	Parçacığı çekirdekten koparmak için gerekli minimum enerji
l	Yörünge açısal momentum kuantum sayısı
P_L	Gelen protonun laboratuvar sistemindeki momentumu
T	Bağıl hareketlerin kinetik enerji operatörü
Γ_{CN}	Bileşik çekirdek genişliği
Γ_d	Doorway genişlik durumu
ΔE	Enerji aralığı
σ	tesir kesiti
E	Bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi
U	Residual çekirdeğin uyarılma enerjisi
E_0	Normalizasyon faktörü
a	Düzey yoğunluğu parametresi

T	Nükleer sıcaklık
$M_{\text{deney}}(Z, A)$	A çekirdeğinin deneysel kütlesi
β	Deformasyon parametresi
n_0	Başlangıç exciton sayısı
p	Parçacık sayısı
h	Deşik sayısı
Δn	Exciton sayısındaki değişim
n	Denge konumundaki (en muhtemel) exciton sayısı
${}_n X_v$	Bir n exciton durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı
σ_R	Reaksiyon tesir kesiti
$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$	Enerji diferensiyel tesir kesiti
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	Açısal diferensiyel tesir kesiti
$\frac{d\sigma}{d\varepsilon d\Omega}$	Enerji ve açısal çift diferansiyel tesir kesiti
$\tau(n)$	n exciton durumunda ortalama ömür
M^2	İlk son durumlar arasındaki iki-cisim etkileşmelerine ait matris elamanının karesinin ortalaması
\bar{Q}	Bileşke açısal momentum
\bar{J}	Bileşik çekirdeğin toplam açısal momentumu
$\mathfrak{R}(r)$	Tek-parçacık dalga fonksiyonları

1. GİRİŞ

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 içerisinde dirler.

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.

1990'ların başından beri uluslararası bilim komitesi tarafından (Accelerator Driven System (ADS) =Hızlandırıcı Kaynaklı 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 akılı bir proton hızlandırıcısına dayalı Toryum yakıtlı yeni bir nükleer reaktör tipi önerdi (1). 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.

Termal nötronları kullanan bir dönüştürme tesisatının ilk detaylı tasarımı C. Bowman'ın Los Alamos grubu tarafından hızlandırıcı atık dönüşümü ismi verilerek 1991'de yayınlandı (2). Daha sonra nükleer enerjili kaskad ile enerji yükseltme ilkesinin bilimsel imkanı FEAT (1994) ve TARC (1997-1998) gibi deneylerle gösterildi (3). Carlo Rubbia'nın önderliğinde CERN'de yapılan bir deney (FEAT), Fransa, Yunanistan, İtalya, İspanya ve İsviçre'den oluşan bir araştırma grubunun katılımıyla (FEAT) ilk enerji yükseltici testini temsil etmiştir. Bu (FEAT) testi CERN'de PS hızlandırıcısından gelen protonların güçlü demeti ile harekete geçirilen yoğun bir nötron kaynağı tarafından beslenen 3,5 ton metalik doğal uranyumun kritik altı koruna dayalı olan bir deneydi. Deneylerde hem doğal uranyum hem de kurşun hedefler kullanıldı.

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 (4). Transuranikleri (uranyumötesi), Pu izotoplarını, küçük aktinitleri ve bununla ilgili fisyon ürünlerini de içeren uzun ömürlü nükleer atıklar, fisyon ve dönüştürme yoluyla ortadan kaldırılması düşünülmektedir.

ADS üç ana kısımdan oluşmaktadır: Hızlandırıcı, hedef ve ısının oluşup transfer edildiği bölüm. Bu tez çalışmasının konusu spallasyon hedefin tayini hakkındadır. Enerji yükseltici sistemi yüksek enerjili proton demeti etkisi altında çalışır ve bu durum enerji yükselticinin karakteristiğidir. Orta-yüksek dereceli enerjilerde spallasyon nötron kaynağı ile enerji yükseltici sistemi arasında önemli bir ilişki bulunmaktadır. Bu önemli ilişkiden dolayı spallasyon reaksiyonu bu tez çalışmasının ana konusu olmuştur ve üretilen nötron sayısı

anahtar parametredir. Burada çalışılabilecek iki önemli konu, nötron üretilecek hedefin seçimi ve bu nötronların toryum numunesinde oluşturacağı nükleer süreçlerin incelenmesi şeklinde verilebilir. Birinci konuda çeşitli hedefler denenerek maksimum sayıda ve amaca uygun enerjiye sahip nötron üretilebilecek optimal hedef belirlenir.

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

Bölüm 1'de giriş kısmı anlatıldı, Bölüm 2'de hızlandırıcı kaynaklı sistem hakkında genel bilgiler verildi, Bölüm 3'de hızlandırıcılar ve Bölüm 4'de spallasyon hakkında bilgiler verilmiştir. Bölüm 5'de Nükleer kaskad, Bölüm 6'da nötron üretiminde kullanılacak hedef, Bölüm 7'de toryum hakkında ve bölüm 8'de reaksiyonların sınıflandırılması hakkında bilgi verildi.

Bölüm 9'da çeşitli ağır elementlerin protonla etkileşmesi sonucu uyarılma fonksiyonları; CEM95 bilgisayar programı kullanılarak hesaplandı ve bulunan sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Yine bu bölümde Silberberg bilgisayar programı kullanılarak; 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdek (projectile) ile p (Hidrojen hedefi) reaksiyonunda oluşan atık çekirdek üretiminde çeşitli elementlerin izotoplarının üretim tesir kesitleri hesaplandı ve literatürden alınan deneysel değerler ile karşılaştırıldı.

Bölüm 10 da CEM95 programı kullanılarak; spallasyon nötron çoğalma sayıları ve enerjileri elde edilmiştir. 30 MeV' den başlayarak 1500 MeV'e kadar değişen enerji aralıklarında hızlandırılan protonun ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{202}Hg ve ^{208}Pb ince hedefler ile çarpışması sonucunda üretilen nötronların; kaskad, denge öncesi, denge ve toplam nötron sayıları enerjiye bağlı olarak çizilmiş ve tablo halinde verilmiştir. Hesaplama İnter nükleer kaskad eksiton modeli kullanılarak yapılmıştır. Bölüm 11'de sonuç ve tartışma verilmiştir.



2. NÜKLEER REAKTÖRLER VE HIZLANDIRICI KAYNAKLI SİSTEM

2.1. Nükleer Reaktörler

Nükleer reaksiyonlardan hareketle genel olarak nükleer reaktörler dört ana grupta sınıflandırılabilir.

- 1- Filyon reaktörleri
- 2- Füzyon reaktörleri
- 3- Hibrid (füzyon+filyon) reaktörleri
- 4- Hızlandırıcı kaynaklı kritik altı (yeni nesil) reaktörler.

Günümüzde sadece filyon reaktörleri uygulanmaktadır. Diğer üç reaktör grubu sadece araştırma ve laboratuvar aşamasındadır. Günümüzde filyon reaktörlerinden elektrik enerjisi için kullanılan santrallerin başında basınçlı su reaktörleri, kaynar su reaktörleri ve basınçlı ağır su reaktörleri yer almaktadır. Ayrıca dünyada ilk olarak Kanada'da kurulan, moderatör ve soğutucu olarak kullanılan (candu) basınçlı-su reaktörleridir.

Filyon reaksiyonlarından çıkan hızlı nötronlar moderatörler denilen yavaşlatıcı malzemelerle yavaşlatılarak termal nötronlar ile bölünmeye yatkın malzemelerle etkileşim ihtimalleri artırılır. Ayrıca nötronların sistemden dışarı kaçma ihtimallerini azaltmak için korun etrafına reflektör yerleştirilir. Diğer yakıt doğal uranyum seçilirse moderatör olarak grafit yada ağır su tercih edilir. Hafif su soğutmalı termal reaktörlerde moderatör ve reflektör malzemesi olarak hafif su kullanılmaktadır (5).

2.2. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistem

Hızlandırıcı kaynaklı sistem (Accelerator Driven System -ADS) veya Enerji Yükselteci (Energy Amplifier -EA) konvansiyonel nükleer reaktörlerdeki olası kritiklik kazası ($k_{eff} > 1$) riskinin giderileceği ($k_{eff} = 0,96-0,98$ aralığında), pasif

güvenliğe sahip bir kritikaltı reaktör sistemiyle, yüksek proton akımlı (>10mA) ve enerjili (1-1,5 GeV) bir hızlandırıcı kompleksinin birlikte çalıştırılmasının planlandığı yeni nesil reaktörlerdir (6-10).

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, $I_p=12,5$ mA ve enerjisi $E_p=1,0$ GeV' dir (11).

Bu derece yüksek akıma ve enerjiye sahip olan proton demeti Kurşun veya Kurşun-Bizmut hedef elementin üzerine uygun bir konfigürasyonda bombardımanı sonucu meydana gelen "spallasyon" reaksiyonlarıyla her proton başına 15-20 nötronun üretimi gerçekleştirilmektedir. Dolayısıyla ADS/EA sistemleriyle yüksek nötron akılarına ($10^{17} - 10^{18} n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$) ulaşılabilmektedir. 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 kaskadlarla üretilen ısının risksiz olarak çekilebildiği pasif bir sistemdir.

Enerji Yükselteci kapalı bir devrede sürekli olarak işler, yani bir yakıt yükünün akıntısı nükleer yakıtı dengelemek için doğal Toryumun ilavesiyle kritik altı birime enjekte edilir ve birkaç devir sonrası dengeye ulaşılır. Bu denge halinde yakıt çok verimli bir şekilde kullanılır. Yani 780 kg Toryumdan elde edilen güç kabaca bir PWR ile doğal Uranyumun 200 tonundan elde edilen güç ile aynıdır. Aygıt yakıt bölgesinden bütün zamanlarda çok uzakta olduğu için kritik bir kaza ihtimali durdurulur (12,13). Enerji yükselteci çok az miktarda minor aktinit ve zararlı radyoaktif elementlerin üretimi ile enerji üretme maksatına sahip olan yüksek şiddetli proton hızlandırıcısı ile

beslenen, ^{233}U - ^{232}Th devresi üzerine dayalı olan bir kritik altı nükleer sistemdir.

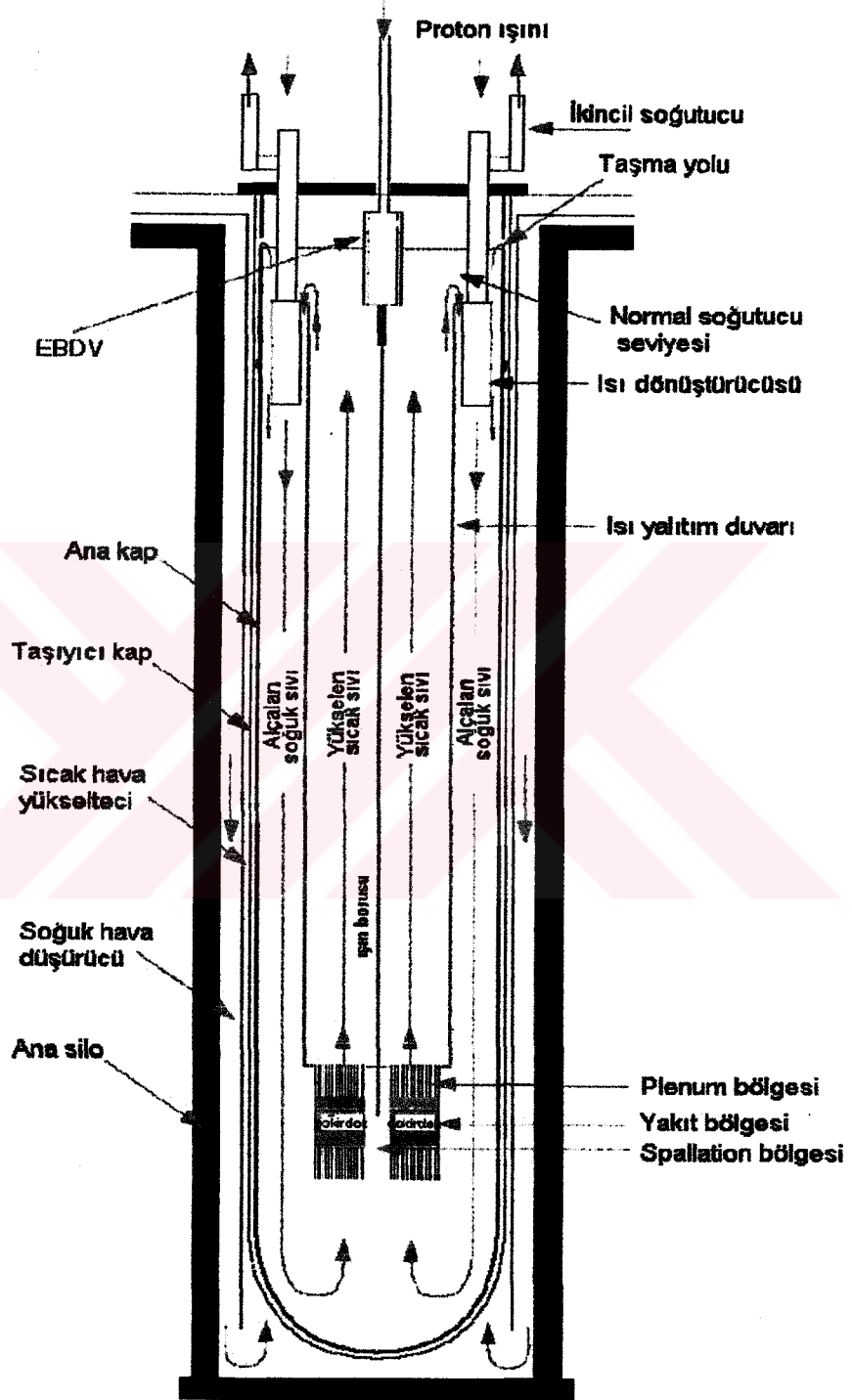
2.3. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistem Tasarımı

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.

ADS'de fisyon yöntemiyle elde edilen ısı elektrik enerjisi üretmek için ve aynı zamanda bir kısmı da hızlandırıcıyı beslemek için kullanılır. Hızlandırıcı kaynaklı sistemde bu bölüşüm %4-15 mertebesindedir. Hızlandırıcının optimal parametrelerini nükleer açıdan tahmin etmek kolaydır; proton enerjisi 1-1,5 GeV civarında olmalı ve proton akımı istenilen proton demeti gücüne bağlı olmalı ki bu da 5-10 MW sınırında olmalı, bu protonların 5-10 mA'ine karşılık gelir. ADS üç ana kısma bölünebilir. 1- Hızlandırıcı 2- Isının oluştuğu birim 3- Isı dağıtım veya kullanım cihazları. Özellikle hızlandırılan akım k çoğaltma katsayısında işlemesi için daha fazla kazanç sağlamalı. Enerji kazancı G aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$G = \frac{G_0}{1 - k} ; G_0 \approx 2,5 \quad [2.1]$$

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 yükselticinin genel tasarımı Şekil 2.1'de görüldüğü gibidir (14).



Şekil 2.1. Enerji yükseltecinin genel tasarımı (14)

Sistem çeşitli yakıtlarla çalıştırılabilir fakat burada ^{232}Th / ^{233}U nazara alınmıştır. Bu sistem 30 m uzunlukta 6 m çapında bir yüzme havuzundan ibarettir. Yüksek enerjili demet üst taraftan enjekte edilir ve kora yakın bulunan hedef ile etkileştirilir. Nükleer kaskad ile oluşturulan ısı, ısı değiştiricileri ile çıkartılır. Kap içindeki kurşunun sirkilasyonu doğal konveksiyonla sağlanır. Isıyı birinci kurşundan iç ortam ısı transport sistemine transfer etmek için dört adet 375 MW lık ısı dönüştürücüleri bulunmaktadır (14). Reaktör içindeki eritilmiş metalin konveksiyon kaynaklı sirkilasyonu yenidir ve geleneksel değildir. Bu sebeple daha güvenilir bilgiler elde edilmesi için kompütör programları kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır ve bu sonuçların analitik hesaplamalar ile uyum içinde olduğu görülmüştür (15,16).

Proton demeti 40 cm çapında silindirik bir tüp boyunca kora 30 cm kalacak şekilde kab içine girer. Kab içinde kontrol çubukları yoktur ve üretilen enerji (güç) proton demeti akımıyla kontrol edilir. Tesadüfi termal kapanma soğutucunun doğal genişmesini kullanarak engellenir. Enerji yükselticinin aşırı ısınması durumunda kurşun seviyesi 27cm/100 °C oranında yükselir. Böyle bir seviye artışı aşırı akış davranışını harekete geçirmek için kullanılır. Yakıt seçimi ve stratejisi bu sahada oldukça geniş bir açığı olan deneysel programın bir konusudur (14,17).

Kritik reaktörler hazır çalışır konumda iken böyle bir kritikaltı sistemin inşa edilmesi kritik altı reaktörün işleme ve tasarımındaki esnekliğe daha çok sahip olması gerçeğine dayanmaktadır. Bugün atık dönüştürmede ADS'nin büyük potansiyele sahip olduğu açıktır. Böyle sistemler atık miktarını azaltmakta avantajlı olabilirler ve böylelikle de zemin altı depolarda atıkları azaltmanın yoluna gidilebilir (14,18-22). Hızlandırıcı kaynaklı sistemlerin bir avantajı, gerçekleşecek kritiklik şartı olmadığı için hemen hemen herhangi bir yakıt bileşiminin sistemde kullanılabilir olmasıdır

Nobel ödüllü İtalyan fizikçi Prof. Dr. C. Rubbia 1990 yılların başından itibaren Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'de yeni tip Enerji Yükseltici isimli

yeni tip bir enerji santralini geliştirdi. 1500 MW gúcünde prototip bir santralin 2005 yılına kadar kurulması planlanmaktadır. Eski teknolojiye dayanan nükleer enerji santrallerine göre, çok daha az nükleer atık üreten bu yeni nesil santrallere doğal toryum elementi, fisyon ürünleri hariç, kullanılmış yakıtın kapalı çevrim doğal toryum ilavesi ile birleştirilip yeniden yüklenir. Hızlandırıcıda hızlandırılan proton parçacıklarının tercih edilen minimum kritik enerjisi 1 GeV mertebesinde olup, proton ortalama ivmelendirme akımı ise 10-15 mA arasındadır. Hızlandırıcıdan elde edilen yüksek enerjideki ve yüksek akıdaki proton demeti, enerji yükseltici hücrelerinde bulunan reaktör kalbi içerisindeki hedef üzerine yollanarak reaksiyona girmesi sağlanır. Reaktör yerin 30 m altındadır ve hedef (kurşun) ile birlikte toryum içerir. Bu hedefe yeryüzünden hızlı protonlar gönderilir. Bu protonlar kurşundan nötron üretir. Bu nötronlar da toryumla birleşerek çekirdek enerjisi üretir.

Çıkan ısı enerjisi, birincil devrede soğutucu görevi yapan ve doğal konveksiyon ile dolaşan kurşun aracılığı ile ısı değiştiricilerde ikinci devrede dolaşan suya aktarılır. Buharlaşan su türbinlerle elektrik enerjisine dönüştürülür. Kullanılmış doğal toryum yakıtı her beş yılda bir çok çevrimden sonra yakıt takviyesi ile reaktör tekrar beslenir. Bu reaktörlerin klasik PWR'lerden 250 kat daha verimli olduğu iddia edilmektedir.

2.4. Toryum Yakıtlı Yeni Tip Nükleer Reaktör

Önerilen yeni reaktörün yapısı geleneksel (Uranyum yakıtlı) reaktörlerden oldukça farklıdır ve en önemli özelliği de nükleer sürecin tam kontrollü olmasıdır (1). Yani, hızlandırıcıdan gelen proton demetinin kesilmesi ile reaksiyon çok kısa (ns mertebesinde) bir sürede duracak 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. Makine çeşitli yakıtlarla çalıştırılabilir fakat burada ^{232}Th / ^{233}U nazara alınmıştır. Bu makine 30 m uzunlukta 6 m çapında bir yüzme

havuzundan ibarettir. Enerji yükselticinin tüm kompleksinin genel gösterimi Şekil 2.2.'de gösterilmiştir (14).

2.5. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistemin Tarihi Altyapısı

1990'ların başından beri uluslararası bilim komitesi tarafından ADS yüksek seviyedeki nükleer atık sorununu çözümlemek 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. Uluslar arası kamuoyuna alternatifler sunulurken, C. Rubbia ve CERN'deki çalışanları tarafından tasarlanan, son derece güvenli olan ADS reaktörü dikkat çekmiştir. 1996'dan başlayarak, İtalya'da Enerji yükseltici üzerinde gittikçe büyüyen bir ilgi başlamış ve bir çok temel Araştırma ve Geliştirme çalışmasının konusu olmuştur.

1940' da araştırma-hızlandırıcı çalışmadan yüksek enerjili proton veya döteronlar ile uranyum hedefinin bombardımanından çok sayıda nötron veriminin elde edildiği görülmüştür. Bu nötronlar fisyonu uğrayabilecek materyalleri üretmek için kullanılabilir. 1941' de, Gleen Seaborg bir hızlandırıcıyı kullanarak ilk yapay yapımı plutonyumu üretti. 1950-54 dönemi esnasında, MTA (Meteriyal Testing Accelerator) Lawrence Livermore' deki program fisyonu uğrayabilen meteriyal üretebilecek hızlandırıcıların kullanımını detaylıca araştırdı. Kanada'da, Lewis güç programında hızlandırıcı (breeding) üretkenin değerini anladı ve Mc Gill siklitron ile spallasyon nötron verim ölçümlerini başlattı. 1954'de proje son buldu ve dökümanlar 1957'de tekrar sınıflandırıldı. Kanada'da Challe River de, yoğun nötron jeneratörü (ING) kavramı nükleer güçte köklü yeni bir yaklaşımı sağlamak için amaçlandı (22).

Şimdiki anlamda bir (ADS) hızlandırıcı kaynaklı sistemin gerçekçi kavramı H. Takahashi ve G. Van Tuyle tarafından başkanlığı yapılan Brookhaven National Laboratuarda bir araştırma gurubu tarafından son sekiz yılda geliştirildi. Termal nötronları kullanan bir dönüştürme tesisatının ilk detaylı tasarımı C. Bowman'sın Los Alamos grubu tarafından hızlandırıcı atık dönüşümü ismini takdim ederek 1991'de yayınlandı (19). 1993-2000 yılları arasında Carlo Rubbia'nın öncülüğünü yaptığı bir grup CERN bilimcileri 1993'de Enerji Amplifair isimli temel kavramı sundular (10). Daha sonra nükleer enerjili kaskad ile enerji yükseltme ilkesinin bilimsel imkanı First Energy Amplifier Test (FEAT-1994) ve Test of Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing (TARC-1997-1998) gibi deneylerle gösterildi (3). Carlo Rubbia'nın önderliğinde CERN'de yapılan FEAT deneyi Fransa, Yunanistan, İtalya, İspanya ve İsviçre'den oluşan bir araştırma grubunun katılımıyla ilk enerji yükseltici testini temsil etmiştir. Bu FEAT deneyi CERN'de PS hızlandırıcısından gelen güçlü proton demeti ile harekete geçirilen yoğun bir nötron kaynağı tarafından beslenen 3,5 ton metalik doğal uranyumun kritik altı koruna dayalı olan bir deneydi. Deneylerde hem doğal uranyum hem de kurşun hedefler kullanıldı. Akı, güç ve sıcaklık dağılımları ve zaman gelişimi tekrar kaydedildi. TARC deneylerin ikincisini oluşturdu.

1996 Yılı 4. program çerçevesinde, Avrupa birliği nükleer fisyon güvenliğine dayalı hızlandırıcı teknolojilerin etkisi adlı projeyi geliştirdi (23). Impact of Accelerator Based Technologies on Nuclear Fission Safety (IABAT) projesinin konusu minimum atık oluşumu ile temiz enerji üretimi ve nükleer atığın dönüşümü için hızlandırıcı kaynaklı sistemi oluşturma kararıdır. Ancak ADS için program geliştirme ve nükleer data ile ilgili spesifik konuları daha detaylı bir şekilde çalışma kararı alındı ve bu amaçla Avrupa'da 14 enstitü ve üniversite IABAT projesinde birleşerek bir araya gelmektedir.

IABAT projesi Avrupa birliğinde ve bir çok enstitülerde hızlandırıcı kaynaklı dönüştürme ile ilgili araştırmanın çok açık bir şekilde gelişmesini harekete geçirmiştir ve yeni projelerin oluşmasına katkıda bulunmuştur. IABAT

projesine katılan hemen hemen her grup bu alanda daha çok çalışmalar geliştirdiler.

Carlo Rubbia'nın başkanlığında bir teknik çalışma grubu (TWG) program taslağının ihtiyaç duyulduğu R ve D (roadmap for developing) kritik teknik problemleri tanımlama görevi maksadıyla kuruldu. Sonuç olarak tüm ilgili EU üye devletlere açık bir MAG "ad hoc" toplantısı 21 nisan 1999'da Roma'da yapıldı. Bu toplantıda şu sonuçlara varıldı:

-Dönüştürme işlemini oluşturan nötron radyoaktif atık kontrolünde cazip bir yaklaşım sergilemektedir. a) USA ve Japonya'da benzer yaklaşımların üstlendiği gözönüne alınarak Fransa, İtalya, İspanya'nın yanı sıra diğer avrupa ülkelerinin de katılımını gerçekleştirmek. b) Gelecek çalışmaya iyi bir temel olarak kabul edilen 1998'de sonuçlanan TWG'nin geçici raporu Carlo Rubbia'nın başkanlığında genişletilmiş teknik çalışma grubu (ETWG) tarafından yerine getirilmelidir. 1999 eylülünde, Avusturya, Belçika, Finlandiya, Fransa, Almanya, İtalya ve İspanyadan ibaret olan ETWG çeşitli avrupa ülkelerinde ADS hakkında devam eden farklı aktivitelerin bir üst görüşü sağlamakla amaçlanan yeni bir teknik rapor (Annexe 2) sundular. 2000 yılı başlangıcında ETWG; ADS hakkındaki R ve D (roadmap for developing) programının Avrupa'da kaynak geliştirme programı ile ilgili bir dönüş noktasına ulaşıldığını kabul etmiştir (22). Avrupa'da yapılan çalışmalar özellikle İtalya'da ve CERN'de Enerji Yükseltici kullanılarak atıkların dönüştürülmesi ve bu sırada enerji üretimini içeren alanlarda çalışmalar yapılmaktadır. Uranyumötesi (ransuranikleri), Pu izotoplarını, küçük aktinitleri ve bununla ilgili fisyon ürünlerini de içeren uzun ömürlü nükleer atıklar, fisyon ve dönüştürme yoluyla ortadan kaldırılabilir, bunun için yeterli enerjinin nötron akısı ve yoğunluğunun sağlanması gerekir. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistem, kritik altı reaktörle birlikte yüksek enerji/yüksek proton akımını birleştiren hızlandırıcıdan meydana gelmektedir ve uzun ömürlü nükleer atıkların transmutasyonu için dikkate değer bir potansiyele sahiptir. Bunun yanı sıra yakıt döngüsünde büyük bir rol oynayabilir. Genel anlamda bu yolla atıkların

etkili bir şekilde dönüştürülmesi mümkündür. Böylece, güvenli bir şekilde Yüksek-Seviyedeki Atıkların (HLW) minimizasyonu sağlanabilecektir.

2.6. Enerji Yükselticini Avantajlı Hale Getiren Faktörler

C. Rubbia ve ekibinin de belirttiği gibi Enerji Yükseltici, düşük fiyata üretim, gelecek için temiz bir nükleer enerji ana sebeplerinden dolayı önemsenmeyi hak etmektedir.

1. Teknoloji iyi hazırlanmıştır ve Enerji Yükseltici günümüz şartıyla, mantıklı ve hızlı bir şekilde inşa edilebilir. Tam olarak üç temel ve iyi tanımlanmış parçaların günümüz teknolojisinin uygun ekstrapolasyonu ile birleştirilmesi gerekmektedir.

- a) Hızlandırıcı
- b) Enerji üretim tankı
- c) Yakıt fabrikasyonu ve yeniden işlenmesi

2. Enerji Yükseltici, sıradan nükleer enerji ile birleştirmenin yeni ana misyonlarını yerine getirebilir.

- a) Jeolojik depolamanın indirgenmesi (uygun bir cool-down periyodundan sonra atıklar kömür yakımı sonunda kalan küllerden daha az radyoaktif olacaktır).
- b) Yakıt için ilk elementin daha iyi kullanılması BSR'den yaklaşık 200 kat daha etkin kullanılabilir. (Hızlı üreticiler tarafından hiçbir zaman yapılamayan bir durum)
- c) Toryum kullanılmasına imkan sağlanması, sonuç olarak plütonyumsuz nükleer enerji
- d) Kritik güç artışı ve erime kazalarından uzak olması

3. Enerji yükseltici, şu anda çalışan reaktörlerden ve gelişmekte olan ülkelerdeki yeni yapılanma için günümüz nükleer enerjisinin, elektrik üretiminden daha güvenli, daha doğal ve daha ucuz olarak yerine geçebilir.

Yeni nesil termal BSR'lerden güvenlik konusunda kayda değer gelişmeler (daha iyi kontrol ve ısı soğutmada azalma) olmasına rağmen, atıkların uzun süreli olması ve jeolojik depolama sorunlarına bir çözüm getirememektedir. BSR'lerde özellikle, hiç kimsenin istemediği ve çok büyük risk taşıyan büyük miktarda Plütonyum üretimi devam etmektedir.

4. Enerji Yükselteçleri, günümüz nükleer gücüyle çok büyük miktardaki atıkların temizlenmesinde kullanılabilir. Böylece günümüze kadar birikmiş olan atıkların (özellikle Plütonyum) jeolojik depolanmasına da bir alternatif geliştirmektedir. Günümüzdeki BSR'lerle çalışan bir grup Enerji Yükselteci, birikmiş olan Plütonyumun ortadan kaldırılmasında çok etkili ve gerçekçi bir çözüm oluşturmaktadır. Ekonomik açıdan yararları gösteriyor ki Plütonyum yakımı, direkt olarak jeolojik bertaraf yöntemiyle karşılaştırıldığında sadece çevresel olarak değil ekonomik olarak da yararlı bir alternatiftir (1).

5. Yeni enerji kaynaklarının, petrol, doğal gaz ve kömür gibi standart fosil yakıtlarla maliyet açısından rekabet edebilir olması gerekmektedir.

- a) Ünitelerin standardizasyonu ve genel giderlerin merkezileştirilmesi sonucu büyük oranda maliyette azalma olacaktır.
- b) Diğer nükleer sistemlerle karşılaştırıldığında güvenlik artmıştır.
- c) Uygun bir izleme yapılabilmesi için hassas materyallerin küçük bir alanda toplanmasıyla yüksek derecede güvenlik sağlanmaktadır.
- d) Doğal gaz yerine kullanılan hidrojen, nükleer enerjinin kullanımını artırmaktadır (24).

6. Enerji Yükselteci, askeri alandaki plütonyum stokunun ortadan kaldırılması için kullanılabilir. Ortadan kaldırılması gereken miktar 100 tondur. (20000 savaş başlığı) Toplam 300 tondan 180 tonu hala savaş başlıklarında bulunmaktadır. 100 ton askeri Plütonyumda depolanan enerji çok büyüktür, 1400 milyon varil petrole karşılık gelmektedir. Patlayabilir enerji olarak

bırakılabilir veya Enerji Yükselteçlerinde, hiç kimsenin istemediği bir şey ekonomik açıdan kullanışlı hale getirilebilir (13).

7. Avrupa Birliği günümüzdeki enerji kaynaklarının %18'ini tüketirken, fakat sadece kömür rezervlerinin %7'sine, petrol rezervlerinin %2'sine, doğal gaz rezervlerinin %5'ine sahiptir. Dünya Enerji Konseyine göre Avrupa'nın rezervleri 2020'ye kadar tükenecek ve Avrupa ithale bağlı bir safhaya girmiş olacak. Bu nedenle Enerji Yükselteci, Avrupa için stratejik bir öneme sahiptir.



3. HIZLANDIRICILAR

3.1. Proton Hızlandırıcılarının Nükleer Enerjideki Yeri

Nükleer reaktörlerin kullanılmaya başlanmasından bu yana iki büyük kaza meydana gelmiştir. Three Mile Adası ve Çernobil her ikisi de kritik güç artışı sonucu meydana gelmiştir. Bu insanlık için ihmal edilmemesi gereken bir durumdur. Büyük kazaların meydana gelemeyeceği, fiziksel kanunlar sayesinde olabilen gerçekten güvenli reaktörler ciddi olarak dikkate alınmalıdır. Diğer bir artış gösteren endişe de uzun ömürlü nükleer atıkların akıbetidir. Bu geçmiş üzerine, Carlo Rubbia liderliğinde CERN'deki küçük bir grup, 1993'te nükleer enerji için hızlandırıcıların kullanımı ve gelişmiş Enerji Yükseltici projesi temeline dayalı yeni çözümler aramaya başladılar.

Nükleer reaktöre ek olarak bir parçacık hızlandırıcısının kullanılmasının önerilmesi nükleer enerjinin başlangıç zamanına dayanıyor. Fakat o zamanlar bu hiç te gerçekçi gözüküyordu. Hızlandırıcı ve bilgisayar gibi anahtar teknolojilerdeki gelişmeyle durum büyük oranda değişti. Son 30 yılda hızlandırıcıların enerji verimliliği %0,1'den %50'lere kadar yükseldi ve hızlandırıcıların güvenliği de şu anda endüstriyel seviyede bulunuyor.

3.2. Enerji Yükseltisinde Kullanılacak Olan Hızlandırıcı

Günümüz teknolojilerinin imkanlarıyla yapılabilecek (15mA-2GeV) hızlandırıcı Enerji yükseltici için uygundur. Mümkün olan iki çözüm vardır: Siklotron veya lineer hızlandırıcı (Linak). Her ikisi için de çalışmalar yapılmış ve %50 verim elde edilebilmiştir. Siklotron (Zürich yakınlarındaki Paul Scherrer Enstitüsünde çalışan makinenin ekstrapolasyonu), daha basit bir teknoloji ile yapılabilmesi ve daha az yer kaplaması avantajına sahiptir. Linak çözümü, Los Alamos LAMPF'dekinden daha çok LEP tipi süper iletken temeline dayalı olacaktır. Bunun yanında Linak için 400 MeV'de çalışan bir enjektöre ihtiyaç duyulmaktadır. Linak'ın asıl avantajı, ihtiyaç duyulduğunda daha yüksek

akımda (30-50 mA) çalışabilmesidir. Siklotron, süper iletken teknolojisini kapsamamaktadır. Ve böylece endüstri tipi uygulamalara daha fazla adapte olabilir.

Siklotronlar Linaklardan daha güvenlidir. Bu, Linakların Siklotronlardan daha fazla sayıda kontrol bileşeni içermesinden kaynaklanmaktadır. Eğer amaç atıkları nükleer reaktör yakınında yok etmek ise, hızlandırıcının daha küçük boyuta sahip olması avantajdır. Linak'da bulunan küçük delik huzme kayıpları için sorun teşkil eder ve buna ek olarak sınırlı değildir. Fakat Siklotronda kayıplar küçük ve sınırlı olup, makine durur durmaz parçalara ulaşım mümkündür.

3.3. Hızlandırıcı Kaynaklı Sistemin Kazancı

Son zamanlarda amaçlanan enerji yükseltici reaktör kavramı geleneksel reaktörlerden daha önemli avantajlar sunmaktadır. Daha az Uranyum ötesi aktinit atık oluşturmaları ve nükleer yayılma riskinin önemli ölçüde azaltılması enerji yükselticinin başlıca avantajlarıdır. Eğer üretken ^{233}U ve ilave Uranyum izotopları tekrar kullanılırsa ^{232}Th kullanmanın radyoaktif zehirlenmede elde edilecek büyük avantajların olacağı gösterilmiştir. Enerji Yükseltici kavramında yükselticiye giriş enerjisi parçacık demet hızlandırıcısı ile üretilen yüksek enerjili yüklü parçacıklar (1 GeV enerjili protonlar) ağır hedef (Pb, U ve Th ve benzeri) ile çarpışır ve her bir proton ortalama 200 MeV enerjili yaklaşık olarak 50 spallasyon nötron üretir.

Yükseltici $k_{eff} = 0,95$ 'li ^{232}Th / ^{233}U 'un kritikaltı topluluğundan ibarettir.

$k_{eff} = 0,95$ durumunda nötron çoğalması $\left(\frac{1}{1 - k_{eff}} \right) = 20$ olması beklenir. Bu

nötronlar grafit moderatör kullanımı ile tamamen termal hale ve basınçlı su modertörü kullanımı ile de kısmen termal hale getirilir.

Yakıtı tekrar doldurmak sadece fisyon ürün zehirlenmesini yenmek ve materyal zararından sakınmak için gereklidir. Çok yüksek nükleer yanmaların elde edilebildiği hızlı enerji yükseltici (F-EA) ile ilgili olarak yukarıdaki bu durum çok daha az fisyon ürün zehirlenmesinden dolayı ilginçtir. EA'nin diğer önemli bir yönü de nötron kaynağının kritikaltı topluluktan bağımsız olmasıdır (25,6). Kritik bir reaktörde (^{235}U için) geciken nötronlar %7'dir. Geciken nötronlar anlık nötron çoğalması için k_{eff} değerini 0,993'e düşürmekle reaktörün kontrolünü mümkün hale getirir. k_{eff} değeri 0,95 olan bir Enerji yükselticide aynı etkiyi oluşturmak için 0,5'lik bir k_{eff} değeri gereklidir. Enerji yükseltici kritik reaktörlerden daha büyük reaktiflik titreşimine müsemaha edebilir. Sonuç olarak, bu daha az güvenlik gerekliliklerine yol açabilir.

Genel bir enerji yükselticinin enerji kazancının hesaplanması için basit bir ifade kullanılabilir.

$$G = \frac{G_0}{(1-k)} = \frac{2G_0}{2-\bar{\eta}(1-L)} \quad [3.1]$$

burada G_0 ; kazanç sabitidir ve spallasyon bölgesinin verimi ile ilgilidir. $k = \bar{\eta}(1-L)/2$ k; fisyon kaynaklı çoğaltma katsayısıdır ve kaskadın nötron kaynaklı kısmı ile ilgilidir. L; toplam nötron kaybıdır. Bu kayıp; nötronun çeşitli yollarla absorbe edilmesi, soğutucu ve yapılar içerisinde yakalanmaları, fisyon ürün zehirlenmelerinde ve saire yollarla olmaktadır. $\bar{\eta}$; fissil isotop içinde absorbe edilen bir nötron ile oluşan fisyon nötronlarının sayısıdır (26,27). G kazancı protonun kinetik enerjisi 1 GeV' in üzerine çıkınca sabit kalır ve daha düşük değerlerde G kazancı azalır. Bundan dolayı pratiksel bir enerji yükseltici 800 MeV-1.2 GeV enerjili proton demetli ile işletilebilir. Enerji yükseltici ile üretilen enerjinin bir kısmı hızlandırıcıyı çalıştırmak için harcanmak zorundadır.

4. SPALLASYON

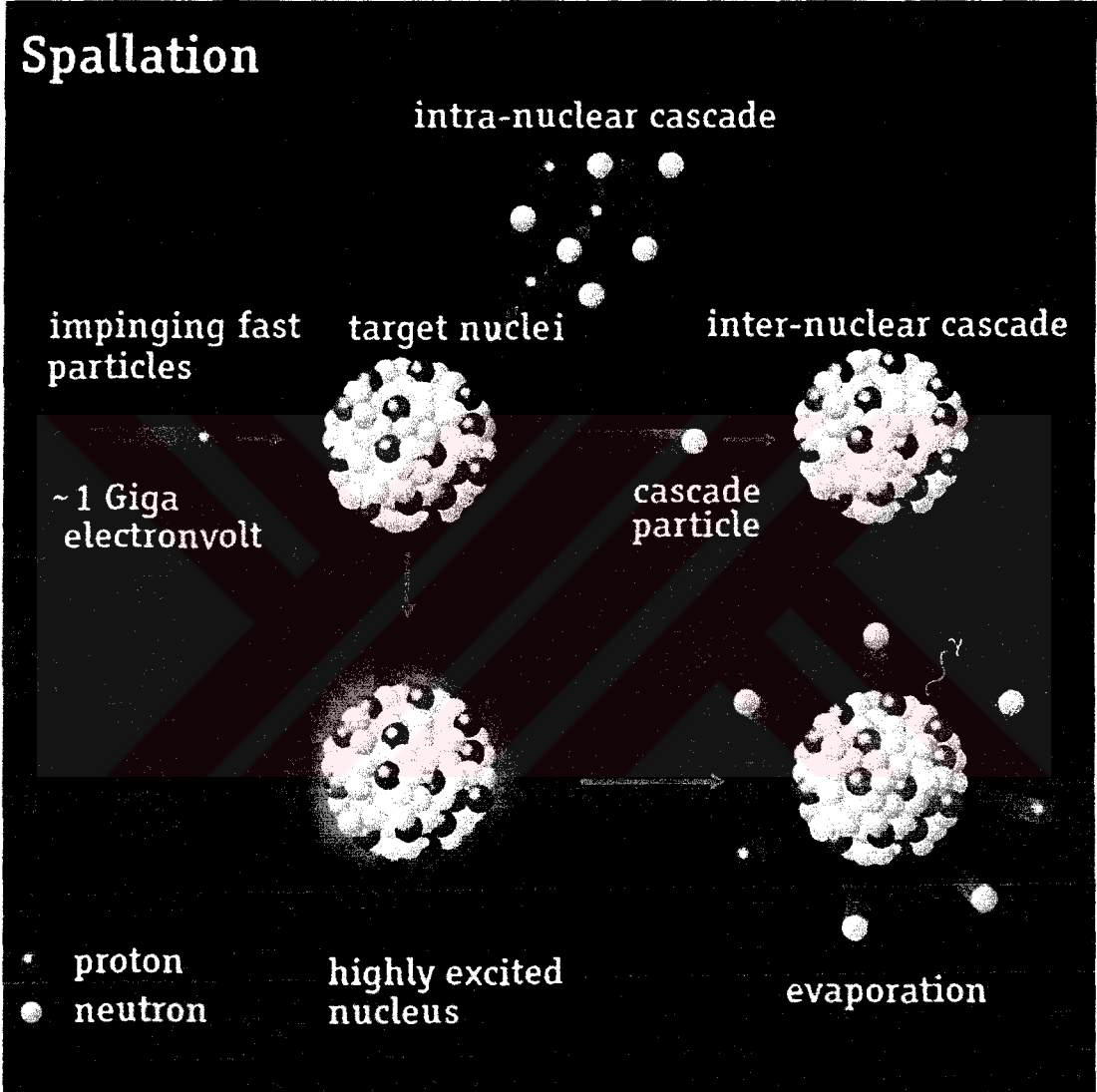
Spallasyon reaksiyonları hızlandırıcı kaynaklı sistemde kritikaltı reaktörü besleyen nötron kaynağını oluşturur. Ancak bu reaksiyon mekanizması hakkındaki mevcut bilgi herhangi bir teknik uygulama için yeterince kesin değildir. Nötron verimi ve reaksiyonda üretilen atık çekirdek ADS' de kullanılan spallasyon nötron kaynak hedefinin oluşumu ve tasarımında önemli büyük bir rol oynamaktadır. Nötron üretimi; nötron çoğalması ve enerji dağılımları ifadesi ile tanımlanır ve proton kaynaklı hızlandırıcının şiddetini belirler. Nötronun enerji ve uzaysal dağılımı spallasyon hedefin geometrisini tasarlamak için düşünülmelidir. Spallasyon reaksiyonlar nötronlarla birlikte atık çekirdekleri de üretirler ve bu çekirdeklerin çoğu radyoaktiftir. Bundan dolayı aktivasyon problemler hedefin tasarımında göz önünde bulundurulmalıdır (28). Ayrıca atık çekirdek hedefin aşınmasına, hızlandırıcı penceresine, yapısal materyallere ve hedefte radyasyon zararına yol açar. Spallasyon reaksiyonlar nitelik olarak anlaşılmasına rağmen, herhangi bir teknik uygulama için gerek duyulan kesinlik derecesiyle bilinmemektedir. Spallasyon reaksiyonlar ağır bir hedef üzerinde hafif- enerjik mermi ile oluşan çarpışmadır. Bu reaksiyonlar iki safhalı bir süreç olarak ifade edilebilir. Birinci safhada mermi hedef çekirdeğin nükleonları ile yarı serbest nükleon-nükleon çarpışmalarını oluşturur. Bu çarpışmalar birkaç nötron ve protonların anlık çıkmasına yol açar. Gelen merminin kinetik enerjisinin bir kısmı uyarma enerjisi olarak hedef çekirdeğe aktarılır. Mesela 1 GeV enerjili proton hedef çekirdekte ortalama 200 MeV enerji depolar ve geri kalan enerji anlık yayılan nükleonlar arasında bölüşülür. Hızlı nükleonların çıkması hedef içinde inter-nükleer kaskad sürecinin gelişmesinde önemli bir rol oynarlar (29,30).

İkinci adımda çarpışmada üretilen atık çekirdek düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonu uğramasıyla tekrar uyarılır. Buharlaşan parçacıkların enerjisi çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir (31,32). Mermi ve hedef arasındaki nükleer etkileşme toplam reaksiyon tesir kesiti ile belirlenir.

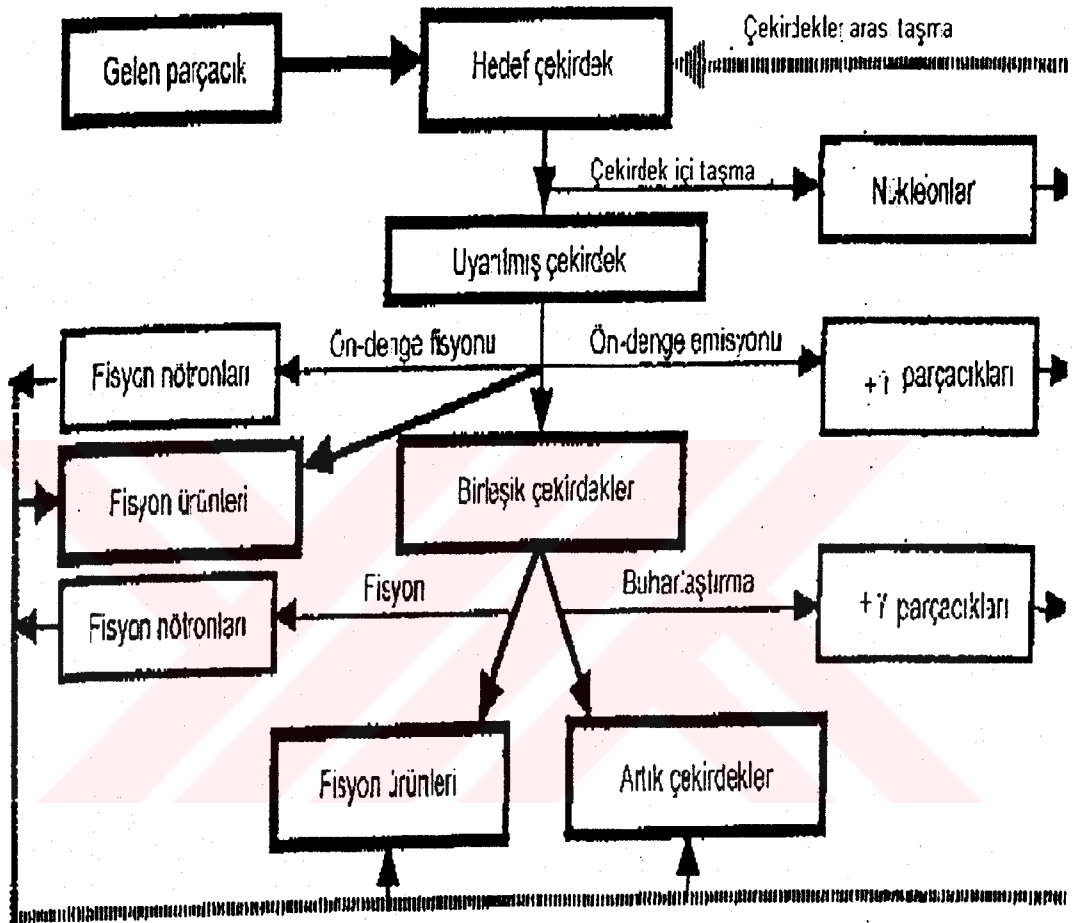
Spallasyon reaksiyonlar modellendiği zaman, hedef çekirdek bir potansiyel kuyusu içinde etkileşmeyen iki Fermi gaz (nötronlar ve protonlar) gibi düşünülür. A kütle numaralı bir çekirdekle spallasyon reaksiyonu oluşturan proton iki safhada meydana gelen bir oluşum gibi modellenir. Birinci safha olan kaskad 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 (33). Spallasyon reaksiyonun bu her iki safhası yaklaşık olarak $\sim 10^{-6}$ s içerisinde tamamlanır.

4.1. Spallasyon Reaksiyonlarda Nötron Üretimi

Spallasyon Reaksiyonlarda üretilen nötron verimi güçlü bir şekilde mermi-hedef kombinasyonuna bağlıdır (34). Prensip olarak ağır hedef çekirdeklerde daha fazla nötron fazlalığı olduğu için daha fazla nötron verimi elde edilir. Ağır hedef ve hafif hedef arasındaki kazanç faktörü beşte birlik bir faktörden daha büyük değildir. Spallasyon hedefte oluşan radyoaktif zehirlenme daha hafif hedefler kullanıldığı zaman önemli ölçüde azaltılmaktadır (35,36). Nötron verimlerine ilaveten nötronların enerji ve uzaysal dağılımları hakkında güvenilir bilgi gereklidir (37,38). Spallasyon reaksiyonun genel tasarımı Şekil 4.1'de ve çekirdekteki zincirleme reaksiyonlar Şekil 4.2'de gösterilmiştir (12).



Şekil 4.1. Spallasyon reaksiyon oluşumunun genel tasarımı (12)



Şekil 4.2. Çekirdekteki zincirleme reaksiyonlar (12)

Enerji yükseltici (EA) özellikle yakıt olarak doğal toryumun kullanımına müsaade eder. Protonun kaskadı oluşturması durumu iki ayrı fiziksel bölgeye ayrılabilir. 1- Spallasyon kaynaklı yüksek enerji safhası 2- Nötron kaynaklı, fisyonun baskın olduğu bölge. Birinci safhadan elde edilen nötronlar ikinci safhanın nötron kaynağı olarak hareket ederler. Birinci safha daha karmaşık olduğu için ve tesir kesitleri az bilindiği için, birinci safha mükemmel modellerin ve Monte Carlo hesaplamaların yardımıyla yaklaşık olarak parametreleştirilebilir (39). İkinci safhada (bu safha için hemen hemen tesir kesitinin tüm seti mevcuttur) asıl fiziksel süreç nötronların yayılma sürecidir. Bu nötronlar çarpışmalarla enerjilerini yavaş yavaş kaybederler ve ayrıca fisyon ve $(n,2n)$ reaksiyonuyla çoğaltılırlar. Bu mükemmel olay nükleer reaktörlerdeki olayı hatıra getirir, ancak enerji yükseltici kritik olmadığı için önemli farklılıklar vardır. Enerji yükselticide nötron kaynağı gibi davranan ilk kaskadın geometrisi ve yerleştirilmesi baskındır (27).

Hedefin uzunluğu arttıkça daha fazla nötronlar üretilir. Çünkü yüksek enerjili parçacıklar hedeften kaçmadan önce daha fazla nötron üretim şansına sahip. Pb kurşun hedefinde üretilen nötronların çoğu düşük nötron absorpsiyon tesir kesitinden dolayı hedeften kaçarlar. Bundan dolayı sızıntı da nötron üretiminin arttığı tarzda artar. Tungstenin (W) absorpsiyon tesir kesiti kurşunun absorpsiyon tesir kesitinden daha büyüktür ve sızıntı olmadan önce daha fazla nötron absorbe edilir.

4.2. Proton Demeti Enerjisinin Etkisi

Kaynak hedef eğer kalın hedef ise hem kurşun hem de tungsten 1,0 GeV'de yaklaşık olarak proton başına 15 nötron (15 n/p) üretir. Demet enerjisi arttıkça nötron üretimi hemen hemen lineer olarak artar. Ancak bu artış oranı demetin enerjisi 1 GeV'in üzerine çıkınca azalır. Demet enerjisi 2,5 GeV olduğunda Pb ve W hedefi sırasıyla 40 n/p ve 50 n/p üretirler.

Nötron kaynak hedefi reaktöre gerekli olan ekstra nötronları sağlamak için kritikaltı reaktörün içine yerleştirilir. Yüksek nötron akımı gerekli olduğu için Pb ve Pb-Bi gibi sıvı hedefler tercih edilir. Ancak sıvı hedefler demet penceresinde materyal problemine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef materyal görüşü olarak düşünülmektedir (40).

ADS' nin asıl amacı nükleer dönüşüm boyunca radyoaktif atıklardan ortaya çıkan tehlikeleri azaltmak ve nükleer enerji santrallerinin çalışma güvenliğini iyileştirmektir. Nükleer dönüşüm bir izotopun nükleer yapısını değiştirerek başka bir izotopa veya elemente dönüşümü olarak tanımlanır ve ilk kez 1919' da Rutherford tarafından α parçacığı kullanılarak ^{14}N çekirdeği ^{17}O 'ye dönüştürüldü. Yüksek enerjili hızlandırıcılar spallasyon işlemiyle birleştirildiğinde etkili bir dönüşüm için kullanılabilir.

Mermi ile hedef çekirdek arasındaki ilk çarpışma birçok direk reaksiyonlara yol açar (intranükleer kaskad), halbuki tek tek nükleonlar veya nükleonların küçük grupları çekirdeklerden çıkarılır. Nükleon başına birkaç GeV' in üzerindeki enerjilerde ayrıca çekirdek parçalaması oluşur. Reaksiyonun intranükleer kaskad safhası sonrası, çekirdekler uyarılmış durumda bırakılır. Daha sonra çekirdek buharlaşan nükleonlar ile (çoğunlukta nötronlar) taban durumuna döner. Spallasyon bir nükleer reaksiyon gibi ifade edilebilir. Bu reaksiyonda oluşan her bir parçacığın enerjisi o kadar yüksektir ki iki veya üç parçacık hedef parçacıktan çıkartılabilir ve bu esnada hedef çekirdeğin hem kütle numarası hem de atom numarası değişir.

Spallasyon işlemi intranükleer kaskad ve buharlaşma şeklinde iki safhalı bir süreç olarak tasvir edilebilir. Kalın hedefler için 20 MeV' in üstünde yüksek enerjili ikincil parçacıklar daha fazla spallasyon reaksiyonunu üstlenir. Bazı hedef materyaller için 20 MeV'in altındaki düşük enerjili spallasyon nötronları (kasad –buharlaşma nötronları gibi) düşük enerjili (n,xn) reaksiyonlar ile nötron üretimine katkıda buluna bilir. 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 materyallerdir. Yüklü parçacıkların çoğu hedef içinde veya hedefin boşluğunda Coulomb etkileşmesinin etkisi sonucunda yavaşlatılır ve durdurulur. Nötronlar ise yüksüz oldukları için hedef içine ve çevrelenen kritikaltı kor içine girerler. Eğer spallasyon hedef kritikaltı korun merkezine yerleştirilirse daha sonra bir nötron çoğaltıcısı gibi davranır. Bu çoğalma nötron kayıplarının spallasyon hedeften elde edilen yeni nötronların miktarı ile dengelenir. Nötron çoğalması esnasında kor içinde meydana gelen fisyon ile elde edilen enerji proton demeti üretmek için tüketilen enerjiden daha çoktur. Spallasyon hedef ile elde edilen dış nötronlar sistemin sürekli gücünü (enerjisini) sürdürür ve kritik reaktörlerdeki gecikmiş nötronlar gibi aynı rolü oynar. Sonuç olarak, etkin k_{eff} 1'in çok altında değerlere sahip olabilir.

Hem hedeften hem de kritik altı kor içindeki yakıttan ortaya çıkan nötronlar bir fisyon enerji spektrumundan ele alınan protonun enerjisine kadar değişen yüksek enerjilere sahiptir. Nötronun enerjisi bir moderatör yerleştirmekle termal reaktördeki gibi aynı tarzda azaltılabilir. Bunun avantajı düşük nötron enerjisindeki reaksiyon tesir kesitlerinin yüksek nötron enerjisindeki reaksiyon tesir kesitinden daha büyük olmasıdır. Böylece düşük nötron enerjisinde verilen reaksiyon oranı için daha az fisyonla uğrayabilen materyale ihtiyaç duyulur. Yani bu tip sistemde kendi kendini besleyen bir termal reaktördekinden daha yüksek nötron akıları elde edilebilir (41).

ADS için lineer ve siklotron hızlandırıcıları amaçlanmaktadır. Hızlandırıcıların optimal parametrelerini nükleer açıdan tahmin etmek kolaydır. Bunlar ise; Proton enerjisi 1-1,5 GeV civarında olmalı çünkü 1 GeV'in üzerindeki enerjilerde proton başına nötronların sayısında önemli bir kazanç olmamaktadır, ve proton akımı istenilen demet gücüne bağlı olmalı bu da protonların 5-10 mA' ne denk gelir. Bugün en güçlü hızlandırıcılar 800 MeV

ve 1-1,5 mA proton demetinde çalışan Los Alamos National Laboratuvarındaki Linac ve 590 MeV enerjili, 1,5 mA proton demetli Paul Scherer Enstitüsünde Cyclotron dur. Her iki hızlandırıcı tipi nükleer enerji sistemleri için yaygın olan gerekli şartları karşılamak için yoğun gelişmeleri gerektirir. Hızlandırıcı kaynaklı sistemlerde hızlandırıcının güvenilirlik ve yapabilirliği önemli bir konudur. Avrupa gruplarının çoğu siklotronun avantajları üzerine odaklanmışlardır.

4.3. Kaskad Safhası

Proton çekirdek içinden geçerken diğer nükleonlar ile çarpışabilir veya çarpışmayabilir de. Proton çekirdek içerisine girdiğinde yol uzunluğu $\lambda \ln\left(\frac{1}{p_n}\right)$ olarak rasgele belirlenir. Buradaki p_n rasgele bir sayıdır. Eğer seçilen yol uzunluğu çekirdek sınırı üzerinde proton taşırsa bir çarpışma var demektir. Parçacığın çekirdeğe girmesi üzerine kinetik enerjisine ilaveten parçacık nükleer potansiyeli kaldırır. Nükleer potansiyel Fermi enerjisi ve bağlanma enerjisinin toplamı olarak alınır. Bu potansiyel nükleonları bir arada tutan kuyunun derinliğidir ve hedef nükleonlar Pauli dışarlama ilkesine tabi Fermi enerjisine kadar tüm enerjilere sahiptir. Nükleonun enerjisi (proton için) nükleer potansiyel ve Coulomb engelini toplamı altına düştüğünde kaskad safhası nükleon için tamamlanır.

4.4. Buharlaşma Safhası

Kaskad safhası sonunda atık çekirdek bir uyarma enerjisine sahiptir.

$$U = T_0 - \sum_{i=1}^{I=N} T_i - (N-1)B - T_N \quad [4.1]$$

Burada T_0 protonun (mermi parçacığının) enerjisi, T_i i . kaskad parçacığının kinetik enerjisi ve N kaskad parçacıklarının sayısı, B bir nükleonun bağlanma enerjisi ve T_N atık çekirdeğin kinetik enerjisidir (42). Spallasyon, gelen parçacığın hedef çekirdek ile reaksiyonu sonucu bir anda çok sayıda yüksek enerjili nükleonların üretilmesidir ve fisyonla kıyasla daha fazla nötron üretmek için uygulanan bir tepkimedir.

Bu hızlı nükleonlar hedef içinde inter-nükleer kaskad sürecinin gelişiminde önemli rol oynarlar. İkinci safhada, çarpışmada üretilen atık çekirdek fisyon yolu ile veya düşük enerjili nötron ve protonların buharlaşmasıyla tekrar uyarılır. Fisyon oluşturmak veya protonları buharlaştırmak için sistem Coulomb ve fisyon barierini aşacak ekstra enerjiye ihtiyaç duyacağı için nötron buharlaşması istenilen durumdur. Buharlaşan nükleonların enerjisi birinci çarpışmada atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir ve birkaç MeV mertebesinde olur (43).

Hedef içinde inter-nükleer kaskadı ifade etmek için hedef ile merminin etkileşmesinde enerji dengesi tahmin edilmelidir. Eğer nükleer etkileşmenin 15 cm' de meydana geldiği gözönüne alınacak olursa, 1 GeV enerji ile gelen parçacığın reaksiyon öncesi kaybolan ortalama enerjisi 200 MeV olur. Ayrıca birinci spallasyon reaksiyondaki enerji kaybı 200 MeV civarındadır. Bu uyarma (excitation) enerjisi farklı atık çekirdeğin geniş bir popülasyonuna yol açar. Geri kalan 600 MeV' lik kinetik enerji reaksiyonun birinci safhasında yayılan anlık beş nükleon arasında bölüşülür ve anlık nötronlar hedef içinde ikinci reaksiyonlara yol açarlar (inter-nükleer-kaskad). Kurşun hedefi üzerine 1 GeV enerji ile gelen bir proton ortalama iki spallasyon reaksiyonu oluşturur. Yüksek enerjide oluşan ilk reaksiyon hedefte üretilen atık çekirdeği belirler. Düşük enerjide (200 MeV) oluşan ikinci reaksiyon hedef çekirdeğin atomik sayısına ve kütlesine çok yakın atıkları üretir ve nötronların çoğalmasına katkıda bulunur (42).

5. NÜKLEER KASKAD

5.1. Çekirdeğin Denge Öncesi Bozunması Ve İntranükleer Kaskad

Denge öncesi nükleer bozunma ve intranükleer kaskad modeller arasındaki etkileşimleri anlamak için durulma (relaxation) olayını ifade edecek farklı denklemlerde ortaya çıkan asıl fiziksel tahminler kısaca ifade edilebilir. Uyarılmış bir nükleer sistem $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ Hamiltoniyen ile ifade edilsin, burada \hat{H}_0 kararlı nükleer bileşenlere atfedilir. E kararlı enerjinin diyagonal olan temsili seçilmiş olsun, $\hat{H}_0|E\alpha\rangle = E|E\alpha\rangle$. Burada bir nükleer durumun tüm işaretleri enerji hariç α 'da dahil edilmiştir. Dinamiksel Liouville denklemi ile başlayarak ve istatistiksel mekanik metodları kullanarak, $P(E, \alpha, t)$ yoğunluk matrisinin diagonal elementlerinin master denklemini sağlayacağı görülebilir (44). Burada P ; $E\alpha$ durumunda t anında bir sistemin bulunma ihtimali olarak bilinir.

$$\frac{\partial P(E, \alpha, t)}{\partial t} = \sum_{\alpha' \neq \alpha} [\lambda(E\alpha, E\alpha')P(E, \alpha', t) - \lambda(E\alpha', E\alpha)P(E, \alpha, t)] \quad [5.1]$$

Burada, enerji korunum ihtimali oranı zamana bağlı perturbasyon teorisinin birinci mertebesinde tanımlanır.

$$\lambda(E\alpha, E\alpha') = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle E\alpha | \hat{V} | E\alpha' \rangle|^2 w_\alpha(E) \quad [5.2]$$

burada matris elemanı $\langle E\alpha | \hat{V} | E\alpha' \rangle$ enerjide bir düz fonksiyon olduğuna inanılır ve sistemin son durum yoğunluğudur. Denklem 5.1 eksiton modeli olarak bilinen denge öncesi bozunma modellerinin geniş bir sınıfının matematiksel temelidir. Bu modeller içinde, uyarılmış bir nükleer durum uyarma enerjisiyle belirlenebilir ve uyarılan p parçacıkları ve h hollerin sayısı

($n=p+h$ uyarımların sayısı) ile belirlenir. Yani $\alpha \equiv n$ intranükleer geçişler altında $\Delta_n = 0, \pm 2$ seçim kuralında artış verir.

Tüm mevcut nükleer durumlar için önceki denk ihtimal hipotezi ile, asıl problem Denklem 5.2'deki $w_\alpha(E)$ istatistiksel faktör biçimine indirgenir. Denklem 5.3'deki açık bir sistem durumunda $\alpha \rightarrow v_1, v_2, \dots, v_n$ oluşum sayısının temsiline Denklem 3'de geçerek, ikiden daha fazla parçacık arasındaki çarpışmalar ihmal edildiğinde Uehling-Uhlenbeck şeklindeki Boltzmann denklemi elde edilir.

$$\frac{\partial \langle v_k \rangle}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{ij} [A_{ij \rightarrow kl} \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle (1 + \Theta \langle v_k \rangle) (1 + \Theta \langle v_l \rangle) - A_{kl \rightarrow ij} \langle v_k \rangle \langle v_l \rangle (1 + \Theta \langle v_i \rangle) (1 + \Theta \langle v_j \rangle)] \quad [5.3]$$

$\langle v_k \rangle$ ortalama işgal sayısı için denklemin bu şekli Harp-Miller-Bern'in denge öncesi bozunma modelinin başlangıç noktasıdır (45). ($\Theta = 0$) klasik limitte single-parçacık durumları \mathbf{r} konum vektörü ve \mathbf{p} lineer momentum ile özelleştirilebilir ve single parçacık dağılım fonksiyonu

$$\langle v_k \rangle = f(\vec{r}_k, \vec{p}_k, t) d\vec{r}_k d\vec{p}_k \equiv f_k d\vec{r}_k d\vec{p}_k \quad [5.4]$$

ile verilebilir. Denklem; sistemin homojen olduğu kabul edilip korunum kanunları hesaba katılarak iki parçacıklı saçılma için aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_k}{\partial t} &= \iiint d\vec{p}_i d\vec{p}_j d\vec{p}_l A_{ij \rightarrow kl} (f_i f_j - f_k f_l) \delta(\vec{p}_i + \vec{p}_j - \vec{p}_l) \delta(T_i + T_j - T_k - T_l) \\ &= \iint d\vec{p}_l d\Omega_{v_{rel}} \frac{d\sigma(v_{rel})}{d\Omega} (f_i f_j - f_k f_l) \end{aligned}$$

[5.5]

burada $v_{rel} = |\vec{p}_i - \vec{p}_j|/m$, $T_k = p_k^2/2m$ ve diferansiyel tesir kesiti $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ birinci Born yaklaşımında tanımlanır. Klasik yaklaşımda lokal $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{p}/m) \cdot \nabla_{\vec{r}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}}$ türevi ile hesaba katılır. Burada \vec{F} bir dış kuvvettir. Böylece Boltzmann denklemi

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}_k}{m} \cdot \nabla_{\vec{r}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}} \right) f_k = \iint d\vec{p}_l d\Omega v_{rel} \frac{d\sigma(v_{rel})}{d\Omega} (f_i f_j - f_k f_l) \quad [5.6]$$

elde edilir. İntranükleer kaskad modeli bu denklem üzerine kuruludur fakat aşağıdaki tarzda lineerleştirilmiştir. Hızlı (kaskad) parçacıklar ve hedef çekirdek nükleonları iki farklı parçacık türü olarak düşünülür ve aynı tip parçacıklar arasındaki çarpışmalar ihmal edilmiştir. Nükleer oluşumların (maxwellian) denge dağılım fonksiyonu $f^T(\vec{r}, \vec{p})$ ile ifade edilmektedir. Öyleyse kaskad parçacıkların dağılım fonksiyonu için $f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ Denklem 5.6' dan faydalanarak aşağıdaki gibi

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_{\vec{r}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}} \right) f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t) = \rho^T(\vec{r}) \langle \sigma v_{rel} \rangle f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t) + Q(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad [5.7]$$

yazılabilir. Single parçacık dağılım fonksiyonun normalizasyonuna göre

$$\rho^T(\vec{r}) = \int d\vec{p} f^T(\vec{r}, \vec{p}) \quad [5.8]$$

lokal parçacık sayısı yoğunluğudur. Denklem 5.7'nin ortalaması alınarak hedef çekirdeğin nükleonlarının dağılım fonksiyonu

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle = \frac{1}{\rho^T(\vec{r})} \int d\vec{p} f^T(\vec{r}, \vec{p}) \sigma(v_{rel}) v_{rel} \quad [5.9]$$

şeklinde elde edilmiştir ve $\sigma(v_{rel})$ tesir kesiti dışarılama ilkesine müsaade eder. Denklem 5.7'nin sağ tarafındaki kaynak fonksiyon aşağıda yazılan şekildedir.

$$Q(\vec{r}, \vec{p}, t) = \iint d\vec{p}_i d\Omega v_{rel} \frac{d\sigma(v_{rel})}{d\Omega} f^T(\vec{r}, \vec{p}_i) f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}_j, t) \quad [5.10]$$

Denklem 5.7'deki diferansiyel denklem tek integralli denkleme dönüştürülebilir. Özellikle, eğer hızlı parçacık akısı yarı sonsuz dilimli nükleer madde ile çarpışırsa geritepen nükleonları ihmal ederek ve basitlik olsun diye $\rho^T = \text{sabit}$ ve $\vec{F} = 0$ farzederek kaskad parçacıkları için aşağıdaki ifade yazılabilir.

$$\begin{aligned} f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}_j, t) = & N_0 \delta(\vec{p} - \vec{p}_0) \exp\left[-\int_0^t dt' \rho^T \langle \sigma v_{rel} \rangle\right] \\ & + \int_0^t dt'' \rho^T \rho^{cas}\left(\vec{r} - \frac{\vec{p}}{m}(t-t''), t''\right) Q\left(\vec{r} - \frac{\vec{p}}{m}(t-t''), \vec{p}, t''\right) \\ & \times \exp\left[-\int_r^t dt' \rho^T \langle \sigma v_{el} \rangle\right] \end{aligned} \quad [5.11]$$

Burada $\rho^{cas}(\vec{r}, t)$; Denklem 5.7'deki $f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ile ilgilidir. Verilen \vec{r} noktasında \vec{p} momentumuna sahip parçacıkların sayısı bu noktaya ulaşan N_0 demetin (sönümlü exponensiyel faktörlü) ve ilgili parçacıkta ortaya çıkan her çeşit geri saçılmaların toplamıdır.

Dengede olmayan süreçleri tanımlayan hem eksiton hem de kaskad modelleri genel tahminlere sahiptir. Ana tahminler zayıf birleşme sınırları ve sadece iki parçacık etkileşmesinin hesabıdır. Ancak bazı noktalarda bu modeller birbirilerini tamamlarlar. Kaskad modeli hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar fakat kaskad parçacıkları arasındaki etkileşmeleri ihmal eder. Diğer taraftan; eksiton modeli uyarılmış bir çekirdeği atık hh,ph ve

pp (yani "parçacık-hol" serbestlik derecesi dahil edilmiştir) etkileşmeleri hesaba katan quasi-parçacık gazı gibi düşünür. Kaskad modelin şartları parçacığın kinetik enerjisi nükleonun bağlanma enerjisini aştığı yüksek enerjilerde daha iyi yerine getirilir. Geniş bir enerji bölgesinde yayılan parçacıkların nükleer reaksiyon özelliklerinin tanımını geliştirmek için bu iki modeli birleştirmek önemlidir (46).

5.2. Kaskad-Eksiton Modelin Formülasyonu

Parçacık çekirdek içine girdiği zaman bir veya birkaç intranükleer çarpışmalara maruz kalabilir. Bu çarpışmalar da uyarılmış birçok quasi-parçacığın oluşumunu artırır. Atık çekirdek (residual) etkileşmeden dolayı bu durum bileşik çekirdeğin oluşumuna kadar daha karmaşık bir duruma doğru gider. Bu sürecin her bir safhasında bir parçacık yayınlanabilir. Çekirdekten çıkıncaya veya yakalanıncaya kadar birincil parçacıkların ve bunların neticesinde çıkan ikincil parçacıkların ve son oluşumların davranışı intranükleer kaskad modeli çerçevesinde ele alınır. Intranükleer çarpışmalardan dolayı üretilen hollerin ve yakalanan nükleonların sayısı bize geri kalan uyarılan çekirdeğin başlangıç parçacık-hol (p-h) konfigürasyonunu verir.

Böylece kaskad-eksiton modeli (CEM) nükleer reaksiyonu kaskad, denge öncesi ve denge gibi üç safhalı süreç olarak düşünür. Bu sebeple genel durumda bu üç safha deneysel olarak ölçülen herbir değere katkıda bulunur ve şöyle ifade edilir.

$$\sigma(\vec{p})d\vec{p} = \sigma_{in} [N^{cas}(\vec{p}) + N^{prq}(\vec{p}) + N^{eq}(\vec{p})]d\vec{p} \quad [5.12]$$

Kaskad etkileşme safhası intranükleer kaskad modelin Dubna versiyonu ile tanımlanır (47) Denklem 5.11 integral denklem sisteminin Monte Carlo çözümü $f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ tek-parçacık dağılım fonksiyonunu verir. Bu fonksiyon ile

gerekli olan özellikler ifade edilebilir. Bütün kaskad hesaplamalar üç boyutlu geometride gerçekleştirilir. Nükleonların intranükleer çarpışmaları üzerinde dışarlama ilkesinin etkisi gibi çekirdek menzilin ve nükleer potansiyelin dağılımı hesaba katılır. Son etkileşme safhaları modife edilen eksiton çerçevesinde düşünülebilir (48).

Geçiş ihtimalleri $\lambda(E\alpha, E\alpha')$ zamandan bağımsız olduğu müddetçe, sistemin $E\alpha$ durumunda bekleme zamanı $\hbar/\Lambda(\alpha, E) = \hbar/\sum_{\alpha'} \lambda(E\alpha, E\alpha')$ ortalama zamanlı eksponansiyel dağılıma (Poisson akısı) sahip olur. Bu olay Denklem 3 ile ilgili olan sistemi çözmenin basit bir metodunu yani Monte Carlo tekniğiyle rasgele sürecin similasyonunu hatırlatır. Bu işlemde eksiton modelini $\Delta n = 0, \pm 2$ li tüm nükleer geçişlere ve parçacık yayınlanmasından dolayı nükleer durumların tükenmesine ve parçacıkların çoklu yayılmasına genelleştirmek mümkündür. Bu durumda Denklem 5.1 aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(E, n, t)}{\partial t} = & -\Lambda(n, E)P(E, n, t) + \lambda_+(n-2, E)P(E, n-2, t) \\ & + \lambda_0(n, E)P(E, n, t) + \lambda_-(n+2, E)P(E, n+2, t) \\ & + \sum_j \int dT \int dE' \lambda'_c(n, E, T) P(E', n+n_j, t) \delta(E' - E - B_j - T) \end{aligned} \quad [5.13]$$

$n=p+h$ uyarımalı durumda uyarılmış sistemin süresi aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{\hbar}{\Lambda(n, E)} \equiv \frac{\hbar}{\Lambda(p, h, E)} = \hbar \left[\lambda_+(p, h, E) + \lambda_0(p, h, E) + \lambda_-(p, h, E) + \sum_j \Gamma_j(p, h, E) \right]^{-1} \quad [5.14]$$

Burada kısmi geçiş ihtimallerine göre Δn ile değişen eksiton sayısı;

$$\lambda_{\Delta n}(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\Delta n}|^2 w_{\Delta n}(p, h, E) \quad [5.15]$$

ve sürekli halde j tipi nükleonun emission oranı denge prensibine göre tahmin edilir.

$$\Gamma_j(p, h, E) = \int_{V_j^c}^{E-B_j} \lambda_c^j(p, h, E, T) dT$$

$$\lambda_c^j(p, h, E, T) = \frac{2s_j + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_j \mathfrak{R}_j(p, h) \frac{w(p-1, h, E - B_j - T)}{w(p, h, E)} T \sigma_{inv}(T) \quad [5.16]$$

burada s_j, B_j, V_j^c, μ_j sırasıyla spin, bağlanma enerjisi, Coulomb engeli ve yayılan parçacığın indirgenmiş kütesidir. $\mathfrak{R}_j(p, h)$ faktörü j tipinde nükleon olacak şekilde eksiton seçiminin şartını sağlar. Bu faktör Monte Carlo tekniğiyle kolay bir şekilde hesaplanabilir. g single-parçacık yoğunluklu eşit bir durum şeması farzedilerek n-eksiton durumunun durum yoğunluğu şöyle ifade edilebilir (49).

$$w(p, h, E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p! h! (p+h-1)!} \quad [5.17]$$

Bu ifade Denklem 5.16'da yerine konulmalıdır. Geçiş oranları için, intranükleer eksiton-eksiton saçılmasının seçim kurallarını hesaba katmakla durumların sayısına ihtiyaç duyulur. Uygun bir formül Williams tarafından çıkarılmış ve daha sonra dışarlama ilkesi için düzeltilmiştir (50,51).

$$w_+(p, h, E) = \frac{1}{2} g \frac{[gE - A(p+1, h+1)]^2}{n+1} \left[\frac{gE - A(p+1, h+1)}{gE - A(p, h)} \right]^{n-1} \quad [5.18]$$

$$w_0(p, h, E) = \frac{1}{2} g \frac{[gE - A(p, h)]}{n} [p(p-1) + 4ph + h(h-1)]$$

$$w_-(p, h, E) = \frac{1}{2} gph(n-2)$$

burada $A(p, h) = \frac{1}{4}(p^2 + h^2 + p - h) - \frac{1}{2}h$ dir. Farklı $\Delta n(M_+ = M_- = M_0)$ 'li matris elemanlarının farkını ihmal ederek hedef çekirdeğin nükleonu hakkında bir nükleonun yarı serbest (quasi-free) saçılma ihtimali ile $\lambda_+(p, h, E)$ 'in geçişi ile ilgili verilen nükleer durumun değeri tahmin edilerek şu ifade

$$\frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}} = \frac{\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g[gE - A(p+1, h+1)]}{n+1} \left[\frac{gE - A(p+1, h+1)}{gE - A(p, h)} \right]^{n-1} \quad [5.19]$$

yazılabilir. Burada V_{int} etkileşme hacmidir ve Denklem 5.19'un sol tarafının ortalaması alınıp dışarlama ilkesi hesaba katılarak tüm uyarılmış durumlar elde edilir. Denklem 5.15, 5.17 ve 5.19'u birleştirerek geçiş oranları için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\lambda_+(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}},$$

$$\lambda_0(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}} \frac{n+1}{n} \left[\frac{gE - A(p, h)}{gE - A(p+1, h+1)} \right]^{n+1} \frac{p(p-1) + 4ph + h(h-1)}{gE - A(p, h)},$$

$$\lambda_-(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}} \left[\frac{gE - A(p, h)}{gE - A(p+1, h+1)} \right]^{n+1} \frac{ph(n+1)(n-2)}{[gE - A(p, h)]^2} \quad [5.20]$$

Böylece, Denklem 5.13 için $t_0 = t_{cas}, n_0, E_0$ başlangıç şartları kaskad modeli için hesaplanır. Denklem 5.13'ün Monte Carlo çözümü $P(E, n, t)$ n-eksiton durumları için populasyon ihtimallerini verir.

5.3. Eksiton Model

Eksiton model gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin giderek artan karmaşıklıkta bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşılabilirliğini varsayar, bu basamakların her birinden de yayınlanma mümkün olabilir (52). Farklı karmaşıklıkta uyarılmış parçacık ve deşik sayılarına göre sınıflandırılır. Eksiton modelde reaksiyon bir çiftlenimli diferensiyel denklem sistemi ile tanımlanır.

$$\frac{dP}{dt} = \lambda^+ (n-2) P(n-2, t) + \lambda^- (n+2) P(n+2, t) - [\lambda^+ (n) + \lambda^- (n) W(n)] P(n, t) \quad [5.20]$$

Burada $P(n, t)$ n ($n = p + h$) eksiton durumunda bulunma olasılığı, λ^+ , λ^- $n \rightarrow n+2$ ve $n \rightarrow n-2$ geçiş hızları parçacıkların $W(n)$ n eksiton durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızıdır.

Master denklem sistemi için başlangıç şartı

$$P(p, h, 0) = \delta(p, p_0) \delta(h, h_0) \quad [5.21]$$

nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ dir. Açı integralli tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_a \sum_n W_b(n, \varepsilon) \tau(n) \quad [5.22]$$

bağıntısıyla hesaplanır, σ_n reaksiyon tesir kesiti ve $\tau(n)$ n eksiton durumunda ortalama ömrüdür ve

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{\infty} P(n, t) dt \quad [5.23]$$

ile tanımlanır, $W_b(n, \varepsilon)$ b parçacığının n'yinci eksiton basamağından ortalama yayınlanma hızıdır.

Geçiş hızları Fermi'nin Altın kuralı kullanılarak hesaplanır:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 Y \quad [5.24]$$

burada M^2 ilk son durumlar arasındaki iki-cisim etkileşmelerine ait matris elamanının karesinin ortalaması Y geçiş için kabul edilebilir faz uzayıdır. Kabul edilebilir faz uzayını hesaplamak için Williams'ın (50) eşit aralıklı tek-parçacık durum yoğunluğu ifadesi kullanılır.

$$\omega(p, h, E) = \frac{g^n (E - A_{p,h})^{n-1}}{n! h! (n-1)!} \quad [5.25]$$

burada $A_{p,h}$ Pauli ilkesi düzeltme faktörü, E sistemin uyarılma enerjisi, g tek-parçacık düzey yoğunluğudur ve Fermi gazı düzey yoğunluğu parametresi a ile $g = 6a/\pi^2$ şeklinde bağıntılıdır.

$$A_{p,h} = E_p(p, h) - \frac{p^2 + h^2 + n}{4g} \quad [5.25.a]$$

ile verilir, $E_p(p, h) = [\text{maks}(p, h)]^2 / g$ Pauli ilkesi için gerekli konfigürasyon oluşması için minimum enerjidir. Literatürde $A_{p,h}$ için başka bir ifade (54).

$$A_{ph} = \frac{p^2 + h^2 + p - 3h}{4g} \quad [5.25.b]$$

şeklindedir. $\Delta n = \pm 2$ geçişleri için geçiş hızları

$$\lambda^+(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \frac{g^3 [E - E_p(p+1, h+1)]^2}{2(n+1)}$$

$$\lambda^-(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \frac{g p h (n-2)}{2} \left[1 - \frac{(n-1)(p-1)(p-2) + (h-1)(h-2)}{(n-2) 8g [E - E_p(p, h)]} \right]$$

[5.26]

Burada M^2 ilk ve son durumlar arasındaki iki-cisim etkileşmesi için matris elamanıdır, E_p belirtilen konfigürasyonlar için Pauli enerjisidir. M^2 $e = \frac{E}{n}$ 'nin fonksiyonu olarak aşağıdaki bağıntılar ile verilir;

$$M^2 = \frac{k}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7 \text{ MeV}}} \sqrt{\frac{e}{2 \text{ MeV}}} \quad e < 2 \text{ MeV}$$

$$= \frac{k}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7 \text{ MeV}}} \quad 2 < e < 7 \text{ MeV}$$

[5.27]

$$= \frac{k}{A^3 e} \quad 7 < e < 15 \text{ MeV}$$

$$= \frac{k}{A^3 e} \sqrt{\frac{15 \text{ MeV}}{e}} \quad e < 15 \text{ MeV}$$

e MeV cinsindedir, k genellikle 130-160 MeV³ değerleri alır. b türündeki parçacıklar ve e yayınlanma enerjisi yayınlanma hızı ayrıntılı denge uyarınca

$$W_b(n, \varepsilon) = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \sigma_b(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega(p - p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} Q_b(p) \quad [5.28]$$

ile hesaplanır, burada s_b , μ_b ve p_b sırasıyla yayınlanan parçacığın spin, indirgenmiş kütle ve nükleon sayısıdır, U kalan çekirdeğin uyarılma enerjisi, $\sigma_b(\varepsilon)$ ters reaksiyon tesir kesiti ve $Q_b(p)$ nötron-proton ayırt edebilme faktörüdür (55).



6. HEDEF

ADS spallasyon hedefi için iki farklı teknik çözüm araştırılabilir. Birisi, sodyum ile soğutulmuş ve paslanmaz çelik içinde bir katı tungusten hedef, diğeri; sıvı metal hedef bu hedefte hedef akısı ayrıca birinci soğutucu halka olarak kullanılır. Katı tungusten hedef tasarımı detaylı bir şekilde APT projesinde geliştirilmiştir, ancak bu çözüm ADS için çok cazip değildir. ADS için tercih edilebilir hedef sıvı metal hedef olmalıdır ve çoğu durumlar için sıvı Kurşun-Bizmut karışımı (LBE) amaçlanmıştır. Diğer hedef olarak seçilecek metaller sıvı kurşun-magnezyum karışımı ve civadır. Hedef tasarımında teknolojik olarak anahtar problem hedef penceresinin tasarımıdır. Hedef pencere proton ışımaya ve geri saçılan nötronların radyasyon zararına, hızlandırıcı hareketi sonucu oluşan termal basınçlar ve LBE çevresindeki aşınmaya dayanabilmelidir (56).

ADS hızlandırıcı kaynaklı sistemler etkili ve güvenli bir şekilde nükleer atıkların dönüşümünü yapacak yeni imkanlar açar. Mevcut su reaktörlerinden oluşan atıklar etkili bir şekilde ADS' de dönüştürülebilir.

Nükleer ve parçacık fiziği ADS'nin gelişiminde önemli bir role sahip, özellikle;

- Nükleer modellerin geliştirilmesi, nükleer data kütüphaneleri oluşturmak, 300 MeV'e kadar orta enerjili bölgelerde parçacık etkileşmelerinin yeni kompüter programlarını tasarlamak ve iyileştirmek.
- Yüksek güvenilirli ve düşük demet kayıplı, yüksek akıllı hızlandırıcıların geliştirilmesi.
- Spallasyon nötron hedeflerin geliştirilmesi.
- Nükleer yakıt devresine yeni yaklaşımlar.

Bu önemli konuların en kısa zamanda çalışılması gereken konular olduğu açıktır (56). Civa hedefi spallasyon nötron saçılması için tercih edilir bir görüş olduğu görülmektedir. (LBE) Kurşun – Bizmut karışımının büyük avantajları

kimyasal atalet, yüksek kaynama sıcaklığı, düşük erime sıcaklığı (123,5 °C), iyi ısı iletkenliği ve katılaştığında ani bir hacim genişlemesinin olmayışıdır.

Nükleer enerji santrallerin işletim sonrasında ortaya çıkan harcanan yakıt nükleer atığa asıl katkısı oluşturur. Harcanan yakıttan ortaya çıkan tehlikelerin çoğu sadece birkaç elementten kaynaklanır. Bu elementler de plutonyum, neptünyum, amerkiyum, curium ve ton başına gram seviyelerinde yoğunluktaki teknyum gibi bazı uzun yarı ömürlü fisyon ürünleridir. Radyoaktif atıkların uzaklaştırılması uzun bir süre için derin yer altı izolasyonları gerektirir. Bu elementlerin tehlikesinin bir ölçümü onların kimyasal ölçümünden ziyade radyoaktif yapılarından ortaya çıkan radyoaktif zehirlenme (radyotokistlik) ve zehirlenme (tokistlik) ile sağlanır. İlk 100 yıl esnasında fisyon ürünlerin radyoaktif zehirlenmesi (radyoaktif zehirlenme: radyoaktif maddenin çeşitli yollarla insan yada hayvan vücuduna girmesi sonucu oluşan zehirlenme) toplam radyoaktif zehirlenmeye baskın gelir. Bundan dolayı onların radyoaktif zehirlenmesi azalır ve aşağı yukarı 300 yıl sonra referans seviyesine ulaşır. Uzun süreli radyoaktif zehirlenme plutonyum ve amerikiyum izotopları yani aktinitler tarafından baskın hale gelir. Radyoaktif zehirlenme referans seviyesine sadece 100 000 yıldan daha çok bir dönem sonrası nükleer yakıt harcanmasıyla ulaşılır. Bu ADS gibi yakıcı reaktörlerin gelişiminin ve bölünme ve dönüşüm programlarının nedeninin temelidir.

6.1. Nötron Verimi

ADS reaktörleri ile ilgili olarak en önemli deneysel gözlem proton-çekirdek başına üretilen nötronların sayısıdır. Nötron çoğalmalarının son ölçümleri 1-5 GeV arasında ince ve kalın Kurşun için U.D. Hilscher tarafından yapılmıştır (57). Deneysel ve teorik hesaplamalarla bulunan nötron sayısı Çizelge 6.1'de verilmiştir.

Çizelge 6.1. İnce Kurşun hedefe gönderilen GeV mertebeli protonlar ile deneysel ve teorik hesaplanan nötron çoğalmaları (57)

Enerji	Deney	PSI	LANL	Dubna	Jaeri	BNL
0,80 GeV		13,6	14,7	12,1	11,46	13,9
1,22 GeV	14,5	16,27	18	14,9	13,89	17,31
1,60 GeV		18,7	21	17,5	16,1	20,4

PSI hesaplaması; Bertini INC programı kullanılarak, LANL hesaplaması; LAHET programı kullanılarak, DUBNA hesaplaması; CEM92M programı kullanılarak, Jaeri hesaplaması; INC+EVAP programı kullanılarak ve BNL hesaplaması da Pearlstein tarafından kurulan sistematik programı kullanılarak yapılmıştır.

Hızlandırıcının akımını değiştirmekle enerji yükseltecinin enerji verimini kolay ve hızlı bir şekilde değiştirmek mümkündür.

6.2. Harcanan Yakıtın Radyoaktif Zehirlenmesi

Bir çekirdeğin radyoaktif zehirlenmesi onun yıllık limit zararlı alım değeri ile belirlenir (ALI). Bir çekirdeğin radyoaktif zehirlenmesi şu şekilde ifade edilir. Radyoaktif zehirlenme=(0,02 Sv)/ALI burada A; Bq içinde ifade edilen nüklidin aktivitesidir. 0,02 Sv faktörü iç sürecinde maruz kalınan yıllık limittir. Np az miktarda üretilir fakat su içerisinde çözünebilir ve diğer aktinidlerden daha çok tehlikelidir. Toryum yakıt devresinde üretilen Np Uranyum yakıt devresinde üretilen Np miktarından daha az miktardadır (58). Basınçlı su-enerji yükseltecinde (PW-EA) hafif su moderatörü önemli ölçüde epitermal ve hızlı nötron bileşikli bir termal nötron spektrumu ile sonuçlanır. Bundan dolayı basınçlı su-enerji yükseltecinde ve (F-EA) hızlı enerji yükseltecinde ^{232}Th ile daha yüksek enerjili nötron (n,2n) reaksiyonları mümkündür ve ^{231}Pa 'da artış verir. Bu izotoplar Toryum yakıt devresinde önemli bir anahtar rolü oynar. Enerji yükseltecinde Plutonyum katkısı yoktur. Hem (PW-EA) hem de (F-

EA)'da ^{232}Th ile (n,2n) reaksiyonunda daha yüksek enerjili nötronlar tarafından üretilen ^{231}Pa izotopu ($3,3 \times 10^4$ y) Pa'a katkıda bulunur. Harcanan Toryum yakıtı Uranyum yakıtından daha az radyoaktif zehirlenme etkisine sahiptir. Azalan zehirlenme yaklaşık olarak 50 kat kadardır. (LBE) spallasyon hedefin önemli bir dezavantajı ^{210}Po 'nun oluşmasıdır. (LBE) aşınma kontrolü hakkında spallasyon ürünlerin etkisi araştırılacak anahtar problemlerin birisidir.

6.3. Atık Kütle ve Yük Dağılımları

Spallasyon reaksiyonların diğer önemli özellikleri ağır atıkların yapısıdır. Bu özellik hafif parçacık emission oranlarını yansıtır ve spallasyon reaksiyon atıklarının radyoaktif zehirlenmesini belirler. Özellikle Kurşun gibi ağır hedef çekirdek için ^{194}Hg 'nin miktarı bir anahtar niceliktir. Çünkü ^{194}Hg 520 yıllık bir yarı ömre sahip ve yarı ömrü 38 saat, bozunma enerjisi 2.5 MeV olan ^{194}Au 'ya bozunur. Böylece ^{194}Hg 'nin bozunması hem uzun ömürlü hem de enerjiktir. Son zamanlarda fisyon çalışmaları ve nötronca zengin çekirdek sentezleri için GSI'da desteklenen çok mükemmel invers kinematik tekniği atık sorusunu başarmak için kullanılmıştır. Bu teknik ağır atıkların ve fisyon parçalarının tüm verimlerinin belirlenmesinde yardımcı olur. Bu verimler hemen reaksiyon sonrası ölçülürler, böylece radyokimyasal ölçümlerden elde edilenlerle direk karşılaştırılmazlar.

7. TORYUM

7.1. Toryum Elementi

Toryum, aktinit sınıfından, periyodik cetvelin 39. sıradaki elementidir. 13 adet radyoaktif izotopu (^{223}Th - ^{235}Th) vardır. ^{232}Th 'nin yarı ömrü 14 milyar yıldır ve ^{233}Th ise ömürsüzdür. Toryum genelde doğada ThO_2 (Toria), ThSO_4 (Thorit) olarak bulunmaktadır. ThO_2 x-ışını opak madde özelliğine sahiptir, $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ nitrat tuzu ise nükleer yakıt atığıdır. Amerika Birleşik Devletlerinde atıklar, $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ (Nitrat tuzu) şeklinde depolanmaktadır ve bu atıklardan yüz binlerce tondan fazla bulunmaktadır.

Toryum metali endüstride ise oldukça geniş kullanım alanına sahiptir; uzay teknolojisinde, motor şaftı yapımında, Mg alaşımında, cam teknolojisinde (yüksek güçlü mercek yapımı), tüplerinde (deşarj tüplerinde), mikrop öldürmede, lüks lambaların ışık veren kısmında, kaynak elektrotlarının dışlarını kaplamada kullanılmaktadır. Toryum elde etmek için ise cevher çözme, kristalleştirme gibi yöntemler kullanılmaktadır. Özellikle cevher çözme yöntemi oldukça kolay bir yöntemdir.

Dünyada mevcut, toryum rezervleri tahmin edilenler ile birlikte 4 milyon 54 bin tondur. Bu miktarın 880 bin tonu Türkiye'dedir (59). Dünyada toryumla çalışan bir nükleer santral henüz yoktur, sadece prototipler bulunmaktadır. Avrupa'nın toryumla çalışan ilk prototip nükleer santralının 2005'te faaliyete geçeceği tahmin edilmektedir. Protonun toryum çekirdeğiyle çarpıştırılması neticesinde çok büyük enerji ortaya çıkar. Bu ısı, elektrik enerjisine çevrildiği gibi, büyük bir şehrin (merkezi) ısıtılmasında da kullanılır. Toryum atıklarını radyoaktif olmayan elementlere dönüştürmek mümkün. Doğayı kirletmeyen alternatif bir enerjidir. Toryum nükleer santrallerde kullanıldığında kesinlikle patlama tehlikesi yok. Çernobil gibi nükleer kazası asla olmaz.

Toryum kurşun yumuşaklığında ve kolay işlenebilen bir metaldir. Özgül ağırlığı $11,71 \text{ gr/cm}^3$, erime noktası $1750 \text{ }^\circ\text{C}$ ve kaynama noktası $3850 \text{ }^\circ\text{C}$ dir. Asitlerde ve bazlarda çözünmez, ^{223}Th 'den ^{235}Th 'e kadar 13 radyoaktif izotopu vardır. Toryumun en çok kullanılan bileşiği ThO_2 . Bu da $\text{Th}(\text{OH})_4$ veya diğer toryum tuzlarının kızdırılmasıyla elde edilir. ThO_2 'in kızdırıldığı zaman yaydığı ışığın önemli kısmı gözle görülebilen sahada olduğundan, toryum Selenit anhidriti ile birlikte aydınlatma gayesiyle kullanılır. 1800'lerin sonunda bu maksatla kullanılmaya başlanmıştır. O zamandan bu yana hem sokak lambalarında hem de elektriksiz mahallerde dahili aydınlatmalarda kullanılmıştır. ^{232}Th atom çekirdeği parçalanabilen metal olmamakla birlikte, nötron absorpsiyonu ile ^{233}U 'a dönüştürülebildiğinden önemli bir nükleer enerji kaynağı olur. Çünkü tabiatta uranyumdan daha yaygın olarak bulunur. Metalik toryum, vakum tüpleri için azot ve oksijen giderici olarak kullanılır. Magnezyumla olan hafif ve yüksek sıcaklığa dayanıklı alaşımı roket ve uçakların yapımında kullanılır. Toryum florür yüksek sıcaklık seramiklerinde, toryum oksit nükleer yakıtlarda, tıpta, seramik ve elektronik alet yapımında kullanılır.

7.2. Türkiye'de Toryum Rezervi

Türkiye'nin bilinen tek Toryum yatağı Eskişehir-Sivrihisar-Kızılcaören'de bulunmaktadır. Ancak bu alan dünyanın da sayılı toryum rezervlerindedir. Buradaki rezerv 380 000 ton olup, tenör % 0,2 ThO_2 dir. Daha derindeki ve ayrıca sahanın geri kalan bölümündeki rezervler kapsam dışında bırakılmıştır. Yapılacak yeni aramalarla rezervin önemli ölçüde artması beklenebilir. Kızılcaören dışında Malatya-Hekimhan-Kuluncak'da, Sivas-Karaçayır'da da Toryum izlerine rastlanmıştır (60).

Ancak, Dünya toryum rezervinin Türkiye de dahil olmak üzere belirli birkaç ülkede bulunuyor olması, uranyum üretiminde bir sıkıntı çekilmemesi nedeni

ile toryuma dayalı nükleer santraller üzerindeki geliştirme çalışmaları yavaş ilerlemektedir. Türkiye'nin nükleer stratejisi orta ve uzun dönemde toryum yataklarının değerlendirilmesini gerektirecektir. Dünya Toryum rezervleri Çizelge 7.1'de verilmiştir. Brezilya en fazla rezerve sahip olmakla birinci sırada ve Türkiye ikinci sırada yer almaktadır (59).

Toryum kullanıldığı takdirde Türkiye'nin asırlarca enerji meselesi halledilebilir. 21. asırda uranyumun yerini toryum olarak stratejik madde haline geleceği açık bir şekilde görülmektedir.



Çizelge 7.1 Dünya Toryum rezervleri (x 1000 ton) (59)

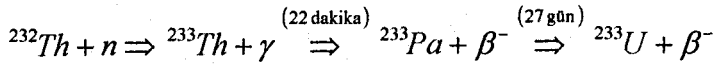
	Mevcut Miktar	Tahmin edilen Miktar	Toplam
AVRUPA			
Finlandiya		60	60
Grönland	54	32	86
Norveç	132	132	264
Türkiye	380	500	880
Avrupa Toplam	566	724	1290
AMERİKA			
Arjantin	1		1
Brezilya	606	700	1306
Kanada	45	128	173
Uryguay	1	2	3
USA	137	295	432
Amerika Toplam	790	1125	1915
AFRİKA			
Mısır	15	280	295
Madagaskar	2	20	22
Malawi		9	9
Güney Afrika	18	Tahmin edilmemiştir	115
Afrika Toplam	35	309	441
ASYA			
Hindistan	319		319
İran		30	30
Kore	6	Tahmin edilmemiştir	22
Malezya	18		18
Asya Toplam	343	30	389
Avustralya	19		19
Toplam	1753	2188	4054

Çizelgeye USSR, Çin ve Doğu Avrupa dahil edilmemiştir.

7.3. Nükleer Yakıt Olarak Toryum

7.3.1. Asıl üretken reaksiyonlar

^{232}Th çekirdeği enerjisi 1 MeV'in altında olan nötronlarla oluşturduğu fisyon tesir kesiti önemli değildir ancak ^{232}Th çekirdeği fisyon yapabilen materyalleri üretmek için kullanılabilir. Nötron yakalama reaksiyonu fisyon oluşturamayan materyalden fisyon oluşturabilen üretken yakıtları oluşturma imkanı verir, yani;



şeklinde gerçekleşir.

7.3.2. Toryum yakıtı

^{233}U ' un ortalama fisyon nötron sayısı η ^{235}U fisyon nötron sayısından daha fazladır. ^{233}U için $\eta=2,3$ ve ^{235}U için $\eta=2,1$ dir. Toryum devresinin bir avantajı da çok az miktarda plutonyum ve diğer uranyum ötesi elementler üretmesidir ki bunlar da radyoaktif zehirlenmeyi azaltır (61).

Bir çuval kömür ile bir ev ısıtılabilirken, bir çuval toryum ile tüm bir şehri ısıtmak mümkündür. Enerji üretimi açısından 1 ton toryum 1 milyon ton petrole eşdeğerdur. Türkiye'nin sahip olduğu toryum enerji üretimi açısından trilyonlarca dolarlık petrole eşdeğerdur. Türkiye için sonsuz bir enerji kaynağı olan toryum Türkiye'nin enerji sorununu tamamen çözebilecek ve en önemlisi Türkiye hiç kimseye muhtaç olmadan 100 yıllarca kendi enerjisini üretebilecek bir ülke olabilecektir. Bugün enerjisinin %60'ını Rusya (doğalgaz, kömür) ve Orta Doğu Ülkelerinden (Petrol) ithal eden Türkiye enerjide bağımsızlığını ilan edebilecek böylece de üretimini, ihracatını,

istihdamını ve yatırımlarını artırarak kısa sürede halkının refahını gelişmiş ülkeler düzeyine yükseltebilecektir.

Toryum uranyuma alternatif nükleer yakıt hammaddesidir. Ancak toryum'un nükleer enerji hammaddesi olarak kullanımında çevrim sorunu vardır. Toryum mineralleri üretildikten sonra cevher zenginleştirme işlemleri ile konsantre edilip ve daha sonra bir nükleer reaktörde nötron bombardımanına tabii tutularak ^{233}U haline getirilmesi gereklidir. ^{233}U 'de ^{235}U gibi parçalanarak nükleer enerji üretiminde kullanılabilir. Parçalama sonucunda açığa çıkan ısı elektrik enerjisine dönüştürülür. ^{232}Th doğal olarak oluşur ve yarılanma süresi $1,4 \times 10^{10}$ yıldır ve alfa tanecikleri yayarak bozunur. ^{232}Th altı alfa ve dört beta bozunma aşamasından sonra kararlı ^{208}Pb 'e dönüşür. Nükleer santrallerde toryum metali (%99,9) yakıt olarak kullanılabilir.

7.4. Toryum Nükleer Teknolojilerindeki Gelişmeler

Türkiye kendisini ekonomik açıdan refah seviyesine çıkarabilecek bu yer altı servetini ekonomiye katmak için Toryum Teknolojileri öğrenmeli ve geliştirmelidir. Ancak dünyada bugün, Uranyum ve Nükleer Teknoloji üreten ülkeler mevcut pazarlarını kaybetmemek için Toryum üzerine yeterince araştırma yapmamaktadırlar. Çünkü bu ülkelerde bol miktarda toryum bulunmamaktadır. Toryum dönüştürücü reaktör sistemleri için bir çok prototip geliştirilmiştir. Örneğin yüksek sıcaklık gaz soğutmalı reaktörler (HTGR) ve ergimiş tuz dönüştürücü reaktörü (MSRE) bazı ülkelerde denenmiştir.

Toryum-uranyum karışımı nükleer reaktörlerde yakıt olarak kullanılabilmesi için önce aktive edilmesi gerekmektedir. ^{232}Th nükleer reaktörlerde yavaş nötron bombardımanı ile radyoaktif ^{233}Th 'e (yarılanma süresi 23,5 dak) dönüştürülür. ABD'de 330 MW yüksek ısılı gaz soğutmalı Fort St Vrain CO. Reaktörü toryumu radyoaktif hale dönüştürmektedir. Pensilvanya'daki Shippingport hafif sulu deneysel nükleer reaktörde ^{232}Th - ^{233}U yakıt karışımı elektrik üretiminde kullanılmaktadır. Nükleer reaktörde kullanılacak toryum

%99,9 saflıkta olmak zorundadır. Ayrıca yüksek enerjili nötronları absorplıyan 1 ppm'den az bor, kadmiyum, disprıum, galolinium ve semeryum içermelidir.

Doğal toryum yakıtı ile çalışan enerji yükselticiden çıkan atıklar, mevcut kullanılan PWR'den çıkanlardan çok azdır. 3 GW'lık enerji üretmek için PWR tipi reaktörde 200 ton uranyum yakıtı kullanılırken, aynı enerji için yeni reaktörlerde 780 kg toryum kullanımı yeterli olmaktadır. Bundan dolayı, yeni nesil reaktörlerin çevreye saldığı radyoaktif atık çok azdır. Bu elde edilen çok düşük radyoaktif atıkların derin maden ocakları ve okyanusun dibinde depolanmasına gerek kalmayacaktır.

7.5. Nükleer Enerjide Toryumun Rolü

7.5.1. Yakıt olarak toryumun kullanımı

Doğal Toryum nükleer zincir reaksiyonu üretmek için kullanılamamasına rağmen, proton demeti altında fisil yakıt olan ^{233}U 'e dönüştürülür. Bundan dolayı $^{232}\text{Toryum}$ nükleer reaktörlerde bir kullanım potansiyeline sahiptir. Toryumu kullanan gelişmiş dönüştürücü reaktörler plutonyum atık oluşturmazlar. Nükleer enerji oluşumu esnasında üretilen plutonyum nükleer profileration ilişkisini artırır.

Bu sebepler için, Nükleer enerji reaktörlerinde toryumu kullanmanın imkanlarını belirlemek için 1960 ve 1970 yıllarında bir çok çalışmalar yapıldı. Çalışmalar yüksek sıcaklık gaz soğutmalı reaktörler (HTGR), Hafif Su Üretken Reaktörü (LWBR) ve gaz soğutmalı hızlı üretken reaktör (GCFR) hakkında potansiyel uygulamalara karşı odaklaştı. Ayrıca, U. S. Birleşmiş Milletler Hükümeti toryum'u yakıt olarak kullanabilen bir Canadian Deuterium Uranium (CANDU) reaktörünü geliştirdiler. Kolorida Kamu Hizmeti Şirketi'nin sahip olduğu reaktör 1979'un başlarında ful çalışmaya başlatıldı. Bu reaktörün işleme bir dizi ekonomik faktörlerden ve mekaniksel

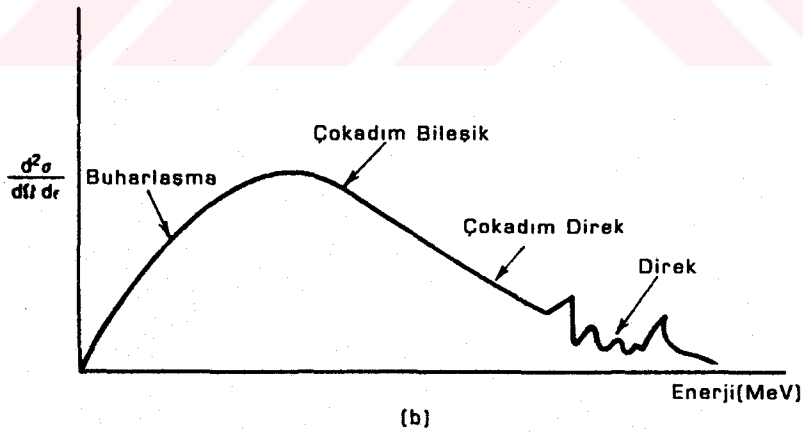
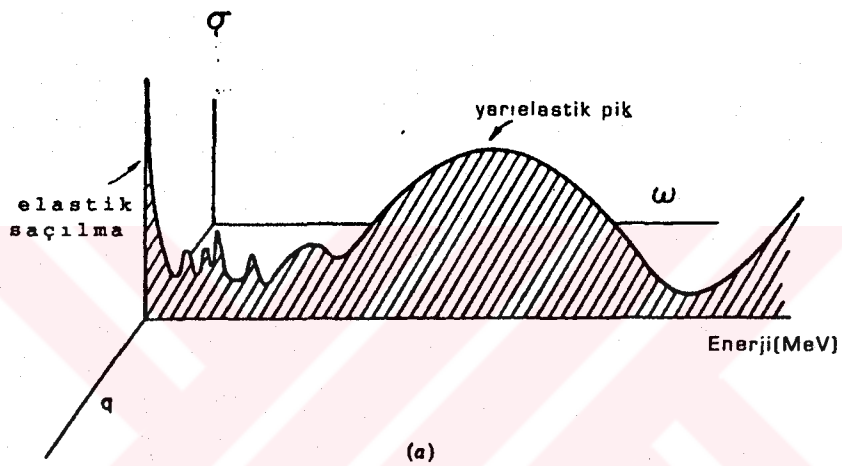
problemlerden dolayı başlangıçtan iki yıl sonra başarısız oldu. 1990'lardan sonra toryumun yakıt olarak kullanılması hakkında çalışmalar başlatılmıştır.

7.5.2. Toryum yakıt devresi

^{233}U 163 000 yıllık yarı ömre sahip ve bir nötronla çarpıştığı zaman fisyonaya uğrayabilir. Fisyon sonrası kütlelerinin bir kısmı direk olarak enerjiye dönüşür. Başka bir ifade ile bir nükleer reaktörde zincir reaksiyonu destekleyebilir. Toryum yeryüzünde uranyumdan çok daha bol miktarda bulunmaktadır. Uranyum yakıt devresi ile karşılaştırıldığında, Toryum yakıt sisteminde daha az plutonyum ve diğer uranyum ötesi elementler üretilmektedir. Günümüzde toryum yakıt devresi üzerine kurulu olan birkaç reaktör kavramı düşünülmektedir (62). Toryum saf izotop halinde bulunmasından dolayı hepsi yakıt olarak kullanılabilir. Bundan dolayı enerji yükseltecinde, Toryum doğal uranyumdan 140 kat daha etkili bir yakıttır. Günümüzde kullanılan enerji üretim reaksiyonları radyoaktif atık arasında minör uranyum ötesi aktinitleri oluşturmakta ve geleneksel reaktörler büyük bir miktarda uzun ömürlü ve yüksek oranda zehirli (toxic) aktinitleri üretmektedirler (63).

8. REAKSİYONLARIN SINIFLANDIRILMASI

Her mermi değişik türde reaksiyonlar oluşturabilir. Şekil 8.1'de bir $\hbar\vec{q}$ momentumu ve $\hbar\omega$ enerji transferiyle saçılan bir merminin enerji spektrumu verilmiştir, burada



Şekil 8.1 (a) Bir $\hbar\vec{q}$ momentum transferi ve $\hbar\omega$ enerji kaybıyla saçılan bir parçacığın enerji spektrumu; (b) Reaksiyon sonucunda bir ϵ enerjisiyle yayınlanan nükleonun enerji spektrumu.

$$\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_s \quad \text{ve} \quad \vec{p}_{i,s} = \hbar\vec{k}_{i,s}$$

[8.1]

ve

$$\hbar\omega = E_i - E_f \quad [8.2]$$

dir , E_i ve E_f hedef ve kalan çekirdeğin enerjileridir. Sıfır enerji kaybına karşılık gelen pik elastik saçılma ile meydana gelir, elastik saçılma $X(a,a)X$ ile gösterilir. Elastik saçılmada çarpışan parçacıkların yalnızca hareket yönü ve eğer varsa spinlerin yönelimi değişir. Çarpışan parçacıkların iç enerjileri , yani $Q_{is} = 0$ dır. Mermi ve hedef çekirdek taban durumda kalırlar, hareket doğrultuları değişir fakat momentumlarının büyüklükleri değişmez. θ saçılma açısının cosünüsü $\vec{k}_i \cdot \vec{k}_s$ ile verilir. Saçılma açısı ile q arasındaki ilişki

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad [8.3]$$

ile verilir, burada k , \vec{k}_i ve \vec{k}_s ' nun büyüklüğüdür (Şekil 8.2).

Mermi ve hedef çekirdeğin biri veya ikisi de kompleks ise, yani iki veya daha fazla nükleondan meydana gelmişse birinin veya her ikisinin de uyarılmasıyla inelastik saçılma meydana gelebilir, inelastik saçılma $X(a,a^*)X^*$ ile gösterilir. Reaksiyon endoerjiktir. Şekil 8.1'de ω nın sıfırdan farklı değerleri için keskin pikler örneğin, hedef çekirdeğin keskin ayırık enerji düzeylerinin uyarılmalarına karşılık gelir. Şekil 8.2 inelastik saçılma için de kullanılabilir, fakat elastik saçılmanın tersine p_i artık p_s ' a eşit

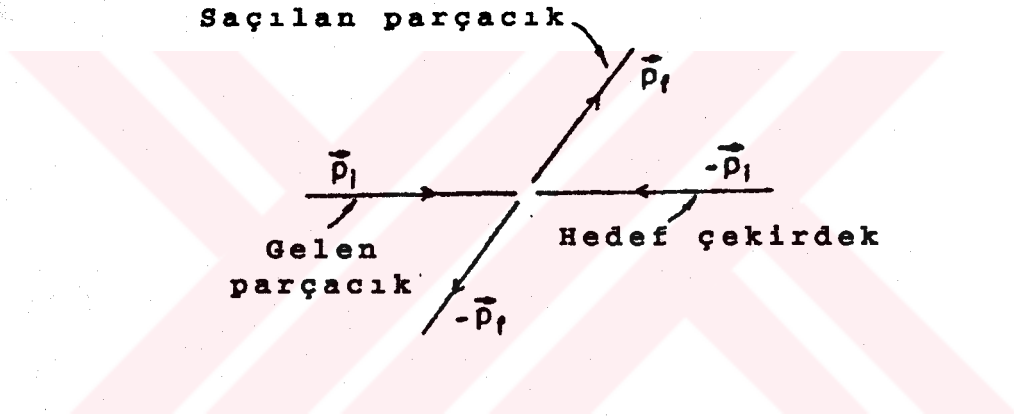
değildir. $\hbar\omega$ enerji transferi ε uyarılma enerjisine eşittir

$$\hbar\omega = \varepsilon = \frac{1}{2m}(p_i^2 - p_s^2) \quad [8.4]$$

burada hedef çekirdeğin kinetik enerjilerindeki değişim ihmal edilmiştir.
Denklem 8.3

$$q^2 = (k_i - k_s)^2 + 4k_i k_s \sin^2 \frac{1}{2} \theta \quad [8.5]$$

ile yer değiştirir. ε sabit olduğu için k_s 'nin büyüklüğü açıyla değişmez. Verilen bir ε için q 'nun değeri θ arttıkça artacak şekilde θ



Şekil 8.2 İnelastik saçılma

ile değişir. q 'nun önemi Born yaklaşımında görülebilir, bu yaklaşımda reaksiyon için genlik

$$\int e^{-ik_s \cdot \vec{r}} V(\vec{r}) e^{ik_i \cdot \vec{r}} d\vec{r} = \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} V(\vec{r}) d\vec{r}$$

ile orantılıdır. Burada V elastik veya inelastik geçişi sağlayan etkin potansiyeldir. V geçişe uğrayan nükleer sistemlerin özelliklerine bağlıdır.

Reaksiyon, $\frac{\hbar}{q}$ mertebesindeki uzaklıklar için $V(r)$ potansiyelini yoklama

görevini yapar .Böylece daha büyük q değerleri için V' nin daha keskin olarak kısa menzil özellikleri gözlenir.

Daha büyük enerji transferlerinde (Şekil 8.1) spektrum kesikli karakterini kaybederek sürekli hale gelir. Hedef çekirdeğin düzey yoğunluğu o kadar büyük olur ki tek tek seviyeleri ayırmak mümkün olmaz. Sürekli enerji spektrumu farklı uyarılmanın türüne göre değişir. Örneğin yüksek J açısall momentumlu uyarılmış çekirdek durumları nispeten yüksek uyarılma enerjilerinde gerekli olan yüksek düzey yoğunluğunu meydana getirir.

Bir nükleonun, döteron veya diğer parçacıkların ayrılma enerjisinden daha büyük enerji transfer edilmesi durumunda bileşik sistem bir parçacık yayınlatabilir. Bu reaksiyonlar, örneğin gelen parçacığın proton olduğu varsayılırsa $(p,2p)$, $(p,p'd)$ ve $(p,p\alpha)$ şeklinde gösterilir. Son durumlar kalan çekirdek, enerjisinin bir kısmını kaybeden gelen proton ve hedef çekirdekten dışarı atılan parçacık olmak üzere en az üç parçacıktan ibarettir.

Bu tarz reaksiyonun en önemli özelliği quasi-elastik saçılma mekanizmasının bir sonucudur. QES da gelen parçacığın hedef çekirdek içindeki bir nükleon (veya kompleks bir parçacık) ile elastik olarak çarpıştığı ve hedef çekirdeğin kalan kısmının bir seyirci durumunda olduğu varsayılır. Eğer çekirdek içindeki nükleonlar (veya kompleks parçacıklar) hareketsiz ve serbest olsalardı, çekirdek nükleonlar tarafından kazanılmış enerjiye karşılık gelen bir $\hbar\omega$ enerji kaybında tesir kesitinde keskin bir pik gözlenirdi. (8.1) ve (8.2) denklemleri kullanılarak

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 q^2}{2m} \quad [8.6]$$

elde edilir, burada m çekirdek nükleonlarının kütesidir.

Bununla birlikte, çekirdek içindeki nükleonlar bir p momentumu ile hareket ederler. Bir Fermi-gaz modelinde p 'nin maksimum değeri p_F Fermi momentumudur. Momentumun korunumu gelen parçacık tarafından kaybedilen $\hbar\vec{q}$ momentumunun hedef çekirdeğin m^* kütleli nükleonu tarafından kazanılmasını gerektirir, m^* etkin kütle olup momentumun bir fonksiyonudur (çekirdek içindeki diğer nükleonların etkileri göz önüne alınır).

Dolayısıyla daha kesin olarak

$$\frac{p^2}{2m^*(p)} + \hbar\omega = \frac{P^2}{2m^*(P)} \quad \vec{P} = \vec{p} + \hbar\vec{q} \quad [8.7]$$

bulunur. Bu bağıntı kalan çekirdeğin maksimum değeri $\frac{\varepsilon_F}{(A-1)}$ olan geritepme enerjisini hesaba katmaz. A hedef çekirdeğin kütle numarasıdır, ε_F Fermi enerjisidir. Bu yaklaşım yalnız $\hbar\omega$ ve $\hbar q$ yeterince büyük olduğu zaman geçerlidir. Denk.(8.7) den $m^*(p)$ ile $m^*(P)$ arasındaki fark ihmal edildiğinde ω ile q arasındaki

$$\hbar\omega = \frac{1}{m^*} \left(\hbar\vec{p} \cdot \vec{q} + \frac{\hbar^2 q^2}{2} \right) \quad [8.8]$$

bağıntısı elde edilir. $\hbar\omega$

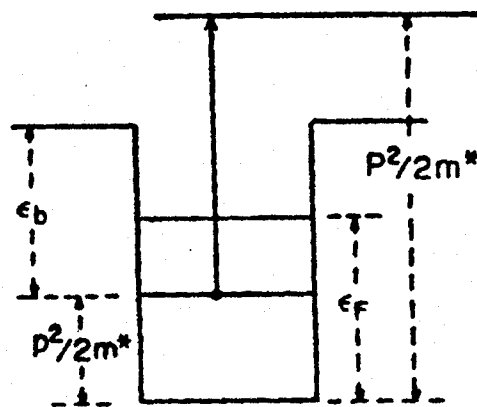
$$\frac{p_F \hbar q}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} > \hbar\omega > \frac{-p_F \hbar q}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \quad [8.9]$$

koşulunu sağlar. $\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}$ serbest nükleon piki $\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}$ ye kayar.

Ayrıca hedef çekirdek içindeki nükleonların iç hareketlerinin bir sonucu

olarak $-\frac{p_F \hbar q}{m^*}$ mertebesinde bir genişliğe sahiptir. Pik enerjisi \bar{p}_i ve \bar{p}_s ilk ve son momentumlar arasındaki θ açısına karakteristik bir biçimde bağlıdır. Bu gerçek QEP'lerin diğerlerinden ayırt edilmesinde kullanılır. İnelastik uyarılma için $\hbar\omega = Q_{is}$ enerji farkı θ kütle-merkezi açısıyla değişmez.

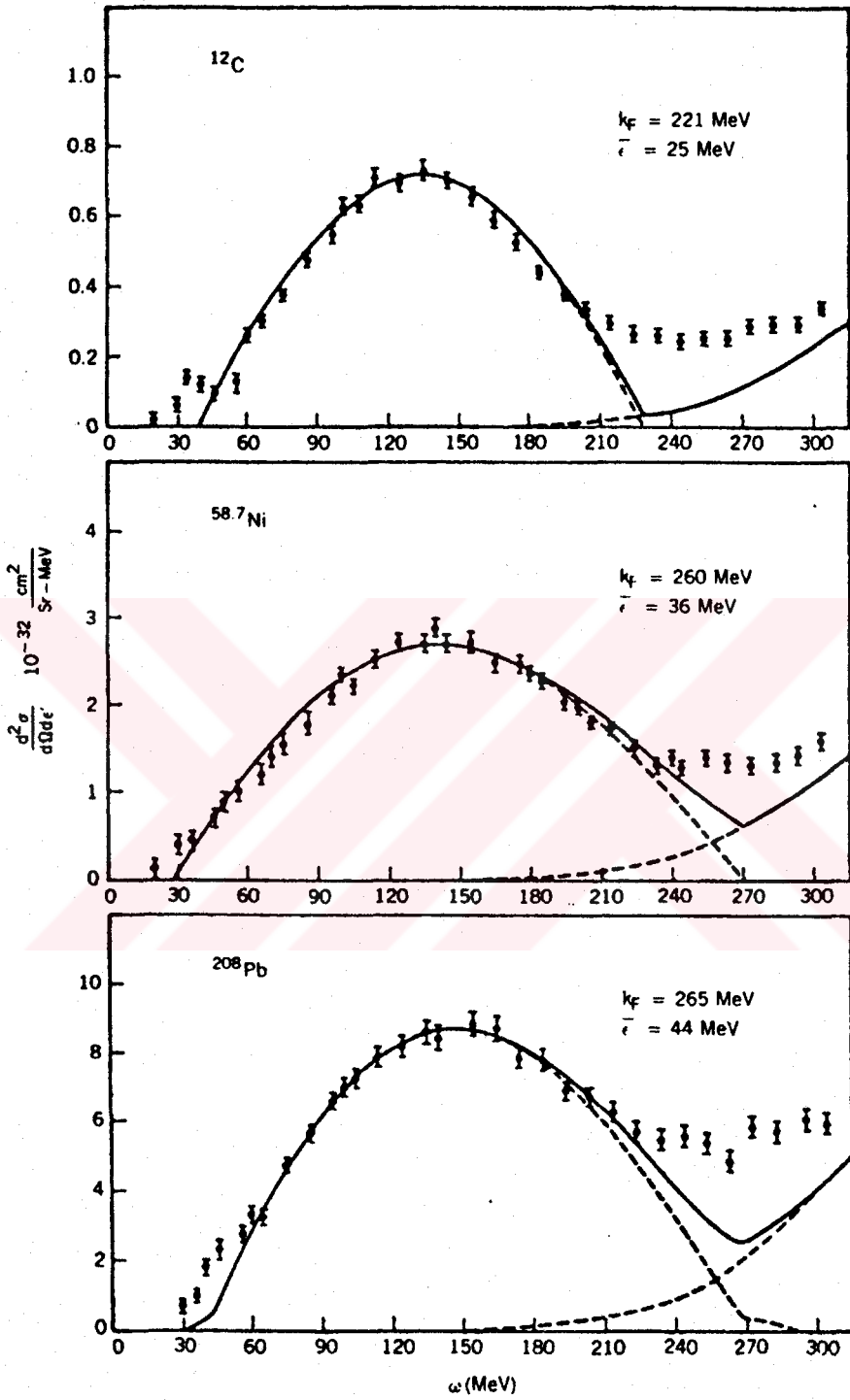
Şekil 8.1.a. da quasi-elastik pik görülmektedir. Pikin şekli, en azından etkileşmeyen Fermi-gaz veya shell modelde, çekirdek içindeki momentum dağılımına veya daha genel olarak çarpılan parçacığın durumuna bağlıdır. Yayınlanan parçacığın enerjisi $\frac{p^2}{2m^*}$ ile verilmez çünkü bu onun Şekil (8.3) de görüldüğü gibi, potansiyel kuyusunun dibine göre enerjisidir. Gözlenen enerji $\frac{p^2}{2m^*} - \varepsilon_b$ dir. Burada ε_b bağlanma enerjisidir yani çarpılan parçacığı çekirdekten koparmak için gerekli minimum enerji miktarıdır.



Şekil 8.3 Quasi-elastik saçılma

$(e, e' x)$ tesir kesitine ait bazı deneysel sonuçlar Şekil 8.4 de verilmiştir. Sonuçlar yalnız saçılan elektronu içerir, x i göz önüne almaz. Kesiksiz çizgi Fermi-gaz modeli kullanılarak hesaplanan quasi- elastik mekanizmasını temsil etmektedir. ε_k ve p_F değerleri şekilde belirtilmiştir. (e, ep) ve $(p, 2p)$ reaksiyonlarında yayınlanan protonlar bir koincidens deneyinde dedekte edilirse daha fazla bilgi sağlanabilir. Bu deneylerde farklı tek - parçacık yörüngeleri için ε_F yi tespit etmek ve her birine ait momentum dağılımları hakkında bilgi edinmek mümkündür.

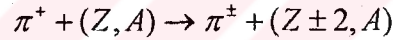
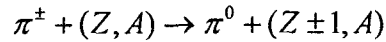
Şekil 8.1.a ve 8.4'de inelastik spektrumun alçak $\hbar\omega$ ucundaki quasi-elastik pik ile kesikli düzeylerin uyarıldığı bölge arasında uzanan minimuma dikkat ediniz. Bu minimum bu bölgede oluşması mümkün diğer bir çok reaksiyonun rekabetinin bir sonucudur. Pikin en üst ucunda spektrum, Fermi-gaz modeliyle açıklanamayan bir yükselme gösterir. Bu pion üretiminin bir sonucudur.



Şekil 8.4. Elektronların quasi-elastik saçılmaları. Düz çizgiler Fermi-gaz nükleer modeli kullanılarak hesaplanmıştır (64).

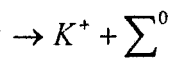
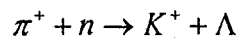
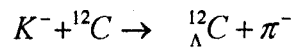
Kalan çekirdeğin A kütle numarası , Z atom numarası veya Y hiper yükünün farklı olduğu reaksiyonlara transmütasyon denir. Kütle numarasının değişmediği fakat atom numarası veya hiperyükün değiştiği reaksiyonlara yük değiş-tokuş (Charge exchange ,CEX) veya hiperyük değiş-tokuş saçılması (HCEX) denir. Yük değiş-tokuş reaksiyonlarına (p,n) ve $({}^3He, {}^3H)$ reaksiyonları örnek gösterilebilir.

Mermi olarak pionlar kullanıldığında hem tek hem de çift değiş-tokuş reaksiyonları gözlenebilir;



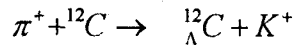
burada (Z,A) Z atom numaralı ve A kütle numaralı çekirdeği temsil eder. Bu reaksiyonlardan ikincisi "kararlı" çekirdekler vadisinden oldukça uzak çekirdeklerin oluşmasına yol açar. Örneğin ${}^{16}O$ hedef çekirdeği kullanılarak oluşturulan çift yük değiş-tokuş reaksiyonunda (π^+, π^-) elde edilen çekirdek ${}^{16}Ne$ dir.

Hiperyük değiş-tokuş reaksiyonlarında ya gelen parçacık ya da giden parçacık karardır. Gelen parçacığın kaon olması durumunda kaon'un hiperyüğü hedef içindeki bir nükleona transfer edilerek, örneğin bir nötron bir Λ ya dönüştürülür,



v.s.

Bu reaksiyonların birincisine karşılık gelen nükleer süreç



dır. Parçacık transfer reaksiyonları transmutasyona yol açan reaksiyonların önemli bir bölümünü oluşturur. Bir nötronun hedef çekirdeğe transfer edildiği veya hedef çekirdekten bu nötronun alındığı (d,p) stripping ve (p,d) pickup reaksiyonları nükleer shell modelin anlaşılmasında önemli bir rol oynar. (d,p) reaksiyonunda tek-parçacık nötron shell model durumlarının seçim kurallarına uygun olarak doldurulduğu, (p,d) reaksiyonun ise nötron yörüngelerine duyarlı olduğu bulunmuştur. Her iki durumdaki proton veya döteronların açısal dağılımları ile nötronun transfer edildiği veya nötronun alındığı tek-parçacık yörüngelerinin özellikleri arasında ilişki kurmak mümkündür.

İki nötron transferi $({}^3\text{H},p)$ ve $(p,{}^3\text{H})$ reaksiyonlarıyla çalışılır. Transfer edilen iki nötronun bir 1S_0 durumunda olduğuna inanılır, çünkü bu durum ${}^3\text{H}$ çekirdeği içinde işgal ettikleri durumun büyük bir kısmını teşkil eder. Çok sayıda nükleonun transfer edildiği reaksiyonlar mermi olarak α -parçacıkları ve son yıllarda ağır iyonlar kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Sekiz kadar nükleonun transfer edildiği gözlenmiştir, bu şekilde kararlı çekirdekler vadisinden uzak birçok yeni çekirdek üretilmesi mümkündür.

Diğer bir reaksiyon sınıfı, gelen parçacık olarak bozonlar kullanıldığı zaman ortaya çıkar. Mermi olarak bir foton, Pion veya bir kaon kullanıldığında bu parçacıklar hedef çekirdek tarafından soğurulabilir. Soğurulma olarak adlandırılan bu reaksiyon büyük miktarda enerji transfer edilmesine karşılık, küçük miktarda momentum transferiyle sonuçlanabilir. Bu durum foton absorpsiyonunda çok açıktır. Bu durumda hedef çekirdeğin tek bir nükleonu

tarafından soğurulma nükleonun geri tepme enerjisi $\frac{\hbar^2 w^2}{2mc^2}$, $\hbar w$ transfer

enerjisine, $\hbar\omega < mc^2$ foton enerjileri için kıyasla küçük olduğundan azalır. Bir sonuç olarak, absorpsiyon antiparalel yönlerde hareket eden bir nükleon çifti tarafından gerçekleştirilir, öyle ki bileşke momentumları sıfırken enerjileri önemli ölçüde büyüktür. Benzer bir olay pionlar ve bir dereceye kadar kaonlar, π^- ve K^- nun çekirdeğin çekici Coulomb alanı ile yakalanmasıyla oluşan pionik ve kaonik atomlarda olduğu gibi, küçük momentumlara sahip olduğunda ortaya çıkabilir. Pion ve kaonun momentumlarının küçük olması durumunda, soğurulma çekirdek tarafından gerçekleştirildiğinde $m_\pi c^2$ veya $m_K c^2$ ye eşit bir enerji serbest bırakılır. Kaon soğurulması durumunda bir hiperçekirdek bu yolla gözlenmiştir. Bir tek nükleon yayınlanması ile [yani (γ, n)] absorpsiyonu da mümkündür. Asıl reaksiyon iki-nükleon soğurulma olabilir.

Foton soğurulmasının tersi ışımali yakalamadır. (n, γ) , (p, γ) ve (π, γ) diğerleri gibi. Nötron yakalama süreci son çekirdeklerin düşük uyarılma düzeylerinin varlığını ve özelliklerini tespit etmekte çok yararlıdır. Nötron durumunda, nötronun yakalanmasındaki ilk adım bir bileşik nükleer rezonansın oluşması olabilir. Proton durumunda (\bar{p}, γ) reaksiyonunda polarize protonların kullanılması dev dipol rezonans bölgesindeki değişik multipol momentlerin katkısının daha kesin olarak anlaşılmasına yol açar.

Fermiyonlar çekirdek tarafından zayıf etkileşmelerle soğurulabilir. Elektron için K, L, ... yakalaması olarak bilinir ve nötrino yayınlanması ile sonuçlanır. Müonlar için son durum, müonun durgun kütle enerjisinin büyük olması nedeniyle müon nötrino ve bir nükleondan ibaret olabilir.

\bar{p} antiproton gibi karşıparçacıkların soğurulması çoğunlukla kuvvetli etkileşimlerle gerçekleşir. Antiprotonik atomlarda ki antiproton çekirdeğin çekici Coulomb etkisiyle bir atomik yörüngede bulunur, antiprotonun soğurulması yok olma süreci içerir;

$$\bar{p} + p \rightarrow (n\pi)$$

Burada $(n\pi)$ n tane pion'un yayınlanmasını temsil eder. Benzer elektromagnetik sistem, Pozitronyum fotonların yayınlanmasıyla bozunur.

$$e^+ + e^- \rightarrow (n, \gamma)$$

burada n pozitronyumun durumuna bağlı olarak 2 veya 3 tür n'nin daha büyük değerleri elektromagnetik etkileşmenin zayıf olması nedeniyle kolayca gözlenemez. Bozon soğurulmasının tersi bozon üretimidir. Yeterli enerjiye sahip protonlar bir çekirdeğe çarptıklarında pionlar hasil olabilir;

$$p + (Z, A) \rightarrow (Z, A+1) + \pi^+ \quad [8.10]$$

Bu reaksiyon için eşik

$$\begin{aligned} P + p &\rightarrow n + p + \pi^+ \\ &\rightarrow d + \pi^+ \end{aligned}$$

reaksiyonunkinden daha düşüktür. Bunlardan birincisi için kinetik enerji kütle merkezi sisteminde $\frac{1}{2}E_L$, oysa aynı sistemde nükleer hedef ile birlikte kinetik

enerji $\left[\frac{A}{(A+1)} \right] E_L$ dir. Kabaca (nötronla proton arasındaki kütle farkını ihmal

edersek) p-p reaksiyonu için E_L en az $2m_\pi c^2$ olmalıdır, bu arada nükleer

hedef için $\left[1 + \left(\frac{I}{A} \right) \right] m_\pi c^2$ eşik enerjisi önemli ölçüde küçüktür. Bununla birlikte

tesir kesiti, bu limitte tüm hedef çekirdek çarpışma ve üretimi sürecinde bulunduğu için çok küçük olacaktır. Sezgisel olarak, kritik parametrenin $\hbar q$

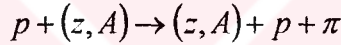
momentum transferinin p_F Fermi momentumuna oranı olduğu beklenebilir.

Eğer bu birden büyükse bir nükleon yayınlanma ihtimali uygun olarak büyük

olacaktır ve Denklem 8.10'un gerçekleşmesi ihtimali azalır. Eğer üretilen pion sükunette ise ve eğer nötronun reaksiyon sırasında hedef çekirdeğe aktarılan momentumu ihmal edilirse, bu oran $\frac{P_L}{P_F}$ olur, burada P_L gelen protonun laboratuvar sistemindeki momentumudur. Eşikte relativistik olmayan hesapla

$$\frac{P_L}{P_F} = \left(\frac{2mm_\pi Ac^2}{(A+1)P_F^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 2 \left(\frac{A}{A+1} \right)^{\frac{1}{2}}$$

bulunur. Bu oran tüm çekirdekler için 1 den büyük olduğu için (8.10) reaksiyonunun tesir kesitinde azalma olacaktır. Gerçekten (8.10) reaksiyonu enerji bakımından hemen mümkün hale gelir,



reaksiyonun başat olması beklenir.

Çekirdekte depo edilen enerji yeteri kadar büyük olduğu zaman, çok büyük enerjili gelen parçacık durumunda çekirdek, yukarıda tanımlandığı gibi, m kütleli parçacık soğurduğunda olabileceği gibi, çekirdek çok fazla uyarılmış bir çok büyük parçalara bölünebilir. Bu olay fragmentation olarak adlandırılır.

Ağır çekirdekler itici elektrostatik kuvvetlerin etkisiyle iki veya daha fazla kütleli parçalara bölünürler. Bu reaksiyona fisyon denir. Füzyon ise ağır iyonların tek bir çekirdek oluşturmak üzere, bazen de birkaç hafif parçacığın yayınlandığı, birleştiği bir ters süreçtir. Son yıllarda deep elastik çarpışma adı verilen bir reaksiyon türü keşfedilmiştir. Reaksiyonda, ilk sistemde mevcut kinetik enerjinin büyük bir bölümünün iç enerjiye dönüştüğü bulunmuştur. Son sistemin gözlenen kinetik enerjisi Coulomb itme kuvvetinin sonucudur. Bu enerji son sistemi oluşturan yayınlanan iki çekirdeğin birbiriyle temasta ve hareketsiz iken sahip oldukları Coulomb enerjisine eşittir.

9. HESAPLAMALAR

9.1. Uyarılma Fonksiyonları

Hesaplamalarda iki farklı bilgisayar programı kullanılmıştır. Bu programlardan CEM95; intranükleer kaskad, denge öncesi ve buharlaşma reaksiyon tesir kesitlerini ve nötron verimini hesaplar. Silberberg (65) programı ise izotopik üretim tesir kesitlerini hesaplar. Bu programların kullandıkları model ve yaklaşımlar aşağıda kısaca özetlenmiştir.

9.2. CEM95 Programı

Bu program kaskad eksiton modelini kullanır. CEM reaksiyonun üç safhada olduğunu düşünür (66). Birinci safha intranükleer kaskad, bu safhada birincil parçacıklar absorpsiyon öncesi birkaç kez saçılabilir veya çekirdekten kaçabilir. Kaskad parçacıkların yayınlanması sonrasında geri kalan uyarılmış atık çekirdek reaksiyonun ikinci safhası olan denge öncesinin başlangıç noktası olan parçacık-hol kfigürasyonunu belirler. Üçüncü safha ise denge (buharlaşma) safhasıdır ki nükleer uyarmanın son durulması denge öncesi bozunmanın eksiton modeline göre ele alınır.

CEM'in önemli bir noktası intranükleer kaskad safhasından denge öncesi sürece dönüşme şartıdır. Konvensiyonel kaskad-buharlaşma modellerinde hızlı parçacıklar minimum enerjiye düşürülür. CEM başka bir kriter kullanır. CEM'e göre birincil parçacık kaskadın parçası olarak düşünülür. Kaskad etkileşme safhası intranükleer kaskad modelin (ICM) Dubna versiyonu ile ifade edilmiştir. Tüm kaskad hesaplamalar üç boyutlu bir geometride yapılmaktadır. Nükleer madde yoğunluğu $\rho(r)$ elektron-çekirdek saçılma analizinden alınan iki parametrelili Fermi dağılımı ile ifade edilmiştir.

Denge öncesi ve buharlaşma modellerinde en önemli nicelik durum yoğunluğudur. Programda $a = \alpha(Z, N)$ için Malyshev'in yaklaşımı kullanılmıştır (67). Hesaplamalar için kullanılan bilgisayar programları NEA DATA BANK'dan temin edilmiştir.

9.3. Silberberg Programı

Silberberg programı proton içerisinde oluşan spallasyon reaksiyonlarda izotopik tesir kesitinin bir sistematigidir. Program Rein Silberberg ve C.H. Tsao tarafından NRL'de tesir kesitinin hızlı bir şekilde tahmin edilmesi için geliştirilmiştir (65).

9.4. $^{206}\text{Pb}(p, n)^{206}\text{Bi}$ ve $^{206}\text{Pb}(p, 2n)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyonları

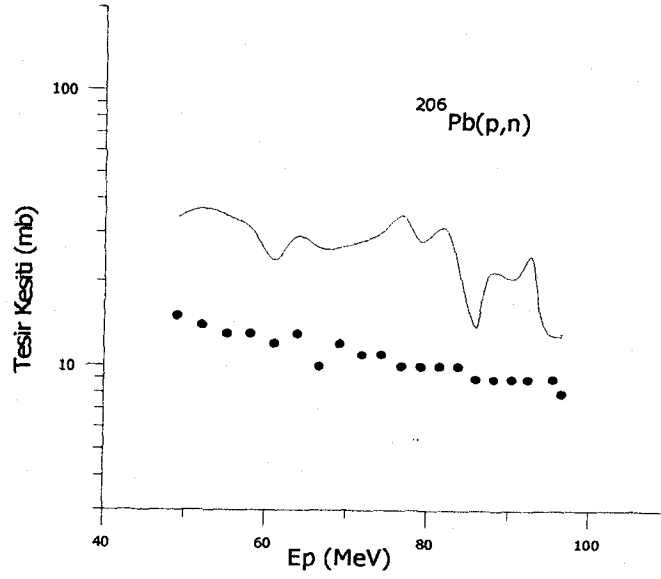
Şekil 9.1 ve Şekil 9.2' de ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Şekil 9.1 ve Şekil 9.2' deki koyu noktalar deneysel çalışmayı ve düz çizgi ise CEM95 programı ile yapılan teorik hesaplamaların sonucunu göstermektedir. Hesaplama kaskad-eksiton modeli ile yapılmıştır. Şekil 9.2' de uyarılma sonucu 2 nötron çıkma tesir kesitinin Şekil 9.1 deki bir nötron çıkma tesir kesitinden daha büyük olduğu ve enerji büyüdükçe nötron uyarılma tesir kesitinin yüksek enerjilerde daha az olduğu görülmektedir. Yüksek enerjilerde deney ile teorik hesaplama arasında daha iyi uyum var. Noktalar deneysel, düz çizgiler ise kaskad eksiton model ile hesaplanan uyarılma fonksiyonlarını temsil etmektedir. Deneysel değerler Referans (68)' den alınmıştır.

9.5. $^{207}\text{Pb}(p, 2n)^{206}\text{Bi}$ ve $^{207}\text{Pb}(p, 3n)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyonları

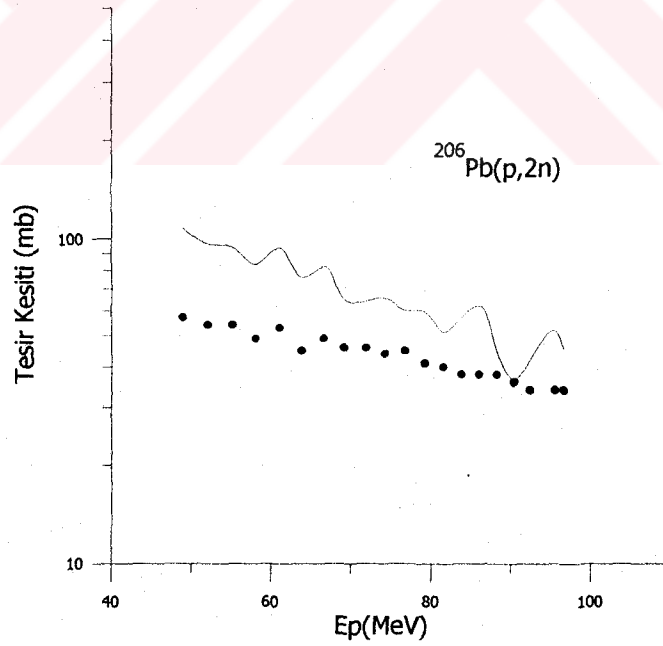
Şekil 9.3'de $^{207}\text{Pb}(p, 2n)^{206}\text{Bi}$ ve Şekil 9.4'de $^{207}\text{Pb}(p, 3n)^{205}\text{Bi}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Şekil 9.4' de

deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında yüksek enerjilerde mükemmel uyum olduğu görülmektedir. Noktalar deneysel, düz çizgiler ise kaskad eksiton model ile hesaplanan uyarılma fonksiyonlarını temsil etmektedir. Deneysel değerler (68)'den alınmıştır. Burada sözü edilen uyarılma fonksiyonu çok adımlı enerji durumunda (p, x_n) reaksiyonunda enerjiye göre tesir kesitinin değişimi anlamına gelmektedir.

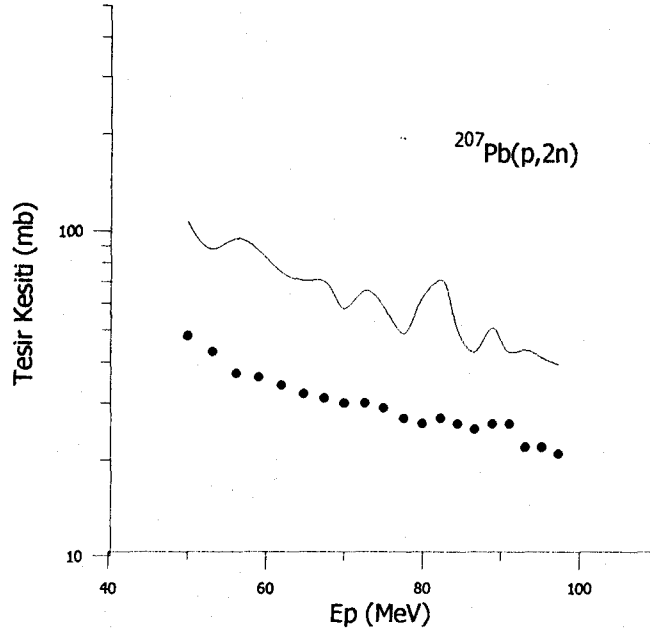




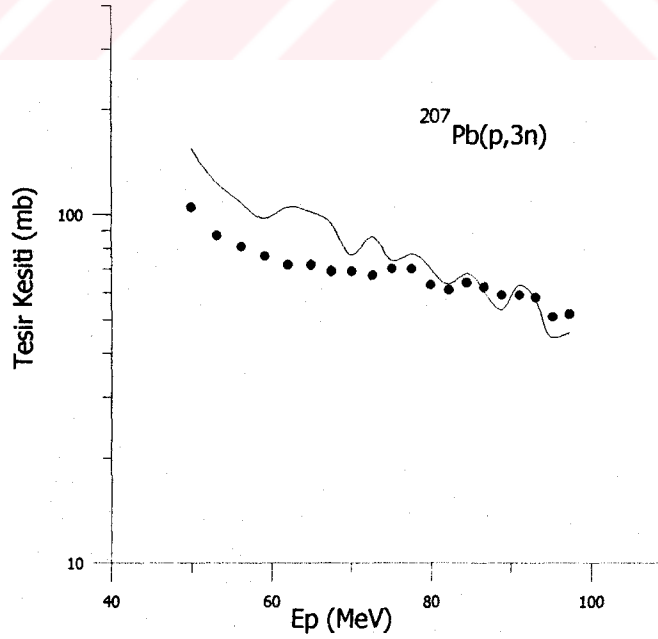
Şekil 9.1 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.2 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.3 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.4 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması

9.6. $^{208}\text{Pb}(p,3n)^{206}\text{Bi}$ ve $^{208}\text{Pb}(p,4n)^{205}\text{Bi}$ Reaksiyonları

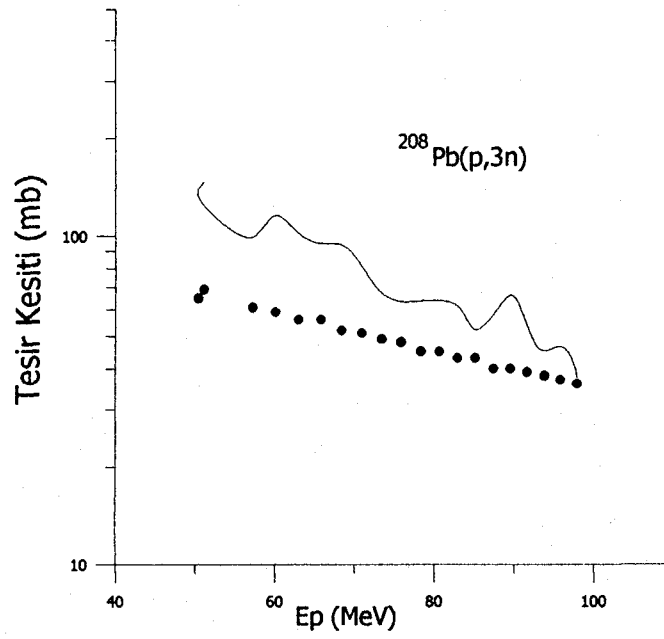
Şekil 9.5'de $^{208}\text{Pb}(p,3n)^{206}\text{Bi}$ ve Şekil 8.6'de $^{208}\text{Pb}(p,4n)^{205}\text{Bi}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Şekil 9.6'da deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında yüksek enerjilerde iyi uyum olduğu görülmektedir. ^{208}Pb reaksiyon sonucunda 4n uyarılma tesir kesiti 3 nötron uyarılma tesir kesitinden daha büyük olmaktadır.

9.7. $p+^{208}\text{Pb}$ Reaksiyonu

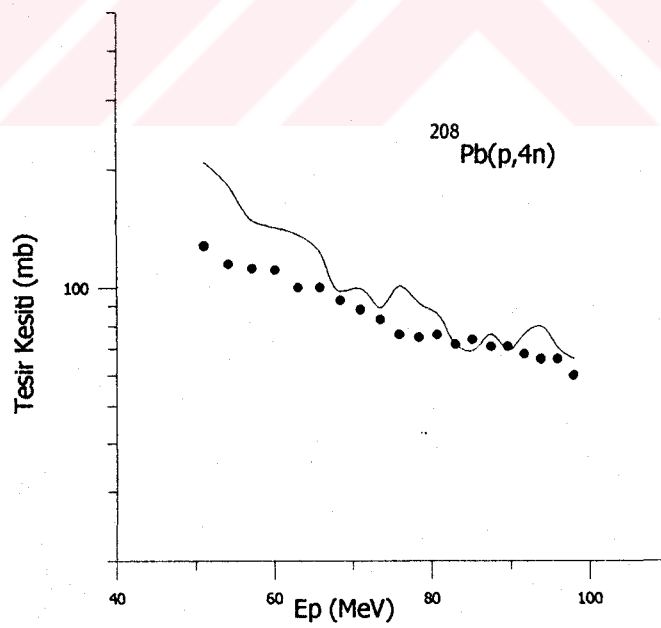
Şekil 9.7'de $p+^{208}\text{Pb}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma (toplam tesir kesitleri) fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında iyi uyum olduğu görülmektedir. . Noktalar deneysel, düz çizgiler ise kaskad eksiton model ile hesaplanan uyarılma fonksiyonlarını temsil etmektedir. Deneysel değerler (68) den alınmıştır.

9.8. $^{209}\text{Bi}(p,3n)^{207}\text{Po}$ Reaksiyonu

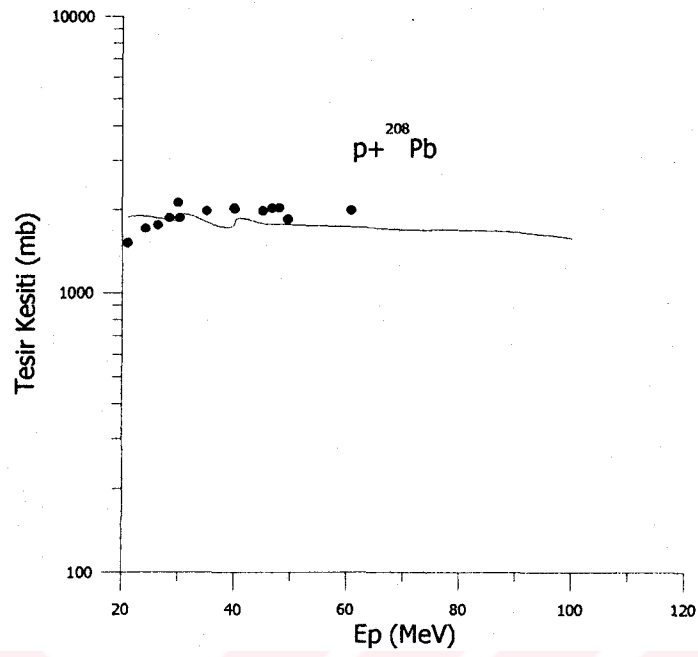
Şekil 9.8'de $^{209}\text{Bi}(p,3n)^{207}\text{Po}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.



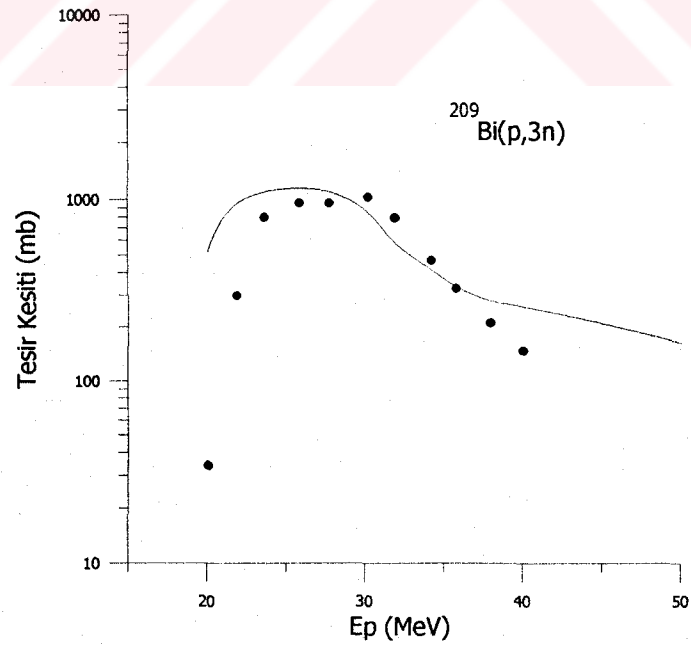
Şekil 9.5 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.6 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.7 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının (toplam tesisir kesitleri) karşılaştırılması



Şekil 9.8 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması

9.9. $^{197}\text{Au}(p,n)^{198}\text{Hg}$ Reaksiyonu

Şekil 9.9'da $^{197}\text{Au}(p,n)^{198}\text{Hg}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.

9.10. $^{197}\text{Au}(p,np)^{196}\text{Au}$ Reaksiyonu

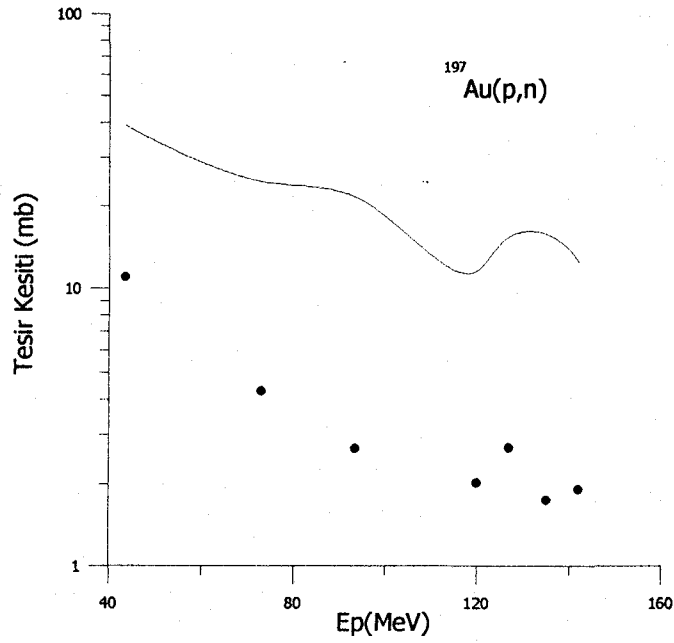
Şekil 9.10'da $^{197}\text{Au}(p,np)^{196}\text{Au}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.

9.11. $^{197}\text{Au}(p,3n)^{195}\text{Hg}$ Reaksiyonu

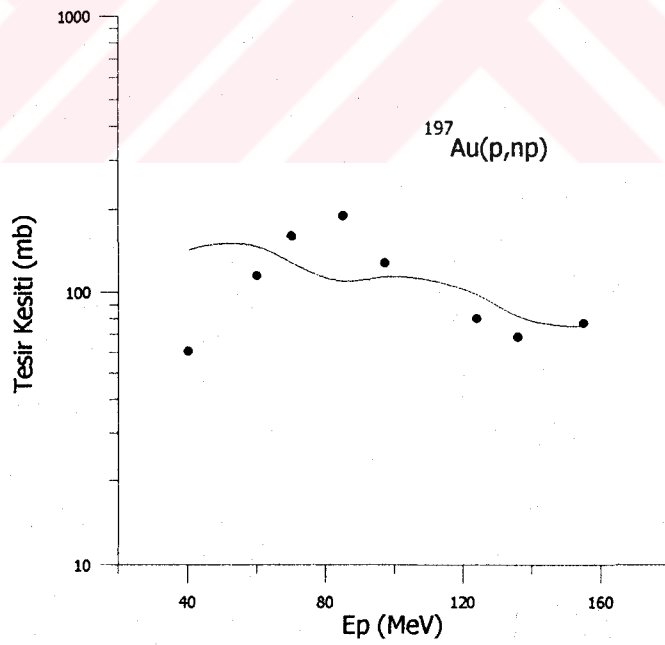
Şekil 9.11'de $^{197}\text{Au}(p,3n)^{195}\text{Hg}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.

9.12. $^{197}\text{Au}(p,4n)^{194}\text{Hg}$ Reaksiyonu

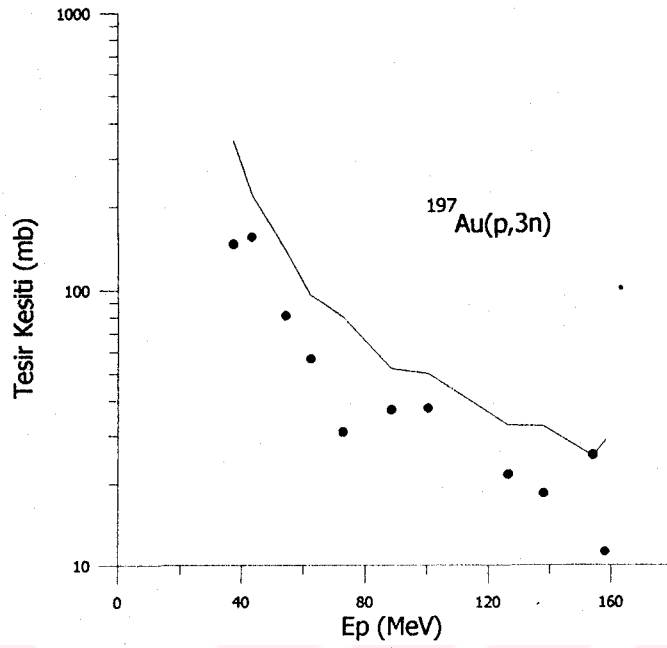
Şekil 9.11'de $^{197}\text{Au}(p,4n)^{194}\text{Hg}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.



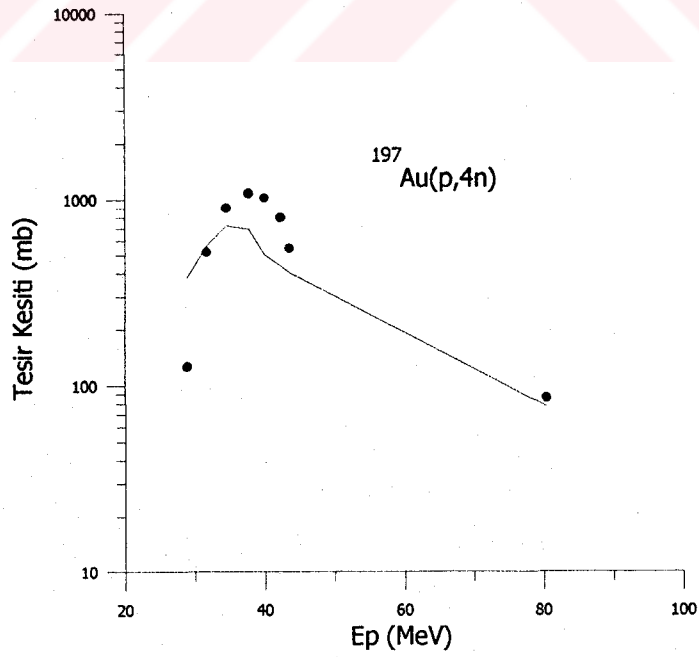
Şekil 9.9 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.10 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.11 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.12 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması

9.13. $^{209}\text{Bi}(p,2n)^{208}\text{Po}$ Reaksiyonu

Şekil 9.13'de $^{209}\text{Bi}(p,2n)^{208}\text{Po}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.

9.14. $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ Reaksiyonu

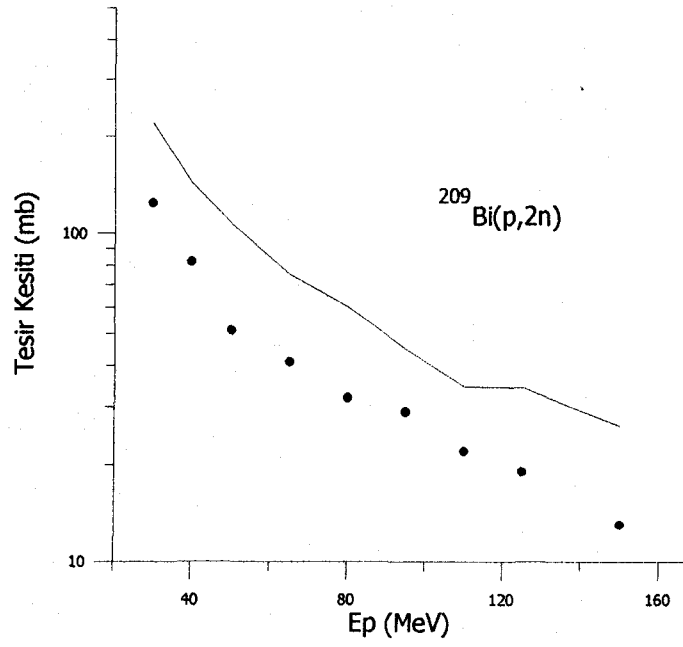
Şekil 9.14'de $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında kısmen uyum olduğu görülmektedir.

9.15. $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ Reaksiyonu

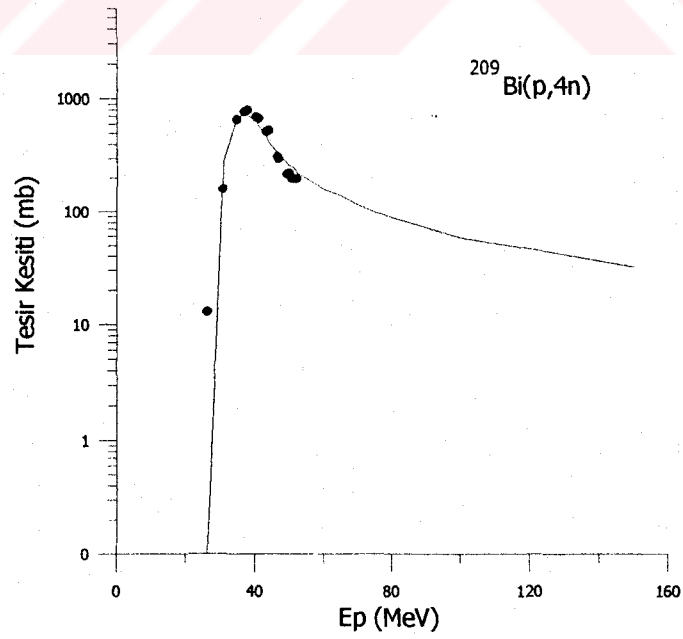
Şekil 9.15'de $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında uyumun iyi olduğu görülmektedir. Düşük enerjilerde yüksek tesir kesitine sahip iken yüksek enerjilerde gittikçe azalan bir durum gözlenmektedir.

9.16. $^{202}\text{Hg}(p,n)^{202}\text{Tl}$ Reaksiyonu

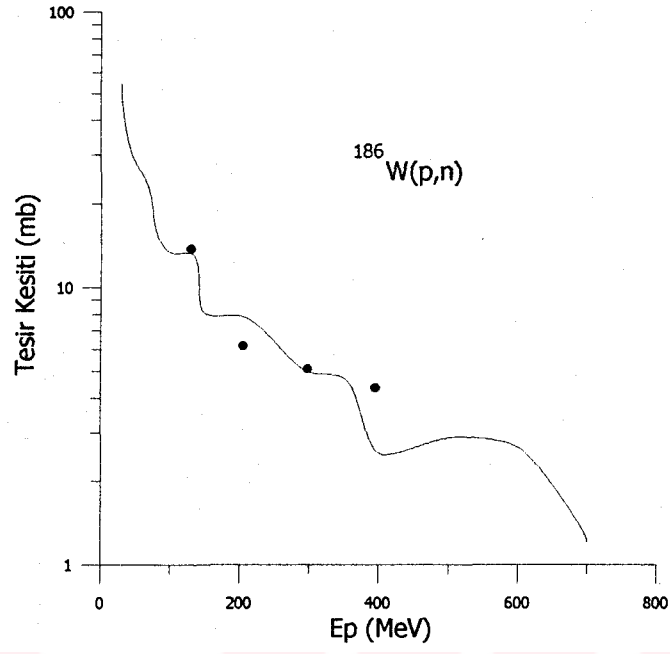
Şekil 9.16'de $^{202}\text{Hg}(p,n)^{202}\text{Tl}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında uyumun iyi olduğu görülmektedir.



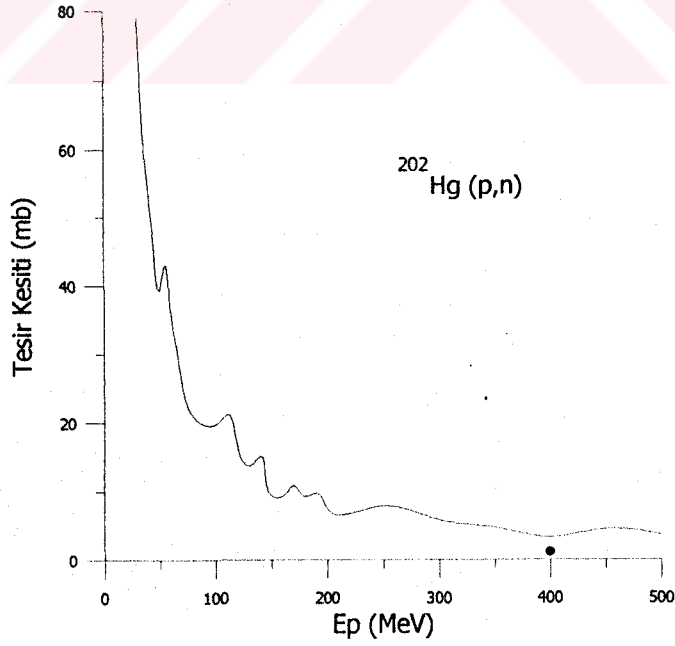
Şekil 9.13 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.14 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.15 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.16 Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması

9.17. $^{202}\text{Hg}(p,2n)^{202}\text{Tl}$ Reaksiyonu

Şekil 9.17'de $^{202}\text{Hg}(p,2n)^{202}\text{Tl}$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik uyarılma fonksiyonları karşılaştırılmıştır. Teorik uyarılma fonksiyonu CEM95 programı ile hesaplanmıştır. Deneysel sonuç ile teorik hesaplama arasında uyumun iyi olduğu görülmektedir. Düşük enerjilerde yüksek tesir kesitine sahip iken yüksek enerjilerde gittikçe azalan bir durum gözlenmektedir.

9.18. $^{208}\text{Pb}(1\text{ GeV}) + p$ Reaksiyonu

Spallasyon reaksiyonunda nötron üretiminin yanısıra atık çekirdekler de üretilmektedir. Bu çekirdeklerin çoğu radyoaktiftir. Bundan dolayı hedefin tasarımında aktivasyon problemleri nazara alınır. Atık çekirdekler hedefin aşınmasına, hızlandırıcı penceresine, yapısal materyallere ve hedefte radyasyon zararına sebep olurlar.

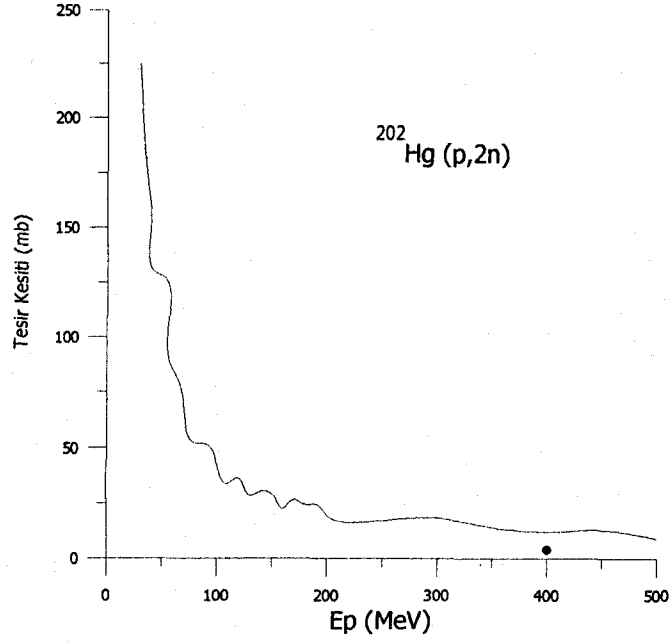
Şekil 9.18. proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan kütle numarası $A=185$ olan elementlerin Z 'ye göre üretim tesir kesitlerinin hesaplanmasını verir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplamayı, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69) den alınmıştır.

Şekil 9.19.a. proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Sm' in oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Sm' in nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69)den alınmıştır.

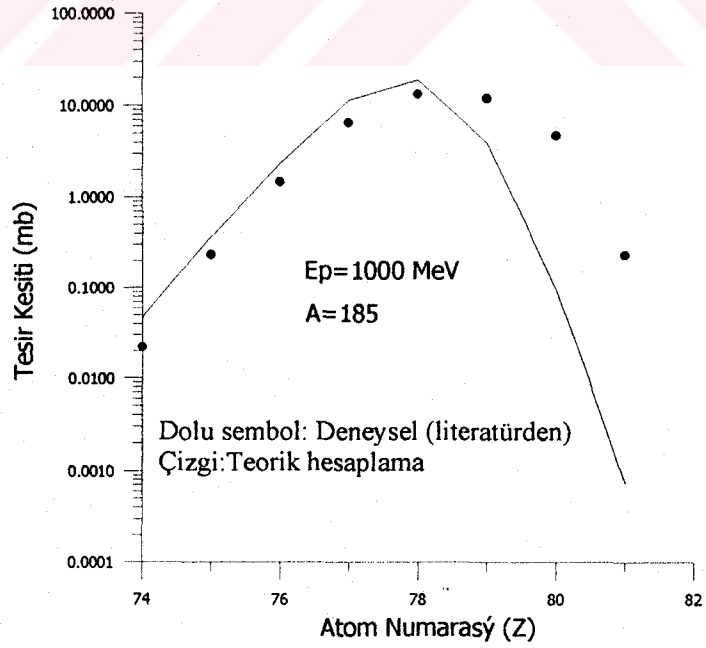
Şekil 9.19.b. proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Dy' nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Dy' nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69)' dan alınmıştır.

Şekil 9.19.c. proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Er' nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Er' nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69)' dan alınmıştır.

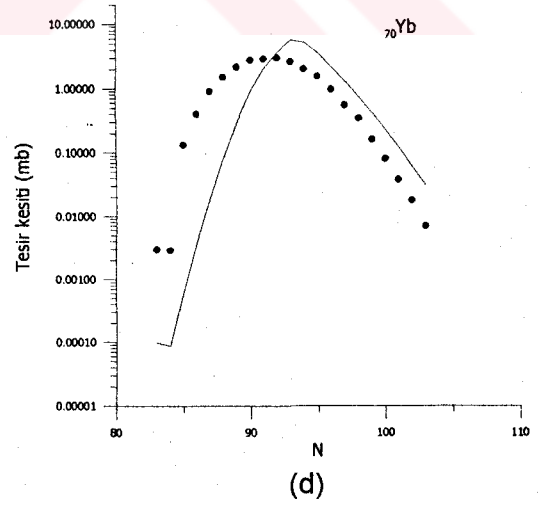
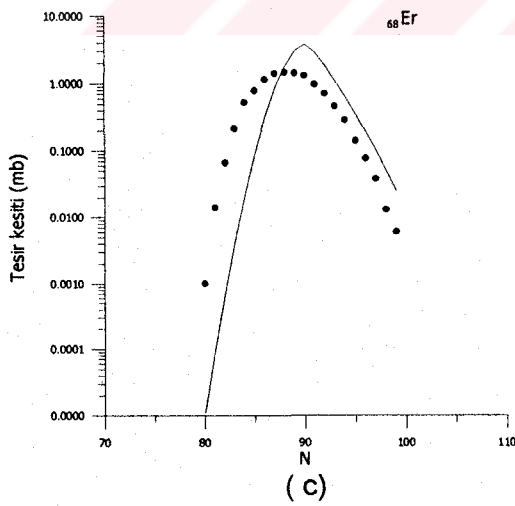
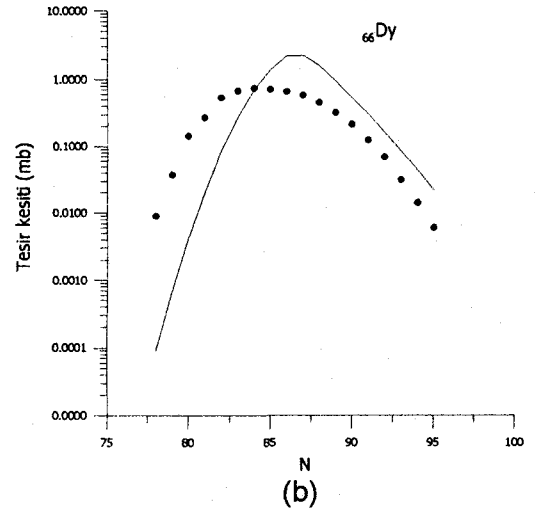
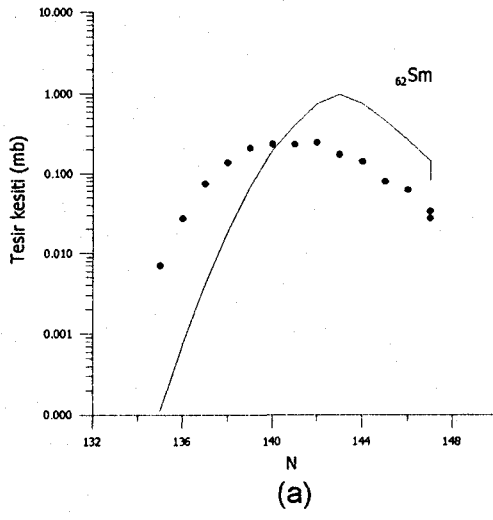
Şekil 9.19.d. proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Yb' nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Yb' nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69)' dan alınmıştır.



Şekil 9.17. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması



Şekil 9.18. $^{208}\text{Pb} (1 \text{ GeV}) + p$ Reaksiyonu sonucu oluşan kütle numarası $A=185$ olan atık çekirdeklerin oluşumu



Şekil 9.19. ^{208}Pb (1 GeV) + p Reaksiyonu sonucu oluşan Sm, Dy, Er ve Yb atık çekirdeklerin oluşum tesisir kesitleri

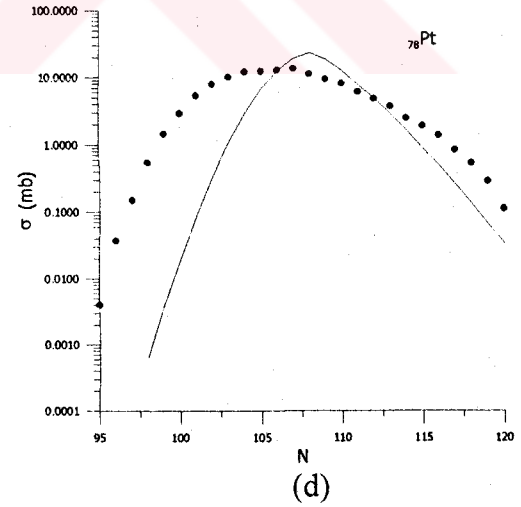
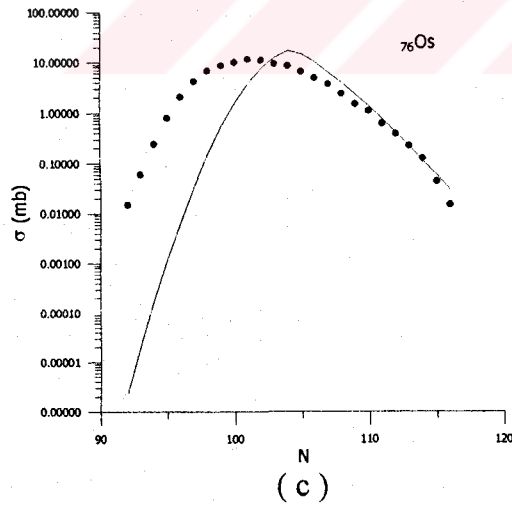
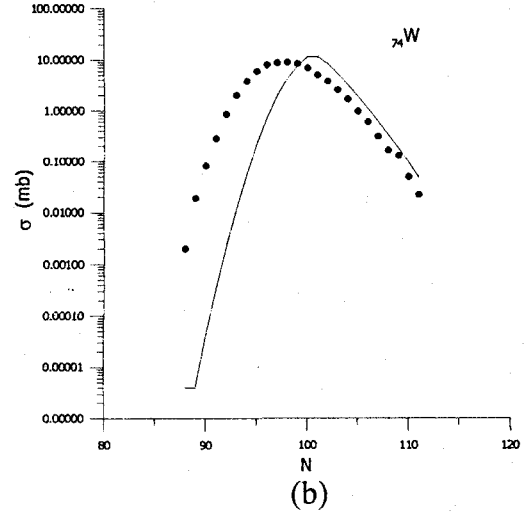
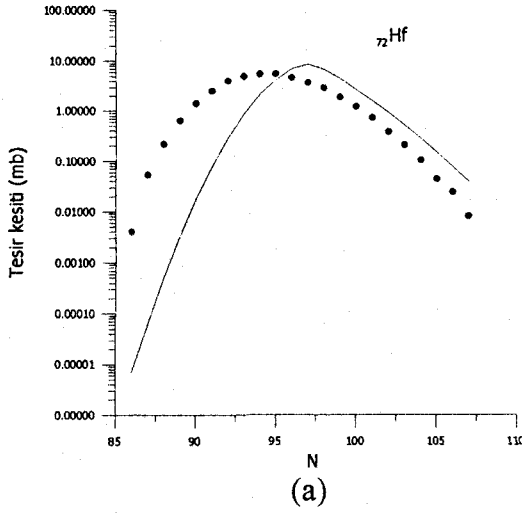
Şekil 9.20.a proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Hf'nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Hf'nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69) dan alınmıştır.

Şekil 9.20.b proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek W'nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan W'nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir.

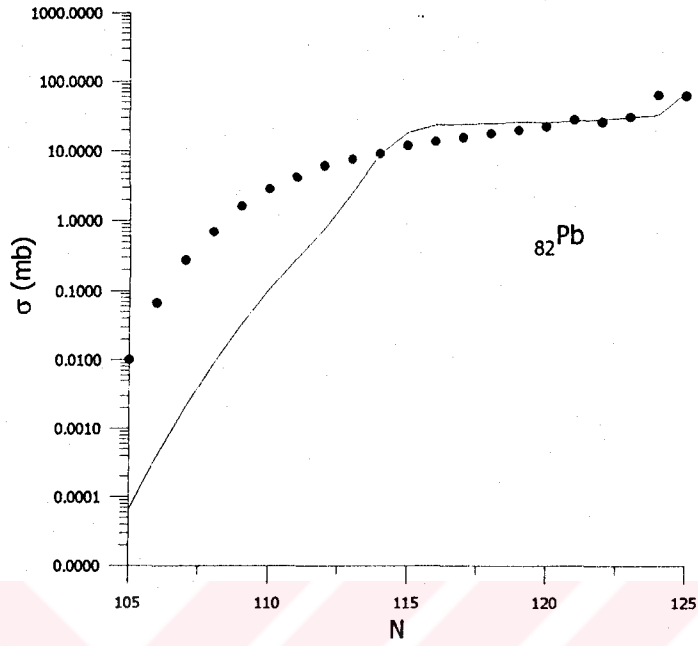
Şekil 9.20.c proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Os'nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Os'nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir.

Şekil 9.20.d proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Pt'nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Pt'nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir.

Şekil 9.21 proton (hidrojen) hedefi üzerine gönderilen 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdeğin (projectile) reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Pb'nin oluşum tesir kesitlerini göstermektedir. Şekildeki katı çizgi Silberberg'in yarı ampirik formülü ile hesaplanan Pb'nin nötron sayısına göre üretim tesir kesitinin, dolu semboller ise deneysel datanın sonucunu göstermektedir. Deneysel data referans (69) dan alınmıştır.



Şekil 9.20.a-d. ^{208}Pb (1 GeV) + p Reaksiyonu sonucu oluşan Sm, Dy, Er ve Yb atık çekirdeklerin oluşum tesis kesitleri



Şekil 9.21. ^{208}Pb (1 GeV) + p Reaksiyonu sonucu oluşan atık çekirdek Pb' nin oluşumu.

Pb(1 A GeV)+p reaksiyonunda izotop üretimine en önemli katkı kurşun elementinin hemen altındaki en ağır elementlerden gelmektedir. En hafif elementlerden gelen katkı ise daha az olmaktadır.

Şekil 9.19.a.'de Sm'in maksimum izotopik üretim tesir kesiti 1.0 mb ve Şekil 9.20.c'de Os'un 150 mb civarında iken Şekil 9.21'de Pb'nun maksimum izotopik üretim tesir kesiti 200 mb civarındadır. Nötron sayısına göre hedef elemente daha yakın olan izotopların üretim tesir kesitlerinin çok daha büyük oldukları görülmektedir. Kurşuna göre daha hafif element olan Sm, Dy, Er, Yb, Hf, W ve Os'un izotopik üretim tesir kesitlerinin nötron sayısına göre çizimi Gauss dağılımı gösterirken mermi (projectile) elementin değerine doğru yaklaştıkça bu dağılımın kaybolduğu görülmektedir. Ayrıca yüksek nötron sayılı izotopların hesaplanan üretim tesir kesitleri deneysel veriler ile daha iyi uyum sağlamaktadır.

Şekil 9.18. de kütle numarası $A=185$ olan elementlerin atom numarası Z' ye göre üretim tesir kesitlerinin deneysel ile hesaplanan sonuçların kıyası yapılmıştır. En büyük izotopik üretim tesir kesitinin Pt element için elde edildiği görülmektedir. Yapılan hesaplama ile deneysel değerler kıyaslandığında yüksek nötronlu izotopların üretim tesir kesitlerinin deney ile daha iyi uyum içinde olduğu görülmektedir. Mermi çekirdeğe yakın daha ağır elementlerin nötronca zengin olan izotoplarını üretmek için bu $^{208}\text{Pb}(1A\text{ GeV})+p$ reaksiyonu iyi bir seçim olabilir.



10. SPALLASYON NÖTRON ÇOĞALMA SAYILARI VE ENERJİLERİ

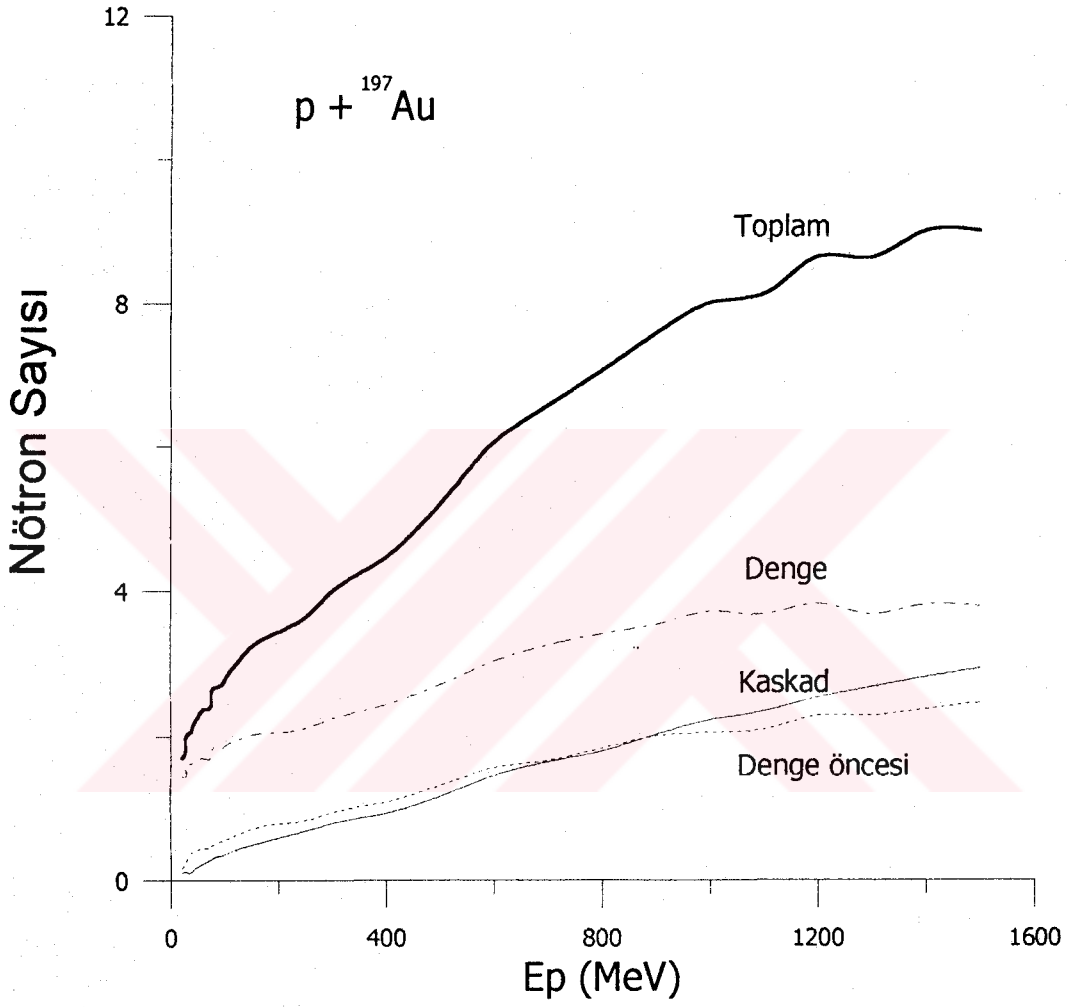
10.1 $p + {}^{197}\text{Au}$ Spallasyon Nötron Sayısı

Şekil 10.1'de 30 MeV' den başlayarak 1500 MeV'e kadar değişen enerji aralıklarında hızlandırılan protonun ${}^{197}\text{Au}$ ince hedef ile çarpışması sonucunda üretilen nötronların; kaskad, denge öncesi, denge ve toplam nötron sayıları enerjiye bağlı olarak çizilmiştir. Hesaplama İnter nükleer kaskad eksiton modeli kullanılarak yapılmıştır.

Çizelge 10.1'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları verilmiştir. Enerjiye bağlı olarak çıkan nötron sayısı artmaktadır. Düşük enerjilerde denge nötronları baskın iken yüksek enerjilerde kaskad nötronları baskındır.

Çizelge 10.2'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri verilmiştir. Kaskad nötronları en yüksek enerjiye sahiptir. Spallasyon esnasında merminin çekirdek içerisindeki nükleonlara aktarmış olduğu enerjinin yaklaşık olarak % 80' i kaskad nötronları tarafından paylaşılmaktadır. Geri kalan % 20' lik enerji ise denge öncesi ve denge nötronları arasında dağılır.

Bu kısımda yapılan hesaplamalarda CEM95 programı kullanılmıştır.



Şekil 10.1 $p + {}^{197}\text{Au}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı

Çizelge 10.1 $p + {}^{197}\text{Au}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron sayısı	Kaskad nötron sayısı	Denge öncesi nötron sayısı	Denge nötron sayısı
30	2.04	0.113	0.294	1.63
40	2.14	0.124	0.398	1.62
50	2.28	0.179	0.425	1.68
60	2.38	0.228	0.44	1.71
70	2.39	0.264	0.445	1.68
80	2.68	0.314	0.511	1.86
90	2.69	0.331	0.533	1.82
100	2.79	0.359	0.559	1.87
125	3.04	0.437	0.643	1.96
150	3.24	0.489	0.719	2.03
200	3.44	0.591	0.788	2.06
250	3.64	0.686	0.834	2.12
300	4	0.794	0.950	2.25
350	4.15	0.844	1	2.3
400	4.46	0.932	1.09	2.44
450	4.87	1.06	1.21	2.6
500	5.2	1.17	1.32	2.71
550	5.4	1.28	1.34	2.78
600	6.07	1.46	1.57	3.04
650	6.23	1.54	1.56	3.14
700	6.58	1.65	1.67	3.26
750	6.87	1.79	1.76	3.32
800	7.06	1.8	1.84	3.41
850	7.26	1.93	1.85	3.47
900	7.58	2.03	2.01	3.54
950	7.68	2.12	1.99	3.56
1000	8.01	2.23	2.06	3.72
1100	8.13	2.35	2.1	3.68
1200	8.66	2.54	2.29	3.83
1300	8.65	2.68	2.29	3.68
1400	9.02	2.82	2.38	3.82
1500	9.02	2.94	2.47	3.79

Çizelge 10.2 $p + {}^{197}\text{Au}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Kaskad nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Denge öncesi nötron ortalama enerjisi	Denge nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV
30	3.15	11.7	9.08	1.48
40	3.94	13.2	10.7	1.57
50	4.75	17.5	11.8	1.6
60	5.41	20.9	12	1.64
70	6.33	24.4	13.3	1.64
80	6.43	24	12.6	1.77
90	7.34	28.1	13.6	1.75
100	7.88	30.6	13.8	1.76
125	9.2	35.4	13.9	1.82
150	10.6	40.1	14.1	1.86
200	12.9	48.4	14.4	1.92
250	15.3	57.9	14.3	1.97
300	17.4	66.2	14.6	1.93
350	19.6	73.7	14.5	1.98
400	20.4	74.1	15.2	2.03
450	22	78	15.8	2.05
500	23.5	80.8	16.3	2.09
550	24.5	82.9	15.9	2.14
600	24.8	81.9	16.2	2.17
650	24.9	78.9	16.2	2.23
700	26.6	85	16.5	2.28
750	26.6	83.4	17	2.34
800	27.5	83.7	16.8	2.34
850	28.5	86.3	16.8	2.37
900	28.2	83.4	17.1	2.44
950	29.2	86.5	17	2.47
1000	29.1	84.4	17.1	2.5
1100	30.6	86.5	17.1	2.59
1200	31.4	87.3	17.5	2.61
1300	31.7	83.8	17.3	2.71
1400	33.8	90.2	17	2.73
1500	34.7	90	17.5	2.77

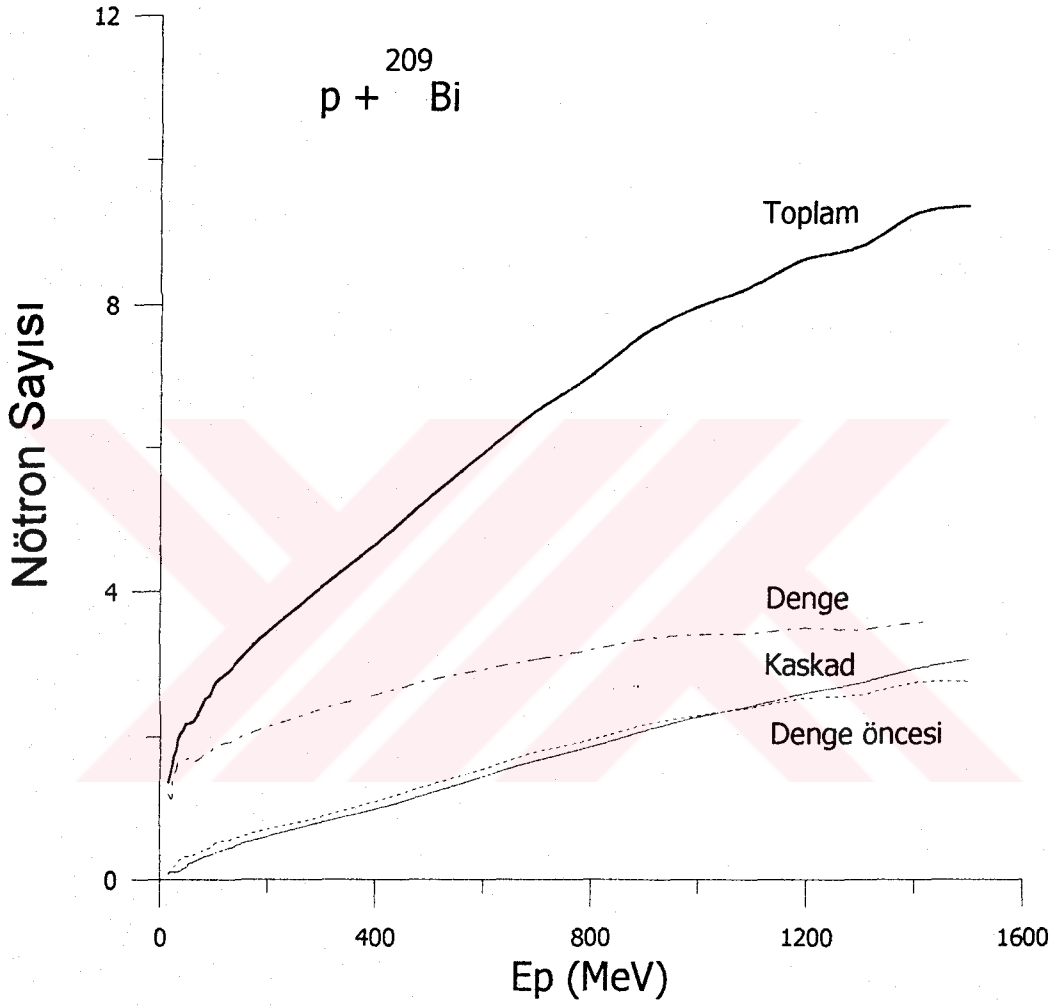
10.2 $p + {}^{209}\text{Bi}$ Spallasyon Nötron Sayısı

Şekil 10.2'de 30 MeV' den başlayarak 1500 MeV'e kadar değişen enerji aralıklarında hızlandırılan protonun ${}^{209}\text{Bi}$ ince hedef ile çarpışması sonucunda üretilen nötronların; kaskad, denge öncesi, denge ve toplam nötron sayıları enerjiye bağlı olarak çizilmiştir. Hesaplama İnter nükleer kaskad eksiton modeli kullanılarak yapılmıştır.

Çizelge 10.3'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları verilmiştir. Enerjiye bağlı olarak çıkan nötron sayısı artmaktadır. Düşük enerjilerde denge nötronları baskın iken yüksek enerjilerde kaskad nötronları baskındır.

Çizelge 10.4'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri verilmiştir. Kaskad nötronları en yüksek enerjiye sahiptir. Spallasyon esnasında merminin çekirdek içerisindeki nükleonlara aktarmış olduğu enerjinin yaklaşık olarak % 80' i kaskad nötronları tarafından paylaşılmaktadır. Geri kalan % 20' lik enerji ise denge öncesi ve denge nötronları arasında dağılır.

Burada yapılan hesaplamalarda CEM95 programı kullanılmıştır.



Şekil 10.2 $p + ^{209}\text{Bi}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı

Çizelge 10.3 $p + {}^{209}\text{Bi}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron sayısı	Kaskad nötron sayısı	Denge öncesi nötron sayısı	Denge nötron sayısı
30	1.86	0.101	0.208	1.55
40	2.08	0.129	0.29	1.67
50	2.19	0.172	0.333	1.68
60	2.26	0.238	0.341	1.69
70	2.34	0.267	0.372	1.7
80	2.48	0.302	0.413	1.76
90	2.59	0.33	0.451	1.81
100	2.69	0.363	0.479	1.85
125	2.88	0.428	0.540	1.91
150	3.11	0.504	0.599	2.01
200	3.44	0.599	0.705	2.14
250	3.75	0.703	0.784	2.26
300	3.98	0.786	0.863	2.33
350	4.32	0.887	0.979	2.45
400	4.65	0.98	1.09	2.58
450	4.94	1.09	1.2	2.65
500	5.3	1.2	1.32	2.78
550	5.58	1.3	1.44	2.84
600	5.92	1.44	1.55	2.93
650	6.2	1.56	1.66	2.99
700	6.53	1.67	1.79	3.07
750	6.89	1.79	1.92	3.18
800	7.02	1.86	1.96	3.2
850	7.36	2.01	2.08	3.27
900	7.61	2.09	2.17	3.35
950	7.74	2.16	2.21	3.37
1000	7.99	2.28	2.3	3.41
1100	8.28	2.43	2.41	3.43
1200	8.66	2.61	2.54	3.51
1300	8.82	2.75	2.59	3.48
1400	9.27	2.94	2.75	3.58
1500	9.38	3.07	2.77	3.54

Çizelge 10.4 $p + {}^{209}\text{Bi}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Kaskad nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Denge öncesi nötron ortalama enerjisi	Denge nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV
30	2.85	11.3	9.74	1.36
40	3.67	14	11.4	1.48
50	4.48	16.8	12.8	1.55
60	5.32	20.8	12.8	1.62
70	5.96	22.8	13.4	1.67
80	6.55	24.9	13.7	1.73
90	7.28	27.9	14	1.76
100	7.8	30.1	14	1.82
125	9.36	36	14.6	1.92
150	10.6	40.5	14.4	2
200	12.9	49	14	2.06
250	15	56.8	14.4	2.16
300	17.3	65	14.9	2.2
350	19	69.8	15.1	2.24
400	20.4	73.7	15.5	2.26
450	21.6	74.9	15.6	2.31
500	22.8	77.6	15.8	2.32
550	23.7	78.8	16.1	2.33
600	25	80.8	16.1	2.33
650	25.9	81.4	16.3	2.36
700	26.3	80.6	16.5	2.37
750	27.1	82.1	16.5	2.4
800	27.9	83.7	16.4	2.4
850	28.8	84.5	16.5	2.44
900	28.6	82.7	16.9	2.44
950	29.4	84.5	16.8	2.46
1000	29.6	83	16.8	2.48
1100	30.6	83.7	17.2	2.54
1200	31.1	83.3	17	2.56
1300	33.1	86.1	17.5	2.63
1400	33.7	86.6	17.5	2.68
1500	34.7	87.1	17.6	2.75

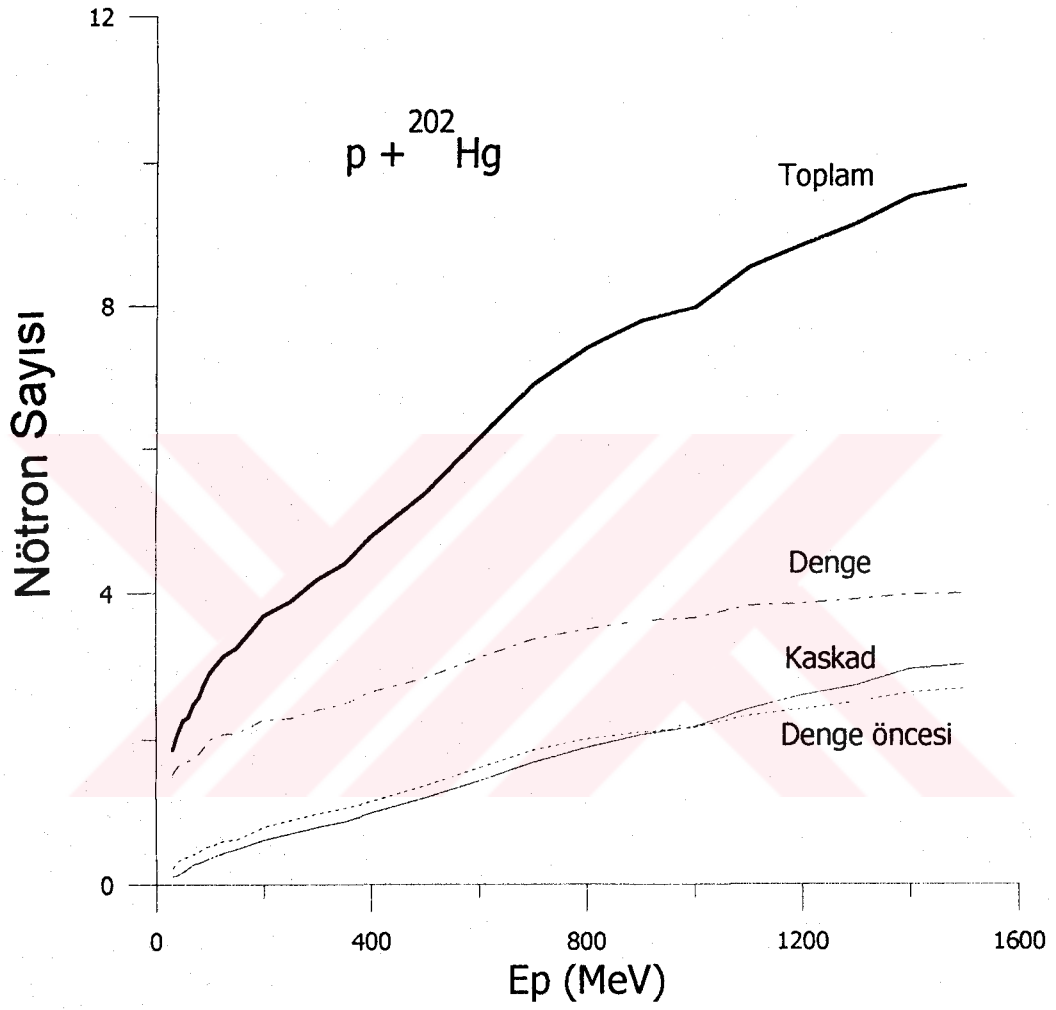
10.3 $p + {}^{202}\text{Hg}$ Spallasyon Nötron Sayısı

Şekil 10.3'de 30 MeV' den başlayarak 1 500 MeV'e kadar değişen enerji aralıklarında hızlandırılan protonun ${}^{202}\text{Hg}$ ince hedef ile çarpışması sonucunda üretilen nötronların; kaskad, denge öncesi, denge ve toplam nötron sayıları enerjiye bağlı olarak çizilmiştir. Hesaplama İnter nükleer kaskad eksiton modeli kullanılarak yapılmıştır.

Çizelge 10.5'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları verilmiştir. Enerjiye bağlı olarak çıkan nötron sayısı artmaktadır. Düşük enerjilerde denge nötronları baskın iken yüksek enerjilerde kaskad nötronları baskındır.

Çizelge 10.6'da enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri verilmiştir. Kaskad nötronları en yüksek enerjiye sahiptir. Spallasyon esnasında merminin çekirdek içerisindeki nükleonlara aktarmış olduğu enerjinin yaklaşık olarak % 80' i kaskad nötronları tarafından paylaşılmaktadır. Geri kalan % 20' lik enerji ise denge öncesi ve denge nötronları arasında dağılır.

Burada yapılan hesaplamalarda CEM95 programı kullanılmıştır.



Şekil 10.3 $p + ^{202}\text{Hg}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı

Çizelge 10.5 $p + {}^{202}\text{Hg}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron sayısı	Kaskad nötron sayısı	Denge öncesi nötron sayısı	Denge nötron sayısı
30	1.86	0.107	0.229	1.52
40	2.09	0.132	0.322	1.63
50	2.26	0.176	0.378	1.69
60	2.31	0.228	0.381	1.7
70	2.48	0.29	0.424	1.76
80	2.57	0.299	0.457	1.81
90	2.74	0.336	0.512	1.9
100	2.9	0.368	0.534	2
125	3.13	0.44	0.607	2.08
150	3.25	0.496	0.627	2.09
200	3.69	0.617	0.798	2.27
250	3.89	0.707	0.892	2.29
300	4.19	0.8	0.983	2.4
350	4.41	0.876	1.06	2.48
400	4.78	0.992	1.15	2.64
450	4.98	1.06	1.24	2.68
500	5.38	1.2	1.36	2.83
550	5.86	1.34	1.53	2.99
600	6.15	1.43	1.61	3.11
650	6.48	1.56	1.73	3.2
700	6.89	1.68	1.85	3.36
750	7.06	1.74	1.9	3.41
800	7.4	1.89	2.01	3.5
850	7.76	2.02	2.1	3.65
900	7.78	2.06	2.1	3.62
950	8.08	2.17	2.21	3.71
1000	7.98	2.17	2.16	3.66
1100	8.55	2.41	2.32	3.83
1200	8.87	2.6	2.41	3.86
1300	9.17	2.73	2.51	3.92
1400	9.55	2.95	2.63	3.98
1500	9.7	3.02	2.68	4

Çizelge 10.6 $p + {}^{202}\text{Hg}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Kaskad nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Denge öncesi nötron ortalama enerjisi	Denge nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV
30	3.09	10.8	9.52	1.58
40	3.89	13.2	11.4	1.65
50	4.74	16.4	12.7	1.68
60	5.34	20.4	12.5	1.72
70	6.18	22.6	13.3	1.78
80	6.56	25.3	13.2	1.79
90	7.17	27.3	13.6	1.84
100	7.65	30.1	13.2	1.86
125	8.87	34.8	13.5	1.9
150	10.3	41.7	13.6	1.93
200	12.5	49.4	13.7	2.01
250	14.7	56.2	14.1	2.06
300	16.9	64.5	14.3	2.06
350	18.4	69.2	14.7	2.09
400	19.7	72	15	2.13
450	21.7	78.4	15.2	2.13
500	22.7	78.8	15.9	2.15
550	23.5	79.5	15.9	2.3
600	24.2	81.1	16	2.24
650	24.9	80.9	16.2	2.28
700	25.1	80.8	15.9	2.3
750	26	83.2	16.2	2.35
800	26.7	82.7	16.5	2.38
850	27.2	83.1	16.6	2.41
900	28.1	85.2	16.4	2.42
950	28.3	84.3	16.9	2.47
1000	28.8	85.2	16.6	2.49
1100	29.8	85.6	17	2.55
1200	30.8	85.3	17.1	2.62
1300	31.8	87.4	17.1	2.66
1400	32.1	85	17.2	2.72
1500	34.1	90.3	17.3	2.77

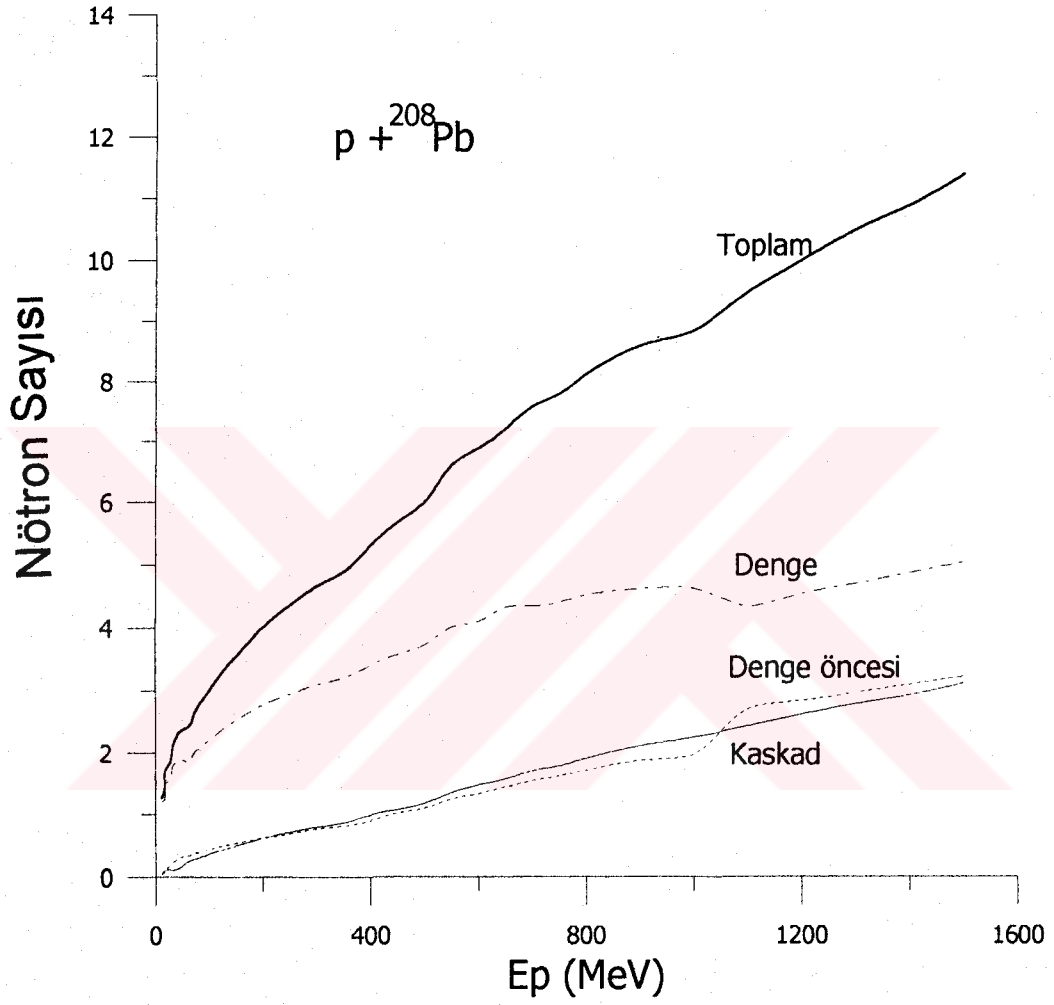
10.4 $p + {}^{208}\text{Pb}$ Spallasyon Nötron Sayısı

Şekil 10.4'de 30 MeV' den başlayarak 1500 MeV' e kadar değişen enerji aralıklarında hızlandırılan protonun ${}^{208}\text{Pb}$ ince hedef ile çarpışması sonucunda üretilen nötronların; kaskad, denge öncesi, denge ve toplam nötron sayıları enerjiye bağlı olarak çizilmiştir. Hesaplama İnter nükleer kaskad eksiton modeli kullanılarak yapılmıştır.

Çizelge 10.7'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları verilmiştir. Enerjiye bağlı olarak çıkan nötron sayısı artmaktadır. Düşük enerjilerde denge nötronları baskın iken yüksek enerjilerde kaskad nötronları baskındır.

Çizelge 10.8'de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri verilmiştir. Kaskad nötronları en yüksek enerjiye sahiptir. Spallasyon esnasında merminin çekirdek içerisindeki nükleonlara aktarmış olduğu enerjinin yaklaşık olarak % 80' i kaskad nötronları tarafından paylaşılmaktadır. Geri kalan % 20' lik enerji ise denge öncesi ve denge nötronları arasında dağılır.

Burada yapılan hesaplamalarda CEM95 programı kullanılmıştır.



Şekil 10.4. $p + ^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak farklı safhalarda çıkan nötron sayısı

Çizelge 10.7 $p + {}^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron sayısı	Kaskad nötron sayısı	Denge öncesi nötron sayısı	Denge nötron sayısı
30	2.03	0.109	0.206	1.72
40	2.29	0.123	0.281	1.88
50	2.38	0.176	0.326	1.88
60	2.42	0.243	0.328	1.84
70	2.61	0.273	0.367	1.97
80	2.77	0.308	0.390	2.07
90	2.9	0.333	0.419	2.15
100	3.02	0.369	0.441	2.21
125	3.32	0.435	0.496	2.39
150	3.56	0.498	0.537	2.53
200	4.02	0.621	0.624	2.78
250	4.36	0.717	0.691	2.95
300	4.66	0.798	0.769	3.1
350	4.89	0.866	0.811	3.21
400	5.31	0.991	0.9	3.41
450	5.68	1.08	1.02	3.58
500	6.01	1.18	1.1	3.73
550	6.61	1.35	1.25	4.01
600	6.89	1.47	1.33	4.1
650	7.22	1.57	1.44	4.32
700	7.59	1.7	1.54	4.34
750	7.8	1.78	1.62	4.4
800	8.13	1.9	1.71	4.52
900	8.6	2.11	1.87	4.62
1000	8.85	2.25	1.97	4.63
1100	9.48	2.43	2.7	4.34
1200	10	2.62	2.84	4.54
1300	10.5	2.79	2.97	4.7
1400	10.9	2.93	3.1	4.87
1500	11.4	3.12	3.23	5.04

Çizelge 10.8 $p + {}^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri

Mermi Enerjisi (MeV)	Toplam nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Kaskad nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV	Denge öncesi nötron ortalama enerjisi	Denge nötron ortalama enerjisi $\langle T \rangle$ MeV
30	2.73	11.4	9.98	1.32
40	3.37	13.7	11.7	1.42
50	4.16	16.8	12.8	1.49
60	5.06	20.8	13.8	1.52
70	5.47	23.1	13.3	1.57
80	5.96	25.5	13.6	1.61
90	6.43	27.8	13.9	1.65
100	6.96	30.2	14	1.67
125	7.81	35.1	13.3	1.71
150	8.87	39.7	13.6	1.79
200	10.9	48	14.1	1.85
250	12.8	56.8	13.7	1.92
300	14.6	63.5	14.4	1.98
350	16.2	69.9	14.5	2.02
400	17.7	74.3	14.6	2.06
450	18.8	77.6	15	2.1
500	19.3	77.7	15	2.11
550	20	77.2	15.3	2.17
600	21.3	79.9	15.3	2.2
650	21.9	81	15.3	2.22
700	23	82.3	15.7	2.27
750	23.5	83.2	15.5	2.28
800	24	83.1	15.7	2.31
850	24.6	83.6	15.5	2.34
900	25	82.8	15.7	2.37
950	25.8	83.8	15.8	2.4
1000	26	83.4	15.9	2.42
1100	27.3	82.8	17	2.66
1200	28.1	83.9	17.1	2.73
1300	28.6	84.3	17.2	2.8
1400	29.3	85.8	17.5	2.88
1500	30.2	87.6	17.6	2,92

Çizelge 10.9 $p + {}^{208}\text{Pb}$ spallasyon sonrası enerjiye bağlı olarak çıkan nötronların sayıları (57)

Enerji (MeV)	Deney	PSI	LANL	DUBNA	JAERI	BNL	Mevcut Çalışma
800		13,6	14,7	12,1	11,46	13,9	8,13
1 220	14,5	16,27	18	14,9	13,89	17,31	10,2
1 600		18,7	21	17,5	16,1	20,4	12,3

PSI hesaplaması Bertini INC programı kullanılarak,

LANL hesaplaması LAHET programı kullanılarak,

DUBNA hesaplaması CEM92M programı kullanılarak

JAERI hesaplaması INC+EVAP programı kullanılarak

BNL hesaplaması da Pearlstein tarafından kurulan sistematik programı kullanılarak yapılmıştır.

Mevcut çalışmada CEM95 programı kullanılarak ve Kaskad-Eksiton Modeli nazara alınarak yapılmıştır.

11. SONUÇ VE TARTIŞMA

Enerji yükseltici sistemi yüksek enerjili ışınımın etkisi altında çalışır ve bu durum enerji yükselticinin karakteristiğidir. Orta-yüksek dereceli enerjilerde spallasyon nötron kaynağı ile enerji yükseltici sistemi arasında önemli bir ilişki bulunmaktadır. Bu önemli ilişkiden dolayı spallasyon reaksiyonu bu çalışmanın ana konusu olmuştur ve enerji yükseltici tasarımında üretilen nötron sayısı anahtar parametredir.

Enerji yükseltici sistemi yüksek enerjili ışınım altında çalıştığı için hedef çekirdeğin nükleonik karakteristiklerinin extra çalışmalarını gerektirmektedir, özellikle de atık ürün çekirdek verimleri önemlidir. Hedef materyalden çıkan nötronların enerji spektrumu, nötron ürünü ve proton ile bombardıman edildiği zaman hedef içinde depo edilen enerji gibi detaylı bilgilere enerji yükseltici sisteminde gerek duyulmaktadır.

Atık ürün çekirdek verimleri enerji yükseltici sisteminin yapı elementlerinin önemli parametrelerini oluşturan radyoaktivite, aşınmaya karşı koyan direncin bozulması ve nötron zehirlenmesi gibi önemli parametreleri tanımlar. Ayrıca spallasyon sonrası oluşan atık çekirdek hedef içerisinde hızlandırıcı penceresine ve yapısal meteryallerde radyasyon zararına, aşınmaya ve çürümeye katkıda bulunmaktadır.

Hızlandırıcı güdümlü enerji yükseltici sistem tasarımı spallasyon hedef içinde atıkların üretim tesir kesitlerinin net bir şekilde bilinmesini gerektirdiğinden dolayı yapmış olduğumuz çalışmanın sonuçları bu açıdan önemlidir. Bu çalışmanın sonuçları enerji yükseltici tasarımında değerlendirilebilir. Çünkü hedef materyalde radyasyon zararının çoğu yüksek üretim tesir kesitli spallasyon atıklardan kaynaklanmaktadır.

Bu tez çalışmasında orta yüksek enerjide (10-2500 MeV) işlem gören CEM95 paket programı kullanılmıştır. Bu programla; proton-kurşun (p,Pb), proton-

bizmut (p,Bi), proton-altın (p,Au) ve proton-civa (p,Hg) çarpışmalarında ortaya çıkan nötronların sayıları ve enerjileri bulundu ve proton-kurşun çarpışmasında oluşan çeşitli atık çekirdeklerin oluşum tesir kesitleri hesaplanarak literatürdeki deneysel datalar ile kıyası yapılmıştır. Ayrıca proton-ağır hedef çarpışmasında çeşitli (p,xn) uyarılma fonksiyonları hesaplandı.

Bölüm 9.1-17 deki hesaplamalarda CEM95 Bilgisayar programı kullanıldı. 20-500 MeV enerji aralıklarında kaskad eksiton modeli gözönüne alınarak $^{206}\text{Pb}(p,xn)$, $^{207}\text{Pb}(p,xn)$, $^{208}\text{Pb}(p,xn)$, $^{209}\text{Bi}(p,xn)$, $^{197}\text{Au}(p,xn)$, $^{186}\text{W}(p,n)$, $^{202}\text{Hg}(p,xn)$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları hesaplandı ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldı. Burada (x=1,2,3,4 değerlerini göstermektedir). Yüksek enerjilerde deneysel ile teorik hesaplama arasında daha iyi uyum olduğu görülmüştür.

Şekil 9.1 ve Şekil 9.2'de $^{206}\text{Pb}(p,n)$ ile $^{206}\text{Pb}(p,2n)$ reaksiyonunda 2n uyarılma fonksiyonunun, Şekil 9.3 ve Şekil 9.4'de $^{207}\text{Pb}(p,2n)$ ile $^{207}\text{Pb}(p,3n)$ reaksiyonunda 3n uyarılma fonksiyonunun, Şekil 9.5 ve Şekil 9.6'da $^{208}\text{Pb}(p,3n)$ ile $^{208}\text{Pb}(p,4n)$ reaksiyonunda 4n uyarılma fonksiyonunun, Şekil 9.11 ve Şekil 9.12'de $^{197}\text{Au}(p,3n)$ ile $^{197}\text{Au}(p,4n)$ reaksiyonunda 4n uyarılma fonksiyonunun ve $^{209}\text{Bi}(p,2n)$ ve $^{209}\text{Bi}(p,4n)$ reaksiyonunda 4n uyarılma fonksiyonunun daha yüksek olduğu görülmektedir.

Bölüm 9.18 de Silberberg bilgisayar programı kullanılarak; 1 GeV enerjili ^{208}Pb mermi çekirdek (projectile) ile p (Hidrojen) reaksiyonunda oluşan atık çekirdek üretiminde çeşitli elementlerin izotoplarının üretim tesir kesitleri hesaplandı ve literatürden alınan deneysel değerler ile karşılaştırıldı. Teorik hesaplama ile deneysel sonuçlar arasında uyum sağlandığı görülmüştür. Gönderilen mermi çekirdeğe (projectile) daha yakın ağır elementlerin nötronca zengin olan izotoplarını üretmek için $^{208}\text{Pb}(1\text{ GeV})+p$ reaksiyonu iyi bir seçimdir. Özellikle de uzun yarı ömürlü izotopların üretim tesir

kesitlerinden hedefin uzun süreli radyoaktif zehirlenme problemi seviyesini tahmin etmek mümkündür. Hesaplanan üretim tesir kesiti hızlandırıcı güdümlü kritik altı reaktörlerin tasarımı için uygundur.

Bölüm 10'da CEM95 programı kullanılarak; spallasyon nötron çoğalma sayıları ve enerjileri elde edilmiştir. Şekil 10.1-4 de 30 MeV' den başlayarak 1500 MeV'e kadar değişen enerji aralıklarında hızlandırılan protonun ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{202}Hg ve ^{208}Pb ince hedefler ile bombardımanı sonucunda üretilen nötronların; kaskad, denge öncesi, denge ve toplam nötron sayıları enerjiye bağlı olarak çizilmiştir. Hesaplama İnter nükleer kaskad eksiton modeli kullanılarak yapılmıştır. Nötron üretimi için seçilen hedef elementler içerisinde en uygun olanın kurşun hedefi olduğu görülmüştür.

Çizelge 10.1,3,5,7 de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının sayıları verilmiştir. Enerjiye bağlı olarak çıkan nötron sayısının arttığı görülmektedir. Düşük enerjilerde denge nötronları baskın iken yüksek enerjilerde kaskad nötronları baskındır.

Çizelge 10.2,4,6,8 de enerjiye bağlı olarak çıkan toplam, kaskad, denge öncesi ve denge nötronlarının enerjileri verilmiştir. Kaskad nötronlarının en yüksek enerjiye sahip olduğu görülmektedir. Spallasyon esnasında merminin çekirdek içerisindeki nükleonlara aktarmış olduğu enerjinin yaklaşık olarak %80' i kaskad nötronları tarafından paylaşılmaktadır. Geri kalan %20' lik enerji ise denge öncesi ve denge nötronları arasında dağılır.

Hızlandırıcı güdümlü enerji yükseltici sistem tasarımı spallasyon hedef içinde atıkların üretim tesir kesitlerinin net bir şekilde bilinmesini gerektirdiğinden dolayı yapmış olduğumuz çalışmanın sonuçları bu açıdan önemlidir. Bu çalışmanın sonuçları enerji yükseltici tasarımında değerlendirilebilir. Çünkü hedef materyalde radyasyon zararının çoğu yüksek üretim tesir kesitli spallasyon atıklardan kaynaklanmaktadır.

Çizelge 10.9'da çeşitli enerji değerlerinde $p+ {}^{208}\text{Pb}$ çarpışmasında çıkan nötron sayıları literatürden alınan deneysel ve teorik hesaplamalar ile karşılaştırılmıştır. Bütün şekillerdeki (.....) koyu noktalar deneyi, (___) sürekli çizgiler ve (- - -) kesikli çizgilerde teorik hesaplamaları göstermektedir.

Kurşun elementinden fazla nötron elde edildiğinden dolayı nötron üretim hedefi olarak kurşunun seçilmesinin en uygun olacağı açık bir şekilde görülmektedir.



KAYNAKLAR

1. Roche, C. and Rubbia, C., "Some Preliminary Considerations on the Economical Issues of the Energy Amplifier" **CERN AT/95-45 (ET)**, (1995)
2. Bowman, C., et al., "Nuclear Energy Generation and Waste Transmutation Using an Accelerator-Driven Intense Thermal Neutron Source", **LA-UR-91-91-2061**, LANL (1991)
3. Abánadesn, A. et al., "Experimental Measurements of ^{99}Tc And ^{129}I Transmutation In Tarc At Cern", **Dept. Nuclear Fission, Avda. Complutense 22 Edif. 17, 28040, Madrid** (1997)
4. 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)
5. Krane, K.S., "Introductory Nuclear Physics", **John Willey & Sons, Inc.**, New York, 506-512 (1988)
6. Rubbia, C. and Rubio, J.A., **CERN/LHC/96-11** (1996)
7. Jameson, R.A. et al., "Accelerator -driven transmutation technology 1for energy production and nuclear waste treatment", **3rd EPAC**, Berlin, pp. 230-234 (1992)
8. Gudowski, W., "Accelerator-driven Transmutation Projects. The Importance of Nuclear Physics Research for Waste Transmutation", **Nuclear Physics, A654: 436c-457c** (1999)
9. Rubbia, C., et al., "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)
10. Carminati, F., et al., "An Energy Amplifier for clener and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven By a Particle Beam Accelerator", **CERN/AT/93-47 (ET)** (1993)
11. Magill, J. And Peerani, P., "(Non-) Proliferation Aspects of Accelerator Driven Systems", **Journal Phys. IV France 9** (1999)
12. Rubbia, C., et al. "Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier" **CERN/AT/95-44(ET)** (1995)

13. Rubbia, C., et al. "A realistic plutonium elimination scheme with fast energy amplifiers and thorium-plutonium fuel" **CERN/AT/95-53 (ET)**, Geneva (1995)
14. Rubbia, C. and Rubio, J.A., " A Tentative Programme towards a Full Scale Energy Amplifier, **CERN/LHC/96-11**), Geneva,36 p. (1996)
15. Buono, S. and Rubbia, C., "Simulation of a Total Loss of Power Accident in the Energy Amplifier", **CERN/ET/Internal Note** 96-015,13th April (1996)
16. Fernandez, R., et al. "A preliminary estimate of the economic impact of the energy amplifier" **CERN/LHC/96-01 (EET)** (1996)
17. Rubbia, C., "A comparison of the safety and environmental advantages of the energy amplifier and of magnetic confinement fusion" **CERN/AT/95-58 (ET)** (1995)
18. "A European Roadmap for Developing Accelerator Driven System (ADS) for Nuclear Waste Incineration", **The European Technical Working Group on ADS** (2001)
19. Bowman, C.D., et al., "Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research** ,A320, 336-367 (1992)
20. Gudowski, W., "Transmutation of Isotopes-Ecological and Energy Production Aspects", **Acta Physica Polonica B**, 31 (2000)
21. Salvatores, M., et al., « The Potential of Accelerator-Driven Systems for Transmutation or Power Production Using Thorium or Uranium Fuel Cycles", **Nuclear Science and Engineering**, 126, 333-340 (1997)
22. Rubbia, C., et al., "A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration", **ENEA, ISBN 88 -8286-008-6**, Roma (2001)
23. Gonzalez et al., "Update of the TARC experiment results", **Technical Committee Meeting by IAEA at CIEMAT**, Madrid (1997)
24. Rubbia, C., "On The Feasibility of Fission Driven Hydrogen Production as Substitute For Natural Gas", **CERN-AT-95-12-ET**, 25pp (1995)

25. Rief, H., Takahashi, H., "Some Physics Considerations in Actinide and Fission Product Transmutation", **Presented at the Int. Conf. On Reactor Physics and Reactor Computations**, Tel-Aviv, January 23-26 (1994)
26. Carminati, F., et al " An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator", **CERN/AT/93-47 (ET)** (1993)
27. Andriamonje, S., et al., "Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam", **Physics Letters B**, 348, 697-709 (1995)
28. Rejmund, F., et al., "Measurement of isotopic production cross sections of spallation residues in 800 A MeV $^{197}\text{Au} + p$ collisions", **Nuclear Physics A683**, 540-565 (2001)
29. Enqvist, P., et al., "Primary residue production cross sections and kinetic energies in 1 A GeV ^{208}Pb on deuteron reactions", **Nuclear Physics A703**, 435-465 (2002)
30. Wlazole, W., et al., "Cross Sections of Spallation Residues Produced in 1 A GeV ^{208}Pb on Proton Reactions", **Physical Review Letters**, 84, 5736-3739 (2000)
31. Mashnik, S.G., "Cascade-eksiton model analysis of proton of induced reactions from 10 MeV to 5 GeV", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, 414, 68-72 (1998)
32. Filges, D., et al., "Spallation neutron production and the current intra-nuclear cascade and transport codes", **European Physical Journal A**, 11 (4): 476-490 (2001)
33. Enke, M., et al., "Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo Simulation", **Nuclear Physics A**, 657, 317-339 (1999)
34. Ridikas, D. And Mittag, W., "Nuclear Transmutation and Technologies for the Disposition of Long-Lived", **Nucl. Inst. And Methods A**, 414, 449 (1998)
35. Leray, S., et al., "Spallation neutron production by 0.8, 1.2 and 1.6 GeV protons on various targets", **Physical Review C**, 65, 044621 (2002)
36. Armbruster, P., Benlliure, J., "Basic Nuclear Data at High and Intermediate energy for Accelerator-Driven System", **D-64291 Darmstadt**, Germany (1999)

37. Goldberg M.B., et al., "A Study of spallation yields from thick lead/bismuth targets bombarded by protons at energies between 300 and 600", *PSI-Annual-Report*, Annex VI, p. 86 (1999)
38. Carpenter, J.M., et al., "The 10 GeV question: What is the best choice of proton energy to drive a pulsed spallation neutron source?", *Physica B*, 270, 272-279 (1999)
39. Fasso, A., et al., "A comparison of FLUKA simulations with measurements of fluence and dose in calorimeter structures", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 332, 459-468 (1993)
40. Song, T.Y. et al., "The Characteristics of Lead and Tungsten Targets Used in The Accelerator-Driven Subcritical Reactor" *Korea Atomic Energy Research Institute*, P.O. Box 105, Yusung, Tacjon, Korea.(1997)
41. Wacław Gudowski, "Transmutation of Isotopes-Ecological and Energy Production Aspects", *Acta Physica Polonica B*, 31 (2000)
42. Peter, J., et al., "Proton Induced Spallation Reactions", *Radiat. Phys. Chem.*, 43, No. ½, pp.139-149 (1994)
43. Gudima, K.K., "Cascade-Eksiton Model of Nuclear Reactions", *Joint Institute for Nuclear Research, Laboratory of Theoretical Physics*, Dubna, USSR (1981)
44. Hüfner, J. and Chiang, C.C., *Nucl. Phys. A*349, 466 (1980)
45. Harp, G.D. and Miller, J. M., *Phys. Rev. C*3, 1847 (1971)
46. Mantzouranis, G., *Phys. Lett. B*31, 25 (1976)
47. Barashenkov, V. S., Gudima, K. K. and Toneev, V. D., *Acta Phys. Pol.*, 36, 415 (1969)
48. Gudima, K. K., Ososkov, G. A. and Toneev, V. D., *Yad. Fiz.*, 21,260 (1975)
49. Ericson, T., *Adv. In Physics* 9, 425 (1960)
50. Williams, F. C., *Jr., Phys. Lett. B*31, 180 (1970)
51. Ribansky, I., Oblozinsky, P. and Betak, E., *Nucl. Phys. A*205, 545 (1973)
52. Griffin, J.J., *Phys. Rev. Lett.*, 17, 478 (1966)

53. Williams, F.C., *Nucl. PhysA*, 166, 231 (1971)
54. Gruppelaar, H., "Stichting Energieonderzoek Centrum Nederland report", *ECN-83-064* (1983)
55. Dobes, J., and Betak, *Z.Phys.A*, 310, 329 (1983)
56. Gudowski, W., "Transmutation of Isotopes-Ecological and Energy Production Aspects", *Acta Physica Polonica B*, Vol. 31 (2000)
57. Hilscher, D., et al., *Nucl.Instr.Meth.*, A414, 100 (1998)
58. Rubbia, C., "The Energy Amplifier Concept. A Solid-Phase, Accelerator Driven, Sub-Critical Th/233U Breeder for Nuclear Energy Production With Minimal Actinide Waste," *Int. Conf. On Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*, Las Vegas, July 25-29 (1994)
59. Barthel, F.H. and Dahlkamp, F.J., "Thorium Deposits and Their Availability", *IAEA TECDOC-650*, Vienna, 104-115 (1992)
60. Uçakcıoğlu, S., "Dünyada ve Türkiye de Uranyum Kaynakları, Aramaları, Üretimi ve Tüketimi", *MTA Teknik Rapor*, Ankara (1990)
61. Hesketh, K., "Advanced fuel designs for existing and future generations of reactors: driving factors from technical and economic points of view", *Nuclear Engineering and Design*, 221:277-292 (2003).
62. UIC Nuclear Issues *Briefing Paper*, 67(2001).
63. Carminati, F., et al., "An Energy Amplifier For Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven By a Particle Beam Accelerator", *CERN/AT/93-47 (ET)* (1993)
64. Moniz, E.J., Whitney, R.R., Ficenec, J.R., Kephart, R.D, Trower, W.P, *Phys. Rev. Lett.*, 26, 445 (1971)
65. Silberberg, et al., "Updated Partial Cross Sections of Proton-Nucleus Reactions", *Ap.Journal*. 501 (1998)
66. Galonsky, A., Doering, R.R., Patterson, D.M. and Bertini, H.W., *Phys. Rev. C*14, 748 (1976)
67. Malyshev, A. V., "Level Density and Structure of Atomic Nuclei" *Atomizdat*, Moskow (1969)

68. EXFOR: <http://www.nea.fr/html/dbdata/welcome.html>

69. Enqvist T., Wlazlo W., et al., "Isotopic Yields and Kinetic Energies of Primary Residues in 1 A GeV $^{208}\text{Pb}+p$ Reactions", *Nuclear Physics A*, 686, 481-524 (2001)





Home

About

Themes

Data Bank

Publications

Search



The Nuclear Energy Agency (NEA) is a specialised agency within the Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD), an intergovernmental organisation of industrialised countries, based in Paris, France...more



Member Countries



L'Agence pour l'énergie nucléaire (AEN) est une agence spécialisée de l'Organisation de coopération et de développement économiques (OCDE)...plus



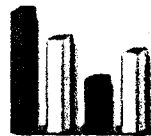
NEA News

NEA Main Work Areas

- Nuclear Safety
- Radioactive Waste
- Radiation Protection
- Nuclear Development
- Nuclear Science



- Nuclear Law
- Data Bank
- Joint Projects
- Sustainable Development
- Civil Society



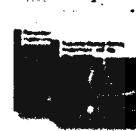
Nuclear Facts and Figures

Press Releases

Measuring, assessing and communicating regulatory effectiveness (MACRE 2003)

Under the aegis of the Nuclear Energy Agency (NEA), heads of OECD member country nuclear regulatory authorities met on 17-18 June 2003 with high-level government officials and executives from the nuclear industry to exchange perspectives on measuring, assessing and communicating nuclear regulatory effectiveness.

More information



NEA Policy Papers



NEA Press Room

The 2002 Annual Report of the OECD Nuclear Energy Agency (NEA)

In its 2002 Annual Report published today, the Nuclear Energy Agency (NEA) notes that during the year the nuclear option was brought back on the agenda of several energy policy makers in Europe and North America.

More information



2002 Annual Report

Subscribe to the free NEA Electronic Bulletin

Just published: Nuclear energy data to 2020 in OECD countries

In 2002, nuclear electricity generation remained at the same level as in 2001, with a total output of nearly 2 170 terawatt-hours (TWh), representing 23.8% of total electricity generation in OECD countries. Seventeen OECD countries have nuclear power plants in operation providing between 4% (in the Netherlands) and 78% (in France) of their electricity generation.

Publications on Sale

Contact Us

ÖZGEÇMİŞ

İskender DEMİRKOL; 01.02.1962 Sivrice'de doğdu. İlk öğrenimini Elazığ'da, Orta ve Lise öğrenimini Diyarbakır'da tamamladı. Lisans öğrenimini İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde tamamladıktan sonra 1993 yılında Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesine Araştırma Görevlisi olarak başladı. 1994 yılında yine aynı üniversitenin Fen Bilimleri Enstitüsün'de Yüksek Lisansa başladı ve 1996 yılında tamamladı. Aynı yıl Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dal'ında doktora başladı. 2000 yılında ; 2547 sayılı Y.Ö.K. kanununun 35. maddesine göre aynı Enstitü'nün kadrosunda Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı ve halen bu görevini devam ettirmektedir.