

**MEDİKAL RADYOİZOTOP ÜRETİMİ İÇİN NÜKLEER MODEL  
HESAPLAMALARI VE VERİ ELDE EDİLMESİ**

**Ozan ARTUN**


**Bülent Ecevit Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalında  
Doktora Tezi  
Olarak Hazırlanmıştır**

**ZONGULDAK  
Ekim 2015**

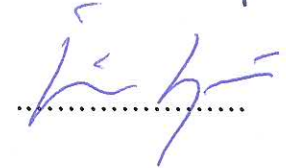
**KABUL:**

Ozan ARTUN tarafından hazırlanan “Medikal Radyoizotop Üretimi İçin Nükleer Model Hesaplamaları Ve Veri Elde Edilmesi” başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek, Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir. 26/10/2015

Başkan: Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN  
Bülent Ecevit Üniversitesi



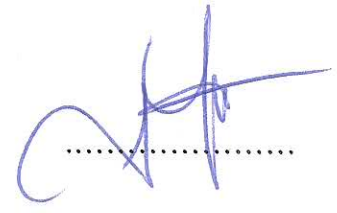
Üye : Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN  
Afyon Kocatepe Üniversitesi



Üye : Yrd. Doç. Dr. Rıdvan BALDIK  
Bülent Ecevit Üniversitesi



Üye : Yrd. Doç. Dr. Jülide YENER  
Bülent Ecevit Üniversitesi



Üye : Yrd. Doç. Dr. Necla ÇAKMAK  
Karabük Üniversitesi



**ONAY:**

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım. .../.../2015



Prof. Dr. Kemal BÜYÜKGÜZEL  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

*“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”*

  
Ozan ARTUN

## **ÖZET**

**Doktora Tezi**

### **MEDİKAL RADYOİZOTOP ÜRETİMİ İÇİN NÜKLEER MODEL HESAPLAMALARI VE VERİ ELDE EDİLMESİ**

**Ozan ARTUN**

**Bülent Ecevit Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN**

**Ekim 2015, 107 sayfa**

Bu tezde, nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların üretimi nükleer reaksiyon modelleri ile nötron, proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonları ile teorik olarak incelenmiştir. Reaksiyonların uyarılma fonksiyonları denge ve denge-öncesi reaksiyon süreçleri ve bu süreçlere ait nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak ALICE/ASH ve TALYS kodları ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda, denge modeli olan Weisskopf-Ewing ve denge-öncesi modeli olan hibrid, geometriye-bağlı hibrid, iki bileşenli eksiton gibi reaksiyon modelleri kullanılmıştır. Elde edilen uyarılma fonksiyonları, EXFOR veri tabanından alınan deneysel veriler ile karşılaştırılarak incelenmiştir. Ayrıca, hesaplamalarda iki-bileşenli eksiton modelinin daha ileri seviyelere getirilebilmesi için literatürde seviye yoğunluk modeli olarak reaksiyon hesaplamalarında sürekli kullanılan sabit sıcaklıklı Fermi-gaz modeli'nin yerine yeni seviye yoğunluk modeli olan geliştirilmiş süper akışkan modeli önerilmiştir. Günümüzde çok etkin bir şekilde hastanelerin nükleer tıp bölümlerinde hastalıkların tedavisinde kullanılan pozitron emisyon tomografi ve tek foton yayılım bilgisayarlı tomografi

## **ÖZET (devam ediyor)**

cihazlarında ana malzeme olarak medikal radyoizotoplar kullanılmaktadır. Bu medikal radyoizotopların üretimi için uyarılma fonksiyonları uygun reaksiyonlar ile açıklanmıştır. Hesaplanan tesir-kesiti verileri, radyoizotop üretimi için reaksiyon önerimi, safsızlık seviyeleri ve bileşik ürünlerde kullanılmasından dolayı önemlidir.

**Anahtar Sözcükler:** Medikal radyoizotop üretimi, Denge ve denge-öncesi süreçler, Nükleer reaksiyon modelleri, Tesir-kesiti

**Bilim Kodu:** 404.04.00.

## **ABSTRACT**

**Ph. D. Thesis**

### **NUCLEAR MODEL CALCULATIONS AND DATA OBTAINING FOR PRODUCTION OF MEDICAL RADIOISOTOPES**

**Ozan ARTUN**

**Bülent Ecevit University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics**

**Thesis Advisor: Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN**

**October 2015, 107 pages**

In this thesis, productions of medical radioisotopes used in nuclear medicine were theoretically investigated with neutron, proton, deuteron and alpha induced reactions. The excitation functions of these reactions were calculated by using the equilibrium and pre-equilibrium reaction processes and related reaction models to these processes in the ALICE/ASH and TALYS codes. Weisskopf-Ewing, which is an equilibrium model, and pre-equilibrium model, which is the geometry dependent hybrid, hybrid model and two-component exciton model were used in calculations. The obtaining excitation functions were investigated by comparing with the experimental data obtained from EXFOR data base. Also in these calculations, the generalized superfluid model as a new level density model were suggested instead of Fermi-gas model with constant temperature that two-component exciton model to be carried to a more advanced level, in literature. At the present time, positron emission tomography and single photon computed tomography devices used very effectively in diagnosis of diseases in nuclear medicine departments of hospitals have been used as the main material of medical radioisotopes.

## **ABSTRACT (continued)**

The excitation functions data have been described via suitable reactions for production of these medical radioisotopes. The calculated cross-section data are important due to using in suggesting of reaction for radioisotope production, the impurity level and the integrated yield.

**Key Words:** Medical radioisotope production, Equilibrium and Pre-equilibrium process, Nuclear reaction models, Cross-section.

**Key Words:** 404.04.00

## TEŞEKKÜR

Tez konumun belirlenmesinde ve tez alışmalarım boyunca ilgi, öneri ve yardımlarını benden esirgemeyen, tezimde büyük katkısı olan tez danışmanım değerli hocam Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN'e, teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Tez çalışmam sırasında gösterdiği yapıcı ve yönlendirici katkılarından dolayı, tez izleme komitesi ve jüri üyelerinden Yrd. Doç. Dr. Rıdvan BALDIK'a teşekkür ediyorum.

Yararlı görüş, eleştiri ve her türlü katkılarından dolayı tez izleme komitesi ve jüri üyelerinden Yrd. Doç. Dr. Jülide YENER'e teşekkür ediyorum.

Yararlı görüş, eleştiri ve katkılarından dolayı jüri üyelerinden saygı değer hocalarım Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN ve Yrd. Doç. Dr. Necla ÇAKMAK'a teşekkür ederim.

Öğrenim hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini benden esirgemeyen aileme teşekkürü bir borç bilirim.





## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET .....	iii
ABSTRACT .....	v
TEŞEKKÜR.....	vii
İÇİNDEKİLER .....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	xiii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....	xvii
BÖLÜM 1 GİRİŞ .....	1
BÖLÜM 2 NÜKLEER REAKSİYON MODELLERİ.....	5
2.1 DİREKT REAKSİYONLAR .....	5
2.2 BİLEŞİK-ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI.....	6
2.2.1 Denge Reaksiyon Modeli .....	7
2.2.1.1 Hauser-Feshbach Modeli .....	7
2.2.1.2 Weisskopf-Ewing Modeli.....	8
2.2.2 Denge-Öncesi Reaksiyon Modeli .....	11
2.2.2.1 Harp-Miller-Berne Modeli.....	11
2.2.2.2 Bir bileşenli Eksiton Modeli .....	12
2.2.2.3 Ardışık-Aşamalı Eksiton Modeli .....	21
2.2.2.4 Hibrid ve Geometri-Bağlı Hibrid Modeli .....	22
2.2.2.5 İki-Bileşenli Eksiton Modeli.....	23
2.2.2.6 Denge-Öncesi Modlar .....	24
2.2.3 Seviye Yoğunluk Modelleri.....	24
2.2.3.1 Fermi-Gaz Modeli .....	25

## İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
2.2.3.2 Sabit Sıcaklık Modeli .....	27
2.2.3.3 Genelleştirilmiş Süper-Akışkan Modeli .....	30
2.2.3.4 Mikroskobik Seviye Yoğunluk Modeli .....	32
2.2.4 Kullanılan Bilgisayar Kodları .....	33
2.2.4.1 ALICE/ASH Bilgisayar Kodu .....	33
2.2.4.2 TALYS Bilgisayar Kodu .....	33
BÖLÜM 3 $^{67}\text{Ga}$ , $^{81}\text{Rb}$ , $^{111}\text{In}$ , $^{123}\text{Cs}$ VE $^{123}\text{Xe}$ RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİMİNDE (p,n) VE (p,2n) REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ .....	35
3.1 $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ , $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ , $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ , $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ , $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ VE $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARI .....	36
BÖLÜM 4 $^{153}\text{Sm}$ , $^{152}\text{Eu}$ VE $^{153, 159}\text{Gd}$ RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİMİNDE (n,2n) REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ.....	43
4.1 $^{153}\text{Eu}(n,2n)^{152}\text{Eu}$ , $^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$ , $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$ VE $^{154}\text{Sm}(n,2n)^{153}\text{Sm}$ REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARI.....	44
BÖLÜM 5 $^{122-125}\text{I}$ RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİMİ İÇİN, PROTON, DÖTERON VE ALFA MERMİ PARÇACIKLARIYLA OLUŞTURULAN REAKSİYONLARIN UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ.....	49
5.1 $^{122-125}\text{I}$ RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİM REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARI .....	50
5.1.1 $^{122}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi.....	51
5.1.2 $^{123}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi.....	55
5.1.3 $^{124}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi.....	63
5.1.4 $^{125}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi.....	70

## İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

Sayfa

BÖLÜM 6 $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$ VE $^{97, 103}\text{Ru}$ RADYOİZOTOPLARIN MOLİBDEN İLE ÜRETİMİ İÇİN PROTON, DÖTERON VE ALFA GELMELİ REAKSİYONLARIN UYARILMA FONKSİYONLARININ HESAPLANMASI .....	75
6.1 $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$ VE $^{97, 103}\text{Ru}$ RADYOİZOTOP ÜRETİM REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ .....	76
6.1.1 $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$ radyoizotoplarının Üretilmesi .....	77
6.1.2 $^{97, 100}\text{Ru}$ radyoizotoplarının Üretilmesi .....	88
BÖLÜM 7 SONUÇ VE ÖNERİLER .....	91
KAYNAKLAR .....	95
ÖZGEÇMİŞ .....	107



## ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
2.1	Bir nükleer reaksiyonda farklı reaksiyon mekanizmalarını gösteren nötron emisyon spektrumu ..... 5
2.2	Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direkt reaksiyonun gösterimi ..... 6
2.3	$^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeğin farklı reaksiyonlar ile oluşumu ve farklı reaksiyonlara ayrışması ... 7
2.4	HMB modelinin denge sürecinin gösterilmesi ..... 11
2.5	Eksiton modelinde reaksiyon süreci ..... 13
3.1	$^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 36
3.2	$^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 37
3.3	$^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 38
3.4	$^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 39
3.5	$^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 40
3.6	$^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 41
4.1	$^{153}\text{Eu}(n,2n)^{152}\text{Eu}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 44
4.2	$^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 45
4.3	$^{154}\text{Sm}(n,2n)^{153}\text{Sm}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 46
4.4	$^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 47
5.1	$^{123}\text{Te}(p,2n)^{122}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 52
5.2	$^{122}\text{Te}(p,n)^{122}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 53
5.3	$^{122}\text{Te}(d,2n)^{122}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 54
5.4	$^{125}\text{Te}(p,4n)^{122}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 55
5.5	$^{126}\text{Te}(p,4n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 56
5.6	$^{121}\text{Sb}(\alpha,2n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 57
5.7	$^{123}\text{Te}(d,2n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu ..... 58
5.8	$^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 59
5.9	$^{123}\text{Sb}(\alpha,4n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 60
5.10	$^{124}\text{Te}(d,3n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. .... 61

## ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>		<u>Sayfa</u>
<b>5.11</b>	$^{125}\text{Te}(p,3n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	61
<b>5.12</b>	$^{122}\text{Te}(d,n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	62
<b>5.13</b>	$^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	63
<b>5.14</b>	$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	64
<b>5.15</b>	$^{123}\text{Sb}(\alpha,3n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	65
<b>5.16</b>	$^{126}\text{Te}(p,3n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	66
<b>5.17</b>	$^{124}\text{Te}(d,2n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	67
<b>5.18</b>	$^{123}\text{Te}(d,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	68
<b>5.19</b>	$^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	69
<b>5.20</b>	$^{125}\text{Te}(p,2n)^{124}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	70
<b>5.21</b>	$^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	71
<b>5.22</b>	$^{124}\text{Te}(d,n)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	72
<b>5.23</b>	$^{126}\text{Te}(p,2n)^{125}\text{I}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	73
<b>5.24</b>	$p+^{125}\text{Te}$ reaksiyonu için üretilen $^{122-125}\text{I}$ radyoizotoplarının kirliliklerinin gösterilmesi. ....	74
<b>6.1</b>	$^{94}\text{Mo}(d,2n)^{94m}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	78
<b>6.2</b>	$^{94}\text{Mo}(p,n)^{94m}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	79
<b>6.3</b>	$^{96}\text{Mo}(p,3n)^{94m}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	80
<b>6.4</b>	$^{94}\text{Mo}(d,2n)^{94g}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	81
<b>6.5</b>	$^{94}\text{Mo}(p,n)^{94g}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	82
<b>6.6</b>	$^{96}\text{Mo}(p,3n)^{94g}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	83
<b>6.7</b>	$^{96}\text{Mo}(p,n)^{96g}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları. ....	84
<b>6.8</b>	$^{98}\text{Mo}(d,n)^{99m}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	85
<b>6.9</b>	$^{98}\text{Mo}(p,\gamma)^{99m}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	86
<b>6.10</b>	$^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	87
<b>6.11</b>	$^{94}\text{Mo}(\alpha,n)^{97}\text{Ru}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları. ....	88
<b>6.12</b>	$^{96}\text{Mo}(\alpha,3n)^{97}\text{Ru}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	89
<b>6.13</b>	$^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu. ....	90

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
<b>5.1</b> <sup>122-125</sup> I radyoizotopların bozunma verileri ve olası reaksiyonların TALYS ile hesaplanan E-eşik ve Q-değerleri.....	51
<b>6.1</b> <sup>97, 103</sup> Ru ve <sup>94m, 94g, 96g, 99m</sup> Tc radyoizotopların bozunma verileri ve olası reaksiyonların TALYS ile hesaplanan E-eşik ve Q-değerleri.....	77





## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$p$	bir durumdaki uyarılmış parçacıkların sayısı
$h$	bir durumdaki uyarılmış hollerin sayısı
$n = p + h$	bir durumdaki eksiton sayısı
$N$	nötron sayısı
$Z$	proton sayısı
$\mu$	indirgenmiş kütle
$\epsilon_f$	fermi enerjisi
$\epsilon$	kanal enerjisi
$M$	ortalama matris elemanı
$\omega_R(E)$	yerleşik çekirdeğin yoğunluk seviyesidir
$I_x(\epsilon)$	Yayılan $x$ parçacığın kısmi enerji dağılımı
$E$	kompozit (bileşik-çekirdek) sistemin uyarılma enerjisi
$U$	yerleşik çekirdek uyarılma enerjisi
$\sigma_R$	reaksiyon tesir kesiti
$l$	açısal momentum
$\lambda$	indirgenmiş dalgaboyu
$g_\nu$	$\nu$ tipli parçacık için tek parçacık seviye yoğunluğu



## BÖLÜM 1

### GİRİŞ

Radyoizotoplar, aynı proton sayılı ve aynı kimyasal özellikleri olan ve çekirdeğinde farklı sayıda nötron bulunan yapay olarak üretilmiş bir kimyasal elementin kararsız atomlarıdır. Pek çoğu sadece birkaç dakikalık yarı-ömür'e sahiptir ve onların varlığı yarılanma süreleri ile ölçülmektedir (Science and Technology 2008). Kısacası radyoizotoplar, radyasyon yayarak daha kararlı bir nükleer yapı arayan basit atomlardır (U.S. Nuclear Regulatory Commission 2000). Bu kararsız çekirdekler, alfa, beta ve bunları takiben gama ışınları yayarak bozunurlar. Bunun yanı sıra, yapay radyoaktif bir element oluşturulabilir. Bazı radyoizotoplar ise fisyon ile bozunabilmektedir (Sahoo and Sahoo 2006). Radyoizotoplar doğal ve yapay olarak çevremizde bulunabilirler. Yapay radyoaktif elementler, lineer ve siklotron hızlandırıcıları ve nükleer reaktörlerde üretebilmektedirler. Bir lineer hızlandırıcıda, düz uzun havası boşaltılmış bir tüp içinde yüklü parçacıklar hızlandırılmaktadır. Siklotronunda ise bir lineer hızlandırıcıdaki aksine düz bir yol yerine dairesel bir yolda yüklü parçacıklar manyetik ve elektrik alan ile yönderilerek hızlandırılmaktadır ve bu tür hızlandırıcılar daha çok hastahanelerde kullanılmaktadır. Nükleer reaktörlerde radyoizotop üretimi ise hedef atomun yüksek enerjili nötronların bombardımanı ile gerçekleşmektedir. Diğer taraftan araştırma reaktörleri bazı elementlerin tanımlanması ve çalışılmasında kullanılmaktadır. Günümüzde siklotron ve reaktör aracılığı ile 1600'den fazla radyoizotop yapay olarak üretilebilmektedir (U.S. Nuclear Regulatory Commission 2000).

Radyoizotoplar, enerji ve ışınım karakteristiklerinden dolayı, endüstride, tarımda, sağlıkta ve bilimsel araştırmalarda kullanılmaktadırlar (Sahoo and Sahoo 2006). Uygulamaların çoğu izleyici tekniği olarak bilinen özel bir teknikle yapılmaktadır. Bunlardan medikal kullanım, radyoizotoplar ve onları içeren kimyasallar ile birlikte, teşhis, tedavi ve sağlık hizmetleri gibi çeşitli uygulamaları içermektedir. Bu uygulamaların başında, radyoizotoplar tarafından yayılan radyasyonun belirli hastalıkların tedavisinde kullanılmasıdır. Örneğin  $^{60}\text{Co}$ , beyin tümörünün tedavisinde,  $^{32}\text{P}$  kemik hastalıklarında ve  $^{131}\text{I}$  tiroit kanserinde kullanılmaktadır. Radyoizotoptan çıkan radyasyon hastalıklı dokuyu yok etmenin yanı sıra sağlıklı dokulara da

zarar verebileceğinden kullanımı dikkatli bir şekilde olmalıdır. Diğer bir kullanımı ise, bakteri ve çeşitli hastalıkları taşıyan organizmaların gama ışınları ile yok edilebilmesi nedeniyle tıbbi aletlerin ve antibiyotiklerin paketlenmesinde, hastane battaniyelerin ve enjeksiyon iğnelerinin sterilizasyonunda kullanılmaktadır.

Uygulamada sterilizasyon için portatif bir gama kaynağı  $^{60}\text{Co}$  kullanılmaktadır. Tıp alanında önemli bir kullanım alanı olan izlenim tekniği ise birkaç şekilde yapılmaktadır. Örneğin, insan vücudundaki kan sirkülasyonundaki herhangi bir tıkanıklığı tespit etmede hastanın kanına  $^{32}\text{P}$  radyofosforu enjekte edilir ve bir Geiger-Muller sayacı vasıtasıyla  $^{32}\text{P}$  tarafından yayılan radyasyon tespiti izlenerek kandaki hareketi belirlenebilmektedir. Böylece vücutta kan pıhtılarının yeri kolayca bulunabilmektedir. Benzer şekilde belirli bir elementin vücutta dolaşımı ile vücudun farklı organlarında bu elementin toplanması da söz konusudur. Örneğin, kemikte  $^{32}\text{P}$ 'nin toplanması ve iyodun tiroit bezinde toplanması gibi (Sahoo and Sahoo 2006).

Tıp alanında radyoizotopların kullanılmasını sağlayan ve insan vücudundaki kanserli dokuların teşhisinde kullanılan pozitron emisyon tomografi (PET) ve tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi (SPECT) nükleer tıpta vazgeçilemeyecek cihazlardır. Bunlardan ilki PET cihazı olup pozitron yayan bir izotopun insan vücudu içine enjekte edilmesiyle kanserli bölgeyi teşhis etmeye yarar. Kanserli bölgeye gönderilen pozitron bir elektron ile karşılaştığında iki foton üretmektedir. Oluşan bu fotonlar vücuttan ayrıldığında izotopun emildiği yerin doğru bir resmi vermektir (ANS 2014). Bu yolla hastadaki kanserli bölge teşhis edilebilmektedir. Ayrıca PET, tıpta, kalp kaslarındaki kan akışının, kalp krizlerinin etkilerinin belirlenmesinde kullanılmaktadır. Beyin tümörleri, hafıza bozuklukları ve merkezi sinir sistemi bozuklukları gibi kalp ve beyin fonksiyonlarının incelenmesinde de kullanılmaktadır (PET/CT 2013). SPECT ise PET'e benzer bir cihaz olup gama ışınları ile görüntüler elde etmektedir. SPECT'de kullanılan radyoizotopun yarılanma süresi daha uzun olduğundan SPECT taramaları PET'e göre daha ucuzdur ve bu yüzden bu tür radyoizotopların PET'de kullanılan radyoizotoplara göre elde edilmesi çok daha kolaydır. Buna karşın, PET ile elde edilen görüntülerin kalitesi daha yüksektir (ANS 2014).

Tıp, endüstri ve uzay araştırmaları gibi pekçok alanda radyoizotop üretimi ile ilgili deneysel ve teoriksel çalışmalar literatürde mevcuttur. Bunların başında tıpta kullanılan radyoizotopların üretimi ile ilgili çalışmalardır. Bu çalışmalarda radyoizotopların üretimi, geçmişten günümüze kadarki süreçte geliştirilen çeşitli nükleer reaksiyon modelleri ile tesir-

kesiti hesaplamalarına dayanmaktadır. Tesir-kesitlerinin hesaplamalarında hedef çekirdeğe proton, döteron, alfa gibi yüklü parçacıklar gönderilerek radyoizotop üretimi incelemeleri yapılmıştır (Artun and Aytekin 2015). Bunun yanında nötron gelme reaksiyonları ile radyoizotop üretimi de literatürde mevcuttur (Baldık et al. 2014). Hesaplamalarda bahsedildiği gibi farklı nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. En çok kullanılanlardan biri eksiton modelidir. Özellikle iki-bileşenli eksiton modelinin kullanımı, tıpta ve yapısal füzyon materyalleri için radyoizotop üretiminde proton, nötron, döteron, alfa ve gama gelme reaksiyonları ile tesir kesitlerinin enerjiye veya açığa bağlı hesaplamalarında yapılmıştır (Artun and Aytekin 2015; Sarpün 2015). Radyoizotopların deneysel olarak üretimi ise siklotronlarda ve lineer hızlandırıcılarda üretilmektedir. Medikal radyoizotopların üretiminde lineer hızlandırıcı kullanılarak fotonötron ( $\gamma,n$ ) ve fotoproton ( $\gamma,p$ ) reaksiyonları ile çeşitli radyoizotopların incelenmesi yapılmıştır (Starovoitova et al. 2014). Lineer hızlandırıcı çalışmalarının yanı sıra, CS-15 siklotronu kullanılarak 15 MeV'den küçük enerjili protonlar ile bombardıman edilen doğal Cr numunelerinden  $^{52,52m,54}\text{Mn}$  radyoizotopların üretimi için deneysel tesir-kesiti elde edilmiştir. Özellikle üretilen bu radyoizotoplar içinde  $^{52}\text{Mn}$ 'nin uygun nükleer özelliğinden dolayı PET de kullanımının uygun olduğu belirtilmiştir (Wooten et al. 2015).

Dünyanın farklı yerlerinde yapılmış olan nükleer reaksiyon deneylerinin sonuçları veri tabanlarında tutulmaktadır. Bu veri tabanlarından birisi de deneysel nükleer reaksiyon verileri olarak adlandırılan EXFOR veri tabanıdır (Exfor 2015). EXFOR'da proton, nötron, döteron, alfa ve triton gibi gelme reaksiyonları ile üretilen radyoizotopların açığa veya enerjiye bağlı olarak, diferansiyel, kısmi, toplam tesir kesitleri, saçılma genlikleri ve bunun gibi nükleer reaksiyonlarda öne çıkan pek çok uygulama için veriler bulunmaktadır.

Bu tezin başlıca amacı, tıpta kullanılan radyoizotopların üretimi için önemli olan uyarılma fonksiyonları için tesir-kesitleri farklı nükleer reaksiyon modelleri ile elde edilmesidir. Tezin içeriği hakkında aşağıda kısaca bilgi verildiğinde: Tezin ikinci bölümünde, nükleer reaksiyon çeşitleri olan direkt ve bileşik çekirdek reaksiyon süreçleri hakkında bilgi verilmiştir. Bileşik çekirdek reaksiyon sürecinin iki aşamasından biri olan denge süreci için olan Hauser-Feshbach ve Weisskopf-Ewing modelleri açıklanmıştır. Diğer bir reaksiyon süreci olan denge-öncesi reaksiyon süreci dâhilinde olan Harp-Miller-Berne, bir bileşenli eksiton, hibrid ve geometri-bağlı hibrid, Cascade eksiton, iki-bileşenli eksiton modellerinin teorik çıkartımları ve açıklamaları yapılmıştır. Ayrıca hesaplamalarda kullanılan seviye yoğunluk

parametreleri olan Fermi-gaz modeli, sabit sıcaklık modeli, genelleştirilmiş süper-akışkan modeli ve mikroskobik seviye yoğunluk modeli hakkında açıklamalar verilmiştir.

Üçüncü bölümde ise tıpta teşhis amacıyla kullanılan bazı medikal radyoizotopların üretiminde kullanılan  $(p,n)$  ve  $(p,2n)$  reaksiyonları için denge ve denge-öncesi modeller kullanılarak uyarılma fonksiyonları hesaplanmıştır.

Tezin dördüncü bölümünde, kanser hastalıklarının teşhis ve tedavisinde kullanılan  $^{153}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  ve  $^{153,159}\text{Gd}$  radyoizotoplarının üretimi için  $(n,2n)$  reaksiyonuyla uyarılma fonksiyonları farklı modeller kullanılarak hesaplanmıştır. Model hesaplamalarının elde edilen sonuçları incelenerek, radyoizotop üretimi hakkında yorumlar yapılmıştır. Burada, TALYS ile hesaplanan, iki bileşenli eksiton modelinin denge-öncesi için türetilen preeqmode'ları ile hesaplamalar yapılmıştır.

Tezin beşinci bölümünde, özellikle hastanelerin nükleer tıp bölümünde kanser teşhisinde kullanılan SPECT ve PET cihazlarında yaygın olarak kullanılan  $^{122-125}\text{I}$  radyoizotoplarının üretimi için proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonları ile uyarılma fonksiyonları incelenmiştir. Ayrıca, TALYS programında ön-tanımlı seviye yoğunluk parametresi olan sabit sıcaklıklı Fermi-gaz modelinin yerine genelleştirilmiş süper-akışkan modeli önerilmiştir.

Tezin altıncı bölümünde, çoğunlukla PET ve SPECT'de kullanılan  $^{97, 103}\text{Ru}$  ve  $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$  radyoizotopların molibdenyumdan üretimi için proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonlarının tesir-kesiti dağılımları elde edilmiştir. Ayrıca, deneyler ile karşılaştırılan teoriksel sonuçlara göre alfa gelme reaksiyonlarında genelleştirilmiş süper-akışkan modelinin daha uygun olabileceği önerilmiştir.

Tezin son bölümü olan yedinci bölümde ise elde edilen sonuçlar yorumlanarak nükleer reaksiyon modelleri ve seviye yoğunluk parametreleri hakkında öneri ve değerlendirmeler yapılmıştır.

## BÖLÜM 2

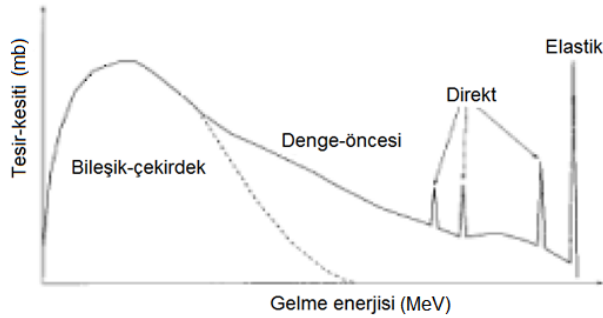
### NÜKLEER REAKSİYON MODELLERİ

Nükleer reaksiyonlar, sürecin yönetildiği mekanizmaya göre iki gruba sınıflandırılabilirler:

- i) Direkt reaksiyonlar
- ii) Bileşik-çekirdek reaksiyonları

#### 2.1 DİREKT REAKSİYONLAR

Bu reaksiyon türünde, reaksiyon çekirdeğin yüzeyinde olup  $10^{-22}$  s gibi bir zaman aralığında gerçekleşmektedir. Hedefe gönderilen mermi parçacığının gelme enerjisi arttıkça direkt reaksiyon olma olasılığı artmaktadır ve diğer reaksiyon türü olan bileşik-çekirdek reaksiyonlarına oranla daha yüksek enerjilerde gerçekleşmektedir (Bertulani 2010). Ayrıca, pik yüksekliği bileşik-çekirdek reaksiyonlara göre daha küçüktür ve bu açıkça Şekil 2.1’de gösterilmektedir.

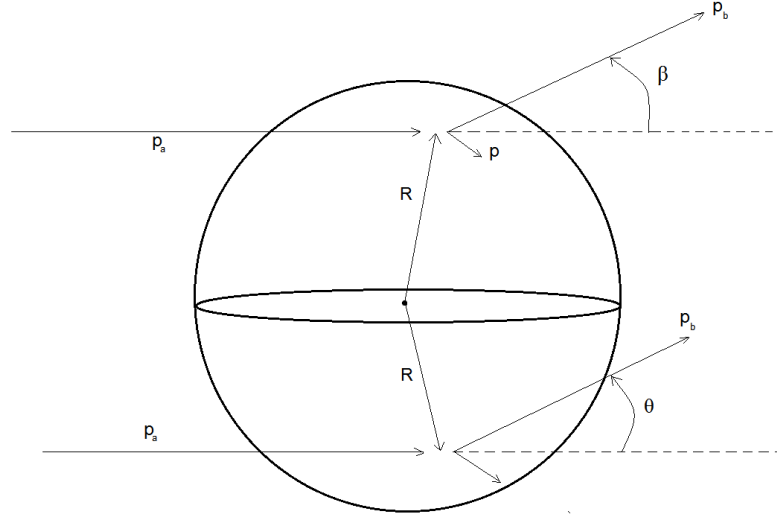


**Şekil 2.1** Bir nükleer reaksiyonda farklı reaksiyon mekanizmalarını gösteren nötron emisyon spektrumu (Getachew 2011).

Direkt reaksiyonlar, transfer reaksiyonlarının önemli bir alt grubu olup bu süreçte yalnızca birkaç nükleon reaksiyona katılır ve hedefteki diğer nükleonlar pasif gözleyici olarak görev yaparlar. Böyle reaksiyonlarda, bir kabuk modeli durumuna bir tek nükleon ilave edilir veya koparılabilir ve böylece bu reaksiyonlar, çekirdeğin kabuk modelinin incelenmesine yardımcı



olmaktadırlar. Gelen bir 'a' parçacığının hedefe çarparak etkileşmesinin çekirdek yüzeyinde olduğu bir direkt reaksiyon Şekil 2.2'de gösterilmiştir (Krane 2002):



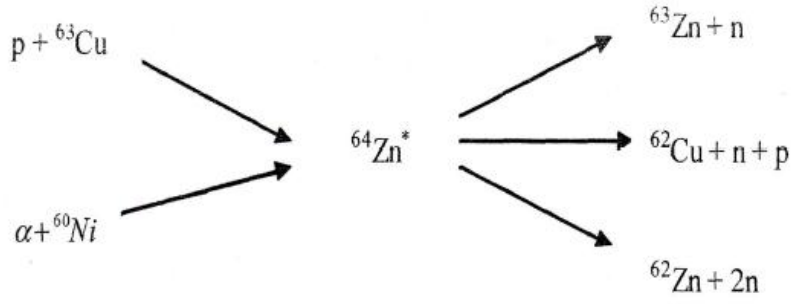
Şekil 2.2 Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direkt reaksiyonun gösterimi (Krane 2002).

## 2.2 BİLEŞİK-ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI

Gelen parçacığın (a), hedef çekirdek tarafından (X) soğurulmasından sonra, giden parçacığın yayınlanmasından önce belirli bir ara durum vardır ve bu ara duruma bileşik çekirdek (C\*) denir.



Denklem (2.1)'den de görüldüğü gibi böyle bir reaksiyon iki basamaklı bir reaksiyon olarak göz önüne alınabilir ve bu reaksiyonlar  $10^{-18}$  s ile  $10^{-16}$  s arasındaki zaman aralığında gerçekleşmektedir. Belirli bir bileşik çekirdek, farklı yollarla bozunabilir (Şekil 2.3) ve nükleer reaksiyonların bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı şu şekilde tanımlanabilir: Bileşik çekirdeğin bir son ürün kümesine bozunmasındaki bağıl olasılık, bileşik çekirdeğin oluşma şeklinden bağımsızdır. Bu olay sıcak bir sıvıdan bir molekülün buharlaşmasına benzemektedir.



**Şekil 2.3**  $^{64}\text{Zn}^*$  bileşik çekirdeğin farklı reaksiyonlar ile oluşumu ve farklı reaksiyonlara ayrışması (Krane 2002).

Radyoizotop üretimindeki nükleer reaksiyonların açıklamasında bileşik-çekirdek reaksiyon modelleri büyük önem taşımaktadır. Bileşik çekirdek modelleri; istatistiksel yaklaşımlar kullanarak enerji spektrumları ve bunun sonucu olarak da uyarılma fonksiyonlarının hesaplanmasına dayanmaktadır. Bu hesaplamalar zaman içinde geliştirilen farklı modeller ile yapılmaktadır (Krane 2002).

Bileşik-çekirdek reaksiyonları kendi içinde iki modele ayrılmaktadır:

- 1) Denge reaksiyon modeli.
- 2) Denge-öncesi reaksiyon modeli.

## 2.2.1 Denge Reaksiyon Modeli

Bu tür reaksiyonlar, iki nükleer sistemin çarpışarak bir birleşik sistem oluşturması ve bu sistemin tam bir termal veya istatistiksel dengeye ulaşması süreci sonunda parçacık yayınlanması esasına dayanır. Bileşik çekirdek reaksiyonunda denge modeli Hauser-Feshbach ve Weisskopf-Ewing (WE) modelleri ile açıklanabilir.

### 2.2.1.1 Hauser-Feshbach Modeli

Dengedeki bir bileşik çekirdek için Hauser-Feshbach Modeli, reaksiyon sürecinde yerleşik (residual) ve bileşik çekirdekten ayrılan parçacığın açısal momentumunu ve paritesini hesaba katmaktadır. Hauser-Feshbach Modeli için tesir-kesiti ifadesi ( $\sigma_{ab}^{HF}(E)$ ) denklem (2.2) ve denklem (2.3) ile verilir (Dietrich 2004):

$$\sigma_{ab}^{HF}(E) = \pi\lambda^2 \sum_J \omega_a^J \frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} W_{ab}, \quad (2.2)$$

$$\sigma_{ab}^{HF}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\Pi} \omega_a^J \frac{\sum_{\{j_a\}} T_a \sum_{\{n_b\}} \sum_{\{j_b\}} T_b W_{ab}}{\sum_c \sum_{\{n_c\}} \sum_{\{j_c\}} T_c}. \quad (2.3)$$

Burada,  $\Pi$  bileşik sistemin paritesidir.  $\{j\}$ 'ler ise açısal momentumu ve  $J$  ise toplam açısal momentumu temsil eder.  $T_a$ ,  $T_b$  ve  $T_c$  geçiş katsayılarıdır. Spinsiz parçacıklar için  $\{j_c\}$  ifadesi  $l$  yani yörüngesel açısal momentuma eşittir. Spini 1/2 olan parçacıklar için,  $\{j_c\}$  ifadesinde,  $l$ 'ye ek bir kuantum sayısı gelmektedir. Payda'daki  $c$  toplamı, olası enerjilerdeki bozunan bileşik bir sistemin çeşitli iki-cisim etkileşimleri üzerinden toplamıdır.  $\{n_c\}$  ise yerleşik çekirdekdeki durumlardır.  $\omega_a^J$  ifadesi istatistiksel bir sayıdır.  $W_{ab}$  ise dalga genişlik düzeltme faktörüdür (WFCF-Width Fluctuation Correction Factor) (Dietrich 2004).

### 2.2.1.2 Weisskopf-Ewing Modeli

Bir bileşik çekirdeğin oluşumu ve parçalanması olayı, yaratılma yolundan bağımsız olmaktadır ve böyle bir nükleer sürecin iki duruma ayrılması olayı ise bileşik çekirdeğin parçalanması varsayımının temelindedir. Fakat bu düşünce tam olarak doğru olmamaktadır. Çünkü bu durum, nükleer reaksiyonların dağılım formülünden bilinmektedir. Yani farklı bir şekilde uyarılmış bileşik durumların katkısı, uyarma şekline bağlı olarak belirli bir faz farkıyla toplanır. Eğer, pek çok bileşik çekirdek eş zamanlı uyarılmışsa farklı evreler arasındaki ilişkinin rastgele olduğu varsayımı mantıklıdır. Bu durumda, kesin bir yaklaşımla bileşik çekirdeklerin bölünmeleri birbirinden bağımsızdır. Başka bir ifadeyle, parçalanma inkoheranttır. Bu orjinal duruma yol açan parçalanmayı temsil etmemektedir. Her ne kadar bileşik çekirdek orta seviyede uyarılmış olsa da gelen parçacığın elastik saçılması koheranttır. Fakat burada elastik saçılma, bir bileşik çekirdeğin oluşum süreci olarak düşünülmez. Bohr, nükleer reaksiyonu iki durumda düşünmüştür: Bileşik çekirdeğin yapısı ile bileşik çekirdeğin ürün ve saçılan parçacığa ayrılmasıdır.

Şimdi, bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti açıklamasını yapalım:  $Y(a,b)Y^*$  (veya kısaca  $(a,b)$ ) gibi bir reaksiyon düşünüldüğünde, reaksiyon sürecinde  $Y$  çekirdeği bir 'a' parçacığı ile

bombardıman edilir ve ‘ $b$ ’ parçacığı ise bileşik çekirdekten ayrılan parçacıktır.  $Y^*$  ise ürün çekirdektir. Tesir kesiti ifadesi, böyle bir durum için denklem (2.4)’de verilebilir (Weisskopf and Ewing 1940):

$$\sigma(a, b) = \sigma_a(\epsilon)\eta_b(E). \quad (2.4)$$

Burada,  $\sigma_a(\epsilon)$ ,  $\epsilon$  enerjili ‘ $a$ ’ parçacık ile bombardıman edilen, bir bileşik çekirdeğin tesir kesitidir ve  $\eta_b$ ,  $E$  enerjisiyle uyarılan  $Y+a$  bileşik çekirdek tarafından, bir ‘ $b$ ’ parçacığının yayımlanmasının kısmi olasılığıdır. Burada  $E = \epsilon + E_a$  ve  $E_a$  ise  $Y + a$  ifadesindeki  $a$ ’nın bağlanma enerjisidir.  $\sigma_a$  tesir-kesiti farklı faktörlere ayrılabilir (Weisskopf and Ewing 1940):

$$\sigma_a(\epsilon) = S_a(\epsilon)\xi_a(\epsilon). \quad (2.5)$$

Burada  $S_a(\epsilon)$  yüzey (delme) tesir kesiti olarak tanımlanır ve  $\xi_a$  ise  $a$  parçacığın çekirdekle enerji alış-veriş yapma olasılığıdır. Böylece bileşik bir çekirdeğin elastik saçılma olasılığının ifadesi  $1 - \xi_a$ ’dır.  $a$  yüksüz parçacık ise delme tesir kesiti  $S_a$ ,  $\lambda\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)$  boyu,  $R$  ( $R = r_0A^{\frac{1}{3}}$ ) nükleer çapından daha küçük ise geometriksel tesir kesitidir ve  $\pi R^2$ ’dir.  $\lambda$  ise parçacığın dalga boyudur. Diğer taraftan  $a$  yüklü parçacık ise  $S_a$ , Coulomb itmesinden dolayı daha küçüktür ve Coulomb alanındaki potansiyel engeli içinden  $a$  parçacığının geçme olasılığıdır.

Bir  $b$  parçacığının bileşik çekirdek bozunmasının  $\eta_b$  kısmi olasılığı, çekirdeğin oluşma yolundan bağımsızdır. Bu varsayım, bileşik çekirdek bileşenleri içinde, gelen parçacığın enerjisinin hızlı ayrışmasından dolayı açıklanmaktadır. Bu varsayım altında, denklem (2.6)’daki gibi yazılabilmektedir (Weisskopf and Ewing 1940):

$$\eta_b = \Gamma_b / \left( \sum_{b'} \Gamma_{b'} \right). \quad (2.6)$$

Burada,  $\Gamma_b$  bileşik çekirdek tarafından  $b$  parçacığının birim zaman başına yayımlama olasılığıdır ve yayımlanabilen tüm  $b'$  parçacıklar üzerinden toplamı alınır.

$\Gamma_b$  parçacık genişliği, bileşik çekirdeğin biçimlenme yolundan bağımsızdır,  $E$  uyarılma enerjisi ise onun spin ve çekirdeğin özelliklerine bağlıdır. Bileşik çekirdeğin taban durum üzerindeki  $E$ 'ye yakın bir uyarılma enerjisine sahip olan bütün durumlar üzerinden,  $b$ 'nin yayımlama olasılığının ortalama değeri  $\Gamma_b$  denklem (2.7)'deki gibi ifade edilmektedir:

$$\Gamma_b = \sum_{\beta, l} \Gamma_{b\beta}^{(l)}. \quad (2.7)$$

Burada  $\Gamma_{b\beta}^{(l)}$ ,  $E_\beta$  enerjili belirli bir  $\beta$  durumunda kalan ve  $l\hbar$  açısal momentumlu bir bileşik çekirdekten ayrılan  $b$ 'nin çıkış olasılığıdır. Ayrılan parçacıkların enerjisi  $\epsilon = E - E_b - E_\beta$  şeklindedir. Açıkça  $\Gamma_{b\beta}^{(l)}$  ifadesi, yaklaşık  $E$  uyarılma enerjili, bütün bileşik çekirdekler üzerinden alınan ortalama değerdir.  $\Gamma_{b\beta}^{(l)}$  ve  $\sigma_{b\beta}^{(l)}$  ters tesir-kesiti ifadeleri arasındaki ilişki basit istatistiksel düşüncelerle denklem (2.8) şu şekilde gösterilmektedir:

$$\Gamma_{b\beta}^{(l)} = \frac{(2s+1)(2i+1)}{\omega_c(E)} \frac{m\epsilon_b}{\hbar^2\pi^2} \sigma_{b\beta}^{(l)}(\epsilon_b) \quad (2.8)$$

Burada,  $\omega_c(E)$ ,  $E$  uyarılma enerjili bileşik çekirdeğin seviye yoğunluğudur.  $\epsilon_b$  ise çekirdekten çıkan  $b$  parçacığın enerjisidir.  $n$ -katlı dejenere durumu kolaylık için,  $n$  olarak sayılmıştır. Diğer parametreler,  $s$  ve  $i$ , sırasıyla, saçılan  $b$  parçacığın spini ve yerleşik çekirdeğin  $\beta$  durumudur.  $l$  ve  $\beta$  üzerinden toplam alındığında ifade denklem (2.9)'daki gibi yazılabilmektedir:

$$\Gamma_b = \frac{2s+1}{\hbar^2\pi^2} \frac{m}{\omega_c(E)} \sum_{\beta} (2i+1) S_b(\epsilon_b) \xi_b \epsilon_b. \quad (2.9)$$

Eğer denklem (2.9)'deki toplam ifadesi integral olarak yazırsa ve  $\omega_c(E)$  ile çarpılırsa  $f_b$  ifadesi denklem (2.10)'daki gibi yazılabilir;

$$f_b = \omega_c(E) \Gamma_b = \frac{m}{\hbar^2\pi^2} (2s+1) \int_0^{E-E_b} \epsilon S_b(\epsilon) \xi_b \omega_R(E - E_b - \epsilon) d\epsilon. \quad (2.10)$$

Burada,  $\omega_R(E)$  yerleşik çekirdeğin yoğunluk seviyesidir. İfadedeki  $f_b$  ise, bir  $E - E_b$  fonksiyonudur. Yayılan parçacığın kısmi enerji dağılım ifadesi  $I_b(\epsilon)$  denklem (2.11)'deki gibi yazılabilir (Weisskopf and Ewing 1940):

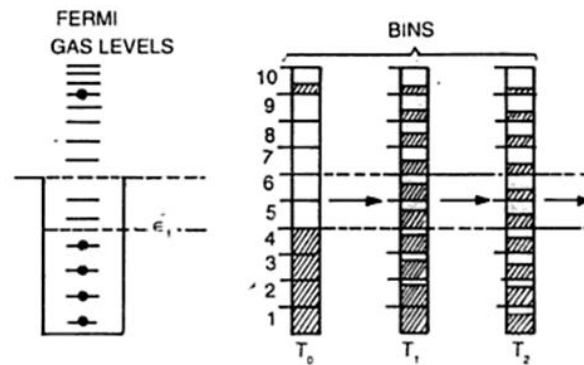
$$I_b(\epsilon) = (\text{sabit}) \epsilon S_b(\epsilon) \xi_b \omega_R(E - E_b - \epsilon). \quad (2.11)$$

## 2.2.2 Denge-Öncesi Reaksiyon Modeli

Denklem (2.1)'deki reaksiyon gibi gelen parçacıklar hedef çekirdek ile çarpışarak bir bileşik çekirdek oluştururlar. Bileşik sistemin tam bir termal ve istatistiksel dengeye ulaşması için geçen süre zarfında sistemden parçacık yayılır. Bu sürece denge-öncesi reaksiyon süreci denir ve bu reaksiyon direkt reaksiyon süreci ile bileşik-çekirdek reaksiyon süreci arasında gerçekleşmektedir (Aytekin et al. 2013; Hoffman et al. 2005). Denge-öncesi reaksiyonlar, çok gelişmiş olup geniş istatistiksel modeller ile incelenmektedir. Bu modeller, 1) Harp-Miller-Berne Modeli 2) Bir bileşenli eksiton Modeli 3) Hibrid ve Geometri-Bağlı Hibrid Modeli 4) Ardışık-Aşamalı Eksiton Modeli 5) İki-Bileşenli Eksiton Modeli, şeklinde tanımlanmaktadır.

### 2.2.2.1 Harp-Miller-Berne Modeli

Harp-Miller-Berne (HMB) Modeli, denge-öncesi reaksiyon modeli olup, Fermi enerji seviyelerini parçacık-deşik çifti olarak ayırmak yerine bunları Şekil (2.4)'de gösterildiği gibi birer kutu olarak düşünmüştür.



Şekil 2.4 HMB modelinin denge sürecinin gösterilmesi (Hans 2008).

HMB modelinde, zamanın bir fonksiyonu olarak  $i$ 'inci kutunun ortalama durumunun doluluk olasılığı hesaplanmaktadır.  $T=T_0$  zamanında bütün parçacıkların seviyeleri Fermi enerji seviyesinin altındadır. Sistemde iki cisim etkileşmesi başladığında yeniden yayımlanma olasılıkları olmaktadır ve bu durum dengeye ulaşınca kadar devam etmektedir. Denge süreci boyunca herhangi bir zamanda yayılan parçacıkların enerji spektrumu ve son spektrum durumu denklem (2.12)'deki gibi ifade edilmektedir:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \sum_{j,k,l} w_{kl,ij} g_k n_k g_l n_l (1 - n_i) (1 - n_j) g_j g_i \\ & - \sum_{j,k,l} w_{ij,kl} g_i n_i g_j n_j (1 - n_k) (1 - n_l) g_l g_k - n_i g_i \lambda_c(i'). \end{aligned} \quad (2.12)$$

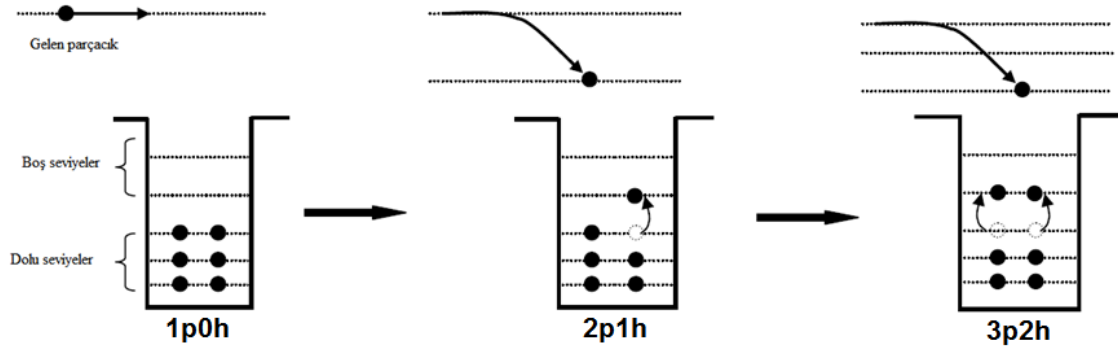
Yukarıdaki denklem, fiziksel olarak  $i$ 'inci ve  $g_i$ 'ye sahip kutudaki nükleon sayılarının net oranı olarak verilmektedir. Buradaki  $g_i$  ifadesi, tek bir parçacığın MeV başına durumlarını,  $n_i$ , her bir durumdaki parçacıkların sayısını,  $N_i (N_i = n_i g_i)$  ise  $i$ 'inci kutudaki dolu durumların toplam sayısını ifade eder. Diğer bir parametre,  $w_{kl,ij}$ , iki nükleonun başlangıçtaki  $kl$  durumlarından  $ij$  durumlarına iki-cisim geçiş olasılığıdır.

Denklem (2.12) ifadesindeki ilk terim  $i$ . kutudaki artan parçacıkları, ikinci terim ise aynı süreçte kaybedilen parçacıkları temsil etmektedir. Üçüncü terim ise emisyon sürecinde çıkan parçacıkları temsil etmektedir (Hans 2008).

### 2.2.2.2 Bir bileşenli Eksiton Modeli

Eksiton modelinde, nükleer durum bir reaksiyonun herhangi bir anında Fermi yüzeyinin altındaki deşiklerde ve bu yüzeyin üstündeki toplam parçacık sayısı ile  $E^{toplamlam}$  toplam enerjisi tarafından karakterize edilir. Parçacık ve deşikler gelişigüzel 'eksiton' olarak adlandırılır. Ayrıca model, uyarılma enerjisini paylaşan tüm olası yollar eşit bir olasılığı dikkate alır. Yani,  $n=p+h$  aynı eksiton numaralı fakat farklı parçacık-deşik konfigürasyonuna sahip durumların uyarılma enerjisini paylaşan, tüm olası yolların eşit bir olasılıkta olduğunu dikkate alır.

Saçılma sürecinin gelişimi, iki cisim çarpışmasının bir sonucu olarak zamanla değişen eksiton sayısından anlaşılmaktadır. Eksiton modelinin temel başlangıç noktası zamana bağlı master denklemdir. Bu denklem geçiş emisyonunun yanı sıra, daha az sayıda ve daha az oranda karmaşık parçacık-deşik geçişlerinin olasılıklarını betimlemektedir. Zaman üzerinden alınan integrasyon, enerji ortalamalı emisyon spektrumunu elde eder. Bu varsayımlar altında master denklemini, pratik hesaplamalar için iyi sonuçlar verebilen bir eksiton modeli tanımlamaktadır. Ancak, burada önemli olan, iki eksiton arasındaki geçiş oranlarında bulunan serbestlik parametrelerinin girişidir. Bu serbestlik parametreleri iki cisim etkileşmesinin ortalama matris elemanlarıdır. Bu matris elemanları doğru olarak parametrize edildiğinde çok güçlü bir model elde edilmektedir. Uyarılmış çekirdeğin denge süreci aşağıda verilen Şekil (2.5)'deki gibi gösterilebilmektedir.



Şekil 2.5 Eksiton modelinde reaksiyon süreci.

Hedef çekirdeğin girişinden sonra, gelen parçacık  $E_F$  derinlikteki fermi denizinin nükleonlarından biriyle etkileşmektedir. Örneğin, eksiton sayısı  $n=3$  (2p1h: 2 parçacık 1 deşik) formül durumudur. Gelen parçacık ile bir çekirdek reaksiyonu olması durumunda ilk olarak parçacık emisyonu olmaktadır. Böyle bir durum, direkt bir reaksiyon modelinden daha çok, bileşik çekirdek durumunun eksiton modelinin resmini ifade etmektedir. Eksiton sayısındaki değişiklikler sonrasında üç farklı konfigürasyon oluşur;  $\Delta n = +2$  (bir parçacık-deşik çifti oluşumu),  $\Delta n = -2$  (bir parçacık-deşik çiftinin yok olması) veya  $\Delta n = 0$  (aynı eksiton numaralı farklı bir konfigürasyonun yaratılması).

Sürecin ilk kısmında, küçük eksiton numarasına karşılık gelen  $\Delta n = +2$  geçişleri öncelikle hâkimdir. Daha az veya daha çok karmaşık eksiton durumlarına geçişlerinden başka, herhangi



bir durumda yayılan bir parçacığın olasılığı sıfırdan farklıdır. Açıktır ki, geçişler başlangıç durumunda yayılan parçacığın, gelme enerjisi ve yayılma yönleri hakkında bilgi verecektir. Bu durumda tam bir denge halindeki bileşik çekirdek hipotezi geçersizdir. Bu faz, denge-öncesi faz olarak isimlendirilir ve bu deneysel olarak yüksek enerjili kuyuklar ve sivri pikli açısız dağılımlar gözlemlenmesine yol açmaktadır. Geçişlerin ilk evresinde herhangi bir emisyon olmadığında sistem sonunda dengeye ulaşmaktadır. Çok sayıda iç etkileşmeyle kurulan denge durumunda ise yüksek eksiton numaralı durumlara ulaşılmaktadır. Örneğin, uzun bir aradan sonra sistem başlangıçtaki durumdan farklıdır. Buna göre, bu aşama bileşik veya buharlaşma olarak da bilinmektedir. Bu nedenle eksiton model prensibi, denge ve denge-öncesi katkıları arasında ayarlamalar olmaksızın birleşik bir şekilde emisyon tesir-kesiti hesaplanmasına olanak sağlamaktadır. Ancak, pratik durumlarda, denge ve denge-öncesi fazlar arasındaki ayrımı daha doğru ve daha basit bir şekilde ortaya çıkarmaktadır (Koning et al. 2013).

Orta ve yüksek enerjilerdeki nükleer reaksiyonlar, iki ayrı uç model türünün terimleriyle analiz edilmektedir; hızlı reaksiyon modelleri (direkt reaksiyon veya nükleer cascade) bir tarafta, istatistiksel denge modelleri diğer taraftadır. 1966 yılında Griffin tarafından basit bir model önerilmiştir ve bu model istatistiksel olarak sistemin dengeye ulaşmasını nicel olarak göstermiştir (Griffin 1966; Cline and Blann 1971). Griffin'in bu modeli hem uyarılma fonksiyonlarında hem de parçacık enerji spektrumlarının analizlerinde kullanılmaktadır (Cline and Blann 1971). Bu sonuçlar, deney ve teori arasında, genellikle uyumlu süreçler vermektedir. Bu yüzden modelin parametrelerinin ve önerilerinin çok daha iyi anlaşılması, modeli cazibeli hale getirmektedir.

Griffin'in modelinde sistemin durumları uyarılmış parçacık ve delik (deşik) sayılarına göre sınıflandırılmıştır ve bu durumlar arasında geçişlere yol açan iki-cisim etkileşmesinin bir seri olarak dengeye ulaşabileceği varsayılmıştır. Bu model de, daha karmaşık durumlara geçişleri düşünülen yaklaşımların denge sürecinde açıklaması yapılmaktadır. Bu yaklaşım, veri analizleri için uygun olsa da denge sürecinin detayları hakkında sadece sınırlı fikir vermektedir.

Sistemin öz durumları arasındaki geçişler yerleşik etkileşmelerden kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu etkileşmelerde enerji korunumu ve  $\Delta n = \pm 2, 0$  için izinli geçişleriyle iki cisim etkileşmesi olmaktadır. Bu geçişlerin hepsinin eşit olasılıkla olduğu varsayılır. Çünkü

bir durumun başka bir durumuna oranı, iki-cisim etkileşimi ile ulaşılan son durumun ortalama yoğunluğu ile orantılıdır (Cline and Blann 1971).

Griffin bir model olarak MeV başına  $g$  yoğunluklu bir tek parçacık durumu için durum yoğunluğu için ( $E^*$  uyarılma enerjisinde),

$$\rho_n(E^*) = \frac{g(gE^*)^{n-1}}{n!(n-1)!} \quad (2.13)$$

ifadesini kullanmıştır (Griffin 1966). Burada MeV başına  $n$ -eksiton durumu ve MeV başına uyarılmış durumların toplamı;

$$\rho(E^*) = \sum_n \rho_n(E^*), \quad (2.14)$$

olarak verilir ve tipik bir-eksiton durumlu  $A$  nükleonu,  $n' = n$  veya  $n \pm 2$  eksitonlu diğer durumlara denklem (2.15)'deki oranda geçiş yapar,

$$\lambda_{nn'} = (2\pi/\hbar)M^2\rho_{n'}(E^*). \quad (2.15)$$

$\rho_n(E^*)$ ,  $n < \bar{n} = (gE^*)^{1/2}$  için  $n$ 'nin hızlı artan fonksiyonu olduğu için, olasılık, herhangi bir  $n$  eksiton durumundan ( $n \ll \bar{n}$ ),  $(n+2)$  durumuna geçişte büyüktür. Burada,  $M$ , başlangıç ve son durumları arasındaki etkileşmeler için ortalama matris elemanıdır ve matris elemanı bu durumların eksiton sayılarına bağlıdır (Cline and Blann 1971). Basitleştirmek için denge-öncesinde  $n' = n$  ve  $n = 2$  durumları ihmal edilebilir ve sistem şunu söyler: Başlangıçta 1 eksiton durumundaki  $1/\rho_n(E^*)dE^*$  olasılık 3, 5...,  $n \ll \bar{n}$  eksiton durumların herbirinin dengeye ulaşılma durumu olduğu varsayılır. Özellikle  $\rho_{n-1}(U) \times \rho_1(E_0)dE_0$   $n$  eksiton durumları arasında,  $E_0$  enerjili bir parçacığın yayımlanarak bozunması anındaki olasılığı,

$$\frac{\rho_{n-1}(U)\rho_C(E_0)dE_0}{\rho_n(E^*)}, \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $\rho_c(E) = 2\pi \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E_0)^{1/2}$  süreklilik durumundaki bir parçacığın yoğunluğudur. Böylece, bir parçacığın denge-öncesi yayılma olasılığı elde edilir (Griffin 1966):

$$W_p(E_0)dE_0 = \sum_{n>2} \frac{\rho_{n-1}(U)\rho_c(E_0)dE_0}{\rho_n(E^*)}. \quad (2.17)$$

Griffin'in durum yoğunluğu ifadesini parçacık ve deşik ayrımı yaparak, formülü daha düzenli bir hale getirilmek istenildiğinde durum yoğunluğu denklem (2.18)'deki gibi ifade edilir (Böhning 1970):

$$\omega(n, E) \equiv \omega(p, h, E) = \frac{g^n E^{n-1}}{p! h! (p + h - 1)!}. \quad (2.18)$$

Buradaki  $p$  ve  $h$ , parçacık ve deşik değişkenleridir.

Parçacık-deşik çiftinin ( $\Delta p = \Delta h = 0, \mp 1$ ) yaratma ve yok etme saçılması ve eksiton-eksiton saçılmasına karşılık gelen sistemin öz durumları arasında izinli geçişler içinde üç seçenek vardır:  $\Delta n = 0, \mp 2$  'dir. Bu yüzden  $p$  ve  $h$  bağımsız parçacıklar değildir.  $p$ ,  $h$  veya  $n$  değerlerinden herhangi biriyle gösterilebilir ve bu tezde “ $n$ ” ile gösterilmiştir.

Zamana bağlı pertürbasyon teorisinden,  $n_i$  özel durumundan,  $n_f$  herhangi bir durum ve  $n_f$  için birim zaman başına olasılık;

$$\lambda_{\Delta n}(n_i, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \omega_{\Delta n}(n_f, E), \quad (2.19)$$

ile verilmektedir (Cline and Blann 1971). Genelde verilen bir parçacık-deşik yapısının, bütün durumlarında tek bir iki-cisim etkileşmesine ulaşılmaz, çünkü  $\omega_{\Delta n}(n, E) < \omega(n, E)$  dir.  $\Delta n = +2$  ve  $\Delta n = -2$  geçişlerinde  $\omega_{\Delta n}$  için iki durum vardır,  $\omega_+$  ve  $\omega_-$  'dir. +2 ve -2'nin  $\Delta n$  değerleri burada kolaylık için artı (+) ve eksi (-) gösterimleri ile kullanılmıştır:

$$\omega_+(n_f, E) = \frac{g^3 E^2}{n_i + 1} = \frac{g^3 E^2}{n_f - 1}, \quad (2.20)$$

$$\omega_-(n_f, E) = gp_i h_i (n_i - 2) = g(p_f + 1)(h_f + 1)n_f. \quad (2.21)$$

$\Delta n = 0$  geçişi için emisyon oranı model hesaplamalarına açık bir şekilde gerilemesine rağmen bu geçişler önemlidir ve  $p \approx h$  durumu için,

$$\omega_0(n_f, E) = g^2 E (n_i - 1) = g^2 E (n_f - 1), \quad (2.22)$$

ifadesi elde edilir. (2.20) ve (2.21) denklemleri olan  $\omega_+$  ve  $\omega_-$  ifadeleri denklem (2.19)'daki  $\lambda_{\Delta n}$  ifadesindeki  $\omega_{\Delta n}$  yerine konularlarsa;

$$\lambda_+(n, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g^3 E^2}{n + 1}, \quad (2.23)$$

$$\lambda_-(n, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g p h (n - 2), \quad (2.24)$$

elde edilir. Verilen bir  $t$  zaman sonra bileşik çekirdeği tanımlamak için, uyarılma enerjisinin özelleştirilmesi gerekir ve doluluk olasılığı seti  $P(n, t)$  olarak verilir. Burada, her bir izinli eksiton sayısı için böyle bir  $P(n, t)$  olasılığı vardır. Doluluk olasılığı  $P(n, t)$ ,  $t$  zamanda  $E$  ve  $n$  özel durumlarından herhangi birindeki sistem için olasılığı vermektedir ve sistemin davranışını açıklayan master denklemini doluluk olasılığıyla ilişkilidir. Bu denklem;

$$\begin{aligned} \frac{dP(n, t)}{dt} = & P(n - 2, t)\lambda_+(n - 2, E) + P(n + 2, t)\lambda_-(n - 2, E) - P(n, t)\lambda_+(n, E) \\ & - P(n, t)\lambda_-(n, E), \end{aligned} \quad (2.25)$$

ifadesi ile verilir (Cline and Blann 1971). Burada,  $n$ 'nin her bir izinli değeri için böyle bir denklem vardır. Bu denklemde parçacık emisyonundan dolayı katkılar ihmal edilmiştir.

Geçiş oranları  $\lambda_+$  ve  $\lambda_-$  (2.23) ve (2.24) denklemlerinde verilmiştir. Bileşik çekirdek biçiminden sonraki herhangi bir özel zamanda,  $P(n,t)$  değeri tek parçacık-hole yapısının başlangıç koşullarından bir bilgisayar programı yardımıyla master denkleminin setleri çözülerek bulunur.

Griffin, parçacık emisyonunun çeşitli bileşik-çekirdek durumları arasında gerçekleşen geçişlerden daha düşük oranda olduğunu ifade etmiştir. Örneğin, denge öncesi parçacık emisyonu, istatistiksel bir topluluktaki çekirdeğin sadece ihmal edilebilir bir kesri için olabileceğini ifade eder. Bu yaklaşım, işi basitleştirmek için yapılmaktadır. Çünkü süreçlerin iki türünün kısmi oranları çok iyi bilinmemektedir. Varsayımın geçerliliği denge-öncesi modelde ilgi çekici noktalardan birisidir. Bileşik çekirdek topluluğundan yayılan parçacıkların enerji spektrumunu hesaplamak için topluluktaki çekirdeğe erişilebilir durum türlerinin çeşitlerinden yayılan parçacıkların kısmi olasılıklarının hesaplanması gerekmektedir. Nükleon emisyonu durumu için sonuç denklem (2.26)'daki gibi verilmektedir:

$$W_v(n, \varepsilon)d\varepsilon = \frac{(2s_v + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_v \varepsilon \sigma_v(\varepsilon) d\varepsilon \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)}. \quad (2.26)$$

Bu ifade de durum yoğunluklarının oranını değerlendirmek için denklem (2.18)'deki  $\omega$  ifadesi kullanılırsa,

$$W_v(n, \varepsilon)d\varepsilon = \frac{(2s_v + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\mu_v \varepsilon \sigma_v(\varepsilon) d\varepsilon}{gE} p(n-1) \left(\frac{U}{E}\right)^{n-2}, \quad (2.27)$$

elde edilmektedir. Bileşik çekirdek topluluğu tarafından yayılan parçacıkların enerji spektrumları (2.26) denklemiyle verilen bir ifade ile elde edilebilir. Bu enerji spektrum ifadesi,  $I_v(\varepsilon, t)$  izinli eksiton sayıları üzerinden,  $W_v(n, \varepsilon)$  toplamı ve eksiton sayıya sahip topluluktaki herhangi bir nükleonun bulunma olasılığı üzerinden toplamıyla elde edilir.

Böylece,

$$I_v(\varepsilon, t)d\varepsilon = \sum_{\substack{n \\ (\Delta n=2)}} P(n, t) W_v(n, \varepsilon)d\varepsilon, \quad (2.28)$$

elde edilir. (2.28) denklemine (2.26) denklemi konulursa,

$$I_\nu(\varepsilon, t)d\varepsilon = \frac{(2s_\nu + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\nu \varepsilon \sigma_\nu(\varepsilon) d\varepsilon \sum_{\substack{n \\ (\Delta n=2)}} P(n, t) \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)}, \quad (2.29)$$

denklemi elde edilir. Denge,  $P(n, t)$  eşit ilk olasılık postülasından bulunabilir,

$$P(n, denge) = \frac{\omega(n, E)}{\sum_n \omega(n, E)} \quad (2.30)$$

Böylece,  $I_\nu(\varepsilon, t)$  ifadesi,

$$I_\nu(\varepsilon, denge)d\varepsilon = \frac{(2s_\nu + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\nu \varepsilon \sigma_\nu(\varepsilon) d\varepsilon \frac{\sum_n \omega(p-1, h, U)}{\sum_n \omega(p, h, E)}, \quad (2.31)$$

ile verilebilir. Toplam durum yoğunluğu için ortalama ifadesi yukarıdaki denklem için değiştirilebilir. Bu durumda anlık denge spektrumu,

$$I_\nu(\varepsilon, denge)d\varepsilon = \frac{(2s_\nu + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\nu \varepsilon \sigma_\nu(\varepsilon) d\varepsilon \frac{\omega(U)}{\omega(E)}, \quad (2.32)$$

denklemi ile ifade edilebilmektedir. Son yazılan ifademiz denklem (2.11)'deki Weisskopf'un denge ifadesiyle benzerdir.

Bileşik çekirdek oluştuktan sonra bilinen bir zamana kadar bir bileşik çekirdek topluluğu tarafından yayılan parçacıkların tam spektrumunu elde etmek için sadece  $t=0$ 'dan herhangi bir ilgili zamana kadar  $I_\nu(\varepsilon, t)$ 'nin integralini almak yeterlidir.  $S_\nu(\varepsilon, t)d\varepsilon$  zaman integrali ifadesi,

$$S_\nu(\varepsilon, T)d\varepsilon = \int_0^T I_\nu(\varepsilon, t) dt d\varepsilon, \quad (2.33)$$

şeklinde elde edilebilmektedir (Cline and Blann 1971). Sistem istatistiksel dengeye ulaştığında  $t = t_{denge}$  zamanında zaman integrali durdurulursa,  $S_\nu(\varepsilon, t)$  toplam denge-öncesi parçacık spektrumu,

$$N_\nu(\varepsilon)d\varepsilon = S_\nu(\varepsilon, t_{denge})d\varepsilon = \int_0^{t_{denge}} I_\nu(\varepsilon, t)dt d\varepsilon, \quad (2.34)$$

ile verilir. Zaman ağırlıklı toplam denge-öncesi parçacık spektrumu elde etmek için, her bir izinli eksiton sayılı durumlarının toplam katkısı yeterlidir. Buna göre (2.34) denklemi:

$$N(\varepsilon)d\varepsilon \propto (2s + 1)\mu\varepsilon\sigma(\varepsilon)d\varepsilon \sum_{\substack{n \\ (\Delta n=2)}} \frac{\omega(n-1, U)}{\omega(n, E)} t_n. \quad (2.35)$$

(2.35) denklemi ile gösterilir. Burada,  $t_n$  (Cline and Blann 1971),

$$t_n = \int_0^{denge} P(n, t) dt, \quad (2.36)$$

şeklinde ifade edilir. Birim zaman başına  $\nu$  parçacık tarafından  $n$ -eksiton durumlu kısmi bozunma olasılığı  $\ell_\nu(n, E)$  (ikinci parçacığın emisyon olasılığı haricinde) denklem (2.37) ile verilir (Ribansky et al. 1973):

$$\ell_\nu(n, E) = \int_{E-B-B_2}^{E-B} W_\nu(n, \varepsilon)d\varepsilon. \quad (2.37)$$

$I_\nu(\varepsilon, t)d\varepsilon dt$ , zaman ve enerji üzerinden alınan integrallerle  $\sigma_c(\varepsilon_b)$  komposit çekirdeğin yapısı için tesir-kesitini vermektedir.  $(b, x)$  reaksiyonun tesir-kesiti ifadesi ise denklem (2.38)'deki gibi elde edilir (Ribansky et al. 1973):

$$\sigma(b, x) = \sigma_c(\varepsilon_b) \sum_{\substack{n \\ \Delta n=+2}} t_n \ell_x(n, E) \quad (2.38)$$

### 2.2.2.3 Ardışık-Aşamalı Eksiton Modeli

Gelen parçacık enerjisi  $T_0 \leq 100$  MeV olan orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge-öncesi parçacık emisyonunun araştırılması imkânını vermesinden dolayı çok dikkat çekmektedir. Uyarılmış nükleer bir sistem istatistiksel dengeye ulaşıncaya kadar parçacık emisyon mekanizması direkt reaksiyon ve bileşik çekirdek durumuyla bozunması arasında bir orta bölge vardır ve bu bölge daha basit bir kombinasyona indirgenemez. Nükleer reaksiyon kavramları, denge-öncesi gelişimiyle bu mekanizmanın öneminin anlaşılması onun orta nükleer yapısının ilişkisini ve bir takım fiziksel ilginç etkilerini açıklamaktadır.

Nükleer reaksiyonların daha yüksek enerjilerde pek çok özelliği, intra-nükleer cascade (ardışık-aşamalı) modeli için oldukça iyi yapılanmıştır. Ancak  $T_0 \leq 100$  MeV enerji bölgesi cascade-buharlaştırma modelinin direkt uzantısı ara (orta) nükleonların çift-diferansiyel tesir-kesitleri de deneyle temel nicel farklılıklar ortaya çıkarmaktadır.

Bu modelin altında yatan fiziksel resim oldukça doğaldır. Bir çekirdeğe giren parçacık bir veya birkaç intra-nükleer çarpışmaya maruz kalabilmektedir. Bu intra-nükleer çarpışmalar, uyarılmış pek çok kuasi parçacığın oluşmasına yol açar. Bu evredeki yerleşik etkileşmeler nedeniyle, bileşik bir çekirdek yapısının oluşum süreci zorlaşmaktadır. Bu sürecin her evresinde bir parçacık yayınlanabilir. Birinci, ikinci ve sonraki durumlardaki parçacıkların davranışı, bu parçacıkların yakalanması veya ortaya çıkması (herhangi birisinin) intra-nükleer cascade modelinin temel davranışlarıdır. İnter-nükleer çarpışmalardan dolayı üretilen deşiklerin ve yakalanan nükleon sayıları kalan uyarılmış çekirdeğin başlangıçtaki parçacık-deşik konfigürasyonunu verir. Çekirdeğin ileriki süreçteki yoğunluğu denge-öncesi bozunmanın eksiton modeli ile tasarlanır (Gudima et al. 1983).

Önerilen ardışık aşamalı eksiton modeli (CEM-Cascade Exciton Model) nükleer reaksiyonu üç (3) evrelidir: Cascade, denge-öncesi ve denge (veya bileşik çekirdek) evresinden oluşan parçacık spektrumları denklem (2.39)'da ifade edilmektedir (Gudima et al. 1983):

$$\sigma(\mathbf{p})d\mathbf{p} = \sigma_{in}[N^{cas.}(\mathbf{p}) + N^{den.ön}(\mathbf{p}) + N^{den.}(\mathbf{p})]d\mathbf{p}. \quad (2.39)$$

Buradaki  $\sigma_{in}$  ifadesi ardışık aşamalı modelince hesaplanan reaksiyon tesir-kesitidir.



### 2.2.2.4 Hibrid ve Geometri-Bağlı Hibrid Modeli

1983 yılında Blann ve Vonach tarafından hibrid modeli  $\epsilon$  ve  $\epsilon + d\epsilon$  enerji aralığında sürekli bölgede yayılan  $\nu$  tipindeki parçacıkların sayısı olmak üzere  $P_\nu(\epsilon)d\epsilon$ ,

$$P_\nu(\epsilon)d\epsilon = \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=\bar{n}_0 \\ \Delta n=+2}} \left[ \frac{X_\nu^n N_n(\epsilon, U)}{N_n(E)} \right] g d\epsilon \times \left[ \frac{\lambda_c(\epsilon)}{(\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon))} \right] D_n, \quad (2.40)$$

ile verilmektedir ve diferansiyel formu ise denklem (2.41)'deki gibidir:

$$\frac{d\sigma_\nu(\epsilon)}{d\epsilon} = \sigma_R P_\nu(\epsilon). \quad (2.41)$$

(2.40) denklemindeki parantez içindeki ifade,  $n$ -eksiton konfigürasyonundaki  $\epsilon$  enerjisiyle verilen bütün saçılmalar için parçacık sayısını temsil eder.  $X_\nu^n$   $n$ -eksiton durumundaki  $\nu$  parçacıkların sayısı,  $g$  ise tek parçacık seviye yoğunluğudur.  $\bar{n}$  dengedeki eksiton sayısı veya en olası (muhtemel) eksiton sayısıdır.  $\lambda_c(\epsilon)$  bir parçacığın  $\epsilon$  kanal enerjisi ile sürekli bölgeye yayınlanma hızı.  $\lambda_+(\epsilon)$ ,  $\epsilon$  enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı.  $N_n(\epsilon, U)$ ,  $\epsilon$  kanal enerjisiyle yayımlanan bir eksitonun yerleşik çekirdeğin  $U = E - B_\nu - \epsilon$  uyarılma enerjisinin diğer  $n-1$  eksitonları arasında paylaşılacak şekilde  $n$  eksitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısıdır.  $\sigma_R$ , reaksiyon tesir kesitidir.  $N_n(E)$  nükleon-nükleon saçılmasının  $E$  enerjili kısmi fonksiyonu  $\rho_n(E)$  eksiton durum yoğunluğu benzerdir. İkinci parantez intra-nükleer geçişten ziyade süreklilik emisyonunda  $\epsilon$  enerjide  $\nu$  tipli parçacıkların kesrini tanımlar.  $D_n$  ise  $n$  eksiton zincirinde başlangıç popülasyonunun kesridir. Hibrid modelinin çekirdek yüzey etkilerini hesaba katarak yeni bir model olan geometri-bağımlı hibrid (GDH-Geometry Dependent Hybrid) modeli geliştirilmiştir. GDH'de diferansiyel emisyon spektrumu,

$$\frac{d\sigma_\nu(\epsilon)}{d\epsilon} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_\nu(l, \epsilon), \quad (2.42)$$

denklemleri ile verilmektedir. Burada  $T_l$ ,  $l$ 'inci kısmi dalga için geçiş katsayısıdır.  $\lambda$ , indirgenmiş dalgaboyudur.  $P_v(l, \epsilon)$  ise  $l$ 'inci kısmi dalga için  $P_v(\epsilon)$ 'dir. Geometriye-bağlı etkiler GDH modelinin formülünde iki ayrı davranışı açıkça göstermektedir. Açıkçası, yaygın yüzey bölgesindeki nükleonlar için ortalama serbest yol daha uzun önerilmektedir. İkinci etkisi fiziksel olarak daha az güvenlidir. Ama deneysel spektral şekiller üretiminde önem göstermektedir. Bu varsayımlar, yerel yoğunluk yaklaşımında her bir yörünge için deşik derinlikleri hesaplanan Fermi enerjisinin değeriyle sınırlıdır ve bunun sonucu olarak serbestlik derecesi etkileyici bir şekilde azalmaktadır (Blann and Vonach 1983).

### 2.2.2.5 İki-Bileşenli Eksiton Modeli

Aşağıdaki reaksiyon denklemlerinde,  $p_\pi$  ( $p_\nu$ ) proton (nötron) parçacık sayısı ve  $h_\pi$  ( $h_\nu$ ) proton (nötron) hole sayısı kullanılmıştır. Buradan proton eksiton sayısı  $n_\pi = p_\pi + h_\pi$  ve nötron eksiton sayısı  $n_\nu = p_\nu + h_\nu$ 'dür. Bağımsız yük parçacık sayısı  $p = p_\pi + p_\nu$ , deşik sayısı  $h = h_\pi + h_\nu$  ve eksiton sayısı  $n = n_\pi + n_\nu$  olarak ifade edilir.

Sistemin zamansal gelişimi master denklemleriyle tanımlanabilir. Bu denklem eksiton durumlarının belirli bir parçacık için kayıp ve kazançlarını açıklayabilir (Koning and Duijvestijn 2004). Diferansiyel tesir-kesiti hesaplamasında kullanılan  $\tau$  eksiton durumunun ortalama ömrü,  $\tau_{denge}$  denge zamanına kadar zaman üzerinden master denkleminin integrasyonunun ürünüdür.  $E_k$  emisyon enerjili  $k$  parçacığın yayımlanması için ilk denge öncesi tesir kesiti  $\tau$  açısından,  $\sigma^{CF}$  komposit çekirdek yapıları tesir kesiti ve  $W_k$  emisyon oranı olarak denklem (2.43) elde edilir:

$$\frac{d\sigma_k^{d\ddot{o}}}{dE_k} = \sigma^{CF} \sum_{p_\pi=p_\pi^0}^{p_\pi^{max}} \sum_{p_\nu=p_\nu^0}^{p_\nu^{max}} W_k(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E_k) \tau(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) \times P(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu). \quad (2.43)$$

Burada,  $P$  faktörü, denge-öncesinde kalan parçacıkların sayısını verir. Dolayısıyla proton ve nötron parçacık sayısı  $p_\pi^0 = Z_p$  ve  $p_\nu^0 = N_p$ ,  $Z_p$  ( $N_p$ ) proton (nötron) mermi sayısıdır. Reaksiyon sürecinde herhangi bir eksiton durumu için  $h_\pi = p_\pi - p_\pi^0$  ve  $h_\nu = p_\nu - p_\nu^0$ , birincil denge-öncesi emisyonunun başlangıç deşik sayısıdır. Örneğin nötron gelme reaksiyonunda, başlangıç eksiton numaraları  $n^0 = n_\nu^0 = 1$  ( $0p_\pi 0h_\pi 1p_\nu 0h_\nu$ )'dir ve denge öncesi gama emisyonu bu durumdan oluşabilir. Bu durumda nükleon emisyonu aslında elastik

saçılmadır ve bu optik model tarafından açıklanmaktadır. Parçacık emisyonu sadece  $n = 3(2p1h)$  ve daha yüksek eksiton durumlarında olmaktadır.

Formülde  $\sigma^{CF}$  bileşik yapının tesir kesitidir, denge-öncesi emisyonu,

$$\sigma^{CF} = \sigma_{reaksiyon} - \sigma_{direkt}, \quad (2.44)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada  $\sigma_{reaksiyon}$  reaksiyonun tesir-kesiti direk olarak optik modelden elde edilmektedir (Koning et al. 2013).

### 2.2.2.6 Denge-Öncesi Modlar

Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanmasında, çarpışma olasılıkları iki bileşenli eksiton modelinde geçiş oranlarının (hızları) hesaplanması için önemlidir. Çarpışma olasılıkları TALYS kodunda iki farklı durumda hesaplanabilmektedir. İlk durumda, enerjiye bağlı ortalama matris elemanı seçeneği kullanılır. Ayrıca, bu ilk durumda iç geçiş oranları iki farklı metodla hesaplanabilmektedir. Bu metodlar enerji matris elemanlı analitik ve nümeriksel geçiş oranlarıdır. Bunlar, sırasıyla preeqmode 1 ve preeqmode 2 olarak verilmektedir. İkinci evrede ise optiksel modelde çarpışma oranları kullanarak uyarılma fonksiyonu hesaplanmaktadır. Bu görüş ortalama matris elemanının bir etkisini kullanan iç geçiş oranlarına bir alternatif olarak hizmet etmektedir. İç geçiş oranları için çarpışma oranları serbest bir nümeriksel parametre sağlamaktadır ve bu TALYS'de preeqmode 3 olarak verilmektedir (Koning et al. 2013; Koning and Duijvestijn 2004; Baldık et al. 2014). Preeqmode 4 ise direkt ve bileşik çekirdeğin oranını veren çoklu-adımlı nümeriksel bir hesaplama yapmaktadır (Koning et al. 2013).

### 2.2.3 Seviye Yoğunluk Modelleri

Nükleer seviye yoğunluğu her çekirdeğin karakteristik özelliğidir ve belirli bir uyarılma enerjisinde birim enerji başına seviyelerin sayısı olarak tanımlanabilir. TALYS kodunda da seviye yoğunlukları için farklı modeller kullanılmıştır. Bu kısımda Fermi-gaz modeli (FGM-Fermi Gas Model), genelleştirilmiş süper-akışkan modeli (GSM-Generalized Superfluid Model), Gilbert ve Cameron olarak da bilinen sabit sıcaklık modeli (CTM-Constant

Temperature Model) ile mikroskobik seviye yoğunluk modeli (MLD-Microscopic Level Density) açıklanmıştır. Bu modelleri açıklamadan önce bazı notasyonlar hakkında kısa bir bilgi verilmiştir. Seviye yoğunluğu,  $\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi)$  olarak gösterilmiş olup, belirli bir  $E_x$  uyarılma enerjisinde MeV başına nükleer seviyelerin sayısına karşılık gelmektedir.  $J$  ise belirli bir spin değerini ve  $\Pi$  ise pariteyi tanımlamaktadır. Toplam seviye yoğunluğu  $\rho^{toplamlam}(E_x)$ ,  $E_x$  enerjisindeki MeV başına toplam seviyelerine karşılık gelmektedir ve spin ile parite üzerinden seviye yoğunluğu denklem (2.45)'deki gibi verilir (Koning et al. 2013):

$$\rho^{toplamlam}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} \rho(E_x, J, \Pi). \quad (2.45)$$

Her bir seviye için  $2J + 1$  durum içeren  $\omega^{toplamlam}(E_x)$  toplam durum yoğunluğu,

$$\omega^{toplamlam}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} (2J + 1) \rho(E_x, J, \Pi), \quad (2.46)$$

ile ifade edilir. Seviye yoğunlukları analitiksel açıklamasıyla birlikte verildiğinde denklem (2.47) elde edilir:

$$\rho(E_x, J, \Pi) = P(E_x, J, \Pi) R(E_x, J) \rho^{toplamlam}(E_x). \quad (2.47)$$

Bu ifade de  $P(E_x, J, \Pi)$ , parite dağılımı ve  $R(E_x, J)$  ise spin dağılımıdır (Koning et al. 2013).

### 2.2.3.1 Fermi-Gaz Modeli

En iyi bilinen analitiksel seviye yoğunluk yaklaşımlarından biri Fermi-gaz modelidir. Çekirdeğin bileşik seviyelerin olmadığı, eşit uzaklıktaki uyarılmış seviyelerini oluşturan ve tek parçacık durumlarını temel alan bir yaklaşımdır. İki fermiyon sistemi için örnek verilirse uyarılmış nötron ve proton arasında ayırt edicidir. Toplam fermi-gaz durum yoğunluğu,

$$\omega_F^{toplamlam}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 a^{1/4} U^{5/4}}, \quad (2.48)$$

ile verilir ve bu ifadedeki  $U$  denklem (2.49)'daki gibi gösterilir;

$$U = E_x - \Delta. \quad (2.49)$$

Buradaki  $\Delta$  enerji değişimi olup deneysel parametredir. Denklem (2.48), diğer bir seviye yoğunluk parametresiden biri olan  $a$ , teorik olarak  $a = \frac{\pi^2}{6}(g_\pi + g_\nu)$  ile bulunur.  $g_\pi$  ifadesi Fermi enerjisi yakınındaki protonun tek parçacık durumunu ifade etmektedir. Pratik olarak ise  $a$ , üzerinde düşünülen özel bir çekirdeğin deneysel bilgilerinden elde edilmektedir. Analitik modeller enerjiye bağımlı olup açıl momentum dağılımının rastgele çiftlenim varsayımı altında, Fermi-gaz seviye yoğunluğu denklem (2.50)'deki gibi verilir (Ericson 1960):

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{a}U]}{12 a^{1/4} U^{5/4}}. \quad (2.50)$$

Buradaki  $1/2$  eşit parite dağılımını ifade etmektedir ve  $\sigma^2$  ise açıl momentum dağılım genişliğini temsil edip, spin-ayrım parametresi olarak ifade edilmektedir.

Yukarıdaki Fermi gaz için seviye yoğunluğu, denklem (2.47)'deki gibi bir ifade ile özelleştirilirse Fermi-gaz spin dağılım ifadesi denklem (2.51)'deki gibi verilebilir:

$$R_F(E_x, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (2.51)$$

Toplam Fermi-gaz seviye yoğunluğu için tüm parite ve spin üzerinden  $\rho_F(E_x, J, \Pi)$  toplamı denklem (2.52)'deki gibi verilir:

$$\rho_F^{toplam} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{a}U]}{12 a^{1/4} U^{5/4}}. \quad (2.52)$$

O zaman toplam Fermi-gaz durum yoğunluğu olan denklem (2.48) ile ilişkilendirilebilir:

$$\rho_F^{toplamlam}(E_x) = \frac{\omega^{toplamlam}(E_x)}{\sqrt{2\pi}\sigma}. \quad (2.53)$$

### 2.2.3.2 Sabit Sıcaklık Modeli

Gilbert ve Cameron (Gilbert and Cameron 1965) tarafından belirtildiği gibi sabit sıcaklık modelinde uyarılma enerjisi, sabit sıcaklık kanunların uygulandığı 0 MeV'den uygun bir  $E_M$  enerjisine kadarki düşük enerji kısmı ile, Fermi-gaz modeli uygulamalarının olduğu  $E_M$  üzerindeki yüksek enerji kısmına bölünmüştür. Toplam seviye yoğunluğu ifadesi;

$$i) \quad E_x \leq E_M \text{ ise,}$$

$$\rho^{toplamlam}(E_x) = \rho_T^{toplamlam}(E_x), \quad (2.54)$$

$$ii) \quad E_x \geq E_M \text{ ise,}$$

$$\rho^{toplamlam}(E_x) = \rho_F^{toplamlam}(E_x), \quad (2.55)$$

Benzer şekilde seviye yoğunluk ifadesi için koşullar yazılırsa;

$$i) \quad E_x \leq E_M \text{ ise,}$$

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{toplamlam}(E_x) \quad (2.56)$$

$$ii) \quad E_x \geq E_M \text{ ise,}$$

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \rho_F(E_x, J, \Pi) \quad (2.57)$$

Denklem (2.51)'deki spin dağılım ifadesi sabit sıcaklık bölgesinde de kullanılabilir. Fermi gaz ifadesi için etkin uyarılma enerjisi,

$$U = E_x - \Delta^{CTM}. \quad (2.58)$$

Buradaki enerji değişimi, denklem (2.59)'daki gibi verilir:

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (2.59)$$

Bu denklemdeki,  $\chi$  değeri tek-tek için 0, tek-çift değeri için 1 ve çift-çift çekirdekler için ise 2 değerini almaktadır.

Düşük uyarılma enerjileri için, CTM deneysel kanıtlara dayalı olup ilk ayırık seviyenin  $N(E_x)$  kümülatif histogramı eksponansiyel olarak ifade edilebilir:

$$N(E_x) = e^{\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right)}. \quad (2.60)$$

Bu ifade sabit sıcaklık kanunu olarak adlandırılır. Nükleer sıcaklık  $T$  ve  $E_0$  parametreleri ayırık seviyelerin formülizasyonu için kullanılmaktadır. Buna göre toplam seviye yoğunluğunun sabit sıcaklık kısmı için ifade, denklem (2.61)'deki gibi verilir:

$$\rho_T^{toplamlam}(E_x) = \frac{dN(E_x)}{dE_x} = \frac{1}{T} e^{\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right)} \quad (2.61)$$

Yüksek enerjiler için Fermi-gaz modeli daha uygundur ve toplam seviye yoğunluğu denklem (2.52) ile verilmiştir.  $\rho_T^{toplamlam}$  ve  $\rho_F^{toplamlam}$  ifadeleri ve onların türevleri  $E_M$  enerjisinde birbirine eşittir. İlk süreklilik şartı yazılırsa;

$$\rho_T^{toplamlam}(E_M) = \rho_F^{toplamlam}(E_M) \quad (2.62)$$

Bu denklem (2.61)'de yerine konulursa,

$$E_0 = E_M - T \ln[T \rho_F^{toplamlam}(E_M)] \quad (2.63)$$

elde edilir. İkinci süreklilik şartı yazılırsa,

$$\frac{d\rho_T^{toplamlam}}{dE_x}(E_M) = \frac{d\rho_F^{toplamlam}}{dE_x}(E_M) \quad (2.64)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklem (2.61) içine konulursa,

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho_F^{toplama}}{dE_x}(E_M), \quad (2.65)$$

denklemini elde edilir. Fermi-gaz yaklaşımındaki ifadeler açıklandığında enerjiye bağımlı ifadeler içermektedir ama denklem (2.65) ve denklem (2.63) iki denklem olup  $E_M$ ,  $E_0$  ve  $T$  gibi üç (3) bilinmeyen vardır ve  $T$  ifadesinin de açılımı gereklidir. Bunun çözümü için yeni bir sabit tanımlanmalıdır. Ayırık seviye bölgesinde, sabit sıcaklık kanunları deneysel ayırık seviyeleri olarak türetilmektedir, örneğin  $\rho_T^{toplama}$  ifadesi denklem (2.66)'daki gibi yazılabilir:

$$N_U = N_L + \int_{E_L}^{E_U} dE_x \rho^{toplama}(E_x). \quad (2.66)$$

Bu denkleme denklem (2.61) eklendiğinde denklem (2.67) elde edilir:

$$N_U = N_L + \left( e^{\frac{E_U}{T}} - e^{\frac{E_L}{T}} \right) e^{\frac{-E_0}{T}}. \quad (2.67)$$

Böylece sabitlerimiz kadar denklemimiz olduğundan dolayı  $E_M$ ,  $E_0$  ve  $T$  sabitleri bulunabilir. Denklem (2.63)'deki ifade denklem (2.67)'nin içine konulduğunda:

$$T \rho_F^{toplama}(E_M) e^{\frac{-E_M}{T}} \left( e^{\frac{E_U}{T}} - e^{\frac{E_L}{T}} \right) + N_L - N_U = 0. \quad (2.68)$$

Denklemini elde edilir. Buradaki  $N_L$  ve  $N_U$  seviyeleri nükleer yapı veritabanından alınmış ayırık seviyeler için en iyi  $\rho_T(E_x)$  değerleri seçilir. Deneysel olarak alınan verilerle  $E_M$  ve  $T$  ifadeleri etkin ve kollektif model için yazılabilir (Koning et al. 2013);

i) Etkin model için:

$$T = -0.22 + \frac{9.4}{\sqrt{A(1 + \gamma \delta W)}} \quad (2.69)$$

$$E_M = 2.33 + \frac{253}{A} + \Delta^{CTM} \quad (2.70)$$



ii) Kollektif model için:

$$T = -0.25 + \frac{10.2}{\sqrt{A(1 + \gamma\delta W)}} \quad (2.71)$$

$$E_M = 2.67 + \frac{253}{A} + \Delta^{CTM} \quad (2.72)$$

Her iki denklemdeki  $\gamma$  ifadeleri birer sabittir.  $\delta W$  ise çekirdeğin deneysel kütlesi ( $M_{deney}$ ) ile küresel sıvı-damla modelindeki kütle ( $M_{KSM}$ ) farklıdır. Bu ifade denklem (2.73) olarak gösterilebilir:

$$\delta W = M_{deney} - M_{KSM} \quad (2.73)$$

Bu modellerden farklı olarak hesaplamalarda kullanılacak ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldığında yakın veriler elde edilebilecek yoğunluk modelleri de vardır: Genelleştirilmiş süper-akışkan modeli ve mikroskobik seviye yoğunluk modeli.

### 2.2.3.3 Genelleştirilmiş Süper-Akışkan Modeli

Genelleştirilmiş süper-akışkan modeli, Fermi-gaz modelini ilgilendiren yüksek enerji bölgesi ile düşük enerjideki çekirdeğin süper-akışkan davranışını gösterdiği bölge arasındaki faz geçişini içeren, süper-iletken çiftlenim korelasyonunu dikkate almaktadır. Termodinamik bir fonksiyon olarak kritik enerjisinin ifadesi  $U_c$  (Koning et al. 2013; Ignatyuk et al. 1979; Ignatyuk et al. 1993):

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{yoğunlaşma}, \quad (2.74)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada,  $T_c = 0.567\Delta_0$  kritik sıcaklık,  $\Delta_0$  ise çiftlenme korelasyon fonksiyonu ve  $\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}}$  dır.  $E_{yoğunlaşma}$ , yoğunlaşma enerjisidir ve denklem (2.75) ile ifade edilir:

$$E_{yoğunlaşma} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2. \quad (2.75)$$

Burada,  $a_c$  kritik seviye yoğunluk parametresidir.  $U_c$  kritik uyarılma enerjisi altındaki seviye yoğunluğu için etkin uyarılma enerjisi ( $U'$ ) süper-akışkan denklem durumu (EOS) için denklem (2.76) yazılabilir (Ignatyuk et al. 1979; Ignatyuk et al. 1993),

$$U' = E_x + \chi \Delta_0 + \delta. \quad (2.76)$$

Burada,  $\chi$  değeri tek-tek için 2, tek-çift değeri için 1, çift-çift çekirdekler için ise 0 değerini almaktadır. GSM için seviye yoğunluğu denklem (2.77)'deki gibi verilebilir:

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{toplamlam}(E_x). \quad (2.77)$$

Burada,  $R_F(E_x, J)$  ise Fermi gaz spin dağılımı olarak tanımlanmaktadır ve ifade yazılırsa denklem (2.78) elde edilir:

$$R_F(E_x, J) = \frac{2J + 1}{2\sigma^2} \exp \left[ -\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.78)$$

Denklem (2.77)'deki  $\rho_{GSM}^{toplamlam}(E_x)$  ifadesi için iki durum vardır (Koning et al. 2013);

i)  $U' \leq U_c$  durumu için,  $\rho_{GSM}^{toplamlam}(E_x)$  ifadesi,

$$\rho_{GSM}^{toplamlam}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (2.79)$$

ile verilir. Burada,  $S$ ,  $\sigma^2$  ve  $D$  ifadeleri sırasıyla; entropi, spinin cut-off parametresi ve determinantıdır. Bu terimlerin açıklaması detaylı olarak (Koning et al. 2013; Ignatyuk et al. 1979; Ignatyuk et al. 1993) referanslarında da verilmiştir.

ii)  $U' \geq U_c$  durumu için,  $\rho_{GSM}^{toplama}(E_x)$  ifadesi denklem (2.80)'deki gibidir:

$$\rho_{GSM}^{toplama}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 \frac{1}{a^4 U^5}}. \quad (2.80)$$

Buradaki etkin uyarılma enerjisi  $U$ ,

$$U = E_x - \Delta^{GSM} \quad (2.81)$$

ve  $\Delta^{GSM}$  ifadesi denklem (2.82)'deki gibi tanımlanabilir:

$$\Delta^{GSM} = E_{yoğunlaşma} - \chi\Delta_0 - \delta. \quad (2.82)$$

Denklem (2.80) ve (2.82)'deki  $a$  ve  $\delta$  parametreleri GSM için değiştirilebilir parametrelerdir (Koning et al. 2013).

#### 2.2.3.4 Mikroskopik Seviye Yoğunluk Modeli

Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanmasında, FGM, CTM ve GSM gibi fenomenolojik modellerin yanında MLD modeli de kullanılabilir. MLD modeli, parite, spin değeri ( $J=30$ 'a kadar), uyarılma enerjisi (150 MeV'e kadar), Skyrme kuvveti için Goriely'in tablosunu kullanmaktadır.  $\rho_{HFM}$  olarak da isimlendirilen MLD denklem (2.83)'deki gibi yazılabilir:

$$\rho(E_x, J, \pi) = \exp(c\sqrt{E_x - \delta}) \rho_{HFM}(E_x - \delta, J, \pi). \quad (2.83)$$

Buradaki  $\delta$  ve  $c$  sırasıyla; çiftlenim değişimi ve bir sabittir (Koning et al. 2013).

## 2.2.4 Kullanılan Bilgisayar Kodları

Bu tezde bilgisayar kodlarının aracılığı ile hedef çekirdekler proton, nötron, alfa, döteron gibi parçacıklar ile bombardıman edilmiş ve ürün çekirdek olarak medikal radyoizotopların üretimi için tesir-kesiti verileri elde edilmiştir. Elde edilen bu sonuçlar EXFOR'dan alınan deneysel değerler ile karşılaştırılarak yorumlar yapılmıştır. Hesaplamalarda pek çok nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. Bu modelleri hesaplamalarda kullanılmasını sağlayan programlar ALICE/ASH ve TALYS kodlarıdır. Literatürde bu programların yanısıra CEM, PCROSS, EMPIRE gibi nükleer reaksiyon hesaplamaları yapan bilgisayar kodları da bulunmaktadır. ALICE/ASH kodu ile denge modeli için WE modeli, denge-öncesi modeli için GDH ve hibrid modelleri kullanılmıştır. İki bileşenli eksiton modeli, denge-öncesi modlar (preeqmode 1-4) ve seviye yoğunluk model hesaplamaları ise TALYS bilgisayar kodu ile yapılmıştır. Kullanılan bu kodların detaylı bir açıklaması aşağıda verilmiştir.

### 2.2.4.1 ALICE/ASH Bilgisayar Kodu

ALICE/ASH bilgisayar kodu denge modeli olan WE ve denge-öncesi modelleri GDH ile hibrid modelini kullanarak uyarılma fonksiyonu hesaplamaktadır. Ayrıca, bu kod 300 MeV enerjiye kadar gönderilen parçacıkların hedefe çarpması sonucu oluşan nükleer reaksiyonlarda yayılan parçacıkların açısal ve enerjiye göre dağılımlarını hesaplayarak toplam tesir-kesitini veren koddur (Broeders et al. 2006).

### 2.2.4.2 TALYS Bilgisayar Kodu

TALYS bilgisayar kodu direkt, bileşik, denge-öncesi ve fisyon reaksiyonları için geliştirilmiş en son nükleer reaksiyon modellerini içeren 0.001-200 MeV enerji aralığında ve  $12 < A < 339$  kütle numarası aralığında nükleer reaksiyon hesabı yapabilen bir bilgisayar kodudur. Toplam ve kısmi diferansiyel tesir kesiti, enerji spektrumu, açısal dağılımlar, çift-diferansiyel spektrum çıktıları verebilen, fenomenolojik ve mikroskobik seviye yoğunluk modelleri içeren nükleer reaksiyonlar için çok geniş kapsamda hesaplama imkânı veren bir bilgisayar kodudur. Hesaplamalarda kullanılan iki bileşenli eksiton modeli ve dört (4) adet denge-öncesi modlar olan preeqmode 1-4 ile CTM, GSM ve MLD seviye yoğunlukları ile tesir-kesiti hesaplamaları TALYS kodu ile yapılmıştır (Koning et al. 2013).



### BÖLÜM 3

#### **<sup>67</sup>Ga, <sup>81</sup>Rb, <sup>111</sup>In, <sup>123</sup>Cs VE <sup>123</sup>Xe RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİMİNDE (p,n) VE (p,2n) REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

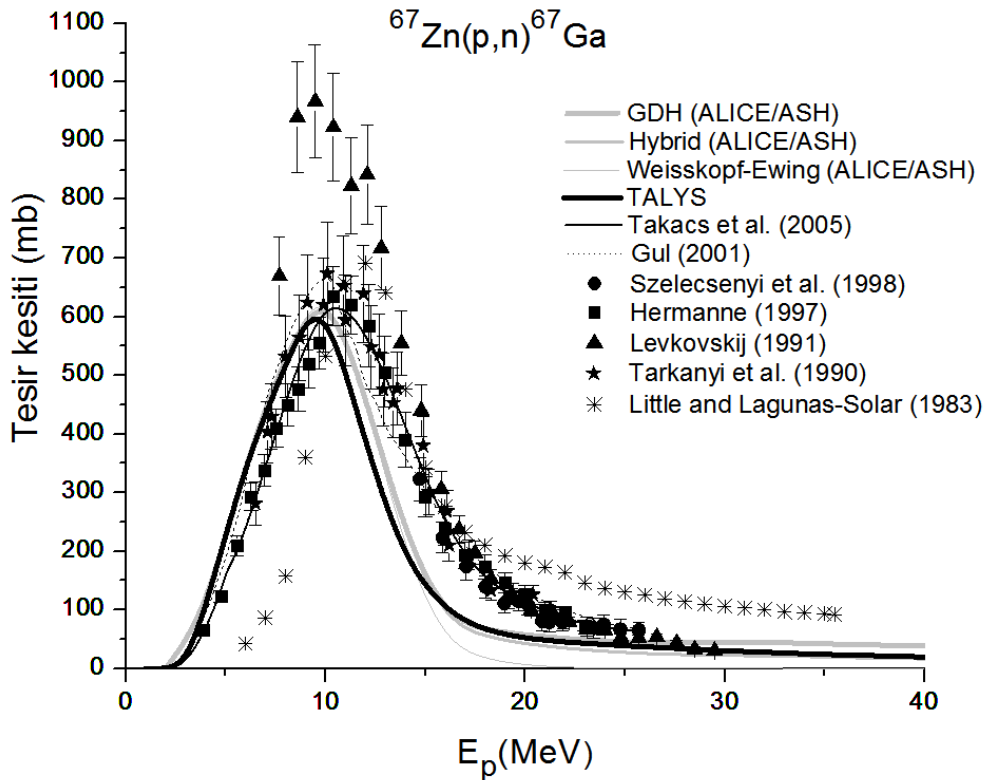
Son zamanlarda, medikal uygulamalardaki kanserli doku ve hücrelerin tedavi ve teşhisinde radyoizotopların kullanımı, bunların üretimine olan ilgiyi oldukça arttırmıştır (IAEA 2010). Radyoizotop üretim projelerinde, radyoizotopların üretim yollarının iyileştirilmesinde nükleer verilere gerek duyulmaktadır. Bu veriler, ürün verimini maksimumda tutacak mermi enerji aralığının seçiminde ve radyoaktif kirliliği minimize etmeye katkıda bulunurlar. Radyoizotop üretiminde kullanılan yüklü mermi parçacıklarının gelişimi ve iyileştirilmesi için oldukça çaba sarfedilmesi gerekmektedir. Siklotronda yüklü parçacıklarla veri üretimi için 30 MeV'e kadar olan bir enerji aralığı gerekmektedir. Yüklü parçacıklarla, pozitron ve gama yayan medikal radyoizotopların üretiminde kullanılan reaksiyonların deneysel ve teorik tesir kesitlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Doğru nükleer veriler için, hem hızlandırıcılarla hem de nükleer reaktörlerde deneysel olarak üretilen radyoizotopların daha iyi anlaşılabilmesi için nükleer reaksiyon modelleri ile hesaplanmış teorik sonuçlar ile deneysel sonuçlarının karşılaştırılması gerekmektedir (IAEA 2001). Deneysel tesir-kesiti değerlerine EXFOR veri tabanından ulaşılabilmektedir (Exfor 2015). Bu veriler, reaksiyon mekanizmalarıyla açıklanan teorik modellerin geliştirilmesine ışık tutmaktadır (Goyal and Gur 2009; Forrest and Kopecky 2007; Broeders and Konobeyev 2006). Deneysel verilerin bulunmadığı ve deney yapma olanaklarının zor olduğu durumlarda sıklıkla teorik modellere ihtiyaç duyulmaktadır (Sadeghi et al. 2012).

<sup>67</sup>Ga ( $t_{1/2}=3.26$  gün), bazı yavaş dinamik işlemlerde kullanılmakta olup nükleer aşınma ölçümlerinde de kullanıma adaydır (Noujaim 1981). Bir pozitron yayınlı radyoizotop olan <sup>81</sup>Rb ( $T_{1/2}=4.58$  gün), PET tekniğinde kullanılmaktadır (Doczi et al. 2000). <sup>111</sup>In ( $t_{1/2}=2.81$  gün) izotopu SPECT tekniğinde kullanılan bir gama yayınlı radyoizotopudur ve monoklonal antikolar ve hücre kan bileşenlerinin etiketlenmesinde kullanılmaktadır (Krichner 1980). <sup>123</sup>Cs ( $t_{1/2}=5.87$  dakika) radyoizotopu ise bir gama yayınlı radyoizotopudur ve tıbbi teşhiste kullanılmaktadır (IAEA

2001). Bu bölümde,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Rb}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{123}\text{Cs}$  ve  $^{124}\text{Xe}$  radyoizotoplarının üretimine uygun gelen  $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ ,  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ ,  $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ ,  $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ ,  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  ve  $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$  reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları denge ve denge-öncesi modelleri ile 1-40 MeV'lik proton gelme enerjilerinde incelenmiştir (Aytekin et al. 2013). Bu reaksiyonlar için kullanılan bu kodlardan başka literatürde PCROSS, ALICE91, CEM gibi kodlarla ve farklı gelme enerjilerinde reaksiyon hesaplamaları yapılmıştır (Aydın et al. 2007; Aydın et al. 2008).

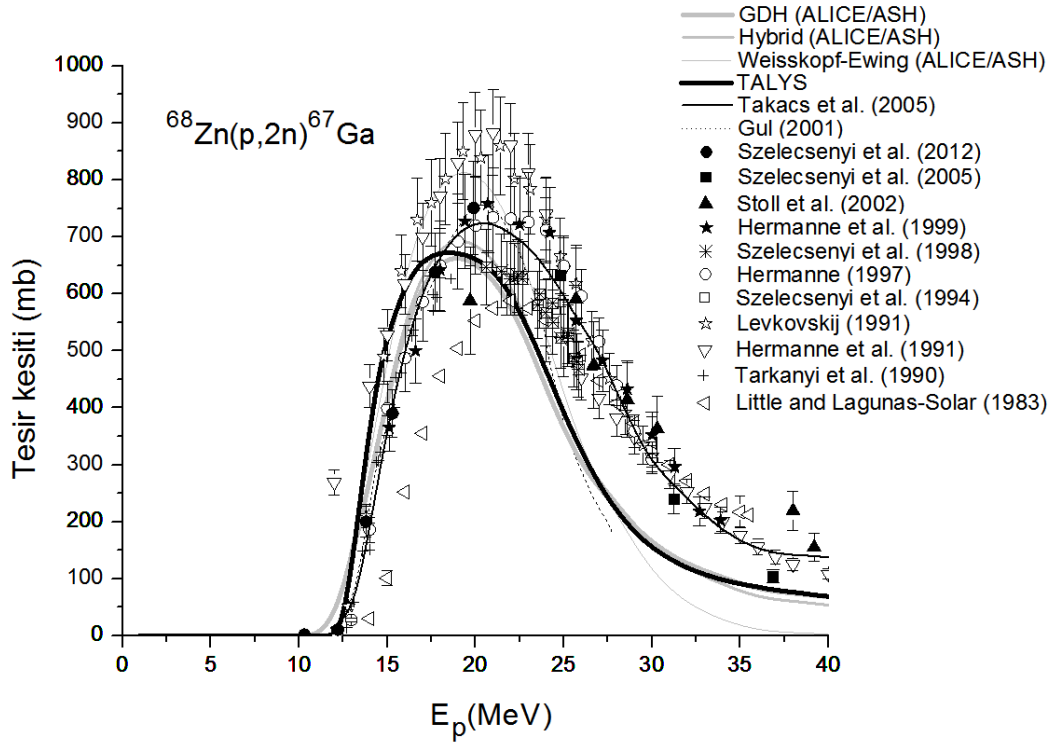
### 3.1 $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ , $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ , $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$ , $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ , $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ VE $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARI

$^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonunun 1-40 MeV'lik proton gelme enerjilerinde deneysel sonuçlar (Szelecsenyi et al. 1998; Hermanne 1997; Levkovskij 1991; Tarkanyi et al. 1990; Little and Lagunas-Solar 1983) ve farklı nükleer modellerle hesaplanan uyarılma fonksiyonları Şekil 3.1'de görülmektedir.



Şekil 3.1  $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

Bu reaksiyon için ALICE/ASH kodu ile denge ve denge-öncesi model hesaplamalarında kullanılmıştır ve 16 MeV'e kadar hesaplanan sonuçlar yaklaşık olarak aynı değerde bulunmuştur. TALYS 1.4 kodu ile yapılan hesaplamada ise, 9 MeV'e kadar deneysel veriler diğer modellere göre daha uyumlu elde edilmektedir. Little and Lagunas-Solar (1983)'in deneysel alman verileri karşılaştırıldığında eşik enerjisi diğer deneysel ve teorik sonuçlardan farklıdır. Hermanne (1997)'nin deneysel verileri için olan maksimum pik noktası, hem diğer deneylerden hem de model hesaplamalarından daha yüksektir. Bunun sebebi deneysel olarak hazırlanan hedef numunenin doğal Zn olmasından kaynaklanmıştır. Deneysel sonuçlara ek olarak Gul (2001) tarafından teoriksel olarak HFMOD ve PREMOD kodları ile hesaplanmış sonuçlar ile birlikte Takacs et al. (2005) tarafından Spline fit yapılarak önerilen tesir-kesiti eğrisine bakıldığında en uygun gelme enerjisi yaklaşık 9-11 MeV enerji aralığındadır.

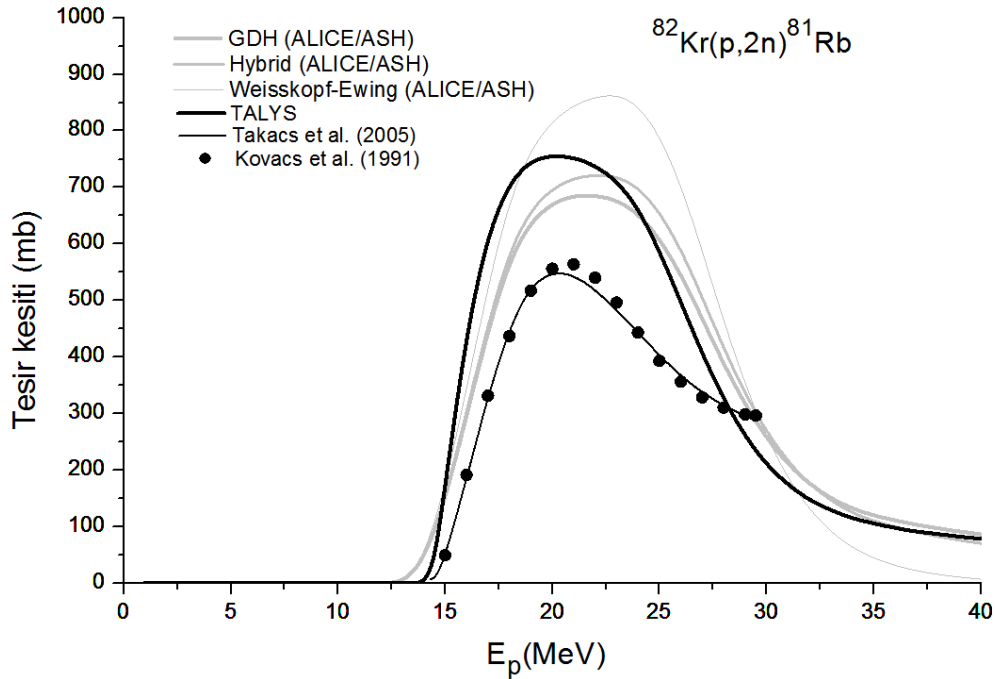


Şekil 3.2  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{67}\text{Ga}$  radyoizotopunun üretimi ikinci bir reaksiyon  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ 'dır. 30 MeV'e kadar olan proton gelme enerjisi için, bu reaksiyona ait deneysel veriler ve hesaplanan uyarılma fonksiyon grafikleri Şekil 3.2'de Takacs et al. (2005) ve Gul (2001)'ün teoriksel sonuçları ile birlikte gösterilmektedir (Szelecsenyi et al. 2012; Szelecsenyi et al. 2005; Stoll et al. 2002; Hermanne 1999; Szelecsenyi et al. 1998; Hermanne 1997; Szelecsenyi et al. 1994; Levkovskij 1991; Hermanne et al. 1991; Tarkanyi et al. 1990; Little and Lagunas-Solar 1983). Şekil 3.2



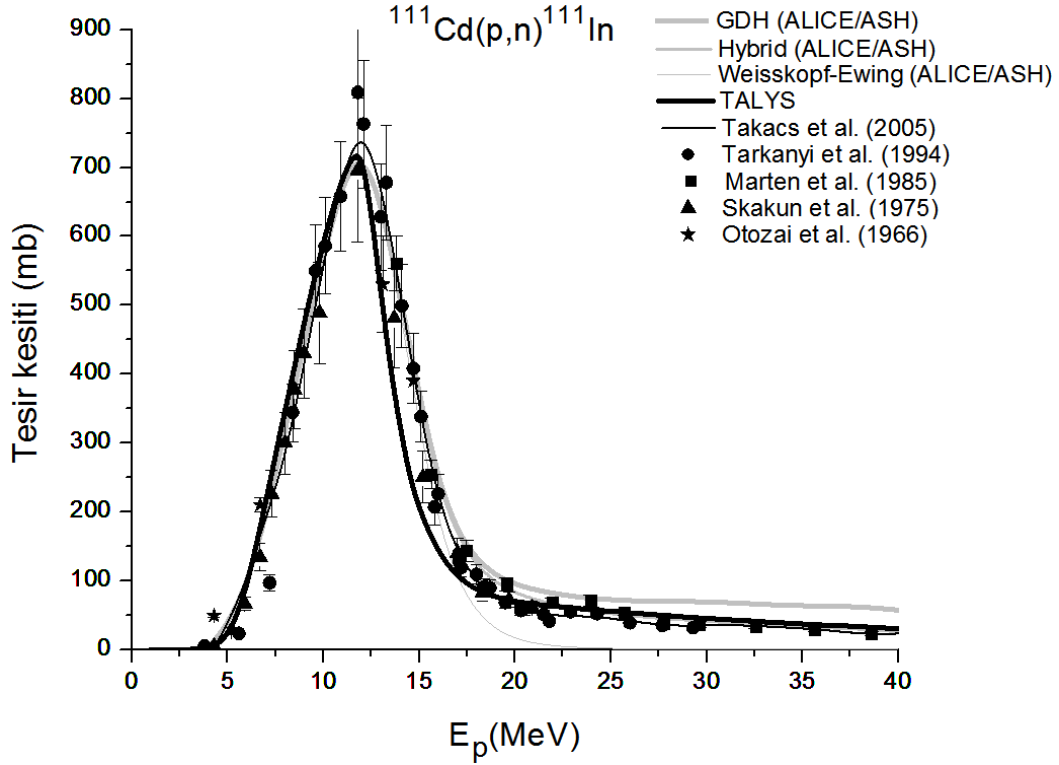
incelendiğinde, WE modeli uyarılma fonksiyonunun genliği diğer teorik sonuçlardan daha yüksektir. Sadece Levkovskij (1991) ve Hermanne et al. (1991)'nin deneysel verileri WE modelinden daha yüksek genliğe sahiptir ve bu iki deneysel sonuçlar ile eşik enerjisinden uyarılma fonksiyonunun maksimum noktası olan 19 MeV'e kadar uyumludur. Model hesaplamalarına bakıldığında ALICE/ASH ve TALYS sonuçları yaklaşık olarak aynıdır. Yalnız Little and Laganas-Solar (1983)'in deneysel verileri, diğer deneysel sonuçlar ve model hesaplamaları ile karşılaştırıldığında uyarılma eğrisi daha düşüktür ve bir faz farkı olduğu görülmektedir.  $^{67}\text{Ga}$  radyoizotopu için Şekil 3.1 ve Şekil 3.2 incelendiğinde ilk reaksiyonumuz olan  $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$  ile üretim enerjisi yaklaşık olarak 10 MeV'dir. Bu gelme enerjisi Şekil 3.2'deki  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonun en uygun gelme enerjisinden (21 MeV) çok daha düşüktür ve ilk reaksiyonumuzun daha düşük enerjilerde gerçekleştirilmesi bu reaksiyonumuzu öne çıkarmaktadır. Özetle, hedef çekirdeğimizde bir nötron artması en uygun enerjiyi yaklaşık 10 MeV arttırmaktadır.



Şekil 3.3  $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

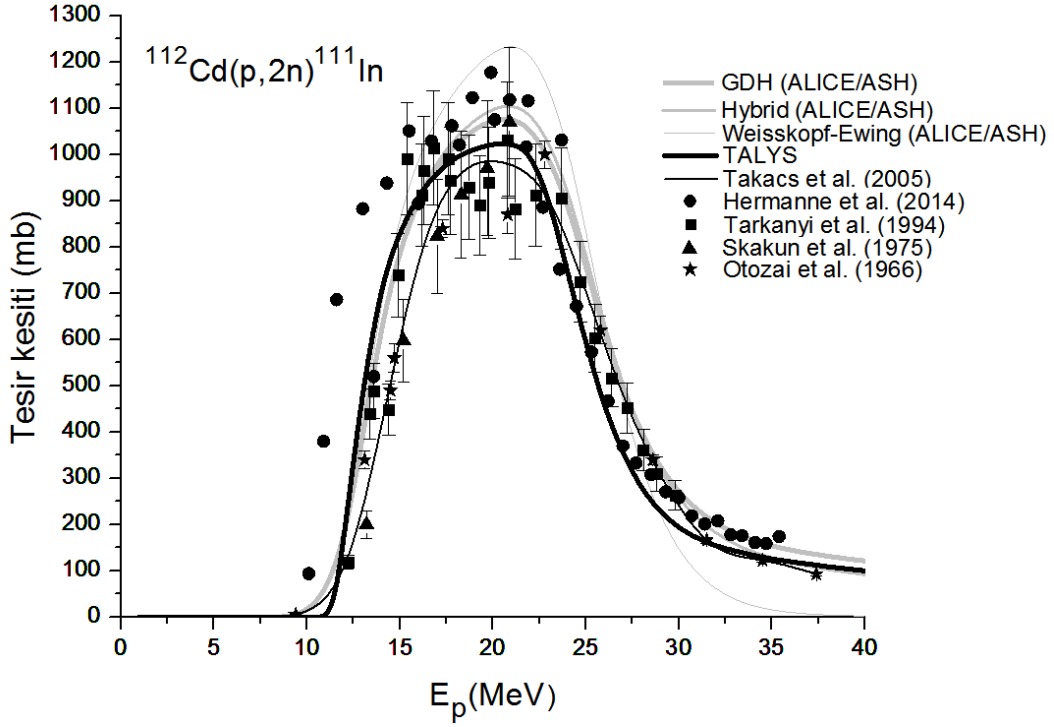
$^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$  reaksiyonu için hesaplanan uyarılma fonksiyonları ile teoriksel olarak önerilen uyarılma fonksiyonu Takacs et al. (2005) ve Kovacs et al. (1991)'in deneysel verileri, 1-40 MeV proton gelme enerjileri için, Şekil 3.3'de gösterilmiştir. Model hesaplamaları sonuçları ve deneysel sonuçlara bakıldığında aralarında uyum olmadığı açıktır. Bunun sebebi Kovacs et al. (1991)'in deneyi gerçekleştirirken hedefteki numunenin doğal Kr olması ve  $^{82}\text{Kr}$ 'nin

yüzdesi %72.9 gibi düşük bir oranda olması tesir-kesiti değerinin teoriksel hesaplamalardan daha düşük çıkmasına ve düşük uyarılma fonksiyonu olması TALYS programı ile hesaplanan sonuçlar ile deneysel veri karşılaştırıldığında fonksiyonların genlikleri arasında bir faz farkına sebep olabileceği düşünülebilir. Fakat maksimum uyarılma fonksiyonu enerjisi deneysel ve TALYS ile hesaplanan aynı olup yaklaşık 21 MeV'dir. Diğer taraftan, ALICE/ASH ile hesaplanan model sonuçlarının gelme enerjisi yaklaşık 24 MeV'dir.



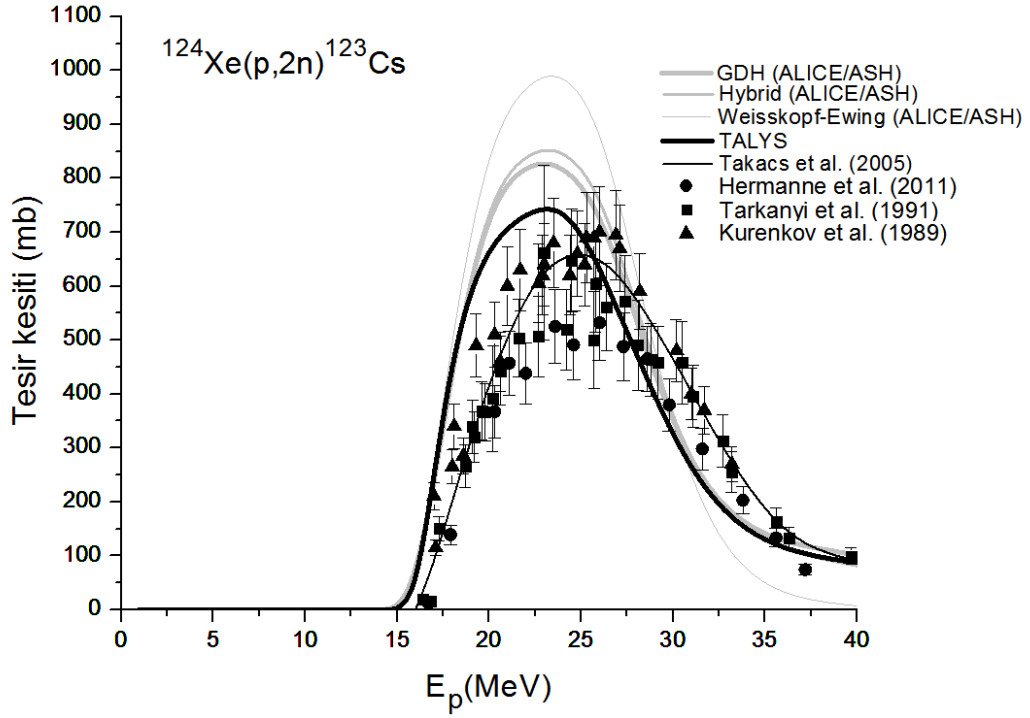
Şekil 3.4  $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{111}\text{In}$  radyoizotopunun üretimi ise iki farklı reaksiyon ile gerçekleştirilebilmektedir. Bu reaksiyonlar  $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$  ve  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  olup, sırasıyla, Şekil 3.4 ve Şekil 3.5'de gösterilmiştir. Şekil 3.4'ye bakıldığında model hesaplamaları, deneysel veriler ve Takacs et al. (2005)'ın önerilen tesir-kesiti verileri ile oldukça uyumludur (Tarkanyi et al. 1994; Marten et al. 1985; Skakun et al. 1975; Otozai et al. 1966). Bu reaksiyonun optimum enerjisi ise yaklaşık 12 MeV'dir.



Şekil 3.5  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{111}\text{In}$  radyoizotopunun diğer üretimi  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  reaksiyonuyla olup deneysel veriler ile birlikte hesaplanan sonuçlarla Şekil 3.5’de verilmektedir (Hermanne et al. 2014; Tarkanyi et al. 1994; Skakun et al. 1975; Otozai et al. 1966). Şekilde görüldüğü gibi, uyarılma fonksiyonunun maksimumunda koniksel bir eğri oluşmaktadır ve şekilden anlaşılacağı üzere maksimum uyarılma noktasında deneyle en uyumlu sonuç TALYS hesaplamaları ile elde edilmektedir.  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  reaksiyonuna bakıldığında en uygun gelme enerjisi yaklaşık 22 MeV’dir.  $^{111}\text{In}$  radyoizotopunun üretimi için  $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$  ve  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  reaksiyonları incelendiğinde, ilk reaksiyon olan  $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$  (Şekil 3.4) reaksiyonu daha düşük proton gelme enerjisinde uyarılma fonksiyon eğrisi daha düşüktür ve hesaplanan sonuçlar deneysel sonuçlar ile neredeyse birebir uyumludur.  $^{112}\text{Cd}$  hedefinin fazladan bir nötrona sahip olması, proton gelme reaksiyonu ile  $^{111}\text{In}$  üretildiğinde maksimum pik noktasını yani en uygun gelme enerjisi yaklaşık iki (2) katına çıkmaktadır.



Şekil 3.6  $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

Şekil 3.6'daki  $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$  reaksiyonu incelendiğinde, proton gelme enerji aralığı 1-40 MeV aralığındadır. Bu reaksiyondaki teoriksel hesaplamalar yaklaşık olarak 1-18 MeV ve 28-40 MeV proton gelme enerji aralıklarında aynıdır. 18-25 MeV enerji aralığında, şekilde görüldüğü gibi TALYS kodu ile hesaplanan uyarılma fonksiyonu eğrisi ALICE/ASH kodu ile hesaplanan sonuçlarla karşılaştırıldığında deneysel sonuçlara çok daha yakındır (Hermanne et al. 2011; Tarkanyi et al. 1991; Kurenkov et al. 1989). Teoriksel sonuçlar 25-30 MeV enerji aralığında deneysel veriler ile iyi bir şekilde uyumaktadır. Ayrıca  $^{123}\text{Cs}$  radyoizotopunun üretimi için en uygun proton enerji aralığı 24-26 MeV'dir.



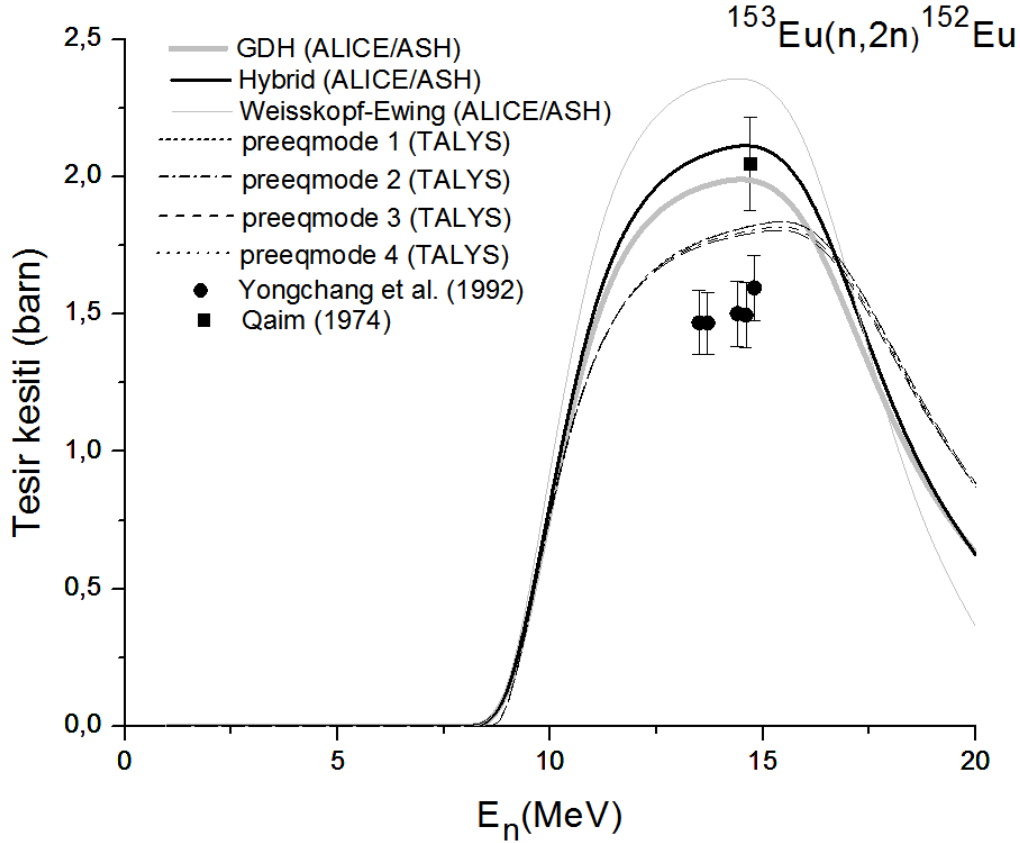
## BÖLÜM 4

### **$^{153}\text{Sm}$ , $^{152}\text{Eu}$ VE $^{153, 159}\text{Gd}$ RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİMİNDE (n,2n) REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

Samaryum (Sm), Avrupyum (Eu) ve Gadolinyum (Gd) izotopları büyük nötron emilinden dolayı nükleer reaktörlerde nötron soğurucu olarak kullanılmalarının yanı sıra, tıpta teşhis ve tedavi amaçlı da kullanılmaktadırlar. Bu elementlerin pek çok izotopu olmasına rağmen sadece birkaçı medikal alanda kullanılabilir. Bu izotoplar;  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Gd}$  ve  $^{153}\text{Sm}$ 'dir. Kanserli doku ve organların teşhis ve tedavisinde, kemik ağrıların rahatlatılmasında, lösemnin tedavisinde gibi önemli alanlarda kullanılmaktadır (Radiochemistry Society 2012).  $^{153}\text{Sm}$  radyoizotopu,  $^{154}\text{Sm}$  izotopuna nötron gönderilerek oluşan bileşik çekirdekten iki nötron ayrılarak  $^{153}\text{Sm}$  radyoizotopu üretilmektedir.  $^{152}\text{Eu}$  radyoizotopu yüksek yarılanma süresine sahiptir ( $t_{1/2} = 13.6$  yıl) ve tıpta pozitron ile gama yayıyıcı olarak kullanılmakta olup  $^{153}\text{Eu}(n,2n)^{152}\text{Eu}$  reaksiyonu ile üretilmektedir (Baldık et al. 2014; Radiochemistry Society 2012; Audi et al. 2003). Diğer bir radyoizotop olan  $^{153}\text{Gd}$  ise ( $t_{1/2} = 240.4$  gün), SPECT de kemik erimesi gibi önemli bir hastalığın teşhisinde kullanılmaktadır ve üretimi  $^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$  reaksiyonu ile olmaktadır (Baldık et al. 2014; Radiochemistry Society 2012). Bu yüzden tıpta kullanılan bu üç radyoizotopun (n,2n) reaksiyonları ile üretimleri için uyarılma fonksiyonların incelenmesi; radyonükleid kirliliklerin, en uygun parçacık enerjilerinin ve modellerinin belirlenmesinde önemlidir. Ayrıca,  $^{159}\text{Gd}$  radyoizotopunda tıptaki çalışmalarda kanser tedavisinde kullanım potansiyeline sahip olduğu belirtilmektedir (Goorley and Nikjoo 2000; Bardies and Chatal 1994). Bu radyoizotopun üretimi  $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$  reaksiyonu ile olmaktadır. Bu bölümde,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{153,159}\text{Gd}$  ve  $^{153}\text{Sm}$  radyoizotoplarının üretimine uygun gelen (n,2n) reaksiyonların uyarılma fonksiyonları 1-20 MeV nötron gelme enerjilerinde incelenmiştir (Baldık et al. 2014). Hesaplanan radyoizotoplara ait deneysel verilerin bazılara birkaç deneysel veri noktasına sahiptir. Ama bu reaksiyonların tam bir uyarılma fonksiyonu eğrisi oluşması için deneysel veri noktası olmasada nötron gelme enerjisi 20 MeV'e kadar devam etmiştir.

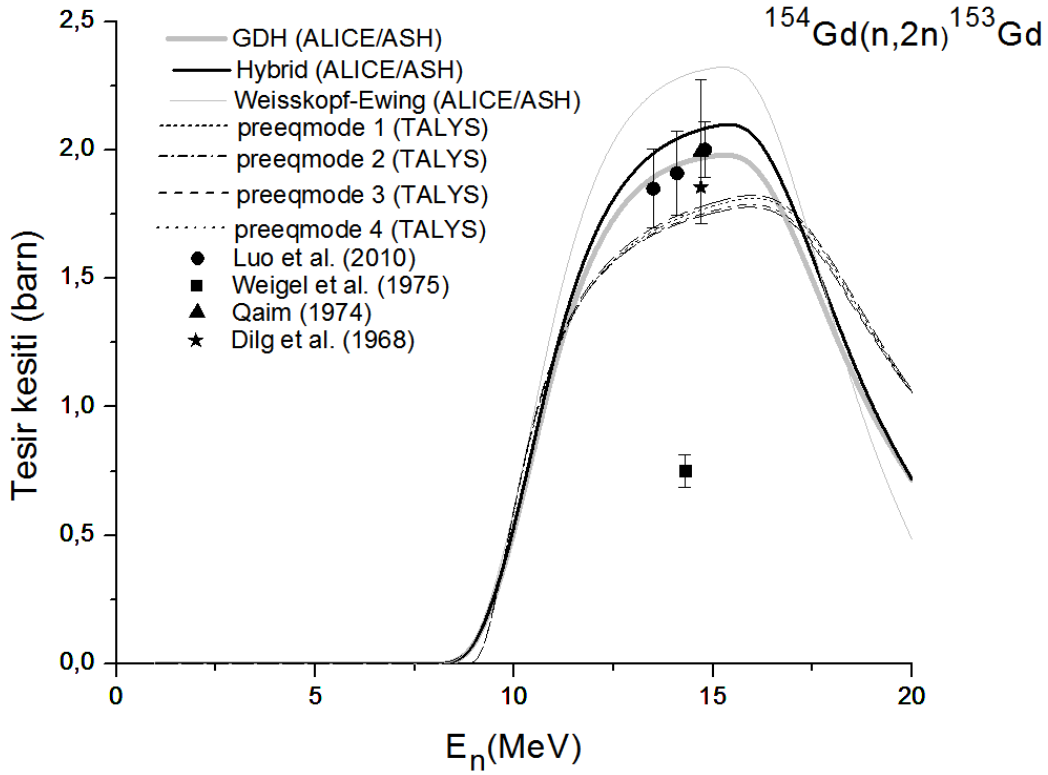
#### 4.1 $^{153}\text{Eu}(n,2n)^{152}\text{Eu}$ , $^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$ , $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$ VE $^{154}\text{Sm}(n,2n)^{153}\text{Sm}$ REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARI

$^{152}\text{Eu}$  radyoizotopunun üretiminde  $^{153}\text{Eu}(n,2n)^{152}\text{Eu}$  reaksiyonunun ALICE/ASH ve TALYS programları ile hesaplanan yedi (7) farklı uyarılma fonksiyonunun deneysel sonuçlarla karşılaştırılması Şekil 4.1’de verilmektedir (Yongchang et al. 1992; Qaim 1974).



Şekil 4.1  $^{153}\text{Eu}(n,2n)^{152}\text{Eu}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

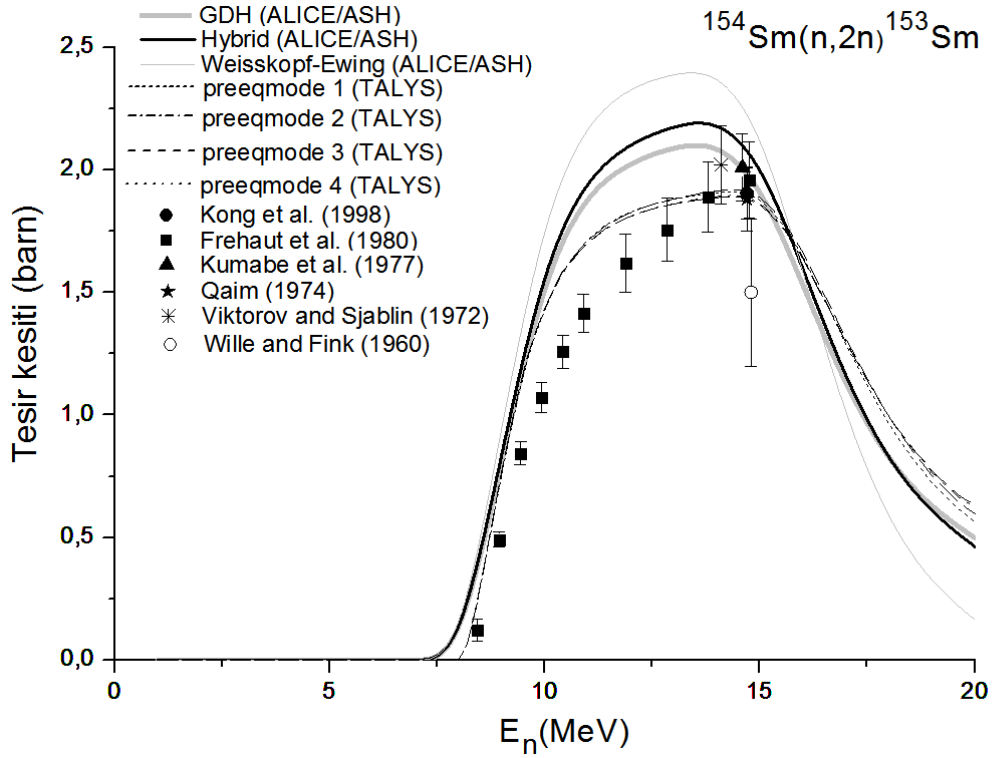
ALICE/ASH ile hesaplanan GDH, hibrid ve WE modellerinin sonuçları yaklaşık 11 MeV’den sonra birbirinden ayrılmaya başlamaktadır. Uyarılma fonksiyonlarının maksimum noktası olan 14-15 MeV arasında, bu modeller birbirinden oldukça uzaklaşmaktadırlar. Fakat TALYS programı ile hesaplanan preeqmode’ların arasında bir uyum vardır ve aralarında farklılık yoktur. Fakat deneysel sonuçlara iki bileşenli eksiton modelinin denge öncesi modlar olan preeqmode’lar diğer modellerden çok daha fazla yaklaşmaktadır. Deneysel veri noktaları çok azdır ve olan veri noktalarının hepsi 13-15 MeV arasında sıkışmaktadır. Bu deneysel veriler ile tam bir uyarılma fonksiyonu eğrisi elde edilemediğinden uyarılma fonksiyonunun maksimum noktasının öncesinde ve sonrasındaki teorik sonuçlar ile karşılaştırılmamaktadır.



Şekil 4.2  $^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

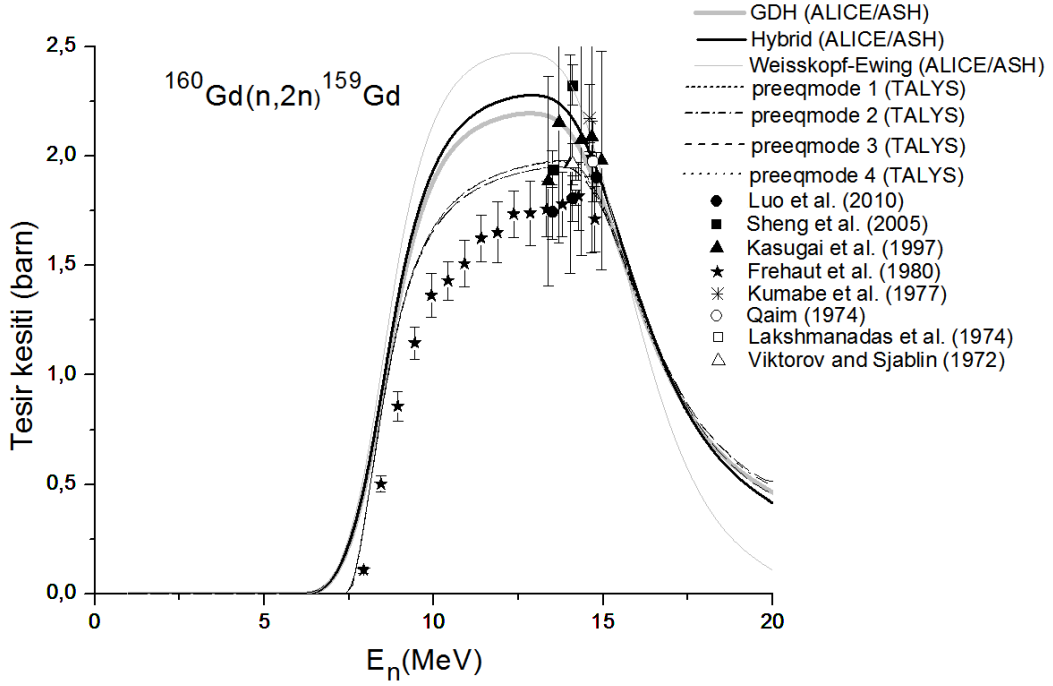
$^{153}\text{Gd}$  radyoizotopunun üretimi (n,2n) reaksiyonuyla teorik ve deneysel uyarılma fonksiyonları Şekil 4.2’de gösterilmektedir. Bu reaksiyon için en uygun gelme enerjisi 13-16 MeV arasındadır. Deneysel ölçümlere bakıldığında dört (4) farklı deneysel sonuç vardır fakat bu deneysel sonuçlara ait veri noktaları oldukça azdır (Luo et al. 2010; Weigel et al. 1975; Qaim 1974; Dilg et al. 1968). Sadece Luo et al. (2010) tarafından yapılmış deneyde üç (3) adet deney verisi varken diğer veri noktaları da Şekil 4.2’de görüldüğü gibi sadece birer tanedir. Bu durum, uygun uyarılma fonksiyonunun gösterilmesinde problem yaratmaktadır. Bütün model hesaplamaları arasında reaksiyonun eşik enerjisinden 12 MeV’e kadar bir uyum vardır. Uyarılma fonksiyonun maksimumunda hesaplamalar birbirinden ayrılmaktadır. Özellikle denge modeli olan WE, deneysel verilerden ve teorik hesaplamalardan oldukça uzaktadır. Deneysel veri noktalarına en yakın olanı GDH modeli sonuçlarıdır. Deneysel sonuçlar içinde Weigel tarafından yapılmış olan deneysel verinin tesir-kesiti değeri oldukça düşüktür. Weigel’in hedef numuneyi diğer deneyler ile karşılaştırıldığında diğerlerine göre daha kalın bir kaplama kullanması ve diğer deneylerdeki numuneler gibi oksitlendirmeden reaksiyonu gerçekleştirilmesinden kaynaklanabileceği düşünülebilir.





**Şekil 4.3**  $^{154}\text{Sm}(n,2n)^{153}\text{Sm}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{154}\text{Sm}(n,2n)^{153}\text{Sm}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu deneysel ve model hesaplamaları ile birlikte Şekil 4.3’de verilmiştir (Kong et al. 1998; Frehaut et al. 1980; Kumabe et al. 1977; Qaim 1974; Viktorov and Sjablin 1972; Wille and Fink 1960). Frehaut et al. (1980) tarafından alınan veri noktaları 8 MeV’den yaklaşık 15 MeV’e kadardır. Diğer reaksiyon hesaplamalarında olduğu gibi bu reaksiyonda da WE modeli oldukça yüksek genliğe sahiptir. Deneysel uyarılma fonksiyonu eğrisi denge öncesi modeller olan preeqmode’lara daha yakındır ve yaklaşık 14 MeV civarında bu modellerin eğrisi ile kesişmektedir. Bütün teoriksel model hesaplamaları 16 MeV civarında kesişmektedir. Bu reaksiyon için en uygun nötron gelme enerjisi 14-16 MeV arasındadır.



Şekil 4.4  $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$  reaksiyonu (Şekil 4.4) için sekiz (8) farklı deneysel sonuç vardır (Luo et al. 2010; Sheng et al. 2005; Kasugai et al. 1997; Frehaut et al. 1980; Kumabe et al. 1977; Qaim 1974; Lakshmanadas et al. 1974; Viktorov and Sjablin 1972). Yalnız bu deneysel sonuçlardan sadece Frehaut et al. (1980)'un deneysel ölçüm sonuçları uyarılma fonksiyonunun maksimumuna kadar devam etmektedir. Diğer deneysel sonuçlar ise sadece bir kaç deneysel veri noktasına sahip olup bir uyarılma fonksiyonu eğrisi oluşturmamaktadır. Bu reaksiyon için TALYS kodunun sonuçları yaklaşık 15 MeV'lik nötron gelme enerjisine doğru deneysel sonuçlara yaklaşmaktadır. Ayrıca bu reaksiyon için GDH ve hibrid model hesaplamalarının sonuçları özellikle 14-15 MeV enerji bölgesinde Sheng et al. (2005) ve Luo et al. (2010)'nın deneysel sonuçlarına yaklaşmaktadır.



## BÖLÜM 5

### **<sup>122-125</sup>I RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİMİ İÇİN, PROTON, DÖTERON VE ALFA MERMİ PARÇACIKLARIYLA OLUŞTURULAN REAKSİYONLARIN UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

Orta enerji bölgesindeki nükleer reaksiyonlar, teknoloji ve bilim alanlarında önemli bir yer tutmaktadır. Bu alanlar reaktör teknolojisi, yapısal malzemelerde gaz üretimi, nükleer tıpta radyasyon terapisi, medikal radyonüklid üretiminde, teşhis ve tedavi çalışmalarında, astrofizikte, çevresel bilimlerde, fisyon ve füzyon reaktörlerinde, hızlandırıcı sistemleri gibi alanlarda nükleer reaksiyonlar kullanılmaktadır (Qaim 2010). Günümüzde, medikal radyoizotop üretimi, yaygın tomografi cihazlarının kullanımından dolayı çok önemlidir. Özellikle <sup>122-125</sup>I radyoizotopları bu amaçla kullanılmaktadır. Gama yayan kısa ömürlü <sup>123</sup>I ( $t_{1/2}=13.2$  saat,  $E_{\gamma}=159$  keV) ve uzun ömürlü <sup>124</sup>I ( $t_{1/2}=4.18$  gün,  $E_{\beta^+}=2.13$  MeV (%22),  $E_{\gamma} = 603$  keV) izotopları PET ve SPECT tekniklerinde de teşhis amaçlı kullanılmaktadır (Qaim et al. 2007, Hohn et al. 1998, Scholten et al. 1995). Ayrıca, <sup>124</sup>I radyoizotopu beyin ve kalp gibi hayati derecede önemli olan organlarda da teşhis için kullanılmaktadır (Braghirolli et al. 2014). Uzun ömürlü <sup>125</sup>I ( $T_{1/2}=59.4$  gün,  $E_{\gamma} = 35.5$  keV) izotopu iç ışın tedavisi, kemik dozimetrisi ve biyolojik izleyici olarak kullanılmaktadır (Silberstein 2012). Diğer bir iyot radyoizotopu <sup>122</sup>I ( $t_{1/2} = 3.6$  dakika,  $E_{\beta^+}=3.1$  MeV (%77)) çok kısa ömürlü olup PET'de, fisyon reaktörlerinde ve beyin kan akışı çalışmalarında kullanılmaktadır (Mathis et al. 1985).

Bu bölümde <sup>122-125</sup>I radyoizotoplarının üretimi için (p,n), (p,2n), (p,3n), (p,4n), (d,2n), (d, n), ( $\alpha,3n$ ), ( $\alpha,2n$ ), ( $\alpha,3n$ ) ve ( $\alpha,4n$ ) reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları incelenmiştir (Artun and Aytekin 2015). Hesaplanan iyot radyoizotoplarına ait deneysel verilerin bazılara birkaç deneysel veri noktasına sahiptir ve bu reaksiyonların tam bir uyarılma fonksiyonu eğrisi oluşması için deneysel veri noktası olmasada, gelme enerjisi tam bir uyarılma fonksiyonu eğrisi elde edilene kadar (tesir-kesiti değerinin sıfıra gitmesi) devam edilmiştir. Bunun sebebi gelecekte yapılacak olan deneysel sonuçlara, teorik hesaplamaların tam bir uyarılma fonksiyon eğrisi vererek yol göstermesidir.

## 5.1 <sup>122-125</sup>I RADYOİZOTOPLARININ ÜRETİM REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARI

Bu çalışmada, medikal <sup>122-125</sup>I radyoizotopların üretimi için proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları araştırılmıştır. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması için, GSM ve programın ön-tanımlı yoğunluk parametresi olan CTM ile FGM birleşimi olarak ifade edilen sabit sıcaklıklı Fermi-gaz seviye yoğunluk modeli (programdaki input parametresinde “*ldmodel 1*” ile gösterilir) TALYS 1.6 programı ile hesaplanmıştır ve şekillerde CTM olarak gösterilmiştir. Modeller ile hesaplanan uyarılma fonksiyonları, deneysel veriler ile karşılaştırılarak GSM modelinin avantajları açıklanmıştır. Çizelge 5.1’de <sup>122-125</sup>I radyoizotopların üretimi için olası reaksiyonlar ve bu reaksiyonlara ait hesaplanmış Q-değeri ve E-eşik değerleri verilmiştir. Hesaplamalar TALYS programı ile gerçekleştirilmiştir. TALYS programı Q-değerleri hesaplamada o zamana kadarki yapılmış olan izotopların deneysel kütle ölçüm sonuçlarının bulunduğu tabloları kullanarak Q-değerini hesaplanmaktadır. Q-değeri hesaplanırken en az iki izotopun kütlelerine ihtiyaç duyulduğundan dolayı reaksiyona giren ve çıkan izotopların hepsinin deneysel kütle değeri bulunması gerekmektedir. Deneysel kütlelerden birisi eksik olduğunda Q-değeri teorik olarak hesaplanmaktadır. Bunu TALYS programı Duflo-Zuker formülünden hesaplamaktadır (Koning et al. 2013). E-eşik değeri de Q-değeri ile yaklaşık olarak aynıdır sadece E-eşik reaksiyonun ilk gerçekleşmeye başladığında aldığı değeri göstermektedir yani eşik enerjisidir. Ama  $Q > 0$  olması durumunda reaksiyon kendiliğinden gerçekleşeceğinden dolayı E-eşik enerjisini sıfır (0) olarak almaktadır.

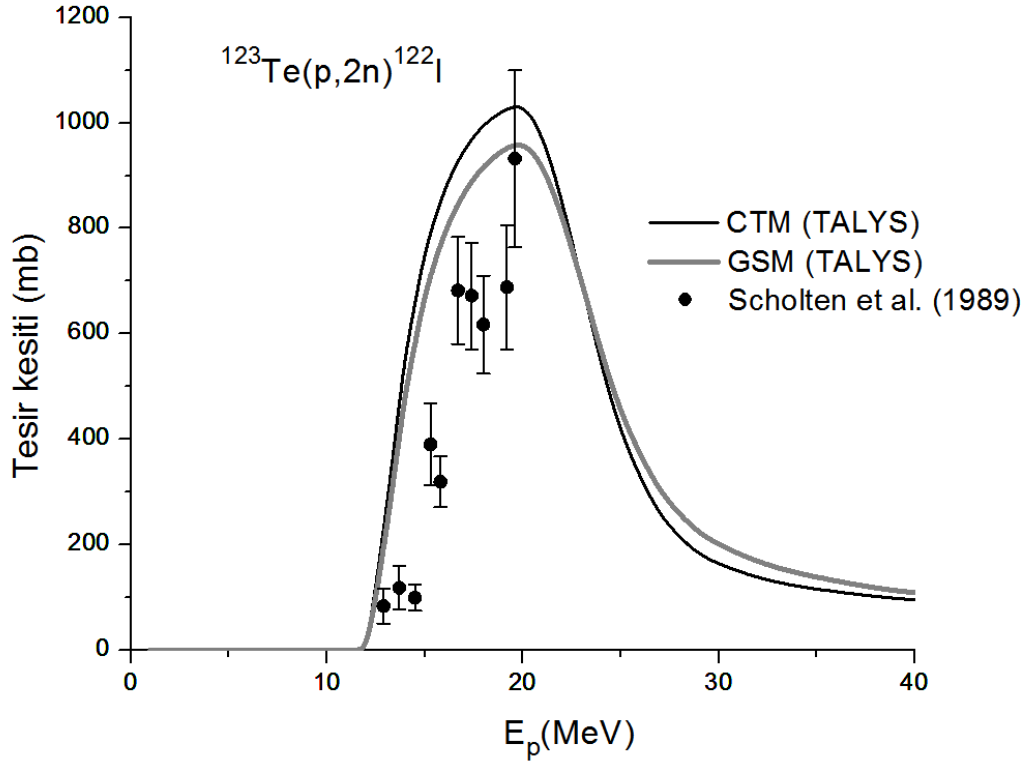
**Çizelge 5.1**  $^{122-125}\text{I}$  radyoizotoplarının bozunma verileri ve olası reaksiyonların TALYS ile hesaplanan E-eşik ve Q-değerleri.

Radyoizotop	$t_{1/2}$	Bozunma Modu (%)	$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma(\%)$	Reaksiyonlar	Q-değeri (MeV)	E-eşik (MeV)
$^{125}\text{I}$	59.4 gün <sup>a</sup>	EC (100) <sup>a</sup>	35.5 <sup>a</sup>	6.7 <sup>a</sup>	$^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)$	-14.105373	14.564740
					$^{124}\text{Te}(\text{d},n)$	3.376280	0
					$^{126}\text{Te}(\text{p},2n)$	-10.081820	10.162479
$^{124}\text{I}$	4.18 gün <sup>a</sup>	$\beta^+(22)^c$ EC (78) <sup>c</sup>	602.7 <sup>b</sup> 1691.0 <sup>b</sup>	60.5 <sup>b</sup> 10.4 <sup>b</sup>	$^{121}\text{Sb}(\alpha,n)$	-7.879271	8.140120
					$^{123}\text{Sb}(\alpha,3n)$	-23.648164	24.418310
					$^{123}\text{Te}(\text{d},n)$	3.257977	0
					$^{124}\text{Te}(\text{d},2n)$	-6.166513	6.266726
					$^{124}\text{Te}(\text{p},n)$	-3.941940	3.973987
					$^{125}\text{Te}(\text{p},2n)$	-10.510916	10.595680
					$^{126}\text{Te}(\text{p},3n)$	-19.624612	19.781617
$^{123}\text{I}$	13.27 saat <sup>b</sup>	EC (100) <sup>b</sup>	159 <sup>b</sup>	83.3 <sup>b</sup>	$^{121}\text{Sb}(\alpha,2n)$	-15.372596	15.881516
					$^{122}\text{Te}(\text{d},n)$	2.693668	0
					$^{123}\text{Sb}(\alpha,4n)$	-31.141492	32.155673
					$^{123}\text{Te}(\text{d},2n)$	-4.235349	4.304737
					$^{123}\text{Te}(\text{p},n)$	-2.010778	2.027258
					$^{124}\text{Te}(\text{d},3n)$	-13.659838	13.881825
					$^{124}\text{Te}(\text{p},2n)$	-11.435266	11.528229
					$^{125}\text{Te}(\text{p},3n)$	-18.004241	18.149533
					$^{126}\text{Te}(\text{p},4n)$	-27.117940	27.334894
					$^{122}\text{I}$	3.63 dakika <sup>d</sup>	$\beta^+(77)^d$ EC (23) <sup>d</sup>
$^{122}\text{Te}(\text{p},n)$	-5.016353	5.057803					
$^{123}\text{Te}(\text{p},2n)$	-11.945372	12.043271					
$^{125}\text{Te}(\text{p},4n)$	-27.938834	28.164143					

(a: Hohn et al. 2001, b: Scholten et al. 1995, c: Qaim et al. 2007, d: Hohn et al. 1998)

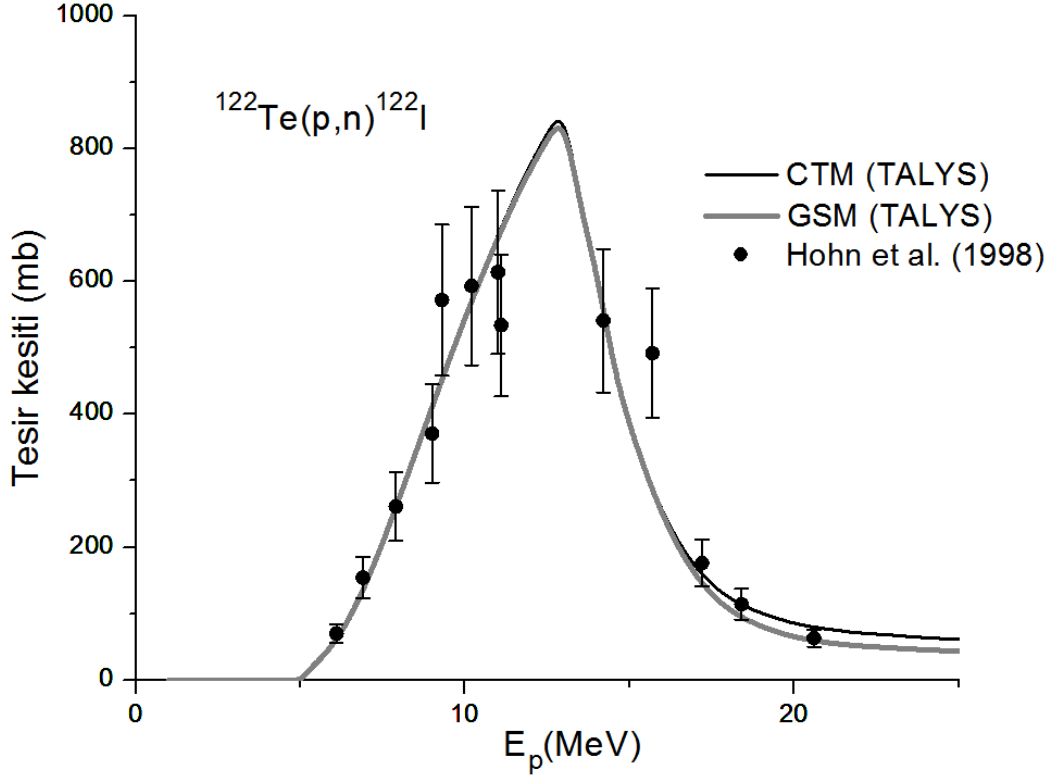
### 5.1.1 $^{122}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi

$^{122}\text{I}$  radyoizotopunun üretimi için (p,n), (p,2n), (p,4n) ve (d,2n) reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonları, EXFOR veri tabanından alınan deneysel veriler ile karşılaştırılması Şekil 5.1 ile Şekil 5.4 arasında verilmiştir (Exfor 2015).



**Şekil 5.1**  $^{123}\text{Te}(p,2n)^{122}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

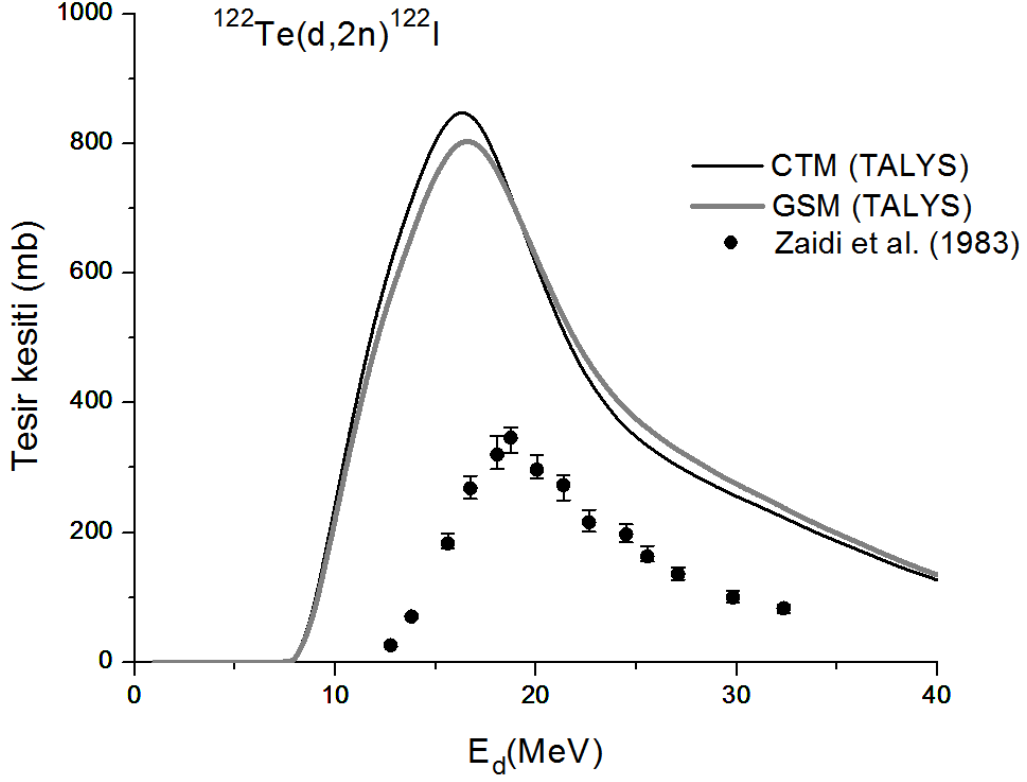
$^{123}\text{Te}(p,2n)^{122}\text{I}$  reaksiyonunun (Şekil 5.1) deneysel verileri, model sonuçları ile karşılaştırıldığında, GSM modelinin sonuçları deneysel verilere CTM modelininkinden daha yakındır, fakat deneysel hata oranları düşünüldüğünde Scholten et al. (1989) tarafından ölçülen veriler ile model hesaplamaları yaklaşık 19 MeV olan uyarılma fonksiyonunun maksimumunda uyumludur. Scholten et al. (1989) tarafından verilen deneysel uyarılma fonksiyonu, teorik sonuçlar ile karşılaştırıldığında daha düşüktür.



Şekil 5.2  $^{122}\text{Te}(p,n)^{122}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

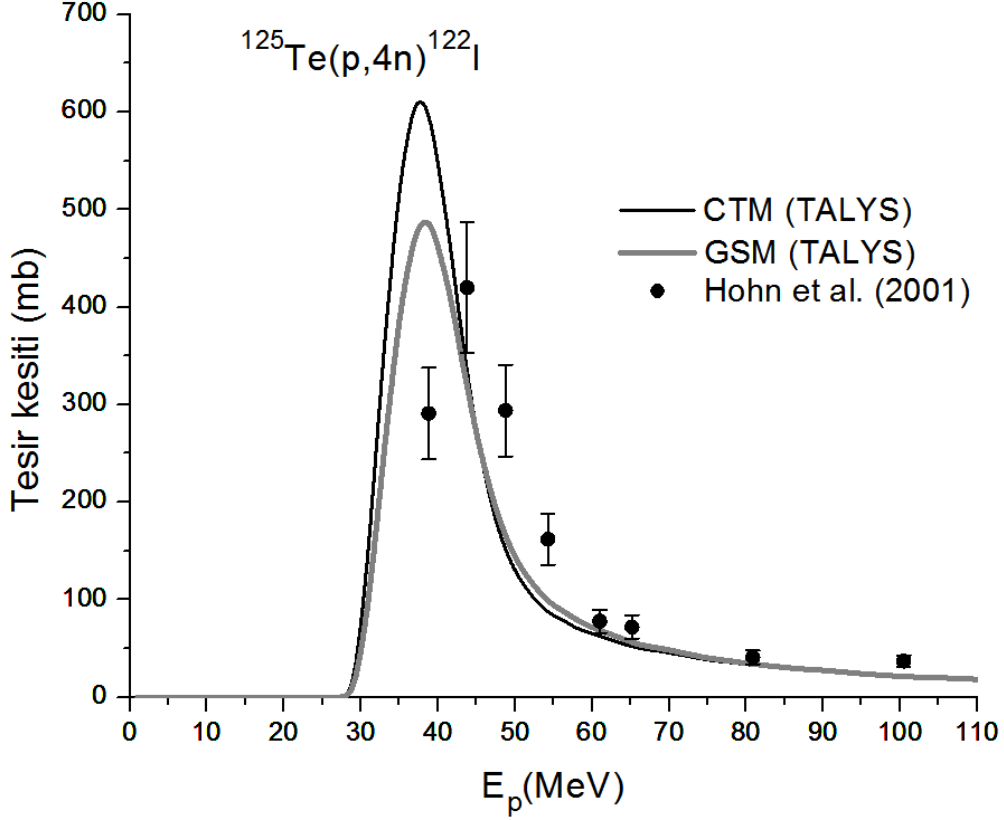
$^{122}\text{Te}(p,n)^{122}\text{I}$  reaksiyonu için teoriksel hesaplamalar ile Hohn et al. (1998) tarafından ölçülen deneysel veriler Şekil 5.2'de karşılaştırılmıştır. Deneysel verilerin yönelimi her iki model hesaplaması ile de iyi açıklanabilmektedir. Model hesaplamalarının sonuçları birbirleriyle de çok iyi uyumaktadır.





**Şekil 5.3**  $^{122}\text{Te}(d,2n)^{122}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{122}\text{Te}(d,2n)^{122}\text{I}$  (Şekil 5.3) reaksiyonunda ise, Zaidi et al. (1983) tarafından elde edilmiş veriler, teorik sonuçlar ile hesaplanmış sonuçlarda yarı yarıya daha azdır ve hesaplanan sonuçlar ile karşılaştırılmaz. Bu reaksiyon için model hesaplamaları ve literatürdeki deneysel veriler arasındaki farklılık oldukça fazladır. Zaidi et al. (1983)'nin deney verilerinin teorik sonuçlardan daha düşük olması  $^{122}\text{Te}$  hedefinin %96.4 oranda zenginleştirilmiş olmasından kaynaklanabileceği düşünülebilir.

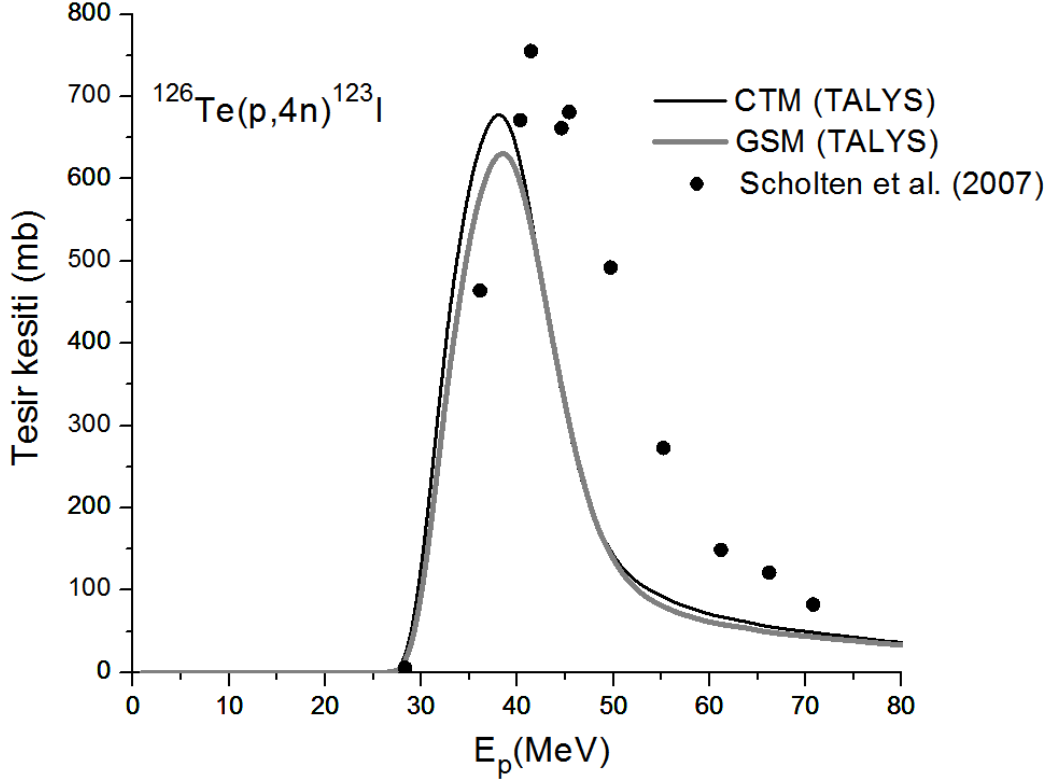


Şekil 5.4  $^{125}\text{Te}(p,4n)^{122}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{125}\text{Te}(p,4n)^{122}\text{I}$  reaksiyonunun hesaplanan sonuçları ile birlikte Hohn et al. (2001)'nin ölçümleri Şekil 5.4'de verilmiştir. Bu reaksiyon için deneysel veri noktaları 100 MeV'e kadar sadece sekiz (8) tanedir. Deneysel verilerin hata oranları dikkate alındığı zaman, GSM yaklaşımı ile elde edilen bu reaksiyonun uyarılma fonksiyonu deneysel veri noktalarına CTM'den daha yakındır.

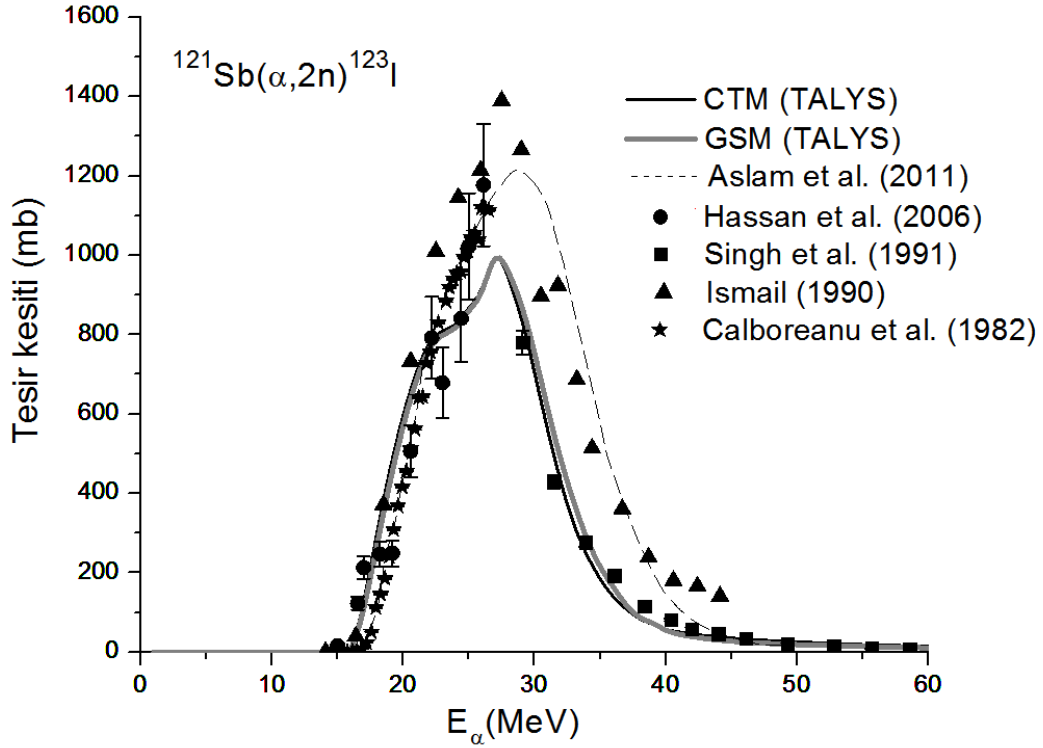
### 5.1.2 $^{123}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi

$^{123}\text{I}$  radyoizotopu için uyarılma fonksiyonu Çizelge 5.1'de verilen dokuz (9) farklı reaksiyon ile üretilmektedir. İyot-123 radyoizotopunun üretimi için CTM ve GSM modelleri ile yapılmış uyarılma fonksiyonu hesaplamaları, deneysel veriler ile birlikte Şekil 5.5 ile Şekil 5.13 arasında verilmiştir.



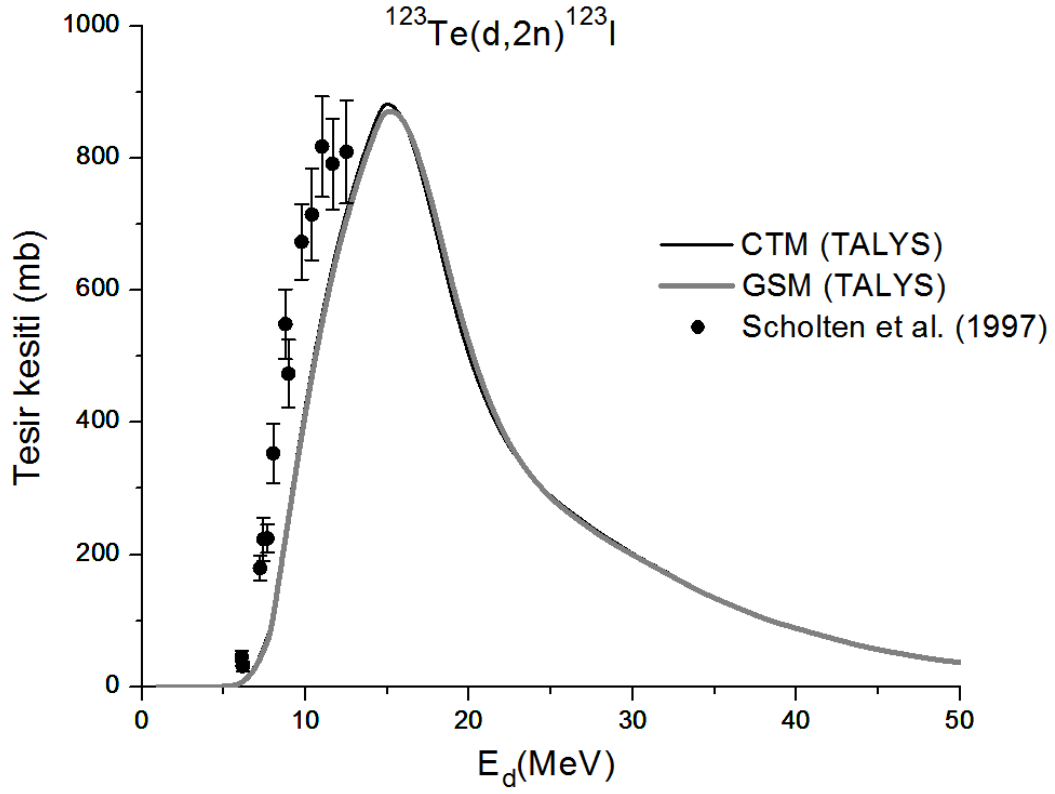
Şekil 5.5  $^{126}\text{Te}(p,4n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{126}\text{Te}(p,4n)^{123}\text{I}$  reaksiyonu için Sholten et al. (2007) tarafından rapor edilen deneysel veriler ile birlikte hesaplanan sonuçlar Şekil 5.5’de gösterilmiştir. Reaksiyonun eşik enerjisine yakın bir nokta hariç, deneysel sonuçların veri noktaları dağınıktır. Özellikle, uyarılma fonksiyonunun maksimumundan önce veri noktası oldukça azdır ve 41 MeV üzerindeki enerji bölgesinde model hesaplamalarından daha yüksektir.



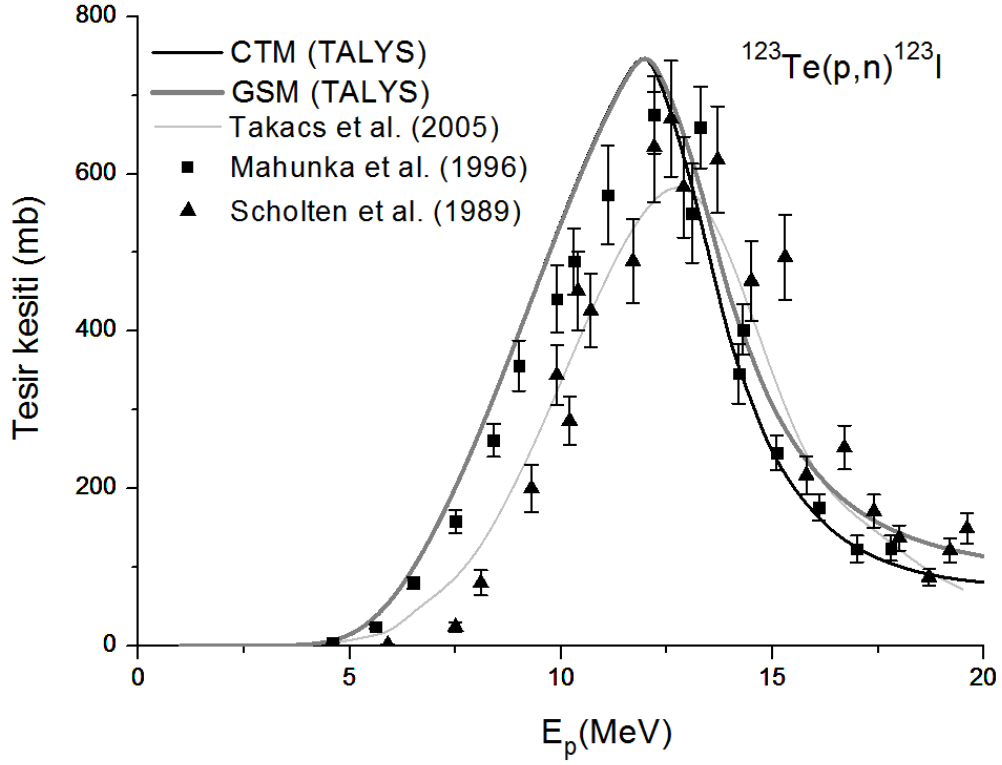
Şekil 5.6  $^{121}\text{Sb}(\alpha,2n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

Aslam et al. (2011) tarafından önerilen veriler ve teoriksel uyarılma fonksiyonları deneysel sonuçlar Hassan et al. (2006), Singh et al. (1991), Ismail (1990), Calboreanu et al. (1982) ile birlikte  $^{121}\text{Sb}(\alpha,2n)^{123}\text{I}$  reaksiyonu için Şekil 5.6'da verilmektedir. 16 MeV'in yukarısı ve 22 MeV altındaki enerji bölgesinde hesaplanan sonuçlar ve deneysel veriler arasındaki uyum iyidir, fakat model hesaplamaları uyarılma fonksiyonunun maksimumları civarında daha düşüktür.



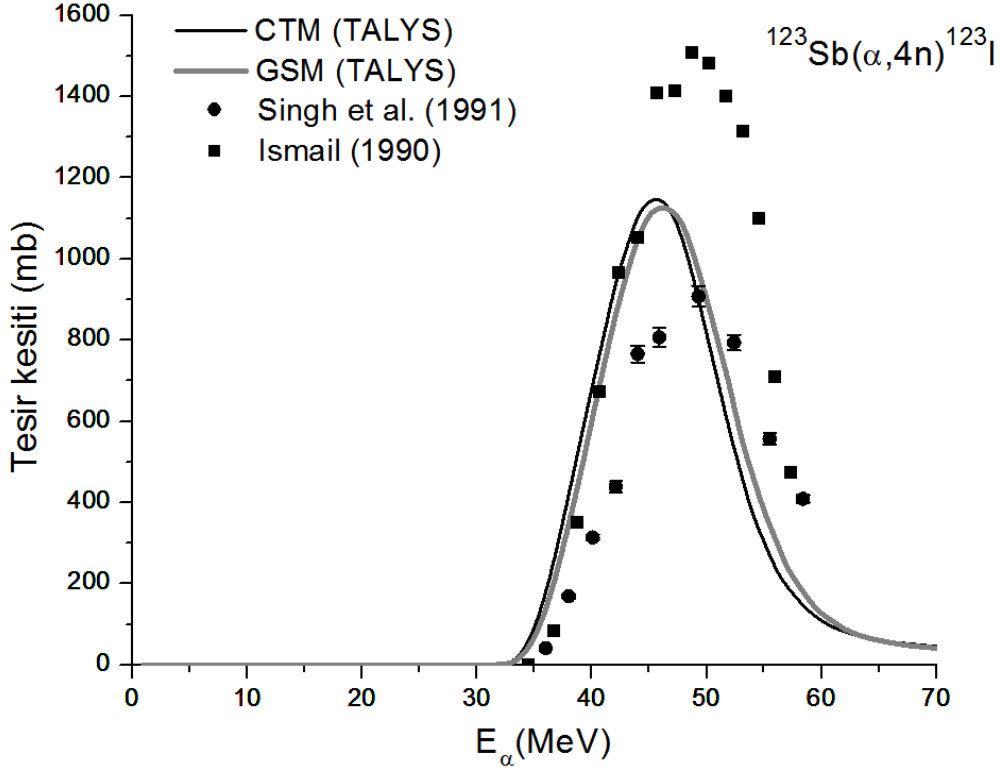
Şekil 5.7  $^{123}\text{Te}(d,2n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{123}\text{Te}(d,2n)^{123}\text{I}$  reaksiyonu için uyarılma fonksiyonu Şekil 5.7’de gösterildiği gibi sadece Scholten et al. (1997) tarafından ölçülen tek bir deneysel sonuca sahiptir ve 12 MeV’den sonra herhangi bir deneysel veri noktası olmadığından tam olarak bir pik eğrisi oluşturmamaktadır. Yoğunluk modelleriyle (GSM ve CTM) hesaplanan sonuçlar, birbirleriyle uyum içinde olmasına rağmen deneysel sonuçlara yaklaşmıştır.



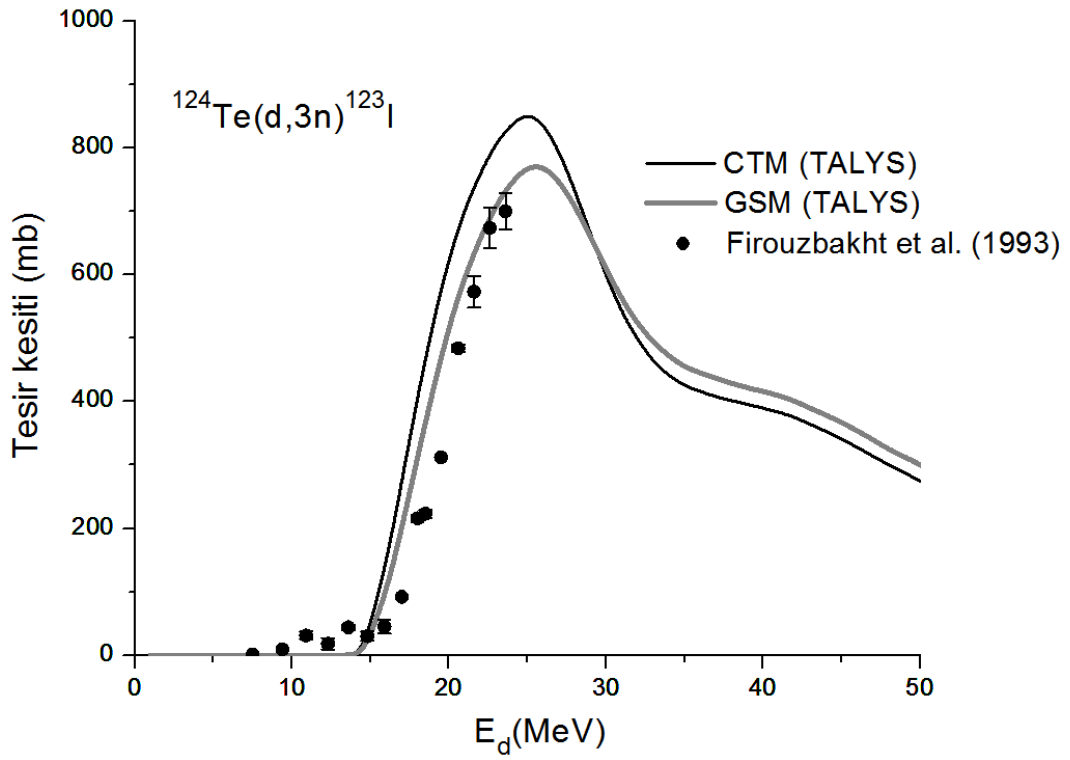
Şekil 5.8  $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$  reaksiyonu için yoğunluk model hesaplamalarının sonuçları ve Takacs et al. (2005) tarafından istatistiksel fit ile önerilmiş uyarılma fonksiyonu eğrisi deneysel veriler Scholten (1989), Mahunka et al. (1996) ile birlikte Şekil 5.8'de gösterilmektedir. Model sonuçları 13 MeV'e kadar birbirleriyle uyumludur. Mahunka et al. (1996) tarafından ölçülen veriler 10 MeV'den küçük gelme enerjilerinde hesaplanan sonuçlar ile uyumludur, fakat 13 MeV'in yukarısındaki enerji değerleri dikkate alındığında GSM ile hesaplanan sonuçlar Takacs et al. (2005)'in verileriyle tutarlı iken, Mahunka et al. (1996)'nın verileri CTM ile hesaplanan sonuçlarla uyumluk göstermiştir.

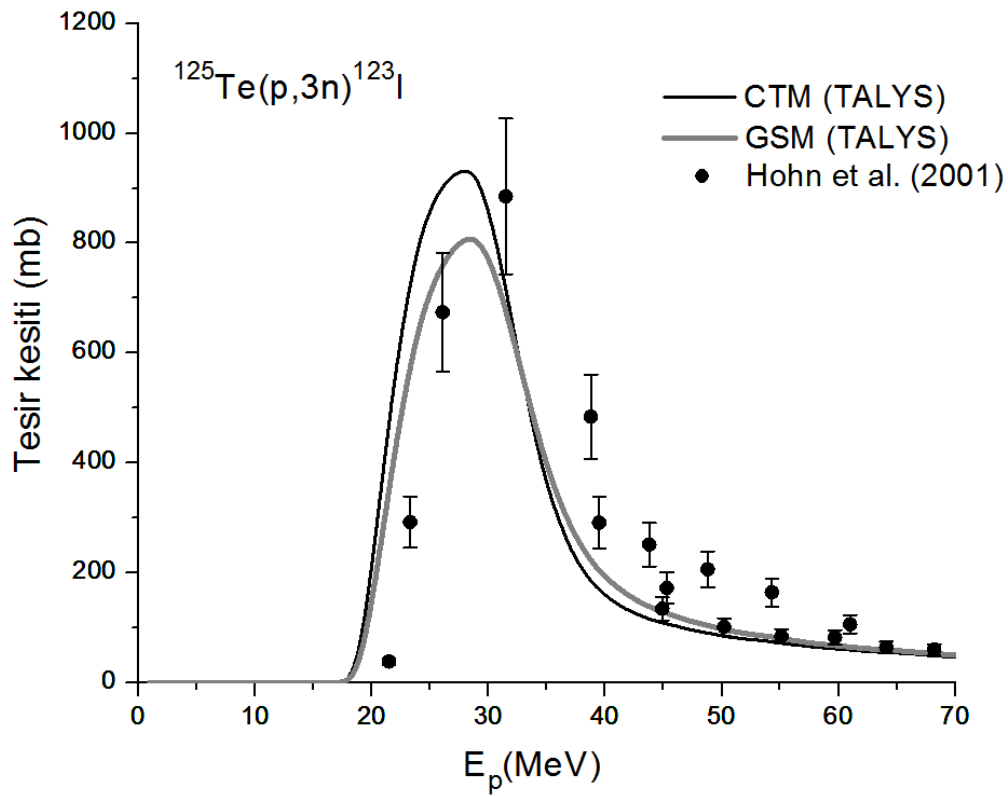


Şekil 5.9  $^{123}\text{Sb}(\alpha,4n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{123}\text{Sb}(\alpha,4n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonlarının model hesaplamaları Singh et al. (1991) ve Ismail (1990) tarafından yapılan ölçüm sonuçları ile birlikte Şekil 5.9'da gösterilmektedir. Singh'in ölçüm sonuçları çok düşük değerlere sahiptir. Buna karşın hesaplanan sonuçların Ismail'in ölçüm sonuçları ile 43 MeV'e kadar uyumlu olduğu görülmektedir. Özellikle, 45 MeV'den sonraki enerji değerlerinde bu reaksiyonun hesaplanan sonuçları birbirinden ayrılmaktadır.  $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$  ve  $^{123}\text{Sb}(\alpha,4n)^{123}\text{I}$  reaksiyonlarının uyarılma fonksiyon grafiklerine bakıldığında, hesaplanan sonuçlar ile deneysel veriler arasındaki uyum memnun edicidir, özellikle deneylerdeki hata oranları gözönüne alındığında model hesaplarının deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu olduğu görülmüştür. Bu uyum, model hesaplamalarına olan güveni arttırmaktadır.



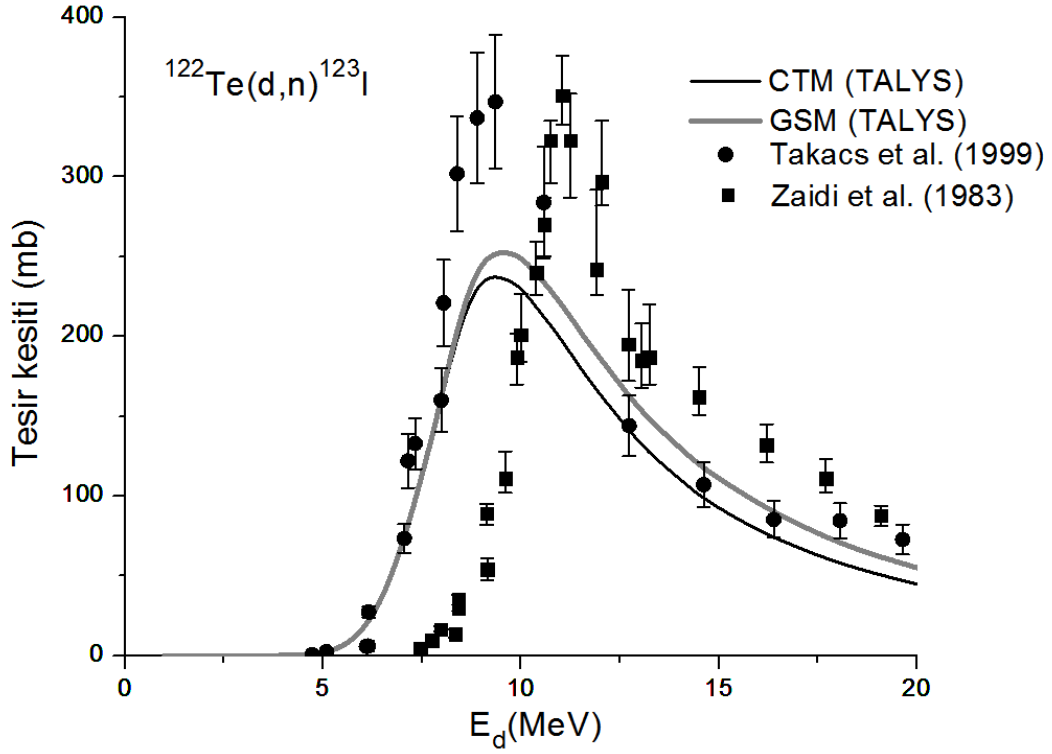
Şekil 5.10  $^{124}\text{Te}(d,3n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.



Şekil 5.11  $^{125}\text{Te}(p,3n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

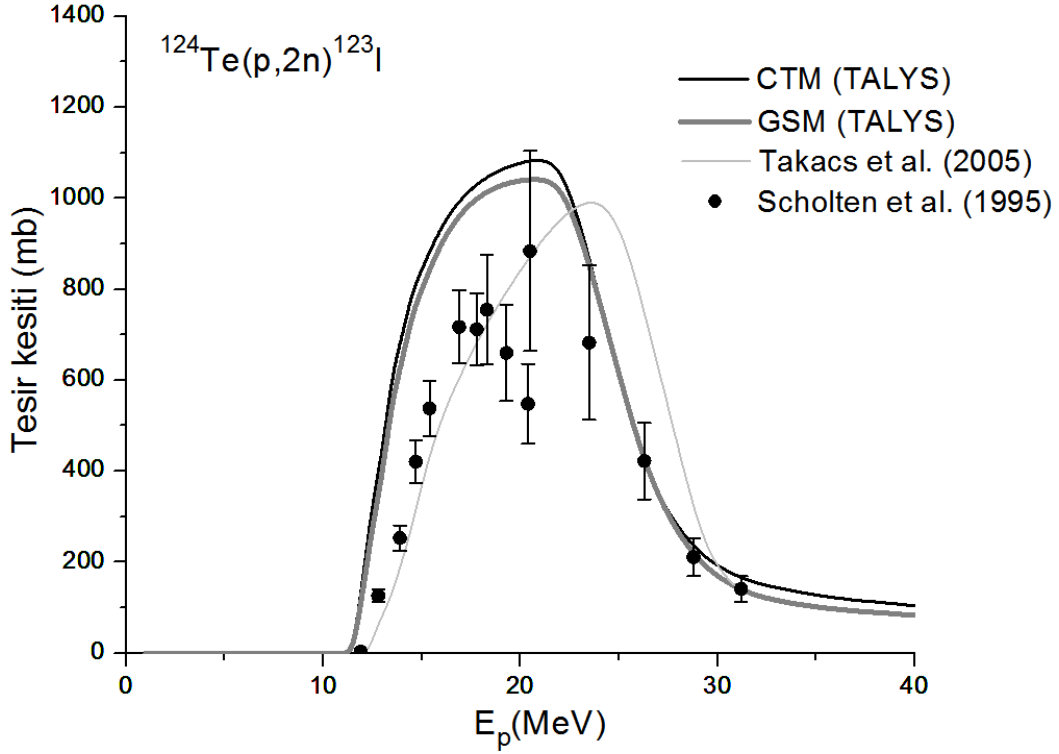


$^{124}\text{Te}(d,3n)^{123}\text{I}$  ve  $^{125}\text{Te}(p,3n)^{123}\text{I}$  reaksiyonları için hesaplanan uyarılma fonksiyonları, Firouzbakht et al. (1993) ve Hohn et al. (2001) tarafından ölçülen verilerle birlikte, sırasıyla, Şekil 5.10 ve Şekil 5.11’de verilmiştir. Bu iki şekilde de açıkça görüldüğü gibi, bu reaksiyonların GSM modeli ile hesaplanan uyarılma fonksiyon sonuçları deneysel verilerle olan uyumu CTM ile hesaplanan sonuçlardan çok daha uyumludur.



Şekil 5.12  $^{122}\text{Te}(d,n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{122}\text{Te}(d,n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun model hesaplamaları Takacs et al. (1999)'ın deneysel verileri ile uyumu Şekil 5.12'de görülmektedir ve 9 ile 10 MeV arasındaki enerji bölgesi uyarılma fonksiyonunun maksimumudur, ancak Zaidi et al. (1983)'ın deneysel ölçüm verileri reaksiyonun eşik enerjisi için farklılık göstermektedir. Bunun sebebi Zaidi et al. (1983)'ın, Takacs et al. (1999)'ın deneyde kullandığı hedefe göre daha ince numune kullanılması gösterilebilir.

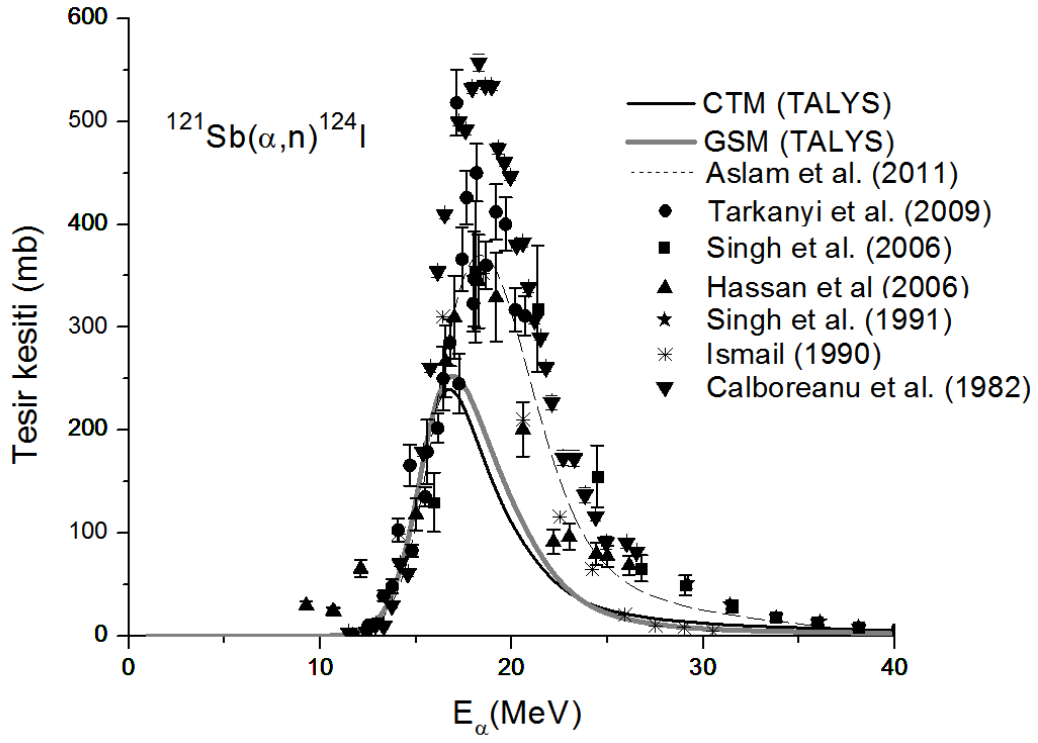


Şekil 5.13  $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$  reaksiyonunun (Şekil 5.13) teoriksel ve deneysel uyarılma fonksiyonları arasında, 22 ve 30 MeV enerjileri arası hariç, eşik enerjisinden sonra sapmalar vardır ve bu eşik enerjisinde deneysel veride büyük hata oranı mevcuttur. Scholten et al. (1995)'in deneysel verileri, teorik model hesaplamaları ve diğer bir teoriksel olarak önerilmiş Takacs et al. (2005)'in verilerinden daha düşüktür ve yaklaşık 20 MeV'den sonraki enerjilerde Takacs et al. (2005)'in teoriksel verileri deneysel verilerden ve seviye yoğunluk modelleri ile hesaplanan CTM ve GSM'in sonuçlarından sapmaktadır.

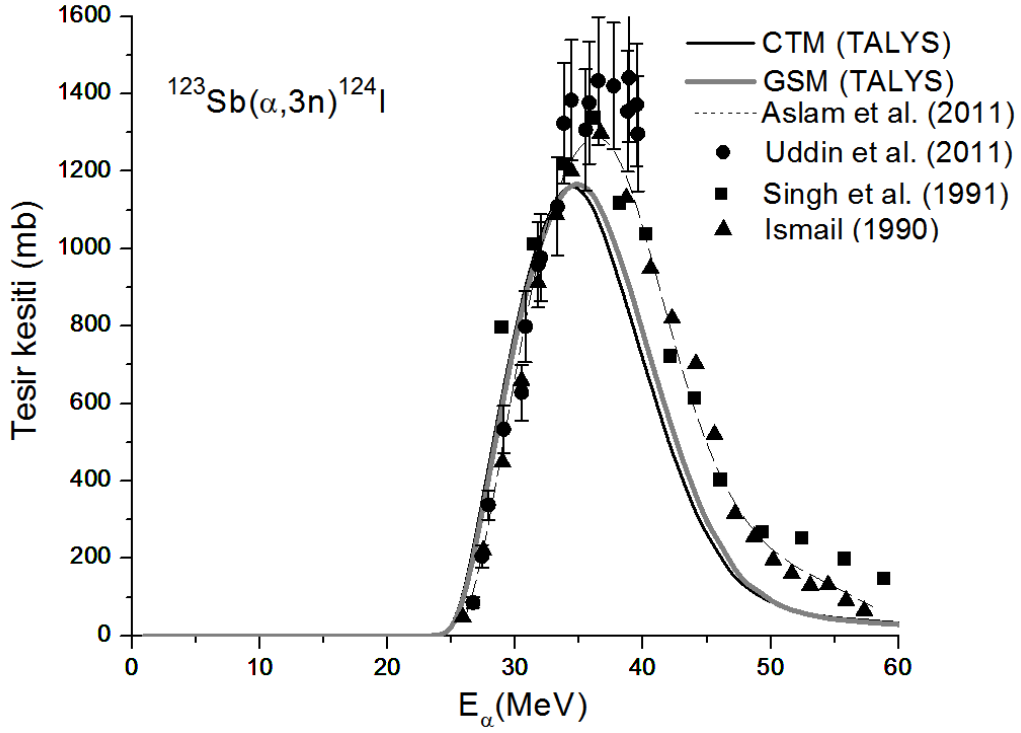
### 5.1.3 $^{124}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi

$^{124}\text{I}$  radyoizotopu için GSM ve CTM modelleri ile hesaplanan uyarılma fonksiyonları Şekil 5.14 ile Şekil 5.20 arasında verilmiştir.  $^{124}\text{I}$  radyoizotopun üretimi, alfa, döteron ve proton gelme reaksiyonlu yedi (7) farklı reaksiyon ile incelenmiştir.



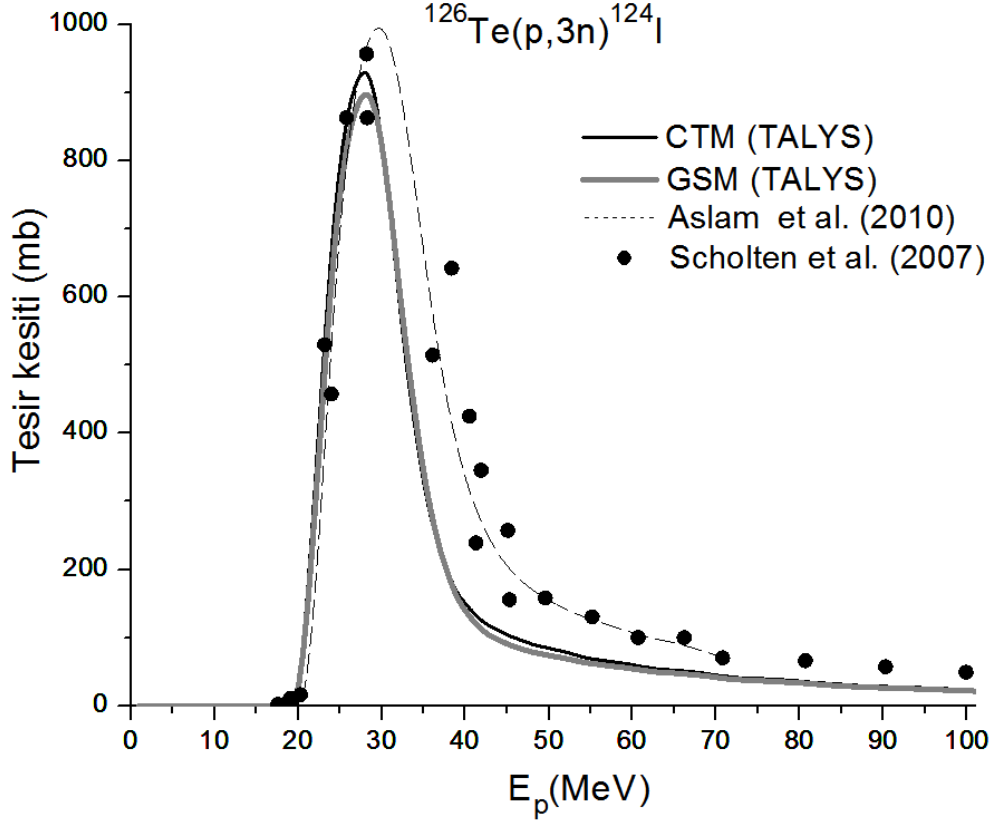
Şekil 5.14  $^{121}\text{Sb}(\alpha, n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{121}\text{Sb}(\alpha, n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyon hesaplamaları, Aslam et al. (2011)'in önerdiği tesir kesiti verileri ile deneysel veriler Şekil 5.14'de sunulmaktadır (Tarkanyi et al. 2009; Singh et al. 2006; Hassan et al. 2006; Singh 1991; Ismail 1990; Calboreanu et al. 1982). Yoğunluk model hesaplamaları dikkate alındığında, model hesaplamaları 16 MeV'e kadar ve 30 MeV'den sonra deneysel verilerin çoğuyla uyumludur. Uyarılma fonksiyonunun maksimumundan sonra model hesaplamaları, önerilen veri noktaları ve deneysel sonuçlardan ayrılmaktadır.



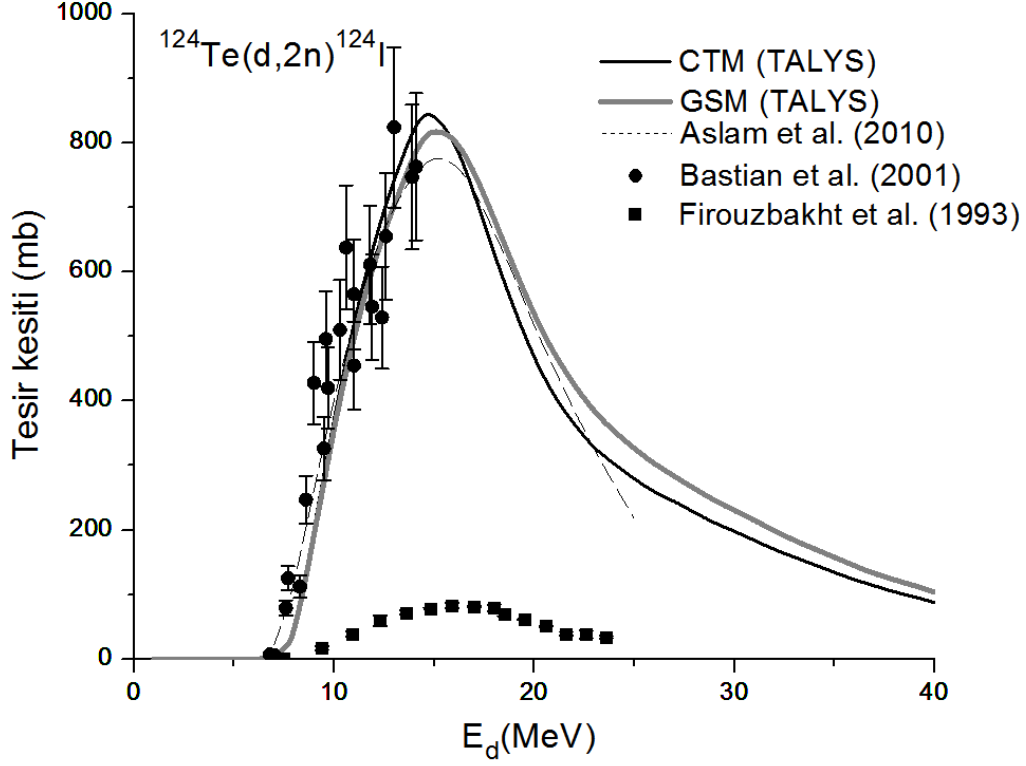
Şekil 5.15  $^{123}\text{Sb}(\alpha,3n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{123}\text{Sb}(\alpha,3n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için uyarılma fonksiyonu, Aslam et al. (2011)'in önerilen verileri ve üç farklı deneysel veriler ile Şekil 5.15'de gösterilmektedir (Uddin et al. 2011, Singh et al. 1991, Ismail 1990). Hesaplanmış model sonuçları birbirleriyle uyumludur, fakat deneysel veriler ve önerilen veri değerleri 34 MeV'in sonraki enerji değerlerindeki model hesaplamalarından daha büyüktür. Özellikle Uddin et al. (2011) tarafından alınan ölçüm verileri teoriksel sonuçlara göre daha yüksek tesir-kesiti verisine sahiptir.



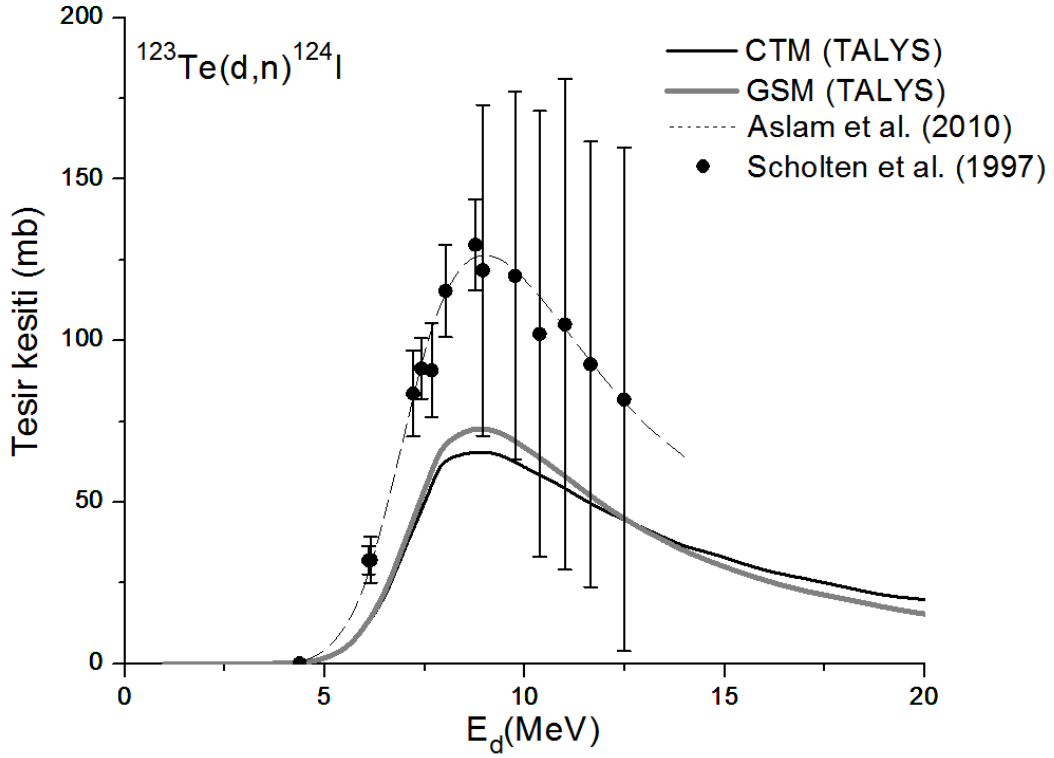
Şekil 5.16  $^{126}\text{Te}(p,3n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{126}\text{Te}(p,3n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için Scholten et al. (2007) tarafından ölçülen deneysel veriler ve Aslam et al. (2010)'ın önerilen uyarılma fonksiyonu, model hesaplamaları ile birlikte Şekil 5.16'da verilmiştir. Scholten'in 28 MeV'den sonraki ölçümleri hesaplamalarla tutarsızdır ve 29 MeV'in öncesinde teorik sonuçlarla oldukça uyumludur.



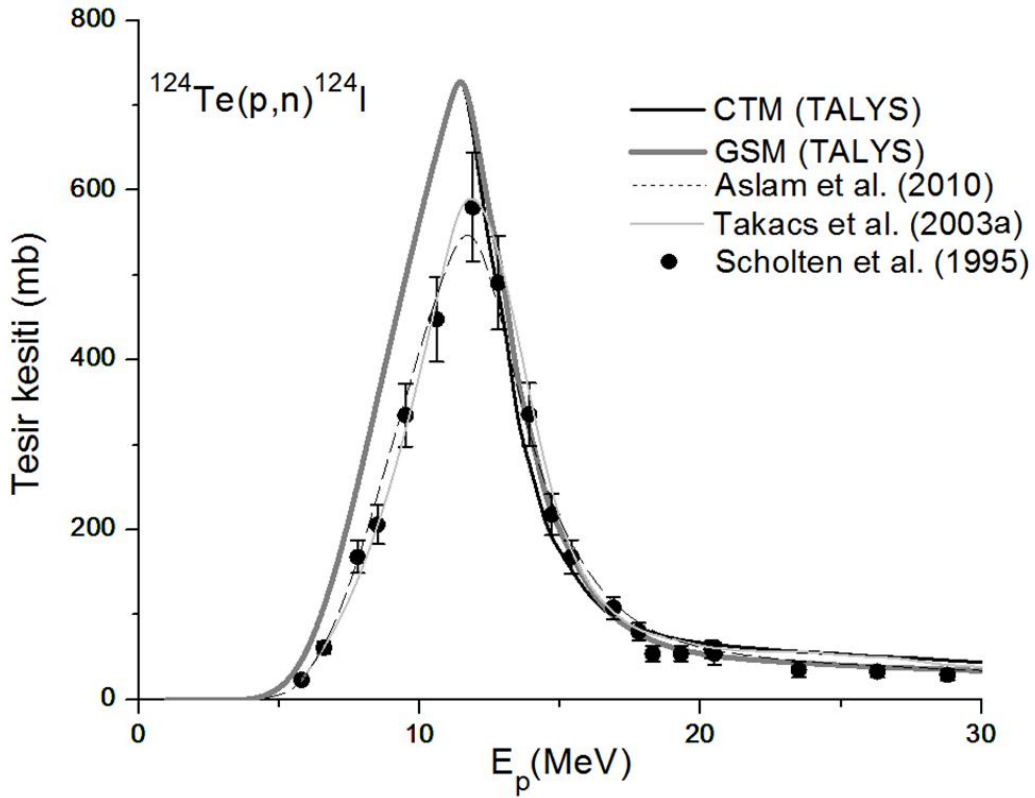
Şekil 5.17  $^{124}\text{Te}(d,2n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{124}\text{Te}(d,2n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun hesaplanan uyarılma fonksiyonu, Bastian et al. (2001) ve Firouzbakht et al. (1993)'in ölçüm sonuçları ile birlikte Aslam et al. (2010)'ın önerdiği tesir kesiti verileri Şekil 5.17'de sunulmuştur. Bu reaksiyon için uyarılma fonksiyonu hesaplamaları Bastian'ın ölçümleri ve önerilen uyarılma fonksiyonun eğimiyle tutarlıdır. Ancak Firouzbakht et al. (1993)'in ölçümleri diğer deneysel veri, teorik sonuçlar ve önerilen verilerle hiç bir tutarlığı yoktur ve pik genliği çok düşüktür çünkü Firouzbakht hedef numuneyi hazırlarken diğer deneylerin aksine kaplama yerine basınç ile bastırarak numune hazırlamış ve bu yüzden sonuçlarda yüksek düzeyde kayıplara neden olabileceği düşünülebilir (Firouzbakht et al. 1993).



Şekil 5.18  $^{123}\text{Te}(d,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

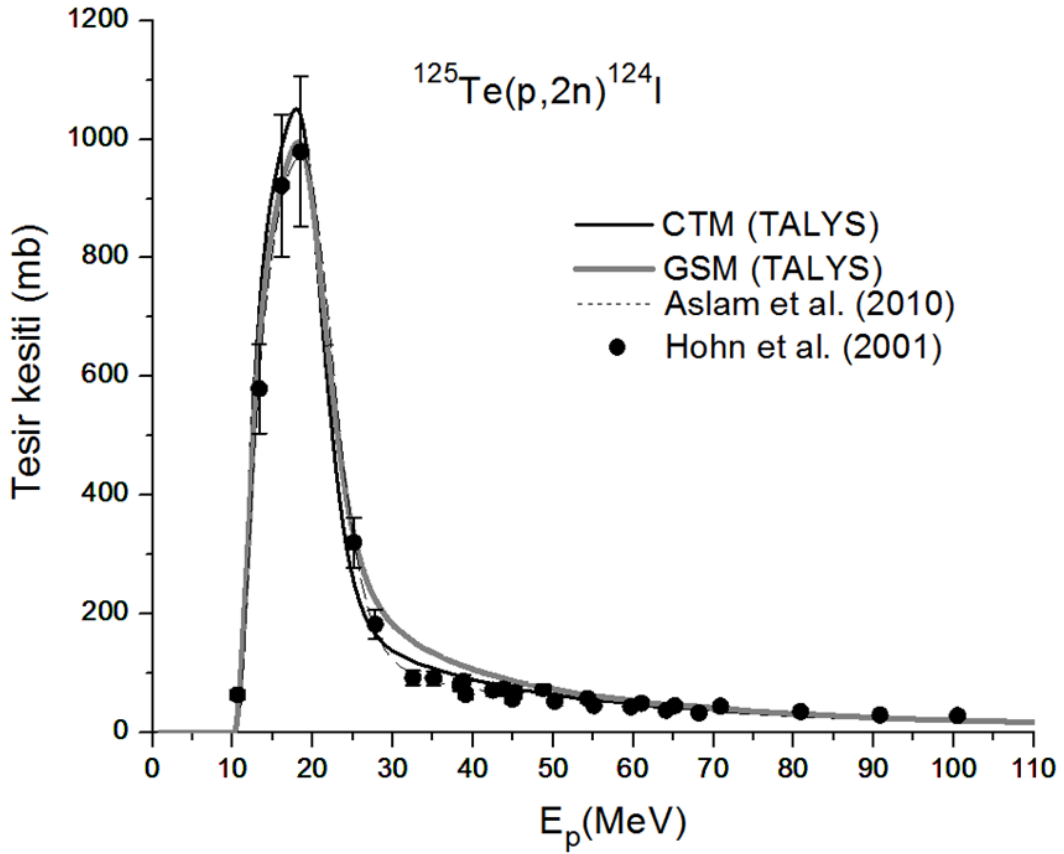
$^{123}\text{Te}(d,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu Şekil 5.18’de gösterilmiştir ve Scholten et al. (1997) tarafından yapılan ölçüm verileri yaklaşık 9 MeV’den sonra büyük hata oranlarına sahiptir, ancak uyarılma fonksiyonunun maksimumunda, gelme enerjileri bütün sonuçlar ile tutarlıdır. Aslam et al. (2010) tarafından önerilen uyarılma fonksiyon eğrisi ve Scholten et al. (1997) tarafından deneysel ölçüm değerleri, hesaplanan uyarılma fonksiyonu değerlerinden önemli ölçüde daha büyüktür.



Şekil 5.19  $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

Şekil 5.19'daki  $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu, teorik hesaplama sonuçları birbirleriyle uyumludur. Aslam et al. (2010)'ın ve Takacs et al. (2003a)'ın önerilen verileri ile Scholten et al. (1995)'ın deneysel verilerinin büyük çoğunluğuyla 12 MeV'den sonraki enerjilerde uyumludur. Bu şekilde görüldüğü gibi 11 ile 13 MeV enerji aralığında maksimum tesir-kesiti değerine ulaşmıştır.



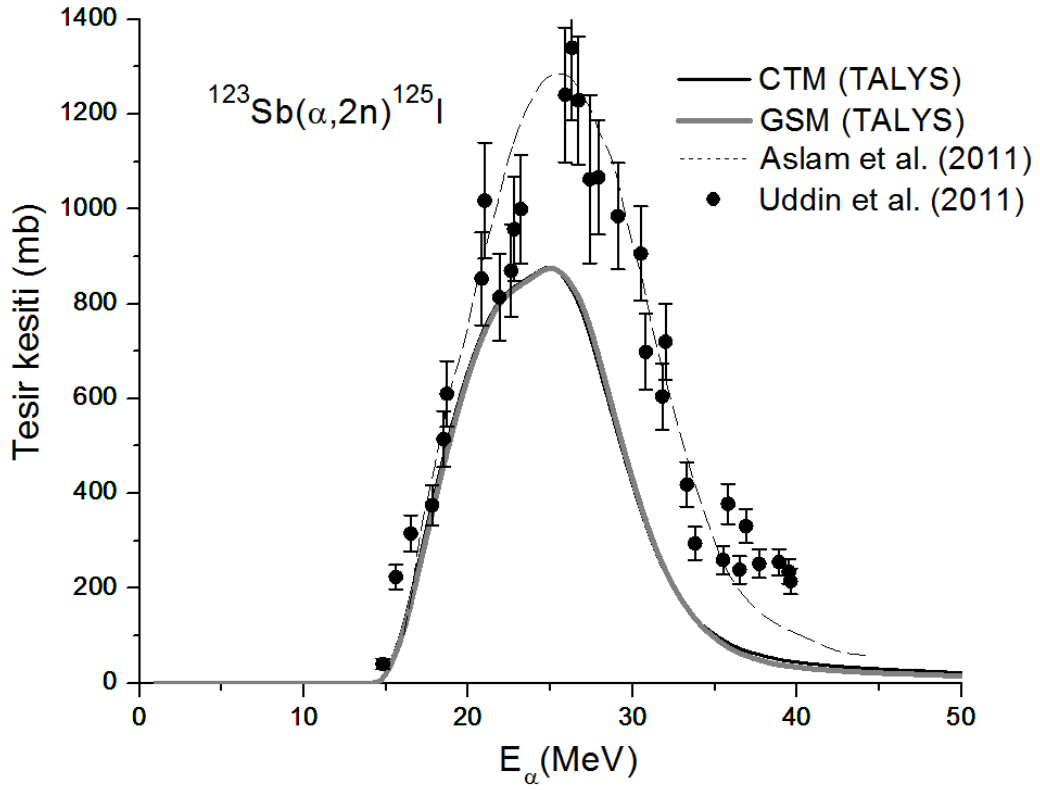


Şekil 5.20  $^{125}\text{Te}(p,2n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{125}\text{Te}(p,2n)^{124}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu (Şekil 5.20) sonuçları sadece tek bir deneysel veri olan Hohn et al. (2001)'in ölçüleriyle karşılaştırılmaktadır ve bu reaksiyonun model hesaplamaları şekilde görüldüğü gibi oldukça uyumludur. Özellikle GSM'li hesaplama sonuçları, Hohn et al. (2001)'in ve önerilen uyarılma fonksiyonlarıyla üst üste çakışmıştır. Bu şekilden de açıkça görüldüğü gibi GSM sonuçları, literatürde iyi bilinen ön-tanımlı seviye yoğunluk parametresinden (CTM) daha iyi sonuçlara ulaşabilmektedir (Artun and Aytekin 2015).

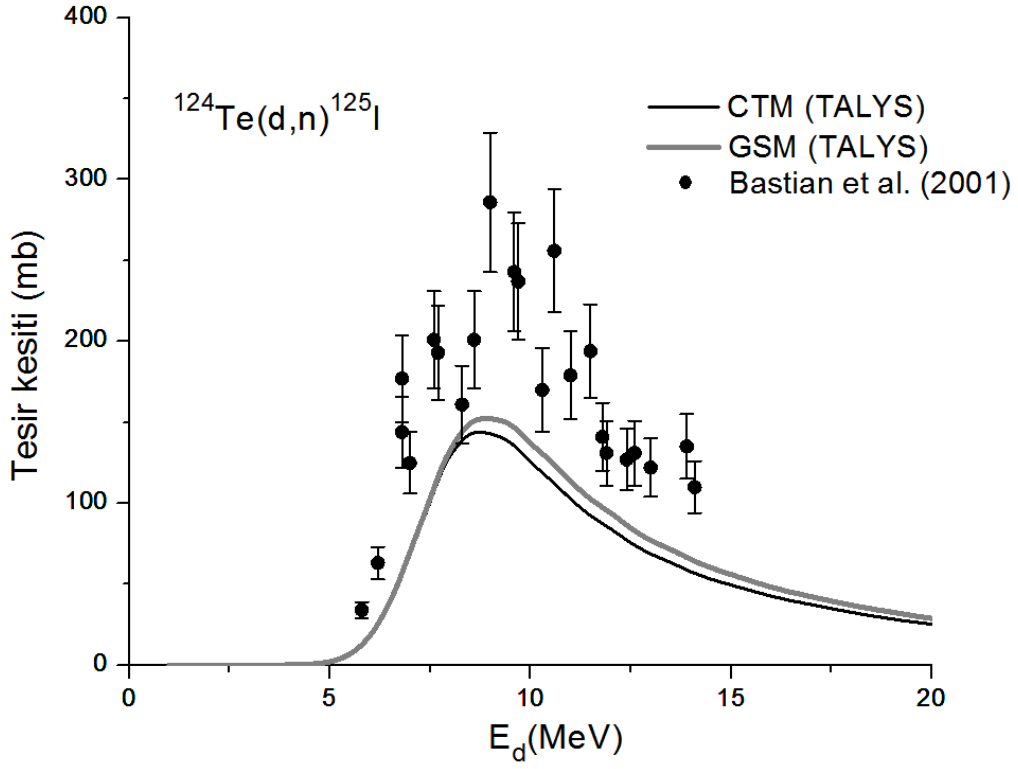
#### 5.1.4 $^{125}\text{I}$ Radyoizotopunun Üretilmesi

$^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)^{125}\text{I}$ ,  $^{124}\text{Te}(d,n)^{125}\text{I}$  ve  $^{126}\text{Te}(p,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonlarının deneysel, teoriksel ve önerilmiş uyarılma fonksiyonları Şekil 5.21 ile Şekil 5.23 arasında ayrıntılı olarak verilmiştir.



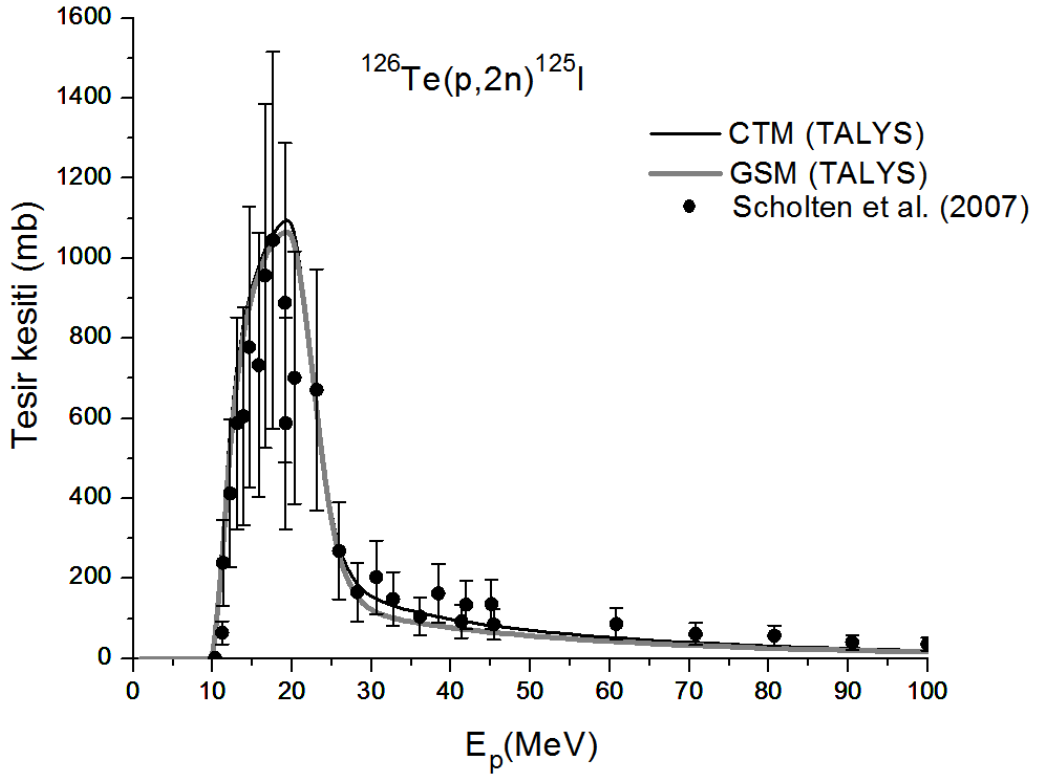
Şekil 5.21  $^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

Aslam et al. (2011)'ın önerdiği tesir-kesiti verileri ve Uddin et al. (2011)'in ölçümleri,  $^{123}\text{Sb}(\alpha,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonu için Şekil 5.21'de verilmiştir ve teorik sonuçlar ile karşılaştırıldığında bu verilerin daha yüksek bir eğri oluşturduğu açıktır. Model hesaplamaları birbirleriyle ve 21 MeV'e kadar diğer verilerle de iyi uyumludur, ancak uyarılma fonksiyonunun maksimumundan sonra hesaplanan sonuçlar ile uyumsuzluk vardır.



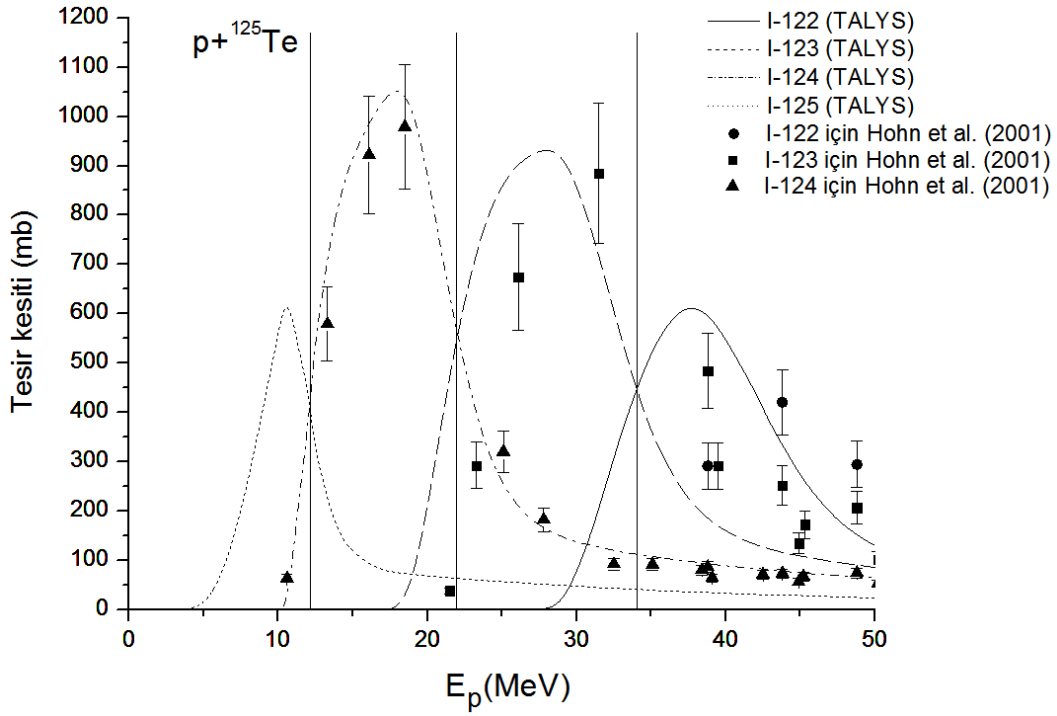
**Şekil 5.22**  $^{124}\text{Te}(d,n)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu.

$^{124}\text{Te}(d,n)^{125}\text{I}$  reaksiyonundaki (Şekil 5.22) Bastian et al. (2001)'in deneysel veri noktaları dağınıktır. Her iki modelin sonuçları deneysel sonuçlara yaklaşmaktadır ancak CTM ile hesaplanan uyarılma fonksiyonu eğrisi GSM'nin sonuçlarına göre daha düşüktür ve bu reaksiyon için GSM'in sonuçlarının CTM'ye göre daha uyumlu olduğu söylenebilir.



Şekil 5.23  $^{126}\text{Te}(p,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{126}\text{Te}(p,2n)^{125}\text{I}$  reaksiyonunun her iki model hesaplamaları Scholten et al. (2007)'ın ölçüm sonuçları ile oldukça uyumludur ve sonuçlar Şekil 5.23'de 100 MeV'lik gelme enerjisine kadar gösterilmiştir.



**Şekil 5.24**  $p+^{125}\text{Te}$  reaksiyonu için üretilen  $^{122-125}\text{I}$  radyoizotoplarının kirliliklerinin gösterilmesi.

$^{125}\text{Te}$  izotopuna proton gönderilerek üretilen medikal  $^{122-125}\text{I}$  radyoizotopların enerjiye bağlı olarak kirlilikleri Şekil 5.24’de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi bir radyoizotopun üretiminde, başka radyoizotopların etkisinin olduğu açıktır ve bunların kesişim noktaları dikey düz çizgi ile gösterilmektedir.  $^{125}\text{I}$  radyoizotopuna bakıldığında  $^{124}\text{I}$  radyoizotopun etkisi yaklaşık 10 MeV’den sonraki enerji değerine devam etmektedir. Aynı şekilde  $^{124}\text{I}$  radyoizotopunun üretiminde yaklaşık 17 MeV’de  $^{123}\text{I}$  radyoizotopu etkisi başlamıştır. Radyoizotopların en uygun üretimi için gelme enerjileri kesiştikleri noktayı gösteren dikey düz çizgilerin arasında kaldığı yerdir.  $^{123}\text{I}$  radyoizotopu için düşünüldüğünde en uygun gelme enerji değeri, 22 MeV ile 34 MeV arasındadır.

## BÖLÜM 6

### **<sup>94m, 94g, 96g, 99m</sup>Tc VE <sup>97, 103</sup>Ru RADYOİZOTOPLARIN MOLİBDEN İLE ÜRETİMİ İÇİN PROTON, DÖTERON VE ALFA GELMELİ REAKSİYONLARIN UYARILMA FONKSİYONLARININ HESAPLANMASI**

Doğal molibden izotopları nükleer enerji ekipmanlarında, radyasyon etkilerini önleyen cihazlar ve nükleer reaktörlerde yapı materyali ve bazı medikal radyoizotopların üretiminde hedef materyal olarak geniş bir şekilde kullanılmaktadır. <sup>92, 94, 96, 98, 100</sup>Mo izotoplarının doğadaki bollukları sırasıyla %14.84, %9.25, %16.68, %24.13 ve %9.63'dır (Audi et al. 2003). <sup>92, 94, 96, 98</sup>Mo izotopları kararlı iken, <sup>100</sup>Mo izotopu  $(7.1 \pm 0.4) \times 10^{18}$  yıllık bir yarılanma süresine sahip olup çift-beta bozunumu yapmaktadır (Barabash 2010). Endüstri ve bilimsel araştırmalarda, bir alaşım elementi olmasının yanı sıra, molibden saf bir yapısal materyal olarak kullanımı açısından da önemlidir (Ditroi et al. 2012). Bu kadar önemli bir materyal olduğu düşünüldüğünde molibden'in yapısal özellikleri günümüzde de çalışılmaktadır (Artun et al. 2014; Aytekin and Artun 2013). Son zamanlarda radyoizotop üretimi için deneysel veri üretiminin yanı sıra, teoriksel olarak veri üretilmesi de önem kazanmaktadır (Ditroi et al. 2012). Bu nedenle uyarılma fonksiyonu değerleri radyoizotop üretimi için, reaksiyon öneriminde safsızlık seviyelerinde ve bileşik ürün hesaplarında kullanılmaktadır (Artun and Aytekin 2015). Bu yüzden reaksiyon modelleri kullanılarak reaksiyonların uyarılma fonksiyonlarının araştırılması özel bir öneme sahiptir. Özellikle, yüklü parçacıklı gelme reaksiyonların tesir-kesiti hesaplamaları için aktivasyon analizinde uzay radyasyon etkisinde ve radyoizotop üretimi gibi alanlarda önemlidir (Ditroi et al. 2012; Wu and Han 2011).

Doğal molibdenyumdan üretilen <sup>97, 103</sup>Ru ve <sup>94m, 94g, 96g, 99m</sup>Tc radyoizotopları karakteristik yarı-ömür ve bozulma enerjileri ve kullanım alanları şu şekilde özetlenebilir: <sup>94g</sup>Tc ( $t_{1/2}=4.883$  saat,  $E_{\gamma}=702.63$  keV,  $871.097$  keV,  $I_{\gamma}=\%99.6, \%99.9$ ) (Khandaker et al. 2007) ve <sup>94m</sup>Tc ( $t_{1/2}=52.5$  dakika,  $E_{\gamma}=871.097$  keV,  $I_{\gamma}=\%94.2$ ) PET'de görüntüleme tekniğinde özellikle <sup>94m</sup>Tc bozunma özelliğinden ( $E_{\beta^+}=2.47$  MeV) (Qaim 2000) dolayı kullanılmaktadır. <sup>96g</sup>Tc

radyoizotopu miyokard kan akışı çalışmalarında ve koroner restenozun önlenmesi gibi medikal alanlarda kullanılmaktadır (Tarkanyi et al. 2002; Fox 2001; Rocco et al. 1992). Diğer bir Tc radyoizotopu olan ve nükleer tıpta radyoizleyici olarak kullanılan  $^{99m}\text{Tc}$  ( $T_{1/2}=6.02$  saat,  $E_{\gamma}=140.5$  keV,  $I_{\gamma}=\%89.06$ ) (Khandaker et al. 2007) nükleer tıpta, insan vücudundaki önemli organlarda, teşhis için kullanılmaktadır (Qaim et al. 2014; Ditroi et al. 2012; Maiti et al. 2010; Qaim 2006).  $^{97}\text{Ru}$  ( $T_{1/2}=2.83$  gün,  $E_{\gamma}=215.7$  keV;  $I_{\gamma}=\%85.62$ ) radyoizotopu ise uygun nükleer ve kimyasal özelliğinden dolayı nükleer tıpta hem teşhis hem de tedavi amaçlı kullanılmaktadır (Datta et al. 2014; Mukhopadhyay and Mukhopadhyay 2011; Srivastava et al. 1981). Diğer bir rutenyum radyoizotopu olan  $^{103}\text{Ru}$  ( $T_{1/2}=39.247$  gün,  $E_{\gamma}=497.085, 610.333$  keV;  $I_{\gamma}=91, \%5.76$ ) ise nükleer tıpta baş, boyun tümörlerinin teşhisinde kullanılmaktadır (Ditroi et al. 2012; Mukhopadhyay and Mukhopadhyay 2011).

## **6.1 $^{94m,94g,96g,99m}\text{Tc}$ VE $^{97,103}\text{Ru}$ RADYOİZOTOP ÜRETİM REAKSİYONLARININ UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

Bu bölümde,  $^{97, 103}\text{Ru}$  ve  $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$  radyoizotopların üretimine uygun gelen ve ürün alanları ve safsızlık seviyeleri için de önemli olan reaksiyonların uyarılma fonksiyon eğrilerinin açıklanması amaçlanmaktadır. Bu nedenle, burada, farklı gelme enerjilerinde bazı yüklü parçacıkların uyarılma fonksiyonları incelenmektedir. Bu hesaplamalarda en doğru değeri elde etmek için hesaplamalarda pek çok model kullanılmıştır ve bu model sonuçları EXFOR nükleer veri tabanındaki deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmaktadır (Exfor 2015). Bu modeller: Geometriye bağlı hibrid model, hibrid model, preeqmode1-3, genelleştirilmiş süper-akışkan modeli ve mikroskobik seviye yoğunluk modeli. Bazı reaksiyonlara ait deneysel veriler tam bir uyarılma fonksiyonu oluşturmamasına rağmen teorik hesaplamalarda gelme enerjisi tam bir uyarılma fonksiyonu eğrisi elde edilene kadar (tesir-kesiti değerinin sıfıra gitmesi) devam edilmiştir. Ayrıca  $^{97, 103}\text{Ru}$  ve  $^{94m, 94g, 96, 96m, 96g, 99m}\text{Tc}$  radyoizotopların üretimi için hesaplanan reaksiyon çeşitleri ve bu reaksiyonlara ait eşik ve bozunma enerjisi değerleri Çizelge 6.1’de verilmektedir.

**Çizelge 6.1**  $^{97, 103}\text{Ru}$  ve  $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$  radyoizotopların bozunma verileri ve olası reaksiyonların TALYS ile hesaplanan E-eşik ve Q-değerleri.

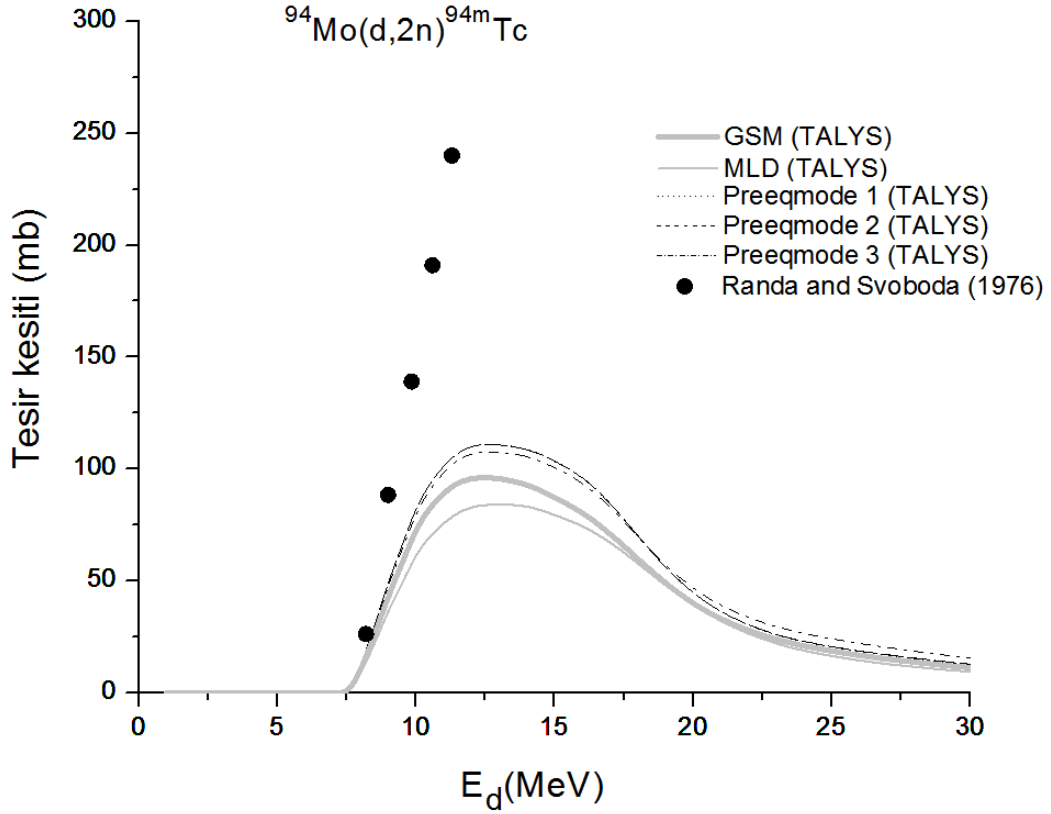
Radyoizotop	$t_{1/2}$	Bozunma Modu (%)	$E_{\gamma}(keV)$	$I_{\gamma}(\%)$	$E_{\beta}(MeV)$	Reaksiyonlar	Q-değeri (MeV)	E-eşik (MeV)
$^{94m}\text{Tc}^b$	52 dakika	EC+ $\beta^+$ (100)	871.097	94.2	2.47 <sup>a</sup>	$^{94}\text{Mo}(d,2n)$	-7.338173	7.495522
		IT(<0.1)	992.75	2.3		$^{94}\text{Mo}(p,n)$	-5.113601	5.168452
			1521.56	4.5		$^{96}\text{Mo}(p,3n)$	-21.637032	21.864284
$^{94g}\text{Tc}^b$	4.883 saat	EC (100)	702.63	99.6		$^{94}\text{Mo}(d,2n)$	-7.262673	7.418403
			871.097	99.9		$^{94}\text{Mo}(p,n)$	-5.038101	5.092142
						$^{96}\text{Mo}(p,3n)$	-21.561532	21.787991
$^{96m}\text{Tc}^b$	51.5 dakika	IT(98)	778.196	1.9		$^{94}\text{Mo}(p,n)$	-3.789876	3.829680
		EC (2)	1200.16	1.09		$^{98}\text{Mo}(p,3n)$	-19.253745	19.451833
$^{96g}\text{Tc}^b$	4.28 gün	EC (100)	778.196	99.76		$^{94}\text{Mo}(p,n)$	-3.755596	3.795040
			812.54	82		$^{98}\text{Mo}(p,3n)$	-19.219465	19.417200
			849.89	98				
			1126.83	15.2				
$^{99m}\text{Tc}^c$	6.02 saat	IT+ $\beta^+$ (100)	140.5	89.06		$^{98}\text{Mo}(d,n)$	4.133132	0
						$^{98}\text{Mo}(p,\gamma)$	6.357704	0
$^{97}\text{Ru}^d$	2.83 gün	EC (100)	215.7	85.62		$^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$	-7.943877	8.282476
						$^{96}\text{Mo}(\alpha,3n)$	-24.467310	25.488458
$^{103}\text{Ru}^d$	39.247 gün	$\beta^+$ (100)	497.085	91		$^{100}\text{Mo}(\alpha,n)$	-4.571942	4.755109
			610.333	5.76				

(a: Qaim 2000; b:Tarkanyi et al. 2002; c: Khandaker et al. 2007; d:Ditroi et al. 2012)

### 6.1.1 $^{94m, 94g, 96g, 99m}\text{Tc}$ radyoizotoplarının Üretilmesi

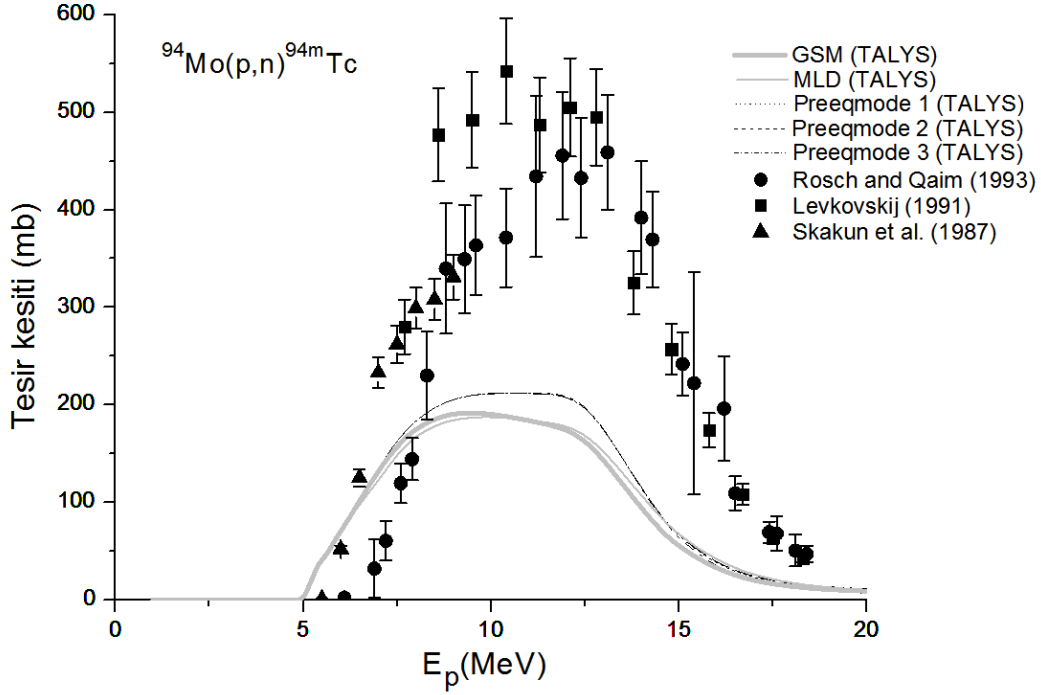
$^{94m}\text{Tc}$  ve  $^{94g}\text{Tc}$  radyoizotoplarının üretimlerine uygun gelen (d,2n), (p,n) ve (p,3n) reaksiyonlarının hesaplanan uyarılma fonksiyonları deneysel veriler ile birlikte Şekil 6.1 ile Şekil 6.6 arasında verilmiştir.





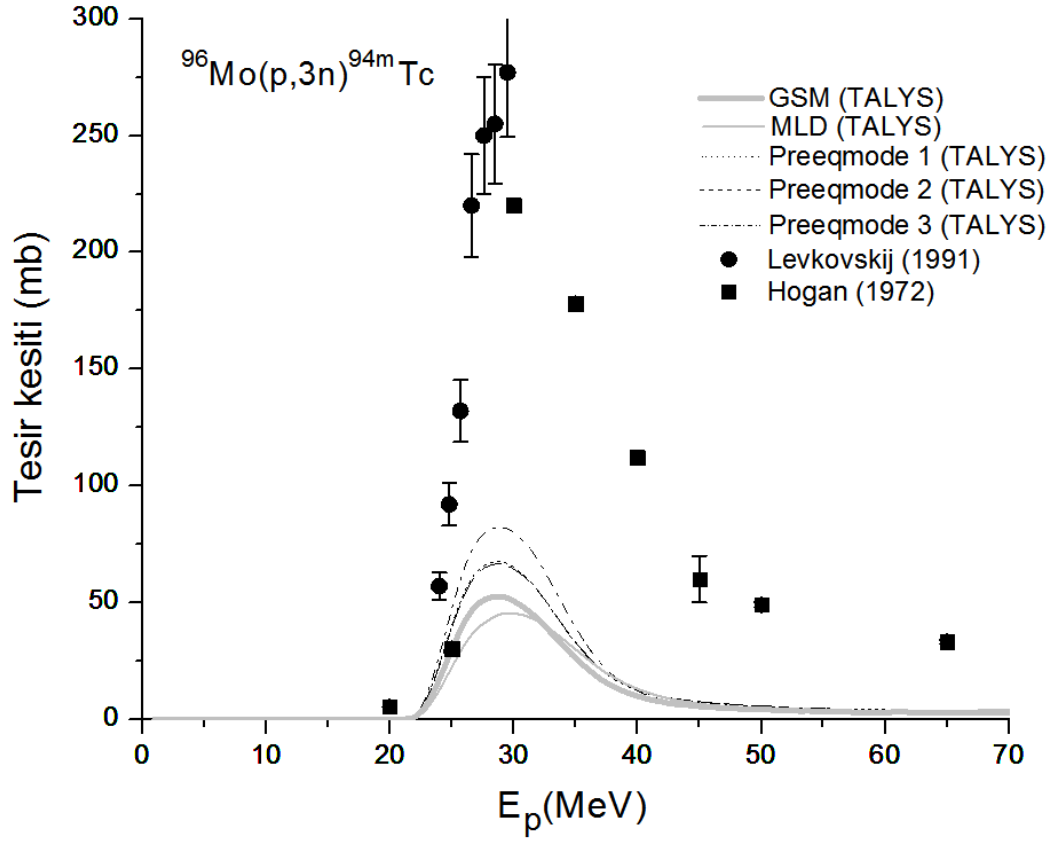
**Şekil 6.1**  $^{94}\text{Mo}(d,2n)^{94m}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{94}\text{Mo}(d,2n)^{94m}\text{Tc}$  reaksiyonunun hesaplanmış uyarılma fonksiyonları Randa and Svoboda (1976) tarafından ölçülen değerlerle Şekil 6.1'de karşılaştırılmıştır. Şekilden de anlaşılacağı üzere, Randa and Svoboda (1976) tarafından sunulan veriler model hesaplamalarından daha büyük çıkmaktadır. Ancak teorik sonuçların çıkış trendi deneysel sonuçlar ile aynıdır. Yani biçimsel olarak aynıdır sadece belirli bir çarpan farkı vardır. Teorik ve deneysel sonuçların uyarılma fonksiyonlarının maksimumu yaklaşık 12 MeV'dir.



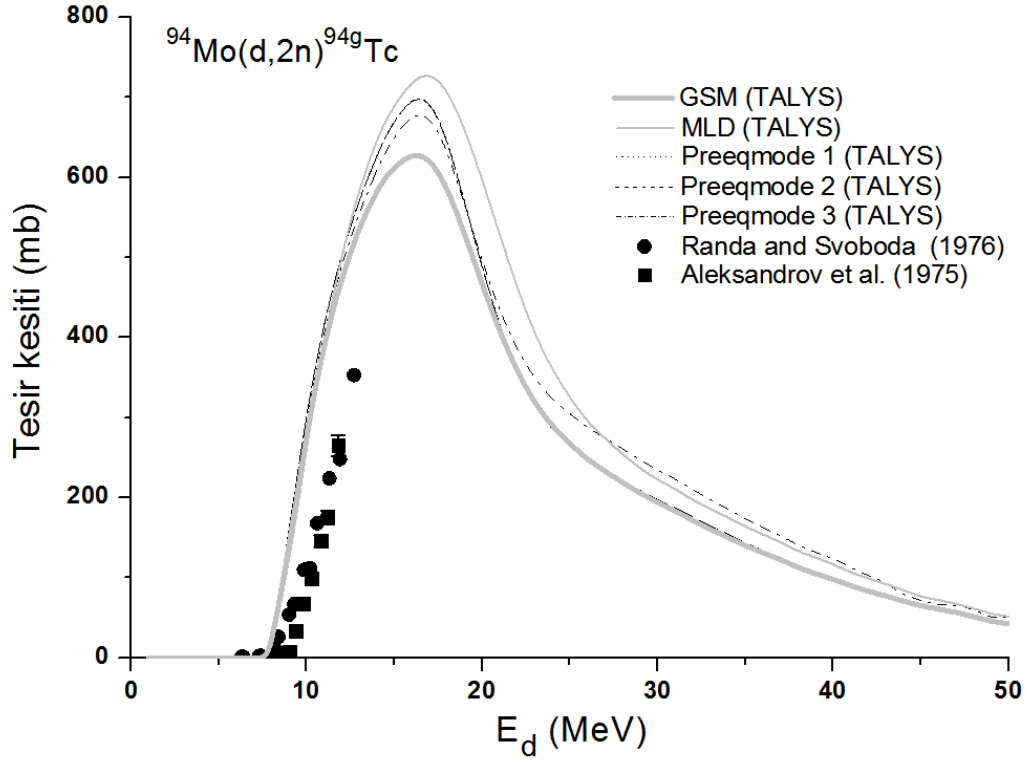
**Şekil 6.2**  $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94m}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{94}\text{Mo}(p,n)^{94m}\text{Tc}$  reaksiyonu için beş farklı model hesaplama sonuçları ile Rosch and Qaim (1993), Levkovskij (1991) ve Skakun et al. (1987) tarafından elde edilen ölçüm sonuçları Şekil 6.2’de gösterilmiştir. Deneysel veriler incelendiğinde 10 MeV ile 13 MeV arasında maksimum pik noktasında genlik farkı vardır ve bu enerji aralığında maksimum tesir-kesiti değerlerine oluşmuştur.



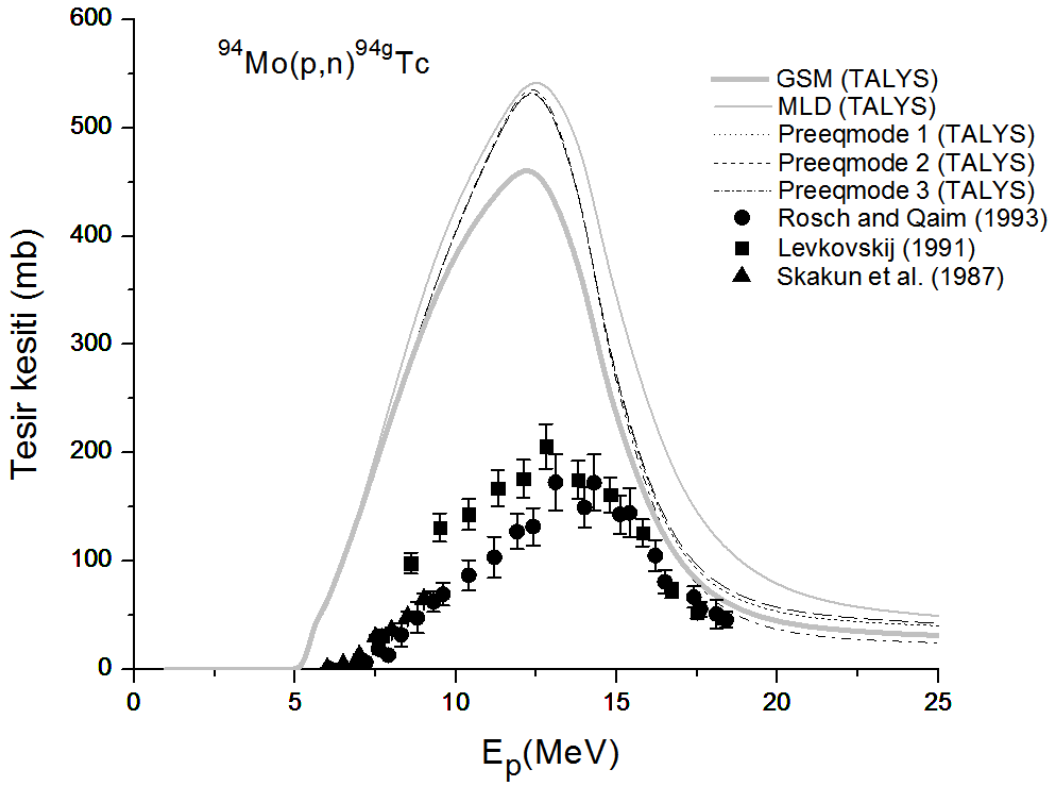
Şekil 6.3  $^{96}\text{Mo}(p,3n)^{94m}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{96}\text{Mo}(p,3n)^{94m}\text{Tc}$  reaksiyonu (Şekil 6.3) için, Hogan (1972) tarafından ölçülen değerler yaklaşık 25 MeV’de hesaplanan sonuçlardan GSM ile çakışmaktadır. Hesaplanan sonuçlar deneysel verilerin altında kalmaktadır ama biçimsel olarak aynıdır, sadece hesaplanan sonuçlardan belirli bir çarpan kadar fark vardır.



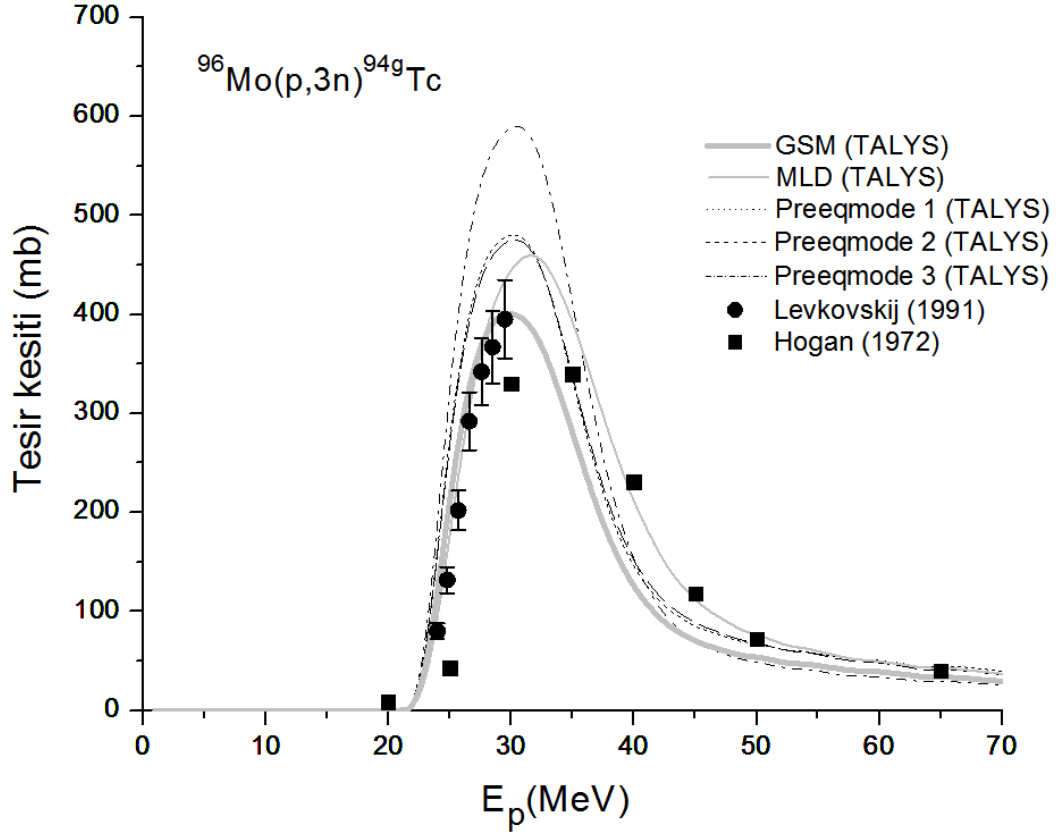
Şekil 6.4  $^{94}\text{Mo}(d,2n)^{94g}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

Randa and Svoboda (1976) ile Aleksandrov et al. (1975) deneysel ölçümleri,  $^{94}\text{Mo}(d,2n)^{94g}\text{Tc}$  reaksiyonu için hesaplanan uyarılma fonksiyonları ile birlikte Şekil 6.4’de verilmiştir. Reaksiyonun eşik enerjisinin yakınındaki bir nokta hariç, 9 MeV’in üzerindeki enerjilerde farklılıklar vardır. Bu reaksiyon için deneysel değerlerin ikisi yaklaşık 13 MeV’in ötesinde herhangi bir deneysel veri noktasına ve herhangi bir uyarılma fonksiyonu eğrisine sahip değildir.



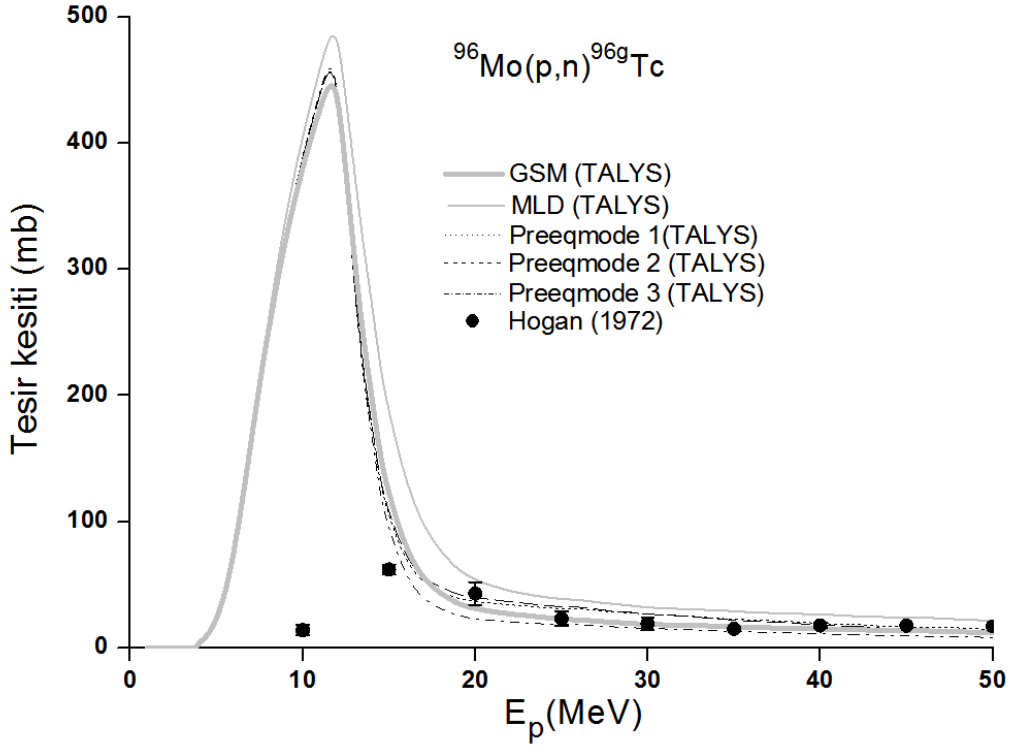
Şekil 6.5  $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94g}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{94}\text{Mo}(p,n)^{94g}\text{Tc}$  reaksiyonu Rosch and Qaim (1993)'ün, Levkovskij (1991) ile Skakun et al. (1987) taraflarından ölçülen deneysel sonuçlar ile model hesaplamalar Şekil 6.5'de verilmiştir. Bu deneysel değerler reaksiyonun eşik enerjisinden uyarılma fonksiyonunun maksimumu civarına kadar teorik sonuçlar ile karşılaştırıldığında çok düşük seviyede kalmaktadır. Ancak, biçimsel olarak deney ve teorik sonuçlar arasında benzerlik vardır ve bütün deneysel sonuçlar 15 MeV gelme enerjisinin üstünde ve 19 MeV'in altında hesaplanan sonuçlar ile uyum içindedir, özellikle de GSM modeli ile.



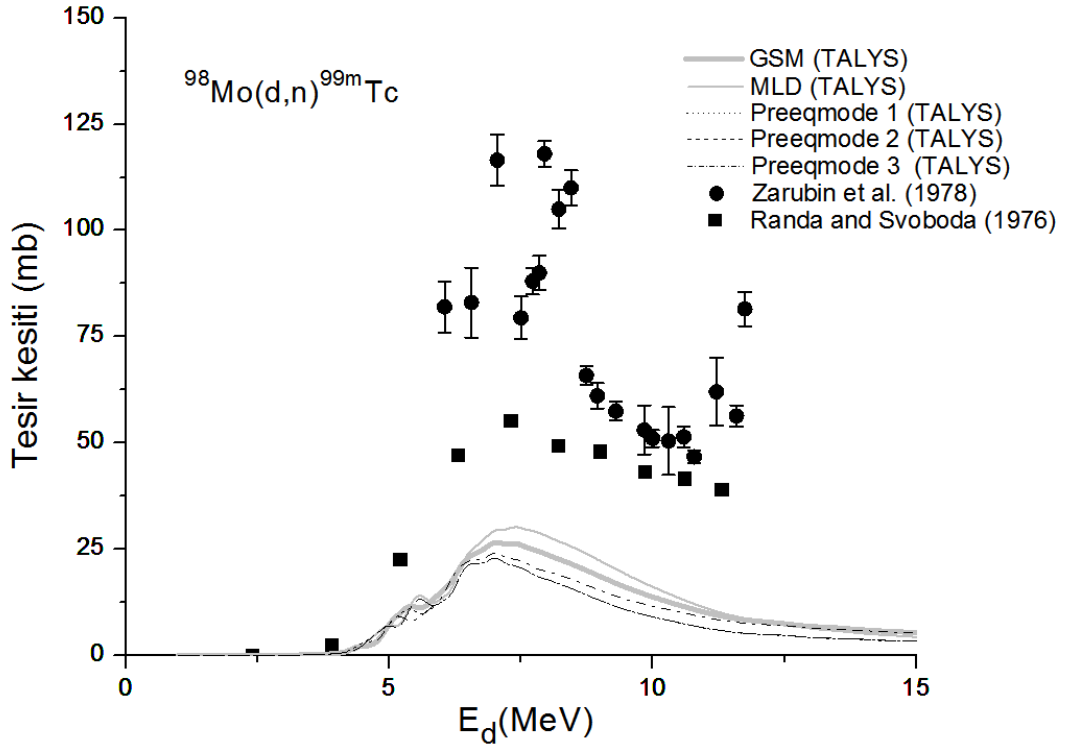
Şekil 6.6  $^{96}\text{Mo}(p,3n)^{94g}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{96}\text{Mo}(p,3n)^{94g}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu Levkovskij (1991) ve Hogan (1972) ölçümleri Şekil 6.6'da verilmektedir ve model hesaplamaları deneysel sonuçlar ile uyumlu bir şekildedir. Şekil 6.6'da açıkça görüldüğü gibi GSM ve MLD ile hesaplama sonuçları 29 MeV'e kadar Levkovskij (1991) tarafından yapılmış ölçümler herhangi bir veri noktasına sahip değildir. 29 MeV'den sonra herhangi bir veri olmaması teoriksel modeller ile karşılaştırılmasında sıkıntı yaratmaktadır. Bu reaksiyon için Hogan (1972)'in uyarılma fonksiyonu eğrisi model hesaplamalarının uyarılma fonksiyonundan daha düşük seviyededir. Ancak, preeqmode 1 ve preeqmode 2 ile elde edilen uyarılma fonksiyonları Hogan (1972)'in sonuçlarıyla 35 MeV gelme enerjisinde sadece bir veri noktası ile uyuşurken, MLD'nin hesaplamaları 39 MeV'in ötesinde üç veri noktası ile uyuştugu açıkça görülmektedir.



Şekil 6.7  $^{96}\text{Mo}(p,n)^{96g}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları

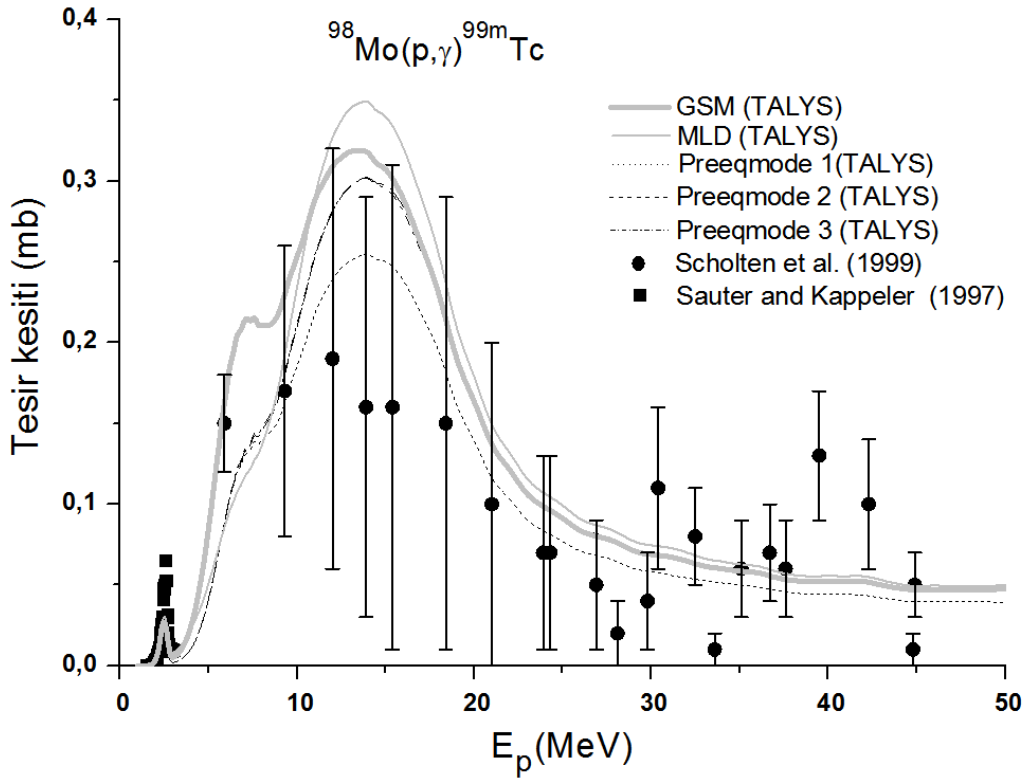
$^{96}\text{Mo}(p,n)^{96g}\text{Tc}$  reaksiyonunun hesaplanan uyarılma fonksiyonu, Hogan 1972)'in deneysel verileriyle birlikte Şekil 6.7'de gösterilmiştir. 20 MeV'in yukarısındaki teorik sonuçlar hem kendi aralarında hem de deneysel sonuçlar ile iyi bir şekilde uyumuştur. Literatürde  $^{98}\text{Mo}(p,3n)^{96g}\text{Tc}$  ve  $^{98}\text{Mo}(p,3n)^{96m}\text{Tc}$  reaksiyonlarına ait herhangi bir ölçüm sonucu olmadığından model hesaplamaları ile bir karşılaştırılma yapılamamaktadır, ancak eşik enerjisi Çizelge 6.1'de verilmiştir.



Şekil 6.8  $^{98}\text{Mo}(d,n)^{99\text{m}}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

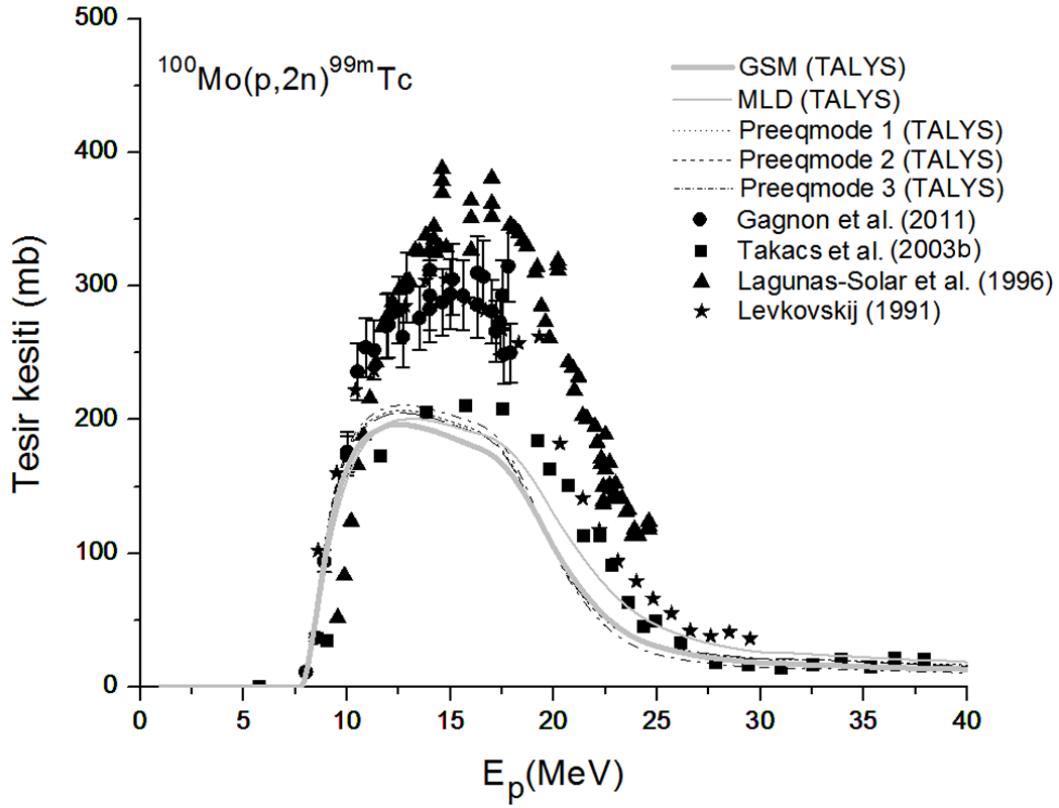
$^{99\text{m}}\text{Tc}$  radyoizotopu için Q-değeri ve E-eşik enerjileri üç farklı reaksiyon ile üretilmektedir ve bu reaksiyonlar Çizelge 6.1'de gösterilmektedir. (d,n), (p, $\gamma$ ) ve (p,2n) reaksiyonları için deneysel sonuçlar ile birlikte teorik uyarılma fonksiyonları Şekil 6.8 ile Şekil 6.10 arasında verilmiştir.  $^{98}\text{Mo}(d,n)^{99\text{m}}\text{Tc}$  reaksiyonu için Zarubin et al. (1978) ile Randa and Svoboda (1976)'nın deneysel sonuçları bulunmaktadır ve bu sonuçlar model hesaplamaları ile karşılaştırıldığında deneysel sonuçlar ile eşik enerjisi sonuçları uyuşmaktadır ve maksimum uyarılma fonksiyonu noktası yaklaşık 8 MeV gelme enerjisindedir.





Şekil 6.9  $^{98}\text{Mo}(p,\gamma)^{99\text{m}}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{98}\text{Mo}(p,\gamma)^{99\text{m}}\text{Tc}$  için deneysel ve model hesaplamaları Şekil 6.9'da verilmiştir (Sauter and Kappeler 1997; Scholten et al. 1999). Açıkça şekilde görüldüğü üzere Scholten et al. (1999)'ın deneysel sonuçlarının oldukça büyük hata oranları vardır. Bu hata oranları düşünüldüğünde hesaplanan sonuçlar Scholten et al. (1999) sonuçları ile oldukça uyumlu olmaktadır. Ayrıca, şekilde görüldüğü üzere, 2 MeV ve 12 MeV proton gelme enerjisinde iki adet pik noktası bulunmaktadır. Diğer taraftan bu reaksiyon için tesir kesiti değerleri çok küçüktür.

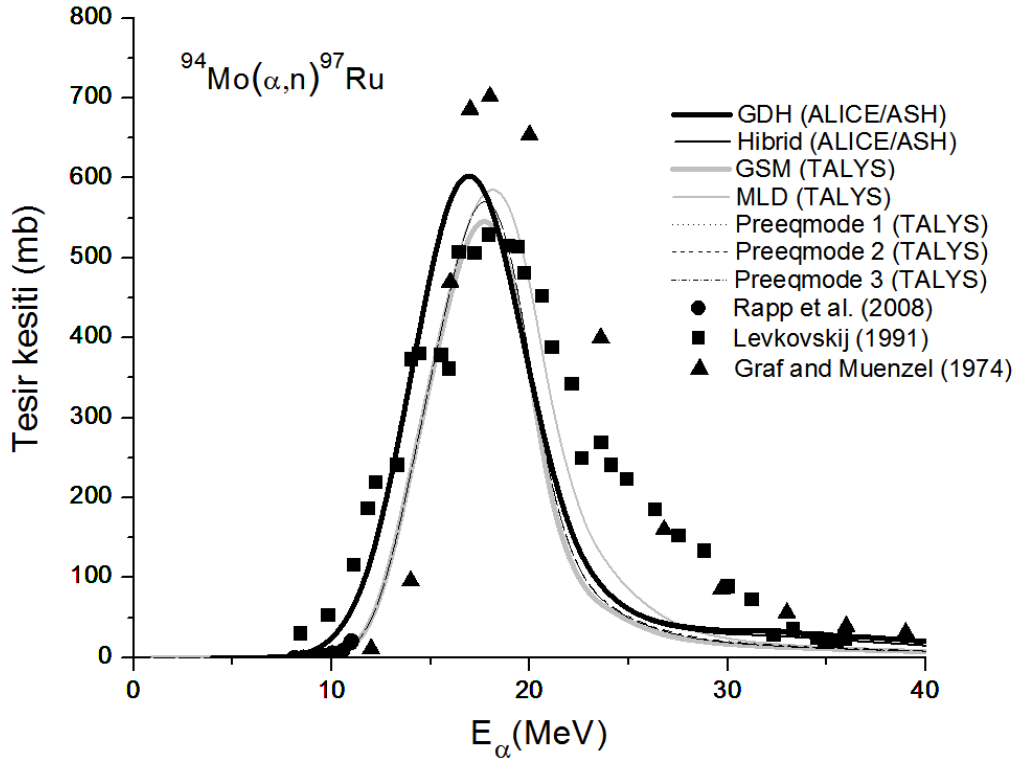


Şekil 6.10  $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$  reaksiyonu için hesaplamalar ve dört (4) ayrı deneysel sonuç, Şekil 6.10'da karşılaştırılmıştır. Bu sonuçlara göre Gagnon (2011), Takacs et al. (2003b), Lagunas-Solar et al. (1996) ve Levkovskij (1991) tarafından ölçülen değerler ile model hesaplamaları karşılaştırıldığında 11 MeV'e kadar uyum sağlanmaktadır. Lagunas-Solar et al. (1996)'ın deneysel sonuçlarının uyarılma fonksiyonları deneyde hedef örnek olarak doğal molibden kullanıldığından daha yüksek genlik değerine ulaşabilmektedir. Takacs et al. (2003b)'ın deneysel sonuçları diğer deneylere göre daha düşük bir tesir-kesitine sahiptir ama hesaplamalara en yakın sonucu vermiştir. Takacs'ın deneydeki numuneyi alüminyum kaplamasının yanında nikel, titanyum ve bakır gibi malzemeler ile kaplamasından kaynaklanabileceği düşünülebilir. Şekilde de görüldüğü gibi bu reaksiyonun uyarılma fonksiyonunun maksimumundan sonra, bütün deneysel sonuçlar MLD ile hesaplanan sonuçlara yaklaşmaktadır.

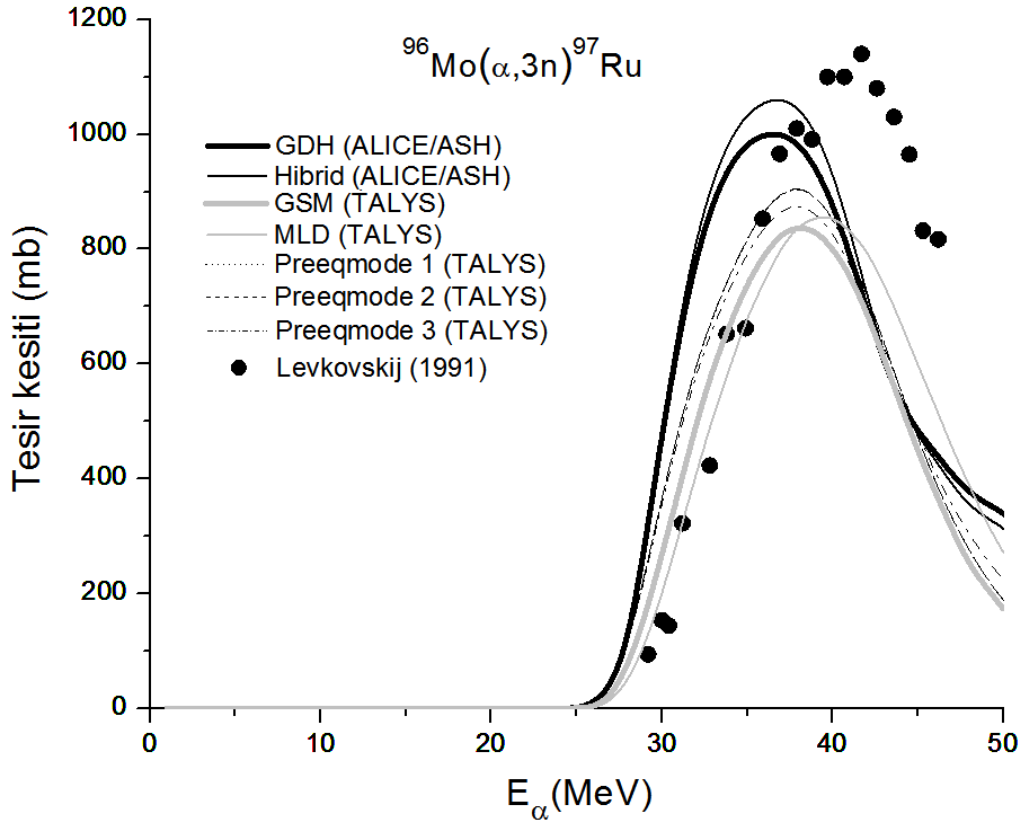
## 6.1.2 $^{97,100}\text{Ru}$ radyoizotoplarının Üretimi

$^{97,100}\text{Ru}$  radyoizotoplarının üretimi için  $(\alpha,n)$  ve  $(\alpha,3n)$  reaksiyonlarının uyarılma fonksiyon eğrileri ve bu reaksiyonlara ait deneysel ölçüm sonuçları Şekil 6.11 ile Şekil 6.13 arasında verilmiştir.



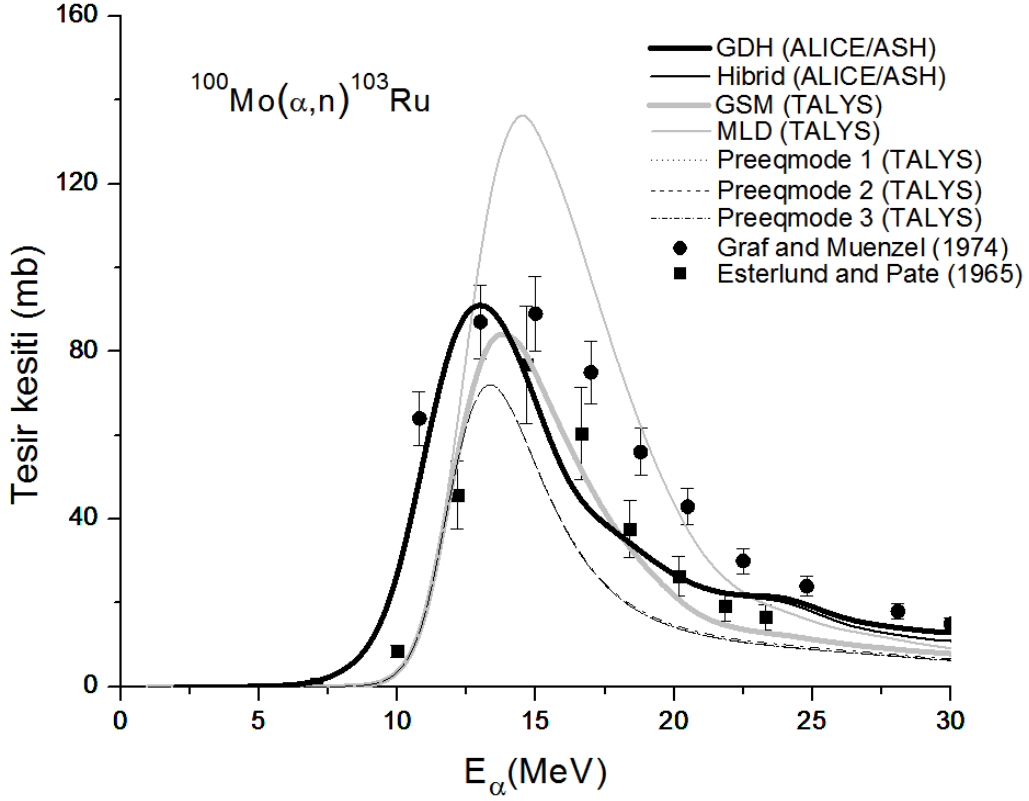
Şekil 6.11  $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)^{97}\text{Ru}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları

$^{94}\text{Mo}(\alpha,n)^{97}\text{Ru}$  reaksiyonu için, model hesaplamaları ile deneysel sonuçlar Şekil 6.11'de verilmiştir. Hesaplanan uyarılma fonksiyonu Levkovskij (1991), deneysel sonuçları ile 20 MeV'e kadar uyumaktadır. Rapp et al. (2008)'in ölçüm sonuçları bu reaksiyon için oldukça azdır ve 12 MeV'e kadardır. Graf and Muenzel (1974)'in deneysel sonuçları GSM ve MLD'ye uyarılma fonksiyonunun maksimum noktasına kadar ve 33 MeV'in üstündeki enerjilere kadar uyumludur. Şekil 6.11'de açıkça görüldüğü gibi uyarılma fonksiyonunun maksimumunda gelme enerjileri hem deneysel hem de teorik (MLD ve GSM) sonuçlar ile oldukça uyumludur.



Şekil 6.12  $^{96}\text{Mo}(\alpha,3n)^{97}\text{Ru}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{96}\text{Mo}(\alpha,3n)^{97}\text{Ru}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu için literatürde sadece Levkovskij (1991)'ın deneysel sonucu bulunmaktadır ve Şekil 6.12'de gösterilmektedir. Deneysel sonuç pik'in olduğu bölgede model sonuçlarından ayrılmaktadır ve uyarılma fonksiyonunun genliği teorik sonuçlardan biraz daha yüksektir fakat GSM ve MLD sonuçları Levkovskij (1991)'ın deneysel sonuçları ile reaksiyonun eşik enerjisinden 36 MeV'e kadar uyumludur.



Şekil 6.13  $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonu

$^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$  reaksiyonu için Graf and Muenzel (1974)'ın deneysel sonuçları ile Esterlund and Pate (1965)'in deneysel sonuçları model hesaplamalarıyla birlikte karşılaştırılması Şekil 6.13'de gösterilmiştir. GSM ile hesaplanan sonuçlar Esterlund and Pate (1965)'in sonuçları ile karşılaştırıldığında uyarılma fonksiyon eğrilerinin hemem hemen aynı olduğu görülmektedir ve bu GSM modelinin hesaplanan diğer modellere göre daha uyumlu olduğunu göstermiştir. Bu reaksiyona ait diğer bir sonuç olan Graf and Muenzel (1974)'in deneysel verileri ise uyarılma fonksiyonunun maksimum noktasından sonra teorik sonuçlara 20 MeV'e doğru yaklaşmaktadır.

## BÖLÜM 7

### SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, nükleer tıpta kullanılan medikal radyoizotopların üretimi için uyarılma fonksiyonları denge ve denge-öncesi modelleri ile incelenmiştir. Medikal alanda kullanılan radyoizotopların uyarılma fonksiyonları, nötron, proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonları için farklı modeller ile hesaplanmış ve elde edilen uyarılma fonksiyonları, literatürdeki deneysel veriler ile karşılaştırılarak en uygun modeller ve süreçler tartışılmıştır. Özellikle, nükleer tıpta kanserli organların görüntülenmesinde günümüzde kullanılan PET ve SPECT cihazlarındaki radyoizotopların üretilmesinde etkin olan nükleer reaksiyonlar incelenmiştir.

Tez çalışmasının üçüncü bölümünde tıpta teşhis amacıyla kullanılan  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Rb}$ ,  $^{111}\text{In}$ , ve  $^{123}\text{Cs}$  radyoizotopların (p,n) ve (p,2n) reaksiyonları ile ALICE/ASH programıyla denge-öncesi model olan hibrid ve geometriye bağlı hibrid modeliyle birlikte, denge modeli olan WE modeli ile hesaplanması yapılmıştır. ALICE/ASH programının yanında TALYS programıyla iki-bileşenli eksiton modeliyle uyarılma fonksiyonu teorik olarak hesaplanarak sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Bu bölümde elde edilen sonuçlara göre  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Rb}$ ,  $^{111}\text{In}$ , ve  $^{123}\text{Cs}$  radyoizotopların üretimi için uyarılma fonksiyonlarının hesabında denge-öncesi süreçleri denge süreçlerinden daha baskın olduğu söylenebilir. Bu yüzden ALICE/ASH ve TALYS kodları denge-öncesi modeller tarafından (p,2n) reaksiyonların uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması için uygun olmaktadır. Bu tezde,  $^{67}\text{Ga}$  radyoizotopunun üretimi  $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$  ve  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonları ile gerçekleşmektedir ve bu iki reaksiyonun uyarılma fonksiyonlarından elde edilen sonuçlara göre  $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonunun en uygun proton gelme enerjisi yaklaşık 9-10 MeV enerji aralığındadır. Fakat,  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonunda hedef parçacığı  $^{68}\text{Zn}$ 'nin fazladan bir nötrona sahip olması ve 2n parçacığın ayrılması bu reaksiyondaki en uygun gelme enerjisini yaklaşık iki katına çıkarmaktadır. Bu da daha yüksek enerjili bir hızlandırıcı kullanılmasına ihtiyaç duymaktadır. Fakat yüksek enerjide gerçekleşede  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$  reaksiyonu daha kullanışlıdır. Çünkü  $^{68}\text{Zn}$  radyoizotopunun bolluğu  $^{67}\text{Zn}$  radyoizotopuna göre daha fazladır ve  $^{67}\text{Zn}$ 'nin

zenginleştirilmesi zor ve maliyetlidir. Aynı şekilde  $^{111}\text{In}$  reaksiyonunda  $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$  ve  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  iki farklı reaksiyon ile üretilmektedir. Bu reaksiyonların uyarılma fonksiyonları grafiğine bakıldığında (p,n) reaksiyonunun (p,2n) reaksiyona göre daha düşük gelme enerjilerinde  $^{111}\text{In}$  radyoizotopunun üretimini gerçekleştirdiği açıktır.  $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$  reaksiyonunda ise 22 MeV ile 26 MeV proton gelme enerjisi aralığında reaksiyon gerçekleşmektedir. Fakat  $^{124}\text{Xe}$  reaksiyonunun bolluk oranı (%0.096) düşük olduğundan bu izotopun zenginleştirilmesi zor ve maliyetlidir.

Tez çalışmasının dördüncü bölümünde medikal alanda teşhis ve tedavide kullanılan  $^{153}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  ve  $^{153,159}\text{Gd}$  radyoizotopların uyarılma fonksiyonları denge ve denge-öncesi reaksiyon süreçleri ile farklı modeller kullanılarak hesaplanmıştır. Burada TALYS ile hesaplanan iki bileşenli eksiton modelinin denge öncesi için dört (4) ayrı modu olan preeqmode 1-4 hesaplamaları, çalışmada kullanılan diğer modellere göre daha iyi uyarılma fonksiyonları elde edilmiştir. Elde edilen bu sonuçlara göre, (n,2n) ile üretilen  $^{153}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  ve  $^{153,159}\text{Gd}$  radyoizotopları için teoriksel veriler medikal uygulamalarda, nükleer reaktörlerde nötron emici olarak kullanılmakta olup bunların gelme enerjileri 1-20 MeV arasındadır. Bu bölümdeki şekillerde görüldüğü gibi modeller ile hesaplanan uyarılma fonksiyonları deneysel veriler ile karşılaştırılmaktadır. Bu modellere bakıldığında hesaplanan reaksiyonlar için genellikle denge-öncesi reaksiyon modelleri denge reaksiyon modeline göre daha başarılı olmuştur ve iki-bileşenli eksiton modelinin diğer hesaplanan denge-öncesi modellere göre daha iyi sonuçlara ulaşabilmektedir. Bu bulguların sonucunda, iki-bileşenli eksiton modelinin formülasyonundan gelen eksitonları proton ve nötronları, parçacık ve deşik çiftlerinin hesaplamaya katılmasından kaynaklanmaktadır. Yapılan uyarılma fonksiyonu hesaplarına göre  $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$  reaksiyonu ile üretilen  $^{159}\text{Gd}$  radyoizotopu 13 MeV'lik nötron gelme enerjisinde yüksek uyarılma fonksiyonu değerine sahip olması bu reaksiyonun üretimini oldukça destekler niteliktedir.  $^{154}\text{Gd}(n,2n)^{153}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Sm}(n,2n)^{153}\text{Sm}$  ve  $^{160}\text{Gd}(n,2n)^{159}\text{Gd}$  reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonu sonuçlarında görüldüğü gibi 20 MeV nötron gelme enerjilerine kadar oldukça yüksek tesir-kesiti değerleri vermektedir. Bu reaksiyonlarda hedef olarak kullanılan radyoizotoplar medikal alanın yanında nükleer reaktörlerde nötron emici olarak da kullanılabileceği sonucuna varabiliriz.

Tez çalışmasının beşinci bölümünde, SPECT ve PET için önemli olan  $^{122-125}\text{I}$  radyoizotoplarının üretimi için uyarılma fonksiyonları proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonları ile incelenmiştir. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplamaları radyoizotop için

reaksiyon öneriminde önemlidir. Doğru uyarılma fonksiyonu değerlerinin hesaplamaları için TALYS kullanılarak, genelleştirilmiş süper-akışkan modeli ve diğer bütün hesaplamalarda ön-tanımlı seviye yoğunluk modeli olan sabit sıcaklıklı Fermi-gaz modeli ile hesaplamalar yapılmıştır. <sup>122-125</sup>I radyoizotoplarının üretimi için elde edilen sonuçlar, EXFOR'dan alınan deneysel veriler ile karşılaştırıldığında sonuçlar bize uyarılma fonksiyonlarının hesabında GSM sonuçlarının, CTM sonuçlarından daha uygun olabileceği sonucuna varılmıştır. Bu yüzden, <sup>122-125</sup>I radyoizotoplarının üretimi için tesir-kesiti hesaplamalarında seviye yoğunluk modeli olarak CTM yerine GSM önerilebilir.

Tez çalışmasının altıncı bölümünde, PET ve SPECT'de kullanılan <sup>97, 103</sup>Ru ve <sup>94m, 94g, 96g, 99m</sup>Tc radyoizotopların üretimi için proton, döteron ve alfa gelme reaksiyonları ile EXFOR'dan alınan deneysel veriler ile birlikte nükleer model hesaplamalarından tesir-kesiti dağılımları elde edilmiştir ve bu sonuçlar birbirleri ile karşılaştırılmıştır. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanmasında, ALICE/ASH ve TALYS kodları ile genelleştirilmiş süper-akışkan modeli, mikroskobik seviye yoğunluk modeli, preeqmode 1-3, hibrid ve geometriye-bağlı hibrid modeli olmak üzere beş (5) farklı model ile hesaplanarak uygun uyarılma fonksiyon eğrileri verilmiş ve uygun tesir-kesiti değerleri önerilmiştir. Radyoizotopların safsızlık seviyeleri ve hedef kalınlık ürünlerinin hesaplanmasında, en uygun ve doğru tesir-kesiti verileri kullanılmaktadır. Ru radyoizotopun üretimi için elde edilen sonuçlara göre alfa gelme reaksiyonlarındaki GSM'nin sonuçları hesaplanan diğer denge-öncesi model sonuçlarına göre daha uygun sonuçlar verdiği sonucuna varılabilir. Ayrıca, hesaplanan tesir-kesiti verileri literatürün geliştirilmesinde katkıda bulunmaktadır.





## KAYNAKLAR

- Aleksandrov J A, Aprelev M V, Zarubin P P, Padalko V Ju, Podkopaev Ju N and Khrisanfov J V** (1975) Excitation functions for the ground states of Tc-95 and Tc-94 for (d,n) and (d,2n) reactions. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauki Seriya Fizicheskaya* 39: p. 2127.
- ANS** (2014) Medical use of radioisotopes. *American nuclear society*: 1-7.
- Artun O and Aytekin H** (2015) Calculation of excitation functions of proton, alpha and deuteron induced reactions for production of medical radioisotopes <sup>122-125</sup>I. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 345:1-8.
- Artun O, Aytekin Ç and Aytekin H** (2014) An investigation of nuclear properties of even-even natural <sup>92-100</sup>Mo isotopes. *Modern Physics Letters A* 29, 1450208: 1-11.
- Aslam M N, Sudar S, Hussain M, Malik A A, Shah H A and Qaim S M** (2010) Evaluation of excitation functions of proton and deuteron induced reactions on enriched tellurium isotopes with special relevance to the production of iodine-124. *Applied Radiation and Isotopes*, 68: 1760-1773.
- Aslam M N, Sudar S, Hussain M, Malik A A and Qaim S M** (2011) Evaluation of excitation functions of <sup>3</sup>He- and  $\alpha$ -particle induced reactions on antimony isotopes with special relevance to the production of iodine-124. *Applied Radiation and Isotopes*, 69: 94-104.
- Audi G, Wapstra A H, Bersillon O and Blachot J** (2003) The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. *Nuclear Physics A*, 729: 3-128.
- Aydın E G, Tel A, Kaplan A and Aydın A** (2008) New calculations of excitation functions of some positron emitting and single photon emitting radioisotopes. *Kerntechnik*, 73 (4): 1-6.
- Aydın A, Şarer B and Tel E** (2007) New calculations of excitation functions of proton induced reactions in some medical isotopes of Cu, Zn and Ga. *Applied Radiation and Isotopes*, 65: 365-370.
- Aytekin H and Artun O** (2013) An investigation of the nuclear structures of even-even neutron-rich Sr, Zr and Mo isotopes. *Modern Physics Letters A* 28, 1350007: 1-11.
- Aytekin H, Artun O and Baldık R** (2013) Cross-section calculations of proton induced (p,n) and (p,2n) reactions for production of diagnostic <sup>67</sup>Ga, <sup>81</sup>Rb, <sup>111</sup>In, <sup>123,124</sup>I, <sup>123</sup>Cs and <sup>123</sup>Xe radioisotopes. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 298: 95-103.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Baldık R, Aytekin H and Artun O** (2014) Investigation of excitation functions for (n,2n) reactions on some samarium, europium and gadolinium isotopes in the mass region  $144 < A < 160$ . *Modern Physics Letters A* 29 (14), 1450074: 1-15.
- Barabash A S** (2010) Precise half-life values for two-neutrino double- $\beta$  decay. Adres: <http://arxiv.org/abs/1003.1005>
- Bardies M and Chatal J F** (1994) Absorbed doses for internal radiotherapy from 22 beta-emitting radionuclides: beta dosimetry of small spheres. *Physics in Medicine Biology*, 39: 961–981.
- Bastian T, Coenen H H and Qaim S M** (2001) Excitation functions of  $^{124}\text{Te}(d,xn)^{124,125}\text{I}$  reactions from threshold up to 14 MeV: comparative evaluation of nuclear routes for the production of  $^{124}\text{I}$ . *Applied Radiation and Isotopes*, 5: 303-308.
- Bertulani C A** (2010) Nuclear Reactions. Adres: <http://arxiv.org/abs/0908.3275#>
- Blann M and Vonach H K** (1983) Global test of modified precompound decay models. *Physical Review C* 28: 1475-1492.
- Böhning M** (1970) Density of particle-hole states in the equidistant-spacing model. *Nuclear Physics A*, 152: 529-546.
- Braghirolli A M S, Waissmann W, Silva J B and Santos G R** (2014) Production of iodine-124 and its applications in nuclear medicine. *Applied Radiation and Isotopes*, 90: 138-148.
- Broeders C H M and Konobeyev A Y** (2006) Semi-empirical systematics of (n,p) reaction cross-section at 14.5, 20, and 30 MeV. *Nuclear Physics A*, 780: 130-145.
- Broeders C H M, Konobeyev A Y, Korovin A Y, Lunev V P and Blann M** (2006) ALICEASH Pre-compound and evaporation model code system for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions at intermediate energies. *Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft Wissenschaftliche Berichte FZKA 7183*, 230 pp.
- Calboreanu A, Pencea C and Salagean O** (1982) The effect of gamma de-excitation competition on the (a,n) and (a,2n) reactions on gold and antimony. *Nuclear Physics A*, 383: 251-263.
- Cline C K and Blann M** (1971) The Pre-Equilibrium Statistical Model: Description of the Nuclear Equilibrium Process and Parameterization of the Model. *Nuclear Physics A* 172: 225-259.
- Datta A, Maiti M and Lahiri S** (2014) Separation of  $^{97}\text{Ru}$  from niobium target using PEG based aqueous biphasic systems. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 302: 931-937.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Dietrich F S** (2004) Simple Derivation of the Hauser-Feshbach and Weisskopf-Ewing Formulae, with Application to Surrogate Reactions, *UCRL-TR-201718*, University of California, Lawrence Livermore National Laboratory under contract No. W-7405-Eng-48: 1-11.
- Dilg W, Vonach H, Winkler G and Hille P** (1968) Measurement of (n,2n) reactions cross-sections on heavy nuclei. *Nuclear Physics A*, 118: 9-16.
- Ditroi F, Hermanne A, Tárkányi F, Takács S and Ignatyuk A V** (2012) Investigation of the  $\alpha$ -particle induced nuclear reactions on natural molybdenum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 285: 125-141.
- Doczi R, Takacs S, Tarkanyi F, Scholten B and Qaim S M** (2000) Possibility of production of  $^{81}\text{Rb}$  via the  $^{80}\text{Kr}(d,n)$  reaction at a small cyclotron. *Radiochimica Acta*, 88: 135-137.
- Ericson T** (1960) The statistical model and nuclear level densities. *Advances in Physics*, 9(36): 425-511.
- Exfor** (2015) Experimental nuclear reaction data. Adres: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
- Esterlund R A and Pate B D** (1965) Analysis of excitation functions via the compound statistical model. *Nuclear Physics*, 69 (2): 401-422.
- Firouzbakht M L, Schlyer D J, Finn R D, Laguzzi G and Wolf A P** (1993) Iodine-124 production: excitation function for the  $^{124}\text{Te}(d,2n)^{124}\text{I}$  and  $^{124}\text{Te}(d,3n)^{123}\text{I}$  reactions from 7 to 24 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 79: 909-910.
- Forrest R A and Kopecky J** (2007) Statistical analysis of cross sections - A new tool for data validation. *Fusion Engineering and Design*, 82: 73-90.
- Fox R A** (2001) Proposal for a gamma-emitting stent for the prevention and treatment of coronary artery restenosis. *Australasian Physical and Engineering Science in Medicine*, 24: 153-159.
- Frehaut J, Bertin A, Bois R, Jary J and Mosinski G** (1980) Status of (n,2n) cross section measurements at Bruyeres-le-Chatel. *U. S. Report to the INDC*, 1 (84): 399-411.
- Gagnon K, Bénard F, Kovacs M, Ruth T J, Schaffer P, Wilson J S and McQuarrie S A** (2011) Cyclotron production of  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ : experimental measurement of the  $^{100}\text{Mo}(p,x)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  and  $^{99\text{g}}\text{Tc}$  excitation functions from 8 to 18 MeV. *Nuclear Medicine and Biology*, 38: 907-916.
- Getachew G** (2011) Pre-equilibrium evaporation of neutrons for some  $\alpha+^{93}\text{Nb}$  systems at cyclotron energies. *Master Thesis*, Addis Ababa University, Department of Physics, Addis Ababa, 49 pp.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Gilbert A and Cameron A G W** (1965) A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Canadian Journal of Physics*, 43 (8): 1446-1496.
- Goorley T and Nikjoo H** (2000) Electron and photon spectra for three gadolinium-based cancer therapy approaches. *Radiation Research*, 154: 556–563
- Goyal S L and Gur P** (2009) Empirical relation and establishment of shell effects in (n,2n) reaction cross-sections at 14 MeV. *Pramana*, 72(2): 355-362.
- Graf H P and Muenzel H** (1974) Excitation functions for alpha-particle reactions with molybdenum isotopes. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 36 (12): 3647–3657.
- Griffin J J** (1966) Statistical Model of Intermedia Structure, *Physical Review Letters*, 17: 478-481.
- Gudima K K, Mashnik S G and Toneev V D** (1983) Cascade-exciton model of nuclear reactions. *Nuclear Physics A*, 401: 329-361
- Gul K** (2001) Calculations for the excitation functions of 3–26 MeV proton reactions on <sup>66</sup>Zn, <sup>67</sup>Zn and <sup>68</sup>Zn. *Applied Radiation and Isotopes*, 54: 311-318.
- Hans H S**, (2008) Nuclear Physics: Experimental and theoretical, ISBN: 81-224- 1320-X, New Age International Ltd. Publisher, New Delhi, 658 pp.
- Hassan K F, Qaim S M, Saleh Z A and Coenen H H** (2006) Alpha-particle induced reactions on natSb and <sup>121</sup>Sb with particular reference to the production of the medically interesting radionuclide <sup>124</sup>I. *Applied Radiation and Isotopes*, 64: 101-109.
- Hermanne A** (1997) Evaluated cross section and thick target yield data of Zn+P processes for practical applications. *Applied Radiation and Isotopes*, 49 (8): 1005-1032.
- Hermanne A, Szelecsenyi F, Sonck M, Takacs S, Tarkanyi F and Van Den Winkel P** (1999) New cross section data on <sup>68</sup>Zn(p,2n)<sup>67</sup>Ga and natZn(p,xn)<sup>67</sup>Ga nuclear reactions for the development of a reference data base. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 240: 623-630.
- Hermanne A, Walravens N and Cicchelli O** (1991) Optimization of isotope production by cross section determination. *Nuclear Data for Science and Technology*, Part of the series Research Reports in Physics, 616-618.
- Hermanne A, Adam-Rebeles R, VanDenWinkel P, Tarkanyi F and Takacs S** (2014) Production of <sup>111</sup>In and <sup>114</sup>In by proton induced reactions: an update on excitation functions, chemical separation-purification and recovery of target material. *Radiochimica Acta*, 102: 1111-1126.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Hermanne A, Tarkanyi F, Takacs S, Adam-Rebels R, Ignatyuk A, Spellerberg S and Schweikert R** (2011) Limitation of the long-lived  $^{121}\text{Te}$  contaminant in production of  $^{123}\text{I}$  through the  $^{124}\text{Xe}(p,x)$  route. *Applied Radiation and Isotopes*, 69: 358-368.
- Hogan J J** (1972)  $^{96}\text{Mo}(p,xn)$  reaction from 10 to 80 MeV. *Physical Review C*, 6: 810-816.
- Hoffman R D, Kelley K, Dietrich F S, Bauer R and Mustafa M** (2005) Neutron and charged-particle induced cross sections for radiochemistry in the region of Samarium, Europium and Gadolinium. April 20, 2005. Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-TR-211558, e-reports, Livermore, 1-96.
- Hohn A, Scholten B, Coenen H H and Qaim S M** (1998) Excitation functions of (p,xn) reactions on highly enriched  $^{122}\text{Te}$ : relevance to the production of  $^{120}\text{I}$ . *Applied Radiation and Isotopes*, 49: 93-98.
- Hohn A, Nortier F M, Scholten B, van der Walt T N, Coenen H H and Qaim S M** (2001) Excitation functions of  $^{125}\text{Te}(p,xn)$ -reactions from their respective thresholds up to 100 MeV with special reference to the production of  $^{124}\text{I}$ . *Applied Radiation and Isotopes*, 55: 149-156.
- IAEA** (2010) Nuclear data for the production of therapeutic radionuclides. *International Atomic Energy Agency, Technical reports series, ISSN 0074-1914, No. 173, STI/DOC/010/473, ISBN 978-92-0-115010-3*, Vienna, 1-395
- IAEA** (2001) Charged particle cross-section database for medical radioisotope production: diagnostic radioisotopes and monitor reactions. *International Atomic Energy Agency, IAEA-TECDOC-1211, ISSN 1011-4289*, Austria, Vienna, 1-292.
- Ignatyuk A V, Istekov K K and Smirenkin G N** (1979) The role of collective effects for nuclear level density. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 29: 450-454.
- Ignatyuk A V, Weil J L, Raman S and Kahane S** (1993) Density of discrete levels in  $^{116}\text{Sn}$ . *Physical Review C*, 47: 1504-1513.
- Ismail M**, (1990) Measurement and analysis of the excitation function for alpha-induced reactions on Ga and Sb isotopes. *Physical Review C*, 41: 87-108.
- Kasugai Y, Ikeda Y and Uno Y** (1997) *Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, 19-24 May 1997, Trieste, Italy, 1: p. 635.
- Khandaker M U, Uddin M S, Kim K S, Lee Y S and Kim G N** (2007) Measurement of cross sections for the (p,xn) reactions in natural molybdenum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 262: 171-181.
- Kong X, Wang Y and Yang J** (1998) Cross sections for (n,2n), (n,p) and (n,a) reactions on rare-earth isotopes at 14.7 MeV. *Applied Radiation and Isotopes*, 49 (12): 1529-1532.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Koning A, Hilaire S and Goriely S** (2013) User Manual Talys 1.6. Adres: <http://www.Talyseu/fileadmin/Talys/user/docs/Talys16pdf>
- Koning A J and Duijvestijn M C** (2004) A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential. *Nuclear Physics A*, 744: 15-76.
- Kovacs Z, Tarkanyi F, Qaim S M and Stocklin G** (1991) Excitation functions for the formation of some radioisotopes of rubidium in proton induced nuclear reactions on Kr-nat, Kr-82 and Kr-83 with special reference to the production of Rb-81(Kr-81-m) generator radionuclide. *Applied Radiation and Isotopes*, 42(4): 329-335.
- Krane S K** (2002) *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, New York, 1988, Çeviri editörü: Başar Şarer, I. Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara, 405 s.
- Krichner P T** (1980) Nuclear medicine review syllabus. *Society Nuclear Medicine*, 475 Park Avenue South, New York, 619 pp.
- Kumabe I, Kotake E and Nagahama F** (1977) Activation cross sections for (n,2n) reaction on neodymium, samarium, gadolinium and ytterbium at 14. MeV. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 14: 319-326.
- Kurenkov N V, Malinin A B, Sebyakin A A and Venikov N I** (1989) Excitation functions of proton-induced nuclear reactions on Xe-124 production of I-123. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 135: 39-50.
- Lakshmanadas N, Srinivaserao C N, Thirumalarao B V and Ramarao J** (1974) Pre-compound decay in (n,2n) reactions at 14.2 MeV. 17. *Nuclear and Solid State Physics Symposium*, Bombay: 105-111.
- Lagunas-Solar M C, Zeng N X, Mirshad I and Grey-Morgan T** (1996) An update on the direct production of  $^{99m}\text{Tc}$  with proton beams and enriched  $^{100}\text{Mo}$  targets. *Transactions of the American Nuclear Society*, 74: p. 137.
- Levkovskij V N** (1991) Activation cross section nuclides of average masses (A=40-100) by protons and alpha-particles with average energies (E=10–50 MeV). *Activation cross section by proton and alphas*. Inter-vesi, Moscow, Russia.
- Little F E and Lagunas-Solar M C** (1983) Cyclotron production of Ga-67. Cross sections and thick-target yields for the Zn-67(p,n) and Zn-68(p,2n) reactions. The International Journal of *Applied Radiation and Isotopes*, 34(3): 631-637.
- Luo J H, Liu R, Jiang L, Sun G, Liu Z and Zhou F** (2010) Cross section measurements of (n,2n), (n,p) and (n,alpha) reactions on gadolinium isotopes in the neutron energy range of 13.5 to 14.8 MeV. *Radiochimica Acta*, 98: 127-131
- Mahunka I, Ando L, Mikecz P, Tcheltsov A N and Suvorov I A** (1996) Iodine-123 production at a small cyclotron for medical use. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 213: 135-142.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Maiti M, Dutta B and Lahiri S** (2010) Separation of no-carrier-added  $^{93,94,94m,95,96}\text{Tc}$  from  $^7\text{Li}$  induced natural Zr target by liquid–liquid extraction. *Applied Radiation and Isotopes*, 68: 42–46.
- Marten M, Schuring A and Scobel W** (1985) Preequilibrium neutron emission in Ag-109(He3,xn) and Cd-111(p,xn) reactions. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 322: 93-103.
- Mathis C A, Sargent T and Shulgin A T** (1985) Iodine-122-labeled amphetamine derivative with potential for PET brain blood-flow studies. *Journal of Nuclear Medicine*, 26: 1295-1301.
- Mukhopadhyay B and Mukhopadhyay K** (2011) Applications of the carrier free radioisotopes of second transition series elements in the field of nuclear medicine. *Journal of Nuclear Medicine & Radiation Therapy 2* (2), 1000115: 1-9.
- Noujaim A A** (1981) Gallium-67 and related elements. *International Journal of Nuclear Medicine and Biology*, 8 (4): 215–216.
- Otozai K, Kume S, Mito A, Okamura H, Tsujino R, Kanchiku Y and Gotoh H** (1966) Excitation functions for the reactions induced by protons on Cd up to 37 MeV. *Nuclear Physics*, 80: 335-348.
- PET/CT** (2013) Positron Emission Tomography – Computed Tomography Radiology Info. Adres: <http://www.radiologyinfo.org/en/info.cfm?PG=pet>
- Qaim S M** (1974) Total (n,2n) cross sections and isomeric cross-section ratios at 14.7 MeV in the region of rare earths. *Nuclear Physics A*, 224: 319-330.
- Qaim S M** (2000) Production of High Purity  $^{94m}\text{Tc}$  for Positron Emission Tomography Studies. *Nuclear Medicine and Biology*, 27: 323–328.
- Qaim S M** (2006) Physics, chemistry, technology and quality assurance in radionuclide production for medical applications. In: Lahiri, S., Nayak, D., Mukhopadhyay, A. (Eds.), *Application of Radiotracers in Chemical Environmental and Biological Sciences*, ARCEBS-06, 1: 1–22.
- Qaim S M** (2010) Radiochemical determination of nuclear data for theory and Applications. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 284 : 489-505
- Qaim S M, Bisinger T, Hilgers K, Nayak D and Coenen H H** (2007) Positron emission intensities in the decay of  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{76}\text{Br}$  and  $^{124}\text{I}$ . *Radiochimica Acta*, 95: 67-73
- Qaim S M, Sudar S, Scholten B, Koning A J and Coenen H H** (2014) Evaluation of excitation functions of  $^{100}\text{Mo}(p,d+pn)^{99}\text{Mo}$  and  $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$  reactions: Estimation of long-lived Tc-impurity and its implication on the specific activity of cyclotron-produced  $^{99m}\text{Tc}$ . *Applied Radiation and Isotopes*, 85: 101-113.



## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Radiochemistry Society** (2012) Science, Education. Adres: <http://12www.radiochemistry.org/nuclearmedicine/frames/medical7radioisotopes/index.html>.
- Randa Z and Svoboda K** (1976) Excitation functions and yields of (d,n) and (d,2n) reactions on natural molybdenum. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 38: 2289-2295.
- Rapp W, Dillmann I, Kaeppler F, Giesen U, Klein H, Rauscher T, Hentschel D and Hilpp S** (2008) Cross section measurements of alpha- induced reactions on  $^{92,94}\text{Mo}$  and  $^{112}\text{Sn}$  for p-process studies. *Physical Review C*, 78, 025804: 1-11.
- Ribansky I, Oblozinsky P and Betak E** (1973) Pre-equilibrium decay and the exciton model *Nuclear Physics A* 205: 545-560.
- Rocco R J D, Rumsey W L, Kuczynski B L, Linder K E, Pirro J P, Narra R K and Nunn A D** (1992) Measurement of myocardial blood flow using a co-injection technique for technetium-99m-teboroxime, technetium-96-sestamibi and thallium-201. *Journal of Nuclear Materials* 33 (6): 1152-1159.
- Rosch F and Qaim S M** (1993) Nuclear data relevant to the production of the positron emitting technetium isotope  $^{94\text{m}}\text{Tc}$  via the  $^{94}\text{Mo}(p,n)$ -reaction. *Radiochimica Acta*, 62: 115–121.
- Sadeghi M, Zandi N and Bakhtiari M** (2012) Nuclear model calculation for cyclotron production of  $^{61}\text{Cu}$  as a PET imaging. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 292: 777-783.
- Sahoo S and Sahoo S** (2006) Production and Applications of Radioisotopes. *Physics Education*, 5-11.
- Sarpün I H** (2015) Double Differential Alpha, Proton and Deuteron Emission Cross Section Calculations for the Structural Fusion materials Ti-46, Ti-48. *Journal of Fusion Energy*, 34: 592-597.
- Sauter T and Kappeler F** (1997) (p,gamma) rates of 92-Mo, 94-Mo, 95-Mo, 98-Mo: Towards an experimentally founded data base for p-process studies. *Physical Review C*, 55: 3127-3138.
- Scholten B, Qaim S M and Stöcklin G** (1989) Excitation functions of proton induced nuclear reactions on natural tellurium and enriched  $^{123}\text{Te}$ : production of  $^{123}\text{I}$  via the  $^{123}\text{Te}(p, n)^{123}\text{I}$ -process at a low-energy cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 40: 127-132.
- Scholten B, Hassan K F, Saleh Z A, Coenen H H and Qaim S M** (2007) Comparative studies on the production of the medically important radionuclide  $^{124}\text{I}$  via p-, d-,  $^3\text{He}$ - and  $\alpha$ -particle induced reactions. *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, 2: 1359-1361.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Scholten B, Lambrecht R M, Cogneau M, Vera Ruiz H and Qaim S M** (1999) Excitation functions for the cyclotron production of  $^{99m}\text{Tc}$  and  $^{99}\text{Mo}$ . *Applied Radiation and Isotopes*, 51: 69–80.
- Scholten B, Kovacs Z, Tarkanyi F and Qaim S M** (1995) Excitation functions of  $^{124}\text{Te}(p,xn)^{124,123}\text{I}$  reactions from 6 to 31 MeV with special reference to the production of  $^{124}\text{I}$  at a small cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 46: 255-259.
- Scholten B, Takacs S, Kovacs Z, Tarkanyi F and Qaim S M** (1997) Excitation functions of deuteron induced reactions on  $^{123}\text{Te}$ : relevance to the production of  $^{123}\text{I}$  and  $^{124}\text{I}$  at low and medium sized cyclotrons. *Applied Radiation and Isotopes*, 48: 267-271.
- Science and Technology** (2008) What Are Radioisotopes. [http://larouchepub.com/eiw/public/2008/2008\\_1-9/2008\\_1-9/2008-1/pdf/71\\_3501.pdf](http://larouchepub.com/eiw/public/2008/2008_1-9/2008_1-9/2008-1/pdf/71_3501.pdf)
- Sheng P Z, Zhi L, Jun M and Xue L W** (2005) Measurements of cross sections for  $\text{Gd-160}(n, 2n) \text{Gd-159}$  and  $\text{Gd-158}(n, p) \text{Eu-158}$  reactions at the neutron energies of 13.5, 14.1 and 14.6 MeV. *High Energy Physics and Nuclear Physics-Chinese Edition*, 29 (12): 1150-1152.
- Silberstein E B** (2012) Radioiodine: the classic theranostic agent. *Seminars in Nuclear Medicine*, 42: 164-170.
- Singh B P, Bhardwaj H D and Prasad R** (1991) A study of pre-equilibrium emission in  $\alpha$ -induced reactions on  $^{121,123}\text{Sb}$ . *Canadian Journal of Physics*, 69: 1376-1382.
- Singh B P, Sharma M K, Musthafa M M, Bhardwaj H D and Prasad R** (2006) A study of pre-equilibrium emission in some proton- and  $\alpha$ -induced reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 562: 717-720.
- Skakun E A, Batij V G, Rakivnenko Yu N and Rastrepin O A** (1987) Excitation functions and isomer ratios for up-to-9 MeV proton interactions with Zr and Mo isotope nuclei. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 46: 17-28.
- Skakun E A, Kljucharev A P, Rakivnenko Yu N and Romanij I A** (1975) Excitation functions of (p,n)- and (p,2n)-reactions on cadmium isotopes. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauki Seriya Fizicheskaya*, 39: 24-30.
- Srivastava S C, Richards P, Meinken G E, Larson S M and Grunbaum Z** (1981) Tumor uptake of rutherfium compounds. In: Radiopharmaceuticals Structure-Activity Relationships. Eds. Spencer RP. Grune & Stratton New York: 207-223.
- Starovoitova V N, Tchelidze L and Wells D P** (2014) Production of medical radioisotopes with linear accelerators. *Applied Radiation and Isotopes*, 85: 39-44.
- Stoll T, Kastleiner S, Shubin Yu N, Coenen H H and Qaim S M** (2002) Excitation functions of proton induced reactions on  $^{68}\text{Zn}$  from threshold up to 71 MeV, with specific reference to the production of  $^{67}\text{Cu}$ . *Radiochimica Acta*, 90 (6): 309-313.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Szelecsenyi F, Boothe T E, Takacs S, Tarkanyi F and Tavano E** (1998) Evaluated cross section and thick target yield data bases of Zn+p processes for practical applications. *Applied Radiation and Isotopes*, 49 (8): 1005-1032.
- Szelecsenyi F, Boothe T E, Tavano E, Plitnikas M E, Feijoo Y, Takacs S, Tarkanyi F and Szucs Z** (1994) New cross section data for 66-67-68 Zn+p reactions up to 26 MeV. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. Gathlinburg, 9-13 May, 1994, TN, USA, Conf. On Nucl. Data for Sci. and Techn. Dickens J K (Ed.), La Grange Park, American Nuclear Society, p. 393.
- Szelecsenyi F, Kovacs Z, Nagatsu K, Fukumura, Suzuki K and Mukai K** (2012) Investigation of direct production of <sup>68</sup>Ga with low energy multiparticle accelerator. *Radiochimica Acta*, 100: 5-11.
- Szelecsenyi F, Steyn G F, Kovacs Z, VanDerWalt T N, Suzuki K, Okada K and Mukai K** (2005) New cross-section data for the <sup>66</sup>Zn(p,n)<sup>66</sup>Ga, <sup>68</sup>Zn(p,3n)<sup>66</sup>Ga, natZn(p,x)<sup>66</sup>Ga, <sup>68</sup>Zn(p,2n)<sup>67</sup>Ga and natZn(p,x)<sup>67</sup>Ga nuclear reactions up to 100 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 234 (4): 375-386.
- Takacs S, Azzam A, Sonck M, Szelecsenyi F, Kovacs Z, Hermanne A and Tarkanyi F** (1999) Excitation function of <sup>122</sup>Te(d,n)<sup>123</sup>I nuclear reaction: production of <sup>123</sup>I at a low energy cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 50: 535-540.
- Takacs S, Tarkanyi F, Hermanne A and Corcuera R P** (2003a) Validation and upgrading of the recommended cross section data of charged particle reactions used for production of PET radioisotopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 211: 169-189.
- Takacs S, Tarkanyi F and Hermanne A** (2005) Validation and upgrading of the recommended cross-section data of charged particle reactions: gamma emitter radioisotopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 240: 790-802.
- Takacs S, Szucs Z, Tarkanyi F, Hermanne A and Sonck M** (2003b) Evaluation of proton induced reactions on <sup>100</sup>Mo: new cross sections for production of <sup>99m</sup>Tc and <sup>99</sup>Mo. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 257: 195-201.
- Tarkanyi F, Ditroi F, Szelecsenyi F, Sonck M and Hermanne A** (2002) Measurement and evaluation of the excitation functions for alpha particle induced nuclear reactions on niobium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 198: 11-31.
- Tarkanyi F, Szelecsenyi F, Kopecky P, Molnar T, Ando L, Mikecz P, Toth G and Rydl A** (1994) Cross section of proton induced nuclear reaction on enriched Cd-111 and Cd-112 for the production of In-111 for use in nuclear medicine. *Applied Radiation and Isotopes*, 45(2): 239-249.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Tarkanyi F, Szelecsenyi F, Kovacs Z and Sudar S** (1990) Excitation functions of proton induced nuclear reactions on enriched  $^{66}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Zn}$  and  $^{68}\text{Zn}$  production of  $^{67}\text{Ga}$  and  $^{66}\text{Ga}$ . *Radiochimica Acta*, 50: 19-26.
- Tarkanyi F, Takacs S, Kiraly B, Szelecsényi F, Ando L, Bergman J, Heselius S J, Solin O, Hermanne A, Shubin Yu N and Ignatyuk A V** (2009) Excitation functions of  $^3\text{He}$ - and  $\alpha$ -particle induced nuclear reactions on natSb for production of medically relevant  $^{123}\text{I}$  and  $^{124}\text{I}$  radioisotopes. *Applied Radiation and Isotopes*, 67: 1001-1006.
- Tarkanyi F, Qaim S M, Stocklin G, Sajjad M, Lambrect R C and Schweickert H** (1991) Excitation function of (p,2n) and (p,pn) reactions and differential and integral yield of I-123 in proton induced nuclear reactions on highly enriched Xe-124. *Applied Radiation and Isotopes*, 42: 221-228
- Uddin M S, Hermanne A, Sudar S, Aslam M N, Scholten B, Coenen H H and Qaim S M** (2011) Excitation functions of  $\alpha$ -particle induced reactions on enriched  $^{123}\text{Sb}$  and natSb for production of  $^{124}\text{I}$ . *Applied Radiation and Isotopes*, 69: 699-704.
- U.S. Nuclear Regulatory Commission** (2000) The regulation and use of radioisotopes in today's World. *NUREG/BR-0217:1-34*
- Viktorov D V and Sjablin V L** (1972) Cross-sections for (n,2n) reactions on Ga, As, Sm, Gd for 14.1 MeV neutrons. *Yadernaya Fizika*, 15(6): 1099-1101.
- Weigel H, Michel R and Herr W** (1975) Measurement of 14 MeV cross sections for (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,2n) and (n,np+pn+d) reactions in the elements Sc, Ni, Ge, Pd, Cd, Sm, Dy, Gd and Yb and determination of the effective n-energy spectrum. *Radiochimica Acta*, 22: 11-19.
- Weisskopf V F and Ewing D H** (1940) On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements. *Physical Review* 57: 472-485.
- Wille R G and Fink R W** (1960) Activation cross-sections for 14.8 MeV neutrons and some new radioactive nuclides in the rare earth region. *Physical Review*, 118: 242-248.
- Wooten A L, Lewis B C and Lapi S E** (2015) Cross-sections for (p,x) reactions on natural chromium for the production of  $^{52,52m,54}\text{Mn}$  radioisotopes. *Applied Radiation and Isotopes*, 96: 154-161.
- Wu Z and Han Y** (2011) Calculation of cross sections for p+ $^{92,94,95,96,97,98,100}\text{Mo}$  reactions up to 160 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 269: 671-684.
- Yongchang W, Junqian Y, Jingkang Y, Xiangzhong K, Zhongliang R and Huamin W** (1992) Measurement of some (n,2n) reaction cross sections for producing long half-life residues. *High Energy Physics and Nuclear Physics-Chinese Edition*, 16: 731-735.

### **KAYNAKLAR (devam ediyor)**

**Zaidi J H, Qaim S M and Stöcklin G** (1983) Excitation functions of deuteron induced nuclear reactions on natural tellurium and enriched  $^{122}\text{Te}$ : production of  $^{123}\text{I}$  via the  $^{122}\text{Te}(d, n)^{123}\text{I}$ -process. *Applied Radiation and Isotopes*, 34: 1425-1430.

**Zarubin P P, Padalko V J, Khrisanfov J V, Lebedev P and Podkopaev Ju N** (1978) Excitation functions of Mo-98+d reactions. *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauki Seriya Fizicheskaya*, 42: p. 2386.

## **ÖZGEÇMİŞ**

Ozan ARTUN, 1986 yılında İstanbulda doğdu. İlköğrenimini Atatürk Çiftliği İlkokulunda, ortaöğretimini Kadriyörüköğlü Ortaokulunda ve lise öğrenimini ise Şair Abay Kunanbay Lisesinde tamamladı. 2004 yılında Trakya Üniversitesi Fizik lisans eğitimine başladı ve 2008 yılında mezun oldu. Aynı yıl Trakya üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans eğitimine başladı ve 2010 yılında Yüksek Lisans eğitimini bitirdi. 2010 yılıında Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik Anabilimdalın da Doktora'ya başladı ve 2011 yılında ÖYP ile Bülent Ecevit Üniversitesi Nükleer Fizik Anabilimdalında Araştırma Görevlisi olarak işe başladı ve aynı yıl Bülent Ecevit Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilimdalı doktora programına yatay geçiş yaptı.

## **ADRES BİLGİLERİ**

Adres : Bülent Ecevit Üniversitesi Fen Edebiyat Fak. (Yeni Bina) Fizik Bölümü  
67100 Merkez/Zonguldak

Tel : 0 (537) 553 57 36

E-posta : ozanartun@yahoo.com