

ANKARA ÜNİVERSİTESİ  
NÜKLEER BİLİMLER ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

<sup>241</sup>Am-Be NÖTRON ALANINDA EPİTERMAL NÖTRON SPEKTRUM  $\alpha$ -BİÇİM  
PARAMETRESİNİN <sup>98</sup>Mo, <sup>55</sup>Mn VE <sup>197</sup>Au ÜÇLÜ MONİTÖR YÖNTEMİYLE  
BELİRLENMESİ

ASUMAN KOLBAŞI

MEDİKAL FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA

2014

Her hakkı saklıdır

## TEZ ONAYI

Asuman KOLBAŞI tarafından hazırlanan “<sup>241</sup>Am-Be Nötron Alanında Epitermal Nötron Spektrum  $\alpha$ -biçim Parametresinin <sup>98</sup>Mo, <sup>55</sup>Mn ve <sup>197</sup>Au Üçlü Monitör Yöntemiyle Belirlenmesi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliğı ile Ankara Üniversitesi Medikal Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

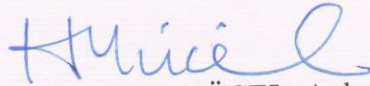
Danışman: Prof. Dr. Haluk YÜCEL

Jüri Üyeleri:



Prof. Dr. Osman YILMAZ, O.D.T.Ü.

Orta Doğı Teknik Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik A.B.D.



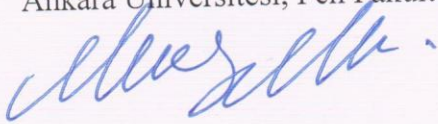
Prof. Dr. Haluk YÜCEL, Ankara Üniversitesi

Ankara Üniversitesi, Nükleer Bilimler Enstitüsü



Doç. Dr. Mustafa Ç. GÜLEÇYÜZ, Ankara Üniversitesi

Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik A.B.D.



Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Doç. Dr. Niyazi MERİÇ

Enstitü Müdürü

# ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

## <sup>241</sup>Am-Be NÖTRON ALANINDA EPİTERMAL NÖTRON SPEKTRUM $\alpha$ -BİÇİM PARAMETRESİNİN <sup>98</sup>Mo, <sup>55</sup>Mn VE <sup>197</sup>Au ÜÇLÜ MONİTÖR YÖNTEMİYLE BELİRLENMESİ

ASUMAN KOLBAŞI

Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü

Medikal Fizik Anabilim Dalı / Sağlık Fiziği Yüksek Lisans Programı

Danışman: Prof. Dr. Haluk Yücel

Nötron kaynaklarından elde edilen termal nötron alanları, belirli bir kaynak konfigürasyonundaki termalizasyon işlemi nedeniyle her zaman bir epitermal bileşene sahiptir (genellikle nötron enerjisi,  $E_n > 0,55$  eV). İdealde, epitermal spektrum dağılımı artan nötron enerjisine bağlı olarak  $1/E$  şeklinde davranır ve termalize olmuş nötron alanlarında, epitermal nötronların varlığı ihmal edilemez. Bir ışınlama konumunda, özellikle epitermal nötron akı dağılımının idealden sapması, element konsantrasyonlarının, termal nötron tesir kesitlerinin, rezonans integrallerinin, etkin rezonans enerjilerinin ve nötron aktivasyon analizlerindeki (NAA) diğer nükleer parametrelerin daha kesin ve doğru bir şekilde elde edilmesinde önemli bir etkiye sahiptir. Bu tez çalışmasında, idealden sapmanın bir ölçüsü olan,  $\alpha$ -biçim parametresi ile  $1/E^{1+\alpha}$  ifadesiyle tanımlanan epitermal spektrumun idealden sapması araştırılmıştır. Bu amaçla, bir 37 GBq <sup>241</sup>Am-Be nötron kaynağının iki farklı ışınlama konumu için  $\alpha$ -biçim parametreleri, <sup>98</sup>Mo, <sup>55</sup>Mn ve <sup>197</sup>Au üçlü monitör yöntemi kullanılarak belirlenmiştir. Işınlama konumu 1 (manuel konum) ve ışınlama konumu 2 (pnömatik konum) için  $\alpha$ -biçim parametresi sonuçları sırasıyla  $-0,053 \pm 0,007$  ve  $-0,055 \pm 0,008$  olarak bulunmuştur. Ayrıca,  $1/E^{1+\alpha}$  epitermal nötron spektrumundaki  $\alpha$ -biçim parametreleri için diğer belirleme yöntemleri, elde edilen deneysel veriler kullanılarak karşılaştırılmıştır. Düşük nötron akılarında kadmiyum oranı yönteminin, epitermal nötron spektrumlarındaki  $\alpha$ -biçim parametreleri için en iyi sonuçları veren yöntem olduğu belirlenmiştir.

**2014, 69 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Nötron kaynağı, termal spektrum, epitermal spektrum, biçim parametresi, nötron akısı, <sup>241</sup>Am-Be kaynak, monitör izotop

## ABSTRACT

Master Thesis

### DETERMINATION OF $\alpha$ -SHAPING PARAMETER OF EPITHERMAL NEUTRON SPECTRUM FROM $^{241}\text{Am}$ -Be NEUTRON SOURCE FIELD BY USING $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ AND $^{197}\text{Au}$ TRIPLE MONITOR METHOD

Ankara University

Institute of Nuclear Sciences

Department of Medical Physics/Health Physics MSc Program

Supervisor: Prof. Dr. Haluk Yücel

The thermalized neutron fields obtained from the neutron sources always have an epithermal component (generally neutron energy,  $E_n > 0,55$  eV) due to the thermalization process of a given source configuration. Ideally, the epithermal spectrum distribution behaves as  $1/E$  with increasing neutron energy and the presence of epithermal neutrons can not be omitted in the thermalized neutron fields. Especially, the non-ideality of the epithermal neutron flux distribution at the irradiation site has an important effect for obtaining more precise and accurate element concentrations, and the nuclear parameters such as thermal neutron cross sections, resonance integrals and effective resonance energies for the isotopes in the neutron activation analysis (NAA). In this thesis, the non-ideality of epithermal spectrum which can be described by an  $1/E^{1+\alpha}$  representation, with parameter  $\alpha$  being a measure of the non-ideality was investigated. For this, the  $\alpha$ -shaping parameter of two different irradiation sites of a 37 GBq  $^{241}\text{Am}$ -Be neutron source was determined by employing triple monitor method with use of  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  and  $^{197}\text{Au}$  isotopes. The results for  $\alpha$ -shaping parameter for irradiation site 1 (manual position) and site 2 (pneumatic position) are found to be  $-0,053 \pm 0,007$  and  $-0,055 \pm 0,008$  respectively. In addition, the other methods for the experimental  $\alpha$ -determination in an  $1/E^{1+\alpha}$  epithermal neutron spectrum are compared with each other by using the present measurement results. It was shown that the cadmium ratio method among them gives the best results for the  $\alpha$ -shaping parameters of the epithermal neutron spectra at low neutron fluence rates.

**2014, 69 pages**

**Key words:** Neutron source, thermal spectrum, epithermal spectrum, shaping parameter, neutron flux,  $^{241}\text{Am}$ -Be source, monitor isotope

## TEŞEKKÜR

Tez çalışmamda Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü'nde kullandığım nötron ışınlama ünitesinin tasarımını ve kurulumunu 2010 yılında yapmış ve Enstitü bünyesinde bir nötron aktivasyon analizi laboratuvarı kazandırmış olan, çalışmalarım sırasında bilgi ve deneyimlerini benimle paylaşan ve bana hep destek olan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Haluk Yücel'e, konu ile ilgili bilgi, deneyim ve desteklerini benden esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Mustafa Karadağ ve Sayın Dr. Mustafa Güray Budak'a, manevi desteklerini üzerimden eksik etmeyen hocalarım Sayın Yrd. Doç. Dr. Özlem Birgül ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Gaye Özgür Çakal'a teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans eğitimimde beni asla yalnız bırakmayan arkadaşlarım Ahmet Güven, Aziz Yusuf, Betül Yaman, Lütfi Ergün, Engin Aşlar ve Arife İnci'ye ve laboratuvar çalışma arkadaşlarım Ar. Gör. Esra Uyar, Rufiyet Güven, Alptuğ Özer Yüksel, Hayati Gökmen ve Sezen Limon'a ve beni bu alanda çalışmaya teşvik eden arkadaşım Başak Yalçın'a teşekkür ederim.

Her durumda beni destekleyen sevgili anne, babama ve ablası olmaktan gurur duyduğum biricik kardeşim Emre Kolbaşı'ya teşekkür ederim.

*Tez çalışmam sırasında aramızdan zamansız ayrılan çok değerli hocam Doç. Dr.  
Korkut Okan Ozansoy anısına...*

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	i
ABSTRACT .....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	viii
SİMGELER DİZİNİ .....	ix
1. GİRİŞ .....	1
2. KURAMSAL TEMELLER .....	5
2.1. Nötronların Madde ile Etkileşmesi ve Üretim Mekanizmaları .....	5
2.1.1. Nötronlar .....	5
2.1.2. Nötron etkileşmeleri .....	6
2.1.3. Nötron etkileşme tesir kesiti .....	8
2.1.4. Nötron üretim mekanizmaları.....	9
2.2. Nötron Aktivasyon Analizi.....	12
2.3. Termal Nötron Spektrumu .....	14
2.4. Epitermal Nötron Spektrumu .....	17
2.4.1. İdeal epitermal nötron spektrumu .....	17
2.4.2. Gerçek epitermal spektrumlar ve $\alpha$ -biçim parametresi.....	19
2.5. $\alpha$ -Biçim Parametresi Belirleme Yöntemleri .....	20
2.6. Kadmiyum Kesme Enerjisi ve Epitermal Nötron Kesme Faktörü .....	21
2.6.1. Kadmiyum kesme enerjisi, $E_{Cd}$ .....	21
2.6.2. Kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü, $F_{Cd}$ .....	22
2.7. Termal ve Epitermal Bölgede Tesir Kesiti Davranışları.....	24
2.7.1. Termal nötron tesir kesiti ve Westcott parametresi .....	25
2.7.2. Rezonans integral tesir kesiti .....	26

2.7.3.	Rezonans integrali - termal tesir kesiti oranı ( $Q_0$ ).....	31
2.8.	Nötron Öz Soğurma Etkisi ( $G_{th}$ ve $G_{epi}$ ) .....	32
2.9.	Termal - Epitermal Akı Oranı ( $f$ ).....	33
3.	MATERYAL VE YÖNTEM .....	36
3.1.	Numune Hazırlama İşlemi .....	36
3.2.	Nötron Işınlama Sistemi.....	36
3.3.	Gama Spektrometresi.....	37
4.	DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ.....	39
4.1.	Fotopik Alanının Belirlenmesi.....	39
4.2.	Özgül Aktivitenin Belirlenmesi .....	41
4.2.1.	Aktivite düzeltme faktörleri.....	43
4.3.	Atom Başına Tepkime Hızının Belirlenmesi, $R_s$ .....	45
4.4.	Termal Nötron Akısının Belirlenmesi.....	46
4.5.	Epitermal nötron akısının $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesi.....	47
4.5.1.	İterasyon yöntemi .....	48
4.5.2.	Kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemi.....	50
4.5.3.	İkili monitör kadmiyum oranı yöntemi .....	51
4.6.	Epitermal Nötron Akısının Belirlenmesi .....	52
5.	SONUÇ VE TARTIŞMA .....	54
	KAYNAKLAR.....	58
	EKLER.....	62
Ek 1	$^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ Monitörlerine ait Standart Nükleer Veriler .....	63
Ek 2	Etkin Rezonans Enerjileri.....	64
Ek 3	Monitör İzotopların ( $n,\gamma$ ) Tepkimeleri için Enerji - Tesir Kesiti Grafikleri....	65
Ek 4	$^{99}\text{Mo}$ 140,511 keV Enerjili Pik için Özgül Aktivitenin Belirlenmesi .....	67
	ÖZGEÇMİŞ .....	69



## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ monitörleri için literatürdeki $F_{\text{Cd}}$ değerleri .....	23
Çizelge 2.2 $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ izotopları için 293,43 °K'de Westcott faktörleri.....	26
Çizelge 2.3 $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ izotoplarına ait rezonans integral tesir kesitleri .....	30
Çizelge 2.4 $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ monitörlerine ait etkin rezonans enerjileri .....	31
Çizelge 2.5 $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ monitörlerine ait $\sigma_0$ , $I_0$ ve $Q_0$ değerleri.....	32
Çizelge 2.6 $^{98}\text{Mo}$ , $^{55}\text{Mn}$ ve $^{197}\text{Au}$ monitörleri için hesaplanan $G_{\text{th}}$ ve $G_{\text{epi}}$ değerleri.....	33
Çizelge 3.1 HPGe dedektörünün özellikleri.....	38
Çizelge 4.1 $^{197}\text{Au}$ , $^{98}\text{Mo}$ ve $^{55}\text{Mn}$ monitörleri için hesaplanan özgül aktiviteler .....	43
Çizelge 4.2 Hesaplanmış dedeksiyon verimleri ve düzeltme faktörleri.....	45
Çizelge 4.3 $^{197}\text{Au}$ , $^{98}\text{Mo}$ ve $^{55}\text{Mn}$ monitörleri için hesaplanan tepkime hızları .....	46
Çizelge 4.4 Manuel ve pnömatik ışınlama konumları için hesaplanan termal-epitermal akı oranları .....	49
Çizelge 4.5 Manuel ve pnömatik ışınlama konumu için iterasyon yöntemiyle hesaplanan $\alpha$ -biçim parametreleri .....	49
Çizelge 4.6 Işınlama konumları için kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemiyle hesaplanan $\alpha$ -biçim parametreleri .....	51
Çizelge 4.7 Işınlama konumları için kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemiyle hesaplanan termal-epitermal akı oranları.....	51
Çizelge 4.8 Işınlama konumları için kadmiyum oranı yöntemiyle hesaplanan $\alpha$ -biçim parametreleri.....	52
Çizelge 4.9 Işınlama konumları için kadmiyum oranı yöntemiyle hesaplanan termal-epitermal akı oranları.....	52
Çizelge 4.10 Işınlama konumları için hesaplanan $^{197}\text{Au}$ rezonans integral tesir kesitleri ve termal-epitermal akı değerleri .....	53
Çizelge 5.1 Manuel ve pnömatik ışınlama konumu için hesaplanan $\alpha$ -biçim parametresi değerleri.....	55
Çizelge 5.2 Manuel ve pnömatik ışınlama konumu için hesaplanan termal-epitermal akı oranları .....	56
Ek Çizelge. 1 $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesi için seçilen monitörlere ait standart nükleer veriler .....	63
Ek Çizelge. 2 Hedef olarak kullanılan izotoplara ait etkin rezonans enerjileri (Er) .....	64

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Nötron etkileşme tesir kesitleri .....	6
Şekil 2.2 ${}^9\text{Be} + \alpha$ etkileşmesi sonucu oluşabilecek tepkimeler (Shores et al. 2003).....	10
Şekil 2.3 ${}^{241}\text{Am}$ -Be izotopik kaynağının enerjiye göre bağıl nötron şiddet spektrumu (Geiger et al. 1970).....	11
Şekil 2.4 ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ tepkimesinin tesir kesitinin alfa parçacığı enerjisine göre değişimi (Gibbons et al. 1965, Shores et al. 2003) .....	12
Şekil 2.5 Nötron aktivasyon analizine uygun elementler (Kubesová 2012) .....	13
Şekil 2.6 Çevresel numunelerde NAA yapılabilmesi için gerekli asgari element miktarları (Kubesová 2012) .....	13
Şekil 2.7 Nötron aktivasyon analizine uygun elementlerin yarı-ömürlerine göre dağılımı (Kubesová 2012) .....	14
Şekil 2.8 Enerjilerine göre nötron dağılımı, termal ve $1/E$ epitermal nötron spektrumları.....	18
Şekil 2.9 $1/E^{1+\alpha}$ Epitermal nötron spektrumunun $\alpha$ -biçim parametresine bağlı davranışı .....	20
Şekil 2.10 ${}^{186}\text{W}$ 'nın 18,81 eV'daki rezonansı ile ${}^{113}\text{Cd}$ 'ün 18,40 eV'daki rezonansının üst üste binmesi durumu (El Nimr et al. 1987) .....	24
Şekil 2.11 ${}^{197}\text{Au}$ , ${}^{186}\text{W}$ , ${}^{98}\text{Mo}$ ve ${}^{55}\text{Mn}$ izotopları için enerji-tesir kesiti grafikleri (JANIS Software 2014) .....	24
Şekil 2.12 Bir rezonans piki .....	27
Şekil 3.1 ${}^{241}\text{Am}$ -Be nötron kaynak ışınlama ünitesinin üstten görünüşü .....	37
Şekil 4.1 Dedektör çözme gücü (Knoll 1979).....	39
Şekil 4.2 $Q_0(\alpha)/Q_0$ oranının $\alpha$ ile değişimi .....	48
Şekil 4.3 İterasyon yöntemine göre $\alpha$ hesabı.....	50
Şekil 5.1 Kullanılan farklı yöntemlerle ulaşılan $\alpha$ -biçim parametresi değerleri .....	54
Şekil 5.2 Kullanılan farklı yöntemlerle ulaşılan termal-epitermal akı oranları.....	55
Ek Şekil 1 ${}^{197}\text{Au}$ izotopu için tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi .....	65
Ek Şekil 2 ${}^{98}\text{Mo}$ izotopu için tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi.....	65
Ek Şekil 3 ${}^{55}\text{Mn}$ izotopu için tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi.....	66
Ek Şekil 4 ${}^{99}\text{Mo}$ - ${}^{99m}\text{Tc}$ bozunumunun basit bir gösterimi (Yücel et al. 2004).....	67

## SİMGELER DİZİNİ

eV	Elektronvolt
keV	Kiloelektronvolt
MeV	Milyonelektronvolt
$E_{\beta,max}$	Maksimum beta enerjisi
I	Hedef çekirdeğin rezonans durumu spini
$\sigma$	Etkileşme tesir kesiti (mikroskopik)
b, barn	Etkileşme tesir kesiti birimi (1 barn = $10^{-24}$ cm <sup>2</sup> )
$\Sigma$	Etkileşme tesir kesiti (makroskopik) (cm <sup>-1</sup> )
$t_{1/2}$	Yarılanma ömrü
$\lambda$	Bozunma sabiti
Bq	Becquerel (aktivite birimi)
Ci	Curie (aktivite birimi) (1 Ci = $3,7 \times 10^{10}$ Bq)
$\alpha$	Epitermal spektrum biçim parametresi, alfa parçacığı
°K	Kelvin derece (sıcaklık birimi) (1 °K = -273,15 °C)
k	Boltzmann sabiti ( $k=8,617 \times 10^{-11}$ MeV/°K)
$\Phi_{th}$	Termal nötron akısı (nötron/cm <sup>2</sup> .s)
$\Phi_{epi}$	Epitermal nötron akısı (nötron/cm <sup>2</sup> .s)
$A_{sp}$	Özgül aktivite
M	Atomik ağırlık
$\Theta$	İzotopik bolluk
$f_{\gamma}$	Gama yayınlama olasılığı
$F_{Cd}$	Kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü
$k_{0,Au}$	Altın (Au) standart monitörüyle karşılaştırma faktörü
$R_s$	Nötron tepkime hızı
$G_{th}$	Termal nötron öz soğurma faktörü
$G_{epi}$	Epitermal nötron öz soğurma faktörü
$g_T$	Westcott faktörü
$\Omega$	Epitermal tepkime hızları oranı
$R_{Cd}$	Kadmiyum oranı
$\varepsilon$	Dedektör mutlak verimi
$\hat{\sigma}$	Etkin nötron tesir kesiti
$\Gamma$	Toplam rezonans genişliği (YYTG)
$\Gamma_{\gamma}$	Radyatif(ışımalı yakalama) çizgi genişliği
$\Gamma_n$	Nötron çizgi genişliği
J	Bileşik çekirdeğin rezonans durumu spini
$\lambda$	Nötronun indirgenmiş De Broglie dalga boyu
$I_0$	Rezonans integral tesir kesiti
$I'_0$	İndirgenmiş rezonans integral tesir kesiti
$\bar{E}_r$	Etkin rezonans enerjisi
$E_{Cd}$	Kadmiyum kesme enerjisi
$Q_0$	Rezonans integrali - termal tesir kesiti oranı
$C_{\alpha}$	Sadece $\alpha$ -biçim parametresine bağlı bir fonksiyon

<b>f</b>	<b>Termal - epidermal akı oranı</b>
<b>G</b>	<b>Öz soğurma faktörü, Gross sayım</b>
<b>B</b>	<b>Doğal fon sayımı</b>
<b>N<sub>p</sub></b>	<b>Net pik alanı</b>
<b>K</b>	<b>Aktivite düzeltme faktörü</b>
<b>f<sub>s</sub></b>	<b>Gama ışını öz soğurma düzeltme faktörü</b>
<b>f<sub>coi</sub></b>	<b>Gerçek çakışma toplam etkisi (coincidence) düzeltme faktörü</b>
<b>f<sub>r</sub></b>	<b>Rastgele yığılma düzeltme faktörü</b>
<b>f<sub>d</sub>, D</b>	<b>Radyoaktif bozunma düzeltme faktörü</b>
<b>f<sub>c</sub>, C</b>	<b>Ölçüm süresi düzeltme faktörü</b>
<b>μ</b>	<b>Lineer azalım katsayısı (cm<sup>-1</sup>)</b>
<b>μ<sub>s</sub></b>	<b>Kütle azalım katsayısı (cm<sup>2</sup>g<sup>-1</sup>)</b>
<b>m</b>	<b>Kütle (g)</b>
<b>w</b>	<b>Madde miktarı (ağırlık)</b>
<b>d, t</b>	<b>Kalınlık (cm)</b>
<b>τ</b>	<b>Etkin kalınlık</b>
<b>d<sub>eff</sub></b>	<b>Ortalama giriş uzunluğu</b>
<b>S</b>	<b>Toplam yüzey alanı, Satürasyon düzeltme faktörü</b>

#### **Kısaltmalar**

<b>ADC</b>	<b>Analog-dijital çevirici</b>
<b>HPGe</b>	<b>Yüksek saflıklı germanyum dedektör</b>
<b>INAA</b>	<b>Enstrümantal nötron aktivasyon analizi</b>
<b>MCA</b>	<b>Çok kanallı analizör</b>
<b>NAA</b>	<b>Nötron aktivasyon analizi</b>
<b>TCS</b>	<b>Gerçek çakışma toplam etkisi (true coincidence summing)</b>
<b>YYTG</b>	<b>Yarı yükseklikteki tam genişlik, FWHM</b>

## 1. GİRİŞ

Nötron aktivasyon analizi (NAA), izotopik nötron kaynakları, reaktörler, nötron jeneratörleri veya diğer hızlandırıcılardan elde edilen nötronlar kullanılarak gerçekleştirilen tahribatsız bir elementel analiz yöntemidir. Yöntemin doğruluğu ve kesinliği çeşitli parametrelere bağlıdır ve bunlar arasında en önemlisi, kullanılan nötron alanlarının çok iyi tanımlanmış olmasının gerekliliğidir. NAA, reaktör ve diğer nötron kaynaklarından üretilen özellikle termal ve epitermal nötron akıları kullanılarak numunelerde bulunan 60'dan fazla elementin kimyasal formlarına bağlı kalmadan nitel ve nicel analizine imkân veren bir tekniktir. Bu teknik, çevresel izleme ve kontrol, jeokimyasal ve kozmikimyasal araştırmalar, biyoloji, arkeolojik araştırmalar, malzeme bilimi gibi geniş kullanım alanlarına sahiptir (Kubesová 2012).

Gelişen teknolojiye paralel olarak yeni analiz tekniklerinin de geliştirilmesine rağmen, NAA, dayandığı fiziksel prensip nedeniyle hâlâ en hassas analiz yöntemlerinden biridir. Yöntemin prensibi; kısaca, numunenin içerdiği elementlerin kararlı izotoplarının bazılarının belirli bir süre kararlı bir nötron akısına maruz bırakılarak bir nötron soğurması ile genellikle uyarılmış halde yeni bir izotop oluşturulması ve radyoaktif hale gelen izotopun yayınladığı radyasyonun ölçülmesidir. Yöntem, radyoaktif bozunmada anlık ( $10^{-12}$ s) yayınlanan gama ışınlarının ölçülmesi durumunda, ani gama NAA (PGNAA) ve saniye ve daha uzun süreli radyoaktif bozunma ömrüne göre yayınlanan radyasyonların ölçülmesinde gecikmiş(delayed) NAA (DNAA), numunede kimyasal işlemler uygulanırsa RNAA veya epitermal nötronlardan yararlanılırsa (ENAA) ya da hızlı nötronlarla numune radyoaktif hale getirilirse (FNAA) isimleriyle adlandırılır ve en genel adıyla enstrümental NAA (INAA) veya kısaca NAA olarak adlandırılır. Ancak, NAA yöntemi, bu uygulama şekillerinin tümünde, literatürdeki nükleer verilerin doğruluğuna ve nötron alan karakteristiklerinin deneysel olarak iyi tanımlanmış olmasına dayanan bir yöntem olduğundan, bu verilerin kesinliği, yöntemin hassasiyetini önemli derecede etkilemektedir. Bu nedenle yöntemin kullanımı, yapılan her deneyde ve hesapta son derece dikkatli ve hassas bir çalışmayı gerektirir. Analizlerde, literatür verilerinin tekrarlanan deneylerle sürekli olarak güncellenmiş olanlarının kullanılması gereklidir.

NAA yönteminde, analiz için kullanılan nötron kaynağının oluşturduğu termalizasyon derecesi ve epitermal nötron spektrumunun şekli çok önemlidir. Termal ve epitermal spektrumların ideal olmayan kaynak koşulları nedeniyle idealden sapmaları, monitör olarak kullanılan malzemenin tesir kesitleri başta olmak üzere birçok parametreyi etkilemektedir. Tesir kesitinin nötron hızıyla ters orantılı ( $\sigma \propto 1/v$ ) olarak değiştiği tepkimeler için tepkime hızları, toplam nötron şiddetiyle orantılıdır ve spektrumun şekline bağlı değildir. Aktivasyon dedektörü olarak kullanılan monitör izotopların çoğu, termal enerji aralığında  $1/v$  tesir kesitlerine sahiptirler. Tesir kesitlerinin  $1/v$  davranışından sapmaları, düzeltme faktörleri vasıtasıyla hesaba katılabilir.

Termal nötronlarla birlikte her zaman mevcut olan epitermal nötronların etkilerini belirlemek için, kadmiyum kılıflı foil ışınlamaları yapılır. Bazı epitermal nötronların, kadmiyum kesme (cut-off) enerjisi (1 mm Cd için  $E_{Cd}=0,50-0,55$  eV) altında enerjilere sahip olabileceğinin de bilinmesi önemlidir. Oda sıcaklığındaki (293 °K) nötronlar için, epitermal nötronların en düşük enerjisi, genellikle,  $5 kT=0,13$  eV olarak alınır (Høgdahl 1962). Burada k, Boltzmann sabitidir ( $k=8,617 \times 10^{-11}$  MeV/°K).

İdealde, birim enerji başına epitermal nötron akısı,  $1/E$  ile orantılıdır,  $\phi_e(E) = \frac{\phi_e}{E}$ ,  $E \geq kT$ . Bu varsayım, genellikle, kadmiyum kesme enerjisi altındaki enerjilere sahip olan epitermal nötronlar için termal nötron akı ölçümlerinin düzeltilmesi bakımından uygundur. Ancak, pratikte ideal şartlar sağlanamadığından, epitermal spektrumunun  $1/E$  davranışından sapması söz konusu olur.

Nötron şiddetinin termal ve epitermal bileşenlerinin her ikisinin de spektrum şekilleri üzerinde bazı kabuller yapılmaksızın sadece aktivasyon teknikleri kullanılarak gerçek termal nötron akısının belirlenmesi mümkün değildir. Bu yüzden, epitermal akıyı daha doğru bir şekilde temsil edebilmek için  $1/E^{1+\alpha}$  spektrum şekli kullanılır. Burada  $\alpha$ , epitermal spektrumun idealden sapmasının bir gösterimi için kullanılan biçim parametresidir.

Biçim parametresinin idealden farklılığının ( $\alpha \neq 0$ ) ihmal edilmesi, özellikle rezonans bölgesindeki etkisi nedeni ile elde edilen analitik bir değerde (element derişimi, rezonans integral tesir kesiti gibi) oldukça ciddi değişmelere yol açmakta ve dikkate alınmaması, element derişimi veya diğer nükleer parametrelere ait hatalı sonuçların elde

edilmesine neden olmaktadır. Rezonans integrali ( $I_0$ ) ve rezonans integrali-termal nötron tesir kesiti oranı ( $Q_0=I_0/\sigma$ ) idealde sabittir ve literatürde de bu şekilde yer alır. Ancak ideal olmayan durumda bu değerlerin, her nötron ışınlama sistemi ve her ışınlama konumu için değişen  $\alpha$  değerlerine göre yeniden hesaplanması gereklidir. Bunun için de çeşitli  $\alpha$  belirleme tekniklerinin geliştirilmesi gerekmiştir.

$\alpha$  parametresi, numune ışınlama konumuna, nötron ışınlama sisteminin boyutlarına, geometrisine ve moderatör özelliklerine bağlı olarak değişir (Karadag 2003 , Budak 2008). Nötron kaynağının karakteristik özelliklerine ve ışınlama konumuna bağlı olarak,  $\alpha$  epitermal spektrum biçim parametresinin -0,6 ve +0,6 arasında değerler aldığı (Petri et al. 1992) veya biçim parametresinin -0,1 ile +0,1 aralığında değiştiği belirtilmiştir (Montoya et al. 1999).

Bu tez çalışmasında, epitermal nötron spektrumu  $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesine yönelik daha önceki çalışmalarda uygulanan yöntemler incelenmiştir. Ayrıca bu yöntemlerden birkaçı tez çalışması kapsamında uygulanmıştır ve Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü'nde 2010 yılında kurulmuş olan 37 GBq aktiviteli bir  $^{241}\text{Am}$ -Be izotopik nötron kaynağının bulunduğu ışınlama ünitesindeki iki farklı ışınlama konumuna ait  $\alpha$  biçim parametreleri belirlenmiştir. Bu amaçla, yüksek saflıktaki aktivasyon foilleri, termal ve epitermal etkileşmeleri ayırmak için kullanılan Kadmiyum kılıflar kullanılmıştır. Numunenin yaklaşık 2-3 saniye sürede kaynak hizasında bulunan ışınlama noktasına transferini gerçekleştirebilen pnömomatik numune ışınlama sistemi, manuel konum ışınlama gereçleri ve yüksek enerji ayırma güçlü %44,8 bağlı verimli kuyu tipi HPGe dedektörü olan bir gama spektroskopi sistemi kullanılmıştır. Biçim parametresinin belirlenmesinde sonuçları etkileyebilecek bütün parametreler hesaba katılmıştır.

Bu tez beş bölümden oluşmaktadır. Tezin ilk bölümünde literatürde yapılan çalışmalar özet olarak tanımlanmış, problem tanımı yapılmış ve kullanılan verilerin toplanması ve analizi için kullanılan araç-gereç, kaynak ve ölçme donanımı özetlenmiştir. İkinci bölümde, kuramsal temeller kapsamında, nötronlar, madde ile etkileşmeleri ve üretim mekanizmaları, nötron aktivasyon analizi tekniği, termal ve epitermal nötron spektrumları, epitermal nötron spektrumunun idealden sapmasını gösteren  $\alpha$ -biçim parametresi ve hesaplarda kullanılan nükleer veriler ve düzeltme faktörleri

tanımlanmıştır. Üçüncü bölümde, 37 GBq  $^{241}\text{Am}$ -Be izotopik nötron kaynaklı ışınlama sistemi, kullanılan gama spektrometre sistemi ve yapılan numune hazırlama işlemine ait ayrıntılı bilgi sunulmuştur. Dördüncü bölümde,  $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesi için yapılan hesaplamalar adımlar halinde açıklanmıştır. Beşinci bölümde ise sonuçlar tartışılmıştır. Tezin ekinde, seçilen monitörlere ait standart nükleer veriler, etkin rezonans enerjileri, monitör izotopların (n, $\gamma$ ) tepkimeleri için *enerji-tesir kesiti* grafikleri ve  $^{99}\text{Mo}$  izotopunun 140,511 keV enerjili piki için özgül aktivitenin belirlenmesi ile ilgili açıklama verilmiştir.



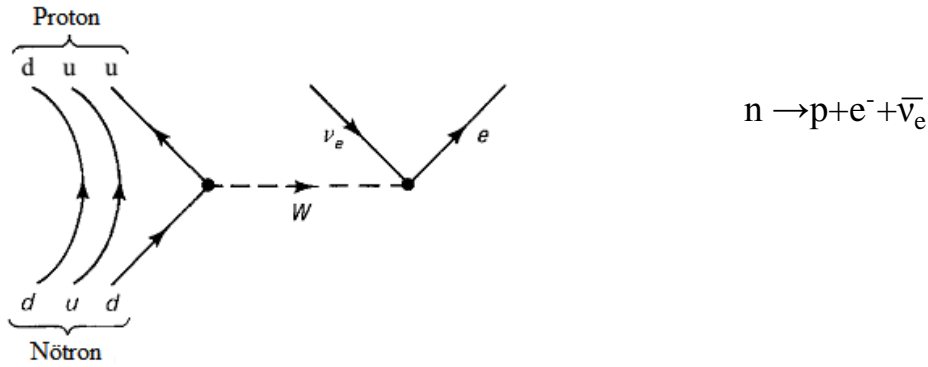
## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Nötronların Madde ile Etkileşmesi ve Üretim Mekanizmaları

#### 2.1.1. Nötronlar

Nötron, 1932 yılında İngiliz fizikçi J. Chadwick tarafından keşfedilen, kütlesi ( $1,676 \times 10^{-24}$  g) protonun kütlesinden ( $1,667 \times 10^{-24}$  g) biraz daha fazla olan ve net elektrik yükü sıfır olan bir atom altı parçacıktır.

Nötronlar çekirdek içerisinde bağlı durumda bulunurlar ve serbest halde ise kararsızdırlar. Serbest nötronlar,  $10,24 \pm 0,02$  dakika yarılanma ömrüne sahiptir ve beta bozunumu ( $E_{\beta, \max} = 782$  keV) yaparlar. Aşağıda nötron bozunumunun Feynman diyagramı görülmektedir (Griffiths 2008):



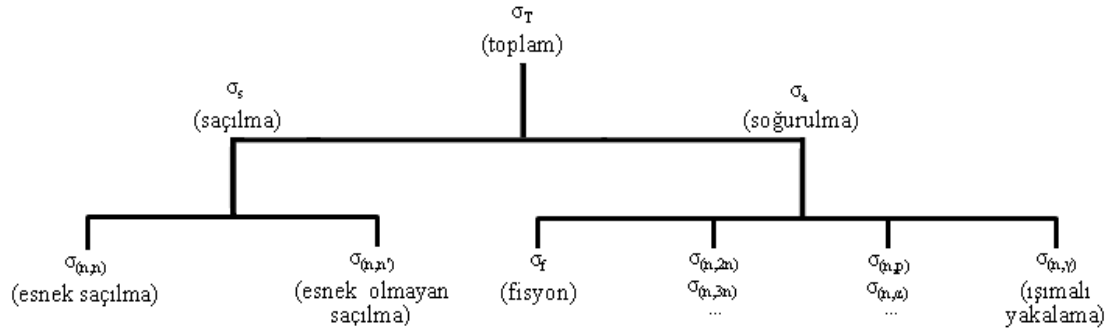
Buna göre, nötron bozunumu sırasında, nötron dâhilindeki bir d (down) kuark, bir u (up) kuarka bozunur. Yük değiştiği için bu zayıf etkileşmedeki aracı bozon  $W^{+}$ 'dir ve bozunma sonucunda bir elektron ve bir elektron anti-nötrinosu oluşur.

Geleneksel olarak nötronlar enerjilerine göre aşağıdaki gibi isimlendirilirler:

- $E \sim 10^{-6}$  eV: Ultrasoğuk nötronlar
- $E \sim 10^{-3}$  eV: Soğuk nötronlar
- $E = kT \sim 0,025$  eV: Termal ya da yavaş nötronlar
- $0,1 \text{ eV} < E < 100 \text{ keV}$ : Epitermal nötronlar
- $100 - 200 \text{ keV} < E < 10-20 \text{ MeV}$ : Hızlı nötronlar
- $E > 100 \text{ MeV}$ : Yüksek enerjili nötronlar

## 2.1.2. Nötron etkileşmeleri

Nötronların madde içindeki davranışı, yüklü parçacık, X veya gama ışınlarının davranışından çok farklıdır. Nötronlar yüksüz (nötr) olduklarından, elektronların ya da çekirdeğin Coulomb etkisiyle karşılaşmazlar. Nötronların maddeyle etkileşmesi çekirdek alanlarında gerçekleşir. Nötronun madde ile etkileşmesi Şekil 2.1’de şematik olarak gösterildiği gibi iki sınıfa ayrılabilir (Duderstadt ve Hamilton 1976):



Şekil 2.1 Nötron etkileşme tesir kesitleri

- Nötronların saçılması
  - i. Esnek saçılma (n,n)
  - ii. Esnek olmayan saçılma (n, n')
- Nötronların soğurulması
  - i. Işımalı yakalama (n,γ)
  - ii. Yüklü parçacık yayınlanması (n,p), (n,d), (n,t), (n,α), (n,ap)
  - iii. Fisyon (n,f)
  - iv. Spallasyon

### Esnek saçılma (n,n)

Bu etkileşmede, nötron bir atom çekirdeğine çarpar ve kinetik enerjisinin bir kısmını çekirdeğe aktardıktan sonra, geliş yönü ve doğrultusu değişerek çekirdekten uzaklaşır. Esnek çarpışmada çekirdeğin fiziksel yapısı değişmez.

### Esnek olmayan saçılma (n, n')

Esnek olmayan saçılmada nötron çekirdeğe enerji aktarırlar ve bu yüzden çekirdeğin içyapısı uyarılarak değiştirilmiş olur. Nötron, kinetik enerjisinin bir kısmını çekirdeğe aktararak, geliş doğrultusundan farklı bir doğrultuda ve başlangıçta sahip olduğundan daha küçük bir kinetik enerji ile uzaklaşır. Nötronun, etkileşme öncesinde sahip olduğu

enerjiye bağılı olarak, çekirdekten ayrılmasından sonra çekirdek uyarılmış seviyede kalır. Çekirdek uyarılma enerjisinin büyüklüğüne göre, gama ya da nötron yayımlayarak taban durumu enerji seviyesine döner. Esnek olmayan çarpışma, nötronların hızlı olduğu durumda gerçekleşir.

- $(n, n')$  tepkimesinde çekirdek yarı-kararlı bir seviyede kalır.
- $(n, n\gamma)$  tepkimesinde uyarılma enerjisi gama ışınları ile dışarı atılır.

Esnek olmayan saçılma tepkimesinde kinetik enerji korunmaz ancak toplam enerji ve momentum korunur.

### **Nötron soğurulması**

#### ***Nötron yakalama veya ışımalı yakalama $(n, \gamma)$***

Hedefe gelen nötron, hedef çekirdekle birleşerek bir bileşik çekirdek (compound) meydana getirebilir. Bu tepkime sonucunda meydana gelen izotop, uyarılmış durumdadır ve gama yayımlayarak taban enerji seviyesine gelir. Bu tepkimeye nötron yakalama ya da ışımalı yakalama isimleri verilmiştir.

Oluşan izotop kararlı ya da kararsız olabilir. Kararsız bileşik çekirdek oluşması durumunda çekirdek, kararlı hale gelinceye kadar beta bozunumu gibi tepkimelerle bozunur.

#### ***Yüklü parçacık yayımlanması $(n, p)$ , $(n, d)$ , $(n, t)$ , $(n, \alpha)$ , $(n, \alpha p)$***

Yüklü parçacıkların çekirdekten ayrılması için öncelikle aşılması gereken bir Coulomb engeli vardır. Bu eşik enerji, hedefin Z (atom sayısı) ile doğrudan ilişkili olduğundan, bu tip tepkimeler genellikle hafif çekirdeklerde gözlemlenir.

$(n, \alpha)$  tepkimeleri ise yeteri kadar enerji salan (exothermic, exoergic) olduklarından, daha düşük enerjili örneğin termik nötronlarla bile meydana gelebilirler. Bu ekzotermik tepkimelere örnek olarak  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  ve  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$  verilebilir.

### ***Fisyon***

1939 yılında Uranyum bileşiklerinin termal nötronlarla bombardımanı sonucu keşfedilen fisyon, termal nötronlarla kolayca fisyon yapabilen (fissile) bir çekirdeğin

veya hızlı nötronlarla fisyon yapabilen üretken (fertile) bir çekirdeğin nötronlarla bombardımanı sonucu oluşur. Nötronu soğuran çekirdek, oluşan kritik deformasyon sonrasında önce boyun (dumbell) durumuna, sonra ise kırılma (saddle) durumuna geçer. Çekirdeğin en yaygın olarak iki parçaya (binary) - düşük bir oranla ise üç parçaya (ternary) - ayrılması sonucu oluşan parçalara “fisyon ürünleri” adı verilir. Fisyon etkileşmesinin gerçekleşmesi için bombardıman eden parçacığın enerjisi, çekirdeğe özgü kritik  $Z^2/A$  değeri, uyarılma enerjileri ve hedef çekirdeğin son nötron bağlanma enerjisine bağlıdır (Yücel 2012).

### ***Spallasyon***

Spallasyon tepkimesi, hafif ve enerjik bir parçacığın, ağır bir hedef ile gerçekleşen çarpışmasıdır. Bu tepkime süreci iki kısımdan oluşur. İlk kısım, gelen parçacığın, hedef çekirdeğin nükleonları ile yarı serbest nükleon-nükleon çarpışmalarından oluşur. Bu çarpışmalar birkaç nötron ve protonun anlık çıkmasına yol açar. Gelen parçacığın kinetik enerjisinin bir kısmı uyarılma enerjisi olarak hedef çekirdeğe aktarılır. İkinci kısımda ise çarpışmada üretilen ürün çekirdek, düşük enerjili proton ve nötronların etkisiyle tekrar uyarılır ya da fisyon olayı gerçekleşir.

#### **2.1.3. Nötron etkileşme tesir kesiti**

Nötronun madde ile etkileşimleri çoğu zaman tesir kesiti adı verilen niceliklerle açıklanır. Tesir kesiti, bir nükleer tepkimenin gerçekleşme olasılığının bir göstergesidir. Birimi  $\text{cm}^2$  veya barn'dır ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Nötron etkileşme tesir kesitleri, her etkileşme için farklı olup, etkileşme isimleri ile adlandırılırlar (Duderstadt, Hamilton 1976).

Hedefle etkileşime giren nötronların sayısı, demetteki nötron akısı ( $I$ ), hedef atom yoğunluğu ( $N$ ), hedef etkileşme alanı ( $A$ ) ve hedef kalınlığı ( $x$ ) ile orantılıdır (Lamarsh 2002, Lamarsh ve Baratta 2011). Bütün bu gözlemler bir eşitlikte toplanırsa hedefin tamamı için tepkime hızı,

$$\text{Tepkime Hızı} = \sigma I N A x \quad 2.1$$

ile verilir. Burada  $\sigma$ , tepkime sayısının nötron şiddeti (I), atom yoğunluğu (N), alan (A) ve kalınlık (x) ile orantılılığının göstergesi olan bir orantılılık sabitidir, tesir kesiti olarak da adlandırılır.

$$\sigma = \frac{\text{Tepkime Hızı}}{I N A x} \rightarrow \frac{\left[ \frac{\# \text{ tepkime}}{s} \right]}{\left[ \frac{\# \text{ nötron}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] \cdot \left[ \frac{\# \text{ çekirdek}}{\text{cm}^3} \right] \cdot [\text{cm}^2] \cdot [\text{cm}]} \quad 2.2$$

Yukarıda yapılan birim analizinde  $\sigma$ 'nın  $\text{cm}^2$  biriminde olduğu görülmektedir.

Nötronun madde ile toplam etkileşimini gösteren tesir kesiti,

$$\sigma_{\text{Toplam}} = \sigma_{(n,n)} + \sigma_{(n,n')} + \sigma_{(n,\gamma)} + \sigma_{\text{fisyon}} + \sigma_{(n,p)} + \dots \quad 2.3$$

şeklindedir. Bütün nötron soğurma tepkimelerinin tesir kesitlerinin toplamı, toplam soğurma tesir kesiti olarak bilinir.

$$\sigma_a = \sigma_{\text{fisyon}} + \sigma_{(n,\gamma)} + \sigma_{(n,p)} + \sigma_{(n,\alpha)} + \dots \quad 2.4$$

Burada  $\sigma_{(n,\alpha)}$ ,  $\sigma_{(n,p)}$  ve  $\sigma_{\text{fisyon}}$ , sırasıyla (n, $\alpha$ ), (n,p) ve fisyon tepkimelerinin tesir kesitidir.

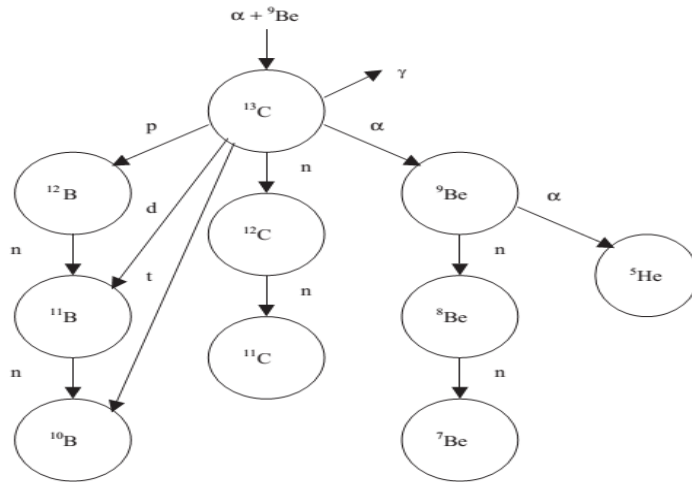
#### 2.1.4. Nötron üretim mekanizmaları

Nötron kaynakları, nükleer reaktörler, nötron jeneratörleri ve parçacık hızlandırıcıları, izotopik nötron kaynakları ve kendiliğinden fisyon kaynakları ( $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{242}\text{Cm}$  ve  $^{244}\text{Cm}$  gibi) olmak üzere birkaç farklı grupta incelenebilir. Nötron çıkışına yol açan birçok sayıda farklı nükleer tepkime vardır. Bu tepkimelerde, hedef çekirdek, alfa taneciği, proton, döteron, nötron veya gama ışınları ile bombardıman edildiğinde uyarılmış halde bir bileşik çekirdek ortaya çıkar. Eğer uyarılma enerjisi bileşik çekirdekteki son nötronun bağlanma enerjisinden büyükse, kısa ömürlü (10,24 dk) serbest nötronların çıkış olasılığı yüksektir (Knoll 1979). Buna göre alfa veya gama yayınlayan bir izotop ile uygun bir hedef malzemenin karıştırılması yoluyla bir nötron kaynağı elde etmek mümkündür. Bu nötron kaynakları, hedef  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{241}\text{Am}$  gibi radyoaktif izotoplardan çıkan alfa gibi parçacıklarla ( $^8\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  gibi) bombardıman edildiğinden radyoaktif nötron kaynağı veya izotopik nötron kaynağı olarak da adlandırılır.

Ağır izotoplarda nötron çıkışına yol açan tepkimelerin eşik enerjileri oldukça yüksek olduğundan ( $\alpha,n$ ) veya ( $\gamma,n$ ) tepkimelerinde hedef malzeme olarak düşük atom numaralı hafif çekirdekler kullanılmaktadır.

Alfa ve gama kaynakları için tek gereksinim, yayınlanan radyasyonun nötron çıkışına yol açan tepkimenin eşik enerjisi üzerinde bir enerjiye sahip olmasıdır (De Soete et al. 1972). Hedef malzeme olarak kullanılacak berilyum miktarı, alfa yayınlayıcı radyoaktif elementin aktivitesine ve yarı ömrüne, dolayısıyla kaynağın kullanılma süresine bağlı olarak belirlenir. İzotopik nötron kaynaklarının en önemli iki avantajı kolay kalibre edilebilmeleri ve nötron çıkış verimlerinin uzun süre sabit kalmasıdır.

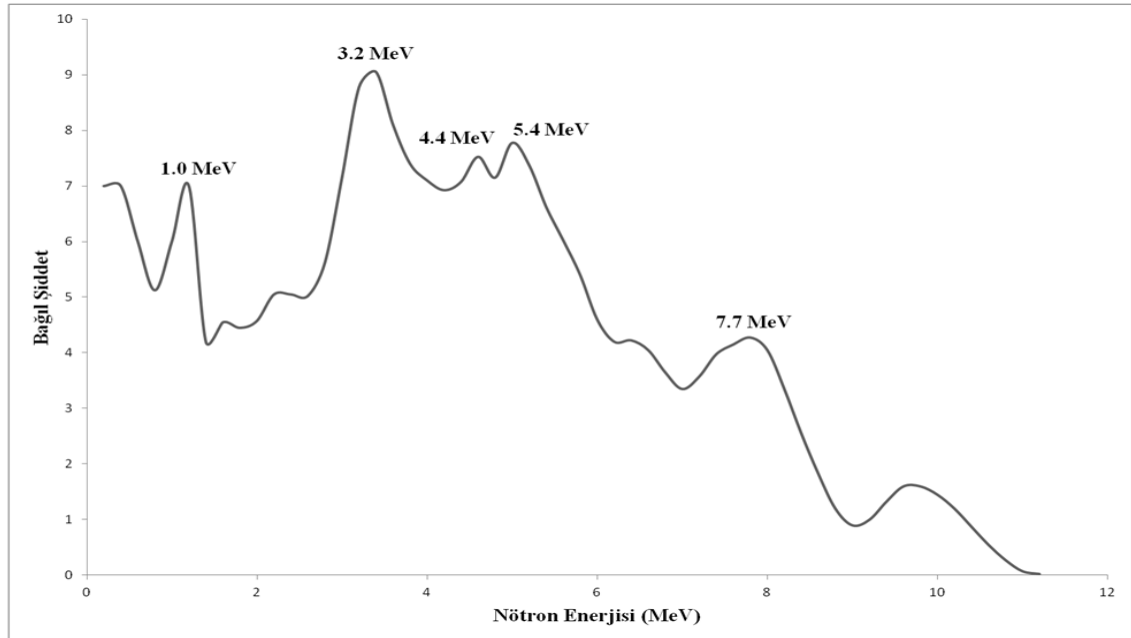
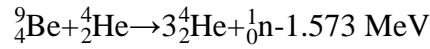
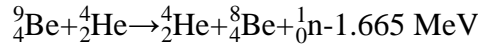
Bu çalışmada bir adet 37 GBq'lık  $^{241}\text{Am}$ -Be nötron kaynağı kullanılmıştır.  $^{241}\text{Am}$ -Be kaynakları ince berilyum tozu şeklindeki Berilyum oksit (BeO) ile Amerisyum oksitin ( $\text{AmO}_2$ ) karıştırılmasından oluşturulmaktadır.  $^{241}\text{Am}$  radyoaktif izotopunun yarı ömrü,  $432,6 \pm 0,6$  yıldır (LARA Database 2014). Yayınlanan alfa parçacıklarının enerjileri 4 ile 6 MeV arasındadır. Bu düzeydeki alfa enerjisi, ( $\alpha,n$ ) tepkime eşik enerjisinin üzerinde ve nötron bağlanma enerjisinden yüksek olduğundan dolayı  $^9\text{Be}$  hedef malzeme olarak kullanılır. Hedef malzemenin nötron verimi,  $\alpha$  enerjisine ve tesir kesitlerine bağlıdır (De Soete et al. 1972, Budak 2008). Berilyum çekirdekleri alfa parçacıkları ile bombardıman edildiğinde gerçekleşmesi olası etkileşmeler Şekil 2.2'deki diyagramda gösterilmiştir.



Şekil 2.2  $^9\text{Be} + \alpha$  etkileşmesi sonucu oluşabilecek tepkimeler (Shores et al. 2003)

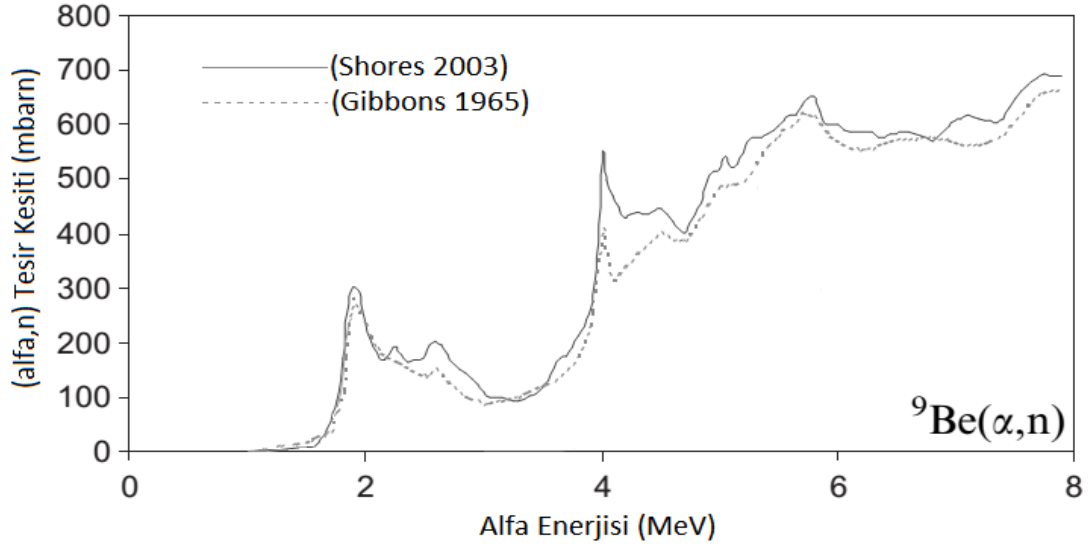
Berilyum çekirdekleri alfa parçacıkları ile bombardıman edildiğinde, en yüksek olasılıkla ve tipik olarak  $[{}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow ({}^{13}_6\text{C})^* \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}]$  tepkimesi oluşur. Bu tepkimede  ${}^{13}\text{C}^*$  çekirdeği çok kısa süreli ( $\sim 10^{-12}$ - $10^{-13}$ s) oluşan bileşik çekirdektir. Berilyumdan elde edilen nötronların spektrumu geniş bir nötron enerji (1-12,1 MeV) dağılımına sahiptir. Elde edilen dağılım,  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$  tepkimesinde  ${}^{12}\text{C}$  çekirdeğinin uyarılmış seviyede kalabilmesi ve berilyuma gelen alfa parçacıklarının farklı enerjilere sahip olabilmesi gibi nedenlerden dolayı tek enerjili (monoenergetic) değildir (Beckurts ve Wirtz 1964, Ryves 1969, Karadag 2003, Budak 2008).  ${}^{12}\text{C}$  çekirdeğinin uyarılmış seviyede kalması nötron enerjisinin azalması ile sonuçlanır.  ${}^{241}\text{Am}$  çekirdeğinden çıkan alfa parçacıklarının farklı yayılma yönleri olması ve alfa parçacıklarının ulaşma uzaklığına (menzil) göre, kaynaktaki berilyum hedefin kalınlığının fazla olması, farklı enerjilere sahip nötronların elde edilmesine neden olur (Şekil 2.3).

Ayrıca berilyum içinde aşağıdaki tepkimeler ile düşük enerjili nötronlar üretilebilir (Beckurts ve Wirtz 1964).



Şekil 2.3  ${}^{241}\text{Am}$ -Be izotopik kaynağının enerjiye göre bağıl nötron şiddet spektrumu (Geiger et al. 1970)

Sonuç olarak berilyum hedefte gerçekleşecek  ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$  tepkimesinin tesir kesitinin, bombardıman eden  $\alpha$  parçacığının enerjisiyle artması söz konusudur (Karadağ 2003) (Şekil 2.4).



Şekil 2.4  ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$  tepkimesinin tesir kesitinin alfa parçacığı enerjisine göre değişimi (Gibbons et al. 1965, Shores et al. 2003)

## 2.2. Nötron Aktivasyon Analizi

Nötron Aktivasyon Analizi (NAA), yüksek hassasiyetli nitel veya nicel element analizi yöntemidir. Nitel analiz, oluşan radyoizotopların yayınladığı radyasyonun cinsi, enerjisi ve yarı ömürlerinin ölçümü ile gerçekleştirilirken, nicel analiz ise, oluşan radyoizotopun örnekteki miktarının radyoaktivite ölçümüyle belirlenmesidir.

Nötron aktivasyon analizi yöntemi temelde, analizi yapılacak numuneye belirli bir süre kararlı bir nötron akısı (etkileşme tesir kesiti daha yüksek olduğundan genelde termal nötronlar) uygulandığında, numunenin içerdiği elementlerin kararlı izotoplarının bazılarının bir nötron soğurmasıyla genellikle uyarılmış halde yeni bir izotop oluşturmaları prensibine dayanır.

Şekil 2.5'de, nötron aktivasyonuna uygun elementler görülmektedir. NAA'ya uygun elementlerin analizi için yaklaşık dedeksiyon sınırları Şekil 2.6'da verilmiştir.



H																He	
Li	Be										B	C	N	O	F	Ne	
Na	Mg										Al	Si	P	S	Cl	Ar	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg							

Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Şekil 2.5 Nötron aktivasyon analizine uygun elementler (Kubesová 2012)

																F	
Na	Mg											Al	Si		S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo		Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg						

Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
Th		U											

< 0.1 mg/kg	0.1 - 1 mg/kg	1 - 10 mg/kg	10 - 100 mg/kg	100 - 500 mg/kg	500-1000 mg/kg	> 1000 mg/kg
-------------	---------------	--------------	----------------	-----------------	----------------	--------------

Şekil 2.6 Çevresel numunelerde NAA yapılabilmesi için gerekli asgari element miktarları (Kubesová 2012)

Nötron aktivasyon analizi, Şekil 2.5'de verilen her element için avantajlı değildir. Çok kısa veya çok uzun yarı ömürleri nedeniyle Şekil 2.7'de belirtilen bazı elementler için NAA yönteminin kullanılması mümkün olmayabilir.



sonucunda nötronların kinetik enerjileri değişir ve nötronlar, kendilerini çevreleyen ortamla termal dengeye ulaşınca kadar peş peşe çarpışmalar gerçekleştirerek enerji kaybederler. Bir süre sonra nötronların enerjileri ortam sıcaklığı ile dengeye ulaşır. Optimum enerjiye sahip nötronlar 20,4 - 20,6 °C sıcaklıkta termal dengede kabul edilirler. Bu tür enerji dağılımına sahip olan nötronlar “termal nötronlar” olarak adlandırılır (Beckurts ve Wirtz 1964).

### Maxwell enerji dağılımı ve Westcott gösterimi

Enerji biriminde nötron dağılımı, Maxwell dağılım yasasına göre E ile E + dE enerji aralığında birim cm<sup>3</sup> hacim başına nötron sayısı değişimi dn ve toplam nötron yoğunluğu  $n = \int_0^{\infty} n(E)dE$  olmak üzere,

$$\frac{n(E)dE}{n} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \sqrt{\frac{E}{kT}} \cdot \frac{dE}{kT} \quad 2.5$$

şeklinde gösterilir. Nötronların sahip olacağı ortalama enerji, gazların kinetik teorisinde olduğu gibi

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} E n(E)dE}{\int_0^{\infty} n(E)dE} = \int_0^{\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \left(\frac{E}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} dE = \frac{3}{2} kT \quad 2.6$$

değerine sahiptir. Kinetik enerji ifadesinden, nötron hızlarının dağılımı, hız biriminde aşağıdaki gibi yazılabilir (Beckurts ve Wirtz 1964):

$$\frac{n(v)dv}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot \frac{mv^2}{2kT} \cdot \sqrt{\frac{m}{2kT}} dv \quad 2.7$$

Buna göre nötronların sahip olduğu en olası hız,

$$v_0(T) = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad 2.8$$

olur. Oda sıcaklığı için (T=293.43 °K), nötronların bulunacağı en olası hız (kT=0.0253 eV),

$$v_T(293.43 K) = v_0 = 2200 \text{ m/s}$$

olarak hesaplanır. Ortalama nötron hızı ise,

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{\infty} v n(v) dv}{\int_0^{\infty} n(v) dv} = \int_0^{\infty} \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-(v/v_T)^2} \left(\frac{v}{v_T}\right)^3 dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_T \quad 2.9$$

bağıntısına göre hesaplandığında  $2482,434 \text{ ms}^{-1}$  olarak bulunur. Bu en olası hıza karşılık gelen nötron akı dağılımı ise enerjiye bağlı olarak,

$$\frac{\Phi(E)dE}{\Phi} = \exp(-E/E_T) \cdot \left[\frac{E}{E_T}\right] \cdot \left[\frac{dE}{E_T}\right] \quad 2.10$$

şeklinde ya da nötron hızına göre,

$$\frac{\Phi(v)dv}{\Phi} = 2 \cdot \exp(-v/v_T) \cdot \left[\frac{v}{v_T}\right] \cdot \left[\frac{dv}{v_T}\right] \quad 2.11$$

şeklinde ifade edilebilir. Toplam akı ise aşağıdaki gibi tanımlanır (Karadag 2003):

$$\Phi = \int_0^{\infty} n(v)v dv = n\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot n v_T \quad 2.12$$

Burada  $n$ , toplam nötron yoğunluğudur ( $\text{nötron.cm}^{-3}$ ). Oda sıcaklığında Maxwell hız dağılımına uyan termal nötron akısı, Westcott tarafından, bulunma olasılığı en yüksek hızdaki (oda sıcaklığına karşılık gelen  $2200 \text{ m.s}^{-1}$ 'lik nötron hızı ( $4,05 \times 10^{-21} \text{ J}$  ya da  $kT=0,0253 \text{ eV}$ )) nötron akısı ile karakterize edilmiştir (Budak 2008). Eşitlik 2.12'deki Westcott akısı  $\Phi_T = n v_T$  olarak tanımlandığında, Maxwell dağılımına uyan tüm nötronlar tarafından oluşturulan toplam akı,

$$\Phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Phi_T = 1,129 \Phi_T \quad 2.13$$

şeklinindedir (Karadag 2003). Burada termal akı ( $\Phi$ ), Westcott gösterimi ile tanımlanan akıdan ( $\Phi_T$ )  $2/\sqrt{\pi} = 1,129$  çarpanı kadar daha yüksektir.

Herhangi bir numunede, nötron ( $n,\gamma$ ) tepkimesi sonucu meydana gelen aktivite, yalnız  $2200 \text{ m.s}^{-1}$  hızındaki nötronlar tarafından değil, spektrumdaki tüm termal ve epitermal nötronlar tarafından meydana getirilmektedir. Bu açıdan bakıldığında, Westcott akısının ortak ve pratik bir gösterim olması dışında fiziksel bir anlamı yoktur. Herhangi bir izotopun termal nötronlarla etkileşme olasılığı olarak tanımlanan termal nötron tesir kesiti ( $\sigma_0$ ),  $2200 \text{ ms}^{-1}$  hızındaki nötronlarla etkileşme tesir kesiti olarak kabul edilir.

## 2.4. Epitermal Nötron Spektrumu

### 2.4.1. İdeal epitermal nötron spektrumu

Nötronların yavaşlatıcı ortam ile etkileşmeleri genel olarak elastik ve inelastik çarpışmalar şeklinde meydana gelir. Düşük enerjili nötronlar için yavaşlatıcı ortam atomları serbest parçacıklar gibi davranmazlar. Bu yüzden düşük enerjilerde nötron saçılma tesir kesitleri enerjiden bağımsızdır. Nötron enerjileri arttıkça nötronlar yavaşlatıcı ortam atomları ile doğrudan çarpışarak etkileşmeye başlarlar. Epitermal enerji bölgesinde nötronların yavaşlaması daha çok esnek saçılmalarla meydana gelir. Enerjiye bağlı nötron spektrumu bu enerji bölgesinde Maxwell dağılımından sapar (Beckurts ve Wirtz 1964). İdeal durumda, epitermal nötron akısı nötron enerjisi ile ters orantılı bir dağılım sergiler.  $\varphi_{epi}$ , enerjiden bağımsız bir orantı katsayısı ve birim logaritmik enerji aralığında ( $\Delta \ln E = \ln E_2 - \ln E_1$ ) olmak üzere bu dağılım,

$$\Phi_{epi}(E) = \varphi_{epi} \frac{1}{E} \quad 2.14$$

eşitliği ile ifade edilir (De Corte et al. 1979a). Epitermal nötron spektrumu, nötron enerjisi ile ters orantılı olduğundan ( $\Phi(E) \propto 1/E$ ) ideal spektrum  $1/E$  spektrumu olarak da adlandırılabilir.

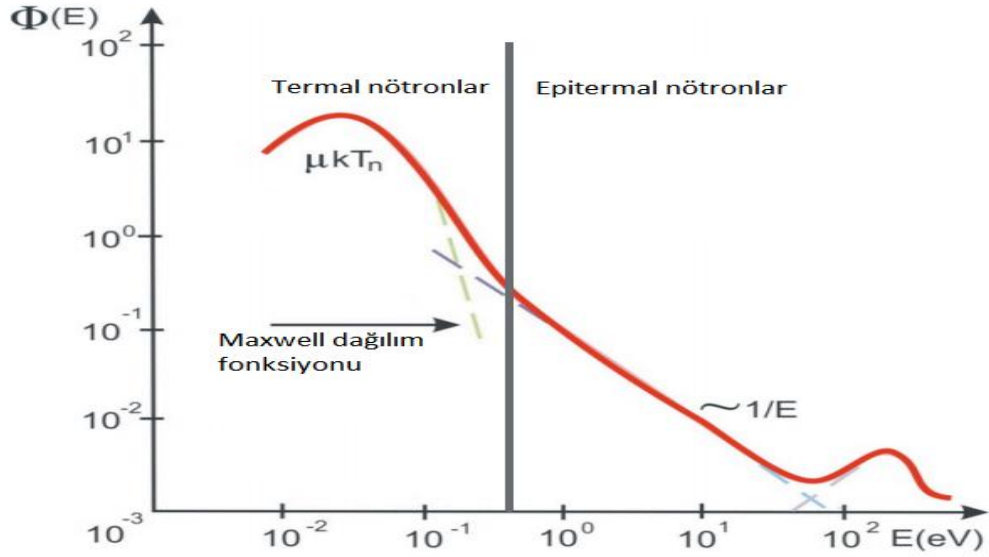
Eşitlik 2.14'deki tanıma göre  $\Phi_{epi}$ , ideal  $1/E$  epitermal nötron spektrumu için,

$$\Phi_{epi} = \int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE = \int_{E_1}^{E_2} \varphi_{epi} \frac{dE}{E} = \varphi_{epi} (\ln E_2 - \ln E_1) = \varphi_{epi} \Delta(\ln E) \quad 2.15$$

eşitliği ile ifade edilebilir. Burada  $E_1$  ve  $E_2$  değerleri epitermal nötron bölgesi için seçilen alt ve üst sınır enerjileridir.

Epitermal nötronlar için enerji aralığı farklı kaynaklarda farklı şekilde belirlenmiş ve kullanılmıştır. Bununla birlikte genel olarak alt enerji sınırının, kadmiyumun termal nötronları kesme enerjisi ( $E_{Cd}$ ) olan 0,50 ya da 0,55 eV olduğu kabul edilir (De Corte et al. 2003, Anonymous 2007). Bu sebeple epitermal bölge, epikadmiyum olarak da anılmaktadır. Epitermal üst sınır değerleri 1,5 MeV'e kadar uzanmaktadır. Alt sınır için belirlenen değer, termal nötron filtreleme sınırı olarak kabul edildiğinden, termal ve epitermal nötron akısının ve tesir kesitlerinin belirlenmesi gibi çalışmalarda önem taşır.

Termal nötron ve 1/E ideal nötron spektrumları üst üste binen sürekli bir nötron spektrumudur ve Şekil 2.8’de gösterilmiştir (Kubesová 2012).



Şekil 2.8 Enerjilerine göre nötron dağılımı, termal ve 1/E epitermal nötron spektrumları

Bir nötron kaynağından elde edilen ve yavaşlatıcı ortamda yavaşlatılan nötronların epitermal enerji bölgesinde ilgili nötron enerjilerine bağlı dağılımlarının 1/E davranışı göstermesi ve ideal olarak adlandırılabilmesi, yavaşlatıcı ortamın bazı özellikleri sağlaması ile mümkün olabilir. Bu özellikler aşağıda sıralanmıştır (Karadağ 2003, Budak 2008):

- Yüksek enerjili nötronların ortamdan kaçmaları ihtimaline karşı, nötron yavaşlatıcı ortamın homojen ve sonsuz büyüklükte olması gerekir.
- Nötron kaynağının yavaşlatıcı ortamda homojen bir dağılım göstermesi gerekir.
- Yavaşlatıcı ortamın yavaşlatma gücünün nötron enerjisinden bağımsız olması gerekir, bunun için ise yavaşlatıcı atomların makroskobik saçılma tesir kesitinin ( $\Sigma_s$ ) nötron enerjisinden bağımsız olması gerekir.
- Nötronların yavaşlatılması sürecinde yavaşlatıcı ortam tarafından soğurulmaması gerekir ( $\Sigma_a=0$  olmalıdır).
- Yavaşlatıcı atomların, idealde serbest parçacıklar gibi (ideal gaz modeline uygun) davranmaları gerekir. Ancak moderatör malzemesindeki H, C gibi yavaşlatıcı atomlar dikkate alındığında bağlı olmaları nedeniyle bu pratikte mümkün değildir.

Nötron ışınlama sistemlerinin yukarıda belirtilen şartların tümünü aynı anda uygulamada sağlaması hiç bir zaman mümkün olmadığından, gerçek ışınlama konumlarında epitermal nötron spektrumlarının 1/E davranışından sapmalar gösterdiği bilinmektedir (Ryves 1969, Budak 2008). Bu nedenle son yıllarda hesaplamalara 1/E ideal davranışından sapmanın etkisi de katılmaktadır.

#### 2.4.2. Gerçek epitermal spektrumlar ve $\alpha$ -biçim parametresi

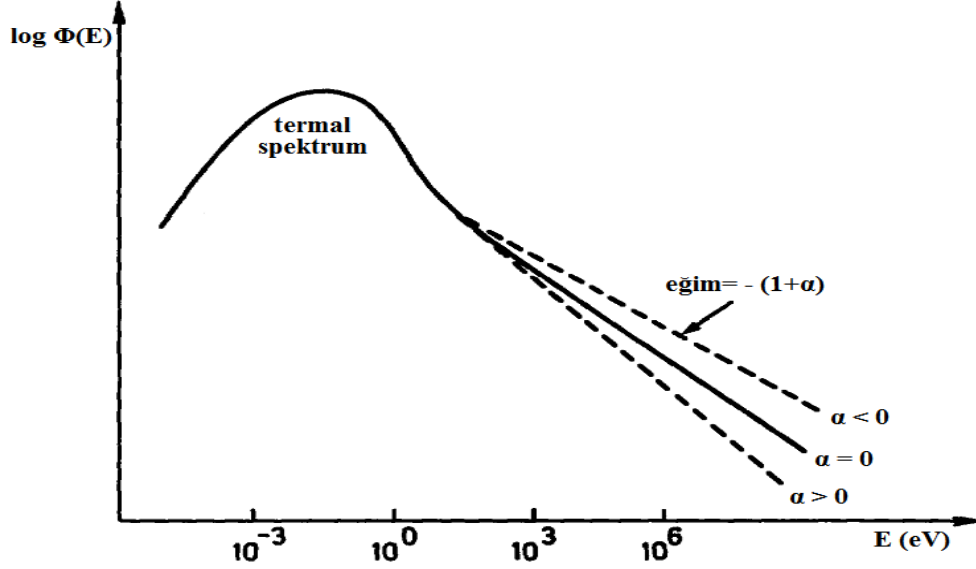
Pratikte yavaşlatıcı ortamların sınırlı boyutlarda yapılması, yavaşlatıcı malzemenin nötron soğurma tesir kesitinin sıfırdan büyük olması ve saçılma tesir kesitlerinin zayıf da olsa nötron enerjisine bağlı değişimler göstermesi ve Bölüm 2.4.1’de verilen diğer gereksinimlerin tam sağlanamaması nedenleriyle, herhangi bir ışınlama konumunda epitermal nötron spektrumu ideal 1/E davranışından pozitif veya negatif yönde sapmalara sahiptir. Bu yüzden, nötron aktivasyonu yöntemi ile ( $n,\gamma$ ) tepkimelerinin nükleer parametrelerinin belirlenmesi sırasında, ilgili ışınlama konumundaki epitermal nötron spektrumunun davranışındaki bu sapma hesaba katılmalıdır (De Corte et al. 1979b). Birçok durumda ideal 1/E dağılımına uymayan gerçek nötron spektrumu,

$$\Phi_{\text{epi}}(E) = \varphi_{\text{epi}} \frac{[1 \text{ eV}]^\alpha}{E^{1+\alpha}} \quad 2.16$$

yaklaşımı ile ifade edilebilir (Schumann et al. 1965 , Ryves 1969). Burada  $\Phi_{\text{epi}}$ , gerçek epitermal akı,  $\varphi_{\text{epi}}$ , ideal epitermal akı,  $\alpha$  ise epitermal spektrum biçim parametresi ya da ideal olmayan epitermal spektrum sapma faktörü olarak adlandırılan, enerjiden bağımsız olduğu varsayılan bir sabittir.

Farklı reaktörlerde gerçekleştirilen deneyler,  $\alpha$  parametresinin, numune ışınlama konumuna, nötron ışınlama sisteminin boyutlarına, geometrisine ve moderatör özelliklerine bağlı olarak değiştiğini ortaya koymuştur (Karadag 2003, Budak 2008). Nötron kaynağının karakteristik özelliklerine ve ışınlama konumuna bağlı olarak,  $\alpha$  epitermal spektrum biçim parametresinin -0,6 ve +0,6 arasında değerler aldığı ifade edilmiştir (Petri et al. 1992). Başka bir kaynakta ise biçim parametresinin -0,1 ile +0,1 aralığında değiştiği belirtilmiştir (Montoya et al. 1999).  $\alpha$  biçim parametresinin pozitif ve negatif değerler alması durumlarında ideal olmayan epitermal nötron spektrumunun 1/E spektrumundan sapmasını temsil eden bir dağılım Şekil 2.9’da görülmektedir. Bu

parametre, küçük bir sayı olmasına karşın geniş bir enerji aralığında, rezonansın sonuçlara katkısını önemli derecede etkiler.



Şekil 2.9  $1/E^{1+\alpha}$  Epitermal nötron spektrumunun  $\alpha$ -biçim parametresine bağlı davranışı

Bir reaktördeki herhangi bir konum için geçerli olan  $\alpha$  değerinin belli bir zamana yayılan farklı ışınlamalar sırasında değişebileceğinin ortaya atılması (Bode et al. 1992),  $\alpha$  parametresinin yeni bir numunenin analizi ile ilgilenilirken yeniden belirlenmesi gereğini ortaya koymuştur. İdeal olmayan epitermal nötron spektrumu için toplam nötron akısı Eşitlik 2.16'nın integrali alınarak yazılabilir.

$$\Phi_{\text{epi}} = \int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE = \Phi_{\text{epi}} \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{E^{1+\alpha}} dE = \Phi_{\text{epi}} \frac{E_1^{-\alpha} - E_2^{-\alpha}}{\alpha} \quad 2.17$$

## 2.5. $\alpha$ -Biçim Parametresi Belirleme Yöntemleri

Epitermal spektrum biçim parametresinin ( $\alpha$ ) deneysel olarak belirlenmesi için önerilen ve çıplak ya da kadmiyum kılıf içinde gerçekleştirilen ışınlamalara ait verilerin değerlendirilmesine dayanan farklı yöntemler yer almaktadır. İlk yöntemler Schumann ve Albert tarafından geliştirilen “çoklu rezonans monitörü” (Schumann et al. 1965) yöntemi ve Ryves tarafından tanımlanan “çift monitor” (Ryves 1969) yöntemidir. De Corte ve diğerleri tarafından, ilerleyen yıllarda, Cd kılıf ve Cd-oranı yöntemlerinin yanında Cd kılıf kullanılmadan ışınlanan ve üç farklı monitör ile  $\alpha$  parametresinin belirlenmesine imkân veren yöntemler de kullanılmıştır.



Tez çalışması kapsamında hesapta kullanılan yöntemler aşağıda sıralanmıştır. Yöntemlerin uygulanışına ait daha detaylı bilgi, tezin materyal ve yöntem kısmında, Bölüm 4.5’de açıklanmıştır. Bu yöntemler:

- İterasyon yöntemi
- Kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemi
- İkili monitör kadmiyum oranı yöntemi

dir.

## **2.6. Kadmiyum Kesme Enerjisi ve Epitermal Nötron Kesme Faktörü**

### **2.6.1. Kadmiyum kesme enerjisi, $E_{Cd}$**

Nötron akısına maruz kalan herhangi bir maddenin etkileştiği nötron spektrumunda, termal nötronların elenmesi ve maddenin sadece epitermal ve hızlı nötronlarla ışınlanması, ancak maddenin yüksek termal nötron soğurma özelliğine sahip malzemelerle filtrelenmesi ile mümkündür (Alfassi 1994). Bu amaçla genelde kadmiyum (Cd) ve bor (B) gibi termal nötron soğurucuları kullanılır. Bunlardan kadmiyum metali eğilip bükülebilir, kolayca şekillendirilebilir ve işlenebilir yumuşaklıktadır. Buna karşın bor, elementel formda şekillendirilemediğinden, farklı kimyasal bor bileşikleri, termal nötron soğurucusu olarak kullanılmaktadır (Ehmann et al. 1980, Stuart ve Ryan 1981, Chisela et al. 1987, D’Mellow et al. 2007, Budak 2008).

Nükleer açıdan bor ve kadmiyum arasında en önemli fark, tesir kesitlerinin nötron enerjisine bağlı dağılımlarıdır. Borun tesir kesiti enerjiye lineer olarak bağlı bir değişim sergilerken, kadmiyum keskin bir soğurma pikine sahip olması nedeniyle termal nötronlar için çok daha iyi bir filtredir.

Ayrıca borun nötron soğurması ile  $^{10}\text{B} (n,\alpha) ^7\text{Li}$  tepkimesi meydana geldiğinden, ilgili tepkime sonucunda ortaya çıkan alfa parçacıkları ışınlanan numune tarafından soğurulabilir. Bu durum numunenin ısınmasına yol açar ve bu, birçok uygulamada, özellikle organik numuneler incelenirken istenmeyen bir durumdur (Alfassi 1994).

Kadmiyumun kesme enerjisi altındaki nötronları yüksek oranda soğurması nedeniyle, nötron aktivasyonu ile incelenen bir numunenin kadmiyum kılıf içine konularak ışınlanması sonucunda numunede oluşan aktivasyonun yalnızca termal bölgeye göre

yüksek enerjili nötronlardan kaynaklanması sağlanır. Numunelerin kılıfsız ve Cd kılıfla ışınlanmaları durumlarının ardından oluşan aktiviteler arasındaki farklılık termal nötronların Cd tarafından soğurulmasından kaynaklanır (Kruger 1971).

Doğada sekiz farklı kadmiyum izotopu mevcuttur. Termal nötronları filtreleme özelliği en yüksek olan izotop, doğal kadmiyumda izotopik bolluğu %12,22 ve termal nötron soğurma tesir kesiti 20600 barn olan  $^{113}\text{Cd}$  izotopudur (NIST 2014, NUDAT 2.6 2014).  $^{113}\text{Cd}$  izotopunun nötron soğurması ile  $10^{-12}$ - $10^{-14}$  saniye gibi çok kısa bir sürede  $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$  tepkimesi meydana gelir. Bu tepkimelerden, ışınlama esnasında ani (prompt) gama ışınları çıkar. Uzun ışınlamalar sonrasında kadmiyumun numune radyoaktivliğine etki etmesini engellemek amacıyla, filtreli ışınlamalarda filtreler çıkarıldıktan sonra, numune gama spektrometresinde sayılmıştır.

Kesme enerjisi, kadmiyumun ilgili enerjinin altında kalan nötronları yüksek oranda soğurduğu enerji değeridir. Kadmiyumun nötron soğurma tesir kesiti kadmiyum filtre kalınlığına ve biçimine (foil, silindir vb.) bağlı olarak 0,40 ile 0,55 eV civarında keskin bir biçimde azalmaktadır. (Karadag 2003, Budak 2008).

Bu çalışmada kullanılan, 1 mm kalınlığındaki silindirik Cd kılıf için Cd Kesme enerjisi, farklı kaynaklarda, termal nötron dağılımını karakterize eden Maxwell fonksiyonunun sona erdiği en uygun sınır değer olarak önerilen 0,55 eV (Stoughton et al. 1959, Stoughton et al. 1963) olarak kullanılmıştır.

### **2.6.2. Kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü, $F_{\text{Cd}}$**

Herhangi bir numunede termal nötronlar tarafından oluşturulan aktivite ancak bir filtre kullanılarak belirlenebilir (Bu çalışma kapsamında 1 mm kalınlığında Cd filtre kullanılmıştır). Bu amaçla incelenen numune kılıfsız (çıplak) ve Cd kılıf içinde bulunacak şekilde ayrı ayrı ışınlanır. Numunenin çıplak ışınlanması durumunda oluşan aktivite, spektrumdaki tüm nötronlardan (termal, epitermal ve hızlı nötronlar) ileri gelen katkıları içerir. Cd kılıf içinde ışınlanan numune ise, kadmiyum termal nötronları filtrelediğinden,  $E_{\text{Cd}}=0,55$  eV, kadmiyum kesme enerjisinden ( $E_{\text{Cd}}$ ) yüksek enerjilere sahip epitermal ve hızlı nötronlar (epikadmiyum nötronlar) tarafından aktive edilir.

Epitermal nötronların kadmiyum kılıflı ışınlanan numunede meydana getirdiği aktivite, aynı numunenin kılıfsız ışınlanması durumunda meydana getirdiği aktiviteden farklı

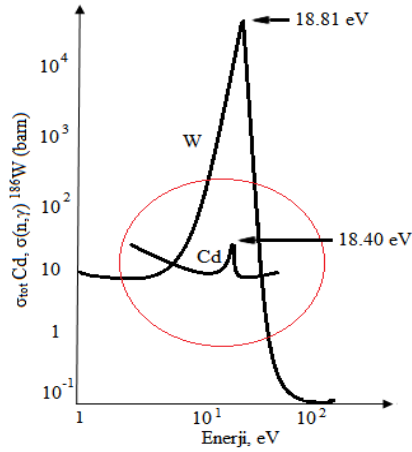
olmaktadır (Mueck et al. 1973, El Nimr et al. 1987, Alfassi 1990, Osae et al. 1998, Karadag 2003). Bu farklılık, kadmiyum kılıf içinde ışınlanan numunede bulunan bazı izotopların rezonanslarından biri ya da birkaçının kadmiyumun rezonansları ile çakışmasından kaynaklanmaktadır (El Nimr 1990). Cd kılıfın epitermal nötron aktivasyonunu azaltma etkisi, analizi yapılan numunenin içerdiği izotopların rezonans davranışlarına özgü özellikler taşır. Bir izotop için Cd kılıfın, epitermal nötronların oluşturduğu aktivasyonda meydana getirdiği azaltma,  $F_{Cd} = \frac{(A_{sp})_{epi}^-}{(A_{sp})^+}$  bağıntısı ile ifade edilmektedir (El Nimr et al. 1981). Burada  $F_{Cd}$ , kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü olmak üzere ( $F_{Cd} \geq 1$ ),  $(A_{sp})_{epi}^-$  terimi epitermal nötronların çıplak ışınlanan numunede neden olduğu özgül aktiviteyi,  $(A_{sp})^+$  ise aynı numunenin Cd kılıf içinde ışınlanması durumunda elde edilen özgül aktiviteyi temsil etmektedir. Kadmiyumun soğurma rezonansları ile çakışan rezonansı bulunmayan izotoplar için  $F_{Cd}=1$  dir.  $F_{Cd}$ , sahip oldukları rezonans enerjilerine bağlı olarak her izotop için farklı değerler alabilir.

İzotopun rezonanslarından birinin ya da birkaçının kadmiyumun rezonanslarıyla aynı ya da yakın enerjilere sahip olması durumunda  $F_{Cd}$ , 1'den farklı olur. Örneğin,  $^{186}W(n,\gamma)^{187}W$  tepkimesi göz önüne alındığında,  $^{186}W$ 'nın en yüksek tesir kesitli ( $\sigma_r = 103577$  b) rezonansı 18,81 eV'tur. Kadmiyumun  $\sigma_r = 24,2$  b tesir kesitli rezonansı, bu enerjiye çok yakın olup 18,40 eV'luk bir tepe enerjisine sahiptir. Birbirine yakın enerjilerdeki bu rezonansların, Şekil 2.10'da gösterildiği gibi çakışmaları nedeniyle  $^{186}W$ 'nın kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü 1'den farklı bir değere sahiptir ( $F_{Cd}=1,101$ ) (El Nimr et al. 1981). Bu değer epitermal nötronlar tarafından sağlanan aktivasyonda %10 mertebesinde farklılık meydana getirir.

Tez çalışmasında kullanılan  $^{98}Mo$ ,  $^{55}Mn$  ve  $^{197}Au$  monitörleri için literatürden alınan  $F_{Cd}$  değerleri Çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1  $^{98}Mo$ ,  $^{55}Mn$  ve  $^{197}Au$  monitörleri için literatürdeki  $F_{Cd}$  değerleri

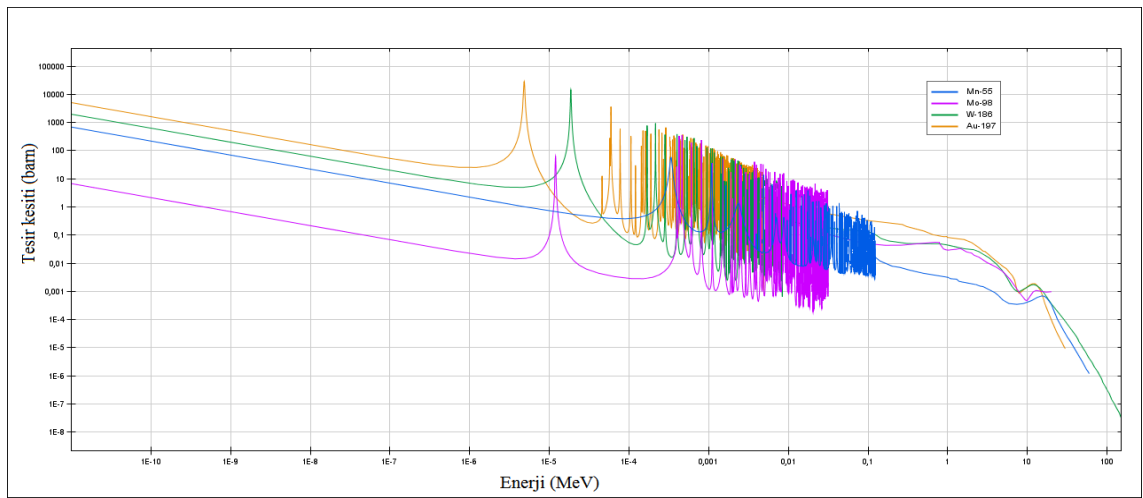
İzotop	$F_{Cd}$	Referans
$^{197}Au$	1,009	
$^{98}Mo$	1,000	El Nimr et al. 1981
$^{55}Mn$	1,000	



Şekil 2.10  $^{186}\text{W}$ 'nın 18,81 eV'deki rezonansı ile  $^{113}\text{Cd}$ 'ün 18,40 eV'deki rezonansının üst üste binmesi durumu (El Nimr et al. 1987)

## 2.7. Termal ve Epitermal Bölgede Tesir Kesiti Davranışları

Reaktörlerde ve nötron kaynaklarından elde edilen nötronlar tek enerjili olmayıp, nötron alanları hem termal hem de epitermal ( $E_n > 0,55$  eV) nötronların karışımı bir spektruma sahiptir. Nötron enerjileri değişiklik gösterdiğinden, nötronlarla ışınlanan izotopların tesir kesitleri farklı enerjiler için farklı olacaktır. Monitör olarak kullandığımız izotoplar için tesir kesitinin enerjiye göre değişimi Şekil 2.11'de görülmektedir. Grafiğin çiziminde kullanılan veriler, NEA JANIS (Java-based Nuclear Information Software) nükleer veri tabanından alınmıştır (JANIS Software 2014).



Şekil 2.11  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  izotopları için enerji-tesir kesiti grafikleri (JANIS Software 2014)

Şekilde görüldüğü gibi, tesir kesitleri farklı enerji bölgelerinde farklılıklar göstermekte olup, termal bölgede  $1/v$  etkisinde olan tesir kesitleri, epitermal bölgede herhangi bir kurala bağlı değildir. Epitermal nötronlar için izotopların tesir kesitleri, nötron enerjileri arttıkça enerjiye bağlı keskin değişimler gösteren  $1/v$  doğrusu üzerine yerleşen bir davranışa sahiptirler. Bu keskin değişimlerin gözlemlendiği bölgeye rezonans bölgesi adı verilir. Gözlenen rezonanslar, her farklı izotop için farklı enerjilerde oluşmakta, farklı maksimum ve genişliklerde oluşmaktadır.

### 2.7.1. Termal nötron tesir kesiti ve Westcott parametresi

Tesir kesitleri, termal nötron enerji bölgesinde  $1/v$  ile orantılı olarak azalan izotoplara  $1/v$  davranışına uygun soğurucular denir. İdeal bir  $1/v$  soğurucusu için herhangi bir nötron hızında ( $v$ ) tesir kesiti,

$$\sigma(v) = \frac{v_0}{v} \sigma_0 \quad 2.18$$

şeklindedir. Burada  $\sigma(v)$ ,  $v$  hızındaki nötronlar için tesir kesiti,  $\sigma_0$ , oda sıcaklığında (293,43 °K) Maxwell hız dağılımına uyan, en olası hızdaki ( $v_0$ ) nötronlar için tesir kesitidir. Buna göre herhangi bir izotop için  $v_0=2200$  m/s nötron hızındaki tesir kesiti bilindiği takdirde, diğer nötron hızlarındaki tesir kesitleri de kolayca belirlenebilir ve referans olarak kabul edilen 293,43 °K ya da 20,43 °C'ye (oda sıcaklığı) karşılık gelen 2200 m/s nötron hızındaki (veya  $\approx 0,0253$  eV enerjideki) tesir kesiti ( $\sigma_0$ ) aynı zamanda termal nötron tesir kesiti olarak da tanımlanır (Karadag 2003, Budak 2008).

#### Westcott parametresi, $g_T$

Tesir kesiti  $1/v$  davranışına uymayan izotoplar için,  $1/v$  davranışından sapması belirlenerek düzeltme yapılması gerekmektedir ve  $1/v$  davranışından sapmanın ölçüsü Westcott faktörü ( $g_T$ ) olarak adlandırılır:

$$g_T = \frac{\hat{\sigma}}{\sigma_0} \quad 2.19$$

Burada  $\sigma_0$ , 2200 m/s nötron hızı için tesir kesiti ve  $\hat{\sigma}$ , etkin nötron tesir kesitidir (Holden 1999, Karadag 2003).

$$\hat{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(v) n(v) v dv}{v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv} \quad 2.20$$

Westcott faktörü ortamın sıcaklığına bağlıdır ve  $1/v$  soğurucuları için her sıcaklıkta  $g_T = 1$  dir. Bu çalışma kapsamında kullanılan monitör izotoplar için 293,43 °K oda sıcaklığında geçerli olan Westcott faktörleri Çizelge 2.2’de verilmiştir.

Çizelge 2.2  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  izotopları için 293,43 °K’de Westcott faktörleri

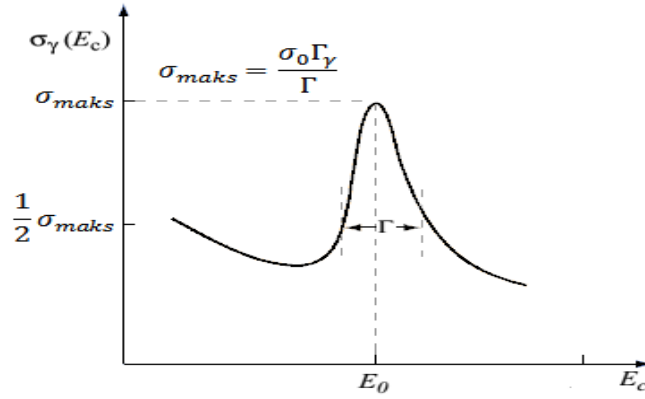
Monitör	$g_T$	Referans
$^{197}\text{Au}$	1,0051	(Karadag 2003)
$^{98}\text{Mo}$	1,0008	(Budak 2008)
$^{55}\text{Mn}$	1,0004	

### 2.7.2. Rezonans integral tesir kesiti

Termal enerji bölgesinin ardından, 0,55 eV ile 1 MeV aralığında; tesir kesitlerinin  $1/v$  davranış doğrusu üzerine binmiş halde, enerji ile keskin değişimler gösterdiği bölgeye rezonans bölgesi adı verilir. Bu bölgede her izotop için karakteristik özellikler (rezonans enerjisi, rezonans genişliği gibi) gösteren rezonans pikleri bulunur. Rezonans enerjisinde tesir kesitleri yüksektir.

Atom ağırlığı  $A$  ve atom numarası  $Z$  olan bir  $X$  çekirdeği tarafından soğurulan nötron, çekirdeği  $A+1$  atom ağırlıklı izotopuna, yani bileşik çekirdeğe dönüştürür. Eğer nötronun kinetik enerjisi,  $A+1$  izotopunun uyarılma seviyelerinden birinde uyarılmış bileşik çekirdek oluşturmak için gereken enerjiye eşit ise rezonans durumu oluşur ve rezonans pikleri oluşur.

Rezonans tesir kesiti ifadesini en kolay açıklayabilen yaklaşım, Breit Wigner yaklaşımıdır. Şekil 2.12’de  $E_0$  enerjili bir rezonans piki görülmektedir.



Şekil 2.12 Bir rezonans piki

Şekil 2.12’de görülen, tesir kesitinin maksimuma ulaştığı  $E_0$  nötron enerjisi değeri ve pikin yarı yükseklikteki tam genişliği, YYTG, monitör izotopun karakteristik özelliklerindedir. Breit-Wigner yaklaşımından,

$$\sigma_{\gamma}(E_c) = \sigma_0 \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E_c}\right)^{1/2} \frac{1}{1+y^2} \quad \text{ve} \quad y = \frac{2}{\Gamma}(E_c - E_0) \quad 2.21$$

Burada  $E_c$ , kütle merkezi enerjisi,  $E_0$ , rezonans pikinin tepe noktasına karşılık gelen enerji değeri,  $\Gamma$ , toplam çizgi genişliği (YYTG),  $\Gamma_{\gamma}$  ışımali yakalama (radiative) çizgi genişliği, ve  $\sigma_0$ , toplam tesir kesitinin  $E_0$ ’daki değeridir (Forget 2009) ve aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\sigma_0 = 4\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} g = 2,608 \times 10^6 \frac{(A+1)^2}{A^2} \frac{1}{E_0(\text{eV})} \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} g \quad \text{ve} \quad g = \frac{2J+1}{2(2I+1)} \quad 2.22$$

Burada  $g$ , ağırlık fonksiyonu,  $J$ , bileşik çekirdek rezonans durumu spini,  $I$ , hedef çekirdek rezonans durumu spini ve  $\lambda$ , nötronun indirgenmiş De Broglie dalga boyudur ( $\lambda = \lambda/2\pi$ ) (Yücel 2012).

Epitermal nötron enerji bölgesinde, iki farklı nötron enerjisindeki tesir kesitlerini birbirleri ile ilişkilendiren bir kuralın olmaması ve izotopların bu bölgedeki tesir kesitlerinin, termal bölgede olduğu gibi, belli bir enerji referansında ifade edilememesi nedeniyle, epitermal nötronlar tarafından meydana getirilen aktivasyon hesaplanırken göz önüne alınacak tesir kesitinin belirlenmesi termal nötron tesir kesitine kıyasla daha karmaşık bir süreç gerektirir. Daha önce de belirtildiği gibi, izotopların epitermal enerji bölgesindeki tesir kesitleri nötron enerjisine bağlı olarak ani artışlar şeklinde gözlenen

rezonanslara sahiptir. En genel tanımıyla rezonans integral tesir kesiti, kadmiyum kesme enerjisi (0,50-0,55 eV) üzerindeki epitermal nötron enerjilerinin toplam tesir kesiti olarak kabul edilir. Buna göre, herhangi bir izotop için rezonans integral tesir kesiti ( $I_0$ ),

$$I_0 = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E} \quad 2.23$$

şeklinde verilir (De Corte et al. 1981). Burada  $E_{Cd}$ , kadmiyum kesme enerjisi ve  $\sigma(E)$ , E enerjili nötronlar için tesir kesitini ifade eden bir fonksiyondur.

Kadmiyum kesme enerjisinden ( $E_{Cd}$ ) sonra  $1/v$  davranışı devam ettiği ve rezonans pikleri de  $1/v$  doğrusunun üzerine bindiği için Eşitlik 2.23'de verilen integral iki kısımdan oluşur. Rezonans integral tesir kesitinin içerisinde rezonanslardan gelen katkıya ilave olarak,  $1/v$  bölgesinden gelen bir katkı da söz konusudur. Bu durumda matematiksel olarak rezonans integral tesir kesiti,

$$I_0 = I'_0 + I_{1/v} \quad 2.24$$

şeklinde iki katkının toplamı olarak ifade edilebilir. Burada  $I'_0$ , indirgenmiş rezonans integral tesir kesiti olup, sadece rezonanslardan ileri gelen katkıyı ifade eder.  $I_{1/v}$  ise kadmiyum kesme enerjisinden sonra da devam etme eğiliminde olan  $1/v$  karakterinin epitermal enerji bölgesindeki kısmından rezonans integral tesir kesitine gelen katkıdır. İdeal bir  $1/v$  soğurucusu için  $1/v$  katkısı ( $I_{1/v}$ ),

$$I_{1/v} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left( \frac{v_0 \sigma_0}{v} \right) \frac{dE}{E} = \sigma_0 \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{dE}{E} = 2\sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \quad 2.25$$

şeklinde belirlenebilir. Bu eşitlikte  $E_0=0,0253$  eV ( $v_0 = 2200$  m/s nötron hızına karşılık gelen nötron enerjisi),  $\sigma_0$ , 2200 m/s nötron hızı için tesir kesitidir. Eşitlik 2.23, 2.24 ve 2.25'den, indirgenmiş rezonans integral tesir kesiti ( $I'_0$ ) aşağıdaki şekilde bulunur.

$$I'_0 = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left( \sigma(E) - \frac{v_0 \sigma_0}{v} \right) \frac{dE}{E} = I_0 - 2\sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \quad 2.26$$

Kullanılan nötron kaynağından elde edilen spektrumun ideal  $1/E$  davranışından sapma miktarını belirleyen epitermal spektrum biçim parametresi ( $\alpha$ ), numunede epitermal nötronların oluşturduğu aktivitenin belirlenmesi sırasında hesaba katılmalıdır. Sonuçta



incelenen bir izotopta oluşan aktiviteye epitermal nötronlar tarafından sağlanan katkı, izotopun çeşitli rezonanslarından ileri gelen katkıların toplamıdır ve izotopun tesir kesiti davranışı ile nötron spektrumunun şekline bağlı olarak değişmektedir.

İzotoplar için rezonans integral tesir kesiti değerleri, yalnızca ideal 1/E epitermal nötron spektrumu esas alınarak literatüre girmiştir. Bu bakımdan ideal 1/E nötron spektrumundan sapmalar gösteren gerçek epitermal nötron spektrumları ( $1/E^{1+\alpha}$ ) kullanılarak belirlenen rezonans integral tesir kesitleri, literatür değerlerinden farklı olmaktadır. Bu yüzden  $1/E^{1+\alpha}$  davranışı ile tanımlanan epitermal nötron ışınlama alanlarında gerçekleştirilen deneylerle belirlenen rezonans integral tesir kesitlerinin ideal 1/E epitermal nötron spektrumu için dönüştürülmesi gerekir (Ryves 1969, De Corte et al. 1979b, L Moens et al. 1979, El Nimr et al. 1981, Karadag 2003, Budak 2008). Gerçek  $1/E^{1+\alpha}$  epitermal nötron spektrumu için rezonans integral tesir kesiti,

$$I_0(\alpha) = (1 \text{ eV})^\alpha \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E^{1+\alpha}} \quad 2.27$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $\alpha$ , epitermal nötron spektrumunun biçim parametresi ve  $I_0(\alpha)$ , epitermal nötron spektrum biçim parametresine bağlı rezonans integral tesir kesitidir.  $\alpha=0$  durumu, ideal 1/E epitermal nötron spektrumuna karşılık gelir ve  $\alpha=0$  durumu için verilen Eşitlik 2.27 ifadesi Eşitlik 2.23 ile eşdeğerdedir.  $I_0$  ile  $I_0(\alpha)$  arasındaki dönüşüm bağıntısı, Eşitlik 2.26'da verilen indirgenmiş rezonans integral tesir kesiti,  $1/E^{1+\alpha}$  epitermal nötron spektrumu için yeniden yazılırsa,

$$I'_0(\alpha) = (1 \text{ eV})^\alpha \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left( \sigma(E) - \frac{v_0 \sigma_0}{v} \right) \frac{dE}{E^{1+\alpha}} = I_0(\alpha) - \frac{2\sigma_0(1 \text{ eV})^\alpha}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \left( \frac{E_0}{E_{Cd}} \right)^{1/2} \quad 2.28$$

elde edilir. Burada  $I'_0(\alpha)$ , epitermal nötron spektrum biçim parametresine bağlı indirgenmiş rezonans integral tesir kesitidir.  $I_0(\alpha)$  ile  $I_0$  arasındaki dönüşüm bağıntısı,

$$I_0(\alpha) = (1 \text{ eV})^\alpha \left[ \left( I_0 - 2\sigma_0 \left( \frac{E_0}{E_{Cd}} \right)^{1/2} \right) \frac{1}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{2\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \left( \frac{E_0}{E_{Cd}} \right)^{1/2} \right] \quad 2.29$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\bar{E}_r$ , etkin rezonans enerjisi değeridir.

Tez çalışması kapsamında kullanılan monitörlere ait rezonans integral tesir kesiti değerleri Çizelge 2.3'de verilmiştir.

Çizelge 2.3  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  izotoplarına ait rezonans integral tesir kesitleri

İzotop	$I_0$ (barn)	Referans
$^{197}\text{Au}$	$1550,00 \pm 27,90$	
$^{98}\text{Mo}$	$6,96 \pm 0,47$	(Kolotov et al. 2004)
$^{55}\text{Mn}$	$13,90 \pm 0,46$	

**1 barn=10<sup>-24</sup> cm<sup>2</sup>**

Etkin rezonans enerjisi ( $\bar{E}_r$ ),

$$\bar{E}_r^{-\alpha} = \frac{I'_0(\alpha)}{I'_0} (1 \text{ eV})^{-\alpha} \quad 2.30$$

şeklinde tanımlanmıştır (Ryves 1969). Herhangi bir izotopun etkin rezonans enerjisi, rezonanslarının sayısına, enerjisine, soğurma ve saçılma özelliklerine bağlıdır (Karadağ 2003). Eşitlik 2.26'da,  $E_{Cd}=0,55$  eV ve  $E_0=0,0253$  eV değerleri yerine yazıldığında,

$$I'_0 = I_0 - 2\sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} = I_0 - 0,429\sigma_0 \quad 2.31$$

elde edilir. Eşitlik 2.29'da,  $E_{Cd}=0,55$  eV ve  $E_0=0,0253$  eV değerleri yerine yazıldığında,

$$I'_0(\alpha) = I_0(\alpha) - \frac{2\sigma_0(1 \text{ eV})^\alpha}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} = I_0(\alpha) - \frac{0,429\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \quad 2.32$$

Eşitlik 2.31 ve 2.32, Eşitlik 2.33'de yerlerine yazıldığında,

$$\bar{E}_r^{-\alpha} = \left( I_0(\alpha) - \frac{0,429\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \right) / I_0 - 0,429\sigma_0 \quad 2.33$$

$$I_0(\alpha) = \frac{I_0 - 0,429\sigma_0}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{0,429\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \quad 2.34$$

bulunur (Moens et al. 1979). Bu eşitlik,  $\bar{E}_r$  ve  $\alpha$ 'nın bilindiği durumlarda,  $I_0$  değeri ile  $I_0(\alpha)$  arasındaki ilişkinin belirlenmesini ve bu iki parametre arasındaki dönüşümlerin tanımlanmasını mümkün kılar (Budak 2008). ( $2 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} = 0,429$ ) olduğundan, ilgili bağıntılar ancak  $E_{Cd}=0,55$  eV (kullanılan kadmiyum kılıf kalınlığı 1 mm) ve  $E_0=0,0253$  eV (ortam sıcaklığı 293,43 °K) olduğunda geçerlidir. Bu çalışmada kullanılan  $\bar{E}_r$

değerleri Çizelge 2.4’de ve genelde hedef olarak kullanılan izotoplar için etkin rezonans enerji değerlerine ait genel bir çizelge Ek 2’de verilmiştir.

Çizelge 2.4  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  monitörlerine ait etkin rezonans enerjileri

Monitör	$\bar{E}_r$ (eV)	Referans
$^{197}\text{Au}$	5,65±0,40	
$^{98}\text{Mo}$	241,00±48,20	(Kolotov et al. 2004)
$^{55}\text{Mn}$	468,00±51,48	

### 2.7.3. Rezonans integrali - termal tesir kesiti oranı ( $Q_0$ )

Son yıllarda, k0-yöntemi gibi standart hale getirilmiş analitik NAA yöntemlerinde, rezonans integral tesir kesiti ( $I_0$ ) ve termal nötron tesir kesitinin ( $\sigma_0$ ) ayrı ayrı kullanması yerine, bunların oranı olan  $Q_0$ , sıkça kullanılmaktadır. Gerçek spektrum şartlarında bu oran ( $Q_0$ ),

$$Q_0(\alpha) = \frac{I_0(\alpha)}{g_T \sigma_0} \quad \text{veya} \quad Q_0(\alpha) = \frac{I_0(\alpha)}{\sigma_0} \quad 2.35$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $g_T$ , termal nötron tesir kesitinin  $1/v$  den sapmasını gösteren Westcott düzeltme faktörüdür (Bölüm 2.7.1).

Eşitlik 2.34’de  $\frac{0,429}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha}$  kısmı, sadece  $\alpha$  parametresine bağlıdır.  $\alpha$  parametresinin bu fonksiyonuna  $C_\alpha$  denilirse, Eşitlik 2.34, Eşitlik 2.36’ya dönüştürülebilir.

$$I_0(\alpha) = \frac{I_0 - 0,429\sigma_0}{\bar{E}_r^\alpha} + C_\alpha \sigma_0 \quad 2.36$$

ve

$$Q_0(\alpha) = \frac{Q_0 - 0,429}{\bar{E}_r^\alpha} + C_\alpha \quad 2.37$$

Ancak, bu eşitlikler sadece  $E_{Cd}=0,55$  eV ve  $E_0=0,0253$  eV olduğunda geçerlidir (De Corte et al. 1981).

Çizelge 2.5  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  monitörlerine ait  $\sigma_0$ ,  $I_0$  ve  $Q_0$  değerleri

Monitör	$\sigma_0$ (barn)	$I_0$ (barn)	$Q_0 (=I_0/\sigma_0)$
		Not 1	Not 2
$^{197}\text{Au}$	98,700±0,099	1550,00±27,90	15,70±0,28
$^{98}\text{Mo}$	0,131±0,003	6,96±0,47	53,10±3,35
$^{55}\text{Mn}$	13,200±0,185	13,90±0,46	1,05±0,03

**Not 1:** Termal ( $\sigma_0$ ) ve epitermal ( $I_0$ ) nötron tesir kesitleri (Kolotov et al. 2004)

**Not 2:** Termal – epitermal nötron tesir kesiti oranı ( $Q_0=I_0/\sigma_0$ ) (Kolotov et al. 2004)

## 2.8. Nötron Öz Soğurma Etkisi ( $G_{th}$ ve $G_{epi}$ )

Nötron aktivasyonu amacıyla nötron alanına konulan bir malzeme, kaynağın o konumdaki termal ve epitermal akısında bir bozulmaya sebep olabilir (Karadag 2003). Bu akının bozulmasına sebep olan etki, iki kısmi bileşenden oluşur; akı çökmesi (flux depression) ve nötron öz soğurması (neutron self shielding) (Kruger 1971, Karadag 2003). Akı çökmesi, genelde reaktörlerdeki gibi yüksek nötron akılarında, yakıt veya kontrol çubukları gibi nötron soğurucularının civarında sıkça meydana gelir. Bu tez çalışmasında (Bölüm 4’de hesaplanan) akının düşük olması sebebiyle akı çökmesi etkisi ihmal edilmiştir. Yüksek akılı nötron kaynaklarında ise nötron ışınlama kavimleri numune boyutlarından küçük tutularak numune civarında akı çökmesi engellenebilir.

Nötron öz soğurması, numunenin içine nüfuz eden nötron akısında meydana getirdiği azalma olarak tanımlanabilir. Nötron kaynağında belirli bir konumda ışınlanan bir numuneye gelen nötron akısının bir kısmının, numune iç tabakalarına tam nüfuz edemediği, dış katmanlarda soğurulması sebebiyle, iç tabakalar daha düşük bir nötron akısına maruz kalırlar.

Nötron ışınlamasına tabi tutulan numune içindeki ortalama nötron akısının ( $\bar{\phi}$ ), numunenin yerleştirileceği konumda ve herhangi bir numune yokken ölçülecek sabit nötron akısına ( $\phi_0$ ) oranı, öz-soğurma faktörü (G) olarak ifade edilir (Anonymous 1970, Karadag 2003).

$$G = \bar{\phi}/\phi_0 \quad 2.38$$

Termal ve epitermal nötron öz soğurma faktörleri, sırasıyla  $G_{th}$  ve  $G_{epi}$  ışınlanan numune içerisindeki elementlerin nötron soğurma ve saçılma tesir kesitlerine, kaynak–numune geometrisine ve numune şekline (foil, silindir v.b.) bağlı olarak ayrı ayrı hesaplanır (Karadag 2003). Nötron öz soğurma etkisini deneysel olarak elimine etmek veya analiz açısından ihmal edilebilir derecede tutabilmek için ışınlanacak numunenin inceltilecek veya seyreltilerek kullanılması gerekmektedir. Ancak pratikte, numune miktarının azaltılmadığı veya seyreltilmediği durumlar vardır. Bu durumlarda nötron öz soğurma etkileri giderilemez. Işınlanan madde miktarını düşük tutarak nötron öz soğurma etkisi azaltılırken analizin analitik hassasiyeti de düşer (Kenna et al. 1966). Her ne kadar ışınlama süresi uzun tutularak doyum aktivitesine ulaşılsa ve numune gama dedektöründe mümkün olduğunca uzun sayılsa da izotopik bolluğu veya termal - epitermal nötron soğurma tesir kesiti düşük olan elementler için, hassasiyetin artırılması adına ışınlanan madde miktarının artırılması zorunludur.

Bu tez çalışmasında kullanılan monitörler için termal ve epitermal nötron öz soğurma faktörleri, Beckurts ve Wirtz'in tanımına uygun olarak hesaplanmıştır (Beckurts ve Wirtz 1964).

Çizelge 2.6  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  monitörleri için hesaplanan  $G_{th}$  ve  $G_{epi}$  değerleri

Monitör	Işınlama Konumu	Foil	$G_{th}$ Not 1	Belirsizlik %	$G_{epi}$ Not 1	Belirsizlik %
$^{197}\text{Au}$	Manuel	Au-1	0,9393	0,05	0,2575	0,14
	Pnömatik	Au-2	0,9383	0,05	0,2552	0,14
$^{98}\text{Mo}$	Manuel	Mo-1	1,0000	0,01	0,5614	3,25
	Pnömatik	Mo-2	1,0000	0,01	0,6084	3,25
$^{55}\text{Mn}$	Manuel	Mn-1	0,9814	0,04	0,7202	1,98
	Pnömatik	Mn-2	0,9815	0,04	0,7208	1,98

**Not 1:** Beckurts ve Wirtz 1964'de verilen yaklaşıma göre yapılmıştır.

## 2.9. Termal - Epitermal Akı Oranı (f)

Aktivasyon analizi çalışmalarında numunenin ışınlandığı konumdaki termal nötron akısının epitermal nötron akısına oranının (termal - epitermal akı oranı) bilinmesi, incelenen numunede bulunan bir izotopun konsantrasyonunun ya da nükleer

özelliklerinin belirlenmesini kolaylaştırması ve analiz hassasiyetini artırması bakımından önemlidir (Budak 2008). Termal - epitermal akı oranı (f), k<sub>0</sub>-NAA yönteminde nötron akısını karakterize etmede yaygın olarak kullanılan önemli bir parametredir. Termal - epitermal akı oranı,

$$f = \frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}} \quad 2.39$$

biçiminde ifade edilir. Burada  $\Phi_{th}$ , termal ya da kadmiyum kesme enerjisi altındaki (subcadmium) akıdır. n, nötron yoğunluğu (nötron/m<sup>3</sup>) olmak üzere, v<sub>0</sub>=2200 m/s hızındaki nötronlar referans alınarak tanımlanan termal nötron akısı  $\Phi_{th}= n.v_0$ 'dır. Diğer taraftan  $\Phi_{epi}$ , 1/E<sup>1+α</sup> dağılımı ile göz önüne alınan birim enerji başına epitermal nötron akısıdır (Budak 2008). Herhangi bir ışınlama konumu için f, termal - epitermal akı oranının deneysel yolla belirlenmesi için uygun monitör izotoplar seçilir ve bunların Cd kılıf içinde ve Cd kılıf olmaksızın ışınlanması sonucunda elde edilen aktivitelerden Cd oranının elde edilmesi sonucunda f,

$$f = \frac{I_0(\alpha) G_{epi}}{g_T \sigma_0 G_{th}} (R_{Cd} - 1) \quad 2.40$$

şeklinde “Cd farkı” yöntemiyle belirlenir. Burada G<sub>th</sub> ve G<sub>epi</sub> terimlerinin sırasıyla termal ve epitermal öz soğurma faktörlerini ifade ettiği bu ifadede g<sub>T</sub>, nötron spektrumunun 1/v davranışından sapma miktarını belirleyen Westcott faktörü, F<sub>Cd</sub>, kadmiyum kesme faktörü, σ<sub>0</sub> ve I<sub>0</sub>(α) ise ışınlanan monitör izotopun termal ve rezonans integral tesir kesitleridir. R<sub>Cd</sub>, “Cd oranı” yöntemi gereğince, ışınlama konumu için geçerli Cd oranıdır (Jaćimović et al. 2003, Mustra et al. 2003, Jonah et al. 2005, Moon et al. 2007, Budak 2008).

Monitörlerin çıplak ve kadmiyumlu ışınlanmaları sonucu kazandıkları özgül aktivitelerin oranına “*kadmiyum oranı (cadmium ratio)*” adı verilir. Eşitlik 2.41, kadmiyum oranı (R<sub>Cd</sub>) formülüdür.

$$R_{Cd} = (A_{sp})^- / [(A_{sp})^+ / F_{Cd}] \quad 2.41$$

Termal ve epitermal nötronların karışımından meydana gelen nötron alanında ışınlanan elementin herhangi bir izotopu için atom başına tepkime hızı, hem termal hem de epitermal nötronlardan ileri gelen katkıların toplamıdır. Buna göre toplam tepkime hızı,

$$R_s^- = \Phi_{th} g_T \sigma_0 + \Phi_{epi} I_0(\alpha) \quad 2.42$$

şeklinde ifade edilebilir. Aynı ışınlama sisteminde, aynı ışınlama konumunda, kadmiyum kılıf içine konularak ışınlanan elementin söz konusu izotopu için geçerli tepkime hızı, termal nötronlar Cd kılıf tarafından soğurulacağı için epitermal nötronlarla etkileşimden kaynaklanır. O halde epitermal nötron tepkime hızı,

$$R_s^+ = \Phi_{epi} I_0(\alpha) / F_{Cd} \quad 2.43$$

olarak ifade edilir. Kadmiyum kılıf epitermal nötronların bir kısmını soğurarak filtreleyeceği için tepkime hızı belirlenirken  $F_{Cd}$  faktörü hesaba katılmalıdır (Ryves 1970 , Budak 2008). Eşitlik 2.43, Eşitlik 2.44'de yerine yazılarak düzenlenirse,

$$\Phi_{th} g_T \sigma_0 = R_{s,termal} = R_s^- - F_{Cd} \cdot R_s^+ \quad 2.44$$

Termal nötron öz soğurma faktörünün de hesaba katıldığı termal akı formülü Eşitlik 2.45'deki gibi belirlenir.

$$\Phi_{th} = \frac{1}{g_T \sigma_0 G_{th}} (R_s^- - F_{Cd} \cdot R_s^+) \quad 2.45$$

Uygun bir monitör izotop ya da izotopların, kadmiyum kılıfsız ve kadmiyum kılıf içinde olacak biçimde ayrı ayrı ışımlandığında, gama spektrometresinden elde edilen  $\gamma$ -spektrumu verilerinin değerlendirilmesiyle termal nötron akısı deneysel olarak tespit edilir. Epitermal nötron akısı,

$$\Phi_{epi} = \Phi_{th} \cdot \frac{1}{(R_{Cd} - 1)} \cdot \frac{g_T \sigma_0}{I_0(\alpha)} \cdot \frac{G_{th}}{G_{epi}} \quad 2.46$$

bağıntısıyla elde edilir.

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. Numune Hazırlama İşlemi

İncelenen numunenin tahribatsız olarak ışınıldıktan sonra dedeksiyonu temeline dayanan enstrümantal nötron aktivasyon analizi yöntemi (INAA), birçok uygulamada herhangi bir radyokimyasal ayırıştırma süreci gerektirmediğinden, numune hazırlaması diğer yöntemlere göre oldukça kolay ve pratiktir. Bu çalışmada incelenen elementler, herhangi bir kimyasal tepkime olasılığı olmayan, yüksek saflıkta metal formda seçilmiştir. Foiller tartım işleminden sonra teflon silindirik tüpler (NAA tüp) içine (kaynakta ışınlama konumunun sabit kalabilmesi için) yerleştirilmiştir. Tüm numuneler sertifikalı ve yüksek saflıktadır.

#### 3.2. Nötron Işınlama Sistemi

Bu tez çalışmasında, Şekil 3.1’de şematik kurulumu görülen ve aktivitesi 37 GBq olan  $^{241}\text{Am}$ -Be izotopik nötron kaynağı kullanılmıştır. Nötron kaynağı, A.Ü. Nükleer Bilimler Enstitüsü’nde su, parafin ve boroksit, ahşap ve kurşun malzemelerinin özel bir konfigürasyonu olarak tasarlanmış ve 2010 yılında kurulmuştur (Yücel et al. 2014). Bu ışınlama ünitesi TAEK tarafından yerinde doğrulanan doz ölçümleri sonucunda 11 Ocak 2012 yılında lisanslanmıştır. Kaynak sisteminde, numuneyi 2-3 saniyede kaynaktan yaklaşık 30 metre uzaklıktaki laboratuvara transfer edebilen bir pnömatik sistem de bulunmaktadır.

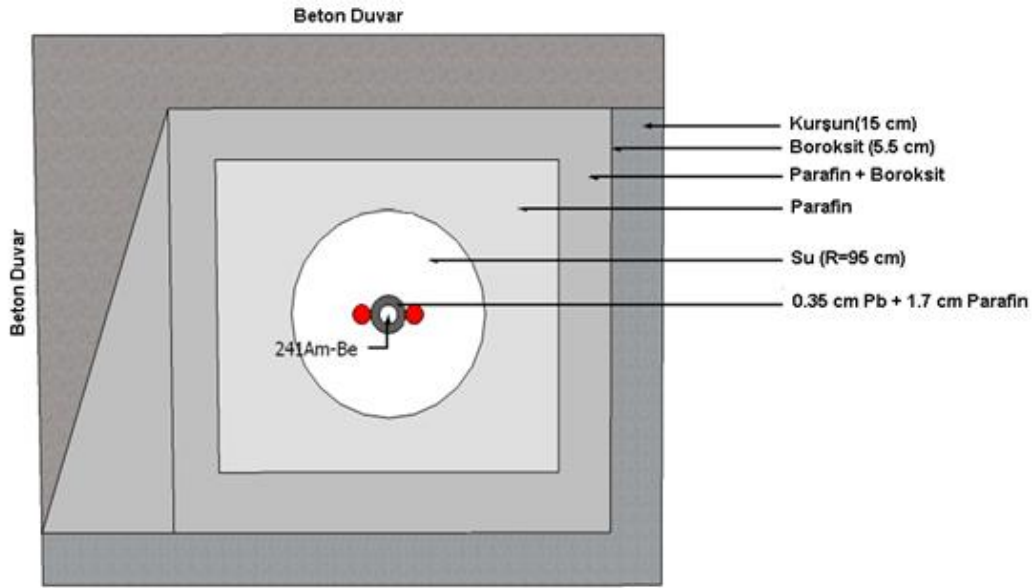
Bu kaynaktan yayınlanan yüksek enerjili nötronların spektrum üzerinden ortalama enerjisi 4,43 MeV’dir. Ancak,  $10^{-17}$  s gibi kısa sürede ( $\alpha,n$ ) tepkimesiyle geçici oluşan bileşik çekirdeğin  $^{13}\text{C}^*$  uyarılmış durumlarından dolayı açığa çıkan nötronlar; farklı enerji gruplarında (1,0; 3,2; 4,43; 5,4 ve 7,68 MeV) yayınlanır ve nötron çıkış şiddeti (yield) düşük olmakla birlikte, nötron enerji spektrumunda, maksimum enerjisi 11-12,1 MeV’e kadar ulaşan nötronlar da salınır.

Nötron ışınlama sistemi,  $^{241}\text{Am}$  radyoizotopundan çıkan en şiddetli 59,54 keV (% 35,9) olmak üzere farklı enerji ve şiddetlerde gama ışınlarına, kaynaktaki nötron üretimi sürecinde  $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$  tepkimesiyle oluşan  $^{12}\text{C}$ ’nin uyarılmış seviyesinden yayınlanan 4,43 MeV’lik (0,6 gama/nötron) gama ışınlarına, su ve parafin içeriğindeki hidrojen



atomları  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$  tepkimesi sonucu yayınlanan 2,223 MeV (%100) enerjili ani gama ışınlarına karşı, 15 cm kalınlığında kurşun tuğlalarla zırhlanmıştır (Yücel et al. 2014) .

Tezde kullanılan nötron ışınlama sisteminde, hızlı nötronlar su ve parafınle yavaşlatılarak mümkün olduğunca termalize (ortalama nötron enerjisi  $\sim 0,0253$  eV) edilmişlerdir, yani ortalama hızları  $2200 \text{ m.s}^{-1}$  ( $\approx 7920$  km/saat)'dir. Işınlama sistemi, olası nötron ve gama ışınlarına karşı boroksit ve kurşun malzemeler kullanılarak uygun şekilde zırhlanarak özel bir tasarımla kübik bir yapıda düzenlenmiştir (Şekil 3.1). Işınlanacak numuneler, kaynağa uygun bir mekanizma ile iletilir. Termal akısı belirli bir değerdeki her bir konumda her bir monitör kadmiyum kılıflı ve çıplak olmak üzere yeterli süre ışlandıktan sonra gama spektroskopi laboratuvarına ölçüm için transfer edilir. Radyoaktif hale getirilen numuneler kalibre edilmiş bir gama sayım sisteminde ölçülür.



Şekil 3.1  ${}^{241}\text{Am-Be}$  nötron kaynak ışınlama ünitesinin üstten görünüşü

### 3.3. Gama Spektrometresi

Ölçümler, Çizelge 3.1'de özellikleri verilen bir kuyu tipi HPGe dedektör (Canberra GCW4023) ile yapılmıştır. Dedektör, ortamdaki doğal fon radyasyonunun etkisini en aza indirmek için Canberra Model 747 zırhı ile zırhlanmıştır. Zırh, 9,5 mm kalınlığındaki çelik iskelet içinde 10 cm kalınlığında kurşundur. Ayrıca zırhın iç kısmı, 72-88 keV enerji aralığındaki kurşun X-ışınlarını önlemek amacıyla 1 mm kalınlığında

kalay ve kalay X-ışınlarını (24-28 keV) önlemek için 1,6 mm kalınlığında bakır ile kaplanmıştır.

Çizelge 3.1 HPGe dedektörünün özellikleri

<b>Dedektör geometrisi ve kristal tipi</b>		Kapalı uçlu, eş eksenli, p-tipi
<b>Bağlı verimi</b>		% 44,8
<b>Aktif hacmi</b>		~218 cm <sup>3</sup>
<b>Ge kristali</b>	Çap	66,5 mm
	Yükseklik	67 mm
<b>Dedektör kuyusu</b>	Kuyu çapı	23 mm
	Kuyu derinliği	35 mm
<b>Enerji ayırma gücü (FWHM)</b>	122 keV ( <sup>57</sup> Co)	1,16 keV
	1332,5 keV ( <sup>60</sup> Co)	2,0 keV

Bu çalışmada kullanılan gama spektrometresi, yüksek saflıkta Germanyum (HPGe) dedektörüne ulaşan gama ışınlarının enerjisiyle orantılı olarak oluşan pulsların bir önyükselteç ve yükselteçte işlendikten sonra elde edilen sinyalin analog sayısal dönüştürücüde (ADC) sayısal hale getirilmesi ve çok kanallı analizörün (MCA) hafızasında spektrum olarak kaydedilmesine imkân veren bir sistemdir.

Gama spektrometre yöntemi;

- Radyoaktivite ölçümünde güvenilir, hızlı ve pratik bir yöntemdir.
- Numune hazırlama işlemi, karmaşık işlemler gerektirmez ve spektrometre, tahribatsız olarak doğrudan gama ışınlarının dedektörlerle (yaygın olarak HPGe) ölçümüne dayanır.
- Tek bir sayımda, spektrum içindeki birçok sayıda gama yayınlı radyonüklidin tanımlanmasına ve nicel olarak aktivitelerinin ölçülmesine imkân verir (Solmaz 2008).

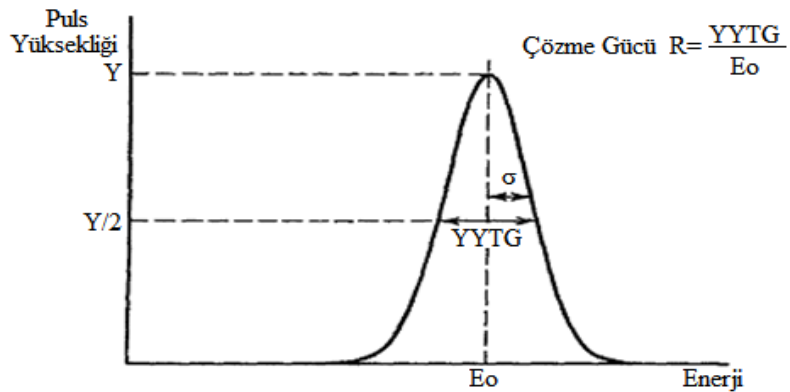
## 4. DENEYSEL VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ

### 4.1. Fotopik Alanının Belirlenmesi

Radyoaktif bozunma, zamanda rastgele meydana gelen bir olaydır ve bu yüzden belirli bir zaman periyodunda dedekte edilen bozunma sayısı hiçbir zaman kesin olarak belirlenemez ancak, ortalama bir değer ve bir belirsizlik ile belirlenebilir. Hedeflenen gerçek değere en yakın her ortalama değer doğruluğunun tahmin edilmesinde ölçüm sayısının artırılması ve bunun bir belirsizlikle ifade edilmesi yaygın bir uygulamadır. Ancak bu çalışmada monitor izotoplar için ilgilenilen piklerin alanları için ortalama bir değer, daha uzun süreli sayım toplanarak uygun bir sayım istatistiğinde elde edilerek sağlanmıştır. Foillerin uzun süreli ışınlanması ile yaklaşık doyum aktivitesine ulaşıldıktan sonra, HPGe dedektörde mümkün olan en uzun süreli ölçümler gerçekleştirilmiştir.

Nükleer olaylar, Binom dağılımının sonsuz sayıda zaman aralıkları için sınırlandırılmış versiyonu olan Poisson dağılımına uyar (Anonymous 2002). Bu dağılım, gözlenen olay sayısı arttıkça simetrikleşir ve Gauss dağılımına benzer.

Bu rastgelelikten kaynaklanan istatistiksel dalgalanmanın dışında, dedektör sisteminden ve doğal fondan kaynaklanan bazı dalgalanmalar da mevcuttur. Bu sebeple, çok kanallı analizörde oluşan pik, tek bir kanalda değil, bir ortalama kanal etrafında Gauss eğrisi şeklinde oluşmaktadır. Bu Gauss eğrisinin yarı yükseklikteki tam genişliği (YYTG), dedektörün çözme gücünün bir göstergesidir (Şekil 4.1).



Şekil 4.1 Dedektör çözme gücü (Knoll 1979)

Oluşan fotopik Gauss eğrisi şeklindedir ve standart sapması  $\sigma$ 'dır ve  $YYTG, 2,35\sigma$ 'dır. Pik alanı, ilgilenilen enerjideki pikin altında kalan alandan Compton sürekliliğinin çıkarılmasıyla elde edilir.

Teoride, sayımların pik alanındaki dağılımları birbirlerinden bağımsızdır ve pik alanı ölçümü pik alanı dâhilindeki her bir kanalda bulunan sayımları basit toplamıdır. Ancak, pratikte bu hesap, bir doğal fon sayımı çıkarılması işlemi gerektirmektedir.

Gama spektrumunda piklere doğal fon sayımından ileri gelen katkı birçok dış etkenden kaynaklanabilir. Birçok durumda, doğal fon, numuneden veya ortamdaki radyasyondan gelen diğer gama ışınlarının zırh ve dedektördeki Compton etkileşmelerinden kaynaklanan bir Compton sürekliliğini temsil etmektedir. Çevrede doğal olarak bulunan nüklitler ve numune içerisindeki ilgilenmediğimiz diğer nüklitlerin tamamı pik alanındaki bu doğal fon etkisine yol açarlar. Ayrıca doğal olarak bulunan  $^{40}\text{K}$  gibi radyonüklitlerden gelen doğal fon pikleri de oluşabilir. Özellikle bu piklerin oluşması durumunda dedektör ortamından hiçbir numune yokken alınan uzun süreli spektrumlar kullanılır.

Burada göz önünde bulundurulması gereken bir durum, pik altında kalan toplam (gross) alan kesin olarak belirlenebilirken, doğal fon değerlerinin sadece tahmin edilebilmesidir. Pik alanının altında kalan sayımların hangisinin fotopikten ve hangisinin doğal fondan kaynaklandığı bilinemez (Gilmore 2008). Doğal fon hesabı için pik kenarlarındaki kanallardan dışarı doğru her iki yönde eşit sayıda kanallar alınarak bu sayımların ortalaması alınarak ilgilenilen bölgedeki doğal fon (Compton sürekliliği) bulunabilir (Eşitlik 4.1).

$$N_p = G - B = \left[ \sum_{i=L}^U C_i \right] - \frac{n}{2m} \left[ \left( \sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) \right] \quad 4.1$$

Pik alanındaki belirsizlik ise, toplam (G) sayımın ve doğal fon (B) sayımının varyansları toplamının karekökü alınarak bulunur.

$$\text{var}(N_p) = \text{var}(G) + \text{var}(B) \rightarrow u(N_p) = \left[ \text{var}(N_p) \right]^{1/2} \quad 4.2$$

## 4.2. Özgül Aktivitenin Belirlenmesi

Bir numune nötron ışınlarına maruz kaldığında, ışınlama konumundaki nötron akısı, numune miktarı ve numune içinde yer alan her bir izotopun nötronlarla etkileşim tesir kesiti ile orantılı sayıda nükleer tepkime oluşur. Birim zamandaki tepkime sayısı (tepkime hızı), numune içinde bulunan izotopların tesir kesitlerinin enerjiye bağlı büyüklüğü ile doğru orantılı olduğundan, aynı numune dâhilinde bulunan farklı izotoplar için geçerli tepkime hızları farklı değerlere sahip olacaktır.

Kararlı bir izotopun nötron soğurması sonucunda meydana gelen  $(n,\gamma)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,p)$  için bu tepkime hızı, oluşan uyarılmış durumdaki bir bileşik çekirdekten yayınlanan, genellikle  $\gamma$  ışınlarının bir gama spektrometresi ile dedekte edilmesi yoluyla izotopun aktivitesinin belirlenmesi sonucu hesaplanır.

Nötron ışınlaması sonucunda oluşan ve ışınlanan elementin birim kütlesi başına verilen aktivitesi özgül (spesifik) aktivite olarak tanımlıdır (Budak 2008). Bu aktivitenin belirlenmesi için numuneden elde edilen  $\gamma$  spektrumu analiz edilir. Belirli bir sayım/ölçme süresi (live time,  $t_c$ ) sonunda, numunenin HPGe dedektörlü gama spektrometresinde elde edilen gama spektrumundaki ilgilenilen bir fotopikin net sayım alanı  $N_p$  ise, numunenin aktivitesiyle ilişkili gama sayım hızı ( $\text{sayım.s}^{-1}$ ), net sayım alanının ölçüm süresine bölünmesiyle belirlenir.

Nötron aktivasyonunda aynı miktar numune için ışınlama süreleri farklı olabilir ve dolayısıyla numunelerin aktiviteleri de farklı olacaktır. Bu farklılığı ortadan kaldırmak için tüm sayımlar, ışınlama sürelerine (irradiation time,  $t_i$ ) göre bir doyum düzeltme faktörüne (saturation factor, S) göre normalize edilir.

Numune nötron kaynağında ışınlanıp sayım sistemine gelinceye ve sayımı başlayıncaya kadar geçen zamana bekleme zamanı (waiting time) denir ve  $t_d$  ile gösterilebilir. Bu süre içinde numunede oluşan radyoaktif çekirdeklerin bir kısmı bozunacak ve doğal olarak bu bozunma sayım süresince de devam edeceğinden, numunenin nötron kaynağından alındığı andaki aktivitesinin ölçülmesi esas alınacaktır. Bu geçen süreler göz önüne alınarak, aktivite hesapları yapılırken gerekli bekleme süreleri için düzeltmeler yapılır.

Bu tezde numunenin kadmiyum kılıfsız ışınlanmasıeksi işareti (-) ve kadmiyum kılıflı ışınlanması durumu ise artı işareti (+) olarak gösterilerek ve sayım hızı (sayım.s<sup>-1</sup>), ışınlanan elementin miktarına bölünerek, birim kütle başına özgül aktivite (A<sub>sp</sub>)

$$A_{sp}^- = \frac{N_p/t_c}{wSDC} \quad \text{ve} \quad A_{sp}^+ = \frac{N_p/t_c}{wSDC} \quad 4.3$$

eşitliğinden hesaplanır. Burada A<sub>sp</sub>, özgül aktivite (sayım.s<sup>-1</sup>.g<sup>-1</sup>) olup, S, doyum faktörü; D, bozunma faktörü ve C, sayım süresi düzeltme faktörüdür.

**Doyum düzeltme faktörü**, numunenin ışınlama süresi (t<sub>i</sub>) sonunda doyum aktivitesine ulaşma oranını verir.

$$S = 1 - e^{-\lambda t_i} \quad 4.4$$

**Bozunma düzeltme faktörü**, ışınlanması sona eren numunenin aktivitesinde, gama sayım sisteminde ölçüm başlatılıncaya kadar geçen sürede (t<sub>d</sub>) meydana gelen azalmayı ifade eder.

$$D = e^{-\lambda t_d} \quad 4.5$$

**Sayım süresi düzeltme faktörü**, sayım süresince devam eden radyoaktif bozunmadan kaynaklanan ve özellikle kısa yarı ömürlü radyoaktif çekirdekler için önem kazanan aktivite düzeltme faktörüdür.

$$C = \frac{1 - e^{-\lambda t_r}}{\lambda t_r} \quad 4.6$$

Eşitlik 4.9'da ölçme esnasında geçen gerçek zaman (t<sub>r</sub>) kullanılır.

Özgül aktivite kavramı, dedektörün ilgilenilen gama piki enerjisi için geçerli dedeksiyon verimini (ε) ve ilgili izotopun bu enerjide gama yayınlama olasılığını kapsamadığı için aynı radyoaktif izotopun yayınladığı farklı gama piklerinden elde edilen özgül aktiviteler farklı değerlere sahip olacaktır.

Özgül aktivite için belirsizlik hesabı, "Kragten yöntemi" kullanılarak yapılmıştır (Kragten 1994, 1995).

Bu çalışma sırasında kullanılan  $^{197}\text{Au}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  monitörlerine ait özgül aktivite değerleri, yukarıdaki şekilde hesaplanmış, ancak  $^{98}\text{Mo}$  monitörünün 140,511 keV enerjili piki için özgül aktivite hesabında  $^{99}\text{Mo}$ 'in ürünü olan  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 'in de 140,511 keV enerjili gama yaymasından kaynaklanan girişim nedeniyle özel bir yol izlenmiştir. Molibden 140,511 keV piki için izlenen yol, Ek 4'de açıklanmıştır. Bölüm 4.2.1'de açıklanan aktivite düzeltmeleri yapılmış özgül aktivite değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  monitörleri için hesaplanan özgül aktiviteler

Monitör	Foil	Işınlama konumu	$A_{sp}^-$ [sayım.s <sup>-1</sup> .g <sup>-1</sup> ]	$A_{sp}^+$ [sayım.s <sup>-1</sup> .g <sup>-1</sup> ]
$^{197}\text{Au}$	Au-1	Manuel	229,309±5,646	24,145±0,596
	Au-2	Pnömatik	290,448±7,154	34,057±0,841
$^{98}\text{Mo}$	Mo-1	Manuel	0,038±0,001	0,018±0,001
	Mo-2	Pnömatik	0,051±0,002	0,029±0,001
$^{55}\text{Mn}$	Mn-1	Manuel	35,621±0,985	0,859±0,054
	Mn-2	Pnömatik	42,846±1,172	1,084±0,061

$A_{sp}$  : Özgül aktivite [sayım.s<sup>-1</sup>.g<sup>-1</sup>]

(-) : Çıplak ışınlama

(+) : Kadmiyum kılıflı ışınlama

#### 4.2.1. Aktivite düzeltme faktörleri

Doğru ve kesin bir aktivite hesabı için uygulanması gereken düzeltmeler, gama ışını öz soğurma düzeltmesi, gerçek zamanlı çakışma düzeltmesi, spektral girişim düzeltmesi, radyoaktif bozunma düzeltmesi, ölçüm süresi düzeltmesi ve rastgele yığılma düzeltmesidir.

$$K = \frac{f_{coi} \times f_s \times f_r}{f_d \times f_c} \quad 4.7$$

Burada  $f_s$ , gama ışını öz soğurma düzeltmesi;  $f_{coi}$ , gerçek çakışma toplam etkisi (true coincidence summing effect) düzeltmesi;  $f_r$ , rastgele yığılma (random coincidence) düzeltmesi;  $f_d$ , radyoaktif bozunma düzeltmesi ve  $f_c$ , ölçüm süresi düzeltmesi faktörleridir.

$f_d$ , radyoaktif bozunma düzeltmesi ve  $f_c$ , ölçüm süresi düzeltmesi faktörleri, Bölüm 4.2’de özgül aktivitenin belirlenmesi kısmında kullanılan formülle hesaba katılmıştır.

### **Gama ışını öz soğurma düzeltme faktörü, $f_s$**

Gama-ışını öz soğurma (self absorption) düzeltmesi, gama ışınlarının madde içerisinde soğurulmalarını hesaba katmak için yapılması gereken en önemli düzeltme faktörlerinden birisidir. Özellikle 200 keV  $\gamma$ -ışını enerjilerinin altında baskın bir faktördür. Düzeltme, numunenin veya kalibrasyon kaynaklarının içinden geçen gama ışınlarının, numune matrisi ve yoğunluğu nedeniyle soğurulması sonucunda, fotopik sayımında oluşan kayıpları düzeltmek için uygulanır. Özellikle yüksek atom numaralı elementleri içeren ve yüksek yoğunluklu matrislerde gama ışını öz soğurma etkisi ihmal edilemeyecek seviyelerde olabilir.

Kullanılan monitörler için hesaplanan gama öz soğurma düzeltme faktörleri Çizelge 4.2’de mevcuttur. Hesapta kullanılan kütle azalım katsayıları  $\mu_s$ , NIST XCOM veritabanından alınmıştır (NIST XCOM 2014).

### **Gerçek çakışma toplam etkisi düzeltme faktörü, $f_{coi}$**

Gerçek zamanlı çakışma (TCS), aynı çekirdekten yayınlanan iki gama ışınının aynı anda dedektör dahil tüm spektrometrenin çözme zamanı içinde etkileşmesi sonucu, dedektöre gelen iki veya daha fazla sayıda gama ışınının soğurularak tek bir gama ışını olarak algılanmasıdır.

TCS etkisinin en baskın olduğu durum, kuyu tipi dedektör kullanılmasıdır. TCS etkisi, ancak, numune aktivitesinin numuneyle aynı geometride olan aynı radyonüklitin bir standardıyla karşılaştırılarak hesaplanması durumunda ihmal edilebilir (Gilmore 2008).

Bu tez çalışmasında ise böyle bir ihmal etme durumu olmadığından, gerçek çakışma toplam etkisi faktörü hesabında GESPECOR MCNP simülasyon programı kullanılmıştır (GESPECOR Software 2014). Kullanılan monitörler için hesaplanan TCS düzeltme faktörleri Çizelge 4.2’de mevcuttur.

### **Rastgele yığılma etkisi düzeltme faktörü ( $f_r$ )**



Rastgele yığılma, spektrometrenin çözme zamanı içinde, sistemde art arda oluşan iki veya daha fazla pulsun gelmesi sonucu, aynı veya farklı enerjili art arda pulsların eş zamanlı olarak dedekte edilmesinin bir sonucudur.

Bu tez çalışması kapsamında her ölçümde kontrol edilen ölü zaman her ölçümde ~%0,1 seviyesinde kalmıştır. Bu yüzden, rastgele yığılma düzeltmesi uygulanma gereği duyulmamıştır.

Çizelge 4.2 Hesaplanmış dedeksiyon verimleri ve düzeltme faktörleri

Foil	Işınlama konumu	$E_\gamma$ (keV)	$f_s$	$\Delta f_s$	$f_{coi}$	$\Delta f_{coi}$	$\varepsilon$	$\Delta \varepsilon$
		Not 1	Not 2	Not 3	Not 4			
Au-1	Manuel	411,8021(2)	1,0092	0,0248	0,9956	0,0009	0,3110	0,0003
Au-2	Pnömatik		1,0092	0,0248	0,9956	0,0009	0,3110	0,0003
Mo-1	Manuel	140,5110(7)	1,0973	0,0113	0,9715	0,0003	0,5609	0,0002
Mo-2	Pnömatik		1,0651	0,0117	0,9713	0,0004	0,6049	0,0002
Mn-1	Manuel	846,7638(19)	1,0013	0,0022	0,9988	0,0012	0,16576	0,0002
Mn-2	Pnömatik		1,0013	0,0022	0,9988	0,0012	0,16576	0,0002

**Not 1:** Gama enerjisi,  $E_\gamma$  (LARA Database 2014)

**Not 2:** Gama öz soğurma düzeltme faktörü,  $f_s$  (NIST XCOM 2014)

**Not 3:** Gerçek çakışma toplam etkisi düzeltme faktörü,  $f_{coi}$  (GESPECOR Software 2014)

**Not 4:** İlgilenilen enerjideki dedektör verimi,  $\varepsilon$  (GESPECOR Software 2014)

### 4.3. Atom Başına Tepkime Hızının Belirlenmesi, $R_s$

Bir nötron yakalama tepkimesi  $A(n,\gamma)B$  şeklinde ifade edilebilir. Bir tepkimenin meydana gelme olasılığı tepkimenin tesir kesiti,  $\sigma$  ile ifade edilir (Bölüm 2.1.3).

A harfi ile gösterilen hedef çekirdekten, B harfi ile gösterilen ürün çekirdeğinin üretim hızı  $\frac{dN_B}{dt} = \sigma \Phi N_0$ 'dır. Burada  $N_0$ , hedef çekirdeklerin sayısıdır. Buna göre  $\Phi(E)$  nötron akısına tabi tutulan numune içindeki her bir izotop için birim zamanda atom başına meydana gelen nükleer tepkime sayısı  $R_s$  ile ifade edilir ve

$$R_s = \int \sigma(E)\Phi(E)dE \quad 4.8$$

bağıntısı ile tanımlanır. Burada  $\sigma(E)$ , ilgili izotopun nötronlarla etkileşme tesir kesitidir ve  $\Phi(E)$ , E ile E+dE enerji aralığında nötron akı yoğunluğudur (nötron.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>).

A(n, $\gamma$ )B tepkimesinde üretilen B nüklitlerinin kararsız oldukları ve bir  $\lambda$  bozunma sabitine sahip oldukları düşünülürse, B'nin bozunma hızından, B nüklitlerinin aktivitesi:

$$A(Bq) = -\frac{dN_B}{dt} = \lambda N_B = \sigma R_s (1 - e^{-\lambda t}) \quad 4.9$$

türetilir. Bozunma başına gama yayınlanma olasılığı,  $f_\gamma$  (foton/bozunma) ve ilgilenilen gama enerjisi için dedektörün numune geometrisindeki dedeksiyon verimi,  $\epsilon$  dikkate alınarak, tepkime hızı,

$$R_s^- = \frac{A_{sp}^- M}{\theta N_{Av} f_\gamma \epsilon} \quad \text{ve} \quad R_s^+ = \frac{A_{sp}^+ M}{\theta N_{Av} f_\gamma \epsilon} \quad 4.10$$

eşitliklerinden hesaplanır. Burada (-) indisi, çıplak ışınlamayı, (+) indisi ise kadmiyum filtreli ışınlamayı temsil etmektedir. Atom başına tepkime hızı, numune içindeki elementin bir veya birden fazla sayıda bulunabilecek izotopları için farklı değerlere sahip olacaktır. Bu çalışma sırasında kullanılan monitörlere ait, yukarıda anlatılan şekilde hesaplanmış tepkime hızı değerleri Çizelge 4.3'de verilmiştir

Çizelge 4.3  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  monitörleri için hesaplanan tepkime hızları

Monitör	Foil	Işınlama konumu	$R_s^-$ [tepkime/atom.s]	$R_s^+$ [tepkime/atom.s]
$^{197}\text{Au}$	Au-1	Manuel	$(2,522 \pm 0,062) \times 10^{-19}$	$(0,266 \pm 0,007) \times 10^{-19}$
	Au-2	Pnömatik	$(3,195 \pm 0,079) \times 10^{-19}$	$(0,375 \pm 0,009) \times 10^{-19}$
$^{98}\text{Mo}$	Mo- 1	Manuel	$(0,973 \pm 0,066) \times 10^{-21}$	$(0,476 \pm 0,032) \times 10^{-21}$
	Mo- 2	Pnömatik	$(1,208 \pm 0,081) \times 10^{-21}$	$(0,694 \pm 0,047) \times 10^{-21}$
$^{55}\text{Mn}$	Mn- 1	Manuel	$(1,983 \pm 0,050) \times 10^{-20}$	$(4,785 \pm 0,300) \times 10^{-22}$
	Mn- 2	Pnömatik	$(2,385 \pm 0,065) \times 10^{-20}$	$(6,037 \pm 0,300) \times 10^{-22}$

$R_s$  : Atom başına tepkime hızı [tepkime/atom.s]

(-) : Çıplak ışınlama

(+) : Kadmiyum kılıflı ışınlama

#### 4.4. Termal Nötron Akısının Belirlenmesi

Herhangi bir filtre ile kaplanmadan ışınlanan herhangi bir izotop için, nötron alanında oluşacak tepkimeler hem termal hem epitermal hem de hızlı nötron alanlarının (hızlı nötron akısı ihmal edilmektedir) katkısını içerir. Atom başına tepkime hızı,

$$R_s^- = \Phi_{th} g_T \sigma_0 + \Phi_{epi} \cdot I_0(\alpha) \quad 4.11$$

şeklinde ifade edilir. Aynı ışınlama sisteminde, aynı ışınlama konumunda, kadmiyum kılıf içine konularak ışınlanan elementin söz konusu izotopu için geçerli tepkime hızı, termal nötronlar Cd kılıf tarafından soğurulacağı için epitermal nötronlarla etkileşimden kaynaklanır. O halde epitermal nötron tepkime hızı,

$$R_s^+ = \Phi_{epi} \cdot I_0(\alpha) / F_{Cd} \quad 4.12$$

olarak ifade edilir. Kadmiyum kılıf epitermal nötronların bir kısmını soğurarak filtreleyeceği için tepkime hızı belirlenirken  $F_{Cd}$  faktörü hesaba katılmalıdır. Eşitlik 4.12, Eşitlik 4.11'de yerine yazılarak düzenlenirse,

$$\Phi_{th} g_T \sigma_0 = R_{s0} = R_s^- - F_{Cd} \cdot R_s^+ \quad 4.13$$

Termal ve epitermal nötron öz soğurma faktörlerinin de hesaba katıldığı termal akı, Eşitlik 4.14'deki gibi belirlenir.

$$\Phi_{th} = \frac{1}{g_T \sigma_0 G_{th}} (R_s^- - G_{epi} \cdot F_{Cd} \cdot R_s^+) \quad 4.14$$

Manuel ve pnömatik ışınlama konumları için hesaplanan termal nötron akıları,  $\Phi_{th}$ , sırasıyla  $2,97 \times 10^3 \pm \%2,54$  ve  $3,76 \times 10^3 \pm \%2,55$  nötron.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>'dir.

#### 4.5. Epitermal nötron akısının $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesi

Epitermal spektrum biçim parametresinin belirlenmesi için önerilen ve genellikle Cd kılıf içinde gerçekleştirilen ışınlamalara ait verilerin değerlendirilmesine dayanan farklı yöntemler vardır. Bu çalışmada, numunelerin ışınlanma konumlarına özgü  $\alpha$  parametresinin belirlenmesinde, iterasyon yöntemi olarak adlandırılan ve çoklu monitor yöntemi, kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemi, ikili monitör kadmiyum oranı yöntemi kullanılmıştır. Uygulanan yöntemlere ait detaylar aşağıda verilmiştir. Yapılan bütün hesaplamalar için belirsizlik kaynakları ilgili bölümlerde verilmiştir. Özellikle iteratif olan  $\alpha$ -biçim parametresi hesaplarında ve diğer birbiriyle korelasyonlu olan fonksiyonlar için toplam belirsizlik tahmini bir Excel veri sayfası kullanılarak "Kragten yöntemi" ile hesaplanmıştır (Kragten 1994, 1995).

#### 4.5.1. İterasyon yöntemi

Epitermal spektrumun biçim parametresinin hesabı için kullanılan parametrelerin bir kısmının biçim parametresine bağlı olması sebebiyle mutlak bir hesap yapılamamaktadır. Bunun yerine iteratif yöntemlerin kullanıldığı çözümler uygulanır. Bunlardan biri,  $\alpha$ -biçim parametresinin bir doğrunun eğimi olarak bulunabileceği iterasyon yöntemidir. Buna göre,

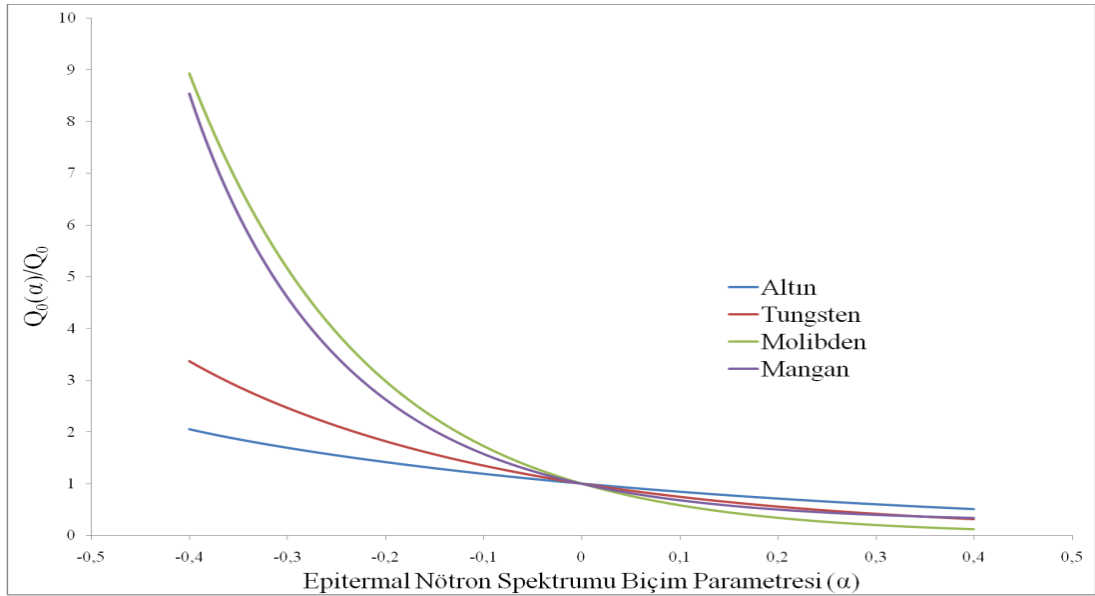
$$\ln \frac{Q_0 - 0,429}{\frac{f \cdot G_{th}}{G_{epi} \cdot (R_{Cd} - 1)} - \frac{0,429}{(2\alpha + 1)E_{Cd}^\alpha}} = \alpha \cdot \ln \bar{E}_r \quad 4.15$$

Buradaki f faktörü, termal-epitermal akıların oranıdır ve aşağıdaki gibidir.

$$f = Q_0(\alpha) \cdot \frac{G_{epi}}{G_{th}} \cdot (R_{Cd} - 1) \quad 4.16$$

Termal - epitermal akı oranının da biçim parametresine bağlı olması, iterasyonun zorluğunu artıracığından  $Q_0$  değeri  $\alpha$  ile en az değişen monitör bulunur ve bu monitör için  $Q_0 = Q_0(\alpha)$  kabul edilerek bir f değeri hesaplanır ve diğer hesaplarda bu değer kullanılır. <sup>197</sup>Au monitörü için hesaplanan f değerleri Çizelge 4.4’de verilmiştir.

Şekil 4.2’de  $Q_0(\alpha)/Q_0$  oranının  $\alpha$  ile değişiminin bir grafiği verilmiştir ve burada  $Q_0(\alpha)$  değeri  $\alpha$  ile en az değişen monitörün <sup>197</sup>Au olduğu belirlenmiştir.



Şekil 4.2  $Q_0(\alpha)/Q_0$  oranının  $\alpha$  ile değişimi

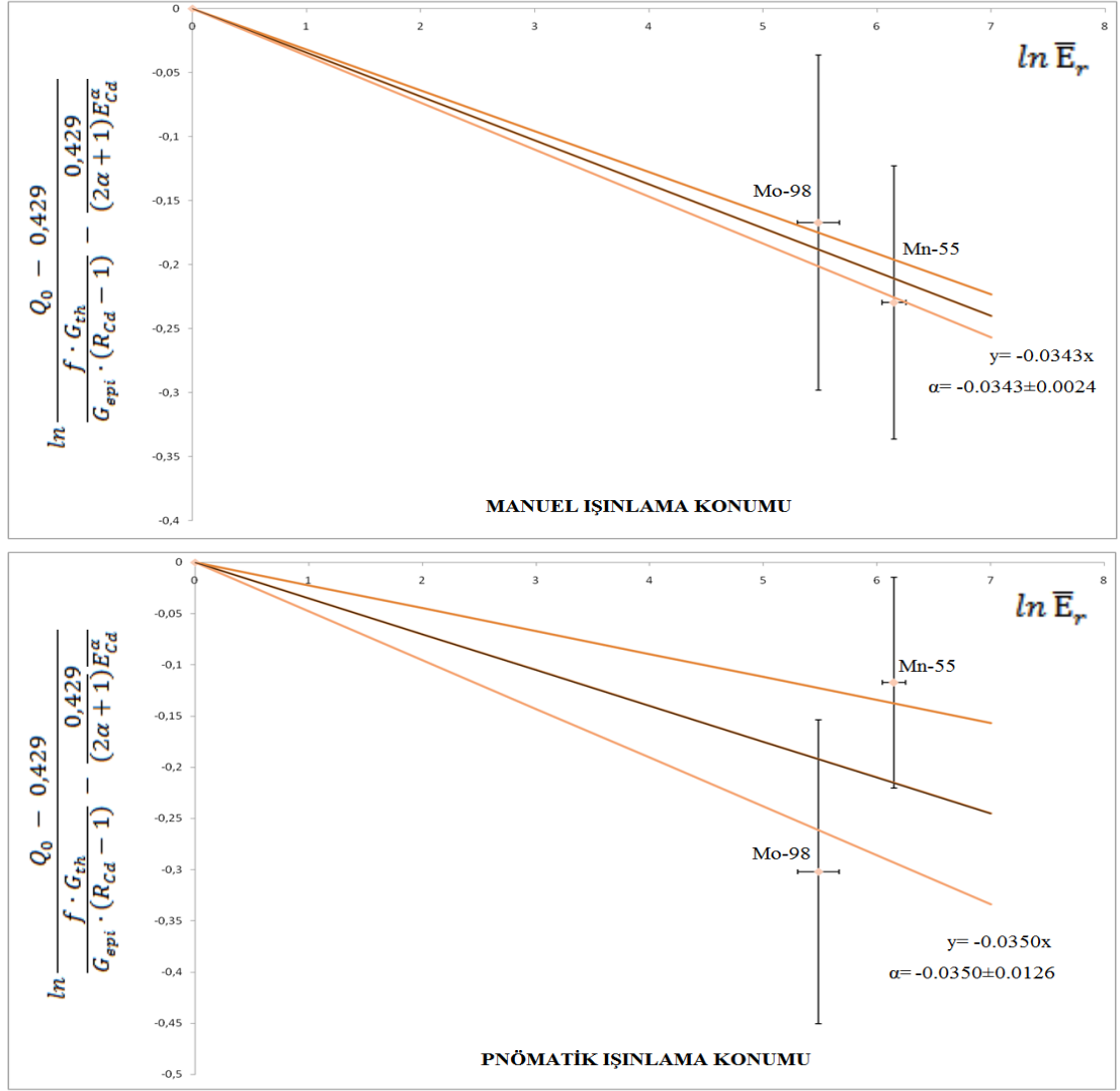
Çizelge 4.4 Manuel ve pnömatik ışınlama konumları için hesaplanan termal-epitermal akı oranları

<b>İşnlama konumu</b>	<b>f</b>
Manuel	36,76±%1,86
Pnömatik	32,32±%1,87

Hesaplar sonucunda elde edilen  $ln \frac{Q_0 - 0,429}{\frac{f \cdot G_{th}}{G_{epi} \cdot (R_{Cd} - 1)} - \frac{0,429}{(2\alpha + 1)E_{Cd}^\alpha}}$  değerlerinin  $ln \bar{E}_r$ 'ye göre grafikleri manuel ve pnömatik konumlar için Şekil 4.3'de verilmiştir (Turuncu renkli çizgiler, belirsizliği göstermektedir) ve grafiklerden bulunan  $\alpha$ -biçim parametresi Çizelge 4.5'de verilmiştir.

Çizelge 4.5 Manuel ve pnömatik ışınlama konumu için iterasyon yöntemiyle hesaplanan  $\alpha$ -biçim parametreleri

<b>İşnlama konumu</b>	<b><math>\alpha</math>-parametresi</b>
Manuel	-0,0343±%6,99
Pnömatik	-0,0350±%36,08



Şekil 4.3 İterasyon yöntemine göre  $\alpha$  hesabı

#### 4.5.2. Kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemi

İki farklı monitör, 1 ve 2 olarak numaralandırılacaklardır, Cd-kılıflı olarak sabit bir ışınlama konumunda ışınlanır.  $(n, \gamma)$  tepkimesi sonucunda radyoaktif hale gelen monitörlerin aktiviteleri mutlak verim eğrisi iyi bilinen bir dedektör ile ölçülür. İki monitör de nötron öz soğurma etkisi ihmal edilebilecek kadar seyreltilmiş ise (nötron öz soğurma etkisi konusuna Bölüm 2.8’de değinilmiştir) ve iki monitör de 1-2 eV enerjilere kadar  $1/v$  davranışına uyumlularsa ( $\sigma(v) \sim 1/v$ ), Ryves yaklaşımına göre (Ryves 1969), aşağıdaki  $F(\alpha)$  fonksiyonundan ışınlama konumunun  $\alpha$  biçim parametresine ulaşılabilir (De Corte et al. 1981 , Kuçera et al. 1999 , Khoo et al. 2007).

$$F(\alpha) = \frac{(A_{sp,1})^+/F_{Cd,1}}{(A_{sp,2})^+/F_{Cd,2}} - \frac{M_2\theta_1f_{\gamma,1}\sigma_{0,1}}{M_1\theta_2f_{\gamma,2}\sigma_{0,2}} \cdot \frac{Q_{0,1}(\alpha)}{Q_{0,2}(\alpha)} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 0 \quad 4.17$$

Burada  $A_{sp,i}$  i'inci izotop için özgül aktivite ve (+) indisi, ışınlamanın kadmiyum kılıflı yapıldığını temsil etmektedir.  $M$ , ışınlanan elementin atomik ağırlığı;  $\theta$ , izotopik bolluk;  $f_{\gamma}$ , gama yayınlama olasılığı;  $F_{Cd}$  ise Kadmiyum epitermal nötron kesme faktörüdür (Bölüm 2.6). Biçim parametresi,  $\alpha$ , Eşitlik 4.17'den grafik çizilerek veya iteratif yöntemle fonksiyonun kökleri bulunarak belirlenebilir. Bu çalışmada “*kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemi*” ile yapılan hesaplamalar sonucunda ulaşılan  $\alpha$  değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir.

Çizelge 4.6 Işınlama konumları için kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemiyle hesaplanan  $\alpha$ -biçim parametreleri

Işınlama konumu	$\alpha$ -parametresi
Manuel	-0,151±%7,58
Pnömatik	-0,154±%7,81

Çizelge 4.7 Işınlama konumları için kadmiyum kılıflı çift monitör yöntemiyle hesaplanan termal-epitermal akı oranları

Işınlama konumu	f
Manuel	47,95±%4,78
Pnömatik	41,81±%4,89

### 4.5.3. İkili monitör kadmiyum oranı yöntemi

Eşitlik 4.16'da verilen termal-epitermal akı oranı, monitörden bağımsız sadece nötron kaynağının ışınlama konumundaki nötron akılarına bağlı olduğundan kullanılan her monitör için aynı olmalıdır. Buna göre 1 ve 2 numaralı monitörler için aşağıdaki eşitlik bulunur.

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{\left[ Q_0(\alpha) \cdot \frac{G_{epi}}{G_{th}} \cdot (R_{Cd} - 1) \right]_1}{\left[ Q_0(\alpha) \cdot \frac{G_{epi}}{G_{th}} \cdot (R_{Cd} - 1) \right]_2} = 1 \quad 4.18$$

Bölüm **Hata! Başvuru kaynağı bulunamadı.**'de açıklanan Rezonans integrali - termal tesir kesiti oranı ( $Q_0(\alpha)$ ) Eşitlik 4.18'de yerine konulduğunda,

$$\frac{(R_{Cd}-1)_1}{(R_{Cd}-1)_2} - \frac{[Q_0-0,429]_2 \cdot [G_{epi}/G_{th}]_2 \cdot [\bar{E}_r]_2^{-\alpha} + C_\alpha}{[Q_0-0,429]_1 \cdot [G_{epi}/G_{th}]_1 \cdot [\bar{E}_r]_1^{-\alpha} + C_\alpha} = 0 \quad 4.19$$

ifadesine ulaşılır (De Corte et al. 1979b, De Corte et al. 1981, Kučera et al. 1999, Yücel et al. 2004). Bu eşitliği sıfır yapan  $\alpha$  değerleri iterasyonla elde edilir.

Bu yöntemin avantajı, monitör nükleer verilerinin  $(M, \theta, f_\gamma, \sigma_0)$  ve dedektör verim değerlerinin  $(\varepsilon_i)$  işleme katılmamasıdır. Ancak hesaplama doğruluğu için monitörün kadmiyumlu ve çıplak olarak ışınlanması sonrası gama spektrometresinde aynı konumda ölçülmesi gerekmektedir. Bu yöntemin kullanımındaki dezavantaj ise monitörlerin hem çıplak olarak hem de kadmiyum kılıf içerisinde ışınlanması gerekliliğidir. Bu işlem uzun zaman gerektirdiğinden, deney sonuçları kısa sürede elde edilemez.

Tez çalışması kapsamında kadmiyum oranı yöntemiyle hesaplanan  $\alpha$ -biçim parametreleri Çizelge 4.8’de verilmiştir.

Çizelge 4.8 Işınlama konumları için kadmiyum oranı yöntemiyle hesaplanan  $\alpha$ -biçim parametreleri

Işınlama konumu	$\alpha$ -parametresi
Manuel	-0,0528±%13,20
Pnömatik	-0,0548±%14,55

Çizelge 4.9 Işınlama konumları için kadmiyum oranı yöntemiyle hesaplanan termal-epitermal akı oranları

Işınlama konumu	f
Manuel	40,46±%4,42
Pnömatik	35,70±%5,24

#### 4.6. Epitermal Nötron Akısının Belirlenmesi

Bir nötron ışınlama sisteminde, kadmiyum filtreli ve çıplak olarak ışınlanan monitörlerin gama spektrometre yöntemi ile kazandıkları özgül aktivitelerin ve ilgili



ışınlama konumundaki tepkime hızlarının bulunmasının ardından, Bölüm 2.9'da da gösterildiği gibi epitermal akı,

$$\Phi_{\text{epi}} = \Phi_{\text{th}} \cdot \frac{1}{(R_{\text{Cd}} - 1)} \cdot \frac{g_T \sigma_0}{I_0(\alpha)} \cdot \frac{G_{\text{th}}}{G_{\text{epi}}} \quad 4.20$$

şeklinde bulunur. Burada  $I_0(\alpha)$  rezonans integralinin detayları Bölüm 2.7.2'de verilmiş olup,

$$I_0(\alpha) = \frac{I_0 - 0,429\sigma_0}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{0,429\sigma_0}{(2\alpha + 1)E_{\text{Cd}}^\alpha} \quad 4.21$$

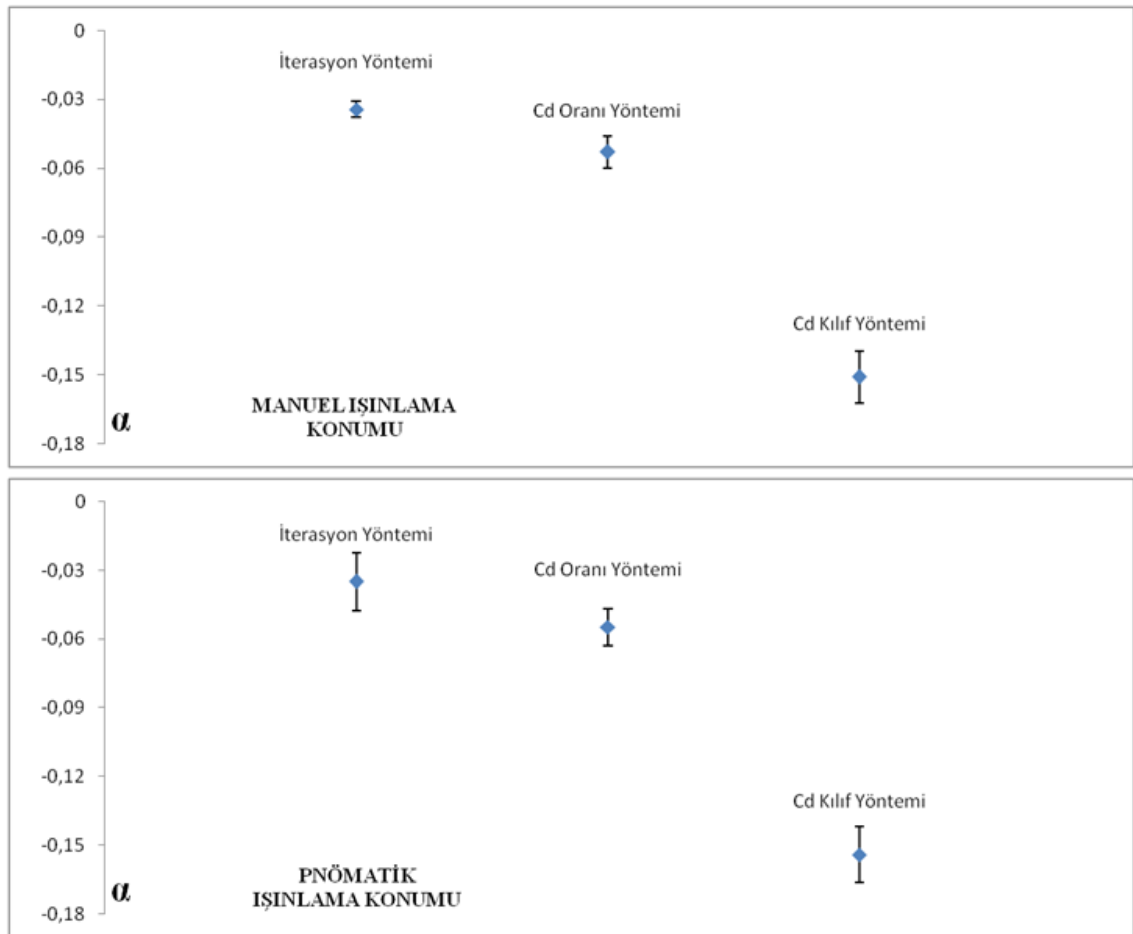
şeklinde ifade edilir. Görüldüğü gibi rezonans integrali,  $\alpha$ -biçim parametresinin bir fonksiyonudur.  $\alpha$ -biçim parametresinin iteratif yollarla ölçülmesi (Bölüm 4.5) sonucunda ulaşılmış rezonans integral tesir kesitleri ve hesaplanmış epitermal nötron akısı değerleri Çizelge 4.10'da verilmiştir.

Çizelge 4.10 Işınlama konumları için hesaplanan  $^{197}\text{Au}$  rezonans integral tesir kesitleri ve termal-epitermal akı değerleri

Işınlama konumu	$\alpha$	$\Phi_{\text{th}}$ [n.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> ]	$I_0(\alpha)$ [barn]	$\Phi_{\text{epi}}$ [n.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
Manuel	0,0528±%13,20	2,97x10 <sup>3</sup> ±%2,54	1700±%2,19	0,74x10 <sup>2</sup> ±%4,98
Pnömatik	0,0548±%14,55	3,76x10 <sup>3</sup> ±%2,55	1700±%2,29	1,06x10 <sup>2</sup> ±%5,06

## 5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, nötron aktivasyon analizi tekniği kullanılarak Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsünde bulunan 37 GBq  $^{241}\text{Am}$ -Be izotopik nötron kaynağının epitermal nötron spektrumunun idealden sapmasının bir gösterimi olan  $\alpha$ -biçim parametresi, iki farklı ışınlama konumu için, nükleer özellikleri iyi bilinen monitör izotoplar kullanılarak ( $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  ve  $^{197}\text{Au}$ ) üç farklı yöntemle deneysel olarak belirlenmiştir ve karşılaştırılmıştır. Bu yöntemler Bölüm 4.5’de ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Tüm ışınlamalar Şekil 3.1’de şematik olarak gösterilen ışınlama sisteminin iki farklı ışınlama konumlarında (manuel ve pnömatik) gerçekleştirilmiştir ve radyoaktif hale gelen monitör izotoplar, kuyu tipi bir HPGe dedektörde yaklaşık  $4\pi$ -geometrisinde sayılmıştır.  $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesi amacıyla iterasyon yöntemi, Cd oranı yöntemi ve Cd kılıflı çift monitör yöntemi kullanılmış ve sonuçlar, Çizelge 5.1’de verilmiştir.

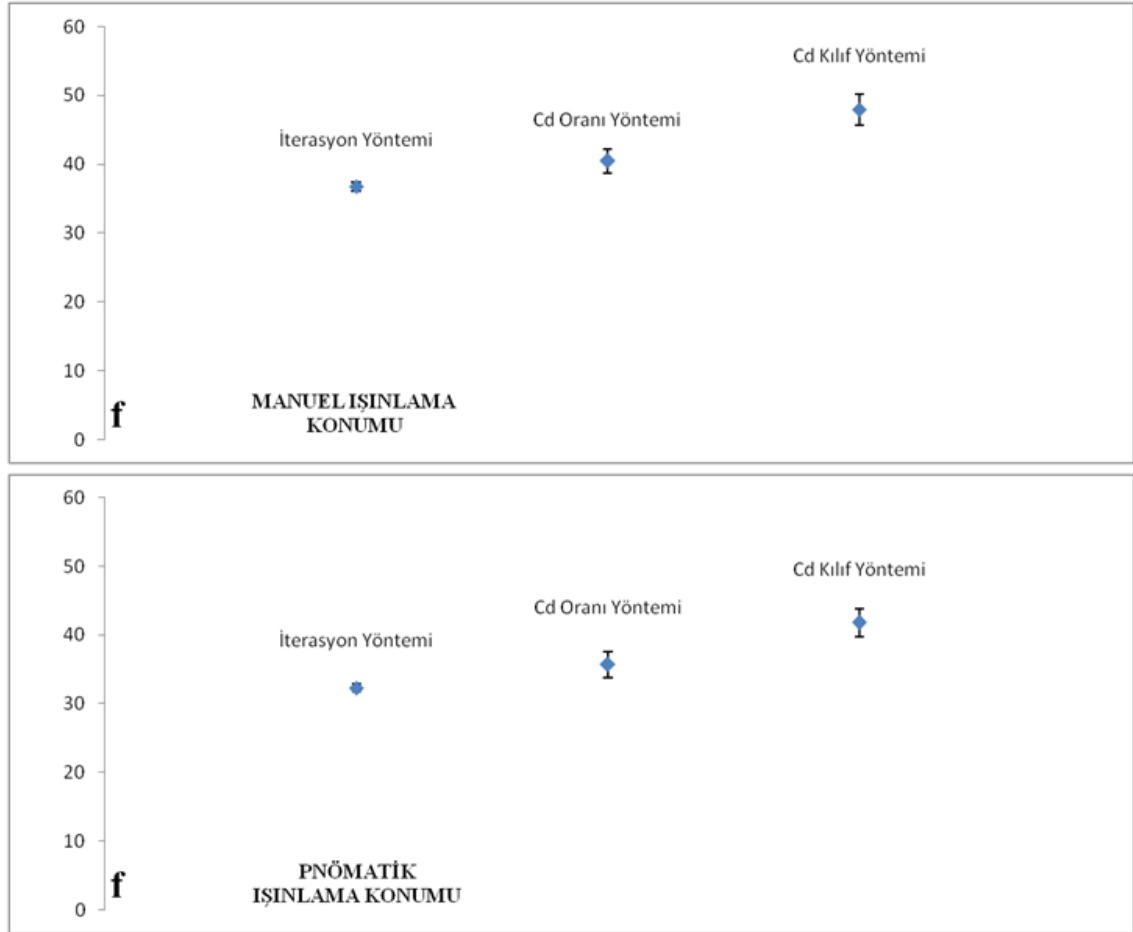


Şekil 5.1 Kullanılan farklı yöntemlerle ulaşılan  $\alpha$ -biçim parametresi değerleri

Çizelge 5.1 Manuel ve pnömatik ışınlama konumu için hesaplanan  $\alpha$ -biçim parametresi değerleri

$\alpha$ -parametresi	Işınlama konumu	
	Manuel	Pnömatik
<b>Kullanılan yöntem</b>		
İterasyon yöntemi	-0,0343±%6,99	-0,0350±%36,08
Cd oranı yöntemi	-0,0528±%13,20	-0,0548±%14,55
Cd kılıflı çift monitör yöntemi	-0,1505±%7,58	-0,1537±%7,81

Işınlama konumlarına ait termal-epitermal akı oranları, farklı yöntemlerle hesaplanan  $\alpha$ -biçim parametrelerine göre hesaplanmış ve sonuçlar Çizelge 5.2’de verilmiştir.



Şekil 5.2 Kullanılan farklı yöntemlerle ulaşılan termal-epitermal akı oranları

Çizelge 5.2 Manuel ve pnömatik ışınlama konumu için hesaplanan termal-epitermal akı oranları

f	Işınlama konumu	
	Manuel	Pnömatik
<b>Kullanılan yöntem</b>		
İterasyon yöntemi	36,76±%1,86	32,32±%1,87
Cd oranı yöntemi	40,46±%4,42	35,70±%5,24
Cd kılıflı çift monitör yöntemi	47,95±%4,78	41,81±%4,89

Şekil 5.1 ve Çizelge 5.1’de görüldüğü gibi,  $\alpha$ -parametresinin elde edilmesi için kullanılan yöntemlerden iterasyon ve Cd oranı yöntemleri, birbirlerini destekleyici ve yakın sonuçlar verirken, Cd kılıflı çift monitör yöntemi, düşük belirsizlikli ancak diğerleriyle uyumsuz sonuçlar vermiştir. Ayrıca farklı yöntemlerle belirlenmiş  $\alpha$ -biçim parametreleri kullanılarak hesaplanan termal-epitermal akı oranları (f), yöntemlere göre Şekil 5.2 ve Çizelge 5.2’deki gibi bir dağılıma sahiptir.

Cd kılıflı çift monitör yönteminde sadece Cd kılıf içerisinde yapılan ışınlamalar kullanıldığından foiller sadece 0,55 eV üzerinde enerjiye sahip nötronlar ile ışınlanmış ve bu sebeple de Cd-nötron soğuruculuğu nedeniyle düşük akı nötron alanlarında yeteri kadar aktivite elde edilememiştir. Ayrıca Cd kılıflı çift monitör yönteminde (Bölüm 4.5.2) kullanılan denklemler çok fazla parametre içermektedir. Bunlardan birkaçı son yıllarda kesinliğin artırılması amacıyla  $k_0$  faktörü adı altında birleştirilmiş olmalarına rağmen, hesaplarda kullanılan dedektör verimi değeri, hesabın güvenilirliğini kısıtlamaktadır. Dedektör verimi ve  $k_0$  değerlerinin (Cd kılıflı ve çıplak ışınlanan numuneler aynı konumda sayılmak koşuluyla) iterasyon yönteminde ve Cd oranı yönteminde kullanılmıyor oluşu, bu yöntemleri daha kolay, pratik ve güvenilir yapmaktadır.

Nötron kaynağına farklı uzaktıkta bulunan manuel ve pnömatik ışınlama konumları için aradaki kurşun gibi destekleyici diğer malzemeler nedeniyle termalizasyon aynı derecede gerçekleşmemiştir ve bu nedenle  $\alpha$ -biçim parametrelerinin farklı bulunması beklenen bir durumdur. Ancak, hesaplama kesinliğinin (%13,2-14,5) aynı mertebelerde bulunması ve iteratif bir yöntem olması (grafikten eğim hesabı gerektirmemesi) nedeniyle, düşük nötron akısı veren izotopik nötron kaynakları ( $^{241}\text{Am-Be}$ ,  $^{238}\text{Pu-Be}$ ,

$^{210}\text{Po}$ -Be gibi) kullanılarak kurulan nötron ışınlama ünitelerinde kadmiyum oranlarına dayanan  $\alpha$ -biçim parametresi belirleme yönteminin, en güvenilir sonuçları verdiği sonucuna ulaşılmıştır.

Tez çalışmasında Kragten yöntemi kullanılarak bulunan  $\alpha$ -biçim parametresi belirsizlik değerleri, daha önceki çalışmalarla uyumlu bulunmuştur (Kragten 1994, 1995). Çalışmada, De Corte'un da belirttiği gibi, yüksek  $\alpha$  parametresi değerleri için ( $\alpha \sim \pm 0,1$ ) belirsizlik %5 ve %10 arasında iken sifıra yaklaşan daha hassas  $\alpha$  değerleri için ( $\alpha \sim \pm 0,01$ ) belirsizliğin %50 veya daha fazla olduğu sonucuna ulaşılmıştır (De Corte et al. 2003). Bu da belirsizliğin, laboratuvar performansından ziyade büyük oranda veri tabanlarından alınan değerlerin hassasiyetlerine bağlı olduğunu ve belirsizliğin daha düşük elde edilmesinin ancak literatürdeki verilerin geliştirilmesiyle mümkün olabileceğini göstermektedir.

Bu çalışmadaki 37 GBq  $^{241}\text{Am}$ -Be nötron ışınlama ünitesinde mevcut, *ışınlama konumu 1* (manuel konum) ve *ışınlama konumu 2* (pnömatik konum) için  $\alpha$ -biçim parametresi sonuçları sırasıyla  $-0,0528 \pm \%13,20$  ve  $-0,0548 \pm \%14,55$ 'dir.  $\alpha$ -biçim parametresi, bir nötron alanının karakterize edilmesinde belirlenmesi gereken en önemli ve belirleme süreci en zahmetli bir parametre olduğundan, dikkatli ve özenli bir analitik yöntem uygulamayı gerektirir. Gelecekte, böyle bir ışınlama ünitesinde  $k_0$ -NAA analitik yöntemi veya mutlak NAA yöntemi kullanılarak numunelerde belirli elementlerin nicel analizi için belirleme sınırları (limit of detection) tespit edilerek, elementel derişim analizi yapmak mümkün olabilir.

## KAYNAKLAR

- Alfassi, Z. 1990. Activation Analysis: Taylor & Francis.
- Alfassi, Z. B. 1994. Chemical Analysis by Nuclear Methods: Wiley NY.
- Anonymous. 2002. Canberra Product Catalog Edition Twelve (12 ed.): Canberra Industries.
- Anonymous. 2007. Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis Non-serial Publications. Vienna. IAEA
- Beckurts, K. H., Wirtz, K. 1964. Neutron Physics: Springer.
- Bode, P., Blaauw, M., Obrusník, I. 1992. Variation of neutron flux and related parameters in an irradiation container, in use with  $k_0$ -based neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 157(2); 301-312.
- Budak, M. G. 2008.  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{170}\text{Er}$ ,  $^{179}\text{Hf}$  İzotoplarının (n,gamma) Tepkimeleri İçin Etkin Rezonans Enerjilerinin Çift Monitör Yöntem ile Belirlenmesi Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Ankara.
- Chilian, C., Chambon, R., Kennedy, G. 2010. Neutron self-shielding with  $k_0$ -NAA irradiations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(2); 429-432.
- Chilian, C., St-Pierre, J., Kennedy, G. 2008. Complete thermal and epithermal neutron self-shielding corrections for NAA using a spreadsheet. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 278(3); 745-749.
- Chisela, F., Gawlik, D., Brätter, P. 1987. Advantages of boron filters in instrumental epithermal neutron activation analysis of biological materials. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 112(2); 293-308.
- Cutshall, N. H., Larsen, I. L., Olsen, C. R. 1983. Direct analysis of  $^{210}\text{Pb}$  in sediment samples: Self-absorption corrections. *Nuclear instruments and methods in physics research*, 206(1); 309-312.
- D'Mellow, B., Thomas, D. J., Joyce, M. J., Kolkowski, P., Roberts, N. J., Monk, S. D. 2007. The replacement of cadmium as a thermal neutron filter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 577(3); 690-695.
- De Corte, F., Moens, L., Simonits, A., De Wispelaere, A., Hoste, J. 1979a. Instantaneous  $\alpha$ -determination without Cd-cover in the  $1/E^{1+\alpha}$  epithermal neutron spectrum. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 52(2); 295-304.
- De Corte, F., Moens, L., Sordo-El Hammami, K., Simonits, A., Hoste, J. 1979b. Modification and generalization of some methods to improve the accuracy of  $\alpha$ -determination in the  $1/E^{1+\alpha}$  epithermal neutron spectrum. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 52(2); 305-317.
- De Corte, F., Simonits, A. 2003. Recommended nuclear data for use in the  $k_0$  standardization of neutron activation analysis. *Atomic data and Nuclear data Tables*, 85(1); 47-67.
- De Corte, F., Sordo-El Hammami, K., Moens, L., Simonits, A., De Wispelaere, A., Hoste, J. 1981. The accuracy and precision of the experimental  $\alpha$ -determination in the  $1/E^{1+\alpha}$  epithermal reactor-neutron spectrum. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 62(1-2); 209-255.
- De Soete, D., De Gijbels, R., Hoste, J. 1972. Neutron Activation Analysis. London; New York: Wiley-Interscience.

- Duderstadt, J. J., Hamilton, L. J. 1976. Nuclear Reactor Analysis: Wiley.
- Dung, H., Cho, S. 2003a. A simple method for a determination. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 257(3); 573-575.
- Dung, H., Sasajima, F. 2003b. Determination of  $\alpha$  and  $f$  for  $k_0$ -NAA in irradiation sites with high thermalized neutrons. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 257(3); 509-512.
- Ehmann, W. D., Brückner, J., McKown, D. M. 1980. Epithermal neutron activation analysis using a boron carbide irradiation filter. Journal of Radioanalytical Chemistry, 57(2); 491-502.
- El Nimr, T. 1990. Improved measurements of the correction factors for Cd shielding on neutron monitoring foils. Journal of Physics D: Applied Physics, 23(10); 1278.
- El Nimr, T., De Corte, F., Moens, L., Simonits, A., Hoste, J. 1981. Epithermal neutron activation analysis (ENAA) based on the  $k_0$ -comparator method. Journal of Radioanalytical Chemistry, 67(2); 421-435.
- El Nimr, T., Ela-assaly, F. M. 1987. Determination of the attenuation of epithermal neutrons using the method of varying Cd-thickness. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 109(1); 3-9.
- Forget, B. 2009. Neutron Science and Reactor Physics Lecture Notes, Fall 2009. (MIT OpenCourseWare: Massachusetts Institute of Technology) Retrieved from <http://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-05-neutron-science-and-reactor-physics-fall-2009>
- Geiger, K. W., Van Der Zwan, L. 1970. The neutron spectrum of a  $^{241}\text{Am-Be}(\alpha,n)$  source as simulated by accelerator produced  $\alpha$ -particles. The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 21(4); 193-198.
- GESPECOR Software. 2014. Retrieved from <http://www.gespecor.de/en/>
- Gibbons, J. H., Macklin, R. L. 1965. Total cross section for  $^9\text{Be}(\alpha,n)$ . Physical Review, 137(6B); B1508-B1509.
- Gilmore, G. 2008. Practical Gamma-ray Spectroscopy: John Wiley & Sons.
- Griffiths, D. 2008. Introduction to Elementary Particles: Wiley.
- Høgdahl, O. 1962. Neutron absorption in pile neutron activation analysis.
- Holden, N. E. 1999. Temperature dependence of the Westcott  $g$ -factor for neutron reactions in activation analysis. Pure and Applied Chemistry, 71(12); 2309-2315.
- Jaćimović, R., Maučec, M., Trkov, A. 2003. Verification of Monte Carlo calculations of the neutron flux in typical irradiation channels of the TRIGA reactor, Ljubljana. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 257(3); 513-517.
- JANIS Software. (Java-based Nuclear Data Information Software) - Incident Neutron Data. 2014. Retrieved from <http://www.oecd-nea.org/janisweb/index.html>
- Jonah, S. A., Balogun, G. I., Umar, I. M., Mayaki, M. C. 2005. Neutron spectrum parameters in irradiation channels of the Nigeria Research Reactor-1 (NIRR-1) for the  $k_0$ -NAA standardization. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 266(1); 83-88.
- Karadag, M. 2003.  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{As}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{148}\text{Nd}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{165}\text{Ho}$  ve  $^{186}\text{W}$  İzotoplarının (n,gamma) Tepkimeleri İçin Termal Nötron ve Rezonans İntegral Tesir Kesitlerinin  $^{55}\text{Mn}$  Monitörü Kullanılarak Ölçülmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Ankara.

- Kenna, B. T., van Domelen, B. H. 1966. Neutron activation: Relationship of sample mass to self-shielding factor. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 17(1); 47-50.
- Khoo, K. S., Sarmani, S. B., Abugassa, I. O. 2007. Determination of thermal to epithermal neutron flux ratio ( $f$ ), epithermal neutron flux shape factor ( $\alpha$ ) and comparator factor ( $F_c$ ) in the Triga Mark II reactor, Malaysia. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 271(2); 419-424.
- Knoll, G. F. 1979. *Radiation Detection and Measurement* (3 ed.): Wiley.
- Kolotov, V. P., De Corte, F. (2004). Compilation of  $k_0$  and related data for NAA in the form of electronic database (IUPAC Technical Report) *Pure and Applied Chemistry* (Vol. 76, pp. 1921).
- Kragten, J. 1994. Tutorial review. Calculating standard deviations and confidence intervals with a universally applicable spreadsheet technique. *Analyst*, 119(10); 2161-2165.
- Kragten, J. 1995. A standard scheme for calculating numerically standard deviations and confidence intervals. *Chemometrics and intelligent laboratory systems*, 28(1); 89-97.
- Kruger, P. 1971. *Principles of Activation Analysis*.
- Kubesová, M. 2012.  $k_0$  standardization in neutron activation analysis at LVR-15 reactor in Řež. PhD Thesis, Czech Technical University, Prague.
- Kučera, J., Frána, J., Horák, Z., Marek, M., Tomášek, F., Viereibl, L. 1999. Calibration of the reactor neutron spectrum for the  $k_0$ -NAA standardization using several approaches. *Czechoslovak Journal of Physics*, 49(1); 295-301.
- Lamarsh, J. R. 2002. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*: American Nuclear Society.
- Lamarsh, J. R., Baratta, A. J. 2011. *Introduction to Nuclear Engineering*: Prentice Hall.
- LARA Database. Nucléide Gamma and Alpha Library. 2014. Available from <http://laraweb.free.fr/>
- Moens, L., De Corte, F., De Wispelaere, A., Hoste, J., Simonits, A., Elek, A., Szabo, E. 1984.  $k_0$ -measurements and related nuclear data compilation for (n, $\gamma$ ) reactor neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 82(2); 385-452.
- Moens, L., De Corte, F., Simonits, A., De Wispelaere, A., Hoste, J. 1979. The effective resonance energy  $E_r$  as a parameter for the correction of resonance integrals in  $1/E^{1+\alpha}$  epithermal neutron spectra; tabulation of  $E_r$ -values for 96 isotopes. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 52(2); 379-387.
- Montoya, E. H. R., Cohen, I. M., Hidalgo, P. M., Chamorro, B. T., Salas, P. B. 1999. The corrections for non-ideal behavior of the epithermal neutron spectrum and the restitution of the simplicity in parametric activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 240(2); 475-479.
- Moon, J.-H., Kim, S.-H., Chung, Y.-S., Kim, Y.-J. 2007. Application of the  $k_0$ -NAA method at the HANARO research reactor. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 271(2); 289-295.
- Mueck, K., Bensch, F. 1973. Cadmium correction factors of several thermal neutron foil detectors. *Journal of Nuclear Energy*, 27(9); 677-688.
- Mustra, C. O., Freitas, M. C., Almeida, S. M. 2003. Neutron flux and associated  $k_0$  parameters in the RPI after the last configuration change. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 257(3); 539-543.



- Nargolwalla, S. S., Przybylowicz, E. P. 1973. Activation Analysis with Neutron Generators.
- NIST. Neutron Scattering Lengths and Cross Sections Database. 2014. Available from <http://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/>
- NIST XCOM. Photon Cross Sections Database. 2014. Available from <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>
- NUDAT 2.6. 2014. Available from <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- Osaе, E., Nyarko, B., Serfor-Armah, Y., Akaho, E. 1998. An alternative method for the measurement of thermal neutron flux (modified cadmium ratio method). *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 238(1-2); 105-110.
- Petri, H., Krieger, S., Wolters, D. 1992. A computer program for the determination of reactor fluxes and shape factor  $\alpha$ . Paper presented at the International  $k_0$  Users Workshop, Gent.
- Ryves, T. B. 1969. A new thermal neutron flux convention. *Metrologia*, 5(4); 119.
- Ryves, T. B. 1970. Activation measurements of thermal neutron capture cross-sections and resonance integrals. *Journal of Nuclear Energy*, 24(1); 35-42.
- Ryves, T. B., Zieba, K. J. 1974. The resonance integrals of  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{164}\text{Dy}$  and  $^{165}\text{Ho}$ . *Journal of Physics A: Mathematical, Nuclear and General*, 7(18); 2318.
- Schumann, P., Albert, D. 1965. Investigations of epithermal neutron spectra by means of thin resonance foils. *Kernenergie (East Germany)*, 8.
- Shores, E. F., Mueller, G. E., Schlapper, G. A. 2003. A new  $^9\text{Be}(\alpha, n)$  cross-section evaluation for use in the SOURCES computer code. *Applied Radiation and Isotopes*, 59(2-3); 151-158.
- Simonits, A., Moens, L., De Corte, F., De Wispelaere, A., Elek, A., Hoste, J. 1980.  $k_0$ -measurements and related nuclear data compilation for (n,  $\gamma$ ) reactor neutron activation analysis. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 60(2); 461-516.
- Solmaz, A. N. 2008. Düşük Seviyeli Radyoaktivite Ölçümü İçin Kuyu-Tipi Ge Dedektörlü Bir Gama Spektrometresinin 40-2000 keV Enerji Aralığında Verim Kalibrasyonunun Yapılması. Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi, Ankara.
- Stoughton, R., Halperin, J., Lietzke, M. P. 1959. Effective Cadmium cutoff energies. *Nuclear Sci. and Eng.*, 6.
- Stoughton, R. W., Halperin, J. 1963. Effective cutoff energies for Boron, Cadmium, Gadolinium, and Samarium filters.
- Stuart, D. C., Ryan, D. E. 1981. Epithermal neutron activation analysis with a SLOWPOKE nuclear reactor. *Canadian Journal of Chemistry*, 59(10); 1470-1475.
- Tsoufanidis, N. 1995. *Measurement and Detection of Radiation*: Taylor & Francis.
- Yücel, H. 2012. Nötron ve Reaktör Fiziği Ders Notları.
- Yücel, H., Karadag, M. 2004. Experimental determination of the  $\alpha$ -shape factor in the  $1/E^{1+\alpha}$  epithermal-isotopic neutron source-spectrum by dual monitor method. *Annals of Nuclear Energy*, 31(6); 681-695.
- Yücel, H., Budak, M.G., Karadag, M., Yüksel, A.Ö. 2014. Characterization of neutron flux spectra in the irradiation sites of a 37 GBq  $^{241}\text{Am}$ -Be isotopic source, *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B*, Under review.

## **EKLER**

- Ek 1**  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  Monitörlerine ait Standart Nükleer Veriler
- Ek 2** Etkin rezonans enerjileri
- Ek 3** Monitör izotopların (n, $\gamma$ ) tepkimeleri için enerji - tesir kesiti grafikleri
- Ek 4**  $^{99}\text{Mo}$  - 140,511 keV Enerjili Pik için Özgül Aktivitenin Belirlenmesi

**Ek 1  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ve  $^{197}\text{Au}$  Monitörlerine ait Standart Nükleer Veriler**

Ek Çizelge. 1  $\alpha$ -biçim parametresinin belirlenmesi için seçilen monitörlere ait standart nükleer veriler

Monitör	Atom	İzotopik Bolluk $\theta$	$t_{1/2}$ (saniye)	$E_\gamma$ (keV)	$f_\gamma$	$\bar{E}_r$ (eV)	$F_{Cd}$ ( $\leq 1$ )	$\sigma_0$ (barn)	$I_0$ (barn)	$g_T$	$Q_0$	$k_0$
	Ağırlığı $M$ (g.mol $^{-1}$ )										( $I_0/g_T \cdot \sigma_0$ )	
			Not 1	Not 2	Not 3	Not 4		Not 5	Not 4	Not 6		
$^{197}\text{Au}$	196,96655(2)	1	232,80(7)x10 $^3$	411,8021(2)	0,9554(7)	5,65(40)	0,991	98,700(99)	1550(28)	1,0051	15,70(28)	1
$^{98}\text{Mo}$	95,94(1)	0,2413	237,42(5)x10 $^3$	140,5110(7)	0,0452(24)	241(48)	1,000	0,131(3)	6,96(47)	1,0008	53,10(335)	4,18x10 $^{-5}$
$^{55}\text{Mn}$	54,938049(9)	1	9,2836(17)x10 $^3$	846,7638(19)	0,9885(3)	468(51)	1,000	13,200(185)	13,90(46)	1,0004	1,05(3)	0,496

**Not 1:** Nucléide Gamma and Alpha Library (LARA Database 2014)

**Not 2:** Etkin Rezonans Enerjisi (Kolotov et al. 2004)

**Not 3:** Kadmiyum Filtre Epitermal Nötron Kesme Faktörü (El Nimr et al. 1981)

**Not 4:** Termal ( $\sigma_0$ ) ve Epitermal ( $I_0$ ) Nötron Tesir Kesitleri (Kolotov et al. 2004)

**Not 5:** (Karadag 2003, Budak 2008)

**Not 6:** (De Corte et al. 1981)

## Ek 2 Etkin Rezonans Enerjileri

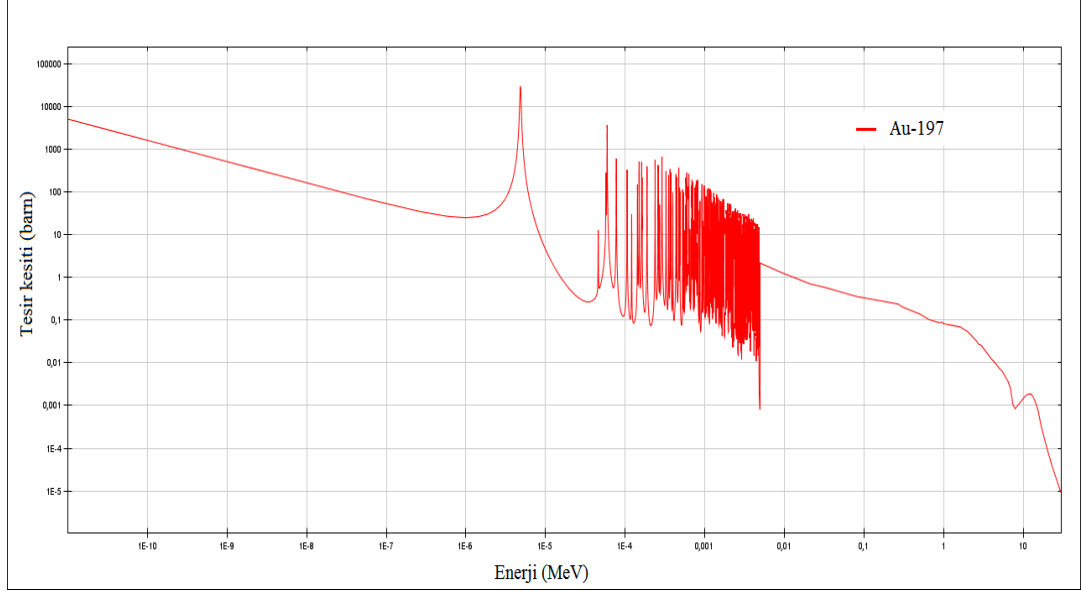
Bu tez çalışmasında kullanılan  $\bar{E}_r$  değerleri, V.Kolotov ve F. De Corte'un 2004 tarihli çalışmaları "IUPAC Database"den alınmıştır (Kolotov et al. 2004).

Ek Çizelge. 2 Hedef olarak kullanılan izotoplara ait etkin rezonans enerjileri ( $\bar{E}_r$ )

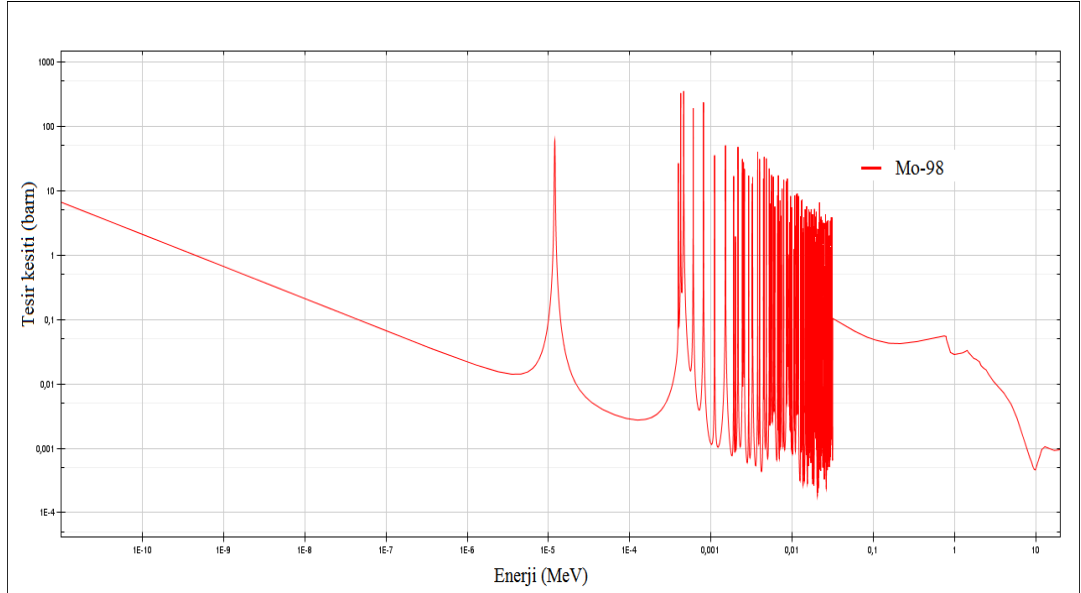
Hedef İzotop	$\bar{E}_r$ (eV)	Hedef İzotop	$\bar{E}_r$ (eV)	Hedef İzotop	$\bar{E}_r$ (eV)
<sup>19</sup> F	44700	<sup>89</sup> Y	4300	<sup>142</sup> Ce	1540
<sup>23</sup> Na	3380	<sup>94</sup> Zr	6260	<sup>141</sup> Pr	296
<sup>26</sup> Mg	257000	<sup>96</sup> Zr	338	<sup>146</sup> Nd	874
<sup>27</sup> Al	11800	<sup>93</sup> Nb	574	<sup>148</sup> Nd	236
<sup>30</sup> Si	2280	<sup>98</sup> Mo	241	<sup>150</sup> Nd	173
<sup>37</sup> Cl	13700	<sup>100</sup> Mo	672	<sup>152</sup> Sm	8,53
<sup>41</sup> K	2960	<sup>96</sup> Ru	776	<sup>154</sup> Sm	142
<sup>45</sup> Sc	5130	<sup>102</sup> Ru	181	<sup>153</sup> Eu	5,8
<sup>50</sup> Ti	63200	<sup>104</sup> Ru	495	<sup>152</sup> Gd	16,7
<sup>51</sup> V	7230	<sup>103</sup> Rh	1,45	<sup>158</sup> Gd	48,2
<sup>50</sup> Cr	7530	<sup>108</sup> Pd	39,7	<sup>160</sup> Gd	480
<sup>55</sup> Mn	468	<sup>110</sup> Pd	950	<sup>159</sup> Tb	18,1
<sup>58</sup> Fe	637	<sup>107</sup> Ag	38,5	<sup>164</sup> Dy	224
<sup>59</sup> Co	136	<sup>109</sup> Ag	6,08	<sup>165</sup> Ho	12,3
<sup>64</sup> Ni	14200	<sup>114</sup> Cd	207	<sup>170</sup> Er	129
<sup>63</sup> Cu	1040	<sup>113</sup> In	6,41	<sup>169</sup> Tm	4,8
<sup>65</sup> Cu	766	<sup>115</sup> In	1,56	<sup>174</sup> Yb	602
<sup>64</sup> Zn	2560	<sup>112</sup> Sn	107	<sup>176</sup> Yb	412
<sup>68</sup> Zn	590	<sup>116</sup> Sn	128	<sup>175</sup> Lu	16,1
<sup>71</sup> Ga	154	<sup>122</sup> Sn	424	<sup>174</sup> Hf	29,6
<sup>74</sup> Ge	3540	<sup>124</sup> Sn	74,2	<sup>181</sup> Ta	10,4
<sup>76</sup> Ge	583	<sup>121</sup> Sb	13,1	<sup>186</sup> W	20,5
<sup>75</sup> As	106	<sup>123</sup> Sb	28,2	<sup>185</sup> Re	3,4
<sup>74</sup> Se	29,4	<sup>130</sup> Te	2950	<sup>187</sup> Re	41,1
<sup>76</sup> Se	577	<sup>127</sup> I	57,6	<sup>193</sup> Ir	2,21
<sup>79</sup> Br	69,3	<sup>133</sup> Cs	9,27	<sup>198</sup> Pt	106
<sup>81</sup> Br	152	<sup>130</sup> Ba	69,9	<sup>197</sup> Au	5,65
<sup>85</sup> Rb	839	<sup>132</sup> Ba	143	<sup>196</sup> Hg	93,5
<sup>87</sup> Rb	364	<sup>138</sup> Ba	15700	<sup>202</sup> Hg	1960
<sup>84</sup> Sr	469	<sup>139</sup> La	76	<sup>232</sup> Th	54,4
<sup>86</sup> Sr	795	<sup>140</sup> Ce	7200	<sup>238</sup> U	16,9

### Ek 3 Monitör İzotopların (n,γ) Tepkimeleri için Enerji - Tesir Kesiti Grafikleri

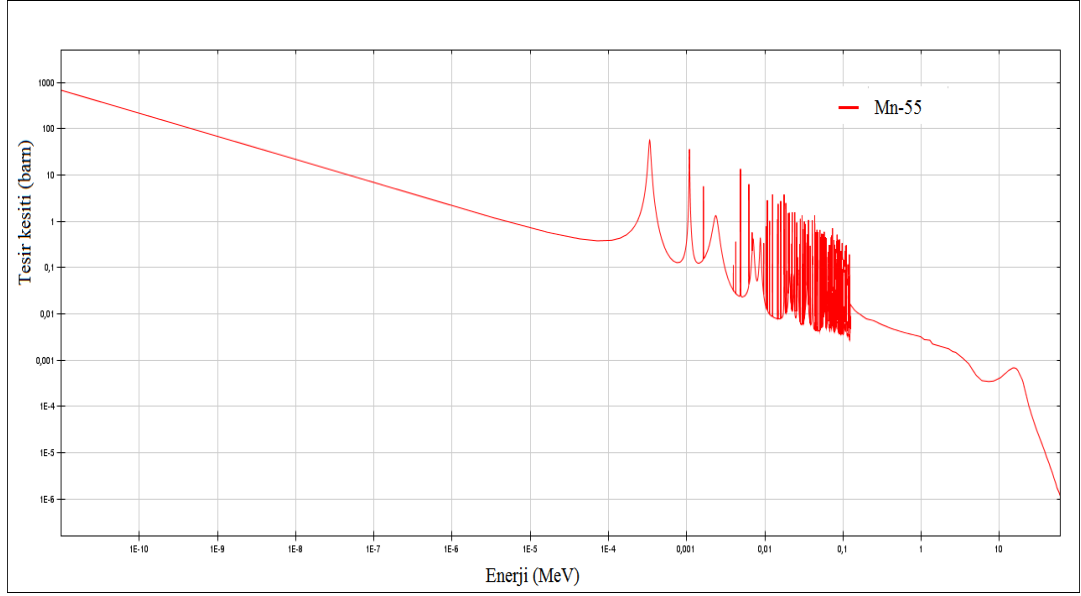
Grafiklerin çiziminde kullanılan veriler, NEA JANIS (JAva-based Nuclear Information Software) nükleer veri tabanından alınmıştır (JANIS Software 2014).



Ek Şekil 1 <sup>197</sup>Au izotopu için tesisir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi



Ek Şekil 2 <sup>98</sup>Mo izotopu için tesisir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi

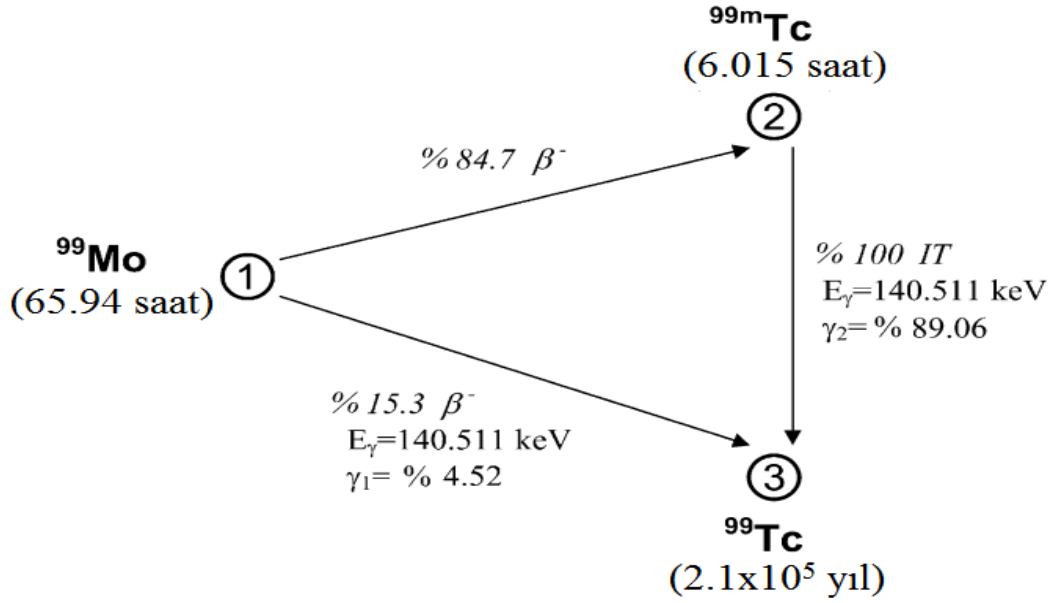


Ek Şekil 3  $^{55}\text{Mn}$  izotopu için tesisir kesitinin nötron enerjisine bağılı değışimi

#### Ek 4 <sup>99</sup>Mo 140,511 keV Enerjili Pik için Özgül Aktivitenin Belirlenmesi

Molibden foilleri kadmiyum kılıfla ve çıplak olarak nötron akısına maruz bırakıp, bir gama spektrometresiyle spektrum toplandığında, en yüksek pikin 140,511 keV enerjide oluştuğu gözlemlendi. Bu durum beklentileri karşılar niteliktedir. Zira, <sup>98</sup>Mo(n,γ)<sup>99</sup>Mo tepkimesi sonucunda salınan γ ışınlarının arasında en yüksek olasılıkla 140,511 keV enerjili γ ışınları yayınlanır (% 89,6±1,7 (LARA Database 2014)). Ancak <sup>99</sup>Mo'ün ürünü olan <sup>99m</sup>Tc çekirdeği de kararsız olup aynı enerji de çok yüksek intensite ile gama yayımlar (% 88,5±0,2 (LARA Database 2014)). Spektrumda 140,511 keV enerjide oluşan fotopike, ~6 saatlik yarı ömrü sebebiyle <sup>99m</sup>Tc'den gelen katkı hayli fazladır.

Sadece <sup>99</sup>Mo'den gelen katkının bulunabilmesi için, 140,511 keV'de oluşan fotopik için aşağıdaki yöntem izlenir (Yücel et al. 2004).



Ek Şekil 4 <sup>99</sup>Mo-<sup>99m</sup>Tc bozunumunun basit bir gösterimi (Yücel et al. 2004)

$$A_{sp} (^{99}\text{Mo} + ^{99m}\text{Tc}) = \frac{N_p^{\text{Mo} + \text{Tc}} / t_c}{w \left[ \left( \frac{\lambda_2 K_1 - \lambda_1 K_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) + \left( \frac{f_{\gamma,1}}{f_{\gamma,2} F_{12}} \right) K_1 \right]}$$

Burada 1 ve 2 rakamları, <sup>99</sup>Mo ve <sup>99m</sup>Tc'i temsil etmekte, N<sub>p</sub><sup>Mo+Tc</sup>, spektrumda 140,511 keV enerjili pikin altındaki (background etkisi çıkarılmış) toplam alan, t<sub>c</sub>, sayım süresi, w, kütle (g), λ<sub>i</sub>, ilgili izotopun bozunma sabiti (λ=ln2/t<sub>1/2</sub>), K<sub>i</sub>=S<sub>i</sub> x D<sub>i</sub> x C<sub>i</sub> ve f<sub>γ,i</sub>, ilgili

izotopun 140,511 keV enerjide gama ışını yayınlama olasılığı ve  $F_{12}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  izotopunun  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  izotopuna bozunma kesridir (% 84,7).  $^{99}\text{Mo}$  aktivitesi,

$$A_{\text{sp}}(^{99}\text{Mo}) = \left( \frac{f_{\gamma,1}}{f_{\gamma,2}F_{12}} \right) \times A_{\text{sp}}(^{99}\text{Mo} + ^{99\text{m}}\text{Tc})$$

şeklinde belirlenir. Burada,

$$\left( \frac{f_{\gamma,1}}{f_{\gamma,2}F_{12}} \right) = \frac{0,0452}{0,8906 \times 0,847} = 5,992 \times 10^{-2}$$

bulunur. Buna göre  $^{99}\text{Mo}$  izotopuna ait özgül aktivite,

$$A_{\text{sp}}(^{99}\text{Mo}) = 5,992 \times 10^{-2} \times \frac{N_p^{\text{Mo} + \text{Tc}} / t_c}{w \left[ \left( \frac{\lambda_2 K_1 - \lambda_1 K_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) + 5,992 \times 10^{-2} K_1 \right]}$$

eşitliğinden hesaplanır.



## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Asuman KOLBAŞI

Doğum Yeri: Ankara

Doğum Tarihi : 21 / 03 / 1988

Medeni Hali: Bekar

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu:

Lise: Gülveren Lisesi, (2002-2005)

Lisans: Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü, (2005-2010)

Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü Medikal Fizik Anabilim Dalı Sağlık Fiziği Yüksek Lisans Programı (Eylül 2012- ...)

Yayınları:

Yücel, H., Çobanbaş İ., Yüksel A. Ö., Kolbaşı, A., Kaya, V. The determination of neutron dose contamination using with neutron activation analysis method with 18 MV photons in the RT treatment room. Proceeding. XI. National Radiation Oncology Congress, April 2014.

Yücel, H., Çobanbaş İ., Yüksel A. Ö., Kolbaşı, A., Kaya, V. Measurement of photo-neutron dose to patients from a 18 MV medical linear accelerator by using gold foil activation method. Journal of Radiological Protection, Under Review.