

**İZOTROPİK NÖTRON ALANINDA IŞINLANAN SONLU SİLİNDİR
NUMUNE GEOMETRİSİ İÇİN NUMUNE MİKTARI İLE TERMAL
NÖTRON ÖZ SOĞURMA FAKTÖRÜNÜN İLİŞKİSİ**

125946

Mustafa Güray BUDAK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
(FİZİK)**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

**AĞUSTOS 2002
ANKARA**

125946

Mustafa Güray BUDAK tarafından hazırlanan İZOTROPİK NÖTRON ALANINDA İŞİNLANAN SONLU SİLİNDİR NUMUNE GEOMETRİSİ İÇİN NUMUNE MİKTARI İLE TERMAL NÖTRON Z SOĞURMA FAKTÖRÜNÜN İLİŞKİSİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

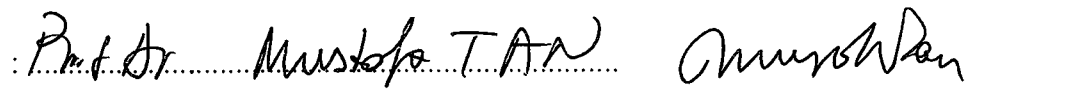


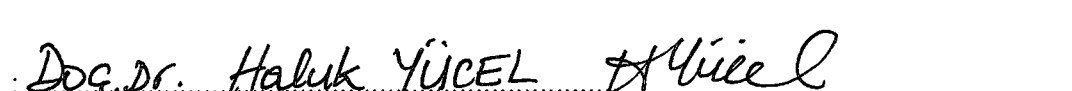
Doç. Dr. Haluk YÜCEL

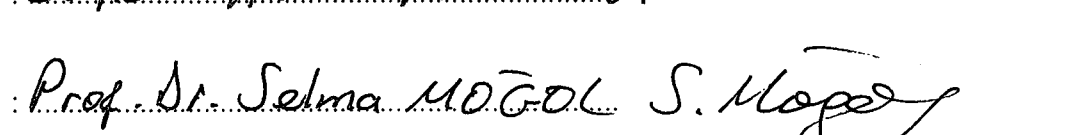
Tez Yöneticisi

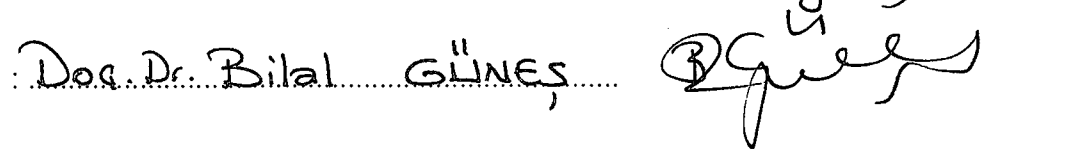
Bu alışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan:  Prof. Dr. Adilla zmen

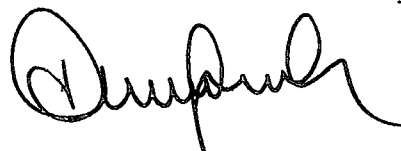
ye :  Prof. Dr. Mustafa TAN

ye :  Doç. Dr. Haluk YÜCEL

ye :  Prof. Dr. Selma MOĐOL

ye :  Doç. Dr. Bilal GÜNES

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



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	iv
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	v
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. NÖTRON KAYNAKLARI VE NÖTRON ETKİLEŞMELERİ.....	5
2.1. Nötron Kaynakları.....	5
2.1.1. İzotopik nötron kaynakları.....	5
2.1.1.1. Radyoizotop (α,n) kaynakları.....	7
2.1.1.2. (γ,n) kaynakları.....	17
2.2. Nötronun Madde ile Etkileşimleri.....	19
2.2.1. Nötron yakalama reaksiyonu.....	22
2.2.1.1. Radyasyon yayınlamalı nötron yakalama reaksiyonu.....	22
2.2.1.2. ($n,nükleon$) reaksiyonu.....	23
2.2.1.3. ($n,fisyon$) reaksiyonu.....	25
2.2.2. Saçılma Reaksiyonları.....	27
2.2.2.1. Nötronun esnek saçılma reaksiyonu.....	27
2.2.2.2. Esnek olmayan saçılma reaksiyonu.....	29
3. NÖTRON AKTİVASYON ANALİZİNDE TERMAL NÖTRON ÖZ-SOĞURMA ETKİSİ.....	32
3.1. Nötron Demeti İçin Öz-soğurma.....	35
3.2. İzotropik Nötron Alanında Öz-soğurma.....	40
4. DENEY.....	46
4.1. Numune Hazırlama.....	46
4.2. Nötron Işınlama Sistemi.....	47
4.3. Gama Ölçüm Sistemi.....	49
4.3.1. Yüksek saflıkta germanyum dedektörler.....	51
4.4. Numunelerin Işınlanması ve Aktivite Ölçümleri.....	54
4.5. Pik Alanı Hesaplama Metodu.....	55
4.5.1. Pik alanında belirsizlik hesabı.....	57
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	59
KAYNAKLAR.....	78
ÖZGEÇMİŞ.....	81

**İZOTROPİK NÖTRON ALANINDA IŞINLANAN SONLU SİLİNDİR
NUMUNE GEOMETRİSİ İÇİN NUMUNE MİKTARI İLE TERMAL
NÖTRON ÖZ SOĞURMA FAKTÖRÜNÜN İLİŞKİSİ
(YÜKSEK LİSANS TEZİ)**

Mustafa Güray BUDAK

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
AĞUSTOS 2002**

ÖZET

Termal nötron öz-soğurma etkisi, yüksek nötron soğurma tesir kesitli elementlerin nisbeten büyük miktarlardaki numunelerinin nötronlarla bombardımanı sırasında, ihmal edilemez derecedeki değerlere ulaşabilir. Bu nedenle, nötron aktivasyon analizlerinde doğru sonuçlar elde etmek için nötron öz-soğurma etkileri elimine edilmeli veya düzeltilmelidir. Termal ve epitermal nötronlar için öz-soğurma düzeltme faktörleri, çeşitli fiziksel ve nükleer değişkenlere bağlı olduğundan, gerek izotropik (yönden bağımsız) gerekse paralel demet halindeki nötron alanlarında ışınlanan dilim, küre, silindir gibi farklı geometrideki numuneler incelenirken uygun yaklaşımlar kullanılarak hesaplanmalıdır. Bu tezde, izotropik bir nötron alanında ışınlanan, sonlu silindir numune geometrisinde ve 0,2 ile 2,2 gram arasında değişen miktarlarda hazırlanan çok küçük taneli indiyum oksit için termal nötron öz-soğurma etkileri aktivasyon metodu ile incelenmiştir. 1 mm kalınlığındaki silindirik Cd kılıf içinde ve kadmiyum kılıf olmadan, çıplak olarak ışınlanan numuneler için İndiyum'un aktiviteleri yüksek saflıktaki germanyum (Ge) dedektörle ölçülmüştür. Ölçülen özgül aktivitelerden, izotropik nötron alanında ışınlanan sonlu silindir geometrisindeki numune için, ışınlanan numune miktarı ile termal nötron öz-soğurma faktörü arasında bir bağıntı önerilmiştir. Belirli bir boyuttaki sonlu silindirde, numune kütlesi ile ilişkilendirilen bu bağıntı deneysel sonuçlarla uyumludur. Teklif edilen bağıntı, izotropik nötron alanında ışınlanacak aynı numune geometrisi için, farklı soğurma tesir kesitine sahip çeşitli maddelere de uygulanabilir.

Bilim Kodu : 404.04.01
Anahtar Kelimeler : Termal nötron, öz-soğurma, düzeltme faktörü, nötron aktivasyonu, indiyum, izotropik nötron alanı
Sayfa Adedi : 81
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Haluk Yücel

**THE RELATIONSHIP OF SAMPLE MASS TO THERMAL NEUTRON SELF
SHIELDING FACTOR FOR A FINITE CYLINDER SAMPLE GEOMETRY
IRRADIATED IN AN ISOTROPIC NEUTRON FIELD
(M. Sc. Thesis)**

Mustafa Güray BUDAK

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
AUGUST 2002**

ABSTRACT

The neutron self-shielding of samples against thermal neutrons may occur substantially during neutron irradiations of relatively large amounts of elements with very high neutron absorption cross sections. Therefore, the use of neutron activation analysis to obtain accurate analytical results requires that neutron self-shielding effects be eliminated or corrected. Since the self-shielding correction factors for thermal and epithermal neutrons depend on various physical and nuclear parameters; they must be calculated for different sample geometries such as slab, sphere, cylinder etc. in both isotropic and beam neutron fields, using suitable models. An experimental study of thermal neutron self-shielding of the finely grained indium oxides ranging in large amounts from 0,2 to 2,2 g for a finite cylinder sample geometry in an isotropic neutron field has been made by activation technique. The induced specific activities of indium with a 1 mm-thick Cd shield case and without Cd were measured in a high pure Ge detector. From the measured results, a relationship between sample mass and thermal neutron self-shielding factor for a finite cylinder geometry of sample for the case of isotropic neutron field is proposed. The obtained empirical relationship is in good agreement with the experimental results. The relationship, which depends on the sample mass and the macroscopic total cross section in a given size of a finite cylinder, is also applicable for various materials with different absorption cross sections for the same sample geometry for the case of isotropic neutron irradiation.

Science code : 404.04.01

**Key words : Thermal neutron, self-shielding, correction factor, neutron
activation, indium, isotropic neutron field**

Page number : 81

Adviser : Assoc. Prof. Dr. Haluk YÜCEL

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde, değerli katkılarını ve ilmi görüşlerini esirgemeyen Sayın Hocam Prof. Dr. Mustafa TAN'a; laboratuvar çalışması süresince, yapıcı eleştirileri ve olumlu katkıları ile yol gösteren, Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ANAEM) Bilim Danışmanı, Sayın Hocam Prof. Dr. Atilla ÖZMEN'e şükran ve saygılarımı arz ederim.

Tez çalışması için bilimsel problemi belirleyen, deneyleri planlayan, verilerin değerlendirilmesi ve yazımı aşamasında yardımlarını esirgemeyen, ANAEM araştırmacılarından Sayın Doç. Dr. Haluk YÜCEL'e ve kendi doktora tez çalışmasını aksatmak pahasına, değerli ve kısıtlı vaktini benimle paylaşan Sayın Arş. Grv. Mustafa KARADAĞ'a şükran ve saygılarımı arz ederim.

Bu tez çalışması için ANAEM laboratuvar imkânlarını kullanmama izin veren ANAEM yetkililerine ve özellikle Nükleer Fizik Bölüm Başkan Vekili Sayın Dr. Halil DEMİREL'e; deneyler sırasında ve yazma aşamasında görüşlerinden faydalandığım Sayın Doç. Dr. M. Atif ÇETİNER'e teşekkür ederim.

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge		Sayfa
Çizelge 2.1.	${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ için nötron kaynaklarının özellikleri.....	9
Çizelge 2.2.	Nötron kaynakları.....	21
Çizelge 2.3.	(n, γ) termal nötron tesir kesitleri.....	23
Çizelge 2.4.	Yavaşlatıcı malzemelerin makroskobik saçılma ve soğurma tesir kesitleri ve moderasyon oranları.....	29
Çizelge 2.5.	(n, n') esnek olmayan reaksiyonlara örnekler.....	30
Çizelge 3.1.	Küre, silindir ve dilim şeklindeki numune geometrileri için ortalama numune kalınlıkları.....	38
Çizelge 4.1.	HPGe dedektörünün özellikleri.....	54
Çizelge 5.1.	İndiyumun 1097,30 keV enerjili gama pikinden ölçülen özgül aktivite değerleri.....	63
Çizelge 5.2.	İndiyumun 1293,54 keV enerjili gama pikinden ölçülen özgül aktivite değerleri.....	64
Çizelge 5.3.	İndiyumun 416,86 keV enerjili gama pikinden ölçülen özgül aktivite değerleri.....	65
Çizelge 5.4.	“Eş. 5.4” bağıntısıyla tanımlanan fit parametreleri.....	66
Çizelge 5.5.	İndiyumun 1097,30 keV pikinden elde edilen $A_{sp,th}$ ve $A_{sp,th}(fit)$ değerleri.....	67
Çizelge 5.6.	İndiyumun 1293,54 keV pikinden elde edilen $A_{sp,th}$ ve $A_{sp,th}(fit)$ değerleri.....	68
Çizelge 5.7.	İndiyumun 416,86 keV pikinden elde edilen $A_{sp,th}$ ve $A_{sp,th}(fit)$ değerleri.....	69
Çizelge 5.8.	1097,30 keV pikinden elde edilen G_{th} ve $G_{th}(fit)$ değerleri.....	72
Çizelge 5.9.	1293,54 keV pikinden elde edilen G_{th} ve $G_{th}(fit)$ değerleri.....	73
Çizelge 5.10.	416,86 keV pikinden elde edilen G_{th} ve $G_{th}(fit)$ değerleri.....	74
Çizelge 5.11.	“Eş. 5.5” bağıntısıyla tanımlanan fit parametreleri.....	75

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil		Sayfa
Şekil 2.1.	^{241}Am bozunma zinciri şeması.....	8
Şekil 2.2.	^{241}Am bozunmasında enerji seviyeleri arasında gözlenen geçişler (4/1)	11
Şekil 2.3.	^{241}Am bozunmasında enerji seviyeleri arasında gözlenen geçişler (4/2)	12
Şekil 2.4.	^{241}Am bozunmasında enerji seviyeleri arasında gözlenen geçişler (4/3)	13
Şekil 2.5.	^{241}Am bozunmasında enerji seviyeleri arasında gözlenen geçişler (4/4)	14
Şekil 2.6.	^{12}C 'nin $^9\text{Be}(\alpha, n)$ reaksiyonu ile elde edilen enerji seviyeleri için basitleştirilmiş bir bozunma şeması.....	16
Şekil 2.7.	Emülsiyon tekniği ile elde edilen ^{241}Am - ^9Be nötron spektrumu....	17
Şekil 2.8.	Nötron reaksiyonlarını etkileşme tesir kesitleriyle karakterize ederek sınıflandırma.....	20
Şekil 2.9.	İndiyumun bozunma şeması	30
Şekil 3.1.	$E = \sigma_a \cdot w$ /atom kütlesi değerlerine karşı normalize edilmiş özgül aktivite değerleri.....	34
Şekil 3.2.	Nisle'in nötron soğurma şeması.....	37
Şekil 3.3.	İzotropik tek enerjili nötronlar için öz-soğurma faktörü.....	42
Şekil 3.4.	Geometriden bağımsız Nisle yaklaşımı ile sonsuz dilim ve küre geometrilerine karşılık gelen öz-soğurma faktörü.....	44
Şekil 4.1.	Numune kabı şekli.....	46
Şekil 4.2.	$3 \times 16 \text{ Ci } ^{241}\text{Am}$ - ^9Be nötron ışınlama sisteminin kesit olarak görünüşü.....	48
Şekil 4.3.	Bir gama spektrometresinin prensip şeması.....	51
Şekil 4.4.	Sıvı azot kabı ve dedektör zırhından oluşan sistem.....	53

Şekil 5.1.	1097,30 keV enerjili indiyum pikinden elde edilen özgül aktivite değerlerinin kullanılan In miktarına bağlı değişimi.....	67
Şekil 5.2.	1293,54 keV enerjili indiyum pikinden elde edilen özgül aktivite değerlerinin kullanılan In miktarına bağlı değişimi.....	68
Şekil 5.3.	416,86 keV enerjili indiyum pikinden elde edilen özgül aktivite değerlerinin kullanılan In miktarına bağlı değişimi.....	69
Şekil 5.4.	1097,30 keV enerjili indiyum piki verilerine göre, termal nötron öz-soğurma katsayısının (G_{th}), In kütlesine bağlı değişimi.....	72
Şekil 5.5.	1293,54 keV enerjili indiyum piki verilerine göre, termal nötron öz-soğurma katsayısının (G_{th}), In kütlesine bağlı değişimi.....	73
Şekil 5.6.	416,86 keV enerjili indiyum piki verilerine göre, termal nötron öz-soğurma katsayısının (G_{th}), In kütlesine bağlı değişimi.....	74
Şekil 5.7.	Öz-soğurma faktörü-In kütlesi ilişkisi.....	76

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılan bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
G	Nötron öz-soğurma faktörü
G_{th}	Termal nötron öz-soğurma faktörü
α	Alfa parçacığı
β	Beta parçacığı
$t_{1/2}$	Yarı ömür
λ	Bozunma sabiti
w	Numune içinde incelenen elementin kütlesi
ϕ	Nötron akısı
σ	Mikroskobik tesir kesiti, standart sapma
Σ	Makroskobik tesir kesiti
N	Birim hacimdeki nükleit sayısı
Z	Atom numarası
A	Kütle numarası
Q	Reaksiyon enerjisi
E_n	Nötron enerjisi
ρ	Yoğunluk
N_{Av}	Avagadro sayısı
X_{ort}	Ortalama giriş uzunluğu
τ	İncelenen numunenin şekil parametresi
A_0	1 değerinde öz-soğurma faktörüne karşılık gelen aktivite
A_p	Gama sayım hızı
A_{sp}	Özgül aktivite
b	Barn= 10^{-24} cm ²
Bq	Becquerel
Ci	Curie

eV	Elektronvolt
keV	Kiloelektronvolt
MeV	Milyonelektronvolt
θ	İzotopik bolluk
γ	gama ışıması, bozunma başına gama yayınlanma olasılığı
F_g	Gama öz-soğurma düzeltme faktörü
ϵ_p	İlgili pik enerjisi için dedektör verimi
N_p	Net pik alanı
t_m	Sayım süresi
t_d	Bekleme süresi
t_i	Işınlama süresi
$A_{sp,e}$	Epitermal nötronlarla oluşan özgül aktivite
$A_{sp,th}$	Termal nötronlarla oluşan özgül aktivite
F_{Cd}	Kadmiyum kesme faktörü
R_s	Atom başına reaksiyon hızı
$G_{th}(fit)$	Öz-soğurma için fit fonksiyonu değerleri
s	Saniye, standart hata
r	Korelasyon katsayısı

Kısaltmalar

ANAEM	Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
NAA	Nötron aktivasyon analizi
INAA	Enstrümental nötron aktivasyon analizi
PGNAA	Ani gama nötron aktivasyon analizi
FNAA	Hızlı nötron aktivasyon analizi
ENAA	Epitermal nötron aktivasyon analizi
ADC	Analog sinyali sayısala dönüştürücü
HPGe	Yüksek saflıkta germanyum dedektör
MCA	Çok kanallı analizör
RAM	Rastgele erişilebilir hafıza (random access memory)
ROI	İlgilenilen pik alanı

1. GİRİŞ

Aktivasyon ışınlamalarında, nötron alanına konulan bir madde, termal ve epitermal (rezonans nötronları) nötron akısında bir bozulmaya (flux perturbation) sebep olabilir. İki kısmî etkinin, akı çökmesi (flux depresssion) ve öz-soğurma (self shielding) etkilerinin toplamı, akı bozulma etkisi olarak tanımlanır[1,2]. Aktivasyon analizinde, nötron akı bozulmasını etkileyen üçüncü bir faktör, sulu veya hidrojenli malzemelerde hızlı ve/veya epitermal nötronların moderasyonu ile termal nötron akısının artmasıdır[3].

Nötron öz soğurulması, numune içine nüfuz eden nötron akısında meydana gelen azalmayı ifade eder. Işınlanan numunenin kendine özgü nötron yutma tesir kesitiyle orantılı, maddenin nötron saçılma tesir kesitinin de hesaba katıldığı öz-soğurma etkilerinin toplamı, nötron öz-soğurulması (neutron self-shielding) olarak adlandırılır[4]. Bu tezde, öz-soğurulma terimi yerine sıkça “öz-soğurma” terimi kullanılmıştır.

Nötron aktivasyon analizi ile incelenen bir numune yüzeyine gelen nötron akısının bir kısmının, numunenin iç tabakalarına tam nüfuz edemediği, dış katmanlarda soğurulması sebebiyle, iç tabakalar daha düşük bir nötron akısına maruz kalırlar. Nötron aktivasyonu ile incelenen numunenin madde miktarı artırıldığında, öz-soğurma (self-shielding) etkisi, numunenin yüzeyindeki nötron akısı ile numune iç tabakalarına ulaşan nötron akısı arasındaki farklılığı daha da artırır. Diğer taraftan, özellikle yüksek soğurma tesir kesitine sahip elementler nötronlarla bombardıman edilirken öz-soğurma etkileri ihmal edilemeyecek seviyelere ulaşır ve aktivasyon analizi metodu ile doğru sonuçlar elde edilmesini engeller. Işınlanan elementin tesir kesitinin büyüklüğü, numunenin şekli (foil, silindir, küre v.b.) ve miktarı, nötron öz-soğurma faktörünü belirlerken dikkate alınması gereken parametrelerdir.

Nötron ışınlamasına tabi tutulan numune içindeki ortalama nötron akısının ($\bar{\phi}_s$), numunenin yerleştirileceği konumda ve herhangi bir numune yokken ölçülebilecek sabit nötron akısına (ϕ_∞) oranı, öz-soğurma faktörü, G olarak ifade edilir.

$$G = \frac{\bar{\phi}_s}{\phi_\infty}$$

Bir başka ifadeyle, nötron öz-soğurma faktörü, m kütleli bir numune için, numune özgül aktivitesinin (A_{sp}), madde miktarının teorik olarak sıfıra yaklaşırkenki ($m \rightarrow 0$) haline karşılık gelen özgül aktivitesine (A_{sp}^0) oranının limiti olarak da tanımlanır[4].

Bu faktörün büyüklüğü, ışınlamaya maruz kalan malzemenin büyüklüğüne ve şekline bağlı olduğu gibi nötron alanına da bağlıdır. Termal nötronlar ve epitermal nötronlar için ayrı ayrı hesaplanmalıdır. Nötronların paralel demet şeklinde veya izotropik olmalarına göre de öz-soğurma faktörlerinin hesaplanması farklıdır.

Nötron aktivasyon analiz metodu kullanılarak yapılan analitik ölçümlerde (termal nötron tesir kesiti, rezonans integrali tayini gibi) doğru sonuçlar elde etmek için öz-soğurma etkileri kesinlikle elimine edilmeli veya düzeltilmelidir. Düzeltme için hesaplanacak öz-soğurma faktörleri, kullanılan nükleer verilerin (tesir kesitleri, geometri, matriks bileşimi) tam bilinmesine bağlıdır. Bu nedenle birçok araştırmacı, pratikte öz soğurma etkisini deneysel olarak elimine etmek için; ancak önemsiz derecede öz soğurma etkisine yol açacak numune büyüklükleri kullanmıştır[4]. Bu çalışmada, ışınlama öncesinde numunenin hazırlanmasında, öz-soğurma etkisinin belirlenen bir seviyeyi aşmasına yol açmayacak madde miktarının tahmin edilmesi veya ışınlama sonrası ölçülen aktiviteye uygulanacak düzeltme faktörünün hesaplanmasında, element miktarı ile bir ilişki kurulması amaçlanmıştır. Çünkü numune miktarının azaltılamadığı veya seyreltilemediği, yani nötron öz-soğurma etkisinin giderilemediği NAA uygulamaları vardır. Örneğin nötron akısının düşük olduğu (termal akı, $10^4 \text{ n.cm}^2.\text{s}^{-1}$ mertebesinde) izotopik nötron kaynağı ile yapılan NAA çalışmalarında, küçük disk veya silindir numune geometrilerinde miligram ve gram mertebesinde numuneler ışınlanır. Bu mertebedeki numune miktarının

kullanılması, bazı elementlerden doğru analitik bilgi elde edilmesi için zorunlu olmaktadır. Işınlanan madde miktarının azaltılmasıyla öz-soğurma etkisi azaltılırken düşük nötron akısında NAA hassasiyeti de düşmektedir. Pratik olarak, sabit düşük akıda en uzun ışınlama süresi (numunenin doyum aktivitesine ulaşması durumu) ve dedektörde mümkün en uzun ölçme süresi uygulansa bile, özellikle numune düşük konsantrasyonda elementler ihtiva ettiğinde; ışınlanacak madde miktarının yüksek tutulması gerekebilir. Böyle hallerde, NAA ile elde edilen veriler değerlendirilirken, ilgilenilen element dışında kalan matriksin nötron öz-soğurma etkilerinin hesaba katılması bir zorunluluk haline gelir.

Bu çalışmada, yalnız termal nötronlar için, izotropik (yönden bağımsız) nötron alanında ışınlanan, silindirik geometrideki numunelerde öz-soğurma faktörünün hesabı için, deneysel veriler kullanılarak; basit ve kullanışlı bir bağıntı bulunması amaçlanmıştır. Çalışmada, yüksek nötron soğurma tesir kesitli indiyum elementinin değişik miktarları silindirik bir tüpe doldurularak; $^{241}\text{Am-Be}$ nötron kaynağında, belli bir konumda ışınlanmış ve numune özgül aktiviteleri gama spektrometrik ölçme yöntemiyle belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlardan, ışınlanan madde miktarı, makroskobik soğurma tesir kesiti ve numune şeklini temsil eden niceliklere bağlı ampirik bir bağıntı elde edilmiştir.

Pratikte, bu çalışmanın sonucundan, silindirik bir tüpte NAA yöntemiyle elementel analiz veya tesir kesiti ölçümü yapılırken, ışınlamada kullanılacak numunenin miktarı ve bileşimi bilindiğinde; öz-soğurma faktörünün hesaplanması mümkün olabilecektir. Bunun tersine, çalışmanın sonuçları, izin verilebilecek bir öz-soğurma faktörüne ulaşmak için numunenin hangi ölçüde inceltilmesi veya seyreltilmesi gerektiğini tahmin etmeye olanak tanır.

Bu tez çalışması, Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ANAEM) Nükleer Fizik Laboratuvarındaki deneysel imkanlar kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Bu tez beş bölümden oluşmuştur. Tezin giriş bölümünde, öz-soğurma kavramı ve aktivasyon analizi ile gerçekleştirilen incelemelerde öz-soğurma etkileri tanıtılmıştır.

İkinci bölümde, reaktörler hariç tutularak nötron üretiminde kullanılan ve özellikle laboratuvar çalışmalarında tercih edilen nötron kaynakları ve bunların belirgin özellikleri açıklanmıştır. Yine aynı bölümde, nötronların madde ile etkileşmesi kapsamında mümkün nötron reaksiyonları açıklanmıştır. Üçüncü bölümde, nötron öz-soğurma etkisi açıklanarak; literatürde yapılan çalışmalar ve termal nötron öz-soğurma faktörünün hesabıyla ilgili metotlar verilmiştir. Dördüncü bölümde, deneysel düzenek ve gama spektrometrik yöntem açıklanmıştır. Beşinci bölümde elde edilen sonuçlar sunulmuş ve bunların tartışması yapılmıştır.



2. NÖTRON KAYNAKLARI VE NÖTRON ETKİLEŞMELERİ

2.1. Nötron Kaynakları

Serbest nötronlar, ömürlerinin kısa oluşu ($t_{1/2} = 10.24$ dakika)[5] nedeniyle doğada bulunmazlar ve bu yüzden yapay yollarla elde edilirler. Nötron üretiminde en yaygın yol reaktörlerin kullanılmasıdır. Reaktörlerde, ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu gibi bölünür (fissile) çekirdeklerin termal nötronlarla veya ^{238}U , ^{232}Th gibi üretken (fertile) çekirdeklerin hızlı nötronlarla fisyonu sonucu nötron üretilir.

Nötron çıkışına yol açan birçok reaksiyon vardır. Bu reaksiyonlarda, hedef çekirdek, alfa taneciği, proton, döteron veya gama ışınları ile bombardıman edildiğinde uyarılmış halde olan bileşik çekirdek ortaya çıkar. Eğer uyarılma enerjisi bileşik çekirdek içindeki son nötronun bağlanma enerjisinden büyükse, nötron çıkışının gözlenmesi ihtimali yüksektir. Geri kalan uyarma enerjisi nötronla nihai ürün çekirdek arasında kinetik enerji olarak paylaşılır. Nihai ürün çekirdek uyarılmış halde kalabilir ve daha sonra gama emisyonu ile temel seviyeye geçebilir[6]. Nötron kaynakları, nükleer reaktörler, nötron jeneratörleri ve diğer parçacık hızlandırıcı esaslı nötron kaynakları, izotopik nötron kaynakları ve kendiliğinden fisyon kaynakları (^{252}Cf gibi) adı altında birkaç farklı grupta incelenir. İzleyen bölümlerde, bu deneysel çalışmada kullanılan izotopik $^{241}\text{Am-Be}$ nötron kaynağı ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

2.1.1. İzotopik nötron kaynakları

Pratikte iki tip izotopik nötron kaynağının yapımı ve kullanılması mümkün olmuştur. Birinci tipte, herhangi bir α veya γ foton yayınlayıcı radyoaktif çekirdek, düşük atom numaralı olan ve düşük nötron bağlanma enerjisine sahip hedef malzemeyle (Be, Li gibi) temas ettirilir. Bombardıman eden parçacıklar veya gama ışınları radyoizotopların bozunması sırasında üretildiği için, kaynaklar izotopik nötron kaynağı olarak adlandırılır. Genelde radyoizotop bozunumundan çıkan parçacık

adı ile ilişkilendirilerek, (α, n) ; (γ, n) örneklerinde olduğu gibi tanımlanır. İzotopik nötron kaynağının ikinci tipi ise ^{252}Cf , ^{254}Cf gibi radyoaktif çekirdeklerin kendiliğinden fisyonu ile nötron üreten kaynaklardır. Kendiliğinden fisyon yapan radyoaktif çekirdeklerin bozunmaya bağlı nötron emisyon hızı (verimi) oldukça yüksektir[7].

Nötron üretme sistemlerinin en basit şekli olan radyoizotopik kaynaklar laboratuvar ve saha çalışmalarında (nem ve rutubet tayini, petrol aramaları gibi) çok yaygın olarak kullanılmıştır. Küçüktürler, taşınabilirler, maliyetleri düşüktür, kolayca kalibre edilebilirler, sabit nötron çıkış verimleri vardır, özel bir bakıma ve yüksek gerilim uygulanmasına ihtiyaç duymazlar ve hareketli parçaları yoktur. Laboratuvarlarda çok çeşitli kullanım alanları vardır; örneğin nötronların çeşitli ortamlarda yavaşlatılması ve difüzyonu gibi parametrelerin ölçülmesi ve INAA çalışmalarında kullanılırlar. Alfa ve gama ışınlarının kullanıldığı nötron kaynakları, çeşitli reaksiyonlardaki nötron akısının tayininde, nötron dedektörlerinin kalibrasyonunda, dedektörler arası karşılaştırmalarda ve dozimetride standart nötron kaynakları olarak kullanılırlar[8].

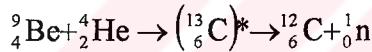
İzotopik nötron kaynakları, diğer nötron üretme sistemlerine göre daha az nötron akısına sahiptir. Tipik bir araştırma reaktörünün 10^{12} - 10^{13} n.cm⁻².s⁻¹ mertebesinde termal akıya sahip olduğu düşünülürse, bir (α, n) izotopik nötron kaynağının sadece 10^4 n.cm⁻².s⁻¹ mertebesindeki termal nötron akısı görece olarak azdır. Kendiliğinden fisyon yapan ($t_{1/2}=2,64$ yıl) ^{252}Cf nötron kaynağı bu duruma istisna oluşturmaktadır. 1 gram ^{252}Cf 4π katı açı içinde $2,3 \times 10^{12}$ n/s 'lik bir nötron yayını yapar. Nötron verimi kaynaktaki ^{252}Cf miktarına bağlıdır. Ancak bu kaynağın etkin kullanılma ömrü çok kısadır (10-15 yıl). Fakat izotopik nötron kaynaklarının nötron akısında anlık değişim söz konusu değildir. Düşük akıya sahip oldukları için, bu kaynaklar ile ışınlama sonucu uyarılan elementlerin analizinde hassasiyet düşüktür. Radyoizotop kaynaklarının en önemli dezavantajı, aktiviteleri çok yüksek olsa dahi, elde edilebilir nötron çıkış verimlerinin (n/s.Ci) düşük olmasıdır. Diğer dezavantajları ise, reaktörler veya nötron jeneratörleri gibi kapatılamamaları; dolayısıyla radyasyon

güvenliği açısından uygun zırhlamayı sağlayan nötron engelleyici “shutter” malzemelerin kullanımını gerektirmeleridir.

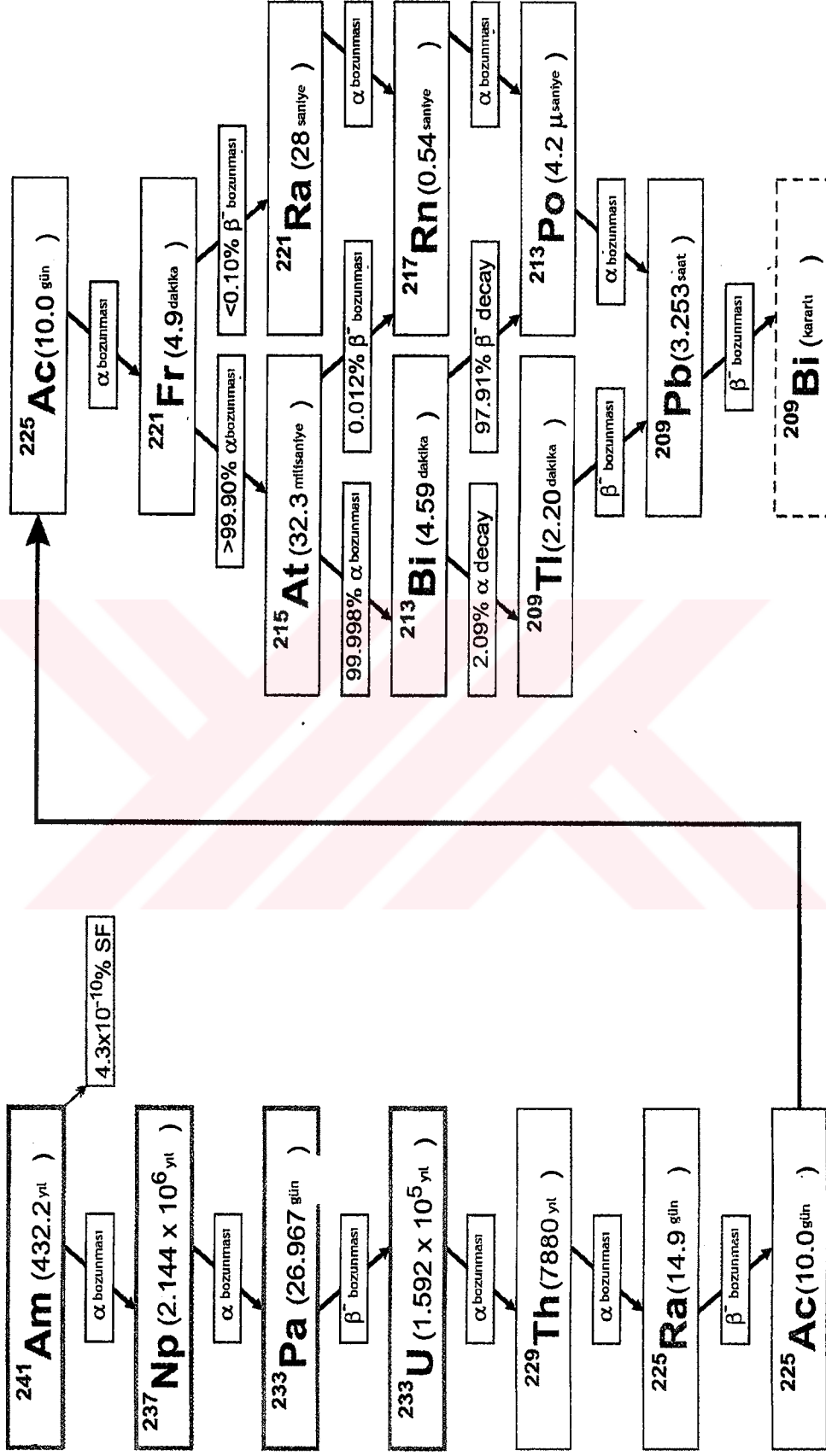
İzotopik kaynaklar radyasyonu yayınlayan çekirdek ile bombardıman edilen hedef çekirdeğin isimleri birlikte yazılarak adlandırılır. Bazen bombardıman eden parçacık veya radyasyon da ilave edilerek yazılır. Örneğin berilyum (Be) hedef çekirdekleri ^{241}Am radyoaktif çekirdeğinden yayınlanan alfa parçacıkları ile bombardıman edilirse; kaynak, $^{241}\text{Am-Be}$, $^{241}\text{Am-}\alpha\text{-Be}$ veya $^{241}\text{Am}(\alpha,n)$ gösterimlerinden biri ile tanımlanır.

2.1.1.1. Radyoizotop (α,n) kaynakları

Düşük atom numaralı ve son nötronunun bağlama enerjisi düşük olan berilyum gibi hedef malzemeler, radyoaktif çekirdeklerin yayınladığı alfa parçacıkları ile bombardıman edildiğinde; tipik ve en muhtemel olarak



reaksiyonu oluşur. Bu reaksiyonda $^{13}\text{C}^*$ çekirdeği çok kısa süreli (10^{-12} s) oluşan bileşik çekirdektir. Nötronun keşfinden sonra, nötron üretimi için birçok reaksiyon denenmesine rağmen, yukarıdaki $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$ reaksiyonu en geniş uygulama alanı bulan ve nötron kaynakları için temel teşkil eden reaksiyondur[8]. Bu kaynakların yapımında, alfa yayınlayan ^{241}Am ($\sim 100\alpha\text{-}432,2$ yıl) , ^{210}Po ($\sim 100\alpha\text{-}138,3$ gün) , ^{226}Ra ($\sim 100\alpha\text{-}1600$ yıl) , ^{228}Th ($\sim 100\alpha\text{-}1,91$ yıl), ^{238}Pu ($\sim 100\alpha\text{-}87,7$ yıl) ve ^{239}Pu ($\sim 100\alpha\text{-}24110$ yıl) izotopları yaygın olarak kullanılmıştır. $^{241}\text{Am-Be}$ kaynakları toz halindeki saf Berilyumun, Amerisyumoksit (AmO_2) ile karıştırılması yoluyla elde edilir[9]. Şekil 2.1 'de ^{241}Am (432,2 yıl) radyoizotopunun bozunma zinciri şeması gösterilmiştir. Çok düşük bir olasılıkla kendiliğinden fisyon yapan ($\sim 4,3 \times 10^{-10}$ SF), ancak esasta alfa bozunumu yapan $^{241}_{95}\text{Am}$ 'un ilk bozunma ürünü olan $^{237}_{93}\text{Np}$ de daha uzun yarı ömürlü ($2,144 \times 10^6$ yıl) bir α yayınlayıcı çekirdektir.



Şekil 2.1. ^{241}Am bozunma zinciri şeması[12]

Şekil 2.2 ile Şekil 2.5 arasında dört bölüm olarak gösterilen, $^{241}\text{Am} \xrightarrow{\alpha} ^{237}\text{Np}$ bozunma şemasında, toplam α bozunma enerjisi, $Q_{\alpha}=5,63781$ MeV olup çeşitli yüzdelerle, ^{237}Np 'nin seviyelerine α geçişleri olur. En kuvvetli α geçişi $E_{\alpha}= 5,578$ MeV (%84,5) enerjisiyle ^{237}Np 'nin 59,5412 KeV'lik seviyesine olur. Bu seviyenin ~%34'ü taban duruma geçerken $E_{\gamma}=59,5412$ keV'lik gama ışını yayınlanır. Örneğin bu seviyeden 26,3 keV'lik ve bunu takip eden bir alt seviyeden 33,19 keV'lik γ ışınları gibi, farklı α enerji gruplarının (daha düşük şiddetli) geçtikleri seviyelerden çeşitli enerjilerde, yaklaşık 334 zayıf şiddetli gama geçişleri olur. Bu nedenle, kaynak aktivitesi yüksek olduğunda, Am- α -Be kaynaklarının gama dozu zırlaması da çok önemli hale gelmektedir. ^{241}Am radyoizotopu bozunurken, zayıf şiddetli olsa da, farklı enerjilerde α parçacıkları yayınladığı için ve alfaların hedefle (α,n)'den başka (α,α') gibi inelastik çarpışmaları da söz konusudur[10]. Am- α -Be izotopik nötron kaynağı, farklı enerji grubuna sahip (en az dört), 1 MeV ile 12,1 MeV arasında nötron spektrumu sergileyen bir kaynaktır. Ortalama nötron enerjisi, 4,43 MeV olarak verilir[10]. Nötron üretimi için kullanılan bazı α yayınlayıcı radyoizotopların $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$ reaksiyonunun temel özellikleri Çizelge 2.1. de verilmiştir[7,9].

Çizelge 2.1. $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$ reaksiyonu için nötron kaynaklarının özellikleri

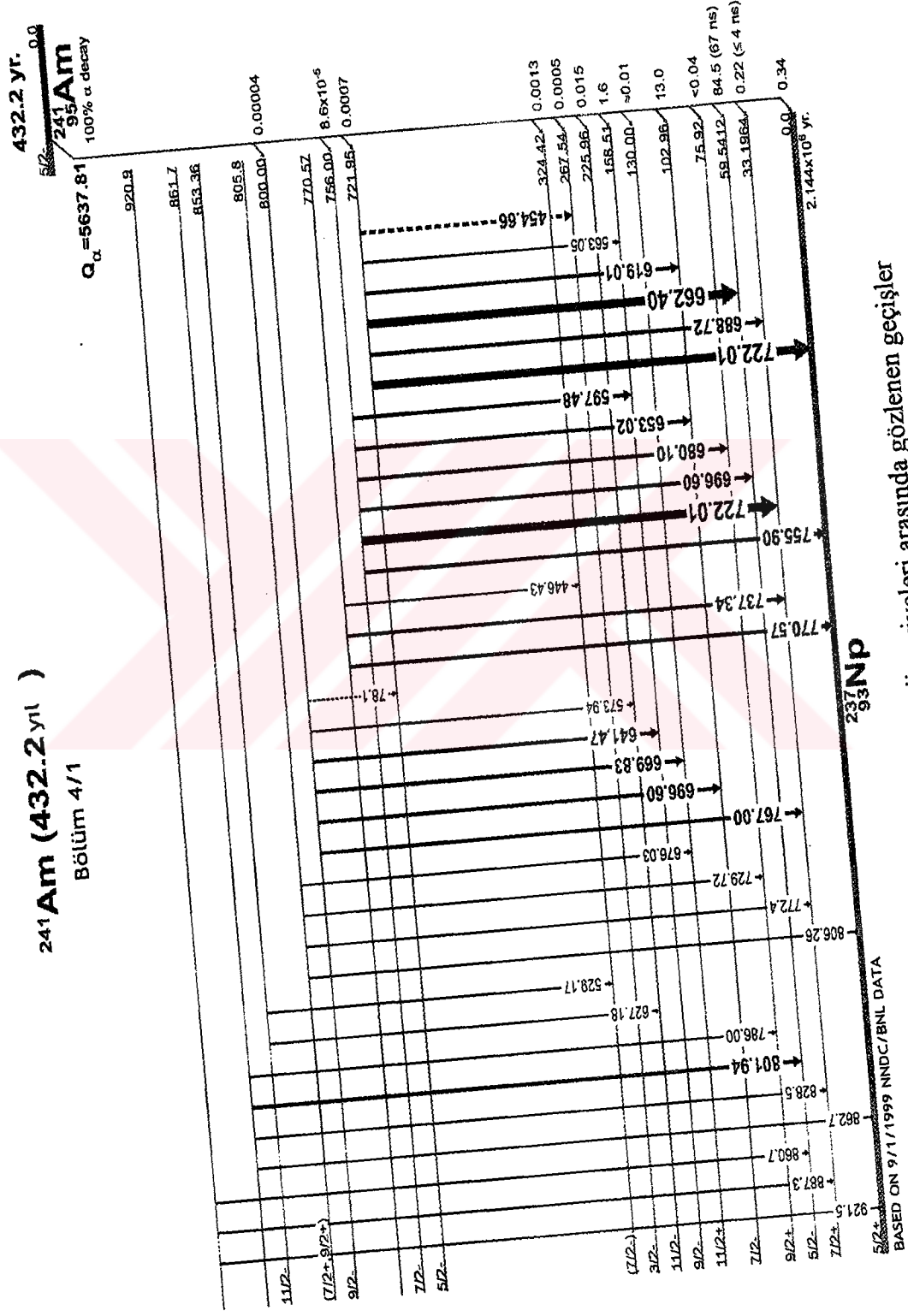
	Alfa yayınlayıcı çekirdek		
	^{210}Po	^{239}Pu	^{241}Am
Nötron verimi ($\text{n s}^{-1} \text{Ci}^{-1}$)	2.5×10^6	1.7×10^6	2.2×10^6
Yayınlayıcı kütlesi g/ Ci	2.24×10^{-4}	16	0.3
Yarı ömür	138.3 d	24110 y	432.2 y
Yaklaşık büyüklük ($\text{cm}^3 \text{Ci}^{-1}$)	0.1	12	3
Açığa çıkan ısı (W/Ci)	0.032	0.031	0.033
γ enerjileri (MeV)	0.8- 4.43	4.43	0.06-4.43
γ dozu ($\text{rad h}^{-1} \text{Ci}^{-1}$)	0.11(4.43MeV)	0.08(4.43MeV)	10(60keV)0.1(4.43MeV)

d: gün , y: yıl

²⁴¹Am gibi α yayınlı radyoizotoplar tarafından yayınlanan alfa parçacıklarının enerjileri 4 ile 6 MeV arasındadır. Bu düzeydeki α enerjisi, (α ,n) reaksiyon eşik enerjisinin üzerinde ve son nötronun bağlanma enerjisinden yüksek olduğundan ⁹Be sıklıkla hedef malzeme olarak kullanılır. Daha düşük nötron verimi sağlamakla birlikte boron, lityum ve flor da hedef olarak kullanılırlar [11]. Bu hedef malzemelerin nötron verimi, α enerjisine ve tesir kesitlerine bağlıdır.

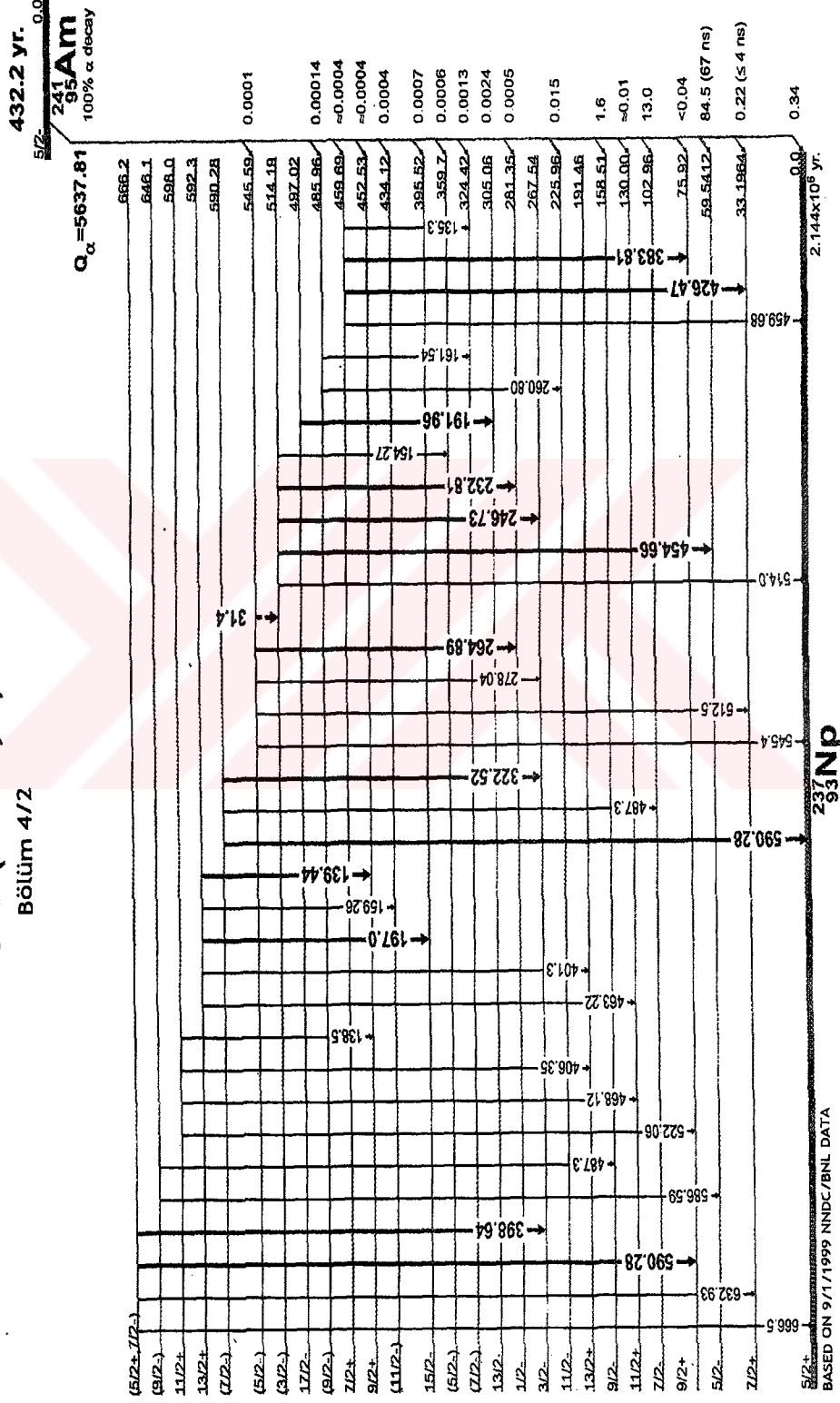


^{241}Am (432.2 yıl)
Bölüm 4/1

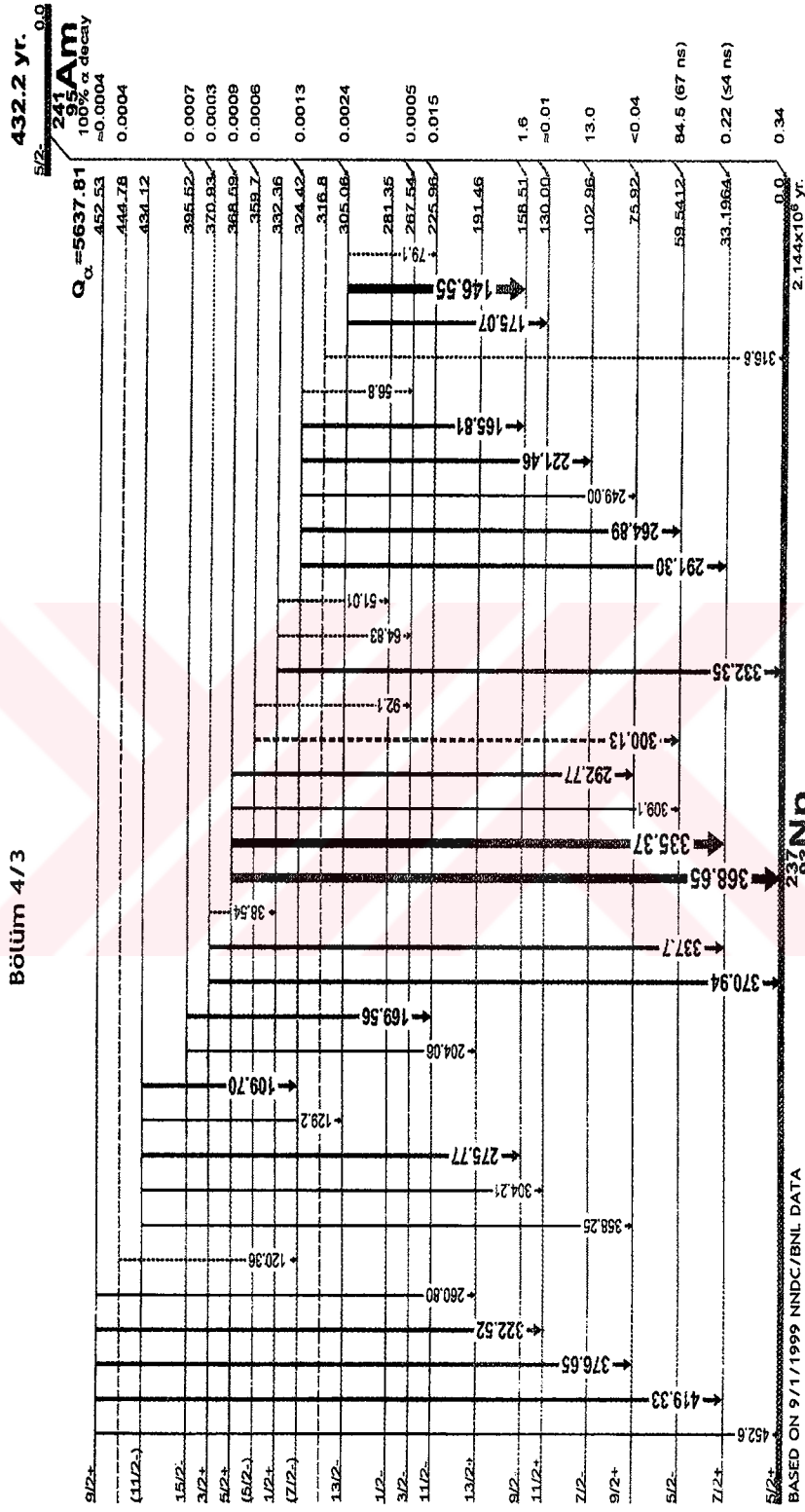


Şekil 2.2. ^{241}Am bozunmasında enerji seviyeleri arasında gözlenen geçişler

^{241}Am (432.2 yıl)
Bölüm 4/2

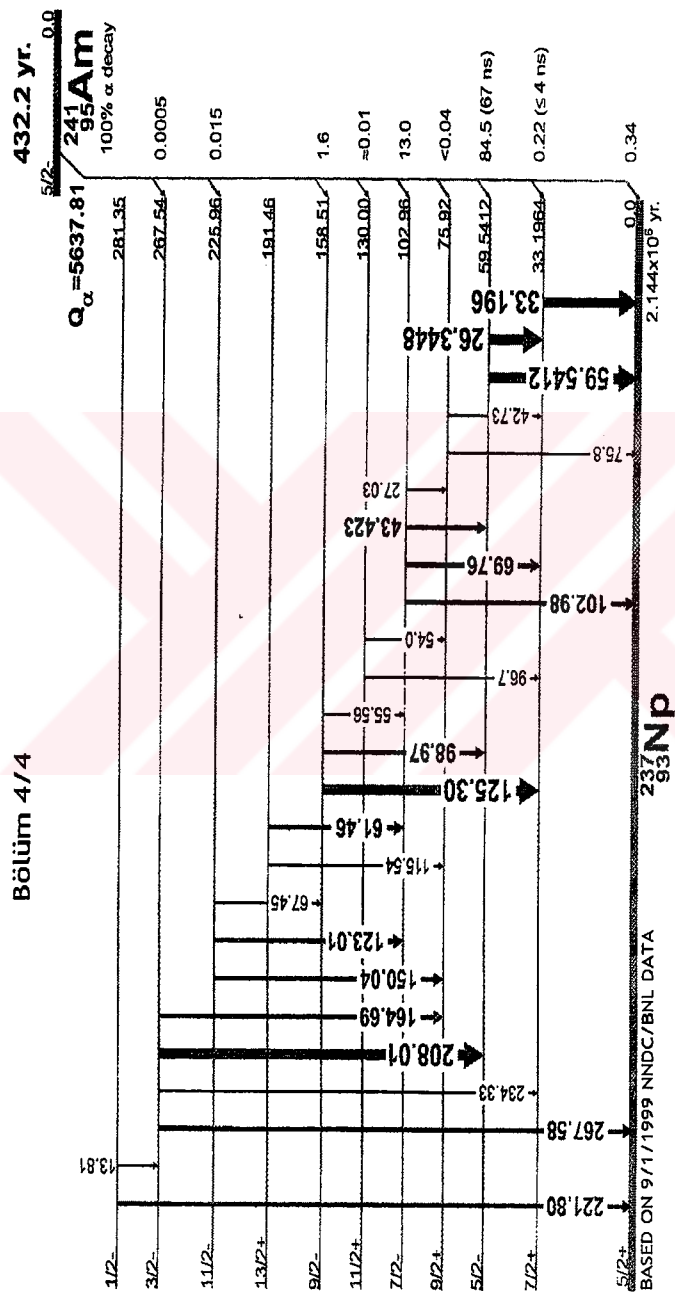


Şekil 2.3. ^{241}Am bozunmasında enerji seviyeleri arasındaki geçişler

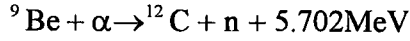


Şekil 2.4. ²⁴¹Am bozunmasında enerji seviyeleri arasındaki geçişler

Bölüm 4/4

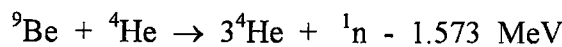
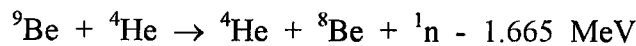


Şekil 2.5. ²⁴¹Am bozunmasında enerji seviyeleri arasındaki geçişler



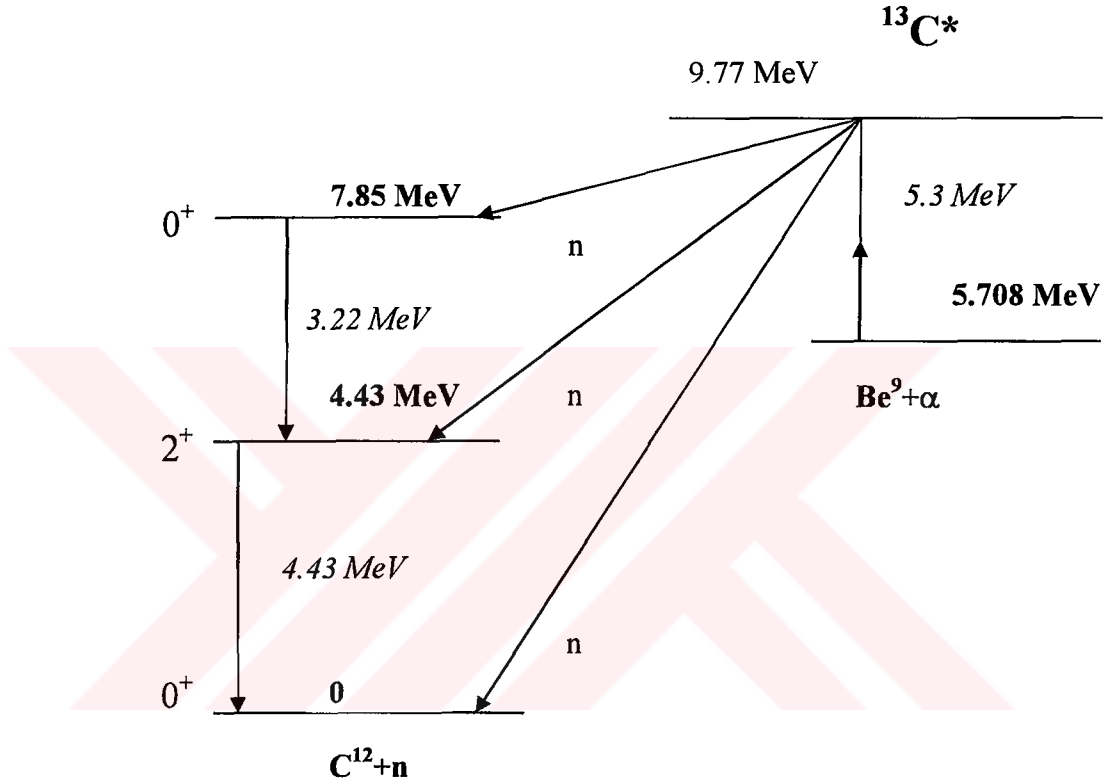
reaksiyonu dışarıya ısı veren (exoergic) bir reaksiyondur. (α, n) etkileşmelerinin yaklaşık %80'i ${}^{12}\text{C}$ çekirdeğini 4,43 MeV'lik uyarılmış seviyede bırakır. Bu uyarılmış seviye 4,43 MeV'lik gama fotonu emisyonuyla bozunur. Alfa parçacıkları ile bombardıman edilen Berilyumdan elde edilen nötronların spektrumu geniş bir nötron enerjisi (1-11 MeV) dağılımına sahiptir. Elde edilen dağılım, birkaç nedenden dolayı tek enerjili (monoenerjetic) değildir; çok enerjili (polyenerjetic) nötron spektrumu sergiler:

- (1) ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ reaksiyonunda, ${}^{12}\text{C}$ çekirdeği uyarılmış seviyede kalabilir. Bu çıkan nötronun enerjisinin azalması ile sonuçlanır[8]. Tek enerjili alfa parçacıkları için bu ihtimal çıkan nötronların spektrumunda esas nötron gruplarını meydana getirir. Her nötron grubu ${}^{12}\text{C}$ çekirdeğinin uyarılmış bir seviyesini karşılar[13].
- (2) Berilyuma gelen alfa parçacıkları farklı enerjilere sahip olabilir. Ayrıca farklı mümkün yayılma yönleri olması ve alfa parçacıklarının menziline nazaran, kaynaktaki Berilyum hedef kalınlığının fazla olması nedeniyle farklı enerjilere sahip nötronlar elde edilir[14].
- (3) Berilyum içinde aşağıdaki tipteki reaksiyonlarla düşük enerji nötronları üretilebilir[14].



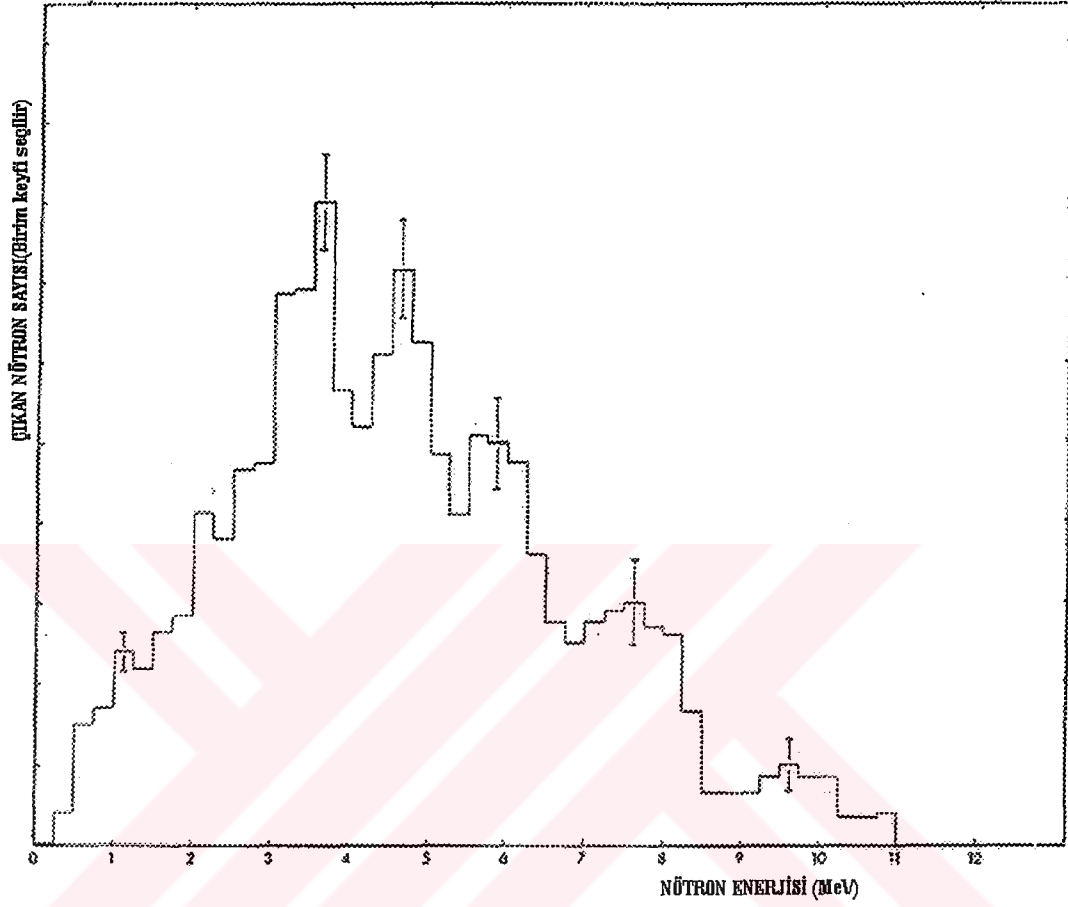
İzotopik nötron kaynaklarından elde edilen nötronların enerji spektrumu, her alfa enerjisi değeri için (α, n);(α, α');($\alpha, 3\alpha$) reaksiyonlarına ait tesir kesitinin farklı değerler alması nedeniyle çok daha karışıktır. Buna göre alfa parçacıklarının Berilyum çekirdeklerinin potansiyel bariyerine nüfuz etme gereksinimi düşük enerjili

alfa parçacıkları için nötron verimini düşürür. Ayrıca $^{13}\text{C}^*$ bileşik çekirdeklerinin yapısı tesir kesitinde rezonanslara yol açar. Bu etkiler nötron spektrumunun ayrıntıları ile önceden bilinmesini engeller[11].



Şekil 2.6. ^{12}C 'nin $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ reaksiyonu ile elde edilen enerji seviyeleri için basitleştirilmiş bir bozunma şeması[15]

Uzun ömürlü radyoaktif kaynaklar elde etmek için alfa yayınlı radyoaktif çekirdekler arasından yarı ömrü uzun olan elementler seçilir. Diğer taraftan bu seçim kullanılan hedef kalınlığının artırılması gereksinimine yol açar. Bu ise kaynak hazırlama işlemini güçleştirir ve kaynak boyutlarının artmasına yol açar. Alfa yayınlı radyoaktif elementin aktivitesine göre kullanılacak Be miktarı elementin yarı ömrü ile; dolayısıyla kullanılma süresi ile uyumlu seçilir[8].



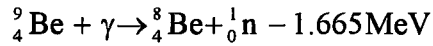
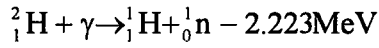
Şekil 2.7. Emülsiyon tekniği ile elde edilen $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ nötron spektrumu[10]

2.1.1.2. (γ, n) kaynakları

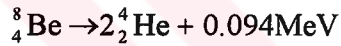
Foton enerjisinin, hedef çekirdeğin nötron bağlanma enerjisinden büyük olması koşulu sağlandığında, bu çekirdeklerden nötron emisyonu gerçekleştirilebilir. Fotonlardan faydalanarak nötron elde etmeye yarayan kaynaklara fotonötron kaynakları da denir. Ortaya çıkan nötronun enerjisi, fotonun enerjisi ile nötronun bağlanma enerjisi arasındaki fark ile belirlenir.

Berilyum ve döteryum (D_2O) ile gerçekleşen (γ, n) reaksiyonları için eşik enerjisi sırasıyla 1.665 ve 2.223 MeV civarında iken, diğer elementler için bu değer 6 MeV'in üzerindedir. Bu mertebede gama ışını yayınlayan radyoaktif çekirdek

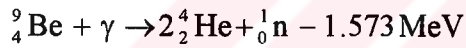
bilinmediğinden radyoaktif (γ, n) kaynakları yalnızca berilyum ve döteryum kullanılarak elde edilir[8].



Burada ${}^8\text{Be}$ temel enerji seviyesinde bırakılmıştır; fakat yaklaşık olarak 5×10^{-4} saniyelik bir yarılanma süresi ile iki alfa taneciğine bozunur.



Bu iki reaksiyon birleştirilerek şöyle yazılır:



Berilyum ve döteryum dışındaki çekirdeklerden nötron sökmek için çeşitli nükleer reaksiyonlardan elde edilen gama ışınları veya yüksek enerjili elektron hızlandırıcılarından elde edilen X ışınları kullanılabilir. En yaygın olarak kullanılan fotonötron kaynağı ${}^{124}\text{Sb}$ - ${}^9\text{Be}$ 'dur ve $26 \pm 1,5$ eV'luk nötronlar yayınlar. ${}^{124}\text{Sb}$, doğal antimonun reaktörde ışınlamasıyla üretilir ve çeşitli γ ışınları yayınlar; ancak şiddetli olanı (%48 şiddette), 1,692 MeV'lik fotondur. ${}^{124}\text{Sb}$ 'nin yarı ömrü 60,2 gündür. 1 Ci'lik ${}^{124}\text{Sb}$ için, ${}^{124}\text{Sb}$ - ${}^9\text{Be}$ fotonötron kaynağının pratikteki nötron verimi yaklaşık 10^7 n.s^{-1} 'dir[9].

Nötronların sürekli spektrumunu yayınlayan (α, n) kaynaklarının aksine fotonötron kaynaklarında monoenerjetik γ ışınları kullanılarak, yaklaşık tek enerjili nötronlar elde edilebilir[14]. Döteryum ve berilyumun tek enerjili gama ışınları ile bombardıman edilmesi, gelen gama ışını ile yayınlanan nötron arasındaki herhangi bir açı değeri için tek enerjili nötronların elde edilmesine olanak sağlar.

Yine de birçok kaynakta kullanıma uygun nötron şiddeti elde etmek için önemli miktarda berilyum ve döteryum kullanılması gereği, nötron enerjilerinde geniş bir belirsizliğe yol açar. Nötronlar, kaynaktan çıkmadan evvel, ihmal edilemez bir saçılma ihtimaline sahip olduklarından, fark edilir bir nötron enerjisi yayılımı oluşur. Ayrıca gama ışınları compton saçılması vasıtası ile enerjilerinin bir kısmını kaybettikten sonra nötron üretebilirler[8].

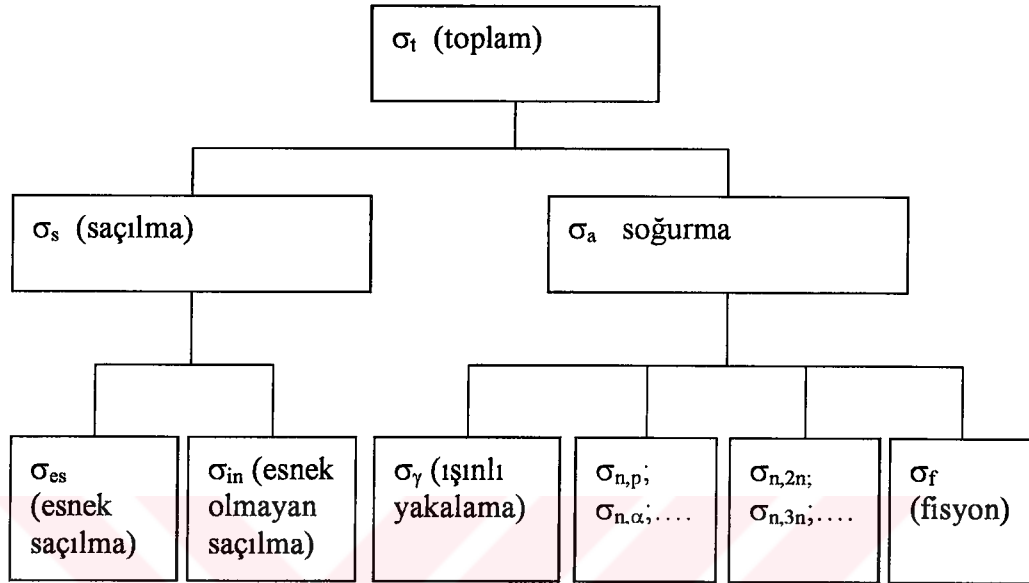
(γ, n) izotopik kaynakları da (α, n) kaynaklarına benzer olarak, gama yayınlayan çekirdek ile hedef çekirdeğin isimleri birlikte yazılarak adlandırılır.

Gama ışınları, alfa parçacıklarına nazaran çok daha girici olduğundan gama kaynağı ile hedef madde, aralarında belirli bir mesafe olacak şekilde muhafaza edilir. Bu durum kaynağın yeniden yüklenmesini ve arzu edilen nötron çıkışına uyumu kolaylaştırır[11]. Ancak gama radyasyonunun giriciliği nedeniyle kaynakların özel radyasyon korunma önlemleri gerektirmesi bir dezavantaj olarak ortaya çıkar.

2.2. Nötronun Madde İle Etkileşmesi

Elemental analizde kullanılan önemli nükleer metotların (INAA, ENAA, FNA, PGNA) temelini nötron reaksiyonları oluşturur. Nötron reaksiyonlarını başlangıçta saçılma ve yakalama olarak iki kategoriye ayırmak uygundur[16]. Bu sınıflandırma etkileşme tesir kesitleri ile karakterize edilerek Şekil 2.8 'de gösterilmiştir.

Esnek veya esnek olmayan çarpışma reaksiyonlarında, hedef atomlarında bir değişiklik olmaz. Ancak bu reaksiyonlarda hızlı nötronlar yavaşlatılır, uzay ve zamana göre nötron dağılımlarında değişimler olur ve nötron spektrumu değişikliğe uğrar. Saçılma reaksiyonlarının aksine, yakalama reaksiyonlarında nötronun soğurulması sonucunda, hedef çekirdeklere ilave edilen bir nötronla, çekirdeğin kütlesi bir birim artar ve hedefin nükleer kimliği değişir veya soğurulan nötron, hedef atomlarının atom numaralarını, atom ağırlıklarını ve ikincil radyasyonların (p, α , n, t gibi) açığa çıkmasıyla hedef çekirdeğin nükleer özelliğini değiştirebilir.



Şekil 2.8. Nötron reaksiyonlarını etkileşme tesir kesitleriyle karakterize ederek sınıflandırma[17]

Nötron yakalama (soğurma) reaksiyonları,

- 1) Bir gama ışını emisyonuyla, daha kararlı bir duruma hızlıca (10^{-17} - 10^{-12} s) geri dönen yüksek derecede uyarılmış bir bileşik çekirdeğin oluşması,
- 2) Tek bir parçacığın (p,n,d,t,α gibi) dışarı çıkması veya bazen proton, nötron ve alfa gibi parçacıkların bir kombinasyonunun dışarı çıkması,
- 3) Fisyon olayında olduğu gibi, oluşan bileşik hedef çekirdeğin iki büyük parçaya (fragment) ayrılmasıyla birlikte daha küçük parçacıkların açığa çıkması

şeklinde gerçekleşebilen etkileşmeleri kapsar. Çizelge 2.2 'de altı tip nötron reaksiyonu gösterilmiştir.

Çizelge 2.2. Nötron reaksiyonları

Reaksiyon adı	Reaksiyon gösterimi	Tesir kesiti
Saçılma		σ_s
Esnek saçılma	(n,n)	σ_{es}
Esnek olmayan saçılma	(n,n')	$\sigma_{(n,n')}$
	$(n,2n)$	$\sigma_{(n,2n)}$
	$(n,3n)$	$\sigma_{(n,3n)}$
Soğurma		σ_a
Nötron yakalama	(n,γ)	σ_c veya σ_γ
	(n,p)	$\sigma_{(n,p)}$
	(n,α)	$\sigma_{(n,\alpha)}$
Fisyon	(n,f)	σ_f

Nötron etkileşmelerinin nicel tanımlanmasında, etkileşme tesir kesiti, σ (cm^2) kullanılır. Alan boyutundaki tesir kesitleri için bir ölçü olarak barn birimi seçilir ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Saçılma (σ_s) ve soğurulma (σ_a) tesir kesitleri genellikle birbirinden ayırt edilir. Bunların herbiri, esnek saçılma (σ_{es}), esnek olmayan saçılma (σ_{in}), radyasyon yayınlamalı (ışınlı) yakalama (σ_γ), fisyon (σ_f) gibi kısmi tesir kesitlerinden meydana gelir.

$$\sigma_s = \sigma_{es} + \sigma_{in} \text{ veya } \sigma_s = \sigma_{n,n} + \sigma_{n,n'} + \sigma_{n,2n} + \dots$$

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_{n,p} + \sigma_{n,\alpha}$$

bütün kısmi tesir kesitlerinin aritmetik toplamı ise “ toplam” tesir kesiti olarak adlandırılır. σ ile gösterilen atom başına tesir kesitleri “mikroskopik” tesir kesiti olarak da adlandırılır. Bu yüzden, cm^3 deki özdeş atom çekirdeklerinin sayısı,

$$N = (\text{yoğunluk/atom ağırlığı}) \times \text{Avagadro sayısı}$$

olmak üzere

$$\Sigma = N \cdot \sigma$$

niceliği makroskobik tesir kesiti olarak ifade edilir. Burada Σ 'nın birimi cm^{-1} , atomların sayısı N (atom/cm^3) ve mikroskobik tesir kesiti σ (cm^2) dır. Diğer bir ifadeyle Σ , maddenin cm^3 'ü başına tesir kesitini belirtir veya maddenin 1 cm yol uzunluğunda nötronun, saçılma veya soğurulma olasılığı olarak düşünülebilir. Saçıcı veya soğurucu madde, farklı tesir kesitleri olan atomlardan oluşan molekülleri ihtiva ederse, makroskobik tesir kesiti

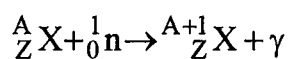
$$\Sigma = N_{\text{mol}} \sum_i n_i \sigma_i$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada N_{mol} , cm^3 'teki moleküllerin sayısını ($N_{\text{mol}} = (\text{yoğunluk} / \text{molekül ağırlığı}) \times \text{Avagadro sayısı}$) gösterirken, n_i : molekül içindeki σ_i tesir kesitli i 'inci tip atomların sayısını gösterir.

2.2.1. Nötron yakalama reaksiyonu

2.2.1.1. Radyasyon yayınlamalı nötron yakalama reaksiyonu (n, γ)

Nötronun hedef çekirdek tarafından soğurulduğu reaksiyonlar “yakalama” reaksiyonları olarak adlandırılır. Nötronun yakalanmasından (veya soğurulmasından) hemen sonra (anlık olarak) bir parçacık yayınlanmazsa, hedef çekirdeğin kütlesi (A) bir birim artar ve soğrulan nötronun taşıdığı kinetik enerji ve bağlanma enerjisinden oluşan; 6-8 MeV lik enerji ani gama fotonları olarak yayınlanır. Bu sürecin sembolik gösterimi:



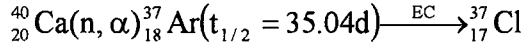
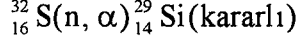
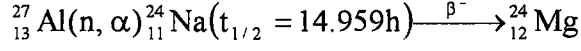
olarak yazılabilir. Çok sayıda hedef çekirdek, ani gama radyasyonu yayınladıktan sonra, gecikmiş beta ve gecikmiş gamaları yayınlamasına yol açacak şekilde radyoaktif kalır. Bu durum, çekirdeğin aktiflendiği veya radyoaktif olduğu nötron soğurma reaksiyonudur. Genelde yavaş nötronlarla gerçekleşen (n,γ) yakalama reaksiyonlarının (Termal nötronlarla gerçekleşen ve dışarı parçacık salınımı olan $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$; $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$;... gibi özel soğurma reaksiyon türlerinin yüksek tesir kesitli olmaları istisna) tesir kesitleri, çeşitli mertebelerde olabilmektedir. Buna örnekler Çizelge 2.3 'te verilmiştir.

Çizelge 2.3. (n,γ) termal nötron tesir kesitleri

Element	Hedef çekirdek	Tesir kesiti (b)
Azot	^{15}N	$24 \cdot 10^{-5}$
Oksijen	^{16}O	$1,8 \cdot 10^{-4}$
Demir	^{56}Fe	2,7
Gümüş	^{109}Ag	35
Altın	^{197}Au	98,8
Dizprozyum	^{164}Dy	2800

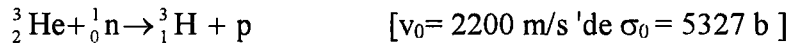
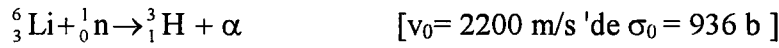
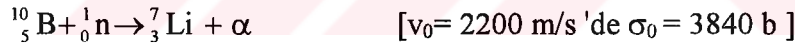
2.2.1.2. (n, nükleon) reaksiyonu

Nötronun, hedef çekirdek tarafından soğulmasını takiben bir veya daha fazla nükleonun dışarı çıkmasına yol açtığı yakalama reaksiyon türüdür. Bu yakalama reaksiyonuna “transmütasyon” reaksiyonu da denilmektedir. Reaksiyon sonucunda yüklü bir parçacık (örneğin, p, d, α , ^3H gibi) yayınlanırsa, hedef çekirdek, farklı kimyasal bir elemente dönüşür. (n,α) reaksiyonu, hafif kütleli elementlerde daha yaygındır. Bu tip reaksiyon sonucunda oluşan ürünlerde genelde nötron fazlalığı söz konusudur. Bununla birlikte reaksiyon sonucu kararlı ürün çekirdekler de oluşur. (n,α) reaksiyonlarına örnekler:

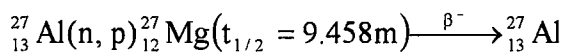


(n,α) reaksiyonları sonucunda meydana gelen ürün çekirdekler, β^- , β^+ , EC bozunması yapabilir veya “kararlı” bir çekirdek olabilir. Bu (n,α) reaksiyonları incelendiğinde oluşan ürün çekirdeklerde (${}_{11}^{24}\text{Na}$, ${}_{14}^{29}\text{Si}$, ${}_{18}^{37}\text{Ar}$) nötron fazlalığı ($N/Z > 1$) gözlenir.

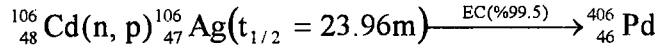
Nötron dedeksiyonunda, nötron zırlamasında ve reaktör kontrolünde, yüksek termal nötron tesir kesitleri nedeniyle özel önemi olan (n,nükleon) reaksiyonlarından Bor, Lityum ve Helyumun belirli izotoplarının reaksiyonları standart nötron hızlarında (v_0) sahip oldukları tesir kesitleriyle birlikte aşağıda gösterilmiştir.



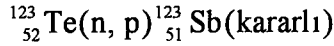
Nötronla transmütasyonda (n,p) reaksiyonu en yaygın olandır. Yukarıda örnekleri verilen termal nötron soğurma reaksiyonları dışında kalan (n,d), (n,α), (n, ${}^3\text{H}$) ve (n, ${}^3\text{He}$) için reaksiyonların gerçekleşme ihtimali vardır ancak zayıftır. (n,p) transmütasyon reaksiyonlarında, hedefin nötron/proton oranı (N/Z) değişir ve aşağıdaki reaksiyonlarda olduğu gibi oluşan radyoaktif ürünün, β^- bozunumuyla orijinal hedef çekirdeğe geri dönmesi de mümkündür.



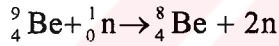
Atom numarası, $Z > 30$ olan daha ağır elementlerin çoğu, bir veya daha fazla kararlı izotopa sahiptir. Bunların (n, p) reaksiyonlarından oluşan radyoaktif ürünler pozitron (β^+ veya EC) bozunmasına uğrarlar.



Bazı çekirdeklerin (n, p) reaksiyonu sonucunda oluşan ürün çekirdek kararlı olabilir.



Nötronun yakalanması sonucunda, sadece nötronlar yayınlanırsa, hedefin izotopu değişir. Bu tür reaksiyonlar genellikle, hedefin yüksek enerjili nötronlarla bombardıman edilmesi yoluyla başlatılabilir. Örneğin, minimum 1,85 MeV'lik nötron enerjisiyle, (n,2n) reaksiyonu mümkündür.

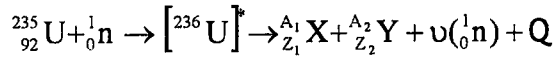


Bu saçılma türü esnek olmayan saçılmadır. Ancak nötronun yakalanması açısından bir soğurma reaksiyonudur.

2.2.1.3. (n,fisyon) reaksiyonu

Fisyon (n,f), gerçekte bir nötron yakalama reaksiyonudur. Ancak öneminden dolayı çoğu zaman ayrı bir kategoride incelenmiştir. Uranyum (^{233}U , ^{235}U , ^{238}U) ve toryum (^{232}Th) gibi belirli çekirdeklerde ($Z > 90$) nötron yakalandığında, soğurmayı takiben ($< 10^{-16}$ s), bileşik çekirdek iki büyük parçaya (fission fragments) bölünür ve bu bölünmeyle birlikte iki veya üç nötron yayınlanır. Ayrıca büyük miktarda enerji (~ 200 MeV) açığa çıkar. Fisyonunda açığa çıkan nötronlar, nükleer reaktörlerde zincirleme reaksiyonların devam ettirilmesi için kullanılabildiği gibi, nötron aktivasyonu için nötron kaynağı olarak da görev yapar.

Örneğin ^{235}U bölünür (fissile) çekirdeğinin termal nötronlar için fisyon tesir kesiti $\sigma_f=549$ b gibi büyük bir değere sahiptir. Fisyon reaksiyonu ise:



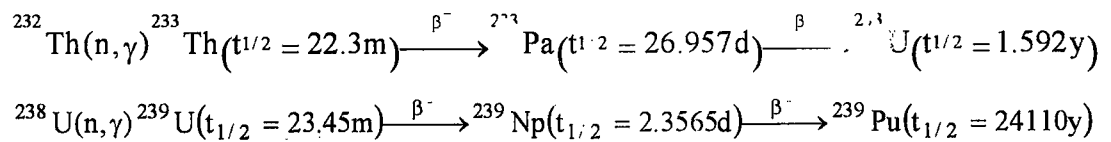
şeklinde yazılabilir. Reaksiyon enerjisi $Q \cong 200$ MeV 'dir ve fisyon başına $\bar{\nu} \cong 2.5$ nötron açığa çıkar. Fisyon parçaları (X ve Y), nükleon korunumuna uygun tarzda, çeşitli elementler olabilir.

$$Z_1 + Z_2 = 92$$

$$A_1 + A_2 = 236$$

^{235}U in fisyonunda açığa çıkan fisyon parçaları çinko ($Z=30$) 'dan terbiyum ($Z= 65$) 'a kadar yaklaşık 35 elementten oluşan bir aralığı kapsar. Fisyon parçalarının kütle dağılımı, termal ve hızlı (14 MeV) nötronlarla fisyonunun gerçekleşmesine ve kullanılan izotopa göre değişiklik göstermesine rağmen, genelde deve hörgücüne benzer bir davranış sergiler.

Bölünür (fissile) çekirdekler (^{233}U , ^{235}U ve ^{239}Pu) termal nötronlarla kolayca fisyon yapmalarına karşın bunlardan tabiatta sadece ^{235}U (%0.7204 bollukta) bulunur. Diğer ikisi ^{233}U ($t_{1/2}=1,61 \times 10^5$ y) ve ^{239}Pu ($t_{1/2}=2,44 \times 10^4$ y) bölünür çekirdekler, doğada bollukları yüksek olan üretken (fertile) malzemelerden ^{232}Th (%100 bollukta) ve ^{238}U (%99.2742 bollukta) nötron reaksiyonlarıyla üretilebilirler:



Bu bölünür çekirdekler (^{233}U ve ^{239}Pu) reaktörlerde üretilir. Üretken çekirdeklerin de (^{238}U ve ^{232}Th) fisyonu mümkündür. Bunların fisyonu hızlı nötronlarla gerçekleşir

ve fisyon tesir kesitileri düşüktür. Örneğin ^{238}U 'in fisyon tesir kesiti $\sigma_f = 0.296$ barndır[9].

2.2.2. Saçılma reaksiyonları

2.2.2.1. Nötronun esnek saçılma reaksiyonu

Hedef çekirdeği X sembolü ile gösterilen bir $X(n,n)X$ reaksiyon için nötronun esnek saçılması, nötron ve hedef çekirdeğin kinetik enerjileri toplamının sabit kaldığı bir çarpışma olarak tanımlanır. Nötron ve hedef çekirdeğin kafa kafaya çarpışması (nötron ve hedef arasındaki çarpışma açısı, $\theta = 180^\circ$) için, çarpışma kinematüğinden, saçılan nötron ve hedef çekirdeğin enerjileri aşağıdaki eşitliklerle ifade edilebilir:

$$E_n = \alpha^2 E_0 = \left[\frac{M-m}{M+m} \right]^2 E_0 \quad (2.1)$$

$$E_{\text{hedef}} = E_0 (1 - \alpha^2) \quad (2.2)$$

Burada, E_0 : çarpan nötronun ilk enerjisi, E_n : saçılan nötronun enerjisi, E_{hedef} : hedef çekirdeğin çarpışma sonrası enerjisi, m : nötronun kütlesi, M : hedef çekirdeğin kütlesi ve α : kütleler arasındaki ilişkiyi gösteren bir parametredir.

$$\alpha = \left[\frac{(M-m)}{(M+m)} \right]^2 \quad (2.3)$$

Eitlik 2.1 ve 2.2 'den çarpışma sonrası toplam kinetik enerjinin;

$$E_n + E_{\text{hedef}} = E_0 = \text{sabit} \quad (2.4)$$

olduğu görülmektedir. Nötron, hidrojen gibi kendi kütesine yakın kütleyle sahip bir atom ile, tek bir çarpışmada taşıdığı kinetik enerjinin hemen hemen tamamını

kaybedebilir. Halbuki, nötron daha ağır çekirdeklerle esnek çarpıştırıldığında taşıdığı başlangıç kinetik enerjisinin sadece belirli bir kısmını kaybeder. Bu yüzden, hidrojenli malzemeler (H_2O , parafin(C_nH_{2n+2}) gibi) veya hafif kütleli elementleri (^2H , C, Be gibi) içeren malzemeler nötronların yavaşlatılması için kullanılır. Bunların en yaygın olanları normal su (H_2O), ağır su (D_2O) ve grafitir (C). Esnek saçılma olayının kinematiği, nötron fiziği ve temel reaktör fiziği kitaplarında ayrıntılı olarak incelenir[14,17]. Nötron yavaşlatıcı malzemelerin esnek saçılma, soğurma makroskobik tesir kesitlerine bağlı olan yavaşlatma güçleri ve yavaşlatma (moderasyon) oranları, Çizelge 2.4 'te dört farklı moderatör için verilmiştir.

Ancak basit olarak esnek saçılmaların izotropik olduğu (yöne bağlı olmayan türdeş bir saçılma) varsayımıyla, bütün saçılma açıları üzerinden ortalama alınarak, M kütleli bir hedef çekirdeğe çarpan nötronun ilk enerjisinin aktaracağı kesri:

$$f = \frac{2M}{[M+1]^2} \quad (2.5)$$

ifadesi ile verilir. Hidrojen için ($M \cong 1$), esnek bir saçılmada nötronun aktarılan ortalama enerjisi, nötronun ilk enerjisinin % 50 'si olurken, karbon için ($M=12$) aktarılan ortalama enerji sadece %14.2 'si olacaktır.

Nötronun esnek saçılması için verilen “Eş. 2.5” kullanılarak, nötron yavaşlama mesafesi olarak da adlandırılan, nötronların termal enerjilere ulaşınca kadar madde içine ortalama nüfuz etme derinlikleri hesaplanabilir. Çeşitli yavaşlatıcı malzemelerin moderasyon özellikleri esnek saçılma kinematiğinden hesaplanabilir. Nötronlar, esnek saçılma etkileşimleri ile termal enerjilere ulaştıktan sonra, madde içinde soğuruluncaya kadar, termal hareketle difüzyona uğrarlar. Nötronun soğuruluncaya kadar ulaştığı ortalama mesafeye difüzyon uzunluğu denir.

Çizelge 2.4. Yavaşlatıcı malzemelerin makroskobik saçılma tesir kesitleri, yavaşlatma gücü ve moderasyon oranları[14,17]

Nötron Yavaşlatıcı	Yoğunluğu (g/cm ³)	Makroskobik Tesir Kesiti Σ_s Σ_a (cm ⁻¹) (cm ⁻¹)	ξ	Yavaşlatma Gücü $\xi\Sigma_s$ (cm ⁻¹)	Moderasyon Oranı $\xi\Sigma/\Sigma_a$
H ₂ O	1,00	3.45 0.022	0.948	1.35	71
D ₂ O	1,10	0.499 3.3	0.570	0.176	5670
Grafit	1,60	0.385 32	0.158	0.060	192
Berilyum	1,85	0.865 124	0.209	0.158	143

$$\xi : \text{ortalama logaritmik enerji azalması} = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha$$

2.2.2.2. Esnek olmayan saçılma reaksiyonu

X hedef çekirdeği için $X(n,n')X^*$ veya $X(n,n'\gamma)X^*$ şeklinde gösterilebilir. Burada n: çarpan nötronu, n': saçılan nötronu, X^* : uyarılmış duruma gelen hedef çekirdeği temsil eder. Saçılan parçacığın hem yönü hem de enerjisi değişir ve uyarılmış çekirdek (X^*), ani γ ışınları yayınlarak çok kısa süreli hızlı bozunmaya (de-excitation) uğrar. Bu nedenle reaksiyon gösteriminde, yer alan gama ışını, eşlik eden gama ışını olarak da adlandırılır. Esnek olmayan saçılmalarda çekirdekler, taban durumlarından daha yüksek enerjili seviyelere uyarılır ve karakteristik yüksek enerjili fotonlar yayınlarak taban durumlarına geri dönerler.

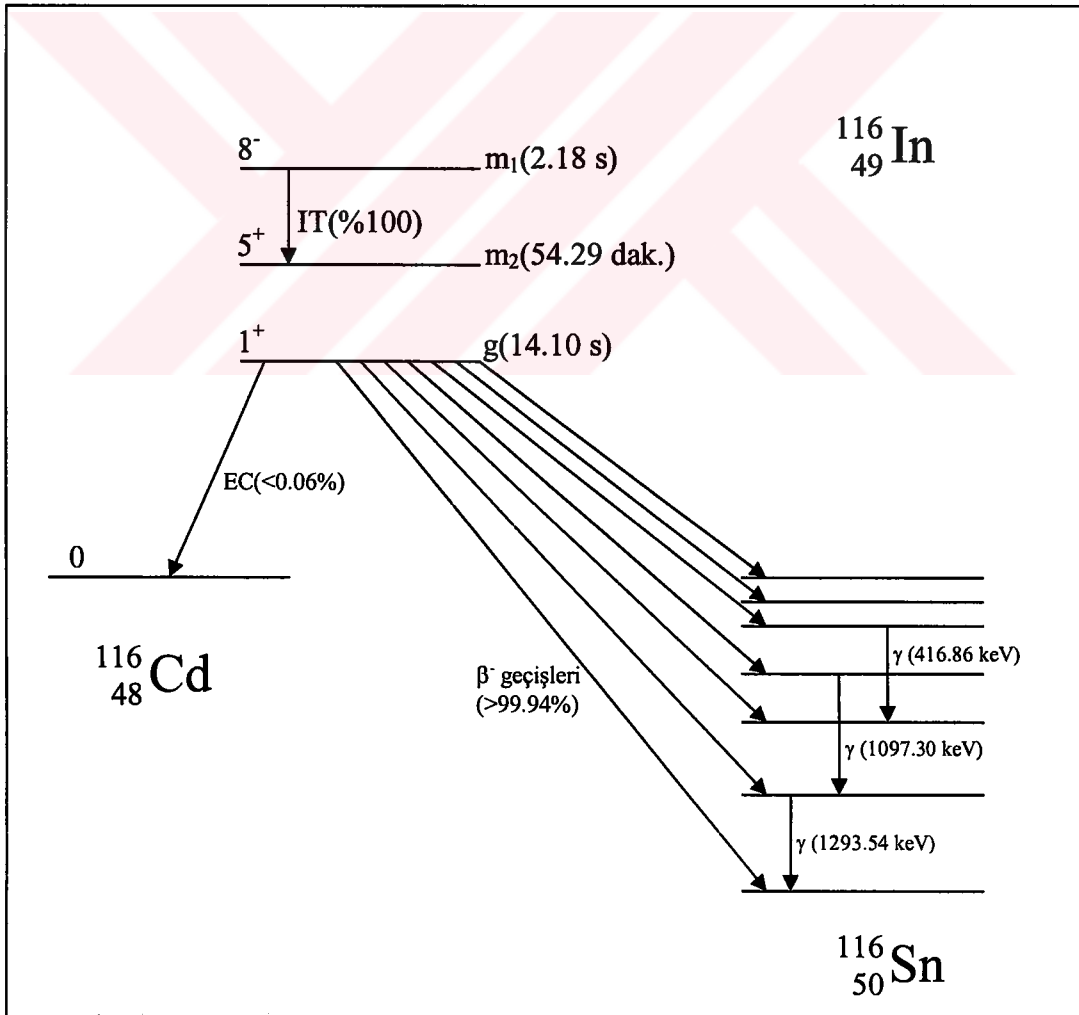
Esnek olmayan (inelastik) saçılmada, nötron taşıdığı kinetik enerjinin, sadece belirli bir kısmını aktarır ve enerjisi azalmış olarak saçılır. (n,n') ve $(n,2n)$ inelastik reaksiyonların sonucunda hedef çekirdekler radyoaktif hale gelir.

Hedef çekirdeğe çarparak saçılan nötron, hedefi kararsız (metastable) bir duruma (yani çekirdeğin izomerik durumuna) taşımaya yetecek düzeyde enerji aktardığı zaman, esnek olmayan saçılma meydana gelir (n,n') . Nötron/proton (N/Z) oranında değişiklik meydana gelmez. Ancak izomer seviye, bir gama ışınının yayınlanmasıyla geri bozunur. Buna izomerik geçiş [isomeric transition(IT)] de denir.

Çizelge 2.5. (n,n') esnek olmayan reaksiyonlara örnekler(σ_0 =eşik enerjisi üzerindeki tesir kesiti değeri

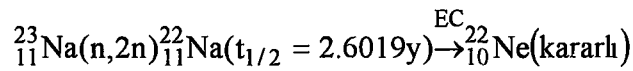
Element	Hedef Çekirdek ve Bolluğu	Reaksiyon Tipi	Ürün (yarıömrü)	Eşik Enerjisi (E_{th} , etkin eşik) MeV	Tesir Kesiti $\sigma_0, (\sigma)$ mb	Bozunma Tipi
$_{49}\text{In}$	$^{115}\text{In}(\%95.77)$	$^{115}\text{In} (n,n')$	$^{115m}\text{In}(4.4864\text{h})$	0.355(1.65)	350(171)	%95IT,%5 β^-
$_{45}\text{Rh}$	$^{103}\text{Rh}(\%100)$	$^{103}\text{Rh}(n,n')$	$^{103m}\text{Rh}(56.114\text{m})$	0.040(0.9)	1500(1093)	%100 IT

Saçılan nötron üzerindeki çizgi (') ile gösterilir ve orijinal nötrona göre enerjisinde azalma meydana gelen (saçılmış) nötronu gösterir.



Şekil 2.9.indiyumun bozunma şeması (g: taban durumu, m_1 : birinci izomer seviye, m_2 : ikinci izomer seviye)[18]. Yalnız yüksek geçiş ihtimaliyetine sahip gama geçişleri gösterilmiştir(1293.54 için %84.4, 1097.30 için %56.2 ve 416.86 için %27.7).

(n, 2n) esnek olmayan saçılma reaksiyonu ise, saçılmış nötron tarafından hedef çekirdeğe, en zayıf bağlı nötronunun bağlanma enerjisini aşacak kadar bir enerji verildiğinde meydana gelir. Bu tür reaksiyonda net sonuç, hedef çekirdekten bir nötronun dışarı çıkarılmasıdır. Buna örnek olarak



reaksiyonu verilebilir. Bir nötronun ortalama bağlanma enerjisi 6-8 MeV olduğundan, bu tür reaksiyonlar sadece yüksek enerjili nötronlarla gerçekleşir. Nötron/proton oranı (N/Z), (N-1)/Z şeklinde azalır. Ürün çekirdek, β^+ /EC bozunmasına karşı kararsızdır.

(n,n') esnek olmayan saçılma reaksiyonunun eşik enerjisi, orta ve yüksek kütleli elementler için 0,1 MeV ile 1 MeV arasındadır. Hafif kütleli elementlerin için esnek olmayan çarpışma reaksiyonlarına ait eşik enerji değerleri genellikle yüksektir (≈ 6 MeV). Hafif çekirdek olmasına karşın hidrojenin inelastik (esnek olmayan) saçılması yoktur. Bu tür reaksiyon için eşik enerjisi hedef çekirdeğin uyarılma seviyelerine bağlı olarak hesaplanır. Esnek olmayan saçılma reaksiyonunun meydana gelmesi için gereken minimum nötron enerjisi,

$$E_n = \frac{(M + m_n)}{M} \cdot \epsilon_{\text{ex}} \quad (2.6)$$

ifadesi ile bulunabilir. Burada m_n = Nötronun kütlesi, M = Hedef çekirdek kütlesi, ϵ_{ex} = uyarılma seviyesi enerjisidir. Örneğin, ^{12}C hedef çekirdeğin 1. uyarılma seviyesi, $\epsilon_{\text{ex}}=4,43$ MeV olduğundan, inelastik bir çarpışmanın gerçekleşmesi için, çarpan nötron en azından $E_n=(12+1)4,43/12 \cong 4,8$ MeV civarında enerjiye sahip olmalıdır.

3. NÖTRON AKTİVASYON ANALİZİNDE TERMAL NÖTRON ÖZ-SOĞURMA ETKİSİ

Genel durum için termal nötron öz-soğurma faktörünün (G_{th}) analizi, oldukça karmaşıktır; hem numune hem de çevresindeki ortam içinde uzaya ve enerjiye bağımlı nötron taşınım (transport) denkleminin çözümünü gerektirir. Ancak nötron öz-soğurma faktörünün değerlendirilmesinde, G_{th} 'in yeterli doğrulukta hesaplanmasına imkan veren basitleştirilmiş yaklaşımlar sıkça uygulanmaktadır[14,19]. Yaklaşımların birincisinde, nötron alanı ya izotropik (yönden bağımsız) veya paralel bir demet olarak kabul edilir. İkinci yaklaşımda ise nötron alanı tek enerjili olarak ele alınır; böylece nötron tesir kesiti ve geometri ayrılmış olabilir. İzotropik nötron alanı ve demet şeklindeki nötron alanının her ikisi için , dilim(slab), küre ve silindir geometrili numunelere ait G_{th} faktörünün hesaplanmasına imkan veren teorik çözümler türetilir.

Öz-soğurma konusunda ilk çalışmaları yapan araştırmacılar arasında yer alan Zweifel[20], numunenin nötron geçirgenliğini çok küçük ve/veya numuneleri, saçılmaları önemsiz boyuta indirgeyecek kadar ince kabul ederek sıfır saçılma ($\Sigma_s \approx 0$) olduğunu farzetmiş ve yaklaşık tek enerjili nötronlar (veya ortalama enerjileri bilinen termal nötronlar) için öz-soğurma faktörünü hesaplamıştır[20]. Bu yaklaşımla, izotropik nötron ortamında, termal nötron öz-soğurma faktörüne bağlı etkin tesir kesiti

$$\Sigma_a^{etkin} = G_{th} \cdot \Sigma_a \quad (3.1)$$

kavramı tanımlanmış ve termal nötron soğurma reaksiyon hızı hesabında kullanılmıştır. Burada Σ_a : toplam makroskobik tesir kesitidir. Σ_a^{etkin} değeri (numunenin tüm noktaları için) homojenize edilmiş soğurma tesir kesiti olarak kullanılır. Soğurma reaksiyon hızı $R_a = \phi_{\infty} \cdot \Sigma_a^{etkin} = G_{th} \cdot (\phi_{\infty} \cdot \Sigma_a)$ çarpımı olarak belirlenir. Burada ϕ_{∞} ışınlama konumunda numune yüzeyine gelen akıdır.

Nötron aktivasyonunda nötron öz-soğurma etkisinin incelenmesinde, ilk deneysel çalışmaları yapan araştırmacılardan Okada[21] ve Kamemoto[22], yaklaşık olarak ifade edilen ampirik formüller türetmişlerdir. Termal nötron öz-soğurma etkisi için Okada hemen hemen küre şeklindeki bir numunenin ışınlanmasında, %10 'luk öz-soğurmaya neden olacak bir durum için

$$\frac{\sigma_{abs} \cdot m_{10}}{A} \cong 0.02 \quad (3.2)$$

yaklaşık ifadesini vermiştir. Burada, σ_{abs} : mikroskobik termal nötron soğurma tesir kesiti (barn), A: numunenin atom ağırlığı ve m_{10} : %10'luk öz-soğurmaya neden olacak madde miktarıdır(g). Aktivasyon deneyleri, $3 \times 10^{11} \text{ n.cm}^2.\text{s}^{-1}$ nötron akısında, yaklaşık küresel indiyum taneciklerinin (grains) miktarları değiştirilerek yapılmış, aktivite ölçümlerinden önce indiyum hidroklorik asitte çözülmüş ve çözeltiden alınan numune kuyu tipi NaI sintilasyon dedektöründe ölçülmüştür. Ancak deneysel özgül aktivite verileri, yukarıdaki formülde verilen sayısal terimi ($\cong 0,02$) yeterince doğrulamamıştır. Benzer deneyler, altın (Au) ve gümüş (Ag) taneleri için de tekrarlanmış, elde edilen deneysel özgül aktivite değerleri daha geniş bir aralığa yayıldığından, “Eş. 3.2” yaklaşık formülü modifiye edilerek.

$$\frac{\sigma_{abs} \cdot m_{10}}{A} \cong 0.06 \quad (3.3)$$

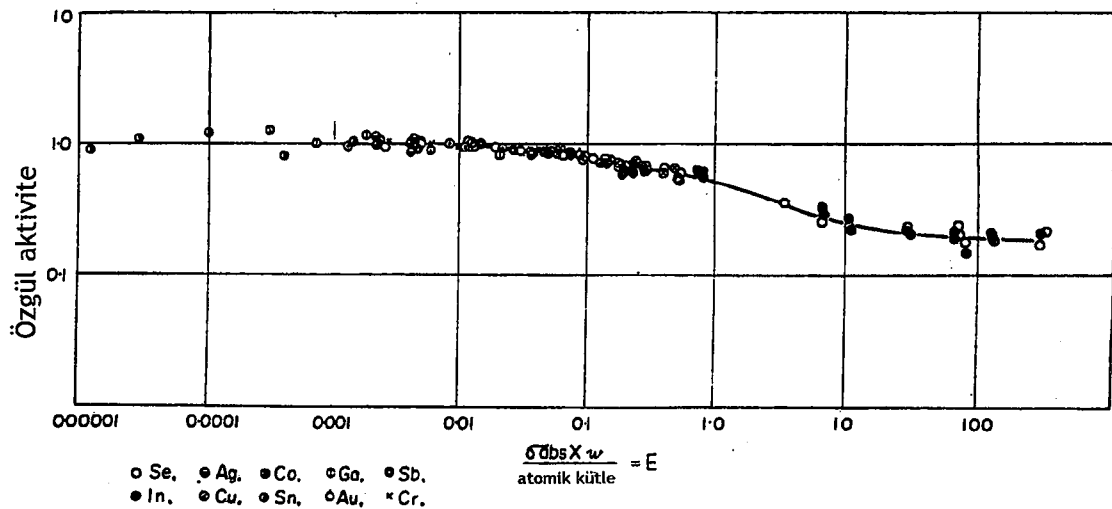
şeklinde rapor edilmiştir[21].

Kamemoto[22] metallerin termal nötronlarla aktivasyonunda, öz-soğurma etkisinin incelenmesi üzerine yaptığı çeşitli deneyler sonucunda

$$\frac{\sigma_{abs} \cdot m_{10}}{A} \cong 0.02 - 0,04 \quad (3.4)$$

eşitliğinin kullanılabileceğini önermiştir. Bu bağıntının gümüş (Ag), altın (Au), antimon (Sb), krom (Cr) ve civaya (Hg) uygulanabileceği ifade edilmiştir. Burada m: numunenin ağırlığı (g) ve A: numunenin atom ağırlığıdır. Kamemoto, bu bağıntının gümüş(Ag), altın(Au), antimon(Sb), krom(Cr), selenyum(Se), kalay(Sn), kobalt(Co), indiyum(In), bakır(Cu), galyum(Ga) elementlerine uygulanabilirliğini araştırmıştır. Yaklaşık küresel şekilli numuneleri (değişik miktarlarda), 3×10^{11} n.cm².s⁻¹ termal akısı olan JRR-1 reaktöründe ışınlamış, ışınlamadan sonra numuneler çözündürülerek, 3"x3" NaI(Tl) sintilasyon dedektöründe, kapalı kapsül geometrisinde sayılarak özgül aktiviteleri belirlenmiştir. Bağlı özgül aktivite değerlerinin, $E = \sigma_{abs}.m/A$ niceliğine karşı grafiği çizilmiş ve bu deneysel değerlerden uygun bir eğri geçirilmiştir (Şekil 3.1). E'nin çok küçük değerleri için özgül aktivitenin E'den bağımsız olduğu görülmektedir. Diğer bir ifadeyle, numune miktarı (m) azaldığında, öz-soğurma etkileri de azalmaktadır. Şekil 3.1'deki eğrinin ilk baştaki özgül aktivitesinin sabit değerine bir değer verilerek deneysel noktalar normalize edilmiştir.

Bu yolla elde edilen grafikten, yaklaşık % 10 'luk termal nötron öz-soğurma etkisine karşılık gelen numune miktarı ile nötron soğurma tesir kesiti arasında, birçok elemente uygulanabilecek, aşağıdaki bağıntı önerilmiştir[22].



Sekil 3.1. $E = \sigma_a.w/\text{atomik kütle}$ değerlerine karşı normalize edilmiş özgül aktivite değerleri (her sembol grubu farklı elementi göstermektedir.)[22]

$$\frac{\sigma_{abs} \cdot m}{A} \cong 0,03 \quad (3.5)$$

Kamemoto ve Okada'nın önerdikleri yaklaşık formüller, deneylerde kullandıkları numunelerin yaklaşık küresel biçimli olmasına rağmen, numune geometrisinden bağımsız ifadelerdir ve bu açıdan yetersizdir.

3.1. Nötron Demeti İçin Öz-Soğurma

Nisle[23], termal nötron öz-soğurma etkilerini belirlemek için farklı bir yaklaşım önermiştir. Nisle'in kullandığı yöntem, akı soğurulmasını, foil veya tel şeklindeki numunede nötron demet şiddetinin zayıflatılmasıyla ilişkilendirmiştir. Nisle, yaklaşımıyla %5 doğrulukta akı çökmeleri için değerler elde edilerek bir grafik gösterim oluşturmuştur. Bu yaklaşımda σ_{abs} , soğurma tesir kesitine sahip bir numunenin herhangi bir kalınlığına karşılık gelen öz-soğurma oranını ve bu orana karşılık gelen atom sayısını, numune yoğunluğu ve ilgilenilen elementin atom ağırlığını aynı anda değerlendirmeyi sağlayan bir grafik oluşturmuştur.

Nötronların numune üzerine paralel demet şeklinde geldiği varsayımıyla; grafiğin yapısı üç bağıntı üzerine kurulmuştur:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\Sigma_a \cdot x} \quad (3.6)$$

$$\Sigma_a = \frac{\rho \cdot N_{av}}{A} \cdot \sigma_a \quad (3.7)$$

$$N = \frac{\rho \cdot N_{av}}{A} \quad (3.8)$$

“Eş. 3.6”, x cm kalınlıklı ve Σ_a makroskobik tesir kesitine sahip numuneyi geçen nötron demetinin geçirgenlik (transmisyon) kesrini verir. Burada n_0 : numune

yüzeyine gelen toplam nötron sayısı ve n : numunede zayıflatılmış nötron sayısıdır. “Eş. 3.7”, makroskobik soğurma tesir kesitinin değerini, yoğunluk (ρ , g/cm³), atom ağırlığı (A), mikroskobik soğurma tesir kesiti ve Avagadro sayısı(N_{av}) cinsinden hesaplanmasını sağlar. “Eş. 3.8”, ilgilenilen elementin, numunenin birim hacmindeki $N(\text{atom/cm}^3)$ atom sayısını verir ve pratik olarak Şekil 3.2'deki grafiğin sağındaki üç ölçekle hesaplanabilir.

Bu bağıntılar nötron demetinin soğurulmasını açıklar ve oluşturulan çizelge yardımıyla nötron akı yoğunluğunun soğurulan miktarının tahmin edilmesinde kullanılabilir. Bu yaklaşıma göre akı yoğunluğundaki azalma değeri;

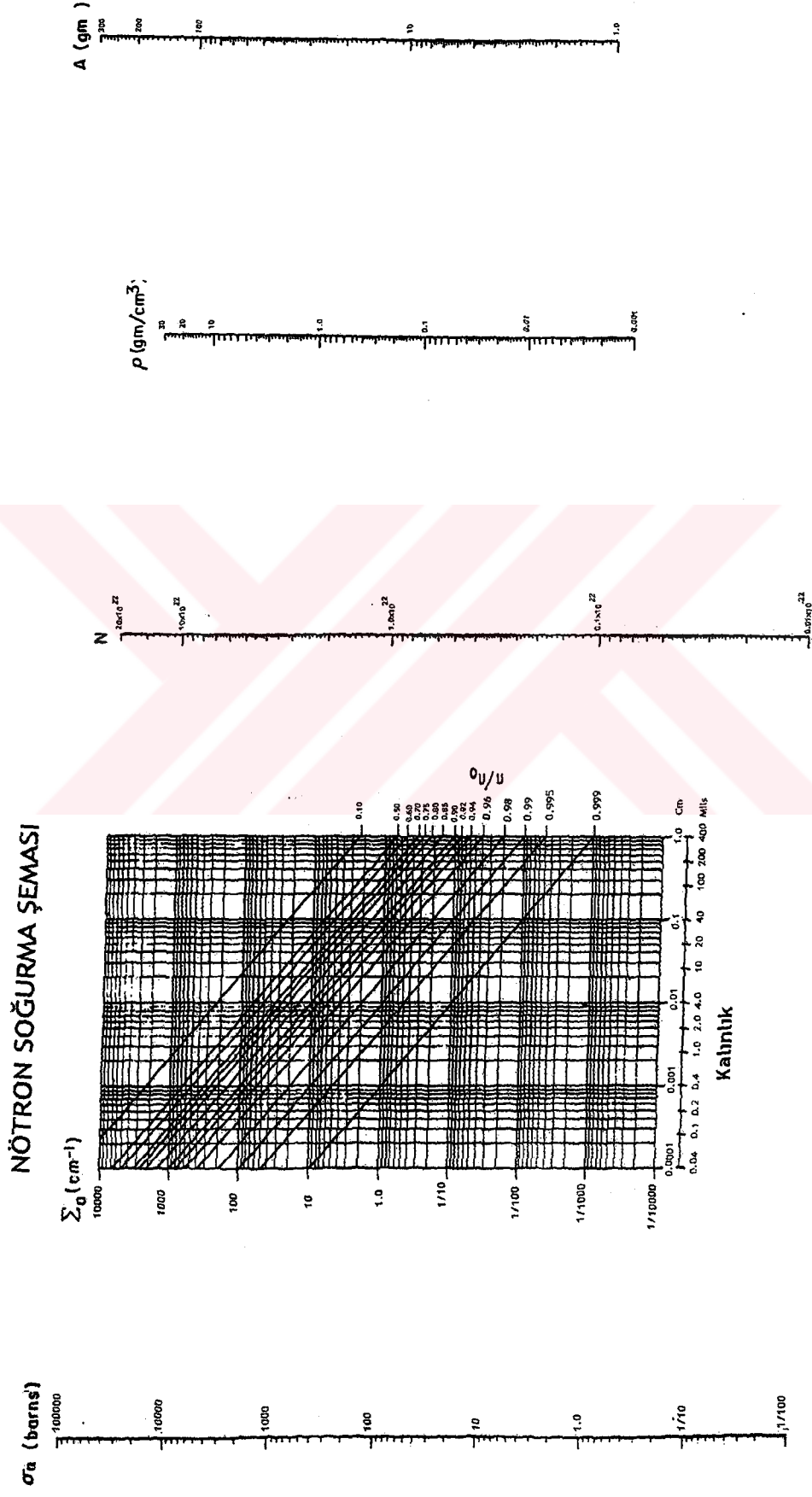
$$1 - \frac{n}{n_0} \quad (3.9)$$

ifadesine eşittir.

Bu yaklaşım ince foiller için tatmin edicidir. Kalın foiller için, nötronun numune içinde katedeceği mümkün yollar (x) üzerinden alınan ortalama mesafe (x_{ort}), eksponansiyel fonksiyonda yerine konularak bir yaklaşım yapılır. Bu yaklaşım tam doğruluğa sahip değildir. Ancak, Şekil 3.2 'deki grafiğin hata sınırları içinde kabul edilebilir değerler sunar. Bu ortalama mesafe, katı numune içinden geçerken düz bir çizgi olarak numune yüzeyini yalnız iki noktadan kesen yolların uzunluklarının ortalamasıdır. Ortalama kiriş uzunluğu (mean chord length) olarak da adlandırılan bu mesafe aşağıdaki ifade ile verilir.

$$x_{ort} = \frac{4V}{S} \quad (3.10)$$

Burada V : numune hacmi ve S : numunenin toplam yüzey alanıdır. Nötron aktivasyonunda, sık kullanılan numune geometrileri için, ortalama numune kalınlıkları Çizelge 3.1 'deki bağıntılardan hesaplanabilir.



Şekil 3.2. Nisile'in nötron soğurma şeması [23]

Çizelge 3.1. Küre, silindir ve dilim şeklindeki numune geometrileri için, ortalama numune kalınlıkları, X_{ort}

Geometri	X_{ort}
Küre	$4r/3$
Silindir	$2r/(1+r/L)$ veya d ($L \gg r$ iken)
Dilim	$2a$ ($a \ll s^{1/2}$ iken)

r: küre veya silindirin yarıçapı, a:foil kalınlığı, d: çap ($=2r$), L: silindirin uzunluğu ve S: ince dilimin yüzey alanı

Şekil 3.2' deki grafiğin kullanımıyla ilgili iki örnek aşağıda verilmiştir.

Örnek 1. Mikroskobik nötron soğurma tesir kesiti, $\sigma_a=21$ barn olan ($_{73}\text{Ta}$) 0.5 mm kalınlıklı Tantal foili için nötron demetindeki akı düşmesinin % olarak hesabı:

$$\rho = 16,654 \text{ g/cm}^3$$

$$A = 180,9479 \text{ g/mol}$$

$$N_{Av} = 6,02 \times 10^{23} \text{ atom/mol}$$

$$N = \frac{\rho \cdot N_{Av}}{A} = 5,54 \times 10^{22} \text{ atom/cm}^3$$

$$X_{ort} = 2a = 2 \times 0,05 = 0,1 \text{ cm}$$

$$\Sigma_a = N \cdot \sigma_a = 1,164 \text{ cm}^{-1}$$

$$\frac{n}{n_0} = \exp [-\Sigma_a \cdot x_{ort}] = 0,89$$

olur. Şekil 3.2 'deki grafikten ise, σ_a skalası üzerindeki 21 ve N skalası üzerindeki 5,54'ü birleştiren düz çizginin Σ_a skalası ile kesişimi Σ_a 'yı verir. Bu kesişimden, yatay kalınlık skalasını karşılayacak izdüşüm çizgisi çizilir. n/n_0 çizgisinde bu değerlerin kesişimi 0,89 bulunur. Buna göre nötron demetindeki akı yoğunluğu düşmesinin $(1 - n/n_0) \times 100$ 'den yaklaşık %11 olacağı bulunur.

Örnek 2: %15'lik akı çökmesine sebep olacak 0,5 cm iç çaplı uzun silindirik numune kabında bulunan borik asit çözeltisinin azami konsantrasyonu ne olmalıdır.

Uzun silindirik numune kabında $L \gg r$ olduğu için Çizelge 3.1'den $x_{ort}=d=0,5$ cm yaklaşımı kabul edilebilir

$(1 - n/n_0) \cdot 100 = 15$ 'den $n/n_0 = 0.85$ olduğuna göre, Şekil 3.2'deki grafik üzerinde $X_{ort}=d=0.5$ cm ve $n/n_0 = 0.85$ 'in kesim noktasından yatay olarak in kesim noktasından yatay olarak Σ_a skalasına bir çizgi çizilir. Doğal bor için $\sigma_a=755$ barn (borik asitteki H_3BO_3 hidrojen ve oksijenin soğurması ihmal edilirse) alınabilir. Grafikte $\sigma_a= 755$ noktası , Σ_a skalası üzerindeki izdüşümüyle birleştirilir ve bu çizgi N skalasıyla kesiştirilir. N skalası üzerinde yaklaşık 0.041×10^{22} noktası bulunur. Buna göre %15'lik akı düşmesine neden olacak bor elementinin derişimi $4,1 \times 10^{20}$ çekirdek/cm³ veya $4,1 \times 10^{20}$ molekül/ cm³'lük borik asittir. Borik asitin molekül ağırlığı 61.84 olduğuna göre, A skalası üzerindeki 61.84 ve N skalası üzerindeki 0.041×10^{22} noktası birleştirilerek, ρ skalası üzerinden yoğunluk 0.042 g/cm³ okunur. Bu sulu borik asit çözeltisinde ağırlıkça yaklaşık %4'lük derişime karşılık gelir.

Tek enerjili ($20^\circ C$ 'de ortalama kinetik enerjileri 0,025 eV olan termal nötronlar), paralel nötron demetleri için termal nötron öz-soğurma faktörüne Nispetle yaklaşımı uygulandığında; demette saçılan nötronun tekrar soğurulmadığı varsayımıyla ve toplam makroskobik tesir kesiti ($\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$) hesaba katılarak; dilim, silindir ve küre geometrilerinde G_{th} faktörü için:

Dilim : kalınlığı t ve $\tau = t \cdot \Sigma_t$

$$G_{th}(\text{dilim}) = (1 - e^{-\tau})/\tau \quad (3.11)$$

Küre : yarıçapı r ve $\tau = 2r \cdot \Sigma_t$

$$G_{th}(küre) = \frac{3}{\tau^3} \left[\frac{\tau^2}{2} - 1 + (1 + \tau)e^{-\tau} \right] \quad (3.12)$$

Silindir: yarıçapı r ve $\tau=2r.\Sigma_t$

$$G_{th} \text{ (sonsuz silindir)} = \frac{2}{\tau} [I_1(\tau) - L_1(\tau)] \quad (3.13)$$

Eşitlikleri ile hesaplanabileceği ifade edilmiştir[19]. Burada τ : ilgili numune geometrisi için tüm mümkün yollar üzerinden ortalaması alınan giriş uzunluğunun yarısı, I_1 : modifiye Bessel fonksiyonu ve L_1 : Struve fonksiyonudur. Bu fonksiyonlar ASM-55 'in Çizelge 2.1 'inde verilmektedir[25]. Bu tezde kullanılan $^{241}\text{Am-Be}$ nötron ışınlama sistemi izotropik nötron alanına sahip olduğu için, izleyen bölümde izotropik nötron alanında G_{th} hesabı için ayrıntılı açıklama verilmiştir.

3.2. İzotropik Nötron Alanında Öz-Soğurma

Tek enerjili ve izotropik nötron alanında saf soğurucu malzemeler (örneğin indiyum elementi) için nötron öz-soğurma faktörleri, numunenin şekil özellikleri ve makroskobik tesir kesitiyle tanımlanan bir şekil parametresinin (τ) fonksiyonu olarak ifade edilebilir:

$$\tau = \frac{2V}{S} \Sigma_a \quad (3.14)$$

Burada V : numune hacmi, S numunenin yüzey alanı, $\Sigma_a = n \cdot \bar{\sigma}_a$: elementin ortalama makroskobik termal nötron tesir kesiti n : cm^3 'teki atom sayısı ve $\bar{\sigma}_a$ = ortalama mikroskobik soğurma tesir kesitidir.

Çok ince katı numuneler (şekil parametresi $\tau \geq 2$ durumu) için katı numunelere ait nötron öz-soğurma faktörü, G_{th}

$$G_{th} = \frac{1}{2\tau} (1 - e^{-2\tau}) \quad (3.15)$$

eşitliği ile ifade edilir[24]. Şekil parametresi $\tau < 2$ durumu için ise numune şekli önemli hale gelir. Bu durumda dilim, küre ve silindir gibi basit ancak pratikte sık kullanılan numune geometrileri için yaklaşık sonuçlar veren aşağıdaki ifadeler türetilmiştir[2].

Dilim : Numune kalınlığı t olmak üzere, $\tau = \Sigma_a \cdot t$

$$G_{th}(\text{dilim}) = \frac{1}{\tau} \left[\frac{1}{2} - E_3(\tau) \right] \quad (3.16)$$

Burada $E_3(\tau)$: Euler fonksiyonudur.

veya yaklaşık olarak

$$G_{th}(\text{dilim}) \cong 1 - \frac{\tau}{2} \left(0,9228 + \ln \frac{1}{\tau} \right) \quad (3.16')$$

Küre : Yarıçap r olmak üzere, $\tau = r \cdot \Sigma_a$

$$G_{th}(\text{küre}) = \frac{3}{\tau^3} \left[\frac{\tau^2}{2} - 1 + (1 + \tau)e^{-\tau} \right] \quad (3.17)$$

veya yarıçap r olmak üzere, $\tau = \frac{2}{3} r \cdot \Sigma_a$

$$G_{th}(\text{küre}) \cong 1 - \frac{9}{8} \tau \quad (3.17')$$

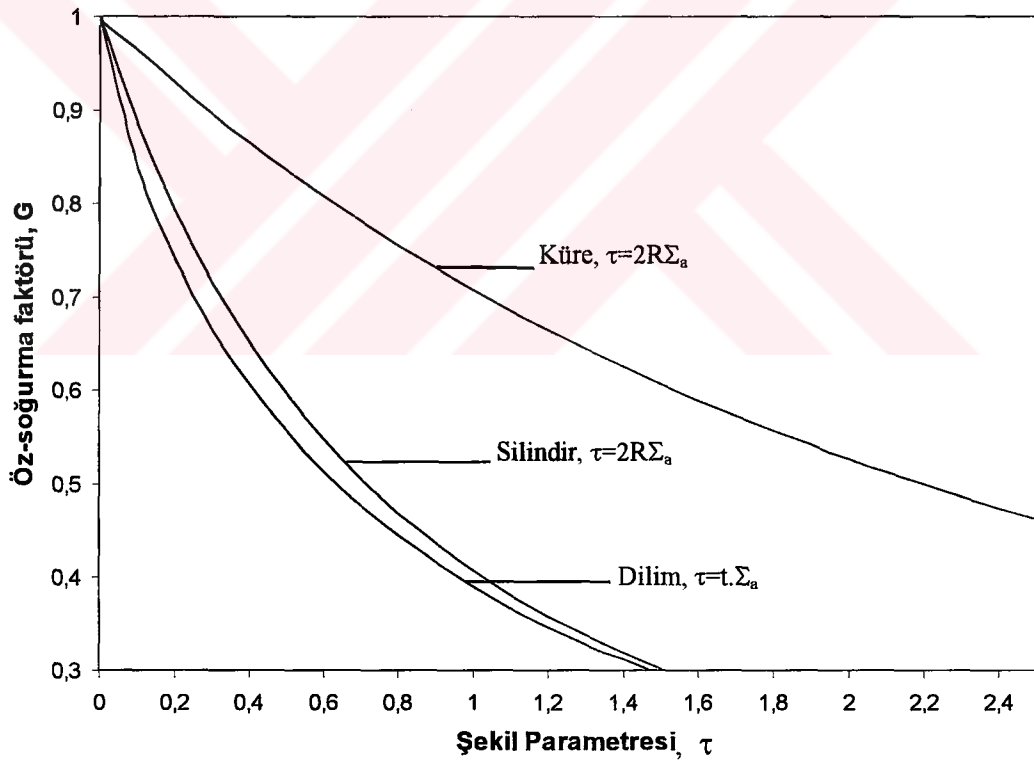
Sonsuz uzunlukta silindir: Yarıçapı r olmak üzere, $\tau = r \cdot \Sigma_a$

$G_{th}(\text{sonsuz.silindir})=$

$$\frac{2\tau}{3} \left\{ 2\tau [k_1(\tau).I_1(\tau) + K_0(\tau).I_0(\tau)] - 2 + \frac{K_1(\tau).I_1(\tau)}{\tau} - K_0(\tau).I_1(\tau) + K_1(\tau).I_0(\tau) \right\} \quad (3.18)$$

veya sonsuz uzunlukta ve silindir yarıçapı r olmak üzere, $\tau = r. \Sigma_a$

$$G_{th}(\text{sonsuzsilindir}) \cong 1 - \frac{4}{3} \tau \quad (3.18')$$



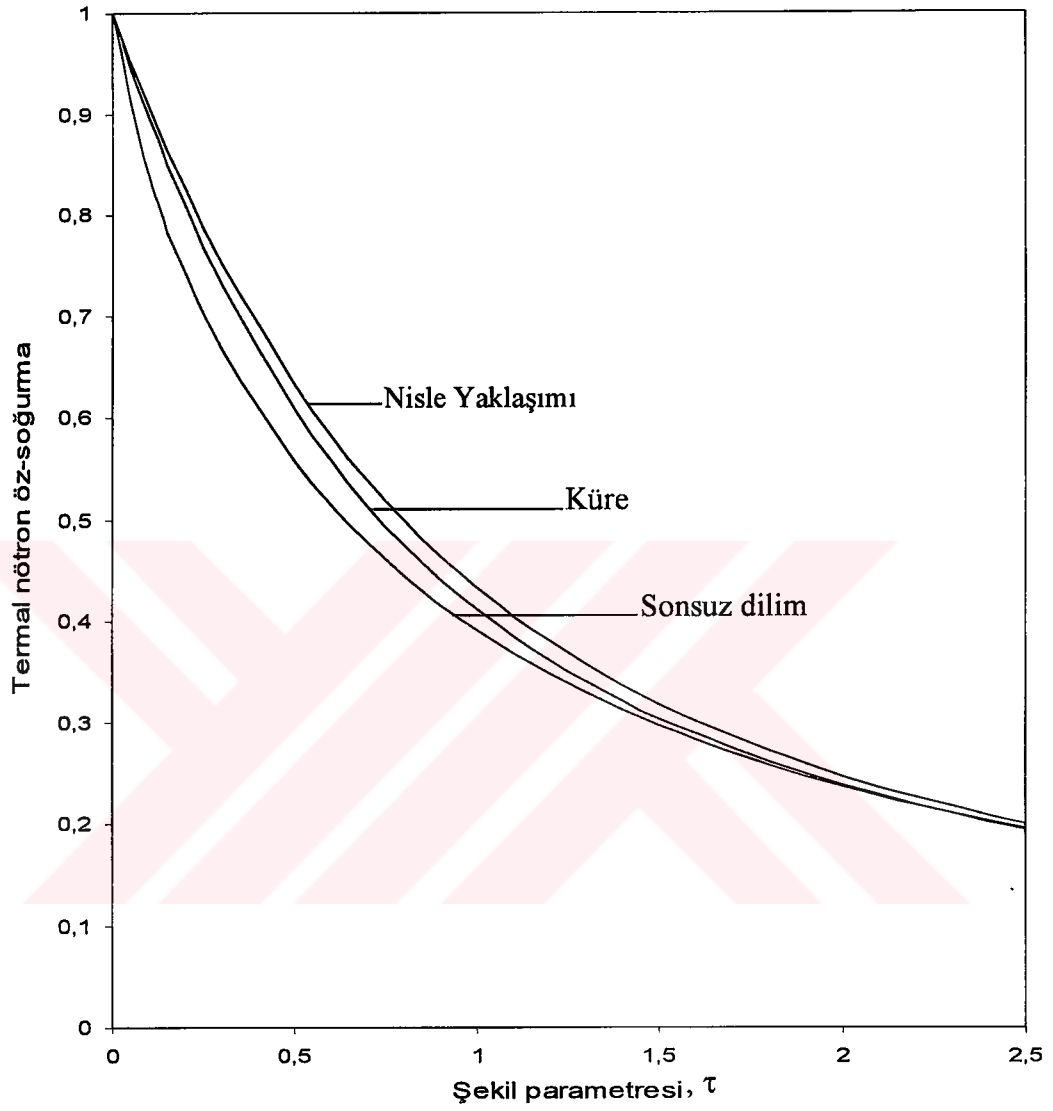
Şekil 3.4. İzotropik tek enerjili nötronlar için öz-soğurma faktörü, G (“Eş. 3.16, 3.17, 3.18” e bakınız.) τ : izotropik nötron alanında soğurulma tesir kesitine ve numune boyutuna bağlı şekil parametresini temsil etmektedir.

Burada $K_n(\tau)$ ve $I_n(\tau)$, $n=0,1$ 'inci mertebeden Bessel fonksiyonlarıdır ve AMS-55'de çizelge halinde verilir[25].

Uygulamada dilim için verilen “Eş. 3.16’ “ yaklaşık ifadesi foiller için kullanılabilir. Küre için verilen “Eş. 3.17’ “ yaklaşık ifadesi düzensiz şekilli numuneler için ve “Eş. 3.18’ “ ifadesi de teller için kullanılabilir.

Nisle' ın önerdiği yaklaşımda, sonsuz silindir ve sonsuz dilim için kullanılacak fonksiyonlar, karışık matematiksel hesaplar gerektirmezler. Bu nedenle bu yaklaşımı kullanarak gerçekleştirilen birçok çalışma sonlu silindir geometrisini kapsamamaktadır. J. Gilat ve Y. Gurfinkel[24] sonlu silindirik geometriye sahip numunenin aktivasyon analizindeki öz-soğurma etkilerinin belirlenmesine yönelik bir yaklaşım önerir. Şekil 3.5 'te izotropik nötron alanında ısınlanan küre ve sonsuz dilim için termal nötron öz-soğurma faktörleri için hesaplanan değerlerin[26] ve geometriden bağımsız Nisle yaklaşımının ortaya koyduğu değerlerin şekil parametresi τ 'ya bağlı değişimleri görülmektedir. Verilen bir giriş uzunluğu değeri için, Nisle'ın geometriden bağımsız formüllerinden hesaplanan öz-soğurma faktörü, küre için bulunan değerlerden yüksek olduğu gibi; dilim geometrisi için bu farklılık %10 mertebesini aşmaktadır. Bu sonuçlara göre Nisle yaklaşımı, herhangi bir geometriye sahip hedef için gerçek öz-soğurma faktörünü ortaya koymaktan uzaktır[24].

Ayrıca Nisle (numuneyi geçen nötron akısını ölçerek soğurma faktörünü belirlediğinden) formülleri, numune çevresinin soğurucu etkilerini hesaba katmaz. Bu etki, ölçülen öz-soğurmayı artırma eğilimindedir. Gilat ve Gurfinkel'e göre Nisle yaklaşımı nicel belirlemeler için az kullanışlıdır ve araştırmacılar sonlu silindir geometrisini açıklamak üzere basit bir yaklaşım önerirler. Bunun için, uzun ve ince bir silindir sonsuz uzunlukta kabul edilir ve geniş ve kısa bir silindir de sonsuz dilim olarak kabul edilir. Sonlu bir silindir, bu iki sınır şartı arasındadır.



Şekil 3.5. Geometriden bağımsız Nisile yaklaşımı ile sonsuz dilim ve küre geometrilerine karşılık gelen formüllere göre öz-soğurma faktörü

Nisile: $G_{th} = \frac{1}{2\tau}(1 - e^{-2\tau})$,

Küre: $G_{th} = \frac{3}{4y^3} \left[y^2 - \frac{1}{2} + e^{-2y} \left(\frac{1}{2} + y \right) \right]$,

Dilim: $G_{th} = \frac{1}{2\tau} \left(1 - e^{-\tau} + \tau e^{-\tau} - \tau^2 \int_{\tau}^{\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy \right)$

bağıntıları[26] kullanılarak çizilmiştir. Burada $y=3\tau/2$ dir.

Uygulamada, şişe veya kapsül gibi aktivasyon analizi ışınlamalarında yaygın olarak kullanılan numuneler, sonlu bir silindir (finite cylinder) kabul edilebilir. Sonsuz dilim ve sonsuz uzunlukta silindir şekilleri arasında yapılacak bir interpolasyonla, yarıçapı r ve uzunluğu L olan sonlu bir silindir için öz-soğurma faktörü:

$$G_{\text{sonlu silindir}} = \frac{r \cdot G_{\text{dilim}} + L \cdot G_{\text{sonsuzsilindir}}}{r + L} \quad (3.19)$$

ifadesinden hesaplanır. Burada G , termal nötron öz-soğurma faktörü, G_{th} 'li temsil etmektedir. Yukarıdaki ifadelerde soğurucu içindeki nötronun saçılma olayı ihmal edilmektedir. Bu saçılma etkisi, genellikle çok küçüktür; ancak aşağıdaki ifade kullanılarak hesaba katılabilir:

$$G_{\text{th}}' = \frac{G_{\text{th}}}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} (1 - G_{\text{th}})} \quad (3.20)$$

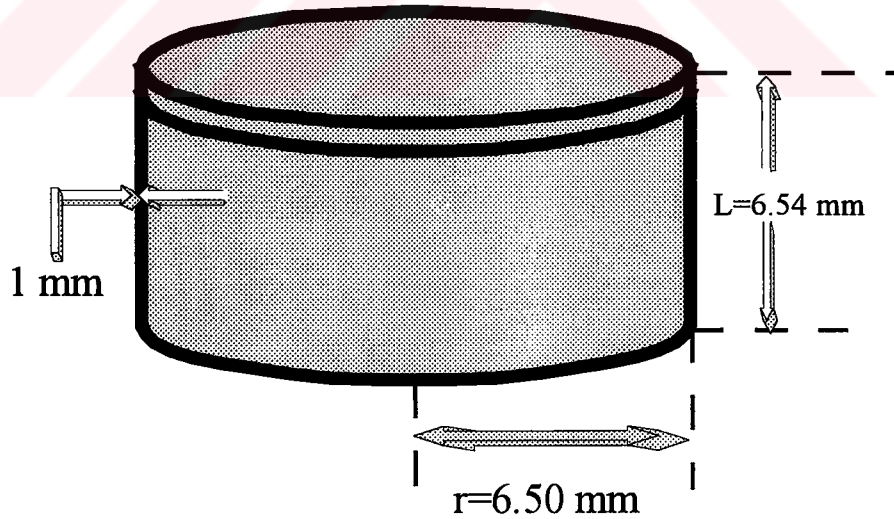
Burada G' saçılma etkisinin de hesaba katıldığı, düzeltilmiş (izotropik alandaki) termal nötron öz-soğurma faktörünü temsil eder. Önerilen yaklaşıma göre, sonsuz silindir ve sonsuz dilim geometrileri için bulunan nötron öz-soğurma G_{th} faktörleri %10'dan fazla farklılığa sahip olmadığından, ikisi arasındaki yaklaşım %1-2 doğruluğa sahip olacaktır[4].

Yukarıda verilen ifadeler, hedefin homojen ve tek enerjili nötron alanı içinde bulunduğu durumda kesin sonuçlar verir. Sık kullanılan termal nötron aktivasyon analizinde (geniş hacimli moderatör içindeki küçük numune) için tatmin edici bir yaklaşımdır[24]. Bu tez çalışmasında kullanılan nötron kaynakları geniş hacimdeki parafin moderatör içine gömülüdür ve numune ise çok küçüktür. Dolayısıyla elde edilen deneysel sonuçları sınamak mümkündür.

4. DENEY

4.1. Numune Hazırlama

Bu çalışmada, silindirik numune geometrisinde, nötron soğurma tesir kesiti yüksek olan (^{115}In için $\sigma_a = 201$ ve ^{113}In için $\sigma_a = 12.07$ b[27]) indiyum elementinin, izotropik termal nötron akısına tabi tutulması sırasında meydana gelen öz-soğurma etkilerini belirlemek amacıyla %99.99 saflıkta indiyumoksit (In_2O_3) kimyasal bileşiğinin farklı miktarları kullanılmıştır. Toz halindeki numuneler 6,54 mm yüksekliğinde, 13 mm çapında ve 1 mm et kalınlığında poliyestren tüplere doldurulmuştur. Işınlama için 0,2 g ile 2,2 g arasında, 0,2 g 'lık artışlarla belirlenen 11 farklı numune miktarı için denemeler yapılmıştır. Darası alınan tüplere In_2O_3 doldurularak; 10^{-4} g hassasiyete sahip elektronik terazide tartılmış ve net numune miktarları hesaplanmıştır.



Şekil 4.1. Numune kabı, şekli ve boyutları

Kullanılan In_2O_3 'in %82.7154 'ü indiyum elementidir. Numune tüpü hacmine göre, küçük miktardaki (0.2002 , 0.4010 , 0.6002 gramlık) numunelerle deneyler yapılırken, kullanılan madde miktarının, verilen geometride dedektörün enerjiye

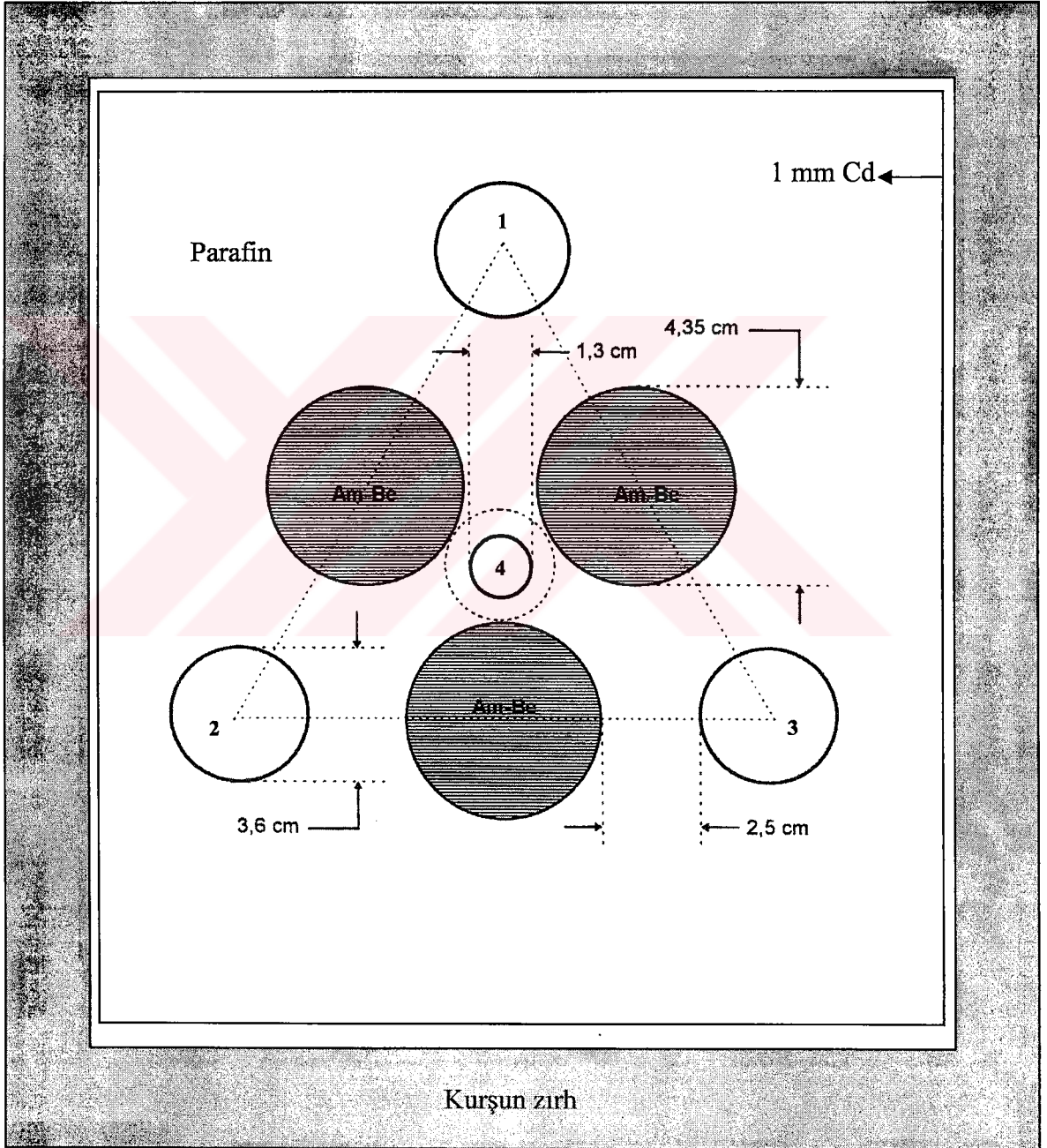
bağlı γ sayım verimini değiştirmesini önlemek ve özdeş şartlara yakın gama dedeksiyonu yapmak amacıyla, söz konusu miktarlardaki In_2O_3 uygun matriksde seyreltilerek sayılmıştır. Seyreltme için nötron soğurma tesir kesiti yaklaşık $\sigma_a(\text{un})=2$ b olan un ($\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$, $\sigma_a(^{12}\text{C})=0.00353$ b, $\sigma_a(^1\text{H})=0.3326$ b, $\sigma_a(^{16}\text{O})=0.000019$ b [28]) matriksi kullanılmıştır. Matriks içinde iyice karıştırılan indiyumoksitin tüp hacmine homojen dağılması sağlanmıştır.

4.2. Nötron Işınlama Sistemi

Işınlama sistemi, ANAEM-Nükleer Fizik Bölümü'nde parafin moderatör içine gömülü; herbirinin aktivitesi 592 GBq olan üç tane ^{241}Am -Be izotopik nötron kaynağından oluşmaktadır. nötron kaynakları silindir şeklinde olup her biri, sızdırmaz şekilde kaynaklı muhafazası ile birlikte 4,35 cm çapında ve 16 cm yüksekliğindedir. Bu kaynaklar, aralarındaki mesafeler eşit olacak şekilde bir eşkenar üçgenin kenerlarının orta noktalarına, eksenleri üçgen düzlemine dik olarak yerleştirilmiş PVC boruların içinde bulunmaktadır. 3x592 GBq 'lik ışınlama sisteminde, termal nötron akısının yüksek olduğu, üç adet termal nötron ışınlama tüpü bulunmaktadır(tüp iç çapı 36 mm'dir). Bu tüpler, eşkenar üçgenin köşelerine yerleştirilmiş, kaynaklara paralel PVC borulardır. Işınlama sistemi şematik olarak Şekil 4.2'de verilmiştir[29].

Şekil 4.2'de 1,2,3 numaraları ile gösterilen PVC borular termal nötron ışınlama hücreleri, 4 ile gösterilen paslanmaz çelik boru da hızlı nötron ışınlama hücresi olarak adlandırılmıştır. Nötron ışınlama sistemi, ^{241}Am kaynağından çıkan 59,54 keV vb. Çok sayıdaki γ ışınlarına, ^{12}C 'nin uyarılmış seviyesinden yayınlanan 4,43 MeV'lik gama ışınlarına, parafinden $^1\text{H}(n,\gamma)$ reaksiyonu sonucu yayınlanan 2,223 MeV(%100) enerjili gama ışınlarına ve termal nötronları kesmek için kullanılan 1 mm Cd levhadan $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ reaksiyonu sonucu yayınlanan yaklaşık 559 keV enerjili gama ışınlarına karşı 10 cm kalınlığında kurşun tuğlalarla zırhlanmıştır. Deneyler 1 numaralı hücrede yapılmıştır. Kaynakların ortasını gören ışınlama konumunda termal

nötron akısının $(1,60 \pm 0,07) \times 10^4 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ olarak ölçülmüştür[30]. Nötron kaynakları 70x60x70 boyutlarındaki parafin moderatör içinde bulunmaktadır.



Şekil 4.2. $3 \times 16 \text{ Ci } ^{241}\text{Am-Be}$ nötron ışınlama sisteminin kesit olarak görünüşü
1,2,3 ve 4: ışınlama hücreleri

4.3. Gama Ölçüm Sistemi

Gama spektrometresi yüksek saflıkta Germanyum (HPGe), Ge(Li) gibi bir yarı iletken veya NaI(Tl) gibi bir sintilasyon dedektör ile bir dizi elektronik modül ve çok kanallı bir analizörün (MCA) uygun bir kombinasyonuna gama spektrometresi denir. Diğer bir ifade ile gama spektrometresi, radyonüklitlerden yayınlanan γ -fotonlarının sayımı ve enerji spektrumlarını kayıt eden ölçüm düzeneğidir.

Yarı iletken dedektörlerden X-ışınlarının dedeksiyonun da lityum (Li) katkılı silisyum, Si(Li), gama ışınlarının dedeksiyonun da ise önceleri Ge(Li) ve gelişen teknoloji sonucu yüksek saflıkta (10^{10} atom/cm³) üretilmesiyle Ge [p-tipi veya n-tipi] yarı iletken dedektörler yaygın olarak kullanılmaktadır. Prensip olarak Ge dedektör kristaline gelen γ -fotonları, kristalde elektron-hole (deşik) çifti oluşturur. Ge kristalde bir elektron-deşik çifti oluşturmak için 2.96 eV'luk enerji gerekir. Elektron vedeşikler, kristale uygulanan yeterli derecede yüksek dc bir gerilimle meydana getirilen elektrik alan etkisiyle ($\vec{F} = q \cdot \vec{E}$) hareket ederler. Dolayısıyla foton enerjisiyle orantılı oluşan elektron akımının bir direnç üzerinden geçirilerek bir pulsa dönüştürülmesi imkanı ortaya çıkar. Saf Ge dedektörler, NaI(Tl) sintilasyon dedektörlerine göre daha düşük gama sayım verimine sahip olmalarına karşın, daha yüksek çözme gücüne sahiptirler. Örneğin; NaI(Tl) çözme gücü, 1332 keV ⁶⁰C'ın yayınladığı gama ışını için 50-60 keV iken Ge dedektörlerin 1332 keV çözme gücü 1.8-2 keV'dir. Ge dedektörlerin, yüksek enerji çözme güçleri, bu tür dedektörlerin γ spektrometrik ölçümlerin analiz yeteneğini artırdıklarından dolayı daha yaygın olarak kullanılmalarına sebep olmuştur.

Gama spektrometresinde, dedektör kristaline ulaşan gama ışınlarının enerjilerine bağlı olarak oluşan elektrik pulsları, bir önyükseltici, lineer yükseltici ve elektrik sinyalinin sayılabilir niceliklere dönüştüren bir ADC (Analog-to-Digital-Converter) elektronik modül vasıtasıyla uygun adresleme düzeninde çok kanallı analizörün hafızasına kayıt edilir ve numunenin verdiği γ -spektrumu analizör ekranında

gözlenebilir veya bir bilgisayara aktarılabilir. Çok kanallı analizör, spektrum analizinin kolayca yapılabilmesine imkan veren elektronik bir sistemdir.

Sinyal işleme aşamasında, hafızada kayıt edilen spektrum monitörde gözlenir, analiz edilir ve yazıcı/çizici ünitesine ya da bir bilgisayara aktarılabilir. Gama spektrometrelerinde, çok kanallı analizörler bilgi saklama ve işleme ünitesidir. Bir MCA, bir mikroişlemci ve birbiriyle ilişkili hafıza, monitör, sinyal işlemcisi, kullanıcı paneli ve veri girdi/çıktısı kısımlarından meydana gelmektedir. Mikroişlemci bir kontrol ünitesi olup, hafızada sürekli kalan ve silinmeyen bir programdan analizörle ilgili bilgileri okuyan kısımdır. Bu kısım, MCA fonksiyonlarını kontrol ederek anakart (mainboard) üzerinden gönderdiği emirlerle diğer kısımların işlevlerini yönlendirir.

MCA hafızası, yapımçı tarafından önceden programlanmış ve mikroişlemcinin özelliklerini ihtiva eden; sadece okunabilir -silinmeyen hafıza (Read Only Memory - ROM) bölümü ile kullanıcının girdiği bilgileri (sayım süresi, tarih, saat, pik genişliği v.b) ve spektrum verilerini depolayan hafıza (Random Access Memory -RAM) bölümünden oluşur. RAM hafızadaki spektrum bilgileri, gerektiğinde değiştirilebilir ve silinebilir.

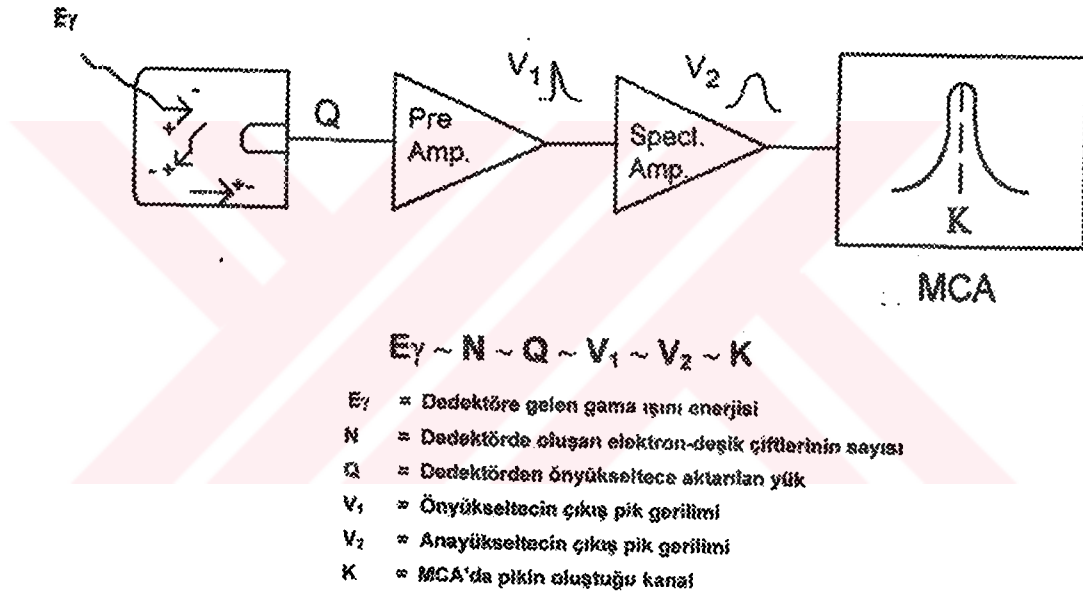
Sinyal işleme kısmı, bir önyükselteç ve anayükselteçten geçirilen analog sinyallerin bir ADC vasıtasıyla sayılabilir niceliklere dönüştürülmesi ve uygun yerleşim düzeninde MCA hafızasına adreslenmesi ve depolanması sürecidir. Sinyal işleme aşamasında; hafızada kayıt edilen spektrum monitörde gözlenir, analiz edilir ve yazıcı ünitesine aktarılabilir. Şekil 4.2'de bir gama spektrometresinin prensip şeması görülmektedir.

Gama spektrometrelerinde,

- Aynı numunede, farklı radyoizotopların tek tek ve aynı anda analizi mümkündür;
- Numune hazırlanması karmaşık kimyasal işlemler gerektirmediği için kolaydır;

- Yaygın olarak, numuneler üzerinde tahribatsız ölçme yapılmaktadır;
- Ölçümlerdeki yüksek kararlılık, bilgi işlemedeki hız ve doğruluk, analizde elde edilen verilerin güvenilirlik düzeyleri yüksektir,
- Dedeksiyon sınırı düşüktür.

Bu üstünlüklere sahip olması nedeniyle gama spektrometreleri, çevresel radyoaktivite ölçümlerinde yaygın olarak kullanılır.



Şekil 4.3. Bir Gama Spektrometresinin prensip şeması

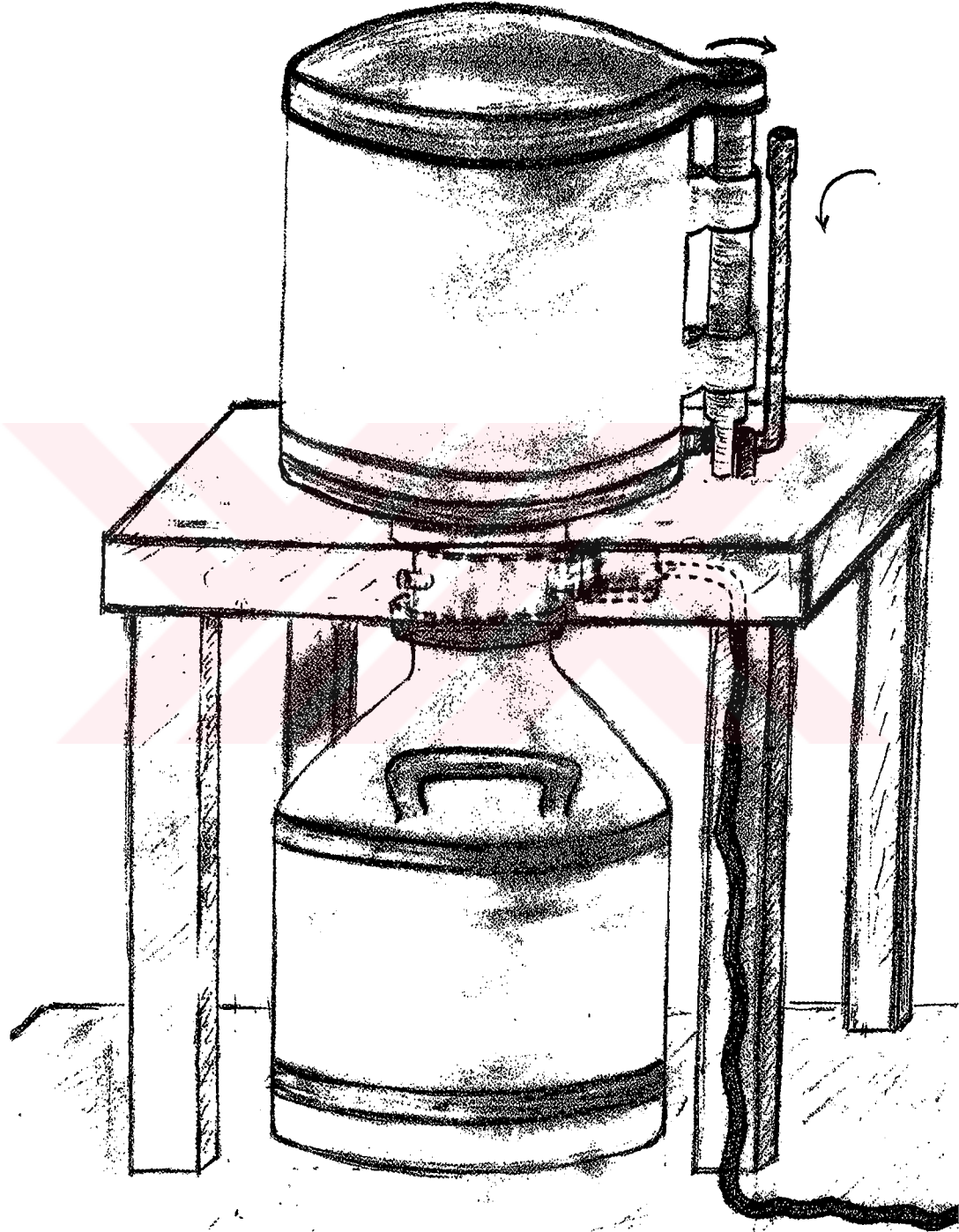
4.3.1. Yüksek saflıkta germanyum dedektörler (HPGe)

Gama ışını spektroskopisinde, HPGe dedektörleri 1980'li yılların başında kullanılmaya başlanmıştır. Dolayısıyla HPGe dedektörleri, lityum katkılı germanyum yarı iletken dedektörlerine Ge(Li) alternatif olmuşlardır. Enerji çözme gücü, dedeksiyon verimi gibi önemli özellikleri birbirine çok yakın olan bu dedektör tiplerinden, Ge(Li) yarı iletken dedektörlerinin, sürekli olarak sıvı azot sıcaklığında (77 °K) tutulması gerektiğinden, kullanımı ekonomik olmadığı gibi, aynı zamanda dedektörün sıvı azotsuz kalması durumunda dedeksiyon özelliğini kaybetme riski de

vardır. Çünkü, sıvı azot sıcaklığının sağlanamadığı bir anda Ge içine sürüklenmiş lityum iyonlarının kaybedilmesi ihtimali yüksektir. Bu temel nedenden dolayı, oda sıcaklığında muhafaza edilebilen ve germanyum atomlarının saflığı 10^{10} atom/cm³ mertebesinde olan HPGe yarı iletken dedektörlerin kullanımı tercih edilmektedir.

HPGe dedektörü, normalde sıvı azot sıcaklığında (77 °K) çalıştırılır ve bu şekilde, gürültü sinyalinin en az olduğu durum sağlanır. Dolayısıyla oda sıcaklığından ileri gelebilecek termal etkiler giderilmiş olur.

Deneyler sırasında kullanılan ve dedektörünün özellikleri Çizelge 4.1'de verilen[31] Gama spektrometresi, p-tipi HPGe dedektör, Canberra 3105 model yüksek voltaj güç kaynağı, Canberra 2001 model bir ön yükseltici, Canberra 2021 model bir spektroskopi yükselticisi, Canberra 8075 model bir ADC, çok kanallı analizör (Canberra 35 MCA) ve bir yazıcıdan meydana gelmektedir.. Dedektöre ulaşan doğal fon radyasyonunu en az seviyeye indirmek için, dedektör ve sayılan numune zırhlanmıştır. Dedektör , 32 mm kalınlıklı demir iskelet içine yerleştirilen 100 mm kalınlıklı kurşun zırh içine konulmuştur (Şekil 4.4). Bu zırh da, Pb x ışınlarını azaltmak için 1 mm Cu ve 1 mm Cd levhalarla kaplanmıştır. Zırhın kapağı özel bir kaldırma sistemiyle açılıp kapatılabilmektedir.



Şekil 4.4. Sıvı azot kabı ve dedektör zırhından oluşan sistem

Çizelge 4.1. HpGe Dedektörünün özellikleri [31]

Dedektör modeli	Canberra AL-30-C
Bağıl verim*	12.4%
Enerji ayırımı (FWHM)**(keV)	1.96
Pik/Compton oranı	42.1:1
Dedektör geometrisi	kapalı uçlu koaksiyel
Ge Kristal tipi	p tipi germanyum
Çap, D(mm)	45
Yükseklik, H(mm)	36
Aktif pencere yüzey alanı (cm ²)	15.9
Pencere malzemesi ve kalınlığı, d _w (mm)	Al, 0.5
Pencereden uzaklık, d _c (mm)	5
Kriyostat ve azot kabı kurulumu	dikey geometrili
	Canberra standart 7500

* 25 cm kaynak-dedektör mesafesinde 7.62 cm x 7.62 cm NaI(Tl) verimine göre imalatçının verdiği verim değeri

** ⁶⁰Co için 1332.5 keV enerjisindeki pikin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM)

4.4. Numunelerin Işınlanması ve Aktivite ölçümleri

Bu çalışmada, termal nötronlarla aktivasyon analizi sırasında ortaya çıkan öz-soğurma etkilerinin belirlenmesi amaçlandığından; farklı miktarlarda hazırlanarak tüpe yerleştirilen In₂O₃ numuneleri, 3x16 Ci 'lik Am-Be kaynağında, ışınlanarak; ölçülen aktivitelerdeki değişimler gözlenmiştir. Numuneler, termal nötron akısı yaklaşık $1,6 \times 10^4$ ve termal/epitermal akı oranı $11,03 \pm 0,61$ olan [30], Şekil 4.1 'deki ışınlama sisteminin 1 no'lu hücrelerinde ışınlanmıştır. Bütün ışınlamalar için ışınlama pozisyonu sabit tutulmuştur. Böylece pozisyona bağlı olabilecek nötron akı değişimlerinin etkisi ortadan kaldırılmıştır. Termal nötron ışınlama pozisyonunda, 5 dakika ile 10 saat arasında değişen sürelerde ışınlanan numunelerle, dedektörde ölçülebilecek, yeterli aktivite sağlanmıştır. Madde miktarı parametresi göz önüne alınarak, hazırlanan numunelerin, yeterli istatistiksel doğruluğa sahip veriler elde

etmeye imkan tanıyacak; ancak bu arada dedektör ölü zamanını kabul edilebilir bir seviyede ($<1\%$) tutacak bir aktiviteye ulaşmasına yol açacak ışınlama süreleri belirlenmiştir. Aktivitesi çok yüksek olan numuneler, ölçümden önce daha uzun süre bekletilmiş ve bu süreler yapılan hesaplarla önceden belirlenmiştir. Işınlanan madde miktarının çok az olduğu hallerde, hemen hemen saturasyon aktivitesine ulaşmak için ışınlama süreleri 8 yarı ömrü aşacak uzunlukta seçilmiştir.

Işınlanan numuneler HPGe dedektörünün uç kabının üzerine yerleştirilerek ortalama bir-iki yarıömür süreyle sayılarak gama spektrumları elde edilmiştir. Sayım sırasında indiyumdan alınan gama spektrumunun altı farklı bölgesinde pikler gözlenmiş ve bu piklerden %95 güven seviyesinde sayım istatistiği elde edilmesi mümkün olmuştur. İndiyuma ait gama spektrum verileri bir yazıcı vasıtasıyla alınarak Bölüm 4.5 'de açıklanan pik alanı (net sayım) hesaplama metoduna göre değerlendirilmiştir. Numuneler, 0,55 eV altındaki nötronları kesmek için, ayrıca 1 mm kalınlıklı silindirik kadmiyum kılıf içinde de ışınlanmış ve numunelerin gama spektrumları elde edilmiştir. Elde edilen verilerin güvenilirliğini artırmak için, her numune, kadmiyumlu ve kadmiyumsuz olmak üzere, 4 - 5 kez ışınlanarak sayılmıştır.

4.5 . Pik Alanı Hesaplama Metodu

Radyoaktif bozunma bir ihtimaliyet olayıdır ve istatistik bir yaklaşım söz konusudur. Bu yüzden, çok kanallı analizörde oluşan piklerde, istatistiksel olarak; dedektörün çözme gücünden ileri gelen bir dağılım meydana gelir. Bu sebeple pikin maksimum noktası yerine, bu dağılımın altında kalan alanı değerlendirmek gerekir. Pik alanı, ilgilenilen enerjideki pikin sürekli compton fonunun (background) üstündeki toplam sayım olarak tanımlanır. Bu alanın hesabı, verilen örnek bir pik üzerinde açıklanmıştır [32].

Covel metodu olarak da bilinen bu pik alanı hesaplama metodunda, önce pikin uç noktalarındaki kanal sayısı tespit edilir. Sonra, her bir kanalda biriken sayımların toplamından tabii fon alanı çıkarılarak net pik alanı (N_p) belirlenir.

Net Pik Alanı = Toplam Alan - Tabii Fon Alanı

Bu alanların hesaplanması için matematiksel ifadeler;

$$\text{Toplam Alan} = \sum_{a=u}^v x_a$$

$$\text{Tabii Fon Alanı} = [(H/2) \cdot (B_1+B_2)]$$

$$\text{Net Pik Alanı (N}_p\text{)} = \sum_{a=u}^v x_a - [(H/2) \cdot (B_1+B_2)]$$

Burada ;

u : ilgilenilen pikin başlangıç kanal numarasını,

v : ilgilenilen pikin bitiş kanal numarasını,

H: ilgilenilen piki oluşturan tüm kanalların sayısını ($H = v - u + 1$),

X_a : a. kanaldaki sayım miktarını,

$$B_1 = \frac{\left(\sum_{a=u}^{u+K-1} X_a \right)}{K} : \text{Pikin sol tarafındaki tabii fon ortalama sayım miktarını,}$$

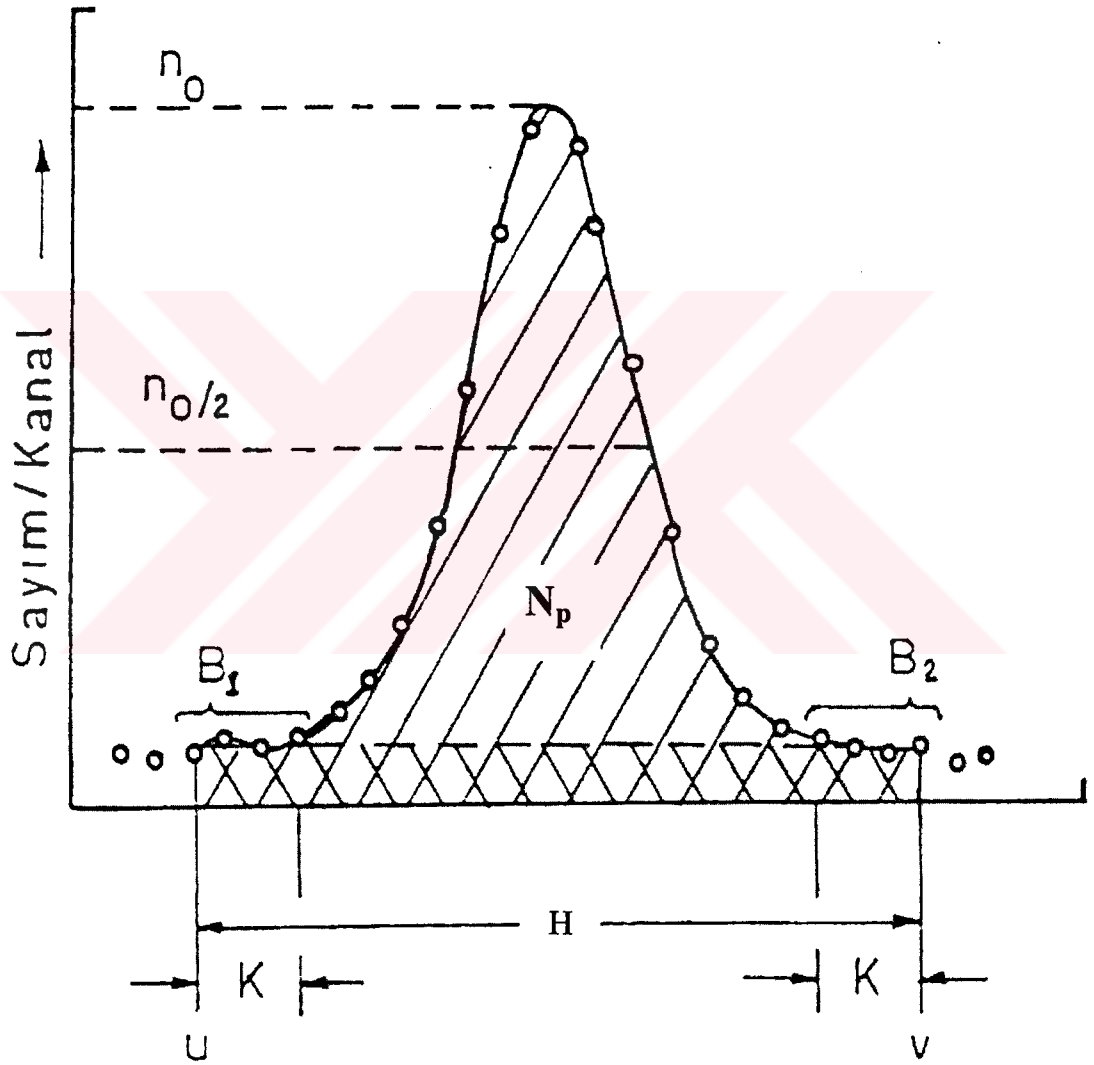
$$B_2 = \frac{\left(\sum_{a=v-K+1}^v X_a \right)}{K} : \text{Pikin sağ tarafındaki tabii fon ortalama sayım miktarını,}$$

K : Pikin uç noktalar sayısıdır (pikin durumuna göre keyfi olarak seçilir). Bu

çalışmada, genellikle $K = 4$ alınmıştır.

X_u : u kanalındaki sayımı

X_v : v kanalındaki sayımı göstermektedir.



4.5.1. Pik alanında belirsizlik hesabı

Net pik alanındaki belirsizlik S_{NP} , Şekil 5.1'de gösterilen bir fotopik için aşağıdaki formülle hesaplanabilir;

$$\sigma = S_{NP} = \sqrt{G_s + \left(\frac{H}{2}\right)^2 \left(\frac{B_{1s} + B_{2s}}{K}\right) + \left(\frac{T_s}{T_b}\right)^2 (S_{1b})^2}$$

Burada;

$$\sigma_b = S_{1b} = \sqrt{G_b + \left(\frac{H}{2}\right)^2 \left(\frac{B_{1b} + B_{2b}}{K}\right)}$$

doğal fon alanındaki belirsizliktir.

- S_{NP} : Pikin net alanındaki belirsizlik (1σ güvenilirlik düzeyinde),
 G_s : Numune spektrumunun ilgilenilen ROI pikindeki toplam (gross) sayım,
 G_b : Doğal fon spektrumunun ilgilenilen ROI pikindeki toplam (gross) sayım,
 H : ilgilenilen pikteki kanalların sayısı,
 K : Her bir kenardaki süreklilik kanallarının sayısı (Bu eşitliklerin geçerli olması için her iki taraftaki süreklilik kanal sayısının aynı olduğu varsayılır.),
 B_{1s} : Numune spektrumunda ROI pikinin sol tarafındaki süreklilik sayımı,
 B_{2s} : Numune spektrumunda ROI pikinin sağ tarafındaki süreklilik sayımı,
 B_{1b} : Doğal fon spektrumunda ROI pikinin sol tarafındaki süreklilik sayımı,
 B_{2b} : Doğal fon spektrumunda ROI pikinin sağ tarafındaki süreklilik sayımı,
 T_s : Numune spektrumunun sayım zamanı,
 T_b : Doğal fon spektrumunun sayım zamanıdır.

Hesaplanan pik alanındaki sayım istatistiğinin yeterli derecede güvenilir olması için, hata değeri bir güven katsayısı ($m=1,65$ gibi) ile çarpılır. Pik alanındaki yüzde hata

$$\%hata = (m\sigma/N_p) \cdot 100$$

ifadesi ile verilir. Burada σ : pik alanının standart sapması ve m : güven katsayısıdır. Ayrıca doğal fon ölçümü yoksa veya doğal fon çıkarması yapılmazsa; $S_{1b} = 0$ alınır.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Tezin bu bölümünde, özgül aktivite kavramı tanımlanacak ve izotropik nötron alanında ışınlanan indiyum numuneleri için, dedektörde bulunan gama piki alanlarından faydalanılarak, numunelerde oluşan özgül aktiviteler ve öz-soğurma faktörleri hesaplanacaktır. Sayım süresi (t_m) sonunda, numunenin, HPGe dedektörlü gama spektrometresinde elde edilen, gama spektrumundaki herhangi bir tüm enerji pikinin (fotopik) alanı N_p ise, numunenin aktivitesiyle ilişkili gama sayım hızı (sayım/s);

$$A_p = \frac{N_p}{t_m} \quad (5.1)$$

ifadesi ile belirlenir. Burada N_p : sayım süresince fotopik alanında toplanan net sayım değeridir. Aktivasyon analizi deneylerinde aynı miktar numune için ışınlama süreleri farklı olabilir ve dolayısıyla numunelerin aktiviteleri de farklı olacaktır. Bu farklılığı ortadan kaldırmak için tüm sayımlar, ışınlama sürelerine göre saturasyon faktörüne (S) bölünerek normalize edilir. Bu faktör: $S = 1 - e^{-\lambda t_i}$ ifadesi ile belirlenir ve burada t_i : numunenin ışınlama süresi, λ : oluşan radyonüklitin bozunma sabitidir. Numune nötron kaynağında ışınlanıp sayım sistemine gelinceye, bir başka ifadeyle dedektörde aktivitenin bozulan miktarının sayımı başlayıncaya kadar geçen zamana bekleme zamanı denir ve t_d ile gösterilebilir. Bu süre içinde numunedeki radyoaktif çekirdekler üstel kanuna göre bozunacak; ve dahası bu bozunma sayım süresince de devam edeceğinden, numunenin nötron kaynağından alındığı andaki aktivitesinin ölçülmesi engellenecektir. Bu geçen süreler göz önüne alınarak, aktivite hesapları yapılırken gerekli düzeltmeler yapılır. Numunenin çıplak-(kadmiumsuz) ışınlaması durumu için “Eş. 5.1” ile hesaplanan sayım hızı A_p , ışınlanan numunenin miktarına bölünerek; birim kütle başına özgül aktivite; A_{sp}

$$A_{sp} = \frac{A_p}{wSDC} \quad (5.2)$$

eşitliğinden hesaplanır. “Eş. 5.2”deki zaman düzeltmeleriyle ilgili S,D ve C faktörleri

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

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

$$C = \frac{1 - e^{-\lambda t_m}}{\lambda \cdot t_m}$$

şeklinde ifade edilir. Burada A_{sp} : ölçülen gama pikinin spesifik aktivitesi, w: ışınlanan elementin ağırlığı (g), t_i : ışınlama süresi, t_d : bekleme (bozunma) süresi ve t_m : sayım süresidir.

Numune kadmiyum kılıf içinde ışınladığında sadece epitermal nötronlar sebebiyle oluşan özgül aktivite de hesaplanır. $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{m_1+m_2+g}^{116}\text{In}$ reaksiyonundan, 54,29 dakika yarı ömürlü $^{116m_2}\text{In}$ radyonükliti için farklı fotopik verilerinden hesaplanan A_{sp} (kadmiyumsuz ışınlanan numunede ölçülen aktivite) ve $A_{sp,e}$ (kadmiyum kılıf içinde ışınlanan numunede, epitermal nötronlarla oluşan aktivite) özgül aktiviteleri Çizelge 5.1, 5.2 ve 5.3 'te verilmiştir.

Numune çıplak ışınladığı zaman hem termal hem de epitermal nötronlar aktivasyona katkıda bulunurlar. Numune kadmiyum zırh içinde ışınladığında ise, kadmiyum termal nötronlara karşı filtre görevi yaptığından (1 mm Cd 0,55 eV altındaki nötronları yutar); aktivasyonu sadece epitermal nötronlar sağlar. Sadece termal nötronlardan ileri gelen aktivasyonu hesaplamak mümkündür.

$$A_{sp,th} = A_{sp} - \frac{1}{F_{Cd}} \cdot A_{sp,e} \quad (5.3)$$

Bu eşitlikte $A_{sp,th}$; sadece termal nötronların meydana getirdiği aktivasyonu ifade etmektedir. F_{Cd} ise epitermal nötron geçirme katsayısı (epithermal neutron transmission factor) olarak tanımlanır [33]. Bu katsayının var olmasının nedeni kadmiyum zırhın termal nötronları tamamen soğururken, aynı zamanda epitermal nötronlarında bir kısmını da soğurmasıdır. Bu soğurma epitermal aktivasyonu azaltacağı (bazı durumlarda arttırabilir.) için F_{Cd} gibi bir düzeltme faktörü bu etkiyi hesaba katar. F_{Cd} düzeltme çarpanı kadmiyum kılıf içinde bulunan numunenin cinsine bağlıdır. Bunun nedeni ise, kadmiyumdan saçılan epitermal nötronların kadmiyum kılıf içindeki numune tarafından yakalanıp yakalanmaması ile ilgilidir.

Indium için literatürde ölçülmüş birçok F_{Cd} değeri bulunmaktadır. F_{Cd} ile ilgili üzerinde durulması gereken ikinci önemli nokta ise kullanılan kadmiyum zırhın kalınlığıdır. F_{Cd} kadmiyum zırhın kalınlığına bağlıdır [33]. Bu nedenle F_{Cd} değeri verilirken, hangi kadmiyum kalınlığında ışınlama yapıldığı belirtilmelidir. örneğin 1 mm kalınlığındaki silindirik kadmiyum kılıfın kesme enerjisi(cut-off) 0.55 eV 'tur [34]. Yani 0.55 eV dan daha küçük enerjili nötronları keser. Kalınlık arttıkça kesme enerjisinin değeri de artar. Bu çalışmada 1 mm kalınlıklı silindirik Cd kılıf kullanıldığı için, hesaplamalar sırasında $F_{Cd}=0,93$ alınmıştır[35].

Ölçülen özgül aktivitenin belirsizliği hesaplanırken, tüm çarpanlardan gelebilecek belirsizlikler göz önüne alınmıştır. Toplam belirsizlik

$$\frac{\Delta A_{sp}}{A_{sp}} = \left[\left(\frac{\Delta N_p}{N_p} \right)^2 + \left(\frac{\Delta w}{w} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

bağıntısına göre hesaplanmıştır. Burada,

$\frac{\Delta N_p}{N_p}$: pik alanındaki belirsizlik, Bölüm 4.5.1 'de ifade edildiği gibi hesaplanır.
 N_p Hesaplanan belirsizlikler 1,65 güven katsayısı ile çarpılarak pik alanındaki hata yüksek tutulmuş ve pik istatistiğine olan güven artırılmış olur ($1,65 \times \sigma$)

Δw : kullanılan terazinin hassasiyeti (1×10^{-4} gram)

literatür verilerinde anılan belirsizliklere göre

$$\frac{\Delta S}{S} = t_i \cdot \Delta \lambda$$

$$\frac{\Delta D}{D} = t_d \cdot \Delta \lambda$$

$$\frac{\Delta C}{C} = \left[(t_i \cdot \Delta \lambda)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}$$

hesaplanmıştır. Zaman içeren ifadelerden gelen hataların hesaplanması sırasında sadece bozunma sabitinden gelen hata dikkate alınmaktadır. Burada, bozunma sabitindeki belirsizlikler literatürde yarı ömür değeri için verilen belirsizlikten[36]

$$\text{hesaplanır } \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta t_{1/2}}{t_{1/2}} \right).$$

Çizelge 5.1. İndiyumun 1097.30 keV enerjili gama pikinden ölçülen özgül aktivite değerleri

		Özgül aktivite (sayım.s ⁻¹ .g ⁻¹)		
In ₂ O ₃ miktarı m(g)	İndiyum miktarı m(g)	A _{sp} Kadmiyumsuz Işınlanan	A _{sp,e} Kadmiyumlu Işınlanan	A _{sp,th} termal nötronlar
0,2002	0,1656	755,70 ± 9,01	161,86 ± 2,85	605,17 ± 12,88
0,4010	0,3317	653,99 ± 6,55	115,40 ± 1,69	546,66 ± 9,69
0,6002	0,4965	578,44 ± 5,04	94,04 ± 1,23	490,93 ± 7,72
0,8002	0,6619	509,30 ± 4,36	76,94 ± 0,92	437,75 ± 6,43
1,0001	0,8272	488,17 ± 4,02	68,30 ± 0,84	424,66 ± 6,27
1,2000	0,9926	459,13 ± 4,21	60,57 ± 0,69	402,81 ± 5,91
1,4000	1,1580	426,67 ± 3,96	57,13 ± 0,64	373,54 ± 5,45
1,6000	1,3234	397,06 ± 3,73	52,27 ± 0,60	348,45 ± 5,16
1,8000	1,4889	375,51 ± 3,61	49,01 ± 0,55	329,94 ± 4,89
2,0000	1,6543	355,96 ± 3,47	46,06 ± 0,62	313,12 ± 5,23
2,2001	1,8198	337,99 ± 3,54	43,64 ± 0,63	297,40 ± 5,29

Çizelge 5.2. İndiyumun 1293.54 keV enerjili gama pikinden ölçülen özgül aktivite değerleri

		Özgül aktivite (sayım.s ⁻¹ .g ⁻¹)		
In ₂ O ₃ miktarı m(g)	İndiyum miktarı m(g)	A _{sp} Kadmiyumsuz Işınlanan	A _{sp,e} Kadmiyumlu Işınlanan	A _{sp,th} termal nötronlar
0,2002	0,1656	910,95 ± 9,36	195,51 ± 1,30	729,13 ± 13,43
0,4010	0,3317	791,19 ± 6,82	138,79 ± 0,76	662,11 ± 10,18
0,6002	0,4965	698,84 ± 5,24	113,62 ± 0,71	593,17 ± 8,06
0,8002	0,6619	613,65 ± 4,53	92,10 ± 0,59	527,99 ± 6,71
1,0001	0,8272	589,96 ± 4,17	81,92 ± 0,50	513,77 ± 6,55
1,2000	0,9926	558,13 ± 4,39	73,26 ± 0,43	490,00 ± 6,18
1,4000	1,1580	516,65 ± 4,12	69,25 ± 0,34	452,24 ± 5,67
1,6000	1,3234	481,18 ± 3,88	63,16 ± 0,31	422,44 ± 5,38
1,8000	1,4889	454,10 ± 3,76	59,12 ± 0,30	399,12 ± 5,10
2,0000	1,6543	430,44 ± 3,62	55,81 ± 0,31	378,54 ± 5,45
2,2001	1,8198	408,79 ± 3,68	52,57 ± 0,31	359,90 ± 5,53

Çizelge 5.3. İndiyumun 416.86 keV enerjili gama pikinden ölçülen özgül aktivite değerleri

		Özgül aktivite ($\text{sayım.s}^{-1}.\text{g}^{-1}$)		
In_2O_3 miktarı m(g)	İndiyum miktarı m(g)	A_{sp} Kadmiyumsuz Işınlanan	$A_{\text{sp,e}}$ Kadmiyumlu Işınlanan	$A_{\text{sp,th}}$ termal nötronlar
0,2002	0,1656	974,70 $\pm$ 10,17	207,75 $\pm$ 3,21	781,49 $\pm$ 14,58
0,4010	0,3317	840,78 $\pm$ 7,40	148,37 $\pm$ 1,90	702,80 $\pm$ 10,94
0,6002	0,4965	740,47 $\pm$ 5,68	120,19 $\pm$ 1,39	628,70 $\pm$ 8,73
0,8002	0,6619	651,55 $\pm$ 4,92	97,34 $\pm$ 1,03	561,03 $\pm$ 7,28
1,0001	0,8272	621,86 $\pm$ 4,52	86,20 $\pm$ 0,94	541,70 $\pm$ 7,09
1,2000	0,9926	585,16 $\pm$ 4,75	76,75 $\pm$ 0,78	513,79 $\pm$ 6,67
1,4000	1,1580	538,64 $\pm$ 4,44	72,45 $\pm$ 0,72	471,27 $\pm$ 6,10
1,6000	1,3234	502,76 $\pm$ 4,19	66,10 $\pm$ 0,67	441,28 $\pm$ 5,81
1,8000	1,4889	470,22 $\pm$ 4,05	61,68 $\pm$ 0,62	412,86 $\pm$ 5,46
2,0000	1,6543	448,51 $\pm$ 3,90	57,86 $\pm$ 0,70	394,69 $\pm$ 5,87
2,2001	1,8198	420,62 $\pm$ 3,94	54,88 $\pm$ 0,70	369,58 $\pm$ 5,87

Bu çalışmada, kadmiyumlu ve kadmiyumsuz ışınlanan numuneler için “Eş.5.2” ile elde edilen A_{sp} ve $A_{sp,e}$ özgül aktivite değerleri “Eş. 5.3” 'te kullanılarak; her bir numune miktarı için hesaplanan deneysel $A_{sp,th}$ değerleri

$$A_{sp,th} = a \left(\frac{1 - e^{-bm}}{m} \right) \quad (5.4)$$

bağıntısına fit edilmiş ve a,b katsayıları hesaplanmıştır. İndiyumun gama spektrumundaki üç farklı pikten elde edilen $A_{sp,th}$ ve $A_{sp,th}(fit)$ değerleri Çizelge 5.5, 5.6 ve 5.7 'da verilmiştir. “Eş. 5.4” ile gerçekleştirilen fit işleminde, her bir numune miktarı için bulunan özgül aktivite değerlerinin deneysel değerlere göre standart sapması oldukça düşüktür. Üç farklı fotopik için, fit eğrisini tanımlayan a,b sabitleri, fit eğrisinin korelasyon katsayıları ve standart sapma değerleri Çizelge 5.4 'te verilmiştir.

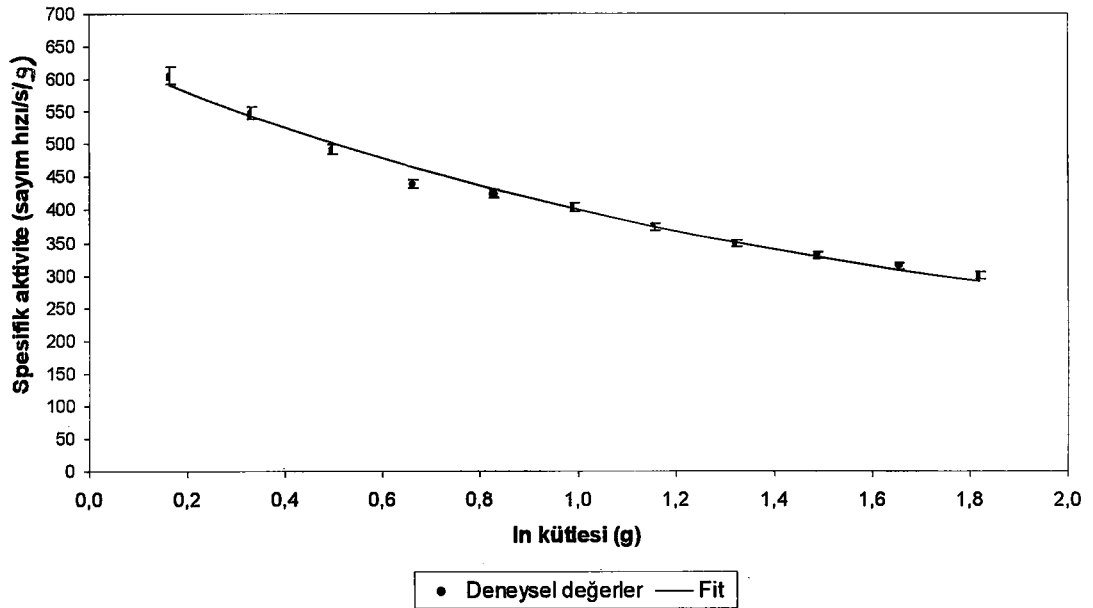
Çizelge 5.4 “Eş. 5.4” bağıntısıyla tanımlanan $A_{sp,th}(fit)$ için fit parametreleri

İlgili pik enerjisi	Fit bağıntısı katsayıları		Standart Hata	Korelasyon katsayısı
	a	b	s	r
1097,30	0,617	1,040	0,012	0,994
1293,54	0,750	1,032	0,014	0,993
416,86	0,758	1,099	0,014	0,995

Şekil 5.1, 5.2 ve 5.3 'te deneysel olarak elde edilen sonuçlar ve fit değerlerinin numunede bulunan indiyum miktarına bağlı değişimleri gösterilmiştir.

Çizelge 5.5. 1097.30 keV pikinden elde edilen deneysel $A_{sp,th}$ değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $A_{sp,th}(fit)$ değerleri

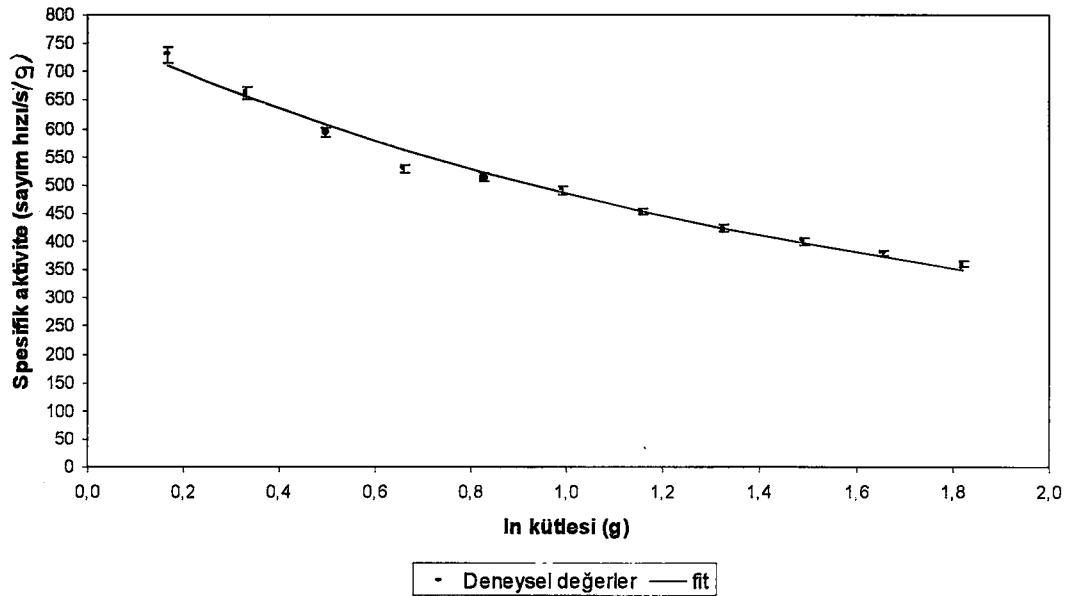
İndiyum miktarı m(g)	$A_{sp,th}$	Hata($\pm$)	$A_{sp,th}(fit)$
0,1656	605,17	12,88	589,14
0,3317	546,66	9,69	542,41
0,4965	490,93	7,72	500,94
0,6619	437,75	6,43	463,61
0,8272	424,66	6,27	430,12
0,9926	402,81	5,91	399,99
1,1580	373,54	5,45	372,83
1,3234	348,45	5,16	348,32
1,4889	329,94	4,89	326,14
1,6543	313,12	5,23	306,06
1,8198	297,40	5,29	287,81



Şekil 5.1. 1097.30 keV enerjili indiyum pikinden elde edilen özgül aktivite değerlerinin kullanılan In miktarına bağlı değişimi

Çizelge 5.6. 1293,54 keV pikinden elde edilen deneysel $A_{sp,th}$ değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $A_{sp,th}(fit)$ değerleri

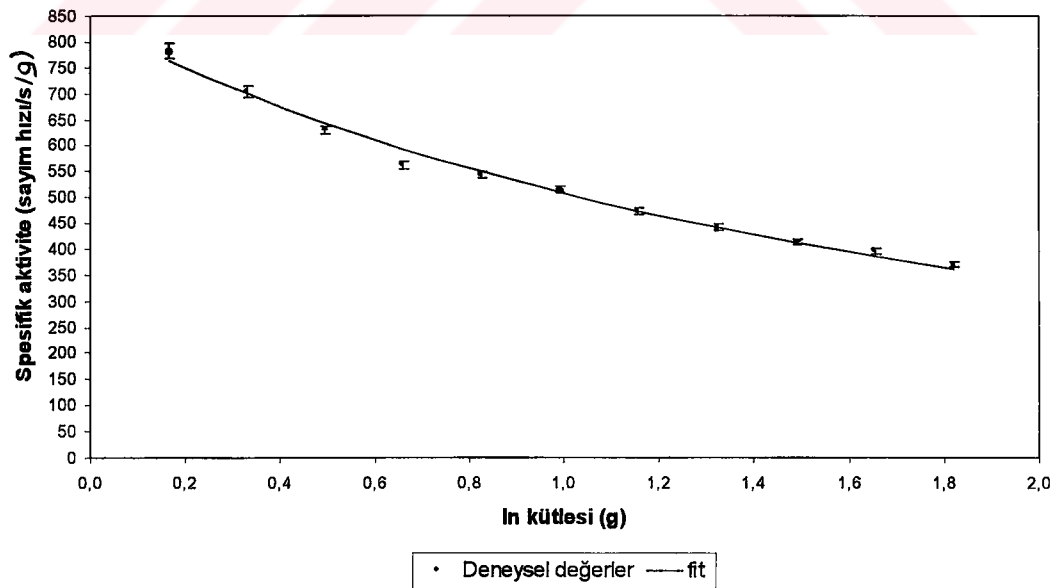
İndiyum miktarı m(g)	$A_{sp,th}$	hata($\pm$)	$A_{sp,th}(fit)$
0,1656	729,13	13,43	711,15
0,3317	662,11	10,18	655,13
0,4965	593,17	8,06	605,37
0,6619	527,99	6,71	560,55
0,8272	513,77	6,55	520,31
0,9926	490,00	6,18	484,08
1,1580	452,24	5,67	451,40
1,3234	422,44	5,38	421,88
1,4889	399,12	5,10	395,17
1,6543	378,54	5,45	370,95
1,8198	359,90	5,53	348,94



Şekil 5.2. 1293.54 keV enerjili indiyum pikinden elde edilen özgül aktivite değerlerinin indiyum kütlesine bağlı değişimi

Çizelge 5.7. 416,86 keV pikinden elde edilen deneysel $A_{sp,th}$ değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $A_{sp,th}(fit)$ değerleri

İndiyum miktarı m(g)	$A_{sp,th}$	hata($\pm$)	$A_{sp,th}(fit)$
0,1656	781,49	14,58	762,01
0,3317	702,80	10,94	698,45
0,4965	628,70	8,73	642,38
0,6619	561,03	7,28	592,21
0,8272	541,70	7,09	547,45
0,9926	513,79	6,67	507,41
1,1580	471,27	6,10	471,50
1,3234	441,28	5,81	439,25
1,4889	412,86	5,46	410,22
1,6543	394,69	5,87	384,04
1,8198	369,58	5,87	360,37



Şekil 5.3. 416,86 keV enerjili indiyum pikinden elde edilen özgül aktivite değerlerinin indiyum kütlesine bağlı değişimi

Kadmiyumlu ve kadmiyumsuz olarak ışınlanan numunelerden ölçülen A_{sp} ve $A_{sp,e}$ aktiviteleri, numunedeki atom başına reaksiyon hızı şekline dönüştürülerek ifade edilebilir.

$$R_s \text{ veya } R_{s,e} = \frac{(A_{sp} \text{ veya } A_{sp,e}) \cdot w \cdot F_g}{\theta \cdot N_{Av} \cdot \gamma \cdot \epsilon_p}$$

Burada

R_s : Kadmiyumsuz ışınlanan numunede atom başına reaksiyon hızı,

$R_{s,e}$: Kadmiyumlu ışınlanan numunede atom başına reaksiyon hızı,

w : numune içinde incelenen elementin madde miktarı,

F_g : gama öz-soğurma düzeltme faktörü,

θ : bozunması incelenen izotopun elementteki bolluğu,

N_{Av} : Avogadro sayısı,

γ : bozunma başına gama ışını yayınlanma oranı,

ϵ_p : ilgili pik enerjisi için dedektör verimi,

dir. Belirlenen reaksiyon hızlarından

$$\phi_{th} \cdot g \cdot \sigma_0 = (R_s)_{th} = R_s - R_{s,e} \cdot F_{Cd}$$

ifadesi ile termal nötron akısına (ϕ_{th}) ulaşılabilir. Burada g : Westcott faktörü (nötron tesir kesitinin $1/v$ 'den sapma miktarını ifade eder), σ_0 : termal nötron tesir kesiti ve $R_{s,th}$: numunede termal nötronlarla etkileşim sonucu oluşan atom başına reaksiyon hızıdır.

Numune çok ince hazırlanamaz veya seyreltilemez ise, hesaba katılması gereken termal nötron öz-soğurma faktörü.

$$\phi_{th} \cdot g \cdot \sigma_0 = \frac{(R_s)_{th}}{G_{th}}$$

bağıntısına göre reaksiyon hızını etkiler. Öz-soğurma faktörü deneysel olarak

$$G_{th} = \frac{1}{\phi_{th} \cdot g \cdot \sigma_0} (R_s - R_{s,e} \cdot F_{Cd})$$

eşitliğinden hesaplanabilir.

Aktivasyon analizi ile incelenen numunenin madde miktarının sıfıra yaklaşması durumunda; öz-soğurma etkileri de sıfıra yaklaşacaktır. Ancak bu pratikte mümkün değildir. Bu tez çalışmasında, bir yaklaşım olarak; numune içindeki ortalama nötron akısının, numuneye ulaşan nötron akısına oranı olarak tanımlanan öz soğurma faktörünün 1×10^{-16} g 'lık numune için '1' olacağı benimsenmiştir. Buna göre “Eş 5.4” ten 1×10^{-16} grama karşılık gelen özgül aktivite hesaplanmıştır. Aktivite bu değerde (A_0) iken nötron akısının, numunenin tüm hacmine eşit olarak ulaştığı söylenilebilir. Bu aşamada, deneyde kullanılan numuneler için G_{th} katsayısı, elde edilen aktivitenin A_0 aktivitesine oranı olacaktır.

$$G_{th} = \frac{A_{sp,th}}{A_0}$$

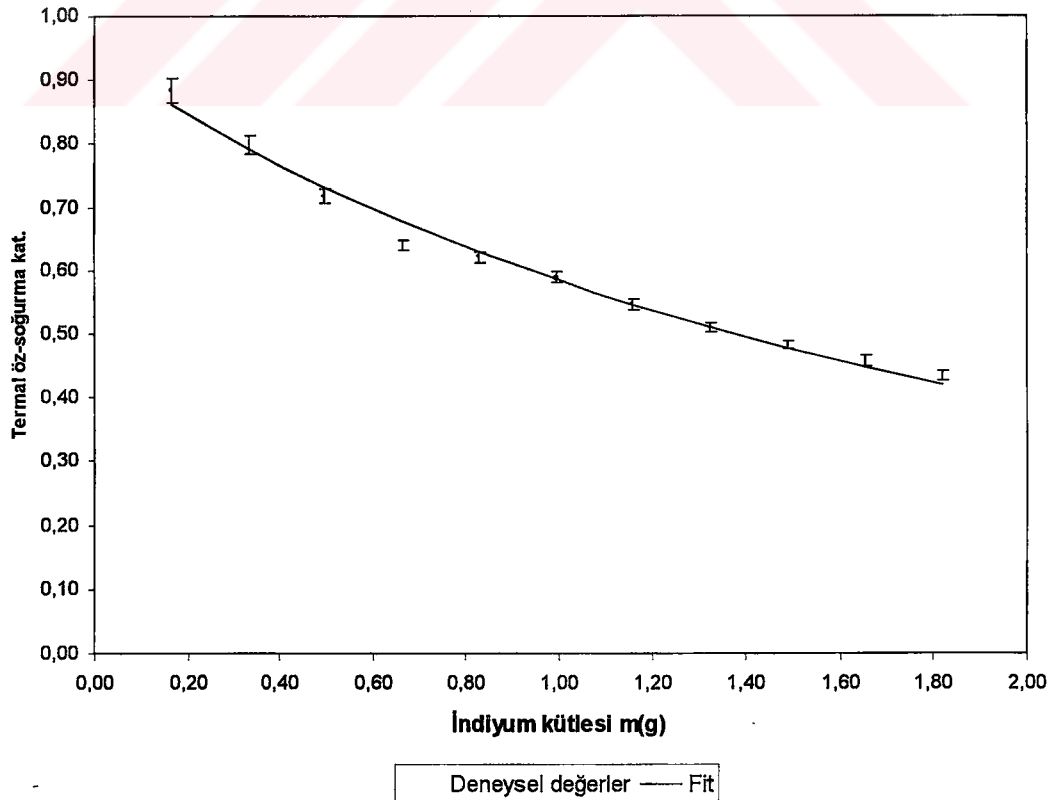
Termal nötron öz-soğurma katsayısının, incelenen In elementinin madde miktarına bağlı değerleri

$$G_{th}(fit) = a \left(\frac{1 - e^{-bm}}{m} \right) \quad (5.5)$$

fonksiyonuna fitedilmiştir. Deneysel değerler ile fit fonksiyonundan hesaplanan değerler Çizelge 5.8, 5.9, ve 5.10 'da görülmektedir.

Çizelge 5.8. 1097.30 keV pikinden elde edilen deneysel G_{th} değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $G_{th}(fit)$ değerleri

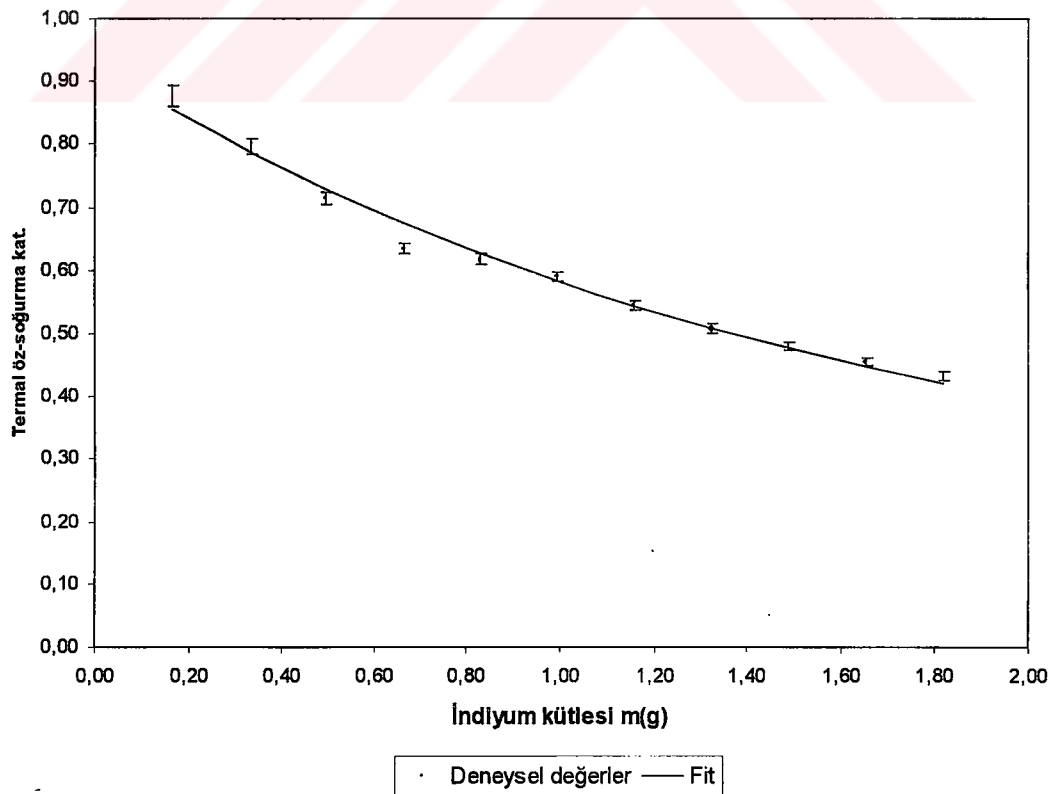
İndiyum miktarı m(g)	G_{th}	Hata($\pm$)	$G_{th}(fit)$
0,1656	0,88	0,019	0,86
0,3317	0,80	0,014	0,79
0,4965	0,72	0,011	0,73
0,6619	0,64	0,009	0,68
0,8272	0,62	0,009	0,63
0,9926	0,59	0,009	0,58
1,1580	0,55	0,008	0,54
1,3234	0,51	0,008	0,51
1,4889	0,48	0,007	0,48
1,6543	0,46	0,008	0,45
1,8198	0,43	0,008	0,42



Şekil 5.4. 1097,30 keV enerjili indiyum piki verilerine göre, termal nötron öz-soğurma katsayısının (G_{th}), In kütlesine bağlı değişimi

Çizelge 5.9. 1293,54 keV pikinden elde edilen deneysel G_{th} değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $G_{th}(fit)$ değerleri

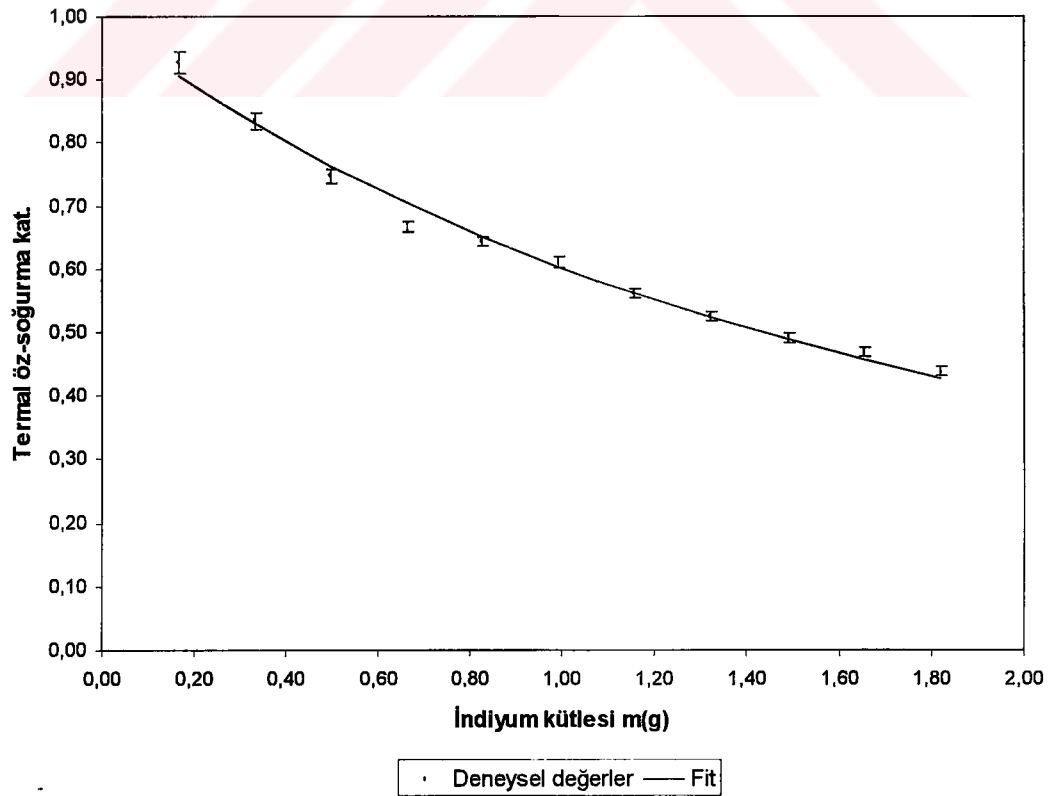
İndiyum miktarı $m(g)$	G_{th}	Hata($\pm$)	$G_{th}(fit)$
0,1656	0,88	0,016	0,85
0,3317	0,80	0,012	0,79
0,4965	0,71	0,010	0,73
0,6619	0,63	0,008	0,67
0,8272	0,62	0,008	0,63
0,9926	0,59	0,007	0,58
1,1580	0,54	0,007	0,54
1,3234	0,51	0,006	0,51
1,4889	0,48	0,006	0,47
1,6543	0,45	0,007	0,45
1,8198	0,43	0,007	0,42



Şekil 5.5. 1293,54 keV enerjili indiyum piki verilerine göre, termal nötron öz-soğurma katsayısının (G_{th}), In kütlesine bağlı değişimi

Çizelge 5.10. 416,86 keV pikinden elde edilen deneysel G_{th} değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $G_{th}(fit)$ değerleri

İndiyum miktarı m(g)	G_{th}	Hata($\pm$)	$G_{th}(fit)$
0,1656	0,93	0,017	0,90
0,3317	0,83	0,013	0,83
0,4965	0,75	0,010	0,76
0,6619	0,67	0,009	0,70
0,8272	0,64	0,008	0,65
0,9926	0,61	0,008	0,60
1,1580	0,56	0,007	0,56
1,3234	0,52	0,007	0,52
1,4889	0,49	0,006	0,49
1,6543	0,47	0,007	0,46
1,8198	0,44	0,007	0,43



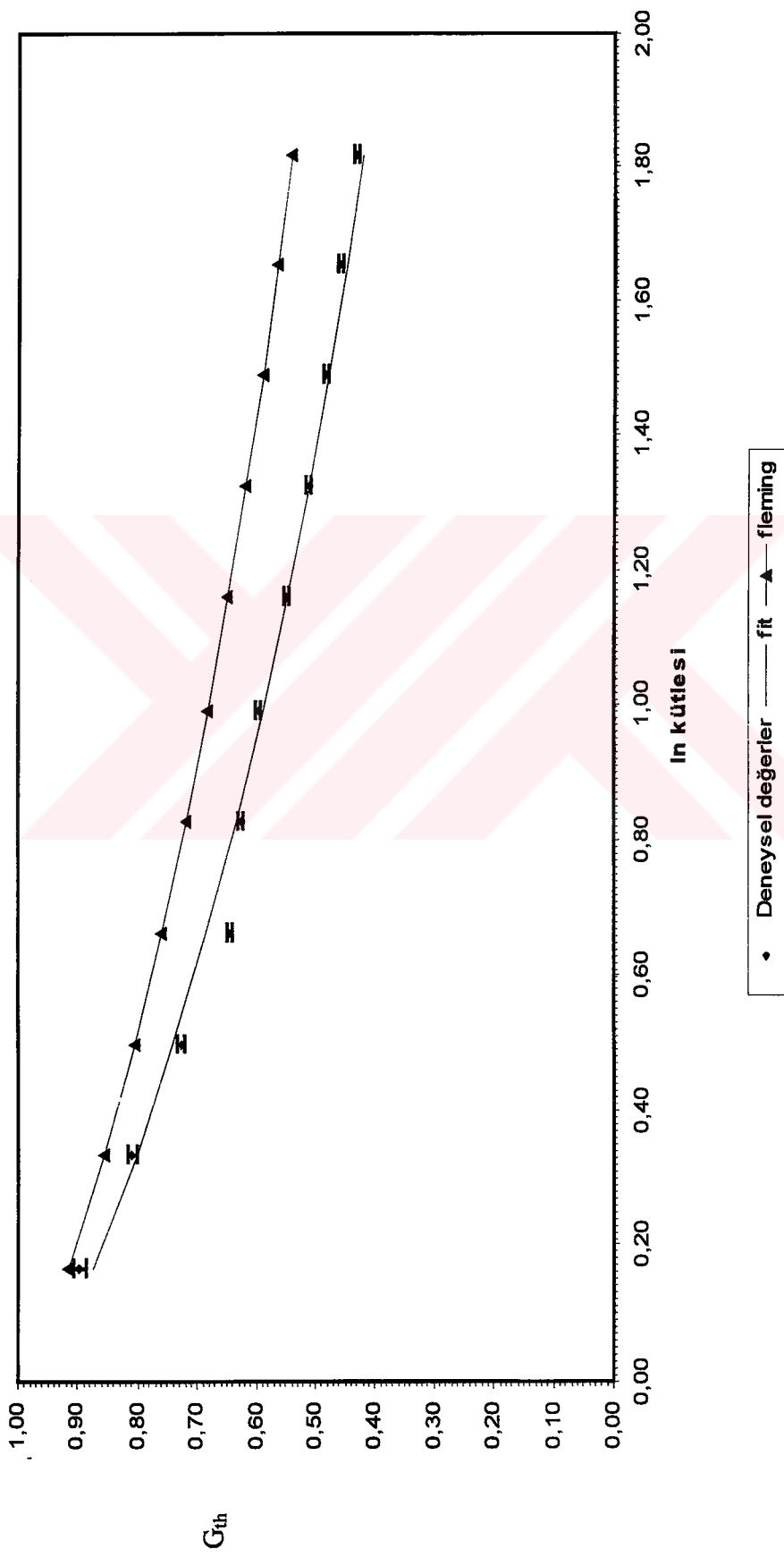
Şekil 5.6. 416,86 keV enerjili indiyum piki verilerine göre, termal nötron öz-soğurma katsayısının (G_{th}), In kütlesine bağlı değişimi

Üç farklı fotopik için, elde edilen deneysel değerler ile fit fonksiyonundan hesaplanan değerlerin, In kütlesine bağlı değişimini gösteren grafikler, Şekil 5.4, 5.5, 5.6 'da görülmektedir. Deneysel olarak bulunan G_{th} değerlerinin “Eş. 5.5” fonksiyonuna fit edilmesiyle hesaplanan $G_{th}(fit)$ değerleri üzerine çizilen fit eğrilerine ait parametreler, 1097.30, 1293.54 ve 416.86 keV'lik fotopikler için ayrı ayrı bulunmuştur(Bknz. Çizelge 5.11).

Çizelge 5.11. “Eş. 5.5” bağıntısıyla tanımlanan $G_{th}(fit)$ için fit parametreleri

İlgili pik enerjisi	Fit bağıntısı katsayıları		Standart Hata	Korelasyon katsayısı
	a	b	s	r
1097,30	0,901	1,040	0,017	0,994
1293,54	0,901	1,032	0,017	0,993
416,86	0,901	1,099	0,017	0,995

Her bir fotopik için hesaplanan G_{th} değerlerinin ağırlıklı ortalaması hesaplanarak; “Eş. 5.5” fonksiyonuna fit edilmiş ve %99 güvenilirliğe sahip netice veren bir fit fonksiyonu elde edilmiştir. Ortalama G_{th} değerleri çizelge 5.12 de verilmiştir. Şekil 5.7 de, öz-soğurma faktörü için elde edilen deneysel değerler ve fit fonksiyonunun öngördüğü değerler, ilgili numune geometrisi için Fleming'in [19] önerdiği bağıntılardan elde edilen sonuçlarla karşılaştırılarak verilmiştir. Elde edilen deneysel sonuçlar ile fit fonksiyonunun uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Fleming'in bağıntıları kullanılırken, kullanılan numunelere ait şekil parametreleri, önce sonsuz silindir (Bknz “Eş. 3.18”) ve sonsuz dilim (Bknz. “Eş. 3.16”) geometrileri için önerilen bağıntılarla değerlendirilmiş ve daha sonra “Eş. 3.19” kullanılarak bu değerlerin ortalaması alınmıştır.



Şekil 5.7. Öz soğurma faktörü- $\ln$ kütlesi ilişkisi (üç farklı pikten alınan sonuçların ağırlıklı ortalamaları bulunarak çizilmiştir).
 $S=0.017$, $r=0.994$, $a=0.898$, $b=1.062 \text{ g}^{-1}$

Çizelge 5.12 Ağırlıklı ortalamalardan elde edilen deneysel G_{th} değerleri ve bu noktalar üzerine fit edilen eğride, ilgili madde miktarına karşılık gelen $G_{th}(fit)$ değerleri

İndiyum miktarı m(g)	G_{th}	Hata($\pm$)	$G_{th}(fit)$
0,1656	0,90	0,010	0,87
0,3317	0,81	0,008	0,80
0,4965	0,73	0,006	0,74
0,6619	0,65	0,005	0,68
0,8272	0,63	0,005	0,63
0,9926	0,60	0,005	0,59
1,1580	0,55	0,004	0,55
1,3234	0,51	0,004	0,51
1,4889	0,48	0,004	0,48
1,6543	0,46	0,004	0,45
1,8198	0,44	0,004	0,42

Buna göre izotropik nötron alanında ışınlanan, silindirik numune geometrisine sahip indiyum numunesinin, bilinen bir miktarı için geçerli olan öz-soğurma faktörü

$$G_{th} = 0,898 \left(\frac{1 - e^{-1,062m}}{m} \right)$$

ifadesi ile bulunabilir. Fit fonksiyonundaki $a=0,898$ ve $b=1,062 \text{ g}^{-1}$ parametreleri indiyum elementi için geçerlidir. Farklı elementler için a ve b değerleri de farklılık gösterir. Bu parametreler, elementin soğurma tesir kesitine, atom kütlesine ve numunenin geometrisine bağlıdır.

KAYNAKLAR

1. Hoghdahl, D.T., 1962, Neutron Absorption in Pile Neutron Activation Analysis, **University of Michigan Phoneics Project**, Report no: LMPP-226-1.
2. Kruger, P., 1971, Principles of Activation Analysis, **Wiley-Interscience**, New York, P.340
3. Reynolds, S.A., Mullins, W.T., 1963, Neutron Flux Perturbation in Activation Analysis, **Int. J. Applied Radiation and Isotopes**, Vol.14, 421-425
4. Kenna, B.T., Van Domelen, B.H., 1966, Neutron Activation: Relationship of Sample Mass to Self-Shielding Factor, **International Journal of Applied Radiation and Isotopes**, Vol.17, 47-50
5. Jendl-3.2. **Japan Atomic Energy Research Institute Nuclear Data Center**. Jaeri, www.tokai.jaeri.go.jp, 22.05.2002
6. Nargolwalla, S.S., Przybylowicz, E.P., 1973, Activation Analysis with Neutron Generators, **John Willey and Sons**, New York
7. Profio, A. Edward, 1976, **Experimental Reactor Physics**, John-Wiley and Sons Newyork
8. Segre, E., Morrison, P., Feld, B.T., 1953, **Experimental Nuclear Physics**, Vol. 2
9. Alfassi, Z.B., 1994, Chemical Analysis by Nuclear Methods, **John Willey and Sons**
10. De Guarrini, F., Malaroda, R., 1971, Two Different Technique Measurements of The Neutron Spectrum of an Am-Be Source, **Nuclear Instruments and Methods**, 92, 277-284
11. De Soete, D., Gijbels, R., Hoste, J., 1972, Neutron Activation Analysis, **John Willey and Sons**, London
12. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory Upton, NY 11973-5000, www.nndc.bnl.gov, 14.05.2002
13. Lyon, W.S., 1964, Guide to Activation Analysis, **Princeton**, N.J., Van Nostrand

14. Beckurts, K.H., Wirtz, K., 1964, Neutron Physics, **Springer-Verlag OHG**, Berlin
15. Yaramış, B., 1974, Neutron Fiziği, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları, İstanbul.
16. Kushelevsky, A.p.,1994, Chemical Analysis By Nuclear Methods (edited by Z.B. Alfassi), **John Willey and Sons**, p. 19
17. Duderstadt, James J., Hamilton , Louis J. , 1976, Nuclear Reaktor Analysis. **John Wiley and Sons**, New York
18. Firestone, R.B., **Ernest O. Lawrence Berkeley National Laboratory**.
www.ie.lbl.gov/decay.html
19. Fleming, Ronald F., 1982, Neutron Self-Shielding Factors For Simple Geometries, **International Journal of Applied Radiation and Isotopes**, Vol.33, 1263-1268
20. Zweifel, P.F., 1960, Neutron Self-Shielding, **Nucleonics**, Vol.18, No:11, 174-175
21. Okada, M., 1962, Technical Notes: Approximate Empirical Formula for Self-Shielding Effect in Neutron Activation, **International Journal of Applied Radiation and Isotopes**, 13,53
22. Kamemoto, Y., 1964, Technical Notes: On the Self-Shielding Effect in Thermal Neutron Activation of Metals, **International Journal of Applied Radiation and Isotopes**, Vol.15, 447-448
23. Nisle, Robert G., 1960, Neutron Absorption Alignment Chart, **Nucleonics**, March, 86-87
24. Gilat, J., Gurfinkel, Y., 1963, Self-Shielding in Activation Analysis, **Nucleonics**, Vol.21, No:8, 143-144
25. Abramowitz, M. and Stegun, J.A., 1964, Handbook of Mathematical Functions, **U.S.Government Printing Office**, Washington D.C.
26. Case, K.M., De Hoffman, F., Placzek, G., Introduction to The Theory of Neutron Diffusion . **U.S.Government Printing Office**
27. JENDL-3.2 PLOTS & DATA CD-ROM, 1997, **Japan Energy Research Institute Nuclear Data Center**, Jaeri
28. Nuclear data(NuDat) retrieval. National Nuclear Data Center, **Brookhaven National Laboratory**, Upton N.Y. USA

29. Çetiner, M.A., Demirel, H., Demirbaş, A., Yücel, H. And Çelenk, İ., 1997, Automation Of a Pneumatic Ststem By Controlling a Microcomputer Equipped with a Custom Add On Board For Neutron Activation Analysis, **Applied Radiation And Isotopes**, 48(3),397-402
30. Karadağ, M., Yücel, H., Tan, M., Özmen, A., Measurement of Thermal Neutron Cross Sections and Resonance Integrals for $^{71}\text{Ga}(n,\gamma)^{72}\text{Ga}$ and $^{75}\text{As}(n,\gamma)^{76}\text{As}$ by using $^{241}\text{Am-Be}$ Isotopic Neutron Source. **Radiochemica Acta**(yayınlanacak).
31. Yücel, H., Çetiner, M.A., Demirel, H., 1996, Dependence of Photon Interaction Depth on Linear Attenuation Coefficient in High Pure Germanium Detectors, **Applied Radiation and Isotopes**, Vol.47, No5/6, pp.535-541
32. Canberra MCA Series 95 User's Manual, 1986, **Canberra Industries**, Meriden, CT, U.S.A.
33. El Nimr, T., et al., 1981, **J.Radioanalytical Chem.**,67(2), 421.
34. Goldstein, H., Harvey, J. H., Story, J. S., Westcott, C. H., 1961, Recommended Definitions For Resonance Integral Cross Section, **Report E.A.N.D.C.**, 12
35. J.W. Connolly, et al., **Rept. AAEC/TM 191**, 1963.
36. Tuli, Jagdish K. , 2000, Nuclear Wallet Cards, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Newyork

ÖZGEÇMİŞ

Mustafa Güray Budak, 1978 yılında Şanlıurfa'nın Birecik ilçesinde doğdu. Yüksek öğrenimini Gazi Üniversitesi Gazi Eğitim Fakültesi Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Bölümü Fizik Eğitimi Anabilim Dalı'nda tamamlayarak;1999 yılı bahar döneminde lisans diploması aldı. Aynı yıl Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans programına kaydoldu. Yine aynı yıl Gazi Eğitim Fakültesi'de araştırma görevlisi olarak göreve başladı. Halen bu göreve devam etmektedir.

