

T. C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ

TEŞEKKÜR

DEĞİŞİK AKILI BİR YAVAŞ NÖTRON KAYNAĞININ HAZIRLANMASI VE KARAKTERİSTİKLERİNİN BELİRLENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

(Fizik Anabilim Dalı - Nükleer Fizik Programı)

Ar. Gör. Rahmi KÜÇER

Danışman : Doç. Dr. Ali GİRGIN

Rahmi KÜÇER

ŞUBAT — 1990

TEŞEKKÜR

Çalışmam süresince her türlü desteği hiç bir zaman esirgemeyen çok değerli hocam Doç.Dr. Ali GİRGİN'e teşekkür ederim.

ABSTRACT

Yüksek lisans programımın gerçekleşmesinde laboratuvar imkanlarından yararlanma fırsatı veren T.A.E.K. Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim merkezi yöneticileri olmak üzere Fizik bölümü başkanı sayın Dr. H. ATASOY'a, çalışmam boyunca değerli fikirlerini, manevi destek ve yoğun ilgisini gördüğüm Doç. Dr. A. ERCAN , Dr. N. ERDURAN, ve Fizik bölümünün diğer tüm elemanlarına teşekkür ederim.

ÖZET

Çalışmalarımnda yardımlarından dolayı Nükleer Fizik Anabilim Dalı başkanı sayın Prof.Dr. Ç.BOLCAL'a, Araş.Gör. G.DAYLAN'a ve Astronomi bölümünden Astronom H.H.ESENOĞLU, Astronom H. ÇAKMAK, Araş. Gör.T.ÖZİŞİK ile Araş. Gör. M.BAŞAL'a teşekkür ederim.

Deney düzeneginin hazırlanmasındaki yardımlarından dolayı teknisyen A. TAŞKIN ve K. ÖZYOLUCU'ya teşekkür ederim.

Ayrıca yapıcı uyarıları ve değerli yardımlarından dolayı I.Ü. Fen Fakültesi Fizik Bölümü Başkanı Prof. Dr. G. Akdeniz'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

IV- TARTIŞMA

REFERANSLAR

Rahmi KÜÇER

İÇİNDEKİLER

ÖZET

ABSTRACT

I - GİRİŞ	1
II- TEORİK BİLGİ	
II- 1 : RADYOAKTİF NÖTRON KAYNAKLARI	2
II-2 : NÖTRONLARIN ENERJİLERİNE GÖRE SINIFLANDIRILMASI VE NÖTRON TEPKİLEŞİM KESİTİ	10
II-3 : NÖTRONLARIN YAVAŞLATILMASI	
II-3.1: Esnek Çarpışma	13
II-3.2: Esnek Saçılma Olasılığı	21
II-3.3: Logaritmik Enerji Azalması	24
II-4 : AKTİVASYON ANALİZ YÖNTEMİYLE NÖTRON AKISININ BELİRLENMESİ	28
III- DENEY DÜZENEĞİNİN HAZIRLANMASI VE DENEY SONUÇLARI	
III-1 : DENEY DÜZENEĞİNİN HAZIRLANMASI	32
III-2 : DENEY VE SONUÇLAR	41
IV- TARTIŞMA	56
REFERANSLAR	58

ABSTRACT

ÖZET

Two cylindrical Ra-Be (α, n) neutron sources, whose activities are $1.43 \cdot 10^9$ and $1.41 \cdot 10^9$ Bq, have been arranged as a portable laboratory source, so that the neutron beams with Aktivitesi $1.43 \cdot 10^9$ ve $1.41 \cdot 10^9$ Bq olan iki silindirik Ra-Be (α, n) nötron kaynağı, değişik akıllı termal nötron demetlerinin elde edilebildiği taşınabilir bir laboratuvar kaynağı olarak düzenlendi. Nötronlar, silindirik geometrili bir parafin ortamda yavaşlatıldı. Aynı anda farklı ve/veya eşit nötron akıllarında ışınlama yapabilmek için merkeze yerleştirilen kaynaklardan 100 mm uzaklıkta dört, 150, 200, 250, 300 mm uzaklıklarda da ikişer adet olmak üzere toplam oniki adet hol açıldı. Her bir hol için radyal doğrultudaki nötron akısı, nötron aktivasyon analizi yöntemiyle belirlendi. İnce altın ($Au-197$) levha örnekleri bu hollerde, yaklaşık 7 günlük uygun periyotlarla ışınlandı. Bu şekilde oluşan $Au-198$ 'in gamma ışınları, bir NaI dedektörüyle sayıldı. Nötron akıları $Au-198$ 'in γ -spektrumunun 0.4118 MeV'lik çizgisi kullanılarak hesaplandı. Merkeze yakın hollerde 10^3 n/cm²s mertebesindeki akı yoğunluğu belirlenmekle birlikte, dış hollerde nötron akılarının belirlenebilmesi için yeterli bir istatistiksel bilgi sağlanamadı.

Although, a value of the order of 10^3 n/cm²s was obtained for the holes in the nearest holes to the center, it can not be achieved a satisfactory statistic for the outer holes.

ABSTRACT

Two cylindrical Ra-Be (α, n) neutron sources, whose activities are $1.43 \cdot 10^9$ and $1.41 \cdot 10^9$ Bq, have been arranged as a portable laboratory source, so that the neutron beams with different fluxes can be obtained. The neutrons have been slowed down in a paraffin block in cylindrical geometry. Totally 12 vertical holes have been bored in order to irradiate the sample by the neutron with different and low same fluxes and the same time. The innermost four holes are located in equal radial distance of 100 mm from the sources at the center. Each pair of the other holes are also concentric in distances of 150, 200, 250 and 300 mm from the center. The neutron flux in the radial direction for some of these holes has been determined by the method of neutron activation analysis. The samples of this gold foils (Au-197) in these holes have been irradiated during reasonable periods of about 7 days.

The γ rays from Au-198 produced in each hole have been detected by means of a NaI(Tl) scintillation dedector. The neutron fluxes have been calculated from the 0,4118 MeV line of Au-198.

Although, a value of the order of 10^9 n / cm² s was obtained for the fluxes in the nearest holes to the center, it can not be achieved a satisfactory statistic for the outer holes.

I- G İ R İ Ş

1932 yılında Chadwick tarafından bulunan ve kütlesi yaklaşık olarak protonun kütlesine eşit olan nötron, çekirdeğin temel yapı taşlarından biridir. Serbest halde kararsız bir tanecik olan nötron, madde ile herhangi bir etkileşimde bulunmadığı zaman 12.8 dakikalık bir yarı-ömürle bir elektron ve bir de nötrino fırlatarak bir hidrojen atomu çekirdeğine (protona) dönüşür. (A. Y. ÖZEMRE- 1969)



Yüksüz bir tanecik olan nötron doğada serbest halde bulunmaz. Bu nedenle (α, n) (γ, n) (p, n) (d, n) ($n, 2n$) v. b tepkileşimler yoluyla yapay olarak elde edilir . Bunlardan (α, n) ve (γ, n) tepkileşimlerine ait nötron kaynaklarına, radyoaktif nötron kaynakları denilmektedir. (B. YARAMIŞ- 1974, J. B. MARION- 1960, F. YENİÇAY-1964) Çünkü bu tepkileşimlerde bir mermi tanecik olarak etki eden alfa tanecikleriyle γ -ışınları, doğal çekirdek bozunmalarından elde edilirler. Nötron üretiminde kullanılan diğer tepkileşimlerde ise mermi tanecikler, yüklü tanecik hızlandırıcıları veya reaktörlerden elde edilirler. (A. N. BİLGE -1985, B. YARAMIŞ- 1974, J. B. MARION - 1960)

Bu çalışmada, laboratuvar nötron kaynakları arasında özel bir yeri olması nedeniyle, I.Ü Fen Fakültesi Fizik Bölümü 'ndeki iki Ra-Be (α, n) nötron kaynağı , farklı ve/ veya eşit akıllı nötron demetinin elde edilebildiği taşınabilir bir laboratuvar kaynağı olarak yeniden düzenlendi. Böylece birden fazla örneğin aynı anda, farklı ve/ veya eşit akıllı nötronlarla ışınlanma olanağı sağlandı.

Sayım işlemleri, T.C. Başbakanlık Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Fizik Bölümü laboratuvarlarında yapıldı.

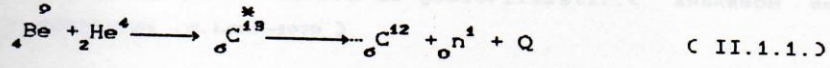
II-TEORİK BILGI

II.1. RADYOAKTİF NÖTRON KAYNAKLARI

Bu kaynaklar, nötron üretim teknolojisindeki hızlı gelişmelere karşın, bu konudaki önemlerini halen korumaktadırlar. Radyoaktif nötron kaynakları küçük boyutlu, taşınabilir ve sabit verimli olmaları yanında özel bir bakıma gerek göstermemeleri nedeniyle önem taşırlar. Bu kaynaklar, genellikle diffüzyon (saçılma) ve absorpsiyon (soğurma) kesitlerinin belirlenmesinde, nötronların çeşitli ortamlarda yavaşlatılması ve diffüzyonu gibi araştırmalarda da kullanılırlar. Radyoaktif nötron kaynakları çeşitli tepkileşimlerdeki nötron akısının tayininde primer (birincil) veya sekonder (ikincil) standart kaynak olarak, aynı zamanda nötron dedektörlerinin kalibrasyonu ve bu dedektörlerin karşılaştırılmalarında standart nötron kaynağı olarak kullanılmaktadırlar. (J. B. MARION-1960, B. YARAMIŞ-1974) Bu çalışmanın esasını oluşturduğundan burada sadece (α, n) nötron kaynaklarına değinilecektir.

(α, n) nötron kaynaklarında mermi tanecik olarak etki eden α -tanecikleri, α -bozunması yapan doğal kararsız çekirdeklerden elde edilirler. Nötronlar ise, bozunma sonucu yayınlanan α -taneciklerinin, hedef olarak seçilen hafif çekirdeklerle tepkileşimleri sonunda yayınlanırlar. Ancak bu tepkileşimlerde verim çok düşük olduğundan, nötron kaynağı yapımında α -kaynaklarının sayısı oldukça sınırlıdır. Tepkileşimlerde hedef çekirdek olarak berilyum, bor, karbon gibi hafif çekirdekler kullanılır. Bunlar arasında en iyi nötron

verimi, berilyum çekirdekleri ile olan tepkileşimlerde elde edilir. (G. LENN, F. KNOLL - 1979). Tepkileşim denklemi



şeklinde dir. Bu tepkileşimdeki Q tepkileşim enerjisi ise

$$\begin{aligned} {}^9_4\text{Be} &= 9,0121825 \text{ akb} & {}^4_2\text{He} &= 4,002603 \text{ akb} \\ {}^{12}_6\text{C} &= 12,000000 \text{ akb} & {}^1_0\text{n} &= 1,0086645 \text{ akb} \\ c &= 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m sn}^{-1} & 1 \text{ akb} &= 931,5016 \text{ Mev} \end{aligned}$$

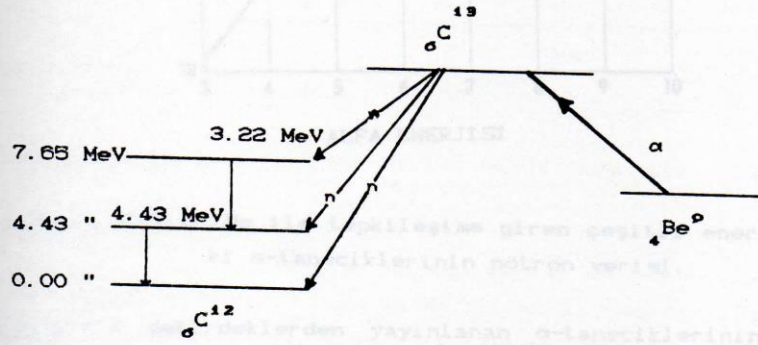
(JAGAISH K. TULI - 1985)

değerleri göz önüne alınarak (II.1.1) eşitliğinden

$$9,0121825 + 4,002603 \longrightarrow 12,000000 + 1,0086645 + Q / c^2$$

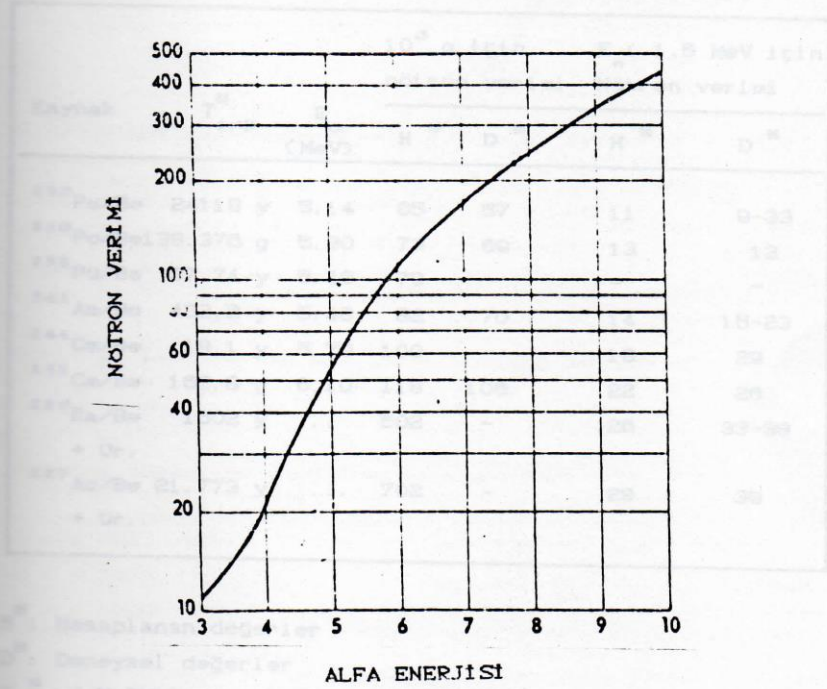
$Q = (6,121 \cdot 10^{-3} \text{ akb}) c^2$ ve $Q = 5,7017 \text{ Mev}$ olarak bulunur.

Tepkileşime ilişkin bozunma şeması Şekil-II.1.1. de verilmiştir. (J. B. MARION-1960, B. YARAMIS - 1974)



Şekil-II.1.1 : ${}^{13}_6\text{C}$ nin ${}^9_4\text{Be}$ (α, n) tepkileşimi ile elde edilen kısmi enerji seviyeleri

Çeşitli enerjilerdeki α -tanecikleri ile berilyum çekirdeklerinin yaptıkları tepkileşimler için nötron veriminin değişimi de Şekil- II.1.2 de gösterilmiştir. (ANDERSON and S HERTZ-1971 , G. LENN-1979)



Şekil II.1.2 :Be ile tepkileşime giren çeşitli enerjilerdeki α -taneciklerinin nötron verimi.

Kararsız çekirdeklerden yayınlanan α -taneciklerinin büyük çoğunluğu hedefte durdurulduğundan, bunlardan yaklaşık 10^{-4} 'ü berilyum ile tepkileşim verir. Be (α ,n) tepkileşimlerin-

de kullanılan bazı α -yayınlayıcılarına ait bilgiler Tablo-II.1.1. de verilmiştir. (ANDERSON and HERTZ-1971 , GEIGER and VAN DER ZWAN - 1975 , G. LENN, F. NOLL - 1979)

Tablo-II.1.1 Be(α ,n) Nötron Kaynaklarının özellikleri

Kaynak	$T_{1/2}^*$	E_{α} (MeV)	10^6 α için nötron verimi		$E_n < 1,5$ MeV için Nötron verimi	
			H *	D *	H *	D *
$^{239}\text{Pu/Be}$	24119 y	5.14	65	57	11	9-33
$^{210}\text{Po/Be}$	138.376 g	5.30	73	69	13	12
$^{238}\text{Pu/Be}$	87.74 y	5.48	79	-	-	-
$^{241}\text{Am/Be}$	432.2 y	5.48	82	70	14	15-23
$^{244}\text{Cm/Be}$	18.1 y	5.79	100	-	18	29
$^{242}\text{Cm/Be}$	162.8 g	6.10	118	106	22	26
$^{226}\text{Ra/Be}$	1602 y	...	502	-	26	33-38
+ Ür.						
$^{227}\text{Ac/Be}$	21.773 y	...	702	-	28	38
+ Ür.						

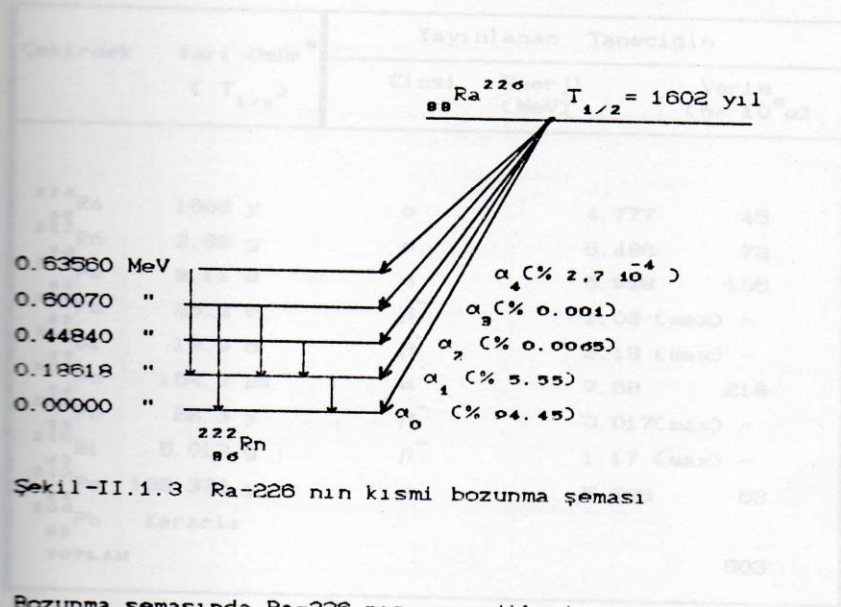
H*: Hesaplanan değerler

D*: Deneysel değerler

$T_{1/2}^*$: J.K.TULI nin "Nuclear Wallet Cards" ına göre yeniden düzenlenmiştir.

Tablodan da görüldüğü gibi nötron verimi en büyük olan nötron kaynaklarından biri de Ra-Be nötron kaynağıdır. Bu kaynakta α -yayınlayıcısı olarak kullanılan Ra-226, Ra elementinin, bolluğu en büyük olan izotoplarından biridir ve Uranyum ($4n + 2$) serisinin bir üyesidir. (I. KAPLAN-1965) Ya-

rılanma süresi 1602 yıl olan Ra-226'nın kısmi bozunma şeması. Şekil-II.1.3. verilmiştir. (C.M. LEDEKER - 1978)



Şekil-II.1.3 Ra-226'nin kısmi bozunma şeması

Bozunma şemasında Ra-226'nin, enerjileri

$\alpha_0 = 4.7845$ MeV	$\alpha_1 = 4.6015$ MeV
$\alpha_2 = 4.3435$ "	$\alpha_3 = 4.1945$ "
$\alpha_4 = 4.1635$ "	

olan beş grup α -ışını yayınladığı görülmektedir. Zincirin daha sonraki üyelerinden bazıları da birer α -yayınlayıcısı olduklarından (Tablo-II.1.2), bu çekirdeklerden yayınlanan α -tanecikleri de nötron üretiminde etkili olurlar. Ra-226 ve onun ürünlerinden elde edilen α -tanecikleri için Şekil-II.1.1 hesaplanan nötron verimleri Tablo-II.1.2 de verilmiştir. (ANDERSON and HERTZ-1975 - G. LENN-1979)

Tablo-II.1.2 :Ra-Be kaynağı için Şekil-II.1.1 den elde edilen nötron verimleri.

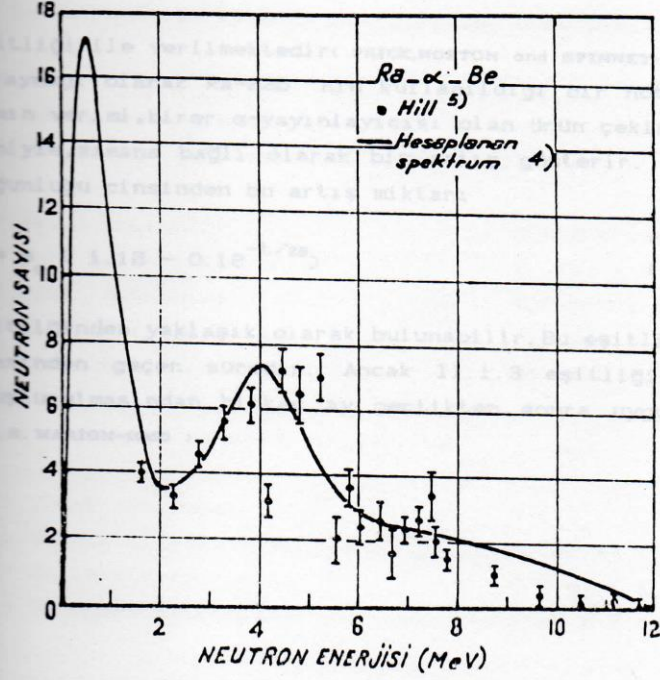
Çekirdek	Yarı-Ömür* ($T_{1/2}$)	Yayınlanan Taneciğin		
		Cinsi	Enerji (MeV)	Verim (n/10 ⁶ α)
²²⁶ Ra	1602 y	α	4.777	45
²²² Rn	3.82 g	α	5.486	72
²¹⁸ Po	3.11 d	α	5.998	105
²¹⁴ Pb	26.8 d	β ⁻	1.03 (max)	-
²¹⁴ Bi	19.9 d	β ⁻	3.18 (max)	-
²⁰⁴ Po	164.3 μs	α	7.68	218
²¹⁰ Pb	22.3 y	β ⁻	0.017(max)	-
²¹⁰ Bi	5.013 g	β ⁻	1.17 (max)	-
²¹⁰ Po	138.376 g	α	5.298	62
²⁰⁶ Pb	Kararlı			
TOPLAM				502

* Yarı ömürler F.K.Tuli'nin "Nuc. W. Cards" ına göre yeniden düzenlenmiştir.

II.1.1 eşitliğindeki tepkileşim enerjisi ile tepkileşimin oluşmasını sağlayan α-taneciklerinin enerjileri, tepkileşim sonunda oluşan nötronlarla, C-12 ürün çekirdeklerinin kinetik enerjilerini oluştururlar. Tepkileşim sonunda yayınlanan nötronun en büyük enerjisi de, hedef çekirdek üzerine gelen en büyük enerjili α-taneciğinin enerjisi ile tepkileşim enerjisinin toplamına eşittir. En büyük enerjili α-taneciği ise Uranyum serisinin bir üyesi olan Po-214 çekirdeğinden yayınlandığından en büyük nötron enerjisi

$$E_0 = 5.7017 + 7.68 = 13.3817 \text{ MeV}$$

olarak bulunur. (G. MARCUS-1962) Ra-Be nötron kaynağından yayınlanan nötronlar $0 \leq E_n < 13.3817$ MeV lik bir enerji aralığında sürekli spektrum gösterirler. (Şekil-II.1.4)



Şekil-II.1.4 : Ra-Be (α, n) kaynağının nötron spektrumu

Şekilden de görüldüğü gibi nötron verimi, 1.0 ve 4.0 MeV enerjili nötronlar için iki maksimum gösterir. Ra-Be nötron kaynaklarının nötron veriminin belirlenmesinde kullanılan yaklaşımlardan birisi de

$$\text{Verim} = \left\{ 1.7 \cdot 10^7 \frac{\text{Be kütlesi}}{\text{Be kütlesi} + \text{RaBr}_2 \text{ kütlesi}} \right\} n/sn/g$$

(II.1.2)

II.2. NÖTRONLARIN ENERJİLERİNE GÖRE SINIFLANDIRILMASI VE
 eşitliği ile verilmektedir (PRICE, HORTON and SPINNEY-1957).
 α-kaynağı olarak Ra-226 'nın kullanıldığı bir nötron kayna-
 ğının verimi, birer α-yayınlayıcısı olan ürün çekirdekler ne-
 deniyle, zamana bağlı olarak bir artış gösterir. Nötron akı
 yoğunluğu cinsinden bu artış miktarı

$$\phi = \phi_0 (1.12 - 0.12^{-t/28})$$

0 < E < 1000 eV
 1 KeV < (II.1.3)
 500 KeV < E < 10 MeV
 eşitliğinden yaklaşık olarak bulunabilir. Bu eşitlikte t, yıl
 cinsinden geçen süredir. Ancak II.1.3 eşitliği, kaynağın
 oluşturulmasından birkaç ay geçtikten sonra uygulanabilir.

(J. B. MARION-1960)

1) Soğuk nötronlar	0 < E < 0.002 eV
2) Termal (Isıl) nötronlar	0.002 eV < E < 0.5 eV
3) Epitermal nötronlar	0.5 eV < E < 1000 eV
4) Hızlı nötronlar	1 eV < E < 100 MeV

II.2.1. Nötronların Enerjilerine Göre Sınıflandırılması
 I. KAPLAN-1960,2 YARAHİÇ
 Bir Ra-226 nötron kaynağından çıkan nötronların büyük
 bir kısmı hızlı nötronlar olduğundan, bunların termal enerji
 bölgesine kadar yavaşlatılmaları ancak çarpıcılar yoluyla
 olur. Çok hızlı nötronlar da ancak olumsuz çarpıcılar ile
 yavaşlatılırlar.

II.2. NÖTRONLARIN ENERJİLERİNE GÖRE SINIFLANDIRILMASI VE NÖTRON TEPKİLEŞİM KESİTİ

II.2A-Nötronların Kinetik Enerjilerine Göre Sınıflandırılması

Bir nötron kaynağından yayınlanan nötronlar, kinetik enerjilerine göre şu şekilde sınıflandırılırlar:

a) Yavaş nötronlar	$0 < E < 1000 \text{ eV}$
b) Orta hızlıdaki nötronlar	$1 \text{ KeV} < E < 500 \text{ KeV}$
c) Hızlı nötronlar	$500 \text{ KeV} < E < 10 \text{ MeV}$
d) Çok hızlı nötronlar	$10 \text{ MeV} < E < 50 \text{ MeV}$
e) Ultra hızlı nötronlar	$50 \text{ MeV} < E$

Yavaş nötronlar da kendi aralarında

1°) Soğuk nötronlar	$0 < E < 0.002 \text{ eV}$
2°) Termik (Isıl) nötronlar	$0.002 \text{ eV} < E < 0.5 \text{ eV}$
3°) Epitermik nötronlar	$0.5 \text{ eV} < E < 1000 \text{ eV}$
4°) Rezonans nötronlar	$1 \text{ eV} < E < 100 \text{ eV}$

şeklinde sınıflandırılabilirler. (I. KAPLAN-1965, B. YARAMIŞ

-1974) Bir Ra-Be nötron kaynağından çıkan nötronların büyük bir kısmı hızlı nötronlar olduğundan, bunların termal enerji bölgesine kadar yavaşlatılmaları esnek çarpışmalar yoluyla olur. Çok hızlı nötronlar da esnek olmayan çarpışma ile yavaşlatılırlar.

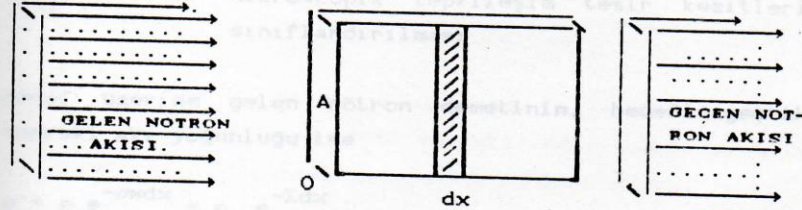
II.2B. Nötron Tepkileşim Kesiti

Bir nötronun bir çekirdekle etkileşerek herhangi bir tepkileşime yol açma olasılığına, tepkileşim kesiti denir. N çekirdek / cm^3 yoğunluklu ve tek tip çekirdeklerden oluşan bir hedef içinde, bir yüzeyinin alanı A , kalınlığı dx olan hedef kesitindeki her bir çekirdeğin R yarıçaplı bir küre şeklinde olduğu ve kesitin içindeki çekirdeklerin birbirlerini gölgelemeyecek kadar ince olduğu varsayılırsa tepkileşim kesiti (σ)

$$\sigma = \pi R^2$$

(II.2B.1)

dir. (D. J. HUGHES- 1953, I. KAPLAN- 1965, F. YENİÇAY- 1964)
Tepkileşim kesiti birimi "barn" ($1b = 10^{-24} \text{cm}^2$) dir.
 A yüzeyi $x=0$ noktasında, hızları v , cm^3 'teki nötron sayısı n olan nötron hüzmesine dik olarak yerleştirilmiştir. (Şekil-II.2B 1) (A. Y. ÖZEMRE-1969, S. GLASSTONE, M. C. EDLUND-1962, S. E. LIVERHANT-1960, D. J. HUGHES-1953)

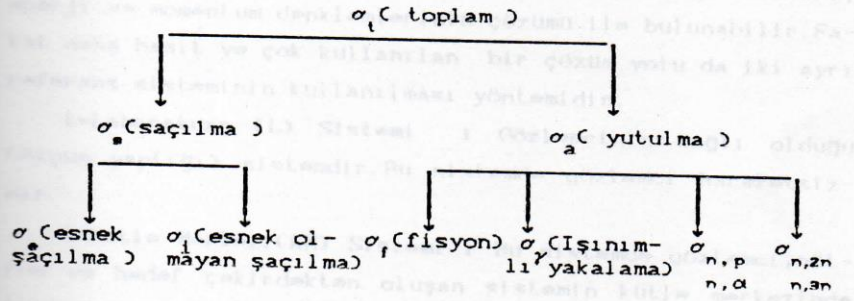


Şekil-II.2B.1

Hedefe gelen bir nötronun, hedef içindeki bir dx kalınlığından geçerken herhangi bir çekirdekle "çarpışma" (etkileşme) olasılığı, " mikroskopik tepkileşim kesiti " adı verilen bir büyüklükle ölçülür. Mikroskopik tepkileşim kesiti (σ) ise

$$\sigma = \frac{R A}{(n v)(C N A dx)} = \frac{R}{(n v)(C N dx)} \quad (\text{II.2B.2})$$

eşitliğiyle verilir. Burada R hedefin, nötron demetine dik olan birim yüzeyinde 1 sn de meydana gelen tepkileşim sayısı; $(C N A dx)$, kalınlığı dx olan A.dx hacim elemanındaki çekirdek sayısı, $(n v)$ ise nötron akı yoğunluğudur (I. KAPLAN-1963, D. J. HUGHES-1953) Nötronların, hedef çekirdeklerle yaptığı değişik tepkileşimler için mikroskopik tepkileşim kesitleri de farklılık gösterir. (Şekil-II.2B.2) (S. GLASS-TONE, M. C. EDLUND-1962, S. E. LIVERHANT-1960)



Şekil-II.2B.2. Mikroskopik tepkileşim tesir kesitlerinin sınıflandırılması

Hedef üzerine gelen nötron demetinin, hedefi geçtikten sonraki akı yoğunluğu ise

$$p = p_0 e^{-\sigma n dx} = p_0 e^{-\Sigma dx} \quad (\text{II.2B.3})$$

eşitliği ile verilir. Σ , makroskopik tepkileşim kesitidir. Herhangi bir tepkime için mikroskopik tepkileşim kesiti (σ), nötronların enerjilerine bağlı olarak değişir (I. KAPLAN-1963, D. J. HUGHES-1953)

II. 3. NÖTRONLARIN YAVAŞLATILMASTI

II. 3.1- Esnek Çarpışma

Nötron kaynaklarında üretilen yüksek enerjili nötronların yavaşlamaları nötronların, yavaşlatıcı ortamın (moderatörün) atom çekirdekleriyle esnek çarpışmalar yaparak, her bir çarpışmada enerjilerinin bir kısmını kaybetmesiyle gerçekleşir. Kinetik enerji ve momentum korunumunun geçerli olduğu ve bilardo toplarının çarpışmalarına benzeyen bu olaya " esnek çarpışma" adı verilir. (A. Y. ÖZEMRE- 1990) Nötronların her bir çarpışmada kaybettikleri enerji miktarı, enerji ve momentum denklemlerinin çözümü ile bulunabilir. Fakat daha basit ve çok kullanılan bir çözüm yolu da iki ayrı referans sisteminin kullanılması yöntemidir.

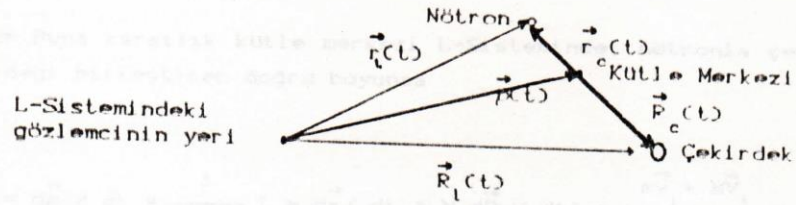
1-Labaratuar (L) Sistemi : Gözlemcinin bağlı olduğu (ölçüm yaptığı) sistemdir. Bu sistemde gözlemci hareketsizdir.

2-Kütle Merkezi(KM) Sistemi : Bu sistemde gözlemci, nötron ve hedef çekirdekten oluşan sistemin kütle merkezinde hareketsiz olarak bulunur. Fakat gözlemci, L-Sistemine göre hareketlidir.

Gözlemcinin bir L-Sisteminde bulunması halinde, herhangi bir t anında nötronun konumu $\vec{r}(t)$ ve çekirdeğin konumunu da $\vec{R}(t)$ vektörleri ile gösterilirse sistemin kütle merkezi, m nötronun kütlesi ve M de çekirdeğin kütlesi olmak üzere

$$\vec{r}(t) = \frac{m\vec{r}_L(t) + M\vec{R}_L(t)}{M + m} \quad (II. 3.1)$$

vektörüyle tanımlanan bir konumda bulunur. (Şekil-II.3.1)
 (John R. LAMARSH)



Şekil-II.3.1

Buna göre bir nötron ve bir çekirdeğin KM-Sistemindeki koordinatları sırasıyla ;

$$\vec{r}_c(t) = \vec{r}_n(t) - \vec{r}_l(t) \quad (II.3.2)$$

$$\vec{R}_c(t) = \vec{R}_l(t) - \vec{r}_l(t) \quad (II.3.3)$$

eşitlikleriyle tanımlanabilirler. Gözlemci , seçilen başlangıç noktasından çekirdek ve nötronu izlediğinde, çekirdeğin çarpışmadan önceki hızı, başka bir deyişle çekirdeğin L-Sistemindeki hızı;

$$\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt} \quad (II.3.4)$$

olur. Fakat çekirdek başlangıçta hareketsiz olduğundan $\vec{V}_l = 0$ dir. L-Sisteminde sabit bir hızla çekirdeğe doğru hareket eden nötronun hızı ise;

$$\vec{v}_l = d\vec{r}_l / dt \quad (\text{II.3.5})$$

olur. Buna karşılık kütle merkezi L-Sisteminde, nötronla çekirdeği birleştiren doğru boyunca

$$\vec{v}_o = d\vec{\rho} / dt = \frac{1}{M+m} [m d\vec{r} / dt + M d\vec{R} / dt] = \frac{m\vec{v}_l + M\vec{V}_l}{M+m}$$

sabit hızıyla çekirdeğe yaklaşır. $\vec{V}_l = 0$ olduğundan

$$\vec{v}_o = m\vec{v}_l / (M+m) \quad (\text{II.3.6})$$

şeklinde yazılabilir. (II.3.2) ve (II.3.3) denklemleri hızlar cinsinden

$$\vec{v}_c = d\vec{r}_c / dt = d\vec{r}_l / dt - d\vec{\rho} / dt = \vec{v}_l - \vec{v}_o = M\vec{v}_l / (M+m) \quad (\text{II.3.7})$$

$$\vec{V}_c = d\vec{R}_c / dt = d\vec{R}_l / dt - d\vec{\rho} / dt = \vec{V}_l - \vec{v}_o = -M\vec{v}_l / (M+m) \quad (\text{II.3.8})$$

şeklinde yeniden yazılabilirler. Buradan da görüldüğü gibi kütle merkezi \vec{v}_o hızıyla hareketsiz olan çekirdeğe doğru yaklaştığından, kütle merkezi üzerinde duran gözlemci de çekirdeğin, $-\vec{v}_o$ hızıyla kendisine doğru yaklaştığını sanır.

Ayrıca K.M.Sisteminde çarpışmadan önce toplam momentum sıfır olduğundan

$$\vec{p}_c = m\vec{v}_c + M\vec{V}_c = m \frac{M}{M+m} \vec{v}_l - M \frac{m}{M+m} \vec{v}_l = 0 \quad (\text{II.3.9})$$

eşitliği geçerlidir.

L. Sisteminde \vec{v}_l hızı ile gelen nötron, çekirdekle yaptığı esnek çarpışma sonunda geliş doğrultusu ile bir ψ açısı altında \vec{v}_l' hızı ile saçılır. Çarpışmadan önce hareketsiz kabul edilen çekirdek te, nötronun geliş doğrultusu ile belirli bir açı yaparak \vec{V}_l' hızı ile saçılır. (Şekil-II.3.2)
(S. GLASSTONE, M. C. EDLUND-1962, S. E. LIVERHANT-1960, A. Y. ÜZEMRE-1960, J. R. LAMARH-1966)

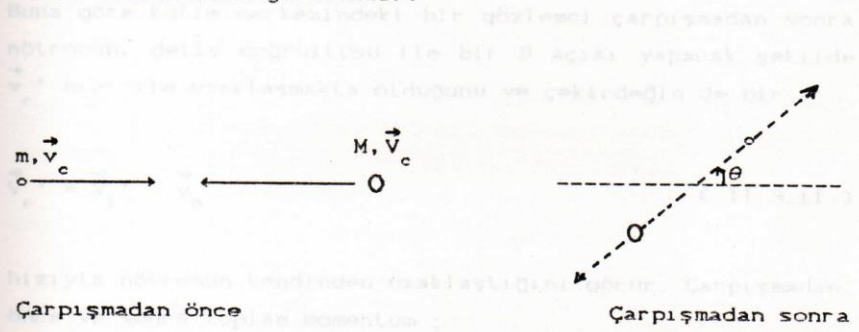


Şekil-II.3.2

Esnek çarpışmada nötron ve çekirdek üzerine herhangi bir dış kuvvet etki etmediği için, Newton'un ikinci yasasına göre nötron ve çekirdeğin toplam momentum vektörü değişmeyecektir (Momentumun korunumu). Ayrıca çarpışma sırasında kütle kaybı olmadığı için kütle-enerji korunumu yasasına göre toplam kinetik enerji de değişmez. (Kinetik enerji korunumu) Öte yandan esnek çarpışmada kütle merkezi üzerine herhangi bir dış kuvvet etki etmediği için kütle merkezinin hız vektörü, çarpışma sonunda değişmeden kalır. Buna göre L. Sisteminden bakıldığında, kütle merkezi esnek çarpışmadan sonra da aynı \vec{v}_0 hızıyla, geliş doğrultu ve yönünde hareket

edecektir. Kısaca, L-Sisteminde kütle merkezinin saçılmadan önceki \vec{v}_0 hızı çarpışma sonunda değişmez.

K.M.Sisteminde bulunan bir gözlemciye göre çarpışmadan önce toplam momentum sıfır olduğundan, momentumun korunumu yasasına göre çarpışmadan sonra da sıfır olmalıdır. Çarpışmadan sonra momentumun hiç bir bileşeni olmayacağına göre, K.M.deki gözlemci çarpışmadan sonra nötron ile çekirdeğin, kendisinin de bulunduğu bir doğru üzerinde ve zıt yönlerde hareket ettiklerini göreceklerdir.



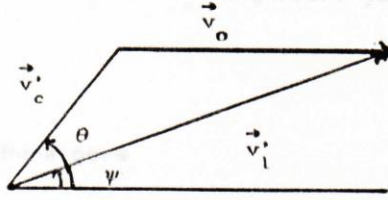
Şekil-II.3.3

Esnek çarpışmada kütle merkezinin L-Sistemindeki hızı (\vec{v}_0) değişmediğine göre, K.M Sisteminde nötronun esnek çarpışma sonundaki hızı

$$\vec{v}'_c = \vec{v}'_l - \vec{v}_0 \quad (II.3.10)$$

olur. Böylece K.M.Sisteminde nötronun esnek çarpışmadan sonraki hareket doğrultusu ile çarpışmadan önceki geliş doğrultusu arasındaki θ açısı, L-Sistemindeki saçılma açısından daha büyük olmaktadır. Bu durum Şekil-II.3.4 teki vektör

diyarğaramında görölmektedir. (S. E. LIVERHANT-1960, S. GLASS-TONE-1962, J. R. LAMARSH-1966, I. KAPLAN-1968)



Şekil-II.3.4

Buna göre kütle merkezindeki bir gözlemci çarpışmadan sonra nötronun, geliş doğrultusu ile bir θ açısı yapacak şekilde \vec{v}_c' hızı ile uzaklaşmakta olduğunu ve çekirdeğin de bir

$$\vec{v}_c' = \vec{v}_1' - \vec{v}_0 \quad (II.3.11)$$

hızıyla nötronun kendinden uzaklaştığını görür. Çarpışmadan önce ve sonra toplam momentum ;

$$m\vec{v}_c - M\vec{V}_c = m\vec{v}_c' - M\vec{V}_c' = 0 \quad (II.3.12)$$

olduğundan sırasıyla

$$\vec{v}_c = \frac{M}{m} \vec{V}_c \quad (13) \quad \text{ve} \quad \vec{v}_c' = \frac{M}{m} \vec{V}_c' \quad (II.3.13)$$

bulunur. K.M.Sistemi için kinetik enerji korunumu ;

$$\frac{1}{2} m v_c^2 + \frac{1}{2} M V_c^2 = \frac{1}{2} m v_c'^2 + \frac{1}{2} M V_c'^2 \quad (II.3.14)$$

şeklinde yazılır ve \vec{v}_c ile \vec{v}_c' değerleri yerlerine yazılarak

$$\vec{V}_c = \vec{V}_c' \quad (\text{II.3.15})$$

olduğu görülür. Buna göre

$$\vec{v}_c = \frac{M}{m} \vec{V}_c = \frac{M}{m} \vec{V}_c' = \vec{v}_c' \quad \text{veya} \quad \vec{v}_c = \vec{v}_c' \quad (\text{II.3.16})$$

dür.

Böylece kütle merkezinde bulunan bir gözlemci, esnek çarpışmadan sonra nötron ve çekirdeğin sadece hareket yönlerinin değiştiğini, hızlarının ise değişmediğini görür.

Şekil-II.3.4 e kosinüs teoremi uygulanırsa

$$v'^2 = v_c'^2 + v_o'^2 + 2v_o'v_c'\cos\theta \quad (\text{II.3.17})$$

olur. Bu eşitlikte \vec{v}_c' ile \vec{v}_o' ın (II.3.16) ve (II.3.6) eşitlikleriyle verilen değerleri de yerlerine konursa

$$v_l'^2 = \frac{M^2 + 2mM\cos\theta + m^2}{(M + m)^2} v_l^2 \quad (\text{II.3.18})$$

bulunur. Böylece bir nötronun, çarpışmadan önce ve çarpışmadan sonraki kinetik enerjileri arasındaki oran

$$\frac{E}{E_o} = \frac{M^2 + 2mM\cos\theta + m^2}{(M + m)^2} \quad (\text{II.3.19})$$

$M = A$ ve $m = 1$ alınırsa (II.3.19) eşitliği

$$\frac{E}{E_0} = \frac{A + 2A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2} \quad (\text{II.3.20})$$

olarak elde edilir.

$$\alpha = (A - 1 / A + 1)^2 \quad (\text{II.3.21})$$

olmak üzere

$$E/E_0 = 1/2 [(1+\alpha) + (1-\alpha) \cos \theta] \quad (\text{II.3.22})$$

şeklinde de yazılabilir. (S. GLASSTONE, M. C. EDLUND-1962, S. F. LIVERHANT-1960, A. Y. ÖZEMRE-1960) (II.3.21) eşitliğinde $\theta=0$ hali nötronun çekirdeği sıyrıp geçmesine karşılık gelir. Bu durumda nötronun enerji kaybı en küçük, E/E_0 oranı ise en büyük değerini alır ve (II.3.22) eşitliğinden

$$(E/E_0)_{\max} = 1 \text{ veya } E_{\max} = E_0$$

bulunur. Bu sonuç, nötronun çarpışma sonunda enerji kaybına uğramadığını gösterir.

$\theta=180^\circ$ hali ise nötronun geri saçılmasına karşılık gelir. Kafa kafaya çarpışma olarak bilinen bu çarpışmada nötronun enerji kaybı en büyük değerini, E/E_0 oranı ise en küçük değerini alır. Böylece

$$(E/E_0)_{\min} = \alpha \text{ veya } E_{\min} = \alpha E_0 \quad (\text{II.3.23})$$

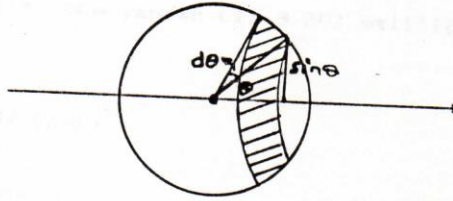
olur. Nötronun tek bir çarpışmada kaybedeceği en büyük enerji değeri de

$$E_{\max} = \Delta E = E_0 - E_{\min} = E_0 (1 - \alpha) \quad (II.3.24)$$

olarak verilir (II.3.20). (S. GLASSTONE-1981) eşitliği göz önüne alınırsa enerji kaybının, hafif çekirdeklerle meydana gelen çarpışmalarda en büyük, ağır çekirdeklerle meydana gelen çarpışmalarda ise en küçük değerde olacağı görülür.

II.3.2 Esnek Saçılma Olasılığı

K.M.Sisteminde nötronların esnek saçılmaları izotrop (eş-yönlü) olduğundan böyle bir saçılma için θ ile $\theta+d\theta$ sapma açısı arasında kalan $d\Omega$ katı açısı içersine saçılma ihtimali, saçılmanın izotrop olmasından dolayı küresel simetriye sahip olduğu kabul edildiğinden (Şekil-II.3.5) (A. V. ÖZEM-RE-1969 , S. GLASSTONE, M. C. EDLUND-1962, S. E. LIVERHAND-1960)

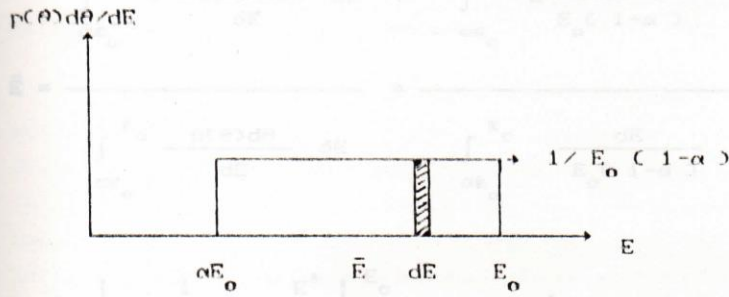


Şekil-II.3.5

$$p(\theta)d\theta = d\Omega/4\pi = \frac{2\pi r \sin\theta}{4\pi} \quad (II.3.25)$$

bulunur. Buna göre başlangıçtaki enerjisi E_0 olan nötron esnek çarpışma sonundaki enerjisinin E ile $E + dE$ aralığında bulunma olasılığı (Şekil-II.3.6)

$$p(E)dE = p(\theta) \left| \frac{d\theta}{dE} \right| dE \quad (II.3.26)$$



Şekil-II.3.6

olur. (E. FERMI-1963 D. J. HUGHES-1959 S. E. LIVERHANT-1960) Bu eşitlikte, olasılığın pozitif bir büyüklük olması için dE ile $d\theta$ nin cebirsel işaretleri göz önünde tutularak, mutlak değer alınmıştır. Öte yandan (II.3.20) eşitliğinden

$$dE/E_0 = -2A \sin\theta / (A+1)^2$$

bulunur. Böylece

$$dE/E_0 = 4A p(\theta) d\theta / (A+1)^2 \quad \text{ve}$$

$$p(\theta) d\theta / dE = (A+1)^2 / (4AE_0)$$

$$p(E)dE = \frac{(A+1)^2}{4AE_0} dE = \frac{dE}{E_0(1-\alpha)} \quad (II.3.27)$$

olur. Bu ifade çarpışma sonunda bir nötronun enerjisinin, istenilen enerji aralığında bulunma olasılığıdır. Çarpışmadan sonra nötronların ortalama enerjileri ise

$$\bar{E} = \frac{\int_{\alpha E_0}^{E_0} E \frac{p(\theta) d\theta}{dE} dE}{\int_{\alpha E_0}^{E_0} \frac{p(\theta) d\theta}{dE} dE} = \frac{\int_{\alpha E_0}^{E_0} E \frac{dE}{E_0 (1-\alpha)}}{\int_{\alpha E_0}^{E_0} \frac{dE}{E_0 (1-\alpha)}}$$

$$\bar{E} = \frac{\left| \frac{1}{E_0 (1-\alpha)} \frac{E^2}{2} \right|_{\alpha E_0}^{E_0}}{\left| \frac{E}{E_0 (1-\alpha)} \right|_{\alpha E_0}^{E_0}} = \frac{\frac{1}{2E_0 (1-\alpha)} E_0^2 (1-\alpha^2)}{\frac{1}{E_0 (1-\alpha)} E_0 (1-\alpha)}$$

$$\bar{E} = \frac{1}{2 E_0 (1-\alpha)} E_0^2 (1-\alpha) (1+\alpha)$$

$$\bar{E} = \frac{1}{2} E_0 (1+\alpha)$$

(II. 3. 29)

olarak bulunur (B. YARAMIŞ-1974 ,S. ÖZKÖK-1970). Örneğin

nötronların hidrojen çekirdekleriyle ($A=1$) çarpışmaları halinde bir nötronun sahip olacağı ortalama enerji;

$$\bar{E} = E_0 / 2$$

olur.

11.3.3-Logaritmik Enerji Azalması

Nötronların yavaşlamaları sırasında uğradıkları enerji kaybı, çarpışmadan önceki enerjilerine bağlı olarak, büyük farklılıklar gösterir. Örneğin bir kaç çarpışmadan sonra bazı nötronların enerjisi, ortalama enerjiden küçük olabilir. Bu nedenle çarpışma sonunda nötronların davranışlarını ortalama enerjileriyle belirlemek uygun bir yaklaşım olmaz. Ayrıca bir nötronun çarpışma başına enerji kaybı, çarpışmadan önceki enerjisine bağlı değildir. Bu nedenle E yerine $\ln E$ kullanılırsa, çarpışma başına ortalama enerji kaybı oranı

$$-\Delta E / E \approx -\Delta (\ln E) \quad (\text{II.3.30})$$

şeklinde yazılabilir. Böylece $\ln E$ değerinin kullanılması halinde, letarji adı verilen ve işlemlerde kolaylık sağlaması bakımından daha uygun bir değişken elde edilir. Letarji (u), kendisinin diferansiyeli ile tanımlanır. Buna göre bir nötronun letarjisi;

$$du = -dE / E = -(\ln E)$$

eşitliğinin her iki yanının integralinin alınmasıyla

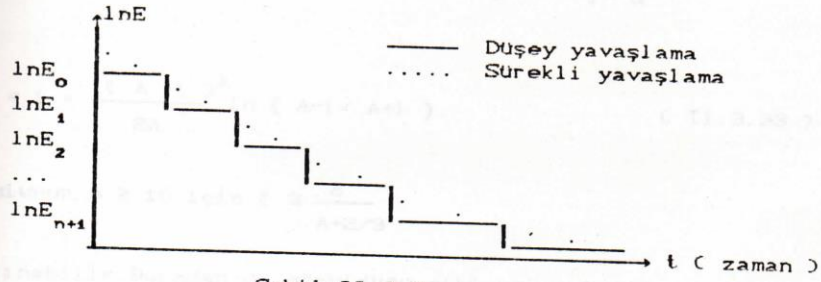
$$u = -\int_{E_0}^E d(\ln E) = \ln(E_0 / E) = \ln E_0 - \ln E \quad (\text{II.3.31})$$

olarak bulunur. Ayrıca ard arda iki çarpışma için $\ln E$ değeri

rindeki azalma miktarı,yavaşlama süresince bütün çarpışmalar için hemen hemen sabittir.(Şekil- II.3.7) (S. F. LIVERHANT-1960,S. GLASSTONE,M. C. EDLUND-1962,R. STEPHENSON-1954)Bu nedenle

$$\ln E_0 - \ln E_1 = \ln E_1 - \ln E_2 = \dots = \ln E_n - \ln E_{n+1} = -\Delta (\ln E)$$

(II.3.32)



Şekil-II.3.7

yazılabilir.iki çarpışma arasındaki $\ln E$ nin ortalama değişme miktarına, çarpışma başına ortalama logaritmik enerji azalması (logaritmik decrement) adı verilir ve ξ ile gösterilir. Buna göre

$$\xi = \ln (E_n / E_{n+1}) = \ln E_n - \ln E_{n+1} = \Delta (\ln E) = \Delta u$$

$$\xi = \langle \ln E / E \rangle = \int_{0}^{E_0} \frac{\Delta u \cdot dE}{(1-\alpha)E_0}$$

$$\xi = \frac{\int_{\alpha E_0}^{E_0} \ln \left(\frac{E_0}{E} \right) p(E) dE}{\int_{\alpha E_0}^{E_0} p(E) dE} = - \int_{\alpha E_0}^{E_0} \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) \frac{d \left(\frac{E}{E_0} \right)}{1-\alpha}$$

$$= - \frac{1}{1-\alpha} \left[\left(\frac{E}{E_0} \right) \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) \right]_{\alpha E_0}^{E_0} = 1 + \frac{\alpha \ln \alpha}{1-\alpha}$$

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A-1}{A+1} \right) \quad (\text{II.3.33})$$

bulunur. $A \geq 10$ için $\xi \cong \frac{2}{A+2/3}$

alınabilir. Buradan da görüldüğü gibi nötronların enerji kaybı, ağır çekirdeklerle çarpışmaları halinde en az, hafif çekirdeklerle çarpışmaları halinde enerji kaybı en büyük değer de olur. Tablo II.3.1 de bazı önemli çekirdeklerin α , ξ , ve n değerleri verilmiştir (S. GLASSTONE, A. SESONSKE-1981).

Tablo II 3.1 Esnek çarpışma parametreleri

Çekirdek	A	α	ξ	n
Hidrojen	1	0	1	15
Döteryum	2	0.111	0.726	20
Berilyum	4	0.640	0.207	70
Karbon	12	0.716	0.158	92
Oksijen	16	0.779	0.120	121
Uranyum	238	0.983	0.0083	1700

ξ nin bilinmesiyle, başlangıçtaki enerjisi E_0 olan bir nötronun termal enerjilere (E_t) kadar yavaşlaması sırasında yapacağı çarpışma sayısı (n)

$$n = \frac{\ln E_0 - \ln E_t}{\xi} = C (1/\xi) \ln (E_0/E_t) \quad (II.3.34)$$

eşitliğinden bulunabilir. Bütün logaritmik enerji aralığının, her bir çarpışma başına ortalama logaritmik enerji azalması oranı sabittir.

II.4- AKTİVASYON ANALİZ YÖNTEMLERİLE NÖTRON AKISININ BELİRLENMESİ

Bir nötron üreticindeki ışınlama yerinde mutlak nötron akısının belirlenmesi için genellikle uygulanan yöntem, nötron tepkileşim kesiti çok iyi bilinen bir standart malzemenin nötronlarla ışınlanmasıdır. Işınlama sonucunda çoğunlukla kararsız çekirdekler oluşur. Bu kararsız çekirdeklerin gamma aktivitelerinden de nötron akısı bulunabilir. Işınlanacak standart malzemenin seçiminde ise şu önemli özellikler aranmaktadır:

- 1°) İlgilenilen enerji bölgesinde, nötron tepkileşim kesiti büyük olmalı ve iyi bir doğrulukla bilinmelidir.
 - 2°) Ürün çekirdeğin bozunma şekli oldukça basit ve yarılanma süresi de yeterince uzun olmalıdır.
 - 3°) Değişik tepkileşim kanallarının girişimleri, gama spektrumundaki çizgilerin karmaşık olmasına yol açacağından, seçilen elementin tek izotoplu olması tercih edilmeli.
 - 4°) Seçilen malzeme yüksek kimyasal saflıkta olmalıdır.
- (M. SUBAŞI ve Ark. -1988)

Nötron tepkileşim kesitinin küçük nötron enerjilerinde çok büyük olması nedeniyle bu yöntem, yavaş nötron akısının belirlenmesinde çok yaygın olarak kullanılır. Düşük nötron enerjileri halinde, nötronların hedef içindeki ortalama serbest yolları küçük olduğundan standart malzeme, ince levha (foil) veya tel şeklinde seçilebilir. (G. LENN -1979)

Sabit bir ϕ akısı ile ışınlanan ince levha veya tel şeklindeki hedef içinde, birim zamanda ve birim yüzeyde meydana gelen kararsız çekirdeklerin sayısı, yani birim yüzeydeki

tepkime hızı (II 2B.2) eşitliğinden hedefin toplam hacmi (V) için yazılırsa

$$R = N \sigma \phi V \quad (2.4.1)$$

olur. Bu tepkimede oluşan kararsız ürün çekirdeklerin herhangi bir t anındaki sayıları $N_2(t)$ ise ve λ ile de bu çekirdeğin bozunum sabiti gösterilirse, nötronlarla ışınlama süresince ürün çekirdeklerden $\lambda N_2(t)$ tanesi bozunur. Böylece ortamdaki ürün çekirdek sayısının birim zamandaki değişim hızı

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right) = R - \lambda N_2 \quad (2.4.2)$$

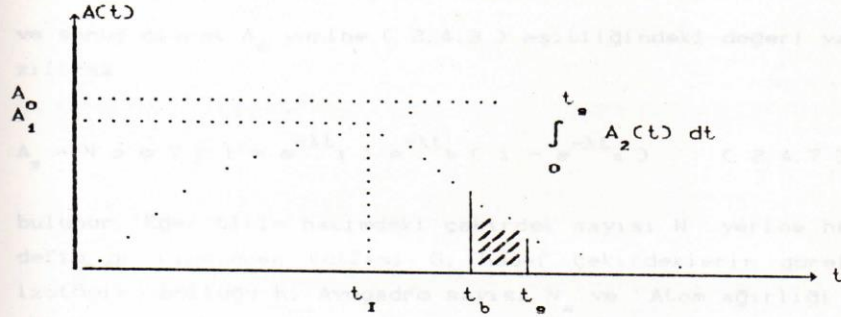
diferansiyel denklemleri ile verilir. (Ş.Özkök-1979) Ürün çekirdek sayısındaki değişim

$$\frac{dN_2}{dt} = 0$$

oluncaya kadar devam eder. Bu durum için

$$R - \lambda N_2 = 0 \quad \text{ve} \quad R = \lambda N_2 = N \sigma \phi V = A_0 \quad (2.4.3)$$

olur. A_0 ' a doygunluk (satürasyon) aktivitesi denir. Doygunluk aktivitesi ,ışınlama sırasında hedef içinde ,birim zamanda oluşan ürün çekirdek sayısı ile aynı sürede bozulan ürün çekirdek sayısının eşit olduğu, yani hedef içindeki üretilen çekirdek sayısının dengede olduğu haldir. (Şekil-2.4.1)



Şekil- 2.4.1 : Nötronlarla aktivasyonun zamanla değişimi

Eğer örnek ,doygunluk için yeterli süreden daha kısa bir süre boyunca ışınlanmışsa bu ışınlama süresi için ürün çekirdeğin aktivitesi A_0 dan daha küçük olacaktır. Işınlama sonunda oluşan kararsız çekirdeklerin sayısı veya aktivitesi (2.4.2) diferansiyel denkleminin çözümü ile

$$N_2(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

dır. İki yanı λ ile çarpılırsa aktivite ;

$$A_I = A_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.4.4.)$$

olarak bulunur. Bu eşitlikte t_I ışınlama süresidir. (YARAMIŞ. B-1074) Işınlama bitiminden sayıma başlayıncaya kadar geçen t_b süresi de gözönüne alınırsa aktivite

$$A_2(t) = A_0 (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_b} \quad (2.4.5.)$$

olur. Ayrıca ışınlamanın sona ermesiyle birlikte sürekli olarak azalacağı için aktivitenin t_b sayım süresince değişimi de hesaba katılmalıdır. Böylece

$$A_g = A_0 (1 - e^{-\lambda t_I}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s}) \quad (2.4.6.)$$

ve sonuç olarak A_0 yerine (2.4.3) eşitliğindeki değeri yazılırsa

$$A_g = N \sigma \phi V (1 - e^{-\lambda t_I}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s}) \quad (2.4.7)$$

bulunur. Eğer birim hacimdeki çekirdek sayısı N yerine hedefin gr cinsinden kütlesi G , hedef çekirdeklerin göreceli izotopik bolluğu h , Avogadro sayısı N_A ve Atom ağırlığı A olmak üzere

$$N.V = \frac{G.h.N_A}{A} \quad \text{ve}$$

$$I = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_I}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s})$$

yazılırsa nötron akısı için

$$\phi = \frac{P(E)_\gamma}{G.(N_A/A).h.\sigma.T.f_\gamma.\Omega.\epsilon(E)_\gamma} \quad (2.4.8.)$$

eşiliği bulunur. (N-ENDURAN ve Ark - 1008) Burada;

Ω : Işınlanan örnek hacmi içinde foton soğurulmasını da içeren sayım katı açısı

f_γ : E enerjili fotonların toplam bozunmadaki oranları

$\epsilon(E)_n$: E_n enerjili fotonlar için γ sayım sisteminin mutlak foto-peak verimi

$P(E)_\gamma$: Ölü zaman düzeltmesi yapılmış spektrumda E enerjili foto-peak altındaki net sayıdır.

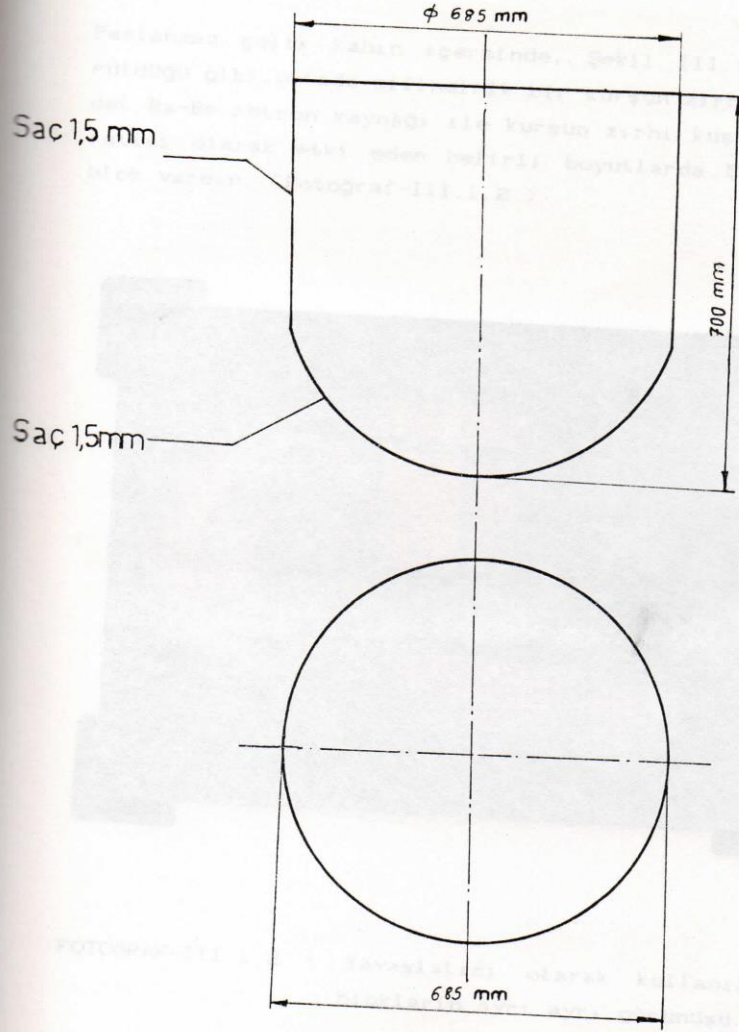
III. DENEY DÜZENEĞİNİN HAZIRLANMASI VE DENEY SONUÇLARI

III.1. DENEY DÜZENEĞİNİN HAZIRLANMASI

Nötron kaynağının hazırlanmasında Şekil-III.1.1 de kalınlığı, şekli ve boyutları verilmiş olan ,paslanmaz çelikten yapılmış bir kab kullanılmıştır.Bu kab,nötron kaynağının taşınmasının sağlanması için uç tekerleği ve iki tutma kolu bulunan bir demir kafes içine yerleştirilmiştir.(Fotoğraf-III.1.1)



FOTOĞRAF-III.1.1 Ra-Be nötron kaynağının yandan görünüşü.



ölçek : 1/10

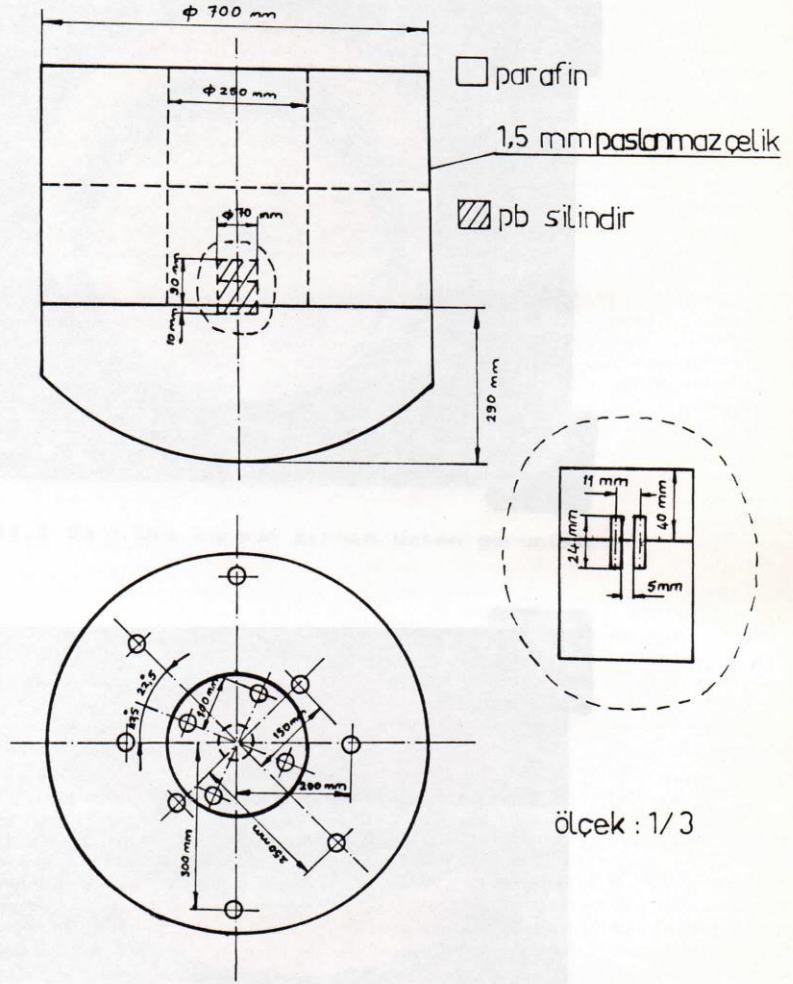
Şekil-III. 1.1

Paslanmaz çelik kabın içersinde, Şekil III.1.2 de de görüldüğü gibi, ortada silindirik bir kurşun zırh içinde iki adet Ra-Be nötron kaynağı ile kurşun zırhı kuşatan ve yavaşlatıcı olarak etki eden belirli boyutlarda 5 adet parafin blok vardır. (Fotoğraf-III.1.2)



FOTOĞRAF-III.1.2 : Yavaşlatıcı olarak kullanılan parafin blokların ayrı ayrı görünüşü.

Ayrıca gamma sızıntısının azaltılması amacıyla, paslanmaz çelik kabın üst kısmından 42 cm altında başlayan, 28 cm boyunda ve 1 cm kalınlığında ikinci bir kurşun zırh kullanılmıştır. (Fotoğraf-III.1.3a,3b)



ölçek : 1/10

Şekil-III.1.2



FOTOĞRAF-III.1.3a : Dış kurşun zırhın üstten görünüşü.



FOTOĞRAF-III.1.3b : Dış kurşun zırhın yandan görünüşü.

Silindir şeklinde kurşun zırh içinde bulunan iki adet nötron kaynağının yaklaşık 40 yıl önceki aktiviteleri

$$A_1 = 1,43 \cdot 10^9 \text{ Bq}$$

$$A_2 = 1,41 \cdot 10^9 \text{ Bq}$$

dir. Bu kaynakların şimdiki aktiviteleri ise bozunma yasası olarak bilinen

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

eşiliğinden hesaplanabilir. Ra^{226} nın yarılanma süresi

$$T_{1/2} = 1602 \text{ yıl ve } t \cong 40 \text{ yıl alınarsa}$$

$$A_1' = 1,43 \cdot 10^9 e^{-(\ln 2/1602) \cdot 40}$$

$$A_2' = 1,41 \cdot 10^9 e^{-(\ln 2/1602) \cdot 40}$$

işlemlerinin sonucu olarak, bugünkü aktiviteleri

$$A_1' = 1,406 \cdot 10^9 \text{ Bq} \quad A_2' = 1,386 \cdot 10^9 \text{ Bq}$$

bulunur. Toplam aktivite ise;

$$A_T = A_1' + A_2' = 2,792 \cdot 10^9 \text{ Bq}$$

olur. İki kaynak yapılışı bakımından aynıdır. Bu iki kaynak Ra^{226} tuzları ile toz halindeki Berilyumun (Be^9) homojen bir şekilde karışımlarından oluşmuştur. Elde edilen karışım iyice sıkıştırıldıktan sonra, dışarıya sızmasını önlemek amacıyla, iç içe yerleştirilmiş silindir şeklinde iki koruyucu

malzeme ile kaplanmıştır. Bu koruyucu malzemelerden (Platin veya paslanmaz çelik) dış tarafta olanı yaklaşık 6 mm çapında ve 24 mm yüksekliğindedir. Her iki kaynak, gamma sızıntılarının azaltılması için, 35 mm yarıçapında ve 100 mm yüksekliğindeki kurşun zırh içersine yerleştirilmiştir. İki kaynağın asal eksenleri arasındaki uzaklık 11 mm dir. (Fotoğraf-III.1.4)



FOTOĞRAF-III.1.4 : Ra-Be çubuklarının bulunduğu kurşun zırhın görünüşü.

Kurşun zırh, yarıçapı 350 mm, yüksekliği 280 mm olan ve yavaşlatıcı olarak etki eden, alt kısmı yarı-küresel, üst kısmı ise silindirik bir parafin bloğun merkezine yerleştirilmiştir. Yükseklikleri 210 mm yarıçapları da 125 mm olan

iki silindirik parafin blok ise, üst üste olmak üzere alt parafin bloğun üstüne yerleştirilmişlerdir. Bunlardan alt parafin silindir, aynı zamanda kurşun zırhı da örter. Bu iki silindirik parafin blokta, aynı anda eşit nötron akısıyla 4 ayrı örneğin ışınlanmasını sağlamak üzere, 25 mm çapında ve toplam 420 mm derinliğinde 4 adet silindir şeklinde oyuk (Hole) açılmıştır. (Hole no : 9, 10, 11, 12)

Dış taraftaki parafin bloklarda ise ikişer ikişer eş merkezli olmak üzere 8 adet oyuk bulunmaktadır. Bu oyukların sayılarıyla, merkezden uzaklıkları Tablo-III.1.1 de verilmiştir. (Fotoğraf-III.1.5 ve III.1.6)

Tablo-III.1.1.

<u>Hole No:</u>	<u>Sayısı</u>	<u>Merkezden uzaklığı (mm)</u>
5,7	2	150
6,8	2	200
2,4	2	250
1,3	2	300



FOTOĞRAF-III.1.5 : Kaynağın dış parafin bloklarının yerleş-
tirilmiş hali



FOTOĞRAF-III.1.6 : Kaynağın ve eş merkezli ışınlama hollerinin
üsten görünüşü

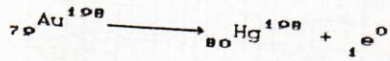
III.2 DENEY VE SONUÇLAR

Hazırlanan Ra-Be nötron kaynağından belirli uzaklıklardaki nötron akısını belirlemek için II.4' te açıklanan aktivasyon analizi yönteminden yararlanıldı. Bu yöntemle göre ışınlanacak standart malzeme olarak ince altın (Au) levhalar kullanıldı. Altın 'ın seçilme nedeni, nötronlarla tepkimeye giren Au-197 izotopunun, altın elementi içindeki göreceli bolluk oranının % 100 olması, termal nötronlarla tepkileşim tesir kesitinin büyük olması (98.8 barn; Şekil-III.2.1) (IAEA, Tec. Re. Se-156) ve nötronlarla tepkileşim sonucu oluşan Au-198 izotopunun yarılanma süresinin, yeterli sayım elde edebilmek için yeterince uzun olmasıdır.

Deneyde, boyutları 5 mm x 5 mm x 0.03 mm olan kare kesitli levhalar ile, yarıçapı 5 mm olan 0.03 mm kalınlığındaki silindirik Au levhalar kullanılmıştır. Işınlama sırasında Au-197 izotopunun termal ve rezonans nötronları ile yaptıkları tepkime sonunda Au-198 oluşur. Au-198 2.7 günlük yarı ömürle beta ışınları yayınlamaya başlar. Bu dönüşümlere ilişkin tepkileşim denklemleri,

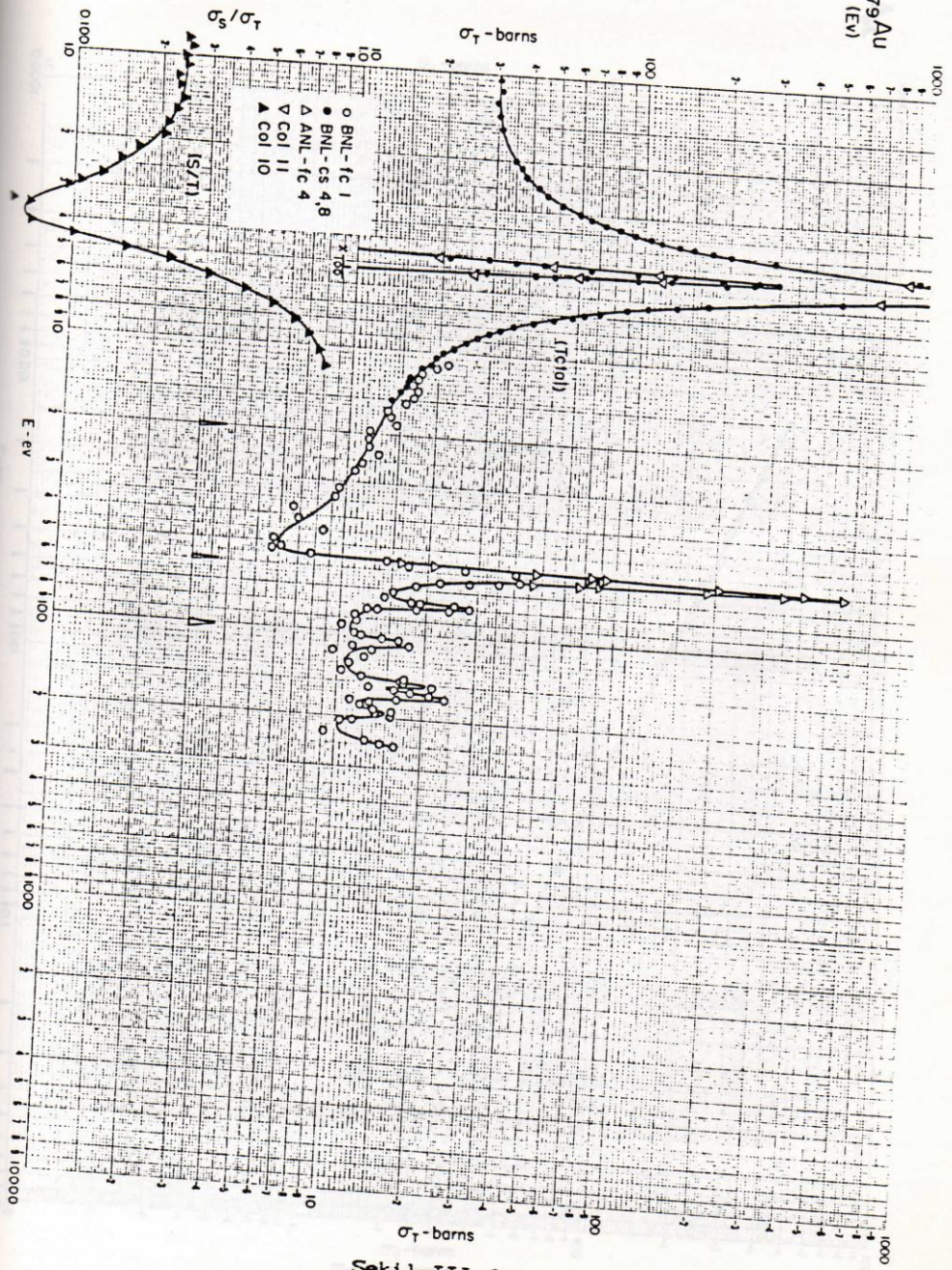


(III.2.1)



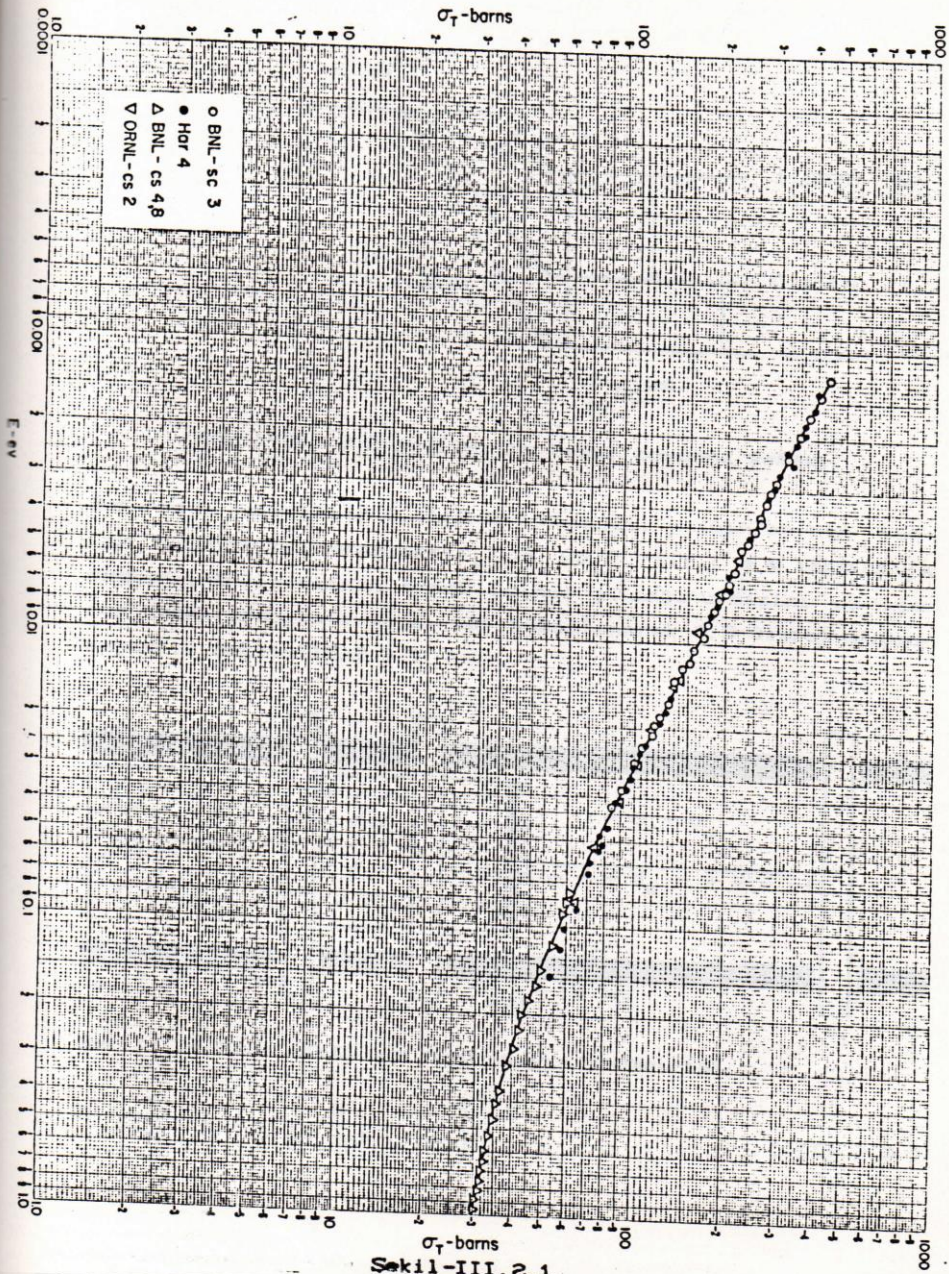
(III.2.2)

şeklindedir. Au-198 'in kısmi bozunma şeması ise Şekil-III.2.2 de verilmiştir.

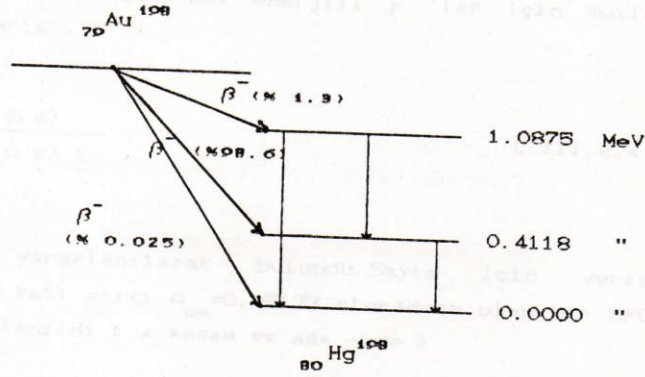


Şekil-III.2.1

Au

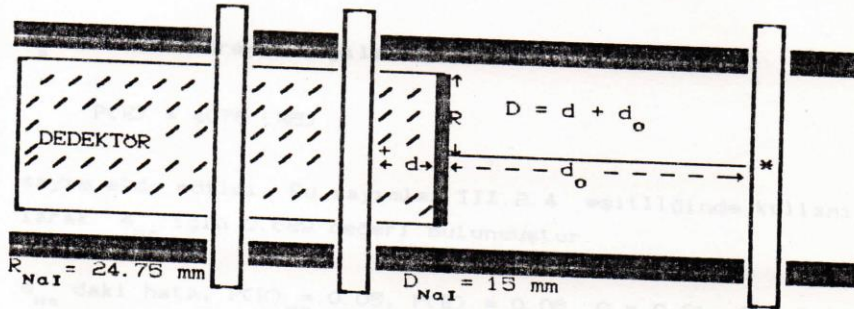


Sekil-III.2.1



Şekil-III.2.2: Au-198 'in kısmi bozunma şeması

Bozunmada yayınlanan 0.4118 MeV enerjili γ ışınlarının toplam bozunmadaki oranları (f_γ) % 95.5 'tir. (C. M. LEDERER, V. S. SHIRLEY-1978) Işınlanan örnek içinde γ soğurulmasını da içeren dedektörün katı açısı (Ω) hesaplanarak 0.3 olarak bulunmuştur. (Şekil-III.2.3)



Şekil-III.2.3 : Katı açı için sayım geometrisi

$$\Omega = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{D}{(D^2 + R^2)^{1/2}} \right]$$

(III.2.3)

Sayım sisteminin 0.4118 MeV enerjili γ 'lar için mutlak foto-peak verimi,

$$A = \frac{PCE}{f \cdot (\Omega \cdot \epsilon) \cdot t} \quad (\text{III.2.4})$$

eşitliğinden yararlanılarak bulundu. Sayım için verimi $\epsilon = 0.3463$ ve katı açısı $\Omega_{\text{Ge}} = 0.05177$ steradyan olan bir HPGe dedektörü kullanıldı. (A. ERCAN VE ARK. -1989)

Dedektörde $t_s = 10\ 000$ sn süreyle yapılan sayım sonunda

$$PCE = 982 \text{ (\% 6)}$$

olarak ölçüldü. Au-198 için $f_\gamma = 0.955$ alınarak III.2.4 eşitliğinden $A = 5.7356$ elde edildi. Aynı Au-198 örneği katı açısı $\Omega_{\text{Na}} = 0.3$ olan NaI dedektöründe

$t_s = 3600$ sn süreyle sayılarak

$$PCE = 4076 \text{ (\%5)}$$

sayım elde edildi. Bu sayımlar III.2.4 eşitliğinde kullanılarak ϵ_{Na} için 0.689 değeri bulunmuştur.

ϵ_{Na} daki hata, $PCE_{\text{Na}} = 0.05$, $PCE_{\text{Ge}} = 0.06$, $\Omega_{\text{Ge}} = 0.01$, $\Omega_{\text{Na}} = 0.01$

$\epsilon_{\text{Ge}} = 0.02$ değerleri için

$$\epsilon_{\text{Na}}(0.4118) = \{ PCE_{\text{Na}}^2 + PCE_{\text{Ge}}^2 + \Omega_{\text{Ge}}^2 + \Omega_{\text{Na}}^2 + \epsilon_{\text{Ge}}^2 \}^{1/2} \quad (\text{III.2.5})$$

eşitliğinden

$$\epsilon_{Na}(0.4118) = \{ 0.05^2 + 0.06^2 + 0.01^2 + 0.01^2 + 0.02^2 \}^{1/2} \\ = 0.08 (\% 8)$$

olarak elde edilmiştir. Böylece II.4.8 eşitliğinde, 0.4118 MeV enerjili γ -ışınları için NaI dedektörü ile elde edilen sayım değerleri kullanılarak nötron akıları hesaplandı. Her-bir Au levha için elde edilen nötron akı değerleri Tablo-III.2.1 ve Tablo-III.2.2 de görülmektedir.

Ölçme Akarı (A)	Ölçme Akarı (A)	Ölçme Akarı (A)	Ölçme Akarı (A)	Ölçme Akarı (A)	Ölçme Akarı (A)
1	15.00	150.50	2.00	1007	1007
2	15.20	150.50	2.24	1070	1070
3	14.70	148.16	1.95	1114	1114
4	13.10	128.91	1.22	620	620
5	14.10	138.31	1.14	6023	6023
6	13.05	126.10	1.21	4291	4291
7	13.50	135.10	1.23	4294	4294
8	13.40	134.81	1.20	4079	4079
9	13.90	139.21	1.10		
10	14.90	149.53	1.10		
11	14.50	145.53	1.10		
12	12.90	129.16	1.10		

Tablo-III.2.1 : Kare kesitli ince Au levhalar kullanılarak, Ra-Be nötron kaynağının merkezinden belirli uzaklıklar için elde edilen nötron akı değerleri.

Hole No	Ağırlık (mg)	Işınlama süresi (saat)	Bekleme süresi (saat)	Sayım süresi (saat)	Peak Alanı (PCD)	Hesaplanan Nötron Akısı (ϕ) ($\times 10^3$) (n/cm ² sn)
1	15.00	330.53	2.09	1	Sayım yok	-
2	13.70	330.53	2.24	1	Sayım yok	-
3	14.75	168.16	4.26	1	Sayım yok	-
4	13.10	178.31	6.22	1	Sayım yok	-
5	14.10	178.31	5.14	1	1367 % 10	0.563 \pm 0.056
6	15.65	168.16	2.21	1	370 % 41	0.1358 \pm 0.056
7	15.50	168.16	3.23	1	1414 % 11	0.530 \pm 0.058
8	13.40	178.31	3.50	1	255 % 55	0.1086 \pm 0.060
9	13.80	178.31	2.19	1	4023 % 4.5	1.4000 \pm 0.063
10	14.80	330.53	2.42	1	4281 % 4.5	1.432 \pm 0.064
11	14.50	330.53	3.46	1	4294 % 4.4	1.483 \pm 0.065
12	12.80	168.16	5.36	1	4076 % 4.5	1.892 \pm 0.085

Tablo-III.2.2 : Silindirik Au levhalar kullanılarak, Ra-Be nötron kaynağının merkezinden belirli uzaklıklar için elde edilen nötron akı değerleri

Hole No	Ağırlık (mg)	Işınlama süresi (saat)	Bekleme süresi (saat)	Sayım süresi (saat)	Peak Alanı (PCED)	Hesaplanan Nötron Akısı (ϕ_r) ($\times 10^3$) (n/cm ² sn)	Hesaplanan Nötron Akısı (ϕ_r) (n/cm ² sn)
1	39.30	163.21	3.20	1	143 %109	0.002 ± 0.002	-
2	38.30	163.18	4.29	1	177 % 95	0.026 ± 0.025	-
5	40.00	163.18	7.14	1	4288 %6.4	0.623 ± 0.040	-
6	40.00	158.19	4.49	1	1311 % 12	0.187 ± 0.023	-
9	38.50	163.18	6.01	1	10445 %2.4	1.557 ± 0.037	1.286 0.271

Tablo-III.2B.1 ve Tablo-III.2B.2 'deki nötron akı değerleri hem termal ve hem de rezonans nötronlarıyla tepkileşim sonucu bulunan nötron akılarıdır. Merkeze en yakın olan hole önce termal ve rezonans nötronları için toplam akı değeri (ϕ_T) bulunmuştur. Daha sonra ışınlamada kullanılan Au-197 izotopu kadmiyum levha ile kaplanarak termal nötronların neden olduğu tepkime ihmal edilecek kadar azaltılmıştır. Çünkü kadmiyumun termal nötron tepkileşim kesiti çok büyük olduğundan ($\sigma = 20\ 000$ barn), termal nötronların % 98 'i kadmiyum tarafından tutulur. Böylece rezonans nötronları için akı değeri, rezonans nötronları ile yapılan ışınlama sonunda elde edilen sayımlardan bulunur. Termal nötron akısı ise

$$\phi_T = \phi_{ter} + \phi_r$$

$$\phi_{ter} = \phi_T - \phi_r$$

(III.2.6)

eşitliklerinden bulunmuştur (Tablo-III.2B.2). Bu tablodaki belirli zıklıklardaki holler için elde edilen γ -spektrumları Şekil-III.2.4,5,6,7 'de verilmiştir. Ayrıca Tablo-III.2.2 deki veriler kullanılarak, nötron akısının parafin kalınlığıyla değişimi de incelenmiştir. (Şekil- III.2.8)
Şekil-III.2.8 :Nötron akısının parafin kalınlıkla değişimi.

0.4118 MeV enerjili γ -ışınlarına ait foto-peak altında kalan net sayım (S), bu peak altında kalan toplam alandan (ΣC_i), Background olarak etki eden alanın çıkarılmasıyla elde edilmiştir. Background ise, peak 'in başlangıç ve bitiş noktaları (A,B) nı birleştiren doğru ile bu noktalardan geçen düşey doğrular arasındaki alandır. (Şekil-III.2.8)

$$S = \sum C_i - \left\{ \left(\frac{B-A}{2} \right) (C_A + C_B) \right\}$$

(III.2.7)

TIME (L) = 3600
PSET (L) = 3600
UNIT# 1 DT# 05
1.5.10 - 0

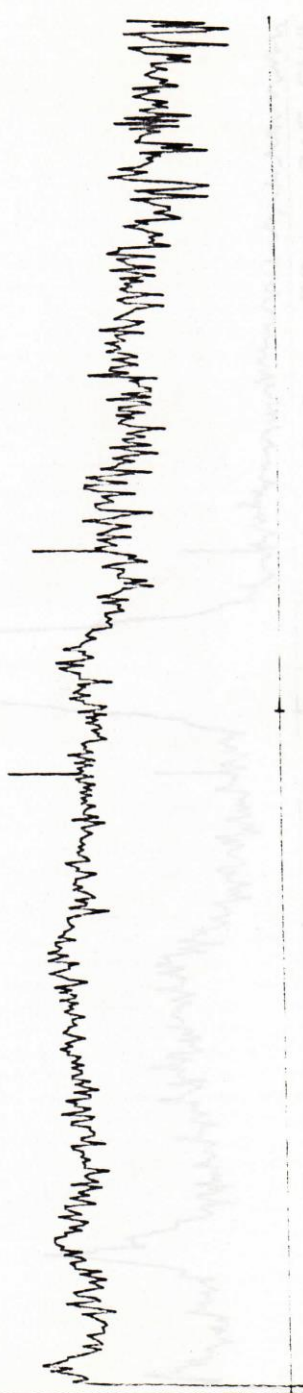
CANBERRA

CRT# (01-02)

VFS=LOG (2↑20)

0 CH#

50



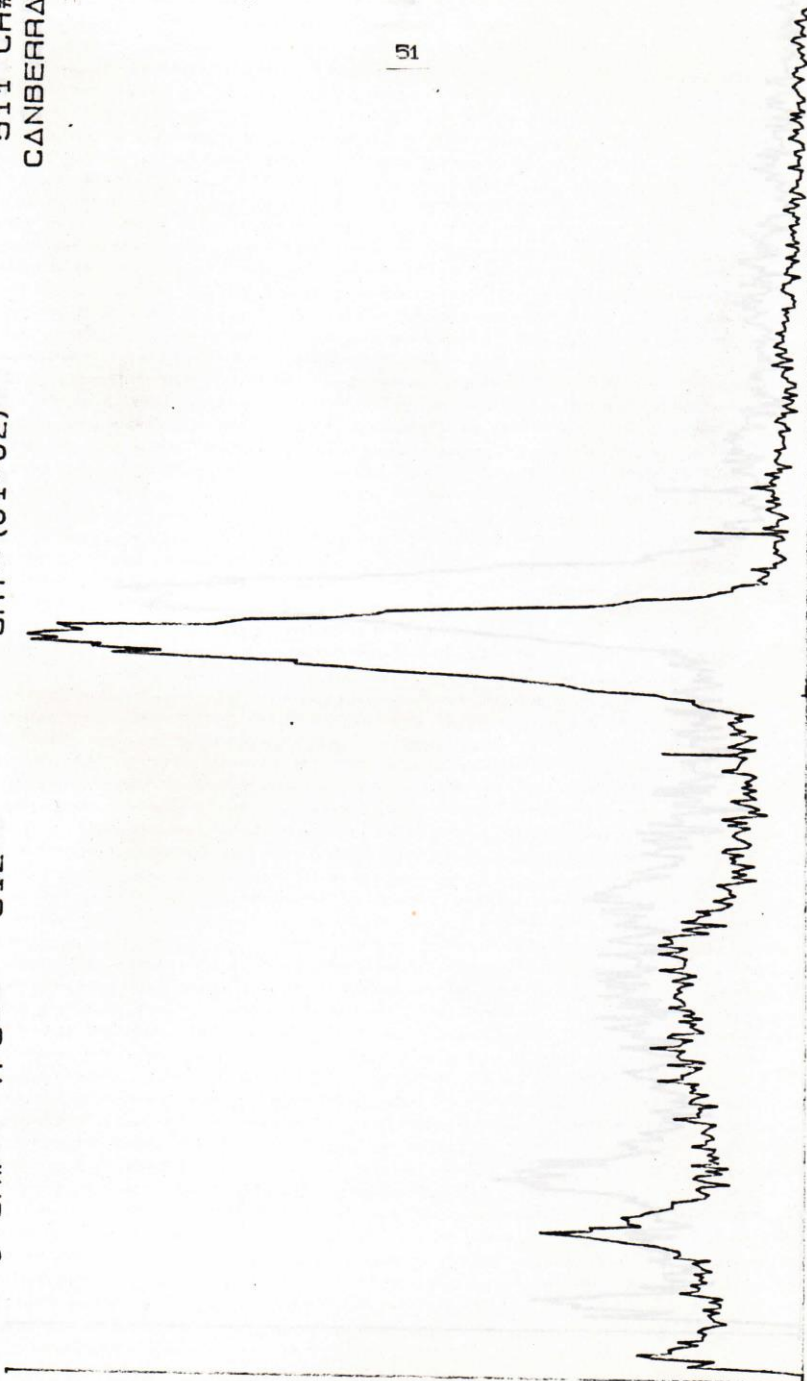
LC# 253 CH# 1 INT 1 12936 CPS 3.5 V PCY 315 CH# 7
45.6LC
Sek11-III.2.4

TIME (L) = 3600
PSET (L) = 3600

14:47 6 DEC 89
UNIT# 1 DT= 0%
TAG NO.= 0
511 CH#
CANBERRA

CRT= (01-02)

0 CH# VFS= 512



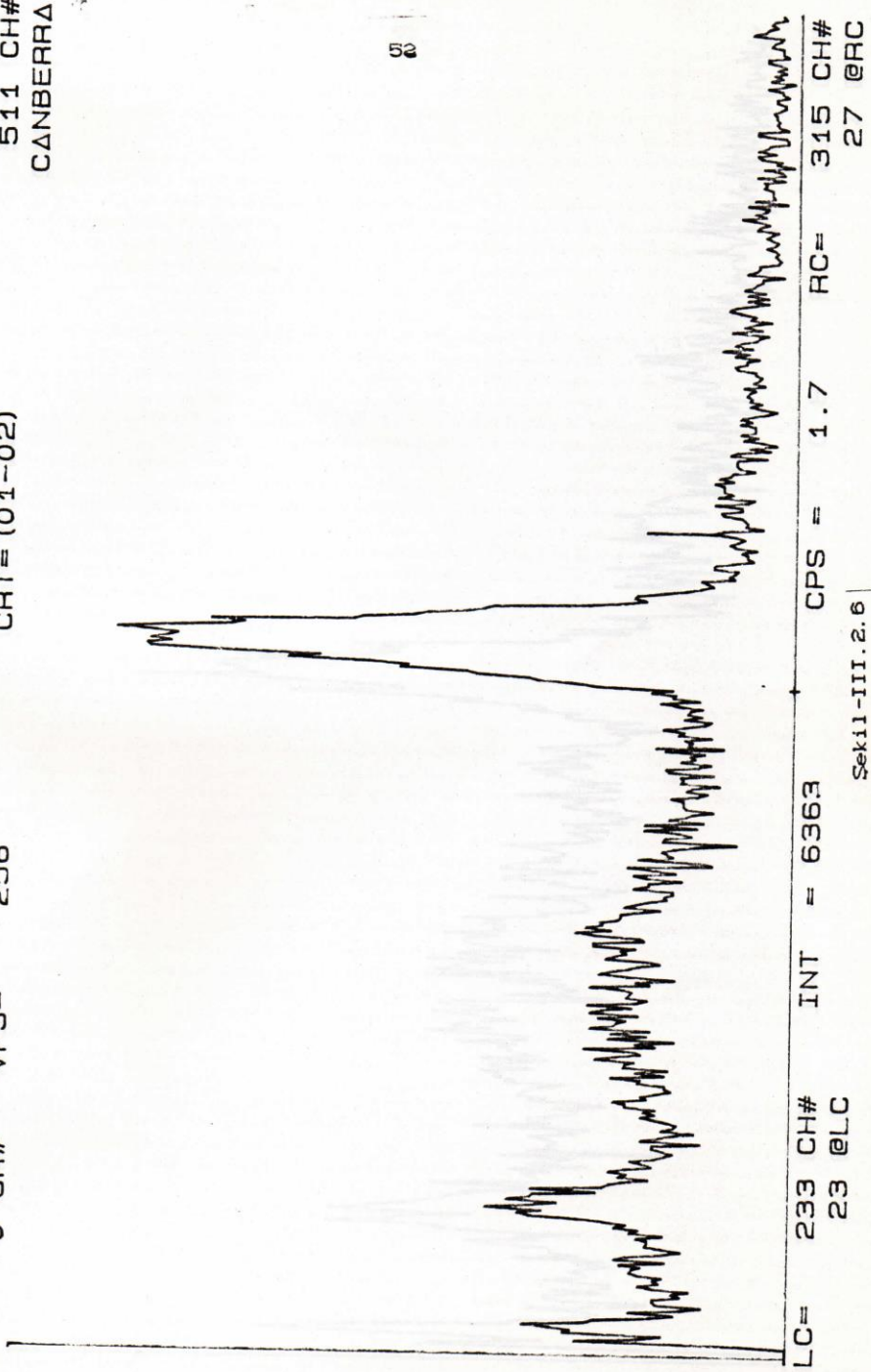
LC= 233 CH# INT = 12935 CPS = 3.5 RC= 315 CH#
48 @LC 28 @RC

PSET (L) = 3600

15:59 6 DEC 89
UNIT# 1 DT= 0%
TAG NO.= 0
511 CH#
CANBERRA

CRT= (01-02)

0 CH# VFS= 256



22

LC= 233 CH# INT = 6363 CPS = 1.7 RC= 315 CH#
 23 @LC 27 @RC

Sek11-III.2.6

TIME (L) = 3600
PSET (L) = 3600

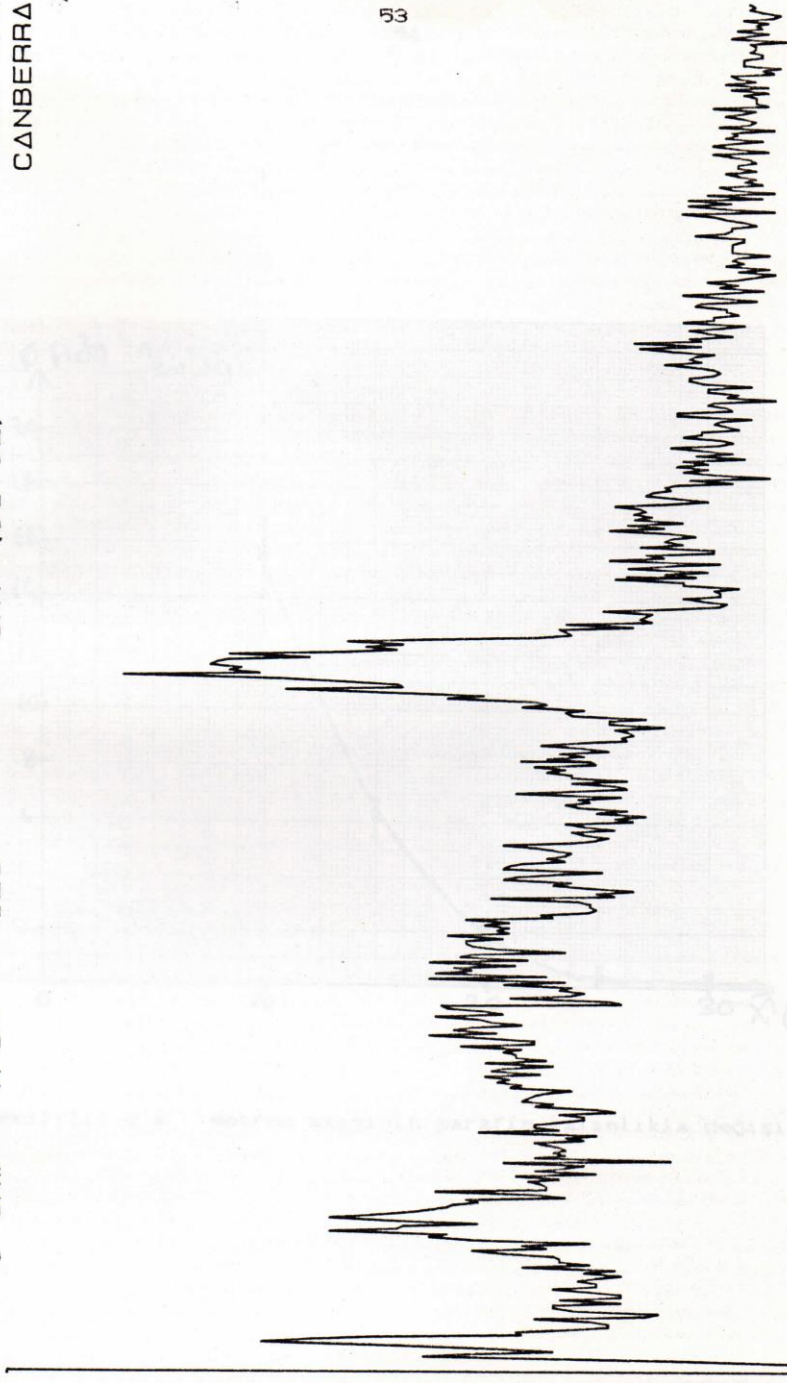
13:57 18 DEC 89
UNIT# 1 DT= 0%
TAG NO.= 0
511 CH#
CANBERRA

CRT= (01-02)

128

VFS=

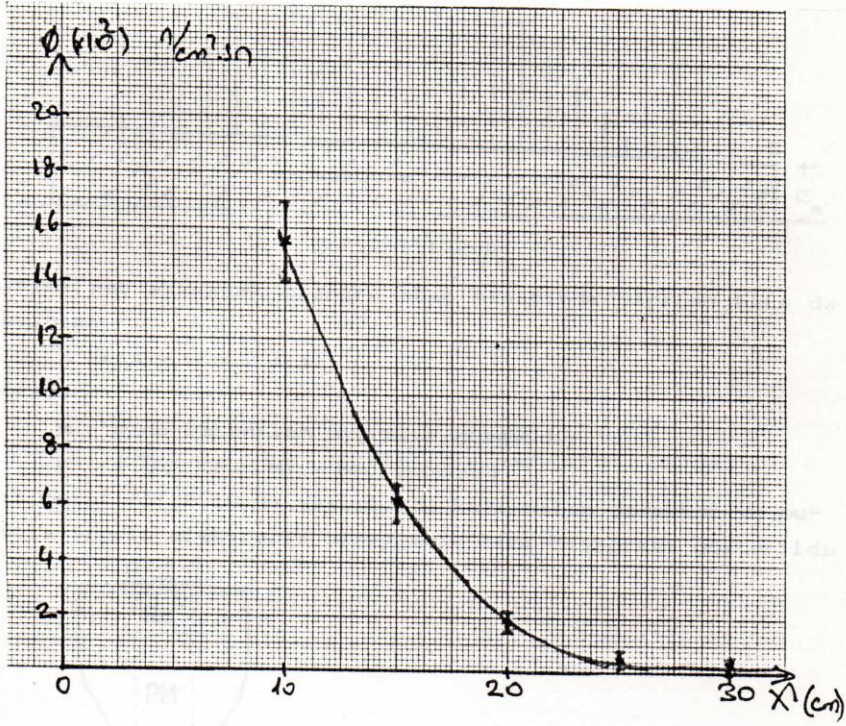
0 CH#



33

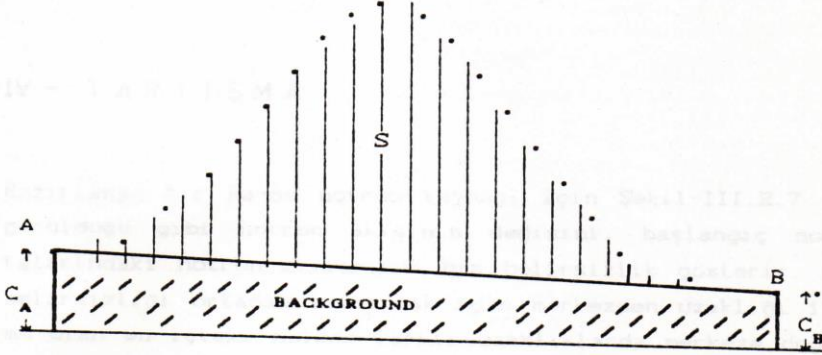
LC= 229 CH# 34 @LC
INT = 3131
CPS = 0.8
RC= 298 CH# 17 @RC

Şekil-III.2.7



Şekil-III.2.8 : Nötron akısının parafin kalınlıkla değişimi.

$\left\{ \frac{B-A}{2} (C_A + C_B) \right\}$ terim background'tur.



Şekil-III.2.9

Ayrıca net alana ek olarak, alan hesabında yapılan hata da hesaplanır.

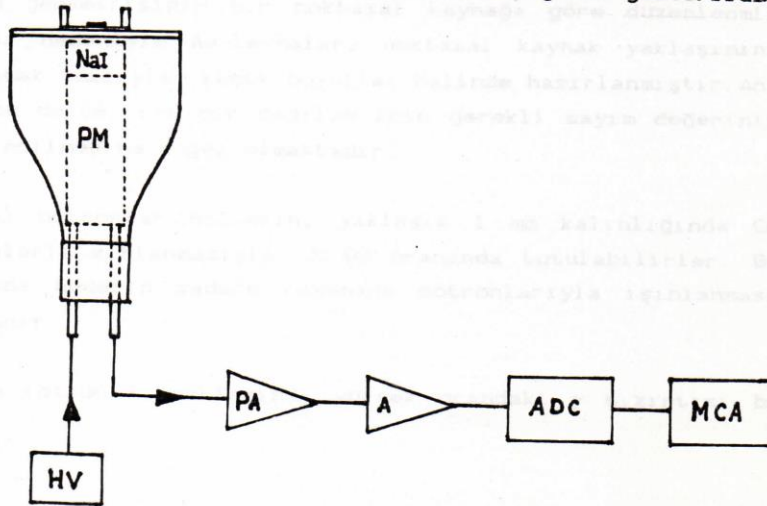
$$\% \text{ Hata} = m \sigma / \text{Alan}$$

Burada

m : σ da istenilen uygunluk düzeyidir

$$\sigma : \{ \text{Toplam alan} - \text{Background} \}^{1/2}$$

dir. Şekil-III.2.10 da sayımlarda kullanılan dedektör ve bununla ilgili elektronik birimlerin blok-diyagramı gösterildi.



Şekil-III.2.10 : Sayım sisteminin blok diyagramı

IV - TARTIŞMA

Hazırlanan bir Ra-Be nötron kaynağı için Şekil-III.2.7 de görüldüğü gibi nötron akısının değişimi, başlangıç noktalarındaki nötron akılarında bir belirsizlik gösterir. Bu belirsizliği ortadan kaldırmak için merkezden uzaklığı 100 mm olan en içteki holden farklı uzaklıklarda merkeze doğru yeni holler açılarak ,bu uzaklıklardaki nötron akıları ölçülmelidir.

Yavaşlatıcı olarak parafin yerine normal veya ağır su kullanılarak da hazırlanabilirdi. Bu tür nötron kaynaklarının üstünlüğü, suda istenilen uzaklıkta nötron akısının ölçülebilmesine olanak vermesidir. Ancak, sıvı yavaşlatıcılı nötron kaynaklarının taşıma güçlüğü göz önüne alınmalıdır.

Sayım geometrisinin bir noktasal kaynağa göre düzenlenmiş olması nedeniyle Au-levhalar, noktasal kaynak yaklaşımını sağlamak amacıyla, küçük boyutlar halinde hazırlanmıştır. Ancak bu durum, iyi bir dağılım için gerekli sayım değerinin elde edilmesine engel olmaktadır.

Termal nötronlar hollerin, yaklaşık 1 mm kalınlığında Cd levhalarla zihlanmasıyla % 98 oranında tutulabilirler. Bu durumda hedefin sadece rezonans nötronlarıyla ışınlanması sağlanır.

Ra-Be nötron kaynaklarında yüksek orandaki γ sızıntısı bu

kaynakların kullanımında önemli bir güçlük ortaya çıkarır. Özellikle taşınabilir tipteki kaynaklarda kurşun zırh kullanımı, ağırlık nedeniyle oldukça sınırlıdır. Bu nedenle, kaynak, γ -sızıntısını önlemek üzere ancak yaklaşık 10 mm kalınlığında kurşun levha ile zırhlanabilmiştir. (Eğin, 1944)

Daha yüksek akı değerleri elde edebilmek için kaynaklara daha yakın holler açılacaktır.

ERDOĞAN N., SUBAŞI M., MUSTAFA H., DOKMEN S., ATASUĞ H., ÇUBUK
Ç., BAYKAL A., ERGÜNEN K., ve ERGÜN A. "Alçak Enerjili Bir
1500 Nükleon Enerjili Alçak Enerjili 2-7 mb Akıya
Nükleon Enerjili Alçak Enerjili 2-7 mb Akıya

OLAR A., KUTLUOĞLU M., ÖLMEZİN E., and ERDOĞAN N. "Detailed
analysis of FRP efficiencies and a study of close geometry
of a neutron source for the measurement of large volume
sources." 1974. National Conference on Neutron Activation
Analysis and Related Techniques, 4-6 October 1974
Istanbul, Turkey.

EVANS R. L. "The Atomic Nucleus" p. 800-804 (1955)

ERDOĞAN N., SUBAŞI M., ve ERZAN L. "Nuc. Instr. and Meth."
12, 195 (1957)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "The Elements of Nuclear
Physics" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Nuclear Reactor Engineering"
p. 190

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Nuclear Physics" p. 271-277 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Nuclear Physics with the X-ray" U.S. Atomic Energy
Comm. 1952

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Nuclear Physics" Addison Publishing
Company, Inc. Cambridge Mass. p. 4-27 (1951)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

FRANCOISE A. and SHAW R.C. "Handbook on Nuclear
Energy" p. 227-231 (1952)

REFERANSLAR

- 1-ANDERSON M.E. and HERTZ M.R. " Nucl.Sci. and Engin. "44, 437 (1971)
- 2-BİLGE A. N. " Nükleer Tekniklerin Endüstriye Uygulanması " p 137-144 (1988)
- 3-ERDURAN N., SUBAŞI M., BOSTAN M., DÖKMEK S., ATASOY H., ÖZBİR C., BAYKAL A., GÜLTEKİN E., ve ERCAN A., Alçak Enerjili Bir İyon Hızlandırıcısında Nötron Enerjisinin Zr/ Nb Aktivasyon Yöntemiyle Belirlenmesi " ÇNAEM AR-249 1988
- 4-ERCAN A., BOSTAN M., GÜLTEKİN E., and ERDURAN N. " Determination of FEP efficiencies and a study of Close geometry effects in gamma-ray activity measurements of large volume samples " II. Balkan Conference on Neutron Activation Analysis and Nuclear Related Techniques. 4-6 October(1989) Belled-Yugoslavya
- 5-EVANS R. D. " The Atomic Nucleus " p 829-833 (1955)
- 6-GEIGER K. W. and VAN DER ZWAN L. " Nuc.Instr.and Meth. " 131,315 (1975)
- 7-GLASSTONE S. and EDLUND M.C." The Elements of Nuclear Reactor Theory " p 137-181 (1962)
- 8-GLASSTONE S., SESONSKE A. " Nuclear Reactor Engineering " (1891)
- 9-GREEN Alex E.S. "Nuclear Physics" P 221-227 (1962)
- 10-HİLL D.L. " Studies whit the Ranger " U.S.Atomic Energy Comm. 1947
- 11-HUGHES D.J." Pile Neutron Research " Addison Publishing Company,Inc.Cambridge 42,Mass p 4-27 (1953)
- 12-IAEA - Technical Report Series No:156 "Handbook on Nuclear Activation Cross-Sections "
- 13-KAPLAN I. " Nükleer Fizik " p 369-373,450-455 (1965)

- 14-LAMARSH John R. "Introduction to Nuclear Reactor Theory "
p 17-75 , 166-180 (1966)
- 15-LEDERER C.M. and SHIRLEY V.S " Table of Isotop " 7 th
Edition , John Wiley S.Sons,New-York 1978
- 16-LENN G. and KNOLL F. " Radiation Detection and Measure-
ment " P 26-37 ve 765-768 (1979)
- 17- LIVERHART S.E. " Elementary Introduction to Nuclear
Reactor Physics "(1960)
- 18-MARGUS G. (Tercüme ÖZEMRE A.Y.) " Çöz. Atom ve Reaktör
Fiziği Prob. " Pr-17 (1962)
- 19-MARION J.B. and FOWLER J.L. "Fast Neutron Physics" Part-1
p (137-144) (1960)
- 20-ÖZEMRE A.Y. " Nötronların Difüzyon Teorisi " p 14-31 ,
151-163 (1969)
- 21-ÖZKÖK Ş. " Nükleer Fizik Problemleri " Pr. 52.56,193
(1979)
- 22-PRICE B.T.,HORTON C.C. and SPINNEY K.T. " Radiation
Shielding " p. 149-150 (1957)
- 23-STEPHENSON Richard "Introduction to Nuclear Engineering "
p 100-109 (1954)
- 24-SUBAŞI M.,ENDURAN N.,BOSTAN M., TARCAN G.,ÖZBİR Y.,BAYKAL
A., GULTEKİN E. ve ERCAN E." Alçak Enerjili Bir İyon
Hızlandırıcısında Mutlak Nötron Akısının Aktivasyon
Yöntemiyle Belirlenmesi " ÇNAEM AR-249 1988
- 25-TULI J.K. " Nuclear Wellet Cards " 1985
- 26-YARAMIŞ B. " Neutron Fiziği " (1974)
- 27-YENİÇAY F. " Çekirdek Fiziği " p 124-128 (1964)