



T.C.  
OSMANIYE KORKUT ATA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Raci Ömer TURHAN

NÜKLEER REAKTÖRLERDE ZIRH  
MALZEMESİ OLARAK KULLANILAN  $^{56}\text{Fe}$   
İZOTOPU İÇİN NÖTRONLARIN ORTALAMA  
SERBEST YOL VE REAKSİYON HIZLARININ  
HESAPLANMASI

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANIYE – 2019

**T.C**  
**OSMANIYE KORKUT ATA ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**NÜKLEER REAKTÖRLERDE ZIRH MALZEMESİ OLARAK**  
**KULLANILAN <sup>56</sup>Fe İZOTOPU İÇİN NÖTRONLARIN**  
**ORTALAMA SERBEST YOL VE REAKSİYON HIZLARININ**  
**HESAPLANMASI**

**Raci Ömer TURHAN**

**FİZİK**  
**ANABİLİM DALI**

**OSMANIYE-2019**

## TEZ ONAYI

### NÜKLEER REAKTÖRLERDE ZIRH MALZEMESİ OLARAK KULLANILAN <sup>56</sup>Fe İZOTOPU İÇİN NÖTRONLARIN ORTALAMA SERBEST YOL VE REAKSİYON HIZLARININ HESAPLANMASI

Raci Ömer TURHAN tarafından Prof. Dr. Eyyup TEL Danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oybirliği/çokluğu İle **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Prof. Dr. Eyyup TEL .....  
Fizik Anabilim Dalı ,Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi

**Üye:** Prof. Dr. Abdullah AYDIN .....  
Fizik Anabilim Dalı, Kırıkkale Üniversitesi

**Üye:**Doç. Dr. Ahmet BÜLBÜL .....  
Fizik Anabilim Dalı ,Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi

Yukarıdaki Jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim kurulunun ...../...../..... tarih ve ...../..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Doç. Dr. Çoşkun ÖZALP .....  
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

Bu Çalışma OKÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Tarafından Desteklenmiştir.

Proje no:OKÜBAP-2019-PT3-003

*Bu tezde kullanılan özgün bilgiler,şekil,çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.*

## TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Raci Ömer TURHAN



## ÖZET

### NÜKLEER REAKTÖRLERDE ZIRH MALZEMESİ OLARAK KULLANILAN <sup>56</sup>Fe İZOTOPU İÇİN NÖTRONLARIN ORTALAMA SERBEST YOL VE REAKSİYON HIZLARININ HESAPLANMASI

Raci Ömer TURHAN  
Yüksek Lisans Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL

Haziran 2019, 64 sayfa

Bu çalışmada, 14-15 MeV nötron enerjisinde <sup>56</sup>Fe elementinin ortalama serbest yol ve reaksiyon hız değerleri Tel ve Levkovski formülleri kullanılarak (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,2n), (n,d) ve (n,t) reaksiyonları için hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar birbiri ile kıyaslanmış ve reaktör zırh malzemesi olarak kullanılan <sup>56</sup>Fe elementi için hesaplanan yeni değerler literatüre kazandırılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** <sup>56</sup>Fe, Hızlı nötron, Reaksiyon hızı, Ortalama serbest yol

## ABSTRACT

### CALCULATION OF THE NEUTRONS MEAN FREE PATH AND THE REACTION RATES FOR $^{56}\text{Fe}$ ISOTOPE USED SHIELDING MATERIAL IN NUCLEAR REACTORS

Raci Ömer TURHAN  
M.s.c., Department Of Physics  
Supervisor: Prof. Dr. Eyyup TEL

June 2019, 64 pages

In this study, mean free path and reaction rate values of  $^{56}\text{Fe}$  are calculated using Tel and Levkovski's formulas for kullanılarak (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,2n), (n,d) and (n,t) reactions at 14-15 MeV neutron energies. Obtained results are compared with each other and the new results of  $^{56}\text{Fe}$  using as a shielding material for reactors, are contributed to literature.

**KeyWords:**  $^{56}\text{Fe}$ , Fast neutron, Reaction rate, Mean free path



Çok kıymetli Ailem ve Prof. Dr. Eyyup TEL Hocama,

## TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen değerli danışman hocam Prof. Dr. Eyyup TEL 'e ve yardımlarından dolayı kıymetli hocam Doç. Dr. Ahmet BÜLBÜL 'e teşekkür ederim.

Ayrıca bölümümdeki çalışmalarım süresince beni destekleyen diğer bölüm hocalarıma ve aileme teşekkür ederim.



## İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İTHAF SAYFASI .....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER .....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. NÖTRONUN ÖZELLİKLERİ.....	2
2.1 Nötronun Kütlesi .....	2
2.2 Serbest Nötronun Yarılanma Süresi .....	3
2.3 Nötron Enerjileri.....	3
2.4 Dalga Olarak Nötron.....	4
3. NÖTRON TESİR KESİTİ .....	7
4. NÖTRONLARIN ORTALAMA SERBEST YOLU .....	11
5. NÖTRON ZIRHLAMASI .....	12
6. NÖTRON BOMBARDIMANI İLE MEYDANA GELEN REAKSİYONLAR... 15	
7. NÖTRONLARIN ABSORBLANMASI.....	17
8. FİSYON NÖTRONLARININ KARAKTERİSTİKLERİ .....	19
9. NÖTRON ÇARPMASI İLE ELDE EDİLEN ÇEKİRDEK TRANSFORMASYONLARI.....	21
10. NÖTRONLARLA UYARTILMIŞ YAPMA RADYOAKTİFLİK .....	23
11. NÖTRONLARIN ELDE EDİLMESİ VE YAVAŞLATILMASI .....	24
12. NÖTRON AKISI .....	27
13. FİCK KANUNU .....	29
14. DİFÜZYON DENKLEMİ .....	32

15. BOLTZMANN EŞİTLİĞİ .....	37
15.1 Bir Boyutlu Boltzmann EŞİtliği .....	37
15.2 Maxwell-Boltzmann Hız Dağılımlı .....	37
16. REAKSİYON HIZI YOĞUNLUĞU .....	44
17. REAKSİYON HIZLARI.....	47
18. HESAPLAMALAR .....	52
19. SONUÇLAR .....	60
KAYNAKLAR .....	63
ÖZGEÇMİŞ .....	64



## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 18.1. Tel Formülü Kuralı (n,d) (Çift-Z , Çift-N) .....	57
Çizelge 18.2. Tel Formülü Kuralı (n,t) (Çift-Z , Çift-N). .....	58
Çizelge 18.3. Bazı reaksiyonlarda hesaplanan mikroskopik tesir kesiti, makroskopik tesir kesiti ve ortalama serbest yol değerleri.....	61
Çizelge 18.4. Reaksiyon hızı yoğunluğu ve reaksiyon hızı değerleri .....	62



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Toplam tesir kesitinin transmisyon ölçüsü prensibi .....	7
Şekil 3.2. Çekirdek yarıçaplarının $A^{1/3}$ e bağılılığı .....	9
Şekil 3.3. Alçak enerji bölgesinde gümüşün toplam nötron tesir kesitleri.....	10
Şekil 5.1. Bir zırh Materyali İçindeki Nükleer Enteraksiyonlar .....	13
Şekil 5.2. Berilyum-Lityum Levhalarından Yapılmış Bir zırh içindeki Nükleer Enteraksiyonlar.....	14
Şekil 7.1. $\bar{N}$ ortalama nötron sayısı çift z li elemanlar .....	18
Şekil 8.1. Filyon nötronunun enerji spektrumu .....	19
Şekil 8.2. $^{87}_{35}\text{Br}$ den gecikmiş nötron emisyonu .....	20
Şekil 9.1. Hızlı bir nötronun bir atom çekirdeği ile esnek çarpışması: atom çekirdeği bu suretle f doğrultusunda fırlatılır .....	21
Şekil 9.2. Bir nötron çarpması tesiri ile azotun bor ve helium ( $\alpha$ partikülü) haline transmütasyonu .....	22
Şekil 9.3. Hızlı bir nötronun (yörüngesi görünmez) etkisi altında hasıl olan bir atom parçalanmasının azot dolu Wilson odası içinde görünüşü.....	22
Şekil 11.1. Nötron kaynağı olan S ampulü .....	24
Şekil 13.1. Nötron akısı ve akımı.....	30
Şekil 14.1. Sonsuz dilim geometride filyon yapabilir materyal .....	33
Şekil 14.2. Sabit güçlü reaktörün eksen boyunca sıcaklık dağılımları .....	35
Şekil 14.3. Sinüsoidal güç profili kanal boyunca sıcaklık dağılımları.....	36
Şekil 16.1. V hacmindeki hedefin nötron reaksiyon hızına göre geometrisi .....	44
Şekil 17.1. Parçacık çarpışmaları .....	47
Şekil 17.2. Rastgele hareketteki parçacıklar .....	49

## SİMGELER VE KISALTMALAR

A	Atom Numarası	(-)
$A_0$	Alan	( $cm^2$ )
B	Bor	(-)
Be	Berilyum	(-)
Br	Brom	(-)
C	Karbon	(-)
D	Difüzyon Katsayısı	( $cm^2/s$ )
E	Enerji	(joule)
eV	Elektronvolt	(-)
F	Toplam Etkileşim Hızı	(-)
Fe	Demir	(-)
H	Hidrojen	(-)
He	Helyum	(-)
I	Şiddet	(-)
$I_0$	Başlangıç Şiddeti	(-)
$J$	Nötron Akım Yoğunluğu Vektörü	(-)
$J_x$	Net Nötron Sayısı	(nötron sayısı/ $cm^2.s$ )
k	Boltzmann Sabiti	(Joule/K)
K	Kelvin	(K)
Kr	Kripton	(-)
$K_n$	Kinetik Enerji	(joule)
L	Boyut	(m)
Li	Lityum	(-)
m	Kütle	(kg)
MeV	Megaelektronvolt	(-)
$M_n$	Nötronun Kütlesi	(kg)
$M_p$	Protonun Kütlesi	(kg)
n	Nötron	(-)
$n_0$	Nötron Yoğunluğu	( $cm^{-3}$ )
N	Ortalama Nötron Sayısı	(-)

$N_A$	Avogadro Sayısı	(-)
O	Oksijen	(-)
P	Fosfor	(-)
R	Çekirdek Yarıçapı	(-)
$R'_{Tel}$	Tel Formülünde Reaksiyon Hızı Yoğunluğu	( $cm^{-3}.s^{-1}$ )
$R'_{Levkovski}$	Levkovski Formülünde Reaksiyon Hızı Yoğunluğu	( $cm^{-3}.s^{-1}$ )
$R_{Tel}$	Tel Formülünde Reaksiyon Hızı	(reaksiyon/s)
$R_{Levkovski}$	Levkovski Formülünde Reaksiyon Hızı	(reaksiyon/s)
S	Kükürt	(-)
T	Sıcaklık	(°C)
u	Atomik Kütle Birimi	(a.k.b)
V	Hacim	( $cm^3$ )
$v_n$	Nötronun Hızı	(m/s)
$v_{mp}$	Parçacık Hızı	(m/s)
$\bar{v}$	Ortalama Hız	(m/s)
Z	Proton Sayısı	(-)
X	Kalınlık	(cm)
Xe	Ksenon	(-)
$\epsilon$	Lineer Absorpsiyon Katsayısı	(-)
$\gamma$	Gamma	(-)
$\lambda$	Ortalama Serbest Yol	(cm)
$\rho$	Yoğunluk	( $gr/cm^3$ )
$\sigma_T$	Toplam Tesir Kesiti	(barn)
$\phi$	Nötron Akısı	( $cm^{-2}.s^{-1}$ )
$\Sigma_i$	Toplam Makroskopik Tesir Kesiti	(-)

## 1. GİRİŞ

Nötronlar elektrik yükleri olmadığından, insan vücudu da dahil olmak üzere çeşitli materyaller içinde çok fazla giriş kabiliyeti gösterirler. Madde içinden geçerken yolları üzerinde direkt iyonizasyon meydana getirmemekle birlikte, atom çekirdekleri ile çarpışmak suretiyle protonlar gibi iyonlaştırıcı parçacıkların yayınlanmasıyla ikincil iyonizasyona sebep olurlar. Nötronlar, nükleer reaktörler ve parçacık hızlandırıcıları etrafındaki alanlarda en önemli radyasyon sorununu teşkil ederler.

Nötronların zırhlamasında kullanılacak zırh kalınlığı materyalin kimyasal bileşimine, nötronların enerjisine ve zırhın nötron kaynağından olan uzaklığına bağlıdır. Nötron zırhlamasında ortaya çıkan güçlüklerden biri de, nötronların madde içinde yavaşlatılmalarında gama ışınlarına karşı zırhlamayla ilgili olup, zırh yapımında kullanılacak olan materyal her iki cins radyasyona karşı etkili olmalıdır. Bir nükleer reaktörden çıkan nötronların maksimum enerjisi 20 MeV civarındadır. Genel olarak nötronlar: elastik ve elastik olmayan çarpışmalar ile absorplanma veya radyoaktif yakalanma yollarıyla enerjilerini kaybederler. Enerjileri 1 MeV'den 10 MeV'e kadar olan hızlı nötronlar zırh materyali içinde bulunan demir ve çelik parçalarının orta büyüklükte çekirdekleriyle elastik olmayan çarpışmalar yaparlar. Hızlı nötronlar demir çekirdekleriyle çarpışır ve absorplanarak çekirdeğin geri tepkimesine sebep olur. Geri tepen çekirdek gama ışını ve daha yavaş bir nötron yayınlar.

Bu çalışmada  ${}^{56}_{26}Fe$  hedef çekirdeği ile 14-15 MeV gelme enerji aralığı içindeki nötronların oluşturacağı reaksiyonlara ait mikroskopik ve makroskopik tesir kesitleri literatürde yeni geliştirilmiş formüller kullanılarak hesaplandı. Bu kapsamda farklı sıklıkta oluşan enerjilerin dengeye gelerek hangi denge enerjisine dönüştükleri araştırıldı. Elde edilen veriler kullanılarak  ${}^{56}_{26}Fe$  hedef çekirdeği için 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan reaksiyon hızları ve ortalama serbest yol hesaplamaları yapıldı.

## 2. NÖTRONUN ÖZELLİKLERİ

### 2.1 Nötronun Kütlesi

Nötron yaklaşık olarak 13 dakikalık ortalama bir yarılanma süresine sahiptir. Çekirdek fiziğinde önemi elektriksel bakımdan nötr oluşundan ileri gelir. Geniş enerji sınırları arasında bombardıman taneciği olarak kullanılabilen nötronun kütlesi ilk olarak Chadwick tarafından hesaplanmıştır ve daha sonra Chadwick başka bir metodla döteryumun fotosintegrasyonundan nötronun kütlesini tekrar belirlemiştir. Bu reaksiyon:

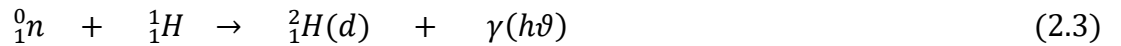


biçiminde ifade edilir. Burada  $\gamma$  ışınının enerjisi radyoaktif kaynaktan bilinmektedir. Bu denklemde nötrondan başka bütün taneciklerin kütleleri bilinmektedir. Bilinmeyen sadece protonun ve nötronun enerjisidir. Protonun enerjisi iyonizasyon metodu ile ölçülmüş ve yaklaşık olarak 1,05 MeV olduğu bulunmuştur. Protonun ve nötronun eşit enerjili olduğu kabul edilirse, toplam kinetik enerji  $2,1\text{MeV}=0,0023 u$  dur. Chadwick ve Goldhaber yukarıdaki denklemden nötronun kütlesi için

$$M_n = 1,0087 \pm 0,0003 u \quad (2.2)$$

bulmuşlardır.

Nötronun kütlesinin en doğru hesaplamasını Bell ve Elliott yapmıştır. Aşağıdaki reaksiyonu kullanarak:



elde edilmiştir ve buradan,

$$E_\gamma = 2,230 \pm 0,007 \text{ MeV} = 0,002395 u \quad (2.4)$$

$$M_n = {}^2_1H - {}^1_1H + \gamma \quad (2.5)$$



$$M_n = 2,01470 - 1,008145 + 0,002395 = 1,008990 u \quad (2.6)$$

bulunmuştur. Kullanılmakta olan nötronun kütle değeri  $^{16}\text{O}$  sisteminde  $M_n = 1,008986 u$  eşitliği ile verilmektedir [1].

## 2.2 Serbest Nötronun Yarılanma Süresi

Serbest halde bulunan nötron radyoaktiftir ve 13 dakikalık bir periyodla  $\beta^{-1}$  yayımlar daha sonra aşağıdaki reaksiyona göre bozunur:



Bu bozunmada proton ve  $\beta^{-}$  ışını spektrometresinde ölçülen 0,78 lik MeV'luk bir reaksiyon enerjisi açığa çıkar. Böylece kütle farkı ( $M_n - M_p$ ) reaksiyonun bozunma enerjisi olarak görünür. Bu enerji,

$$0,78 \text{ MeV} \equiv 0,00084 u \quad (2.8)$$

dur ve kütle farkı,

$$M_n - M_p = 1,008986 - 1,008145 = 0,000841 u \quad (2.9)$$

olarak bulunur. Taneciklerin kütle farkı gerçekte nötronun bozunma enerjisidir [1].

## 2.3 Nötron Enerjileri

Nötronlar nötr olduğu için çekirdek reaksiyonlarında hemen hemen her enerjideki nötronları kullanmak mümkündür. Nötron enerjilerini,

- Soğuk nötronlar  $E=0,001 \text{ eV}$
- Termik(sadece reaktörler)  $E=0,025 \text{ eV}$
- Yavaş  $E=1 \text{ eV}-1 \text{ keV}$
- Orta şiddette  $E=1 \text{ keV}-0,5 \text{ MeV}$

- Hızlı

E=0,5 MeV'un üstünde

keyfi olarak sıralayabiliriz. Bu sınıflandırmanın sınırları iyi tespit edilmediğinden belirli enerji aralıklarını ifade etmek mümkün olmamıştır. Bazı çekirdek reaksiyonlarında her enerjideki nötronların kullanılabilceğini hatırlamak önemlidir [1].

## 2.4 Dalga Olarak Nötron

Elektronun dalga karakteri göz önüne alınıp herhangi bir serbest taneciğe aynen uygulanabileceği durumda gözönüne alındığında Broglie dalga boyunun:

$$\lambda_D = \frac{h}{mv} \quad (2.10)$$

formülü ile verildiği bilinir.

Bu, momentumu  $mv$  olan herhangi bir tanecik için doğrudur. Elektronlar için kütle, yük ve planck sabiti değerleri,

$$m = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

$$e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$$

$$h = 6,6 \times 10^{-31} \text{ Joule.sn}$$

biçiminde yazılır. Bir elektron, 1V volt altında hızlandırıldığı zaman enerjisi  $V_e = \frac{1}{2}mv^2$  dir (eğer V sadece birkaç kilovolt seviyesinde ise).

Şöyleki:

$$m.v = (2Vem)^{1/2} \text{ ve metre cinsinden dalga boyu;}$$

$$\lambda_D = \frac{h}{(2Vem)^{1/2}}$$

$$\lambda_D = \frac{6,6 \times 10^{-31}}{(2 \times V \times 1,6 \times 10^{-19} \times 9,1 \times 10^{-31})^{1/2}} = \frac{6,6}{(29 \times V)^{1/2}} \times 10^{-9} = \sqrt{\frac{150}{V}} \text{ A}^0$$

dir ve bu ifade, V volt cinsinden alınması şartıyla sadece elektronlar için uygun bir ifadedir. Bir nötron huzmesi halinde,

$$\lambda_D = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$
$$\lambda_D = \frac{6,6 \times 10^{-31}}{(2 \times E \times 1,6 \times 10^{-19} \times 1,66 \times 10^{-17})^{1/2}} \text{ metre}$$

olarak bulunur. Burada E'nin birimi eV Nötronlar için,

$$\lambda_D = \frac{0,286}{\sqrt{E}} \text{ \AA}$$

bulunur. Böylece termik nötronlar için  $E = 0,025 \text{ eV}$  olduğundan yukarıdaki ifade  $\lambda_D = 1,82 \text{ \AA}$  verir ve bu yaklaşık olarak atomun çapıdır. Diğer yandan  $E = 2,0 \text{ MeV}$  luk hızlı nötronlar için  $\lambda_D = 2 \times 10^{-14} \text{ m}$  dir ve bu da yaklaşık olarak bir çekirdeğin çapıdır.

Böylece termik nötronların dalga boylarının X-ışınlarınınki ile aynı derecede olduğu görülür. Çok hızlı nötronlar,  $1000 \text{ MeV}$ ,  $\lambda = \sim 10^{-16} \text{ m}$ 'lik dalga boyuna sahiptir. Reaktör nötronlarının huzmesinde daima bir hız dağılımı vardır. Reaktör termik nötronlarının hızları  $V = 2200 \text{ m/s}$  dir. Fakat bu değer her iki yanında bir dağılım vardır. Eğer böyle bir huzme uygun bir Kristal'den (grafitten) geçirilirse  $E_{min} = 0,0008 \text{ eV}$  minimum enerjinin üzerindeki enerjilere sahip nötronlar difraksiyona uğrayacak ve bu enerjiden düşük enerjili nötronlar geçecektir.

Grafit sütunundan çıkan huzme içinde, kristal içindeki düzlem takımında yansımaya uğrayan nötronlara karşılık gelen enerjilere sahip nötronlar bulunmaz. Bu enerjiler daha ziyade dağılımın yüksek enerjileridir ve çıkan nötronlar  $\sim 0,001 \text{ eV}$  luk enerjiye sahiptir, termik nötronların ortalama enerjisinden daha küçüktür. Bu nötronlara **soğuk nötronlar** denir ve bazı reaktör materyallerinin tesir-kesitlerinin özelliklerini incelemesi açısından önemlidirler.

Nötr oluşları ve kütlelerinin küçük oluşundan dolayı nötronlar difüzyon deneyleri

için mükemmel mermilerdir. Nötron huzmesi ile araştırmalar, elastik difüzyonla yapılar hakkında, magnetik yapılardaki dalga difüzyonu ile spin hakkında, hidrojen bağ durumlarının tespiti hakkında yeni bilgiler verir [1].



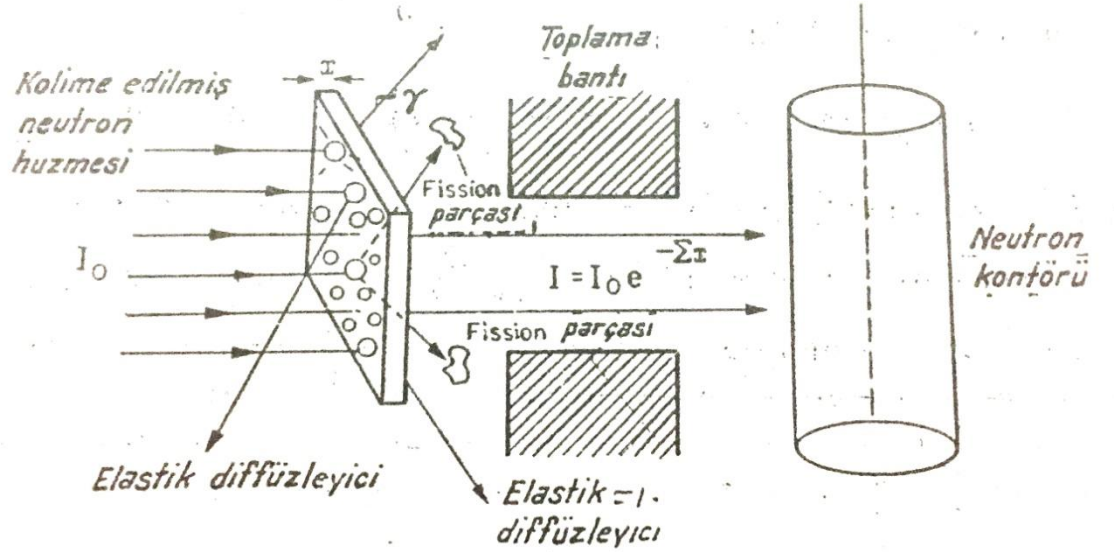
### 3. NÖTRON TESİR KESİTİ

Atom yapısı hakkındaki ilk deliller genellikle  $\alpha$  tanecikleri ile yapılmış bombardıman deneylerinden geldi. Aynı şekilde çekirdek yapısının incelenmesi de bombardıman deneyini gerektirir. Nötron çok küçük ve elektrikçe nötr olduğundan, çekirdek hakkında birçok empirik bilgi sağlamış olan difüzyon deneylerinde bombardıman taneciği olarak kullanımı çoktur.

Bir nötron hüzmesinin  $I_0$  başlangıç şiddeti,  $X$  kalınlığındaki bir levha tarafından  $I$  ya düşürülürse (Şekil 3.1.) deneysel olarak:

$$I = I_0 x e^{-\epsilon x} \quad (3.1)$$

bulunur. Burada  $\epsilon$  lineer absorpsiyon katsayısıdır. Bu bilinen üstel absorpsiyon kanunudur. Yukarıdaki denklem  $\epsilon$  nın  $L^{-1}$  boyutlarına sahip olmasını gerektirir.



Şekil 3.1. Toplam tesir kesitinin transmisyon ölçüsü prensibi. Nümune içinde çekirdeklerle interaksiyona uğrayan nötronlar dedektöre ulaşmazlar. Küçük açı difüzyonu için düzeltme yapılır [1].

Bu sebepten  $\epsilon$ 'nın birimleri  $m^{-1}$  dir.  $\epsilon$ 'nın absorplayıcı içinde birim hacim başına düşen çekirdeklerin  $N_v$  sayısı ile orantılı olması beklenir. Şöyleki  $\epsilon = \sigma N_v$  , burada

$N_v$  nin boyutları  $L^{-3}$  olduğunda  $\sigma$  alan boyutlu bir sabittir.

$\sigma$ , çekirdek başına çarpışma oranı ya da absorplayıcı çekirdeklerin nötron tesir kesiti olarak tanımlanır.

Bazen materyalin mikroskopik tesir kesiti olarak gözönüne alınır. Bu tesir kesiti bombardıman taneciğinin tipine ve enerjisine bağlıdır.

Dolayısıyla dar bir enerji aralığında verilen bir tanecik için, maddeye ait bir sabittir.

Şimdi yoğunluğu  $\rho$  olan materyalin birim hacmi  $N_0(\rho/A)$  sayıda çekirdek içerir.

Burada  $N_A$  Avogadro sayısı ve A absorplayıcı atomların atom ağırlığıdır. Bu durumda;

$$N_v = \frac{N_A}{A} \rho \quad (3.2)$$

$$\varepsilon = \sigma \frac{N_0}{A} \rho \quad (3.3)$$

olur. Burada  $\sigma$  için kullanılan birim  $10^{-24} \text{ cm}^2$  lik bir alandır. Bu birime “barn” denir ve bir çekirdeğin kabaca kesit alanıdır. Bu sebepten,

$$\varepsilon = \sigma \times \frac{6,02 \times 10^{23}}{A} \rho \quad (3.4)$$

veya yaklaşık olarak  $\varepsilon = 0,6 \frac{\sigma \cdot \rho}{A} \text{ cm}^{-1}$ ) dir, burada  $\sigma$  barn cinsindedir. A atomik kütle sayısıdır.  $\varepsilon$  nın değeri  $\frac{1}{uzunluk}$  olduğu halde genellikle  $\varepsilon$  ya absorplayıcının birim hacmi başına toplam çarpışma kesitine karşılık geldiğinden, **makroskopik tesir kesiti** denir. Mikroskopik tesir kesiti bilirse yukarıdaki bağıntıdan makroskopik tesir kesiti kolayca hesaplanabilir.

Absorpsiyon denklemi:

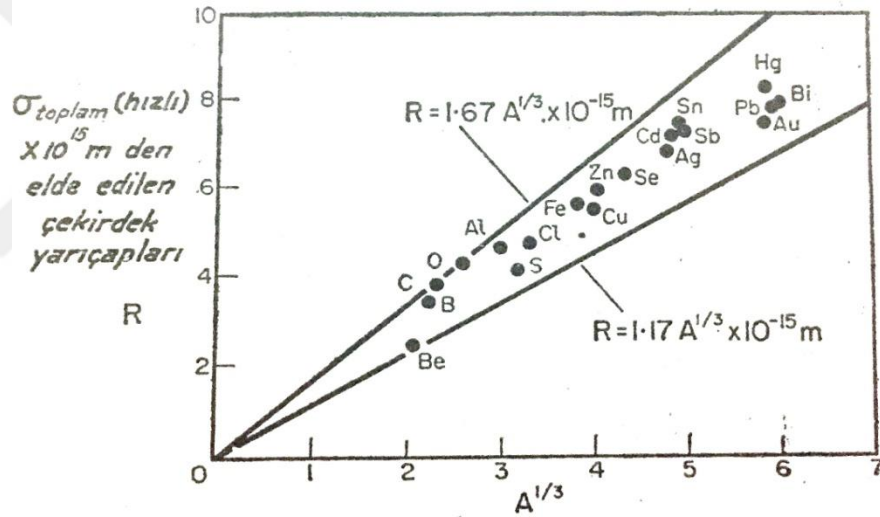
$$I = I_0 e^{-\sigma N_v X} \quad (3.5)$$

olarak yazılabilir. Bu denklem  $N_v X = N_\alpha$  koymakla;

$$I = I_0 e^{-\sigma N_\alpha} \quad (3.6)$$

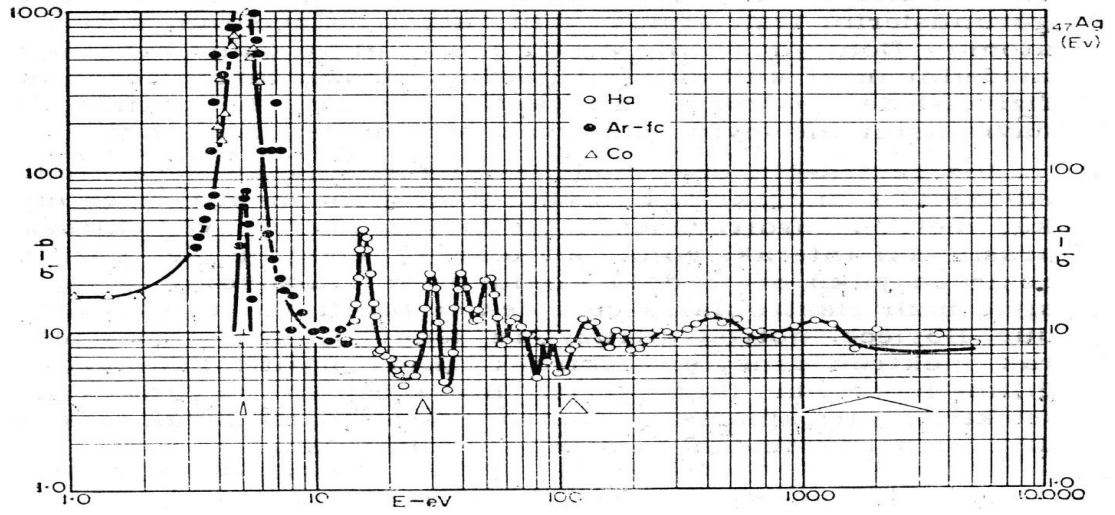
haline gelir. Burada  $N_\alpha$  absorptivitesinin birim alanı başına hedef atomlarının sayısıdır.

Şekil 3.1. nötron tesir kesitlerinin ölçülmesi prensibini göstermektedir.  $I = I_0 e^{-\epsilon X}$  den  $\ln(I/I_0) = -\epsilon X$  elde edilir. Bu durumda  $\epsilon$ , hedef varken ve yokken detektörde huzme şiddetini ölçerek bulunabilir. Birkaç levha kalınlıkları için  $X$ 'e karşı  $\ln I$ 'nin grafiğinin çizilmesi  $\epsilon$  y1 ve buradan  $\sigma$  y1 verir. Bu deneyde huzme enerjisi ve huzme geometrisi dikkatle kontrol edilmelidir.



Şekil 3.2. Çekirdek yarıçaplarının  $A^{1/3}$  e bağıllığı [1]

Kolime(demetlenmiş) edilmiş nötronlar huzmesi grafikten elementlerin nötron tesir kesitlerini ölçmek için kullanılabilir. Elementler A kütle sayılı iseler  $\sigma = 2\pi R^2$  (Hızlı nötronlar için deney  $\sigma_T = 2\pi R^2$  toplam tesir kesitini verir. Bu absorpsiyon ve diffüzyon arasında eşit suretle bölünmüştür,  $\sigma_T = \sigma_A + \sigma_S$ ) deki R çekirdek yarıçapı ile A'nın küp kökü arasında karşılıklı lineer bir bağıntı vardır. Bu durum Şekil 3.2. de gösterildiği gibi  $R = R_0 A^{1/3}$  dür. Burada tesir kesiti için kullanılan birim barn'dır.



Şekil 3.3. Alçak enerji bölgesinde gümüşün toplam nötron tesir kesitleri [1]

Nötron tesir kesitleri Şekil 3.3. te gösterildiği gibi nötron huzmesinin enerjisi ile çok değişir. Yarıçapları metre cinsinden ifade edilirse nötron tesir kesitleri için  $R_0 = (1,3 \text{ den } 1,4 \text{ e kadar}) \times 10^{-15}$  bulunur.  $R_0$  ın değişmesi  $\sigma$  yı ölçme tarzına bağlıdır [1].



#### 4. NÖTRONLARIN ORTALAMA SERBEST YOLU

$\lambda$  uzunluk boyutlarına sahip olmak üzere  $\varepsilon = \frac{1}{\lambda}$  yazılarak  $I = I_0 e^{-x/\lambda}$  denklemi elde edilir.  $\lambda$  nın hedef materyal içinde nötronların ortalama serbest yolu olduğu integrasyonla gösterilebilir.

Eğer hüzmenin şiddeti  $X$  kalınlığını geçtikten sonra  $I$  ise ve ayrıca bir  $dx$  transmisyonu  $dI$  değişimini oluşturuyorsa, bu durumda  $dI$  değişimini veren nötronların yol uzunluğu  $X dI$  dir. Bütün nötronların toplam yol uzunluğu  $\int_{I_0}^0 X dI$  dir. Nötron başına ortalama yol uzunluğu;

$$\lambda = \frac{\int_{I_0}^0 X dI}{\int_{I_0}^0 dI}, \text{ burada } I = I_0 e^{-\varepsilon X}$$

$$\text{ve } \int_{I_0}^0 dI = I_0 \text{ olacağından,}$$

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty X I_0 (-\varepsilon) e^{-\varepsilon X} dx}{I_0}$$

$$\lambda = -\varepsilon \int_0^\infty X e^{-\varepsilon X} dx \quad (\text{kısmi integrasyonla})$$

$$\lambda = \frac{1}{\varepsilon} \tag{4.1}$$

elde edilir. Bu sebeple  $\lambda = \frac{1}{\varepsilon}$  nötron başına ortalama yol uzunluğu veya ortalama serbest yoldur. Ortalama serbest yolu;

$$\lambda = \frac{A}{\sigma N_0 \rho} = \frac{A}{0,06 \sigma \rho} \text{ metre, } (\sigma \text{ barn cinsindedir}) \tag{4.2}$$

olup bir berilyum metali için  $A = 9$  ,  $\sigma = 0,10 \text{ barn}$  ,  $\rho = 1,847 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  olmak üzere;

$$\lambda = \frac{9}{0,06 \times 0,1 \times 1,847 \times 10^3} = 8,1 \times 10^{-1} \text{ m} = 81 \text{ cm olur [1]}. \tag{4.3}$$

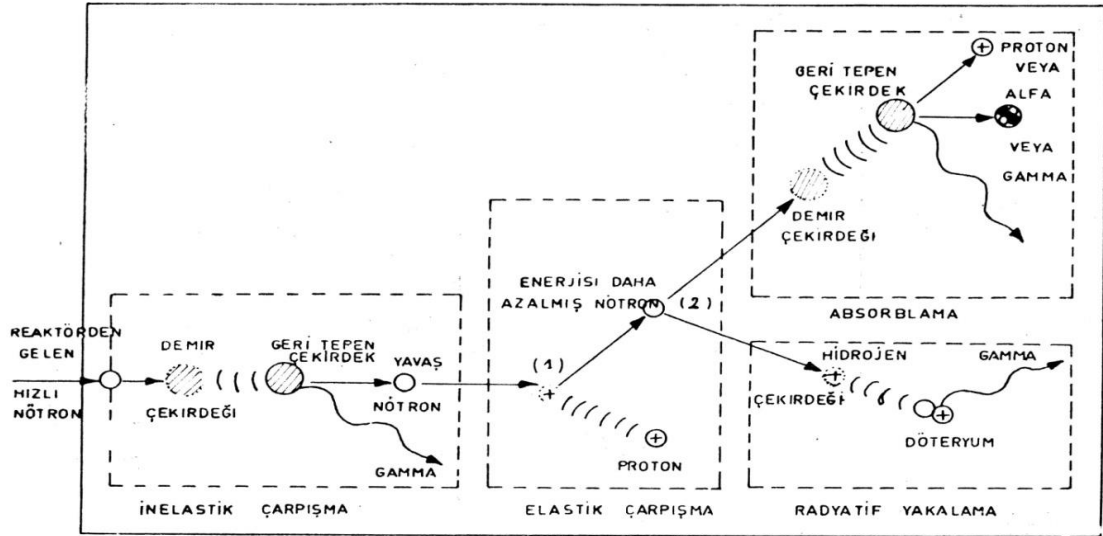
## 5. NÖTRON ZIRHLAMASI

Nötronlar elektrik yükleri olmadığından, insan vücudu da dahil olmak üzere çeşitli materyaller içinde çok fazla giriş kabiliyeti gösterirler. Madde içinden geçerken yolları üzerinde direkt iyonizasyon meydana getirmemekle birlikte, atom çekirdekleri ile çarpışmak suretiyle protonlar gibi iyonlaştırıcı parçacıkların yayınlanmasıyla ikincil iyonizasyona sebep olurlar. Nötronlar, nükleer reaktörler ve parçacık hızlandırıcıları etrafındaki alanlarda en önemli radyasyon sorununu teşkil ederler.

Nötronların zırhlamasında kullanılacak zırh kalınlığı materyalin kimyasal bileşimine, nötronların enerjisine ve zırhın nötron kaynağına (örneğin:reaktöre) göre konumuna bağlıdır. Nötron zırhlamasında ortaya çıkan güçlüklerden biride, nötronların madde içinde yavaşlatılmalarında gama ışınlarına karşı zırhlamayla ilgili olup, zırh yapımında kullanılacak olan materyal her iki cins radyasyona karşı etkili olmalıdır.

Bir nükleer reaktörden çıkan nötronların maksimum enerjisi 20 MeV civarındadır. Genel olarak nötronlar: (1) elastik olmayan çarpışmalar, (2) elastik çarpışmalar ve (3) absorplanma veya radyoaktif yakalanma yollarıyla enerjilerini kaybederek nihayet tamamen doldurulurlar. Şekil 5.1'de bir zırh içinde meydana gelen bu nükleer etkileşimler görülmektedir.

Enerjileri 1 MeV'den 10 MeV'e kadar olan hızlı nötronlar zırh materyali içinde bulunan demir ve çelik parçalarının orta büyüklükte çekirdekleriyle elastik olmayan çarpışmalar yaparlar. Hızlı nötronlar demir çekirdekleriyle çarpışır ve absorplanarak çekirdeğin geri tepkimesine sebep olur. Geri tepen çekirdek gama ışını ve daha yavaş bir nötron yayınlar. Yayınlanan nötron ya çarpışan nötron veya başka bir nötron olabilir.



NOT

- 1) GELEN NÖTRON BİR HİDROJEN ÇEKİRDEĞİ İLE ÇARPIŞARAK SAÇILABİLİR VE HİDROJEN ÇEKİRDEĞİNİ BİR PROTON OLARAK FIRLATICIR
- 2) SAÇILAN NÖTRON BİR DEMİR ÇEKİRDEĞİ TARAFINDAN ABSORBLANABİLİR VEYA BİR HİDROJEN ÇEKİRDEĞİNDE RADYATİF YAKALANMAYA MARUZ KALIR

Şekil 5.1. Bir Zırh Materyali İçindeki Nükleer Etkileşmeler [2]

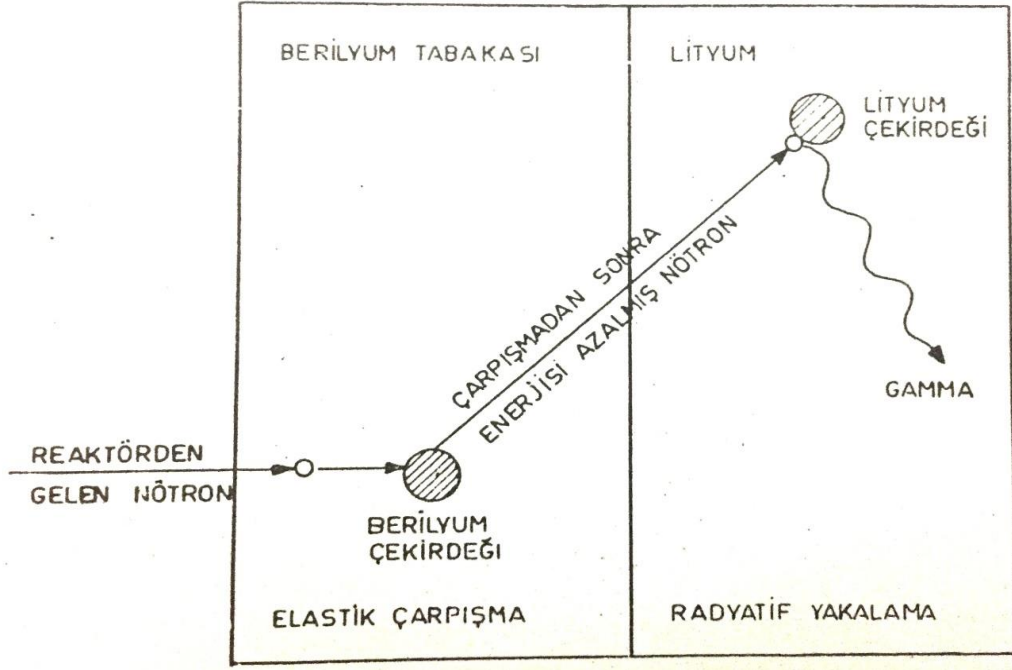
Energileri 1 MeV'den 0,01 MeV'e kadar olan daha yavaş nötronlar, hidrojenli maddelerin hafif çekirdekleri ile elastik çarpışmalar yaparlar. Nötron hidrojen çekirdeğine çarptığı zaman ya daha az enerji ile yolundan saptırılır veya hidrojen çekirdeğini bir proton olarak yerinden fırlatarak tamamen durdurulur.

0,01 MeV'den daha az enerjiyle saptırılan yavaş nötronlar ya bir demir çekirdeği tarafından absorplanır veya bir hidrojen çekirdeği ile radyoaktif yakalanmaya maruz kalır. Nötron demir çekirdeğine çarptığı takdirde çekirdek tarafından tamamen absorplanır ve çekirdeği geriye teptirir. Çekirdek proton, alfa parçacığı veya alçak enerjilerde gamma ışınları yayınlırlar. Nötron bir hidrojen çekirdeğine çarpacak olursa, onunla döteryum çekirdeği meydana getirmek üzere birleşir ve bu olay sırasında gama ışını yayınlırlar.

En ucuz ve en etkin hidrojenli zırh materyallerinden biri çimentodur. Orta ağırlıkta çekirdek materyali sağlamak üzere, çimentoya demir kırıntıları veya demir dolgular karıştırılır. Bu karışım etkin ve ekonomik bir zırh maddesi meydana getirir. Fakat mobil reaktörlerin hareketi bakımından çimento ve demir karışımı fazla ağır olduğundan bu gibi reaktörlerde daha hafif zırh materyali kullanılması zorunludur.

İyi bir moderatör, elastik saçılmalarla nötronların hızlarını azaltmalı fakat onları kolayca absorblamalıdır.

Bu bakımdan en iyi hafif moderatörler berilyum ve karbon'dur. Lityum ve bor ise nötronları yakalamakta kullanılır. Böylece en etkin mobil reaktör zırhları, yukarıdaki materyal levhalarının üst üste konulmasıyla yapılır. Berilyum-Lityum kombinasyonları bu bakımdan çok başarılı olmuştur. Aşağıdaki Şekil 5.2. de Berilyum- Lityum levhalarından yapılmış bir zırh içinde meydana gelen etkileşimler görülmektedir [2].



Şekil 5.2. Berilyum-Lityum Levhalarından Yapılmış Bir zırh içindeki Nükleer Enteraksiyonlar [2]

## 6. NÖTRON BOMBARDIMANI İLE MEYDANA GELEN REAKSİYONLAR

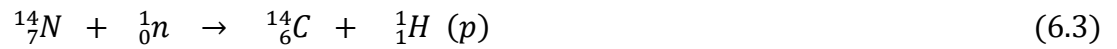
Bir  $(n, \alpha)$  reaksiyonunda üretilen nötronlar hızlı nötronlardır. Enerjileri daima 1 MeV mertebesinde, bundan dolayı yavaş nötronlar, yavaşlatan bir ortam içinde hızlı nötronların yavaşlaması ile suni olarak üretilmelidir. Bu termik reaktörlerde kullanılan moderatör tekniğinin temelidir ve nihayet nötronların yavaşlatıcı şebekenin termik hareketinin enerjisi ile ortamdan çıktıkları düşünülür. Yani oda sıcaklığında 0,025 eV çıktıkları yorumlanır(ortamdan çıkış yaptıkları).

$(n, \alpha)$  reaksiyonu için, atom ağırlığı küçük olan elementlerle yavaş nötronlar kullanılmalıdır. Örnek olarak;



verilebilir bu her iki reaksiyonda da  $\alpha$  taneciğine nötronun mevcut olduğunun habercisi nazariyle bakılabilir. Evvelce ifade edildiğine göre, bu gibi reaksiyonlar nötron dedektörlerinde, sayıcılarda veya sis odalarında kullanılırlar. Yavaş nötronlar daha sonra tarif edilecek olan fisyon reaksiyonlarını da verebilirler.

Hızlı nötronların hafif elementlerle olan reaksiyonlarına örnek olarak azotla olan reaksiyonu verebiliriz:

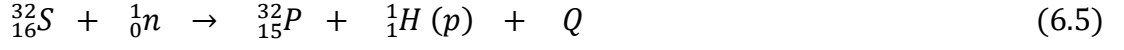


veya daha az bir ihtimalle

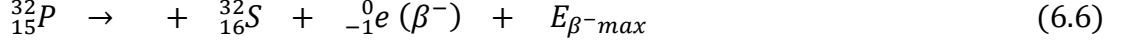


reaksiyonu da meydana gelebilir.

Aynı nüklidle biten reaksiyona bir örnek olarak aşağıdaki reaksiyonu verebiliriz:



bunu,



reaksiyonu takip eder. Bu gerçekte,



ye eşdeğerdir.

Burada  ${}^{32}\text{S}$  nin kütleinin  ${}^{32}\text{P}$  nin kütleisine eşit olduğu farzedilir.

$$[{}^{32}\text{S} = 31,982 : {}^{32}\text{P} = 31,984]$$

$(M_n - M_p)$  ye eşdeğer olan enerji  $0,78 \text{ MeV}$  ve  $Q + E_{\beta^-max} = 0,78 \text{ MeV}$  dir.

Herhangi bir  $\beta^-$  yayınlayıcının verdiği  $\beta^-$  spektrumunun maksimum enerjisi  $0,78 \text{ MeV}$  den küçük ise (trityum un bozunmasında olduğu gibi) reaksiyon yavaş hatta soğuk nötronlarla başlayabilir. Çünkü  $Q$  pozitiftir. Diğer taraftan eğer  $E_{\beta^-max} > 0,78 \text{ MeV}$  ve  $Q$  negatif ise enerjileri nümerik olarak  $(E_{\beta^-max} - 0,78) \text{ MeV}$  ile verilen hızlı nötronlar kullanmak lazımdır.  ${}^{32}\text{P}$  halinde  $\beta^-$  enerjisi  $1,70 \text{ MeV}$  dir ve böylece bu reaksiyon için enerjileri yaklaşık olarak  $1 \text{ MeV}$  olan nötronlar lazımdır.

$Q$  değeri atomu meydana getiren parçacıkların nükleer kütlelerindeki değişikliklerden kaynaklanan net enerji değişimini gösterir.

$Q$  değeri, atomların bağlanma durumu değiştiği zaman kazanılan enerjiyi veya belirli bir şekilde onları parçalamak için verilmesi gereken enerjiyi temsil eder [1].

## 7. NÖTRONLARIN ABSORBLANMASI

Hızlı yani enerjileri 10 KeV ile 10 MeV arasında olan nötronlarla relativistik ( $E > 10 \text{ MeV}$ ) nötronların radyasyon korunması bakımından madde ile en önemli reaksiyonları “elastik çarpışmalar”dır. Elastik çarpışmalarda toplam kinetik enerji değişmediği halde nötronun ortalama fraksiyonel enerji kaybı,

$$\frac{2M}{(M + 1)^2} \quad (7.1)$$

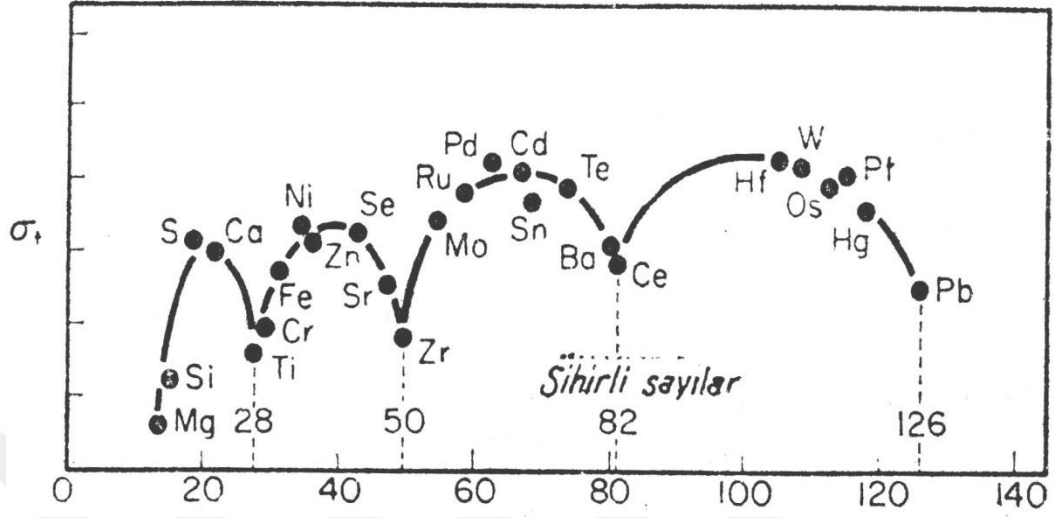
olacaktır. Burada (M), nötronun çarpıştığı çekirdeğin kütesidir. Formülden kolayca görüleceği gibi hidrojen gibi hafif çekirdekler hızlı ve relativistik nötronların enerji kaybında (yani yavaşlatılmasında) en etkin atomlardır.

Orta enerjili (0,5 KeV – 10 KeV arası) ve termal (0,5 eV’den az enerjili) nötronlar için radyasyon korunması bakımından en önemli reaksiyon ise nötron absorblanmasıdır. Bu reaksiyonlardan bazıları gama ışınları meydana getirdiğinden ayrıca gama zırhlanmasına ihtiyaç gerekecektir.

Geniş bir enerji dağılımı (spektrum) gösteren nötronlar halinde yüksek enerjili olanlar en az yavaşlatılacaktır. Böylece belirli bir absorblayıcı kalınlığı içinden geçen bir nötron demetinden en yüksek enerjili olanların absorblayıcının diğer yüzeyinden çıkması olasılığı en fazla olacaktır. Bu nedenle bir çok amaçlar için nötron zırh kalınlığının göz önüne alınması gereklidir [2].

Bazı izotopların nükleon bağlanma enerjisinin üstüne uyarıldıkları vakit, bir  $\beta^-$  bozunmasını takip eden süreçte spontan nötron yayınlayıcı oldukları bulunmuştur. Bu izotoplar  $^{17}_{18}\text{O}$ ,  $^{87}_{36}\text{Kr}$  ve  $^{137}_{54}\text{Xe}$  olup; bunlar için sıra ile  $N=9$ ,  $N=51$  ve  $N=83$  tür ve  $8+1$ ,  $50+1$  ve  $82+1$  şeklinde yazılabilirler. Gevşek bağlı olan nötron bir “valans” nötronu olarak yorumlanırsa; 8, 50 ve 82 nötron sayıları diğer nötron sayılarından daha büyük kararlılık gösterirler. Örneğin  $^{87}_{36}\text{Kr}$  nüklidi  $N=51$  ile bir nötron yayınlayıcısıdır. Çünkü  $N=50$  bir kararlı konfigürasyon veya kapalı bir çekirdek tabakasıdır.

Çekirdek özelliğinin artan A ile değişimi incelendiğinde 2,8,20,50,82,126 sayılarını doğrulayan birçok deneysel kanıt vardır [1].



Şekil 7.1.  $\bar{N}$  ortalama nötron sayısı çift Z li elemanlar [1]

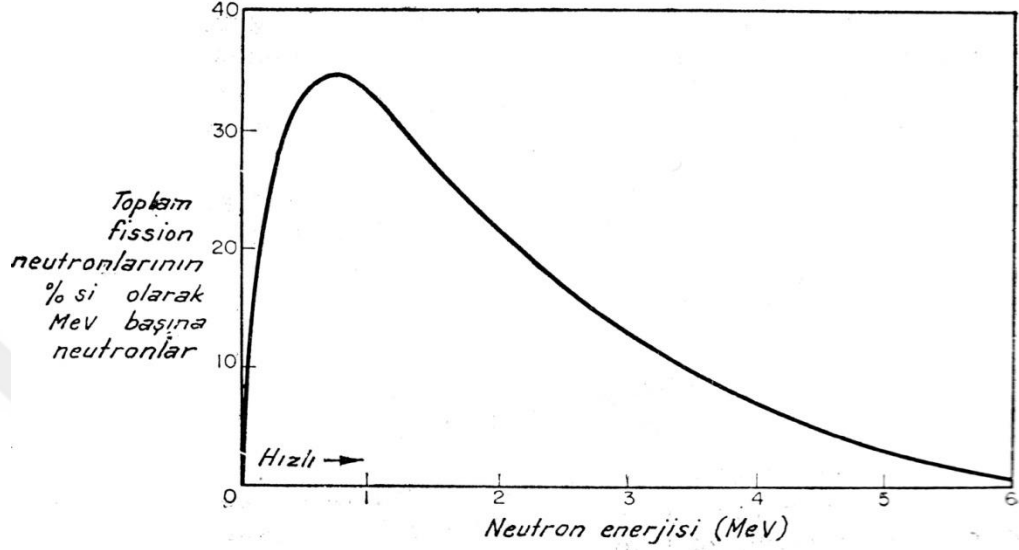
Şekil 7.1. 28,50,82 ve 126 da sihirli sayılar için kanıt gösteren çift Z li çekirdeklerin nötron absorpsiyonudur.

Şekil 7.1. de gösterildiği gibi, hızlı ve yavaş nötron tesir kesitlerinden de destekleyici epey kanıt elde edilir. Bu sayılarda bu çekirdeklerin yakın komşularına kıyasla bilhassa kararlı olduklarını gösteren ani değişimler meydana gelir. Genel olarak, birçok çekirdek özelliklerinin Z veya N ye karşı çizilen eğrileri, bu özel noktalarda karakteristik tepeler veya dönüm noktaları oluştururlar.



## 8. FİSYON NÖTRONLARININ KAREKTERİSTİKLERİ

Fisyon nötronunun enerji dağılımı Şekil 8.1.'de gösterilmiştir. Burada ortalama enerji 2,0 MeV ve en olası enerji yaklaşık olarak 0,7 MeV dir.



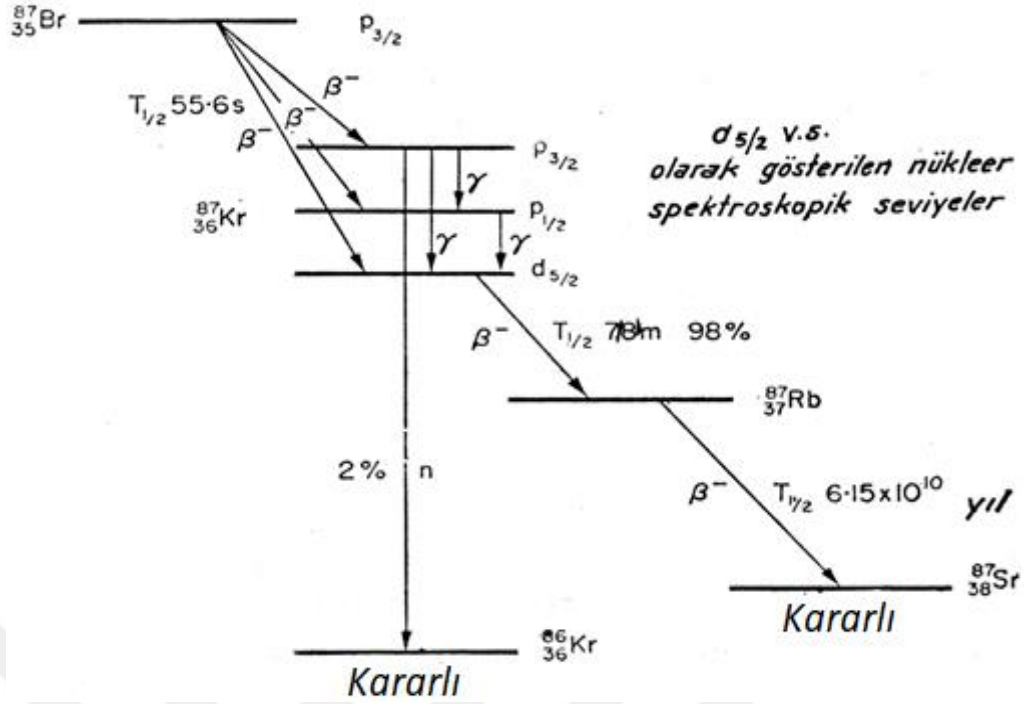
Şekil 8.1. Fisyon nötronunun enerji spektrumu [1]

Bu fisyon enerji spektrumu termik bir reaktörün moderatöründe nötron sığınağı düşünüldüğü zaman çok önemlidir. Herbir fisyon başına düşen nötron sayısı daima bir tam sayıdır. Fakat termik fisyon için fisyon başına yaklaşık olarak ortalama 2,5 nötron düşmektedir.

Bahsi geçen fisyon anında meydana gelen ani nötronlara ek olarak  $\beta^-$  aktif bozunma zincirlerinden birinin ortasında nötronların oluşturduğu birkaç durum vardır. Bu durumlar yaklaşık olarak bütün nötronların % 0,75'i dir. Bunlara gecikmiş nötronlar denir. Çünkü zincirin bazı kısımlarında bir nötron ve bir  $\beta^-$  taneciği aynı zamanda oluşuma girer. Bunun en iyi bilinen örneği Şekil 8.1.' de gösterilen,



bozunma şemasıdır; yarılanma süresi 55,6 s dir [1].



Şekil 8.2.  $^{87}_{35}\text{Br}$  den gecikmiş nötron emisyonu [1]

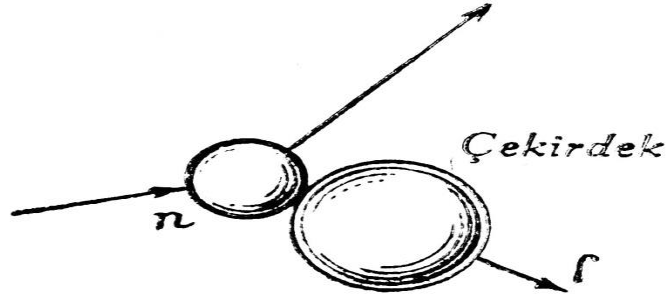
Burada bütün fisyon nötronlarının ortalama ömrünü artıran gecikmiş nötronlar mevcut olmazsa termik nükleer reaktörün kontrolünün imkansız olacağı gerçeği son derece önemlidir. Termik reaktörün başarılı bir denemesinde ortalama enerjileri 2,0 MeV olan nötronları yaklaşık olarak 0,025 eV civarına yani aşağı yukarı 300 <sup>0</sup>K' e eşdeğer olan termik enerjiye kadar yavaşlatmak için Uranyum atomları arasına moderatör koymak gerekir.

Şekil 8.2.' deki nötron spektrumu eğrisine 0,025 eV'luk bir nötronun uygulanmasına çalışılmasından görüleceği gibi bütün fisyon nötronlarının enerjileri 0,025 eV'tan büyük olduğundan bu yavaşlama işlemi hemen hemen bütün fisyon nötronlarının moderasyonunu temsil eder [1].

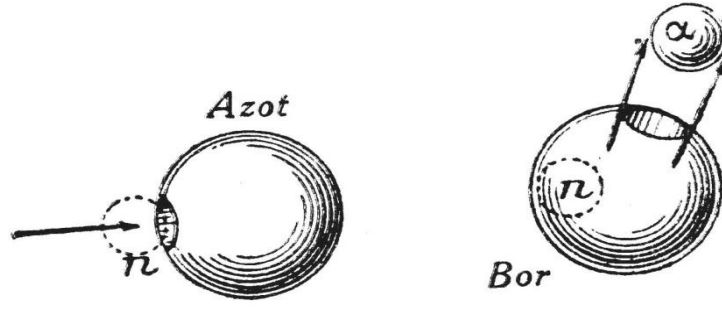
## 9. NÖTRON ÇARPIŞMASI İLE ELDE EDİLEN ÇEKİRDEK TRANSFORMASYONLARI

Bilim dilinde bir atom tipinden başka birine geçişi göstermek üzere parçalanma (desintegration) ve transmütasyon kelimelerinden her ikisinde kullanılmaktadır. Parçalanma terimi daha çok radyoaktif elementlerin (radyum, toryum, aktinyum) göstermiş oldukları, kendiliğinden dönüşümler için ve transmütasyon teriminde azot veya alüminyum gibi elementlerin dışarıdan gelen bir etken vasıtasıyla uyarılmış dönüşümleri için kullanılır.

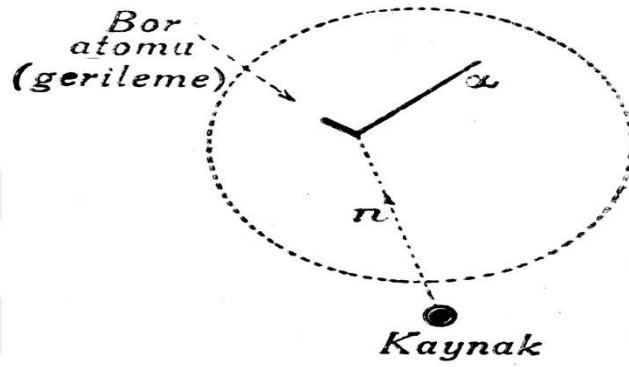
Hafif bir çekirdek ile bir nötron arasında oldukça ender görülen çarpışma genellikle esnektir. Böyle olmakla beraber Wilson odası bazı hallerde nötron çarpışmasının bir transmütasyon uyarabildiğini ortaya koymuştur. Feather azot çekirdeğinin bir nötron yaklayabildiğini ve bir  $\alpha$  parçacığı ile bir bor çekirdeği vermek suretiyle parçalandığını göstermiştir.



Şekil 9.1. Hızlı bir nötronun bir atom çekirdeği ile esnek çarpışması: atom çekirdeği bu suretle r doğrultusunda fırlatılır [3]



Şekil 9.2. Bir nötron çarpması tesiri ile azotun bor ve helium ( $\alpha$  parçacığı) haline transmütasyonu [3]



Şekil 9.3. Hızlı bir nötronun (yörüngesi görünmez) etkisi altında gerçekleşen bir atom parçalanmasının azot dolu Wilson odası içinde görünüşü [3]

Oksijen, Flor, Argon için de buna benzer reaksiyonlar gözlenmiştir. Fakat nötronlar, bu “ani” atomik değişmeler yanında, çok genel bir tarzda olmak üzere, en ağırlarına kadar, bir çok elementlerde yapay radyoaktiflik denilen yeni bir olay uyarırlar. Bu olayda nötronların etkisinde kalan element radyoaktif elementlerin özelliklerine benzer [3].

## 10. NÖTRONLARLA UYARTILMIŞ YAPAY RADYOAKTİFLİK

Nötronlarla yapılacak bir bombardımanın tesirini araştırmak, isabetli görünmektedir. Zira bu parçacıklar, elektrik yükleri olmadığından, elektrostatik itme yoluyla en iyi korunmuş çekirdeklere, ağır çekirdekleri bile erişebilirler.

Aslında nötronlar bu transmütasyonları sağlamak için en seçme mermiler olduklarını göstermişlerdir. Roma'da E. Fermi ve çalışma arkadaşları, en hafiflerinden en ağırlarına kadar bütün kararlı doğal elemanları nötronlarla ışınımlanmak yoluyla çok sayıda yeni element yapmayı başarmışlardır. O halde aktifleştirme imkanları bakımından artık hafif ve ağır elementler arasında bir fark kalmamıştır.

Nötronların etkisi altında aktifleşmeyen elementler az sayıdadır. (Li, C, N, O, Ru, Os, Tl, Pb, Bi)

Nötronlarla meydana gelen bu tarz aktifleşmenin başka bir karakteristiğinin de işaret edilmesi gerekir: oluşan elementler artık, elektrik yüklü partiküllerin etkisi altındaki gibi pozitronlar değil, negatif elektronlar çıkartarak parçalanırlar.

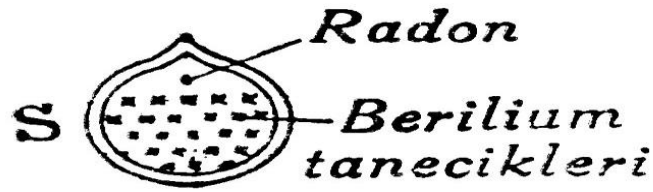
Dikkat çekici bir halin ayrıca not edilmesi gerekir: nötron ışınlarına tutulan Kükürt ve Klor, periyodu 13 gün olan bir radyofosfor  $P^{32}$  verirler. Böylece ömrü laboratuvarda birçok uygulamaya yetiyecek kadar uzun olan (iki haftadan daha fazla) yapma bir radyoelement elde edilmiş olur [3].

## 11. NÖTRONLARIN ELDE EDİLMESİ VE YAVAŞLATILMASI

Nötronlar yapay olarak, hızlı şekilde elde edilirler. Atom çekirdeklerini, elverişli bir uyarılma ile bünyelerinde ihtiva ettikleri nötronları bırakabilecek bir hale getirmek gerekir. En kolay yolla, hafif elementler vasıtası ile bu gerçekleştirilir. Hafif elementler bazı belli transmutasyonlar sırasında nötronlar salarlar.

Uyarılma etkeni, bütün transmutasyonlarda olduğu gibi elementlerin gerek  $\alpha$  partikülleri vasıtasıyla, gerekse yüksek bir potansiyel farkı altında yapay olarak hızlandırılmış iyonlar(döteronlar) ile bombardımanıdır.

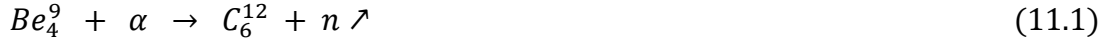
Lityumdan Alüminyuma kadar bütün hafif elementlerin, böyle uyarıldıkları zaman, nötr partiküllerden meydana geldiği anlaşılan zayıf bir ultra-girici ışın yayınladıkları görüldü. Bu cisimler arasında en etkin olanları; glusinyum adında verilen Berilyum, Bor ve Lityumdur.  $\alpha$  ışınmaları etkisi altında en iyi nötron veren berilyum, gelen milyonlarca  $\alpha$  partikülü başına birkaç on tane kadar nötron verebilir. Basit bir nötron kaynağı, Berilyum tozu ve şiddetli bir ışın yayınlayıcı nötr bir gaz olan radyum emanasyon karışımı ile doldurulmuş nohut büyüklüğünde bir ampulden ibarettir.



Şekil 11.1. Nötron kaynağı olan S ampülü [3]

Şekil 11.1. : Berilyum atomları bu yolla her taraflarından  $\alpha$  korpüskülleri ile temasta bulunurlar. Bu tarzda, yüzde birkaç miliküri emanasyonla bir saniyede bin kadar nötron elde edilebilir.

Berilyum çekirdeğinin değişme reaksiyonu:



şeklinde yazılır. Parçalanmadan meydana gelen atom karbondur.

Burada bir  $\alpha$  parçacığı 2  $\alpha$  parçacığı ve 1 nötrondan meydana gelmiş olan bir berilyum çekirdeği içine girer. Yapının içinde bulunan 'n' nötronu dışarı fırlatır ve bu şekilde bir karbon çekirdeği meydana gelir.

Hafif elemanlarla yapılan bütün bu çekirdek reaksiyonları enerjileri 3 ila 10 milyon voltu bulan ve hatta geçen, hızlı nötronlar verirler.

Esasen hafif bir maddeden geçerken uğramış oldukları esnek çarpışmalar sırasında, önceden hızlı olarak elde edilmiş bulunan nötronlar başlangıçta o kadar önemli olan enerjilerini kaybederler ve büyük bir yavaşlamaya uğrarlar.

Bir bilardo bilyesi masa üzerinde hareketsiz duran bir bilyenin tam merkezine çarparsa bütün hareket buna geçer ve gelen bilye enerjisinden sıyrılarak çivilenmiş gibi olduğu yerde kalır. Mekanik bakımından bu, ancak bilyelerin ağırlıkları birbirine tamamen eşit olduğunda olur. Sükunette bilye daha ağır olursa enerjinin ancak bir kısmını alır.

Atomik korpüsküller arasındaki esnek çarpışmalarıda aynı kanunlar idare eder. Eğer nötron kendisi ile aynı ağırlıkta olan bir hidrojen atomuna direkt olarak çarparsa hemen hemen bütün hızını ona verir ve kendisi hareketsiz kalır.

Fakat oksijen veya argon gibi daha ağır bir atoma rastlarsa enerjisinin ancak bir kısmını ona verir.

İşte hızlı nötronların yolu üzerine konulmuş hidrojenli maddelerden kalın ekranların esas rolü böyle izah edilir. Bu ekranlar hızlı nötronları yavaş nötronlar haline çevirirler.

Nötronların aktifleştirme kabiliyetinin artması yavaşlamalarının sonucudur. Bu olay yalnız hidrojenli maddelerde meydana gelir. F. Joliot ve I. Curie tarafından keşfedilmiş olan esnek çarpışmalar tipinde çarpışmalar sırasında nötronların enerji kaybı daha az olur. Yavaş nötronların bu müthiş tesiri, onların atom çekirdekleri ile karşılıklı etkilerinin artmasından ileri gelir. Bu tesirin bir taraftan çekirdekler üzerine süresi yavaş ilerleyen nötronlar için daha büyüktür, diğer taraftanda çekirdeklerin nötron tabakaları ile bir rezonans olayı meydana getirir.

Sonuç olarak yavaş nötronların kararlı elementlerin aktifleştirilmesindeki büyük tesiri bunların bu maddeler içinde çok daha fazla soğurulmalarının gerektiği yorumunu verir.

Genellikle, çok soğurucu maddeler aynı zamanda hidrojenle çevrildikleri zaman en kuvvetle aktifleşen maddelerdir. Fakat bu kural genel değildir. Örneğin çok soğurucu olan ve bununla beraber büyük bir aktifleşme göstermeyen bor hali istisna teşkil eder.

Bu istisnai hallerde gözlerden kaçan (çok uzun veya çok kısa periyotlu) bir aktif ürünün veya yine kararlı bir izotopun meydana geldiği düşünülebilir.

Kadmiyumun yavaş nötronları durdurma gücü o kadar büyüktür ki, yavaş nötronları,  $\frac{1}{2}$  milimetre kalınlıkta bir kadmiyum levhasından geçemeyen nötronlar olarak tanımlamaya imkan verir.

Bu özellik önemlidir. Zira deneylerde, araya sadece ince bir kadmiyum levha koyarak süzme yoluyla, hızlı nötronları yavaş nötronlardan ayırmayı olanaklı hale getirir [3].



## 12. NÖTRON AKISI

Nötronların çekirdeklerle olan etkileşimlerinin, nötronun çekirdeğe hangi açıyla çarptığından bağımsız olduğu gerçeği ışığında, toplam etkileşim hızı;

$$F = \Sigma_i n v \quad (12.1)$$

$\Sigma_i$  makroskobik toplam tesir kesiti,  $n$  nötron yoğunluğu,  $v$  de nötron hızı olmak üzere ifade edilmiştir. Nötronların tüm yönlerden hareket etmesi hariç, bir reaktörün herhangi bir noktasındaki durum için bu formül geçerlidir. Bu durumda tek enerjili nötronlar için  $n v$  büyüklüğü nötron akısı olarak adlandırılır ve  $\phi$  ile gösterilir.

Böylece:

$$\phi = n v \quad (12.2)$$

ifadesi ile nötron akısı birimi nötron/cm<sup>2</sup>.sn biçiminde verilir. Çarpışma yoğunluğu akı cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$F = \Sigma_i \phi \quad (12.3)$$

Birim enerji dağılımına sahip nötronlarıda kapsayacak şekilde tek enerjili nötronlar için bu sonuç genişletilebilir. Bu amaçla,  $n(E)$ , birim enerji başına nötron yoğunluğu olarak tanımlanır ve  $n(E)dE$ , enerjileri  $E$  ile  $E+dE$  aralığında olan nötronların cm<sup>3</sup> başına sayısını verir. Eşitlik (12.3) ten yaklaşık tek enerjili nötronlar için etkileşme hızı bulunur.

$$dF = \Sigma(E) . n(E)dE . v(E) \quad (12.4)$$

Burada tüm parametrelerin enerjiye olan bağımlılığı açık bir şekilde belirtilmektedir. Bu durumda, toplam etkileşme hızı aşağıdaki integral ile ifade edilir:

$$F = \int_0^{\infty} \Sigma_i(E) n(E) v(E) dE = \int_0^{\infty} \Sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (12.5)$$

$\phi(E)$ , enerji-bağımlı akı veya birim enerji başına akı olarak adlandırılır:

$$\phi(E) = n(E)v(E) \quad (12.6)$$

eşitliği ile tanımlanır [4].



### 13. FİCK KANUNU

Bir yüzeyde temasa geçirilen iki akışkanın var olduğu kabul edilsin. Akışkanlar arasındaki yüzey gerilim sıfırdan farklı ise akışkanlar karışmaz; belirli bir akışkan-akışkan arayüzeyi bunları daima ayırır. Akışkanlar arasındaki yüzey gerilim sıfır ise, bunları ayıran belirli bir yüzey var olmayıp akışkanlar karışır.

Her iki akışkanda da moleküller, mutlak sıcaklığa bağlı olarak dağınık bir şekilde hareket ederler. Bu hareket izotropiktir; diğer bir deyişle homojen herhangi bir bölgede aynı hız dağılımı ile bütün yönlerde hareket eden moleküllerin sayıları eşittir.

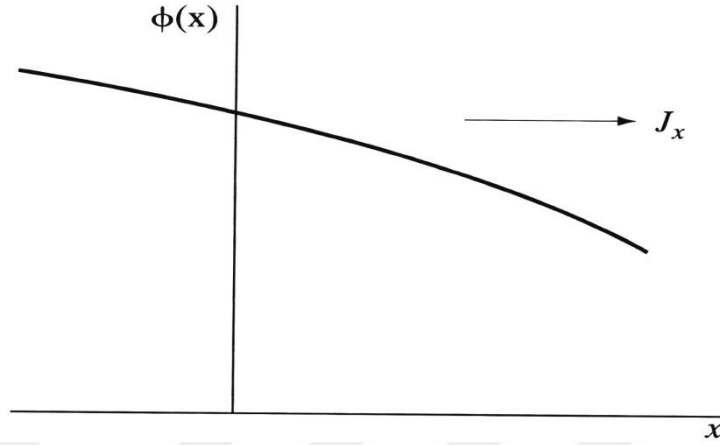
Ayırım yüzeyinde, örneğin sol tarafta 1. cins molekül sağ tarafta da 2. cins moleküller vardır. Dağınık hareketten dolayı 1. cins moleküller yüzeyi geçerek sağ tarafta 2. cins moleküllerde sol tarafa geçerler. Bu işlem, her iki molekülde içeren homojen bir karışım oluşuncaya kadar iki yönde de devam eder. Bu işleme “**moleküler difüzyon**” denir.

Akışkanlar karışmayan olsaydı, sağa geçmeye çalışan 1. cins moleküller, ara yüzeyin yakın civarındaki bir kuvvet alanı tarafından tutulacak ve difüzyon dolayısıyla bir karışım olmayacaktı. Difüzyonun bu şekilde açıklanması **Fick Kanunu** denen difüzyon kanununa yol açar [5].

Fick Kanunu'na dayanan difüzyon kuramı, orjinal olarak kimyasal difüzyonu açıklamakta kullanılmıştır. Kimyada gösterildiği şekliyle, eğer çözünen bir maddenin konsantrasyonu çözünenin bir bölgesinde diğer bir bölgesine oranla fazla ise, çözünen madde yüksek konsantrasyonlu bölgeden düşük konsantrasyonlu bölgeye doğru yayılır. Yani difüzyon yapar. Bunun yanında, çözünen maddenin akış hızının, konsantrasyonunun “**gradyan**” ının (“gradient”) negatifi ile orantılı olduğu bulunmuştur. Bu Fick Kanunu'nun orjinal ifadesidir.

Doğru bir yaklaşım olarak, bir reaktördeki nötronların davranışı büyük ölçüde çözüntideki çözünen maddenin davranışı gibidir. Dolayısıyla nötronların reaktörün bir

bölümündeki yoğunluğu (veya akısı) başka bir bölgesindekinden yüksekse, düşük nötron yoğunluklu bölgeye doğru net nötron akışı olur [4].



Şekil 13.1. Nötron akısı ve akımı [4]

Örneğin akımın Şekil 13.1’de gösterildiği gibi x yönünde değiştiği varsayalım. Böylece, Fick Kanunu aşağıdaki gibi yazılır.

$$J_x = -D \frac{d\phi}{dx} \quad (13.1)$$

Bu ifadede,  $J_x$  birim zamanda x yönünde dik birim alandan geçen net nötron sayısına eşittir.  $J_x$  akı ile aynı birime (nötron sayısı/cm<sup>2</sup>.sn) sahiptir. Eşitlik (13.1)’deki  $D$  parametresi difüzyon katsayısı olarak adlandırılır ve birimi cm’dir.

Eşitlik (13.1) göstermektedir ki, Şekil 13.1’de olduğu gibi, negatif akı “gradyan” varsa, pozitif x yönü boyunca net nötron akışı şekilde belirtildiği gibi olur. Bu akışın kaynağını anlamak için,  $x=0$  düzleminde geçen nötronlar düşünüldüğünde; bu nötronlar düzlemin solundaki çarpışmaların sonucu olarak, soldan sağa doğru ya da düzlemin sağındaki çarpışmaların sonucu olarak, sağdan sola doğru akar. Diğer taraftan, nötronların konsantrasyonu ve akı, negatif “x” değerleri için daha büyük olduğundan, sol yanda sağa göre “cm<sup>3</sup>.sn” de daha fazla çarpışma olur. Bu nedenle, beklenenin aksine soldan sağa doğru daha fazla sayıda nötron saçılır. Sonuç olarak eşitlik (13.1)’in öngördüğü gibi pozitif “x” yönünde net bir nötron akışı olur.

Nötronların yüksek akı bölgesinden düşük akı bölgesine doğru akmalarını sağlayan olgunun dış etken olmadığını anlamak önem taşır. Basitçe, belirli bir yönde diğerine göre daha fazla nötron saçılmakta veya hareket etmektedir.

Akı genel olarak konuma bağlı üç değişkenin fonksiyonudur; bu durumda Fick Kanunu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\mathbf{J} = -D \text{grad} \phi = -D \nabla \phi \quad (13.2)$$

“ $\mathbf{J}$ ”, nötron akım yoğunluğu vektörü veya sadece akım olarak adlandırılır. “ $\mathbf{J}$ ” her yerde kürenin yüzeyine normal olduğundan küre yüzeyinde birim alandan geçen nötronların net sayısı tam olarak “ $\mathbf{J}$ ” nin büyüklüğüdür. Böylece  $4\pi r^2$  alanlı kürenin yüzeyinden olan net akış;

$$4\pi r^2 J(r) = S \left(1 + \frac{r}{L}\right) e^{-r/L} \quad (13.3)$$

biçiminde ifade edilir. Burada “ $S$ ” sonsuz bir yavaşlatıcı ortam içinde “ $r$ ” kadar uzaklıktaki bir nokta kaynaktan yayılan saniyedeki nötron miktarıdır.

Eşitlik (13.1) ve (13.2)’e dönülürse,  $J_x$  ve  $\mathbf{J}$ ,  $\phi$  ile aynı birime sahip olduklarından,  $D$ ’nin uzunluk birimine sahip olduğu görülebilir. (Birimi  $\text{cm}^2/\text{sn}$  dir.)

Fick kanununun kesin bir bağıntı olmadığını vurgulamak gereklidir. Aslında, bu bir yaklaşım olup aşağıdaki koşullar altında geçerli değildir:

1. Nötronların güçlü bir biçimde soğurulduğu ortamda;
2. Bir nötron kaynağından veya bir ortamın yüzeyinden yaklaşık 3 ortalama serbest yol kadarki bölgenin içinde ve
3. Nötronların saçılması güçlü bir biçimde eşyönsüz (“anisotropic”) iken.

Bir anlamda, bu sınırlamalar pratikteki her reaktör probleminde mevcuttur. Fick kanunu ve difüzyon kuramı çoğu kere reaktör özelliklerini belirlemekte kullanılmaktadır [4].

## 14. DİFÜZYON DENKLEMİ

Nötronların hesaplanması ve korunması, reaktör tasarımında çok büyük öneme sahiptir. Bu durumda radyoaktif bozunuma benzer şekilde, temel nötron dengesi;

$$\text{Değişim Oranı} = \text{Üretim} - \text{Kayıplar} \quad (14.1)$$

eşitliği ile ifade edilir. Üretim fisyon gibi bir nötron kaynağından gelir; kayıplar ise soğurma ve sızıntılardan kaynaklanır. Hal böyle iken (14.1) eşitliği;

$$\frac{dn}{dt} = \text{Üretim} - \text{Soğurma} - \text{Sızıntı} \quad (14.2)$$

şeklinde tekrar yazılabilir.

Nötron soğurma oranı basitçe  $\Sigma_a \phi$  olur. Tek bir koordinat sistemi probleminde kaçak oranı, nötron akısının konumuna göre türevi  $\frac{dj}{dx}$  ile verilir. Bu üç terimi yerine konulursa ve  $\frac{dn}{dt} = 0$  kararlı durum çözümü uygulanırsa, nötron süreklilik ifadesi,

$$0 = V\Sigma_f\phi - \Sigma_a\phi - \frac{dj}{dx} \quad (14.3)$$

şeklinde elde edilir.

Tek boyutlu geometride, Fick yasası nötron akım yoğunluğu ile akı arasında;

$$j = -D \frac{d\phi}{dx} \quad (14.4)$$

aracılığıyla ilişki kurar ve aşağıdaki şekli alır.

$$\frac{dj}{dx} = -D \cdot \frac{d^2\phi}{dx^2} \quad (14.5)$$

Fick yasasının nötron süreklilik denklemiyle birleşmesi ile nötron difüzyon denklemi;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + \frac{V\Sigma_f - \Sigma_a}{D}\phi = 0 \quad (14.6)$$

elde edilir. Denklemi basitleştirmek için, akının katsayısı “ $B^2$ ” olarak alınırsa,

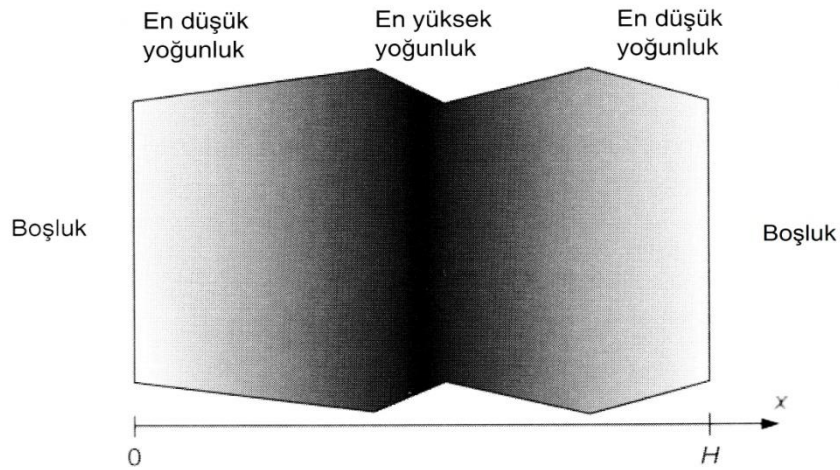
$$B^2 = \frac{V\Sigma_f - \Sigma_a}{D} \quad (14.7)$$

ifadesinden difüzyon denklemi;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + B^2\phi(x) = 0 \quad (14.8)$$

biçiminde yazılır.

(14.8) difüzyon denkleminin ait sınır şartlarını belirleyebilmemiz için



Şekil 14.1. Sonsuz dilim geometride fisyon yapabilen materyal [6]

Şekil 14.1.’deki gibi fisyon yapabilen bir maddenin sonsuz dilim halinde boşlukta bulunduğu kabul edilsin. Mantıksal olarak en yüksek konsantrasyonun dilimin

merkezinde olması beklenebilir. Çünkü kenarlardan sızan nötronlar, malzemenin boşlukta olmasından dolayı tekrar dilim üzerine saçılmazlar.

Bu aynı zamanda, nötron akısının dilimin kenarlarında sıfıra eşit olacağı anlamına gelir. Bundan dolayı iki sınır şartı kurulabilir.

(1) Merkezde akı ( $x=H/2$ ) maksimumdur:  $\phi\left(\frac{H}{2}\right) = \phi_{maks}$

(2) Kenarlarda akı ( $x=0, H$ ) sıfırdır:  $\phi(0) = \phi(H) = 0$

Bu sınır şartları, tek boyutlu dilim geometri için tek hızlı difüzyon denkleminde uygulanabilir.

(14.8) diferansiyel denklemi gözönüne alınırsa; karakteristik denklemi:

$$r^2 + B^2 = 0 \text{ ve } r = \pm Bi \quad (i \in \mathbb{C}, i \text{ kompleks sayı})$$

olmak üzere;

$$\phi(x) = K_1 \sin Bx + K_2 \cos Bx \quad (K_1, K_2 \in \mathbb{R}, K_1 \text{ ve } K_2 \text{ reel sabitler})$$

genel çözümü elde edilir.

(2) Kenarlarda akı ( $x=0, H$ ) sıfırdır:  $\phi(0) = 0$  olur. Sınır şartı genel çözüme uygulanırsa:

$$\phi(0) = K_1 \sin B \cdot 0 + K_2 \cos B \cdot 0 = 0 \text{ iken } K_2 = 0$$

$$\phi(x) = K_1 \sin Bx \quad (14.9)$$

elde edilir.

(1) Merkezde akı ( $x=H/2$ ) maksimumdur:  $\phi(H/2) = \phi_{maks}$  sınır şartı, (14.9)'a



uygulanırsa;

$$\phi(H/2) = K_1 \sin B \cdot \frac{H}{2} = \phi_{maks} \quad (14.10)$$

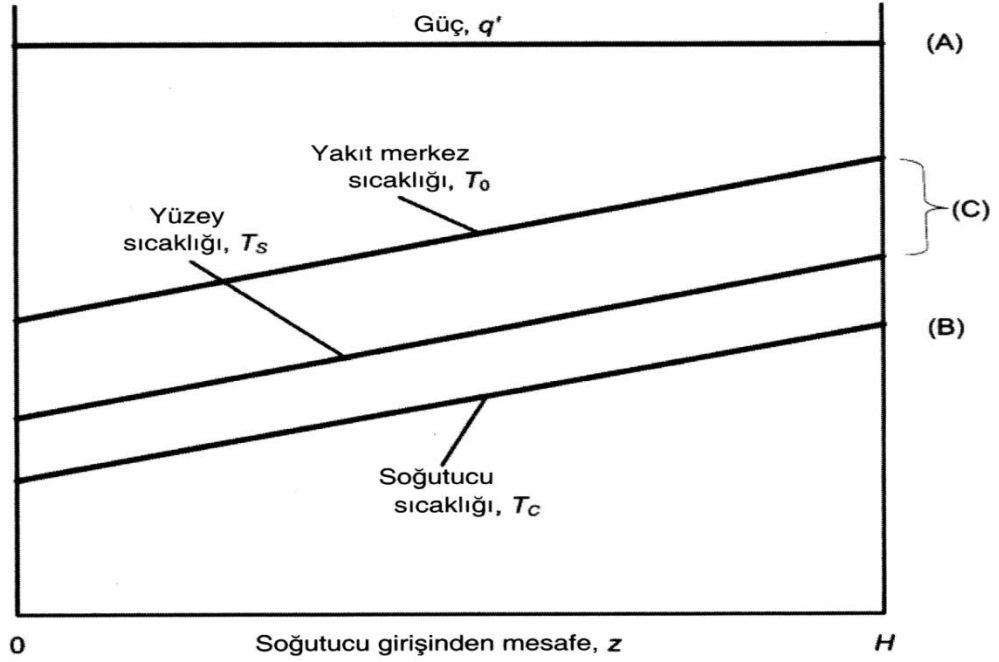
(13.10) eşitliği  $B = \frac{\pi}{H}$  için gerçeklenir;

$\sin \frac{\pi}{H} \frac{H}{2} = \sin \frac{\pi}{2} = 1$  , maksimum değeri olacağından;

$\phi_{maks} = K_1$  olur. Bu durumda:

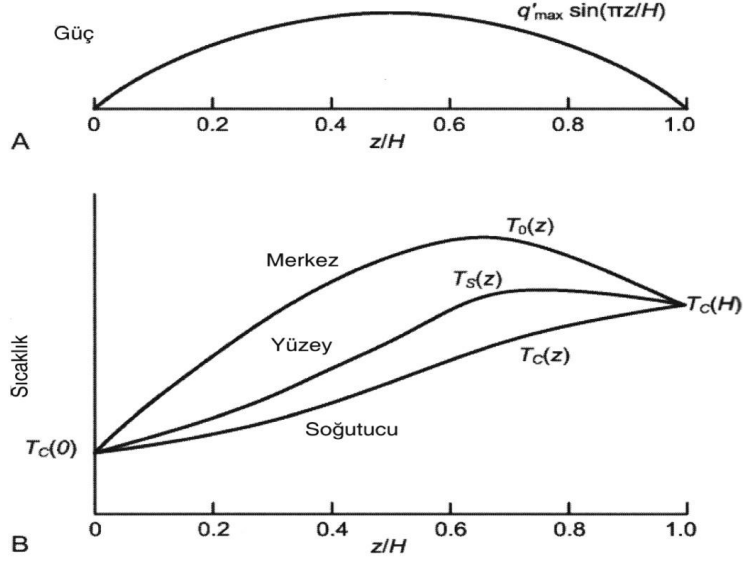
$$\phi(x) = \phi_{maks} \cdot \sin(Bx) \quad (14.11)$$

özümü elde edilir.



Şekil 14.2. Sabit güçlü reaktörün eksen boyunca sıcaklık dağılımları [6]

$q'$ : doğrusal güç yoğunluğu-birim uzunluk başına ısı üretimi (W/cm)



Şekil 14.3. Sinüsoidal güç profili kanal boyunca sıcaklık dağılımları [6]

Silindirik şekilli reaktörde aksenal akı davranışının (14.11) çözümüne paralel olarak aynı fonksiyonel formda türetildiği görülmektedir [6].

Verilen herhangi bir mermi ve hedef düzeneğine ait tesir kesitleri, genellikle  $N$  tane atom içeren bir hedef ile merminin çarpışmadan önceki ve sonraki birim alan başına mermi sayılarının (bir başka deyişle akının) ölçülmesiyle belirlenir. Birim hacminde  $N$  tane atom içeren hedefe ( $N$  atom/cm<sup>2</sup>) gelen  $\phi_0$  akısı,  $x$ (cm) kalınlığını geçtikten sonra azalarak  $\phi(x)$  olur. Burada hedefi geçtikten sonra parçacık akısındaki azalma miktarı, hedefte meydana gelen etkileşme sayısının doğrudan bir ölçüsüdür ve bu büyüklük hedef atomlarının “ $\sigma N$ ” ile gösterilen etkileşme olasılığı ve  $\phi$  ile gösterilen akının bir fonksiyonudur. Bu durumda:

$$-\frac{d\phi}{dx} = \sigma N \phi$$

$$\frac{d\phi}{\phi} = -\sigma N dx \quad (14.12)$$

$$\int \frac{d\phi}{\phi} = - \int \sigma N dx$$

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\sigma N x}$$

elde edilir [7].

## 15. BOLTZMANN EŞİTLİĞİ

Hızları nedeniyle parçacıkların konumu zamanla değişir. Parçacıkların hızını zamanla değiştiren şey, onların üzerine etkiyen kuvvetlerdir. Boltzmann eşitliği dağılım işlevinin zamanla değişimini yöneten bir yasadır. Bu nedenle, ilkesel olarak, Boltzmann eşitliği, dağılım işlevinin zamanla değişimini hesaplamada yardımcı olur.

### 15.1 Bir Boyutlu Boltzmann Eşitliği

Eğer parçacıklar mükemmel elastikliği olan, içine sızılmaz kürelerin kütle merkezini temsil ediyorsa; parçacıklar arası çarpışmalar çok kısa zamanda oluyor demektir. Ancak yüklü parçacıklar için çarpışma sonlu bir zaman aralığında olur ve parçacıkların ilk yörüngeleri arasındaki uzaklık küçüldükçe çarpışma zamanında küçülecektir. Şimdi, iki parçacığın ortalama çarpışma zamanından daha uzun olan bir “dt” zaman aralığının varlığı düşünölsün. Çarpışmaların çoğu “dt” zaman aralığında başlayacak ve aynı zaman aralığında bitecektir. Aynı zamanda “dt”, çarpışmalararası ortalama zamanına kıyasla da kısa olsun. Böylece “dt” zaman aralığında her bir parçacık diğeriyle en çok bir kez çarpışmış olsun. Eğer bu varsayımlar geçerliyse parçacığın yörüngesi küçük küçük bölümlerden oluşmuş olarak düşünölebilir. Çarpışmalar bu kısa yörüngeler boyunca olacak ve parçacıklara yalnızca dış kuvvetler etki edecektir. Boltzmann eşitliğinin geçerliliği için bu şartlar sağlanmalıdır. Yoğun akışkanlarda ve çarpışma kuvvetinin parçacıklar arası uzaklıkla yavaş değiştiği bir ortamda Boltzmann eşitliğinin uygulanabilirliği şüphelidir.

### 15.2 Maxwell-Boltzmann Hız Dağılımı

Şimdi bir kaba, bir delikten gaz sızdırılsın ve delik kapatılsın. Kullanılan kabın eş ısı içinde olduğu varsayılsın. Yani kap, belli bir sıcaklıkta tutuluyor olsun. Gaz zamanla ısısal dengeye erişir ve sıcaklığı kabın sıcaklığına eşit olur. Gazın sıcaklığındaki artışa, parçacıkların hızlarındaki artış neden olmuştur.

Gaz ve kap arasındaki ısısal denge durumunda hız dağılımı işlevi oldukça iyi

tanımlanmıştır.

Maxwell-Boltzmann dağılım işlevi adını alan bu hız dağılımının herhangi bir gaz parçacıklarına uygulanabilmesi için;

- i. Parçacıkların iç yapısı olmayan sızılmaz küreler biçiminde olması,
- ii. Yalnızca yer değiştirmelerinden kaynaklanan ısısal etkiye sahip olması,
- iii. Dış kuvvetlerin etkisi altında bulunmaması gerekmektedir.

$t$  gözlem zamanı çevresindeki bu  $dt$  zaman aralığı, ilgili fiziksel parametrelerin zaman değişimine kıyasla küçük olsun  $dr$  birim kesitindeki parçacıkların sayısı,  $dt$  zaman aralığındaki ortalaması alındığında, birim kesitin şekliyle değil, boyutlarıyla orantılıdır. Bu nedenle bu sayı,  $N(r,t)$   $dr$  ile gösterilir. Burada  $N(r,t)$  parçacıkların sayı yoğunluğudur.

Hız uzayındaki  $dv$  birim hacmindeki kesiti içindeki hız noktalarının zaman ortalaması, konum uzayındaki  $dr$  birim kesitiyle da orantılıdır. Dahası, bu sayı genelde,  $dr$  kesitinin konum uzayındaki  $r$  konumuna,  $dv$  hacminin hız uzayındaki  $v$  konumuna bağlıdır. Bu nedenle hız noktaları sayısı  $f(r, v, t)$   $dr dv$  ile gösterilebilir. Burada  $f(r, v, t)$  hız dağılım işlevidir.

Hız uzayında hız dağılım işlevi yönbağımlı veya yönbağımsız olur. Eğer  $f(r, v, t)$ ,  $v$  hız vektörünün yönünün bir işlevi değilse yönbağımsız, ancak  $v$  hız vektörünün yönünün bir işleviyse yönbağımlıdır. Buradan yazılabilecek sonuç şudur:

$$N(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r, v, t) dv \quad (15.1)$$

$N(r,t)$  eşitliği integralin  $v_x$ ,  $v_y$  ve  $v_z$  değişkenlerinin  $(-\infty, +\infty)$  aralığındaki tüm değerleri için alınacağını dile getirir. Tanımından dağılım işlevinin,  $t$  zamanının tüm değerleri için sonlu, sürekli ve pozitif olduğu ortaya çıkar. Hız sonsuz büyük değerlere ulaştığında fiziksel şartlar, dağılım işlevinin sıfıra yaklaşması gerektiğini işaret eder. Bu dağılım işlevi;

$$f(r, v, t) = n_M(v) = \alpha e^{-\beta v^2} \quad (15.2)$$

biçimindedir. Burada;  $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$  dir.

(15.1) eşitliğindeki  $\alpha$  ve  $\beta$  ,  $r$  ve  $v$ 'dan bağımsız gazın sıcaklığı  $T$ , parçacık kütlesi  $m$  ve parçacık sayı yoğunluğu  $n_0$  cinsinden ifade edilebilen sabit değerlerdir.

Burada:

$$n_0 = \int_0^{\infty} 4\pi v^2 n_M(v) dv$$

$$n_0 = \int_0^{\infty} 4\pi v^2 \alpha e^{-\beta v^2} dv \quad (15.3)$$

$$n_0 = 4\pi\alpha \int_0^{\infty} v^2 e^{-\beta v^2} dv$$

Buradan;

$$J = \int_0^{\infty} v^2 e^{-\beta v^2} dv = \int_0^{\infty} x^2 e^{-\beta x^2} dx \quad (15.4)$$

alalım;

$$J = \int_0^{\infty} x^2 e^{-\beta x^2} dx \quad (15.5)$$

integrale kısmi integrasyon uygularsak;

$$u = x \text{ ve } dv = x e^{-\beta x^2} dx$$

$$du = dx \text{ ve}$$

$$v = -\frac{1}{2\beta} e^{-\beta x^2} \quad (15.6)$$

$$\int u dv = uv - \int v du$$

eşitliğinden;

$$J = -\frac{1}{2\beta} x e^{-\beta x^2} \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{2\beta} \int_0^{\infty} e^{-\beta x^2} dx$$
$$J = \frac{1}{2\beta} \int_0^{\infty} e^{-\beta x^2} dx \quad (15.7)$$

integralinin hesabı için;

$$I = \int_0^{\infty} e^{-\beta x^2} dx \quad (15.8)$$

integrali göz önüne alındığında, olasılık dağılımı olduğu için  $(-\infty, +\infty)$  aralığında değer alacağından  $I$  integrali  $(0, +\infty)$  olması sebebiyle  $\frac{1}{2}$  çarpanı ile hesaplanacaktır.

$$I = \int_0^{\infty} e^{-\beta t^2} dt \quad \text{ve} \quad I = \int_0^{\infty} e^{-\beta s^2} ds$$
$$I^2 = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-\beta t^2} dt \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-\beta s^2} ds \quad (15.9)$$
$$I^2 = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-\beta(t^2+s^2)} dt ds$$

integralinde kutupsal koordinatlara geçilirse;

$$s = r \cdot \sin\theta \quad , \quad t = r \cdot \cos\theta \quad , \quad dt ds = r dr d\theta$$

$$\text{ve } 0 \leq \theta \leq 2\pi \quad , \quad 0 \leq r \leq \infty$$

için;

$$I^2 = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} r \cdot e^{-\beta r^2} dr d\theta \quad (15.10)$$

$$I^2 = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\infty} r \cdot e^{-\beta r^2} dr$$

$$I^2 = \frac{1}{4} 2\pi \int_0^{\infty} r \cdot e^{-\beta r^2} dr \quad (15.11)$$

$$I^2 = \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} r \cdot e^{-\beta r^2} dr$$

integralinde değişken değiştirmesi yapılırsa;

$$u = \beta r^2, \quad \frac{du}{2\beta} = r \cdot dr$$

için;

$$I^2 = \frac{\pi}{2} \left( \frac{1}{2\beta} \right) \int_0^{\infty} e^{-u} du = \frac{\pi}{4\beta} \quad (15.12)$$

ifadesinden;

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \quad (15.13)$$

olacağından;

$$J = \frac{1}{2\beta} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\beta^3}} \quad (15.14)$$

bulunur. Buradan;

$$\int_0^{\infty} v^2 e^{-\beta v^2} dv = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\beta^3}} \quad (15.15)$$

ifadesinden;

$$n_0 = 4\pi\alpha \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\beta^3}} \quad (15.16)$$

elde edilir. Bu durumda;

$$n_0 = \alpha \left(\frac{\pi}{\beta}\right)^{\frac{3}{2}} \text{ veya } \alpha = n_0 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (15.17)$$

dir. (15.2)' de (15.1) yerine yazılırsa;

$$n_M(v) = n_0 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\beta v^2} \quad (15.18)$$

elde edilir. Sıcaklığı tanımlamanın birçok yolu vardır. Parçacıkların düzensiz deviniminden kaynaklanan ortalama kinetik enerji sıcaklık ile orantılıdır. Kinetik teoride sıcaklık;

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (15.19)$$

bağıntısıyla tanımlanır.  $k$  Boltzmann sabitidir ve  $1,3805 \times 10^{-23} \text{ Joule/K}$  değerine eşittir. Gaz ve kabın sıcaklıkları  $T$  varsayıldığı için hız dağılım işlevinde yön bağımsız olacaktır;

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3m}{4\beta} \quad (15.20)$$

olur. (15.5) ve (15.4) eşitlikleri yardımıyla  $\beta, T$  cinsinden bulunur.

$$\frac{3}{2} kT = \frac{3m}{4\beta}$$

ifadesinden;



$$\beta = \frac{m}{2kT} \quad (15.21)$$

elde edilir. (15.6) eşitliğinin (15.3)'te yerine yazılmasıyla Maxwell-Boltzmann dağılımı işlevi  $n_0$  ve  $T$  cinsinden elde edilmiş olur.

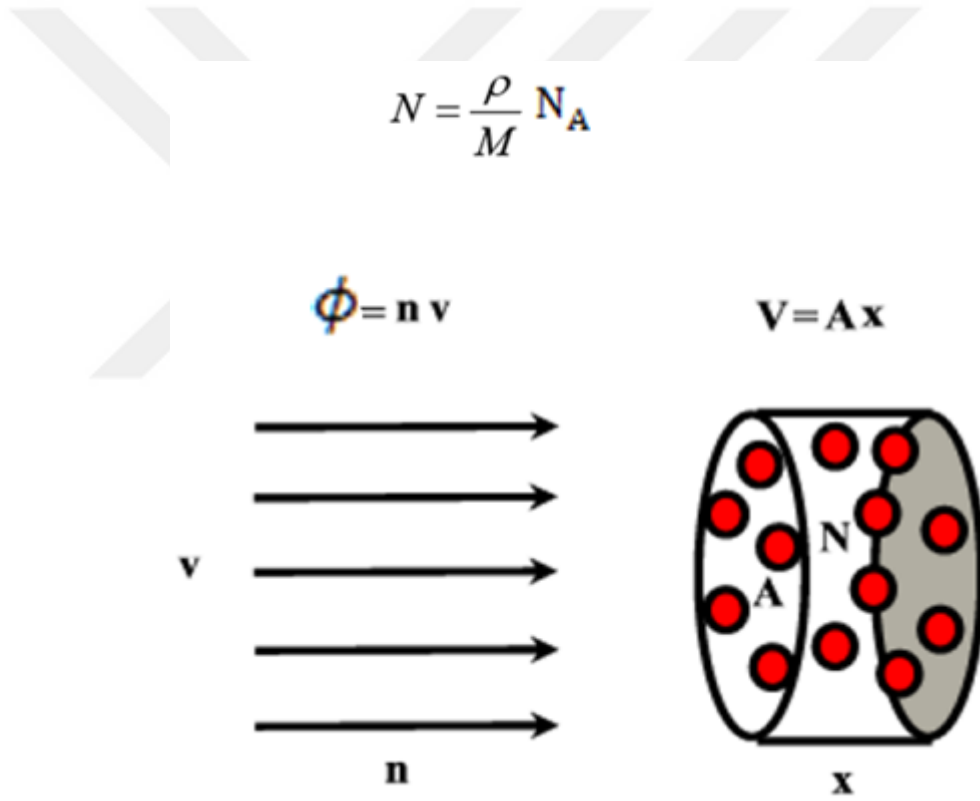
$$n_M(v) = n_0 \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (15.22)$$

Gazın  $T$  sıcaklığı ve  $n_0$  sayı yoğunluğu belli ise, yalnızca bir tek (15.7) eşitliği ile verilen bir hız dağılım biçimi vardır. Bir kap içine kapatılmış ve dış kuvvetlerin etkisi altında bulunmayan bir gazın hız dağılım işlevi zamanla Maxwell dağılımına dönüşecektir [8].

## 16. REAKSİYON HIZI YOĞUNLUĞU

Bir nötron, nötron ışını içinde hareket ettiğinde; alanı  $A[\text{cm}^2]$  ve kalınlığı  $X[\text{cm}]$  inceliğinde hedef bir malzemenin küçük bir hacminde oluşacak reaksiyon hızını  $R$  [reaksiyon/sn] belirlemek için (Şekil 16.1)'de gösterildiği gibi yoğunluğu  $n[\text{nötron/cm}^3]$  ve hızı  $v$  [cm/sn] olan nötronların  $X$  kalınlığındaki hedefe yöneldiği bir deneyi tasarladığımızı düşünelim.

Eğer malzemenin yoğunluğu  $\rho[\text{gr/cm}^3]$  ve onun atom ağırlığı  $M[\text{a.m.u}]$  ise uygun formda düzenlenmiş formülde Avogadro Sayısını kullanarak hedefteki çekirdeğin yoğunluğunu belirleyebiliriz.



Şekil 16.1.  $V$  hacmindeki hedefin nötron reaksiyon hızına göre geometrisi [9]

$R$  reaksiyon hızı, nötron demetinin sayı yoğunluğu  $n$ , nötronların hızı  $v$  ve alanı  $A$  kalınlığı  $X$  olan hedefteki çekirdeklerin sayı yoğunluğu “ $N$ ” ile orantılı olarak yorumlanmaktadır. Bunu matematiksel olarak ifade edersek;

$$R = \sigma . A . X . n . v . N \left[ \frac{\text{Reaksiyonlar}}{\text{Saniye}} \right] \quad (16.1)$$

Bu halde hedefin hacmi;

$$V = A . X \quad (16.2)$$

olduğundan reaksiyon hızı yoğunluğunu şöyle tanımlayabiliriz.

$$R' = \frac{R}{V} = \frac{R}{A . X} = n . v . N . \sigma \left[ \frac{\text{Reaksiyonlar}}{\text{cm}^3 . \text{saniye}} \right] \quad (16.3)$$

Bu denklemden orantı sabitinin birimini aşağıdaki gibi bulabiliriz.

$$\sigma = \frac{R'}{n . v . N} \left[ \frac{\text{Reaksiyonlar}/(\text{cm}^3 . \text{saniye})}{(\text{nötronlar}/\text{cm}^3)(\text{cm}/\text{saniye})(\text{çekirdek}/\text{cm}^3)} \right], \text{ ya da } [\text{cm}^2] \quad (16.4)$$

Böylece orantı sabiti  $\sigma$  , alan birimlerini içerir ve hedefe çarpan çekirdeklerin huzmesindeki etkileşimi yani nötronların oluşturduğu hedefteki etki alanını fiziksel olarak temsil eder. Birim zamanda birim alandan geçen hedefteki parçacıkların sayısı, **nötron şiddeti** veya **nötron akısı** olarak belirlenir ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\phi = n . v \left[ \frac{\text{nötronlar}}{\text{cm}^3} . \frac{\text{cm}}{\text{saniye}} \right] \text{ ya da } \left[ \frac{\text{nötronlar}}{(\text{cm}^2 . \text{saniye})} \right] \quad (16.5)$$

Böylece “mikroskobik tesir kesiti” aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma = \frac{R'}{\phi . N} \left[ \frac{\text{Reaksiyonlar}/(\text{cm}^3 . \text{saniye})}{[\text{nötronlar}/(\text{cm}^2 . \text{saniye})](\text{çekirdek}/\text{cm}^3)} \right], \text{ ya da } [\text{cm}^2] \quad (16.6)$$

Bu, birim hacme karşılık gelen hedefteki çekirdeklerin birim nötron yoğunluğu başına reaksiyon hızı yoğunluğu olarak tanımlanır ve toplam birim alan bir birimdir:  $\text{cm}^2$ .

Bununla birlikte bir çekirdeğin karakteristik boyutu  $10^{-12}[cm]$  ve buna uygun olarak nötron tesir kesitlerinin değerleri, karakteristik mesafenin karesine karşılık gelen birim cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$1 [barn] = 10^{-24} [cm^2]$$

Bu durumda reaksiyon hızı yoğunlukları şu ifade ile tayin edilebilir:

$$R' = \phi \cdot N \cdot \sigma \quad (16.7)$$

Bu durum mikroskobik tesir kesitinin hedefin her santimetre küpündeki çekirdeklerin birim nötron yoğunluğuna karşılık gelen reaksiyon hızı yoğunluğu olarak tanımlanmasını sağlar [9].

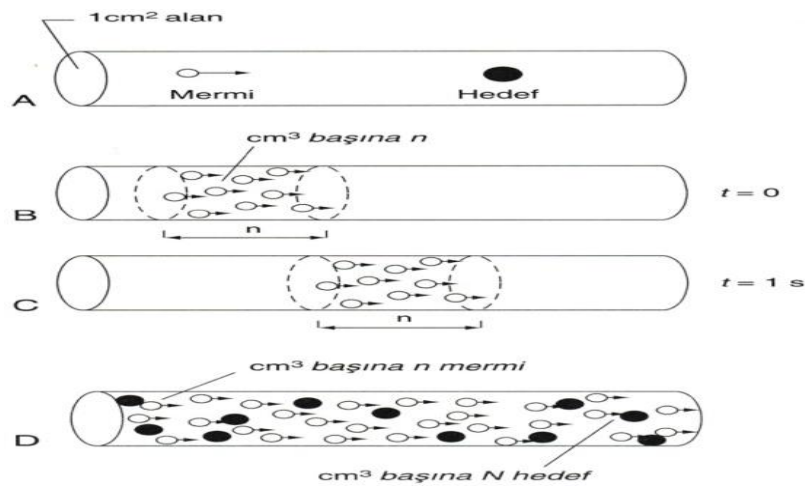
## 17. REAKSİYON HIZLARI

Herhangi iki parçacık birbirlerine doğru yaklaştıklarında, karşılıklı etkileşmeleri aralarındaki kuvvetin doğasına bağlıdır. İki elektriksel yüklü parçacık arasındaki etkileşme

$$F_C = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (17.1)$$

ile verilen Coulomb ilişkisidir. Bu eşitlikte;  $q$  yük miktarı,  $\epsilon_0$  boşluğun elektriksel geçirgenliği ve  $r$ 'de yüklerin merkezleri arasındaki mesafedir. Aralarındaki mesafe ne kadar uzak olursa olsun bir etkileşme olacaktır. Bununla birlikte, elektriksel olarak nötr olan iki atom birbirine değme mesafesine ( $\cong 10^{-10} m$ ) gelinceye kadar etkileşmeyecektir. Çekirdekler arası özel kuvvet ise dahada sınırlıdır ( $\cong 10^{-15} m$ ).

Göremememize rağmen çekirdeklerin belli bir yarıçapa sahip küreler olduğunu düşünüyoruz. Çekirdeğin yarıçapını belirlemek için proton, elektron gibi başka parçacıklarla veya gama ışını ile araştırmamız gerekir. Fakat bu araştırmanın sonucu kullanılan parçacığa ve hızına bağlı olduğundan dolayı belli reaksiyonlar için görünür yarıçapı ve tesir kesit alanını belirlememiz gerekir. Bu da çarpışma olasılığının ölçüsü olan tesir kesiti kavramını ortaya çıkarır.



Şekil 17.1. Parçacık çarpışmaları

Tesir kesiti kavramını açıklamak için bir dizi hayali deney gerçekleştirebiliriz. Şekil 17.1 (A)'daki kesit alanı  $1 \text{ cm}^2$  olan silindirik tüp içinde sadece bir hedef parçacığı olsun. Tek bir mermi parçacığı silindirin eksenine paralel olarak tüp içine sokulsun fakat tam konumu bilinmesin.  $\sigma$  ile gösterilen ve *mikroskopik tesir kesiti* olarak isimlendirilen çarpışma olasılığının hedef taneciğinin alanının  $1 \text{ cm}^2$  olan tüpün taban alanına oranı olacağı açıktır.

Şimdi boş tüp içine  $v$  süratiyle hareket eden parçacıkların sürekli bir demetini enjekte edelim (bk. Şekil 17.1 (B)). Parçacıkların hepsi  $(1 \text{ cm}^2)(1 \text{ cm}) = 1 \text{ cm}^3$  silindirik hacmi içinde olup bu silindir her bir saniyesini gözlemlediğimiz konumlarda bulunsun.

Eğer bir santimetre küpte  $n$  tane parçacık var ise birim zamanda akış doğrultusunda dik herhangi bir birim alandan geçen parçacık sayısı  $nv$  olur ki bu  $j$  akım yoğunluğudur ( $j = nv$ ).

Son olarak, Şekil 17.1 (D)'de görüldüğü gibi tüp içindeki her bir birim hacimde  $N$  tane hedef parçacık ve her bir  $\sigma$  alanında da gelen mermi parçacığı olsun (hedef parçacıkların birbirini perdelemediğini varsayıyoruz). Eğer bir birim hacim içine odaklanırsak, bu hacim içindeki toplam hedef alanı  $N\sigma$  olur. Bu çarpım;

$$\Sigma = N\sigma \quad (17.2)$$

ortamın geniş-ölçekli özelliklerine atıfta bulunan  $\Sigma$ , *makroskopik tesir kesiti* ile ifade edilir.

Tekrar mermi parçacıkları sokarsak, 1 saniyede  $nv$  hedef hacminin içinden geçen ve her bir mermi parçacığının tek bir atom ile çarpışma olasılığı  $\sigma$  olduğuna göre, toplam çarpışma sayısı  $nv N\sigma$  olur. Dolayısıyla birim hacimdeki reaksiyon hızı,

$$R = Vnv N\sigma \quad (17.3)$$

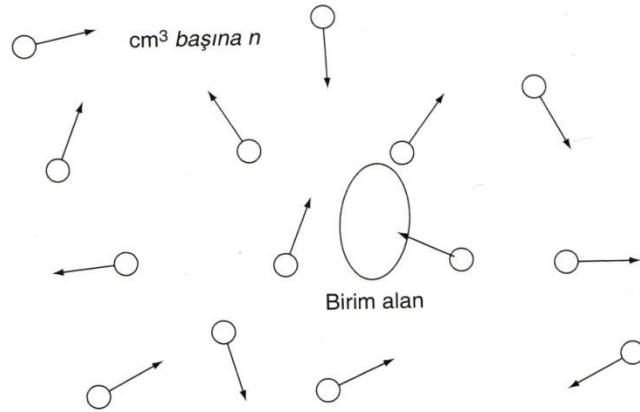
Farklı bir deneyde, bir ortamdaki parçacıklar serbest bırakılsın ve malzeme

içindekilerle birçok çarpışma yapmalarına izin verilsin. Kısa bir zaman sonra parçacıkların hareket doğrultuları Şekil 17.2’de gösterildiği gibi rastgeledir. Sadece aynı  $v$  hızıyla hareket eden ve birim hacimde  $n$  tane olan parçacıkları ele alalım. Bu durumda  $nv$  çarpımı artık akım yoğunluğu değil  $\phi$  (fi) ile gösterilen *akı* olarak isimlendirilir. Eğer birim hacmi, bölge içinde herhangi bir yere koyarsak, her bir saniyede birim hacimden her iki doğrultuda geçen parçacıklar olacaktır fakat akım yoğunluğunun  $nv$ ’den daha az olacağı açıktır. Ortamdaki parçacıklar ile bu parçacıkların reaksiyon hızı, mermi parçacıkların bireysel etkilerinin eklenmesi ile bulunabilir. Her bir mermi parçacık hareket doğrultusundan bağımsız olarak hedef parçacıklarla aynı şekilde etkileşir. Reaksiyon hızı yine  $R=Vnv N\sigma$  dir veya bu rastgele hareket için,

$$R = V\phi\Sigma \quad (17.4)$$

elde edilir.

Rastgele hareket eden parçacıkların matematiksel olarak benzetimi, rastgele seçilen 0 ile 1 arasındaki düzgün dağılan binlik kesirli sayılar kullanılarak yapılabilir.



Şekil 17.2. Rastgele hareketteki parçacıklar [6]

Bu benzetim, istatistik ile ilgili olan hem nötron hem de gama ışını işlemlerinin araştırılmasında faydalıdır. Bu Monte Carlo (Monako’daki kumarhanelerden sonra bu ismi almıştır) yaklaşımı, MCNP (Monte Carlo n-parçacık transfer kodu) gibi çeşitli radyasyon transfer bilgisayar kodlarının temelidir.

Nötron gibi bir parçacık hedef çekirdek ile çarpıştığında çeşitli reaksiyonların her birinin belli bir oluşma ihtimali vardır. Bunlardan en basiti, çekirdekten sektigi görünen nötronun enerji değişimi ile yeni bir doğrultuda hareket ettiği *esnek saçılmadır*. Klasik fizikle ilgili bu çarpışma türü hafif elementlerde yaygın olarak görülür. Ağır elementlerde hızlı nötronların önemli bir işlemi olan *esnek olmayan saçılma* çarpışmalarında, nötron önce çekirdeğin bir parçası olur, enerjisi çekirdeğin uyarılmasını sağlar ve daha sonra çekirdekten salınır.  $\sigma_s$  tesir kesiti, nötronun saçılmasıyla sonuçlanan çarpışmanın olasılığıdır. Nötron çekirdek tarafından  $\sigma_a$  tesir kesitiyle soğurulabilir.  $\sigma_s$  ve  $\sigma_a$  reaksiyonun olma olasılığı olduğundan toplamları,

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s \quad (17.5)$$

çarpışmanın olasılığı veya toplam tesir kesitidir.

### ÖRNEK:

Şimdide bu olayları bazı hesaplamalar ile gösterelim. Üniversitelerde araştırma ve eğitim için kullanılan tipik bir reaktörde enerjisi 0,0253 eV civarında olan çok sayıda nötron bulunur. Bu enerji, oda sıcaklığında (293 K) gaz halindeki nötronlar için en olası sürat 2200 m/s'ye karşılık gelir. Bu nötronların akısının  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  olduğunu kabul edelim. Bu durumda nötron yoğunluğu,

$$n = \frac{\phi}{v} = \frac{2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}}{2,2 \times 10^5 \text{ cm/s}} = 9 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

olur. Bu yoğunluk, normal standartlara göre oldukça büyük olmasına rağmen birim santimetre küpteki su molekülleri ( $3,3 \times 10^{22}$ ) ile veya birim santimetre küpteki hava molekülleriyle bile ( $2,7 \times 10^{19}$ ) kıyaslandığında fazlasıyla küçüktür.

Şimdi bu nötronlar reaktörde yakıt olarak kullanılan uranyum-235 ile etkileşsin. Soğurma için mikroskobik tesir kesiti  $\sigma_a = 681 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$  dir. Eğer yakıt atomlarının yoğunluğu, uranyum metalinde olduğu gibi  $N = 0,048 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$  ise, makroskobik tesir kesiti;



$$\Sigma_a = N\sigma_a = (0,048 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3})(681 \times 10^{-24} \text{ cm}^2) = 32,7 \text{ cm}^{-1}$$

olarak bulunur.

$10^{-24} \text{ cm}^2$  lik alan birimi geleneksel olarak barn diye isimlendirilir. (Atom ile ilgilenen ilk bilim adamları gözlemlemiştir ki, “nükleer işlemler için  $10^{-24} \text{ cm}^2$  lik bir tesir kesiti gerçekten bir ambar kadar büyüktür.” Eğer santimetre küpteki hedef atomlarının sayısını  $10^{24}$  birimi cinsinden ve mikroskopik tesir kesitini barn cinsinden ifade edersek, daha önce gösterildiği gibi  $\Sigma_a = (0,048)(681) = 32,7 \text{ cm}^{-1}$  olarak bulunur. Yukarıda verilen  $\phi = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  lik akıyı kullanırsak soğurma için reaksiyon hızı yoğunluğu,

$$R' = \Sigma_a \phi = (32,7 \text{ cm}^{-1})(2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) = 6,54 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$R = (6,54 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})(1 \text{ cm}^3) = 6,54 \times 10^{13} \text{ reaksiyon/s}$$

olur. Yani saniyedeki reaksiyon hızı  $6,54 \times 10^{13}$  tür. Bu, aynı zamanda uranyum-235 çekirdeğinin tüketilme hızıdır.

Elektrik üretimi için kullanılan bir nükleer santraldeki nötronların ortalama enerjisi yaklaşık olarak 0,1 eV olup bu örnekte kullanılan değerin hemen hemen dört katıdır. Ortamın yüksek sıcaklığının (yaklaşık olarak 600°F) ve nötron soğurulmasının etkileri bu yüksek enerjinin oluşmasına sebep olur [6].

## 18. HESAPLAMALAR

- $N_{Fe}$  (birim hacimdeki atom sayısı) ve  $s$  (asimetri parametresi) Hesabı:

$\rho$ : Demir yoğunluğu

$N_A$ : Avogadro sayısı

$A$ : Atom numarası

$N$ : Nötron sayısı

$Z$ : Proton sayısı

olmak üzere,

$$N_{Fe} = \frac{\rho \cdot N_A}{A} = \frac{7,87 \cdot 0,6022 \cdot 10^{24}}{56} = 0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3 \quad (18.1)$$

$$s = \frac{N - Z}{A} = \frac{30 - 26}{56} = 0,07142 \quad (18.2)$$

elde edilir.

- Oda sıcaklığında 293 K gaz halindeki nötronlar için en yüksek olası nötron hızı:

$$K_n = \frac{1}{2} m_n V_n^2 \quad \rightarrow \quad V_n = \sqrt{\frac{2K_n}{m_n}} \quad (18.3)$$

olmak üzere,

$$14,5 \text{ MeV} = 14,5 \cdot 10^6 \text{ eV} = 14,5 \cdot 10^6 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule} = 2,32 \cdot 10^{-12} \text{ Joule}$$

$$2,32 \cdot 10^{-12} \text{ Joule} = 2,32 \cdot 10^{-12} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2}$$

ye eşittir.

$m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  (Nötronun Kütlesi) nötronun kütlesi olmak üzere,

Buradan hız,

$$V_n = \sqrt{\frac{2 \times 2,32 \cdot 10^{-12} \frac{kg \cdot m^2}{s^2}}{1,6749 \cdot 10^{-27} kg}} = 52633778,56 \text{ m/s} \quad (18.4)$$

bulunur. Bu değerden,

14-15 MeV'de En Olası Hız;

$$V_n \cong 5,3 \cdot 10^7 \text{ m/s} = 5,3 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$$

yazılır.

- Bu nötronların akısının  $\phi = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  olduğunu kabul edip nötron yoğunluğunu hesaplırsak:

$$n_0 = \frac{\phi}{V_n} = \frac{2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}}{5,3 \cdot 10^9 \text{ cm/s}}$$

$$n_0 = 377,4 \text{ cm}^{-3} \text{ bulunur.} \quad (18.5)$$

### **$^{56}_{26}\text{Fe}$ (n,p) reaksiyonunda ortalama serbest yol ve reaksiyon hızı hesabı TEL FORMÜLÜ UYGULAMASI (mb)**

Tel ve ark. 2003'te yaptıkları bir çalışmada asimetri parametresine bağlı (n,p) reaksiyonu için yeni bir tesir kesiti formülü önerdiler [10]. Bu formülü  $^{56}\text{Fe}$  için kullanılırsa mikroskobik tesir kesiti ifadesi,

$$\sigma_{\text{Tel}(n,p)} = 16,33(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-26,17 \cdot (\frac{N-Z}{A})]}$$

$$\sigma_{\text{Tel}(n,p)} = 16,33(56^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-26,17 \cdot 0,07142]}$$

$$\sigma_{\text{Tel}(n,p)} = 58,656 \text{ mb} = 0,0587 \text{ barn}$$

elde edilir. Buradan makroskobik tesir kesiti,

$$\Sigma_{Tel(n,p)} = (0,0587 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)(0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3)$$

$$\Sigma_{Tel(n,p)} = 0,00496 \text{ atom/cm}$$

bulunur. Elde edilen değerdn ortalama serbest yol ifadesi,

$$\lambda_{Tel(n,p)} = \frac{1}{\Sigma_{Tel(n,p)}} = \frac{1}{0,00496} \quad (18.6)$$

$$\lambda_{Tel(n,p)} = 201,6 \text{ cm}$$

dir. Ortalama serbest yol değeri kullanılarak reaksiyon hız yoğunluğu,

$$R'_{Tel(n,p)} = n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{Tel(n,p)}$$

$$R'_{Tel(n,p)} = (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left(5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3})(0,0587 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)$$

$$R'_{Tel(n,p)} = 9,93 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (18.7)$$

bulunur ve reaksiyon hızı ise,

$$R_{Tel(n,p)} = (9,93 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1})(1 \text{ cm}^3)$$

$$R_{Tel(n,p)} = 9,93 \cdot 10^9 \text{ (reaksiyon/s)}$$

şeklinde elde edilir.

### LEVKOVSKİ FORMÜLÜ UYGULAMASI (n,p)

Levkovski 1964 yılında yaptığı çalışmasında mikroskobik tesir kesitine dair şu ifadeyi (n,p) reaksiyonu için elde etmiştir [11].

$$\sigma_{Levkovski(n,p)} = 45,2(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-33,0 \cdot (\frac{N-Z}{A})]}$$

$^{56}\text{Fe}$  için mikroskobik tesir kesiti değeri,

$$\sigma_{Levkovski(n,p)} = 45,2(56^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-33,0 \cdot 0,07142]}$$

$$\sigma_{\text{Levkovski}(n,p)} = 99,67 \text{ mb} = 0,09967 \text{ barn}$$

olarak bulunur ve buradan makroskobik tesir kesiti ve ortalama serbest yol ifadeleri

$$\Sigma_{\text{Levkovski}(n,p)} = (0,09967 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)(0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3)$$

$$\Sigma_{\text{Levkovski}(n,p)} = 0,00843 \text{ atom/cm}$$

$$\lambda_{\text{Levkovski}(n,p)} = \frac{1}{\Sigma_{\text{Levkovski}(n,p)}} = \frac{1}{0,00843} \quad (18.7)$$

$$\lambda_{\text{Levkovski}(n,p)} = 118,6 \text{ cm}$$

elde edilir. Reaksiyon hız yoğunluğu ve reaksiyon hızı aşağıdaki şekilde bulunur.

$$R'_{\text{Levkovski}(n,p)} = n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{\text{Levkovski}(n,p)}$$

$$R'_{\text{Levkovski}(n,p)} = (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left(5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3})(0,09967 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)$$

$$R'_{\text{Levkovski}(n,p)} = 1,69 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$R_{\text{Levkovski}(n,p)} = (1,69 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1})(1 \text{ cm}^3)$$

$$R_{\text{Levkovski}(n,p)} = 1,69 \cdot 10^{10} \text{ (reaksiyon/s)}$$

### **$^{56}_{26}\text{Fe}$ (n, $\alpha$ ) reaksiyonunda ortalama serbest yol ve reaksiyon hızı hesabı**

#### **TEL FORMÜLÜ UYGULAMASI (ÇİFT-Z , ÇİFT-N) (mb)**

Tel formülü (n, $\alpha$ ) reaksiyonu için kullanıldığında mikroskobik ve makroskobik tesir kesiti değerleri,

$$\sigma_{\text{Tel}(n,\alpha)} = 14,43(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-32,17 \cdot (\frac{N-Z}{A})]}$$

$$\sigma_{\text{Tel}(n,\alpha)} = 14,43(56^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-32,17 \cdot 0,07142]}$$

$$\sigma_{\text{Tel}(n,\alpha)} = 33,775 \text{ mb} = 0,033775 \text{ barn}$$

$$\Sigma_{\text{Tel}(n,\alpha)} = (0,033775 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)(0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3)$$

$$\Sigma_{\text{Tel}(n,\alpha)} = 2,857365 \cdot 10^{-3} \text{ atom/cm}$$

$$\lambda_{\text{Tel}(n,\alpha)} = \frac{1}{\Sigma_{\text{Tel}(n,p)}} = \frac{1}{2,857365 \cdot 10^{-3}} \quad (18.8)$$

$$\lambda_{\text{Tel}(n,\alpha)} = 349,97279 \text{ cm}$$

$$R'_{\text{Tel}(n,\alpha)} = n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{\text{Tel}(n,\alpha)}$$

$$R'_{Tel(n,\alpha)} = (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left(5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}) (0,033775 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)$$

$$R'_{Tel(n,\alpha)} = 5,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$R_{Tel(n,\alpha)} = (5,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) (1 \text{ cm}^3)$$

$$R_{Tel(n,\alpha)} = 5,7 \cdot 10^9 \text{ (reaksiyon/s)}$$

### LEVKOVSKI FORMÜLÜ UYGULAMASI (A=56 , 30 ≤ A ≤ 150) (n,α)

Levkovski formülüne göre (n,α) reaksiyonunda mikroskobik ve makroskobik tesir kesiti, ortalama serbest yol ve reaksiyon hızlarına ait değerler aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\sigma_{Levkovski(n,\alpha)} = 18,1(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-33 \cdot (\frac{N-Z}{A})]}$$

$$\sigma_{Levkovski(n,\alpha)} = 18,1(56^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-33,0 \cdot 0,07142]}$$

$$\sigma_{Levkovski(n,\alpha)} = 39,9261 \text{ mb} = 0,03993 \text{ barn}$$

$$\Sigma_{Levkovski(n,\alpha)} = (0,03993 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3)$$

$$\Sigma_{Levkovski(n,\alpha)} = 3,378078 \cdot 10^{-3} \text{ atom/cm}$$

$$\lambda_{Levkovski(n,\alpha)} = \frac{1}{\Sigma_{Levkovski(n,\alpha)}} = \frac{1}{3,378078 \cdot 10^{-3}} \quad (18.9)$$

$$\lambda_{Levkovski(n,\alpha)} = 296,02632 \text{ cm}$$

$$R'_{Levkovski(n,\alpha)} = n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{Levkovski(n,\alpha)}$$

$$R'_{Levkovski(n,\alpha)} = (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left(5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}) (0,03093 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)$$

$$R'_{Levkovski(n,\alpha)} = 6,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$R_{Levkovski(n,\alpha)} = (6,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) (1 \text{ cm}^3)$$

$$R_{Levkovski(n,\alpha)} = 6,8 \cdot 10^9 \text{ (reaksiyon/s)}$$

### $^{56}_{26}\text{Fe}$ (n,2n) reaksiyonunda ortalama serbest yol ve reaksiyon hızı hesabı

#### TEL FORMÜLÜ UYGULAMASI (ÇİFT-A) (mb)

(n,2n) reaksiyonunda ise durum,

$$\begin{aligned}
\text{ÇİFT-A} &\rightarrow \ln \sigma_{n,2n} = 7,15[1 - 2,45 \cdot e^{(-31,62 \cdot s)}] \\
\text{TEK-A} &\rightarrow \ln \sigma_{n,2n} = 7,65[1 - 1,59 \cdot e^{(-23,06 \cdot s)}] \\
\ln \sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= 7,15[1 - 2,45 \cdot e^{(-31,62 \cdot s)}] \\
\ln \sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= 7,15[1 - 2,45 \cdot e^{(-31,62 \cdot 0,07142)}] \\
\ln \sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= 5,318931 \\
\sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= e^{5,318931} \\
\sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= 204,1655 \text{ mb} = 0,20417 \text{ barn} \\
\Sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= (0,20417 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)(0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3) \quad (18.10) \\
\Sigma_{\text{Tel}(n,2n)} &= 0,017273 \text{ atom/cm} \\
\lambda_{\text{Tel}(n,2n)} &= \frac{1}{\Sigma_{\text{Tel}(n,2n)}} = \frac{1}{0,017273} \\
\lambda_{\text{Tel}(n,2n)} &= 57,8938 \text{ cm} \\
R'_{\text{Tel}(n,2n)} &= n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{\text{Tel}(n,2n)} \\
R'_{\text{Tel}(n,2n)} &= (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left(5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3})(0,20417 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2) \\
R'_{\text{Tel}(n,2n)} &= 3,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \\
R_{\text{Tel}(n,2n)} &= (3,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1})(1 \text{ cm}^3) \\
R_{\text{Tel}(n,2n)} &= 3,5 \cdot 10^{10} \text{ (reaksiyon/s)}
\end{aligned}$$

biçimindedir.

### <sup>56</sup>Fe reaksiyonunda ortalama serbest yol ve reaksiyon hızı hesabı (n,d)

#### TEL FORMÜLÜ UYGULAMASI (ÇİFT-Z , ÇİFT-N) (mb)

Çizelgede görüldüğü üzere Z ve N sayı değerlerinin durumuna göre mikroskobik ve makroskobik tesir kesiti, ortalama serbest yol ve reaksiyon hızı çözümleri;

Çizelge 18.1. Tel Formülü Kuralı (n,d)

Z	N	C	a	$\sigma(n, x) = C\sigma_{ne} \exp[a \cdot s]$
Çift	Çift	0,23	-32,04	$\sigma_{n,d} = 0,23(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-33,04s]$
Çift	Tek	0,074	-16,44	$\sigma_{n,d} = 0,074(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-16,44s]$
Tek	Çift	1,74	-33,58	$\sigma_{n,d} = 1,74(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-33,58s]$

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{Tel}(n,d)} &= 0,23(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-33,04s]} \\
\sigma_{\text{Tel}(n,d)} &= 0,23(56^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-32,17 \cdot 0,07142]} \\
\sigma_{\text{Tel}(n,d)} &= 0,54335 \text{ mb} = 0,00054335 \text{ barn} \\
\Sigma_{\text{Tel}(n,d)} &= (0,00054335 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)(0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3) \\
\Sigma_{\text{Tel}(n,d)} &= 4,596741 \cdot 10^{-5} \text{ atom/cm} \\
\lambda_{\text{Tel}(n,d)} &= \frac{1}{\Sigma_{\text{Tel}(n,d)}} = \frac{1}{4,596741 \cdot 10^{-5}} \quad (18.11) \\
\lambda_{\text{Tel}(n,d)} &= 21754,54306 \text{ cm} \\
R'_{\text{Tel}(n,d)} &= n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{\text{Tel}(n,d)} \\
R'_{\text{Tel}(n,d)} &= (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left(5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}) (0,00054335 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2) \\
R'_{\text{Tel}(n,d)} &= 9,2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \\
R_{\text{Tel}(n,d)} &= (9,2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1})(1 \text{ cm}^3) \\
R_{\text{Tel}(n,d)} &= 9,2 \cdot 10^7 (\text{reaksiyon/s})
\end{aligned}$$

biçiminde elde edilir.

### $^{56}_{26}\text{Fe}$ reaksiyonunda ortalama serbest yol ve reaksiyon hızı hesabı (n,t) TEL FORMÜLÜ UYGULAMASI (ÇİFT-Z , ÇİFT-N) ( $\mu\text{b}$ )

(n,t) reaksiyonlarında ise hesaplamalar aşağıdaki gibidir.

Çizelge 18.2. Formülü Kuralı (n,t)

Z	N	C	a	$\sigma(n, x) = C\sigma_{ne} \exp[a \cdot s]$
Çift	Çift	6,94	-13,41	$\sigma_{n,t} = 6,94(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-13,41s]$
Tek	Çift	121,21	-20,54	$\sigma_{n,t} = 121,21(A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20,54s]$

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{Tel}(n,t)} &= 6,94(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-13,41s]} \\
\sigma_{\text{Tel}(n,t)} &= 6,94(56^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{[-13,41 \cdot 0,07142]} \\
\sigma_{\text{Tel}(n,t)} &= 62,0251 \mu\text{b} = 62,03 \cdot 10^{-6} \text{ barn}
\end{aligned}$$



$$\Sigma_{Tel(n,t)} = (62,03 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)(0,0846 \cdot 10^{24} \text{ atom/cm}^3)$$

$$\Sigma_{Tel(n,t)} = 5,3 \cdot 10^{-6} \text{ atom/cm}$$

$$\lambda_{Tel(n,t)} = \frac{1}{\Sigma_{Tel(n,t)}} = \frac{1}{5,3 \cdot 10^{-6}} \quad (18.12)$$

$$\lambda_{Tel(n,t)} = 189,7 \cdot 10^3 \text{ cm}$$

$$R'_{Tel(n,t)} = n_0 V_n N_{Fe} \sigma_{Tel(n,t)}$$

$$R'_{Tel(n,t)} = (377,4 \text{ cm}^{-3}) \left( 5,3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right) (0,0846 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}) (62,03 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2)$$

$$R'_{Tel(n,t)} = 1,1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$R_{Tel(n,t)} = (1,1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1})(1 \text{ cm}^3)$$

$$R_{Tel(n,t)} = 1,1 \cdot 10^7 (\text{reaksiyon/s})$$



## 19. SONUÇLAR

- Hızlı nötronların yavaşlatılması sürecinde absorplama ve difüzyon son derece önemlidir. Zira Nükleer reaktörde iyi bir moderatör seçimi yapılırsa istenilen verim elde edilebilir.
- Nükleer reaktörün kontrolünde hafif moderatörlerin kullanımı hızlı nötronları yavaş nötronlardan ayırmayı olanaklı hale getirmektedir. Yeni nesil mobil reaktörlerin tasarlanmasında bu durumun etkili olacağı net olarak gözükmemektedir.
- Hızlı nötronların demir elementinin çekirdekleri ile olan çarpışmalarında absorblamanın ve difüzyonun kontrol edilmesi sonrasında ortalama serbest yol ve tesir kesiti hesaplamaları, zırh materyalinin yapısını oluşturmada hangi kompozit malzemenin seçilmesi gerektiğini optimal olarak belirleme fırsatını tanıyacaktır.
- Nötronların elektrik yüklerinin olmaması sebebiyle çeşitli materyallere elektrostatik itim yoluyla giriş kabiliyetleri çok yüksektir. Nötronların etkisi altında aktifleşme yeni radyoelement oluşumunda ufukların genişleyeceğini işaret etmektedir. Örneğin yeni radyoelementlerin güvenli kontrolü ile hücreler arası enerji alışverişi istenilen dengede tutulabilir. Ayrıca hücrelerde metabolizma aktivitesi istenilen düzeye getirilebilir.
- Fick Kanunu ve nötron akısı incelenerek tek boyutlu geometride difüzyon denklemi ve çözümü verilmiştir. Başlangıç şartları altında elde edilen genel çözümün sinüs fonksiyonunu içerdiği görülmüştür. Diğer taraftan sabit güçlü reaktörde eksen boyunca sıcaklık dağılımının sinüsoidal bir eğriye karşılık geldiği izlenmiştir.
- Fonksiyonel olarak akının aynı zamanda üstel bir olasılık fonksiyonu olduğu ve  $\phi(x)$ 'in  $x$  (cm) kalınlığı geçtikten sonraki akı miktarını ifade ettiği tespit edilmiştir.

- Maxwell-Boltzmann hız dağılım işlevinin matematiksel modeli verilmiştir. Bu kapsamda üç boyutlu hız uzayında Maxwell hız dağılımı elde edilmiştir. Parçacıkların ortalama hızlarının genel formülü modellenmiştir.
- Hız dağılım işlevinin; nötron aktivasyonunu modellemede ve bu sayede akışkan ortamları kontrol altına almada önemli olduğu görülmüştür. Nötron çarpışması sonucu mutasyona uğrayan parçacıkların homojen bir ortamda dengeye gelmesinin formülize edilmesi son derece önemlidir. Zira doğadaki enerji döngüsünün sınırlarını öğrenmede etkili olacağı aşikardır.
- Demir elementinin büyük oranda uzayda, dünya kabuğunda, yer altında ve insan vücudunda bulunması da hız dağılımı işlevinin manyetik konumunu ortaya koymak açısından önemlidir. Zira yakın gelecekte hız dağılımının manyetik etkileşime göre aktivasyonunun belirgin fiziksel yasalarla ifade edileceği de bir gerçektir.
- Literatürde deneysel veriler bulunmadığından sadece teorik hesaplamalar yapılmıştır. Levkovski ve Tel ve ark. tarafından hesaplanan iki farklı yöntemle birbirleri arasında uyumlu olduğu gözlenmiştir. Tel ve ark. tarafından  $(n,p)$  ,  $(n,\alpha)$  ,  $(n,2n)$  ,  $(n,d)$  ,  $(n,t)$  reaksiyonları hesaplanabilmektedir.

Çizelge 18.3. Bazı reaksiyonlarda hesaplanan mikroskopik tesir kesiti, makroskopik tesir kesiti ve ortalama serbest yol değerleri

$^{56}_{26}\text{Fe}$	$\sigma_{Tel}$ (barn)	$\sigma_{Levkovski}$ (barn)	$\Sigma_{Tel}$ (atom/cm)	$\Sigma_{Levkovski}$ (atom/cm)	$\lambda_{Tel}$ (cm)	$\lambda_{Levkovski}$ (cm)
$(n,p)$	0,059	0,01	0,0045	0,00843	201,6	118,6
$(n,\alpha)$	0,0334	0,04	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	349,9	296,02
$(n,2n)$	0,204	-	0,0172	-	57,9	-
$(n,d)$	$5 \cdot 10^{-4}$	-	$4,6 \cdot 10^{-5}$	-	21754,5	-
$(n,t)$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	-	$5,3 \cdot 10^{-6}$	-	$1,9 \cdot 10^5$	-
<b>Toplam</b>	<b>0,3</b>	-	<b>0,025</b>	-	<b><math>2,1 \cdot 10^5</math></b>	-

- Bir nükleer reaktörden çıkan nötronların enerjisi 14-15 MeV kadar uzanabilmektedir. Hızlı nötronlar demir çekirdekleriyle çarpışarak absorblanabilirler. Uyarılan çekirdek yüksek enerjili gama ışını ve yavaş nötron yayınlamaya taban duruma döner. Yeni formüller kullanarak elde ettiğimiz Reaksiyon hızları ve Ortalama serbest yol hesaplamaları zırh yapımında kullanılacak materyallerde mühendislik hesaplamaları için kullanılarak yapılacak reaktör tasarımlarına yol gösterecektir.

Çizelge 18.4. Reaksiyon hızı yoğunluğu ve reaksiyon hızı değerleri

$^{56}_{26}\text{Fe}$	$R'_{Tel}$ ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ )	$R'_{Levkovski}$ ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ )	$R_{Tel}$ (reaksiyon/s)	$R_{Levkovski}$ (reaksiyon/s)
(n,p)	$9,9 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$9,9 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{10}$
(n, $\alpha$ )	$5,7 \cdot 10^9$	$6,8 \cdot 10^9$	$5,7 \cdot 10^9$	$6,8 \cdot 10^9$
(n,2n)	$3,5 \cdot 10^{10}$	-	$3,5 \cdot 10^{10}$	-
(n,d)	$9,2 \cdot 10^7$	-	$9,2 \cdot 10^7$	-
(n,t)	$1,1 \cdot 10^7$	-	$1,1 \cdot 10^7$	-
<b>Toplam</b>	$5 \cdot 10^{10}$	-	$5 \cdot 10^{10}$	-

- Nötron absorpsiyon tesir kesitleri hesaplamalarına (n,fis) ve (n, $\gamma$ ) reaksiyonlarında ilave edilmesi ile ortalama serbest yol hesaplamalarının daha hassas ve doğru sonuçlar vereceği düşünülmektedir.

## KAYNAKLAR

- [1] Karadeniz, C., Yaramış, B., Özkök, Ş., Atom ve Çekirdek Fiziği, Newcastle Üniversitesi Fen Fakültesi, İstanbul, 322-327, 335-336, 361-365, 366-367, 1973.
- [2] Göksel, S., A., Radyasyonların Biyolojik Etkileri ve Radyasyon Korunması, İstanbul Teknik Üniversitesi Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul, 44, 232-234, 1973.
- [3] Thibaud, J., Tanyel, B., Atomların Hayatı ve Transmütasyonları, Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi, İstanbul, 57, 73, 76, 1946.
- [4] Lamarsh, J., R., Baratta, A., J., (Editör: Zabunoğlu, O.), Introduction to Nuclear Engineering, Hacettepe Üniversitesi Nükleer Enerji Mühendisliği Bölümü, Ankara, 60-61, 230-233, 2015.
- [5] Collins, E., (Editör: Saydam, T.), Akışkanların Gözenekli Ortamdaki Akışı, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul, 231-232, 1973.
- [6] Muray, R., L., Holbert, K., E., (Çeviri Editörleri: Yılmaz, A., H., Aydın, A., Bayram, T., Akkoyun, S., Billur, A., A.), An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes, Nuclear Energy, Seventh Edition, Ankara, 277-278, 317-318, 2015.
- [7] Martin, J., E., (Çeviri Editörleri: Tanır, A., G., Bölükdemir, M., H., Koç, K.), Physics for Radiation Protection, Ankara, 118-122, 158, 2013.
- [8] Seshadri, S., R., (Editör: Pekünlü, E., R.), Plazma Fiziği, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, İzmir, 3-6, 12-17, 1993.
- [9] Ragheb, C., M., Neutron Cross Sections, 2017.
- [10] Tel, E., Şarer, B., Okuducu, Ş, Aydın, A. and Tanır, G., (2003). A new empirical formula for 14-15 Mev neutron-induced (n,p) reaction cross sections. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 29, 2169-2177.
- [11] V.N. Levkovski, Sov. Phys. JETP 18, 213–217 (1964).

## ÖZGEÇMİŞ

- 1. Adı Soyadı** : Raci Ömer TURHAN  
**2. Doğum Tarihi** : 05.08.1988  
**3. Ünvanı** : Makine Mühendisi  
**4. Öğrenim Durumu** : Lisans

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Makine Mühendisliği	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2016

- 5.Proje:**  
OKÜBAP-2019- PT3-003