

**T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BURSA KATIRLI DAĞI KARAYOSUNLARINDA RADYASYON
TARANMASI**

AYŞE GÜL KAHRAMAN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

BURSA 2006

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BURSA KATIRLI DAĞI KARAYOSUNLARINDA RADYASYON
TARANMASI

AYŞE GÜL KAHRAMAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez 09.08.2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr. Z. Gökay KAYNAK
(Danışman)


Prof. Dr. Gönül KAYNAK


Yrd. Doç. Dr. Orhan GÜRLER

ÖZET

Karayosunları, bitkiler aracılığı ile radyoaktif kirliliği belirleme de en yaygın kullanılan materyaldir. Karayosunlarının yüksek konsantrasyon kapasitesi, çevresel radyoaktif kirliliğin biyoindikatörü olarak kullanılabilir. Çevresel kirlilikle ilgili bilgi, radyoekolojik gözlem sistemleri geliştirmek ve doğal ekosistem durumunu tahmin etmek için kullanılabilir. Bu çalışmada karayosunları Türkiye'nin kuzeybatısında olan Katırlı Dağı'ndan toplandı ve aktiviteler TENNELEC marka LB 1000-PW detektörü ile belirlendi. Toprak, kaya ve ağaç kabuğu üzerinde yetişen karayosunları toplandı. Elde edilen en yüksek aktivite değerleri toprak, kaya ve ağaç kabuğu için sırasıyla 1.25 ± 0.08 , 0.70 ± 0.07 , 0.76 ± 0.05 'dir.

ANAHTAR KELİMELELER: Karayosunu, radyasyon, beta radyoaktivitesi, biyoindikatör.

ABSTRACT

Mosses are one of the most widely used procedures to determine via plant of radioactive contamination. The high concentrating capacity of mosses may be used as bioindicator of environmental radioactive contamination. Information about this contamination may be used to develop a radioecological monitoring system and to forecast the state of natural ecosystems. In this study, the mosses were collected in region of Katırlı Mountain in northwestern Turkey, activities were determined using TENNELEC LB 1000-PW detector. Samples of mosses growing on soil, rock, and tree bark were collected. The highest values which were obtained are 1.25 ± 0.08 , 0.70 ± 0.07 , 0.76 ± 0.05 for growing on soil, rock and tree bark, respectively.

KEYWORDS: Moss, radiation, beta radioactivity, bioindicator.

İÇİNDEKİLER

	<u>SAYFA NO</u>
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1- GİRİŞ.....	1
2- KURAMSAL BİLGİLER.....	4
2.1. Doğal Radyoaktivitenin Keşfi.....	4
2.1.1. Radyasyon Çeşitleri ve Özellikleri.....	5
2.1.1.1. Alfa Parçacıkları.....	5
2.1.1.2. Beta Parçacıkları.....	5
2.1.1.3. Gamma Işınları.....	6
2.2. Doğal Radyoaktif Seriler.....	6
2.2.1. Diğer Radyoaktif Elementler.....	9
2.3. Radyoaktif Bozunma.....	10
2.3.1. Aktivite.....	14
2.4. Radyoaktif Bozunma Türleri.....	16
2.4.1. Alfa Bozunması.....	16
2.4.1.1. Alfa Bozunma Reaksiyonu.....	17
2.4.1.2. Alfa Yayınlanma Teorisi.....	20
2.4.2. Beta Bozunması.....	21
2.4.2.1. Beta Bozunumunda Enerji Dağılımı.....	21
2.4.2.2. Beta Bozunma Reaksiyonları.....	22
2.4.3. Gamma Bozunumu.....	25
2.4.3.1. Gamma Işını Yayınlanması.....	26
2.4.3.2. İç Dönüşüm.....	26
2.4.3.3. İç Çift Oluşum.....	27
2.5. Yapay Radyoaktivite.....	27

2.6. Radyasyonun Madde İle Etkileşmesi.....	28
2.6.1. Yüklü Parçacıkların Madde ile Etkileşmesi.....	28
2.6.1.1. Proton ve Benzer Parçacıkların madde ile etkileşmeleri.....	28
2.6.1.2. Durdurma Gücü.....	29
2.6.1.3. Proton ve Benzer Parçacıkların Menzilleri.....	31
2.6.1.4. Elektronların Madde İle Etkileşmesi.....	33
2.6.1.5. Elastik Çarpışma.....	34
2.6.1.5.1. Atomik Elektronlarla Elastik Çarpışma.....	34
2.6.1.5.2. Çekirdekle Elastik Çarpışma.....	34
2.6.1.6. İnelastik Çarpışma.....	34
2.6.1.6.1. Atomik Elektronlarla İnelastik Çarpışma.....	34
2.6.1.6.2. Çekirdekle İnelastik Çarpışma.....	35
2.6.1.7. Bremsstrahlung (Frenleme Işını) Olayı.....	35
2.6.1.8. Cherenkov Işıması.....	36
2.6.1.9. Beta Parçacıklarının Zayıflaması.....	36
2.6.2. Gamma Işınlarının Madde ile Etkileşmesi.....	37
2.6.2.1. Fotoelektrik Olay.....	38
2.6.2.2. Compton Olayı.....	38
2.6.2.3. Çift Oluşum.....	40
2.6.2.4. Gamma Işınlarının Soğrulması.....	40
2.7. Radyasyon Deteksiyonu.....	42
2.7.1. Sintilasyon Sayaçları.....	42
2.7.1.1. Sintilasyon Oluşumu.....	45
2.7.1.2. Bozunma Zamanı.....	46
2.8. Phoswich Detektörü.....	47
2.8.1. Sayma Elektronikleri.....	50
3- DENEYSEL YÖNTEM.....	56
3.1. Radyoaktif Ölçüm Laboratuvarı.....	56
3.2. Numunelerin Toplanması ve Sayıma Hazırlanması.....	56
3.2.1. Araştırma Alanı Hakkında Genel Bilgi.....	56
3.2.2. Numunelerin Toplanması.....	58
3.2.3. Numunelerin Ölçüme Hazırlanması.....	58

3.3. Sayma Sisteminin Veriminin Bulunması.....	58
3.3.1. Beta Aktivitesi için Sayım sisteminin Kalibrasyonu.....	58
3.3.2. Potasyum Klorür'ün Aktivitesinin Hesaplanması.....	60
3.4. Deneyin Yapılışı.....	61
4- ARAŞTIRMA SONUÇLARI.....	63
4.1. Numunelerin Alfa ve Gamma Aktivitelerinin Bulunması.....	63
4.2. Numunelerin Beta Aktivitelerinin Bulunması.....	64
5- TARTIŞMA.....	67
KAYNAKLAR.....	68
TEŞEKKÜR.....	70
ÖZGEÇMİŞ.....	71

SİMGELER DİZİNİ

α	: Alfa
β	: ışık hızı biriminde elektronun hızı, beta
γ	: Gamma, Lorentz faktörü
λ	: Bozunma sabiti
N	: Radyoaktif çekirdek sayısı, Ölçüm sayısı
$t_{1/2}$: Yarı ömür
τ	: Bozunma zamanı
Δ	: Belli bir zaman aralığındaki çekirdek sayısındaki değişme
A	: Aktiflik, Atom ağırlığı
E_i	: İlk enerji
E_s	: Son enerji
M_X	: Ana çekirdeğin kütlesi
c	: Işık hızı
M_Y	: Ürün çekirdeğin kütlesi
T_Y	: Ürün çekirdeğin kinetik enerjisi
m_α	: Alfa parçacığının kütlesi
T_α	: Alfa parçacığının kinetik enerjisi
Q	: Parçalanma enerjisi, parçacığın yükü
V_α	: Alfa parçacığının hızı
V_Y	: Ürün çekirdeğin hızı
r	: Alfa parçacığı ile ürün çekirdek arasındaki mesafe
a	: Ürün çekirdek ile alfa parçacığının yarıçapları toplamı
b	: Klasik olarak izinli bölgenin gösterildiği mesafe
β^+	: Pozitron
$\bar{\nu}$: Antinötrino
T_e	: Elektronun kinetik enerjisi
m_e	: elektronun durgun kütlesi
$m_{\bar{\nu}}$: Antinötrinonun kütlesi
$T_{\bar{\nu}}$: Antinötrinonun kinetik enerjisi
ν	: Nötrino, Frekans

- m_ν : Nötrininonun kütlesi
 T_ν : Nötrininonun kinetik enerjisi
 E_{\max} : Maksimum enerji
 h : Plank sabiti, Doğal izotopik bolluk
 E_L : L tabakasındaki elektronun bağlanma enerjisi
 ΔE : Enerji farkı
 T_γ : Gammanın enerjisi
 I_B : Bağlanma enerjisi
 E_- : Elektronun enerjisi
 E_+ : Pozitronun enerjisi
 $\theta\phi$: Sapma açısı
 $S(T)$: Durdurma gücü
 n_{ion} : Birim yol başına meydana gelen iyon çifti sayısı
 \bar{I} : Bir ortamda bir atomu iyonize veya eskite etmek için gerekli ortalama enerji
 n : birim hacim başına atom sayısı
 Z : Atom numarası
 R : Menzil
 ρ : Yoğunluk
 $\left(\frac{dS}{dx}\right)_r$: Işıma yoluyla birim uzunluk başına enerji kaybı
 $\left(\frac{dS}{dx}\right)_c$: Çarpışma yoluyla birim uzunluk başına enerji kaybı
 $\left(\frac{dS}{dx}\right)$: Toplam enerji kaybı
 I : Şiddet
 μ : Lineer zayıflama katsayısı, Efektif soğurma katsayısı
 μ_m : Kütle zayıflama katsayısı
 E : Enerji
 p : Momentum
 $x_{1/2}$: Yarı kalınlık
 n_p : Fotonların sayısı

- τ_b : fotonların $(1 - \exp(-1))$ kesrinin yayınlanması için geçen zaman
- D : Kimyasal saflık
- C : Numune içindeki herhangi bir maddenin derişimi, sayım sonucu
- m : durgun kütle
- η : Bozunma oranı
- C_n : Numene sayım sonucu
- C_b : Doğal fon sayım sonucu
- σ : Standart hata
- σ_n : Numuneden elde edilen saymanın standart hatası
- σ_b : Doğal fonun standart hatası

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil NO</u>	<u>ACIKLAMASI</u>	<u>SAYFA NO</u>
Şekil 2.1.	Aktifliğin üstel Değişimi	16
Şekil 2.2.	Aktifliğin üstel değişiminin yarı logaritmik çizimi.....	16
Şekil 2.3.	Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak alfa parçacığı ile kız çekirdek sisteminin bağlı potansiyel enerjisi.....	20
Şekil 2.4.	Katı ve gaz ortamında parçacıkların $\gamma\beta$ 'ya bağlı olarak durdurma gücü değişimi.....	31
Şekil 2.5.	Alfa parçacıklarının yol uzunluğu Eğrisi.....	32
Şekil 2.6.	Sintilasyon detektörünün şematik görünümü.....	43
Şekil 2.7.	Bir sintilasyon detektöründe meydana gelen temel işlemler.....	44
Şekil 2.8.	Bir kristalde enerji bantları, sol taraf NaI gibi saf kristaldeki, sağ taraf NaI(Tl) gibi bir aktivatörün bulunması halinde temel işlemleri gösterimi.....	46
Şekil 2.9.	PW detektörünün doğal fonu düşürmek amacıyla kurşun bloklarla ortamdan yalıtılması.....	47
Şekil 2.10.	PW detektörünün şematik gösterimi.....	49
Şekil 2.11.	Sayma sisteminin blok diyagramı.....	50
Şekil 2.12.	TC 466'nın detektörden görünüşü.....	51
Şekil 2.13.	Pulsların zaman kanallarına ayrılması.....	52
Şekil 2.14.	Alfa-Beta karışması denetimi.....	54
Şekil 3.1.	Katırlı Dağı haritası.....	57
Şekil 3.2.	Potasyumun bozunma şeması.....	59
Şekil 3.3.	KCl'nin kütle sayma grafiği.....	60

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>ÇİZELGE NO</u>	<u>ACIKLAMASI</u>	<u>SAYFA NO</u>
Çizelge 2.1.	Toryum, Uranyum ve Aktinyum elementine ait bazı özellikler.....	7
Çizelge 2.2.	Doğal Toryum serisi üyelerinin bazı özellikleri.....	7
Çizelge 2.3.	Neptinyum serisi üyelerinin bazı özellikleri.....	8
Çizelge 2.4.	Doğal uranyum serisinin üyelerinin bazı özellikleri.....	8
Çizelge 2.5.	Doğal Aktinyum serisi üyelerinin bazı özellikleri	9
Çizelge 2.6.	Doğal radyoaktif çekirdeklerin bazı özellikleri.....	10
Çizelge 2.7.	PW detektöründe bulunan sintilatörlerin ve quartz ölü tabakanın fiziksel ve optiksel özellikleri.....	48
Çizelge 2.8.	Detektörün doğal fon sayma değerleri.....	49
Çizelge 4.1.	Gamma ve alfalar için birim kütle, birim zaman başına elde edilen net sayım sonuçları.....	63
Çizelge 4.2.	Örneklerin beta aktivite sonuçları.....	65

1. GİRİŞ

İnsanoğlu var oluşundan bu yana doğal radyasyon ile karşı karşıyadır. Radyoaktif maddeler daima çevremizin doğal elemanı olmuşlar ve bunun sonucunda bütün canlı sistemler bu radyasyona maruz kalmışlardır. Bunun yanı sıra tüm canlılar yeryüzüne uzaydan gelen iyonlayıcı radyasyondan da etkilenirler (Öztürk ve ark.1987). Gelecekteki enerji üretimini karşılamak için yapılan nükleer santraller ve nükleer silah testleri doğadaki doğal radyasyon miktarını arttırmaktadır. İngiltere'nin Avustralya'da yaptığı 12 atmosferik nükleer silah testi ve Fransa'nın Mururoa, Tuamotu Archipelago'da yaptığı 26 atmosferik nükleer silah testi dışında kuzey yarımkürede 383 atmosferik nükleer silah testi yapılmıştır (Godoy ve ark.1998). 26 Nisan 1986'da meydana gelen Çernobil nükleer reaktör kazasından sonra dünyanın birçok bölgesinde radyasyon oranlarında büyük artışlar olmuştur. Bu olaylar sonucunda radyoaktif kirlenme konusunda çalışmalar güncellik kazanmıştır.

Nükleer patlamalar, nükleer savaşlar veya nükleer kazalar olmadıkça atmosferde yüksek oranda radyoaktivite ölçülmez. Nükleer denemeler sırasında bir megatonluk patlama sonucunda fisyonla yaklaşık olarak temel parçacıklardan 20MCi'lik ^{89}Sr (yarı ömrü: 53 gün), 0.1 MCi'lik ^{90}Sr (yarı ömrü: 28 yıl), 25.0 MCi 'lik ^{95}Zr (yarı ömrü: 65 gün), 18.5 MCi'lik ^{103}Ru (yarı ömrü: 1 yıl), 125 MC'lik ^{131}I (yarı ömrü: 8 gün) ve 0.6 MCi'lik ^{137}Cs (yarı ömrü: 30 yıl) açığa çıkmaktadır. Patlama sonucunda ortaya çıkan 10 μm 'den daha büyük parçacıklar civardaki bitki örtüsünün üzerine çökerler. Küçük parçacıklar ise geniş bir alana yayıldıklarından, birim alana düşen miktarları azalmaktadır (Öztürk ve ark.1987). Bu radyoaktif maddeler besin ihtiyacını atmosferden karşılayan bitkilerin yaprak yüzeyinde birikerek besin zincirine girebilir. 1950–1960 yılları arasında yapılan nükleer silah testlerinden sonra radyasyonun, bitkilerin doğrudan tüketilmesi sonucu inek sütü, et gibi hayvansal ürünlere geçtiği rapor edilmiştir. Bu nükleer silah testleri sonucunda çevrede ^{137}Cs ve ^{90}Sr 'nin oranı büyük ölçüde artmıştır. Bu iki radyoizotopun da fiziksel yarı ömrü yaklaşık olarak 30 yıldır ve hala ekosistemin bir parçasıdır. Alaska, Kanada ve İskandinavya'da insanların vücutlarındaki ^{137}Cs ve ^{90}Sr oranı yüksek bulunmuştur. Bu artışın başlıca nedeni besin zincirine giren radyasyondur.

1950–1960 yılları arasında yapılan nükleer silah test denemeleri, 26 Nisan 1986’da meydana gelen Çernobil nükleer reaktör kazası, son yirmi yılda hızla artan nüfus, çarpık yerleşim, endüstride kullanılan kimyasallar, termik santraller nedeniyle artan kirlilik gibi önemli çevresel olaylar, insanları çevreye verilen zararlar konusunda duyarlı hale getirmiştir. Bunun sonucunda çevre kirliliğiyle ilgili çeşitli ölçümler yapılmıştır. Fakat kullanılan aletlerin pahalı olması araştırmacıları biyoindikatörlere yöneltmiştir.

Gerek doğal gerekse yapay radyoaktivitenin büyük bir bölümü bitki yüzeyine yağmurla gelir. Şiddetli rüzgar ve difüzyon radyoaktif gazların bitki yüzeylerine ulaşmasına sebep olan diğer etkenlerdir.

Bitkiler ve toprak, radyoaktif kirlenmenin insana geçişinde önemli bir rol oynar. Topraktan bitkiye geçiş olabileceği gibi, havadan da bitkinin yüzey kısmında bir radyoaktif kirlenme birikebilir. Bu da beslenme zincirinin diğer halkalarına geçebilir. Russel nükleer denemelerden sonra doğrudan otların yüzeyinde biriken Sr-90’ın yaklaşık % 80’inin inek sütüne geçtiğini bulmuştur. Cataldo ve arkadaşları ise Am’un yapraktan bitkiye girişinin kök girişine eşit değerde olduğunu göstermişlerdir.

Radyoizotopların bitkiler tarafından doğrudan absorpsiyonunun üç yolu vardır. Bunlar;

1. Yapraklardan
2. Çiçeklerden
3. Bitkinin dip veya yüzey bölgesinden ‘dir.

Radyoaktif kirlenmenin bitkiler aracılığıyla belirlenmesi için en çok kullanılan bitkiler karayosunları ve likenlerdir. Biz çalışmamızda karayosunlarını kullandık.

Karayosunları coğrafya olarak geniş bir dağılıma sahiptirler ve bütün mevsim şartlarında yaşamlarını sürdürürler. Birçok elementi bünyesinde toplama özelliğine sahiptirler. Karayosunları bir üst katmana ve kütikulaya sahip değildirler. Bu nedenle ağır metaller ve radyonüklidler kolayca hücre duvarını geçebilirler (Szczepaniak 2003). Örneklerin toplanmasının kolay olması ve pahalı aletlere ihtiyaç duyulmaması nedeniyle radyonüklid tayininde karayosunları ile çalışmak daha uygundur (Uğur ve ark.2003). Karayosunlarının geniş bir coğrafyaya yayılması, birçok türün kentsel ve

endüstriyel alanlar gibi çeşitli çevresel koşullar altında büyümesi açısından da avantajlıdır. Liken türleriyle karşılaştırıldığında karayosunlarının yaşları daha kolay belirlenebilir. Diğer otsu bitkilerle karşılaştırıldığında ise karayosunlarının radyonüklid biriktirme kapasitesi daha yüksektir (Mishev 1996). Çeşitli karayosunu türleri arasında yapılan çalışmalarda, en yüksek radyonüklid biriktirme verimi *Grimmia pulvinata* türüne ait olduğu gözlenmiştir. Kaya yüzeyinden toplanan *Grimmia pulvinata* gibi karayosunlarındaki radyonüklidlerin aktiviteleri ile ağaç yüzeyinden toplanan *Encalypta* gibi karayosunlarındaki radyonüklidlerin aktiviteleri karşılaştırıldığında kaya yüzeyinden toplanan karayosunlarında radyonüklidlerin aktivitelerinin daha yüksek olduğu bulunmuştur (Uğur ve ark.2003). Bunun nedeni kaya yüzeyinden toplanan türlerin radyoaktif depozisyona doğrudan maruz kalmalarıdır. Özellikle ağaçların alt bölgelerinden toplanan karayosunları doğrudan radyoaktif depozisyona maruz kalmadıklarından radyonüklidlerin aktivite konsantrasyonu düşüktür. Bu nedenle biyoindikatör olarak kullanılacak karayosunları, açık alandan veya ağaçların üst bölgelerinden toplanmalıdır. Karayosunlarında substratın tipi radyonüklid biriktirmede önemli bir rol oynamamaktadır (Dragović ve ark.2004).

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Doğal Radyoaktivitenin Keşfi

Bugün mevcut olan 92 elementin 300'e yakın izotopundan 60 kadarı kararlı değildir. $Z=81$ ve $Z=92$ arasındaki çekirdeklerin hepsi kararsızdır. Bu kararsız çekirdekler kendiliğinden uygun bozunma şekilleri ile kararlı olan çekirdeklere dönüşürler. Bu dönüşüm sırasında ışınım yayarlar. Bu olaya radyoaktivite denir. Radyoaktif özelliği gösteren çekirdeklere radyoaktif çekirdekler, yayımlanan ışınımına da radyasyon denir (Arya 1999).

Doğal radyoaktivite 1896'da Henri Becquerel tarafından rastlantı sonucu keşfedilmiştir. Becquerel uranyum tuzu içeren bir maddeyi, siyah bir kağıda sarılmış fotoğrafik bir levha yanına bıraktı. Bir süre sonra fotoğrafik levhanın uranyum tuzundan etkilendiğini fark etti (Enge 1966).

Rutherford 1898'de deneylere devam ederek, uranyum tarafından yayımlanan ışınımın iki tür olduğunu buldu. Bu radyasyonlar alfa ve beta radyasyonlarıydı. Bu keşiften iki yıl sonra Villard üçüncü bir radyasyon keşfetti. Bu radyasyona gamma ışını denildi (Hodgson ve ark.1997).

Daha sonraki araştırmalar sonucunda toryumunda uranyum gibi ışınım yaptığı bulundu. Uranyum ve toryum içeren bazı mineraller üzerinde yapılan çalışmalar sonucunda, bu minerallerin uranyum ve toryumun kendisinden daha fazla radyasyon yaydıkları bulundu. Bu keşifle Marie ve Pierre Curie iki yeni radyoaktif element buldular. Bunlara polonyum ve radyum denildi (Hodgson ve ark.1997).

Doğal radyoaktivitenin keşfi, çekirdeğin yapısı ve nükleer mekanizmalar ile ilgili önemli gelişmelere yol açtı. Ayrıca radyoaktivite, temel etkileşmeler üzerinde önemli bilgiler sağladı.

Radyoaktivitenin keşfinden sonra radyasyonların özellikleri araştırılmaya başlandı. Bu araştırmalar bazı özellikler göz önünde tutularak yapıldı. Bunlar;

1. Çeşitli maddelerdeki gıriciliği
2. Gazları iyonlaştırma özelliği
3. Elektrik ve manyetik alan altındaki davranışları (Arya 1999).

2.1.1. Radyasyon Çeşitleri ve Özellikleri

2.1.1.1. Alfa Parçacıkları

Alfa parçacıkları (α) iki elektronu olmayan helyum çekirdekleridir. İki protona ve iki nötrona sahip olan alfa parçacıkları atomun çekirdeğinden yayılırlar. Alfa ışınları içlerinden geçtikleri gazları daima iyonlaştırırlar. İyonlaşma yaparken enerjilerini ve hızlarını kaybederler. Bir süre sonra termal hıza ulaşırlar. Termal hıza ulaştıkları zaman daha fazla iyonlaşma yapamazlar. Elektron yakalayarak nötr atomlar haline gelirler (Arya 1999).

Alfa parçacıklarının giriciliği çok zayıftır. Alfa parçacıkları kuvvetli bir manyetik alan altında küçük sapmalar gösterirler ve pozitif yüklü parçacıklar gibi davranırlar.

Doğal radyoaktif elementlerden yayınlanan alfa parçacıklarının ortalama hızları yaklaşık olarak 2×10^7 m/s'dir. Çıkış enerjileri 4–10 MeV arasında değişir (Balıkesir 1998).

Bir çekirdekten yayınlanan alfa ışınları belli bir hıza sahiptir. Bundan dolayı alfa ışınları tek enerjilidir ve enerji spektrumları kesiklidir.

2.1.1.2. Beta Parçacıkları

Beta parçacıkları (β) hızlı hareket eden elektronlardır. Alfa parçacıklarına göre daha az iyonlaşmaya neden olurlar. Fakat alfa parçacıkları ile karşılaştırıldığında giricilikleri daha fazladır. Çünkü alfa parçacıklarının kütlesi beta parçacıklarının kütlesinden daha büyüktür. Beta ışınlarının hızları 0.99 c'ye kadar ulaşabilir. Bir radyoaktif elementten değişik enerjilerde beta ışınları yayınlanır. Betalar alfa ışınları gibi tek enerjili değildirler. Bu nedenle beta ışınlarının enerji spektrumu sürekli bir yapı gösterir. Bu enerji spektrumu 0 ile belli bir maksimum enerji değeri arasında değişir. Maksimum enerjiye son nokta enerjisi denir (Arya 1999).

2.1.1.3. Gamma Işınları

Gamma ışınları (γ), X-ışınları gibi elektromanyetik radyasyon fotonlarıdır. Fakat X-ışınları ve görünür ışığa göre daha giricidirler. Enerjileri daha büyüktür ve dalga boyları daha kısadır.

Gamma ışınları yüksüzdürler. Bu nedenle elektrik ve manyetik alanda sapma göstermezler. Işık hızında hareket ederler. Gamma ışınlarının giriciliği alfa ve beta parçacıklarıyla karşılaştırıldığında daha büyüktür. Fakat alfa ve beta parçacıklarına göre daha az iyonlaşmaya neden olurlar.

Belli bir radyoaktif elementten belli enerjilerde gamma ışınları yayınlanır. Gamma ışınlarının enerjileri 0.1–10 MeV arasında değişir. Bu enerji aralığı çekirdeğin enerji durumları arasındaki enerji farkı ile aynı mertebededir. Bu enerji aralığı 10^4 ile 100 fm dalga boyu aralığına karşılık gelmektedir (Krane 2001).

2.2. Doğal Radyoaktif Seriler

Doğal radyoaktif izotopların birçoğu ağır elementlerden oluşmaktadır. Bu ağır elementler dört seride toplanmaktadır. Bunlar toryum, neptinyum, uranyum ve aktinyum serileridir. Bu isimler seride mevcut olan radyoaktif izotoplardan en uzun yarı ömürlü olana aittir. n bir tam sayı olmak üzere bu seriler, $4n$, $4n+1$, $4n+2$, $4n+3$ denklemleri ile tanımlanır. n değeri seriye bağlı olarak 51 veya 52'den 58 veya 59'a kadar değişir. Bu denklemlerle serideki radyoaktif çekirdeklerin kütle numaraları elde edilir. Alfa bozunması yapan bir radyonüklidin kütle numarası dört birim azalır. Beta bozunumu yapan radyonüklidin kütle numarası değişmez. Bu nedenle bu serilerden herhangi birinde bir bozunma gerçekleşirse, oluşan yeni element yine aynı serinin bir üyesi olur. Bu dört seriye adını veren toryum, neptinyum, uranyum ve aktinyum elementlerine ait bazı özellikler Çizelge 2.1.'de verilmiştir.

Çizelge 2.1. Toryum, Uranyum ve Aktinyum elementine ait bazı özellikler

Seri Adı	Türü	En son bozunma Ürünü	Radyoaktif çekirdek	Yarı ömür (y)
Toryum	4n	²⁰⁸ Pb	²³² Th	1.41×10^{10}
Neptinyum	4n+1	²⁰⁹ Bi	²³⁷ Np	2.14×10^6
Uranyum	4n+2	²⁰⁶ Pb	²³⁸ U	4.47×10^9
Aktinyum	4n+3	²⁰⁷ Pb	²³⁵ U	7.04×10^8

KAYNAK: KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 179 s.

Neptinyum serisi hariç diğer üç serinin de en kararlı elementi kurşunun izotoplarıdır. Çizelge 2.2., Çizelge 2.3. ve Çizelge 2.4.'de sırasıyla toryum, neptinyum, uranyum ve aktinyum bozunma serilerine ait elementler ve bunların bazı özellikleri gösterilmektedir.

Çizelge 2.2. Doğal Toryum serisi üyelerinin bazı özellikleri

Element – Z	Sembol	Yarı ömrü	Alfa (MeV)	Beta (MeV)	Gamma (MeV)
Toryum – 90	²³² Th	1.40×10^{10} y	4.00	-	0.06
Radyum - 88	²²⁸ Ra	5,8 y	-	0.054	-
Aktinyum - 89	²²⁸ Ac	6.13 sa	-	1.11	0.09
Toryum - 90	²²⁸ Th	1.91 y	5.43	-	0.08
Radyum - 88	²²⁴ Ra	3.7 gün	5.68	-	0.24
Radon – 86	²²⁰ Rn	55.6 s	6.29	-	-
Polonyum - 84	²¹⁶ Po	145 ms	6.78	-	-
Kurşun - 82	²¹² Pb	10.6 sa	-	0.36	0.238
Bizmut - 83	²¹² Bi	60.6 dk	6.05	2.20	0.04
Polonyum - 84	²¹² Po	300 ns	8.78	-	-
Talyum - 81	²⁰⁸ Tl	3.1 dk	-	1.79	2.62
Kurşun - 82	²⁰⁸ Pb	Kararlı			

KAYNAK: HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 23 p.

Çizelge 2.3. Doğal Neptinyum serisi üyelerinin bazı özellikleri

Element – Z	Sembol	Yarı ömrü	Alfa (MeV)	Beta (MeV)	Gamma (MeV)
Neptinyum – 93	²³⁷ Np	2.1 × 10 ⁶ y	4.8	-	0.09
Protaktinyum – 91	²³³ Pa	27 gün	-	0..26	0.06
Uranyum – 92	²³³ U	1.6 × 10 ⁵ y	4.8-	-	0.04
Toryum – 90	²²⁹ Th	7.9 × 10 ³ y	4.8	-	0.11
Radyum – 88	²²⁵ Ra	14.9 gün		0.32	0.04
Aktinyum-89	²²⁵ Ac	10 gün	5.8	-	0.03
Fransiyum-87	²²¹ Fr	4.93 dk	6.3	-	0.22
Astatin-85	²¹⁷ At	0.03 s	7.0	-	0.22
Bizmut-83	²¹³ Bi	45.6 dk	6.0	1.39	0.44
Polonyum – 84	²¹³ Po	4.2 µs	8.4	-	-
Kurşun – 82	²⁰⁹ Pb	3.3 sa	-	0.63	-
Bizmut – 83	²⁰⁹ Bi	Kararlı			

KAYNAK: HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 24 p.

Çizelge 2.4. Doğal Uranyum serisi üyelerinin bazı özellikleri

Element – Z	Sembol	Yarı ömrü	Alfa (MeV)	Beta (MeV)	Gamma (MeV)
Uranyum – 92	²³⁸ U	4.5 × 10 ⁹ y	4.2	-	0.048
Toryum – 90	²³⁴ Th	24.1 gün	-	0.19	0.09
Protaktinyum – 91	²³⁴ Pa ^m	1.17 dk	-	2.29	1.0
Uranyum – 92	²³⁴ U	2.5 × 10 ⁵ y	4.8	-	0.05
Toryum – 90	²³⁰ Th	7.5 × 10 ⁴ y	4.8	-	0.068
Radyum – 88	²²⁶ Ra	1600 y	4.8	-	0.186
Radon – 86	²²² Rn	3.82 gün	5.49	-	0.5
Polonyum – 84	²¹⁸ Po	3.05 dk	6.00	-	-
Kurşun – 82	²¹⁴ Pb	26.8 dk	-	0.65	0.24
Bizmut – 83	²¹⁴ Bi	19.9 dk	5.5	1.5	0.61
Polonyum – 84	²¹⁴ Po	164 µs	7.7	-	0.8
Kurşun – 82	²¹⁰ Pb	22.3 y	-	0.016	0.046
Bizmut – 83	²¹⁰ Bi	5.0 gün	-	1.16	-
Polonyum – 84	²¹⁰ Po	138 gün	5.30	-	0.80
Kurşun – 82	²⁰⁶ Pb	Kararlı			

KAYNAK: HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 23 p.

Çizelge 2.5. Doğal Aktinyum serisi üyelerinin bazı özellikleri

Element - Z	Sembol	Yarı ömrü	Alfa (MeV)	Beta (MeV)	Gamma (MeV)
Uranyum – 92	²³⁵ U	7.0 × 108 y	4.38	-	0.185
Toryum - 90	²³¹ Th	25.5 sa	-	0.30	0.25
Protaktinyum - 91	²³¹ Pa	3.3 × 104 y	5.06	-	Birçok
Aktinyum – 89	²²⁷ Ac	21.8 y	4.95	0.046	Birçok
Toryum - 90	²²⁷ Th	18.7 gün	6.04	-	Birçok
Radyum – 88	²²³ Ra	11.4 gün	5.86	-	Birçok
Radon – 86	²¹⁹ Rn	4.0 s	6.82	-	0.27
Polonyum – 84	²¹⁵ Po	178 ms	7.38	-	-
Kurşun – 82	²¹¹ Pb	36.1 dk	-	1.36	0.83
Bizmut - 83	²¹¹ Bi	2.15 dk	6.62	0.59	0.35
Talyum - 81	²⁰⁷ Tl	4.79 dk	-	1.44	2.90
Kurşun - 82	²⁰⁷ Pb	Kararlı			

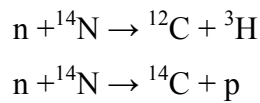
KAYNAK: HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 24 p.

Neptinyum serisindeki en uzun ömürlü radyoaktif elementin yarı ömrü, dünyanın yaşıyla kıyaslandığında çok kısa olduğu için bugün doğal maddelerde gözlenmemektedir (Hodgson ve ark.1997).

2.2.1. Diğer Radyoaktif Elementler

Yukarıda bahsettiğimiz serilere girmeyen radyoaktif elementler de vardır. Bu elementlerin listesi Çizelge 2.6.'da verilmiştir. Bu radyoaktif elementlerin çoğunun yarı ömrü oldukça uzun, doğal bollukları çok az ve dolayısıyla doğada herhangi bir maddedeki aktiflikleri düşüktür. Çizelgedeki iki elementin yarı ömrü diğerlerine göre oldukça kısadır. Bunlar trityum (³H) ve karbon (¹⁴C) radyoizotoplarıdır. Bu iki element kozmik ışınların atmosferle yaptığı nükleer reaksiyonlar sonucunda oluşmaktadır (Hodgson ve ark.1997).

Bu reaksiyonlar:



Çizelge 2.6. Doğal radyoaktif çekirdeklerin bazı özellikleri

Sembol	Z	N	A	Yüzde Bolluk	Yarı ömür (y)	Bozunma Türü
H	1	2	3		12.3	β^-
C	6	8	14		5730	β^-
K	19	21	40	0.0117	1.3×10^9	β^- , EC, γ
V	23	27	50	0.25	1.4×10^{17}	β^- , EC, γ
Rb	37	50	87	27.8	5×10^{10}	β^-
In	49	66	115	95.7	4×10^{14}	β^-
Te	52	78	130	34.5	3×10^{21}	β , β^+
La	57	81	138	0.09	1×10^{11}	β^- , β^+
Ce	58	84	142	11.1	$> 5 \times 10^{16}$	β , β^+
Nd	60	84	144	23.8	2.4×10^{15}	α
Sm	62	85	147	15.0	1×10^{11}	α
Lu	71	105	176	2.6	4×10^{10}	β^- , γ
Re	75	112	187	62.6	4×10^{10}	β^-

KAYNAK: HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 25 p.

^{14}C radyoizotopu ömrü bitmiş organik maddelerin yaşını tayin etmede kullanılır. Kozmik ışınlar sürekli olduğu için yaşayan bir organizma, sürekli olarak ^{14}C radyoizotopunu depolar. Ömrü bittikten sonra, ^{14}C 'un gram başına aktifliği bulunarak organik maddenin yaşı hesaplanabilir (Krane 2001).

2.3. Radyoaktif Bozunma

Kararsız olan çekirdekler alfa, beta ve gamma bozunumları yaparak kararlı hale gelmeye çalışırlar. Kararsız çekirdekler yaptıkları bozunumlarla bir enerji seviyesinden başka bir enerji seviyesine geçmiş olurlar. Bu tür kendiliğinden geçişler radyoaktif bozunma (parçalanma) olarak adlandırılır (Das ve Ferbel 1994).

Rutherford ve Soddy radyoaktifliğin keşfinden sonra, radyoaktif bozunma üzerinde yaptıkları çalışmalar sonucunda, radyoaktif bozunmanın exponansiyel yasaya uyduğunu göstermişlerdir. Buna radyoaktif bozunma yasası denir. Radyoaktif bozunma istatistiksel (rast gele) bir olaydır. Bu nedenle bir atomun ne zaman bozunacağı bilinemez. Çünkü atomlar biyolojik sistemlerde olduğu gibi belirli bir yaşa sahip değildirler (Enge 1966, Das ve Ferbel 1994).

Bir radyoaktif maddenin bozunması tümüyle maddeye ait değildir. Maddenin içindeki her bir atomun bozunması maddenin toplam bozunmasını etkiler.

Belirli bir t anında N radyoaktif çekirdek varsa, dt süresi içinde dN tane çekirdek bozunur. Bozunan çekirdek sayısı N ile orantılıdır. Rutherford ve Soddy buradan yola çıkarak λ bozunma veya parçalanma sabitini tanımlamışlardır. Bir atomun birim zaman başına parçalanma olasılığına λ bozunma (parçalanma) sabiti denir.

$$\lambda = -\frac{(dN/dt)}{N} \quad (2.1)$$

λ bozunma sabiti atomun bir karakteristiğidir ve sıcaklık, basınç gibi fiziksel veya kimyasal bir olaydan etkilenmez (Hodgson ve ark.1997).

Belirli bir t zamanında mevcut radyoaktif atomların sayısı N ise, t süre sonra dN kadar atom azalır.

$$-dN = \lambda N dt \quad (2.2)$$

Denklem (2.2)'nin integralini alırsak;

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\int_{t_0}^t \lambda dt$$

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda(t - t_0)$$

$$N = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (2.3)$$

elde edilir.

İfade (2.3)'de N_0 belirli bir t anında radyoaktif çekirdeklerin sayısıdır. Bu zaman genelde başlangıç ($t=0$) anı olarak alınır. $t_0=0$ alınırsa denklem (2.3) ;

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

olur. Denklem (2.4)'de, N t zaman sonra bozunmadan kalan çekirdek sayısı, N_0 ise $t=0$ anındaki bozunmamış çekirdeklerin sayısıdır.

Bir radyoaktif maddedeki çekirdeklerin yarısının bozunması için geçen süreye yarı ömür denir.

Denklem (2.4)'de N yerine $\frac{N_0}{2}$ konulursa;

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda t_{1/2}}$$

$$\ln 1 - \ln 2 = -\lambda t_{1/2}$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.5)$$

Denklem (2.4) radyoaktif bozunma kanununun formül şeklidir. Radyoaktif bozunma kanunundaki üstel ifade atomların bozunmasının sonsuz zaman gerektirdiğini göstermektedir. Bir radyoaktif atomun bozununcaya kadar geçirdiği süre ortalama olarak verilir. Bu süreye τ ortalama ömür denir. Ortalama ömür, bütün çekirdeklerin ömürleri toplanıp toplam çekirdek sayısına bölünerek hesaplanır.

$$\tau = \frac{t_1 dN_1 + t_2 dN_2 + t_3 dN_3 + \dots}{dN_1 + dN_2 + dN_3 + \dots} \quad (2.6)$$

$$N_0 = dN_1 + dN_2 + dN_3 + \dots \quad (2.7)$$

ifade (2.6) integral şeklinde yazılırsa (2.8) ifadesi elde edilir.

$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} t dN}{\int_0^{N_0} dN} = \frac{\int_0^{N_0} t dN}{N_0} \quad (2.8)$$

dN yerine (2.4) ifadesinin türevi alınıp (2.8) ifadesinde yerine konulursa;

$$\tau = \frac{-\int_0^{\infty} \lambda t N_0 e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.9)$$

bulunur.

Bir radyoaktif numune farklı bozunumlar yaparak bozunuyorsa, her bozunum türü için λ bozunma sabitleri tanımlanır. Her bozunma türünün meydana gelme olasılığı farklıdır. Herhangi bir bozunma türünün meydana gelme olasılığına λ_i dersek, toplam bozunma olasılığı;

$$\lambda_t = \sum_i \lambda_i \quad (2.10)$$

şeklinde yazılır.

Herhangi bir radyoaktif çekirdek birden fazla bozunma türü gerçekleştirebilir. Fakat gözlenen toplam bozunma sabitidir. Kısmi bozunma olasılıkları üstel formülde kullanılamaz. Çünkü bir bozunumun üstel olarak değişimi incelenirken, diğer bir durum kesilemez. Kısmi bozunma sabitlerinden yararlanarak bağlı bozunma sabitleri tanımlanır. Herhangi üç bozunma türüne a,b,c dersek bağlı bozunma sabitleri;

$$\frac{\lambda_a}{\lambda_t}, \frac{\lambda_b}{\lambda_t}, \frac{\lambda_c}{\lambda_t} \quad (2.11)$$

şeklinde yazılır (Krane 2001, Hodgson ve ark.1997). Bağlı bozunma sabitleri, her bir bozunma türünün meydana gelme olasılığını göstermektedir. Bu durumda toplam bozunma sabiti;

$$\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b + \lambda_c \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilir (Krane 2001).

2.3.1. Aktivite

Radyoaktif bozunma yasası, bozunmadan kalan çekirdek sayısını vermektedir. Radyoaktif bir numunedeki radyasyonu belirlerken radyasyon sayısını detekte ederek dolaylı yoldan bozunmuş çekirdeklerin sayısına ulaşılır. t ile $t+\Delta t$ zaman aralığında çekirdek sayısındaki değişikliğe ΔN dersek;

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.13)$$

ifadesi elde edilir. Eğer $\Delta t \ll t_{1/2}$ ise exponansiyel ifadenin açılımı;

$$(1 - e^{-\lambda \Delta t}) = 1 - 1 + \lambda \Delta t = \lambda \Delta t \quad (2.14)$$

olur. Bu sonuç (2.13) ifadesinde yerine konulursa;

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (2.15)$$

elde edilir. Denklem (2.15)'in sonsuz küçük limiti alınırsa;

$$\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.16)$$

elde edilir.

Radyoaktif bir maddenin aktivitesi birim zaman başına bozunma sayısı olarak tanımlanır. SI sisteminde aktifliğin birimi Becquerel'dir. Becquerel saniyede bir parçalanmaya eşittir. Diğer bir aktiflik birimi ise Curie'dir. Bir Curie saniyede 3.7×10^{10} bozunmaya karşılık gelir. Aktifliği A ile gösterirsek ifade (2.16)'dan;

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.17)$$

elde edilir. Burada $A_0 = \lambda N_0$ 'a eşittir ve $t=0$ anındaki aktiviteyi göstermektedir. Denklem (2.14)'den ve denklem (2.16)'dan anlaşılacağı üzere, ΔN sayısının numunenin aktifliğini vermesi için, aldığımız zaman aralığının yarı ömürden çok küçük olması gerekmektedir (Krane 2001, Hodgson ve ark.1997).

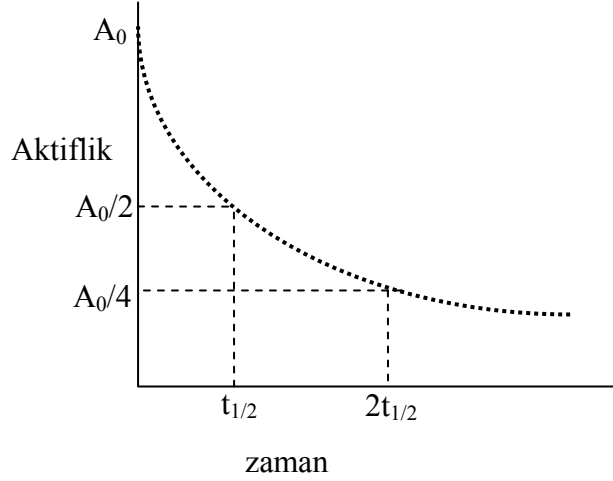
(2.17) ifadesinin logaritması alınır;

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \lambda t \quad (2.18)$$

elde edilir.

Deneysel olarak herhangi bir numunedeki aktiflik, belli zaman aralıkları içinde bozunma sayıları ard arda alarak zamana göre çizilebilir. Bu grafik eğimi $-\lambda$ olan bir doğrudur. Böylece radyoaktif bozunmanın yarı ömrü tespit edilebilir. Bu ölçme yöntemi çok kısa ve uzun yarı ömürlü numuneler için verimli sonuçlar vermez. Bunun nedeni, eğer yarı ömür çok uzun olursa, belirlenen zaman aralıkları da çok uzun olmalıdır. Aksi halde kısa süreler içinde bozunmalar fark edilemez. Eğer yarı ömür çok kısa olursa, yine bu zaman aralıkları içinde bozunma değişimi gözlenmeden numunenin aktifliği biter (Krane 2001).

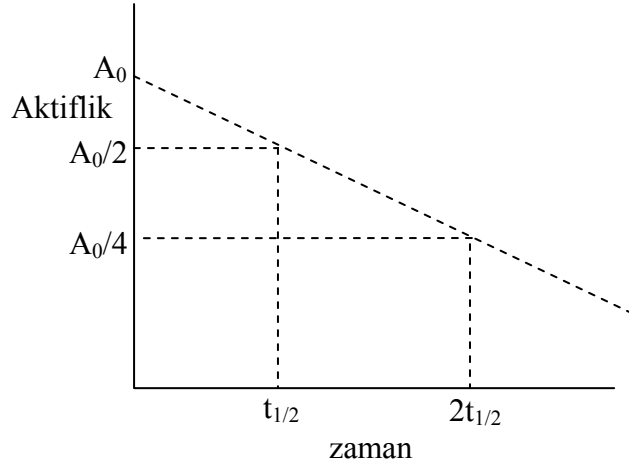
Eğer bozunumları fark edebilecek yarı ömre sahip bir numunedeki aktifliğin zamana bağlı değişimi çizilirse eksponansiyel olarak bir azalma gözlenir. Bu değişim Şekil 2.1 de verilmiştir.



Şekil 2.1. Aktifliğin üstel değişimi

KAYNAK: KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 163 s.

Bu değerler yarılogaritmik olarak çizilirse Şekil 2.2 elde edilir.



Şekil 2.2. Aktifliğin üstel değişiminin yarılogaritmik çizimi

KAYNAK: KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 163 s.

2.4. Radyoaktif Bozunma Türleri

2.4.1. Alfa Bozunması

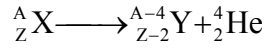
Kütle numarası büyük olan çekirdekte, nükleon başına bağlanma enerjisi düşüktür. Bu olay Coulomb etkisi ile açıklanır. Çekirdeğin içindeki her bir proton diğer

protonlarla etkileşir. Artan Z (proton sayısı) ve dolayısıyla artan A (Kütle numarası) ile Coulomb etkisi büyüyecek ve bununla birlikte nükleon başına bağlanma enerjisi düşecektir. (Arya 1999, Enge 1966).

Alfa bozunumu kendiliğinden meydana gelir. Bu olayda bir miktar kinetik enerjinin, sistemde meydana gelen kütle azalmasından dolayı ortaya çıktığı düşünülür. Alfa parçacığının kütlesi ve bağlanma enerjisi kendisini oluşturan dört nükleonun kütleleri toplamı ve bağlanma enerjileri toplamından daha küçüktür. Kütle numarası yaklaşık olarak 140'tan büyük olan elementlerde alfa parçacığının bağlanma enerjisi sıfırın altındadır. Bu da ağır elementlerin alfa bozunmasına karşı kararsız olduklarını gösterir (Krane 2001, Enge 1966).

2.4.1.1. Alfa Bozunma Reaksiyonu

Alfa bozunmasında bir ana çekirdek, bir ürün çekirdeğe ve bir alfa parçacığına parçalanır. Alfa bozunması yapan çekirdeğin kütle numarası dört birim azalırken, atom numarası iki birim azalır. Bu olayın reaksiyonu;



şeklinde ifade edilir. Oluşan ürün çekirdeğin atom numarası, ana çekirdeğin atom numarasından farklı olduğu için, ana ve ürün çekirdeğin kimyasal özellikleri aynı değildir. Başlangıçta ana çekirdek durgundur. Dolayısıyla ürün çekirdek ve alfa parçacığı, lineer momentumun korunması için hareketlidir. Başlangıçta sistemin enerjisini E_i , bozunmadan sonraki enerjisini E_s ile gösterirsek, enerjinin korunumu gereği;

$$E_i = E_s$$

veya

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + T_Y + m_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (2.19)$$

olacaktır.

Bu denklemde, M_X , M_Y , m_α sırasıyla, ana çekirdeğin, ürün çekirdeğin ve alfa parçacığının durgun kütlelerini göstermektedir. T_Y ile T_α ise ürün çekirdeğin ve alfa parçacığının kinetik enerjisini ifade eder. İfade (2.19)'da kinetik enerjiler yalnız bırakılırsa;

$$T_Y + T_\alpha = (M_X - M_Y - m_\alpha)c^2 \quad (2.20)$$

elde edilir. Bu ifade Q parçalanma enerjisine eşittir.

$$T_Y + T_\alpha = (M_X - M_Y - m_\alpha)c^2 = Q \quad (2.21)$$

Parçalanma enerjisi, durgun kütle enerjisindeki azalma veya kinetik enerjideki artış olarak tanımlanır. Kendiliğinden bozunma olması için $Q \geq 0$ olması gerekir. Bundan dolayı ana çekirdeğin durgun kütlelerinin, ürün çekirdeğin ve alfa parçacığının durgun kütleleri toplamından büyük olması gerektiği ifade 2.21'den anlaşılmaktadır.

Alfa parçacığının ve ürün çekirdeğin kinetik enerjileri;

$$T_\alpha = \frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2 \text{ ve } T_Y = \frac{1}{2} M_Y V_Y^2$$

şeklinde yazılır.

Bu ifadelerde V_α ve V_Y , sırasıyla alfa parçacığının ve ürün çekirdeğin hızlarını göstermektedir.

Ana çekirdek başlangıçta durgun olduğu için, ürün çekirdek ve alfa parçacığı momentumun korunumu nedeniyle zıt yönde hareket ederler. Momentum korunumundan;

$$M_Y V_Y = m_\alpha V_\alpha \quad (2.22)$$

yazılır. Buradan ürün çekirdeğin hızı çekilirse;

$$V_Y = \frac{m_\alpha}{M_Y} V_\alpha \quad (2.23)$$

elde edilir. Ürün çekirdeğin kütlesi genelde alfa parçacığının kütlesinden çok daha büyüktür. Bu nedenle alfa parçacığı ürün çekirdeğe göre çok daha hızlıdır ve kinetik enerjisi daha büyüktür. Parçalanma enerjisini kinetik enerjideki artışa göre yazarsak;

$$T_Y + T_\alpha = \frac{1}{2} M_Y V_Y^2 + \frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2 \quad (2.24)$$

olur. İfade (2.24) 'de eşitlik (2.23) konulup T_α çekilirse;

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{m_\alpha}{M_Y}} \quad (2.25)$$

elde edilir. Q'nun %98'i alfa parçacığı tarafından taşınır (Krane 2001). İfade (2.25) alfa parçacıklarının tek enerjili olduklarını gösterir. Burada;

$$\frac{m_\alpha}{M_Y} \cong \frac{4}{A - 4} \quad (2.26)$$

yaklaşımı yapılırsa;

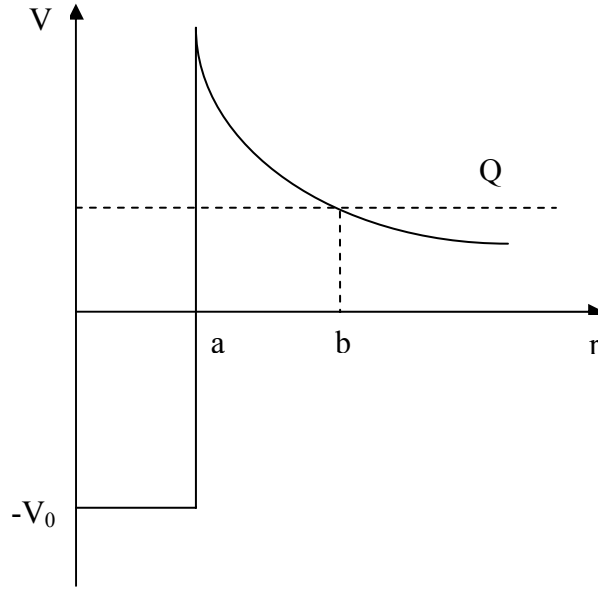
$$T_\alpha \cong \frac{A - 4}{A} Q \quad (2.27)$$

elde edilir (Das ve Ferber 1994).

Alfa parçacıklarının enerjileriyle, yayınladıkları çekirdeklerin yarı ömürleri arasındaki ilişki Geiger ve Nuttall tarafından bulunmuştur. Buna göre kısa yarı ömürlü çekirdeklerin yayınladıkları alfa parçacığının enerjisi büyükken, uzun yarı ömürlü çekirdeklerin yayınladıkları alfa parçacığının enerjisi düşüktür.

2.4.1.2. Alfa Yayınlanma Teorisi

Alfa bozunma teorisi 1928'de Gamow, Gurney ve Condon tarafından hemen hemen aynı zamanda geliştirilen kuantum mekaniksel teoriyle açıklanmıştır. Bir atom çekirdeği pozitif yüklü olduğu için diğer bir çekirdekle arasında itici Coulomb kuvveti oluşur. İki çekirdek arasındaki mesafe kısaltıldıkça Coulomb kuvvetinin değeri artacaktır. Bu artış çekirdeklerin yarıçaplarının toplamı olan bir uzaklığa kadar devam eder ve bir maksimuma ulaşır. Şekil 2.3. alfa parçacığı ile ürün çekirdek arasındaki potansiyel enerjinin uzaklığa bağlı olarak değişimini göstermektedir.



Şekil 2.3. Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak alfa parçacığı ile ürün çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi

KAYNAK: KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 179 s.

Şekil 2.3.'deki a mesafesi, alfa parçacığı ile ürün çekirdeğin yarıçapları toplamıdır. Alfa parçacığı ile ürün çekirdek arasındaki mesafeye r dersek, $r < a$ bölgesi çekirdeğin içini temsil edilir. Bu bölgede Coulomb kuvveti yerine çekirdek kuvvetleri baskındır. $r=a$ 'da Coulomb kuvveti etkisini göstermeye başlar. Coulomb kuvvetindeki bu keskin yükseklik bir potansiyel duvarı oluşturur. Bu potansiyel duvarının yüksekliği çekirdeğin yükü ile artar. Alfa bozunma teorisinde alfa parçacıklarının çekirdeğin içinde önceden

oluştukları varsayılır. Bu bölgede alfa parçacıkları T_α kinetik enerjisiyle hareket ederler. Şekilden de görülebileceği gibi alfa parçacıklarının kinetik enerjisi potansiyel duvarının yüksekliğinden küçüktür. Klasik teoriye göre alfa parçacıkları bu engeli delip geçemezler. Fakat kuantum mekaniğine göre $T_\alpha < V$ olsa bile engeli delip geçme olasılığı vardır. Potansiyel engeline gelen dalganın bir kısmı yansırken, diğer kısmı engeli geçer. Bu olaya tünelleme denir. Alfa parçacığı $a < r < b$ bölgesi boyunca tünelleme yapar. b , alfa parçacığının enerjisinin engel yüksekliğine eşit olduğu uzaklıktır. $r > b$ bölgesi klasik olarak izinli bölgedir. Kuantum mekaniğinde gelen dalganın engel tarafından yansıtılması veya engeli geçmesi, olasılıklarla ifade edilir. Bundan dolayı alfa bozunumuna kararsız olan çekirdekler, hemen alfa bozunumu yapamazlar.

2.4.2. Beta Bozunması

Beta bozunması (parçalanması) olarak adlandırılan üç temel olay vardır. Bunlar;

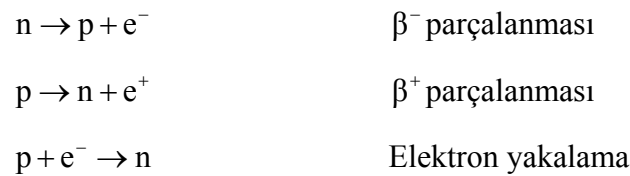
1. β^- parçalanması
2. β^+ parçalanması
3. Elektron yakalama

olaylarıdır. Bu üç parçalanmaya izobarik geçişler de denir. Çünkü bu olayların hepsinde kütle numarası değişmez. Fakat çekirdeğin atom numarası her üç olayda da değişir.

Elektron ve pozitron, alfa parçacığının tersine çekirdek içinde bulunmaz. Bu iki parçacığın beta parçalanması sırasında oluştuğu kabul edilir.

2.4.2.1. Beta Bozunumunda Enerji Dağılımı

Temel bozunma reaksiyonları;

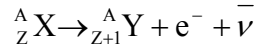


şekliyle eksiktir. Beta bozunmasında karşılaşılan problem, beta parçacıklarının enerjilerinin tek enerjili olmamasıdır. İlk ve son durumlar arasındaki enerji farkına eşit enerjili betalar yayınlanması gerekirken, betaların enerjileri bu enerji farkına eşit, sıfırdan uç nokta enerjisine kadar değişen bir dağılıma sahiptir. Daha sonra eksik olan enerjinin, nötrino adı verilen üçüncü bir parçacık tarafından taşındığı bulundu.

Beta bozunmasında açığa çıkan kinetik enerji, beta parçacığı ve nötrino arasında paylaşılır. Nötrinonun enerjisine bağlı olarak beta parçacığının enerjisi, sıfır ile bir maksimum arasında değişir. Bu nedenle beta parçacıklarının enerji spektrumu süreklidir.

2.4.2.2. Beta Bozunma Reaksiyonları

Nötron sayısı fazla olan bir çekirdek β^- bozunumu yaparak kararlı hale gelmeye çalışır. Bu bozunma reaksiyonunu;



şeklinde ifade edebiliriz. Burada X, ana çekirdeği, Y, ürün çekirdeği göstermektedir. Bu bozunmada proton sayısı bir birim artarken, kütle numarası sabit kalmıştır.

Enerjinin korunumu gereği;

$$E_i = E_s \quad (2.28)$$

olmalıdır.

$$M_X c^2 = T_Y + M_Y c^2 + T_{e^-} + m_e c^2 + T_{\bar{\nu}} + m_{\bar{\nu}} c^2 \quad (2.29)$$

olur. Buradan Q parçalanma enerjisi yazılırsa;

$$T_Y + T_{e^-} + T_{\bar{\nu}} = (M_X - M_Y - m_e - m_{\bar{\nu}}) \times c^2 = \Delta M c^2 = Q \quad (2.30)$$

elde edilir. Bu denklemde $M_X, M_Y, m_e, m_{\bar{\nu}}$ sırasıyla, ana çekirdek, ürün çekirdek, elektron ve antinötrinin kütlelerini göstermektedir. Benzer olarak $T_Y, T_{e^-}, T_{\bar{\nu}}$ sırasıyla, ürün çekirdek, elektron ve antinötrinin kinetik enerjisini göstermektedir. Kendiliğinden bozunmanın olması için Q parçalanma enerjisi pozitif olmalıdır. Eğer atomik bağlanma enerjileri ihmal edilirse ve Q parçalanma enerjisi atomik kütleler cinsinden yazılırsa;

$$\begin{aligned} Q &= (M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_{\bar{\nu}}).c^2 \\ &\cong (M(A, Z) - M(A, Z + 1)).c^2 \geq Q \end{aligned} \quad (2.31)$$

elde edilir.

Ürün çekirdeğin kütlesi, elektron ve antinötrinoya göre çok büyük olduğundan geri tepme enerjisi ihmal edilebilir. Böylece parçalanma enerjisi ifade (2.30)'dan;

$$T_{e^-} + T_{\bar{\nu}} \cong Q \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir.

Elektronun enerjisi $0 \leq T_{e^-} \leq Q$ arasında değişir ve $T_{\bar{\nu}} = 0$ olduğu zaman elektron maksimum enerjiye sahip olur. Bu durumda;

$$(T_{e^-})_{\max} = Q \quad (2.33)$$

elde edilir.

Protonca zengin olan bir çekirdek β^+ bozunumu yaparak kararlı hale gelmeye çalışır. Bu bozunumda pozitron yayınlanır. Pozitron elektronun anti parçacığdır. Kütleleri elektronunkiyle aynıdır fakat yükü pozitiftir. Bu bozunma reaksiyonu;



şeklinde ifade edilir.

Enerjinin korunumundan;

$$M_X c^2 = T_Y + M_Y c^2 + T_{e^+} + m_e c^2 + T_\nu + m_\nu c^2 \quad (2.34)$$

yazılır. Buradan Q parçalanma enerjisi;

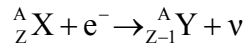
$$T_Y + T_{e^+} + T_\nu = (M_X - M_Y - m_e - m_\nu) \times c^2 = \Delta M c^2 = Q \quad (2.35)$$

olarak yazılır. Bu denklemlerde; m_ν nötrininonun kütlesidir. Benzer şekilde T_{e^+}, T_ν sırasıyla pozitronun ve nötrininonun kinetik enerjisidir. Buradan Q parçalanma enerjisi;

$$\begin{aligned} Q &= (M_X - M_Y - m_e - m_\nu) \cdot c^2 \\ Q &= (M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e - m_\nu) \cdot c^2 \\ Q &\cong (M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e) \cdot c^2 \end{aligned} \quad (2.36)$$

şeklinde yazılır.

Protonca zengin bir çekirdek, yükünü atomik elektronlardan birini yakalayarak da indirebilir ve böylece kararlı hale gelmeye çalışır. Elektron yakalama olayında çekirdeğin yükü bir birim azalır. Bu reaksiyon;



şeklinde yazılır. Çekirdek atomun K, L veya M tabakasından bir elektron yakalayabilir. Bu büyük ihtimalle en içteki K tabakasından olur. Yakalanan bu elektronun yeri dış tabakalardan gelen bir elektronla doldurulur. Bu olay sonucunda bir X-ışını yayımlanabilir veya X-ışını yayınlamak yerine, uyarılmış durumdaki K tabakası, enerjisini L tabakasındaki bir elektrona aktararak taban durumuna gelir. L tabakasındaki elektron;

$$T_e = h\nu_k - E_L \quad (2.37)$$

kinetik enerjisi ile yayınlanır. Burada h , plank sabiti, ν_k , E_L sırasıyla, X-ışını frekansı ve L tabakasındaki elektronun bağlanma enerjisidir. Bu elektrona “auger” elektronları denir (Arya 1999).

Elektron yakalama reaksiyonu için Q parçalanma enerjisi;

$$\begin{aligned} Q &= (M_X + m_e - M_Y - m_\nu).c^2 \\ Q &= (M(A, Z) - M(A, Z-1) - m_\nu).c^2 \\ Q &\cong (M(A, Z) - M(A, Z-1)).c^2 \geq 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

şeklindedir. Dolayısıyla beta bozunması olarak adlandırılan üç olayı;



reaksiyonlarıyla ifade edebiliriz (Das ve Ferbel 1994).

2.4.3. Gamma Bozunumu

Bir atomdaki elektronlar, atom çekirdeğinin etrafında, çekirdekten belli uzaklıklarda bulunan yörüngeler üzerinde dolaşırlar. Yörüngelerin her biri farklı enerji seviyelerine karşılık gelmektedir. Elektronlar en düşük enerji seviyesine karşılık gelen yörüngeden başlamak üzere atomun yörüngelerini doldururlar. Bu durumdaki bir atom taban enerji durumundadır ve kararlıdır. Bir elektron daha üst bir yörüngeye çıkarsa atom uyarılmış olur. Atom uyarılmış durumda kısa süre kalır. Üst seviyelerdeki bir elektron, boşalan yörüngeye iner. Böylece atom taban enerji durumuna geçmiş olur. Bu geçiş sırasında, geçişin olduğu iki enerji düzeyi arasındaki farka eşit enerjide bir enerjide elektromanyetik radyasyon yayınlanır.

Atomdaki elektronlara benzer olarak, çekirdeği oluşturan nükleonlar da çekirdeğin tabakalı modeline göre, belli enerji seviyelerinde bulunurlar. Enerji düzeylerini alttan itibaren dolduran nükleonların meydana getirdiği çekirdek taban enerji seviyesindedir. Bir veya daha fazla nükleon üst enerji seviyelerinden birine geçerse çekirdek uyarılmış olur. Üst seviyelerden birinden nükleon inerek boşalan enerji

seviyesini doldurur. Çekirdek böylece taban enerji durumuna iner. Bu geçiş sırasında geçiş yaptığı iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkına eşit bir elektromanyetik radyasyon yayınlar. Yayınlanan bu radyasyona gamma “ γ ” radyasyonu denilir.

Radyoaktif bir çekirdek alfa veya beta bozunumu yaptığında ürün çekirdek genellikle uyarılmış durumda kalır. Çekirdek uyarılmış durumdan daha düşük bir enerji durumuna geçtiğinde belli bir enerji açığa çıkar. Genellikle bu enerji yeni bir parçacık yayınlamak için yeterli olmayabilir veya parçacık yayınlanmasıyla bozunma o kadar yavaş olur ki elektromanyetik etkileşme ile yayınlanma baskın olur.

Yüksek bir enerji seviyesinden E_i , daha düşük bir enerji seviyesine E_s geçen bir çekirdek fazla ($\Delta E = E_i - E_s$) enerjiyi üç farklı şekilde dışarı atar.

1. Gamma ışını yayınlanması
2. İç dönüşüm
3. İç çift oluşum

2.4.3.1. Gamma Işını Yayınlanması

Gamma ışını yayınlanması diğer iki süreçten daha sık olarak meydana gelir. Herhangi bir radyoaktif numuneden yayınlanan gammaların enerjisi spektrumda keskin pikler şeklinde görülür. Yayınlanan gamma ışınının enerjisi;

$$\Delta E = hv = E_i - E_s \quad (2.39)$$

ifadesiyle verilir. Eğer E_s enerji seviyesi taban enerji durumu değilse, çekirdek taban enerji seviyesine inene kadar bir veya daha fazla gamma bozunumu yapacaktır.

Alfa ve beta bozunumunun aksine gamma bozunumunda çekirdeğin atom ve kütle numaraları değişmez.

2.4.3.2. İç Dönüşüm

Klasik olarak yörünge elektronu çekirdeği delip geçemez ancak kuantum mekaniğine göre zamanın belli bir kesrinde çekirdeğin içinde olma olasılığı vardır.

Kararsız çekirdek kararlı hale gelmek için, gamma yayınlamak yerine, enerjisini yörünge elektronuna vererek uyarılmamış duruma geçer. Böylece uyarılmış durumdaki çekirdek, elektron yayınlayarak uyarılmış durumdan kurtulmaya çalışır. Bu olaya “iç dönüşüm” denir (Arya 1999).

İç dönüşüm olayında yayınlanan elektron, beta bozunumundan farklı olarak bozunma sırasında oluşmamaktadır. Bu elektron atomun yörüngesinde önceden var olan elektrondur (Krane 2001).

Yayınlanan elektronun enerjisi;

$$E_e = E_\gamma - I_B \quad (2.40)$$

ifadesiyle verilir. Burada I_B elektronun bağlanma enerjisini, E_γ ise gamma yayınlanması için çekirdeğin harcayabileceği enerjiyi göstermektedir.

2.4.3.3. İç Çift Oluşum

Çekirdek uyarılmış durumdan, gamma yayınlanması ve iç dönüşüm yerine iç çift dönüşüm yaparak da kurtulabilir. Enerjisi $2m_e c^2$ ’den büyük olan bir uyarılmış çekirdek, Coulomb alanı içinde bir elektron pozitron çifti oluşturarak enerjisini dışarı atabilir. Bu olaya “iç çift dönüşüm” denir. Çekirdeğin toplam uyarılma enerjisi;

$$E = 2m_e c^2 + E_- + E_+ \quad (2.41)$$

’dir. E_+ , E_- pozitron ve elektronun kinetik enerjileri, $2m_e c^2$ ise pozitron ve elektronun durgun kütle enerjileri toplamıdır.

2.5. Yapay Radyoaktivite

Yapay radyoaktivite 1934 yılında Irene Curie ve Pierre Joilot tarafından keşfedildi. Irene Curie ve Pierre Joilot, polonyumun doğal radyoaktif bozunmasından çıkan alfa parçacıkları ile alüminyum levhayı ışınladıkları zaman, ^{30}P izotopunu elde etmişlerdir. Bu izotop 2.5 dakika yarı ömürle pozitron yayınlayarak bozunur. Bu

deneyler sırasında fark edilen durum, polonyum numunesi kaldırılmasına rağmen, pozitron yayınlanmasının hemen son bulmamasıdır. Levhanın aktivitesi, herhangi bir doğal radyoaktif elementte olduğu gibi üstel olarak azalmaktadır (Krane 2001).

Bugün yaklaşık olarak 1000 kadar yapay üretilen radyoaktif çekirdek keşfedilmiştir. Bunların bir kısmının yarı ömrü çok kısadır. Bu çekirdekler 10^{-20} s.'lik bir ömürle ağır parçacık yayınlamaya bozunurlar (Enge 1966).

2.6. Radyasyonun Madde İle Etkileşmesi

2.6.1. Yüklü Parçacıkların Madde ile Etkileşmesi

Yüklü parçacık bir ortamdan geçerken madde ile yaptığı etkileşimler sonucunda enerjisini kaybeder. Herhangi bir yüklü parçacığın enerjisini kaybetme hızı, parçacığın hızına ve yüküne bağlıdır. Bu nedenle yüklü parçacıkların madde ile etkileşimleri iki grupta incelenir.

1. Proton ve Benzer Parçacıkların madde ile etkileşimleri
2. Elektronların Madde ile Etkileşimleri

2.6.1.1. Proton ve Benzer Parçacıkların madde ile etkileşimleri

Bu gruptaki parçacıklar, proton, deuteriyum, alfa gibi ağır yüklü parçacıklardır. Bu tür parçacıkların hızları, enerjileri aynı bölgede kalacak şekildedir.

Ağır yüklü parçacık soğurucu madde içinden geçerken, çekirdek tarafından Coulomb saçılmasına (Rutherford saçılması) uğrar. Bu olay frenleme olayı olarak adlandırılır ve bir miktar enerji elektromanyetik radyasyon olarak yayınlanır. Fakat ağır yüklü parçacığın Coulomb saçılmasıyla enerji kaybı çok küçüktür.

Enerji kaybına neden olan diğer iki olay ise iyonizasyon ve eksitasyondur. Ağır yüklü parçacık madde içinden geçerken, ortamdaki atomları iyonize ve eskite ederek enerjisini kaybeder. İyonizasyon olayının meydana gelme olasılığı, eksitasyon olayının meydana gelme olasılığından daha fazladır. İyonizasyon olayında, atoma bağlı elektronlar, yüklü parçacığın meydana getirdiği Coulomb alanı ile etkileşir ve bir iyon çifti meydana gelir.

Alfa parçacığının yolu boyunca meydana getirdiği iyon çiftlerinin ölçülmesiyle, alfa parçacıklarının bir ortam içinde soğurulması incelenebilir. Ortamda birim yol başına meydana gelen iyon çifti sayısına spesifik iyonizasyon denir. Bir iyon çifti oluşturmak için harcanan enerji değeri, soğurucu madde, madde hali, parçacığın enerjisi gibi pek çok faktöre bağlıdır.

Etkileşme sonucunda iyonlayıcı parçacığın kütlesi, elektronunkine göre çok daha büyük olduğu için, sapma açısı ihmal edilebilir. Böylece parçacık, hemen hemen bir doğru boyunca hareket eder. Coulomb kuvveti sonsuz menzile sahiptir. Bu nedenle yüklü parçacık aynı anda birçok elektron ile etkileşebilir ve enerjisini sürekli olarak kaybeder.

Eğer iyonlaşma için elektrona yeterince enerji verilmezse, atom uyarılmış (eksitasyon) duruma geçer. Kısa bir süre sonra atom uyarılmış durumdan taban enerji durumuna iner. Bu geçiş sırasında keV mertebesinde ışın yayınlanır. Bu ışınlar delta ışınları denir. Yüklü parçacıklar için tanımlanan en önemli parametrelerden biri de durdurma gücüdür.

2.6.1.2. Durdurma Gücü

Yüklü bir parçacığın bir ortamda birim yol başına kaybettiği enerjiye durdurma gücü denir. Durdurma gücü;

$$S(T) = -\frac{dT}{dx} = n_{ion} \bar{I} \quad (2.42)$$

ifadesiyle verilir. Burada T, parçacığın kinetik enerjisi, n_{ion} , birim yol başına meydana gelen iyon çifti sayısı, \bar{I} , ortamda bir atomu iyonize veya eksite etmek için gerekli olan ortalama enerjiyi göstermektedir. İfade (2.42)'deki negatif işaret, parçacığın yol aldıkça enerjisinin azaldığını göstermektedir. Bethe ve Bloch relativistik parçacıkların durdurma gücü için bir ifade önermiştir (Das ve Ferber 1994). Buna göre relativistik parçacıklar için durdurma gücü;

$$S(T) = \frac{4\pi^2 Q^2 e^2 n Z}{m_e \beta^2 c^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\bar{I}} \gamma^2 \right) - \beta^2 \right] \quad (2.43)$$

ifadesiyle verilir. Bu ifadede;

c: ışık hızı

$\beta = \frac{v}{c}$: ışık hızı biriminde elektronun hızı

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ Lorentz faktörü

Q: ze parçacığının yükü

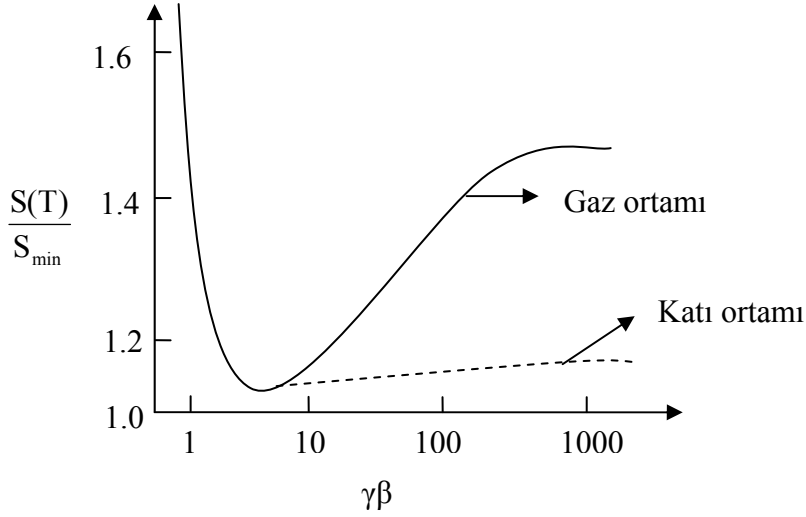
Z: Ortamın atom numarası

n: Birim hacim başına atom sayısıdır.

Alfa bozunumunda, yayınlanan alfa parçacıkları bir kaç MeV'lik enerjiye sahip oldukları için ifade (2.43)'deki relativistik terim ihmal edilebilir. Bu durumda eşitlik (2.43)'deki ifade eşitlik (2.44)'e dönüşür.

$$S(T) = \frac{4\pi^2 Q^2 e^2 n Z}{m_e \beta^2 c^2} \ln \left[\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\bar{I}} \right] \quad (2.44)$$

Farklı kütle fakat aynı momentuma sahip yüklü parçacıkların enerji kayıp oranları da farklıdır. Parçacığın kütesinden bağımsız olarak, S(T) değeri $\gamma\beta \approx 3$ olduğu zaman bir minimumdan geçer. Şekil 2.4. katı ve gaz ortamında, durdurma gücünün $\gamma\beta$ ile değişimini göstermektedir.



Şekil 2.4. Katı ve gaz ortamında parçacıkların $\gamma\beta$ 'ya bağlı olarak bağlı durdurma gücü değişimi

KAYNAK: DAS, A., T. FERBEL. 1994. Introduction To Nuclear and Particle Physics. John Wiley & Sons Inc., Newyork. 116 p.

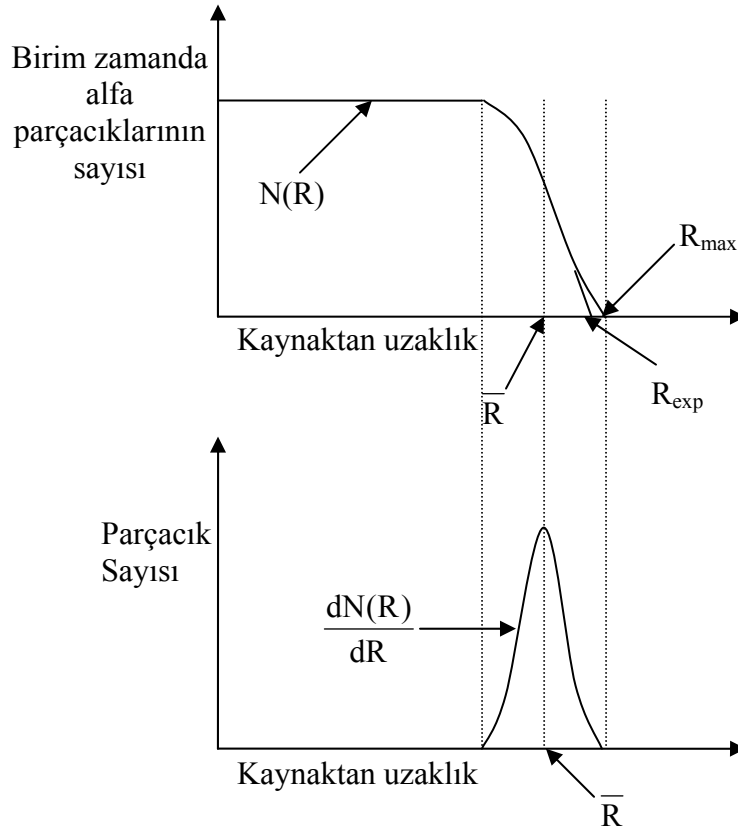
Şekil 2.4.'de $S(T)$ 'nin belli bir değerine kadar azaldığı daha sonra bir kıvrımla yükseldiği görülmektedir. Azalmanın nedeni, Eşitlik (2.43)'deki β^{-2} terimidir. Yükselmenin nedeni ise artık relativistik etkinin gözlenmesi ve buna bağlı olarak $\ln(\gamma^2)$ teriminin etkin olmasıdır (Das ve Ferber 1994).

2.6.1.3. Proton ve Benzer Parçacıkların Menzilleri

Coulomb kuvveti nedeniyle parçacığın enerjisini tüketinceye kadar gittiği mesafeye parçacığın menzili denir. Proton ve benzer parçacıkların bir ortamda durgun hale gelene kadar aldıkları yol birbirine çok yakındır. Parçacığın enerjisini kaybedene kadar birim yol başına yaptığı etkileşme sayısı ve dolayısıyla kaybettiği enerji sabit değildir. Bu nedenle bir dağılım gösterir.

Bu dağılım, ince bir alfa kaynağından çıkan kolime edilmiş alfa demetiyle incelenebilir. Kaynağın ince olmasının nedeni, öz soğurma (self-absorption) ve saçılmaların ihmal edilebilmesi içindir. Artan soğurucu kalınlıklarına göre, birim zamanda bu mesafeyi alan alfa parçacıklarının sayısı çizilirse şekil 2.5.' deki eğri elde edilir ve buna integral menzil dağılımı denir. Eğrinin kıvrımından çizilen teğetin uzaklık eksenini kestiği noktaya extrapole yol uzunluğu (R_{exp}) denir. İntegral eğrisinin, uzaklık

eksenini kestiği R_{\max} değerine, maksimum yol uzunluğu denir. Eğer sayım uzaklık eğrisinin kaynaktan farklı uzaklıklara göre türevi alınıp, uzaklığın fonksiyonu olarak gösterilirse bir diferansiyel yol eğrisi elde edilir ve bu eğriye diferansiyel menzil dağılımı denir. Diferansiyel eğri belli \bar{R} değeri etrafında dağılım gösterir. Bu \bar{R} değerine ortalama yol uzunluğu denir. \bar{R} değeri orijinden, eğrinin maksimumuna kadar olan mesafedir.



Şekil 2.5. Alfa parçacıklarının yol uzunluğu Eğrisi

KAYNAK: YALÇIN, S. 1992. Güney Marmara Bölgesinde Çeşitli Ortamlarda Radyoaktif Kirliliğin Belirlenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. 33 s.

Alfa parçacıklarının enerji değerleri ile ortalama yol uzunluğu arasındaki ilişkiyi tanımlamak için eşitlik (2.45.)'deki gibi deneysel bir ifade verilmiştir.

$$\bar{R} = (0.005E + 0.285)E^{3/2} \quad (2.45)$$

Bu ifade 4–11 MeV arasında bir enerjiye sahip alfa parçacıkları için %1'den daha az duyarlıkla geçerlidir.

Farklı soğurucu ortamlar için menzil değeri, Bragg-Kleeman kuralı olarak bilinen yarı deneysel bir bağıntıdan hesaplanabilir:

$$\frac{R_1}{R_0} \cong \frac{\rho_0 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_0}} \quad (2.46)$$

Burada, R menzil, ρ yoğunluk ve A atom ağırlığıdır. 0 ve 1 alt indisleri, materyallerin bilinen ve bilinmeyen menzil değerlerini göstermektedir (Arya 1999, Krane 2001).

2.6.1.4. Elektronların Madde İle Etkileşmesi

Çekirdekten radyoaktif parçalanma sonucu yayınlanan elektronlar beta parçacıkları olarak adlandırılır. Beta parçacıklarının elektronlardan farkı, kaynaklanma yeri ve yöntemidir. Bu nedenle elektronların ve beta parçacıklarının madde ile etkileşmesi aynıdır.

Pozitronlar, radyoaktif parçalanma sonucu yayınlanmadan farklı olarak çift oluşum sonucunda da meydana gelirler. Kinetik enerjisini kaybedip durgun hale gelen pozitron bir elektronla birleşerek yok olur. Bu olay ayrıntılı olarak Bölüm 2.6.2.3.'de anlatılacaktır.

Elektronlar, pozitronlardan farklı olarak enerjilerini kaybettiklerinde yok olma olayı meydana gelmez ve ortamdaki serbest elektronlar gibi davranırlar.

Elektronların madde ile etkileşmelerinin temel nedeni Coulomb kuvvetidir. Bir elektronun kinetik enerjisini kaybetmesi veya geliş doğrultusundan sapması dört temel etkileşme ile olur:

1. Elastik Çarpışma
2. İnelastik Çarpışma
3. Bremsstrahlung (Frenleme Işını) Olayı
4. Cherenkov Işıması

2.6.1.6.2. Çekirdekle İnelastik Çarpışma

Çekirdeğin yakınına kadar gelip yakalanmayan elektron enerjisinin bir kısmını kaybederek yolundan sapar. Çekirdeğe ulaşabilen elektron büyük olasılıkla bremsstrahlung olayı sonucu enerjisini kaybeder. Çekirdekle inelastik çarpışma olayında nükleer uyarılma olasılığı da vardır fakat bu olasılık çok küçüktür. Sadece çok yüksek enerji ile gelen elektronlar çekirdeğe kadar ulaşabilir. Çekirdekle inelastik çarpışma olasılığı bremsstrahlung olayı olasılığından çok küçüktür (Cengiz 1991).

2.6.1.7. Bremsstrahlung (Frenleme Işını) Olayı

Elektronların madde içinde saçılmaları karmaşık bir olaydır. Çünkü elektronların kütlesi küçüktür. Elektron atomik elektron ile çarpıştığı zaman enerjisinin önemli bir bölümünü atomik elektrona aktarır fakat çarpışmadan sonra hangisinin gelen, hangisinin çarpılan elektron olduğunu bilemeyiz. Bütün bu karışıklığa rağmen, eşitlik (2.43) hemen hemen enerjisi 1MeV'i geçen elektronların iyonizasyon yoluyla enerji kaybı için yeterli bir yaklaşım sağlar (Das ve Ferber 1994).

Herhangi bir yüklü parçacık çekirdeğin alanı içinde hareket ettiği zaman ivmelenir ve bununla birlikte elektromanyetik dalga yayınlar. Bu ışımaya bremsstrahlung (frenleme ışını) adı verilir. Bu yolla enerji kaybı için;

$$-\frac{dS}{dx} \propto \frac{EnZ^2}{M^2} \quad (2.47)$$

bağıntısı geçerlidir. Burada dS/dx birim uzunluk başına enerji kaybı, E gelen parçacığın enerjisi, M kütlesi, n ve Z sırasıyla ortamın birim hacimdeki atom sayısı ve atom numarasıdır. Enerji kaybı, E ve Z^2 ile doğru orantılıdır. Dolayısıyla bremsstrahlung olayı, yüksek enerjili elektronların büyük atom numaralı ortamlarla etkileşmesinde önem kazanır (Yalçın 1999).

Bremsstrahlung olayı kütlesi büyük parçacıklar içinde, eğer parçacığın enerjisi 10^{12} eV'den büyükse önem kazanır.

Böylece elektronların toplam enerji kaybı;

$$\frac{dS}{dx} = \left(\frac{dS}{dx} \right)_c + \left(\frac{dS}{dx} \right)_r \quad (2.48)$$

olur. Yüksek enerjili elektronlar için bremsstrahlung yoluyla enerji kaybının, çarpışma yoluyla enerji kaybına oranı eşitlik (2.49) ile verilir.

$$\frac{(dS/dx)_r}{(dS/dx)_c} = \frac{T + mc^2}{mc^2} \frac{Z}{1600} = \frac{EZ}{1600mc^2} \quad (2.49)$$

Burada $(dS/dx)_r$, ışınım yoluyla birim uzunluk başına enerji kaybı (ışınım durdurma gücü), $(dS/dx)_c$ çarpışma yoluyla birim uzunluk başına enerji kaybı (çarpışma durdurma gücü)'dir. Eşitlik (2.49)'dan anlaşılacağı üzere yüksek enerjilerde, yayınlanan ışının enerjisi elektronun enerjisi ile orantılıdır. Yayınlanan fotonun maksimum enerjisi elektronun kinetik enerjisine eşittir (Das ve Ferber 1994, Krane 2001).

2.6.1.8. Cherenkov Işınması

Bir yüklü parçacık, madde içinden geçerken, ortamdaki ışık hızından daha fazla hızla hareket ederse Cherenkov ışınması meydana gelir. Bu olay, Cherenkov tarafından bulunmuş, teorik açıklaması Frank ve Tam tarafından yapılmıştır. Collins ve Reiling ve diğer araştırmacılarda olayı deneysel olarak doğrulamıştır (Cengiz 1991).

2.6.1.9. Beta Parçacıklarının Zayıflaması

Beta parçacıklarının bir ortam içinde zayıflaması yaklaşık olarak üstel zayıflama kanununa uyar. Şiddeti I_0 olan beta parçacığı, x kalınlığındaki bir ortamı paralel olarak geçtiğinde şiddeti;

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.50)$$

şeklinde üstel olarak azalır. Burada μ , cm başına azalan beta parçacığı sayısıdır ve lineer zayıflama katsayısı olarak adlandırılır. Zayıflatıcı ortamın yoğunluğu ρ (g/cm^3)

ise, μ/ρ kütle zayıflama katsayısı olarak tanımlanır. Kütle zayıflama katsayısı ortamın atom numarası Z 'ye, beta parçacıklarının enerjisi ve enerji spektrumunun biçimine bağlıdır. Alüminyum ortamında kütle zayıflama katsayısı için;

$$\mu_m = \frac{17}{E_{\max}^{1.14}} \quad (2.51)$$

olarak bulunmuş deneysel bağıntı, yaklaşık bir değer verir (Evans 1955). Burada E_{\max} , MeV biriminde beta parçacıklarının maksimum enerjisidir. İfade (2.50)'de μ yerine $\mu_m = \mu/\rho$, x yerine $d_m = \rho x$ konulduğunda;

$$I = I_0 e^{-\mu_m d_m} \quad (2.52)$$

bağıntısı bulunur.

Bir ortama giren elektron veya beta parçacıklarından, ortamı geçenlerin ortama girenlere oranı geçme katsayısı, ortamdaki yansıyanların ortama girenlere oranı yansıma katsayısı ve ortamda soğurulanların ortama girenlere oranı da soğurulma katsayısı olarak tanımlanır (Cengiz 1991).

2.6.2. Gamma Işınlınının Madde ile Etkileşmesi

Gamma ışınları yüksüz oldukları için yüklü parçacıklar gibi Coulomb kuvvetine maruz kalmazlar. Elektromanyetik kuvvet taşıyıcısı olan gamma ışınları madde içine girdiklerinde rastgele etkileşmeler yaparlar. Gamma ışınlarının yaptıkları etkileşmeler enerjilerine bağlıdır. Temel olarak gamma ışınları 3 temel etkileşme yaparlar. Bunlar;

1. Fotoelektrik olay (0.010–0.500 MeV)
2. Compton saçılması (0.100-10MeV aralığında)
3. Çift oluşum (1.020 MeV'den yukarısı)

Bu üç temel etkileşmeden başka Rayleigh saçılması da vardır. Rayleigh saçılması klasik koherent (elastik) saçılmadır. Bu olayda atoma bağlı elektron ile etkileşen foton elektrona yeterince enerji veremez ve onu atomdan koparamaz. Gelen fotonun ve

saçılan fotonun enerjisinde bir değişme olmaz, sadece foton yolundan sapar. Rayleigh saçılması ortamın atom numarası Z 'nin büyük olduğu etkileşmelerde etkindir.

2.6.2.1. Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik olayda, düşük enerjili bir foton atom tarafından soğrulur ve atomun elektronlarından biri T_e kinetik enerjisi ile salınır. Salınan bu elektrona fotoelektron denir. Eğer bir atomik elektronu serbest hale geçirmek gerekli olan enerjiye I_B (bu bağlanma enerjisinin negatifidir), fotonun frekansına ν dersek, enerji korunumundan;

$$E = h\nu = I_B + T_e \quad (2.53)$$

$$T_e = h\nu - I_B \quad (2.54)$$

elde edilir. Eğer salınan elektron atomun alt tabakasından ise, üst tabakadan bir elektron alt tabakaya iner ve beraberinde X-ışını yayılır.

Fotoelektrik olay düşük enerjili fotonlar için önemlidir. Fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı soğurucu ortamın atom numarası Z ile artar, artan foton enerjisi ile hızla azalır (Das ve Ferber 1994).

2.6.2.2. Compton Olayı

Gamma saçılmaları temel olarak koharent ve inkoharent saçılma olarak iki grupta toplanabilir. Koharent saçılmada gammanın enerjisi değişmez ve bu olay enerjisi düşük olan gammalarla meydana gelir. İnkoharent saçılma, hemen hemen serbest elektronlarla gerçekleşir ve bu olay Compton saçılması olarak adlandırılır.

Compton saçılmasında enerjisi $h\nu$ momentumu $p=E/c$ olan foton, kütlesi m_e olan durgun elektrona çarpar. Olay sonucunda gamma ışını $E = h\nu'$ enerjisi ile geliş doğrultusuyla θ açısı yaparak saçılır. Elektron ise T_e kinetik enerjisi ile geliş doğrultusuyla ϕ açısı yaparak geri teper. Relativistik anlatımla momentum ve enerji korunumundan;

$$\frac{hv}{c} = \left(\frac{hv'}{c} \right) \cos\theta + m_e \beta c (1-\beta^2)^{-1/2} \cos\varphi \quad (2.55)$$

$$\left(\frac{hv'}{c} \right) \sin\varphi = m_e \beta c (1-\beta^2)^{1/2} \sin\varphi \quad (2.56)$$

$$hv = hv' + m_e c^2 \left[(1-\beta^2)^{-1/2} - 1 \right] \quad (2.57)$$

elde edilir. Yukarıdaki bağıntılarda β ve φ yok edilirse;

$$hv' = \frac{hv_0}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.58)$$

$$T_e = hv_0 - hv' \quad (2.59)$$

$$T_e = hv_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.60)$$

bağıntıları bulunur. Burada $\alpha = \frac{hv_0}{m_0 c^2}$ 'dir. $\cos\theta = -1$ olduğu zaman foton geriye saçılmıştır ve elektronun kinetik enerjisi maksimumdur. Elektron kinetik enerjisi foton ilk frekansı ile ileriye doğru yoluna devam ettiğinde minimum olur. Elektron bu durumda sifıra yakın bir hızla, fotonun yoluna dik bir doğrultuda fırlatılır.

Olay sonucunda enerjisi azalan foton, ortam içinde Compton saçılması veya fotoelektrik olay gerçekleştirir ya da ortamdaki kaçır. Saçılan elektron ise, iyonizasyon, eksitasyon veya bremsstrahlung yaparak enerjisini kaybeder.

Compton saçılması, 0.100–10 MeV enerji aralığındaki gammalar için baskın bir olaydır (Das ve Ferber 1994).

2.6.2.3. Çift Oluşum

Çift oluşum olayı yüksek enerjilerde meydana gelir. Bu işlemde foton, elektron-pozitron çifti üreterek yok olur. Enerjinin korunumundan;

$$E_{\gamma} = T_{+} + T_{-} + 2m_e c^2 \quad (2.61)$$

bağıntısı elde edilir. Burada E_{γ} fotonun enerjisi, $2m_e c^2$ elektron ve pozitronun durgun kütle enerjilerinin toplamı; T_{+} , T_{-} sırasıyla pozitronun ve elektronun kinetik enerjisidir.

Çift oluşum olayında momentum korunumu için ağır bir atom gereklidir. Ancak atomun aldığı geri tepme enerjisi; eşitlik (2.61) 'deki terimlerle karşılaştırıldığında çok küçük olduğu için ihmal edilmiştir. Çift oluşum için $2m_e c^2$ 'lık yani 1.022 MeV'lik bir eşik enerjisine ihtiyaç olduğu açıktır. Çift oluşum olayının tesir kesiti ortamın atom numarasının karesi ile artar. Fotonun enerjisi 100 MeV'den büyük olduğu zaman elektron-pozitron çift oluşum tesir kesiti sabitlenir (Das ve Ferber 1994).

Çift oluşum olayının tersi yok olma olayıdır. Pozitron ortamda bir elektron ile birleşerek yok olur ve 0.511 MeV enerjili birbirine zıt doğrultuda iki foton yayılır. Bu olaya yok olma olayı denir. Bu fotonlarda yine ortamda fotoelektrik olay, Compton saçılması yapar veya ortamdan kaçar.

2.6.2.4. Gamma Işınlarmın Soğrulması

Gamma ışını madde ile etkileştiği zaman yüklü parçacığın aksine tek bir olayda enerjisinin tamamını veya çoğunu kaybeder. Bir ortamda ışığın azalmasını (X-ışını, foton, gamma) efektif soğurma katsayısı μ ile tanımlarız (Das ve Ferber 1994). μ ortamda foton etkileşmesi için toplam tesir kesitidir ve ışığın enerjisine ve frekansına bağlıdır. Eğer $I(x)$ ortamda x noktasında gammanın şiddeti, sonsuz küçük dx kalınlığındaki şiddet dI ise;

$$dI = I(x + dx) - I(x) = -\mu I dx \quad (2.62)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki $-$ işareti artan uzaklıkla beraber, ışığın şiddetinin azaldığını göstermektedir.

$x=0$ noktasındaki şiddet I_0 olmak üzere, (2.62) ifadesinin integrali alınırsa;

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (2.63)$$

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx$$

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.64)$$

olur.

Radyoaktif bozunma kanununa benzer olarak burada da yarı kalınlık değeri tanımlanır. Yarı kalınlığı $x_{1/2}$ ile gösterirsek, bu değer fotonun ilk şiddetinin yarısına düşmesi için geçmesi gereken mesafedir. İfade (2.64)'de $I(x)$ yerine $I_0/2$ konulursa;

$$I(x_{1/2}) = \frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu x_{1/2}} \quad (2.65)$$

yazılabilir. Buradan;

$$\mu x_{1/2} = \ln 2$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \quad (2.66)$$

değeri elde edilir.

2.7. Radyasyon Deteksiyonu

Nükleer radyasyonu belirlemek için kullanılan tüm detektörlerin temel çalışma prensipleri aynıdır. Radyasyon önce detektöre girer ve detektör materyalinin atomlarıyla etkileşir. Böylece enerjisinin bir kısmını veya tamamını kaybederek, atomdan düşük enerjili elektron salınmasına neden olur. Bu elektronlar toplanarak, elektronik devre yardımıyla akım pulsu veya voltaj pulsuna dönüşür. Belirlemek istediğimiz radyasyon türüne bağlı olarak detektörün materyali değişir. Örnek olarak belirlemek istediğimiz radyasyon alfa parçacığı ise, çok ince pencereci detektör gereklidir. Çünkü alfa parçacıklarının katılardaki menzili çok küçüktür.

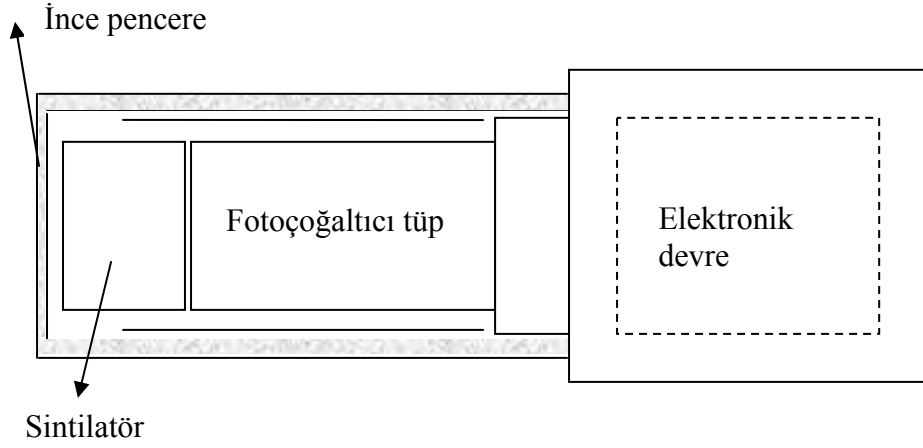
Radyasyon sayaçları ölçülmek istenen niceliğe ve radyasyon türüne göre değişiklik gösterir. Bu amaçla değişik çalışma ilkelerine göre düzenlenmiş “iyonizasyon odası”, “orantılı sayaç”, “Geiger-Müller sayacı”, “sis odası”, “difüzyon odası”, “kabarcık odası”, “sintilasyon sayacı”, “katı hal sayacı” gibi sayaç türleri vardır.

Çalışmada kullanılan radyasyon sayacı çift sintilatöre sahip toplam alfa, beta, gamma sayan bir sintilasyon sayacıdır. Bu nedenle sintilasyon sayaçlarının genel yapısının açıklanması yararlı olacaktır.

2.7.1. Sintilasyon Sayaçları

İyonize edici parçacıklar, bir ortamla etkileştikleri zaman iyonizasyon ve eksitasyona neden olurlar. Gamma ışınları ise, ortamla fotoelektrik, Compton saçılması, çift oluşum olayları sonucu elektron ve pozitron oluşturarak eksitasyona neden olurlar. Birçok materyal, bu uyarılma sonucunda ışık yayar. Bazı maddeler, uyarılma sonucunda görünür bölgede veya görünür bölgeye çok yakın ışık yayınlarlar. Bu tür kristallere veya amorf maddelere sintilatör, ışık yayınlanmasına sintilasyon (ışıldama) denir.

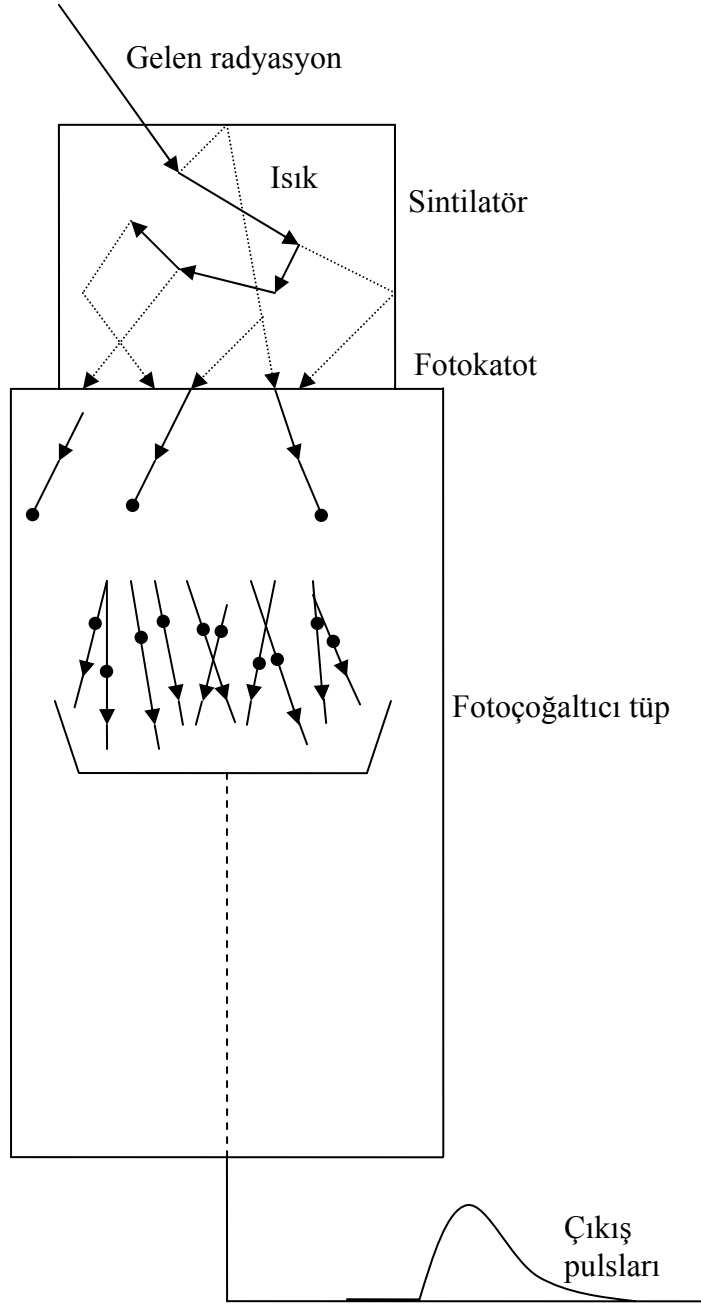
Sintilasyon sayaçlarında, radyasyon tarafından uyarılma sonucu oluşan görünür ışık, bir elektrik pulsuna dönüştürülür. Şekil 2.6.'da, bir sintilasyon detektörünün şematik görünümü verilmiştir.



Şekil 2.6. Sintilasyon detektörünün şematik görünümü

KAYNAK: HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 95 p.

Bir sintilatör ile bir fotoçoğaltıcı tüp optik bir ortam aracılığı ile uyumlu biçimde bağlanarak bir sintilasyon detektörü oluşturulur. Optik bağlantı aracılığı ile sintilatörde yüklü parçacıkların iyonizasyonundan oluşan ışık fotokatot üzerine düşürülür. Optik bağlantıyla ışığın sintilatörden kaçması engellenerek, fotokatot üzerine düzgün olarak gelmesi sağlanır. Bir sintilasyon detektöründe meydana gelen temel işlemler Şekil 2.7.'de gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Bir sintilasyon detektöründe meydana gelen temel işlemler

KAYNAK: KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 208 s.

Işık fotokatottan elektron sökülmesine neden olur. Yayınlanan bu fotoelektronlar, gelen ışığın şiddetiliyle, dolayısıyla yüklü parçacığın sintilatörde kaybettiği enerji ile orantılıdır. Bu nedenle sintilatör kullanılarak yapılan sayımlarda

parçacıkların enerjiye bağlı değişimleri elde edilebilir. Yayınlanan fotoelektronlar fotoçoğaltıcı tüpte toplanır.

Fotokatottan az sayıda yayınlanan elektronlar, dinot adı verilen elektrotlar arasına uygulanan gerilim nedeniyle, birinci elektrota gelinceye kadar elektriksel alanda hızlanırlar. Komşu dinotlar arasındaki tipik potansiyel farkı 100 V'dir. Dolayısıyla her bir elektron dinota 100 eV'lik enerji ile çarpar. Elektronlar tüm enerjilerini, elektrottan elektron sökülmesine harcarlar. Sökülen elektronlar ikinci elektroda varıncaya kadar elektriksel alanda hızlanarak ikincil elektroda çarparlar ve tüm enerjilerini yine bu elektrottan elektron sökülmesine harcarlar. Böylece elektronlar, birbirini izleyen her bir elektrotta çarpar ve çoğalırlar. Bir elektron yayınlanması için 2-3eV'lik enerji yeterlidir. Böylece yayınlanan elektron sayısında 30–50 çarpanı kadar kazanç sağlanır. Fakat elektronlar madde içinde rastgele doğrultuda yayınlanır ve yüzeyden yayınlanma az sayıda olur. Bu nedenle bir dinottaki artış 5 çarpanı kadardır.

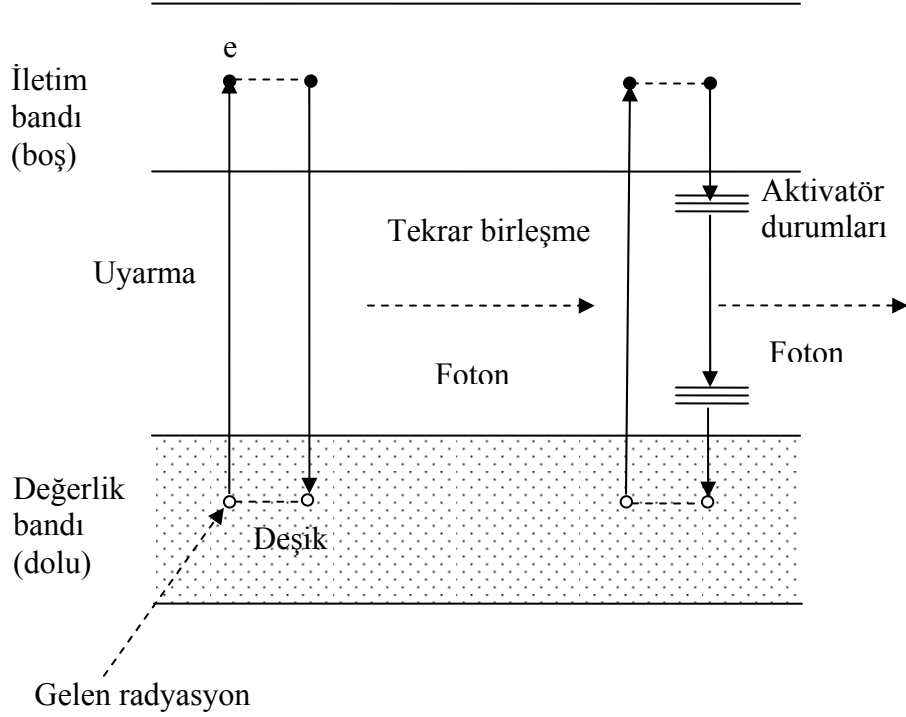
Çoğaltılan bu elektronlar toplayıcı elektrotta (anot) toplanır ve bir gerilim pulsu üretilmiş olur. Gerilim pulsu önce bir önyükselticiye girer. Burada pulsun boyu büyür ve kare dalga şekline dönüştürülür. Pulsun eni, bu pulsun oluşmasına neden olan yüklü parçacığın menziline bağlıdır. Bu nedenle pulsun eninde bir değişme olmaz. Bu puls önyükselticiden yükselticiye gelir. Burada pulsun boyu daha da yükseltilir ve seçici (diskriminatör) sistemine ulaşır. Her bir diskriminatör yalnız belirli enerji aralığındaki pulsları geçirir.

2.7.1.1. Sintilasyon Oluşumu

Sintilasyon oluşum mekanizması katıların bant yapısı ile açıklanır. Bant yapısında en yüksek iki bant değerlik bandı ve iletkenlik bandıdır. NaI gibi yalıtkan bir matelyalde değerlik bandı genellikle doludur. İletkenlik bandı ise boştur. Gelen radyasyon değerlik bandında bulunan bir elektrona enerjisi vererek onu iletkenlik bandına geçirebilir. Böylece değerlik bandında deşik adı verdiğimiz boşluk oluşur. Elektron enerjisini foton yayınlıyarak kaybeder ve değerlik bandına geri döner.

Kristale aktivatör denilen küçük miktarda safsızlıklar ilave edilebilir. Bunun nedeni foton yayınlanma olasılığını arttırmak ve ışığın soğrulmasını azaltmaktır. Bu aktivatörlerden en çok kullanılan Talyum (Tl)'dir. Bu aktivatör enerji aralığında başka

enerji durumları meydana getirir. Bu aktivatör durumlarında ışık yayınımlı oluşur. Olayın şematik görünümü Şekil 2.8.'de verilmiştir.



Şekil 2.8. Bir kristalde enerji bantları, sol taraf NaI gibi saf kristaldeki, sağ taraf NaI(Tl) gibi bir aktivatörün bulunması halinde temel işlemleri göstermektedir.

KAYNAK: KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 210 s.

2.7.1.2. Bozunma Zamanı

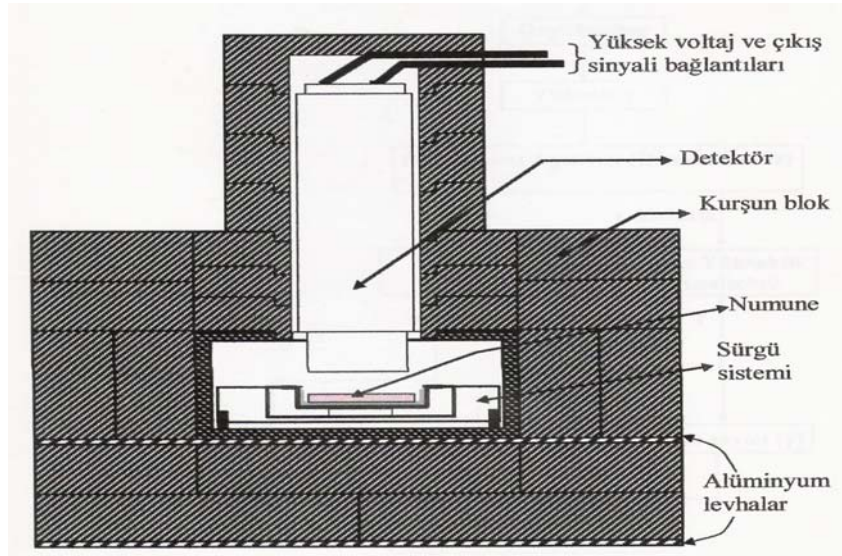
Nükleer radyasyon sonucu oluşan sintilasyonun kaynağı, radyasyonun sintilatörde meydana getirdiği eksitasyon ve iyonizasyondur. Bir iyonize edici yüklü parçacığın sintilatörle etkileştikten sonra t zamanda yayınlanan ışık fotonlarının sayısı n_p , eksponansiyel bozunma yasası ile ifade edilir.

$$n_p = n_{p0} (1 - \exp(-t / \tau_b)) \quad (2.67)$$

Burada τ_p , fotonların $(1 - \exp(-1))$ kesrinin yayınlanması için geçen zamandır ve bozunma zamanı (decay time) olarak adlandırılır (Price 1964). Bozunma zamanı maddeye özgüdür ve maddeden maddeye farklılık gösterir.

2.8. Phoswich Detektörü

LB 1000-PW düşük doğal fonlu alfa, beta, gamma sayma sistemi içme suyu, hava, bitki gibi düşük aktiviteli örneklerde radyasyonu belirlemek için kullanılan bir sistemdir. LB 1000-PW sistemi 2 inç çaplı phoswich sintilasyon detektöründen oluşur. Detektör OFHC bakır içine yerleştirilmiştir. Detektörün dış kısmı doğal fonu düşürmek amacıyla 4 inçlik kurşun bloklarla çevrilmiştir. Kurşun bloklar dışardan radyasyon girişini engellerken X-ışını üretirler. Üretilen bu X-ışınları OFHC bakır tarafından soğrulur. Böylece doğal fon daha fazla düşürülmüş olur. Phoswich detektörünün ön yüzü birkaç angstrom kalınlığında alüminyum ile korunur. Bu korumadan farklı olarak iki görev daha üstlenir. Bu alüminyum kılıfla dışardan gelen ışığın detektöre girmesi önlenir ve yansıtıcı yüzey görevi üstlenerek içte meydana gelen fotonların detektörün ön yüzüne gelmesi engellenir. Detektörün kurşun bloklarla çevrili şekli Şekil 2.9'da gösterilmiştir.



Şekil 2.9. PW detektörünün doğal fonu düşürmek amacıyla kurşun bloklarla ortamdan yalıtılması.

KAYNAK: YALÇIN, S. 1999. İki inçlik $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ ve $\text{NaI}(\text{Tl})$ Kristalli Phoswich Sintilasyon Detektörünün α, β, γ Sayma Veriminin Kuramsal ve Deneysel Olarak Tayini. Doktora Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. 20 s.

Phoswich detektörü bozunma zamanları farklı iki sintilatörden oluşur. Bu iki sintilatör quartz pencere (ölü tabaka) ile birbirinden ayrılır. Detektör sisteminde bulunan sintilatörlerin bazı özellikleri Çizelge 2.7.'de verilmiştir.

Çizelge 2.7. PW detektöründe bulunan sintilatörlerin ve quartz ölü tabakanın bazı fiziksel ve optiksel özellikleri.

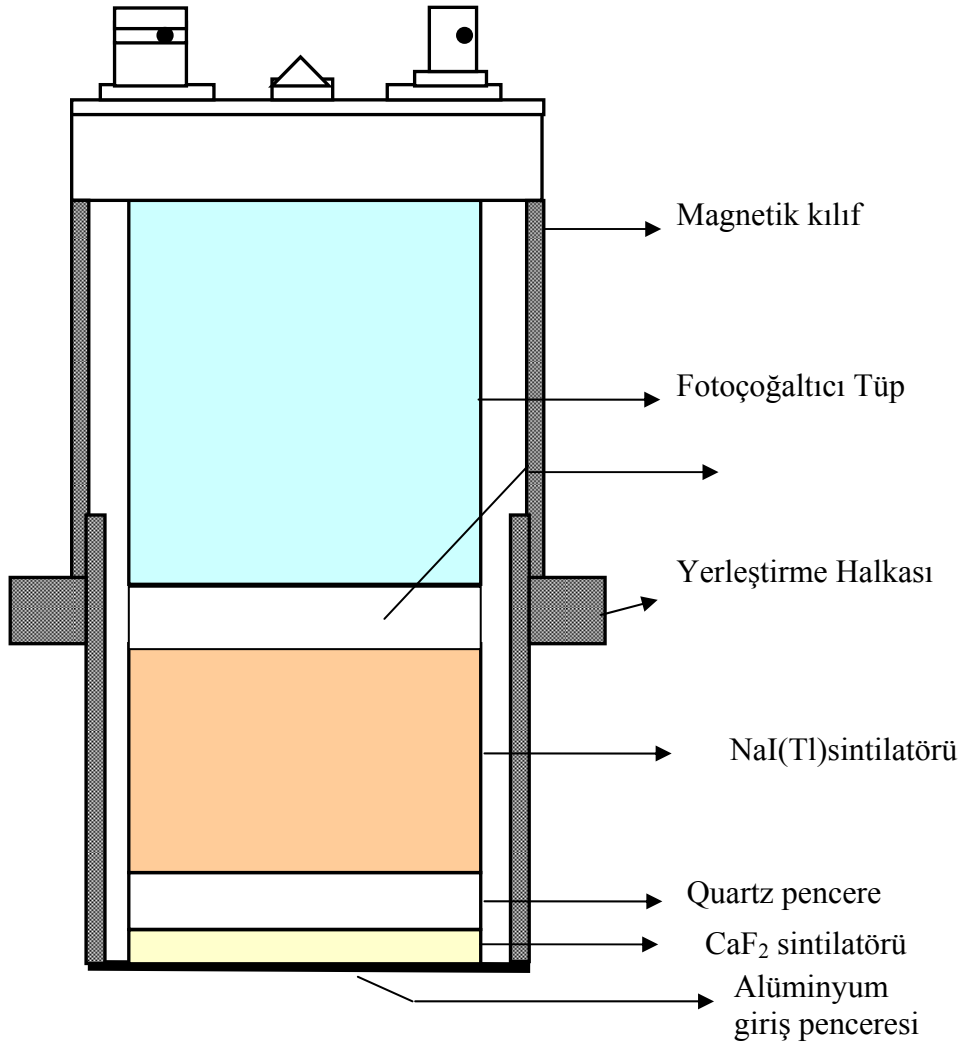
Materyal	Bozunma zamanı (τ) μ s	Yoğunluk (g/cm^3)	Çap (cm)	Kalınlık (cm)
CaF ₂ (Eu)	0.94	3.18	5.08	6.35×10^{-3}
NaI(Tl)	0.23	3.67	5.08	5.08
Quartz(SiO ₂)	-	2.65	5.08	0.3175

Bu sintilatörler ortak bir fotoçoğaltıcı tüpe bağlıdır. İlk sintilatör alfa ve betaya radyasyona duyarlı ince CaF₂ (Eu) kristalidir. Alfa parçacıklarının tamamı bu kristalde durdurulurlar. Beta parçacıklarının büyük çoğunluğu yine CaF₂(Eu) kristalinde soğrulur. Bu tabaka CaF₂(Eu) kristalini geçen betaların ikinci sintilatör olan NaI(Tl) kristaline geçmesini engeller. CaF₂ (Eu) içinde absorblanan enerji 0.9 μ s sabit bozunma zamanıyla görünür ışığa dönüşür. Gamma ve kozmik radyasyon NaI(Tl) sintilatöründe absorblanırlar. Bu absorblanan enerji 0.23 μ s sabit bozunma zamanıyla görünür ışığa dönüşür. İki sintilatörde meydana gelen ışık ortak bir fotoçoğaltıcı tüpte toplanır ve bir voltaj pulsuna çevrilir. Pulsun "Leading edgesi" ışığın hangi sintilatörden kaynaklandığının bir belirtgenidir. Bu puls lineer olarak yükseltilir. Lineer olarak yükseltile pul, puls şekil analizörüne gönderilir. Burada alfa ve beta pulsları gamma ve kozmik pulslardan ayrılır. Bu ayırma işlemi iki sintilatörün bozunma zamanlarındaki farklılıkla yapılır. CaF₂(Eu) kristalinin bozunma zamanı NaI(Tl) kristalinin bozunma zamanından daha uzun olduğu için, bu kristal tarafından üretilen puls daha geç meydana gelir. Böylelikle iki kristalden meydana gelen pulslar ayrılmış olur. Birbirinden ayrılan pulslar puls yükseklik analizörüne gönderilir. Burada alfa pulsları beta pulslarından, ayrılır. Beta parçacıklarının kütlesi alfa parçacıklarının kütlesinden daha küçük olduğu için daha az sintilasyona neden olurlar. Bundan dolayı ürettikleri puls boyu alfaların ürettikleri puls boyundan daha kısadır. Aynı şekilde gamma pulsları da kozmik pulslardan ayrılmak için puls yükseklik analizörüne gönderilir. Ayrılan alfa pulsları alfa sayıcısına, beta pulsları beta sayıcısına, gamma pulsları gamma sayıcısına gönderilerek sayılır. Şekil 2.10.'da phoswich detektörünün şematik görünümü gösterilmiştir.

Herhangi bir numune yokken detektörden alınan saymaya doğal fon ya da “background” denir. Çizelge 2.8’de detektörün doğal fon sayma değerleri verilmiştir.

Çizelge 2.8. Detektörün doğal fon sayma değerleri

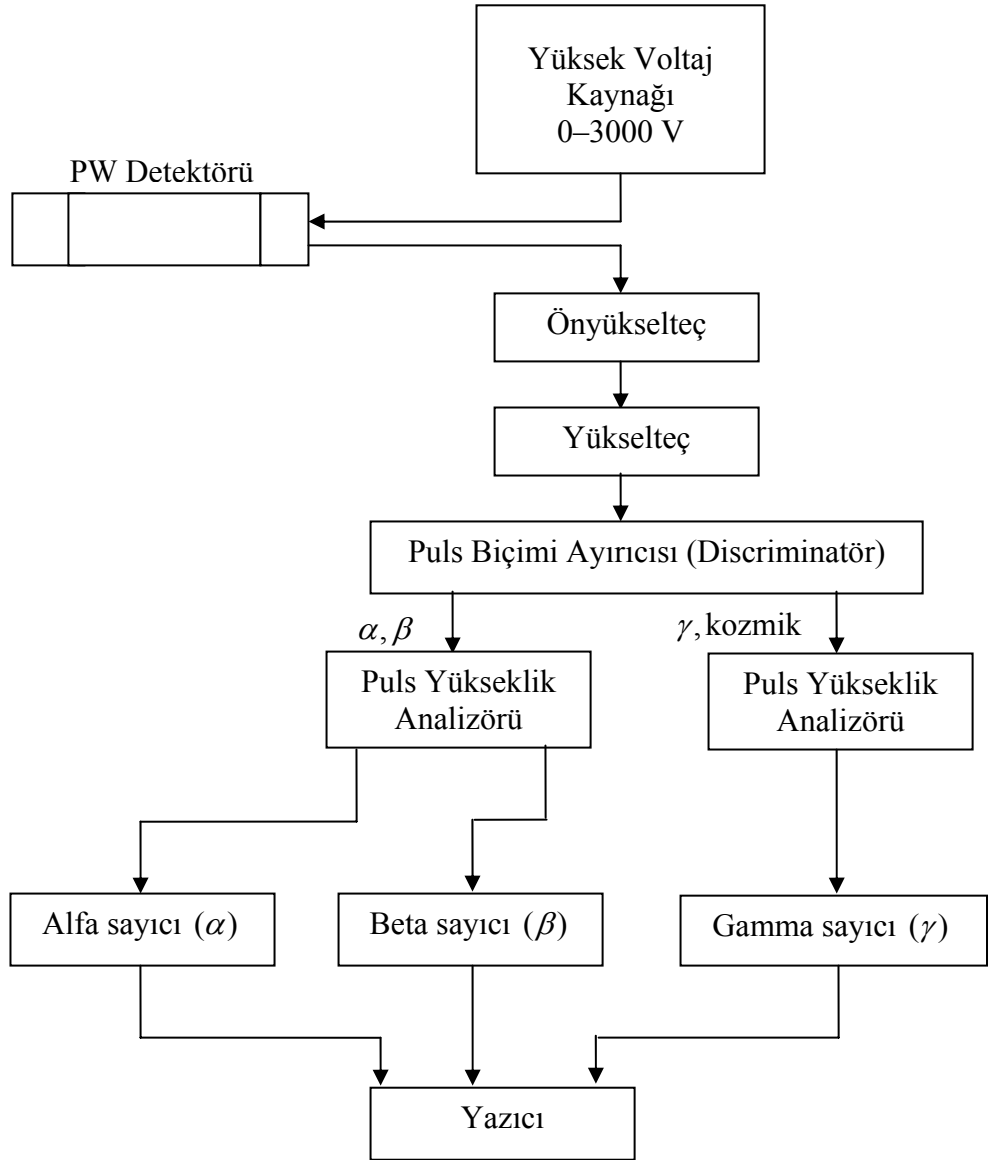
Alfa (sayma/saniye)	Beta (sayma/saniye)	Gamma (sayma/saniye)
0.0022±0.0003	0.0138±0.0007	0.385±0.005



Şekil 2.10. PW detektörünün şematik gösterimi (Çizim ölçeksizdir).

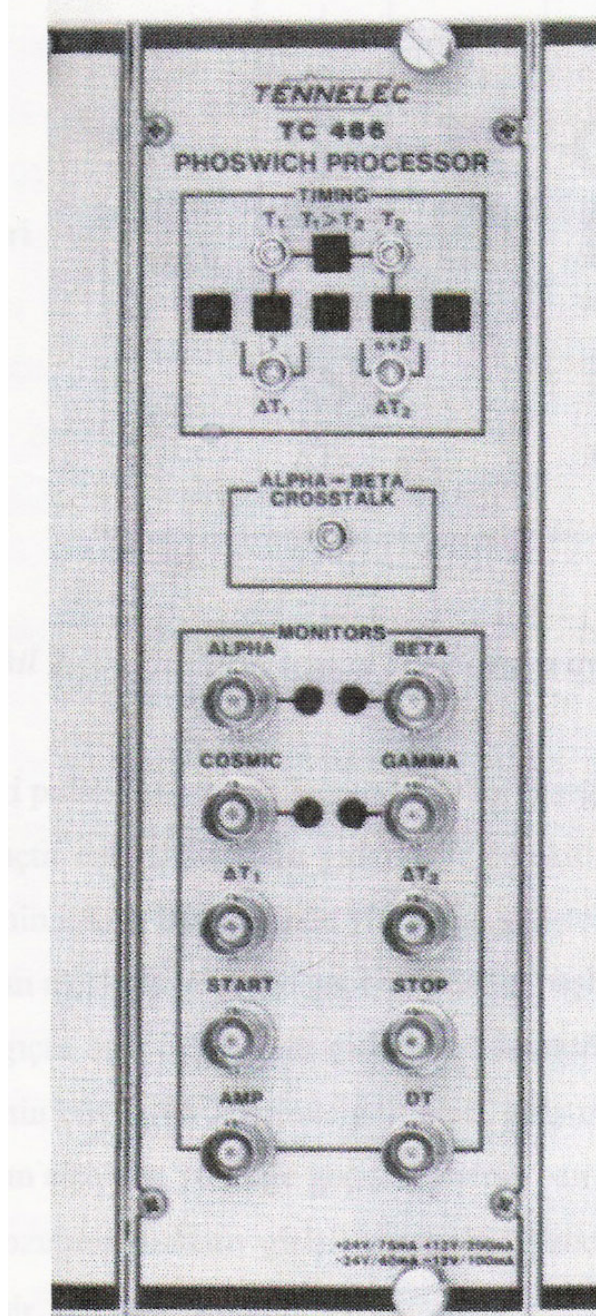
2.8.1. Sayma Elektroniği

Radyasyon fiziğinde nükleer parçacıkların enerji, zaman ve çokluklarına bağlı değişimlerin incelenmesinde nükleer elektronik temel parçalarının her bir deneye özgü elektroniği kullanılır (Dinçer ve Özmutlu 1973). Deneyde kullanılan düşük doğal fonlu alfa, beta ve gamma sayma sistemi LB 1000-PW Phoswich detektörünün blok diyagramı Şekil 2.11.'de verilmiştir.



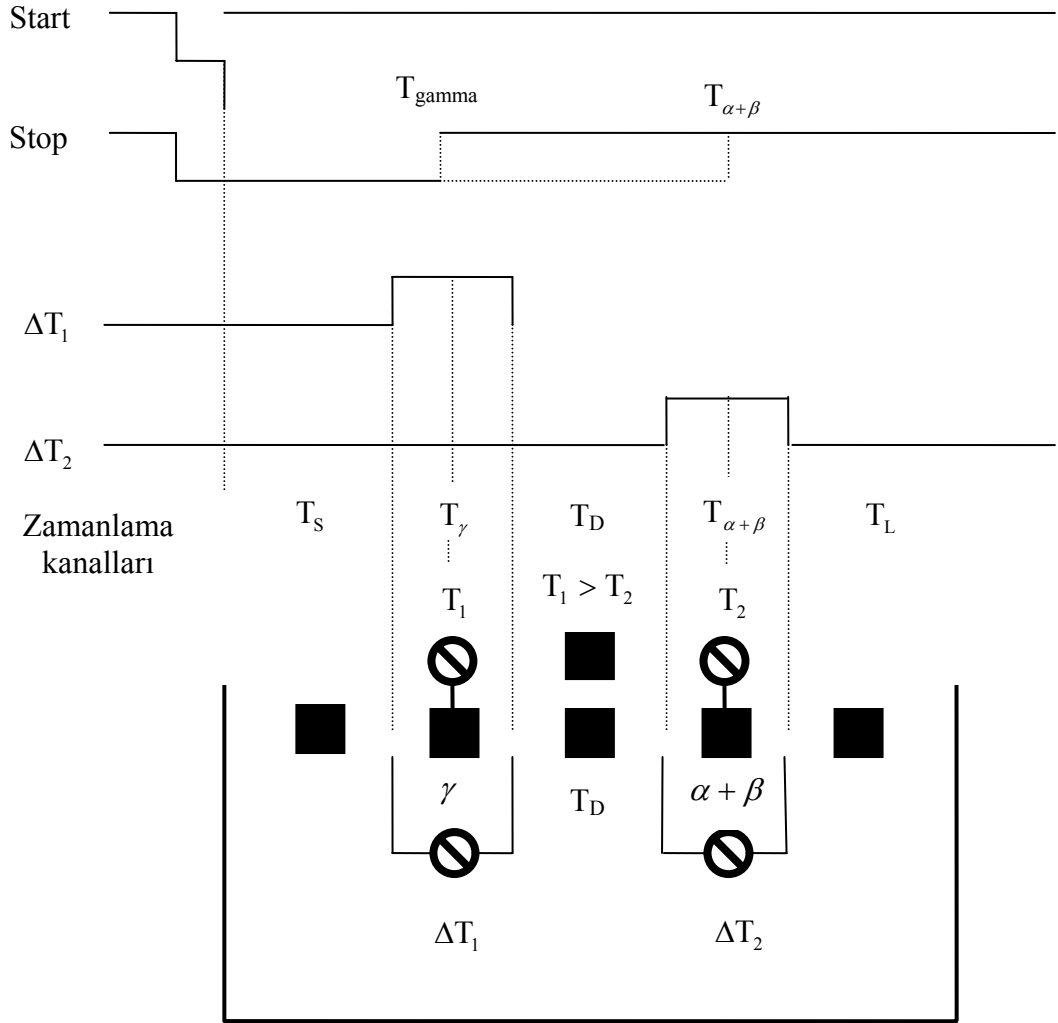
Şekil 2.11. Sayma sisteminin blok diyagramı

Tennelec TC 466 Phoswich Processor (işlemcisi), çift sintilatörlü phoswich detektöründen gelen pulsları sınıflandırmak için gerekli olan elektronik düzeneği içerir. Şekil 2.12.'de TC 466'nın fotoğrafı verilmiştir.



Şekil 2.12. TC 466'nın detektörden görünüşü

TC 466, önyükselteç, zamanlama, yükselteç ve ayırıcı devrelerini içerir. İki değiştirilebilen zaman penceresi her pulsun 5 ayrı zaman penceresinden birine düşmesini sağlar (Yalçın 1999). Şekil 2.13.'de olayın şematik görünümü verilmiştir.



Şekil 2.13. Pulsların zaman kanallarına ayrılması

START: Başlangıçta eşik geriliminde giden ve giriş pulsunun genliğinin küçük bir kesrinde yükselen, girişten üretilen bir pulstur.

STOP: Başlangıçta eşik seviyesinde giden ve giriş pulsunun genliğinin büyük bir kesrinde yükselen, girişten üretilen bir pulstur.

ΔT_1 : Kısa bozunma zamanlı giriş için kabul penceresini tanımlayan logic bir pulstur.

Konum T_1 kontrolü ile, genişlik ΔT_1 kontrolü ile ayarlanır.

ΔT_2 : Büyük bozunma zamanlı giriş için kabul penceresini tanımlayan logic bir pulstur.

Konum T_2 kontrolü ile, genişlik ΔT_2 kontrolü ile ayarlanır.

T_s : ΔT_1 penceresinin ön kenarından daha kısa pulsu bozunma zamanını gösteren en soldaki LED'dir.

T_{γ} : ΔT_1 penceresi için bozunma zamanı kriterini karşılayan bir pulsu gösteren LED'dir. Bu gamma sintilatörü olan NaI(Tl) kristalinin bozunma zamanıdır.

T_D : Bozunma zamanı ΔT_1 penceresinden daha uzun fakat ΔT_2 penceresinden daha kısa bir pulsu gösteren LED'dir. Bu zaman kanalı ölü banttır.

T_{a+b} : ΔT_2 penceresi için bozunma zamanı kriteri ile karşılaşan bir pulsu gösteren LED'dir. Bu alfa-beta sintilatörü olan $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ kristalinin bozunma zamanıdır.

T_L : ΔT_1 ve ΔT_2 penceresinden daha uzun bozunma zamanlı bir pulsu gösteren LED'dir.

Ön Panel Kontrolleri;

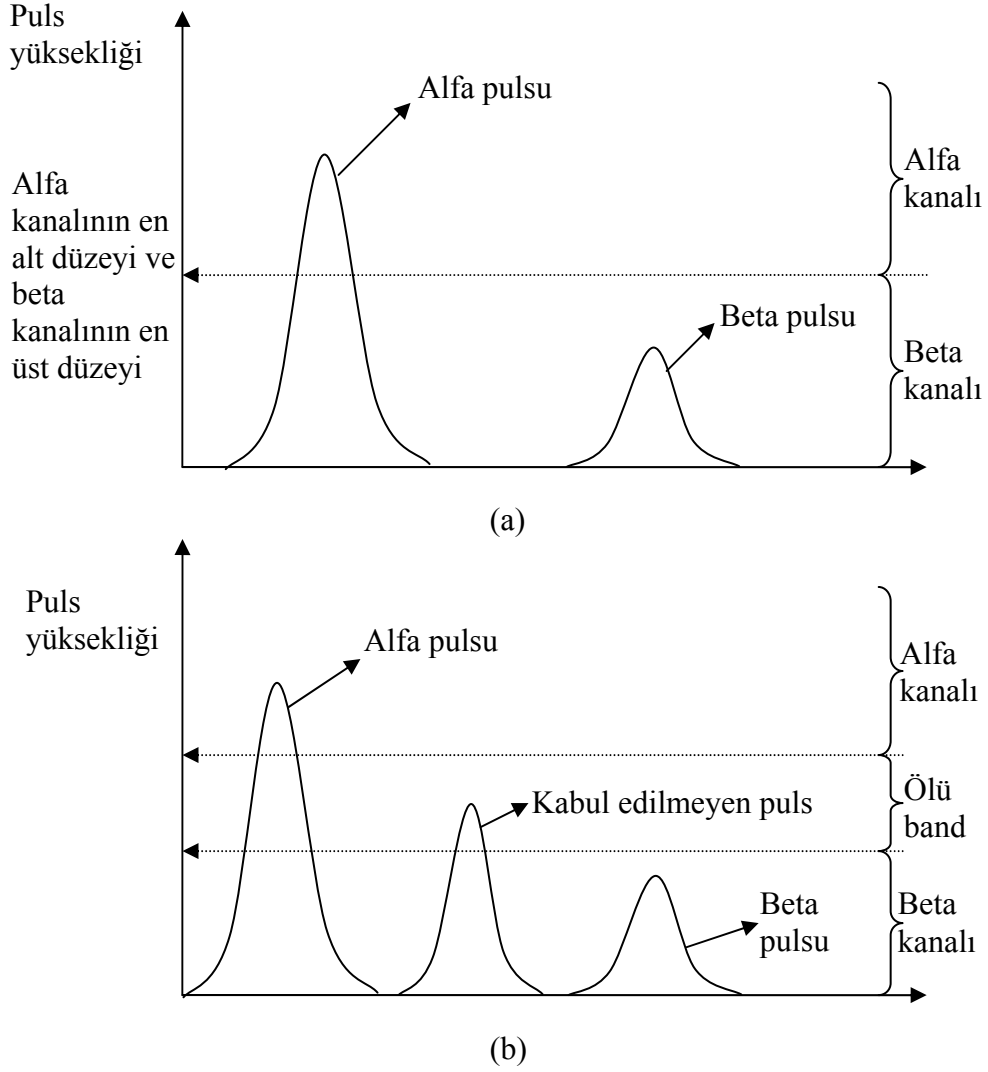
T_1 : ΔT_1 zaman penceresinin merkezini ayarlar. Başlangıç pulsundan itibaren 0.4 ile 1.8 μs arasında ayarlanabilir. Bu kontrol paneli NaI(Tl) sintilatöründen gelen gamma pulslarının merkezine ayarlanır.

T_2 : ΔT_2 zaman penceresinin merkezini ayarlar. Başlangıç pulsundan itibaren 0.4 ile 1.8 μs arasında ayarlanabilir. Bu kontrol paneli $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ sintilatöründen gelen alfa ve beta pulslarının kabul penceresinin merkezine ayarlanır.

ΔT_1 : T_1 kabul penceresinin genişliğini ayarlar. 0.2 ile 0.5 μs arasında ayarlanabilir. T_1 konumunun etrafında simetrik olarak açılır ve kapanır.

ΔT_2 : T_2 kabul penceresinin genişliğini ayarlar. 0.2 ile 0.5 μs arasında ayarlanabilir. T_2 konumunun etrafında simetrik olarak açılır ve kapanır.

Alfa-Beta Karışması: Alfa ve Beta kanal genliği ayırma penceresi arasında uygulanabilir bir ölü band ayarlar. Eğer bu denetim kolunu saat yelkovanıyla aynı yönde döndürürsek alfa-beta arasında bir ölü band oluşur. Saat yelkovanının tam tersi yönünde döndürürsek ölü band oluşmaz. Şekil 2.14.'de kabul edilmeyen puls görülmektedir.



Şekil 2.14. Alfa-Beta karışması denetimi; (a) saat yelkovanının ters yönünde tam olarak döndürüldüğü zaman alfa düzeyinin en altı ve beta düzeyinin en üstü arasında hiçbir ölü band oluşmaz, (b) saat yelkovanı yönünde döndürüldüğünde bir ölü band oluşur. Puls yüksekliği ölü band içine düşen pulsler sayılmaz

KAYNAK: YALÇIN, S. 1999. İki inçlik CaF₂(Eu) ve NaI(Tl) Kristalli Phoswich Sintilasyon Detektörünün α, β, γ Sayma Veriminin Kuramsal ve Deneysel Olarak Tayini. Doktora Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. 25 s.

Sayım elektroniğini oluşturan temel parçaların işlevleri;

1. Yüksek Gerilim Güç Kaynağı: Fotoçoğaltıcı tüpe gerilim uygulamak için kullanılır. Güç kaynağı 0-3000 V arasında düzeltilmiş yüksek gerilim sağlar.

2. Ön Yükselteç: Sistemde kullanılan düşük gürültülü ön yükselteç phoswich detektöründen gelen yük giriş sinyalini toplayarak bir gerilim pulsuna çevirir ve bu puls yükselteçe gider.
3. Yükselteç: Ön yükselteçten gelen pulsların boyunu lineer olarak büyütür. Bu pulslar, puls biçim ayırıcısına pulsların sınıflandırılması için gönderilir.
4. Puls Şekil Analizörü: Bu analizör alfa-beta pulslarını gamma-kozmik pulslardan ayırır. Phoswich detektöründe iki detektörün bozunma zamanları farklı olduğu için puls yükselme zamanında farklılıklar olur (Anonim 1989 a). Böylece alfa-beta pulsları gamma-kozmik pulslardan ayrılmış olur.
5. Puls Yükseklik Analizörü: Alfa-beta pulsları gamma-kozmik pulslardan ayrıldıktan sonra puls yükseklik analizörüne gelirler. Burada alfa pulsları beta pulslarından, gamma pulsları kozmik pulslardan ayrılır (Anonim 1989 b).
6. Sayıcı: Puls yükseklik analizörü ile ayrılan pulsları sayan elektronik kısımdır.
7. Elektronik saat: Bu saatle, $t=0$ anında deneye başlatılıp istenilen herhangi bir t anında durdurulabilen düzenektir.
8. Yazıcı: Deneyin yapıldığı zamanı, deneyin süresini, alfa, beta, gamma saymalarını ve sayım sonuçlarını dakikada sayma (cpm) olarak 2σ sayma hatası ile birlikte termal kağıt üzerine yazan araçtır.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. Radyoaktif Ölçüm Laboratuvarı

Çevresel bir numunenin aktivitesi belirlenirken önce numunenin özelliklerine göre bir dizi işlem den geçirilmesi gerekir. Bu işlemlerden geçirildikten sonra numunenin radyoaktivitesi uygun bir sayma sistemi ile belirlenebilir. Deneyde kullanılan araç ve gereçler şunlardır:

1. Etüv: Etüv hazırlanan numunelerin kurutulmasını sağlar. 0-100 °C'de değişebilen sıcaklık ayarına sahiptir.
2. Blender: Semax marka katı numuneleri öğütmek için kullanılan bir öğütücüdür. Devir sayısı üç kademede ayarlanır. En büyük devri sayısı 1000 devir/s'dir.
3. Eksantrik Pres: Toz halindeki numuneleri sıkıştırıp kalıp haline gelmesini sağlayan düzendir.
4. Desikatör: Hazırlanan numunelerin nem kapmasını önlemek amacıyla konulan kaplardır. Üst kapağı vazelin yardımıyla kapatılır. Porselen bir delikli altlıkla iki bölmeye ayrılır. Alt bölmeye nem çekici özelliğe sahip silikojen konulmuştur.
5. Diğer araç gereçler: Spatül, alüminyum foil, eldiven, hassas terazi

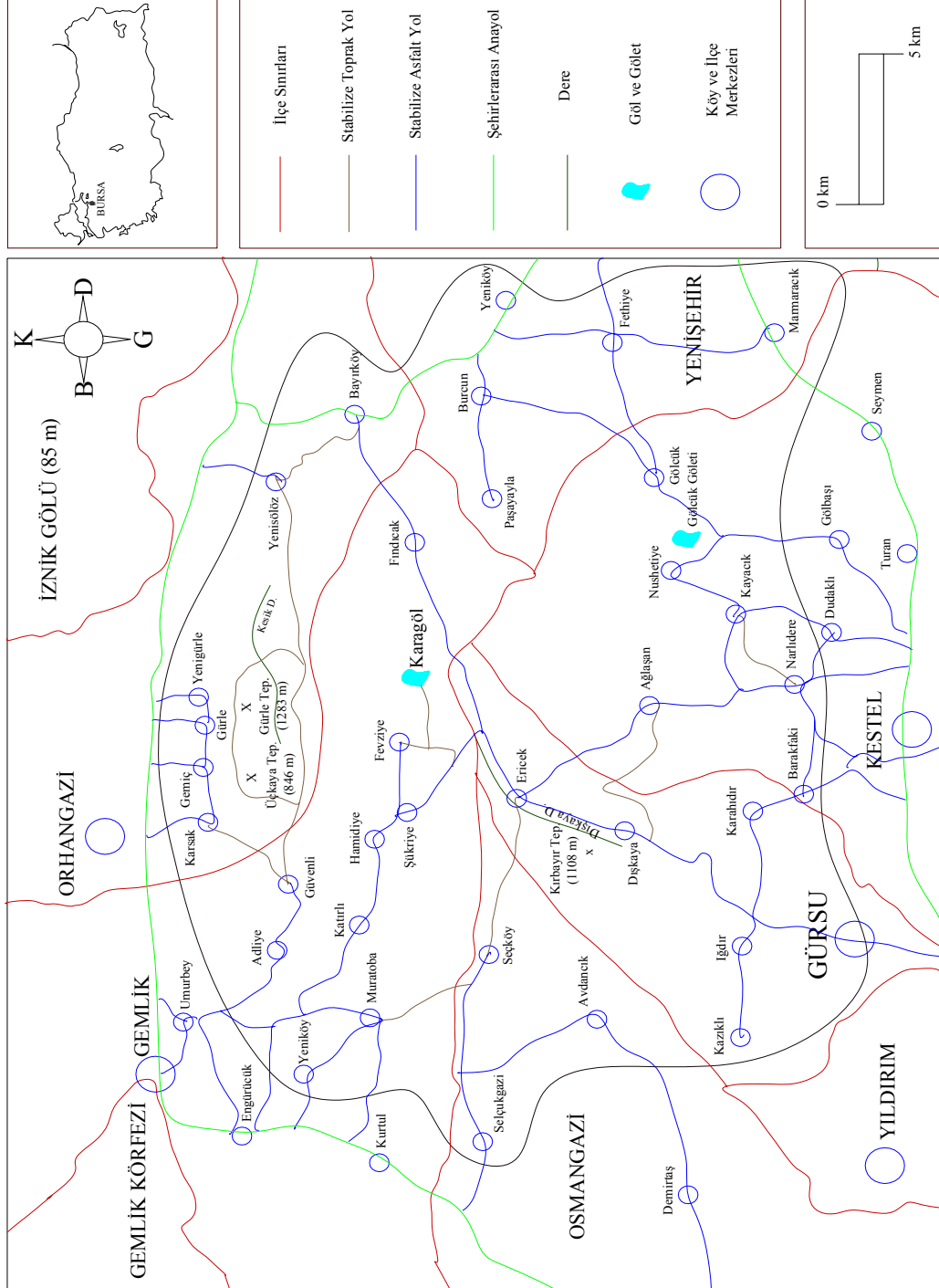
3.2. Numunelerin Toplanması ve Sayıma Hazırlanması

3.2.1. Araştırma Alanı Hakkında Genel Bilgi

Bursa ili Türkiye'nin kuzeybatısında, Marmara Bölgesi'nin güney batısında 39°30'-40°37' kuzey enlemleri, 23°06'-29°58' doğu boylamları arasında yer alır. Kuzeyden Marmara denizi, Yalova ve Kocaeli, batı ve güney batıdan Balıkesir, Kütahya, doğudan Bilecik, kuzeydoğudan Sakarya illeriyle çevrilidir.

Katırlı Dağı Bursa ilinin altı ilçesinin bazı bölgelerini kapsamaktadır. Dağ, kuzeyinden Orhangazi, kuzeybatıdan Gemlik, batısından Osmangazi, güneyinden Gürsu ve Kestel, doğudan ise Yenişehir ilçeleri ile çevrilidir. Dağ, Orhangazi'nin 6, Gemlik'in 9, Osmangazi'nin 3, Gürsu'nun 5, Kestel'in 6, Yenişehir'in 5 köyü olmak üzere toplam 34 köyü kapsamaktadır. Araştırma alanının haritası Şekil 3.1.'de verilmiştir. Katırlı

Dağı 40⁰14'-40⁰25' kuzey enlemleri 20⁰05'-29⁰26' doğu boylamları arasında yer alır (Erdoğan 2005).



Şekil 3.1. Katırlı Dağı haritası.

KAYNAK: ERDOĞAN, E. 2005. Katırlı Dağı'nın (Bursa) Florası. Yüksek Lisans Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. 4 s.

3.2.2. Numunelerin Toplanması

Karayosunu örnekleri 11 Nisan 2005'de Katırlı Dağında 6 farklı yükseklikten toplanmıştır. Bu alanların koordinatları sırasıyla 40° 23' N, 29° 21' E; 40° 16' N, 29° 14' E; 40° 16' N, 29° 13' E; 40° 22' N, 29° 17' E; 40° 22' N, 29° 16' E; 40° 23' N, 29° 18' E'dir. Ağaç üzerinden alınan numuneler, ağacın yüksek yerlerinden alınmıştır. Örnekler bir çakı yardımıyla subsratından ayrılıp, her biri ayrı poşetlere konulmuştur.

3.2.3. Numunelerin Ölçüme Hazırlanması

Laboratuvara getirilen örnekler önce temiz kağıtlar üzerine serilerek birkaç gün kurutulmuştur. Karayosunu örnekleri üzerindeki toprak, ağaç kabuğu gibi yabancı maddeler el ile temizlenmiştir. Numunelerin üst yeşil kısmıyla, alt tarafındaki kahverengi kısımlar kullanılmıştır. Numunelerden bir miktar alınarak alüminyum foil üzerine serilmiş ve bu şekilde etüve konularak 100 °C'de 24 saat kurutulmuştur. Etüvden çıkarılan numuneler desikatör içine yerleştirilmiş ve soğuması beklenmiştir. Desikatörden alınan numuneler blender yardımıyla toz haline getirilmiştir. Toz haline gelen numuneden bir miktar alınıp, darası belirlenmiş planşetlere konulmuş ve spatülle düz bir yüzey oluşturacak şekilde planşet içine dağıtılmıştır. Daha sonra numuneler pres yardımıyla sıkıştırılarak hassas terazi ile örnek miktarı belirlenmiştir. Hazırlanan numuneler desikatör içine konularak sayıma kadar saklanmıştır.

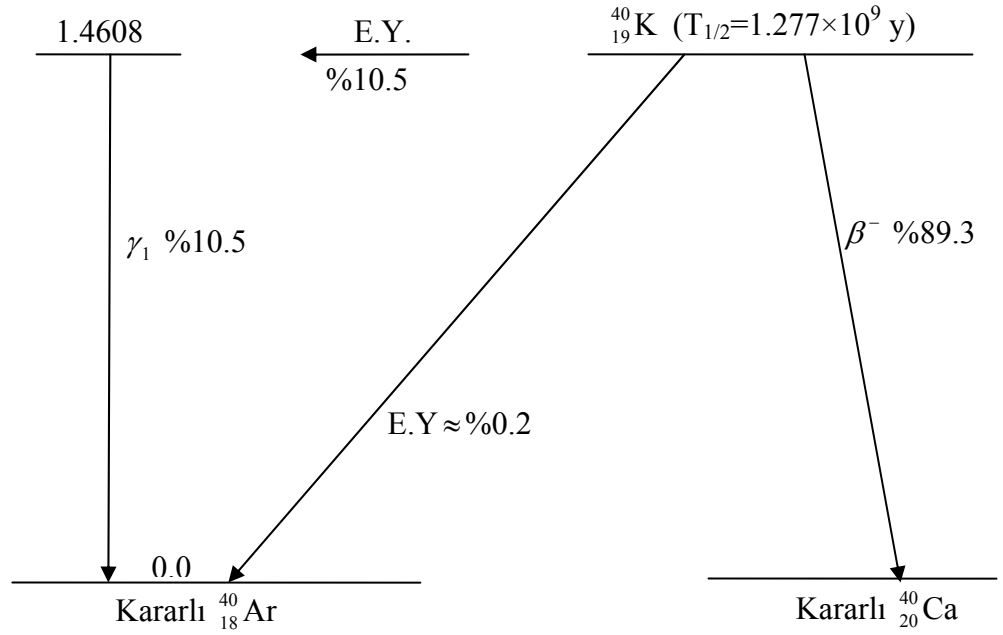
3.3. Sayma Sisteminin Veriminin Bulunması

3.3.1. Beta Aktivitesi İçin Sayım Sisteminin Kalibrasyonu

Detektörden elde edilen değerler sayma değerleridir. Sayma değerlerinden bozunma oranlarına geçebilmek için, sayım sisteminin kalibre edilmesi gerekmektedir. Bozunma oranının belirlenmesi için detektörün toplam veriminin bilinmesine ihtiyaç vardır. Sistemin toplam verimi, kuramsal ve deneysel olmak üzere iki şekilde hesaplanabilir. Verim, geometrik verim, geri saçılma gibi birçok değere bağlıdır ve kuramsal hesapta bunların hepsi hesaba katılmalıdır. Deneysel olarak toplam verimin

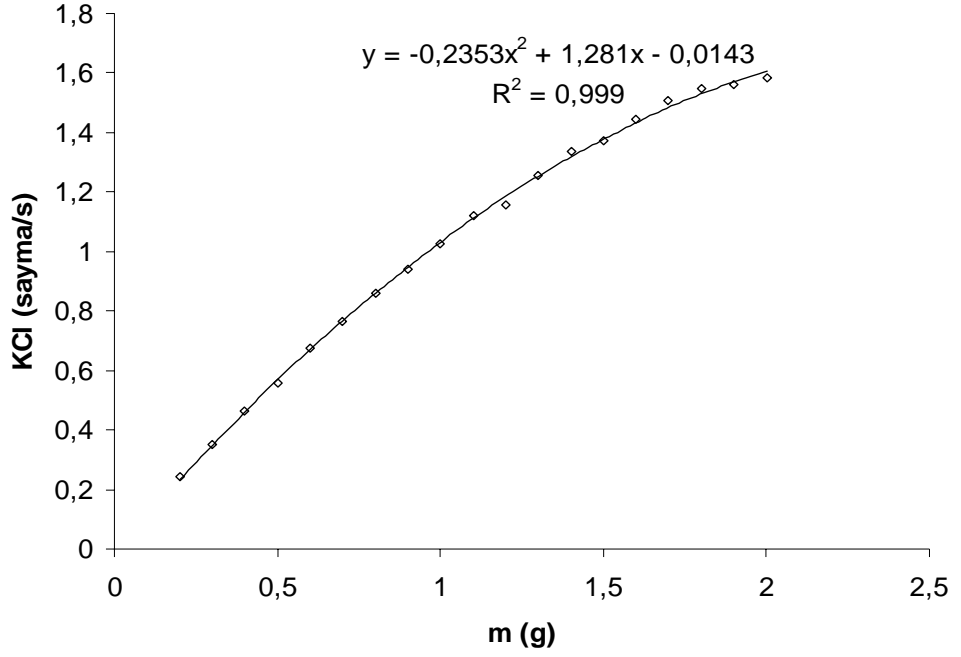
bulunmasında ise aktivitesi ölçülecek örneğe benzer, aktivitesi kesin bilinen standart örneğe gereksinim vardır.

Numunelerin aktivitesinin belirlenmesi KCl yardımıyla yapılmıştır (EPA, 1976; HASI, 1979). KCl izotopik bolluğu %0.01178 olan K-40 izotopunu içermektedir. K-40 bir β ve γ yayınlayıcıdır. Hazırlanan numunelerin mutlak beta aktivitesi, örnek ile aynı kütledeki potasyumklorür'den alınan sayma oranı ile karşılaştırılarak bulunmuştur. K-40'ın bozunma şeması Şekil 3.2.'de verilmiştir.



Şekil 3.2. Potasyumun bozunma şeması

Potasyum klorürün belli kütlelerine karşılık gelen saymalar Microsoft-Excel yardımıyla fit edilmiştir. Şekil 3.3'de KCl'nin kütle sayma grafiği verilmiştir.



Şekil 3.3. KCl'nin kütle sayma grafiği

3.3.2. Potasyum Klorür'ün Aktivitesinin Hesaplanması

Sistemin beta aktivitesinin belirlemek için kullanılan m gram (g) KCl'nin verdiği beta aktivitesi;

$$\text{Aktivite(Bq)} = \frac{DCmNh\lambda\eta}{A_K} \quad (3.1)$$

bağıntısıyla verilir (Yalçın 1992).

Burada;

D: KCl'nin kimyasal saflığı (%99.8)

C: Numune içindeki Potasyum derişimi

$$C = \frac{A_K}{A_K + A_L} \quad (3.2)$$

m: Numune kütlesi (g)

N: Avagadro sayısı ($6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

A_K : Potasyumun atomik kütlesi (39.0983)

A_{Cl} : Klor'un atomik kütlesi (35.453)

h : K-40'ın doğal izotopik bolluğu (0.0117×10^{-2})

λ : K-40'ın bozunma sabiti ($1.72 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$)

η : β geçişinin K-40 bozunumundaki oranı (% 89.33)

Sayısal değerler yerine konursa m gram KCl'nin verdiği aktivite $14.487 \times m$ olarak bulunur. Buradan KCl'nin gram başına beta aktivitesi;

$$A=14.487 \text{ Bq/g olur.}$$

3.4. Deneyin Yapılışı

Numuneler sayılmadan önce doğal fonu belirlemek için boş planşet, sayma sistemine yerleştirilmiş ve her bir sayım 5000s olmak üzere ard arda 5 kez sayım alınmıştır. Elde edilen saymaların ortalaması alınarak ortalama doğal fon saymaları bulunmuş ve standart hatası eşitlik (3.4) yardımıyla hesaplanmıştır.

$$\bar{C} = \frac{\sum_{i=1}^N C_i}{N} \quad (3.3)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\bar{C} - C)^2}{N(N-1)}} \quad (3.4)$$

Burada \bar{C} , N kez ölçüm yapıldığında ortalama saymayı, σ 'da ortalama saymanın standart hatasını göstermektedir.

Hazırlanan numune sayma sistemine yerleştirilerek, 5000 s süreyle 5 kez ard arda sayılmıştır. Doğal fon saymasında olduğu gibi ortalama değer ve hata bulunmuştur. Sayma olarak elde edilen sonuçlardan, doğal fon sayması çıkarılarak numunenin verdiği net sayma hesaplanmıştır.

$$C_s = C_n - C_b \quad (3.5)$$

Burada C_s net saymayı, C_n numuneden elde edilen saymayı, C_b 'de doğal fon saymasını göstermektedir. Net sayım hatası;

$$\Delta C_s = (\sigma_n^2 + \sigma_b^2)^{1/2} \quad (3.6)$$

bağıntısıyla bulunmuştur. Burada σ_n numune ölçümünün standart hatasını, σ_b de doğal fon ölçümünün standart hatasını göstermektedir.

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI

4.1. Numunelerin Alfa ve Gamma Aktivitelerinin Bulunması

Belli kalınlıkta disk şeklinde hazırlanan numunelerden elde edilen sayma oranından bozunma oranına geçebilmek için, o kalınlıkta numune tarafından yayınlanan alfa parçacıklarının numune içinde öz soğrulma (self absorption) faktörünün bilinmesi gerekir. Bunun için hazırlanan numuneler ile aynı standartta alfa yayınlayan maddelere ihtiyaç vardır. Bu maddeler ile soğrulma faktörü belirlenip, numune sayımları ile karşılaştırılarak mutlak aktivite bulunabilir. Elimizde böyle bir standart kaynak olmadığından alfa aktivitesi bulunamamıştır. Bunun yerine saniyede gram başına yayınlanan alfa parçacığı sayısı bulunmuştur.

Gamma aktivitesinin bulunması için numuneden yayınlanan gammaların enerjilerinin bilinmesi gerekir. Aynı zamanda bu enerji değerlerinde detektörün toplam veriminin bilinmesi gerekir. Yayınlanan gammaların enerjileri bilinmediğinden mutlak aktivite değeri verilmemiştir. Bu nedenle numunelerin gamma aktiviteleri de saniyede gram başına yayınlanan gamma sayısı olarak bulunmuştur. Gamma ve alfa için elde edilen değerler Çizelge 4.1.'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Gamma ve alfalar için birim kütle, birim zaman başına elde edilen net sayım sonuçları

Substrat	Koordinat	YÜKSEKLİK (m)	MİKTAR (g)	ALFA 10^{-4} (sayma/sg)	GAMMA 10^{-4} (sayma/sg)
Ağaç	40° 23' N 29° 21' E	700	0.5434	-----	456.39 ± 92.19
Kaya	40° 16' N 29° 14' E	760	0.7623	12.59 ± 8.91	576.67 ± 57.02
Kaya	40° 16' N 29° 14' E	760	0.8095	6.91 ± 10.43	848.91 ± 47.11
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	0,9985	16,42 ± 6,75	499,55 ± 72,11
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	1,1065	0 ± 4,61	482,24 ± 52,14
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	0.6910	21.41 ± 12.31	291.75 ± 43.13
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	0.9066	-----	130.15 ± 39.43
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	0.8507	3.73 ± 12.02	84.64 ± 104.93
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	0.7333	24.55 ± 9.86	239.47 ± 43.63

Çizelge 4.1. (Devam) Gamma ve alfalar için birim kütle, birim zaman başına elde edilen net sayım sonuçları

Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	1.0388	11.55 ± 9.55	328.45 ± 52.53
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	0.8419	6.65 ± 8.31	521.20 ± 75.88
Kaya	40° 16' N 29° 13' E	790	1.2261	6.85 ± 4.09	614.30 ± 25.22
Toprak	40° 22' N 29° 17' E	1004	0,4402	-----	1320,31 ± 120,86
Ağaç	40° 22' N 29° 17' E	1004	0.4847	3.30 ± 21.83	311.12 ± 89. 63
Ağaç	40° 22' N 29° 17' E	1004	0.8273	2.41 ± 12.13	476.73 ± 61.73
Kaya	40° 22' N 29° 17' E	1004	0.7861	6.61 ± 20.47	472.71 ± 99.49
Ağaç	40° 22' N 29° 17' E	1004	1.2739	4.39 ± 8.74	421.69 ± 33.01
Ağaç	40° 22' N 29° 17' E	1004	1.0258	1.95 ± 6.48	463.63 ± 33.60
Toprak	40° 22' N 29° 16' E	1019	0.5474	23.38 ± 18.70	1061.75 ± 115.20
Toprak	40° 22' N 29° 16' E	1019	0.8128	21.65 ± 7.91	1070.87 ± 70.15
Toprak	40° 22' N 29° 16' E	1019	1.0026	15.66 ± 7.19	741.09 ± 65.65
Ağaç	40° 22' N 29° 16' E	1019	1.2014	9.57 ± 12.71	485.13 ± 48.38
Ağaç	40° 22' N 29° 16' E	1019	0.9329	23.31 ± 8.43	545.69 ± 52.73
Ağaç	40° 23' N 29° 18' E	1095	0.6990	10.71 ± 5.58	647.44 ± 41.41
Toprak	40° 23' N 29° 18' E	1095	0.6307	-----	765.67 ± 46.51
Ağaç	40° 23' N 29° 18' E	1095	0.7608	12.05 ± 13.83	307.59 ± 126.43
Ağaç	40° 23' N 29° 18' E	1095	0,4047	5.78 ± 14.19	356.47 ± 69.26
Toprak	40° 23' N 29° 18' E	1095	0,5446	-----	2530,27 ± 186,67
Toprak	40° 23' N 29° 18' E	1095	1.6874	-----	948,95 ± 129,85
Toprak	40° 23' N 29° 18' E	1095	0.7918	11.61 ± 3.79	401.33 ± 18.57

4.2. Numunelerin Beta Aktivitelerinin Bulunması

Karayosunu örnekleri, aynı kütledeki KCl'nin verdiği sayma ile karşılaştırılarak (4.1) bağıntısıyla hesaplanmıştır. Numune miktarı ile aynı miktardaki KCl'nin verdiği sayma değeri Şekil 3.3.'den bulunup (4.1) bağıntısında konulmuştur. Sonuçlar Çizelge 4.2.'de verilmiştir.

$$\text{Aktivite}(Bq/g) = 14.487 \times \frac{A_s}{A_k} \quad (4.1)$$

Burada A_s numunenin verdiği net sayım oranı (sayma/s), A_k aynı kütledeki KCl'nin verdiği net sayım oranıdır (sayma/s).

Çizelge 4.2. Örneklerin beta aktivite sonuçları

Substrat	Koordinat	YÜKSEKLİK (m)	MİKTAR (g)	Beta aktivitesi (Bq.g ⁻¹)
Ağaç	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 21' E	700	0.5434	0.39 ± 0.08
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 14' E	760	0.7623	0.70 ± 0.07
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 14' E	760	0.8095	0.61 ± 0.03
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	0,9985	0.50 ± 0.05
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	1,1065	0.41 ± 0.03
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	0.6910	0.19 ± 0.03
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	0.9066	0.35 ± 0.05
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	0.8507	0.28 ± 0.05
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	0.7333	0.35 ± 0.04
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	1.0388	0.36 ± 0.02
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	0.8419	0.55 ± 0.05
Kaya	40 ⁰ 16' N 29 ⁰ 13' E	790	1.2261	0.51 ± 0.03
Toprak	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 17' E	1004	0,4402	0.90 ± 0.10
Ağaç	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 17' E	1004	0.4847	0.45 ± 0.06
Ağaç	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 17' E	1004	0.8273	0.37 ± 0.05
Kaya	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 17' E	1004	0.7861	0.40 ± 0.06
Ağaç	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 17' E	1004	1.2739	0.60 ± 0.04
Ağaç	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 17' E	1004	1.0258	0.48 ± 0.04
Toprak	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 16' E	1019	0.5474	0.88 ± 0.01
Toprak	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 16' E	1019	0.8128	1.25 ± 0.08
Toprak	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 16' E	1019	1.0026	0.80 ± 0.05
Ağaç	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 16' E	1019	1.2014	0.60 ± 0.04
Ağaç	40 ⁰ 22' N 29 ⁰ 16' E	1019	0.9329	0.66 ± 0.04
Ağaç	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	0.6990	0.76 ± 0.05
Toprak	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	0.6307	0.80 ± 0.07
Ağaç	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	0.7608	0.51 ± 0.08

Çizelge 4.2. (Devam) Örneklerin beta aktivite sonuçları

Ağaç	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	0,4047	0.31 ± 0.05
Toprak	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	0,5446	1.08 ± 0.15
Toprak	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	1.6874	0.46 ± 0.06
Toprak	40 ⁰ 23' N 29 ⁰ 18' E	1095	0.7918	0.49 ± 0.03

5. TARTIŞMA

İncelenen alanlarda, aynı alan içinde üç farklı substratın üçüne birden rastlanmamıştır. 760–790 m yüksekliğindeki çalışılan alanlar kayalık alanlar olduğu için bu bölgelerde sadece substratı kaya olan karayosunları ile çalışılmıştır. 700–1004–1019–1095 m yüksekliğindeki alanlar ormanlık alanlar olduğu için bu bölgelerde substratı ağaç ve toprak olan karayosunları ile çalışılmıştır. Her bir bölgeye ait maksimum beta aktivitesi sırasıyla $40^{\circ} 23' N 29^{\circ} 21' E$, $40^{\circ} 16' N 29^{\circ} 14' E$, $40^{\circ} 16' N 29^{\circ} 13' E$, $40^{\circ} 22' N 29^{\circ} 17' E$, $40^{\circ} 22' N 29^{\circ} 16' E$, $40^{\circ} 23' N 29^{\circ} 18' E$ için, 0.39 ± 0.08 , 0.70 ± 0.07 , 0.55 ± 0.05 , 0.90 ± 0.10 , 1.25 ± 0.08 and 1.08 ± 0.15 'dir.

En yüksek beta aktivitesi substratı toprak olan karayosunu örneğinde bulunmuştur. Bunun nedeni, bu karayosunlarının toprakla doğrudan temas halinde olmasıdır ve hazırlanan numunelerde toprak kontaminasyonu minimuma indirilmeye çalışılmışsa da belli bir miktarda karışma olmuştur.

Karayosunu türlerine göre radyoaktif madde toplama verimliliği değişmektedir. Bu nedenle hangi tür karayosunun daha fazla radyoaktif madde topladığını belirlemek ve bu tür üzerinde çalışma yapmak yararlı olacaktır. Yine belli yükseklikler için tek tür üzerinde yapılan çalışmalar, yükseklikle radyasyon miktarı arasındaki artışı bize verebilir. Aynı yükseklikte bulunan substratı ağaç olan karayosunlarında, ağaç üzerindeki yüksekliğe göre aktivite değişimi incelenebilir.

Radyoaktif maddelerin bitkilerdeki etkisinin incelenmesi için her geçen gün karmaşık modeller geliştirilmekteyse de arazi çalışmaları yapılmadığı takdirde bu modeller önemsiz kalacaktır. Araştırmalar için seçilecek arazide nispeten düzlükler, çukurlar, tepeler ve çukurlarda muhafaza edilmiş alanlar olmalı ki, ancak bu şekilde çevre koşullarının etkileri de farklı parametreler kullanılarak incelenebilir.

Kullanılan karayosunu örneğinin fiziksel ve kimyasal özelliği, birikim sırasında ortam koşulları, bitkinin radyoaktif madde toplama sürecini de etkilemektedir. Bu nedenle kullanılan bitkinin sağlığı da önemlidir.

Bu çalışma sonucunda karayosunlarının radyoaktif kirliliği belirlemek için önemli bir biyoindikatör olduğunu belirlendi. Bu çalışma Bursa bölgesinde karayosunlarında radyasyon tayini üzerine yapılan ilk çalışmadır.

KAYNAKLAR

ANONİM 1989 a. LB 1000 PW Manual Phoswich Low Background Alpha/Beta/Gamma Counting System. Tennelec/Nucleus, Inc. Oak Ridge. USA. p. 3-4.

ANONİM 1989 b. Instruction Manual TC 466 Phoswich Processor. Tennelec/Nucleus, Inc. Oak Ridge. USA. 1 p.

ARYA, A.P., Y. ŞAHİN. 1999. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Aktif Yayınevi, Erzurum. 419 p.

CENGİZ, A. 1991. Elektron ve β^- Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açısal Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi. Doktora tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. 76 p.

DAS, A., T. FERBEL. 1994. Introduction To Nuclear and Particle Physics. John Wiley & Sons Inc., Newyork. p. 69-155.

DİNÇER, S., C. ÖZMUTLU.1973. Sayaçlar ve Sayma Tekniği. ANAM, s. 16-19.

DRAGOVIĆ, S., O. NEDIĆ, S. STANKOVIĆ, G. BAČIĆ. 2004. Radiocesium accumulation in mosses from highlands of Serbia and Montenegro: chemical and physiological Aspects. Journal of Environmental Radioactivity, 77, p. 381-388.

ENGE, H.A. 1996. Introduction to nuclear physics. Massachusetts Institute, U.S.A. 582 p.

EPA 600/4-75-008., 1976. Interim Radiochemical Methodology for Drinking Water.

ERDOĞAN, E. 2005. Katırlı Dağı'nın (Bursa) Florası. Yüksek Lisans Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. s. 1-4.

EVANS, R.D. 1955. The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Company, Inc. 628 p.

GODOY, J.M., L.A. SCHUCH, D.J.R. NORDEMANN, V.R.G. REIS, M. RAMALHO, J.C. RECÍO, R.R.A. BRÍTO and M.A. OLECH.1998. ^{137}Cs , $^{226,228}\text{Ra}$, ^{210}Pb and ^{40}K Concentrations in Antarctic Soil, Sediment and Selected Moss and Lichen Samples. Journal of Environmental Radioactivity, 41, 1, p. 33-34.

HASI-300., 1979. Manual of Standard Procedures.

HODGSON, P.E., E. GADIOLI, E.C. ERBA. 1997. Introductory Nuclear Physics. Clarendon Press., Oxford. 715 p.

KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara. 397 s.

MİSHEV, P., A. DAMYANOVA, L. YURUKOVA. 1996. Mosses as biomonitors of airborne pollution in the northern part of Rila mountain. Observatoire de montagne de Moussala OM2, p. 137-141.

ÖZTÜRK, M., İ. TÜRKAN ve S. SELVİ. 1987. Bitkiler ve Radyoaktif Kirlenme. Doğa TU Botanik Dergisi, 11, 3, İzmir. s. 322-326.

PRICE, W.J. 1964. Nuclear Radiation Detection. McGraw-Hill Series in Nuclear Engineering, U.S.A. p. 160-168.

SZCZEPANIĄK, K. and M. BİZİUK. 2003. Aspects of the biomonitoring studies using mosses and lichens as indicators of metal pollution. Environmental Research, 93, p. 223-224.

UĞUR, A., B. ÖZDEN, M.M SAÇ, G. YENER. 2003. Biomonitoring of ²¹⁰Po and ²¹⁰Pb using lichens and mosses around a uraniumiferous coal-fired power plant in western Turkey. Atmospheric Environment, 37, p. 2237-2245.

YALÇIN, S. 1992. Güney Marmara Bölgesinde Çeşitli Ortamlarda Radyoaktif Kirliliğın Belirlenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa

YALÇIN, S. 1999. İki inçlik CaF₂(Eu) ve NaI(Tl) Kristalli Foswich Sintilasyon Detektörünün α, β, γ Sayma Veriminin Kuramsal ve Deneysel Olarak Tayini. Doktora Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa. s. 17-27.

YILMAZ, M. 1998. Çekirdek Fiziği. Balıkesir Üniversitesi Yayınları, 005, Balıkesir.

TEŞEKKÜR

Bu çalıőmamda beni yönlendiren ve yardımcı olan danışman hocam Prof. Dr. Z. Gökay KAYNAK'a, arazi çalıőmalarımnda her türlü yardımını esirgemeyen Prof. Dr. Gönül KAYNAK'a, yine çalıőmalarım sırasında bana yol gösteren Yrd. Doç. Dr. Orhan GÜRLER ve Araç. Gör. Gizem AKKAYA'ya, deneysel çalıőmalarımnda fikirlerine danıőtıőım Dr. Ali GÜLTEKİN'e içtenlikle teşekkür ederim.

Yüksek Lisans dönemim boyunca benim en büyük destekçim olan annem Tülay KAHRAMAN'a ve ailemin diğer üyelerine, manevi açıdan yardımını her zaman gördüğüm dostum Araç. Gör. Mürőide ŐAFAK'a ve diğer bütün arkadaőlarımna teşekkür ederim.

ÖZGEÇMİŞ

Ayşe Gül KAHRAMAN, 4 Kasım 1981 tarihinde Bursa'da doğdu. İlköğretimini Fevzi Çakmak İlköğretim Okulu'nda, Orta öğrenimini Arif Nihat Asya İlköğretim Ortaokulu'nda ve Liseyi Nuri Erbak Yabancı Dil Ağırlı Lisesi'nde tamamladı. 2003 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden mezun oldu. Aynı yıl Uludağ Üniversitesi Fen bilimler Enstitüsü Nükleer Fizik Bilim dalında Yüksek lisans çalışmasına başladı.