

**TOKAT İLİ İÇME ve YÜZEY SULARINDA RADON GAZI  
KONSANTRASYONU ÖLÇÜMÜ**

**Ayşegül OKUR**

**Yüksek Lisans Tezi  
Fizik Anabilim Dalı**

**Yrd. Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU**

**2011  
Her Hakkı Saklıdır**



T.C.  
GAZİOSMANPAŞA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TOKAT İLİ İÇME ve YÜZEY SULARINDA RADON GAZI  
KONSANTRASYONU ÖLÇÜMÜ

Ayşegül OKUR

TOKAT  
2011


Her hakkı saklıdır

Yrd. Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU danışmanlığında, Ayşegül OKUR tarafından hazırlanan bu çalışma 25/01/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.


Başkan: Doç. Dr. Feda ÖNER

Üye : Yrd. Doç. Dr İbrahim YİĞİTOĞLU

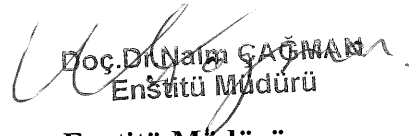
Üye : Yrd. Doç. Dr. Erhan ESER

İmza : 

İmza : 

İmza : 

**Yukarıdaki sonucu onaylarım**

  
Doç. Dr. Nalan GAÇMAN  
Enstitü Müdürü

**Enstitü Müdürü**

## TEZ BEYANI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdığı yenilik ve sonuçların başka bir yerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

Ayşegül OKUR



## ÖZET

### YÜKSEK LİSANS TEZİ

#### TOKAT İLİ İÇME VE YÜZEY SULARINDA RADON GAZI KONSANTRASYONU ÖLÇÜMÜ

Ayşegül OKUR

Gaziosmanpaşa Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU

Bu çalışmanın amacı Tokat bölgesi içme ve ırmak sularında radon ( $^{222}\text{Rn}$ ) konsantrasyonu ölçümüdür. Ölçümler musluk suyu, pınar suyu ve Tokat şehir merkezinden geçen Yeşilırmak nehir suyundan alınan su numunelerinin analiz edilmesiyle gerçekleştirilmiştir. Elde edilen radon konsantrasyon değerleri musluk suyu için  $0.42\pm 0.28$  ile  $1.41\pm 0.37 \text{ BqL}^{-1}$  aralığında, pınar suyu için  $0.13\pm 0.17$  ile  $1.20\pm 0.29 \text{ BqL}^{-1}$  aralığında, Yeşilırmak suyunda ise  $0.09\pm 0.12$  ile  $0.83\pm 0.17 \text{ BqL}^{-1}$  aralığında bulunmuştur. Elde edilen değerler sunulmuş ve farklı çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Ölçülen radon konsantrasyon değerlerinden hesaplanan ortalama efektif doz eşdeğeri musluk suyu için  $5.0 \mu\text{Sv.y}^{-1}$  ve pınar suyu için  $3.0 \mu\text{Sv.y}^{-1}$  bulunmuştur.

**2011, 55 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Radon, Musluk suyu, Pınar suyu, Irmak suyu, Yıllık efektif doz

## ABSTRACT

Ms Thesis

### THE RADON CONCENTRATION MEASUREMENT IN DRINKING AND SURFACE WATERS IN TOKAT CITY

Ayşegül OKUR

Gaziosmanpaşa University Graduate School of  
Natural and Applied Science Department of Physics Science

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Ibrahim YIGITOGLU

The aim of this study is to measure the radon ( $^{222}\text{Rn}$ ) concentrations in drinking water and river water in the region of Tokat city. The measurements were performed by analyzing the water samples collected from tap water, spring water and Yeşilirmak river water flowing through the centre of the city of Tokat. The obtained radon concentrations ranged from  $0.42\pm 0.28$  to  $1.41\pm 0.37 \text{ BqL}^{-1}$  in tap water, from  $0.13\pm 0.17$  to  $1.20\pm 0.29 \text{ BqL}^{-1}$  in spring water and from  $0.09\pm 0.12$  to  $0.83\pm 0.17 \text{ BqL}^{-1}$  in Yeşilirmak river water. The obtained data are presented and compared with other studies. The average effective dose equivalent calculated from the measured radon concentration values for tap water and in spring water has been estimated as  $5.0 \mu\text{Sv}\cdot\text{y}^{-1}$  and  $3.0 \mu\text{Sv}\cdot\text{y}^{-1}$  respectively.

**2011, 55 pages**

**Keywords:** Radon, Tap water, Spring water, River water, Annual effective dose

## ÖNSÖZ

Yüksek Lisans çalışmalarım süresince bana her türlü kolaylığı sağlayan, karşılaştığım zorluklarda bana yol gösteren ve bu çalışmanın oluşmasında bilgi ve deneyimlerini benden esirgemeyen danışman hocam Yrd. Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU' na teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışmanın her aşamasında bana yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Erhan ESER'e, Doç. Dr. Feda ÖNER'e, değerli arkadaşım Fahriye GÜN'e ve Ayşegül ÖZKAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Deneysel çalışma sürecinde katkılarından dolayı Doç. Dr. Hüseyin Ali YALIM'a, Arş. Gör. Ahmet AKKURT'a ve Arş. Gör. Ayla SANDIKÇIOĞLU'na teşekkür ederim.

Hayatım boyunca maddi ve manevi olarak hep yanımda olan canım aileme çok teşekkür ederim.

**Ayşegül OKUR**

**OCAK 2011**

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
<b>ÖZET</b>	i
<b>ABSTRACT</b>	ii
<b>TEŞEKKÜR</b>	iii
<b>İÇİNDEKİLER</b>	iv
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b>	v
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ</b>	vi
<b>SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ</b>	vii
<b>1. GİRİŞ</b>	1
<b>2. GENEL BİLGİLER</b>	3
2.1. Atom Çekirdeğinin Yapısı	3
2.1.1. Çekirdeğin Yarıçapı	4
2.1.2. Çekirdek Kararlılığı	5
2.2. Radyoaktivite	6
2.2.1. Radyoaktif Bozunma Kanunu	7
2.3. Radyoaktif Bozunma Çeşitleri	12
2.3.1. Alfa Bozunumu	12
2.3.1.1. Alfa Bozunma Teorisi	14
2.3.2. Beta Bozunumu	18
2.3.3. Gama Bozunumu	21
2.4. Radon	23
2.4.1. Suda Radon	25
2.4.2. Radon ve Sağlık	25
2.5. Radyasyon Ölçüm Yöntemleri	27
2.5.1. Gazlı Dedektörler	27
2.5.2. Yarı İletken Dedektörler	32
2.5.3. Sintilasyon Dedektörler	35
<b>3. MATERYAL ve METOD</b>	39
3.1. WG-1001 Model Vakumlu Su-Gaz Ayrıştırıcı	39
3.2. AB-5R Dedektörünün Çalışma Prensibi	40
3.3. Radon Numune Hazırlama Prosedürü	41
3.4. Radon Numune Sayım Prosedürü	42
3.5. Suda Radon Konsantrasyon Hesaplaması	42
<b>4. BULGULAR</b>	44
<b>5. TARTIŞMA ve SONUÇ</b>	51
<b>KAYNAKLAR</b>	53
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	55



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil		Sayfa
1.1.	Dünya genelinde doğal radyasyon kaynaklarından maruz kalınan radyasyon dozlarının oransal değerleri	1
2.1.	Kararlı çekirdekler için N-Z grafiği	5
2.2.	Aktifliğin üstel bozunumu	10
2.3.	Bir $\alpha$ parçacığının ve çekirdeğin potansiyel enerjileri	14
2.4.	Radyumun ( $^{226}Ra$ ), Radon'a ( $^{222}Rn$ ) alfa bozunumu ve radonun uyarılmış enerji seviyeleri	22
2.5.	Uranyum ( $^{238}U$ ) bozunma zinciri	24
2.6.	Radyasyonun insana geçiş yolları	26
2.7.	Silindirik orantılı sayaç geometrisi ve ölçme süreci	29
2.8.	Atma yüksekliğinin gerilime göre değişimi	31
2.9.	n-tipi ve p-tipi yarı iletken	33
2.10.	Bir sintilasyon detektörünün çalışma ilkesi	35
2.11.	Bir fotoçoğaltıcı tüpün şeması	38
3.1.	WG-1001 Model Vakumlu Su-Gaz Ayrıştırıcı	39
3.2.	AB-5R radyasyon monitörü	40
4.1.	Yeşilirmak suyundan alınan numunelerin yıllık radon konsantrasyonu değişimi	47
4.2.	Pınar sularından alınan numunelerin yıllık radon konsantrasyonu değişimi	48
4.3.	Musluk sularından alınan numunelerin yıllık radon konsantrasyonu değişimi	49

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<b>Çizelge</b>		<b><u>Sayfa</u></b>
Çizelge 4.1.	Alınan numunelerdeki radon konsantrasyon değerleri	45
Çizelge 4.2.	Farklı tipteki sularda radon konsantrasyonu ölçüm değerleri	50
Çizelge 4.3.	Farklı çalışmalarda elde edilen efektif doz değerleri	50

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

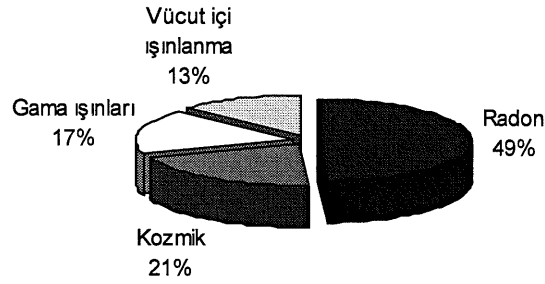
<b>Simge</b>	<b>Açıklama</b>
Bq	Becquerel, radyoaktivite birimi
Ci	Curie, radyoaktivite birimi
E	Enerji (KeV, MeV)
$\alpha$	Alfa parçacığı
$\beta$	Beta parçacığı
$\gamma$	Gama ışını
$\lambda$	Bozunma sabiti
<sup>238</sup> U	Uranyum
<sup>232</sup> Th	Toryum
<sup>226</sup> Ra	Radyum
<sup>222</sup> Rn	Radon
<sup>220</sup> Rn	Toron
<sup>219</sup> Rn	Aktinon

<b>Kısaltmalar</b>	<b>Açıklama</b>
C	Brüt Sayım Oranı (CPM)
D	Gaz Ayırıştırma Verimliliği (300 A hücresi için:0,9)
V	Numune Hacmi (190ml)
CPM	Counts per minute (Dakikadaki sayım)
eV	Elektron volt
MeV	Mega elektron volt
NCPM	Net counts per minute(Dakikadaki net sayım)
PMT	Photomultiplier tube (Fotoçoğaltıcı tüp)

## 1.GİRİŞ

Radyoaktivite, kararsız bir çekirdeğin, çeşitli parçacıklar veya elektromanyetik dalga yayması olarak tanımlanabilir. Radyoaktivite doğal ve yapay olmak üzere ikiye ayrılır.

Doğal radyoaktivite, yerkabuğunda bulunan radyoaktif elementlerden olduğu kadar uzaydan gelen kozmik ışıklardan da kaynaklanmaktadır. İnsanlar, hayatları boyunca sürekli olarak doğal radyasyon kaynaklarını oluşturan karasal ve kozmik radyasyonlara maruz kalırlar. Çevremizde sürekli var olan doğal radyasyonun neredeyse %50'sine radon gazı ve onun kısa ömürlü ürünleri neden olmaktadır.



Şekil 1.1. Dünya genelinde doğal radyasyon kaynaklarından maruz kalınan radyasyon dozlarının oransal değerleri

Radon doğal radyasyon kaynaklarından biri olan Uranyum bozunma zincirinin bir elemanı olup kendisinden önce gelen Radyum ( $^{226}Ra$ )'un bir alfa bozunmasından ortaya çıkmaktadır. Radon ( $^{222}Rn$ ) da bir alfa yayıcısıdır ve serideki tek radyoaktif gazdır. Radon renksiz, tatsız, kokusuz ve radyoaktif bir gazdır (Makinen ve Hanste, 2009). Radon gazı radyoaktif olması sebebiyle, insan sağlığına zarar verebilen doğal radyasyon kaynaklarından birisidir (Gillmore ve ark., 2002; Nikolopolulos ve ark, 2010; WHO, 2004).

Radon ve ürünleri insanın maruz kaldığı radyasyonun en önemli kaynağı olup sigaradan sonra akciğer kanserinin en önemli sebebidir. Epidemiyolojik çalışmalar uzun süre radyasyona maruz kalmanın akciğer kanseri riskini artırdığını ortaya koymuştur (Steck ve Field, 1999).

Dünyanın oluşumuyla birlikte doğada yerini alan çok uzun ömürlü radyoaktif elementler yaşadığımız çevrede kaçınılmaz olarak kabul edilen doğal bir radyasyon düzeyi oluşturmuşlardır. İnsanların doğal kaynaklar yoluyla maruz kaldığı radyasyon miktarını belirlemek amacıyla birçok araştırma ve ölçüm yapılmaktadır (Anjos ve ark., 2010; Cosma ve ark., 2008; Kozłowska ve ark., 2009; Lanstetter ve Katzlberger, 2009; Nikolopoulos ve ark., 2008).

Uranyum radyoaktif serisi içinde yer alan radon, yeraltından, toprak ve kayalardaki çatlaklardan ve yeryüzüne çıkan sulardan havaya karışmaktadır. Bu nedenle radonla ilgili çalışmalar daha çok sulara ve toprakta radonu tespit etmek için yapılmaktadır (Mowlavi ve ark. , 2009).

Bu tez çalışması ile çevresel etkenlerden birisi olan ve doğal radyasyonun büyük kısmını oluşturan radon gazı konsantrasyonunun suda ölçülmesi amaçlanmıştır.

## 2. GENEL BİLGİLER

### 2.1 Atom Çekirdeğinin Yapısı

Atom pozitif yüklü ve yarıçapı  $10^{-13}$  cm kadar olan bir çekirdek ile bu çekirdeğin etrafında bulunan elektronlardan oluşmuştur. Atomun kimyasal özellikleri elektron yapısına bağlıdır, oysa atomun fiziksel özellikleri, dinamik ve kinetik davranışı kütlelerine bağlıdır. Bu kütle hemen hemen çekirdekten ileri gelir. Çekirdek yalnız kütlelerin toplandığı yer değil aynı zamanda atom enerjisinin kaynağıdır. Çekirdek yalnız iki tip temel parçacık yani proton ve nötron içerir. Proton ve nötron çekirdeğin yapı taşlarıdır. Çekirdekten başka parçacıklar da çıkabilir fakat bunlar çekirdek içinde bağımsız olarak bulunamazlar.

Proton (p), bir elementer pozitif yük taşıyan ve atomların en hafifi olan hidrojen çekirdeğidir. Nötron (n), kütlesi yaklaşık olarak protonunkine eşit ve elektrik yükü olmayan bir parçacıktır. Proton ve nötrona kolektif olarak nükleon adı verilir. Bir çekirdekteki toplam nükleon sayısına kütle numarası denir ve A ile gösterilir. Bu sayı atom ağırlığına en yakın sayıdır. Çekirdeğin pozitif yükü kendisinde bulunan proton sayısından ileri gelir. Bir çekirdeğin proton sayısına, elementin atom numarası denir ve Z ile gösterilir. Elektronun yükü protonunkine eşit fakat negatiftir. O halde nötr bir atomda çekirdekteki proton sayısı kadar çekirdek dışında da elektron vardır. Çekirdek dışındaki elektronlar belli enerji düzeylerine dağılmışlardır. Nükleonlar çekirdekte yoğun bir haldedirler. Nükleonlar, elektronların çekirdek dışındaki enerji düzeylerine dağılmalarına benzer bir dağılım gösterirler. Sıvı damla teorisine göre, nükleonlar bir su damlasındaki su moleküllerinin yapısına benzer bir yapıdadırlar.

Çekirdeklerin içerdikleri proton ve nötron sayıları, sembolik olarak,  ${}^A_ZX_N$  biçiminde gösterilir. Z atom numarası ve A kütle sayısı ile karakterize edilen bir çekirdeğe nüklid denir. Böylece bir çekirdekte A sayıda nükleon varsa, Z sayıda proton ve nükleon sayısı ile proton sayısının farkı olan A-Z sayıda da nötron olacaktır. Nüklidlerin sayısı 700 den fazladır. Bir atomun kimyasal özelliği çekirdeğindeki pozitif elektrik yüküne bağlıdır.

Çünkü bu yük, çekirdek dışındaki elektron sayısını belli eder. Çekirdeklerinde aynı sayıda proton içeren atomlar kimyasal bakımdan aynı özelliktedir. Bu atomlara izotop atom denir. O halde iki izotop atomun proton sayıları aynı fakat nötron sayıları farklıdır, yani kütleleri farklıdır (Yaramış, 1985).

### 2.1.1 Çekirdeğin Yarıçapı

Rutherford, alfa parçacıkları ile çekirdeklerin etkileşmelerine enerjinin korunumunu uygulayarak, Coulomb itme kuvvetinin izin verdiği minimum yakınlık için bir matematiksel ifade elde etmiştir. Merkezi çarpışma anında gelen alfa parçacığının kinetik enerjisi tümüyle elektrik potansiyel enerjiye dönüşmelidir.

$$\frac{1}{2}mv^2 = k \frac{q_1q_2}{r} = k \frac{(2e)(Ze)}{d} \quad (2.1)$$

Bu ifadeden, d uzaklığı

$$d = \frac{4kZe^2}{mv^2} \quad (2.2)$$

olarak elde edilir. Rutherford bu yolla altın yaprak içinde ilerleyen alfa parçacıkları için bu mesafenin  $3,2 \cdot 10^{-14}$  m olduğunu bulduğunda, altın çekirdeklerinin yarıçapının bu değerden daha küçük olması gerektiğini ortaya koyar. Farklı metal filmlerle gerçekleştirilen deneyler sonucunda atomdaki pozitif yükün, yarıçapı yaklaşık  $10^{-14}$  metreden daha büyük olmayan küçük bir kürede yoğunlaştığı kabulüne ulaşılır. Rutherford gerçekleştirdiği pek çok deney ışığında, çekirdeklerin yaklaşık olarak küresel olan geometrileri için kütle numarasına bağlı bir ortalama yarıçap önermiştir.

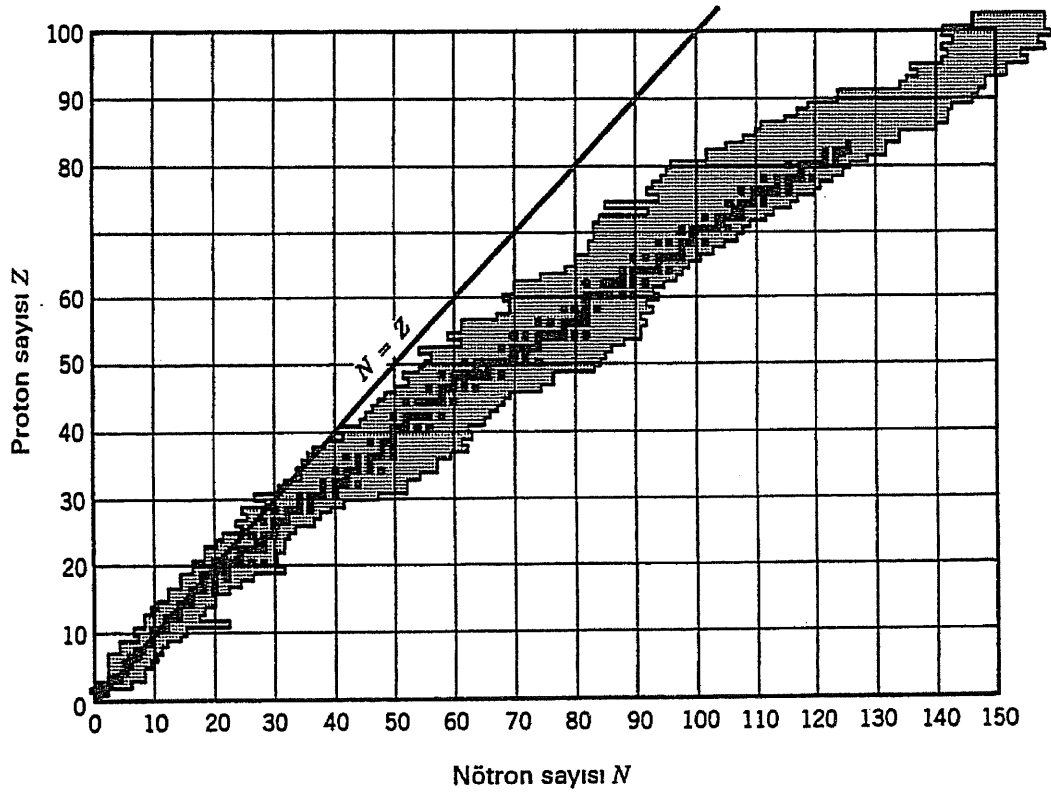
$$r = r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (2.3)$$

Burada, A kütle numarası ve  $r_0$  değeri  $1,2 \cdot 10^{-15}$  m olan bir sabittir. Çekirdek hacminin küresel olduğu ön kabulüne bağlı olarak, hacmin, yarıçapın kübüyle orantılı olması, çekirdek hacminin toplam nükleon sayısı ile orantılı olması sonucunu doğurur. Buna göre tüm çekirdeklerin yoğunlukları yaklaşık değerlere sahip olmalıdır (Ünlü ve ark., 2006).

### 2.1.2 Çekirdek Kararlılığı

Çekirdeklerde, nötron ve protonların sıkı bir şekilde bir arada bulunmaları şaşırtıcı gelebilir. Çünkü aynı cins yükler(protonlar), özellikle, kısa mesafelerde birbirleri üzerine çok büyük itici elektrostatik kuvvetler uygularlar. Bu kuvvetler yüzünden çekirdeğin dağılması beklenir. Buna rağmen çekirdek dağılmaz, kararlıdır. Bunun nedeni, çekirdek kuvveti olarak adlandırılan başka bir kuvvetin var oluşudur. Bu kuvvet çok kısa menzillidir. Çekici bir kuvvettir. Çekirdekteki tüm parçacıklara etki eder. Çekirdek kuvveti vasıtasıyla protonlar birbirini çekerler. Aynı zamanda Coulomb kuvveti nedeniyle de birbirini iterler. Çekirdek kuvveti, nötronlar arasında ve nötronlarla protonlar arasında da etkilidir.

Yaklaşık 400 adet kararlı çekirdek vardır. Yüzlerce de kararsız çekirdek gözlenmiştir. Kararlı çekirdekler için  $N$  nin  $Z$  ye bağlı değişimi Şekil 2.1’de gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Kararlı çekirdekler için N-Z grafiği



Kararlı çekirdekler kararlılık çizgisi denen dar bir bölgede yer alan noktalarla gösterilmiştir. Hafif çekirdekler eşit sayıda nötron ve proton içeriyorlarsa, yani  $N = Z$  ise daha kararlıdır. Ayrıca,  $Z = 20$  üstünde, ağır çekirdeklerde nötron sayısı proton sayısına kıyasla daha büyükse bu çekirdekler daha kararlıdır. Bu durum şu şekilde açıklanabilir. Protonların sayısı çoğaldıkça, Coulomb kuvvetinin şiddeti artar, çekirdeğin dağılmasına neden olur. Sonuç olarak, nötronlar sadece çekici kuvvete neden oldukları için çekirdeğin kararlı olması için daha çok sayıda nötrona gereksinim vardır. Bu dengeleme sınırsız değildir. Büyük  $Z$  değerleri için, protonlar arası itici kuvvet daha çok sayıda nötron ilavesiyle dengelenemez. Bu olay  $Z = 83$  değeri ile sınırlıdır. 83' ten daha fazla proton içeren çekirdekler kararlı değildir.

Pek çok sayıdaki kararlı çekirdeğin  $A$  sayısının çift oluşu ilgi çekicidir. Dahası  $Z$  ve  $N$  sayısının ikisinin birden tek sayı olduğu yalnızca sekiz çekirdek vardır. Gerçekte,  $N$  ve  $Z$  nin bazı değerleri için çekirdekler çok yüksek kararlılığa sahiptirler.  $N$  ve  $Z$  nin bu değerleri sihirli sayılar olarak isimlendirilirler. Bu sayılar  $Z$  veya  $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$  olarak bilinirler. Örneğin, alfa parçacıkları,  $Z = 2$  ve  $N = 2$  çok kararlıdır. Gittikçe artan büyük sihirli sayılara sahip çekirdeklerin görülmedik kararlılığı, çekirdeklerin, atomik kabuk yapısına benzer bir kabuk yapısına sahip olduklarını gösterir (Serway ve Beichner, 2002).

## 2.2 Radyoaktivite

Becquerel 1896 yılında X ışınları ile fluoresans arasındaki bağlantıları incelerken rastlantı sonucu uranyum bileşikleri yakınına bırakılan fotoğraf plaklarının kararmış olduklarını gördü. Dikkatli incelemeler bu özelliğin fluoresansla veya X ışınları ile ilgisi olmadığını sadece uranyum elementinin bir özelliği olduğunu gösterdi. Şimdi bu olayın uranyum radyoaktivitesinden geldiği bilinmektedir. Uranyum kendi kendine ışınlar yayınlar ve bu ışınlar uranyumun fiziksel ve kimyasal durumuna bağlı değildir. Bu ışınlar saydam olmayan cisimlerden geçebilirler ve havayı iletken hale getirebilirler.

Radyoaktivitenin keşfinden sonra, radyoaktif çekirdeklerden yayınlanan radyasyonların özelliklerinin belirlenmesine yönelik çok sayıda araştırma yapıldı. Rutherford tarafından

gerçekleştirilen bir çalışma sonucunda yayınlanan üç tip radyasyon alfa, beta ve gama olarak adlandırıldı. Sahip oldukları elektrik yükleri, gericilikleri ve havada meydana getirdikleri iyonizasyon bu radyasyonların sınıflandırılmasında temel özellikler olarak kullanılır. İzleyen birçok deney alfa parçacıklarının helyum çekirdeği, betanın elektron ve gama ışınlarının yüksek enerjili fotonlar olduğunu gösterdi (Yaramış, 1985).

### 2.2.1 Radyoaktif Bozunma Kanunu

Bir radyoaktif numune içindeki herhangi bir atomun ne zaman bozunacağını fiziksel açıdan bilmek imkânsızdır. Radyoaktif bozunma zamana göre gelişigüzel ve rastgele gerçekleşir ve ancak istatistik ve de olasılık kuramları çerçevesinde bazı özellikleri bulunabilir. Önemli bir yaklaşım tek tek çekirdeklerle ilgilenmek değil zamana göre daima sabit kalan bir nicelik olan bir kavramı, bir radyoaktif çekirdeğin birim zamanda bozunma olasılığını incelemektir.

Eğer bir  $t$  anında  $N$  radyoaktif çekirdek varsa ve numuneye yeni çekirdekler ilave edilmiyorsa  $dt$  süresi içinde bozunan  $dN$  çekirdek sayısı,  $N$  ile orantılıdır:

$$\lambda = -\frac{(dN/dt)}{N} \quad (2.4)$$

Burada  $\lambda$ , bozunma veya parçalanma sabitidir. Denklem (2.4)'ün sağ tarafı bir atomun birim zamanda bozunma olasılığıdır, yani bu olasılık, atomun yaşı ne olursa olsun sabit olup radyoaktif bozunmanın istatistiksel teorisinin temel varsayımıdır. Denklem (2.4)'ün integrali alınırsa,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.5)$$

üstel *radyoaktif bozunma kanunu* elde edilir. Burada  $N_0$  integrasyon sabiti,  $t = 0$ 'da henüz bozunmamış çekirdeklerin sayısıdır. Yarı ömür  $t_{1/2}$ , çekirdeklerin yarısının bozunması için gerekli süreyi göstermektedir. Denklem (2.5)'de  $N = N_0/2$  konursa;

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2.6)$$

bulunur.

Bir radyoelementi oluşturan atomlar arasında bazıları çok daha uzun ömürlüdür. Bu nedenden dolayı ortalama ömür kavramı düşünülür (Yaramış, 1985).  $\tau$  ortalama ömür, çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süre olarak tanımlanır.  $t$  süresi içinde bozunmadan kalan çekirdeklerin sayısı  $N(t)$  ve  $t$  ile  $t + dt$  aralığında bozunan çekirdek sayısı  $|dN/dt|dt$  olmak üzere ortalama ömür,

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} \quad (2.7)$$

gibi ifade edilir. Paydadaki terim toplam bozunma sayısıdır. İntegral alınırsa,

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.8)$$

bulunur. Ortalama ömür basit olarak bozunma sabitinin tersidir. Denklem (2.5) ile ancak  $t$  süre sonra bozunmamış belirli bir türdeki çekirdeklerin sayısı kestirilebilir.  $N$  niceliğini ölçmek çok zor olduğu için kanunun bu şekli ile yararı sınırlıdır. Bir numunedeki bozunmamış çekirdeklerin sayısını ölçmek yerine  $t_1$  ve  $t_2$  arasındaki bozunumların sayısını ölçmek daha kolaydır. Eğer  $t$  ve  $t + \Delta t$  arasındaki çekirdeklerin sayısındaki değişiklik  $\Delta N$  ile gösterilirse;

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.9)$$

dir. Sayımın yapıldığı  $\Delta t$  aralığı  $\lambda^{-1}$ 'den çok daha küçük ise (yani  $\Delta t \ll t_{1/2}$ ) ikinci üstel ifadenin açılımındaki yüksek mertebeli terimleri ihmal edebiliriz ve

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (2.10)$$

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.11)$$

elde ederiz. Aktiflik  $A$ , birim zamandaki bozunma sayısı, yani bozunma hızı olarak tanımlanır.

$$A(t) \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.12)$$

$t = 0$  'daki başlangıç aktifliği  $A_0 = \lambda N_0$  dir.

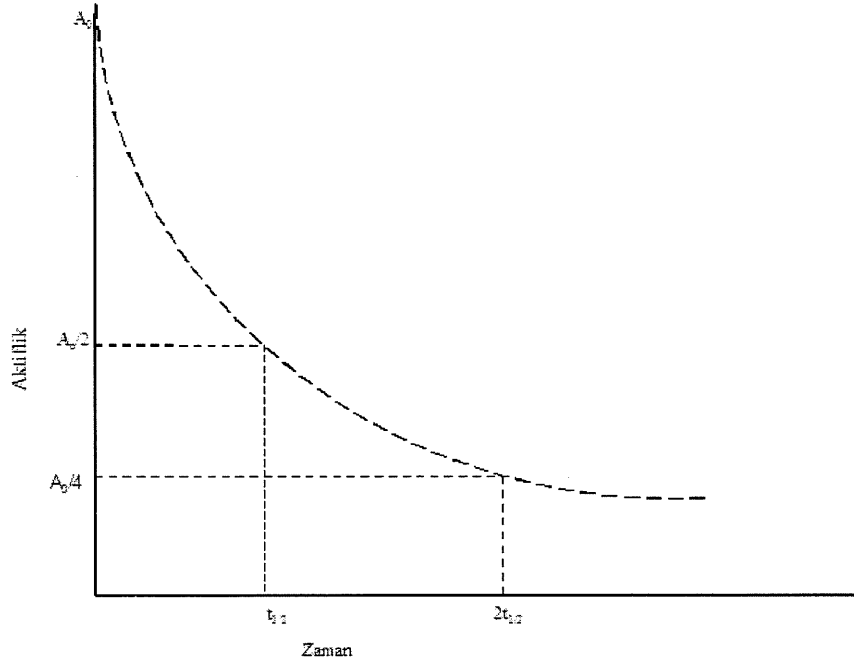
Bir  $\Delta t$  zaman aralığında ölçülen  $\Delta N$  sayısı yalnız  $\Delta t \ll t_{1/2}$  ise numunenin aktifliğini verir.  $t_1$  ile  $t_2$  arasındaki bozunma sayısı

$$\Delta N = \int_{t_1}^{t_2 = t_1 + \Delta t} A dt \quad (2.13)$$

dir ve yalnız  $\Delta t \ll t_{1/2}$  ise  $A\Delta t$  'ye eşit olur.

Radyoaktif bir numunenin aktifliği numunede birim zamandaki bozunma sayısı olup birimi bozunma/s' dir. Aktifliğin diğer birimi Curie (Ci)'dir. Başlangıçta bir gram radyumun aktifliği olarak ifade ediliyordu, fakat şimdi basit olarak  $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10}$  bozunma/s olarak ifade edilir.

Aktiflik sadece saniyedeki parçalanma sayısını vermekte, yayınlanan radyasyonun türü veya enerjileri ile ilgili hiçbir bilgi vermemektedir.



Şekil 2.2. Aktifliğin üstel bozunumu

Denklem (2.12) aktifliğin zamanla üstel olarak azaldığını göstermektedir. Böylece  $\Delta t$  kısa zaman aralıkları içindeki bozunmaları art arda sayarak aktifliği zamanın fonksiyonu olarak ölçebiliriz.

Basit üstel radyoaktif bozunma kanunu yalnız sınırlı durumlara uygulanabilir; belirli bir radyoaktif madde kararlı bir son çekirdeğe bozunur. Bu şartlar altında, 1.tür radyoaktif çekirdek  $\lambda_1$  bozunma sabiti ile 2. tür kararlı çekirdeğe bozunduğu zaman mevcut bozunmamış çekirdeklerin sayısı Denklem (2.14)'deki gibidir.

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (2.14a)$$

$$N_2 = N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.14b)$$

2. tür çekirdeklerin sayısının 0'dan başlayıp  $t \rightarrow \infty$  için  $N_0$ 'a yaklaştığına ve  $N_1 + N_2 = N_0$  olduğuna dikkat ediniz. Eğer 2. tür kendisi de radyoaktifse veya 1. tür çekirdekler de üretiliyorsa Denklem (2.14) kullanılamaz.

Çoğu zaman verilen bir tür ilk çekirdek iki veya daha fazla farklı iki son çekirdeğe bozunabilir. Bu iki farklı bozunma tarzını (mod)  $a$  ve  $b$  ile gösterelim.  $a$  modunun bozunma hızı  $(dN/dt)_a$ ,  $\lambda_a$  kısmi bozunma sabiti ve  $b$  modunun bozunma hızı  $(dN/dt)_b$  ise  $\lambda_b$  ile belirlenir:

$$\lambda_a = \frac{-(dN/dt)_a}{N} \quad (2.15)$$

$$\lambda_b = \frac{-(dN/dt)_b}{N} \quad (2.16)$$

Toplam bozunma hızı  $(dN/dt)_t$

$$-\left(\frac{dN}{dt}\right)_t = -\left(\frac{dN}{dt}\right)_a - \left(\frac{dN}{dt}\right)_b = N(\lambda_a + \lambda_b) = N\lambda_t \quad (2.17)$$

Burada  $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b$  toplam bozunma sabitidir. Dolayısıyla çekirdekler  $N = N_0 e^{-\lambda_t t}$  ye göre ve  $|dN/dt|$  aktifliği  $\lambda_t$  bozunma sabitiyle bozunur.  $a$  ve  $b$  son durumlarına yol açan radyasyonu saysak da yalnızca  $\lambda_t$  toplam bozunma sabitini gözleriz, asla  $\lambda_a$  ve  $\lambda_b$  bozunma sabitli bir üstel bozunma gözleyemeyiz.  $\lambda_a$  ve  $\lambda_b$  bağıl bozunma sabitleri bozunmanın  $a$  ve  $b$  modlarından hangisini ile ilerleyeceği olasılığını belirler. Böylece çekirdeklerin  $\lambda_a/\lambda_t$  kesri  $a$ ,  $\lambda_b/\lambda_t$  kesri ise  $b$  moduyla bozunur.

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_t t} \quad (2.18)$$

$$N_{2,a} = (\lambda_a/\lambda_b) N_0 \left(1 - e^{-\lambda_t t}\right) \quad (2.19)$$

$$N_{2,b} = (\lambda_b/\lambda_t) N_0 \left(1 - e^{-\lambda_t t}\right) \quad (2.20)$$

$\lambda_a$  ya da  $\lambda_b$  ayırma çarpanları hiçbir zaman üstel terimde görünmezler; bir bozunma modunun üstel bozunumunu gözlemek için diğer bozunma modunu kesemeyiz (Krane, 2006).

## 2.3 Radyoaktif Bozunma Çeşitleri

### 2.3.1 Alfa bozunumu

Alfa yayınlanması bir Coulomb itmesi olayıdır. Bu durum ağır çekirdekler için gittikçe artan bir öneme sahiptir; çünkü itici Coulomb kuvveti, yaklaşık olarak  $A$  ile artan nükleer bağlanma kuvvetinden daha hızlı artar. Pozitif yükün kendiliğinden dışarı atılması için  $\alpha$  parçacığı seçilir çünkü  $\alpha$  parçacığı, çok kararlı ve sıkıca bağlı yapısı nedeniyle, ayrı ayrı bileşenlerinin toplam kütlelerine kıyasla daha küçük bir kütleyle sahiptir. Mümkün olduğu kadar hafif parçalanma ürünlerine ve dolayısıyla mümkün olan en büyük enerjiye sahip olmak istediğimiz için yayınlanan parçacık olarak  $\alpha$  parçacığı seçilir.

$\alpha$  parçacığının kendiliğinden yayınlanması aşağıdaki reaksiyonla ifade edilir.



$\alpha$  parçacığı Rutherford tarafından da gösterildiği gibi iki nötron ve iki proton içeren, bir Helyum çekirdeğidir. Bozunma işlemini anlamak için enerji, lineer momentum ve açısal momentumun korunum yasalarını incelemeliyiz.

Alfa bozunma işleminde ilk olarak enerjinin korunumunu göz önüne alalım. Bozunan  $X$  çekirdeğinin başlangıçta durgun olduğunu kabul edelim. Sistemin başlangıçtaki enerjisi  $X$ 'in  $m_x c^2$  durgun kütle enerjisidir. Son durum  $X'$  ve  $\alpha$  içerir ve bunların her biri hareketlidir (lineer momentumun korunması için). Böylece son toplam enerji  $m_x c^2 + T_x + m_\alpha c^2 + T_\alpha$  şeklinde yazılır. Burada  $T$  son parçacıkların kinetik enerjisini temsil eder. Böylece enerjinin korunumu,

$$m_x c^2 = m_x c^2 + T_x + m_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (2.22)$$

bağıntısını verir. Denklem (2.22)'nin sol tarafındaki nicelik bozunmada açığa çıkan net enerjidir,  $Q$  değeri olarak adlandırılan bu nicelik,

$$Q = (m_x - m_{x'} - m_\alpha) c^2 \quad (2.23)$$

şeklinde yazılır ve bozunma yalnız  $Q > 0$  ise kendiliğinden gerçekleşir.  $Q$  değeri atomik kütle tablolarından hesaplanabilir. Çünkü Denklem (2.23) bir nükleer reaksiyonu temsil etmesine rağmen, çıkarma işleminde elektron kütleleri birbirini götürür.  $Q$  değeri aynı zamanda bozunma ürünlerine verilen toplam kinetik enerjiye eşittir.

$$Q = T_{x'} + T_\alpha \quad (2.24)$$

Başlangıçtaki  $X$  çekirdeği durgunsa lineer momentumu sıfırdır ve lineer momentumun korunumu, son momentumun sıfır olması için  $X'$  ve  $\alpha$ 'nın eşit ve zıt momentumlarla hareket etmesini gerektirir.

$$P_\alpha = - P_{x'} \quad (2.25)$$

Bozunum nedeniyle ortaya çıkan enerjinin büyük kısmını, momentumun korunumu gereğince küçük kütleyle sahip olan alfa parçacığı alır.

Alfa bozunumu genellikle kütle numarası 190'dan büyük çekirdeklerde daha sık görülür. Alfa bozunumunda açığa çıkan enerji 4 ile 10 MeV arasında değişim gösterir (Krane, 2006).

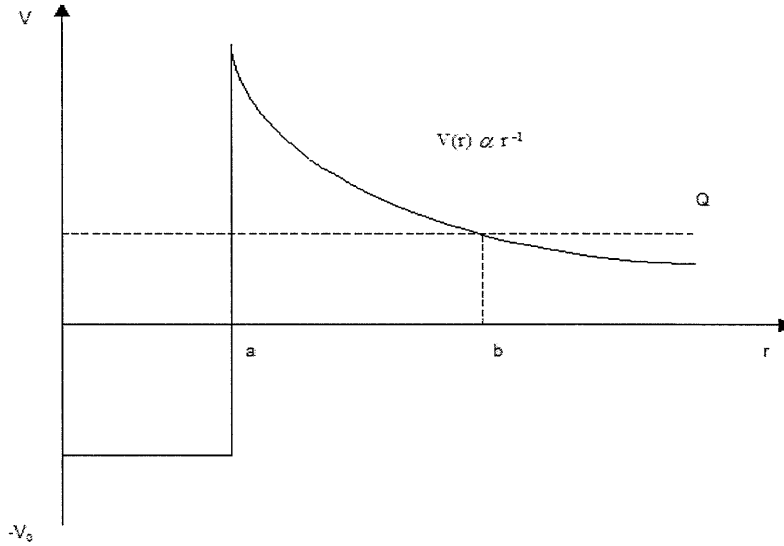
Alfa parçacıklarını çok küçük kalınlıklardaki maddelerle durdurmak mümkündür. Bunun sebebi, diğer radyasyon çeşitlerine göre sahip oldukları nispeten büyük elektrik yükleridir. Sahip oldukları bu elektrik yükü, alfa parçacıklarının herhangi bir madde içerisinden geçerken yolları üzerinde yoğun bir iyonlaşma meydana getirmelerine ve bu yüzden de enerjilerini çabucak kaybetmelerine yol açar. Enerjilerini bu şekilde çabucak kaybeden alfa parçacıklarının erişme uzaklıkları da dolayısıyla çok kısadır. Bu yüzden



de normal olarak dış radyasyon tehlikesi yaratmazlar. Ancak, mide, solunum ve yaralar vasıtasıyla vücuda girdiklerinde tehlikeli olabilirler (Togay, 2002).

### 2.3.1.1 Alfa Yayınlanma Teorisi

Alfa bozunumunun genel özellikleri, 1928'te Gamow, Gurney ve Condon tarafından hemen hemen aynı zamanda geliştirilen bir kuantum mekaniksel teoriyle açıklanabilir. Bu teoride bir  $\alpha$  parçacığının kız çekirdekle belirlenen bir küresel bölgede hareket ettiği varsayılır. Bu bir cisim modelinin belli başlı özelliği,  $\alpha$  parçacığının ana çekirdek içinde önceden oluşturulmuş olmasıdır. Gerçekte  $\alpha$  parçacıklarının, ağır çekirdekler içinde ayrı ayrı var olduklarına inanmak için çok fazla neden yoktur; bununla birlikte teori, özellikle çift çift çekirdekler için iyi çalışır. Teorinin bu başarısı,  $\alpha$  parçacıklarının önceden oluşturulduğunu kanıtlamaz; fakat sadece önceden oluşturulmuş gibi davrandıklarını gösterir.



Şekil 2.3. Bir  $\alpha$  parçacığının ve çekirdeğin potansiyel enerjileri

Şekil 2.3 teorinin amaçlarına uygun olarak,  $\alpha$  parçacığı ile kalan çekirdek arasındaki potansiyel enerjinin, merkezleri arasındaki uzaklığa bağlı olarak değişimini

göstermektedir.  $Q$  yatay çizgisi parçalanma enerjisidir. Coulomb potansiyelinin içeriye doğru  $a$  yarıçapına kadar uzandığına ve daha sonra keyfi olarak kesildiğine dikkat ediniz.  $a$  yarıçapı, kalan çekirdek ile  $\alpha$  parçacığının yarıçapının toplamı olarak alınabilir. Şekil 2.3 üç bölgeye ayrılır,  $r < a$  olan küresel bölge çekirdeğin içidir ve derinliği  $-V_0$  olan bir potansiyel kuyusu ile temsil edilir, burada  $V_0$  pozitif bir sayıdır. Klasik olarak  $\alpha$  parçacığı bölge içinde  $Q + V_0$  kinetik enerjisiyle hareket edebilir, fakat bu bölge dışına kaçamaz. Potansiyel enerji, burada, mevcut toplam  $Q$  enerjisinden daha büyük olduğu için  $a < r < b$  dairesel kabuk bölgesi, bir potansiyel engeli oluşturur. Klasik olarak,  $\alpha$  parçacığı bu bölgeye, belli bir yükseklikten düşen tenis topunun daha yükseğe sıçrayamayacağı gibi her iki yönden de giremez; her iki durumda da kinetik enerji negatiftir,  $r > b$  bölgesi engelin dışında, klasik olarak izinli bir bölgedir.

Klasik bakış açısına göre küresel potansiyel kuyusundaki  $\alpha$  parçacığı,  $r = a$ 'nın ötesine geçmeyi her denediğinde hareketi keskin bir şekilde tersine çevrilecektir. Bununla beraber, kuantum mekaniksel olarak böyle bir engelden sızma ve ya tünelleme için bir şans vardır. Bu engel,  $\alpha$  kararsız çekirdeklerinin hemen bozunamayacağını açıklar. Çekirdek içindeki  $\alpha$  parçacığı, engeli aşınca kadar kendisini tekrar tekrar engel yüzeyi önünde bulur. Alfa parçacıklarının çekirdekler tarafından saçılması durumunda, engel ters yönde işler. Çekirdek dışından engel üzerine gelen  $\alpha$  parçacıkları, eğer gelme enerjisi engel yüksekliğinin epeyce altındaysa, genellikle Coulomb alanında saçılırlar. Parçacık ve hedef arasındaki nükleer kuvvet, nükleer reaksiyonlara neden olacağından engel boyunca tünelleme, yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonların teorik analizinde,  $\alpha$  bozunumunda engeli delme olasılığını hesaplamaya benzer bir yöntem kullanılır. Bir  $\alpha$  yayınlayıcısının bozunma sabiti, bir cisim teorisinde

$$\lambda = fP \quad (2.26)$$

ile verilir. Burada  $f$ ,  $\alpha$  parçacığının kendisini engel önünde bulma frekansı ve  $P$  ise engelden kaçma olasılığıdır. Denklem (2.26) için,  $r < a$  için olan durumun, daha çok bilardo topu türünde tartışılmasından dolayı, işlemimizin yarı klasik olacağını ima eder. Bununla birlikte, daha dikkatli bir dalga mekaniksel işlem, bu problem için yaklaşık

aynı sonuçları verir.  $f$  niceliği kabaca  $v/a$  mertebesinde, burada  $v$ , çekirdek içinde hareket eden,  $\alpha$  parçacığının bağıl hızıdır.  $\alpha$  parçacığının kinetik enerjisinden yararlanarak  $r < a$  için,  $v$  'yi bulabiliriz. Tipik bir kuyu derinliği  $V_0 = 35$  MeV ve  $Q = 5$  MeV alınır,  $f = 6 \times 10^{21}$  s olarak elde edilir. Daha sonra göreceğimiz gibi teoremin doğrulanması için  $f$ 'nin kesin olarak bilinmesi gerekmez.

Engeli delme olasılığı  $P'$  nin olasılığını kestirmek için

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{E(V_0 - E)} \sinh^2 k_2 a} \quad (2.27)$$

$T$  geçiş olasılığının sonucunu kullanalım. Denklem (2.27) bir boyutlu dikdörtgen biçiminde bir engel için yapılmıştır. Bu durum  $1/r$  Coulomb potansiyeline doğrudan uygulanamaz; ancak en azından büyüklüğünün mertebesi kestirilebilir. Sonuç, Denklem (2.27)'nin parçacığının  $E$  enerjisi üzerinde engelin genişliğine ve yüksekliğine bağlıdır. Coulomb engeli  $r = a$ 'da  $B$  yüksekliğine sahiptir. Burada  $B$ ;

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{a} \quad (2.28)$$

Burada görüldüğü gibi  $\alpha$  parçacığı ze yüküne ve Coulomb itmesini sağlayan kız çekirdek ise  $Z'e = (Z - z)e$  yüküne sahiptir. Engelin yüksekliği, böylece  $r = a$ ' da parçacığın enerjisinin  $(B - Q)$ ' dan  $r = b$ ' de sifıra kadar değişir ve temsili bir ortalama yüksekliği  $\frac{1}{2}(B - Q)$  olarak alabiliriz. Benzer şekilde temsili bir ortalama genişliği

$\frac{1}{2}(b - a)$  olarak seçebiliriz. Buradan Denklem (2.27) deki  $k_2$  çarpanı

$\sqrt{(2m/\hbar^2) \cdot \frac{1}{2}(B - Q)}$  olur. Tipik bir ağır çekirdek için  $B$  engel yüksekliği yaklaşık 34

MeV 'dir. Böylece  $k_2$  çarpanı yaklaşık  $1,6 \text{ fm}^{-1}$  dir.  $\alpha$  parçacığının engeli terk ettiği  $b$  yarıçapı, parçacığın enerjisi ile potansiyel enerjinin eşitlenmesinden bulunur.

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{Q} \quad (2.29)$$

Tipik bir ağır çekirdek için  $Q = 6 \text{ MeV}$ ,  $b \approx 42 \text{ fm}$  bulunur. Böylece  $k_2 \cdot \frac{1}{2}(b-a) \gg 1$  için engeli delme olasılığı

$$P \cong e^{-2k_2(1/2)(b-a)} \quad (2.30)$$

olarak bulunur. Çünkü üs önündeki çarpanlar birim büyüklük mertebesindedir. Kestirmeye çalıştığımız durum için  $P \sim 2 \times 10^{-25}$  ve böylece  $\lambda \sim 10^{-3}$  ve  $t_{1/2} \sim 700 \text{ s}$  dir.

Tam bir kuantum mekaniksel hesaplama yukarıdaki yaklaşık hesaba, temel olarak çok benzer. Coulomb engelini, yüksekliği  $V(r) = zZ'e^2/4\pi\epsilon_0 r$  ve genişliği  $dr$  olan, son derece küçük dikdörtgen biçiminde engeller dizisinden meydana geldiğini düşünebiliriz.  $r$ 'den  $r + dr$ 'ye uzanan her sonsuz küçük engeli delme olasılığı,

$$dP = \exp\left\{-2dr\sqrt{(2m/\hbar^2)[V(r)-Q]}\right\} \quad (2.31)$$

ile verilir. Tüm engeli delme olasılığı,

$$P = e^{-2G} \quad (2.32)$$

dir. Burada  $G$  Gamow çarpanı,

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_a^b [V(r)-Q]^{1/2} dr \quad (2.33)$$

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[ \arccos \sqrt{x} - \sqrt{x(x-1)} \right] \quad (2.34)$$

olarak hesaplanabilir. Bu arada  $x = a / b = Q / B$  'dir. Denklem (2.34) de parantezin içindeki nicelik, ilgi duyulan çoğu bozunma durumlarında olduğu gibi,  $x \ll 1$  olduğu zaman, yaklaşık olarak  $\pi/2 - 2x^{1/2}$  'dir. Böylece kuantum mekaniksel hesaplamamızın sonucu olarak  $\alpha$  bozunumunun yarı ömrü için

$$t_{1/2} = 0,693 \frac{a}{c} \sqrt{\frac{mc^2}{2(V_0 + Q)}} \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{2mc^2}{(\hbar c)Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{Q}{B}} \right) \right\} \quad (2.35)$$

eşitliği elde edilir.

Bu aşırı basitleşmiş teori tam anlamıyla doğru olmamasına rağmen bozunma yarı ömürlerin belirlenmesinde önemli yere sahiptir. Bu durum aynı zamanda, hafif parçacıkların ortaya çıktığı diğer bozunumların,  $Q$  değeri açısından izinli olsalar bile genellikle görünmesinin nedenini anlamamızı sağlar.

Örneğin;  $^{220}\text{Th} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{208}\text{Po}$  bozunumu 32,1 MeV'lik bir  $Q$  değerine sahiptir ve Denklem (2.35) kullanılarak yapılan bir hesaplama,  $^{220}\text{Th}$  'nin  $^{12}\text{C}$  'ye bozunumu için yarı ömrü  $t_{1/2} = 2,3 \times 10^6$  s olarak verir. Bu,  $\alpha$  bozunumu yarı ömründen  $10^{13}$  çarpanı kadar uzundur ve böylece bozunma kolayca gözlenemeyecektir.

Son zamanlarda, böyle bir bozunma modu,  $\alpha$  'dan daha ağır bir parçacığın yayınlanmasını içeren kendiliğinden bir bozunma işlemi ilk kez gözlenmiştir.  $^{223}\text{Ra}$  'un bozunumu normal olarak 11,2 gün yarı ömürlü  $\alpha$  yayınlamasıyla gerçekleşir; ancak şimdi  $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$  şeklinde bir bozunma reaksiyonu keşfedilmiştir. Bu reaksiyonun gerçekleşme olasılığı,  $\alpha$  bozunumuna göre yaklaşık  $10^{-9}$  kadar küçüktür (Krane, 2006).

### 2.3.2 Beta bozunumu

En temel Beta( $\beta$ ) bozunma reaksiyonu, bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte beta bozunumu hem  $Z$  hem de  $N$  yi birlikte değiştirir.  $Z \rightarrow Z \pm 1$ ,  $N \rightarrow N \pm 1$ , böylece  $A = Z + N$  sabit kalır.

$\alpha$  bozunumunun aksine,  $\beta$  bozunumunun anlaşılması oldukça uzun bir zaman sonra başarılmıştır. Rutherford'un  $\alpha$  parçacıklarının He çekirdeklerine özdeş olduğunu gösterdiği sırada bir seri deneysel çalışmalarda, negatif beta parçacıklarının elektrik yüklerinin ve kütle yük oranlarının bilinen elektronunki ile aynı olduğu gösterilmiştir. Bu elektron, hemen çekirdek dışına atılır. Bu durum alfa bozunumunun tam tersidir;  $\alpha$  parçacığının çekirdek içinde önceden var olduğu kabul edilir.

Temel  $\beta$  bozunumunun üç farklı türü vardır. Bunlar:

$$n \rightarrow p + e^{-} \quad \text{negatif } \beta \text{ bozunumu } (\beta^{-}) \quad (2.36)$$

$$p \rightarrow n + e^{+} \quad \text{pozitif } \beta \text{ bozunumu } (\beta^{+}) \quad (2.37)$$

$$p + e^{-} \rightarrow n \quad \text{elektron yakalaması } (\varepsilon) \quad (2.38)$$

Her bir işlemde bir başka parçacık bulunur. Bunlara nötrino ve antinötrino denir ve sırasıyla  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  ile gösterilir. Oldukça girici olan bu parçacıkların madde ile etkileşimlerinin zayıf olması gözlenmelerini oldukça zorlaştırmıştır. Nötrinolar elektronlarla karşılaştırıldığında ihmal edilebilecek kadar küçük bir kütleyle sahiptir. Elektrik yükünün korunumu, nötrinonun elektrikçe nötr olmasını gerektirir; açısal momentumun korunumu ve beta bozunumundaki istatistiksel gerekler nötrinonun varlığını göstermektedir.  $\beta^{-}$  bozunumunun da antinötrino,  $\beta^{+}$  bozunumunda ve elektron yakalamasında nötrino yayınlanır.

$\beta^{-}$  bozunumu; çekirdek içindeki bir nötronun protona dönüşmesi sonucunda oluşur. Bu işlem sonucunda çekirdekte bir elektron yayınlanır. Çekirdeğin içinde elektron bulunmadığından, yayınlanan elektronun çekirdeğin maruz kaldığı anda oluştuğu düşünülür.

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \quad (2.39)$$

Elektron yayınlarken beta bozunumuna uğrayan çekirdek

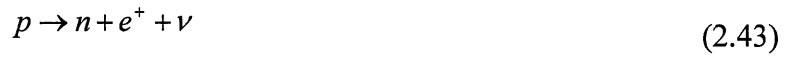
$${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z+1} X'_{N-1} + e^{-} + \bar{\nu} \quad (2.40)$$

şeklinde gösterilir. Çekirdek kütleleri cinsinden bu bozunmanın reaksiyon enerjisi şu şekilde yazılır.

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}})c^2 \quad (2.41)$$

$$Q = T_p + T_e + T_{\bar{\nu}} \quad (2.42)$$

$\beta^+$  bozunumu; çekirdek içinde bir pozitron veya bir protonun nötrona dönüşmesi oluşur ve çekirdekten bir pozitron yayınlanır.



Ana çekirdek ve ürün çekirdek arasındaki yük farkı ise



eşitliği ile gösterilir. Bu bozunma için çekirdek kütleleri cinsinden bağlanma enerjisi

$$Q = T_{x'} + T_{\beta} + T_{\nu} = (m_X + m_{X'} + m_e)c^2 \quad (2.45)$$

ifadesi ile hesaplanır.

Elektron yakalama olayı; bir elektron, genellikle ilk veya ikinci elektron kabuğundaki, çekirdek tarafından soğurulur. Soğurulan elektron bir protonla bağlanır ve bir nötron oluşur. Buna göre radyoaktif izotopun atom numarası bir azalır.



Ana çekirdek ve ürün çekirdek arasındaki yük farkı ise



şeklinde gösterilir (Ünlü ve ark. , 2006).

Beta parçacıkları da alfa parçacıkları gibi belli bir yük ve kütleye sahip olduklarından, madde içerisinde geçerken yolları üzerinde iyonlaşmaya sebep olurlar. Ancak bu

iyonlaşma, alfa parçacıklarının oluşturduğu iyonlaşmadan daha azdır. Çünkü bu parçacıklar alfa parçacıklarına göre daha hafif ve yüz kere daha gericidirler. Yine de bunlardan korunmak için ince alüminyum levhadan yapılmış bir zırh malzemesi yeterlidir (Togay, 2002).

### 2.3.3 Gama bozunumu

Çekirdek tepkimelerinin birçoğunda olduğu gibi hemen hemen tüm  $\alpha$  ve  $\beta$  bozunmaları sonucunda ürün çekirdek ya da çekirdekler uyarılmış durumdadırlar. Taban duruma geçiş kısa bir süre sonra bir veya daha fazla foton salınmasıyla mümkün olur ki bu geçiş de gama ışınımı oluşturur. Gama ( $\gamma$ ) ışınları, tüm ışık türleri gibi elektromanyetik radyasyon sınıfına girer ve enerjileri tipik olarak 0,1 MeV - 10 MeV arasındadır ve bu da 100 ile  $10^4$  fm dalga boyu aralığına denk gelir.

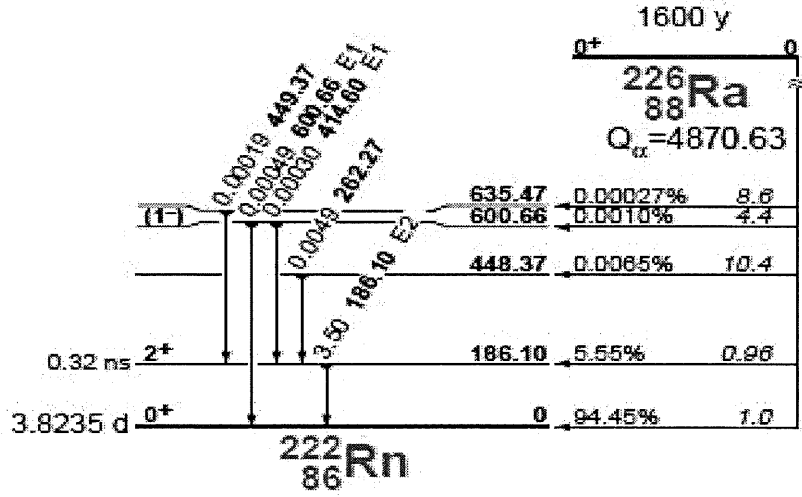
Radyoaktif gama yayınlanması, optik veya X-ışını geçişleri gibi atomik radyasyon yayınlanmasına benzer. Uyarılmış bir durum daha düşük bir uyarılmış duruma veya taban durumuna, iki durum arasındaki fark kadar (yani dışarı salınan çekirdeğin geri tepme enerjisi) bir enerjiye sahip bir  $\gamma$  ışını (foton) yayınlarak geçer.

Çekirdeklerin gama spektrumları keskin çizgilerden ibarettir. Buna göre çekirdek farklı enerjilere sahiptir.  $E_{ilk}$  seviyesinden  $E_{son}$  seviyesine geçişte yayınlanan bir fotonun enerjisi

$$h\nu = E_{ilk} - E_{son} \quad (2.48)$$

ile verilir. Gama yayınlanması uyarılmış bağlı durumları olan ( $A > 5$ ) tüm çekirdeklere gözlenir ve genellikle  $\alpha$  ve  $\beta$  bozunmalarını izler. Bunun nedeni, bu bozunumlarda ana çekirdeğin ürün çekirdeğin uyarılmış durumunda kalmasıdır. Örnek olarak, Bir çekirdeğin  $\alpha$  bozunumu ve bunu takip eden gama bozunumu Şekil 2.4'de görülmektedir.





Şekil 2.4. Radyumun ( $^{226}\text{Ra}$ ) Radona ( $^{222}\text{Rn}$ ) alfa bozunumu ve Radonun uyarılmış enerji seviyeleri

$\gamma$  yayınlanmasının yarı ömrü çok kısadır, genellikle bir 1ns ( $10^{-9}$  s)'den daha küçüktür. Ancak saat, hatta gün mertebesinde yarı ömürlü gama yayınlanmaları da vardır. Çekirdek normal haline geçerken bu aşırı enerjiyi kaybetmesi çekirdekten bir parçacığın fırlatılması şeklinde olmazsa bu geçişlere izomerik geçişler ve uzun ömürlü uyarılmış durumlara izomerik durumlar veya izomerler (metastable) denir (Yaramış, 1985).

Bir durumun izomerik bir durum olup olmadığını belirlemenin kesin bir kriteri yoktur.  $\gamma$  yayınlanması ile yarışan bir olay iç dönüşümdür. Bu olayda bir çekirdek enerjisini doğrudan doğruya bir atom elektronuna aktararak bozunur ve laboratuarda bir serbest elektron gözlenir. Bu beta bozunumundan çok farklıdır: Z ve N sayıları değişmez, aynı kalır ve atom uyarılmış durumdadır.

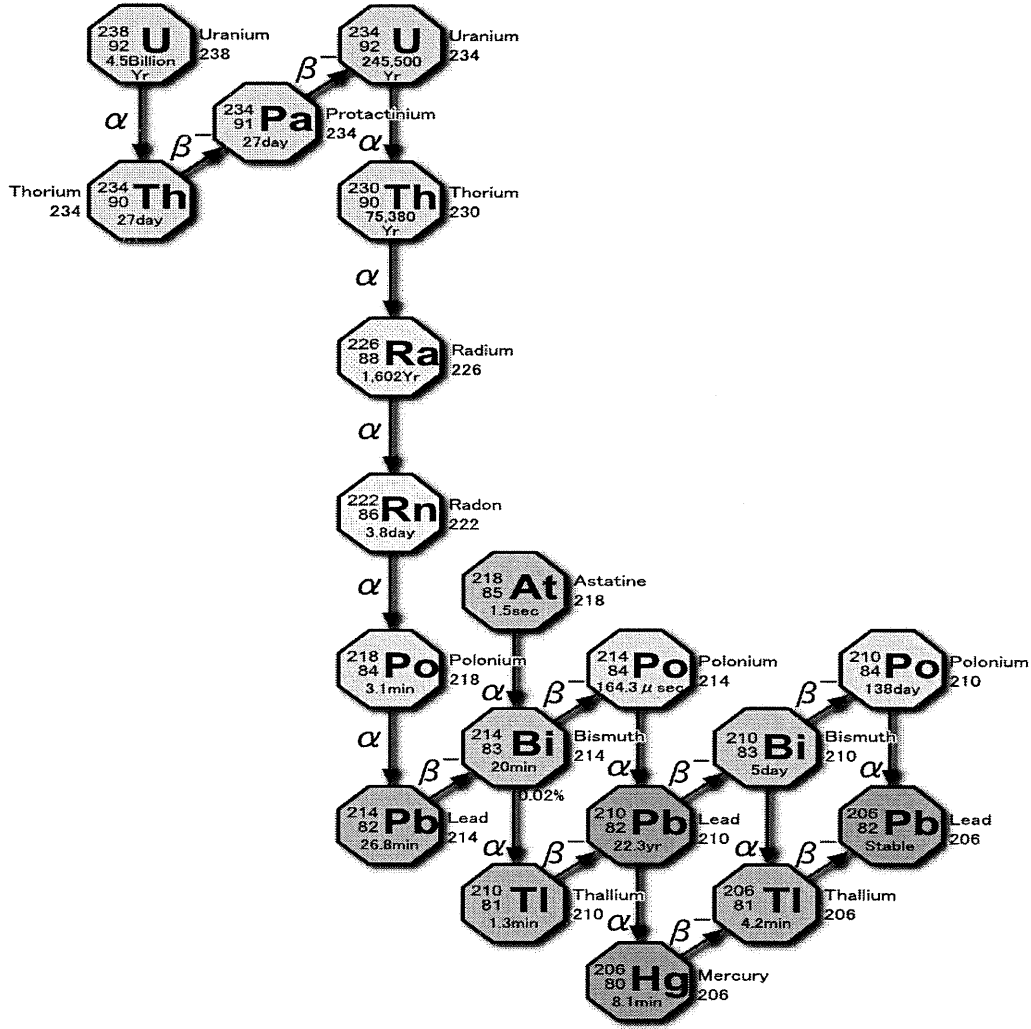


Burada  $X^*$  ifadesi çekirdeğin uyarılmış durumda olduğunu belirtmektedir (Krane, 2006).

Gama ve X-ışınlarının, alfa ve beta parçacıklarına göre madde içine nüfuz etme kabiliyetleri çok daha fazla, iyonlaşmaya sebep olma etkileri ise çok daha azdır. Ancak, birkaç santimetre kalınlığındaki kurşun tuğlalarla ve sadece belli bir kısmı durdurulabilir. Madde içerisinden geçerken üstel bir fonksiyon şeklinde bir şiddet azalmasına uğrarlar. Yüksüz olduklarından elektrik ve magnetik alanda sapma göstermezler (Togay, 2002).

## 2.4 Radon

Doğada dört doğal radyoaktif seri vardır. Bunlar Toryum, Neptünyum, Uranyum ve Aktinyum serileridir. Uranyum bozunma serileri doğadaki radyasyonun çoğunluğunun nedenidir. Bu bozunma ürünlerinden birisi olan radon doğal radyasyonun büyük kısmını oluşturmaktadır. Radon, doğal radyasyon kaynaklarından biri olan ve 4,5 milyar yıl yarı ömüre sahip Uranyum ( $^{238}U$ ) ailesinin bir elemanı olup, yarı ömrü 3,82 gün olan bu serideki tek radyoaktif gazdır. Radon, yarı ömrü 1600 yıl olan ve bir alfa yayınlayıcısı olan Radyum ( $^{226}Ra$ ) radyoaktif bozunumu sonucunda ortaya çıkmaktadır (Şekil 2.5).



Şekil 2.5. Uranyum ( $^{238}\text{U}$ ) bozunma zinciri

Radon renksiz, kokusuz, tatsız ve radyoaktif bir gazdır (Makinen ve Hanste, 2009). Helyum, Neon, Argon gibi soygazlar grubuna dahil olup soygazların en ağıdır. Üç izotopu  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  ve  $^{219}\text{Rn}$  'dir. Bunlar sırasıyla  $^{238}\text{U}$  uranyum,  $^{232}\text{Th}$  toryum ve  $^{235}\text{U}$  uranyum bozunma serilerine ait radyoaktif gazlardır. Bu izotopları yarı ömürleri sırasıyla 3,82 gün, 55,6 s ve 3,96 s 'dir (NNDC, 2010). Kısa yarı ömürlü olan radyoaktif maddeler zaman içerisinde yok olmuşlardır. Ancak uzun yarı ömre sahip olan radyoaktif elementler varlıklarını sürdürmektedir. Bunlar arasında radonun ana elementi olan radyoaktif radyumda bulunmaktadır. Radon parçalanarak diğer radyoaktif elementlere ve daha sonra ise radyoaktif olmayan kurşuna dönmektedir.

### 2.4.1 Suda Radon

Bilindiği gibi insanların en çok tükettiği ve sağlık açısından büyük önem taşıyan tüketim maddesi sudur. Yeryüzündeki sular güneş enerjisi sayesinde sürekli bir döngü halindedir(Hidrolojik çevrim). İnsanlar gereksinimleri olan suyu bu döngüden alırlar ve kullandıktan sonra bu döngüye iade ederler. Bu süreç içerisinde sular fiziksel ve kimyasal kirliliğe maruz kalabilecekleri gibi geçtikleri veya buldukları ortama bağlı olarak radyoaktif maddeler yönünden de kirletilebilirler. Özellikle yeraltı suları değişik jeolojik oluşumlarla temas halindedir. Yerkabuğu içindeki doğal radyoaktif maddeler; Uranyum ( $^{238}U$ ), Toryum ( $^{232}Th$ ), Aktinyum serisi radyonüklidlerinden veya onların bozunma ürünlerinden oluşur. Uranyumun ( $^{238}U$ ) alfa bozunması sonucu ortaya çıkan aktif maddelerden başlıcaları Radon ( $^{222}Rn$ ) ve Radyum ( $^{226}Ra$ )dur. Yerkabuğu içindeki doğal radyoaktif maddelerin bulunduğu ortamlardan geçen veya bu ortamlarda bulunan sular Radon içerir (Değerlier, 2007).

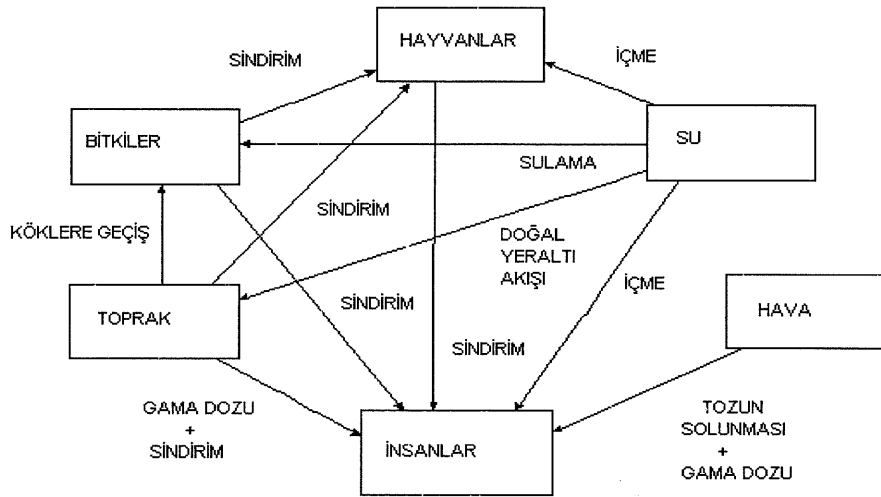
### 2.4.2 Radon ve Sağlık

Radon doğal olarak oluşan radyoaktif bir gazdır. Yerküre yüzeyinde herhangi bir yerde bulunabilir. Coğrafik bölgenin jeolojik yapısıyla yakından ilişkili olarak çevreye yayılım göstermektedir. Binalarda birikebilmekte ve kimi zaman yüksek derişimlere ulaşabilmektedir. Özellikle volkanik kayaların kullanıldığı inşaat malzemesi, eğer radon içermekte ise musluk suyu da evlerde bulunan radonun kaynağını oluşturabilmektedir (Güler ve Çobanoğlu, 1997). Epidemiyolojik çalışmalar uzun süre radyasyona maruz kalmanın akciğer kanseri riskini artırdığını ortaya koymuştur (Steck ve Field, 1999).

Uluslararası Radyasyondan Korunma Komitesi (ICRP) ise toplam akciğer kanserlerinin %10'unu radona bağlamaktadır (ICRP, 1994). Radonun bozunması ile polonyum, bizmut gibi radyoaktif izotoplar ve kurşun ortaya çıkar. Radonun akciğer kanseri etkisi doğrudan radonun kendisine değil bozunum ürünlerine bağlıdır. Radonun reaktivitesi zayıftır. Bu nedenle, tenneffüs edildiğinde dokulara kimyasal olarak bağlanmaz. Ayrıca, dokulardaki çözünürlüğü de çok düşüktür.

Radon gibi durağan olmayan bizmut ve özellikle polonyum toz parçacıklarına, diğer yüzeylere ve solunduğunda akciğerlere yerleşirken kansere neden olabilen alfa ışınımı

yayar ve dokuları etkiler (Güler ve Çobanoğlu, 1997). Solunum sisteminde ortaya çıkan bozunma sonucunda, bronşsal epiteldeki radyasyon dozu artmakta, bozunma ürünleri kararlı hale gelinceye kadar bozunma devam etmekte ve bu sürecin her aşamasında radyasyona maruz kalınmaktadır. Bazı bilimsel araştırmalar, daha sık soluk alıp verdikleri ve hücrelerinin daha hızlı bölünmesi nedeniyle çocukların radondan daha çok etkilendiğini göstermektedir (NIEHS, 2001). Radyasyon etkisinde kalan hücreler aldıkları radyasyon enerjisine bağlı olarak canlılıklarını yitirebilir, sterilize olabilir veya mutasyona uğrayabilir. Bu mutasyona bağlı olarak meydana gelen kanser süreci diğer karsinojenlerin neden olduğu sürecin hızlanmasına da neden olabilir (Güler ve Çobanoğlu, 1997).



Şekil 2.6. Radyasyonun insana geçiş yolları

Radon gazının teneffüs edilmesi solunum yetmezliği, baş ağrısı, öksürük gibi akut etkilere neden olmaz. Radyoaktif bozunmaya uğrayan radon gazı, teneffüs edildiğinde akciğerler tarafından tutulabilecek parçacıklara dönüşür. Bu parçacıkların bozunması devam ettiğinde ortaya çıkan enerji, akciğer dokusunda hasara, dolayısıyla, zaman içerisinde kansere sebep olur (Ahier ve Tracy, 1995). Sigara, kanser riskini arttırmaktadır. Hem sigara içip hem de yüksek dozda radona maruz kalmış kişilerde kansere yakalanma riski oldukça yüksektir. Ancak bu durum yüksek dozda radona

maruz kalmış herkesin akciğer kanserine yakalanacağı anlamına gelmemekte ve maruz kalınma ile hastalığın oluşması arasında geçen zaman yıllarca sürebilmektedir. Solunum sistemindeki radyasyon dozu; solunmuş havadaki radon ve bozunma ürünleri yoğunluğuna, toz içerisindeki parçacıkların büyüklüğüne ve fizyolojik parametrelere bağlıdır.

## 2.5 Radyasyon Ölçüm Yöntemleri

Radyasyon ölçümünde kullanılan detektörler üç grup halinde incelenebilir. Bunlar; Gazlı detektörler, Yarı iletken detektörler ve Sintilasyon detektörleridir. Bir parçacık detektörü seçilirken; detektörün verimi, çözünürlüğü, kullanım alanına uygunluğu ve amaca uygun olarak  $X$  veya gama ışınlarının enerji değerleri gibi önemli noktalara dikkat edilmelidir.

### 2.5.1 Gazlı Detektörler

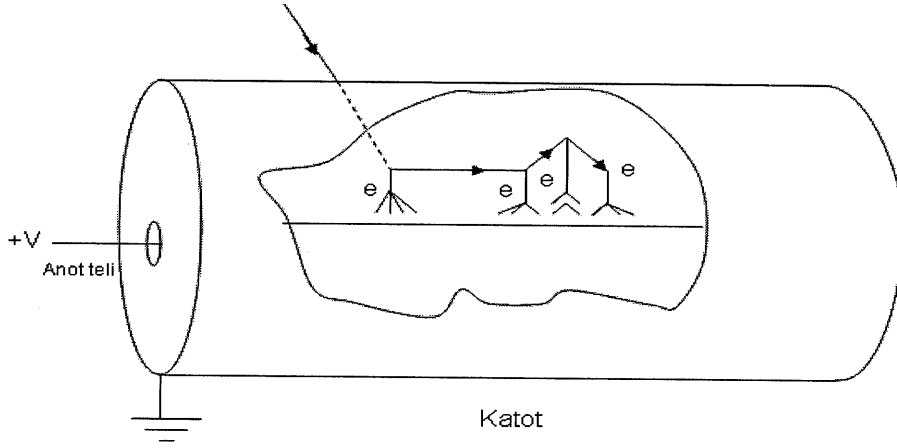
Radyasyon detektörlerinin pek çoğu, detektöre gelen radyasyonun oluşturduğu iyonları (veya elektronları) ayırmak ve saymak için bir elektrik alan kullanır. Bu tip detektörlerin en basiti iyonlaşma odası detektörleridir. İyonlaşma odaları, plakalarının arasına gaz (ekseriyetle hava) doldurulmuş paralel düzlem kondansatörlerdir. Plâkalar arasındaki elektrik alan iyonların elektronlarla tekrar birleşmesini engeller. Elektron bulutu daha yüksek potansiyelde tutulan plâkaya (artı yüklü plakaya) doğru sürüklenirken, artı yüklü iyonlar da daha düşük potansiyeldeki (eksi yüklü) diğer plâkaya doğru sürüklenirler. Havada bir iyon üretmek için gerekli ortalama enerji yaklaşık olarak 34 eV dir. Böylece 1 MeV'lik radyasyon en çok  $3 \times 10^4$  civarında iyon ve elektron üretir. Orta büyüklükte bir iyonlaşma odası (örneğin plakalarının arası 1 cm olan  $10 \times 10$  cm ebatlı) için sığa  $8,9 \times 10^{-12}$  Farad ve oluşan gerilim atmaları yaklaşık

$$\frac{(3 \times 10^4 \text{ iyon})(1,6 \times 10^{-19} \text{ C / iyon})}{8,9 \times 10^{-12} \text{ F}} \cong 0,5 \text{ mV} \quad (2.50)$$

mertebedindedir. Bu nispeten küçük bir sinyaldir. Analizden önce, standart elektronik düzeneklerle 10 çarpanı kadar yükseltilmelidir. Sinyalin genliği, oluşan iyonların sayısı ve dolayısıyla radyasyonun iyonlaşma odasında bıraktığı enerji ile orantılıdır ve

plakalar arasındaki gerilimden bağımsızdır. Uygulanan gerilim, elektrotlar arasında sürüklenen iyon ve elektron bulutunun hızlarını belirler. Tipik bir gerilim değeri kabaca 100 V'dir. İyonlar yaklaşık 1 m/s hızlarla hareket ederler ve 1 cm'lik odayı 0,01 saniyede geçerler. Elektronlar daha hareketlidirler ve yaklaşık 1000 kat daha hızlı hareket ederler. Nükleer sayma standartlarına göre bu süre son derece uzun bir zamandır. Aktifliği 1  $\mu\text{Ci}$  olan zayıf bir radyoaktif kaynak her 30  $\mu\text{s}$  de ortalama 1 bozunma verir ve bu nedenle iyon odaları her pulsu saymada kullanılamazlar. Radyasyon monitörü olarak geniş bir kullanım alanı bulur ve pek çok ticarî radyasyon monitörleri gerçekte iyon odalarıdır. Radyasyon şiddeti, sayacın cevap süresi esnasında pek çok radyasyonun etkileşmesini gösteren akım olarak kaydedilir. Çıkış akımı hem kaynağın aktifliği ile hem de radyasyonların enerjisi ile orantılıdır. Daha yüksek enerjili radyasyonlar daha çok iyonlaşmaya ve dolayısıyla daha büyük bir tepkiye neden olur.

Bir gazlı detektörü her atmayı gözlemek için kullanmak istenildiğinde atmalar önemli derecede yükseltilmelidir. Bunu yapmanın yollarından birisi gerilimi genellikle 1000 V kadar artırmaktır. Daha büyük elektrik alan, iyonlaştırma işlemi sonucunda ortaya çıkan elektronları daha çok hızlandırır ve gaz atomlarıyla daha çok esnek çarpışmalar (kinetik enerjinin korunduğu) yaparak sürüklenen elektronlar bu kez esnek olmayan çarpışmalar (kinetik enerjinin korunmadığı) yapmak için yeterli enerjiyi kazanabilirler ve hatta yeni iyonlanmış atomlar üretebilirler. Bu ikincil iyonlaştırmayla üretilen hızlı yükselmeye Townsend Çıığı denir. Her birincil iyon için çok sayıda ( $10^3$ - $10^5$ ) ikincil olay olmasına rağmen, sayaç daima, ikincil olayların sayısı ilk olayların sayısı ile orantılı olacak şekilde değişir. Bu yüzden bu sayaçlara orantılı sayaç denir.



Şekil 2.7. Silindirik orantılı sayaç geometrisi ve ölçme süreci

Bir orantılı sayacın geometrisi genellikle Şekil 2.7’de gösterildiği gibi silindiriktir. Bu geometride  $r$  yarıçapındaki elektrik alan

$$E = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2.51)$$

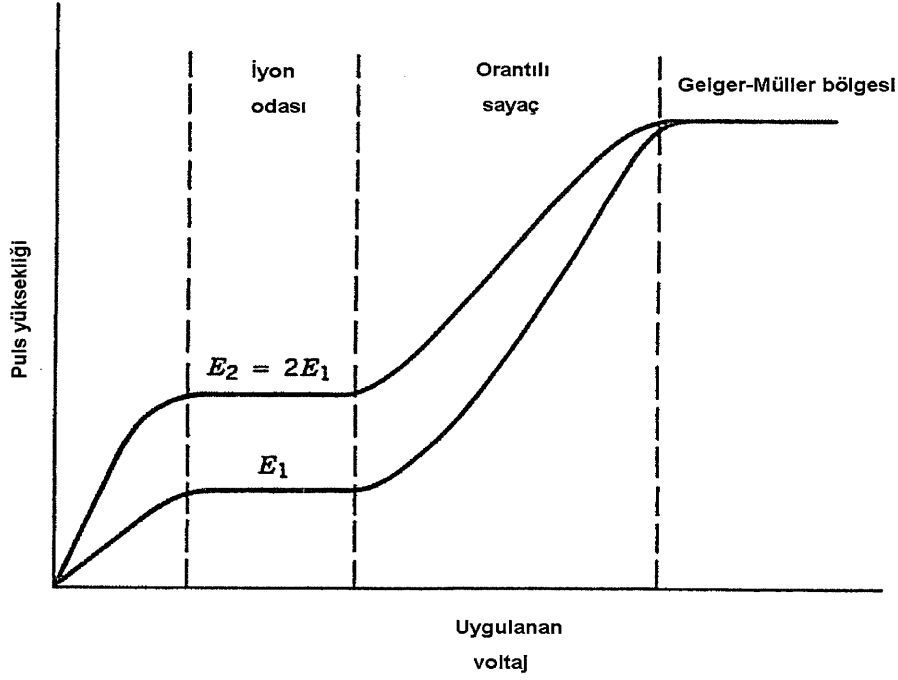
ifadesiyle verilir. Burada  $b$  katodun iç yarıçapı ve  $a$  anot telinin dış yarıçapıdır. Çığların anot telinin yakınındaki yüksek alan bölgesinde oluşacakları açıktır. Ancak bu bölge sayaç hacminin çok küçük bir kısmıdır. İlk iyonların çoğu bu merkezî bölgeden uzakta meydana gelir, elektronlar çığ oluşturma işlemine başlayıncaya kadar yavaşça sürüklenirler. Yüksek alan bölgesinde meydana gelen bir birincil olay, biraz daha küçük bir çoğalma çarpanına sahip olacaktır, çünkü çok fazla sayıda çarpışma yapma şansına sahip değildir.

Orantılı sayacın çıkış sinyalleri esas olarak çok hızlı oluşan çığ işleminden kaynaklandığı için bu süre birincil iyonların olduğu noktadan çığın olduğu anot telinin civarına kadar birincil elektronların sürüklenme zamanı ile belirlenir. Bu zaman  $\mu\text{s}$  mertebesinde ve sayaç  $10^6/\text{s}$  mertebesinde sayma hızındaki bir atma modunda çalıştırılabilir. Elektrik alanın daha büyük değerlere çıkması halinde ise ikincil çığlar oluşur. Bunları ilk çığdaki uyarılmış atomlar tarafından yayınlanan fotonlar başlatır. Bu fotonlar birincil çığın olduğu bölgeye göre biraz daha uzakta hareket ederler ve hemen



hemen tütün tamamı işleme katılmış olur. Yükseltme çarpanı  $10^{10}$  kadardır. Bütün tüp her olay için işleme katıldığından asıl radyasyon enerjisi hakkında tam bilgi mevcut değildir, gelen tüm radyasyonlar özdeş çıkış atmaları üretirler. Bu çalışma bölgesine Geiger-Müller bölgesi denir ve sayaçlar bu ilkeye dayandıkları için Geiger sayacı olarak adlandırılırlar. Geiger sayaçları taşınabilir radyasyon monitörleridir. Bir Geiger sayacının çıkış sinyalleri pek çok çığ işlemi sonucu birikmiş elektronları içerir. Bu sinyal 1 volt civarındadır ve genellikle daha fazla yükselme gerekli değildir. Elektronların birikme süresi  $10^{-6}$  s kadardır. Bu süre içinde artı iyonlar çığ bölgesinden çok uzağa gidemezler. Böylece anot teli civarı artı yüklü iyon bulutuyla çevrilir. Bu bulut elektrik alan şiddetini düşürür ve sonunda çığ işlemi durur.

Artı iyonların katoda sürüklenmeleri ile çevrim tamamlanır ( $10^{-4}$ - $10^{-3}$  s) fakat bu süredeki hareketleri esnasında iyonlar hızlanırlar ve katottan elektron sökebilecek kadar yeterli enerji kazanabilirler ve işlem tekrar başlamış olur. Geiger tüpündeki çoğalan çığ işleminin doğasından dolayı çıkış atmasını yaratan tek bir elektrondur. Sürekli artıştan korunmak için tüpe ikinci bir tür gaz eklenir. Bu söndürücü gazdır. Söndürücü gaz genellikle etanol gibi karmaşık bir organik moleküldür. İlk konulan gaz ise argon gibi basit bir gazdır. Tipik bir karışım %90 argon - %10 etanoldur. Çoğunluğunu argon gazının içerdiği yükler + yüklü katoda doğru sürüklenmeye başlar. Söndürücü gaz atomlarıyla yaptıkları çarpışmalar sonucunda bir elektronun transfer edilmesiyle, argon yüksüz hale geçer ve iyonlaşan etanol katoda doğru sürüklenmeye başlar ve katoda ulaştığında yüksüz hale gelir. Daha önce katottan bir elektron koparmak için harcanan enerji şimdi molekülün ayrışması için soğurulabilir. Bu işlem basit argon atomları için mümkün değildir. Söndürücü gaz böylece yavaş yavaş kullanılıp bitirilir. Yani bir Geiger tüpü periyodik olarak değiştirilmelidir. Bazı Geiger tüplerinde söndürücü gaz olarak halojenler kullanılır. Bu ayrılmış moleküllerin tekrar bir araya gelmesi için tüpü yenileme gereksinimini ortadan kaldırır.



Şekil 2.8. Atma yüksekliğinin gerilime göre değişimi

Gazlı sayaçların çalışma bölgeleri Şekil 2.8'de özetlenmiştir. Uygulanan düşük gerilimlerde birincil elektron ve iyonlar tekrar birleşebilirler. V artırıldıkça iyon odası bölgesine ulaşılır. Buradaki çıkış atmaları radyasyon tarafından üretilen birincil iyonlaşma ve radyasyon enerjisi ile orantılıdır fakat V'den bağımsızdır. Orantılı bölgede analizi daha kolay hale getirmek için atma genliği V ile artar, fakat çıkış atmaları yine iyonlaşma ile oluşan radyasyon enerjisi ile orantılıdır. Son olarak Geiger platosuna ulaşılır. Burada tüm radyasyonlar aynı çıkış atmalarını verirler, başlangıçtaki iyonlaşmanın miktarına veya ışınım enerjisine bağlı değildir. Geiger-Müller bölgesinde tüm radyasyonlar eşit puls yüksekliğine sahiptir. Diğer bölgelerde ise yükseklik birincil iyonlaşma enerjisine bağlıdır (Krane, 2006).

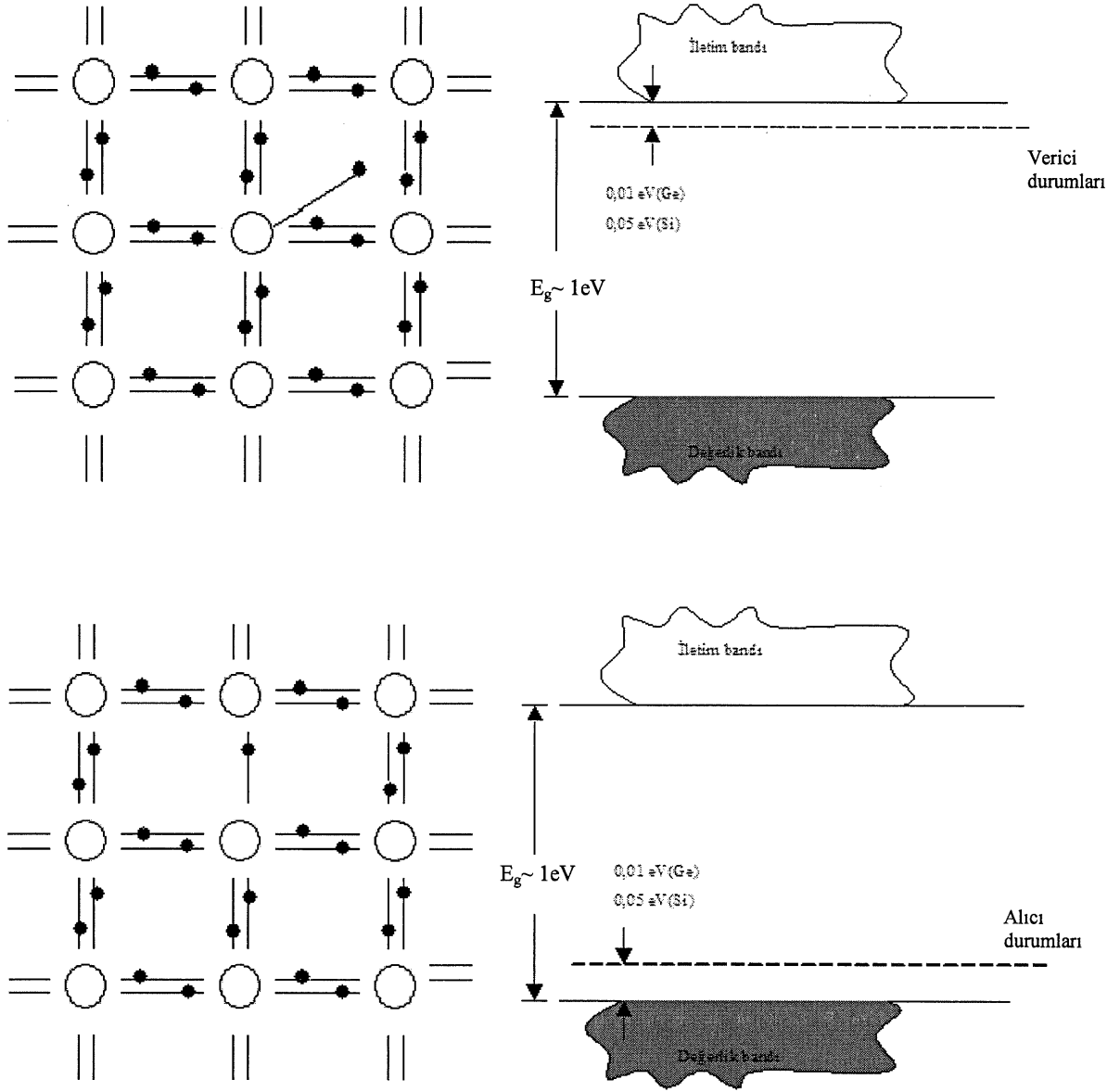
### 2.5.2 Yarı İletken Detektörler

Yarı iletken madde yalıtkan ile iyi bir iletken arasında bulunan bir maddedir. Yarı iletken radyasyon detektörünün çalışması onun fazla deşik (hole) veya elektrona sahip olmasına bağlıdır (Değerlier, 2006). Yarı iletken materyaller içerisinde en çok kullanılan yarı iletkenler IV A grubu elementi olan Silisyum ve Germanyum' dur.

Katı yarı iletken materyaller Germanyum (Ge) ve Silikon (Si) radyasyon detektörleri için sintilatörlere alternatif oluşturur. Ge ve Si içinde 4 değerlikli atomların komşu atomlarla dört kovalent bağ oluşturdukları kök kristaller şeklindedirler. Yani tüm değerlik elektronları kovalent bağa katılırlar ve bant yapısı bir dolu bant ve bir boş iletim bandı gösterir. Bir yalıtkan ve bir yarı iletken arasındaki fark enerji aralığının büyüklüğüdür. Bir yalıtkan bu aralık 5 eV iken bir yarı iletken 1 eV civarındadır. Yaklaşık  $10^9$ 'da 1 elektron oda sıcaklığında, değerlik bandında deşik denilen bir boşluk bırakarak iletim bandına doğru termal olarak uyarılır. Boşluk komşu elektronlardan biriyle dolar (yeni bir deşik oluşur). Böylece deşikler kristal içinde hareket ediyorlarmış gibi görünürler.

Yarı iletkenlerde elektrik iletimini kontrol etmek için az miktarda katkı maddesi ilave edilir. Bu işlemde 3 veya 5 değerlikli atomlar örgü içine girerler. 5 değerlikli atom durumunda (P, As, Sb) elektronlardan dördü komşu Si veya Ge ile kovalent bağ yaparlar.

Beşinci elektron ise örgü içinde rahatça hareket edebilir ve kesikli verici durumlarının bir kümesini oluşturur. Bu durumlar iletim bandının hemen altındadır. Böyle bir materyalde eksi yük taşıyıcılarının (elektronlar) fazlalığından dolayı materyale n-tipi yarı iletken denir. 3 değerlikli kullanıldığında kristalde dört komşu atomla kovalent bağ oluşur ve deşik fazlalığı ortaya çıkar. Bunlar değerlik bandının hemen üstünde alıcı durumları oluştururlar ve böyle materyallere de esas yük taşıyıcılarının artı yüklü deşikler olduğu p-tipi yarı iletken denir (Şekil 2.9). n-tipi ve p-tipi tanımları elektrik akımını oluşturan esas yük taşıyıcılarının işaretlerini temsil ederler yoksa materyalin kendisi elektriksel olarak nötrdür.



Şekil 2.9. n-tipi ve p-tipi yarı iletken

p-tipi ve n-tipi materyaller birbirleriyle temas ettirilirse, n-tipi materyalden çıkan elektronlar p-tipi materyale eklem boyunca yayılırlar ve deşiklerle birleşirler. Yük taşıyıcılarının eklem yakınında yüksüz hale geldikleri bölgeye tüketim bölgesi adı verilir. n-tipi bölgeden çıkan elektronların sayılmaları sonucunda, arkada iyonlaşmış verici bölgeler bırakırken, p-tipi bölgeden çıkan deşiklerin benzer yayılmaları sonucunda, arkada negatif yüklü sabit alıcı durumları kalır.

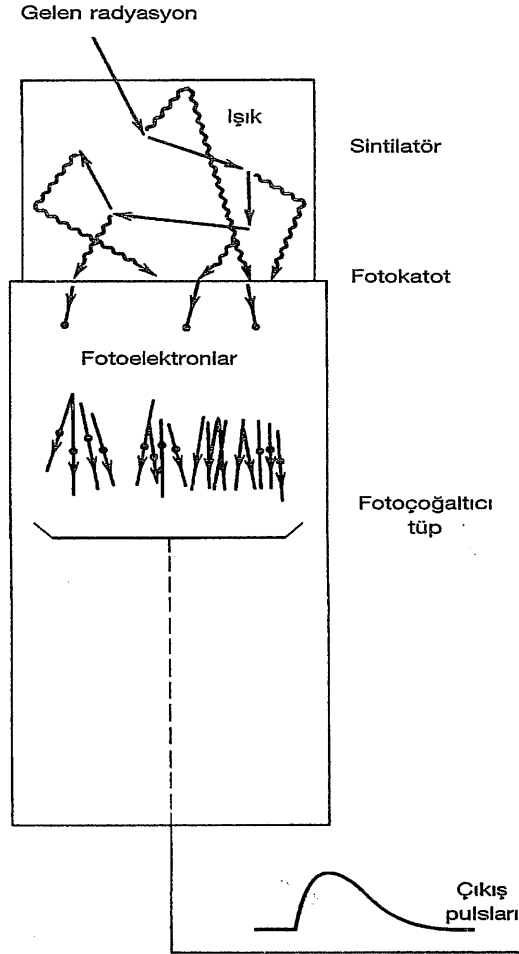
Sabit bölgelerden çıkan uzay yüklerinin oluşturduğu elektrik alan sonuçta göçü durdurur. Eğer radyasyon, tükenme bölgesine girer ve elektron-deşik çiftleri yaratırsa, iyonlaşma odasındakine çok benzer bir sonuç ortaya çıkar. Elektronlar bir yönde hareket ederken deşikler diğer yönde hareket ederler ve biriken elektronların toplam sayısı bir elektronik atma oluşturur. Bu atmanın genliği radyasyonun enerjisi ile orantılıdır.

Bu detektörler, pratikte, ters besleme gerilimleriyle (1000-3000V) çalıştırılırlar. Bu gerilim iki etkiye sahiptir: Tükenme bölgesindeki elektrik alan büyüklüğünü, yük birikimini daha verimli yaparak artırır ve bir tip materyalden diğerine daha fazla yük taşıyıcısını sürükleyecek bir kuvvet uygulayarak tükenme bölgesinin boyutlarını ve dolayısıyla detektörün duyarlı hacmini artırır (Krane, 2006).

Sayım verimi, materyalin saflığına bağlı iken ara bölgenin genişliği net elektriksel safsızlık konsantrasyonu ile ters orantılıdır. Dolayısıyla yüksek enerjili fotonlar için yüksek sayım verimi büyük boyutlarda (hacimlerde) çok saf materyal kullanılarak sağlanabilir. Silisyum ve Germanyum gibi yarıiletkenlere safsızlık atomlarının katkılanması ile p tipi ve n tipi yarıiletkenin elde edilmesi mümkündür. Bu teknik Si(Li) X-ışını detektörlerinin üretiminde çok yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Germanyum detektörlerinin maksimum çalışma sıcaklıkları Silisyumdan yapılmış detektörlere nazaran çok daha düşüktür. Bu nedenle Germanyum ve Silisyum detektörlerinin her ikisini de termal yük taşıyıcı üretimini uygun bir seviyeye düşürebilmek için soğuk tutmak gereklidir. Bu tür detektörlerin oda sıcaklığında çalıştırılması, detektörde elektronik gürültü meydana getireceğinden uygun değildir. Bunların sonucunda oda sıcaklığında çalıştırılan Germanyum ve Silisyum detektörleri çok verimsiz olurlar (Doğru, 1993).

### 2.5.3 Sintilasyon Dedektörleri

Bir sintilasyon dedektörü genel olarak sintilatör ve fotoçoğaltıcı tüp şeklinde iki kısımdan oluşur (Knoll, 1979). Sintilasyon dedektöründe gelen radyasyon dedektöre girer ve atomları uyaran çok sayıda etkileşime yarar. Uyarılmış atomlar hızla, görünür bölgede ışık yayımlarlar böyle materyallere floresans denir. Işık foto duyarlı yüzeye çarparak foton başına en çok bir fotoelektron salınmasına neden olur. Bu ikincil elektronlar fotoçoğaltıcı tüpte çoğaltılır, hızlandırılır ve ışık pulslarına dönüştürülür.



Şekil 2.10. Bir sintilasyon dedektörünün çalışma ilkesi

Şekil 2.10'de bir sintilasyon detektörünün çalışma ilkesi verilmiştir. Bir sintilatörün çalışmasını anlamak için, enerjinin soğurularak, elektronların uyarılmış durumlara çıkmasıyla ilgili mekanizmayı göz önüne almamız gerekir. Temel olarak organik madde içeren ve inorganik madde içeren iki tip sintilasyon detektörü vardır: Organik sintilatörler de (katı veya sıvı olabilir) moleküller arası etkileşmeler nispeten zayıftır. Bir molekül iki yolla enerji soğurabilir: Elektronlar daha yüksek uyarılmış duruma geçirilebilirler ve moleküldeki atomlar titreşebilirler. Tipik bir titreşim enerji aralığı 0,1 eV iken elektronik uyarılma enerjileri için birkaç eV civarındadır. Uyarılmış elektronlar genellikle materyale zayıf bağlıdır. Benzenin halka yapısı gibi aromatik hidrokarbonlarda karbonun dört değerlik elektronunun 3'ü hibritleşmiş yörüngelerdedirler ve bunlar  $\sigma$  yörüngeleridir. Bunlar her karbon arasına güçlü şekilde yerleşmiştir. İki komşu karbon ve tek bir hidrojen  $\pi$  yörüngesi denilen yörüngede bulunan 4. elektronun yerleşimi böyle değildir ve  $\sigma$  elektronları kadar kuvvetli olarak bağlanma işlemine katılmazlar. Bu  $\pi$  elektronları sintilasyon işlemine çok kuvvetli olarak bağlanmazlar. Bu  $\pi$  elektronları sintilasyon işlemine en çok cevap verenlerdir.

İçeri giren radyasyon birçok molekülle, her etkileşmede birkaç eV kaybederek molekülü uyarır ve hızla ( $\sim 1$  ps) uyarılmış durumların en düşük titreşim durumlarına bozunurlar ve sonra elektronik taban durumundan bir titreşim durumuna bozunurlar (10 ns'de). Bunlarda hızla titreşip taban durumuna geçerler. Normal şartlarda, oda sıcaklığında, sintilatör moleküllerinin hepsi elektronik taban durumun en düşük titreşim durumundadır. Oda sıcaklığındaki ısı enerjisi 0,025 eV'dir ve Boltzmann dağılımına göre  $e^{-E/kT}$  elektronik taban durumun üstün de herhangi bir titreşim durumu bulmak olası değildir. Böylece, birçok yayınlanmış foton geçişlerinden sadece birisi soğurulma olasılığına sahiptir. Bu sintilatörün önemli bir özelliğini ifade eder: Sintilatör kendi radyasyonuna geçirgen olmalıdır.

İnorganik sintilatörden en yaygın kullanılanı bir alkali halojenürün tek kristalidir. Geçirgenliği sağlamak için tek kristale gerek vardır; kristal yüzeyindeki yansımalar ve soğurulmalar çok kristalli sintilatörü kullanışsız hale getirir. Kristaldeki atomların birlikte etkileşmeleri ile enerji bant serilerindeki kesikli enerji seviyelerine neden olurlar. En yüksek iki bant, değerlik bandı ve iletim bandıdır. Yalıtkan bir materyalde genellikle değerlik bandı dolu iletim bandı ise boştur. Gelen radyasyon bir elektronu,

enerji aralığını atlatarak iletim bandına uyarabilir; elektron, enerjisini foton yayınlayarak kaybeder ve değerlik bandına geri döner.

Foton yayınlanma ihtimalini artırmak ve ışığın kendisinin soğurulma oranını azaltmak için kristale aktivatör denen küçük miktarda safsızlıklar eklenir. Safsızlık oluşturmak için en çok kullanılan element Talyumdur. Aktivatör, enerji aralığında durumlar meydana getirir ve bu durumlar arasında foton yayınımları oluşur. NaI' de 303 nm dalga boylu ışık salınırken NaI(Tl) den 410 nm'lik ışık yayınlanır. NaI(Tl)'da bu enerjide soğurulma olamaz, çünkü aktivatör taban durumlarını işgal edemez ve dalga boyundaki morötesi bölgeden görünür bölgeye kadar olan değişim pek çok foto çoğaltıcı tüpün maksimum duyarlılığı ile uyuşur. Sintilatör ve foto çoğaltıcı (PM Photo Multiplier) tüplerin kullanılacak uygulamalara bağlı olarak pek çok değişik tipleri mevcuttur. Materyal seçiminde göz önünde bulundurulacak özellikler ışık çıkışı (ışık olarak görünecek gelen enerji kesri), verim (radyasyonun soğurulma olasılığı), zamanlama ve enerji çözme gücüdür (Krane, 2006).

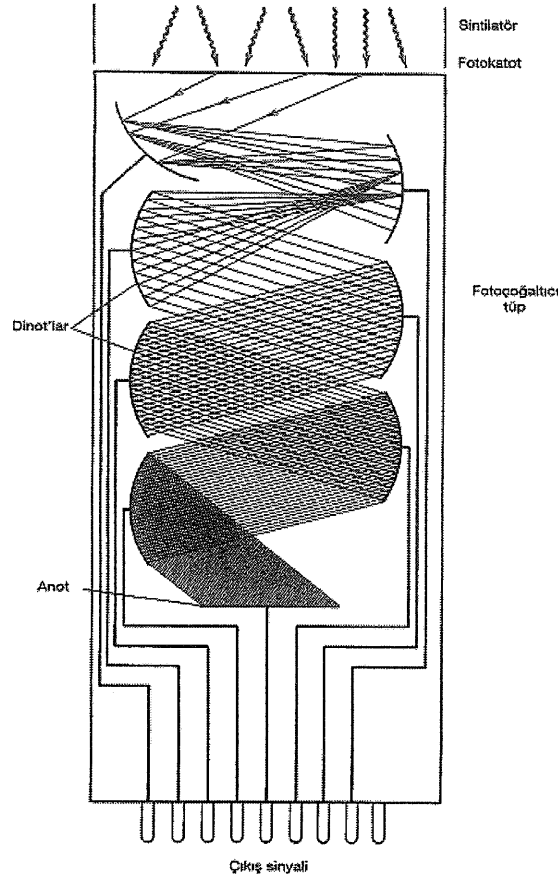
NaI gama dedeksiyonu için kullanışlı bir materyaldir çünkü ekonomik olmasının yanında çok iyi bir şekilde gama çözünürlüğüne de sahiptir. Bununla beraber plastik sintilatörler daha fazla ışık pulsu azalmasına sahiptirler ve zamanlama uygulamalarında kullanılırlar. Bunun yanında bu tip sintilatörler iyi enerji çözünürlüğüne sahip değildirler (Knoll, 1979).

Sintilatör seçimi yapılacak deneyin tipine bağlıdır. Örneğin,  $\gamma$  ışınları söz konusuysa NaI(Tl) iyi bir seçimdir. Alfa ışınları için gümüşle aktiflenmiş çinkosülfür saydam bir plastik ince ve homojen bir tabaka halinde yayılarak kullanılır. Beta ışınları için Sintilasyon dedeksiyonunda Antrasen veya az miktarda antrasen ihtiva eden büyük naftalin ve stilben kristalleri kullanılır (Yaramış, 1985).

Bir PM tüpüne ait basit bir şema Şekil 2.11'de verilmiştir. Foto katotta az sayıda yayınlanan elektronlar dinot denen bir dizi elektrotla çoğaltılır ve odaklanır. Dinotlar bir yüksek gerilim kaynağı tarafından üretilen bir gerilim zinciri ve bir dizi gerilim bölücüyle birleştirilmiştir. Komşu dinotlar arasındaki tipik gerilim farkı yaklaşık 100 V dur ve böylece elektronlar dinotlara 100 eV'lik enerji ile çarparlar. Dinotlar ikincil



elektron yayınlanmasının yüksek olasılıklı olduğu bir malzemeden yapılır. Bir elektronun salınmasına 2-3 eV yeterlidir. Böylece elektron sayısında 30-50 çarpanı kadar bir kazanç sağlanabilir. Ancak elektronlar madde içinde rastgele doğrultularda salındıklarından yüzeyde az sayıda elektron yayınlanacak ve her dinottaki artış 5 çarpanı kadar olacaktır. Mesela 10 dinotlu bir tüp ile sağlanacak kazanç  $5^{10}$  ( $10^7$  civarında)'dur.



Şekil 2.11. Bir fotoçoğaltıcı tüpün şeması

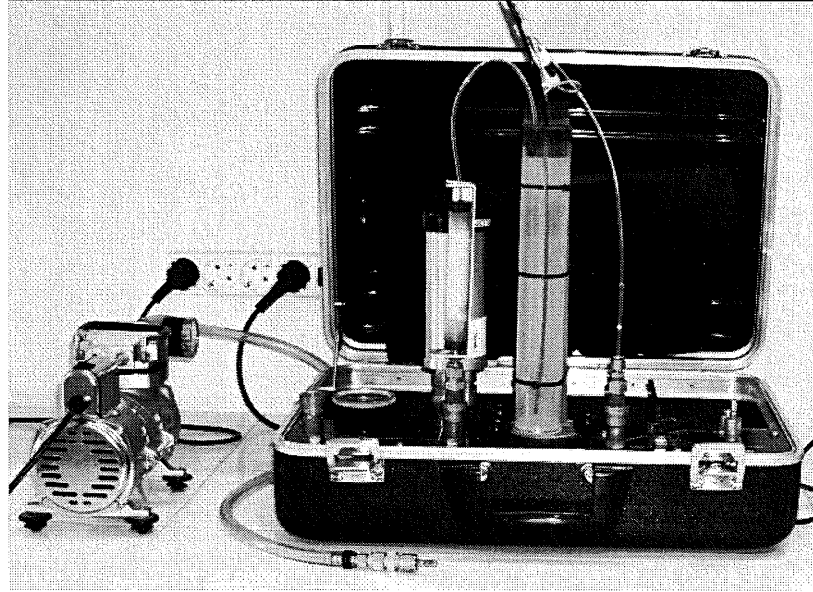
Enerji spektrometreleri için iki önemli özellik doğrusallık ve kararlılıktır. Doğrusallık son çıkış atma genliğinin, sintilasyon olaylarının sayısı ile dolayısıyla radyasyon tarafından detektörde depo edilen enerji ile doğru orantılı olması demektir. Her dinottaki artış, gerilim farkına bağlı olduğundan yüksek gerilimdeki bir değişme çıkış atmasında değişimlere neden olacaktır. Bundan dolayı yüksek gerilim kaynağının kararlı olması gerekir (Krane, 2006).

### 3. MATERYAL METOD

Bu bölümde, ilk olarak radon konsantrasyon ölçümlerinde kullanılan Pylon Electronics tarafından üretilen WG-1001 Gaz ayrıştırma sistemi ve AB-5R dedektörü çalışma prensibi, teknik özellikleri tanıtılmıştır. Daha sonra deneysel çalışma yöntemi ve suda radon konsantrasyonu hesaplamaları verilmiştir.

#### 3.1 WG-1001 Vakumlu Su-Gaz Ayrıştırıcı Sistemi

Bu sistem, su numunelerinden radonun doğru ve hızlı biçimde ayrıştırılmasını sağlamak ve sintilasyon hücresine hapsedmek için tasarlanmıştır.



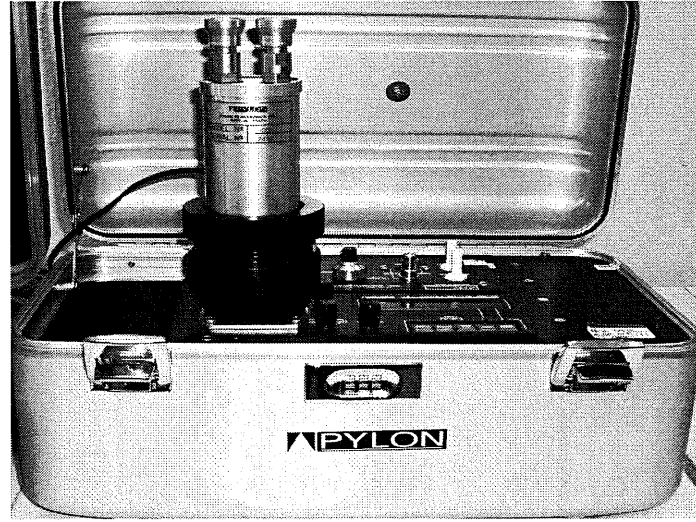
Şekil 3.1. WG-1001 vakumlu su-gaz ayrıştırıcı sistemi

Vakumlu su-gaz ayrıştırıcı sisteminde vakum üzerine yerleştirilmiş sintilasyon hücresi bulunmaktadır. Vakum radonu suyun içinden ayırtmak için kullanılır. Gaz içerisindeki aşırı nemden hücreyi korumak için sudan ayrıştırılan radon gazı kurutma tüpünden geçirilerek sintilasyon hücresi içine hapsedilir. İçine radon numunesi hapsedilen hücredeki radon miktarı, Pylon model AB-5 monitörü kullanılarak belirlenir.

Sintilasyon hücreleri ışığa maruz bırakıldığında sintilasyon malzemesi ışıldayarak hücrenin bozulmasına sebep olur. Bu yüzden sintilasyon hücreleri karanlık ortamda saklanmalıdır. Ölçümün tamamlanmasından sonra, hücreleri de içeren gaz ayrıştırma sistemi hava ile birçok kez tahliye edilmeli, temizlenmeli ve tüm radyoaktif gazlardan arındırılmalıdır. Numuneleme ve sayım süresince, radon hücre duvarlarında depolanır ve arka plan sayımı temizleme işleminden sonra aynı kalır. Bu aktivite süratle azalır ve ölçülen seviyeye göre hücre 3-4 saat sonra tekrar kullanılabilir.

### 3.2 AB-5 Radyasyon Monitörü Çalışma Prensibi

AB-5 monitörü radon gazı, radon bozunma ürünleri, toron gazı veya toron bozunma ürünleri gibi radyoaktif madde örneklerini saymak için kullanılır.



Şekil 3.2. AB-5 radyasyon monitörü

Vakumlu su-gaz ayrıştırıcı sistemi tarafından hücre içerisine hapsedilen numune, AB-5 monitörüne yerleştirilir. AB-5 bir sintilasyon detektörüdür. Sintilasyon detektöründe alfa sayımı için gümüş ile aktive edilmiş çinkosülfür kristali kullanılır. Hücre içinde bir sintilatör, radyoaktif örnekten yayılan enerji parçacıklarına tepki vererek ışık pulsları oluşturur. Bu ışık pulsları fotoçoğaltıcı tüp (PMT) tarafından çoğaltılır ve elektronik sinyallere dönüştürülür. Elektronik sinyaller, bir mikro işlemci tabanlı entegre devrenin,

kullanıcı tarafından tanımlanan aralıklarda sinyalleri saydığı ve kayıt ettiği AB-5'teki bir baskılı devre kartına gönderilir.

AB-5, belli bir sayıda (2-99) döngü kadar çalışması için programlanmalıdır ve her bir döngü, programlanmış sayıda aralık içerir. Veriler uzunluğu kullanıcı tarafından programlanan aralıklardaki sayımı kaydeder. Çalıştırma, programlanan sayıdaki aralık ve döngüler tamamlandıktan sonra otomatik olarak sonlanır.

### 3.3 Radon Numune Hazırlama Prosedürü

- Hücreleri örneklerle doldurmadan önce her bir hücre için 5 dakika süreyle 3 değer alınıp bu değerlerin ortalamaları arka plan sayım oranını sayım/dk olarak bulunur.
- Pompa *Pump* konektörüne takılır ve hücre *Scintillation Cell* bağlayıcısına yerleştirilir ve barometrik basınç yaklaşık 22 inch civa (Hg) basıncına düşürülür. Pompa ayrılır ve kurutma ajanının mavi renkte olmasına dikkat edilir. Eğer kurutma ajanı mavi renkte değil ise kurutma ajanı değiştirilir.
- *On/Off* ve *Bypass* vanaları kapatılır. 190 ml hacmindeki numune, silindire hızlıca aktarılır. Lastik tıpa ile hızlıca radon gazı kaçıışı engellenecek şekilde kapatılır.
- *Bubbler*, *Bubbler Inlet*'e giden ilk hata bağlanır. Sonra yavaşça *Exhaust Dryer* bağlantısı takılır. Bu birkaç saniye süresince kabarcıklanmaya neden olacaktır. Eğer kabarcıklanma yatışmazsa veya bariz bir vakum kaybı varsa lastik tıpların tekrar kontrol edilmelidir.
- Birkaç saniyelik kabarcıklanmadan sonra *On/Off* vanası açılır. Yaklaşık 5 dakikalık bir sürede sabit bir kabarcıklanma oranı sağlanmalıdır. Sürtme periyodu tamamlandığında ve vakum ölçeği 3 inç veya daha az civa basıncı gösterdiğinde *Bypass* vanası 5-10 saniye süreyle yavaşça açılarak Radon hücreye doğru boşaltılır.

- Örnekleme zamanı kaydedilir ( $T_s$ ).
- *On/Off* ve *Bypass* vanaları kapatılır. *Bubbler*'i *Exhaust Dryer* konektöründen ayrılır. Daha fazla örnekleme yapmak için diğer hücrelerde yukarıdaki adımların aynısını uygulanır.

### 3.4 Radon Numune Sayım Prosedürü

- Sayım için sintilasyon hücresini örneklemeden yaklaşık 3.5 saat sonra (hücre içindeki radon aktivitesi dengeye geldiğinde) radyasyon monitörüne yerleştirilir ve 5'er dakika ara ile hücre 3 kez sayılır. Değerler sayım/dk cinsinden kaydedilir ve sayım zamanı not edilir ( $T_c$ ).
- Hücrelerde kalan radonu sistemden temizlemek için önce hücrenin arkası gaz ayrıştırma sisteminin üzerine takılır. Silindir içinde su olmaksızın yerleştirilir. Giriş ve çıkış hatları ilgili konektöre bağlanmış, *On/Off* ve *Bypass* vanaları kapatılmış olmalıdır. Pompa yardımıyla hücredeki basınç yaklaşık 22 inç civa basıncına 20 inç düşürülür. *Bypass* vanası açılır. Bu işlem 2-3 kez tekrarlanır. Temizleme için hava kullanılır.
- Bütün hücreler için yukarıdaki maddedeki işlemler tekrarlanır.

### 3.5 Suda Radon Konsantrasyonu Hesaplanması

Su numuneleri içinde Radon konsantrasyonu Denklem (3.1) şeklinde hesaplanır.

$$A = \frac{(C - B)}{6,66 \times F \times D \times S \times V} \times 0.037 \quad (3.1)$$

Denklem (3.1) de,  $A$   $^{222}\text{Rn}$  konsantrasyonu (Bq/L);  $C$  Brüt Sayım Oranı (Sayım/dak),  $B$  Arka plan sayım oranı (Sayım/dak);  $F$  Hücre sayım verimliliği (normal olarak 0,745);  $D$  Gaz ayrıştırma verimliliği (300 A için 0,9);  $S$  Numuneleme zamanından ( $T_s$ ) sayım

zamanına ( $T_c$ ) kadar geçen süre için Radonun bozulma düzeltmesi;  $V$  Numune hacmi (190ml) ifade eder.

$^{222}\text{Rn}$  konsantrasyonları her bir döngü için ayrı sayımları alınır ve ortalama sapma Denklem (3.2) ile hesaplanır.

$$MD = \frac{\sum_{i=1}^n |A_i - \bar{A}|}{n} \quad (3.2)$$

$i$ . döngü sayımından elde edilen radon konsantrasyonu  $A_i$ , ortalama konsantrasyon değeri  $\bar{A}$ ,  $n$  ise döngü sayısıdır.

#### 4. BULGULAR

Bu çalışmada ölçüm sahası olarak Tokat il merkezi seçilmiştir ve il merkezinde radon konsantrasyonları deneysel olarak belirlenmiştir. Tokat Yeşilırmak nehir sularındaki radon konsantrasyonunu belirlemek üzere dört ayrı yerden su numuneleri alınmıştır. Ayrıca içme sularında radon konsantrasyonunu belirlemek içinde pınar ve musluk sularından su numuneleri toplanmıştır. Numuneler Haziran 2009 ile Mayıs 2010 tarihleri arasında 12 aylık süre boyunca ayda bir kez toplanmıştır. Alınan numuneler için 500 ml'lik plastik şişeler kullanılmıştır. Temiz su elde edildikten sonra şişeler boşluk kalmayacak şekilde doldurulmuş ve radon gazı kaçışını önlemek için şişelerin kapağı sıkıca kapatılmıştır. Alınan su örnekleri Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik laboratuvarına gönderilerek ölçümler gerçekleştirilmiştir. Numunelerin radon konsantrasyon değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. Çizelge 4.1'de Yeşilırmak üzerinden alınan numuneler S, pınar suları numuneleri P, musluk suları numuneleri ise E ile gösterilmiştir.

Çizelge 4.1: Alınan numunelerdeki Radon ( $^{222}\text{Rn}$ ) konsantrasyonu değerleri

Su numuneleri	Numune Yeri	$^{222}\text{Rn}$ Konsantrasyonu ( $\text{Bq}\cdot\text{L}^{-1}$ )											
		Haziran	Temmuz	Ağustos	Eylül	Ekim	Kasım	Aralık	Ocak	Şubat	Mart	Nisan	Mayıs
S1		0.69±0.18	0.16±0.15	0.23±0.14	0.22±0.14	0.23±0.14	0.36±0.13	0.64±0.15	0.32±0.03	0.37±0.03	0.43±0.03	0.44±0.03	0.41±0.03
Yeşilirmak suları	S2	0.11±0.23	0.26±0.20	0.30±0.19	0.44±0.19	0.37±0.20	0.31±0.21	0.83±0.17	0.60±0.13	0.69±0.17	0.62±0.08	0.5±0.09	0.64±0.22
	S3	0.09±0.12	0.29±0.09	0.39±0.09	0.24±0.10	0.27±0.09	0.39±0.07	0.35±0.09	0.52±0.10	0.42±0.09	0.42±0.10	0.52±0.11	0.6±0.16
	S4	0.20±0.01	0.42±0.08	0.32±0.09	0.35±0.08	0.34±0.09	0.47±0.10	0.51±0.11	0.30±0.04	0.28±0.17	0.55±0.14	0.68±0.20	0.61±0.14
Pınar suları	1	0.38±0.16	0.13±0.17	0.37±0.14	0.45±0.13	0.28±0.15	0.54±0.13	0.38±0.16	0.66±0.18	0.24±0.06	0.29±0.05	0.38±0.01	0.43±0.04
	2	1.20±0.29	0.17±0.19	0.70±0.11	0.73±0.11	0.52±0.09	0.44±0.10	0.54±0.06	0.66±0.03	0.65±0.02	0.69±0.03	0.66±0.02	0.7±0.04
Mustuk suları	1	1.20±0.22	0.81±0.17	0.62±0.16	0.51±0.14	0.73±0.09	0.87±0.07	0.94±0.07	1.00±0.08	0.94±0.06	0.84±0.02	0.81±0.02	0.71±0.09
	2	1.41±0.37	0.5±0.31	0.42±0.28	0.44±0.22	0.98±0.13	0.88±0.14	1.25±0.15	0.84±0.09	1.06±0.07	0.97±0.06	1.01±0.09	1.15±0.17

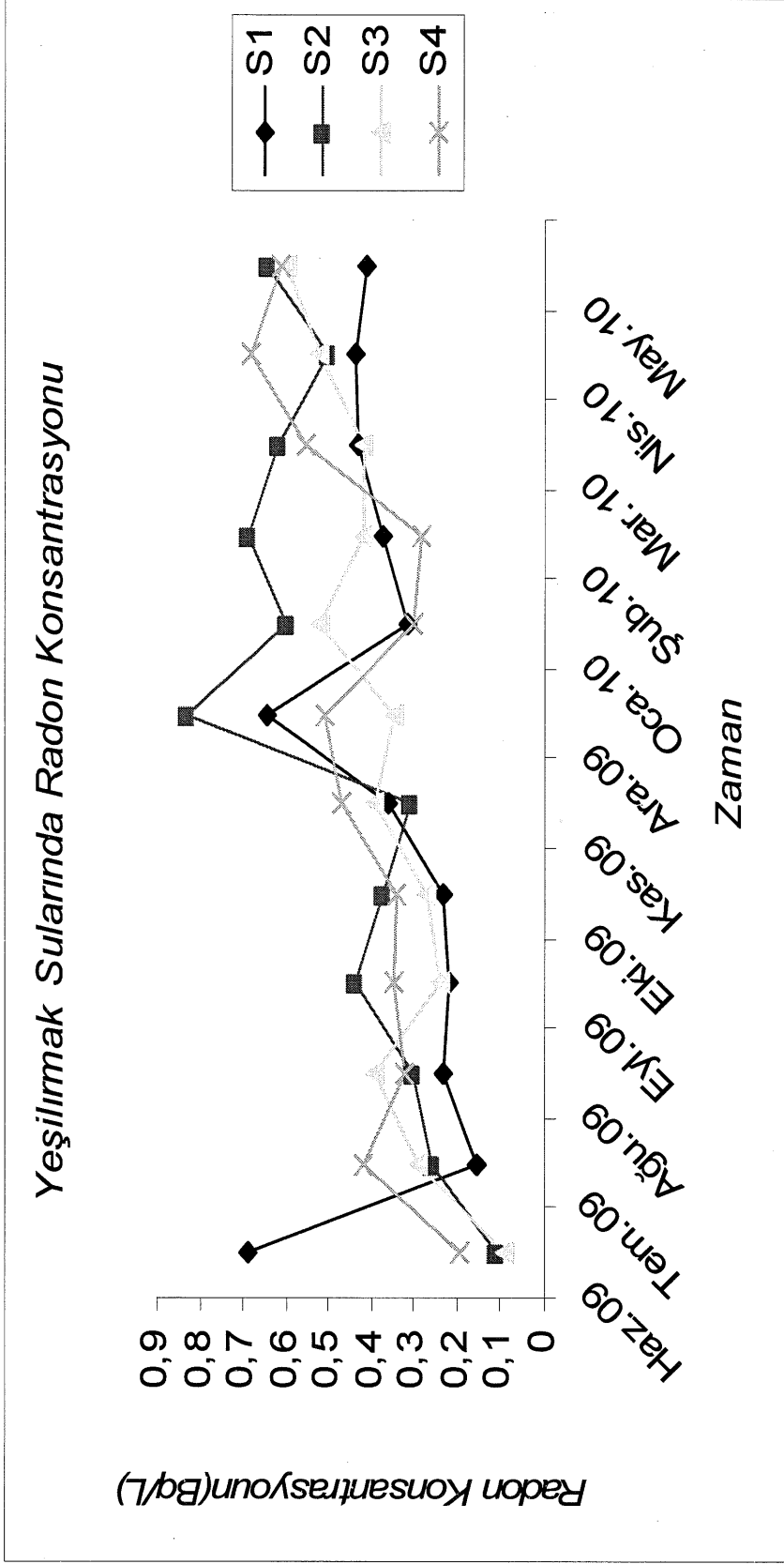


Yeşilirmak sularında radon konsantrasyon ölçümlerine göre; S1 numunesi için en yüksek değer Haziran 2009 tarihinde  $0,69 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Temmuz 2009 tarihinde  $0,16 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,37425 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur. S2 numunesi için en yüksek değer Aralık 2009 tarihinde  $0,83 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Haziran 2009 tarihinde  $0,11 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,4725 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur. S3 numunesi için en yüksek değer Ocak 2010 ve Nisan 2010 tarihlerinde  $0,52 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Haziran 2009 tarihinde  $0,093 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,37525 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur. S4 numunesi için en yüksek değer Mayıs tarihinde  $0,68 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Haziran 2009 tarihinde  $0,196 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,37525 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur.

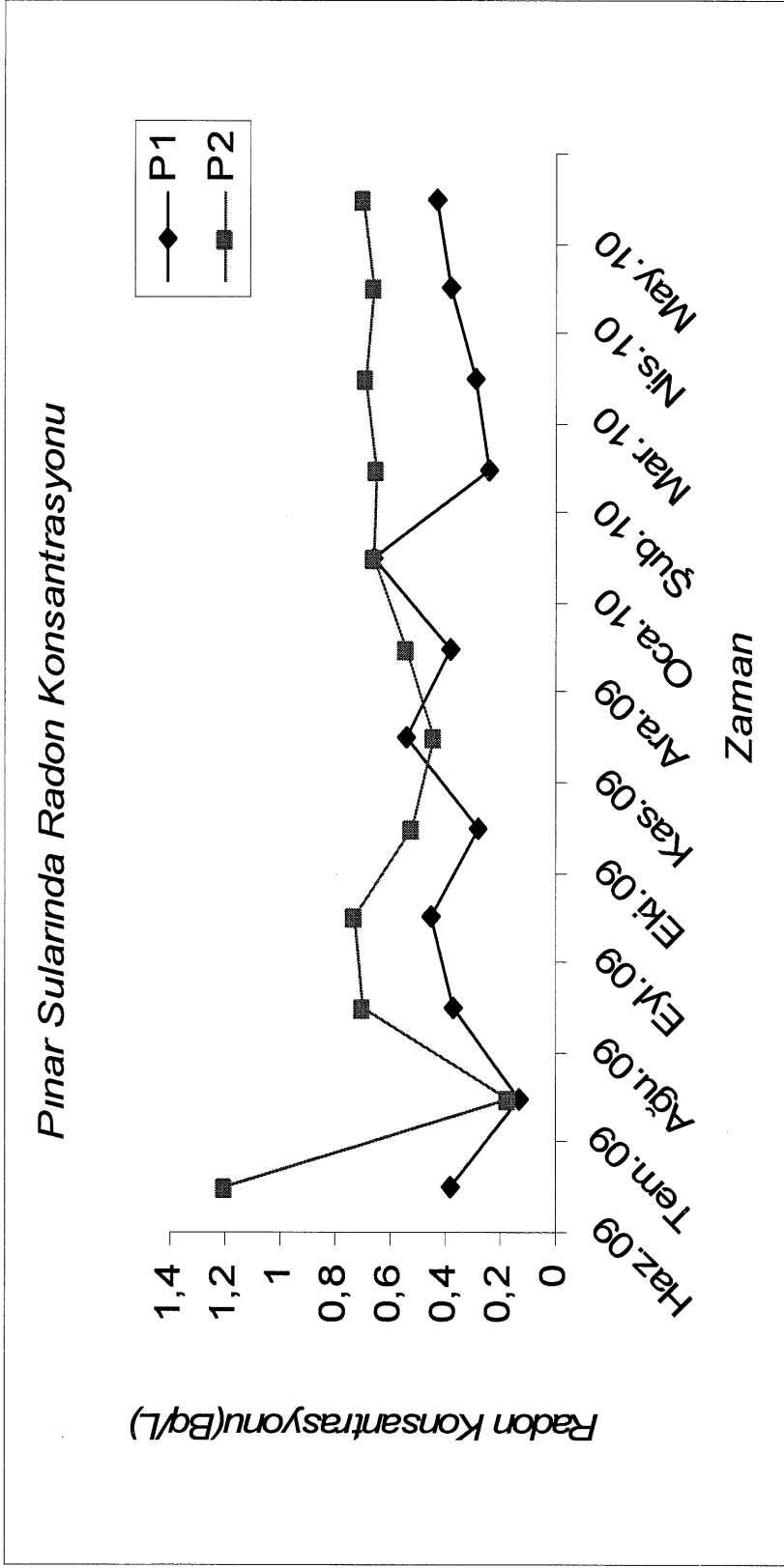
Pınar sularından alınan ölçümlere göre; P1 numunesi için en yüksek değer Ocak 2010 tarihinde  $0,66 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Temmuz 2009 tarihinde  $0,132 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,3776 \text{ BqL}^{-1}$  olarak bulunmuştur. P2 numunesi için en yüksek değer Haziran 2009 tarihinde  $1,2 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Temmuz 2010 tarihinde  $0,17 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,6383 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur.

Musluk sularından alınan radon konsantrasyon ölçümlerine göre; E1 numunesi için en yüksek değer Haziran 2009 tarihinde  $1,2 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Eylül 2009 tarihinde  $0,51 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,8316 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur. E2 numunesi için en yüksek değer Haziran 2009 tarihinde  $1,41 \text{ BqL}^{-1}$  en düşük değer ise Ağustos 2009 tarihinde  $0,42 \text{ BqL}^{-1}$  ölçülmüştür. Ortalama değer  $0,9095 \text{ BqL}^{-1}$  bulunmuştur.

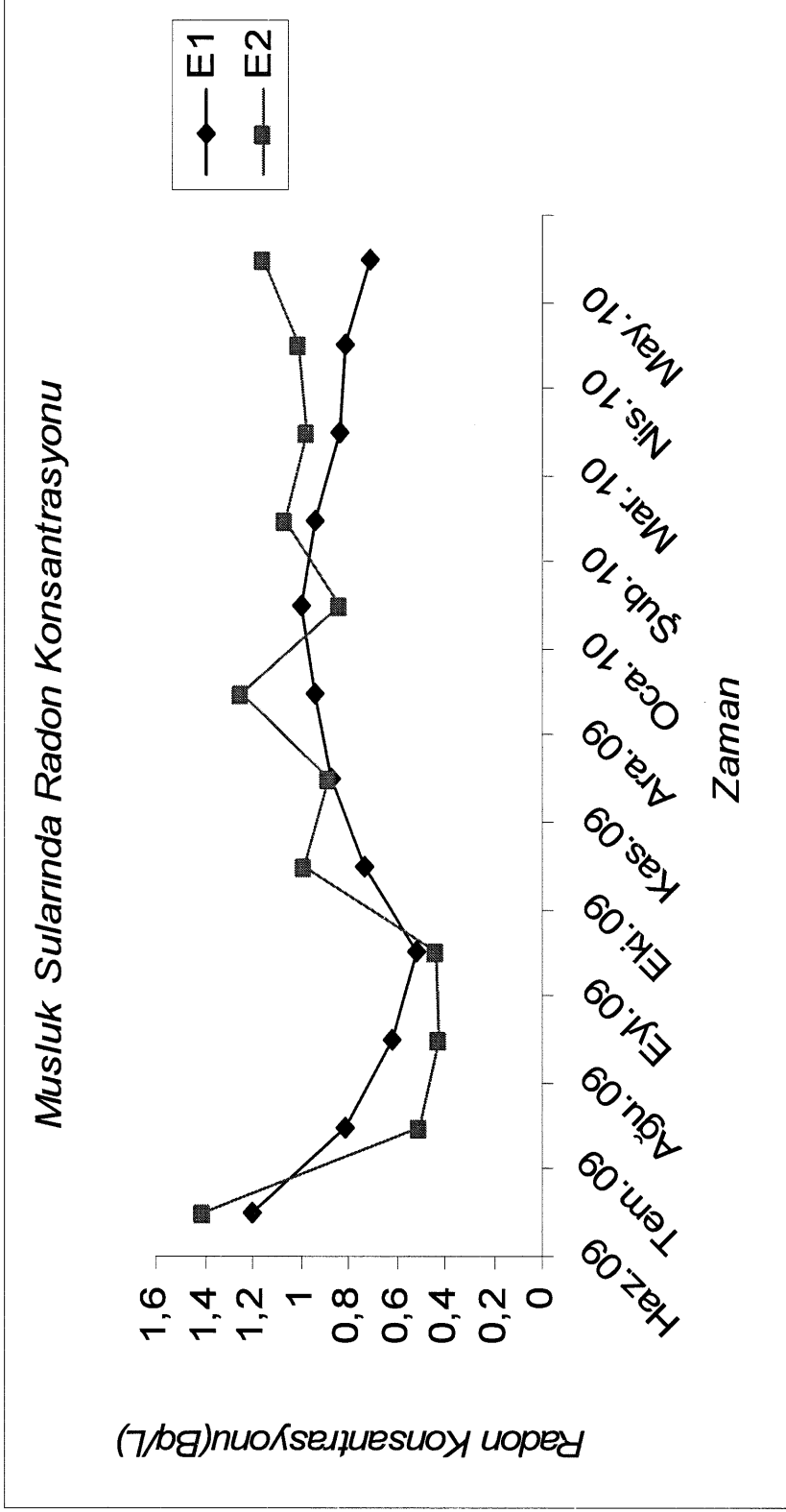
Bulunan radon konsantrasyon değerlerinin grafik üzerinde gösterimi Şekil 4.1, Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'de verilmiştir.



Şekil 4.1. Yeşilirmak sularından alınan numunelerin Radon konsantrasyonun yıllık değişimi



Şekil 4.2. Pinar sularından alınan numunelerin Radon konsantrasyonun yıllık değişimi



Şekil 4.3. Musluk sularından alınan numunelerin Radon konsantrasyonunun yıllık değişimi

Bu çalışmada elde edilen radon konsantrasyon değerlerinin farklı ülkelerdeki çalışmalardan elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması Çizelge 4.2’de verilmektedir.

Çizelge 4.2. Farklı tipteki sulara Radon konsantrasyonu ölçüm değerleri

Su tipleri	$^{222}\text{Rn}$ aktivitesi (Bq/L)	Referanslar	Ülke
Pınar suları	3.3–10.7	Al-Bataina ve ark.	Ürdün
	0.1–576	Horvath ve ark.	Venezuela
	11.4–83.4	Mowlavi ve ark.	İran
	0.13–0.9	Baykara ve Doğru	Türkiye
	1.6-	Kozlowska ve ark.	İtalya
	0.39-1.17	Oner ve ark.	Türkiye
	1.12-62.9	Comsa ve ark.	Romanya
<b>0.13-1.20</b>	Bu çalışma	Türkiye	
Musluk suları	2.5–4.7	Al-Bataina ve ark.	Ürdün
	0.42–2.4	Oner ve ark.	Türkiye
	0–2	Horvath ve ark.	Venezuela
	0.39–0.47	Marques ve ark.	Brezilya
	1.02–3.3	Baykara ve Doğru	Türkiye
	<b>0.42-1.41</b>	Bu çalışma	Türkiye
Irmak suları	0.16–1.79	Rajashekara ve ark.	Hindistan
	0.28-1.08	Oner ve ark.	Türkiye
	0.080–1.171	Al-Masri ve ark.	İngiltere
	0.43–2.40	Marques ve ark.	Brezilya
	1.26	Baykara ve Doğru	Türkiye
<b>0.09–0.83</b>	Bu çalışma	Türkiye	

Ölçüm sonucu elde edilen verilerden hesaplanan ortalama efektif doz değeri musluk suları için  $5 \mu\text{Svy}^{-1}$ , pınar suları için ise  $3 \mu\text{Svy}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır. Bu çalışmada hesaplanan ortalama efektif doz değerleri Türkiye’de yapılan diğer çalışmalarla Çizelge 4.3’de karşılaştırılmıştır.

Çizelge 4.3. Farklı çalışmalarda elde edilen yıllık efektif doz değerleri

Şehir	Referans	Efektif Doz değeri $\mu\text{Svy}^{-1}$
Tokat	Bu çalışma	5.87
Amasya	Öner ve ark.	5.04
Elazığ	Baykara ve Doğru	9.0
Tekirdağ	Yarar ve ark.	9.3
İstanbul	Karahan ve ark.	0.2
Eskişehir	Örgün ve ark.	19
Afyon	Yalim ve ark.	74

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışma ile Tokat bölgesi içme sularında ve Yeşilırmak suyunda ilk kez radon konsantrasyon ölçümü gerçekleştirilmiştir. Radon konsantrasyon ölçümünün suda yapılmasının nedeni suyun içme, yıkanma, temizlik ve sulama amaçlı günlük hayatta yaygın biçimde kullanılmasıdır. Bunun yanında Tokat bölgesinde radon konsantrasyon değerlerinin belirlenmesinin önemi, radon gazı ve radon ürün çekirdeklerinin akciğer kanserine neden olduğunun bilinmesidir.

Bu çalışma süresince, Haziran 2009 ve Mayıs 2010 tarihleri arasında bir yıl boyunca ay da bir kez olmak üzere su numuneleri toplanarak radon miktarı ölçülmüştür. İçme sularından, pınar sularından ve ırmak suyundan alınan numunelere ait radon konsantrasyon ölçüm değerleri Çizelge 4.1’de verilmiştir. Yeşilırmak suyunda ölçülen radon konsantrasyon değerleri  $0.09 \pm 0.12$  ile  $0.83 \pm 0.17 \text{ BqL}^{-1}$  aralığında değişirken, pınar sularında ölçülen radon konsantrasyon değerleri  $0.13 \pm 0.17$  ile  $1.20 \pm 0.29 \text{ BqL}^{-1}$  aralığında, musluk sularından elde edilen radon miktarı ise  $0.42 \pm 0.28$  ile  $1.41 \pm 0.37 \text{ BqL}^{-1}$  aralığında değişmektedir.

Bu çalışma ve Türkiye’de yapılan diğer pınar suyu çalışmalarında elde edilen radon konsantrasyon değerlerinin uluslararası çalışmalardan elde edilen radon konsantrasyon değerlerinden daha düşük olduğu tespit edilmiştir (Çizelge 4.2). Bunun sebebi, ölçümün gerçekleştirildiği bölgenin jeolojik yapısı olabilir.

İçme suları için ölçülen radon konsantrasyon değerleri ABD Çevre Korunma Ajansı’nın önerdiği limit değer olan  $11 \text{ BqL}^{-1}$  değerinden düşüktür. Yine içme sularından elde edilen sonuçlara göre maksimum değer olan  $1.41 \text{ BqL}^{-1}$  radon konsantrasyonu Dünya Sağlık Örgütü tarafından müsaade edilen  $100 \text{ BqL}^{-1}$  değerinden oldukça düşüktür. Buna ek olarak sudaki  $^{222}\text{Rn}$  değerleri için ortalama efektif doz değer hesabı  $6 \mu\text{Svy}^{-1} (\text{BqL}^{-1})^{-1}$  çevirme faktörü kullanılarak hesaplanmıştır. Ölçüm sonucu elde edilen verilerden ortalama efektif doz değeri musluk suları için  $5 \mu\text{Svy}^{-1}$ , pınar suları için ise  $3 \mu\text{Svy}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır. Çizelge 4.3’de verilmekte olan

değerlere göre ne bu çalışma ne de Türkiye’de yapılan diğer çalışmalardaki ortalama efektif doz değerleri, UNSCEAR tarafından verilen radon ve ürün çekirdeklerinden kaynaklanan efektif doz değerlerini aşmamaktadır ( UNSCEAR, 1993).

Sonuç olarak; bu çalışma, Tokat bölgesinde gerçekleştirilen ilk radon konsantrasyon ölçümüdür. Elde edilen sonuçlar arka plan (background) sayımının belirlenmesine yardımcı olacaktır. Herhangi bir radyoaktif kirlenme durumunda da yerel ve merkezi kurumlar tarafından kullanılabilir referans değerleri olması bakımından önemlidir.

## KAYNAKLAR

- Ahier, B.A. ve Tracy B.L., 1995. Radionuclides in the Great Lakes Basin. *Environmental Health Perspect* 103, 89- 101
- Al-Masri, M.S. ve Blackburn, R., 1999. Radon- 222 and related activities in surface waters of the English Lake District. *Applied Radiation Isotopes* 50, 1137–1143
- Akkurt, A., 2006. Afyon Jeotermal Sularında Radon Aktivitesi Tayini. (Y.Lisans Tezi). Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD, Afyon.
- Anjos, R.M., Umisedo N., Silva A.A.R., Estellita, L., Rizzotto M., Yoshimura E.M., Velasco H., Santos A.M.A., 2010. *Journal of Environmental Radioactivity*. 101, 153-158
- Anonim, 2009. Doğal Radyasyon Kaynakları. <http://www.taek.gov.tr/bilgi-kosesi/radyasyon-insan-ve-cevre/81-radyasyonla-birlikte-yasiyoruz/181-dogal-radyasyon-kaynaklari.html> (15.12.2010)
- Anonim, 2010. Ulusal Nükleer Veri Merkezi. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (15.12.2010)
- Anonim, 1996. Age-dependent doses to members of the public from intake of radionuclides. ICRP, 72, Oxford.
- Anonim, 1993. Guidelines for drinking water quality. WHO, Geneva.
- Anonim, 1993. Sources and effects of ionising radiation united nations. UNSCEAR, New York.
- Anonim, 1991. National primary drinking water regulations, radionuclides, proposed rules. USEPA, Las Vegas.
- Anonim, 2001. Radon Ninth Report on Carcinogens. NIEHS 10043-92-2, USA.
- Baykara, O. ve Dogru, M., 2006. Measurements of radon 205 and uranium concentration in water and soil samples from East Anatolian Active Fault Systems. *Radiation Measurements* 41, 362–367
- Comsa, C., Moldovan M., Dicu T. ve Kovacs T., 2008. Radon in water from Transylvania. *Science Direct* 43, 1423- 1428
- Değerlier, M., 2007. Adana İli ve Çevresinin Çevresel Doğal Radyoaktivitesinin Saptanması ve Doğal Radyasyonların Yıllık Etkin Doz Eşdeğerinin Bulunması. (Doktora Tezi). Fizik ABD, Adana.
- Doğru, M.,1993. A study of GaAs Microstrip and pad detectors for high energy physics. (Doktora Tezi) Universty of Shaffield.
- Gillmore, G.K., Phillips P.S., Denman A.R. ve Gilbertson D.D., 2002. Radon in the Creswell Crags Permian limestone Caves. *Environmental Radioactivity* 62, 165–179
- Güler Ç. ve Çobanoğlu Z.,1997. Radon Kirliliği. Ankara s.18- 34
- Hopke, P. K., 2000. Health risks due to radon in drinking water. *Environmental Science Technology* 34, 921–926
- Karahan, G., Ozturk, N. ve Bayulken, A., 2000. Natural radioactivity in various surface waters in Istanbul, Turkey. *Water Research*. 34(18), 4367–4370
- Kozłowska, B., Morelli D., Walencik A., Dorda J., Altamore I., Chieffalo V., Giammanco S., Imme G. ve Zipper W. ,2009. Radioactivity in waters of Mt. Etna. *Science Direct* 44, 384- 389
- Krane, K.S., 2006. Nükleer Fizik Cilt 1, Editör: Şarer B. Palme 160-217



- Landstetter, C. ve Katzlberger, C., 2009. Determination of  $^3\text{H}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  and  $^{238}\text{U}$  in Austrian ground and drinking water. *Journal of Radioanalytical Nuclear Chemistry* 282, 467–471
- Makinen, I. ve Hanste U.M., 2009. Proficiency testing for measurement of radon ( $^{222}\text{Rn}$ ) in drinking water. *Accred Qual Assur* 14, 473–476
- Marques, A. L., Santod, W. ve Geraldo, L. P 2004. Direct measurements of radon activity in water from various natural sources using nuclear track detectors. *Applied Radiation Isotopes* 60, 801–80.
- Mowlavia, A.A, Shahbahrami A. ve Binesh A., 2009. Dose evaluation and measurement of radon concentration in some drinking water sources of the Ramsar region in Iran. *Isotopes in Environmental and Health Studies*, 45, 269–272.
- Nikolopoulos, D. ve Louizi A., 2008. Study of indoor radon and radon in drinking water in Greece and Cyprus: Implications to exposure and dose. *Radiation Measurements*, 43, 1305 – 1314.
- Öner, F., Yalim, A.H., Akkurt, A. ve Orbay, M. 2009. The measurement of radon concentrations in drinking water and the Yesilirmak river water in the area of Amasya in Turkey. *Radiation Protection Dosimetry* 133, 2232–26.
- Örgün, Y., Altınsoy, N., Gültekin, A.H., Karahan, G. ve Çelebi, N. 2005. Natural radioactivity levels in granitic plutons and groundwaters in south-east parts of Eskişehir, Turkey. *Applied Radiation Isotopes*, 63(2), 267–275.
- Pylon Electronic Development Company Ltd, Vacuum Water-Degassing System Manual A900037 Rev. 2 147 Colonnade Road, Ottawa, Canada K2 E7 C9, 1991.
- Rajashekara, K. M., Narayana, Y. ve Siddappa 2007. K.  $^{222}\text{Rn}$  concentration in ground water and river water of coastal Karnataka. *Radiation Measurements*, 42, 472–478.
- Serway, R. ve Beichner R., 1996. Fen ve Mühendislik için Fizik. Editör: Kemal Çolakoğlu Palme Yayıncılık s. 1441 Ankara.
- Steck, D.J. Field R.W., 1999. The use of track registration detectors to reconstruct contemporary and historical airborne radon ( $^{222}\text{Rn}$ ) and radon progeny concentrations for a radon-lung cancer epidemiologic study. *Radiation Measurements*, 31, 401- 406.
- Togay, Y.E., 2002. Radyasyon ve Biz. Türkiye Atom Enerjisi Kurumu Yayınları, 37s. Ankara.
- Ünlü, P., İngeç, Ş., Budak, M. ve Avcı, D.E., 2006. Fizik IV Modern Fizik. Anı yayıncılık, 182, Ankara.
- Yalim, H. A., Akkurt, I., Ozdemir, F. B., Unal, R., Sandikcioglu, A. ve Akkurt, A. 2007. The measurement of radon and radium concentrations in well water in the Afyonkarahisar area of Turkey. *Indoor Built Environment*, 16, 77–81.
- Yaramış, B., 1985. Nükleer Fizik Cilt 1 İstanbul Teknik Üniversitesi. Fen Edebiyat Yayınları.s.3-5
- Yarar, Y ., Gunaydin, T. ve Kam, E., 2000. A radon survey in some regions of Turkey. *International Congress Series*, 1276, 385–386.
- Yiğitoğlu, İ., Öner, F., Yalim, H.A., Akkurt, A., Okur, A., Özkan, A., 2010. Radon Concentrations in Water in the Region of Tokat City in Turkey. *Radiation Protection Dosimetry* 142 (2-4), 358-362.

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı : Ayşegül OKUR  
Doğum Tarihi ve Yeri: 07.09.1987 / Tokat  
Yabancı Dil : İngilizce  
Telefon : 05424675395  
e-mail : okuraysegul@hotmail.com

### Eğitim

Derece	Fakülte/Program	Üniversite	Yıl
Lisans	Fen Edebiyat Fakültesi/ Fizik	Gaziosmanpaşa Üniversitesi	2004-2008
Y. Lisans	Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik	Gaziosmanpaşa Üniversitesi	2008-

### Yayınlar

#### Uluslararası Hakemli Dergilerde Yayınlanmış Makaleler

1. Yiğitoğlu, İ., Öner, F., Yalım, H.A., Akkurt, A., Okur, A., Özkan, A., 2010. Radon Concentrations in Water in the Region of Tokat City in Turkey. Radiation Protection Dosimetry 142 (2-4), 358-362.