

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

**BAZI TOPRAK NUMUNELERİNDE AĞIR METAL
KONSANTRASYONLARININ FOTOAKTİVASYON ANALİZİ İLE
BELİRLENMESİ**

Osman AĞAR

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2016

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

**BAZI TOPRAK NUMUNELERİNDE AĞIR METAL
KONSANTRASYONLARININ FOTOAKTİVASYON ANALİZİ İLE
BELİRLENMESİ**

Osman AĞAR

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**(Bu tez Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK)
tarafından 1059B141500153 nolu araştırma bursu ve Akdeniz Üniversitesi
Bilimsel Araştırma Komisyonu tarafından 2014.03.0121.006 nolu proje ile
desteklenmiştir.)**

2016

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

**BAZI TOPRAK NUMUNELERİNDE AĞIR METAL
KONSANTRASYONLARININ FOTOAKTİVASYON ANALİZİ İLE
BELİRLENMESİ**

Osman AĞAR

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu tez 26/09/2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği/Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Doç. Dr. Orhan BAYRAK

Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM

Yrd. Doç. Dr. Mehmet Emin KORKMAZ

ÖZET

BAZI TOPRAK NUMUNELERİNDE AĞIR METAL KONSANTRASYONLARININ FOTOAKTİVASYON ANALİZİ İLE BELİRLENMESİ

Osman AĞAR

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN
Eylül 2016, 95 sayfa

PAA çevresel toprak numunelerindeki çoklu element tespitinde çok kullanışlı ve güvenilir bir yöntemdir. İşleme tabi tutulan tohumlardan, gübrelerden, mantar ilaçlarından, sulama sularından ve atmosferik serpintiden kaynaklanan elementler toprağa, topraktan da yenilebilir bitkilere ve oradan da insanlara geçebilmektedir. Bu nedenle toprak analizleri çevresel sağlık açısından önem arz etmektedir. Bahsi geçen çalışma alanları için bu yöntemin düşük maliyeti ve yüksek güvenilirliği bu tez çalışmasını özgün ve gerekli kılmaktadır.

Bu tez çalışması kapsamında Karaman bölgesinden farklı noktalardan toplanılan toprak numuneleri (γ,n), (γ,p) and (γ,γ') fotonükleer reaksiyonlara dayalı olan fotoaktivasyon analizi (PAA) yöntemi ile 17 elementin (Sr, Ni, Mg, Fe, Zr, Cd, As, Ca, Br, Rb, Mn, I, Zn, Pb, Tl, U and Ba) konsantrasyonları belirlenmiştir. Fotoaktivasyonu gerçekleştirmek için, numuneler Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ndeki son nokta enerjisi 18 MeV olan Philips SLI-25 klinik elektron lineer hızlandırıcıdan (c-LINAC) elde edilen bremsstrahlung fotonları kullanılarak yaklaşık 85 dakika boyunca ışınlanmıştır. HPGe detektörüyle her numuneye ait gama spektrumu analiz edilmiştir. PAA ile elde edilen sonuçlar, XRF yöntemleriyle karşılaştırılmıştır. Bu çalışmadan şu sonuçlar çıkarılmıştır: i-) PAA, Toprak numunesi gibi çevresel numunelerin element belirlenmesinde oldukça pratik, uygun ve hızlı yöntem olduğu görülmüştür, ii-) Radyoterapide kullanılan c-LINAC analitik çalışmalar ve deneysel nükleer fiziğindeki araştırmalar için uygulanabilir, iii-) Bu sonuçlar gelecekte çalışacak olası çevresel araştırmalar için ön çalışma olarak kullanılabilir.

ANAHTAR KELİMELER: Toprak, Fotoaktivasyon analiz, c-LINAC, Fotonükleer reaksiyon, Element analizi, HPGe

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Danışman)

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Doç. Dr. Orhan BAYRAK

Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM

Yrd. Doç. Dr. Mehmet Emin KORKMAZ

ABSTRACT

DETERMINATION OF HEAVY METALS IN SOME SOIL SAMPLES BY PHOTOACTIVATION ANALYSIS

Osman AĞAR

PhD Thesis in Physics

Supervisor: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

September 2016, 95 pages

Photoactivation analysis (PAA) is a very useful and reliable method for the multielement determinations in environmental soil samples. Metals resulting from the processed seed, fertilisers, fungicides, irrigation canals and atmospheric fallout can be transmitted to soil, from soil to eatable plants and as a consequence to human beings. Therefore, analysis of soil comes into prominence in terms of the environmental health. For the above-mentioned study area, this thesis work makes a original and necessary because of the low cost and high reliability of PAA.

Within this thesis work, the soil samples collected from different points in the surrounding of Karaman were determined concentrations of 17 elements (Sr, Ni, Mg, Fe, Zr, Cd, As, Ca, Br, Rb, Mn, I, Zn, Pb, Tl, U and Ba) by photoactivation analysis (PAA) method based on the (γ,n) , (γ,p) and (γ,γ') photonuclear reactions. In order to carry out photoactivation, the samples were irradiated for up to about 85 minutes exploiting bremsstrahlung photons produced by the Philips SLI-25 clinical electron linear accelerator (c-LINAC) which has end-point energy of 18 MeV at Akdeniz University Nuclear Science Application and Research Center. In combination the high purity germanium (HPGe) detector, the gamma spectrum for each sample was analysed. The obtained results with PAA method were compared with XRF methods. In this study, the obtained conclusions can be summarized as follows: i-) PAA has been found practical, suitable and rapid for multielement determination in environmental samples such as soil, ii-) The c-LINAC exhibits considerable potential for analytical work and experimental nuclear physics and iii-) The data presented in this preliminary study may be used as a basis for the future detailed investigations in the studied area.

KEYWORDS: Soil, Photoactivation analysis, c-LINAC, Photonuclear reactions, Elemental analysis, HPGe

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Supervisor)

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Asst. Prof. Dr. Edip BAYRAM

Asst. Prof. Dr. Mehmet Emin KORKMAZ

ÖNSÖZ

1934'te ilk kez gözlenen fotonükleer reaksiyonlar günümüzde hala nükleer yapının anlaşılmasında ve PAA gibi analitik tekniği ile elementlerin analizi için sık sık kullanılmaktadır. PAA yönteminin klinik bir elektron hızlandırıcıyla test edilmesi, NUBA grubu olarak NRF tekniğini kullanarak nükleer yapının araştırılması gibi gelecekteki uzun vadeli hedefler için bilgi ve tecrübelerin kazanması açısından bu tez çalışması önem arz etmektedir.

Yapılan tez konusunun belirlenmesinde, yürütülmesinde ve doktora eğitimim boyunca fikirlerini ve bilgilerini paylaşan ve yurtdışında araştırma yapmak üzere beni teşvik eden değerli danışman hocam Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım süresince fikir ve tecrübelerini esirgemeyen tez komitesi üyeleri Doç. Dr. Orhan BAYRAK (Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi) ve Yrd. Doç. Edip BAYRAM'a (Akdeniz Üniversitesi Kimya Bölümü Öğretim Üyesi), deneysel hesaplamalarında değerli katkılarından dolayı Dr. Christian SEGEBADE'ye (Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi) ve Doç. Dr. Sibel TATAR ERKÜL'e (Akdeniz Üniversitesi Jeoloji Mühendisliği Bölümü Öğretim Üyesi), tezdeki görüşlerinden dolayı Prof. Dr. Sefa ERTÜRK'e (Nevşehir Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi) ve teknik desteklerini esirgemeyen tüm NUBA grubundaki arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez araştırmasına maddi olarak destek sağlayan TÜBİTAK'a (BİDEB 2214-A No: 1059B141500153) ve Akdeniz Üniversitesi BAP Birimi'ne (Proje No: 2014.03.0121.006) teşekkür ederim.

Araştırmalarım süresince kolaylık sağlayan ve akademik yardımlarını esirgemeyen başta Yrd. Doç. Dr. M. Emin KORKMAZ olmak üzere Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyelerine teşekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca maddi ve manevi olarak destekte bulunan, beni bugünlere getiren sevgili aileme ve değerli arkadaşlarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI.....	6
2.1. Temel Nükleer Yapı.....	6
2.2. Radyoaktivite.....	9
2.2.1. Radyoaktif bozunma kanunu.....	10
2.2.2. Radyoaktif bozunma türleri.....	11
2.2.2.1. Alfa (α) bozunumu.....	11
2.2.2.2. Beta (β) bozunumu.....	12
2.2.2.3. Gama (γ) bozunumu.....	14
2.3. Radyasyonun Madde ile Etkileşimi.....	14
2.3.1. Hafif yüklü parçacıkların maddeyle etkileşmesi.....	15
2.3.2. Gama ışınlarının maddeyle etkileşimi.....	16
2.3.2.1. Fotoelektrik soğurma... ..	16
2.3.2.2. Compton saçılması.....	17
2.3.2.3. Çift oluşumu.....	18
2.4. Radyasyon Ölçüm Detektörleri.....	19
2.4.1. Gaz doldurulmuş tüp sayaçlar.....	19
2.4.2. Sintilasyon detektörler.....	20
2.4.3. Yarıiletken detektörler.....	21
2.5. Gama Spektrometresi.....	22
2.5.1. HPGe detektörü.....	23
2.5.2. Önyükselteç.....	24
2.5.3. Detektör güç kaynağı.....	24
2.5.4. Yükselteç.....	25
2.5.5. Analog-sayısal dönüştürücü (ADC).....	25
2.5.6. Çok kanallı analizör (MCA).....	26
2.6. Sayım İstatistiği.....	27
2.6.1. Binom dağılımı.....	28
2.6.2. Poisson dağılımı.....	29
2.6.3. Gauss (normal) dağılım.....	29
2.7. Lineer Elektron Hızlandırıcı.....	30
2.7.1. Mikro dalga güç kaynağı.....	31
2.7.1.1. Magnetron	31
2.7.1.2. Klystron.....	31
2.7.2. Hızlandırıcı dalga kılavuzu.....	32
2.7.3. Elektron tabancası.....	32
2.7.4. Saptırıcı magnet düzeneği.....	32

2.7.5. Hızlandırıcı başlığı	33
2.7.6. Demet hizalanması ve izlenmesi	33
2.7.7. Bremsstrahlung foton demeti	33
2.8. Fotonükleer reaksiyon	33
2.8.1. Çekirdeğin fotonu soğurması	34
2.8.1.1. Cüce dipol rezonans (PDR)	35
2.8.1.2. Dev dipol rezonans (GDR).....	35
2.3.2.3. Yarı – Döteron bölgesi.	36
2.8.2. (γ, γ') reaksiyonları	37
2.8.3. Foto-nötron reaksiyonlar	37
2.8.3.1. (γ, n) reaksiyonları	39
2.8.3.2. ($\gamma, 2n$) ve ($\gamma, 3n$) reaksiyonları.	40
2.8.3.3. Yüklü parçacık yayan reaksiyonlar.	40
2.9. Analitik Ölçüm Teknikleri	41
2.9.1. Atomik absorpsiyon spektroskopisi (AAS)	41
2.9.2. X-ışını flüoresansı (XRF).....	41
2.9.3. Nötron aktivasyon analizi (NAA)	42
2.9.4. İndüktif eşleşmiş plazma - kütle spektrometrisi (ICP-MS).....	42
2.10. Fotoaktivasyon Analizi (PAA) Teorisi	43
3. MATERYAL VE METOT	48
3.1. Çalışma Bölgesi	48
3.2. Toprak Numunelerinin Toplanması ve Hazır Hale Getirilmesi.....	50
3.3. c-LINAC ile Numunelerin Aktivasyonu	51
3.4. Gama Spektroskopisi ile Sayım ve Spektrum Analizi	53
3.5. PAA ile Element Konsantrasyonları Belirlenmesi.....	54
4. BULGULAR	57
4.1. Element Analizleri	57
4.1.1. Majör elementler	59
4.1.2. Minör elementler	59
4.1.3. İz elementler.....	60
4.2. Elementlerin Dağılımı	64
4.3. Korelasyon Analizi.....	65
4.4. XRF Sonuçları.....	68
5. TARTIŞMA	70
6. SONUÇ	75
7. KAYNAKLAR	76
8. EKLER	83
Ek 1: C2 ve C3 kalibrasyon materyalleri ve N2, N3, N4, N5, N6, N7, N8 ve N9 numunelerinin gama spektrumları	83
Ek 2: Topraktaki Fe, Sr, Zr, Ni, Zn, Rb, U, Ba, Br ve Mg elementlerinin jeostatiksel dağılımı	88
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

Pb	Kurşun
Cd	Kadmiyum
Cr	Krom
Fe	Demir
Co	Kobalt
Cu	Bakır
Ni	Nikel
O	Oksijen
Mg	Magnezyum
Mn	Mangan
Tl	Talyum
U	Uranyum
Ba	Baryum
As	Arsenik
Zr	Zirkonyum
I	Iyot
Ca	Kalsiyum
Rb	Rubidyum
Br	Brom
Sr	Stronsiyum
Hz	Hertz
W	Tungsten
Rf	Radyofrekans
μ A	Mikroamper
Hg	Cıva
Ti	Titanyum
Y	İtriyum
Si	Silisyum
F	Flor
Zn	Çinko
Ni	Nikel
Sn	Kalay
fm	Femtometre
Bq	Becquerel
%	Yüzde
I_γ	Gama Yayınlama Olasılığı
c	Işık Hızı
S_p	Proton Koparma Enerjisi
S_n	Nötron Koparma Enerjisi
λ	Bozunma Sabiti
τ	Ortalama Ömür
ν_e	Nötrino Parçacığı

$\bar{\nu}_e$	Anti Nötrino Parçacığı
$T_{1/2}$	Yarı ömür
σ	Tesir Kesiti
α	Alfa Parçacığı
β	Beta Parçacığı
γ	Gama Parçacığı
e	Elektron
Z	Proton Numarası
A	Kütle Numarası
n	Nötron Parçacığı
p	Proton Parçacığı

Kısaltmalar

AAS	Atomik Absorbsiyon Spektroskopi
ADC	Analog Sayısal Dönüştürücü
akb	Atomik Kütle Birimi
CM	Kalibrasyon Materyali
CPAA	Yüklü Parçacık Aktivasyon Analizi
c-LINAC	Klinik Elektron Lineer Hızlandırıcı
DC	Doğrusal Akım
HPGe	Yüksek Safılıktaki Germanyum
IBA	İyon Demet Analizi
ICP-MS	İndüktif Olarak Eşleştirilmiş Plazma-Kütle Spektrometresi
Ge(Li)	Lityum Katkılı Germanyum
GDR	Dev Dipol Rezonans
keV	Kilo Elektron Volt
MCA	Çok Kanallı Analizör
MeV	Mega Elektron Volt
MU	Doz Birimi (Monitor Unit)
MV	Mega Volt
NAA	Nötron Aktivasyon Analizi
NaI(Tl)	Talyum Katkılı Sodyum İyodür
NGS	Nükleer Güç Santrali
NNDC	Ulusal Nükleer Veri Merkezi
NRF	Nükleer Rezonans Floresans
NUBA	Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi
PAA	Fotoaktivasyon Analizi
PCC	Pearson Korelasyon Katsayısı
PDR	Cüce Dipol Rezonans
PIGE	Proton Kaynaklı Gama Işını Emisyonu
ppb	Milyarda Bir Parçacık
RNAA	Radyokimyasal Nötron Aktivasyon Analizi
Si(Li)	Lityum Katkılı Silisyum
XRF	X-Işını Floresans

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Elementlerin periyodik tablosu	7
Şekil 2.2. Nükleon başına bağlanma enerjisi kütleyle değişimi.....	8
Şekil 2.3. Bilinen izotopları içeren çekirdek tablosu ve bozunma türleri	9
Şekil 2.4. ^{228}Th çekirdeğinin alfa bozunum şeması	12
Şekil 2.5. (a) ^{60}Co ve (b) ^{32}P çekirdeklerin beta ışınması	13
Şekil 2.6. ^{22}Na bozunum şeması	14
Şekil 2.7. Bazı gama bozunum şemaları	14
Şekil 2.8. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde meydana gelen olaylar	16
Şekil 2.9. (a) Fotoelektrik soğurmanın mekanizması ve (b) Karakteristik X-ışını yayınlanması.....	17
Şekil 2.10. Compton saçılmasının mekanizması.....	18
Şekil 2.11. Çift saçılmasının mekanizması	18
Şekil 2.12. Farklı voltaj bölgelerinin şematik gösterimi	19
Şekil 2.13. Sintilasyon detektörün çalışma prensibi	20
Şekil 2.14. İletken, yalıtkan ve yarıiletkenlerin enerji bant aralığı	21
Şekil 2.15. HPGe detektörlü gama spektrometresinin çalışma düzeneği.....	22
Şekil 2.16. Tipik bir HPGe detektörü.....	23
Şekil 2.17. Önyükselteç devresi ve çıkış pulsu	24
Şekil 2.18. Yükselticideki pulsun şekli	25
Şekil 2.19. MDA'nın çalışma prensibinin temsili gösterimi.....	26
Şekil 2.20. Kanallara karşılık sayım histogramı	26
Şekil 2.21. $E(n) = 10$ için üç dağılımın karşılaştırılması.....	29
Şekil 2.22. Lineer hızlandırıcının çalışma düzeneği	30

Şekil 2.23. Magnetronun kesitsel bir gösterimi	31
Şekil 2.24. Bir klystronun basit gösterimi.....	32
Şekil 2.25. Fotonükleer reaksiyon mekanizması.....	34
Şekil 2.26. Fotonükleer reaksiyonda çekirdekte oluşan modlar	34
Şekil 2.27. GDR'de kolektif hareketin şematik gösterimi	36
Şekil 2.28. Farklı elektrik dipol rezonans titreşim modunun şematik gösterimi	36
Şekil 2.29. (γ, γ') reaksiyonun bozunma şeması.....	37
Şekil 2.30. Farklı enerji bölgelerde gerçekleşen reaksiyonlar	38
Şekil 2.31. ^{16}N için fotonötron tesir kesiti	39
Şekil 2.32. Atom numarasına bağlı olarak eşik enerjisini değişimi.....	39
Şekil 2.33. ^{58}Ni , ^{60}Ni ve ^{62}Ni izotoplar için foto-proton tesir kesitleri	40
Şekil 3.1. Çalışmanın akış şeması	48
Şekil 3.2. Karaman ili merkezinden alınan toprak numunelerinin konumları	49
Şekil 3.3. Karaman ve çevresinin genelleştirilmiş jeoloji haritası.....	50
Şekil 3.4. 18 MeV ve 25 MeV elektrondan üretilen bremsstrahlung foton dağılımları .	52
Şekil 3.5. c-LINAC ve numune/kalibrasyon materyallerin şematik gösterimi.....	53
Şekil 3.6. HPGe detektörü.....	53
Şekil 4.1. C1 kalibrasyon materyaline ait (a) kısa ve (b) uzun ölçümlü gama spektrumları	57
Şekil 4.2. N1 numunesine ait (a) kısa ve (b) uzun ölçümlü gama spektrumları	58
Şekil 4.3. (a) Cd ve (b) I elementinin jeostatiksel dağılımının karşılaştırılması.....	65
Şekil 4.4. (a) Fe ve (b) Zr elementinin jeostatiksel dağılımının karşılaştırılması.....	65
Şekil 4.6. N6 numunesine ait XRF spektrumu.....	68
Şekil 5.1. ^{63}Zn 'nin bozunumu	70

Şekil 5.2. $^{57}\text{Fe}(\gamma,p)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu ve bozunumu..... 71

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. HPGe kristalinin temel fiziksel özellikleri.....	23
Çizelge 3.1. Toplanan toprak numunelerin net ağırlıkları ve koordinatları.....	50
Çizelge 3.2. c-LINAC'ın işletim özellikleri.....	51
Çizelge 3.3. CM'deki element içeriği, konsantrasyon değerleri ve belirsizlikleri.....	53
Çizelge 4.1. Gözlenen fotonükleer reaksiyonlar ve bazı çekirdek veriler	58
Çizelge 4.2. PAA ile topraktaki elde edilen element konsantrasyonlarının değerleri ($\mu\text{g/g}$)	60
Çizelge 4.3. Toprak numunelerinde belirlenen elementler arasındaki korelasyon	66
Çizelge 4.4. XRF tekniğinin sonuçları (%).....	67

1. GİRİŞ

Günümüzde hem bir çok bilimsel gelişmeler hem de hızlı artan dünya nüfusun ihtiyaçlarını karşılamak üzere endüstriyel gibi birçok teknolojik yenilikler elde edilmiştir. Bu yeni gelişmelerin avantajlarının yanında doğanın temel taşları olan hava, su ve toprakta kirlilik gibi olumsuz şartların gerçekleşmesine sebep olmuştur. Bu kirliliklerin insan ve çevre sağlığını üzerinde etkilerini araştırılması son derece önemlidir.

Bu kapsamda, son yıllarda çevresel numunelerde özellikle toprakta Pb, Cd, Cr, Fe, Co, Cu, Ni, Hg ve Zn gibi bazı elementlerin değişimi kirliliğe sebep olduğundan ve dolayısıyla insan sağlığıyla yakından ilişkili olması bakımından elemental analizi tüm dünyanın dikkatini çeken araştırmalar arasında olmuştur. Bu elementler kayaçların ve dolayısıyla toprakların doğal bileşenleridir. Topraklar da bileşenlerine bağlı olarak farklı oran ve formlarda birçok element içerir. Toprak ekosistemi içerisindeki bu elementlerin jeolojik nedenlerle oluşan doğal dağılımı son yıllarda antropojen etkileşim ile önemli ölçüde değişmeye başlamıştır (Haktanır vd 1998). Endüstriyel faaliyetler, motorlu taşıtlar, maden yatakları ve işletmeleri, volkanik faaliyetler, tarımda kullanılan gübre ve ilaçlar ile kentsel atıklar, termik ve nükleer santraller gibi insan kaynaklı faaliyetlerinden dolayı çevredeki bu elementlerin konsantrasyonlarında (derişimlerinde) artış göstermektedir (Baskaya vd 1997).

Çevresel, biyolojik, arkeolojik numunelerin element analizinin belirlenmesinde birçok analitik yöntem geliştirilmiştir. Günümüzde de X-ışını floresans (X-ray Fluorescence-XRF), atomik absorpsiyon (Atomic Absorption Spectroscopy-AAS), indüktif olarak eşleştirilmiş plazma-kütle spektrometresi (Inductively Coupled Plasma – Mass Spectrometer-ICP-MS) gibi atomik ve nötron aktivasyon analizi (Neutron Activation Analysis-NAA), iyon demet analizi (Ion Beam Analysis-IBA), yüklü parçacık aktivasyon analizi (Charged Particle Activation Analysis-CPAA) gibi nükleer analitik yöntemler uygulanmaktadır. Fotoaktivasyon analiz (Photon Activation Analysis – PAA) olarak adlandırılan alternatif bir nükleer deney yöntem olarak çoğu kez kullanılmaktadır.

PAA yönteminin ilk bilinen uygulaması Sovyet Birliği'nde 1930'lara dayanmaktadır. İlk olarak 1934'te ²⁰⁸Tl çekirdeğinin 2.62 MeV'lik enerjili gama ışınlarıyla ²H (döteryum) çekirdeğini ışınlanarak gerçekleştirilmiştir (Chadwick vd 1934). Aynı yıl içinde, Gentner (1934) ve Szilard ve Chalmers (1934) tarafından ⁷Be çekirdeğinin fotonükleer reaksiyonu ile ilgili çalışması yapılmıştır. Ancak analiz amaçlı ilk fotonükleer aktivasyon berilyumun belirlenmesiyle 1937'de yayınlanmıştır (Segebade vd 1988).

Bu öncü Fotoaktivasyon Analizi (PAA) araştırmaları, nötron aktivasyon analiz (NAA), yüklü parçacık aktivasyon analizi (CPAA) başlangıcıyla eşzamanlıdır ve kanıtlanmış alternatif bir analitik teknik olduğu görülmüştür.

Diğer analitik tekniklerle (XRF, ICP-MS, NAA, AAS v.b.) karşılaştırıldığında PAA yönteminin çeşitli yönleriyle birçok avantajlara sahiptir. Bu avantajlardan özet olarak şöyle bahsedilebilir:

- Yüksek doğruluk ve aşırı hassas olmasıyla çoklu element analizleri için vazgeçilmez bir yöntemdir. Fotoaktivasyondan sonra, radyoaktif olan ve makul bir yarı ömür ve enerjiye sahip gama ışınları yayan elementler aynı anda elde edilen spektrum ölçümleriyle analiz edilebilir. Bu yöntemle, yüksek saflıktaki germanyum (HPGe) detektörleri kullanarak hassas ve doğruluğun ppm (parts per million) mertebelere kadar ulaşmamıza olanak sağlar (Segebade vd 2006).
- Bu yöntemin analiz süresince tahribatsız (numunenin zarar görmemesi) ve radyokimyasal ayırma gibi karmaşık ve zaman tüketen süreçlere ihtiyaç duyulmamasıdır. Örneğin radyoaktifliği, genel itibarıyla kısa bir süreliğinedir ve deney süresince bozulmadan kalır. Özellikle zarar görmemesi gereken değerli bazı arkeolojik, biyolojik ve jeolojik numuneler için bu yöntem son derece uygundur. ICP-MS, XRF, NAA gibi yöntemlerle tahribat edilmeden analiz etmek mümkün değildir. Üstelik bu yöntemlerle elde edilen sonuçlar, yüzeysel konsantrasyonları belirtir (Green vd 2009).
- Elementlerin izotopik oranların belirlenmesine olanak sağlar. Bir elementin farklı izotopları farklı nükleer reaksiyon kanallarından farklı ürün nükleitler üretilebilir. Ürün çekirdekler incelenerek bazı elementlerin gerçek izotopik oranını elde etmek mümkündür. Bu oran ICP-MS, XRF gibi herhangi bir atomik yöntemle değil nükleer (atom–altı) teknikle analiz edilebilir.
- Bilindiği üzere bu yöntemde yüksek enerjili fotonlar kullanılmaktadır. Bazı elementlerin fotonların reaksiyona girme olasılıkları (tesir kesitleri) nötron yakalama reaksiyonlarından daha yüksektir. Örnek olarak, $^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$ yakalama reaksiyonu kullanarak NAA yöntemiyle kalsiyumun (Ca) belirlenmesi: (1) nötron yakalama tesir kesitinin ve ^{48}Ca 'nın doğal bolluğun düşük olması, (2) ^{49}Ca 'dan yayılan 3084 keV'lik karakteristik gamaların nispeten düşük sayım verimliliğine ve (3) sayımda ^{24}Na gibi sınırlı radyoaktif elementlerin olası varlığı gibi dezavantajlardan dolayı pek kullanışlı değildir (Chao vd 2009). Bu açıdan, karbon (C), azot (N), oksijen (O) flor (F) gibi düşük atom numarasına sahip veya magnezyum (Mg), silisyum (Si), titanyum (Ti), nikel (Ni), strosyum gibi bazı elementlerin belirlenmesinde PAA yöntemi yeteri kadar duyarlıdır (Randa vd 2007).

Son yıllarda da lineer elektron hızlandırıcı, mikrotron ve sikrotronlarda üretilen yüksek enerjili fotonları (bremsstrahlung) kullanarak PAA yöntemiyle çevresel, biyolojik, arkeolojik ve gıda gibi farklı alanlardaki numunelerin elemental analizi ile ilgili literatürde birçok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalardan bazıları kronolojik olarak aşağıda kısaca verilmiştir.

Fusban vd (1981) Berlin'de bir atık su temizleme tesisinden alınan bazı topraklar numunelerini PAA ve NAA yöntemiyle 43 elementi belirlemişlerdir. Böylece bir çevresel numunenin rutin enstrümantal çoklu element belirleme prosedürü içinde analiz edilebileceğini göstermişlerdir.

Gerbish vd (1993) molibden – bakır madenlerinden alınmış bazı numunelerin fotoaktivasyon analizi mikrotron fotonlarını kullanarak gerçekleştirmişlerdir. Ge(Li) ve

HPGe detektörlerle 24 elementin konsantrasyonunu belirlemişlerdir. Elde edilen sonuçların referans değerlerle son derece uyduğunu göstermişlerdir.

Cantone vd (2000) üç farklı aktivasyon yöntemleriyle (PAA, NAA ve CPAA) insan kan plazmasındaki gadolinyum izotoplarını belirlemişlerdir. Numuneleri 30 MeV'lik enerjili fotonlarla aktive ederek $^{160}\text{Gd}(\gamma, n)^{159}\text{Gd}$ fotonükleer reaksiyonu gerçekleştirerek 18.5 saatlik yarı-ömrü olan ^{159}Gd izotopunu 363.6 keV'lik karakteristik gama enerjisini analiz etmişlerdir.

Randa vd (2007) tarafından yapılan bir diğer araştırmada ise NAA ve PAA yöntemleri ile Çek meteoriti "Moravka" için element analizi gerçekleştirilmiştir. Araştırmada meteoritlerin gezegen sistemimizin orijini ve evrimini açıklamada önemli materyaller oldukları ifade edilmekte ve analiz için meteorit'in çok küçük bir parçası mevcut olduğundan NAA ve PAA gibi hassas ve etkili analitik yöntemlerin kullanılmasına karar verildiği belirtilmektedir. Elde edilen sonuçlar çalışmada listelenmekte ve NAA yönteminin yetersiz kaldığı Sr, Y ve Zr gibi elementlerin belirlenmesi hususunda PAA yönteminin başarılı olduğu gösterilmektedir.

Chao vd (2009) medikal hızlandırıcı kullanarak farklı yaşlardaki insanlara ait süt ve kalıcı diş numunelerindeki Sr/Ca konsantrasyon oranlarını belirlemişlerdir. Bu çalışmada yüksek hassasiyete sahip olan PAA yönteminin potansiyel uygulamasını araştırıp elemental analizinde son derece uygun olduğunu ortaya koymuşlardır.

Oprea vd (2011) MT-25 lineer elektron hızlandırıcısıyla üretilen 24 MeV Bremsstrahlung fotonlarıyla toprak, nehir tortuları, yosun ve kavak yapraklarını 4 saat ışılayıp çoklu element analizin belirlenmesi için gama spektroskopisini kullanmışlardır. Analiz edilen numunelerde yaklaşık 32 elementin analitik sonuçlarını elde etmişlerdir.

Sun vd (2013) Idaho Araştırma Merkezi'nde farklı bölgelerden alınan kahve numunelerindeki elementlerin konsantrasyonlarını araştırmışlardır. XRF sonuçlarıyla karşılaştırmışlardır. Aynı bölgeden alınan kahve ve toprak numunelerinden elde edilen sonuçların birbirleriyle yakından ilişkili olduğunu bulunmuştur. Ayrıca, organik ve organik olmayan kahve numunelerin elemental farklılıklarını gösterilmiştir. Bu çalışmayla, PAA yönteminin gıda ve zirai endüstrisinde alternatif bir radyo-analitik teknik olduğunu ve organik – organik olmayan ürünler arasındaki farkını açıklamasında kolaylıkla kullanılabileceğini ortaya koymuşlardır.

Son olarak, Krausová vd (2015) MT-25 lineer elektron hızlandırıcısını kullanarak PAA yöntemine dayalı mineral, kaya ve kömür numunelerindeki florinin (F) tahribatsız deneyini gerçekleştirmişlerdir. NIST'den alınan bazı referans materyalleriyle ve proton kaynaklı gama-ışını emisyonu (PIGE) yöntemiyle elde edilen sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve sonuçların çok uyumlu olduğu görülmüştür.

Element belirlenmesi dışında fotoaktivasyon uygulayarak herhangi bir çekirdeğin nötron ve proton koparma enerjisine göre (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) ve (γ, γ') reaksiyonları (fotonükleer reaksiyonlar) gerçekleştirilebilir. Bu tür deneyler uluslararası alanda en çok çalışılan konuların başında gelmektedir. Fotonükleer reaksiyon deneyleri

nötron aktivasyon deneylerine göre birçok avantaja sahip olup, bu yüzden çekirdeklerin bazı özelliklerinin belirlenmesinde fotoaktivasyonla fotonükleer reaksiyon tercih edilir. Bu reaksiyonlar sonucunda oluşan ürünler kararsız yapıda olup kararlı duruma geçebilmek için gama ışını yayınlırlar. Gama ışınları her çekirdek için ayrı olup karakteristik özellik taşırlar. Bu özelliklerinden dolayı her çekirdek için özel ölçümler yapılarak belirlenmek istenen niceliğin sonucuna ulaşılabilir. Çekirdekler için enerji seviyeleri ve yarı ömür ölçümlerinin yapılmasında gama spektroskopisinin bu özelliği kullanılır. Buna göre detektöre gelen gamalar, her biri farklı enerji için ayrılmış olan kanallarda sayılırlar. Bu sayım ile karakteristik pik analiz edilerek ölçülmek istenilen değerin elde edilmesini sağlanır. Fotonükleer reaksiyon deneylerle elde edilen veriler; çekirdeklerin yarı ömürlerinin belirlenmesi ve enerji seviyelerinin tespit edilmesi, aktivasyon analizleri, astrofiziksel açıdan önemli çekirdeklerin analizi, fisyon ve füzyon reaksiyonlarının analizleri, sağlık alanında kullanılan radyoizotopların elde edilmesi gibi araştırma konular açısından oldukça önemlidir.

Fotoaktivasyon nükleer yapının anlaşılmasında kullanılan en önemli tekniklerin başında gelmektedir. Nükleer fizik açısından çekirdek, kuantum mekanik kurallar ile yönetilen çok parçacıklı bir sistem olarak tanımlanır. Kolektif hareketin var oluşu ise çok parçacıklı sistemlerin genel kuantum özelliklerindedir. Bu sistemdeki kolektif modların deneysel ve teorik olarak çalışılması nükleer sistemin özellikleri hakkında önemli bilgiler vermektedir. Özellikle hafif ve orta ağır bölgedeki nükleer sistemlerin çalışılması, son yıllarda nükleer yapı alanında yapılan çalışmalar arasında en aktif çalışmalardır. Bu çerçevede, bu sistemlerdeki kolektif modların incelenmesine hem teorik hem de deneysel açıdan özel bir ilgi gösterilmiştir. Fotonükleer reaksiyon çalışmalarla çekirdekteki elektrik dipol uyarılma seviyelerini anlamak için nükleer dev rezonans bölgelerine odaklanmıştır. Nikel (Ni) çekirdeği ve Kalay (Sn) bazı izotopları ile yapılan çalışmalar sonucunda dev dipol rezonansların (Giant Dipole Resonance-GDR) ve cüce (Pygmy Dipole Resonance-PDR) pik değerleri elde edilmiştir. ^{68}Ni çekirdeği için GDR'nin deneysel pik değeri 16.5 MeV ve PDR'nin deneysel pik değeri 11 MeV olarak bulunmuştur (Wieland vd 2009). ^{124}Sn izotopu için PDR'nin deneysel pik değeri yaklaşık olarak 6.5 MeV'dir (Govaert vd 1998). ^{130}Sn ve ^{132}Sn çekirdekleri için sırasıyla GDR'nin deneysel pik değeri 15.9 MeV ve 16.1 MeV ve PDR'nin deneysel pik değerleri yaklaşık olarak 10.1 MeV ve 9.8 MeV (Adrich vd 2005) olarak bulunmuştur. Günümüzde de ^{134}Sn gibi izotoplar için deneysel sonuç mevcut değildir. NRF yöntemi kullanılarak ^{56}Fe ve ^{58}Ni çekirdeklerinin dipol geçişleri 6.5, 10 ve 12 MeV enerjili Bremsstrahlung fotonları kullanılarak ölçülmüştür. Yapılan hesaplamalar sonucunda E1 şiddet (strength) dağılımının her iki çekirdek için de 8.2 MeV civarında yüksek bir yoğunluk gösterdiği ve bu enerjinin ağır çekirdeklerdeki E1 cüce rezonansı ile ilişkili olabileceği ifade edilmiştir. Ayrıca E1 kuvvetinin aksine her iki çekirdek için gözlenen M1 şiddetinin zayıf olduğu ve her iki çekirdek için de farklı davranışlar sergilediği gözlenmiştir (Bauwens vd 2000). ^{76}Se çekirdeğinin 4 ila 9 MeV enerji aralığındaki dipol geçişleri (γ, γ') polarize foton saçılma teknolojisi (polarized photon scattering technique) kullanılarak analiz edilmiştir ve ^{76}Se için bu enerji aralığında E1 uyarılmalarının baskın olduğu bulunmuştur (Goddard vd 2013).

Fotofisyon ile ilgili olarak, Naik vd (2011) ^{232}Th , ^{238}U ve ^{240}Pu çekirdeklerinin uyarılmış fisyonları ile kütle dağılımlarını incelemiştir. Burada hedef çekirdekler 10 MeV enerjili Bremsstrahlung fotonu ile 4-5 saat ışınlanması ile fisyonla uğratılarak,

ürün verilerinden kütle dağılımları yük dağılımı düzeltmeleri kullanılarak elde edilmiştir. Işınlanan hedef çekirdekler HPGe dedektör ile sayıldıktan sonra analiz edilmiştir. ^{232}Th , ^{238}U ve ^{240}Pu çekirdeklerinin Bremsstrahlung ile uyarılmış fisyonu ile yüksek miktarda fisyon ürünleri, kütle numaraları 133–135, 138–140, 143–145 etrafında nükleer yapı etkisine bağlı dağılmıştır.

Bu kapsamda, görüldüğü gibi fotoaktivasyon yöntemi gerek nükleer yapının açıklamasında gerekse disiplinlerarası birçok alanda uygulamaları mevcuttur. Bu tez çalışmasının amacı; toprak numunelerindeki elementlerin konsantrasyonlarını fotoaktivasyon analizi (PAA) ile belirlemektir. Ayrıca ülkemizde ilk kez yerel imkânlar kullanılarak radyoterapide kullanılan c-LINAC'ın nükleer fizikteki potansiyeli araştırmaktır.

2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

Nükleer fizik, atomu meydana getiren çekirdeğin özellikleri ve birbirleri ile yaptıkları etkileşimleri inceler. Bu açıdan, çekirdeğin statik ve dinamik özellik olmak üzere nükleer fiziği iki ana kısımda toplanabilir. Statik özellik temel nükleer yapının iyi anlaşılması için bilinmeyen bölgelerini keşfederken, dinamik özellik ise bu atomik boyutta gerçekleşen reaksiyonları ve çekirdekdeki bozunmaları inceler. Fiziğin bu dalı, son zamanlarda gerçekleşen teknolojik gelişmelerin itici kuvveti haline gelmiştir. Günümüzde de birçok kullanım alanlarından bazıları aşağıda özetlenmiştir:

- **Temel bilimler:** Fizikte; katıların elektron yapısı, yüzeylerin ve ara yüzeylerin incelenmesi, p-p çarpıştırılması sonucu evrenin oluşumunu (Bing-Bang Olayı) araştırılması biyolojide; akışkan yüzeyde karmaşık biyo-moleküllerin yapısının araştırılmasında, kimyada; spektroskopiyile kimyasal analiz ve iz elementlerin belirlenmesi, moleküllerin bağlarını incelenmesinde gibi birçok alanda kullanılmaktadır.
- **Enerji:** Enerjiyi ucuz, kaliteli, güvenli ve sürdürülebilir olarak elde eden ülkeler, küresel ticaret ve kalkınma yarışında ön sıralarda yer almaktadır. Bu açıdan, nükleer enerji, karbondioksit salınımı ve özellikle de dünyadaki artan enerji ihtiyacını karşılamak gibi problemlere cevap vermesi bakımından son zamanlarda önemli bir rol oynamaktadır.
- **Sanayi:** Bu alanda özellikle, basınç boruları, kaynakıcılar ve diğer büyük metal dökme kalıpların içindeki çatlak ve yarıkların araştırılmasında kontrol amaçlı kullanılmaktadır.
- **Tıp ve adli bilim:** Hastalarda hem teşhis hem de tedavi amaçlı kullanılmaktadır. Nükleer fizik kurallarından yararlanarak üretilen elektron lineer hızlandırıcılarla vücuttaki doku, kemik ve organları test edilmesinde ve teşhisinde kullanılmaktadır. Proton, nötron ve yüksek enerjili gamaları kullanarak kanserli hücrelerin öldürülmesinde de yardımcı olmaktadır.

Yapılan bu tez çalışmasında, nükleer fiziğin dinamik özellikleri kullanarak fotonükleer reaksiyonlarla toprak numunesindeki bazı elementlerin bozunması sonucu kalan çekirdeğin tanımlanması prensibine dayanmaktadır. Burada üretilen yüksek enerjili Bremsstrahlung fotonlar yukarıda bahsedildiği gibi medikal alanda teşhis amaçlı kullanılan elektron lineer hızlandırıcıdan yararlanılmıştır.

2.1. Temel Nükleer Yapı

Nükleer fizik açısından çekirdek, kuantum mekanik kurallar ile yönetilen çok parçacıklı bir sistem olarak tanımlanır. Bu sistemde genel olarak nükleon adı verilen proton ve nötron gibi temel parçacıklardan oluşmaktadır. Proton, çekirdekte bulunan artı yüklü atom-altı parçacıklardır ve elektronun yük değerine ($q=1.6 \times 10^{-19}$ C) de eşit ancak pozitif bir yüke sahiptir. Nötron ise hidrojen dışında bütün atomların çekirdeklerinde bulunan parçacıklar olup yüksüzdürler.

Şimdiye kadar, toplamda 118 tane farklı atom numarasına sahip çekirdek bulunmuştur. Kimyasal özellikleri farklı olan bu çekirdekler 1869'da Rus bilim adamı Mendelejeff tarafından bir periyodik sistemde sınıflandırmıştır (Şekil 2.1). Elementler atomik numaralara göre sıralandırılmıştır. Ayrıca bu periyodik tabloda, sütunlara karşılık gelen 18 grup ve satırlara karşılık gelen 7 periyot olarak hazırlanmıştır (Mendelejeff 1869).

1	2											3	4	5	6	7	8	9	10									
1	H											2	He															
2	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne										
3	Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar										
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr										
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe										
6	Cs	Ba		Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn										
7	Fr	Ra		Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Uut	Fl	Uup	Lv	Uus	Uuo										
				57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71										
				La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu										
				89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103										
				Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr										

Şekil 2.1. Elementlerin periyodik tablosu (Romig 2015)

Bir çekirdeğin kütlesi "atomik kütle birimi (*akb*)" cinsinden hesaplanır, kısaca "u" şeklinde ifade edilir. Atomik kütle birimi yüksüz bir karbon atomunu (^{12}C) kütlesinin $\frac{1}{12}$ 'si olarak tanımlanır ve aşağıdaki eşitlikteki gibi verilir:

$$1akb = 1u = 1.66 \times 10^{-24} \text{ g} = 931.502 \text{ MeV} / c^2 \quad (2.1)$$

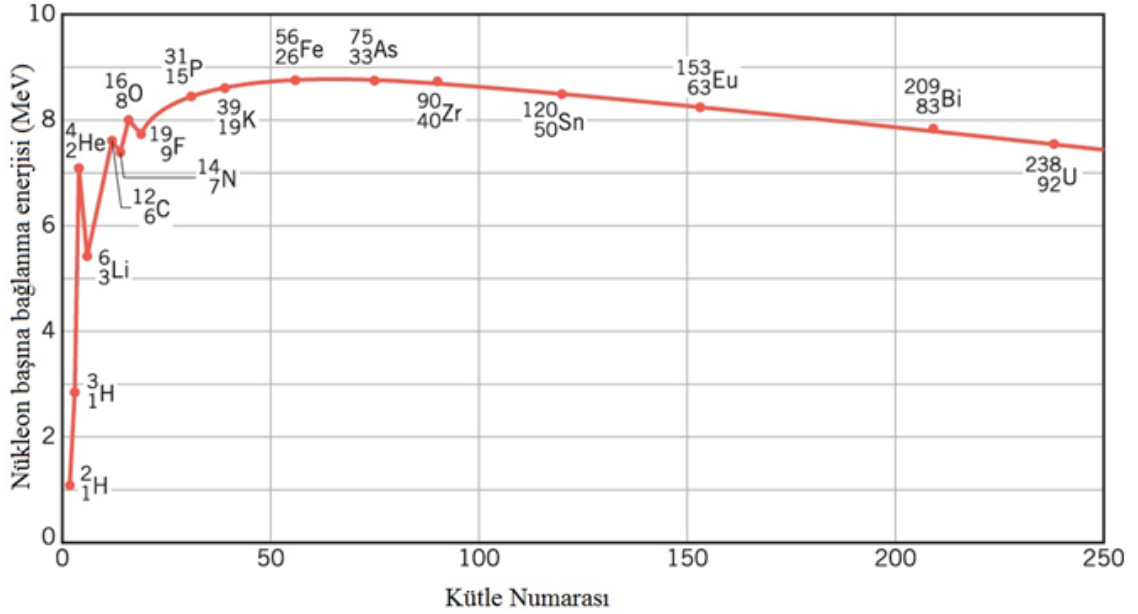
Çekirdekte nükleonları bir arada tutan kuvvet nükleer kuvvettir. Nükleonlar bir araya gelerek oluşturdukları atom çekirdeğinin kütlesi kendisini meydana getiren proton ve nötronların kütleleri toplamından küçüktür. Bu farkın küçük veya büyük oluşuna göre çekirdek az veya çok sağlamdır. Çekirdeğin nükleonlarını bir arada tutan veya çekirdeği parçalamak için gerekli olan enerjiye bağlanma enerjisi denir. Bu enerji aşağıdaki bağıntı gibi verilebilir:

$$B(Z, A) = [Zm_p + Nm_n - (M(^A X) - Zm_e)]c^2 \quad (2.2)$$

Burada Z , N ve A ; sırasıyla proton, nötron ve kütle numarasını ifade etmektedir. m_p ($1.000759u=938.272 \text{ MeV}/c^2$), m_n ($1.0008982u= 939.573 \text{ MeV}/c^2$) ve m_e ($0.0005485u=0.511 \text{ MeV}/c^2$); proton, nötron ve elektronun kütleleridir.

Temel nükleer yapı ve diğer bazı özellikler hakkında ipuçları elde etmek için nükleer bağlanma enerjisinin sistematik olarak incelenmiştir. Bu nedenle, nükleon başına bağlanma enerjisini bulmak için B/A 'yı hesaplanmıştır. Şekil 2.2'de görüldüğü gibi, kararlı izotopların nükleon başına bağlanma enerjisi genelde sabittir. Bu oran çok hafif çekirdekler dışında $A=60$ için $\frac{B}{A} \cong 8.7 \text{ MeV}$ maksimum değere ulaşırken $A=240$

için ise $\frac{B}{A} \cong 7.5 \text{ MeV}$ değerini alır. Ortalama olarak nükleon başına bağlanma enerjisi 8.0 MeV civarındadır. Ayrıca şekildeki eğri, fisyon veya füzyon olabilirliğini kanıtlamaktadır. $A < 60$ bölgesindeki çekirdekler birleşerek (füzyon), $A > 60$ bölgesindeki çekirdekler ise parçalanarak (fisyon) daha kararlı hale gelmeye çalışırlar.



Şekil 2.2. Nükleon başına bağlanma enerjisi kütleyle göre değişimi (Anonim 2016a)

Bir fotonükleer reaksiyonun gerçekleşmesi için herhangi bir hedef çekirdekten nükleon koparılması ve dolayısıyla minimum bir enerjiyle bombardıman edilmesi gerekir. Bağlanma enerjisi ifadesinden yararlanılarak çekirdekteki proton ve nötronu koparmak için gerekli olan enerjiyi aşağıdaki gibi elde edilebilir:

$$S_p = B_{A_X} - B_{A-1_X} = [m_{A-1_X} + m_p - m_{A_X}]c^2 \quad (2.3)$$

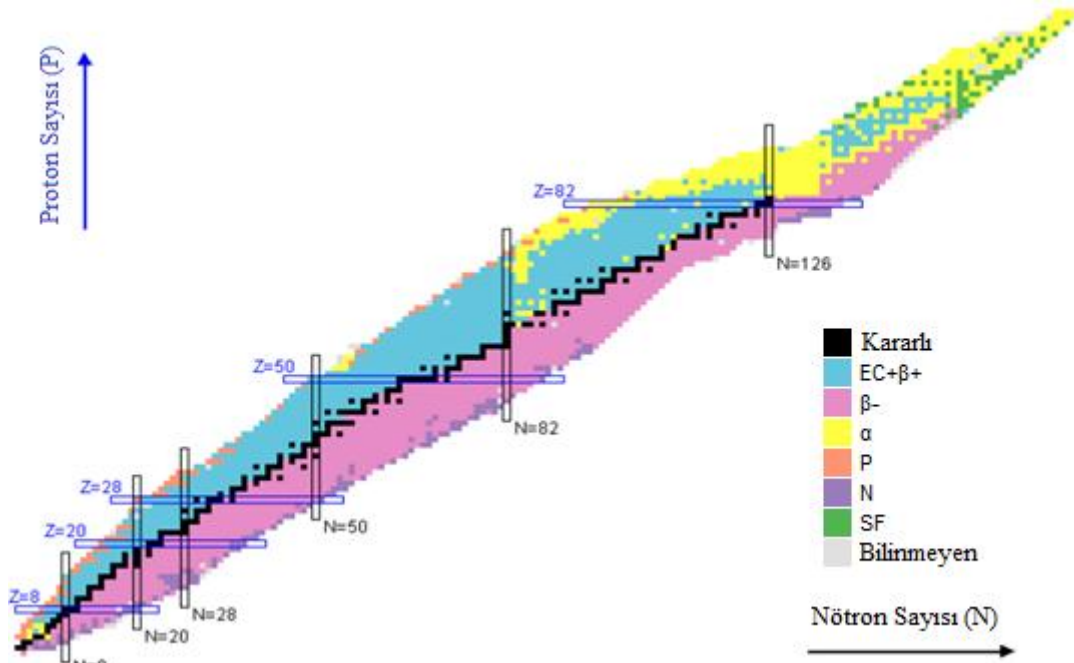
$$S_n = B_{A_X} - B_{A-1_X} = [m_{A-1_X} + m_n - m_{A_X}]c^2 \quad (2.4)$$

Burada S_p ve S_n ; sırasıyla proton ve nötron koparma enerjisidir. m_{A_X} ve m_{A-1_X} ; sırasıyla hedef ve reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdeğin kütleleridir.

2.2. Radyoaktivite

1896'da Henry Becquerel'in uranyumun gözle görülmeyen girici radyasyonları yaydığını belirlemesiyle radyoaktivite keşfedilmiştir. Yaklaşık bir yıl öncesinde Wilhelm Röntgen'in X-ışınlarını keşfetmesinde radyoaktivitenin gelişmesinde büyük rol oynamıştır. Daha sonrasında, Marie ve Pierre Curie doğal olarak bulunan radyum ve polonyum elementlerinin de radyoaktif olduğunu göstermişler ve 1934'de Curie ve Joliot önceleri kararlı olan elementleri radyoaktif hale getirmenin mümkün olduğunu göstermişlerdir.

Radyoaktif olarak bilinen atomların çekirdeği kararsız olduklarından radyoaktivite özelliğine sahiptirler. Atom çekirdeklerinin, parçalanmaya ve nükleer bozunmaya karşı dayanıklılığı "çekirdek kararlılığı" olarak tanımlanır. Nötron ve protonların (n/z) oranı, çekirdek kararlılığında en büyük etkidir. Kararlı olan çekirdekler, kararlılık vadisi adı verilen bölgede yer alır. $Z < 20$ (^{40}Ca) olan bölgede $n/z=1$ iken, $Z > 20$ bölgesi için ise bu oran $n/z > 1$ ve giderek bu değerden uzaklaşır. Çekirdek kararlığının nötron ve proton sayıları oranına göre dağılımı Şekil 2.3'de gösterilmektedir. Kararlılık vadisi dışına çıktığında veya proton sayısı arttıkça protonlar arası elektrostatik itme kuvvetleri nükleonlar arası çekim kuvvetlerine üstün gelir ve çekirdek kararsız hale gelir. Radyoaktif çekirdeklerin kararsızlıklarının nedeni; a-) nötron fazlalığı, b-) nötron azlığı (proton fazlalığı) ve c-) hem nötron hem de proton fazlalığı olan çekirdekler diye üç grupta sınıflandırılabilir. Bu tür çekirdekler kararlı hale gelebilmek için radyoaktif ışınım yaparlar. Çekirdek tablosunda 254 kararlı ve yaklaşık 6000 radyoaktif çekirdek vardır.



Şekil 2.3. Bilinen izotopları içeren çekirdek tablosu ve bozunma türleri (NNDC 2016)

2.2.1. Radyoaktif Bozunma Kanunu

Kararsız bir çekirdekte birim zaman aralığında meydana gelen bozunma sayısı çekirdeğin bozunma hızı veya aktivitesi olarak tanımlanır. Bir radyoaktif bozunma sürecinde kararlı bir çekirdeğe bozunan bir çekirdek türünden, eğer herhangi bir t anında N tane radyoaktif çekirdek varsa dt zaman aralığı içinde bozunan çekirdek sayısı N ile orantılı olacaktır ve aşağıdaki denklemlerle ifade edilebilir:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (2.5)$$

Burada orantı katsayısı λ (s^{-1}), bozunma sabitidir. Denklem (2.5)'in diferansiyeli alındığında,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.6)$$

elde edilebilir. Burada N_0 , $t = 0$ anındaki radyoaktif çekirdek sayısı, $N(t)$ ise t anındaki radyoaktif çekirdek sayısıdır. Bu bağıntıya göre kalan çekirdekler eksponansiyel olarak azalmaktadır.

Başlangıçtaki radyoaktif çekirdek sayısı N_0 olsun ve yarıya indiği süreyi bulmak için Denklem (2.6)'de yerine koyarsak,

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (2.7)$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (2.8)$$

elde edilir ve bu süre radyoaktif çekirdeğin yarı ömrü olarak tanımlanır.

Bir çekirdeğin tamamen bozununcaya kadar geçtiği süre ortalama ömür olarak adlandırılır ve τ ile gösterilir:

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

Radyoaktiflikte bozunmamış çekirdeklerin sayısını ölçmek yerine t_1 ve t_2 süreleri arasındaki bozunmaların sayısını ölçmek daha kolaydır. Eğer t ile Δt arasındaki çekirdeklerin sayısındaki değişiklik ΔN ile gösterilirse:

$$\Delta N = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.10)$$

Radyoaktif çekirdeğin sayım süresi, λ^{-1} 'den çok küçük ise ikinci üstel açılımındaki yüksek mertebeli ifadeler ihmal edilebilir. Bu durumda aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\Delta N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (2.11)$$

sonsuz küçük limit için,

$$\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.12)$$

elde edilir.

Bir radyoaktif çekirdeğin birim zamanda bozunan çekirdek sayısına aktivite denir. Denklem (2.6)'ya benzer şekilde uygun birimler kullanılarak aktivite denklemi yazılabilir:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.13)$$

Burada $A(t)$ ve A_0 , sırasıyla t zamandaki ve başlangıçtaki aktivitesidir. Aktivitenin birimi ise mCi'dir.

2.2.2. Radyoaktif Bozunma Türleri

Radyoaktif bozunum, bir çekirdeğin farklı nötron veya proton sayısındaki bir çekirdeğe dönüşmesi ya da uyarılmış durumdan taban duruma geçiş durumudur. Bozunma sonucunda atomlar bozunmadan önceki ilk durumlarına göre daha az enerjiye sahip olurlar. Radyoaktif çekirdekler çeşitli şekillerde bozunmaya uğrarlar. Bozunma sürecinde, çekirdekler alfa (α), beta (β) ve gama (γ) radyasyonlarından birini veya birkaçını yayınlamaya kararlı hale geçmeye çalışırlar. Bu bozunma türleri hakkında detaylı bilgi aşağıda verilmiştir.

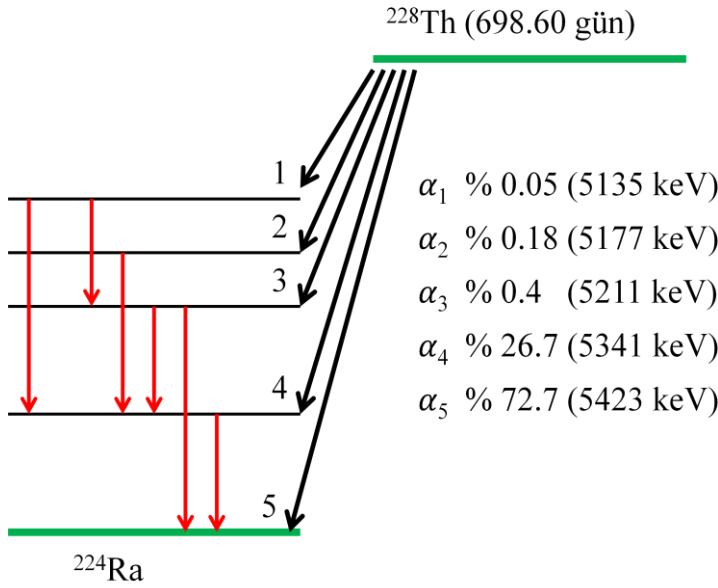
2.2.2.1. Alfa (α) bozunumu

Alfa parçacıkları, 1899'da Rutherford tarafından keşfedilmiştir. Rutherford ve Royd, spektroskopik yöntemler sonucunda bu parçacığın helyum (${}^4\text{He}$) atomunun çekirdeğine eşit olduğu ortaya çıkarmıştır. Alfa parçacıkları ağır ve iyonlayıcı parçacıklar olduklarından tehlikelidir. Alfa parçacıklarının enerji spektrumu kesiklidir. Enerjileri yaklaşık olarak 4 MeV ile 9 MeV arasında değişim gösterir. Giricilikleri çok küçük olup, kâğıt, ince metal folyo veya birkaç cm'lik hava ile durdurulabilirler. Alfa yayınlanması bir Coulomb itmesi olayıdır. Bu durum ağır çekirdekler için gittikçe artan bir öneme sahiptir.

Çok ağır bir çekirdeğin, daha kararlı bir yapıya ulaşması için başka olasılıklar da mevcuttur. Örneğin daha hafif iki çekirdeğe bölünebilir. Bu durum, çok ağır çekirdekler için nükleon başına bağlanma enerjisi çekirdeğin kütesinin artmasıyla azaldığından enerjik olarak daha mümkündür. Yüksek kütleli izotoplar için çekirdeğin iki veya daha fazla eşit parçalara ayırması da mümkündür. Hemen hemen diğer tüm izotoplar için, bozunum alfa parçacığı olarak adlandırılan bir helyum çekirdeğin yayılımıyla gerçekleşir. Alfa bozunumu aşağıdaki reaksiyonla ifade edilir:



Dönüşüm güçlü kuvvetlerle oluşacağından bazı alfa yayınlayıcıları uzun bozunum sürelerine sahiptir. Bozunumun alfa parçacığının çekirdeğin bir potansiyel bariyeri boyunca tünelleme yapması gerektiğini açıklar. Alfa bozunumdaki son durum çekirdeği iyi tanımlanmış bir çekirdek seviyesindeyse, enerji ve momentum korunumu alfa parçacığının kinematik enerjisini verir (Tavernier 2010). Radyoaktif ${}^{228}\text{Th}$ çekirdeğinin alfa bozunum şeması Şekil 2.4'te verilmiştir. ${}^{228}\text{Th}$ çekirdeğinin ${}^{224}\text{Ra}$ çekirdeğine dönüşürken farklı yayınlama olasılıklarda alfa ışınması yapar ve her bir geçişin enerjileri farklıdır.



Şekil 2.4. ${}^{228}\text{Th}$ çekirdeğinin alfa bozunum şeması

2.2.2.2. Beta (β) bozunumu

Kararlılık vadisinin uzaklaşan çekirdekler n/z oranı giderek artar. Dolayısıyla daha da kararsız hale gelir. Bu durumda kararsız bir çekirdek, bazen bir nötron bir protona ya da bir proton bir nötrona dönüşerek daha düşük bir enerji durumuna ulaşabilirler. Bu dönüşüm sürecinde yük korumak için, bir negatif (β^-) veya bir pozitif (β^+) beta ışınması yayırlar. Serbest proton ve nötronların bozunumları aşağıda verilmiştir:

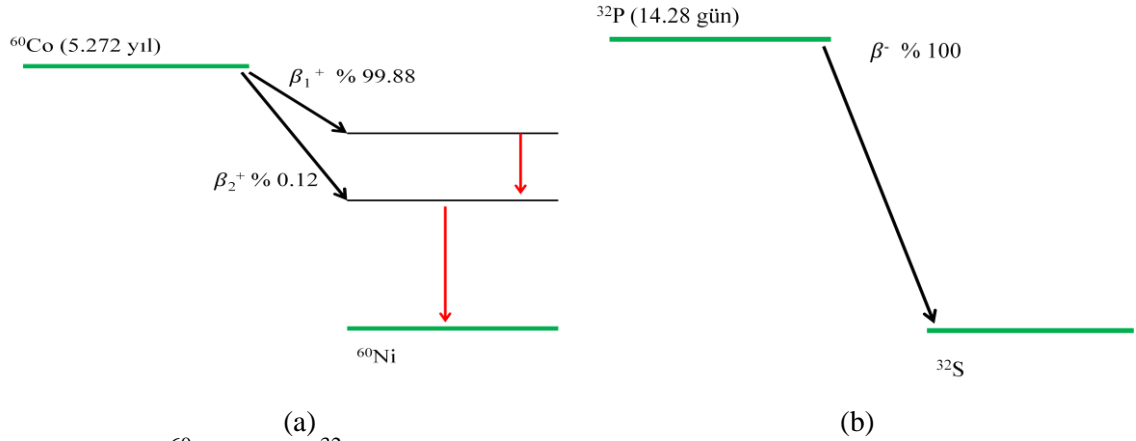


Yukarıdaki bozunumlarda enerji ve açısal momentumu korunumu, negatif beta ışınmasında antinötrino ($\bar{\nu}_e$) ile pozitif beta ışınmasında ise nötrino (ν_e) parçacığıyla sağlanır.

Beta parçacığı yüksek hızlı bir elektrondur ve hafif bir parçacık olduğundan alfa parçacığıyla karşılaştırıldığında iyonizasyon yeteneği daha azdır. Bu nedenle giricilik gücü alfa radyasyonuna göre yaklaşık yüz kez daha azdır. Beta parçacığının iyonizasyon olayı bütün kinetik enerjisini kaybedinceye kadar devam eder ve sonunda pozitif yüklü bir iyonla birleşerek nötr bir atom meydana getirebilir ya da serbest elektron olabilir. Beta parçacığını durdurmak için 2–3 cm kalınlığında alüminyum parçası gereklidir. Enerjisi 2.3 MeV olan beta radyasyonunun menzili, havada 8.8 m ve yumuşak dokuda 11 mm'dir. Bir çekirdeğin bozunma süreci aşağıdaki gibi yazılır:

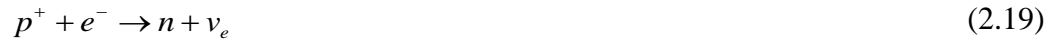


${}^{60}\text{Co}$ ve ${}^{32}\text{P}$ çekirdekleri için pozitif ve negatif beta ışınması bozunumunun temsili gösterimi Şekil 2.5a ve b'de verilmiştir.

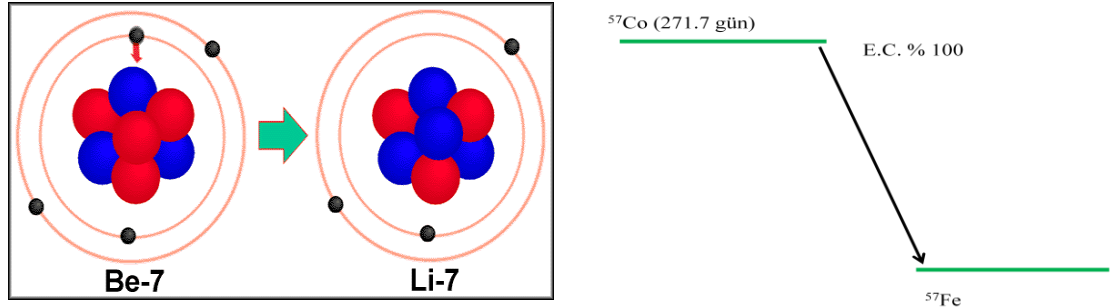


Şekil 2.5. (a) ${}^{60}\text{Co}$ ve (b) ${}^{32}\text{P}$ çekirdeklerinin beta ışınması

Beta ışınmasında diğer bir bozunum ise elektron yakalama (ϵ) olayıdır. Proton fazlalığından dolayı kararsız olan bazı çekirdekler, kendisine yakın (K, L) yörüngelerinde hareketi sırasında elektronlarından birini yakalar. Elektron, çekirdekteki bir protonla birleşerek, nötron ve nötrinoya dönüşür:



Bu ışımada çekirdekten herhangi bir parçacık salınmaz. Bu olayda boşalan elektronun yörüngesine üst yörüngelerden başka bir elektronun geçmesiyle bremmstrahlung (frenleme) radyasyonu adı verilen X-ışınları yayınlanır. Elektron yakalama (EC) olayının gösterimi Şekil 2.6'daki gibidir.



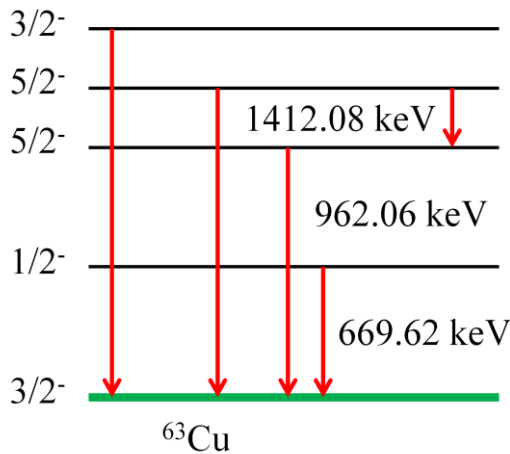
Şekil 2.6. ^{22}Na bozunum şeması (Anonim 2016b)

2.2.2.3. Gama (γ) bozunumu

Çekirdek bozunuma uğrayıp bir alfa veya beta yayınladıktan sonra, ürün çekirdek çoğu zaman kararlı duruma (taban enerji seviyesine) geçemez, uyarılmış enerji seviyesinde kalır. Bu durumdaki çekirdek ikinci bir bozunum ile gama yayınlayarak ya daha düşük enerji seviyesine ya da doğrudan taban enerji seviyesine düşer. Çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinden temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı fotonlara gama (γ) ışını denir. Gama bozunum denklemi aşağıdaki gibidir:



Elektromanyetik spektrumunda da bulunan bu ışına kısa dalga boyuna sahiptir. Elektriksel yükü ve kütlesi olmadığından menzil uzaklıkları çok fazladır, elektrik ve manyetik alanda sapmazlar. Gama ışınlarının enerjileri tipik olarak 0.1–10 MeV arasındadır. Enerji spektrumu kesiklidir. Çekirdekteki enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin gama bozunum şeması Şekil 2.7'de verilmiştir.



Şekil 2.7. Bazı gama bozunum şemaları

2.3. Radyasyonun Madde ile Etkileşimi

Radyasyonların madde ile yaptıkları etkileşimler, radyasyonun ölçülmesinde çok önemlidir. Sürecin mekanizması ve etkileşme boyunca kaybedeceği enerji miktarı bilinirse radyasyonu tespit edecek detektörün verdiği cevabın daha iyi anlaşılabilmesi

sağlar. Bu açıdan radyasyonlar; yüklü parçacık radyasyonları ve yüksüz (gama) radyasyonların olarak iki grup altında toplanabilir.

2.3.1. Hafif yüklü parçacıkların maddeyle etkileşmesi

Hafif yüklü parçacıklar madde ile etkileşmelerinde kısmen enerjilerini kaybederler. Bu etkileşmenin temel sebebi iyonlaşma ve uyarılmanın yanı sıra çekirdeğin elektrik alanından kaynaklı Coulomb kuvvetidir. Hafif yüklü parçacığın enerji kaybetmesi veya gidiş doğrultusundan sapması elastik, inelastik çarpışma, Bremsstrahlung ve Cherenkov ışımaları gibi dört temel etkileşmeyle olur.

Elektron gibi hafif yüklü parçacığın elastik çarpışması atomik elektron ya da çekirdekle olmak üzere iki şekilde gerçekleşebilir. Her iki saçılmada atomun oluşturduğu alana giren elektron enerji kaybetmeksizin sadece yolundan sapar. Bu elastik çarpışma genel olarak çok düşük enerjili elektronlar için geçerlidir. Atomik elektronlarla elastik çarpışma olasılığı Z ile çekirdekle elastik çarpışma olasılığı Z^2 ile orantılı olarak artar (Evans 1955).

Inelastik çarpışma, elastik çarpışmaya benzer olarak iki şekildedir. Ancak gelen elektronların ortamda bulunan atomik elektronlarla etkileşip enerjisinin bir kısmını ya da tamamını aktararak yolundan sapar. Çarpışma sonucu atomik elektron ya bir uyarılmış duruma geçer ya da atomdan kopar. Diğer taraftan, çekirdekle yapılan inelastik saçılmada ise, çekirdeğin yakınına kadar gelip yakalanmayan elektron, enerjisinin bir kısmını kaybederek yolundan sapar. Bu çarpışmada çekirdeğin uyarılma olasılığı küçüktür. Yüksek enerjilerde bu ışıma baskındır.

Elektron ve pozitron gibi hafif yüklü parçacıklar aynı enerjili ağır yüklü parçacıklarla karşılaştırıldıklarında kütleleri küçük olduğundan ivmeleri değişecektir. Enerjileri yüksek olan bu parçacıklar bir çekirdek alanından geçtiğinde radyasyon yolu ile bir enerji kaybına uğrar ve elektromanyetik dalga (foton) yayırlar. Bu fotonlara Bremsstrahlung ya da frenleme radyasyonu denir. Elektromanyetik teoride ivmeli yüklü bir parçacık aşağıdaki denkleme göre enerjisini kaybeder:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} \quad (2.21)$$

Denklemden a ; yüklü parçacığın ivmesi, c ; ışık hızı ve e elektronun yüküdür. Işıma olayı alfa parçacıkları ve benzeri ağır yüklü parçacıklar için ihmal edilebilir (Arya 1970).

Elektronlar için durdurma gücü olarak tanımlanan birim uzunluk başına kaybedilen enerji ifadesi Bethe tarafından, sırasıyla çarpışma ve ışıma için aşağıdaki gibi verilir (Krone 2011):

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Toplam}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Rad}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Çar}} \quad (2.22)$$

Yüksek enerjili elektronlar için radyasyona enerji kaybının çarpışmaya enerji kaybına oranı;

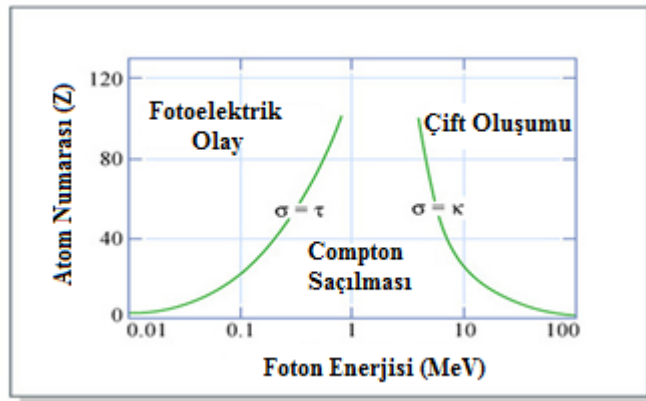
$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çar}}} \approx \frac{T_e + m_e c^2}{m_e c^2} \frac{Z}{1600} \quad (2.23)$$

şeklinde elde edilir.

Cherenkov ışıması ise yüklü bir parçacık dielektrik ortamda, ışığın faz hızından daha büyük hızla hareket ettiğinde görünür bölgede çok zayıf elektromanyetik radyasyon yayınlar. Bu olay Cherenkov tarafından 1934'te gözlemlendiğinden aynı isimle anılır. Cherenkov ışıması Bremsstrahlung ışımasından farklı olarak, maddenin atom numarasına ya da yüklü parçacığın kütlesine bağımlı değildir. Yüksek enerjilerde meydana gelen bir olaydır. Cherenkov ışıması yoluyla meydana gelen enerji kaybı, ışıma yoluyla meydana gelen enerji kaybı yanında ihmal edilebilir (Arya 1970).

2.3.2. Gama ışınlarının maddeyle etkileşimi

Önceki kesimlerde bahsedildiği gibi, gama ışınları atom çekirdeği kaynaklıdır. Uyarılmış durumlarda olan çekirdek daha kararlı hale gelmek için taban duruma geçerken gama ışınlarını yayar. Yüksüz ve kütsüz olan bu tür ışınların maddeyle fotoelektrik soğurma, Compton saçılması ve çift oluşumu biçiminde üç temel etkileşme mekanizması vardır. Gelen gama ışınlarının enerjileri ve etkileştiği maddenin atom numaralarına bağlı olarak bu temel etkileşmeler Şekil 2.8'de verilmiştir. Düşük enerjilerde fotoelektrik soğurma, yüksek enerjilerde çift oluşumu ve orta enerjilerde Compton saçılması gözlenir.



Şekil 2.8. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde meydana gelen olaylar (Anonim 2016c)

2.3.2.1 Fotoelektrik soğurma

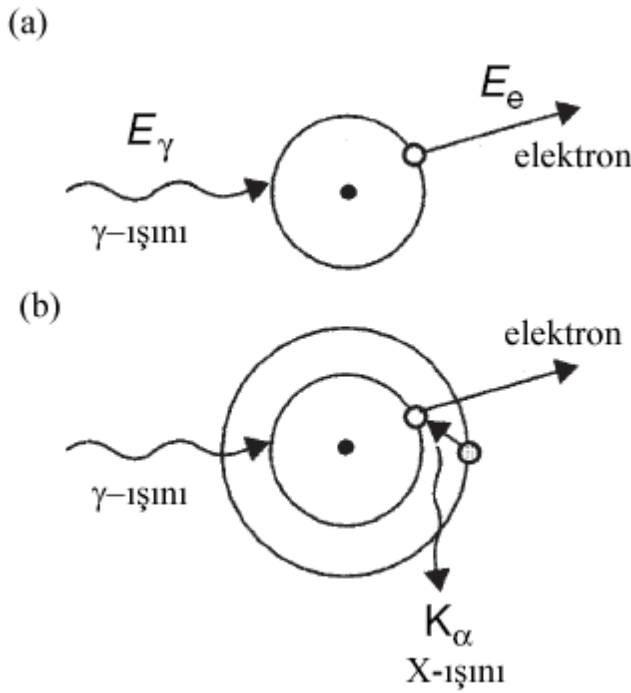
Düşük enerjili (≈ 100 keV) gama ışınları ilk olarak atomun yüzeyindeki elektronlarla etkileşir. Bu durumda foton bağlı elektronlardan birine tüm enerjisini vererek koparır. Bu olaya fotoelektrik soğurma denir (Şekil2. 9). Gelen fotonun enerjisi

elektronun bağlanma enerjisinden yüksek olması ve etkileştiği atomun numarası (Z) arttıkça bu olayın gerçekleşme olasılığı çok yüksektir. Fotonun enerjisi büyüdükçe atom çekirdeğiyle etkileşeceğinden giderek olasılığı azalır (Gilmore 2008). Elektron T_e enerjisiyle uzaklaşır. Bu enerji aşağıdaki denklemlerle verilebilir:

$$T_e = E_\gamma - B_e \quad (2.24)$$

Burada T_e ; elektronun kinetik enerjisi, E_γ ; gelen fotonun enerjisi, B_e ; elektronun bağlanma enerjisidir.

Fotoelektrik soğurmada sonra yörüngede boş kalan elektronun yeri bir üst yörüngede bir elektronla doldurulması ile birlikte karakteristik X-ışınları (K_α) yayılması Şekil 2.9'daki gibi gözlenir.



Şekil 2.9. (a) Fotoelektrik soğurmanın mekanizması ve (b) Karakteristik X-ışını yayılması (Gilmore 2008)

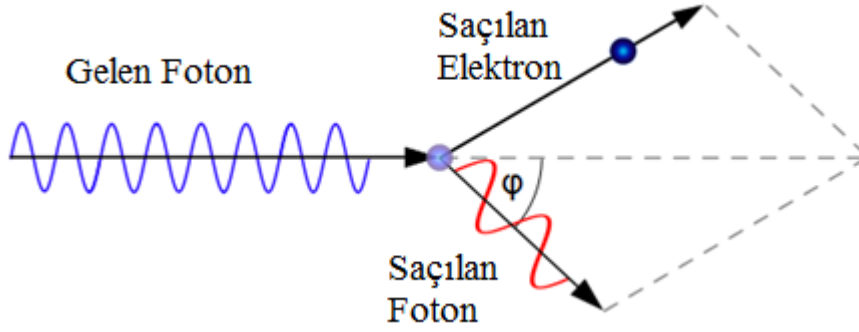
2.3.2.2. Compton saçılması

Gelen gama ışını etkileştiği atomun bir dış yörüngedeki elektronuna enerjisinin bir kısmını aktararak belirli bir açıyla (ϕ) saçılır. Benzer şekilde elektron kinetik enerji kazanarak atomdan farklı bir doğrultuda saçılmaya uğrar. Compton saçılmasının mekanizması Şekil 2.10'da verilmiştir. Çizgisel momentum ve toplam enerji korunumu kullanarak elektronun kinetik enerjisi elde edilebilir (Gilmore 2008):

$$E_e = E_\gamma - E_\gamma' \quad (2.24)$$

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - \frac{1}{\left[1 + E_\gamma (1 - \cos \varphi) / m_0 c^2 \right]} \right\} \quad (2.25)$$

Burada E_e ; elektronun kazandığı kinetik enerjisi, E_γ ve E_γ' ; sırasıyla gelen ve saçılan fotonun enerjisi, φ ; fotonun saçılma açısı ve c ise ışık hızıdır.



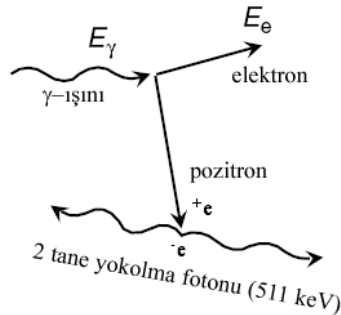
Şekil 2.10. Compton saçılmasının mekanizması (Anonim 2016d)

2.3.2.3. Çift oluşumu

Gelen gama ışını madde tarafından soğurulduğunda elektron-pozitron çifti oluşur ve kendisi kaybolur. Çift oluşumunun gerçekleşebilmesi için gelen foton enerjisi minimum 1022 keV olmalıdır. Bu etkileşim sonucunda ortaya çıkan pozitron çok uzun süre ortamda kalmaz ve bir elektron ile birleşerek iki gama ışını oluşturur (Şekil 2.11). Enerji korunumu yasasına göre foton enerjisi

$$E_\gamma = 2mc^2 + T_+ + T_- \quad (2.26)$$

elde edilir. Denklemden T_+ ve T_- ; sırasıyla pozitron ve elektrona kazandığı kinetik enerjidir. Çekirdeğin geri tepme enerjisi, diğer enerjilerle kıyasla düşük olduğundan ihmal edilmiştir.



Şekil 2.11. Çift oluşumunun mekanizması

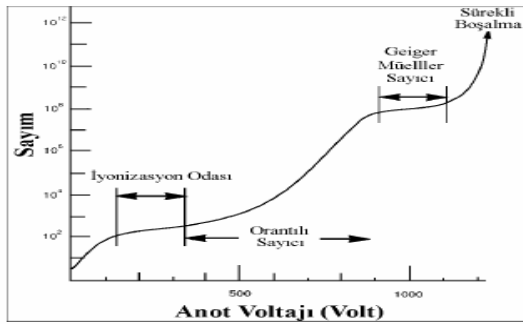
2.4. Radyasyon Ölçüm Detektörleri

Nükleer radyasyonun tespiti veya ölçümü için kullanılan tüm detektörler benzer çalışma özelliklerine sahiptirler. Gelen foton detektörün içine girdikten sonra detektörün materyalinin atomlarıyla etkileşmeye girer. Bu etkileşimde foton, enerjisinin bir kısmını veya tamamını atomun yörüngelerindeki daha düşük enerjili elektronlara aktararak koparılmasına sebep olur. Bu elektronlar toplanır ve analiz edilmek üzere elektronik devrelerde akım pulsu ya da voltaj şekline dönüştürülür.

Bir parçacık ölçme detektörü seçilirken; algılayıcının uygulama çözünürlüğü, verimi, ilgili deneyi yapmaya uygunluğu ve amaca uygun olarak X veya gama ışınlarının enerji değerleri gibi önemli noktalara dikkat edilmelidir. Bu açıdan, gama ışınlarının ölçülmesinde gaz doldurulmuş tüp sayaçlar, sintilasyon ve yarıiletken detektörler kullanılır.

2.4.1. Gaz doldurulmuş tüp sayaçlar

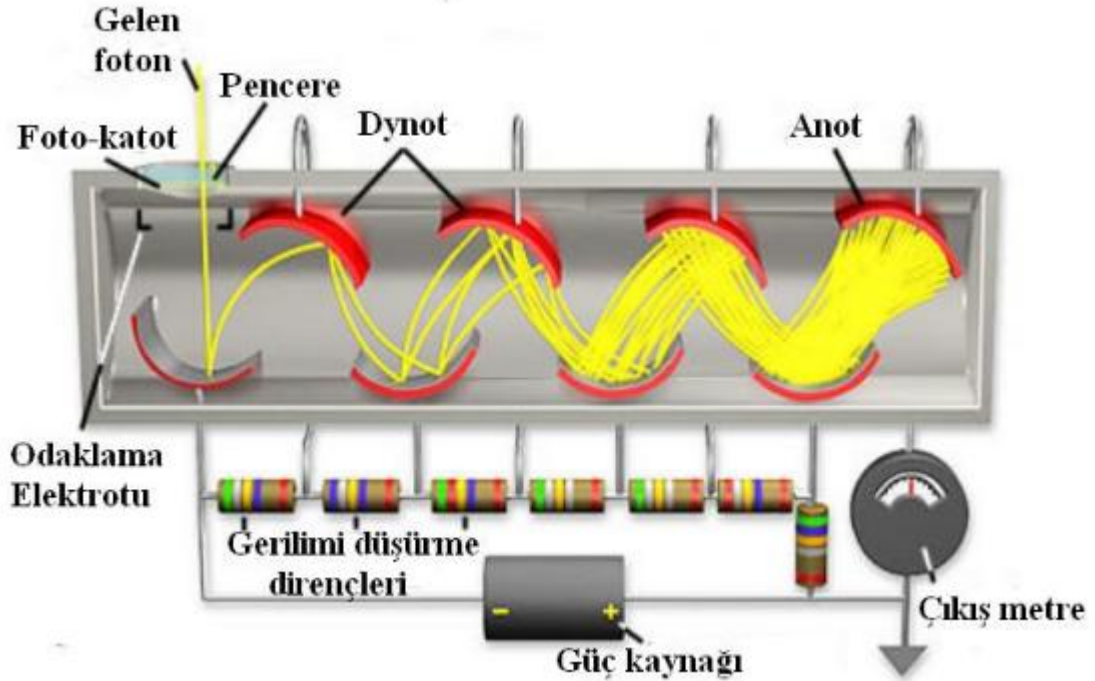
Nükleer radyasyon sayaçlarının pek çoğu, detektöre gelen radyasyonun oluşturduğu iyonları ayırmak ve saymak için bir elektrik alan kullanır. Gazlı sayaçlarda, plakaların arasına gaz doldurulmuş paralel düzlem kondansatörler bulunur. Detektöre gelen bir foton metal odadan geçerken enerjisinin tamamını ya da bir kısmını bırakarak serbest elektronlar ve pozitif iyonlar oluşturur. Plakalar arasındaki elektrik alan, iyonların elektronla birleşmesini engeller. Elektronlar, oluşan elektrik alan etkisiyle anot teline doğru çekilirler ve anot telinde toplanan bu elektronlar bir elektrik pulsu meydana getirirler. Ancak, zayıf bir voltajında elektronlar iyonlar ile tekrar birleşme olasılıkları yüksektir. Bu durumda, iyonların yüksek bir yoğunluğu için de meydana gelebilir. Uygun bir yüksek voltajda, yakınlardaki bütün elektronlar toplanırlar. Bu voltaj bölgesinde detektör bir *iyonizasyon odası* olarak bilinir. Daha yüksek voltajlarda anoda doğru hareket eden elektronlar diğer gaz atomlarını iyonize ederler. Çarpışmalar sonucu daha çok elektron meydana getirmiş olur. Bu bölgede detektör bir *orantılı sayıcı* olarak bilinir. Uygulanan voltajı artırıldığında, elektronların sayısında daha fazla çoğalma olur ve anotta toplanan elektronların sayısı başlangıçtaki iyonizasyondan bağımsız hale gelir. Bu çalışma bölgede detektör *Geiger Mülller (G-M) sayıcısı* olarak bilinir ve bu tüplerden elde edilen büyük çıkış pulsu bütün fotonlar için aynıdır. Algılayıcıya çok daha fazla voltaj uygulanırsa, tüpte sürekli bir boşalma meydana gelir. Farklı voltaj bölgeleri Şekil 2.12’de şematik olarak gösterilmiştir (Krane 2011).



Şekil 2.12. Farklı voltaj bölgelerinin şematik gösterimi (Küçükönder 2009)

2.4.2. Sintilasyon detektörler

Belirli bir materyalden oluşan sintilasyonla iyonize bir radyasyonun tespiti bilinen en eski tekniklerdendir. Genel anlamda sintilatörler, yüksek enerjili yüklü parçacıklar ve gama ışınlarıyla etkileştiğinde iyonizasyon veya uyarılma meydana getirerek düşük enerjili (görünür veya görünürü yakın bölge) fotonlar yayınlayan kristallerdir. Çalışma prensibine özetçe bahsedilirse, gelen foton sintilasyon detektörün kristaline çarparak birçok görünür foton oluşturur. Optik bağlantıyla fotonların kaçması engellenir. Bu fotonlar, katod, elektron odaklayıcı ve 10 veya daha fazla dinotdan oluşan fotoçoğaltıcı tüpün içine girer. Katoda çarpan fotonlar, fotoelektrik yoluyla fotoelektron koparılmasına neden olur. Burada koparılan elektronlar gelen radyasyonun enerjisiyle doğru orantılıdır. Oluşan az sayıdaki elektronlar, elektrik alanla dinot adı verilen metal bir yüzeye doğru ivmelendirilir. Dinotlara çarparak birçok elektronun yayılması sağlar. Elektronlar fotokatottan son dinota kadar giderken, çoğalmanın veya toplam kazancın (yani fotokatottan yayınlanan her bir elektrona karşılık son dinottan yayınlanan elektron sayısının) 10^6 ile 10^7 civarında olması mümkündür. Çoğaltılan elektronlar elektrot toplayıcı olan anota ulaşır. En son elektronik modüller yardımıyla çıkış pulslarına dönüştürülür. Bir sintilasyon detektörün çalışma mekanizması Şekil 2.13'te gösterilmiştir.



Şekil 2.13. Sintilasyon detektörün çalışma prensibi (Radyoloji 2011)

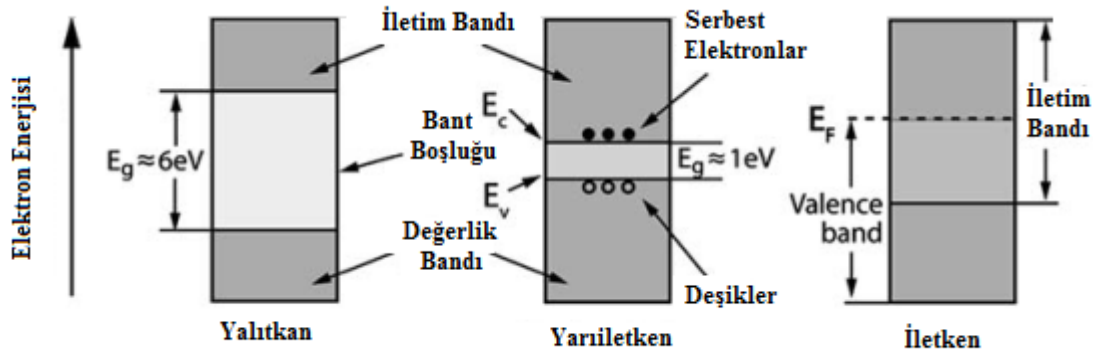
Temel olarak organik ve inorganik sintilatörler olmak üzere iki tip sintilatör detektörü vardır. Gama radyasyonu ölçmek için yaygın olarak kullanılan sintilasyon detektörleri inorganik tipli alkali halojenür olan sodyum iyodür (NaI) ve sezyum iyodür (CsI) kristalleridir. Foton yayılma olasılığını artırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını azaltmak için kristale aktivatör denen küçük miktarda safsızlıklar ilave

edilir. En çok kullanılan aktivatörlerden biri talyum'dur ve böyle bir detektör NaI(Tl) şeklinde gösterilir.

2.4.3. Yarıiletken detektörler

Yalıtkan ve iyi bir iletken arasında bulunan bir maddeler yarı iletken madde olarak tanımlanır. Yarı iletken detektörler çalışma prensibi, gelen iyonize radyasyonla yarı iletken bir maddede oluşturan elektron – hole çiftlerinin tespitine dayanır. Gaz dolu sayaçlarla kıyaslandığında bu tür detektörlerin avantajı serbest yük taşıyıcı çiftleri oluşturmak için gereken enerji miktarı yaklaşık 10 kat daha az olmasıdır. Bir diğer fark ise, yarıiletkenlerin yoğunluğu tipik olarak gazlarınkinden 1000 kat daha büyüktür. Dolayısıyla detektörde oluşan ilk yük sinyali de daha fazladır (Tavernier 2010).

Bir kristalde, serbest bir atomun enerji seviyeleri bant denilen yapılardan oluşur. Değerlik ve iletim bandı olmak üzere iki banttan oluşur. Kristalin içinde bağlı durumda yer alan ve düşük enerjiye sahip olan elektronların bulunduğu banda değerlik bandı, uyarılmış bir enerji seviyede bulunan ve elektronların serbestçe hareket edebildiği bant ise iletim bandı olarak tanımlanır. Bu iki izinli enerji bantları arasında yasaklı enerji bölgeleri vardır. Bu bölgelere bant boşluğu adı verilir. Herhangi bir elektron durağan haldeyken bant boşluğuna düşmez. Bir iletken ve yalıtkan arasındaki fark bant boşluğu genişliğinde kaynaklanır. Bant boşluğunun genişliği enerji birimi cinsinden ifade edilir. İletken maddelerde değerlik ve iletim bandı birbirine geçtiğinden bant boşluğu yoktur. Yalıtkanlarda bu genişlik yaklaşık 6eV'dir. Yarıiletken maddelerde ise değerlik bandındaki tüm enerji seviyeleri elektronlarla doludur. İletim ve değerlik bandı arasındaki bant boşluğu yalıtkanlara göre daha düşüktür ve yaklaşık olarak 1 eV kadardır (Tavernier 2010). İletken, yalıtkan ve yarıiletken maddeler için enerji bant aralığı Şekil 2.14'te verilmiştir.



Şekil 2.14. İletken, yalıtkan ve yarıiletkenlerin enerji bant aralığı (Tavernier 2010)

Yarıiletken bir madde, değerlik bandında bulunan herhangi bir enerji seviyesinden bir elektronun iletim bandına geçmesi boşluklar veya deşikler meydana getirir. Oluşan bu boşluk değerlik bandındaki başka bir elektron tarafından doldurulur. Böylece elektronlar kristal içinde hareket ediyormuş gibi görünür. Bu durumda, elektron ve boşluklar yük taşıdığından yarıiletken maddenin iletkenliğine katkı yaparlar (Gilmore 2008).

Yarı iletken detektörler yapımında yaygın olarak germanyum (Ge) ve silisyum (Si) kristalleri kullanılır. Ge ve Si kristalleri, 4 değerlikli atomların komşu atomlarla dört kovalent bağ oluşturdukları elmas kristal yapısındadır. Elektrik iletimini artırmak için katkı maddeleri (safsızlık) yarıiletken malzemeye ilave edilir. Fosfor (P), arsenik (As), antimon (Sb) gibi 5 değerlikli bir katkı atomu kullanılırsa kristaldeki 4 değerlikli elektrona sahip Ge ve Si ile kovalent bağ yapar. Serbest kalan elektron örgü içinde hareket eder ve iletim bandının altında kesikli verici durumlar oluşturur. Bu durumda yük taşıyıcısı negatif olduğundan n-tipi yarı iletken olarak tanımlanır. Kristal içine bor (B), alüminyum (Al), galyum (Ga), indiyum (In) gibi 3 değerlikli bir katkı atomu eklenirse değerlik bandında boşluk fazlalığı meydana gelir. Bu boşluklar değerlik bandının üstünde alıcı durumlar oluşturur. Yük taşıyıcılar pozitif olduğundan p-tipi yarı iletken adı verilir.

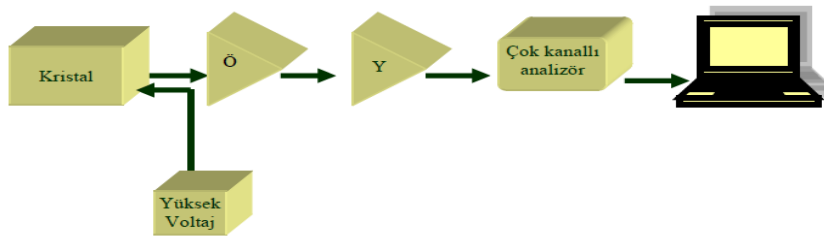
n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler birleştirilirse elektronlar iletim bandından değerlik bandına doğru hareket ederler ve boşluklarla birleşirler. Yük taşıyıcılarının eklem yakınında nötr hale geldikleri bölgeye tüketim bölgesi adı verilir. Radyasyon tüketim bölgesine girdiğinde serbest elektron ve boşluk çiftlerini oluşturur. Bu durumda elektronlar ve boşluklar ters yönlere hareket eder. Biriken elektronlar sayısı bir elektronik puls oluşturur. Bu pulsun genliği gelen radyasyonun kristale aktardığı enerji ile orantılıdır. Bu detektörler ortalama 1000 – 3000 V ters besleme voltajı ile çalıştırılır. Yarı iletken detektörlere bu voltajın uygulamasının sebebi; tüketim bölgesinin boyutları artırıp bu bölgedeki yük birikimi daha verimli hale getirmektir (Gilmore 2008).

2.5. Gama Spektrometresi

Bir numunedeki radyoaktif izotopların yayınladığı gama ışınlarını enerjilerini tespit etme ve ayırma esasına dayanan bilinen en hassas, hızlı ve pratik analitik ölçüm tekniği gama spektroskopisidir. Gelen fotonlar, detektörün kristaliyle etkileşime girerek enerjilerini fotoelektrik soğurma, Compton saçılması ve çift oluşumu sonucu ile elektronlara aktarır. Fotonların enerjileri her çekirdek için kesikli ve karakteristiktir.

Tipik bir gama spektrometre sistemi yüksek saflıktaki germanyum (HPGe) bir yarıiletken detektör (D), beraberinde önyükseltici (PA) ve yüksek voltaj filitresi ile, güç kaynağı (HV), yükseltici (MA), analog sayısal dönüştürücü (ADC), çok kanallı analizör (MCA) ve bilgisayar (PC) yazıcıdan oluşmaktadır. Bu deney sistemin amacı; detektörden gelen sinyallerin işlenmesiyle oluşan ve enerji soğurulmasına karşılık gelen puls yükseklik spektrumundaki piklerin analizinin yapılmasıdır.

Yüksek saflıktaki germanyum detektörlü gama spektrometrik sistemin çalışma düzeneği Şekil 2.15'te gösterilmiştir.



Şekil 2.15. HPGe detektörlü gama spektrometresinin çalışma düzeneği

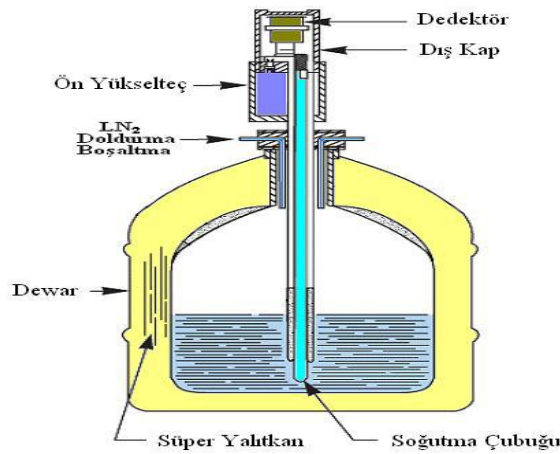
2.5.1. HPGe detektörü

Deneysel nükleer fizikte çevresel radyasyonun belirlenmesi, enerji seviye ve yarı ömürlerin hassas ölçülmesi, nükleer reaksiyonlarla gama geçişlerin incelenmesi gibi birçok güncel çalışma alanlarında en çok tercih edilen ölçüm sistemi olarak koaksiyel geometrili kristallerden oluşan HPGe detektörü kullanılmaktadır. En belirgin özelliği HPGe detektörlerin yüksek ayırma güçleri ve gelişen teknolojiyle birlikte verimlerinin artmasıdır. Bu sayede daha hassas deneysel veri elde edilmesine olanak sağlar.

Gama spektroskopisinde ihtiyaç duyulan geniş aktif hacimdeki bir detektör silindirik veya koaksiyel geometriye sahip bir detektördür. Bu detektörler kuyu tipli bir konfigürasyona da sahip olabilirler. Bu tip bir konfigürasyona sahip bir detektörde, kuyu içindeki kaynak germanyum materyal tarafından çevrelenir ve detektörün verimi bu sayede oldukça artabilir (Knoll 2000). HPGe detektörler genellikle alüminyumdan oluşan içi boş kaplar ile korunur. Kristal soğuk uca (coldfinger) bağlıdır, burada iyi bir termal iletkenlik söz konusudur. Soğuk uç, sıvı azot dolu olan kap (dewar) içinde uzanır. Sıvı azot içindeki kriyostat sayesinde kristal düşük sıcaklıkta tutulur. Şekil 2.16'de bir germanyum detektörün yapısı verilmiştir.

Çizelge 2.1. HPGe kristalinin temel fiziksel özellikleri (Lenntech 2016)

Özellik	Değer
Atom numarası	32
Atom ağırlığı	72.59 g/mol
Atom sayısı	4.4×10^{22}
Yoğunluk	5.32 g/cm^3 (20 °C)
Kristal Yapısı	Diamond (FCC)
Birinci iyonlaşma enerjisi	762.1 kJ/mol
Dielektrik sabiti	16.2



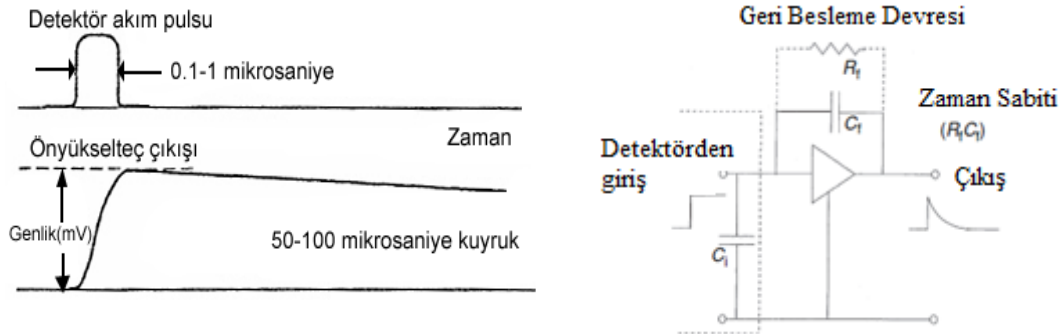
Şekil 2.16. Tipik bir HPGe detektörü

Çizelge 2.1’de detektörde kullanılan yüksek saflıktaki germanyum yarı iletken kristalin özellikleri verilmiştir. Görüldüğü gibi bir germanyum kristalinde değerlik bandı ile iletkenlik bandı arasındaki enerji aralığı (E_g) 77 °K’lık sıvı azot sıcaklığında 0.67 eV olup, elektron - boşluk çifti oluşturmak için gerekli ortalama enerji (E) ise 2.96 eV’ dur (Gilmore 2008).

2.5.2. Önyükselteç

Gama spektrometresinde detektörden sonraki bileşen önyükselteçtir. Bu bileşenin görevi; detektör tarafından üretilen küçük sinyali yükseltmek, detektör ve sonraki bileşenler arasında direnç seviyesini düzenlemek, daha sonraki işlemler için sinyal şeklini ayarlamak ve kullanılabilir hale getirmektir.

Detektörde kapasitans yüklenmesinin en aza indirilmesi için ön-yükselteci, genellikle detektöre olabildiği kadar yakın yerleştirilir ve detektörle arasında uzun bağlantı kabloları kullanmaktan kaçınılmalıdır. Önyükselteçler puls şekillendirmesi yapmazlar. Bu bileşenden çıkışlar, lineer kuyruklu bir puls şeklindedir. Çıkış pulsunun oluşma süresi, detektörün yük toplama süresine uygun olacak şekilde mümkün olduğunca kısa tutulur. Pulsun azalım zamanı ise uzundur (50–100 μ s) ve detektördeki tüm yük toplanabilir. Şekil 2.17’de önyükselteç ve çıkış pulsun şekli gösterilmektedir (Knoll 2000).



Şekil 2.17. Önyükselteç devresi ve çıkış pulsu (Gilmore 2008)

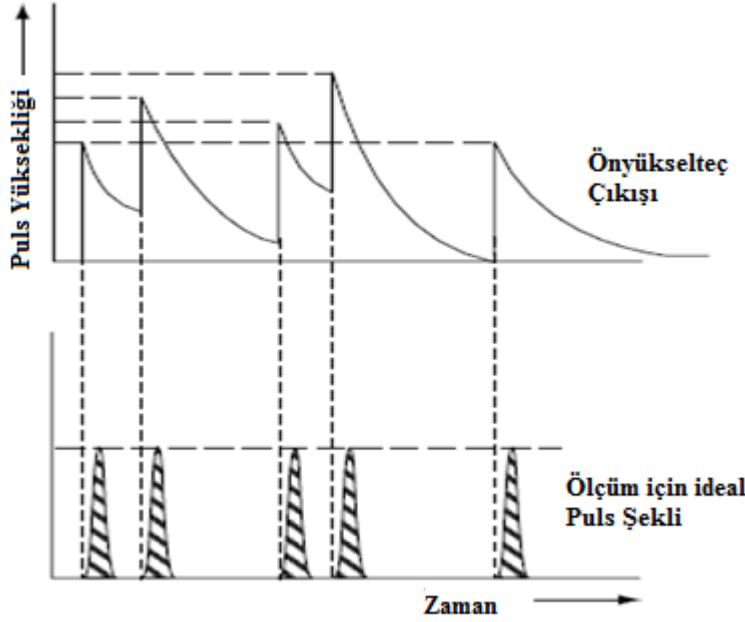
2.5.3. Detektör güç kaynağı

Birçok gama ışını detektörü, çalışma düzeneğinde dışarıdan yüksek voltajlı bir kaynağa bağlıdır. Bu voltaja detektör beslenmesi olarak da adlandırılır. Detektör güç kaynağının en belirgin özellikleri; minimum-maksimum gelirim potansiyeli ve polaritesi, cihazdan sağlanan maksimum akım, geçiş gerilimlerinde veya sıcaklık değişimlerine bağlı olarak meydana gelecek sapmalara göre düzeltme derecesi, alçak frekans gürültülerini önleme derecesi olarak sıralanabilir (Knoll 2000).

Detektör güç kaynağının özellikleri detektör tipine bağlıdır. Sintilasyon detektörleriyle birlikte kullanılan fotoçoğaltıcı tüplerde birkaç miliamperlik düzeyinde akım (mA) ve 3000 V’a kadar bir voltaj gerekebilir. Aynı zamanda fotoçoğaltıcı tüpte yüksek gerilim seviyesindeki dalgalanmalardan kaynaklanan kazanç değişimlerini önlemek için çıkış iyi düzenlenmiş olmalıdır. Geniş hacimli yüksek saflıktaki germanyum (HPGe) detektörler için ise 5000 V’a kadar gerilime ihtiyaç duyulurken akım değeri çok düşüktür.

2.5.4. Yükselteç

Detektöre gelen gama ışınlarının enerjisine orantılı olarak önyükselticiden çıkan pulsların yüksekliğinin ölçülmesi uygun değildir. Bu kuyruklu pulslar yükselticide yükseltilir ve yeniden şekillenir. Önyükselticinin zaman sabitinin uzun olması sinyallerin üst üste binmesine meydana getirir. Yükselticide daha kısa doğma zamanlı ve çok daha hızlı azalım zamanı olan pulslara dönüştürülürler. Şekil 2.18 önyükselticinin çıkış pulsunun yükselticide ölçülebilir puls şekillerini göstermektedir



Şekil 2.18. Yükselticideki pulsun şekli (Knoll 2000)

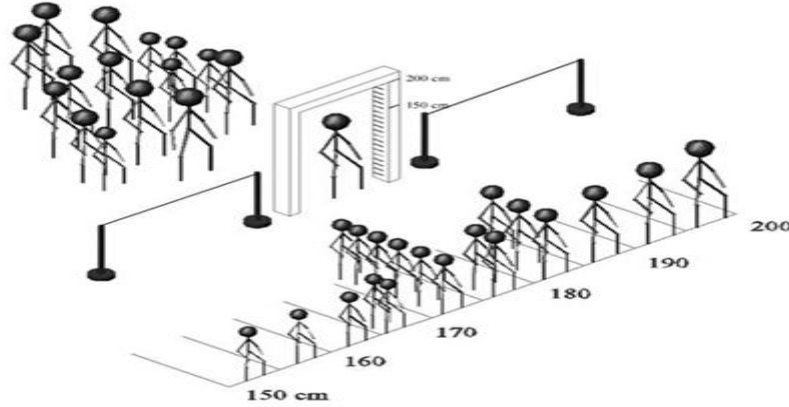
2.5.5. Analog-sayısal dönüştürücü (ADC)

ADC'nin spektrometrik sistemdeki görevi yükselteçten gelen pulsun yüksekliğine bağlı olarak bir sayısal değer oluşturmaktır. ADC'nin performans özellikleri dönüşüm hızı, dönüşümün doğrusallığı ve ayırma gücü olarak sıralanabilir. Ayırma gücü ADC ile belirlenen bit sayılarına (kanal sayısı) bağlıdır. Genliği aynı olan pulslar aynı kanalda kaydedilecektir. Spektrumun kanal sayısı ADC'nin kaç bitlik olduğuna kaynaklanır. 12 bitlik bir ADC, 2^{12} yada 4096 kanallık bir ayırma gücüne sahip olur. Gerekli olan kanal sayısı giriş pulsunun sinyal gürültü oranına büyük ölçüde bağlıdır.

ADC dönüşüm hızı veya ölü zamanı, MCA'nın ölü zamanını sınırlayan faktördür. Puls analizinde kullanılan ADC çeşitleri; lineer yokuş dönüştürücüler, ardışık yaklaşım devreleri ve hızlı ADC'lerdir. Lineer yokuş dönüştürücüler en yavaş olmasına rağmen doğrusallığı en iyidir. Ardışık yaklaşım ve hızlı ADC daha hızlı dönüşüm zamanına sahiptir fakat doğrusallıkları kötüdür (Knoll 2000, Şahiner 2011).

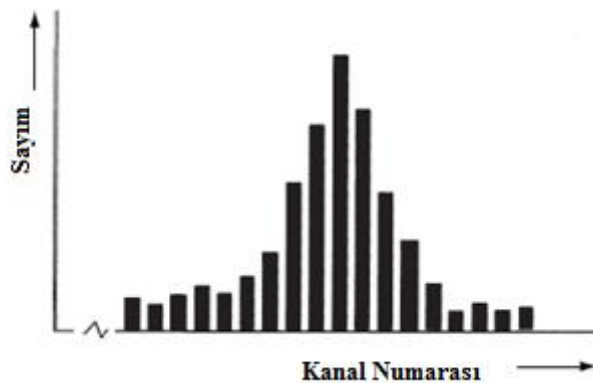
2.5.6. Çok kanallı analizör (MCA)

Yükselticiden çıkış pulsu gelişigüzel yükseklik ve aralıklarla şekillenmiştir. Çok kanallı analizörün gama spektrometrik sistemdeki görevi, bu çıkış pulsların ayrı ayrı yüksekliklerini ölçmek ve küçük voltaj aralıklarında oluşan sayımları saymaktır. Her pulsun yüksekliği, detektöre gelen enerji miktarıyla orantılı olduğundan ortaya çıkan sayımların listesi artık bir gama-ışını spektrumudur (Gilmore 2008). Şekil 2.19'da MCA'nın çalışma prensibinin temsili gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.19. MCA'nın çalışma prensibinin temsili gösterimi (Şahiner 2011)

MCA elektronik sistemi sayesinde spektrum analizinin kolayca yapılabilmesine olanak sağlar. ADC'de sinyal işleme aşamalarından geçen sinyaller uygun adresleme düzeni yapabilen MCA'da histogram şeklinde görülebilir (Şekil 2.20). Sinyaller MCA'nın kanal olarak tanımlanan hafıza bölgelerinde depolanır. Sinyal işleme aşamasında hafızada kaydedilen spektrum, monitörde gözlenir, analiz edilir ve yazıcı ünitesine veya bir bilgisayara aktarılır. Gama spektrometrelerinde, çok kanallı analizörler bilgi saklama ve işleme ünitesidir.



Şekil 2.20. Kanallara karşılık sayım histogramı (Gilmore 2008)

Gama spektrometresinin elektronik sistemiyle ilgili detaylı bilgiler (Knoll 2000), (Gilmore 2008) ve (Tavernier 2010) kaynaklarından temin edilebilir.

2.6. Sayım İstatistiği

Denklem 2.26'da da görüldüğü gibi bir radyoaktif çekirdeğin bozunması rastgele gerçekleşir. Dolayısıyla, nükleer bozunmada yayılan fotonların tespitinin yapılması ve ölçülmesi ilgili herhangi bir ölçüm istatistiksel bir dalgalanma şeklindedir. Kendiliğinden meydana gelen bu tür dalgalanmalar nükleer ölçümlerde deneysel verinin belirsizliği ortaya koyar. Genel olarak hatanın temel kaynağı olarak da bilinir. Bu nedenle deneysel verinin sayım istatistiğinin yapılması, deneyin sonuçlarının doğruluğunu ve ölçümlerin elde edilen niceliğin hassasiyetini belirlenebilir.

Sayım istatistiğinin değeri iki temel açıdan çok önemlidir. İlki, nükleer sayımda kullanılan donanımdaki parçasının normal işleyişinin bir kontrolü olarak görev alır. Diğeri, tek bir ölçümle bir doğruluğu tahmin etmek ve istatistiksel belirsizliği öngörmek için sayım istatistiği kullanılır.

Herhangi bir nükleer fizik deneyinde $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ şeklinde N tane bağımsız ölçüm alınmış olsun. Bu veriler eşit aralıklı bir radyasyon detektöründen bir takım sayımları göstermektedir. Bu verilerin toplamı ve deneysel ortalaması sırasıyla aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\Sigma = \sum_{i=1}^N x_i \quad (2.27)$$

$$\bar{x} = \frac{\Sigma}{N} \quad (2.28)$$

Deneysel veri setini frekans dağılım fonksiyonu ($F(x)$) ile göstermek daha kullanışlıdır. $F(x)$ fonksiyonun değeri, verilerin toplam ve ölçüm sayısı (N) ile ilgili görel frekanstır. Dağılım fonksiyonunun normalizasyonu aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\sum_{i=0}^{\infty} F(x) = 1 \quad (2.29)$$

Böylece veri dağılım fonksiyonu kullanarak deneysel verilerin ortalaması hesaplamak mümkündür. Herhangi bir dağılım ortalaması aşağıdaki denklem şeklinde yazılabilir:

$$\bar{x} = \sum_{x=0}^{\infty} x.F(x) \quad (2.30)$$

Herhangi bir noktadaki verinin değeri ile gerçek ortalama \bar{x} değeri arasındaki fark standart sapma (σ) olarak tanımlanır ve aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$\sigma_i = x_i - \bar{x} \quad (2.31)$$

Ölçümdeki her bir noktaki standart sapmaların ortalama değerinin karesi de ölçümün varyansını (s) verir:

$$s^2 = \bar{\sigma}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (2.32)$$

Ortalama bir dağılımın merkezsiz konum noktasını bulmaya çalışırken, varyans değerlerin ne ölçekte veya ne derecede yaygın olduklarını tanımlamayı hedef alan kullanışlı bir parametredir.

Sayım istatistiğinde Binom dağılımı, Poisson ve Gauss (Normal) olmak üzere üç temel dağılım vardır. Bu dağılımlar aşağıda özetçe açıklanmıştır.

2.6.1. Binom dağılımı

İstatiksel modellerin en geneli Binom dağılımıdır. Prensip olarak, radyoaktif bozunmanın istatistiği binom dağılımı şeklindedir. Farklı radyoaktif çekirdeklerin bozunumu birkaç kez tekrarlanırsa her bir çekirdeğin aynı zaman diliminde farklı oranlarda bozulduğu görülür. Bir binom dağılıma fit ederek bu sayımların dağılımı elde edilebilir. Bu dağılım; iki olası durumu olduğunu, sayım sürecince bozulan çekirdeğin olasılığının bağımsız ve çekirdek bozunma olasılıklarının birbirlerini etkilemediği koşullarıyla geçerlidir.

Herhangi bir çekirdeğin belirli bir zamanda istatistiksel olarak bozunma olasılığını (p) olsun. Bu olasılık, çekirdeğin bozunma olasılığıyla ilişkilidir ve aşağıdaki gibi gösterilebilir (Gilmore 2008):

$$p = (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.33)$$

Her çekirdeğin sadece iki olası sonuç olacağından çekirdeğin bozunmama olasılığı $(1-p)$ şeklindedir. Binom dağılımı, belirli bir zaman aralığında bozulan n çekirdeklerin olasılığı N çekirdek sayısı $P(n)$ bir örnekte şöyle ifade edilir:

$$P(n) = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (2.34)$$

Dağılımın şeklinden bağımsız olarak, çekirdeğin bozunma olasılığın p ise ortalama bozunumların sayısı aşağıdaki bağıntıyla gibi verilir:

$$E(n) = pN \quad (2.35)$$

Yukarıdaki denklemden yola çıkarak Binom dağılımının varyansı ve standart sapmasını da elde edebiliriz:

$$\sigma_{binom}^2 = (1-p)E(n) \quad (2.36)$$

$$\sigma_{binom} = \sqrt{(1-p)pN} \quad (2.37)$$

2.6.2. Poisson dağılımı

Nükleer bozunmalarda toplam çekirdek sayısının bilinmediği durumlarda Poisson dağılımı istatistiksel olarak kullanılır. Ayrıca Binom dağılımı, ($p \ll 1$) limitinde Poisson dağılımına indirgenir ve aşağıdaki gibi verilebilir:

$$P(n) = \frac{[E(n)]^n}{n!} e^{-E(n)} \quad (2.38)$$

Yukarıdaki verilen denklemde $P(n)$, n tane bozunan bir çekirdekten alınan bir sayının $E(n)$ ortalama bozunum sayısı ile gözlenme olasılığını belirtir. $p \ll 1$ limiti olduğundan varyans ortalama bozunmaya eşit olacaktır. Dağılımın varyansı ve standart sapması aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\sigma_{Poisson}^2 = E(n) \quad (2.39)$$

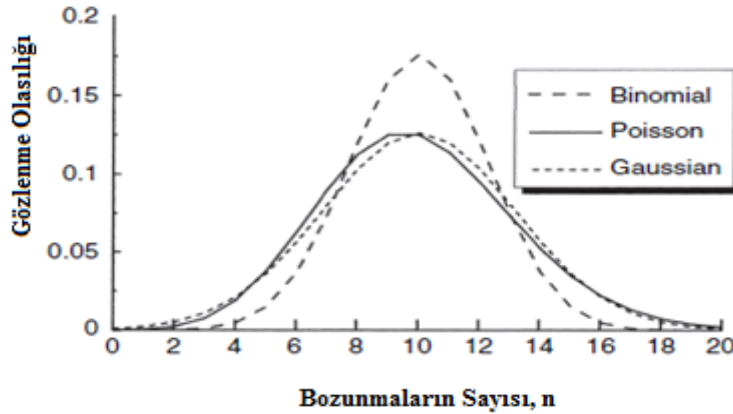
$$\sigma_{Poisson} = \sqrt{E(n)} \quad (2.40)$$

2.6.3. Gauss (normal) dağılım

Binom dağılımı hem $p \ll 1$ limitinde hem ortalama değer artması halinde Gauss dağılımına dönüşür ve aşağıdaki gibi yazılabilir (Gilmore 2008):

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi E(n)}} \exp\left\{-\frac{[n - E(n)]^2}{2E(n)}\right\} \quad (2.41)$$

Şekil 2.21'de $E(n) = 10$ ortalama bozunum değeri için Binom, Poisson ve Gauss dağılımı karşılaştırılmıştır.

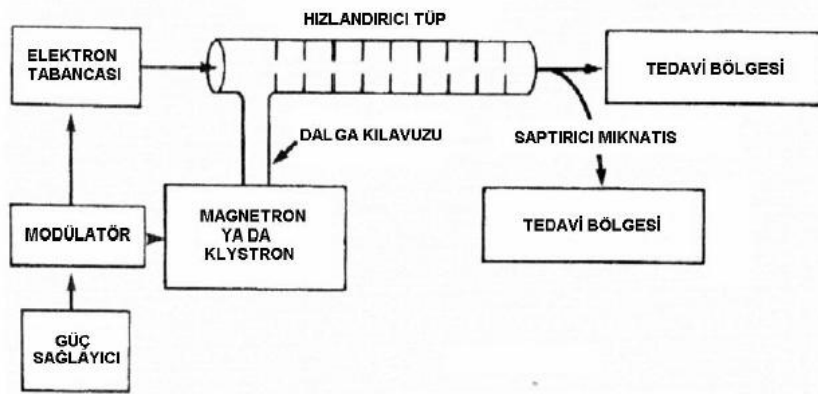


Şekil 2.21. $E(n) = 10$ için üç dağılımın karşılaştırılması (Gilmore 2008)

2.7. Lineer Elektron Hızlandırıcı

Lineer hızlandırıcı, doğrusal ve havası boşaltılmış bir tüp boyunca elektronlar gibi yüklü parçacıkların kinetik enerjilerini 4 MeV'den 25 MeV'e hızlandırmak için yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalar kullanan cihazlardır. Bu cihazlar 1950'li yılların başından beri radyoterapide özellikle tümör tedavisinde sıklıkla kullanılmaktadır.

Medikal alanda kullanılan bir lineer elektron hızlandırıcısı, genel olarak birkaç temel bileşen ve yardımcı sistemden oluşmaktadır. Şekil 2.22 bir lineer hızlandırıcının çalışma düzeneğini göstermektedir.



Şekil 2.22. Lineer hızlandırıcının çalışma düzeneği (Khan 1994)

Lineer hızlandırıcının çalışma prensibi kısaca anlatılması gerekirse güç kaynağı (power supply), hidrojen thytron olarak bilinen bir anahtar ve puls şekillendirici bir ağıdan oluşan modülatöre doğru akım (DC) sağlar. Modülatörden gelen yüksek voltajlı pulslar birkaç mikro saniyelik düz DC pulslardır. Eş zamanlı olarak bu pulslar elektron tabancası ve magnetrona (ya da klystron) iletir. Magnetronda üretilen pulslu mikrodalgalar, bir dalga kılavuzu sistemi üzerinden hızlandırıcı tübe aktarılır. Ayrıca, elektron tabancasıyla üretilen elektronlar tüpe yerleştirilmiş pulslardır. Hızlandırıcının yapısı iç tarafı bakır disklerle bölünmüş bir bakır tüpten oluşmaktadır. Bu kısım yüksek bir vakum ortamıdır. Elektronlar yaklaşık 50 keV'lik başlangıç bir enerjiyle tüpün içine aktarılırken mikrodalgalı bir elektromanyetik alanla etkileşir. Böylece elektronlar sinüsel elektrik alanla enerjileri yükseltilir.

Yüksek enerjili elektronlar hızlandırıcı tüpün çıkış penceresinden çıkarken çapı 3 mm olan bir kalem demeti formundadır. 6 MV gibi düşük enerjili lineer hızlandırıcılarda elektronların ilerlemesine izin verilir ve Bremmstrahlung fotonları üretmeleri için bir hedefe çarpıtılır. Yüksek enerjilerde ise tüp oldukça uzun ve yatay olarak belli bir açıda yerleştirilmiştir. Elektronlar tüp ve hedef arasında uygun bir açıyla sapıtılır. Elektron demetinin hassas bükülmesi bükme mıknatıslar, odaklama bobinleri ve diğer bileşenlerden oluşan demet geçiş sistemiyle gerçekleştirilebilir.

Lineer hızlandırıcının temel bileşenleri aşağıda detaylı bahsedilmiştir.

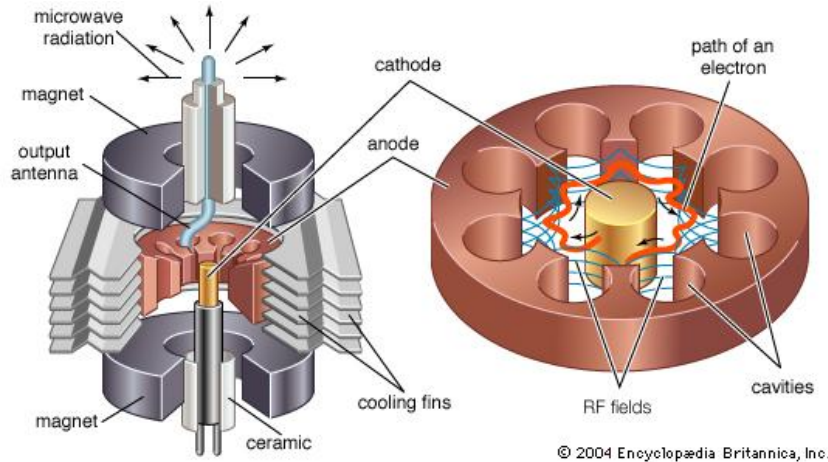
2.7.1. Mikro dalga güç kaynağı

Medikal amaçlı lineer hızlandırıcılarda gerekli olan elektromanyetik dalga gücü 2 MW ile 10 MW arasında değişmektedir. Hızlandırıcılarda magnetron ve klystron olmak üzere iki çeşit mikro dalga güç kaynağı üretici vardır.

2.7.1.1. Magnetron

Mikrodalgaları üreten bir cihaz olan magnetron birkaç mikrosaniyelik mikrodalgalı pulsları oluşturan bir yüksek voltajlı salıncı olarak görev yapar. Her pulstaki mikrodalgaların frekansı yaklaşık 3000 Mhz'dir.

Magnetron merkezinde bir katot ve bakırdan bir katı parçayla işlenmiş bir dış anottan oluşan bir silindirik yapıya sahiptir (Şekil 2.23). Katot ve anot arasında aralık boşaltılmıştır. Katot bir iç telle ısıtılır ve elektronlar termo-iyonik yayılımla üretilir. Boşlukların düzlemine dikey yönde durgun bir manyetik alan ve katot – anot arasında da bir pulslu DC elektrik alan uygulanır. Katottan yayılan elektronlar, bir DC elektrik alanın etkisiyle anota doğru hızlandırılır. Manyetik dalganın eş zamanlı etkisiyle, elektronlar mikrodalgalar şeklinde enerji yayarak rezonans boşluklara doğru karmaşık spiraller hareket eder. Oluşan mikrodalga pulslar, dalga kılavuzu yoluyla hızlandırıcı tüpüne yönlendirilir.



© 2004 Encyclopædia Britannica, Inc.

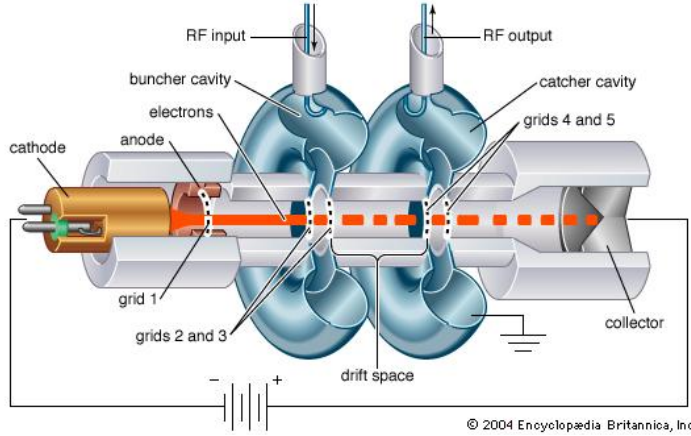
Şekil 2.23. Magnetronun kesitsel bir gösterimi (Anonim 2016e)

Tipik olarak, magnetronlar düşük enerjili hızlandırıcıları (6 MV veya daha az) çalıştırmak için 2 MW pik güç çıkışı üretir. Yüksek enerjiler için ise klystronlar kullanılmasına rağmen 25 MV'lik enerjili hızlandırıcılar yaklaşık 5 MW gücünde magnetronlar kullanarak tasarlanmaktadır.

2.7.1.2. Klystron

Klystron mikrodalgaları üreticiden ziyade bir mikrodalga yükselticisidir. Bir düşük enerjili bir mikrodalga salıncısıyla çalıştırılmasına ihtiyaç duyulur. Şekil 22 temel iki boşluklu bir klystronun bir çizimini göstermektedir. Katot tarafından üretilen elektronlar ilk boşluğa voltajın negatif bir pulsla hızlandırılır. Mikrodalgalar boşluklara

boyunca alternatif bir elektrik alan kurar. Elektronların hızı bu elektrik alanının etkisiyle değiştirilir. Bazı elektronlar hızlanırken diğerleri yavaşlanır. Hızı değiştirilmiş demet sürüklenme tüpte serbest bir yol boyunca geçerken elektronların toplanmasına sebep olur. Elektron demeti ikinci boşluğa (catcher cavity) vardığında boşluğun uçlarında yüklerle uyarılır ve böylece geciktirilmiş bir elektrik alan oluşturur. Elektronlar yavaşlar ve enerji korunumu yasası gereği elektronların kinetik enerjileri yüksek voltajlı mikrodalgaya dönüştürülür.



Şekil 2.24. Bir klystronun basit gösterimi (Anonim 2016f)

2.7.2. Hızlandırıcı dalga kılavuzu

Dalga kılavuzu mikrodalgaların iletiminde kullanılan dairesel kesitli ve içi hava boşaltılmış (vakum) hızlandırıcının bir parçasıdır. Mikrodalgaların kavite duvarlarından yansması sırasında çok az güç kaybı olması için genelde bakırdan yapılır. Hızlandırıcılarda radyofrekansı (RF) gücü iletimi ve hızlandırıcı olmak üzere iki tip dalga kılavuzu kullanılır. Güç iletim kılavuzları güç kaynağından hızlandırıcı dalga kılavuzuna RF gücü iletir. Hızlandırıcı kılavuzu ise bitişik boşluklar (cavity) arasındaki mikrodalga gücü dağıtır veya birleştirir ve elektronların hızlanması için uygun bir elektrik alan sağlar (Podgorsak 2005).

2.7.3. Elektron tabancası

Elektron tabancası hızlandırıcı dalga kılavuzu için elektronların üretildiği bileşendir. Medikal hızlandırıcılarda diod ve triod olmak üzere iki tip tabanca vardır. Elektronlar ısıtılmış katottan termo-iyonik olarak yayılır. Daha sonra bükülmüş bir odaklama elektrotla bir kalem demetin içine odaklandırıp hızlandırıcı dalga kılavuzuna sürüklenmek üzere anoda doğru hızlandırılır (Podgorsak 2005).

2.7.4. Saptırıcı magnet düzeneği

Düşük enerjili fotonlar sabit dalga kılavuzlu hızlandırıcılarda tüp genel olarak radyasyon demetinin merkezi eksenine paralel yerleştirilir. Bu tür cihazlarda kısa tüp boyundan dolayı tüp demete paralel yerleştirildiğinden elektronlar için demet yönlendirilmesine gerek yoktur. Ancak bütün hareketli dalga hızlandırıcılı ve yüksek

enerjili sabit dalga kılavuzlu hızlandırıcılarda kılavuz boyu uzundur ve yaklaşık 1.5 m'dir. Bu tip cihazlarda ise tüp demete dik bir şekilde yerleştirilir. Böylece kılavuz sonunda hızlandırılmış elektronlar hızlandırıcı başlığa doğru yönlendirilir (Okutan 2010).

2.7.5. Hızlandırıcı başlığı

Hızlandırıcının başlığı kurşun (Pb), tungsten (W) veya kurşun-tungsten karışımı gibi kalın kabuklu yüksek yoğunluklu bir zırhlama materyalden oluşur. Medikal fotonların üretimi, şekillendirilmesi, lokalize edilmesi ve izlenmesi için bir X-ray hedef, saçılma folyo, düzleştirici filtre, iyon çemberi, sabit ve hareket edilebilir kolimatör bileşenlerinden oluşur. Ayrıca radyasyon sızıntısına karşı yeterli bir zırhla koruma sağlar (Khan 1994).

2.7.6. Demet hizalanması ve izlenmesi

Elektron demeti X-ışını hedef boyunca yerleştirilmiş sabit birinci kolimatörle hizalandırılır. Daha sonra, Bremsstrahlung fotonları üretmek için hizalanmış demet düzleştirilmiş filtreden geçer. Düzleştirilen foton demeti doz izleme çemberine ulaşır. İzleme sistemi birkaç iyon çember veya çok plakalı tekli bir iyon çemberden oluşmaktadır. Bu çemberler genellikle tüm demeti kaplaması için düz paralel plakalı olmasına rağmen bazı hızlandırıcılarda silindirik çemberlerde kullanılmaktadır. Burada iyon çemberinin fonksiyonu, doz oranı, bütünleşmiş dozu ve alan simetrisini izlemektir. Çemberler yüksek yoğunluklu radyasyon alanında bulunduğu ve demetler pulslu olduğundan çemberlerin iyon veriminin değişen doz oranlarda sabit kaldığından emin olmak gerekir. Çember tasarımına bağlı olarak, çemberin elektrotlarına 300 – 1000 V arasında bir voltaj uygulanır.

İyon çemberden geçen demet daha sonra sürekli hareket edilebilen X-ışını kolimatörden hizalanır. Bu kolimatörde kurşun veya tungsten yapılmış iki çift metal bloğundan oluşmaktadır. 0x0 alandan 40x40 cm'e kadar maksimum bir dikdörtgen açıklık sağlar. Alan boyutu hızlandırıcının başlığında bulunan bir ışık lokalize sistemle sağlanır. Bir ayna kombinasyonu ve blok-çember arasında boşlukla yerleştirilmiş bir ışık kaynağı, bir ışık demet yansıtır. Böylece ışık alanı radyasyon alanıyla uyumludur.

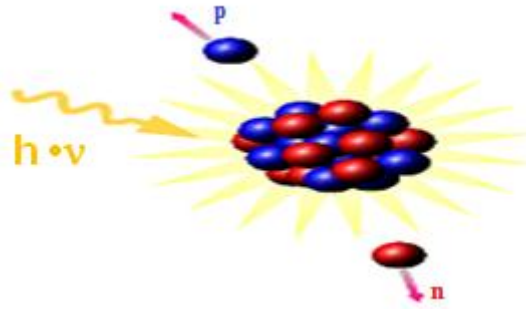
2.7.7. Bremsstrahlung foton demeti

Elektronlar tungsten (W) gibi atom numarası büyük materyalden oluşan bir hedefe çarpıştığında Bremsstrahlung foton demeti üretilir. Hedef su soğutucudur ve gelen elektronların çoğunu soğurması için oldukça kalın olmalıdır. Bremsstrahlung tipli etkileşmenin bir sonucu olarak elektron enerjisi gelen elektronlarınkine eşit bir maksimum enerjiye sahip X-ışınlı bir spektruma çevirir. Demetin ortalama foton enerjisi maksimum enerjinin üçte biri kadardır.

2.8. Fotonükleer reaksiyon

Atomik çekirdek yüzyılı aşkın bir geçmişe sahip olmasına rağmen çekirdeği oluşturan nükleonların etkileşmeleri henüz tam olarak anlaşılacak değildir. Nükleer

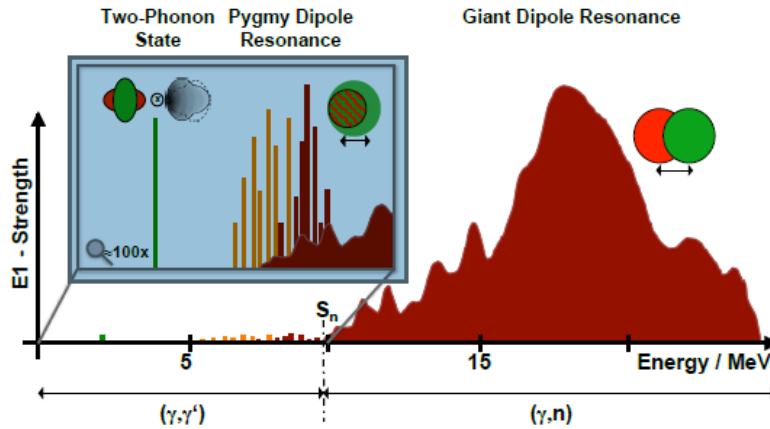
yapıdaki etkileşmeleri daha iyi anlayabilmek için çekirdekten nükleon koparmakla (nükleer reaksiyon) mümkündür. Bir nükleer reaksiyonu gerçekleştirmek için herhangi bir yüksek enerjili bir parçacıkla çekirdeğin bombardıman edilmesi gerekir. Ancak, bir elektromagnetik dalga olan fotonun kullanılması farklı avantajlar ortaya koyar (Kaplan 2003). Bir foton ile hedefteki bir atom çekirdeğinin elektromanyetik bir etkileşimle oluşan reaksiyonlar fotonükleer reaksiyonlar olarak tanımlanır. Reaksiyon sürecinde, yüksek enerjili fotonlar bir çekirdekten tarafından kısmen ya da tamamen soğrulur ve çekirdeği uyarılmış bir duruma zorlanır. Bu durumda, gelen fotonların enerjisine ve çekirdeğin nükleon ayırma enerjisine bağlı olarak nötron, proton parçacıkların koparmasına ya da çekirdeği taban durumdan uyarılmış durumlara yükselir. Böylece (γ, xn) , (γ, xp) ($x=1,2,3..$) veya (γ, γ') reaksiyonları gerçekleşir. Fotonükleer reaksiyonun mekanizması Şekil 2.25'te verilmiştir.



Şekil 2.25. Fotonükleer reaksiyon mekanizması (Anonim 2016g)

2.8.1. Çekirdeğin fotonu soğurması

Atom çekirdeğinin elektromanyetik etkileşimi, gelen fotonun dalga boyu değişiminden dolayı enerjiye bağlıdır. Bir fotonun soğurulması ile bir çekirdek ara uyarılmış durumlara geçer. Bu durumda uyarılmış bir çekirdek foton, nötron ve yüklü parçacık salınımını gerçekleştirebilir. Gelen fotonun enerjisine bağlı olarak çekirdekte farklı rezonans durumlar (mod) meydana gelebilir. Şekil 2.26'da çekirdekteki farklı modlar gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.26. Fotonükleer reaksiyonda çekirdekte oluşan modlar (Romig 2015)

2.8.1.1. Cüce dipol rezonans (PDR)

Cüce dipol rezonans (Pygmy Dipole Resonance-PDR) olarak bilinen bu mod, $N \sim Z$ olan proton ve nötron koruna karşı nötron yüzeyinin titreşmesine karşılık gelir (Mohan vd 1971). Günümüzde PDR'nin doğası ve özellikleri hala çok iyi anlaşılammıştır. Cüce dipol rezonanslar, nötron yüzeyinin kalınlığı, nötron ayrılma enerjisi ve nükleer simetri enerji gibi nükleer sistemler ile ilgili bazı parametreler hakkında bilgi vermektedir. Yapılan deneysel verilerle, dev haloların karakteristik özelliklerini daha iyi anlayabilmekteyiz. Bu yüzden de son yıllarda nötron bakımında zengin egzotik çekirdeklerin çalışılması önem kazanmıştır. Kararlı çekirdekte ise, her ne kadar az bilinse de düşük enerjili E1 uyarılmaların varlığı ve sistematik özellikleri uzun zamandır biliniyordu. Özellikle, elde edilen sonuçlar Mohan'ın öngörülerıyla uyuşmuyordu. Düşük enerjili dipol geçişler egzotik nötron zengini çekirdeklerin yanı sıra kararlı çekirdekteki özellikleri için araştırılmalar son yıllarda ilgi artmıştır. Özellikle, kararlı hedeflerdeki düşük enerjili E1 şiddeti nötron ayırma enerjisinin altındaki (γ, γ') saçılmalarını kullanarak pek çok çalışmalar yapılmıştır (Govaert vd 1998, Enders vd 1998, 2003, Hartman vd 2000, Zilges vd 2002, Volz vd 2006).

Fotonükleer reaksiyonlarda soğurma tesir kesiti $\sigma_{0 \rightarrow i}(E)$ önemli rol oynar. Bir nükleer geçiş süreci için tesir kesiti, E enerjili bir fotonun taban durumdaki bir çekirdek tarafından soğurulma olasılığını belirtir. Soğurma tesir kesiti, Breit-Wagner dağılımı açısından ifade edilebilir (Breit vd 1936):

$$\sigma_{i \rightarrow 0}(E) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{E_i} \right)^2 \frac{2J_i + 1}{\underbrace{2J_0 + 1}_g} \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_i)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} = \frac{\sigma_{maks}}{1 + \left(\frac{E - E_f}{\Gamma/2} \right)^2} \quad (2.42)$$

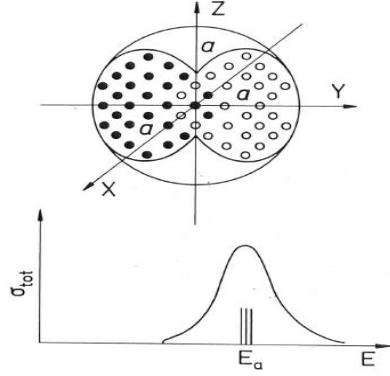
Denklemden E_i ; i seviyesinin uyarılma enerjisi, $g = \frac{2J_i + 1}{2J_0 + 1}$; J_i uyarılma seviyesinin açısal momentumu ve J_0 taban durumunun toplam açısal momentuma bağlı olan istatistiksel bir faktör, Γ_0 ve Γ ise sırasıyla taban durum geçişin ve toplam seviye geçişin genişliğidir.

Toplam tesir kesiti, tüm olası son durumdaki bozunmaların kısmi tesir kesitlerinin toplamı şeklinde yazılabilir:

$$\sigma_{abs}^{total} = \sum_f \sigma_{abs}^f(E_\gamma) = \sum_f \frac{\pi}{2} g \left(\frac{\hbar c}{E_{xi}} \right)^3 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E_\gamma - E_{xi})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.43)$$

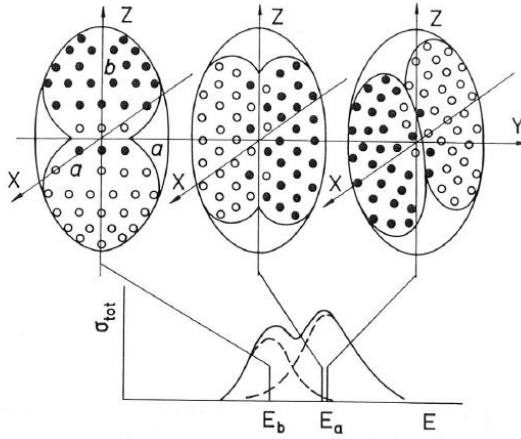
2.8.1.2. Dev dipol rezonans (GDR)

Çekirdekteki kolektif uyarılmaların tipik bir diğer örneği, nükleonların birbirlerine karşı salınım olan izovektör dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance-GDR) modudur. Bu mod, 14 MeV (Uranyum) ve 26 MeV (Lityum) arasındaki enerjilerde sınırlıdır (Dietrich vd 1988). Fotonlarla uyarılmış dipol rezonansa en önemli katkı elektrik dipol moddan kaynaklanır. E1 izovektör enerjisinin neredeyse hepsini bu modda tüketir. Küresel bir çekirdekte bu moddaki tüm proton elektrik alan etkisi altında nötronlara göre salınım hareketinin şematik gösterimi Şekil 2.27’de verilmiştir. Çekirdek küresel olarak simetri varsayıldığından salınım hareketinin yönü yoktur. Bundan dolayı rezonans frekansının üç serbestlik derecesi de aynıdır.



Şekil 2.27. GDR’de kolektif hareketin şematik gösterimi (Segebade vd 1988)

Taban durumdaki çekirdek kalıcı bir deformasyona sahipse serbestlik dereceleri için rezonans frekanslar farklı olacağından dev dipolun yapısı daha karmaşık olur. Bu modların gösterimi Şekil 2.28’de verilmiştir.



Şekil 2.28. Farklı elektrik dipol rezonans titreşim modunun şematik gösterimi (Segebade vd 1988)

2.8.1.3. Yarı – Döteron Bölgesi

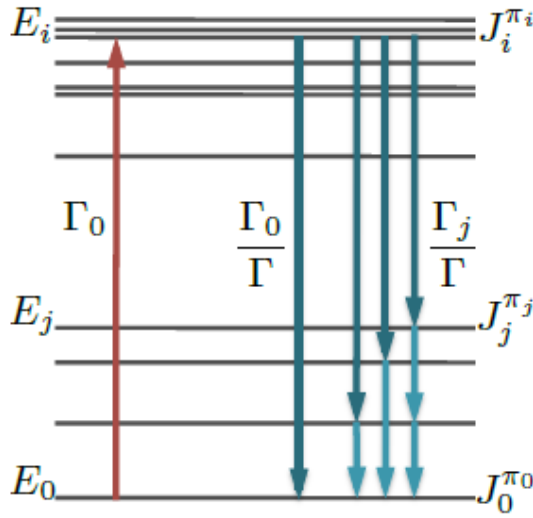
Dev dipol rezonans bölgesinden sonrası ($E > 30$ MeV) ile 140 MeV’e kadar olan bölge ile sınırlıdır. Bu enerji bölgesinde toplam soğurulma tesir kesitinin çoğu (g, np) reaksiyonu sonucu oluşur. Bu nedenle, bu bölgeye bazen yarı-döteron bölgesi olarak da

adlandırılır (Kaplan 2003). Bu modelde, foton diğer nükleonların katkıları olmadan uyumlu bir nötron-proton çifti ile etkileşime girdiği ve doğrudan nükleon yayınlanmasına sebep olduğu varsayılır. Yüksek enerjili fotonların yalnızca düşük bir sayıda nükleonlar ile etkileşimi nedeniyle, soğurma tesir kesiti dev rezonans bölgesi ile karşılaştırıldığında oldukça düşüktür.

2.8.2. (γ, γ') reaksiyonları

(γ, γ') reaksiyonlarda hedef olan çekirdek yüksek enerjili fotonlarla ışınlanır. Bu fotonlar çekirdeğe çarpar ve tesir kesitine bağlı olarak fotonlar soğurulur. Böylece çekirdek taban durumdan daha yüksek enerjili seviyelere uyarılır. Çok kısa süre içinde (birkaç femtosaniyede) uyarılmış durum birden fazla foton yayarak taban duruma bozunur. Bir fotonun rezonans soğurma ve yayılımı foton saçılması veya nükleer rezonans floresans (NRF) olarak da tanımlanır. Klasik saçılma deneylerine benzer olarak, çekirdek taban duruma doğrudan bozunursa elastik saçılma, orta düşük enerjili durumlarla taban duruma bozunmasına ise inelastik saçılma olarak adlandırılır (Ağar 2016).

Pratikte herhangi ışınlanan bir elementin inelastik (γ, γ') saçılmanın reaksiyonun gerçekleşme olasılığı, (γ, n) foto-nötron reaksiyonunkinden (Bkz. 2.8.3) çok daha düşüktür. Dolayısıyla bir numunenin element analizinde (γ, γ') reaksiyonların kullanımı yaygın değildir.

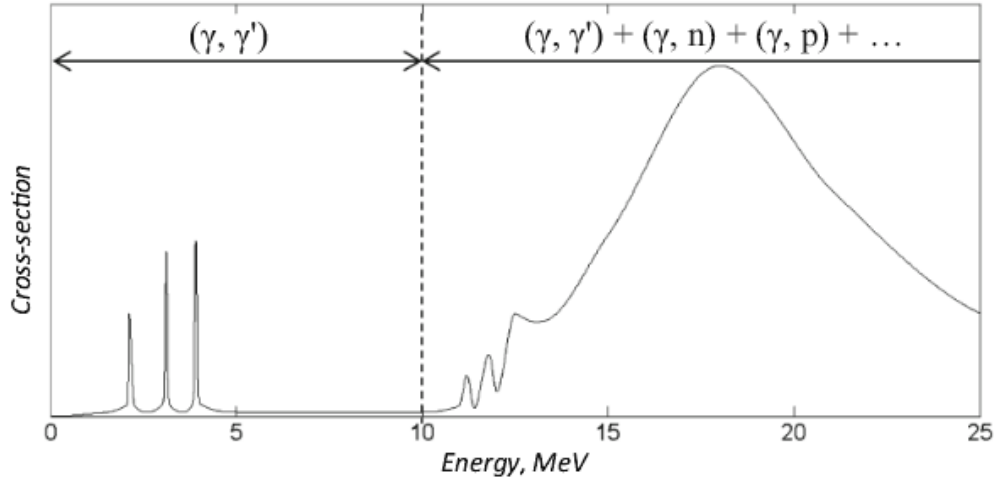


Şekil 2.29. (γ, γ') reaksiyonunun bozunma şeması (Romig 2015)

NRF tekniği, yayılan fotonların tespit edip enerji, açısal dağılım ve şiddetlerine göre analiz edildiğinde çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesi ve uyarılmış seviyelere ilişkin spin ve parite belirlemeleri için günümüzde en çok kullanılan yöntemlerdendir (Romig 2015).

2.8.3 Foto-nötron reaksiyonlar

Çekirdeğin uyarılma enerjisi, nükleon (proton, nötron) veya alfa gibi yüklü bir parçacığın bağlanma enerjisinden daha büyük olması durumunda çekirdekten nötron ya da yüklü bir parçacık kopabilir. Şekil 2.30 orta atom numaralı bir çekirdek için 25 MeV'e kadar foton enerji toplam soğurma tesir kesitini şematik olarak göstermektedir.



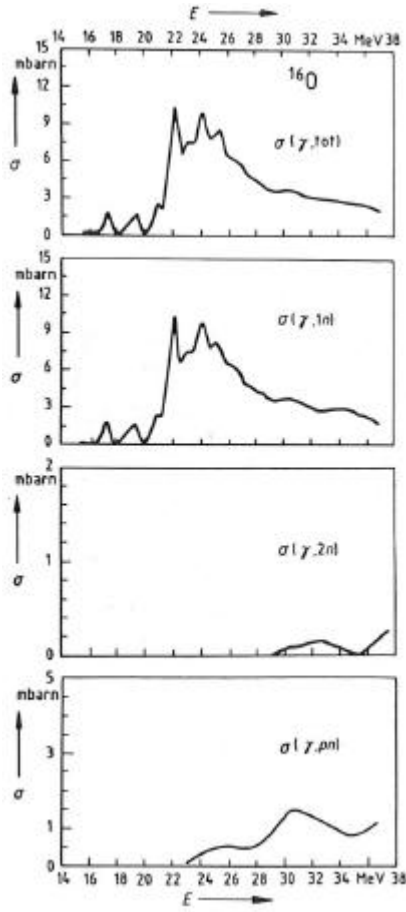
Şekil 2.30. Farklı enerji bölgelerinde gerçekleşen reaksiyonlar (Starovoitova vd 2016)

Cüce dipol rezonans (PDR) olarak bilinen (Bkz. Bölüm 2.8.1.1) nükleon ayırma eşiğinin altındaki enerji bölgesinde toplam soğurma tesir kesitine en büyük katkıyı elastik ve inelastik saçılmalar yapar. Eşik değerinden daha yüksek enerjilerde uyarılan çekirdek fotonlar yayarak bozunabilir. Seviyelerin ömürleri çok kısa olduğundan soğurma çizgileri giderek genişler. Daha yüksek enerjilerde uyarılmış durumlar kısmen üst üste biner ve foton soğurma tüm nükleonların kolektif uyarılmalarına sebep olur. Bu neden nükleer seviyelerin aralıkları çok küçüktür. Bu bölge de dev rezonans (GDR) bölgesidir (Bkz. Bölüm 2.8.1.2). GDR bölgesindeki toplam tesir kesitini elastik ve inelastik saçılmaların katkıları ve bir veya daha fazla nükleonun yayılımı oluşturur. Orta ve ağır çekirdekler için proton ve diğer yüklü parçacıkların yayınlanması Coulomb bariyeriyle engellenir. Dolayısıyla, foton soğurma tesir kesiti fotonötron tesir kesitiyle yaklaşık olarak aynıdır. Analitik teknikler için (γ, n) fotonötron reaksiyonlar çok önemlidir (Segebade vd 1988).

Şekil 2.31'de ^{16}O izotopunun foto-nötron tesir kesitlerini vermektedir. En üstteki grafik toplam nötron üretim tesir kesitini vermektedir. Diğer grafikler ise bir veya daha fazla nötron ve yüklü parçacık yayılımı için kısmi tesir kesiti ifade etmektedir. Toplam soğurma tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\sigma(\gamma, \text{top}) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \quad (2.44)$$

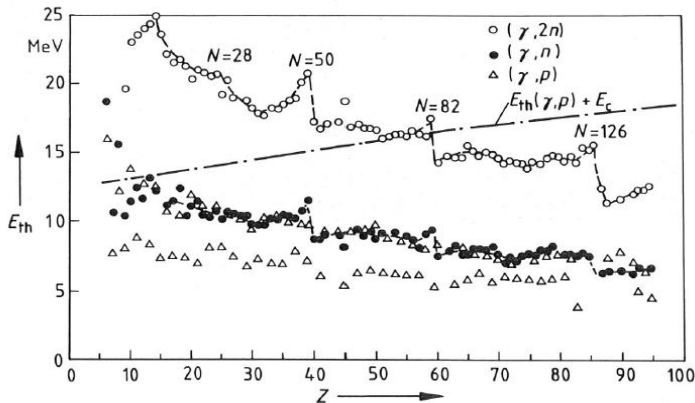
Şekilde de görüldüğü gibi $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ reaksiyonu, ^{16}O izotopunun foto-nötron tesir kesitlerine katkısı daha fazladır. Daha yüksek mertebedeki reaksiyonların katkıları küçüktür.



Şekil 2.31. ^{16}O için fotonötron tesir kesitleri (Segebade vd 1988)

2.8.3.1. (γ, n) reaksiyonları

GDR bölgesinde toplam foto-nötron tesir kesitine en önemli katkı uyarılmış bir çekirdekten tek bir nötronun koparılmasıdır. Dolayısıyla dev rezonans bölgesi daha çok (γ, n) reaksiyonları tesir kesitleri ile ifade edilir. Özellikle orta ve ağır çekirdekler için proton yayınlanmasının Coulomb bariyeri tarafından ciddi bir şekilde engellendiğinden $(\gamma, 1n)$ kısmi tesir kesiti hemen hemen (γ, n) tesir kesiti ile aynıdır.



Şekil 2.32. Atom numarasına bağlı olarak eşik enerjisini değişimi (Segebade vd 1988)

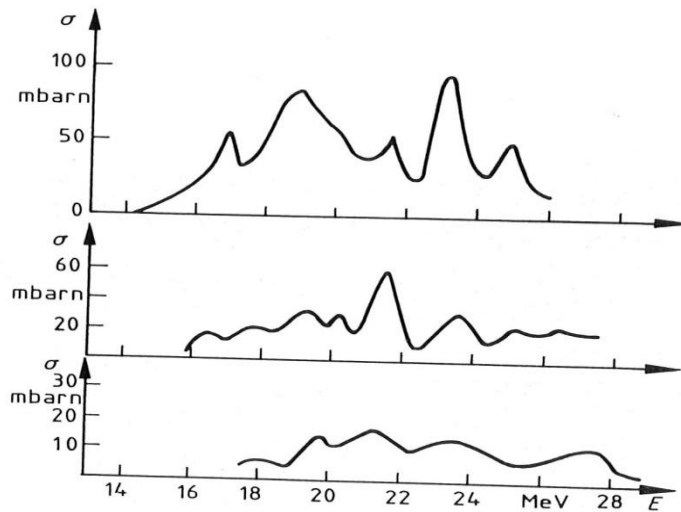
Şekil 2.30 hedef çekirdeğin atom numarasının (Z) bir fonksiyonu olarak verilen (γ,n) reaksiyonun eşik değerler hafif çekirdekler için 15 MeV'den ağır çekirdekler için yaklaşık 8 MeV'den itibaren yavaş bir şekilde azaldığını göstermektedir. Ayrıca $Z=28, 50, 82$ gibi bazı atom numaralı çekirdeklerde eşik değer pik yapmaktadır. Bu pikler nükleer kabuk yapısını ortaya koymaktadır.

2.8.3.2. $(\gamma,2n)$ ve $(\gamma,3n)$ reaksiyonları

Analitik olarak bazı radyoaktif çekirdekler (γ,n) reaksiyonlarla üretilemez. Bu durumda ve $(\gamma,3n)$ gibi bazı yüksek mertebeli reaksiyonlar kullanılmalıdır. $(\gamma,2n)$ reaksiyonun eşik değeri (γ,n) reaksiyonunkinden yaklaşık olarak iki kat daha yüksektir ve pik tesir kesitleri daha küçüktür. Dolayısıyla analitik ölçümlerde bu tür reaksiyonlar (γ,n) reaksiyonlara göre daha az gerçekleştirilir. Bir elektron hızlandırıcı bir foton kaynağı olarak kullanılırsa uyarılan aktivite daha yüksek bir elektron enerjisinin kullanılmasıyla arttırılabilir. Bunun sebebi foton spektrumu ile tesir kesiti eğrisinin daha iyi bir şekilde üst üste gelmesi nedeniyle etkin tesir kesiti Bremsstrahlung enerjisi ile artar (Segebade vd 1988).

2.8.3.3. Yüklü parçacık yayan reaksiyonlar

Uyarılmış bir çekirdeğinden yüklü bir parçacıkların yayılımı nükleer kuvvet ve Coulomb bariyerinden tarafından engellenir. Çekici nükleer kuvvetler fotonükleer reaksiyonun eşik enerjisiyle aynı olan yüklü parçacıkların bağlanma enerjisinden sorumludur. Foton enerjisi yüklü parçacıkların bağlanma enerjisini aşıya bile parçacığın yayınlama olasılığı çok düşük kalır. Bunun sebebi yüklü parçacık Coulomb bariyer olarak adlandırılan elektrostatik bir potansiyel duvarda hapsedilmiştir. Ancak bu bariyer üzerinden kuantum mekaniksel tünelleme etkisiyle bir parçacık geçiş olasılığı vardır. Sonuç olarak yüklü parçacıklar için fotonükleer reaksiyon tesir kesiti eşik enerjisinin üzerinde yavaşça artar ve sonra foton enerjisi Coulomb bariyerini aşınca güçlü bir şekilde güçlü bir şekilde yükselir (Segebade vd 1988).



Şekil 2.33. ^{58}Ni , ^{60}Ni ve ^{62}Ni izotoplar için (γ, p) reaksiyon tesir kesitleri

Şekil 31'de bolluğu en fazla olan kararlı nikel (^{58}Ni , ^{60}Ni ve ^{62}Ni) izotopların (γ, p) reaksiyonun tesir kesitleri verilmiştir. Proton bağlanma enerjileriyle eşik enerjilerini karşılaştırıldığında Coulomb bariyerinin yaklaşık 6 MeV olması gerektiği ortaya çıkar. Bu değer teoriyle iyi uyumaktadır. Atom numarasına bağlı olarak eşik enerjisini değişimine bakıldığında (γ, p) reaksiyonun eşik değeri, (γ, n) reaksiyonunkinden daha az veya yaklaşık olarak eşittir.

2.9. Analitik Ölçüm Teknikleri

Herhangi bir çevresel, biyolojik veya arkeolojik numunenin element konsantrasyonunun tayini uzun yıllardır araştırılan ve halen de güncel konular arasında yer almaktadır. Dolayısıyla element analizi için birçok analitik teknik geliştirilmiştir. Bu kapsamda tahribatlı ve tahribatsız yöntemler olmak üzere iki ana başlık altında toplanabilir. İki yöntemin birbirleriyle oldukça tutarlı ve doğru sonuçlar verdiği bilinmektedir. X-ışını flüoresansı (XRF), atomik absorpsiyon spektroskopisi (AAS), lazer ablasyonu ve radyokimyasal nötron aktivasyon analizi (RNAA) gibi tahribatlı teknikler doğru sonuçlar elde ederken analizi yapılan numuneler hazırlanma aşamasında kimyasal uygulamalar sonucu hasar görürler. Öte taraftan tahribatsız tekniklerde ise değerli bir materyalin analizinin yapılabilirliği açısından oldukça önemlidir.

Bu bölümde element analizinin belirlenmesi için günümüzde kullanılan bazı tekniklerin avantaj ve kısıtlamaları hakkında kısaca bilgi verilecektir.

2.9.1. Atomik absorpsiyon spektroskopisi (AAS)

Bütün atomlar ışığı absorbe etme özelliğine sahiptirler. Işığın atomlar tarafından saçıldığı veya absorplandığı dalga boyu her bir element için farklıdır. Atomik absorpsiyon spektroskopisi (AAS) yöntemi gaz halindeki serbest atomlar tarafından optik radyasyonun absorpsiyonuyla kimyasal elementlerin belirlenmesi esasına dayanan bir analitik tekniktir. Beer yasasına göre, kimyasal bir madde tarafından absorbe olan ışık analizi yapılan kimyasal maddenin konsantrasyonu ile doğru orantılıdır. Işık ışınları gaz bulutu formundaki atomların içerisinden geçtiğinde, atomlar fotonları soğurarak temel seviyeden uyarılmış seviyeye geçerler. Bu seviyenin net enerjisi absorbe edilen fotonların enerjisine eşittir (Bayram 2013).

Ancak bu yöntemin hassaslığını düşüren belirli etmenler vardır. Bunlar; ışık kaynağındaki aşırı gürültü, çok sayıda yansıtıcı yüzey ve optik yoldaki türbülans olarak sıralanabilir. Gürültüyü en aza indirmenin bazı yolları, sabit bir alev sağlamak, düşük gürültülü detektör sistemleri kullanmak ve cihazın dengeye gelmesine izin vermek olarak belirtilmiştir (Ramirez-Munoz 1968).

2.9.2. X-ışını flüoresansı (XRF)

X-ışını tüpünden bir numune üzerine gönderilen X-ışınları ya da fotonlar numuneyi oluşturan atomlar tarafından emilir. Böylece atomun iç yörüngelerinden bir

elektron kopartarak atomu iyonlaştırır. İyonlaşan atom kararsız hale gelir. Atomun yeniden kararlı hale dönebilmesi için koparılan elektronun meydana getirdiği boşluğu, üst yörüngelerden bir elektron doldurur. Bu geçiş esnasında karakteristik bir X-ışını yayılır. Her element için özel olan bu ışıma “floresans” denir (Nauche 1992, Hewitt 1995, Asil 2007).

Fotoelektrik olay prensibine dayanan bu yöntemi geniş ölçüde kimyasal ve element, özellikle metal, cam, seramik ve yapı malzemelerinin analizleri için yaygın olarak kullanılmaktadır. XRF yöntemi yalnızca çok ince yüzey katmanlarının element analizi söz konusu olduğunda tahribatsız bir şekilde uygulanabilen, ancak daha detaylı analizler için obje üzerinde tahribatın gerekli olduğu bir analiz yöntemidir. Bu yöntemle analizi yapılabilecek en hafif element Berilyum (Be)’dur. Fakat üretilen cihazların kapasitesi ve X-ışınlarının hafif elementler için verimsiz olması sebebiyle genellikle sodyum elementinden hafif elementler bu yöntemle analiz edilmezler (Sitko vd 2004).

2.9.3. Nötron aktivasyon analizi (NAA)

Nötron aktivasyon analizi (NAA) yöntemi, kararlı atomların reaktör ortamında nötronlarla ışınlanması sonucu kararlı hale getirilerek ve oluşan radyoaktif çekirdeğin belli enerjilerde gama ışını salması esasına dayanır. Teknikte kullanılan reaksiyon tipi genelde nötron yakalama (n,γ) reaksiyonudur. Çok nadir de olsa (n,α), (n,p), (n,n) reaksiyonları da gözlenebilir (Weise vd 2001). Genel olarak, nükleer reaktörlerdeki enerjileri 0.5 eV’den küçük olan termal nötronlar aktivasyon amacıyla kullanılırlar. Aktivasyon süresince, bir nötron hedef çekirdek tarafından absorbe edildiğinde, oluşan yeni çekirdek çoğu zaman uyarılmış haldedir. Böylece reaksiyon boyunca (yaklaşık olarak 10^{-14} s) fazlalık enerji foton halinde ve/veya parçacık halinde yayınlanır. Yayılan fotonların enerjileri saptanarak, onları oluşturan elementlerin varlığı nitelik olarak belirlenebilir. Ya da şiddetleri ölçülerek nicelikleri belirlenebilir.

Yöntem büyük ölçüde tahribatsız olmasının yanında bazı durumlarda radyokimyasal olarak bir tahribat gerekliliği söz konusu olabilmektedir. Diğer bir dezavantaj olarak da karbon (C), azot (N), oksijen (O), flor (F) gibi düşük atom numarasına sahip elementler ya da magnezyum (Mg), silisyum (Si), kalsiyum (Ca), titanyum (Ti), nikel (Ni), strosyum (Sr), itriyum (Y), zirkonyum (Zr), talyum (Tl), kurşun (Pb) gibi elementler NAA yöntemi ile hassas olarak belirlenememekte hatta bazen belirlenmesi mümkün olmamaktadır (Ni vd 2000, Randa vd 2007). Ayrıca, elde edilen sonuçlar yalnızca materyalin yüzeyindeki konsantrasyonu da olabilir (Green vd 2011). PAA yönteminin element tayinini NAA yöntemine göre daha yüksek hassasiyetle yapabildiği tespit edilmiştir (Lutz 1971, Randa vd 1981, Segebade vd 1988). Bu teknik, Bölüm 2.10’da detaylı anlatılmıştır.

2.9.4. İndüktif eşleşmiş plazma - kütle spektrometrisi (ICP-MS)

Temelde bir kütle spektrometrisi tekniği olan İndüktif Eşleşmiş Plazma - Kütle Spektrometrisi (ICP-MS) 1980’lerin başında daha hassas ve daha hızlı çoklu element analizine duyulan ihtiyaç üzerine geliştirilmiştir. ICP-MS numunelerin yüksek sıcaklıktaki bir plazmaya genellikle argon gazı gönderilerek moleküler bağların kırıldığı, atomların iyonlaştırıldığı bir analitik tekniktir (Kan 2015). İyonizasyonda

yüksek sıcaklıkta Argon Plazması (yaklaşık 7000 °C) kullanıldığından, numune dekompozisyonu ve elementlerin iyonizasyonu daha yüksek oranda gerçekleşir. Ayrıca analiz duyarlılığı da daha üst seviyeye çıkarılmış olur. Bu özellikleri sebebiyle ICP-MS analizi eser ve ultra-eser element analizi için eşsiz bir tekniktir. Ayrıca hem sulu hem de katı numunelerin analiz edilebildiği bir teknik olması da avantajdır (Aksel 2014). Ancak yöntemin en büyük dezavantajı incelenecek numunenin tahribata uğraması ve yüksek maliyetli olmasıdır.

2.10. Fotoaktivasyon Analizi (PAA) Teorisi

Fotoaktivasyon Analizi (PAA) çevresel, biyolojik, arkeolojik numunelerin çoklu elementlerin nicel ve nitel tespiti için günümüzde yaygın olarak kullanılan hızlı ve güvenilir bir analitik tekniktir. Bu yöntemin çalışma prensibi fotonükleer reaksiyonlara dayanır. Analizi yapılacak herhangi bir numune, mikrotron, medikal lineer hızlandırıcı gibi cihazlarda yüksek enerjili bremsstrahlung fotonlarla aktivasyonu gerçekleştirilir. Fotoaktivasyonun gerçekleşebilmesi için gelen bremsstrahlung fotonlarının enerjileri kopan parçacıkların kopma enerjilerinden fazla olmalıdır. Işınlama sonucu numunedeki mevcut izotoplar (γ, n), (γ, p), ($\gamma, 2n$), (γ, γ') ve (γ, α) gibi fotonükleer reaksiyonlar sonucu radyoaktif hale gelir ve belli enerjilerde karakteristik gama fotonlarını yayarlar. Salınan gama fotonların uygun bir gama spektrometresinde ölçümü yapılır ve numuneye ait gama spektrumları elde edilir. Spektrumlar analiz edilerek karakteristik enerjileri gösteren pikler numune içindeki elementlerin belirlenmesini sağlar. Spektrumlarda belirli bir gama enerjisinden elde edilen sayımlarla hedef bir izotop için konsantrasyon hesabı da yapılabilir.

PAA tekniği hedef bir izotopun konsantrasyonunun belirlenmesi için monitörsüz, iç ve dış monitör olmak üzere üç farklı yaklaşım yöntemiyle gerçekleştirilebilir. Üç yaklaşımla ilgili hesaplama yöntemleri aşağıda verilmiştir.

Herhangi bir numune ışılandıktan sonra numunedeki bir elementin aktivitesi aşağıdaki bağıntıyla verilir (Segebade vd 1988, Green vd 2011):

$$A(T_i, T_D) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \phi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_D} \quad (2.45)$$

Burada $A(T_i, T_D)$; reaksiyon sonucu oluşan ürün elementin aktivitesi, m ; hedef elementin kütlesi, L ; Avogadro sayısı ($6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), h ; hedef izotopun bolluğu, A_r ; hedef izotopun atomik kütlesi, ϕ ; toplam foton akı yoğunluğu, σ_{eff} ; mevcut fotonükleer reaksiyonun etkin tesir kesiti, λ ; ürün elementin bozunma sabiti, T_i ve T_D ise sırasıyla ışınlama ve ışınlama sona erdikten sonra sayım arasındaki geçen zamandır.

Bir elementin aktivitesi hesaplanırken sayımı gama spektrumundan gelecek katkıları da göz önünde bulundurulması gerekir. Spektrumdaki bir gama enerjinin sayım hızı ile aktivite arasındaki ilişki aşağıdaki gibi verilir (Segebade vd 1988):

$$P(T_i, T_D) = A(T_i, T_D) \cdot \Theta \cdot \eta \quad (2.46)$$

Burada P ; gama spektrumundaki sayım hızı, Θ ; gama ışının yayınlanma olasılığı, η ; gama spektrometrenin sayım verimidir.

Spektroskopik ölçümlerde sayım hızı yerine T_C sayım süresi boyunca belirli enerjideki gelen fotonların toplam sayısını belirlemek daha kullanışlıdır. Toplam sayım aşağıdaki denklemle elde edilir:

$$I = \int_{T_D}^{T_C+T_D} P(t) dt \quad (2.47)$$

Yukarıdaki diferansiyel denklemi çözümlürse;

$$I = A(T_i) \cdot \Theta \cdot \eta \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda T_C}) \cdot e^{-\lambda T_D}}{\lambda} \quad (2.48)$$

$$I = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \cdot \Theta \cdot \eta \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda T_C}) \cdot e^{-\lambda T_D}}{\lambda} \quad (2.49)$$

elde edilir.

Herhangi bir numunedeki elementlerin konsantrasyonu, belirli elementin kütlesinin toplam kütleyle oranıyla hesaplanır:

$$c = \frac{m_{element}}{M} \quad (2.50)$$

Yukarıdaki ifadeyi Denklem (2.49)'da yerine yazıldığında elementin konsantrasyon ile ürün çekirdeğin yaydığı fotonların pik alanı (I) arasındaki ilişki elde edilir:

$$c = \frac{I \cdot A_r \cdot \lambda}{M \cdot L \cdot h \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot \Theta \cdot \eta \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \cdot (1 - e^{-\lambda T_C}) \cdot e^{-\lambda T_D}} \quad (2.51)$$

Denklem (2.51) ışınlanan bir numunenin içinde bulunan belirli bir elementin konsantrasyonu değerini verir. Genelde, etkin tesir kesiti (σ_{eff}) ve toplam foton akı (φ) değerleri tam olarak bilinmediğinden bu ifadeyi doğrudan kullanmak çok zordur. PAA yöntemi de genel olarak içindeki elementlerin konsantrasyonu bilinen kalibrasyon (veya referans) bir materyalle karşılaştırarak uygulanır. Aynı geometri ve ölçüm koşulları içinde çok iyi bilinen bir referans materyal ile bilinmeyen bir numunene birlikte ışınlanarak etkin tesir kesiti ve toplam foton akısı parametrelerini elenebilir. Böylece analitik olarak kabul edilebilir hassasiyet ve doğrulukta numunedeki belirli bir elementin konsantrasyonu değeri elde edilebilir.

Benzer boyut ve geometriye sahip bir numune (S) ile referans bir materyali (R) T_i ışınlama süresi ve aynı deneysel koşullarla birlikte ışınlanıp eşit radyasyon dozuna

maruz kaldığı varsayalım. Işınılandıktan sonra, numune ile referans materyal aynı detektörde ölçüm yapılsın. Numunedeki belirli bir elementin konsantrasyonu (c_S), referans materyaldeki aynı elementin bilinen konsantrasyon (c_R) olmak üzere Denklem 2.51'e göre düzenlenirse;

$$c_S = \frac{I_S \cdot A_f \cdot \lambda}{M_S \cdot L \cdot h \cdot \varphi_S \cdot \sigma_{eff} \cdot \Theta \cdot \eta \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_{CS}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DS}}} \quad (2.52)$$

$$c_R = \frac{I_R \cdot A_f \cdot \lambda}{M_R \cdot L \cdot h \cdot \varphi_R \cdot \sigma_{eff} \cdot \Theta \cdot \eta \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_{CR}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DR}}} \quad (2.53)$$

ayrı ayrı elde edilir. Denklem 2.52 ve Denklem 2.53 birbirine bölünürse monitörsüz yöntemde akılar eşit olduğu varsayıldığından ($f = \frac{\varphi_R}{\varphi_S} = 1$) numune içerisindeki belirli bir elementin konsantrasyonu hesaplanabilir:

$$c_S = c_R \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CR}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DR}}}{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CS}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DS}}} \quad (2.54)$$

Denklemden c_S ve c_R ; sırasıyla numune ve kalibrasyon materyaldeki hedef izotopun konsantrasyonları, I_S ve I_R ; sırasıyla numune ve kalibrasyon materyaldeki hedef izotopa ait spektrumdaki karşılık gelen pikin alanındaki sayımları, M_S ve M_R ; sırasıyla numune ve referansın materyalin toplam kütleleri, T_{CS} ve T_{CR} ; sırasıyla numune ve kalibrasyon materyalin detektördeki sayım süreleri, λ ; belirli izotopun bozunma sabiti, T_{DS} ve T_{DR} ise; sırasıyla numune ve kalibrasyon materyalin ışınlama sonlandıktan sonra sayım anına kadar geçen sürelerdir.

Genel olarak, bozunma sabitinin ve doğal bolluktan gelen belirsizlikler oldukça küçüktür. Dolayısıyla bu iki parametrenin belirsizlikleri konsantrasyon hata hesabında dikkate alınmayabilir. Diğer katkıların belirsizlikleri göz önüne alarak konsantrasyon hata oranı aşağıdaki denklemle hesaplanır:

$$\Delta c_S = c_S \sqrt{\left(\frac{\Delta c_R}{c_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_R}{M_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_S}{M_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2} \quad (2.55)$$

Deneylerde referans konsantrasyonları genellikle % 2 – 5 arası, kütle % 0.1 veya daha az ve net pik yoğunluğu %5 veya daha fazla hata oranına sahiptir. Bu yüzden sonuçtaki belirsizlik ölçüm değişimi ve referansın konsantrasyon hatasından kaynaklanır.

İç monitör yönteminde foton akısı monitörü numune ve referans materyal arasındaki akı oranını hesaplamak için sıklıkla kullanılır. İç monitör olarak hem numune hem de referans materyalde mevcut olan herhangi bir izotop kullanılabilir. Denklem (2.54)'e akı oranı parametresi de hesaba katılır ve aşağıdaki gibi olur:

$$c_S = f_i \cdot c_R \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CR}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DR}}}{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CS}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DS}}} \quad (2.56)$$

Denklemden f_i akı oranının açılımı;

$$f_i = \frac{\varphi_R}{\varphi_S} = \frac{c_{Si}}{c_{Ri}} \cdot \frac{I_{Ri}}{I_{Si}} \cdot \frac{M_S}{M_R} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CSi}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DSi}}}{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CRi}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DRi}}} \quad (2.57)$$

şeklinde. Burada f_i ; iç monitör yöntemi için numune ve referans materyal arasındaki akı oranıdır.

Dolayısıyla iç monitör yönteminde hata hesabı akı oranından gelen katkıların belirsizliği de dikkate alınır ve aşağıdaki gibi olur:

$$\Delta f_i = f_i \sqrt{\left(\frac{\Delta c_{Ri}}{c_{Ri}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta c_{Si}}{c_{Si}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{Ri}}{I_{Ri}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{Si}}{I_{Si}}\right)^2} \quad (2.58)$$

olmak üzere

$$\Delta c_S = c_S \sqrt{\left(\frac{\Delta c_R}{c_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_R}{M_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_S}{M_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_i}{f_i}\right)^2} \quad (2.59)$$

Dış monitör yönteminde, akı monitörler numunenin hem ön hem arkasına yerleştirilir. Bu yöntemde akı monitör için genel olarak nikel folyo kullanılır. Konsantrasyon hesabı için Denklem (2.54)'e dış monitör akı oranı da dikkate alınır ve aşağıdaki gibi elde edilir.

$$c_S = f_e \cdot c_R \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CR}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DR}}}{(1 - e^{-\lambda \cdot T_{CS}}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_{DS}}} \quad (2.60)$$

Denklemden f_e akı oranının açılımı;

$$\begin{aligned} f_e &= \frac{\varphi_R}{\varphi_S} = \frac{\varphi_{R1} + \varphi_{R2}}{\varphi_{S1} + \varphi_{S2}} \\ &= \frac{\frac{I_{R1}}{M_{R1}(1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{CR1}}) \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{DR1}}} + \frac{I_{R2}}{M_{R2}(1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{CR2}}) \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{DR2}}}}{\frac{I_{S1}}{M_{S1}(1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{CS1}}) \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{DS1}}} + \frac{I_{S2}}{M_{S2}(1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{CS2}}) \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{DS2}}}} \end{aligned} \quad (2.61)$$

şeklindedir. Burada f_e ; dış monitör yöntemi için numune ve kalibrasyon materyal arasındaki akı oranıdır.

Önceki yöntemde olduğu gibi dış monitör yönteminde hata hesabı akı oranından gelen katkıların belirsizliği de dikkate alınır ve aşağıdaki gibi olur:

$$\Delta f_e = f_e \sqrt{\left(\frac{\Delta R1 + \Delta R2}{\frac{I_{R1}}{M_{R1}(1 - e^{-\lambda_m T_{CR1}})} e^{-\lambda_m T_{DR1}} + \frac{I_{R2}}{M_{R2}(1 - e^{-\lambda_m T_{CR2}})} e^{-\lambda_m T_{DR2}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S1 + \Delta S2}{\frac{I_{S1}}{M_{S1}(1 - e^{-\lambda_m T_{CS1}})} e^{-\lambda_m T_{DS1}} + \frac{I_{S2}}{M_{S2}(1 - e^{-\lambda_m T_{CS2}})} e^{-\lambda_m T_{DS2}}} \right)^2} \quad (2.62)$$

$$\Delta R1 = \frac{I_{R1}}{M_{R1}(1 - e^{-\lambda_m T_{CR1}})} e^{-\lambda_m T_{DR1}} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{R1}}{M_{R1}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{R1}}{I_{R1}} \right)^2} \quad (2.63)$$

$$\Delta R2 = \frac{I_{R2}}{M_{R2}(1 - e^{-\lambda_m T_{CR2}})} e^{-\lambda_m T_{DR2}} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{R2}}{M_{R2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{R2}}{I_{R2}} \right)^2} \quad (2.64)$$

$$\Delta S1 = \frac{I_{S1}}{M_{S1}(1 - e^{-\lambda_m T_{CS1}})} e^{-\lambda_m T_{DS1}} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{S1}}{M_{S1}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{S1}}{I_{S1}} \right)^2} \quad (2.65)$$

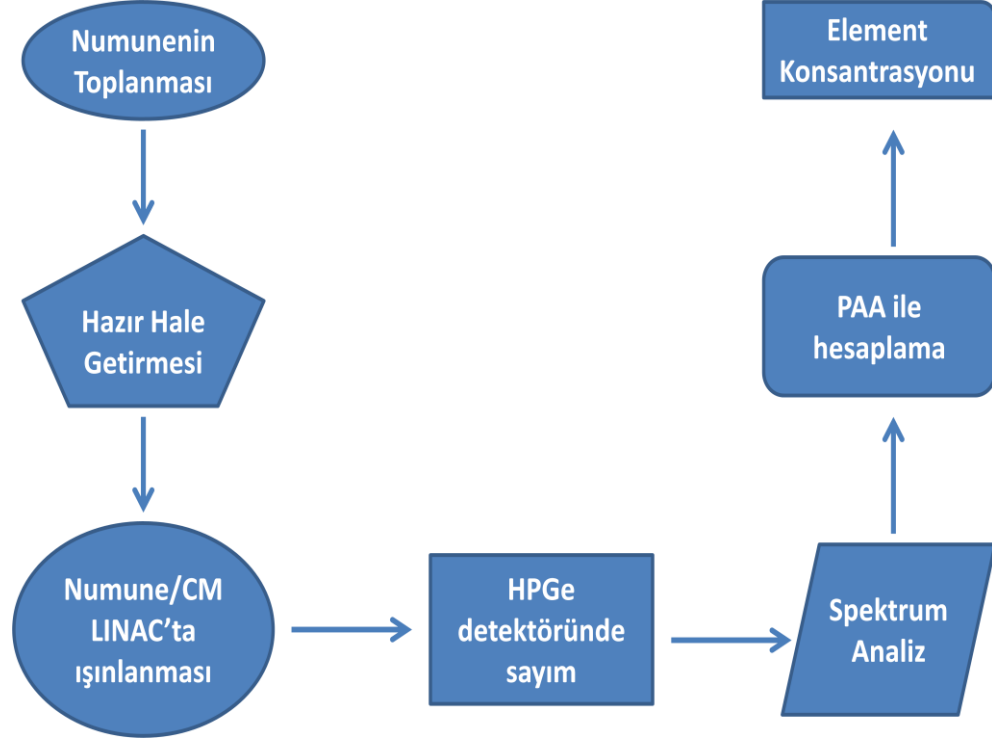
$$\Delta S2 = \frac{I_{S2}}{M_{S2}(1 - e^{-\lambda_m T_{CS2}})} e^{-\lambda_m T_{DS2}} \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{S2}}{M_{S2}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{S2}}{I_{S2}} \right)^2} \quad (2.66)$$

olmak üzere,

$$\Delta c_S = c_S \sqrt{\left(\frac{\Delta c_R}{c_R} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M_R}{M_R} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M_S}{M_S} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S} \right)^2 + \left(\frac{\Delta f_e}{f_e} \right)^2} \quad (2.67)$$

3. MATERYAL VE METOT

Bir toprak numunesindeki elementlerin konsantrasyonu hesaplanırken belirli prosedürler aşama aşama uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Bu adımlar Şekil 3.1’de özet halinde verilmiş ve aşağıda detaylı olarak açıklanmıştır.

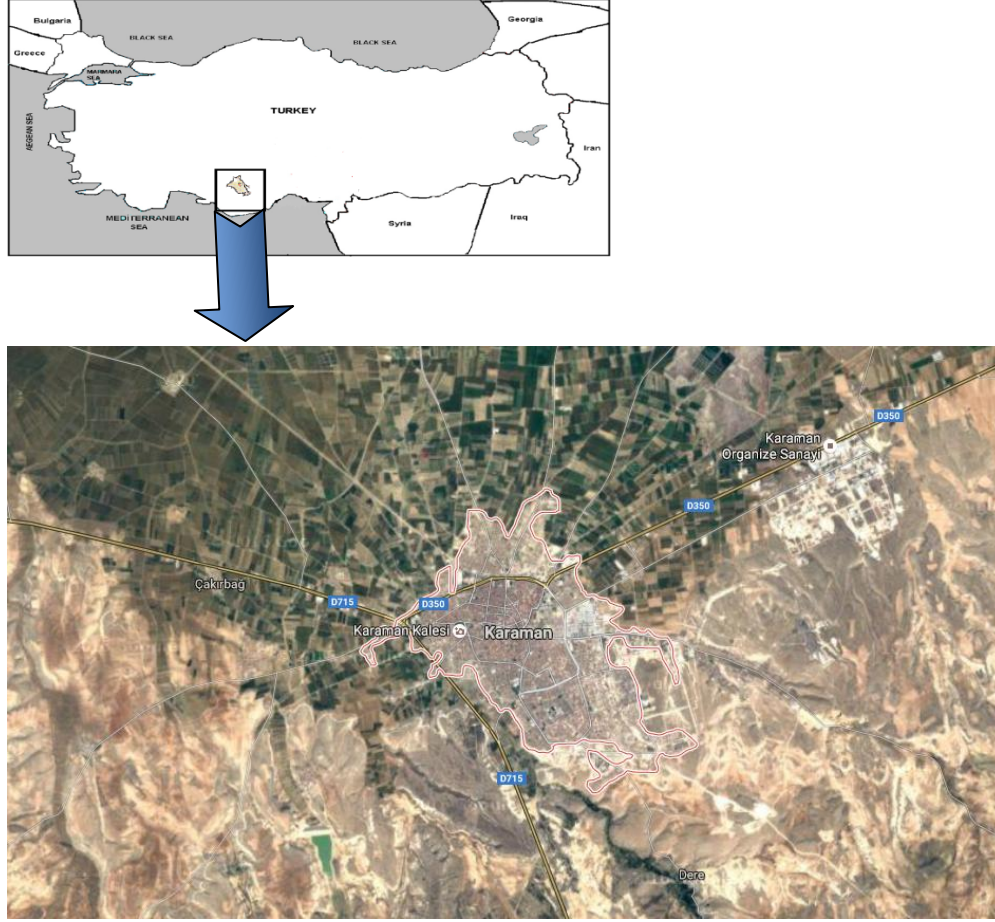


Şekil 3.1. Çalışmanın akış şeması

3.1. Çalışma Bölgesi

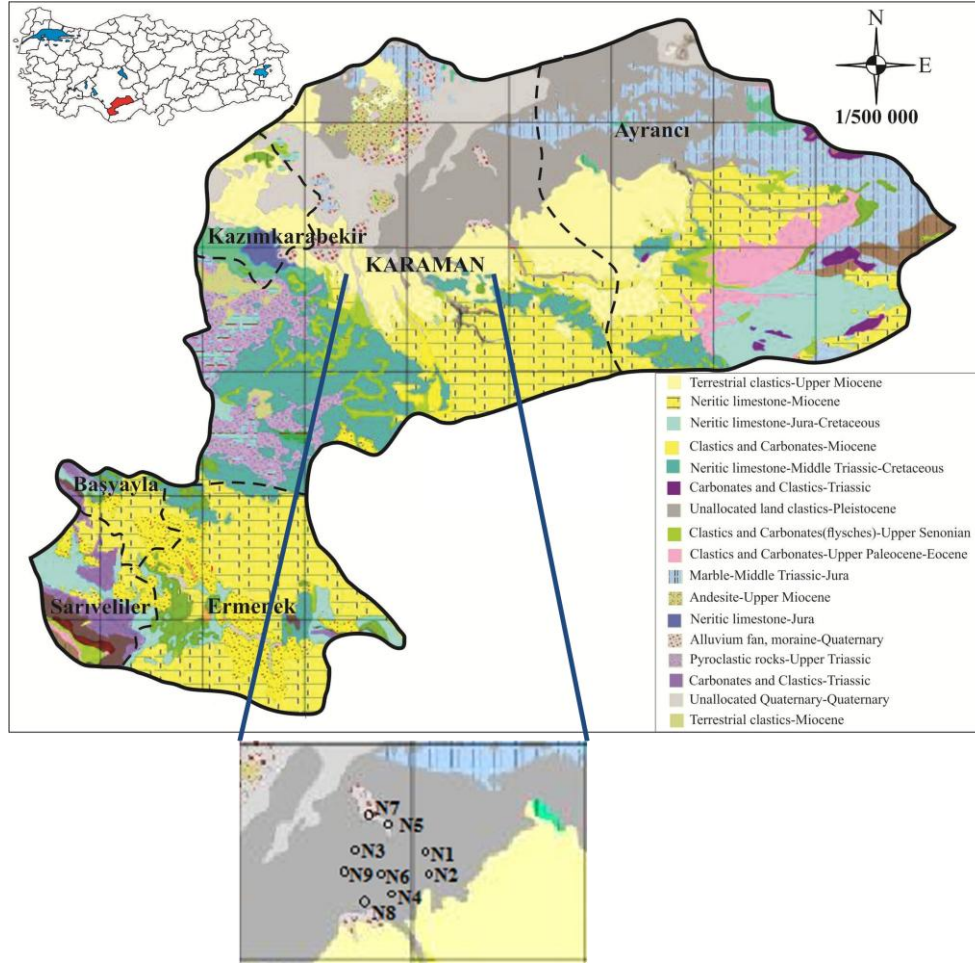
Karaman, İç Anadolu Bölgesi'nin güneyinde, Orta Torosların kuzeyinde ve İç Anadolu Bölgesini Akdeniz Bölgesine bağlayan konumdadır. Şekil 3.1’de görülen Karaman, 37°35’ ve 36°30’ kuzey enlemleri ile 34°04’ ve 32°30’ doğu boylamları arasında yer almaktadır. Konya, Mersin ve Antalya illeri arasında yer alan Karaman, 9237 km²’lik bir yüzölçümüne sahiptir. Deniz seviyesinden yüksekliği 1014 metredir. 2014 sayımına göre, toplam nüfusu 240.362 olup, 181.383’i il ve ilçe merkezlerinde, 75.485’i bucak ve köylerde yaşamaktadır. Araştırma bölgesi olan merkez ilçe nüfusu 148.362’dir (Anonim 2016h).

Ayrıca çalışma bölgesi, Mersin ilinin Gülnar ilçesinde inşasına devam edilen ve 2018’de işlenmesi beklenen Akkuyu Nükleer Güç Santrali (NGS)’ne yaklaşık olarak 175 km mesafedir. Dolayısıyla bu bölgedeki toprak numunelerinden elde edilen elemental analizinin sonuçları, gelecekte yapılacak çevresel çalışmalar için önemli bir katkı sağlayacaktır.



Şekil 3.2. Karaman ili ve çevresinin uydu görünümü (Google Earth 2016)

Çalışma alanı Karaman civarındaki bölgeyi kapsamaktadır. 1/500.000 ölçekli (MTA 2016) jeoloji haritasına bakıldığında, Karaman ve çevresinde yüzlek veren birimler Jura-Kretase'den başlayıp Kuvaterner'e kadar gençleşen bir seri oluşturmaktadır. Bu birimler, yaşlıdan gence doğru, Orta Triyas-Jura-Kretase yaşlı neritik kireçtaşı ve mermer, Miyosen yaşlı neritik kireçtaşı, klastik ve karbonatlar, Üst Miyosen yaşlı klastikler, andezit, Pleyistosen yaşlı ayrılaşmamış klastikler, Kuvaterner yaşlı pekişmemiş malzeme ve alüvyal fan birimleride oluşmaktadır. Toprak numuneleri, çalışma alanının en genç birimlerini oluşturan Pleyistosen yaşlı (N1, N2, N3, N4, N6) klastik birimler ve kuvaterner yaşlı (N5, N7) alüvyonel birimlerden alınmıştır. Bölge farklı jeolojik zamanlarda gelişen farklı kayaç birimlerinde oluşmaktadır. Özellikle bölgedeki alüvyonel birimler bu farklı yaştaki ve farklı litolojideki birçok birimi bir arada içermektedir. Her bir litolojik birimin farklı mineralojik-petrografik özelliklere sahip olması, dolayısı ile farklı kimyasal içeriğe sahip olduğu bilinmektedir. Özellikle bölgedeki tüm birimlerin bir uzun jeolojik zamanlar boyunca jeolojik süreçlerin de etkisi altında bir havza içerisinde deplanması ile pekleşmemiş veya yarı-pekleşmiş kalistikler ve alüvyonel fan türü birimler oluşmaktadır. Depolanma alanına farklı alanlardan gelen bu birimler sebebi ile 9 farklı bölgeden alınan toprak veya kayaç numunelerinin de elemental majör, minör ve iz analiz sonuçları da farklı çıkacaktır.



Şekil 3.3. Karaman ve çevresinin genelleştirilmiş jeoloji haritası (MTA 2016)

3.2. Toprak Numunelerinin Toplanması ve Hazır Hale Getirilmesi

Karaman ilinin merkezinde 9 farklı noktadan temin edilen toprak numuneleri toplanmıştır. Şekil 7'de görülen Karaman merkezinin mesafe ölçeği düşey 5 km ve yatay 7 km olmak üzere, yerleşim alanı 5 km x 7 km'lik bir alan içinde bulunmaktadır. Bu alan içinde kalan bölgeden belirli aralıklarla seçilen uygun yerlerden toprak numuneleri alınmıştır. Numune alınan noktaların koordinatları GPS (Global Positioning System; Küresel Konumlama Sistemi) cihazı ile belirlenmiştir. Bu sistemle kirlilik dağılımları haritaları elde edilmiştir (Bkz. Bölüm 4.2).

Belirlenen noktalarda alınacak toprak numuneleri, yüzeyi yüksek otlarla kaplı olmayan, ağaçlarla kaplanmamış, dal ve yapraklarıyla gölgelenmemiş araziden toplanmıştır. Bu özellikleri taşıyan yerlerden alınan toprak numuneleri küçük el kazması ve kürek kullanılarak 5–15 cm derinlikte bulunan toprak zeminden alınmıştır. Kazılarak çıkarılan bu toprak numuneleri özel kürek ile alınarak poşetlere konulmuştur. Bölgeye verilecek özel kod numarası ve GPS cihazında okunan koordinat değerleri poşet üzerine işlenmiştir. Bu işlemler farklı bölgeler için tekrar edilmiştir. Toplam 9 numune elde

edilmiştir. Alınan numunelerin net ağırlıkları ve koordinatları aşağıdaki Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Toplanan toprak numunelerin net ağırlıkları ve koordinatları

Numune No	Kütle (g)	Kuzey Koordinatı	Doğu Koordinatı
N1*	144.11	37 174 320	33 259 770
N2	132.62	37 172 130	33 258 010
N3	148.92	37 180 760	33 228 450
N4	130.92	37 164 870	33 201 950
N5	142.54	37 208 480	33 226 940
N6	147.09	37 179 560	33 186 010
N7	134.18	37 198 710	33 201 830
N8	144.28	37 145 530	33 253 570
N9	145.61	37 188 320	33 175 290

*N1: Birinci Numune

Numune miktarı, ölçüm için konulan ölçüm kabı geometrisinden dolayı 1-3 kg arasında alınmıştır. Bu bölgelerden alınan numuneler konulduğu poşetler isimlendirilerek, temizlenip eleneceği ayrıca kurutulma ve havalandırmanın yapılacağı laboratuvara getirilmiştir. Laboratuvarda yaklaşık olarak 10 gün süreyle oda sıcaklığında kurutulmaya bırakılmıştır. Toplanan her bir numune içindeki safsızlıkları ayıklamak için 2 mm aralıklı elek yardımıyla elendi. Kuruyan numuneler hassas terazide tartılıp, kuru ağırlığı tespit edilmiştir. Sayım yapılacak kabın darası alınıp, numune kaba konularak brüt ağırlığı tespit edilmiştir. Nem tayini de yapıldığından net ağırlığı bulunup ve numune kodu ile beraber not edilmiştir. Kurutulmuş ve ölçüme hazır hale getirilmiş ölçüm kaplarının içindeki numuneler aktivasyon ve gama ölçüm sisteminin bulunduğu Akdeniz Üniversitesi Nükleer Fizik Laboratuvarına götürüldü.

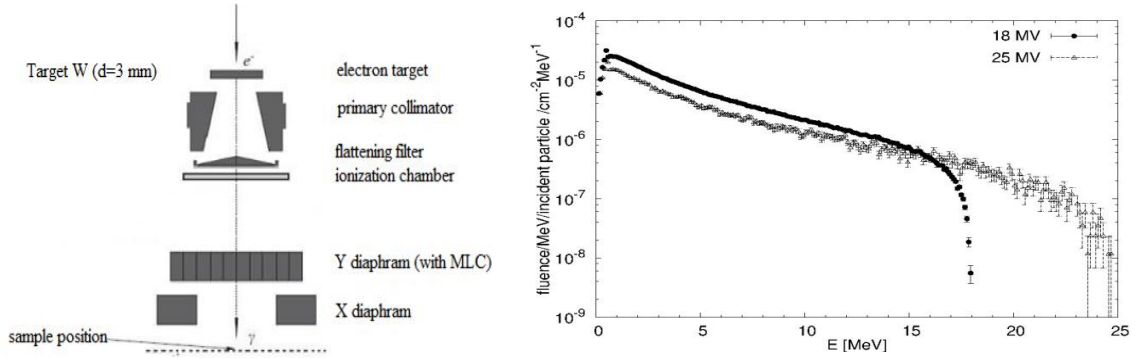
3.3. c-LINAC ile Numunelerin Aktivasyonu

Toprak numunelerinde fotonükleer reaksiyonların oluşması için yüksek enerjiye sahip bir radyasyon kaynağıyla aktivasyonu gerçekleştirilmesi gerekir. Deneylede numunelerin fotonla aktivasyonu için Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi’ne ait olan Philips SLI-25 tipli bir klinik elektron lineer hızlandırıcısı (c-LINAC) (Elekta 2003) kullanılmıştır. Hızlandırıcının çalışma prensibi kısaca şöyle özetlenebilir: c-LINAC’taki birincil elektron demeti, yaklaşık 50 keV enerjili ve 400 Hz frekansta 2.2 μ s puls genişliğine sahip bir elektron tabancayla üretilmiştir. Daha sonra bakır bir kavite içerisinde oluşan elektronlar yaklaşık 5MW üst sınır gücünde 3 GHz’lik bir frekansa sahip radyofrekans (RF) dalgasıyla hızlandırılır. Elektron enerjisini bremsstrahlung foton radyasyonuna dönüştürmek üzere elektron demeti 3 mm kalınlıktaki bir tungsten (W) dönüştürücü hedef tarafından durdurulur. c-LINAC ile üretilen sürekli spektrumlu bremsstrahlung fotonları (Şekil 3.2) 18 MeV’lik son nokta enerjisine sahip olur (Boztosun vd 2015). Şekil 3.2’de görüldüğü gibi

bremstrahlung foton dağılımı sürekli bir enerji spektrumuna sahip olduğu için, bu tez çalışmasında fotonükleer reaksiyon deneylerinin yapılmasını mümkün kılmaktadır. Monte Carlo N-Particle (MCNP) simülasyon programı ile elde edilen foton akısı, su fantomu ölçümleri ile uyumlu olup, fotonükleer reaksiyon deneylerini gerçekleştirmek için yeterlidir. Deneylerde kullanılan c-LINAC ile ilgili işletim özellikleri Çizelge 3.2’de verilmiştir (Agar vd 2016).

Çizelge 3.2. c-LINAC’ın işletim özellikleri

Elektron kinetik enerjisi	6 – 25 MeV
Elektron puls genişliği	0.5–4 μ s
Puls oranı	60–400 Hz
Demet akımı	300 μ A
Hedef genişliği	0.3 mm (diameter)
Demet akımı	38.1 keV



Şekil 3.4. 18 MeV ve 25 MeV elektrondan üretilen bremstrahlung foton dağılımları (Boztosun vd 2015)

Aktivasyon sürecinde üç farklı toprak numunesi ve bir kalibrasyon materyalinden (CM) oluşan her set, dönüştürücünden yaklaşık 56 cm mesafeden c-LINAC başlığı dışındaki 40x40 cm²’lik bir noktada konumlandırılmıştır (Şekil 3.3). Böylece, deneyde aynı foton akısını sağlamak için CM diğer toprak numuneleriyle eşzamanlı olarak ışınlanmıştır. Hızlandırıcının bileşenlerinin şematik gösterimi Şekil 3.3’te verilmiştir. Foton ışınlama, yaklaşık 85 dk boyunca 5 Gy/dk bir frenleme doz oranıyla gerçekleştirilmiştir. BEAMnrc simülasyon programını (Rogers vd 2007) kullanarak bu değerlerin ortalama 6 MeV enerjide yaklaşık 5x10⁵ foton/ MeVcm²s karşılık gelir (Boztosun vd 2015).



Şekil 3.5. c-LINAC ve numune/kalibrasyon materyallerinin şematik gösterimi

3.4. Gama Spektroskopisi ile Sayım ve Spektrum Analizi

c-LINAC ile aktivasyonu gerçekleştirilen toprak numuneler ve kalibrasyon materyalleri böylece radyoaktif hale getirilmiştir. Dolayısıyla fotonükleer reaksiyonları sonucu olarak materyaller karakteristik gama fotonları yayınlırlar. Nicel ve nitel analizinde kullanılmak üzere gama fotonların deteksiyonu için numuneler ve kalibrasyon materyaller yüksek saflıkta Germanyum detektörü (HPGe) ile donanımlı yüksek çözünüre sahip gama spektroskopisinde sayımı yapılmıştır. Tez çalışmalarında N tipi, görelî verimi NaI detektörüne göre yaklaşık %30–35 arasında, sıvı azot soğutmalı olan ORTEC marka HPGe kullanılmıştır. Şekil 35’te kullanılan HPGe detektörü gösterilmiştir. Gama spektrometresinin enerji kalibrasyonu ölçümlerden önce farklı noktasal kaynaklar kullanarak yapılmıştır. Kalibrasyon için ^{60}Co (1173 ve 1332 keV), ^{137}Cs (661 keV) ve ^{133}Ba (82, 276, 303, 356 ve 384 keV) izotop ve gama enerjileri kullanılmıştır. Kısa yarı ömürlü radyoaktif elementlerin tespiti için 2 saat, orta – uzun yarı ömre sahip elementler için de 8 saat ölçüm alınmıştır. Böylece her numune için 8000 kanallı analizör yardımıyla yaklaşık 3000 keV enerjiye sahip iki gama spektrumu elde edilmiştir.



Şekil 3.6. HPGe detektörü

Toprak numuneler ve CM’ler için elde edilen gama spektrumu ORTEC Maestro program (Maestro 2016) ile veri analizi yapılmıştır. Elementlere karşılık farklı enerjilerdeki pikler için sayımları elde edilmiştir.

3.5. PAA ile Element Konsantrasyonları Belirlenmesi

Foton aktivasyon analizi (PAA) yönteminin temel prensibi olarak ağırlıklı olarak (γ, γ') , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ ve (γ, p) tipli fotonükleer reaksiyonlara dayanır (Bkz. Bölüm 2.8). Böylece, spektral gama geçişlerinin enerjisi ve şiddetini kullanarak hedef ve ürün çekirdekler tanımlanabilir ve nicel olarak ölçülebilir. Bir toprak numunenin element içeriği, numunenin spektrumunu CM'ninkiyle karşılaştırılarak elde edilebilir. Schmitt vd (1980) tarafından uygulanan prosedürlere göre CM hazırlanmıştır. CM'deki bulunan mevcut element içeriği, konsantrasyon değerleri ve belirsizlikleri Çizelge 3.3'de verilmiştir.

Dr. Christian Segebade tarafından önerilen (Segebade vd 1988) PAA hesaplama yöntemine göre, numunedeki belirli bir elementin konsantrasyon değeri aşağıdaki denklemle hesaplanmıştır (Sun vd 2011):

$$c_S = c_R \frac{m_R I_S e^{-\lambda T_{DR}}}{m_S I_R e^{-\lambda T_{DS}}} \frac{1 - e^{-\lambda T_{CR}}}{1 - e^{-\lambda T_{CS}}} \quad (3.1)$$

Denklemde c_S ve c_R ; sırasıyla numune ve CM'deki belirli bir elementin konsantrasyonlarıdır. m_S ve m_R ; sırasıyla numune ve CM'nin toplam kütleleridir. I_S ve I_R ; sırasıyla numune ve CM ait spektrumda karşılık gelen ürün çekirdeklerin net pik alanlarıdır. T_{DS} ve T_{DR} ; sırasıyla numune ve CM için bozunum süreleridir. T_{CS} ve T_{CR} ; sırasıyla numune ve CM için ölçüm süreleridir. Son olarak, λ ise reaksiyon sonucu oluşan çekirdeğin bozunum sabitidir.

PAA yönteminde element konsantrasyonların belirsizlik hesaplamasında ölçümlerde katkı yapan tüm etkiler dikkate alınır ve ISO/GUM (ISO/GUM 2015) standartlarına göre toplam belirsizlik elde edilir. Konsantrasyon belirsizliğine en büyük katkı sayım istatistiğinden gelir. Bu katkı, numune ve CM ait gama spektrum analizinde her bir ürün çekirdek için karşılık gelen net pik alanlarının belirsizliğidir. Diğer bir belirsizlik, kalibrasyon materyalindeki belirli ürün çekirdeğindeki konsantrasyon değerindeki analitik belirsizliğidir. Numune ve CM'lerin kütleleri ölçülürken terazinin hassasiyeti de hesaba katılmalıdır. Bütün materyallerin kütleleri için 0.01 hassasiyete sahip terazi kullanılmıştır.

Öte taraftan, genel olarak bozunma sabiti oldukça küçük bir değere sahiptir. Belirli elementin doğal bolluğunun belirsizliği de tam olarak ölçülemez. Numune ve CM'ler benzer geometride ve eşzamanlı olarak ışınlandığından ölçüm kabı ve gama ışınlarının soğurmasından gelen katkılar dahil edilmez. Böylece, belirli bir elementin konsantrasyon hesaplaması aşağıdaki gibi hesaplanabilir (Sun vd 2011):

$$\Delta c_S = c_S \sqrt{\left(\frac{\Delta c_R}{c_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m_S}{m_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m_R}{m_R}\right)^2} \quad (3.2)$$

Çizelge 3.3. CM'deki element içeriği, konsantrasyon değerleri ve belirsizlikleri ($\mu\text{g/g}$)

Element	Konsantrasyon	Belirsizlik
C*	2.5	0.1
F*	0.15	0.03
Na*	1.65	0.04
Mg*	1.80	0.07
Al*	8.28	0.07
Si*	14.00	0.07
P*	0.3	0.1
S*	2.9	0.15
Cl*	1.28	0.02
K*	2.3	0.15
Ca*	10.16	0.18
Sc	20	2
Ti*	0.710	0.01
Cr	410	13
Mn*	0.102	0.07
Fe*	7.89	0.16
Co	38	1
Ni	126	4
Cu	769	35
Zn*	1.30	0.05
Ga	261	28
Ge	16.4	0.4
As	93	3
Se	22	3
Br	136	13
Rb	139	3
Sr	778	38
Y	34	1
Zr	152	10
Nb	15.9	0.7
Mo	24	2
Ag	42	2
Cd	250	15
Sn*	0.324	0.015
Sb	220	42
I	24	1
Cs	16	1
Ba*	0.441	0.008
La	34	1
Ce	56	3
Nd	44	5
Sm	6	1
Eu	0.23	0.03
Tb	0.59	0.04
Yb	1.6	0.2
Lu	0.6	0.2
Hf	3.6	0.1

* % cinsinden ölçülmüştür

Çizelge 3.3.'ün devamı

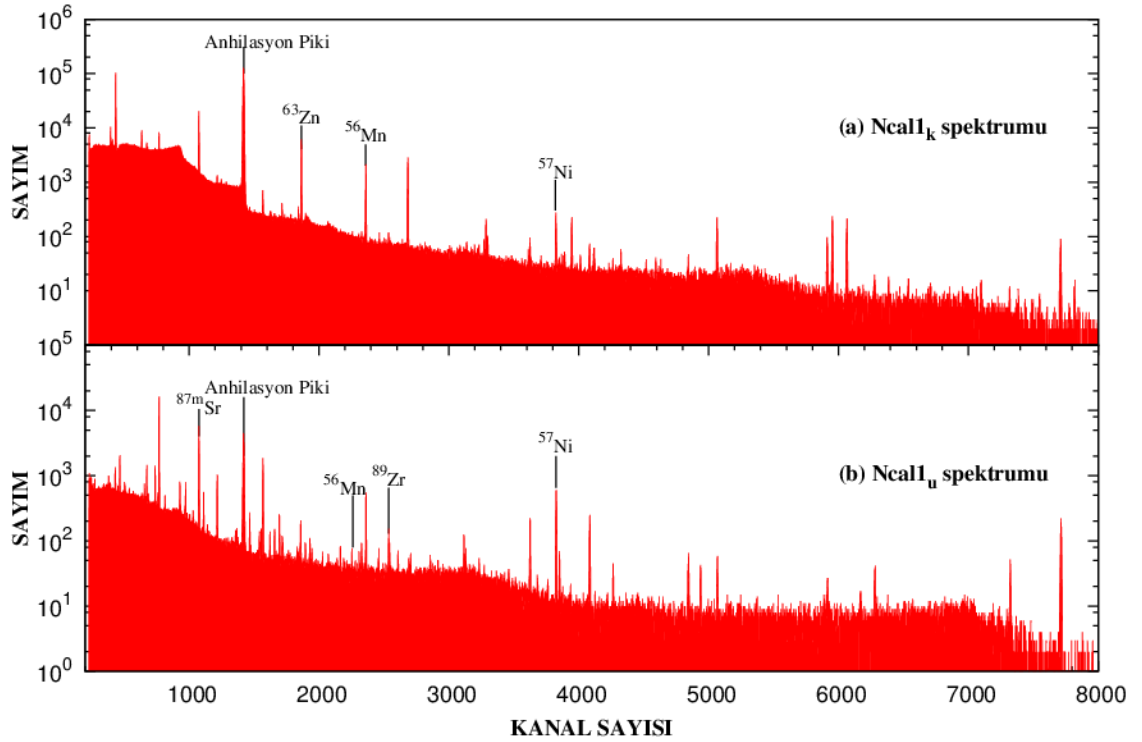
Element	Konsantrasyon	Belirsizlik
Lu	0.6	0.2
Hf	3.6	0.1
Ta	1.85	0.14
W	36	2
Au	0.60	0.06
Hg	0.27	0.01
Tl	3.9	0.2
Pb*	0.635	0.018
Bi	21	4
Th	11.3	0.3
U	4.2	0.2

* % cinsinden ölçülmüştür

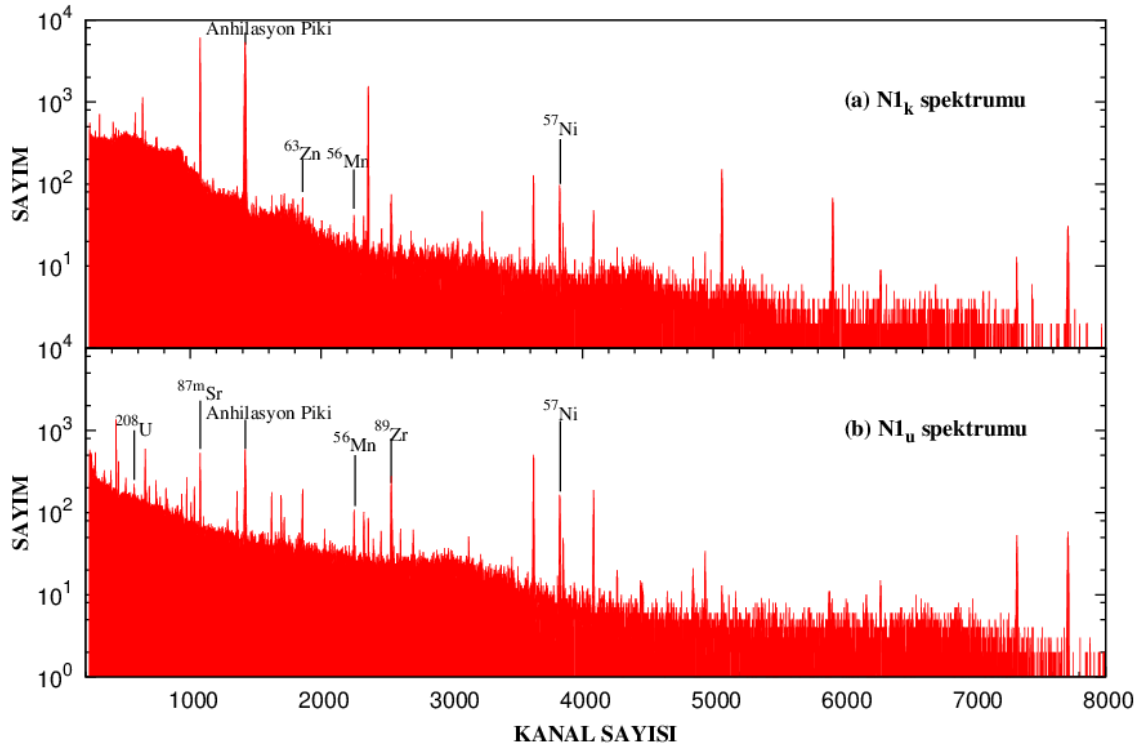
4. BULGULAR

4.1. Element Analizleri

Bu tez çalışma yapılan çalışmalar kısaca özetlenirse Karaman bölgesinden 9 farklı noktadan alınmış toprak numuneler klinik elektron lineer hızlandırıcısı (c-LINAC) ile 18 MeV son nokta enerjili bremmstrahlung fotonlarıyla aktivasyonu gerçekleştirilmiştir. Daha sonra yüksek saflıktaki germanyum (HPGe) detektöründe ışınlanmış toprak numunelerinden yayınlanan karakteristik gama ışınların sayımı yapılmıştır. Kısa yarı-ömürlü radyoaktif çekirdekler için 2 saat'lik kısa ve orta-uzun yarı ömürlü radyoaktif çekirdekler için 8 saat'lik uzun süreli ölçümlerle 9 farklı numune ve üç kalibrasyon materyaline ait gama spektrumları elde edilmiştir. Burada sadece C1 kalibrasyon materyali ve N1 numunesine ait gama spektrumunun kısa ve uzun süreli ölçümlerin spektrumları Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'de sırayla verilmiştir. Gösterilen spektrumlarda bazı piklere karşılık gelen elementler belirtilmiştir. C2 ile C3 kalibrasyon materyallerin ve N2, N3, N4, N5, N6, N7, N8 ile N9 numunelerinin kısa ve uzun ölçümlü spektrumları EK-1'de verilmiştir.



Şekil 4.1. C1 kalibrasyon materyaline ait (a) kısa ve (b) uzun ölçümlü gama spektrumları



Şekil 4.2. N1 numunesine ait (a) kısa ve (b) uzun ölçümlü gama spektrumları

ORTEC Maestro program ile yapılan gama spektrumu analizinde stronsiyum (Sr), nikel (Ni), magnezyum (Mg), demir (Fe), mangan (Mn) zirkonyum (Zr), kadmiyum (Cd), arsenik (As), kalsiyum (Ca), brom (Br), rubidyum (Rb), iyot (I), çinko (Zn), kurşun (Pb), talyum (Tl), baryum (Ba) ve uranyum (U) olmak üzere 17 element tespit edilmiş ve Fotoaktivasyon Analizi'nin (PAA) prosedürleri dikkate alınarak analitik olarak ölçülmüştür. Tablo 2'de numunelerin ışınlanması sonucu olarak gözlenen fotonükleer reaksiyonlar, ürün çekirdeklerin nükleer veri bilgileri (temel gama geçişleri, nötron ve proton koparma enerjileri, yayınlama olasılığı ve yarı ömürleri) ve hedef çekirdeğin bolluk oranları detaylı olarak listelenmiştir. Tabloda görüldüğü gibi mevcut analitik teknikte en yaygın nükleer reaksiyon (γ, n)-tipi fotonükleer reaksiyonudur. Bunun sebebi ise 10–25 MeV enerji aralığında bulunan dev dipol rezonanslarından (Giant Dipole Resonance – GDR) dolayı daha dominanttır. Ayrıca, PAA tekniği için birkaç farklı fotonükleer reaksiyon daha kullanılmıştır. (γ, p) tipi olarak $^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$ ve $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$ reaksiyonları gerçekleşmiştir. $^{79}\text{Br}(\gamma, 2n)^{77}\text{Br}$ ise bir ($\gamma, 2n$) tipi fotonükleer reaksiyonu gözlenmiştir. Analitik amaç için etkin olarak kullanılabilen elastik olmayan foton saçılması olarak adlandırılan (γ, γ') foto-uyarma reaksiyonu da oluşmuştur.

Çizelge 4.1. Gözlenen fotonükleer reaksiyonlar ve bazı çekirdek verileri (NUDAT 2016)

Element	Reaksiyon	E_γ (keV)	I_γ (%)	Yarı-ömür ($T_{1/2}$)	Bolluk (%)
Ni	$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	1377.6	81.7	35.60 sa	68.1
Ba	$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135\text{m}}\text{Ba}$	268.22	16	28.7 sa	7.85
Ca	$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$	1297.09	67	4.536 gün	0.187
Zr	$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$	909.15	99.04	78.41 saat	51.45
Zn	$^{64}\text{Zn}(\gamma, n)^{63}\text{Zn}$	669.62	8.2	38.47 dk	49.17
I	$^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$	666	32.9	12.93 gün	100
As	$^{75}\text{As}(\gamma, n)^{74}\text{As}$	595.83	59	17.77 gün	100
Rb	$^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$	881.6	68.9	32.82 gün	72.17
Mn	$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$	834.85	99.97	312.12 d	100
Pb	$^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$	279.19	80.9	51.92 sa	1.4
Cd	$^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$	245.39	94	48.50 dk	24.13
U	$^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$	208.01	21.2	6.75 gün	99.27
Tl	$^{203}\text{Tl}(\gamma, n)^{202}\text{Tl}$	439.51	91.5	12.31 gün	29.52
Sr	$^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87\text{m}}\text{Sr}$	388.53	82.19	2.81 sa	82.6
Fe	$^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$	846.76	98.85	2.58 sa	2.12
Mg	$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$	1368.6	99.99	14.99 sa	10
Br	$^{79}\text{Br}(\gamma, 2n)^{77}\text{Br}$	238.98	23.1	57.04 sa	50.69

Topraktaki elemental dağılımının belirlenmesine yönelik birçok analiz işlemlerde konsantrasyon değeri çok geniş aralığa yayılır. Genel olarak bu aralık, majör (major), minör (minor) ve iz (trace) elementler olarak üç ana sınıfa ayrılırlar. Elde edilen analiz sonuçları bu sınıflara göre değerlendirilmiştir. PAA tekniği kullanarak 9 tane toprak numunesinin konsantrasyon değerleri Çizelge 4.2’de verilmiştir.

4.1.1. Majör elementler

Majör elementler, bir analiz işleminde konsantrasyon değerlerinin %1’den büyük olan elementler olarak tanımlanır. Bu tez çalışmasında ölçülen değerlere göre (Bkz. Çizelge 4.2) toprak numunelerindeki majör elementler; magnezyum (Mg), demir (Fe), kalsiyum (Ca) ve çinko (Zn)’dir. Bu elementlerin miktarları yüzde (%) seviyelerinde tayin edilir.

Çizelge 4.2’de verildiği gibi Karaman bölgesinden alınan toprak numunelerindeki majör elementlerin miktarı, sırasıyla Mg için % 0.11 (N6) – 0.37 (N1), Fe için % 0.89 (N3) – 6.11 (N2), Ca için % 13.2 (N2) – 33.1 (N3) ve Zn için % 0.05 (N4) – % 5.41 (N6) aralığında değişim göstermektedir. Mg, Fe, Ca ve Zn elementlerinin ortalama konsantrasyon değerleri sırasıyla, % 0.16, % 3.22, % 22.83 ve % 0.99 olarak ölçülmüştür.

4.1.2. Minör elementler

Elemental analizi yapılan bir malzemede konsantrasyon değerleri % 0.1–1 arasında olan elementlere minör elementler adı verilir. Çizelge 4.2 incelendiğinde bu çalışmadaki toprak numunelerindeki baryum (Ba), kurşun (Pb), stronsiyum (Sr), nikel (Ni), zirkonyum (Zr), kadminyum (Cd), brom (Br), rubidyum (Rb) ve iyot (I) minör

elementler olarak belirlenmiştir. Bu elementler kalibrasyon materyalindeki (CM) miktarı dikkate alınarak Ba ve Pb yüzde (%) olarak tayin edilirken diğer elementler gram başına mikrogram ($\mu\text{g/g}$) cinsinden belirlenmiştir.

Araştırılan toprak numunelerindeki minör elementlerin konsantrasyon değerleri (Bkz. Çizelge 4.2), Ba için % 0.007 (N5) – 0.043 (N2), Pb için % 0.001 (N1, N3, N4, N7) – 0.002 (N2, N6, N9), Sr için 178 – 1593 $\mu\text{g/g}$, Ni için 51 (N3) – 435 (N9) $\mu\text{g/g}$, Zr için 67 (N3) – 166 (N1) $\mu\text{g/g}$, Cd için 8 (N5) – 43 (N2) $\mu\text{g/g}$, Br için 31 (N8) – 134 (N6) $\mu\text{g/g}$, Rb için 22 (N3) – 110 (N9) $\mu\text{g/g}$ ve I için 5 (N5) – 33 (N9) $\mu\text{g/g}$ aralığında ölçülmüştür. Ortalama konsantrasyon değerleri, Ba ve Pb elementleri için % 0.026 ve 0.001 iken Sr, Ni, Zr, Cd, Br, Rb ve I elementleri için ise sırasıyla 634.23, 151.88, 99.63, 25.13, 96.45, 59.67 ve 15.48 $\mu\text{g/g}$ 'dir. Ayrıca N5 ve N8 toprak numunelerinde Pb elementi tespit edilemedi.

4.1.3. İz elementler

Analitik olarak iz elementler malzemedeki konsantrasyon değeri 100 $\mu\text{g/g}$ veya % 0.1'den daha az elementlerdir. Çizelge 4.2'de görülebileceği gibi, toprak numunelerindeki iz elementler, arsenik (As), talyum (Tl) ve uranyum (U) olarak belirlenmiştir. Bu elementler gram başına mikrogram ($\mu\text{g/g}$) olarak tayin edilmiştir.

Bu tez çalışması kapsamında toprak numunelerindeki iz elementlerin konsantrasyon değerleri, As için 3 (N4) – 21 (N9) $\mu\text{g/g}$, Tl için 0.0018 (N7) – 0.0036 (N6) $\mu\text{g/g}$ ve U için 1.04 (N7) – 2.96 (N6) $\mu\text{g/g}$ arasında değişmekte olup ortalama değerleri sırasıyla 5.16, 0.027 ve 1.88 $\mu\text{g/g}$ 'dir. Topraktaki miktarları çok küçük olduğundan Tl elementi sadece N6 ve N7 numunelerinde belirlenirken As elementi ise N2, N3 ve N7'de tespit edilemedi.

Çizelge 4.2. PAA ile topraktaki elde edilen element konsantrasyonlarının değerleri ($\mu\text{g/g}$)

		Numune		
		N1	N2	N3
Majör	Fe %	5.81 ± 0.15	6.11 ± 0.18	0.89 ± 0.06
Elementler	Ca %	14.48 ± 0.67	13.20 ± 0.62	33.1 ± 1.4
	Zn %	0.05 ± 0.01	0.41 ± 0.05	0.98 ± 0.29
	Ba %	0.041 ± 0.007	0.043 ± 0.008	0.017 ± 0.008
	Mg %	0.27 ± 0.02	0.19 ± 0.01	0.12 ± 0.01
	Pb %	0.0010 ± 0.0002	0.0020 ± 0.0004	0.0010 ± 0.0002
Minör Elementler	Sr	278 ± 20	295 ± 38	632 ± 104
	Ni	70 ± 8	82 ± 10	51 ± 19
	Zr	166 ± 17	153 ± 16	67 ± 9
	Cd	28 ± 7	43 ± 8	13 ± 7
	Br	105.17 ± 14	115.17 ± 15	56.64 ± 0.08
	Rb	70 ± 20	56 ± 21	22 ± 6
	I	14 ± 1	15 ± 1	7 ± 1
İz Elementler	As	4 ± 2	TE	TE
	Tl	TE	TE	TE
	U	1.75 ± 0.63	2.17 ± 0.70	1.39 ± 0.55

TE:Tespit Edilmedi

Çizelge 4.2.'nin devamı

		Numune		
		N4	N5	N6
Majör	Fe %	2.52 ± 0.08	1.34 ± 0.06	3.82 ± 0.13
Elementler	Ca %	23.32 ± 0.96	28.6 ± 1.1	19.14 ± 0.80
	Zn %	0.05 ± 0.01	0.10 ± 0.03	5.41 ± 0.60
	Ba %	0.026 ± 0.006	0.007 ± 0.003	0.021 ± 0.004
	Mg %	0.22 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.11 ± 0.01
	Pb %	0.0010 ± 0.0003	TE	0.0020 ± 0.0003
	Sr	523 ± 32	1593 ± 100	423 ± 94
	Ni	93 ± 18	100 ± 11	275 ± 26
Minör Elementler	Zr	66 ± 9	69 ± 9	125 ± 13
	Cd	24 ± 5	8 ± 3	36 ± 6
	Br	127 ± 18	84 ± 18	134 ± 18
	Rb	42 ± 19	92 ± 27	70 ± 23
	I	14 ± 1	5 ± 1	21 ± 2
	As	3 ± 2	5 ± 2	7 ± 3
İz Elementler	Tl	TE	TE	0.0036 ± 0.0015
	U	1.53 ± 0.58	1.89 ± 0.58	2.96 ± 0.71

TE: Tespit Edilmedi

Çizelge 4.2.'nin devamı

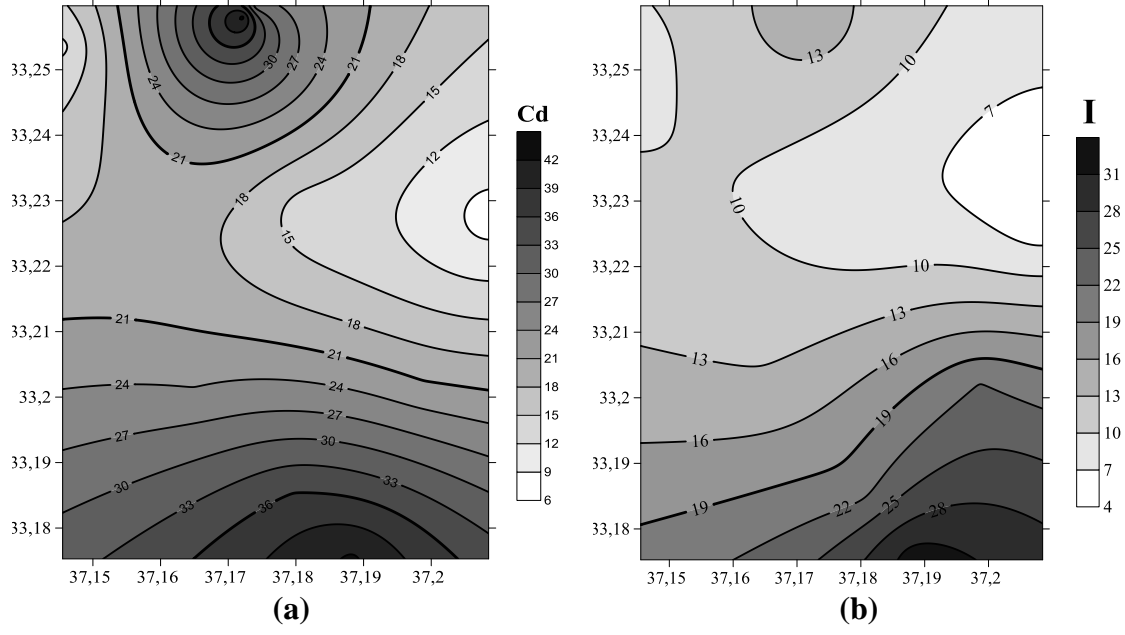
		Numune		
		N7	N8	N9
Majör	Fe %	3.50 ± 0.10	3.69 ± 0.11	1.33 ± 0.08
Elementler	Ca %	26.5 ± 1.2	26.8 ± 1.2	20.33 ± 0.92
	Zn %	0.05 ± 0.01	0.55 ± 0.06	1.38 ± 0.31
	Ba %	0.023 ± 0.008	0.036 ± 0.009	0.017 ± 0.006
	Mg %	0.13 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.12 ± 0.01
	Pb %	0.0010 ± 0.0002	TE	0.0020 ± 0.0004
Minör	Sr	178 ± 14	270 ± 33	1516 ± 146
Elementler	Ni	128 ± 14	132 ± 15	435 ± 41
	Zr	87 ± 10	49 ± 8	114 ± 12
	Cd	21 ± 3	11 ± 4	42 ± 8
	Br	85 ± 11	31 ± 5	130 ± 16
	Rb	33 ± 20	42 ± 18	110 ± 22
	I	22 ± 2	9 ± 1	33 ± 3
		As	TE	6 ± 3
İz Elementler	Tl	0.018 ± 0.011	TE	TE
	U	1.04 ± 0.30	2.03 ± 0.48	2.18 ± 0.56

TE: Tespit Edilmedi

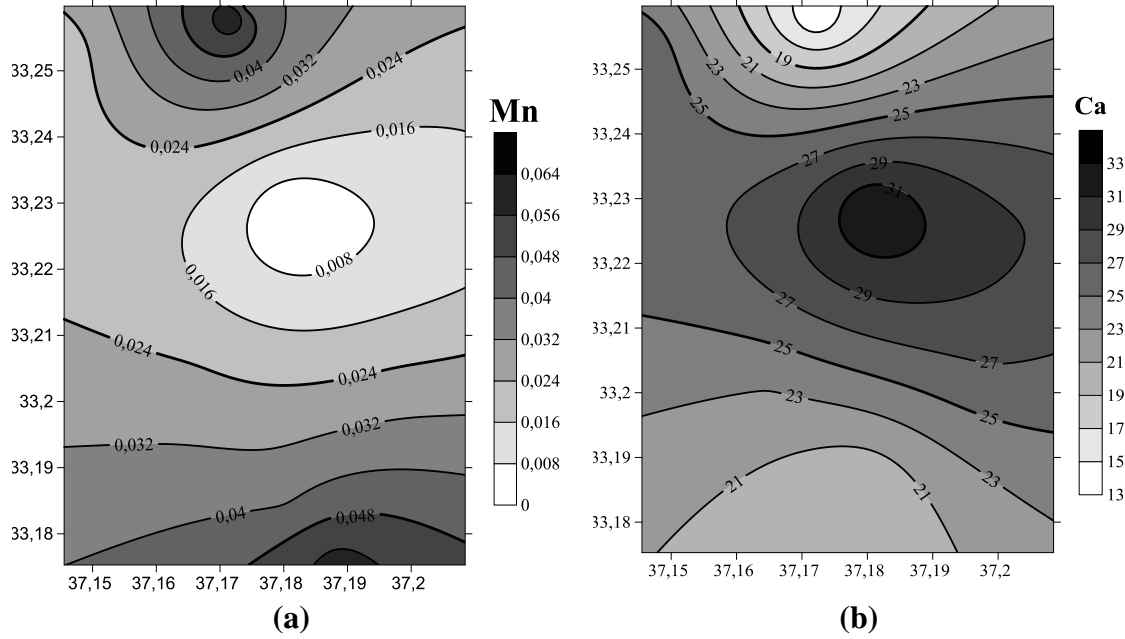
4.2. Elementlerin Dağılımı

Bu tez çalışmasında analiz edilen toprak numuneleri toplanırken enlem ve boylam koordinatları çalışma bölgenin Sr, Ni, Mg, Fe, Zr, Cd, As, Ca, Br, Rb, I, Zn, Pb, Tl, Ba ve U elementlerin jeostatiksel dağılımı (haritalandırılması) için belirlenmiştir. Her numuneye ait koordinat değerleri Çizelge 3.1’de verilmiştir. Bu değerleri kullanarak elementlerin haritaları şekillendirme ve 3D yüzey haritalama programı olan Windows için Golden Software Surfer v8.0 versiyonu yardımıyla çizilmiştir. Bu versiyon, her birinin özel fonksiyonları ve ilişkili parametreleri olan 12 adet interpolasyon yöntemi içerir. Bu yöntemlerden çevresel gibi çeşitli alanlarda verilerin haritalanmasında popüler ve kullanışlı olan Kriging interpolasyon yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntem düzensiz aralıklı verilerden görsel olarak çekici harita ortaya çıkartır (Surfer 2002, Yılmaz 2007, Korkmaz vd 2016). Ayrıca, en uygun şekilsel tahminler istatistiksel ve matematiksel modellere dayanır. Tam yüzey noktalarla ilgili bilgileri jeostatiksel modellerde her mesafenin bir fonksiyonu olarak modellendirilmiş oto-korelasyon ve hesaplanacak gözlem arasındaki mesafeye izin verir (Burrough vd 1988). Verilerdeki yüzeysel oto-korelasyonu ölçmek için Kriging yöntemi iki konuma ayıran mesafe ve yönün bir fonksiyonunu kullanır. Bu fonksiyon, ölçülmeyen ve yakın değerler arasındaki farklılıkların ortalama derecesini ölçmek ve çalışma bölgesindeki ölçümü yapılmış noktaların ölçülmemiş noktalara katkısını belirleyen ağırlıklı toplam verileri tanımlamak için kullanılır (Krivoruchko vd 2004, Erdogan 2009).

Kriging yöntemi dikkate alınarak çalışma bölgesinden alınan toprakta tahmin edilen konsantrasyon değerlerine bağlı olarak Cd, I, Ca ve Mn elementlerin dağılımı için Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’de gösterilmiştir ve birbirleriyle karşılaştırılmıştır. Ayrıca diğer elementlerin jeostatiksel dağılımları EK-2’de yer verilmiştir. Şekil 4.3’e bakıldığında Cd ve I elementlerin dağılımları oldukça birbirlerine yakın olduğu söylenebilir. Özellikle çalışma bölgesinin hem kuzey hem güney kısımları iki elementin kirliliğinin fazla orta kısımlarda da daha az olduğu kolayca görülebilir. Benzer bir şekilde, Ca ve Mn’nin kirlenici kaynaklar açısından dikkat çekici bir dağılım yansıtır. Cd – I arasındaki doğru orantılı dağılımının aksine Ca konsantrasyon değerinin arttığı bölgelerde Mn’nin düştüğü veya tersi olduğu kolaylıkla görülmektedir.



Şekil 4.3. (a) Cd ve (b) I elementinin jeostatiksel dağılımının karşılaştırılması



Şekil 4.4. (a) Mn ve (b) Ca elementinin jeostatiksel dağılımının karşılaştırılması

4.3. Korelasyon Analizi

Toprak numunelerinde konsantrasyon değerleri belirlenen elementler arasındaki ilişki seviyesini belirlemek için Pearson korelasyon analizi kullanılmıştır. Bu hesaplamalar SSPS (Statistical Package for Social Sciences) programı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Çizelge 4.3'te de görüleceği gibi 17 farklı elementlerin birbirleriyle olan ilişkisi incelenmiştir. Pearson korelasyon katsayısı (PCC) yapılan tahminin güvenilirlik derecesi olup bu değer negatif ilişkiyi belirten -1 ile pozitif ilişkiyi belirten

+1 arasında değişmektedir. Bu değerlere yaklaştıkça yüksek değerdeki korelasyonu, uzaklaştıkça da zayıf korelasyonu belirtir. Çizelge 4.3'e göre, korelasyon değerleri As-Ni, Ba-Fe, I-Ni ve Tl-Zn (PCC=0.926-0.810) arasında 0.01 seviyesinde oldukça yüksek korelasyon tespit edilmiştir. Ayrıca Mn-Ca için PCC=-0.901, Zr-Ca için PCC=-0.895 ve Cd-Ca PCC=-0.812 değerinde olup yüksek oranda negatif korelasyon vardır. Bunun haricinde bazı elementler arasında 0.05 seviyesinde anlamlı korelasyonlar da gözlenmiştir. Çizelge 4.3'te de görüldüğü gibi Zn-U, Zr-Fe, Mg-Ba, Fe-Sr, Fe-Ca, Mn-I gibi elementler arasında ($p<0.05$) önemli derecede pozitif ve negatif korelasyonlar belirlenmiştir.

Çizelge 4.3. Toprak numunelerinde belirlenen elementler arasındaki korelasyon

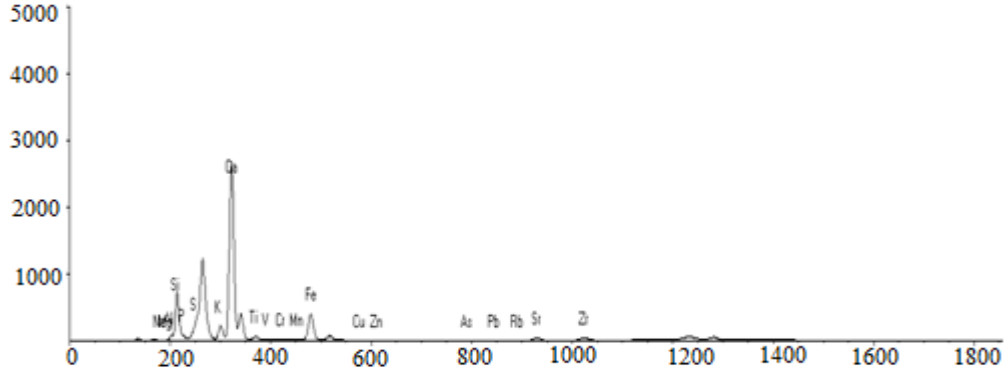
	Sr	Ca	Fe	Ni	Zn	I	Rb	Zr	U	Ba	Br
Sr	1										
Ca	0.250	1									
Fe	-0.697*	-0.788*	1								
Ni	0.467	-0.202	-0.274	1							
Zn	-0.029	-0.163	-0.011	0.528	1						
I	0.102	-0.430	0.045	0.823**	0.324	1					
Rb	0.735*	-0.392	-0.110	0.666	0.199	0.418	1				
Zr	-0.199	-0.895**	0.703*	0.147	0.201	0.408	0.371	1			
U	0.153	-0.479	0.211	0.536	0.773*	0.229	0.541	0.369	1		
Ba	-0.738*	-0.646	0.882**	-0.336	-0.218	-0.031	-0.292	0.503	0.045	1	
Br	0.164	-0.662	0.182	0.466	0.376	0.613	0.501	0.604	0.401	-0.032	1
Mn	-0.051	-0.901**	0.568	0.490	0.132	0.710*	0.497	0.790*	0.429	0.478	0.681*
Cd	-0.064	-0.812**	0.425	0.558	0.372	0.768*	0.394	0.764*	0.489	0.331	0.785*
Mg	-0.376	-0.587	0.634	-0.464	-0.442	-0.179	-0.043	0.494	-0.179	0.687*	0.228
Tl	-0.287	-0.100	0.138	0.317	0.810**	0.345	-0.039	0.158	0.418	-0.188	0.323
As	0.630	-0.175	-0.342	0.916**	0.300	0.653	0.787*	0.094	0.469	-0.311	0.363
Pb	-0.021	-0.662	0.286	0.558	0.518	0.717*	0.332	0.729*	0.510	0.177	0.715*

*Korelasyon 0.05 seviyesinde anlamlıdır.

**Korelasyon 0.01 seviyesinde anlamlıdır.

4.4. XRF Sonuçları

Analiz edilen toprak numunelerin PAA'nın sonuçlarını karşılaştırmak ve doğruluğunu tespit etmek için diğer bir analitik yöntem olan XRF tekniği (Bkz. Bölüm 2.9.2) uygulanmıştır. XRF ölçümleri Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde gerçekleştirilmiştir. Yapılan ölçümlerle elde edilen spektrum (N6 numunesi için) ve konsantrasyon değerleri Çizelge 4.4'te belirtilmiştir. Sonuçlar yüzdelik (%) olarak tayin edilmiştir. PAA'da gözlenen Cd, Br, Ba, I, Tl ve U elementleri XRF ile gözlenmezken Ni, Pb ve As elementlerin konsantrasyon değerleri tespit edilememiştir.



Şekil 4.5. N6 numunesine ait XRF spektrumu

Çizelge 4.4. XRF tekniğinin sonuçları (%)

	Numune				
	N1	N2	N3	N4	N5
Mg	0.9738	1.003	0.6055	2.5928	0.7347
Fe	4.1615	5.3496	0.9554	2.3681	1.4987
Ca	16.2417	12.9235	44.0209	30.4112	37.5126
Zn	0.0017	0.0037	TE	0.0095	TE
Pb	TE	TE	TE	TE	TE
Sr	0.018	0.0164	0.0383	0.0361	0.1005
Ni	TE	TE	TE	TE	TE
Zr	0.016	0.0185	0.0075	0.0271	0.0193
Rb	0.0059	0.0070	0.0034	0.0053	0.0042
I	TE	TE	TE	TE	TE
As	TE	TE	TE	TE	TE
Tl	TE	TE	TE	TE	TE
U	TE	TE	TE	TE	TE

TE: Tespit Edilmedi

Çizelge 4.4.'ün devamı

	Numune			
	N6	N7	N8	N9
Mg	0.7984	1.5875	0.8042	1.5583
Fe	3.8285	1.7219	2.426	4.1388
Ca	21.3585	35.5082	28.3791	18.8577
Zn	TE	0.0021	TE	0.004
Pb	TE	TE	TE	TE
Sr	0.0292	0.0864	0.0121	0.0198
Ni	TE	TE	TE	TE
Zr	0.0103	0.024	0.006	0.0142
Rb	0.0062	0.0049	0.0050	0.0065
I	TE	TE	TE	TE
As	TE	TE	TE	TE
Tl	TE	TE	TE	TE
U	TE	TE	TE	TE

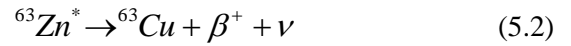
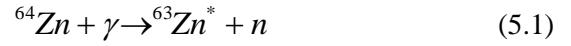
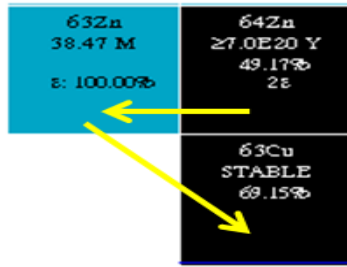
TE: Tespit Edilmedi

Çizelge 4.2'ye göre XRF tekniğiyle Karaman bölgesi toprak numunelerindeki tahmin edilen konsantrasyon değerleri, Mg elementi için % 0.6055 (N3) – 2.5928 (N4), Fe elementi için % 0.9554 (N2) – 5.3496 (N3), Ca elementi için % 12.9255 (N2) – 44.0209 (N3), Zn elementi için % 0.0017 (N1) – 0.0095 (N4), Sr elementi için % 0.0121 (N8) – 0.1005 (N5), Zr elementi için % 0.006 (N8) – 0.0271 (N4) ve Rb elementi için %0.0034 (N3) – 0.0070 (N2) olarak tayin edilmiştir. Ayrıca, Zn elementi N3, N5, N6 ve N8 elementlerinde tespit edilememiştir.

5. TARTIŞMA

c-LINAC'la üretilen yüksek enerjili bremsstrahlung fotonların topraktaki bulunan hedef çekirdeklerle etkileşmesi sonucu (γ,n) , $(\gamma,2n)$, (γ,p) ve (γ,γ') fotonükleer reaksiyonlar gerçekleşebilir. Bu reaksiyonlarla çekirdekten yayılan gama ışınlarının enerji geçişlerini ve yarı ömürlerini değerlendirerek toprakta varolan elementleri kantitatif olarak tespit edilebilir. Fotoaktivasyon analizi (PAA) ile toprak numunesindeki elementin kalibrasyon materyaliyle karşılaştırarak konsantrasyonu hakkında tahmini bir değer söylenebilir. Yapılan deneylerde toprakta bulunan 17 elementin (Sr, Ni, Mg, Fe, Mn, Zr, Cd, As, Ca, Br, Rb, I, Zn, Pb, Tl, Ba ve U) 18 MeV enerjili fotonlarla etkileşmesi sonucu gözlenen fotonükleer reaksiyonlar ve elde edilen konsantrasyon sonuçları aşağıda tartışılacaktır.

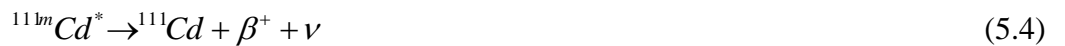
Gerçekleşen fotonükleer reaksiyonlar arasında 38.47 dakika ile yarı ömrü en düşük olan ve 669.62 keV'deki (Bkz. Çizelge 4.1) pikte gözlenen ^{63}Zn 'dir. Topraktaki Zn elementinin 18 MeV'lik fotonlarla etkileşerek nötron kopararak ($S_n=11.862$ MeV) aşağıdaki bozunum reaksiyonu gerçekleşmiştir:



Şekil 5.1. ^{63}Zn 'nin bozunumu

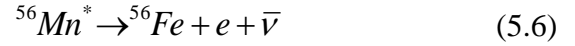
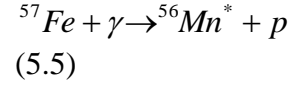
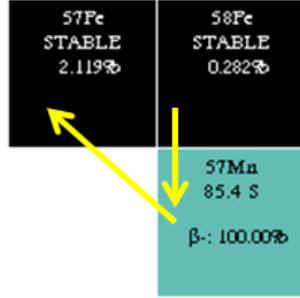
^{63}Zn kararsız çekirdeğinin bozunumuyla ^{63}Cu kararlı çekirdeğine dönüşür. PAA yöntemiyle reaksiyon sonucu tespit edilen gamaların 9 toprak numunesindeki Zn elementinin konsantrasyonu değeri ortalama %0.99 olarak tahmin edilmiştir. XRF yöntemiyle de bu element ortalama % 0.0035 tespit edilmiştir. XRF tekniği daha çok yüzeysel olarak analiz edildiğinden oldukça küçük bir değer elde edilmiştir.

Cd elementi fotoaktivasyon sonucu ^{111m}Cd 'ye dönüşürken çekirdekten nötron atarak yarı-kararlı Şekil 5.1'deki bozunmaya benzer olarak aşağıdaki reaksiyon gerçekleşmiştir:



Cd elementinin konsantrasyonu tüm elementler için ortalama olarak 25.12 $\mu\text{g/g}$ olarak tayin edilmiştir. XRF tekniğiyle bu element tespit edilememiştir.

^{57}Fe çekirdeğın proton koparılmasıyla ($S_p=10.56$ MeV) gerçekleşen (γ,p) reaksiyonu yarı ömrü 2.58 saat (Bkz. Çizelge 4.1) olan ^{56}Mn izotopuna dönüşmüştür. Bu fotonükleer reaksiyonun bozunumu aşığıda verilmiştir:



Şekil 5.2. $^{57}\text{Fe}(\gamma,p)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonu ve bozunumu

PAA yöntemiyle bütün numunelerde Fe elementi tespiti edilmiştir. Ayrıca % 3.22 ortalama konsantrasyon değerleri olarak hesaplanmış ve % 0.9554 – 5.3496 aralığında tespit edilen XRF tekniğinde tahmin edilen sonuçlarına oldukça yakın bulunmuştur.

^{87}Sr izotopu yüksek enerjili bremsstrahlung fotonlarıyla etkileşerek yarı kararlı duruma geçer. Uyarılmış durumun yarı ömrü 2.81 saattir. Bu durumda çekirdek taban duruma geçerken gama ışınları yayınlar. Bu reaksiyonun gerçekleşmesiyle kısa ölçümlerle topraktaki Sr elementinin konsantrasyonu 624.23 $\mu\text{g/g}$ olarak ölçülmüştür. XRF’teki değer % olarak ölçülmüş olup 0.0121 – 0.1005 aralığında tespit edilmiş ve iki yöntemin sonucu arasında oldukça fark görülmüştür.

^{25}Mg çekirdeğinden bir proton koparma enerjisi $S_p=12.06$ MeV’dir. Bu çalışmada c-LINAC’la üretilen 18 MeV’lik fotonlarla ^{25}Mg ’den bir proton kopararak aşığdaki reaksiyon gözlenmiştir:



Analizler sonucu toprakta minör elementi olan Mg’nin konsantrasyonu ortalama olarak % 0.16’dır. XRF tekniğiyle elde edilen sonuç % 0.6055 – 2.5928 arasında ölçülmüştür.

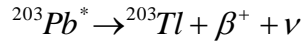
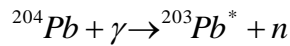
Toprakta gözlenen diğeri bir element Ba’dır. PAA ile bu elementin tespiti edilebilmesi için en ideal $^{136}\text{Ba}(\gamma,n)^{135m}\text{Ba}$ ($S_n=9.108$ MeV) fotonükleer reaksiyonudur. Bu reaksiyonla oluşan ürün çekirdeğın yarı ömrü 28.7 saattir. Yapılan ölçümlerle bu elementin konsantrasyonu ortalama % 0.026 olarak tayin edilmiş olup XRF ile belirlenememiştir.

Toprağın yapısında Ni elementinin PAA ile tayin edilmesi için fotonükleer reaksiyonların en yaygın olan (γ,n) reaksiyonu gözlenmiştir:



Yukarıdaki reaksiyon sonucu yarı ömrü 35.60 saat olan ^{57}Ni kararsız çekirdeğin tespitiyle Ni elementinin konsantrasyonun ortalama olarak 151.88 $\mu\text{g/g}$ olarak belirlenmiştir. XRF ile bu element toprakta tespit edilememiştir.

PAA ile gözlenen minör elementi olan Pb'nin gerçekleştirme olasılığı en yüksek olan fotonükleer reaksiyonun mekanizması aşağıdaki gibidir:



Pb elementinin topraktaki konsantrasyon değeri ortalama %0.001 olarak ölçülmüştür. XRF tekniğiyle belirlenememiştir.

Fotonükleer reaksiyonun farklı bir tipi olan $^{79}\text{Br}(\gamma,2n)^{77}\text{Br}$ reaksiyonu gözlemlenmiştir. Toprakta bulunan Br elementinin PAA ile konsantrasyonun ortalama değeri 96.45 $\mu\text{g/g}$ 'dir. XRF ile toprakta minör olan Br elementi bulunamamıştır.

Toprakta bulunan diğer bir minör element Zr'dir. Bu elementin en yüksek bolluğa sahip olan (%51.45) ^{90}Zr 'nin fotonla yaptığı fotonükleer reaksiyon ile topraktaki konsantrasyonu 99.63 $\mu\text{g/g}$ olarak belirlenmiştir. XRF'teki bu değer % 0.006 – 0.0271 arasındadır. N6 numunesinin sonuçları kıyaslandığında oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

$S_n = 9.953$ MeV olan ^{48}Ca çekirdeğinin fotonükleer reaksiyon sonucu ürün olarak yarı ömrü 4.536 gün olan ^{47}Ca çekirdeği oluşur. Bu çekirdekten yayınlanan gamaların tespit edilmesiyle numunelerdeki Ca konsantrasyon oranının ortalama olarak %22.83 olarak ölçülmüştür. XRF'teki bu değer % 12.9255 – 44.0209 aralığındadır ve son derece uyumlu olduğu söylenebilir.

Topraktaki iz elementi olarak gözlenen U bolluğu %99.2742 olan ^{238}U izotopunun fotonlarla reaksiyona girmesi daha yüksektir. Böylece $^{238}\text{U}(\gamma,n)^{237}\text{U}$ fotonükleer reaksiyonu gerçekleşir. PAA ile analiz sonucu oldukça düşük oranda (1.88 $\mu\text{g/g}$) bulunmuştur. XRF'le ise bu iz element gözlenememiştir.

Gama spektrumlarında ^{126}I çekirdeğinin ($t_{1/2}=12.93$ gün) $^{127}\text{I}(\gamma,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonuyla ortaya çıktığı gözlenmiştir. Yarı ömrü ölçüm süresine göre yüksek olmasına rağmen 15.48 $\mu\text{g/g}$ ortalama konsantrasyonla toprakta bolca bulunduğu tespit edilmiştir. XRF yöntemiyle bu element belirlenememiştir.

Konsantrasyon değeri (0.027 µg/g) oldukça düşük olan Tl elementi $^{203}\text{Tl}(\gamma,n)^{202}\text{Tl}$ reaksiyonuyla belirlenmiştir. Topraktaki oranı çok düşük ve yarı ömrü ($t_{1/2}=12.31$ gün) ölçüm süresine göre yüksek olduğundan N1, N2, N3, N4, N5, N8 ve N9 numunelerinde tayin edilememiştir. Tl elementi XRF ile tayin edilememiştir.

N1, N4, N5, N6, N8 ve N9 toprak numunelerinde gözlenen fotonükleer reaksiyon $^{75}\text{As}(\gamma,n)^{74}\text{As}$ reaksiyonudur. Bu reaksiyonun ürün çekirdeğinin yarı ömrü 17.77 gün'dür. Dolayısıyla PAA ile ortalama konsantrasyonu 5.16 µg/g olarak tespit edilebilmesine rağmen yüksek belirsizliğe sahiptir. As elementi XRF ile belirlenememiştir.

Yapılan deneylerde gözlenen 32.82 gün'lük süreyle en yüksek yarı ömre sahip olan çekirdek ^{84}Rb 'dir. Bu çekirdek bolluk oranı %72.17 kararlı ^{85}Rb çekirdeğinin fotonlarla yaptığı $^{85}\text{Rb}(\gamma,n)^{84}\text{Rb}$ reaksiyonu sonucu oluşmuştur. Rb elementi bütün numunelerde konsantrasyonu belirlenmiş olup 59.67 µg/g ortalama konsantrasyonla tayin edilmiştir. XRF tekniğiyle bu elementin konsantrasyon değeri %0.0034 – 0.0070 aralığında tespit edilmiştir.

Bazı elementlerin konsantrasyon hesaplaması PAA ile kolayca hesaplanırken XRF tekniğiyle tespit edilemedi yada daha küçük bir değer elde edildi. Bilindiği üzere XRF tekniği atomik bir yöntem olup materyalin yüzeyindeki konsantrasyonu hakkında bilgi verir.

Bu elementler dışında analiz edilen toprak numunelerinde XRF tekniğiyle Na, Cr, V, Cu, Si, Ti, Al, P, K gibi elementler de tespit edilmesine rağmen PAA ile belirlenemedi. Bunun sebebi ise fotonükleer reaksiyon sonucu oluşacak kararsız çekirdeklerin yarı ömrünün çok kısa (10 dakikadan oldukça düşük) veya çok fazla olmasından (yıl mertebesi) kaynaklanmaktadır. Örnek olarak, Na elementinin gözlenebileceği en ideal fotonükleer reaksiyon $^{23}\text{Na}(\gamma,n)^{22}\text{Na}$ reaksiyonudur. Bu reaksiyon sonucu oluşan ^{22}Na kararsız çekirdeğin yarı ömrü 2.6027 yıl'dır. Diğer bir reaksiyon ise, $^{31}\text{P}(\gamma,n)^{30}\text{P}$ reaksiyonudur. ^{30}P çekirdeğin yarı ömrü 2.498 dk'dır. Dolayısıyla, PAA tekniğiyle gözlenebilmesi bu tür elementlerin için numunenin ışınlamayla birlikte eş zamanlı (online) veya oldukça uzun süreli ölçümlerin yapılması gerekmektedir.

Sayım istatistiğinden kaynaklanan belirsizlikler, numunelerde tespit edilen elementlerin çoğu için %10'den fazla değildir. Bunun dışında, bazı elementlerin belirsizlikleri analitik olarak yüksek olabilir. Bunun sebebi ise toprak numunesi ve kalibrasyon materyalindeki düşük konsantrasyonundan kaynaklanabilir. Ayrıca belirlenen ürün çekirdeğinin uzun yarı ömrüne sahip olmasıdır.

Şekil 4.3 ve Şekil 4.4'teki gibi bölgedeki elementlerin dağılımların temel sebebi, mermer, kireçtaşı ve karasal gibi kırıntılardan oluşan jeolojik tabakanın yapısıyla ilişkilendirilebilir. Ayrıca, element konsantrasyonlarının farklı oranlarda olması bölgedeki işlenilmekte olan gıda fabrikalardan ve yoğun trafikle de büyük ölçüde ilgilidir.

Elementler arasındaki korelasyon bir neden-sonuç ilişkisi olup çoğu zaman net ve kolay görünmeyebilir. Korelasyonun fonksiyonel şekli ve derecesinin bilinmesi önem taşımaktadır. Korelasyon analizi sonucu elde edilen veriler incelendiğinde $p < 0.01-0.05$ seviyelerindeki katsayılar farklı elementler arasındaki ilişkinin yüksek oranda olduğunu ortaya çıkarmıştır.

6. SONUÇ

Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma (NUBA) Merkezi'ne ait klinik lineer elektron hızlandırıcısında (c-LINAC) üretilen 18 MeV'lik son nokta enerjiye sahip bremsstrahlung fotonlarla toprak numuneleri ışınlanarak (γ, n), ($\gamma, 2n$) (γ, p) ve (γ, γ') gibi fotonükleer reaksiyonlar başarıyla gerçekleştirilmiştir. Günümüzde hala sıklıkla kullanılan nükleer aktivasyon tekniği olan Fotoaktivasyon Analiz (PAA) yöntemi ile toprak numuneleri içerisindeki 17 elementin (Sr, Ni, Mg, Mn, Fe, Zr, Cd, As, Ca, Br, Rb, I, Zn, Pb, Tl, Ba ve U) konsantrasyon değerleri tahmin edilmiştir. Bu tez çalışmasından çıkarılan sonuçlar aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- PAA yöntemi, toprak gibi bir çevresel numunenin çoklu element belirlenmesinde oldukça uygun, pratik ve hızlı olduğu test edildi. Dolayısıyla, bu teknik kimyasal ayırma gibi ek bir çaba harcamaksızın toprak ve diğer matrisler için rutin instrumental prosedürlerle uygulanabilir.
- Bu çalışmada sunulan veriler, inceleme bölgesinde toprak kirliliğinin değişiminin araştırılması, izlenilmesi ve önlenmesine yönelik gelecekteki detaylı çalışmalar için referans değerler olarak kullanılabilir.
- PAA yöntemiyle elde edilen konsantrasyon sonuçları genel olarak XRF sonuçlarıyla çok iyi uyumaktadır. Ancak, Sr elementinin konsantrasyon değerlerinin XRF sonuçları arasındaki farklılığı ortadan kaldırmak için daha fazla analiz tekniğiyle araştırılmasına ihtiyaç vardır.
- PAA yöntemiyle herhangi bir numunede daha fazla elementin tespit edilebilmesi ve hassas olarak konsantrasyon değerlerinin hesaplanabilmesi için eş zamanlı (online) ve uzun süreli ölçümlerin yapılması gerekir.
- Sonuç olarak, element analizi ve özellikle büyük ölçüde kalite kontrol çalışmaları için PAA tekniğiyle yapılan bilimsel araştırmalara daha fazla özen gösterilmesi gerekir.
- Ayrıca, bu araştırmayla bir c-LINAC cihazının analitik çalışmalar ve deneysel nükleer yapı fiziği araştırmalar için ciddi bir potansiyele sahip olduğu ortaya çıkmıştır.

Yerel imkânlar kullanarak mevcut bu tez araştırması ve diğer başarılı deneysel çalışmalar sonucu elde edilen bilgi ve birikimlerle oldukça deneyim kazanılmıştır. Böylece NUBA merkezi olarak uzun vadeli hedeflerindeki fotonükleer reaksiyonlarında elektrik ve manyetik dipol geçişlerin incelenmesi ve reaksiyonda oluşan ürünlerinin tesir kesitlerinin belirlenmesi gibi dünyada çalışılan en güncel deneysel nükleer fizik konulara ışık tutacaktır.

7. KAYNAKLAR

- AGAR, O., BOZTOSUN, I. and SEGEBADE, C. 2016. Multielemental analysis of some soils by PAA using cLINAC (inceleme).
- AGAR, O. 2016. Experimental study of nuclear structure using photonuclear reactions. Research Report, TUBITAK.
- ADRIK, P., et al., 2005. Evidence for pygmy and giant dipole resonances in Sn-130 and Sn-132. *Physical Review Letters*, 95(13):132501.
- AKSEL, A. 2014. Iğdır bölgesinde çıkarılan kaya tuzu örneklerindeki bazı eser metallerin ICP-MS ile analizi, Yüksek lisans tezi, Kafkas Üniversitesi, Kars.
- ANONİM, 2016a. <http://staff.orecity.k12.or.us/les.sitton/Nuclear/313.htm> [Son erişim tarihi: 02.09.2016].
- ANONİM, 2016b. <https://socratic.org/chemistry/nuclear-chemistry/electron-capture> [Son erişim tarihi: 29.09.2016].
- ANONİM, 2016c. <https://www.flickr.com/photos/mitopencourseware/3706466731/in/photostream/> [Son erişim tarihi 14.08.2016].
- ANONİM, 2016d. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Compton_scattering-de.svg [Son erişim tarihi: 02.09.2016].
- ANONİM, 2016e. <https://global.britannica.com/technology/magnetron> [Son erişim tarihi: 02.09.2016].
- ANONİM, 2016f. <https://global.britannica.com/technology/two-cavity-klystron> [Son erişim tarihi: 02.09.2016].
- ANONİM, 2016g. <http://fys246.nuclear.lu.se/topics.asp> [Son erişim tarihi: 30.09.2016].
- ANONİM, 2016h. <http://www.karaman.gov.tr/nufus> [Son erişim tarihi: 17.08.2016].
- ARYA, A.P. 1970. Fundamentals of Nuclear Physics. Allyn&Bacon Inc. Boston.
- ASİL, S. 2007. Demir Cevheri Numunelerinde X-Işını Floresans Yöntemiyle Molibden Ve Kalay Tayini, Doktora tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul.
- BASKAYA, H.S. ve TEKSOY, A. 1997. Topraklarda Ağır Metaller ve Ağır Metal Kirliliği, I.Uludağ Çevre Mühendisliği Sempozyumu, ss. 763–771, Bursa.
- BAUWENS, F., et al., 2000. Dipole transitions to bound states in Fe-56 and Ni-58.

Physical Review C, 62(2):024302.

BAYRAM, Y. 2013. Disiplinlerarası adli bilimler anabilim dalı adli kimya ve adli toksikoloji programı, Doktora tezi, Ankara Üniversitesi, Ankara.

BOZTOSUN, I., ĐAPO, H., KARAKOÇ, M., ÖZMEN, S.F., ÇEÇEN, Y., ÇOBAN, A., CANER, T., BAYRAM, E., SAITO, T.R., AKDOĞAN, T., BOZKURT, V., KUÇUK, Y., KAYA, D. and HARAKEH, M.N. 2015. Photonuclear reactions with zinc: a case for clinical linacs. *The European Physical Journal – Plus*, 130 (9):185.

BREIT, G. and WIGNER, E. 1936. Capture of slow neutrons. *Physical Review*, 49:519-531.

BURROUGH, P.A. and MCDONELL, R.A. 1988. Principles of geographical information systems. Oxford University Press, New York.

CANTONE, M.C., CORNOLTI, E., DE BARTOLO, D., GIUSSANI, A., TSIPENYUK, YU. M., FIRSOV, V.I. and GORBUNOV, A.V. 2000. Proton, photon and neutron activation analysis for the determination of stable isotopes of gadolinium in human blood plasmas. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 243(3):707–714.

CHADWICK, J. and GOLDHABER, M. 1934. A Nuclear Photo-effect: Disintegration of the Deuteron by γ -rays. *Nature*, 134: 237.

CHAO, J.H., LIU, M.T., YEH, S.A., HUANG, S.S., WU, J.M., CHANG, Y.L., HSU, F.Y., CHUANG, C.Y., LIU, H.Y. and SUN, Y.C. 2009. Using medical accelerators and photon activation to determine Sr/Ca concentration ratios in teeth. *Applied Radiation and Isotopes*, 67: 1121–1126.

DIETRICH, S.S. and BERMAN, B.L. 1988. *Atomic Data Nuclear Data Tables*, 38:199.

ELEKTA, 2003. Digital Accelerator, Technical Training Guide (unpublished).

ERDOGAN, S. 2009. A comparison of interpolation methods for producing digital elevation models at the field scale. *Earth Surface Processes and Landforms*, 34:366–376.

EVANS, R.D. 1955. *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill Company Inc. New York, 972 p.

ENDERS, J., et al., 1998. Photon scattering off ^{52}Cr : Two-phonon E1 strength at the N = 28 shell closure?. *Nuclear Physics A*, 636:139–155.

HARTMANN, T. et al., 2000. Measurement of the dipole and electric quadrupole strength distributions up to 10 MeV in the doubly magic nuclei ^{40}Ca and ^{48}Ca .

Physical Review Letters, 85: 274–277.

FUSBAN, H.U., SEGEBADE, C. and SCHMITT B.F. 1981. Instrumental multielement activation analysis of soil samples. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 67(1): 101–117.

GENTNER, W. 1934. Sur la Desintegration du Beryllium Par Les Rayons. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 2:1211.

GERBISH, S., GANCHIMEG, S. and SODNOM, N. 1993. Multielemental photon-activation analysis of copper-molybdenum ores and products of processing using a microtron bremsstrahlung. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 168(2): 503–511.

GILMORE, G.R. 2008. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2nd Edition. John Wiley & Sons Ltd, England, 387 p.

Goddard, P.M., et al., 2013. Dipole response of Se-76 above 4 MeV. *Physical Review C*, 88(6):064308.

GOVAERT, K., BAUWENS, F., BRYSSINCK, J., DE FRENNE, D., JACOBS, E., MONDELAERS, W., GOVOR, L. and PONOMAREV, V.Y. 1998. Dipole excitations to bound states in Sn-116 and Sn-124, *Physical Review C*, 57:2229–2249.

GOOGLE EARTH. 2015. Karaman. Data SIO, NOAA, U.S.Navy, NGA, GEBCO. [Son erişim tarihi: 28.09.2016].

GREEN, J., WELLS, D., BENSON, B., SUN, Z. and MASCHNER H. 2009. A priori method of using photon activation analysis to determine unknown trace element concentrations in NIST standards. AIP Conference Proceedings, 1099:919–923.

GREEN, J., WELLS, D., BENSON, B., ZAIJING, S. and MASCHNER, H. 2011. Using Photon Activation Analysis to determine concentrations of unknown components in reference materials. AIP Conference Proceedings, 1336: 497.

HAKTANIR, K. ve ARCAK, S. 1998. Çevre Kirliliği, Ankara Üniv. Zir. Fak. Yayınları, Ankara.

HEWITT, A.D. 1995. Rapid Screening of Metals Using Portable High Resolution X-ray Fluorescence Spectrometers, Special Reports, US Army Environmental Center SFIM-AEC-ET-CR-95039.

ISO/GUM. 2016. <http://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html> [Son erişim tarihi: 17.08.2016].

KAN, F. 2015. Afyon manda kaymağı ve kaymakaltı sütlerinde bazı ağır metallerin ICP-MS ile araştırılması, Yüksek lisans tezi, Afyon Kocatepe Üniversitesi,

Afyonkarahisar.

- KAPLAN, A. 2003. Ağır Metallerde düşük enerjili foton kullanılarak (γ,n) reaksiyonlarının ölçümü. Doktora tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi.
- KHAN, F.M. 1994. The Physics of Radiation Therapy. Williams & Wilkins; Minnesota.
- KNOLL, G.F. 2000. Radiation detection and measurement. 3rd Edition. John Wiley&Sons Inc. New York, 802 p.
- KORKMAZ, M.E., AGAR, O. and ŞAHİN, M. 2016. Gross a and b activity concentrations in various water from Karaman, Turkey. *Environmental Earth Sciences*, 75:14.
- KRANE, K.S. 2011. Nükleer Fizik 1. Cilt. Çeviri Editörü: Prof. Dr. Başar Şarer. Palme Yayıncılık, Ankara, 405 s.
- KRAUSOVÁ I., MIZERA J., RANDA Z., CHVÁTIL, D. and KRIST P. 2015. Nondestructive assay of fluorine in geological and other materials by instrumental photon activation analysis with a microtron. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 342:82–86.
- KRIVORUCHKO, K. and GOTWAY, C.A. 2004. Creating exposure maps using Kriging. *Public Health GIS News and Information*, 56:11–16.
- KÜÇÜKÖNDER, E. 2009. Kahramanmaraş yöresinde doğal radyoaktivitenin tayini, Doktora tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi.
- LENNTECH, B.V. 2016. *Chemical Properties of Germanium*, <http://www.lenntech.com/periodic/elements/ge.htm> [Son erişim tarihi: 30.08.2016].
- LUTZ, G.J. 1971. Photon activation analysis—a review. *Analytical Chemistry*, 43:93.
- MAESTRO, 2016. Maestro 7 Multichannel Analyzer (MCA) Application Software, AMATEK Advanced Measurement Technology.
- MENDELEJEFF, D. 1869. Ueber die Beziehungen der Eigenschaften zu den Atomgewichten der Elemente. *Zeitschrift fur Chemie*, 12: 405–406.
- MOHAN, R., et al., 1971. *Phys. Rev. C*, 3:1740.
- MTA, 2016. Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü, <http://www.mta.gov.tr/v2.0/daire-baskanliklari/jed/index.php?id=500bas> [Son erişim tarihi: 11.10.2016].
- NAIK, H., NIMJE, V. T., RAJ, D., SURYANARAYANA, S. V., GOSWAMI, A., SINGH, S. and BANARJEE, S. 2011. Mass distribution in the bremsstrahlung-

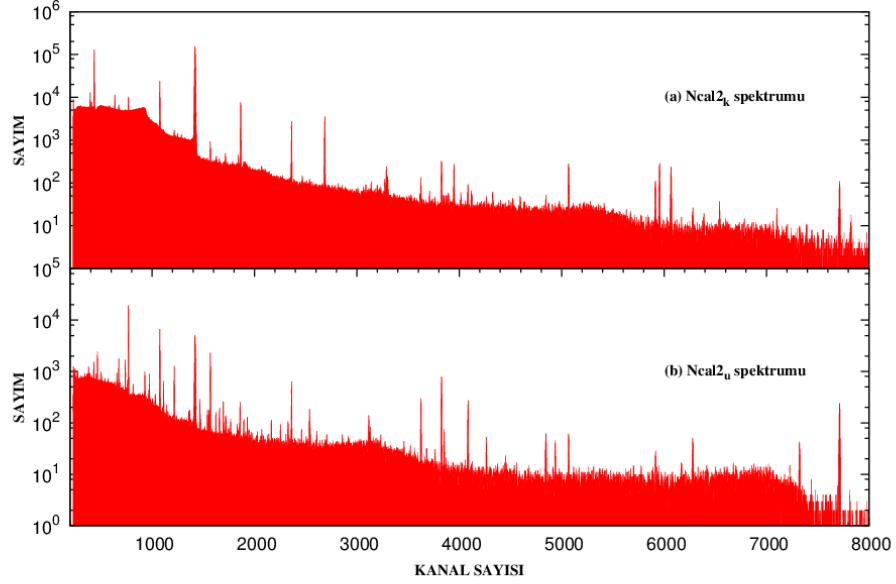
- induced fission of Th-232, U-238 and Pu-240. *Nuclear Physics A*, 853(1):1–25.
- NAUCHE, R. 1992. Progress of Analytical Chemistry in the Iron and Steel, ECSC-EEC-EAEC, Brussels-Luxembourg.
- NI, J.Z., XU, X.G. and BLOCK, R.C. 2000. Photon activation analysis for river sediment sample using a 60 MeV linear electron accelerator. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 245:501–507.
- NNDC, 2016. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/reColor.jsp?newColor=dm> [Son erişim tarihi 14.08.2016].
- OKUTAN, M. 2010. Bir medikal elektron hızlandırıcı cihazının sanal elektron enerjilerinin dozimetrisi, Doktora tezi, İstanbul.
- OPREA, C., MASLOV, O.D., GUSTOVA, M.V., OPREA, I.A., MIHUL, A., BELOV, A.G., SZALANSKI, P.J. and BUZGUTA, V. 2011. Photoneutron activation analysis applied for environmental researches. *Romanian Report in Physics*, 63(2): 348–356.
- PODGORSAK, E.B. 2005. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teacher and Students. Obtained from the IAEA, Austria, 657 p.
- RADYOLOJİ, 2011. Radyonükleid Görüntüleme Cihazları, MEB, Ankara, 16 s.
- ŘANDA, Z., SPAČEK, B., KUNCÍŘ, J. and BENADA, J. 1981. Nondestructive Gamma Activation Analysis of Mineral Materials, CAEC, Nuclear Information Centre, Prague.
- ŘANDA, Z., KUCERA, J. and SOUKAL L. 2003. Elemental characterization of the new Czech meteorite “Moravka” by neutron and photon activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 257(2):275–283.
- ŘANDA, Z., KUČERA, J., MIZERA, J. and FRÁNA, J. 2007. Comparison of the role of photon and neutron activation analyses for elemental characterization of geological, biological and environmental materials. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 271(3): 589–596.
- RAMIREZ-MUNOZ, J. 1968. Atomic-absorption spectroscopy and analysis by atomicabsorption flame photometry. Amsterdam, New York, Elsevier Pub. Co.
- ROGERS, D.W.O., WALTERS, B. and KAWRAKOW, I. 2007. BEAMnrc Users Manual. Ionizing Radiation Standards National Research Council of Canada Ottawa.
- ROMIG, C. 2015. Investigation of nuclear structure with relative self-absorption measurements. Ph.D. Thesis, Technischen Universität Darmstadt, Darmstadt, 3 p.

- SCHMİTT, B.F., SEGEBADE, C. and FUSBAN, H.U. 1980. Waste incineration ash a versatile environmental reference material. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 60(1):99–109.
- SEGEBADE, C., WEISE, H.P. and LUTZ, G.J. 1988. Photon Activation Analysis. New York: W. de Gruite.
- SEGEBADE, C. and BERGER, A. 2006. Photon activation analysis in encyclopedia of analytical chemistry. Wiley, New York.
- SITKO, R. and ZAWISZA, B. 2004. Determination of High Zn and Pb Concentrations in Polluted Soils Using Energy-Dispersive X-ray Fluorescence Spectrometry. *Polish Journal of Environmental Studies*, 13, 91-96.
- SZILARD, L. and CHALMERS, T. A. 1934. Detection of Neutrons Liberated from Beryllium by Gamma Rays. *Nature*, 134: 494–495.
- SUN, Z.J., WELLS, D.P., SEGEBADE, C., MASCHNER, H. and BENSON, B. 2013. A provenance study of coffee by photon activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 296:293–299.
- SZILARD, L. and Chalmers, T. A. 1934. Detection of Neutrons Liberated from Beryllium by Gamma Rays. *Nature*, 134: 494–495.
- STAROVOITOVA, V. and SEGEBADE, C. 2016. High intensity photon sources for activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 1–14, DOI: 10.1007/s10967-016-4899-x.
- SURFER, 2002. Golden Software User Guide, Contouring and 3D Surface Mapping for Scientists and Engineers.
- ŞAHİNER, E. 2010. Doğal radyoaktif izotoplarda gerçek çakışma etkisi. Yüksek lisans tezi, Ankara Üniversitesi.
- TAVERNIER, S. 2010. Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 306 p.
- VOLZ, S. et al., 2006. The photoresponse of stable N=82 nuclei below 10 MeV. *Nuclear Physics A*, 779:1–20.
- WEISE, H.P., GORNER, W., HEDRICH, M. 2001. Determination of elements by nuclear analytical methods. *Fresenius Journal of Analytical Chemistry*, 369(1):8–14.
- WIELAND, O., et al., 2009. Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon. *Physical Review Letters*, 102(9):092502.
- YILMAZ, H.M. 2007. The effect of interpolation methods in surface definition: an experimental study. *Earth Surface Processes and Landforms*, 32:1346–1361.

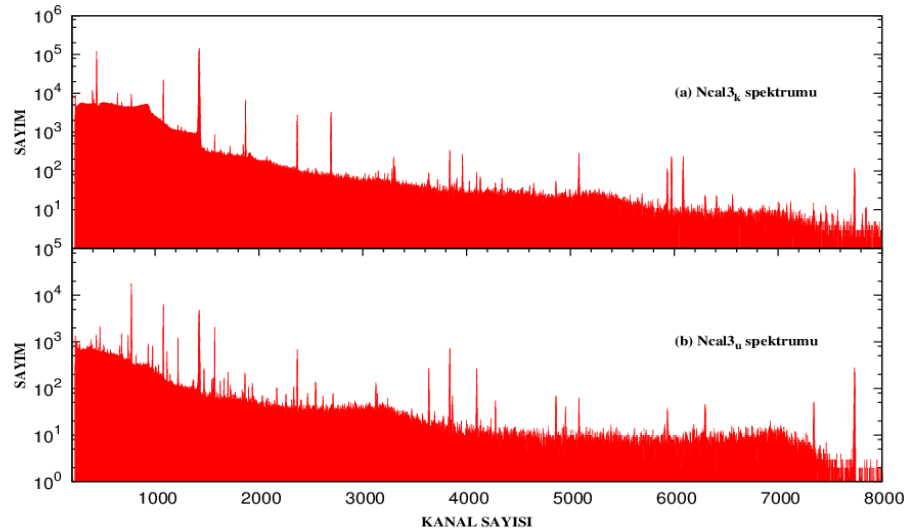
ZILGES, A. et al., 2002. Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in N=82 nuclei. *Physics Letters B*, 542:43–53.

8. EKLER

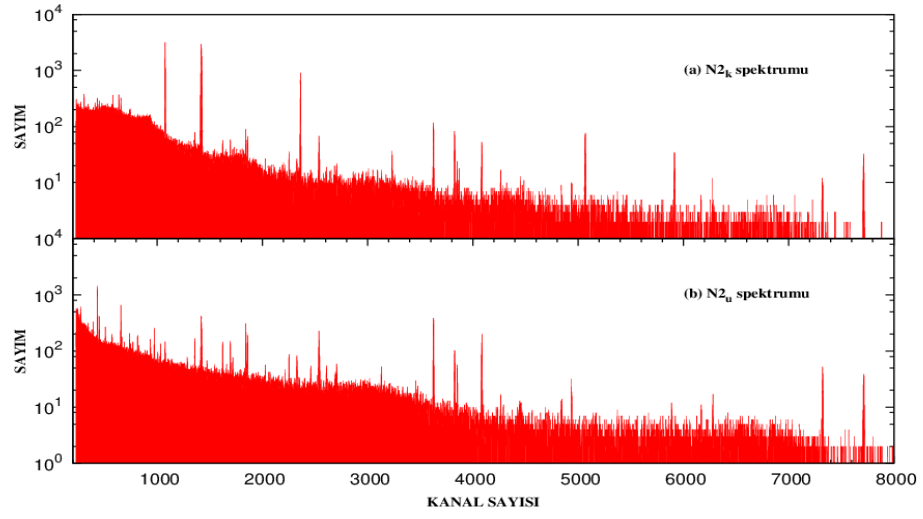
Ek-1. C2 ve C3 kalibrasyon materyalleri ve N2, N3, N4, N5, N6, N7, N8 ve N9 numunelerinin gama spektrumları



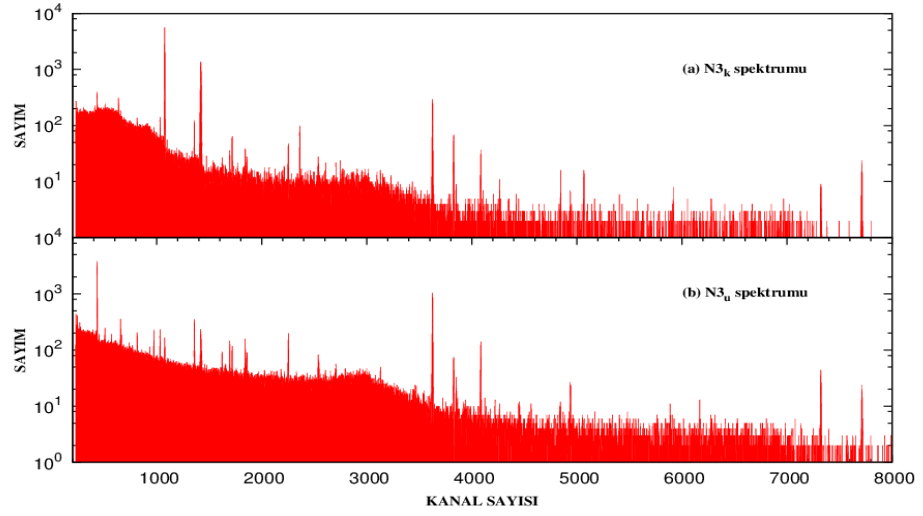
Şekil 8.1. C2 kalibrasyon materyalinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



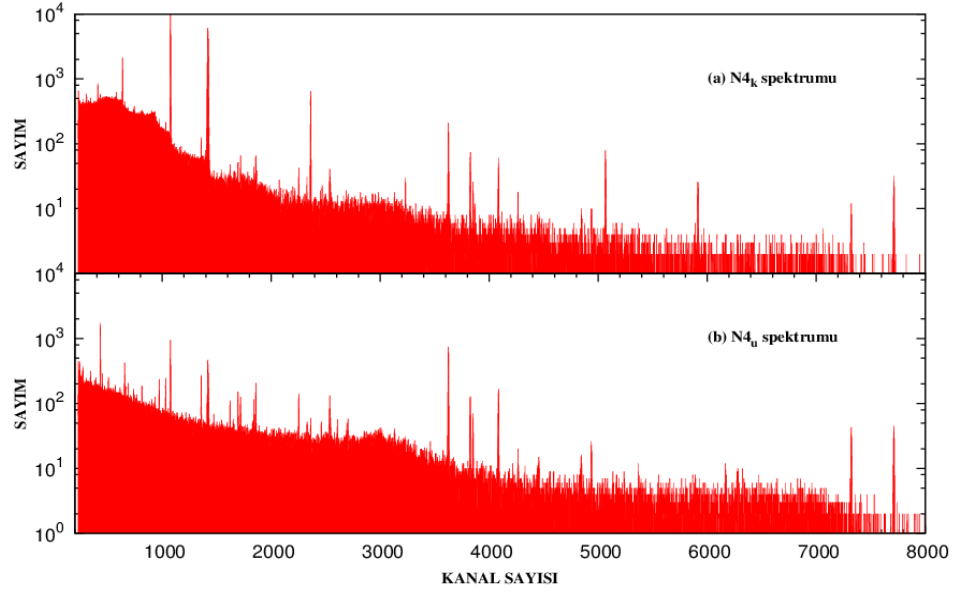
Şekil 8.2. C3 kalibrasyon materyalinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



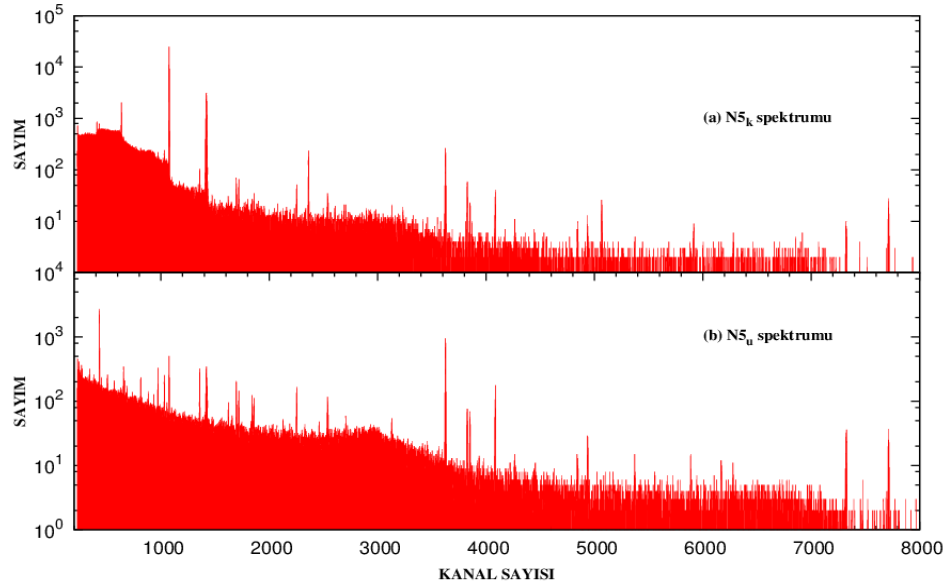
Şekil 8.3. N2 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



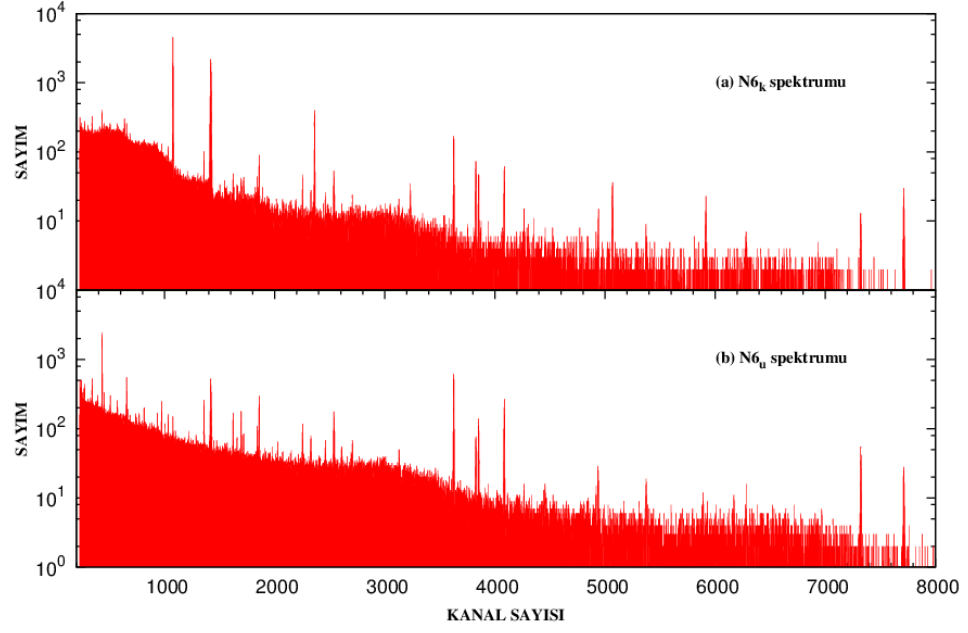
Şekil 8.4. N3 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



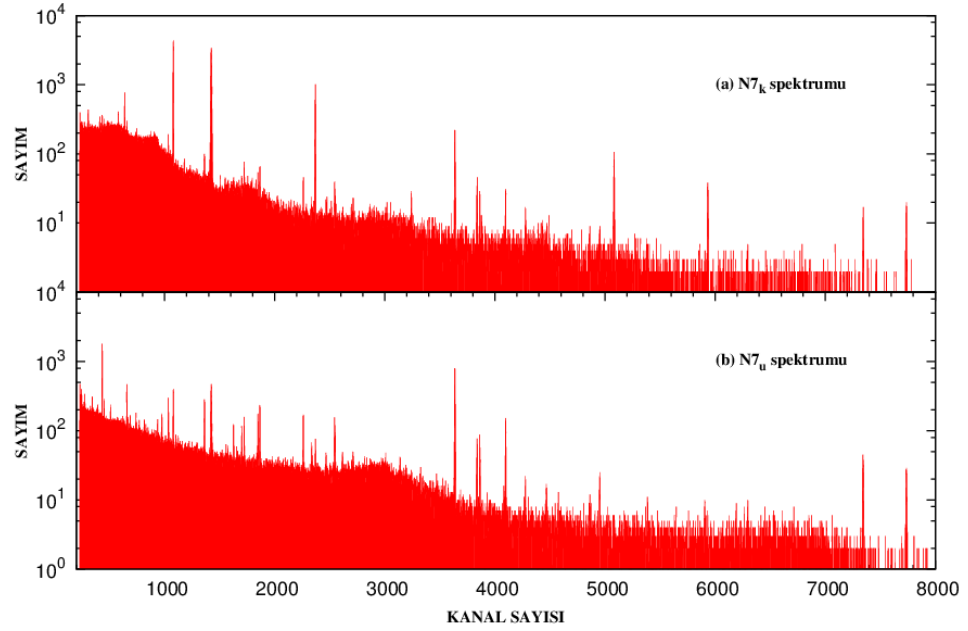
Şekil 8.5. N4 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



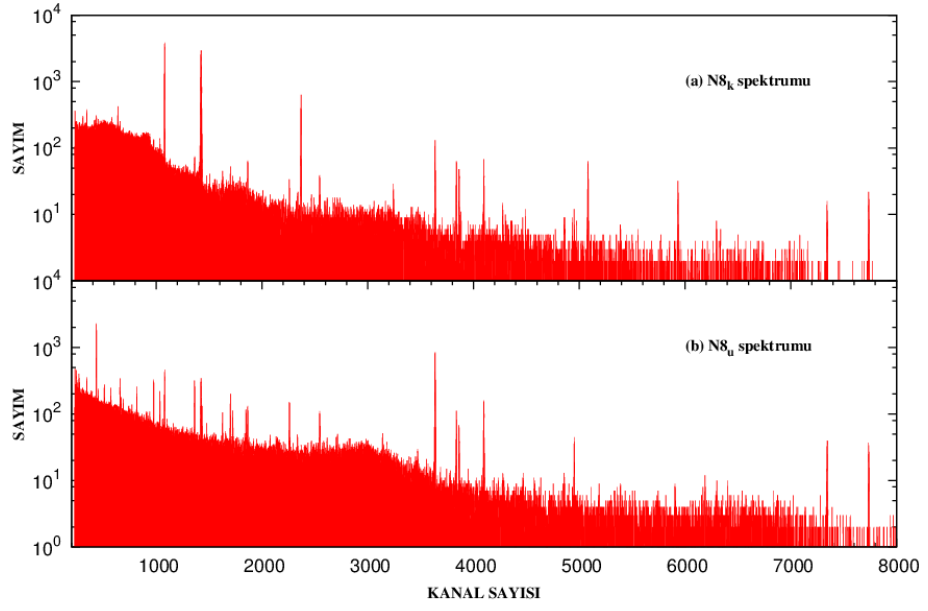
Şekil 8.6. N5 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



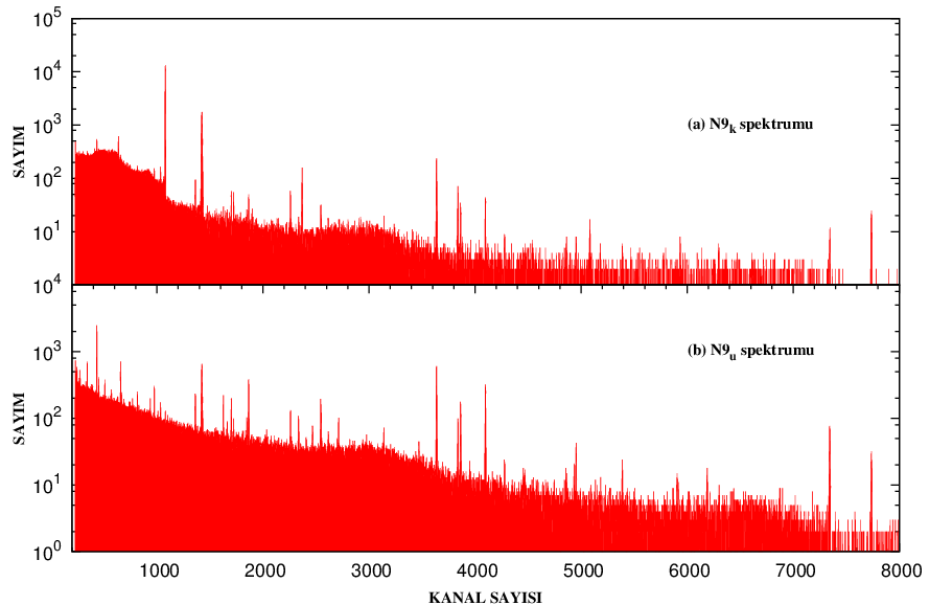
Şekil 8.7. N6 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları



Şekil 8.8. N7 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları

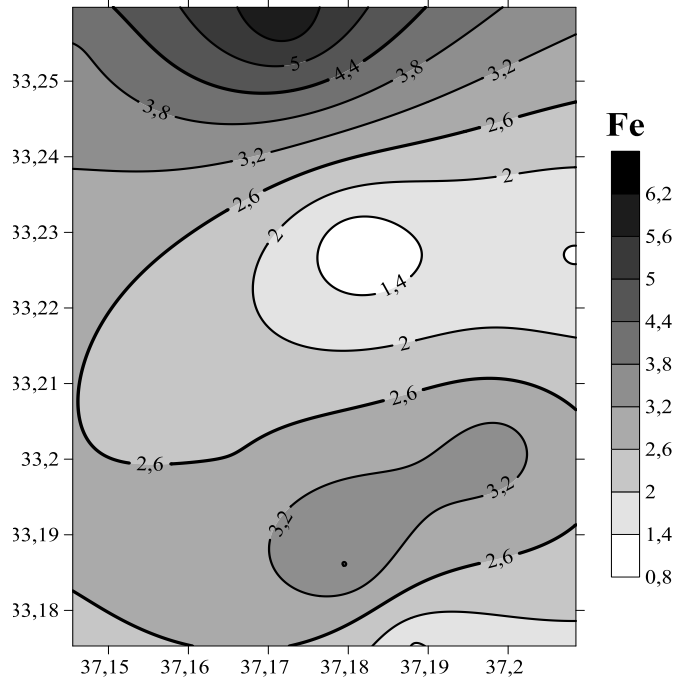


Şekil 8.9. N8 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları

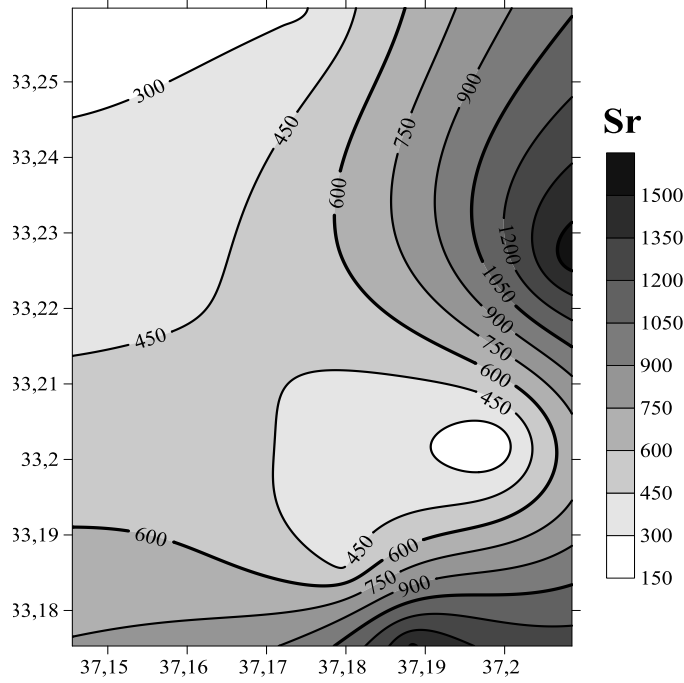


Şekil 8.10. N9 numunesinin (a) kısa ve (b) uzun süreli ölçümlerin gama spektrumları

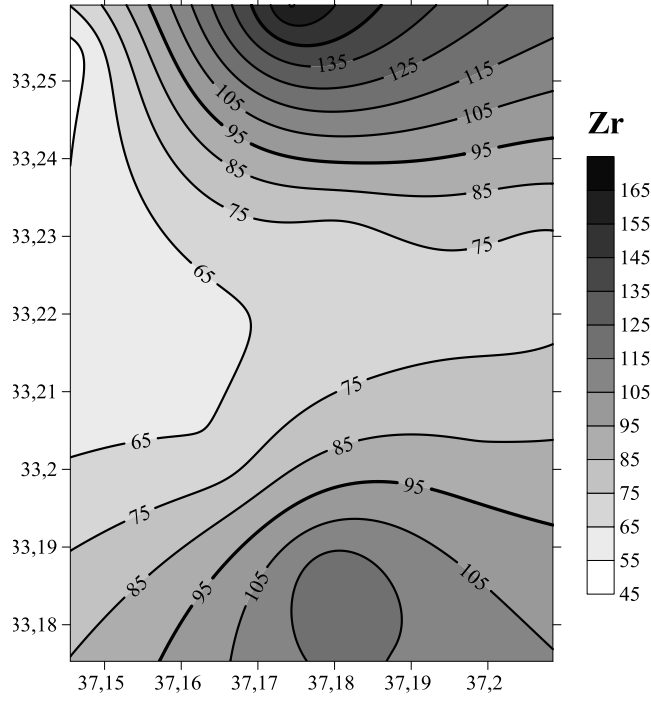
Ek-2. Fe, Sr, Zr, Ni, Zn, Rb, U, Ba, Br ve Mg elementlerin jeostatiksel dağılımı



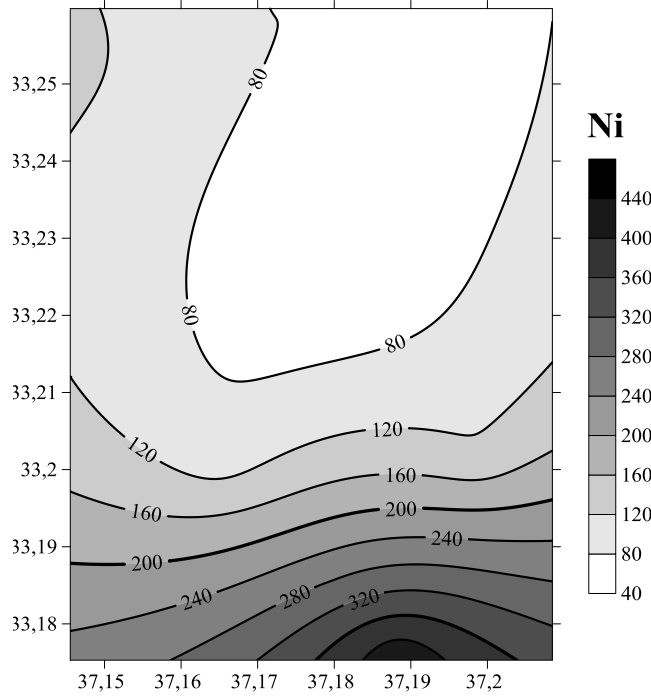
Şekil 8.11. Topraktaki Mn elementinin jeostatiksel dağılımı



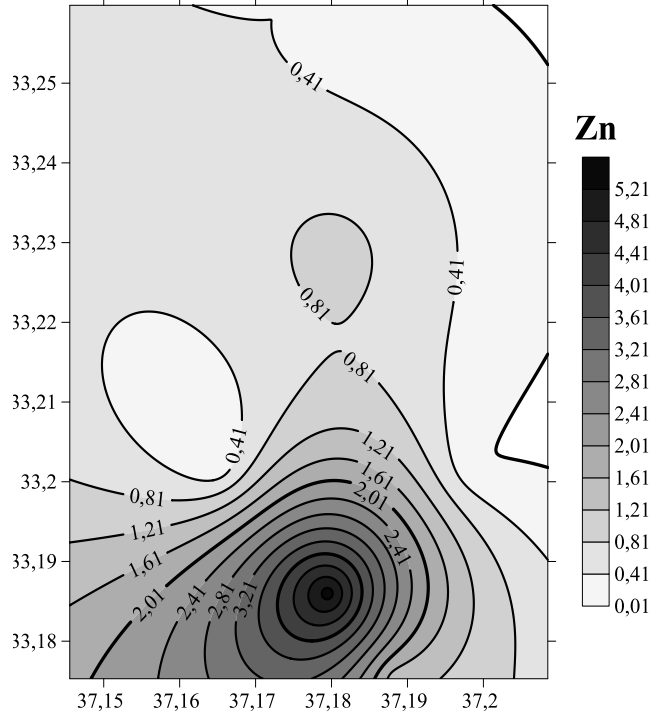
Şekil 8.12. Topraktaki Sr elementinin jeostatiksel dağılımı



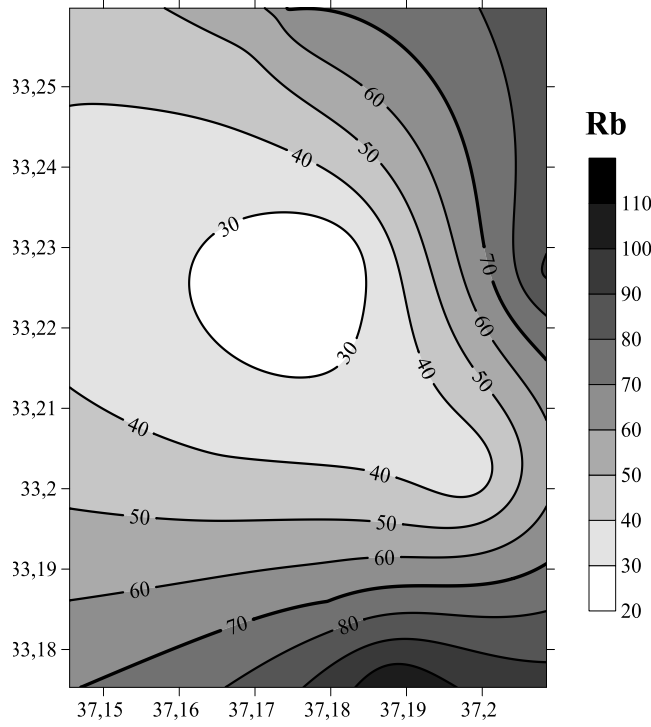
Şekil 8.13. Topraktaki Ca elementinin jeostatiksel dağılımı



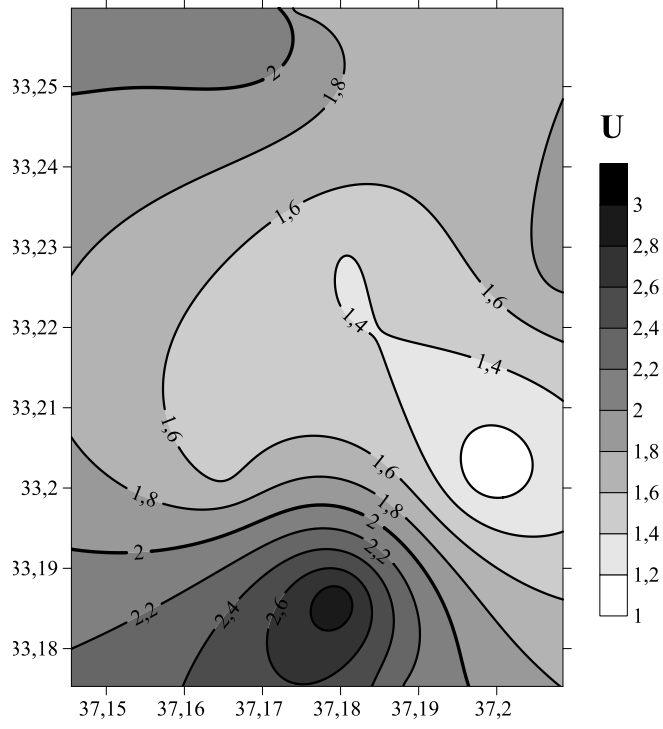
Şekil 8.14. Topraktaki Ni elementinin jeostatiksel dağılımı



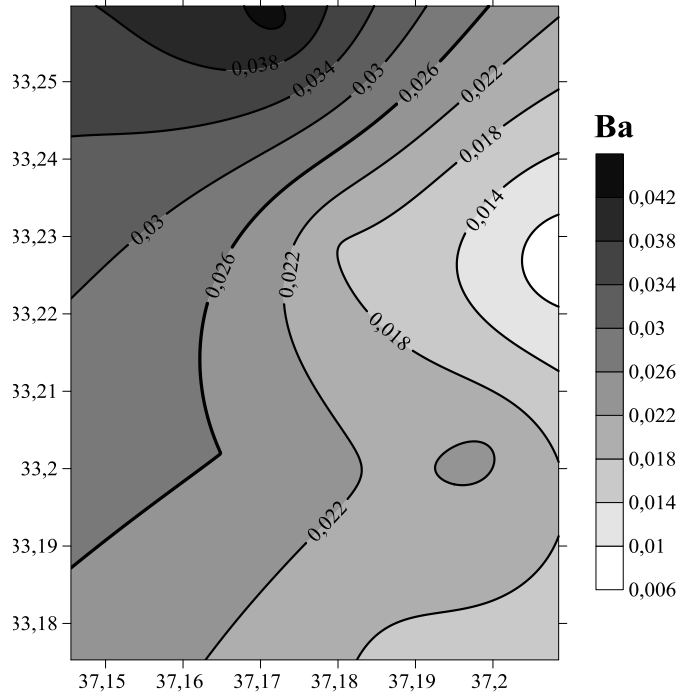
Şekil 8.15. Topraktaki Zn elementinin jeostatiksel dağılımı



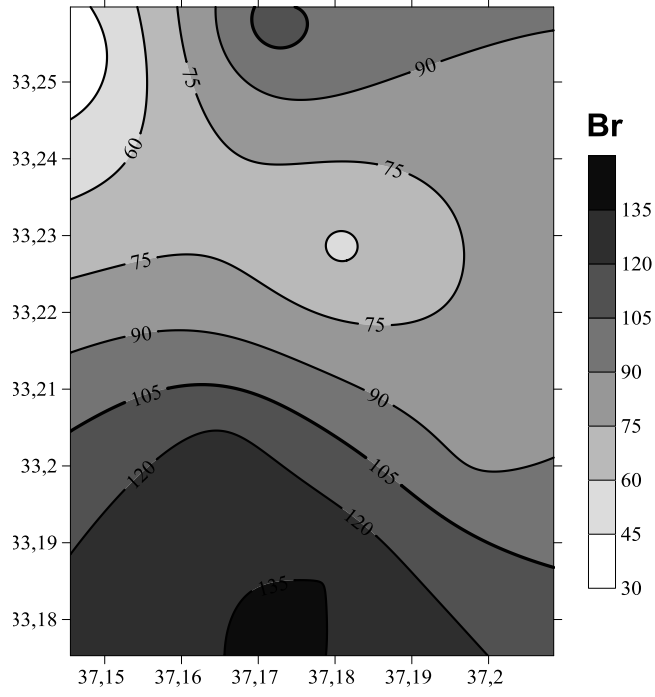
Şekil 8.16. Topraktaki Rb elementinin jeostatiksel dağılımı



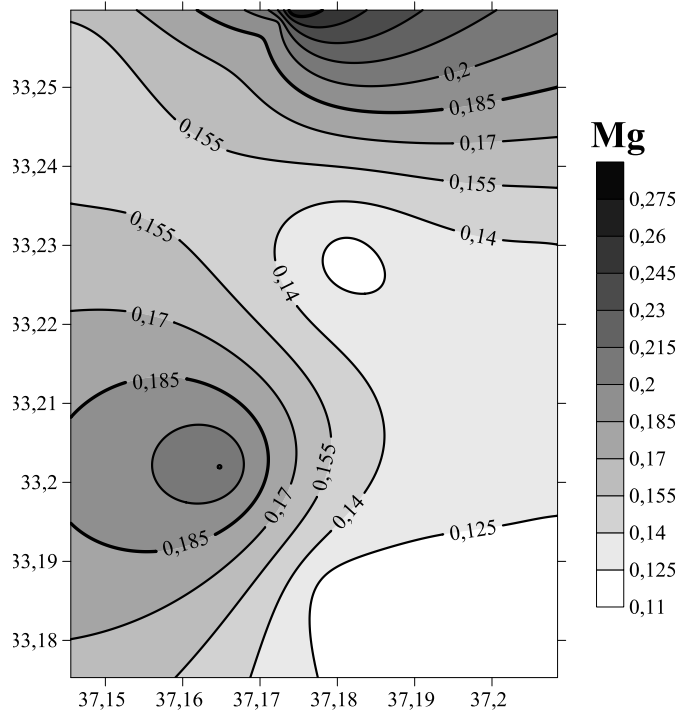
Şekil 8.17. Topraktaki U elementinin jeostatiksel dağılımı



Şekil 8.18. Topraktaki Ba elementinin jeostatiksel dağılımı



Şekil 8.19. Topraktaki Br elementinin jeostatiksel dağılımı



Şekil 8.20. Topraktaki Mg elementinin jeostatiksel dağılımı

ÖZGEÇMİŞ



Osman AĞAR, 15.10.1987’de Şanlıurfa’da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Mardin Kızıltepe’de tamamladı. 2004’de Kocaeli Üniversitesi Fen–Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nü kazandı. 2008–2009 öğrenim yılında Kocaeli Üniversitesi’nden mezun oldu. 2009 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans’a başladı ve 2011 Şubat ayında mezun oldu. 2011–2012 döneminde Akdeniz Üniversitesi’ne doktora eğitimine başladı. 2011 yılından beri Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü’nde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.

Uluslararası Dergilerde (SCI’da taranan) Yayımlanan Makaleler

- M.E. Korkmaz, M. Yiğit, **O. Agar**, “Burnup calculations using serpent code in accelerator driven thorium reactor”, *Kerntechnik*, 72 (3), 193-197, 2013.
- M.E. Korkmaz, **O. Agar**, “The investigation of burnup characteristic using serpent monte carlo code for sodium cooled fast reactor”, *Nuclear Engineering and Technology*, 46 (3), 407 – 412, 2014.
- **O. Agar**, I. Boztosun, M.E. Korkmaz, S.F. Özmen, “Measurement of radioactivity levels and assessment of radioactivity hazards of soil samples in Karaman, Turkey”, *Radiation Protection Dosimetry*, 162 (4): 630-637, 2014.
- M.E. Korkmaz, **O. Agar**, E. Büyüker, “Burnup analysis of the VVER-1000 reactor using thorium-based fuel”, *Kerntechnik*, 79 (6), 193-197, 2014.
- **O. Agar**, C.Eke, I. Boztosun, M.E. Korkmaz, “Determination of naturally occurring radionuclides in soil samples of Ayrancı, Turkey”, *Journal of Physics: Conference Series*, 590, 012042, 2015.
- C.Eke, **O. Agar**, I. Boztosun, “Dependence of activity concentration of natural and artificial radionuclides on depth in soil samples from Antalya in Turkey”, *Journal of Physics: Conference Series*, 590, 012044, 2015.
- M.E. Korkmaz, **O. Agar**, M. Şahin, “Gross alpha and beta activity concentrations in various water samples of Karaman, Turkey”, *Environmental Earth Sciences*, 75(1), 14, 2016.
- M.E. Korkmaz, **O. Agar**, “A survey of gross alpha and beta activity concentrations in drinking of Ereğli region, Turkey”, *Fresenius Environmental Bulletin*, 25 (9), 3507-3512, 2016.

Uluslararası Hakemli Bilimsel Dergilerde Basılan Makaleler

- B. Karaçoban, L. Özdemir, **O. Agar**, G. Ürer, “An investigation on level structure of B I using configuration interaction methods”, International Journal of Physics, 4, 43 – 52, 2011.
- M.E. Korkmaz, M. Yiğit, **O. Agar**, “Investigation Of Reaction Cross Sections Of $^{10,11}\text{B}$ With Protons And Neutrons Of 0 – 30 MeV Coming Energy Using Nuclear Models”, Balkan Physics Letters, 20, 201035, 293 – 300, 2012.
- G. Konan Günday, B. Karaçoban, G.Ürer, L. Özdemir, **O. Agar**, "Forbidden transitions for low-lying levels in atomic Boron", Pakistan Journal of Scientific and Industrial Research, Serias A: Physical Sciences, 56, 24 – 29, 2013.

Ulusal Hakemli Dergilerde Yayımlanan Makaleler:

- M.E. Korkmaz, **O. Agar**, M. Yiğit, “Hızlandırıcı GÜdümlü Toryum Reaktöründe Serpent Monte Carlo Kodu Kullanılarak Yanma Oranı Hesaplamaları”, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi, 28(4): 309-314, 2012.

Projeler:

- Hızlandırıcı GÜdümlü Toryum Reaktöründe Yakıt Özelliklerinin İncelenmesi, 20–M–11, Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi, Yardımcı Araştırmacı.
- Karaman İlinin Merkezinden Alınan Toprak Örneklerinde Doğal Gamma Kaynaklarının İncelenmesi, 39–M–12, Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi, Yardımcı Araştırmacı.
- Karaman İli Su Kaynaklarında Toplam Alfa ve Beta Aktivitesinin Belirlenmesi, 23–M–13, Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi, Yardımcı Araştırmacı.
- Toprak Numunelerindeki Ağır Metallerin Fotoaktivasyon Analizi ile Belirlenmesi, 2014.03.0121.006, Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi, Yardımcı Araştırmacı.
- İridyum İzotopunun Fotonükleer Reaksiyonla Enerji Seviyelerinin ve Yarı Ömürlerinin Belirlenmesi, 14–M–14, Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi, Yardımcı Araştırmacı.
- Serpent Monte Carlo Kodu Kullanarak Sodyum Soğutuculu Reaktör (SFR) Korunun Nötronik Analizi, 37–M–16, Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi, Yardımcı Araştırmacı.

Ödüller – Burslar:

- TÜBİTAK Yayın Teşvik Ödülleri, 2014, 2015, 2016.
- TÜBİTAK – 2214-A – Yurtdışı Doktora Sırası Araştırma Bursu, Darmstadt Teknik Üniversitesi, Almanya (Eylül–2015 /Ağustos–2016).