

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

**FOTOAKTİVASYON ANALİZ YÖNTEMİ ile ANTİK SİKKELERİN ELEMENT
KONSANTRASYONLARININ BELİRLENMESİ**

Can ERTUĞAY

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2015

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FOTOAKTİVASYON ANALİZ YÖNTEMİ ile ANTİK SİKKELERİN ELEMENT
KONSANTRASYONLARININ BELİRLENMESİ

Can ERTUĞAY

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 22/07/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile kabul/~~red~~ edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Yrd. Doç. Dr. Şerafettin YALTKAYA

Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM



ÖZET

FOTOAKTİVASYON ANALİZ YÖNTEMİ ile ANTİK SİKKELERİN ELEMENT KONSANTRASYONLARININ BELİRLENMESİ

Can ERTUĞAY

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Danışman : Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN
Temmuz 2015, 134 sayfa

Arkeolojik eserler oldukça kıymetlidir ve bilindiği gibi birçoğu paha biçilmez değerdedir. İnsanoğlunun kültür tarihinin yorumlanmasında, arkeoloji ile beraber birçok disiplinin bir arada çalışması son derece önemli bir hale gelmiştir. Arkeometrik araştırmalardan birisi de arkeolojik eserin element konsantrasyonlarının belirlenmesine dair analizlerdir. Arkeolojik eserin iç yapısı, yani element konsantrasyonu oldukça önemlidir, çünkü bir nevi eserin parmak izi niteliğindedir. Arkeometrik incelemeler ışığında arkeolojik eserin orijinalliği, kökeninin nereye dayandığı, dönemin sosyal, ekonomik, politik, sanatsal yapısı, diğer topluluklarla ve çevreyle etkileşimler gibi birçok konu aydınlatılabilmektedir. Bu sebeple arkeolojik eserlerin tahribatsız bir şekilde, eserin en iç katmanlarını da kapsayacak şekilde element analizlerinin yapılması bir gereklilik halini almaktadır. Fotoaktivasyon analiz yöntemi başta tamamıyla tahribatsız bir şekilde element analizlerini mümkün kılması ve bir çok avantaj sağlayan diğer özellikleri nedeniyle arkeolojik eserlerin element analizlerinin yapılması hususunda son derece uygun görünmektedir. Bu tez çalışmasında ülkemizde ilk defa fotoaktivasyon analiz yöntemiyle farklı dönemlere ait üç adet antik Roma sikkeleri için element analizleri yapılmıştır.

Bu tez çalışmasında çalışılan antik Roma sikkelerinin aktive edilmesi için, bir klinik lineer hızlandırıcıdan elde edilen ve nihai enerjisi 18 MeV olan bremsstrahlung frenleme ışınları kullanılmıştır. Bremsstrahlung fotonları ile aktivasyon sonucunda fotonükleer reaksiyonlar tetiklenir ve tetiklenen fotonükleer reaksiyonlarla birlikte oluşan radyoaktif çekirdeklerin taban durumlara geçişleri esnasında karakteristik gama fotonları yayınlanır. Bu karakteristik gama fotonlarının bir gama dedektörü ile sayılması ve bu dedektöre bağlı bir gama spektrometre sisteminin kullanılmasıyla gama spektrumları elde edilebilir. Bu tez çalışmasında kullanılan gama dedektörü yüksek saflıkta bir germanyum dedektörüdür. Gama spektrumlarındaki piklerin karakteristik enerjilere sahip olmaları sayesinde sikkeler içindeki element kimlikleri belirlenebilmiştir. Ayrıca sikkelerle birlikte aynı geometriye sahip olan üç adet bronz referans materyal de aynı koşullar altında aktive edilmiş ve gama spektrumları elde edilmiştir. Aktivasyon süreci yaklaşık 1 saat iken, bir soğuma periyodundan sonraki sayım süreci yaklaşık 20 saattir. Deney esnasında meydana

geldikleri tespit edilen fotonükleer reaksiyonlar; çekirdekten bir nötron kopuşuyla sonuçlanan (γ, n) , çekirdekten bir proton kopuşuyla sonuçlanan (γ, p) ve izomerik geçişlere neden olan (γ, γ') reaksiyonları şeklindedir. Ayrıca bremsstrahlung fotonlarının hızlandırıcı içinde diğer materyallerle etkileşmesi sonucu oluşan ikincil nötronlar nedeniyle meydana gelen (n, γ) şeklindeki nötron yakalama reaksiyonu da gözlenmiştir. Niteliksel analizler sonucunda sikkeler içinde *Sn*, *Pb*, *As*, *Sb* ve *Cu* elementlerinin varlığı tespit edilmiştir. Ayrıca referans materyallerdeki element konsantrasyonları daha önce ICP-MS (Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometer) yöntemiyle yapılan analizler sonucunda bilinmektedir. Bu sayede sikkeler içindeki *Sn* ve *Cu* elementleri için niceliksel element analizleri de yapılabilmiş ve bu elementler için element konsantrasyonları hesaplanabilmiştir. Bu sonuçlar doğrultusunda fotoaktivasyon analiz yönteminin diğer element analizi yöntemleriyle karşılaştırılabilir ve özellikle tahribatsız analizler için kullanılabilir olduğu görülmektedir.

ANAHTAR KELİMELELER: Fotoaktivasyon, element analizi, arkeoloji

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Danışman)

Yrd. Doç. Dr. Şerafettin YALTKAYA

Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM

ABSTRACT

DETERMINATION of ELEMENTAL CONCENTRATIONS of ANTIQUE COINS by PHOTOACTIVATION ANALYSIS METHOD

Can ERTUĞAY

MSc Thesis, in Physics

Supervisor : Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

July 2015, 134 pages

Archaeological artifacts are highly precious, and as is known, most of them are priceless. For interpretation of cultural history of humanity, combination of various disciplines together with archaeology has become extremely important. One of the archaeometric researches is analysis aimed at determination of elemental concentrations of archaeological artifacts. The internal structure of the archaeological artifact, in other words its elemental concentration is highly important, because in some way, it has the characteristic finger print of the artifact. In the light of archaeometric researches, various issues such as originality of the archaeological artifact, based on where the origin of artifact, social, political and artistic structures of that era, interaction with other communities and environment can be clarified. Therefore, a non-destructive method of analyzing the element concentration including the innermost parts is of vital importance. Photoactivation analysis method is quite suitable for elemental analyses of archaeological artifacts mainly because of its non-destructiveness and the other properties providing lots of advantage. In this thesis, the elemental analyses for three ancient Roman coins from different periods were performed using photoactivation analysis method for the first time in Turkey.

To activate these antique Roman coins studied in this thesis, the bremsstrahlung beams of 18 MeV end point energy obtained through a clinical linear accelerator were used. As a result of activation by bremsstrahlung photons, the photonuclear reactions are induced, and characteristic gamma-rays are emitted during the transitions to the ground states of the radioactive nuclei created by these photonuclear reactions. Then, the gamma spectra can be obtained by counting these gamma photons through a gamma detector and using a gamma spectrometer system connected with this detector. The gamma detector used in this study is a high purity germanium detector. Because the peaks in the gamma spectra have characteristic energies, the identities of elements in the coins can be determined. Besides, three bronze reference materials that have the same geometry with the coins were activated under the same conditions, and the gamma-ray spectra of these reference materials were obtained. While the activation period was about 1 hour,

the counting period after a cooling time was about 20 hours. The photonuclear reactions occurring during the experiment were (γ, n) reaction resulting in a single neutron separation from the nucleus, (γ, p) reaction resulting in a single proton separation from the nucleus and (γ, γ') reaction resulting in a isomeric transition. On the other hand, because the secondary neutrons occurred due to the interaction of the bremsstrahlung photons with the other material in the accelerator, neutron capture reaction (n, γ) was also observed. As a result of qualitative analyses, presences of *Sn*, *Pb*, *As*, *Sb* and *Cu* elements were determined in the coins. The elemental concentrations of reference materials were also known through the analyses performed by Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometer (ICP-MS). Thus, the quantitative analyses for the *Sn* and *Cu* elements in the coins could also be performed, and the elemental concentrations of these two elements were calculated. In the light of these results, it was shown that the photoactivation analysis method is comparable with the other elemental analysis methods, and it is usable especially for non-destructive analyses.

KEYWORDS: Photoactivation, elemental analysis, archaeology

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Supervisor)

Asst. Prof. Dr. Şerafettin YALTKAYA

Asst. Prof. Dr. Edip BAYRAM

ÖNSÖZ

Bu tez çalışması için arkeolojik eserlerin çalışılmasına karar verildiğinde, ilk etapta arkeometrik araştırmalar hakkında bir literatür taraması yaptım. Bu araştırmalarım sonucunda arkeolojik eserlerle ilgili pozitif bilgilere dayalı verilerin oldukça önem arz ettiğini gördüm. Çünkü, arkeolojik eserlerin bir çoğu paha biçilmez olduğundan her hangi bir tahribatın söz konusu olduğu bir çalışma neredeyse teklif dahi edilemez durumdadır. Bu noktada, başta arkeolojik eserlerin orijinalliği olmak üzere bir çok konuda pozitif bilgi eksikliği olduğunu anladım. Bu sebeple arkeolojik eserlerin tahribat verilmeden, eserin en iç katmanlarını da kapsayacak şekilde element analizlerinin yapılmasının bir gereklilik halini aldığımı gördüm. Bu eksik pozitif verilerden birisi de eserin element kompozisyonudur, çünkü element kompozisyonu eserin bir nevi parmak izi niteliğindedir. Bu tez için kullanılan fotoaktivasyon analiz yöntemi ise tahribatsız olarak eserin en iç katmanlarına kadar detaylı bir element analizini mümkün kılmaktadır. Örneğin ilk etapta eserin orijinalliği veya kökeninin nereye dayandığı gibi konularda tahribatsız bir element analizinin arkeoloji camiasına bilgi verebileceğini öğrendim. Element analizlerinin bu konularda çıkarımlar yapılmasına imkan vermesinin yanı sıra restorasyon çalışmaları için de oldukça önemli olduğunu gördüm. Sonraki araştırmalarımın restorasyon çalışmalarında tarihi dokuyu muhafaza edebilmek adına, kullanılan malzemenin orijinal olan malzemeye aynı element konsantrasyonunda olup olmadığı konusunda da sorunlar yaşandığını öğrendim. İlerleyen çalışmalarla birlikte fotoaktivasyon yönteminin bu konuda da önemli yardımları olabileceğini düşünmekteyim.

Çekirdek fiziğinin modern dünyada ne kadar önemli bir yer tuttuğunu, yapılan nükleer deneyler sayesinde çok geniş bir aralıkta bilgi dağarcığı elde edebildiğimizi artık biliyoruz. Bu noktada, deney aşamasında gerçekleşen fiziksel süreci anlamının yanında bu süreci uygulamalı olarak yaşamak, teorik açımların uygulamada da doğrulandığını görmek, deneyi kontrol etmek, kullanılan elektronik donanımı ve çok sayıda bilgisayar programını öğrenmek de benim için oldukça heyecan verici olmuştur. Diğer yandan çoğu zamanlar bir ekip çalışması içinde olma zorunluluğu, zorluğundan çok hoş bir motivasyon sağlamıştır. Tüm bu kazanımları, değişik tecrübeleri yaşamış olmakla beraber, ülkemizde deneysel fizik alanındaki boşlukların giderek daha da dolmaya başlayacağını ümit etmekteyim.

Bu tez çalışmasında ilgi, alaka, bilgi, tecrübe ve yardımlarını benden esirgemeyen değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi) gönülden teşekkürü bir borç bilirim. Tüm bu süreç boyunca bana yol gösteren ve tecrübelerini paylaşan Sayın Yrd. Doç. Dr. Haris DAPO'ya da (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi) teşekkürü bir borç bilirim. Diğer yandan özellikle fotoaktivasyon analiz hakkındaki tecrübelerini bizimle paylaşan Sayın Dr. Christian SEGEBADE'ye de (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi) teşekkür ederim. Referans materyal temini ve ICP-MS analizi sürecinde bana yardımcı olan Sayın Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM'a (Akdeniz

Üniversitesi Fen Fakültesi) ve tüm yardımlarından dolayı Sayın Doç. Dr. Orhan BAYRAK'a (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi) da teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca ekip arkadaşarımdan Alp CESUR'a da (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi) deney aşamasındaki yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	xii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xvii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xxii
1. GİRİŞ	1
1.1. Radyoaktivitenin Keşfi ve Kısa Tarihçesi	1
1.2. Fotoaktivasyon Analizin Temel Prensipleri	2
1.3. Fotoaktivasyon Analizin Kısa Tarihçesi	3
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI	4
2.1. Çekirdek ve Özellikleri	4
2.1.1. Temel bileşenler	4
2.1.2. Yük	4
2.1.3. Kütle	4
2.1.4. Gösterim	4
2.1.5. Bağlanma enerjisi	5
2.1.6. Nükleer uyarılmış durumlar	6
2.2. Radyoaktivite ve Radyoaktif Bozunum Yasası	6
2.2.1. Doğal radyoaktivite	6
2.2.2. Radyoaktif bozunum kanunu ve aktiflik	8
2.2.3. Radyoaktifliğin üretilmesi ve bozunumu	13

2.2.4.	Ürün aktifliklerinin çoğalması	15
2.3.	Bozunum Türleri	16
2.3.1.	α bozunumu	16
2.3.2.	β bozunumu	16
2.3.3.	γ bozunumu	17
2.4.	Radyasyon Madde Etkileşimi	17
2.4.1.	Ağır yüklü parçacıkların maddeyle etkileşimi	17
2.4.2.	Elektronların maddeyle etkileşimi	20
2.4.3.	Gama ışınlarının maddeyle etkileşimi	20
2.4.3.1.	Fotoelektrik olay	22
2.4.3.2.	Compton saçılması	23
2.4.3.3.	Çift oluşumu	24
2.4.3.4.	Üç olaya toplu bakış	26
2.5.	Dedektörler	26
2.5.1.	Gazlı sayaçlar	27
2.5.2.	Sintilasyon dedektörleri	32
2.5.3.	Yarı iletken dedektörler	35
2.5.3.1.	n ve p tipi yarı iletkenler	36
2.5.4.	Yüksek safılıkta germanyum dedektörleri (<i>HpGe</i>)	39
2.6.	Gama Spektrometresi	41
2.6.1.	Ön yükselteç	41
2.6.2.	Yükselteç	42
2.6.3.	Çok kanallı Analizör (MCA) ve analog-dijital dönüştürücü (ADC)	43
2.6.3.1.	Puls aralığı seçimi	45
2.6.3.2.	ADC giriş kapısı	46

2.6.3.3.	MCA dönüşüm zamanı ve ölü zaman	46
2.6.3.4.	MCA doğrusallığı	47
2.6.3.5.	Uygun spektrum boyutu	48
2.7.	Sayım İstatistiği	51
2.7.1.	Binom dağılımı	54
2.7.2.	Poisson dağılımı	54
2.7.3.	Gausyen (normal) dağılım	54
2.8.	Çözme Gücü	56
2.9.	Pik Alanı Hesabı	58
2.10.	Enerji Ölçümleri	60
2.10.1.	Olası pik oluşumları	60
2.10.2.	Çakışma durumları	62
2.10.2.1.	Kaçış pikleri	62
2.10.2.2.	Toplam piki	63
2.11.	Nükleer Aktivasyon Analiz Süreçleri	63
2.11.1.	Nötron aktivasyon analiz	65
2.11.2.	Yüklü parçacıklarla aktivasyon	65
2.11.3.	Foton aktivasyon	65
2.12.	Fotoaktivasyon Analiz (PAA)	66
2.12.1.	İndüklenen aktivitenin hesaplanması	67
2.12.2.	Fotonükleer reaksiyonlar	71
2.12.2.1.	Fotonların çekirdek tarafından soğurulması	71
2.12.2.2.	Nükleer seviyelerin uyarılması	72
2.12.2.3.	Dev dipol rezonans	73
2.12.2.4.	Yüksek enerjili fotonlarla etkileşim	74

2.12.2.5. Foton soğurumu sonrası çekirdek durumu	75
2.12.2.6. (γ, γ') reaksiyonları	75
2.12.2.7. Fotonötron reaksiyonları	77
2.12.2.8. Yüklü parçacık yayınımlı reaksiyonlar	85
2.12.2.9. Fotonükleer reaksiyon ürünleri	87
2.12.2.10. Fotonükleer Reaksiyonlarla Üretilen Radyonüklitler .	88
2.12.2.11. Nötron indüklenme reaksiyonları	92
2.12.3. Aktive edici radyasyon kaynakları	92
2.12.3.1. Radyonüklit kaynaklar	92
2.12.3.2. Elektron hızlandırıcılar	93
2.12.4. Lineer hızlandırıcılar	94
2.12.4.1. Genel tanım	94
2.12.4.2. Bremsstrahlung üretimi ve fiziksel özellikleri	96
2.12.4.3. Bremsstrahlung spektrumu	96
2.12.4.4. Bremsstrahlung verimi	99
2.12.5. Element konsantrasyonlarının belirlenmesi	101
2.12.5.1. Akı monitörü kullanımı	106
2.12.5.2. Hata kaynakları	108
3. MATERYAL VE METOT	111
3.1. Deneyde Kullanılan Materyallerin Tanıtımı	111
3.1.1. Işınlama donanımı	111
3.1.2. Dedektör ve gama spektrometresi donanımı	111
3.1.3. Çalışılan numune ve referans materyal	112
3.2. Yöntem Aşamaları	113
3.2.1. Numune ve referans hazırlama	114

3.2.2. Aktivasyon	115
3.2.3. Ölçüm	116
3.2.4. Analiz süreci	116
4. BULGULAR	118
4.1. Deney Aşamalarında Belirlenen Bazı Parametreler	118
4.2. Niteliksel Analiz Bulguları	119
4.3. Niceliksel Analiz Bulguları	125
5. TARTIŞMA	127
6. SONUÇ	128
7. KAYNAKLAR	131
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

α	Alfa parçacığı/bozunumu
β^-	Negatron bozunumu
β^+	Pozitron bozunumu
η	Söz konusu gama enerjisinde spektrometrenin mutlak fotopik sayım verimi (yayınlanan foton başına kaydedilen puls sayısı)
γ	Gama ışını/fotonu
Γ_a	a uyarılmış durumunun enerji genişliği
γ_g	g taban durumuna geçiş için a uyarılmış durumunun kısmi genişliği
κ	Çift oluşumu olma olasılığı
λ	Bozunma sabiti
μ	Lineer sönüm katsayısı
ν	Nötrino parçacığı
ν_0	Elektronun eşik frekans değeri
$\bar{\nu}$	Antinötrino parçacığı
\bar{n}	Ortalama bozunan çekirdek sayısı
\bar{x}	Sayım istatistiği için belli x niceliğinin ortalaması
σ	Compton saçılması olma olasılığı
σ	Reaksiyon tesir kesiti
σ	Standart sapma
$\sigma(E)$	Gelen parçacık enerjisinin bir fonksiyonu olarak aktivasyon reaksiyonunun tesir kesiti
σ_{A_n}	Pik alanı hesaplarında pik alanı hatası
σ_a	a nükleer seviyesinin soğurma tesir kesiti
σ_{eff}	İlgilenilen nükleer reaksiyonun etkin integral tesir kesiti
σ_m	Pik tesir kesiti
τ	Fotoelektrik olay olma olasılığı
Θ	Gama ışın çizgisindeki mutlak yayınlanma olasılığı (parçalanma başına yayınlanan foton sayısı)
ε	Dielektrik sabiti
φ	Işınlama işleminde integral akı yoğunluğu
$\varphi_E(E)$	E ile $E + dE$ arasındaki enerjilerle gelen parçacıkların akı yoğunluğu
ρ	Numunede incelenen elementin yoğunluğu
A	Aktivite
A	Kütle numarası
A_0	Başlangıç aktivitesi
A_{ag}	Pik alanı hesaplarında düzeltilmiş brüt alan
A_g	Pik alanı hesaplarında brüt alan
A_n	Pik alanı hesaplarında net alan
A_r	Hedef izotopun nispi atomik kütlesi

B	Bağlanma enerjisi
B	Pik alanı hesaplarında arka plan alanı
c	Işık hızı
C_{Cu}	Yüzde cinsinden bakır elementinin sikke içerisindeki konsantrasyonu
C_i	Pik alanı hesaplarında $i - inci$ kanal içeriği
C_R	Aynı bileşenin referans materyaldeki bilinen konsantrasyonu
C_S	Numunedeki belirlenmek istenen bileşenin konsantrasyonu
C_{Sn}	Yüzde cinsinden kalay elementinin sikke içerisindeki konsantrasyonu
d	Tüketim bölgesi genişliği
E	Elektrik alan büyüklüğü
e	Elektron
e^+	Pozitron
$E_{\gamma'}$	Saçılan fotonun enerjisi
E_{γ}	Gelen fotonun enerjisi
E_a	a uyarılmış durumunun enerjisi (rezonans enerjisi)
E_e	Compton saçılmasına uğrayan gama ışınının elektrona aktardığı enerji
E_{th}	Eşik enerjisi
F	Farad (kapasitans birimi)
$f(E)$	Gelen radyasyonun normalize spektrumu
$f(x)$	Sayım istatistiği için belli x niceliğinin bulunma olasılığı
F_{corr}	Akı monitörü kullanımı nedeniyle konsantrasyon formülüne eklenen düzeltme çarpanı
$Ge(Li)$	Lityum katkılı germanyum
Gy	Radyasyon doz birimi (Grey)
h	Hedef izotopun bolluğu
h	Pik alanı hesaplarında büyük ROI limitii
h	Planck sabiti
I	T_D ve T_C zamanları sonrasında fotopikteki sayım sayısı
I	Etkileşme sonrasındaki gama ışınının şiddeti
I	Gelen parçacık akısı
I_0	Kaynaktan çıkan gama ışınının şiddeti
I_a	a uyarılmış durum spini
I_g	Taban durum spini
I_{m1R}	Referansın altındaki monitör ürün nüklidine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı
I_{m1S}	Numunenin altındaki monitör ürün nüklidine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı
I_{m2R}	Referansın üstündeki monitör ürün nüklidine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı
I_{m2S}	Numunenin üstündeki monitör ürün nüklidine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı
I_R	Referans spektrumundaki ürün nüklitin net fotopik alanı
I_S	Numune spektrumundaki ürün nüklitin net fotopik alanı

L	Avogadro sayısı
l	Pik alanı hesaplarında küçük ROI limiti
m	Kütle
M_{m1R}	Referansın altındaki monitörün toplam kütlesi
M_{m1S}	Numunenin altındaki monitörün toplam kütlesi
M_{m2R}	Referansın üstündeki monitörün toplam kütlesi
M_{m2S}	Numunenin üstündeki monitörün toplam kütlesi
M_R	Referansın toplam kütlesi
M_S	Numunenin toplam kütlesi
$m1R1$	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin altındaki monitör
$m1R2$	21 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin altındaki monitör
$m1R3$	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin altındaki monitör
$m1S1$	8 katalog numaralı antik Roma sikkesinin altındaki monitör
$m1S2$	21 katalog numaralı antik Roma sikkesinin altındaki monitör
$m1S3$	27 katalog numaralı antik Roma sikkesinin altındaki monitör
$m2R1$	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin üstündeki monitör
$m2R2$	21 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin üstündeki monitör
$m2R3$	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin üstündeki monitör
$m2S1$	8 katalog numaralı antik Roma sikkesinin üstündeki monitör
$m2S2$	21 katalog numaralı antik Roma sikkesinin üstündeki monitör
$m2S3$	27 katalog numaralı antik Roma sikkesinin üstündeki monitör
MU	Hızlandırıcıda kullanılan bir radyasyon doz birimi (Monitor Unit)
n	Birim hacim başına maddedeki atom sayısı
N	Nötron sayısı
N	Radyoaktif çekirdek sayısı
N	Sayım istatistiği için ölçüm ayısı
N	Yarı iletken dedektörün safsızlık oranı
N_0	Başlangıçtaki radyoaktif çekirdek sayısı
n_T	Hedef hacminde incelenen çekirdek sayısı
NaI	Sodyum iyodür
$NaI(Tl)$	Talyum katkılı sodyum iyodür
P	Fotopik'deki ölçülen puls hızı (saniyedeki puls sayısı)
p	Radyoaktif bozunma için bir tek çekirdeğin bozunma olasılığı
P_n	Radyoaktif bozunma için belli bir zaman aralığında n tane çekirdeğin bozunma olasılığı
R	Radyoaktif çekirdeklerin meydana gelme hızı

$R1$	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyali
$R2$	21 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyali
$R3$	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyali
S_n	Nötron ayrılma enerjisi
S_p	Proton ayrılma enerjisi
$S1$	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi
$S2$	21 katalog numaralı antik Roma sikkesi
$S3$	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi
$t_{1/2}$	Yarı ömür
$T_{C.m1R}$	Referansın altındaki monitörün sayım süresi
$T_{C.m1S}$	Numunenin altındaki monitörün sayım süresi
$T_{C.m2R}$	Referansın üstündeki monitörün sayım süresi
$T_{C.m2S}$	Numunenin üstündeki monitörün sayım süresi
T_C	Sayım periyodu
$T_{D.m1R}$	Referansın altındaki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
$T_{D.m1S}$	Numunenin altındaki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
$T_{D.m2R}$	Referansın üstündeki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
$T_{D.m2S}$	Numunenin üstündeki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
T_D	ADC dönüşüm süresi
T_D	Işınlama bitimi ve ölçüm başlangıcı arasında geçen bozunum periyodu
T_{DR}	Referansın ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
T_{DS}	Numunenin ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
T_{e^-}	Koparılan fotoelektronda kalan kinetik enerji
T_{e^+}	Çift oluşumunda pozitronun kinetik enerjisi
T_F	Gausyen puls için dijitalleşme sürecindeki pik düşüş zamanı
T_i	Aktivasyon (ışınlama) periyodu
T_{LG}	ADC lineer kapı süresi
T_P	Gausyen puls için dijitalleşme sürecindeki pikleme zamanı
T_S	MCA bellek depolama süresi
T_W	Gausyen puls için dijitalleşme sürecindeki iki eşik arası puls genişliği
u	Atomik kütle birimi
V_T	Homojen olarak ışınlanmış hedef hacmi
W	Fotoelektrik olayda elektronun bağlanma enerjisi
x	Sayım istatistiği için ölçülen bir nicelik

x_i	Sayım istatistiği için $i - inci$ ölçüm
Z	Proton sayısı (atom numarası)

Kısaltmalar

Bq	Aktivite birimi (Becquerel)
cm	Uzunluk birimi (santimetre)
DT	Ölü zaman (Dead Time): ADC kapısının kapatılması boyunca geçen süre
E	Elektrik alan büyüklüğü
eV	Enerji birimi (elektronvolt)
Hz	Frekans birimi (Hertz)
kg	Kütle birimi (kilogram)
LT	Lifetime : ADC kapısının açık kaldığı süre
MeV	Enerji birimi (Mega-elektronvolt)
mg	Kütle birimi (miligram)
RT	Real time ($DT + LT$)
s	Zaman birimi(saniye)
V	Volt (elektrik potansiyel birimi)
ADC	Analog Sayısal Dönüştürücü (Analog to Digital Converter)
c-LINAC	Klinik lineer hızlandırıcı (clinical Linear Accelerator)
EC	Elektron yakalama (Electron Capture)
e-LINAC	Elektron lineer hızlandırıcı (elektron Linear Accelerator)
FWHM	Yarı yükseklikteki tam genişlik (Full Width at Half Maximum)
HpGe	Yüksek saflıkta germanyum (High purity Germanium)
IT	İzomerik geçiş (Isomeric Transition)
LINAC	Lineer hızlandırıcı (Linear Accelerator)
LLD	Düşük seviyedeki ayırıcı (Lower Level Discriminator)
MCA	Çok kanallı analizör (Multi Channel Analyzer)
NAA	Nötron aktivasyon analizi (Neutron Activation Analysis)
NUBA	Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi
PAA	Fotoaktivasyon analiz (Photoactivation Analysis)
PIXE	Particle-induced X-ray emission
RF	Radyo Frekans
ROI	Pik lokasyonu için ilgilenilen bölge (Regions of Interest)
SCA	Tek kanallı analizör (Single Channel Analyser)
ULD	Üst seviyedeki ayırıcı (Upper Level Discriminator)
XRF	X-Ray Fluorescence

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Nükleon başına bağlanma enerjisi	6
Şekil 2.2.	2 MeV'in altındaki uyarılmış durumları gösteren bazı örnek seviye şemaları	7
Şekil 2.3.	Farklı bozunma modları için örnek gösterim	12
Şekil 2.4.	Bir siklotronda ^{61}Ni hedefinin döteronlarla bombardımanı sonunda meydana gelen ^{61}Cu ($t_{1/2} = 3.4h$) atomlarının sayısının bombardıman esnası ve sonrasındaki değişimi	14
Şekil 2.5.	^{60}Co bozunum şeması	18
Şekil 2.6.	Çeşitli materyallerdeki menzil-enerji ilişkisi	19
Şekil 2.7.	Elektromanyetik Spektrum	20
Şekil 2.8.	Fotoelektrik olay	22
Şekil 2.9.	Compton saçılması	24
Şekil 2.10.	Çift oluşumu	25
Şekil 2.11.	Fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumunun baskın olduğu bölgeler	26
Şekil 2.12.	Bir silindirik orantılı sayaç geometrisi	29
Şekil 2.13.	Enerjileri iki katı kadar farklı olan iki radyasyon için, uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak farklı gazla doldurulmuş sayaçlar tarafından oluşturulan puls yükseklikleri	30
Şekil 2.14.	Gazlı sayaçlarda puls yükseklikleri	30
Şekil 2.15.	NaI sintilatör dedektörünün şeması	32
Şekil 2.16.	Bir organik sintilatördeki elektronik yapı	34
Şekil 2.17.	Bir kristaldeki enerji bantları	34
Şekil 2.18.	İletken, yarıiletken ve yalıtkanlarda enerji band seviyeleri	35
Şekil 2.19.	n ve p tipi yarı iletken enerji bantları ile alıcı ve verici durumları .	37
Şekil 2.20.	n ve p tipi yarı iletken materyaller oluşturmak için safsızlık eklenmesi	37

Şekil 2.21.	İleri ve ters besleme durumları	38
Şekil 2.22.	<i>NaI</i> ve <i>Ge(Li)</i> dedektörleri kullanılarak kaydedilmiş spektrumların karşılaştırılması	40
Şekil 2.23.	<i>HpGe</i> <i>p</i> -tipi ve <i>n</i> -tipi dedektör tasarımları	40
Şekil 2.24.	<i>HpGe</i> <i>p</i> -tipi ve <i>n</i> -tipi dedektörlerin temel yapısı	41
Şekil 2.25.	Tipik bir germanyum dedektörü	42
Şekil 2.26.	Gama spektrometre sisteminin blok şeması	42
Şekil 2.27.	Ön yükselteç puls çıkışı	43
Şekil 2.28.	Ön yükselteç çıkış sinyali ve ölçüm için istenen şekle sahip yükselteç çıkış sinyali	43
Şekil 2.29.	Tek kanallı analizör	44
Şekil 2.30.	Diferansiyel puls yüksekliği spektrumu	45
Şekil 2.31.	Bir çok kanallı analizörün fonksiyonel blok diyagramı	45
Şekil 2.32.	MCA çalışma sırası şematigi	46
Şekil 2.33.	Bir yarı gausyen puls için zamanlama ifadeleri ve dijitalleştirme	47
Şekil 2.34.	Bir MCA'nın ideal cevabı	48
Şekil 2.35.	İntegral doğrusallık	49
Şekil 2.36.	Diferansiyel doğrusallık	49
Şekil 2.37.	Çeşitli kanal sayılarının kullanımıyla oluşan durumlar	50
Şekil 2.38.	Benzer 20 ölçüm için alınan sayımlar	52
Şekil 2.39.	Ölçüm hassasiyetine bağlı olarak standart sapmanın değişimi-dar ve geniş dağılım	53
Şekil 2.40.	Binom, poisson ve gauss dağılımlarının karşılaştırılması	55
Şekil 2.41.	^{137}Cs 'in 662 keV değerindeki fotopik enerjisi için <i>NaI(Tl)</i> ve <i>Ge(Li)</i> ile alınan spektrumların karşılaştırılması	56
Şekil 2.42.	Arka plan (Background) hesaplama detayları	58
Şekil 2.43.	γ fotonu katı bir dedektör materyaline girdiğinde oluşabilecek işlemler	60

Şekil 2.44.	γ fotonu katı bir dedektör materyali ile etkileşimi sonucu gama spektrumunda oluşabilecek pikler	61
Şekil 2.45.	Radyoaktif bir çekirdeğin bozunumu	63
Şekil 2.46.	^{60}Co için β^- bozunumunda toplam kaçış ve toplam pik gösterimleri	64
Şekil 2.47.	Bremsstrahlung spektrumu ve fotonükleer tesir kesiti	69
Şekil 2.48.	Çekirdekler tarafından foton soğurulması için toplam tesir kesitinin şematik temsili	72
Şekil 2.49.	Küresel çekirdekler için dev dipol rezonans	74
Şekil 2.50.	Deforme olmuş çekirdekler için dev dipol rezonans	75
Şekil 2.51.	İzomerik bir duruma sahip olan bir çekirdeğin enerji seviye diyagramları	76
Şekil 2.52.	Bremsstrahlung ile uyarılan bir (γ, γ') reaksiyonu için tipik eğri .	77
Şekil 2.53.	Orta değerlerde atom numarasına sahip bir çekirdek için toplam soğurma tesir kesiti fonksiyonunun düşük enerji kısmının şematik temsili	78
Şekil 2.54.	^{16}O için fotonötron tesir kesiti	79
Şekil 2.55.	^{65}Cu için fotonötron tesir kesiti	80
Şekil 2.56.	^{115}In için fotonötron tesir kesiti	81
Şekil 2.57.	^{175}Lu için fotonötron tesir kesiti	82
Şekil 2.58.	^{238}U için fotofisyon tesir kesiti	83
Şekil 2.59.	Atom numarasının bir fonksiyonu olarak fotonükleer reaksiyonların eşik enerjileri	84
Şekil 2.60.	$\Psi = 0 - 5$ derecelik açisal aralık içindeki bir ağır metal hedeften yayınlanan 30 MeV 'lik bremsstrahlung için atom numarasının bir fonksiyonu olarak (γ, n) reaksiyonlarının etkin tesir kesiti	85
Şekil 2.61.	^{58}Ni , ^{60}Ni ve ^{62}Ni için fotoproton tesir kesitleri	86
Şekil 2.62.	Atom numarasının bir fonksiyonu olarak 30 MeV 'lik bremsstrahlung için fotonükleer reaksiyon ürünleri	88
Şekil 2.63.	Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak, (γ, n) reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-1	89

Şekil 2.64.	Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak, (γ, n) reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-2	90
Şekil 2.65.	Bir ilerleyen dalga LINAC için şematik gösterim	95
Şekil 2.66.	Farklı yayınlanma açılarında 30 <i>MeV</i> 'lik elektronlarla ince bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu	97
Şekil 2.67.	Farklı yayınlanma açılarında 60 <i>MeV</i> 'lik elektronlarla ince bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu	98
Şekil 2.68.	Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 30 <i>MeV</i> bremsstrahlung açısal dağılımı	98
Şekil 2.69.	Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 60 <i>MeV</i> bremsstrahlung açısal dağılımı	99
Şekil 2.70.	Tungsten'de üretilen bremsstrahlung için verim	100
Şekil 2.71.	Bremsstrahlung dönüştürücü kalınlığının bir fonksiyonu olarak çeşitli metallerdeki elektron soğurulması sayesinde üretilen 35 <i>MeV</i> bremsstrahlung tarafından karbonda indüklenen spesifik aktivite	101
Şekil 2.72.	Elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak çeşitli ağır metallerdeki elektron menzili	102
Şekil 2.73.	(γ, n) reaksiyonu için, elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak bir platin bremsstrahlung dönüştürücüsünün ideal kalınlığı	103
Şekil 2.74.	Harici akı monitörlerinin yerleşim planı	107
Şekil 3.1.	Bu çalışmada kullanılan Philips (Elekta TM Synergy) SLI-25 marka klinik elektron lineer hızlandırıcı	111
Şekil 3.2.	BEAMnrc kullanımıyla SLI-25'den elde edilen foton enerji dağılımının bir simülasyonu	112
Şekil 3.3.	Bu çalışmada kullanılan ORTEC marka HPGe dedektör ve gama spektrometre donanımı	112
Şekil 3.4.	8 katalog numaralı bronz sikke (İ.Ö. 2-1. Yy.)	113
Şekil 3.5.	20 katalog numaralı bronz sikke (İ.S. 244-249.)	113
Şekil 3.6.	27 katalog numaralı bronz sikke (İ.S. 306-337)	114

Şekil 3.7.	c-LINAC ile üretilen bremsstrahlung foton demeti ekseni boyunca ışınlama pozisyonu	115
Şekil 4.1.	S1 : 8 katalog numaralı bronz sikkenin gama spektrumu	120
Şekil 4.2.	S2 : 20 katalog numaralı bronz sikkenin gama spektrumu	121
Şekil 4.3.	S3 : 27 katalog numaralı bronz sikkenin gama spektrumu	122

ÇİZELGELER DİZİNİ

- Çizelge 2.1. Foto uyarma için kullanılan gama ışın kaynağı izotopları 93
- Çizelge 4.1. Bu çalışmada incelenen antik Roma sikkelerinin, bronz referans materyallerinin ve monitörlerin ölçülen kütle değerleri ile birlikte ışınlama, bozunum ve ölçüm periyotları 118
- Çizelge 4.3. Spektrum analizlerinden elde edilen pik enerjileri, bu enerjilerin ait oldukları radyoaktif ana çekirdekler ve bu çekirdeklerin yarı ömürleri 123
- Çizelge 4.5. Çalışılan antik Roma sikkelerinin fotoaktivasyon analiz (PAA) metoduyla hesaplanan kalay (Sn) ve bakır (Cu) konsantrasyonlarının yüzde cinsinden değerleri (akı monitörlerinin katkıları hesaplarda kullanılmadan) 125
- Çizelge 4.6. Çalışılan antik Roma sikkelerinin fotoaktivasyon analiz (PAA) metoduyla hesaplanan kalay (Sn) ve bakır (Cu) konsantrasyonlarının yüzde cinsinden değerleri (akı monitörlerinin katkıları hesaplarda kullanılarak) 125

1. GİRİŞ

Son yıllarda arkeolojik eserler üzerinde yapılan element analizlerine dair araştırmalar büyük bir artış göstermektedir. Çünkü esere ait element konsantrasyonları bir nevi parmak izi niteliğindedir. Bu kıymetli eserlerin orijinalliklerinin veya eserde kullanılan malzemenin kökeninin belirlenmesinin yanında, analizlerden elde edilen verilerin başta arkeologlar olmak üzere birçok disiplin tarafından yorumlanmasıyla, geçmiş dönemlere ait yaşayış tarzlarına, sosyal, ekonomik ve politik yapılara ait birçok bilgi edinilebilir ve bunlar hakkında eksik kalmış birçok soruya cevap bulunabilir. Bu bağlamda böylesine kıymetli olmaları sebebiyle tahribat veren bir analiz yönteminin söz konusu bile olamayacağı eserlerin başta tamamıyla tahribatsız, ucuz ve makul sürelerde analiz edilmeleri için fotoaktivasyon analiz (Photon Activation Analysis-PAA) yöntemi, sunduğu avantajlar doğrultusunda oldukça uygun görünmektedir. Yöntemin arkeolojik eserler için ülkemizde ilk defa uygulanıyor olması, birçok disiplinin bir arada çalışması hususunda ülkemiz için önemli olacaktır.

PAA'de temel olarak çekirdekler bir aktivasyon kaynağından elde edilen fotonlarla bombardıman edilerek radyoaktif çekirdeklerin oluşması sağlanır. Aktivasyon sonucunda oluşan radyoaktif çekirdekler kararlı ürünlere doğru bir bozunum süreci geçirirler ve çekirdeklerin taban durumlara geçişleri esnasında belli enerjilerde karakteristik gama ışınları yayınlanır. Bu gama fotonları bir gama dedektörü ve bu dedektöre bağlı bir gama spektrometre sistemiyle sayılır ve çekirdeklere ait gama spektrumları elde edilir. Spektrumdaki karakteristik pik enerjileri sayesinde çekirdeklerin kimlikleri tespit edilebilir.

Bu bağlamda nükleer fiziğin temel yapı taşlarından biri olan radyoaktivite başlığı önem arz etmektedir. Bu bölümde radyoaktivitenin kısa bir tarihçesine değinildikten sonra bu tez çalışmasında kullanılan yöntem olması bakımından PAA yönteminin temel prensiplerine ve tarihsel gelişim sürecine kısaca değinilecektir.

1.1. Radyoaktivitenin Keşfi ve Kısa Tarihçesi

Çekirdek fiziğinin 1896 yılında Fransız fizikçi Henri Becquerel'in uranyum bileşiklerindeki radyoaktiviteyi keşfetmesiyle doğduğu söylenebilir. Uranyum çekirdeklerinden yayınlanan bu ışın 1898 yılında Marie Curie'nin radyoaktivite ismini verene kadar "Becquerel ışınları" olarak adlandırıldı. Becquerel daha sonra beta parçacıklarının Thomson atom modelindeki elektronla aynı parçacık olduğunu keşfetti. Daha sonra 1899 yılında Ernest Rutherford ve arkadaşları alfa parçacıklarını keşfettiler ve yapılan deneylerle bu parçacıkların helyum çekirdeği oldukları anlaşıldı. 1900 yılında Fransız kimyacı ve fizikçi Paul Villard radyum çekirdeklerinden yayınlanan yüksek enerjili fotonlar olan gama radyasyonunu keşfetti ve bu radyasyona 1903 yılında Rutherford tarafından "gama ışınları" adı verildi. İlk keşfedildiklerinde gama ışınlarının da alfa ve beta parçacıkları

gibi yüklü ve kütleli parçacıklar olduğu düşünülüyordu, fakat manyetik alanda sapma göstermedikleri görülünce yüksüz oldukları anlaşıldı. Rutherford gama ışınlarıyla yaptığı çalışmalarla bu ışınların X ışınları gibi elektromanyetik radyasyon olduklarını, fakat daha yüksek enerjilere sahip olduklarını gösterdi. Rutherford 1911 yılında yaptığı deneylerle pozitif yüklü ve atom kütlelerinin büyük kısmını teşkil ettiği anlaşılan atom çekirdeğinin varlığını ortaya çıkardı. Daha sonra yapılan çalışmalarla uranyum dışında radyoaktif izotoplara sahip olan bir çok elementin varlığı keşfedildi. 1931 yılında Walther Bothe ve Herbert Becker bazı çekirdeklerin alfa parçacıkları ile bombardıman edilmesiyle nüfuz edebilme yeteneğine sahip olan bir radyasyonun varlığını keşfettiler. Bu radyasyon elektrik alandan etkilenmiyordu ve bu nedenle bunun gama radyasyon olduğu sanıldı. Fakat 1932'de James Chadwick yaptığı deneylerle bunun gama radyasyon olmadığını, yüksüz ve neredeyse proton ile aynı kütleye sahip olan yeni bir radyasyon olduğunu ortaya çıkardı. Bu yeni parçacığa "nötron" adı verildi. Ayrıca aynı yıl John Cockcroft ve Ernest Walton yapay olarak hızlandırılmış protonlarla lityum elementini bombardıman ederek lityum çekirdeğinin helyum ve diğer elementlere dönüşümünü gerçekleştirdi. Bu, atom çekirdeğini bölmek adına yapılan ilk yapay nükleer reaksiyondur. 1934'de Irène Joliot Curie ve Frédéric Joliot-Curie yaptıkları çalışmalarla alüminyum gibi hafif çekirdeklerin alfa parçacıklarıyla bombardıman edilmesiyle sürekli bir radyasyon yayımının meydana geldiğini keşfettiler. Bu ise yapay radyoaktivitenin keşfi demektir. 1938 yılında Otto Hahn ve Fritz Strassmann uranyum çekirdeğinin nötronlarla bombardımanı sonucunda çekirdeğin bölünerek yüksek miktarda enerjinin salındığını, yani nükleer fisyonun (bölünme) gerçekleştiğini keşfettiler. 1942 yılında ise Enrico Fermi ve arkadaşları tarafından kontrollü olan ilk nükleer fisyon reaktörü geliştirildi.

1.2. Fotoaktivasyon Analizin Temel Prensipleri

Çok sayıda analitik metodun içinde sadece nükleer aktivasyon analiz teknikleri nükleer reaksiyonlara dayanmaktadır (Segebade vd 1988). Temel olarak nükleer aktivasyon yöntemlerinde kararlı durumdaki bir hedef çekirdek aktive edici bir radyasyona maruz bırakılır. Bu durumda uyarılmış seviyelerde bulunan kararsız radyoaktif ürün çekirdekler oluşabileceği gibi uyarılmış seviyelerdeki izomerik durumlarda meydana getirilebilir. Meydana gelen bu uyarılmış durumdaki çekirdeklerin taban durumlara geçişleri sırasında karakteristik olan gama fotonları yayınlanır. Bu karakteristik gama fotonlarının bir gama spektrometre düzeneğiyle ölçülmesi yoluyla da çekirdeklerin kimlikleri saptanabilir.

PAA yönteminde ise aktive edici radyasyon kaynağı fotonlardır ve fotonlarla aktivasyonun söz konusu olduğu bu süreç boyunca meydana gelen reaksiyonlar bu nedenle "**fotonükleer reaksiyonlar**" olarak adlandırılır. Modern PAA çalışmaları aktivasyon kaynağı olarak bir elektron hızlandırıcıdan elde edilen *bremssstrahlung frenleme fotonlarını* kullanmaktadır. Elektron hızlandırıcıda

hızlandırılan elektronlar bir hedefte frenlenirler (dolayısıyla ivmelendirilirler). Elektrodinamikten iyi bilindiği üzere ivmelenen yükler elektromanyetik radyasyon yaymaktadır. İşte bu şekilde üretilen elektromanyetik radyasyon bremsstrahlung frenleme ışını olarak adlandırılır. Bremsstrahlung fotonlarına maruz kalan materyal daha sonra detaylı olarak bahsedileceği üzere kararlı çekirdekten; nötron kopuşlarına neden olan (γ, n) , proton kopuşlarına neden olan (γ, p) ve izomerik durumlara geçişlere neden olan (γ, γ') vb. şeklindeki fotonükleer reaksiyonlar geçirebilir. Meydana gelen uyarılmış durumların taban durumlara geçmesiyle yayılan karakteristik gama ışınlarının gama spektroskopisi yoluyla analiz edilmesiyle materyal içindeki elementlerin kimlikleri tespit edilebilmektedir.

PAA metodu çok geniş bir aralıkta element analizi için her hangi bir kimyasal ayırma sürecine ihtiyaç duymamaktadır ve bu sebeple de çoğunlukla tahribatsız bir analiz yöntemi olarak anılır.

PAA metodu jeoloji; kozmokimya; çevresel, biyolojik ve tıp bilimleri; ham madde, endüstriyel ürünler ve yüksek saflıkta materyallerin analizi; arkeolojik ve adli vakalara varana kadar bir çok alanda kullanılabilen bir yöntemdir (Segebade ve Berger 2008).

1.3. Fotoaktivasyon Analizin Kısa Tarihçesi

İlk fotonükleer deneyler 1934 yılında Chadwick ve Goldhaber tarafından gerçekleştirildi (Chadwick ve Goldhaber 1934). Bu deneylerde radyoaktif çekirdeklerden yayınlanan yüksek enerjili γ fotonları ile bombardıman edilen döteryumun fotoparçalanma süreçleri tespit edildi. Analitik kullanım hakkındaki ilk rapor 1951 yılına aittir (Gaudin ve Pannel 1951). İlk zamanlar gama spektroskopisi için sodyum dedektörler kullanıldı. Bu araçların kullanımıyla birlikte PAA uygulama alanları genişledi. 1960'larda ise germanyum yarı iletken dedektörler, çok kanallı analizörler ve bilgisayarlarla veri işleme tekniklerinin geliştirilmesiyle gama spektroskopisi büyük yol katetti. Türkiye'de ise ilk fotonükleer reaksiyon deneyi Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi (NUBA) tarafından 2013'te ülkemizin yerel imkânları kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Boztosun vd 2014).

2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

2.1. Çekirdek ve Özellikleri

2.1.1. Temel bileşenler

Kuantum mekaniği yasalarının geçerli olduğu atom çekirdeği proton ve nötronlardan oluşmaktadır. Proton ve nötronun her ikisi de çekirdek fiziğinde "*nükleon*" olarak adlandırılmaktadır. Nükleonları oluşturan temel parçacıklar ise kuarklardır.

2.1.2. Yük

Nükleon yapısındaki kuark sayılarına bakılacak olursa; proton her biri $+2/3 e^-$ yükünde olan iki yukarı kuark ve $-1/3 e^-$ yük değerine sahip olan bir adet aşağı kuarktan oluşmaktadır. Böylece protonun $+1 e^-$ yüküne sahip olduğu görülür. Nötron ise iki adet aşağı kuark ve 1 adet yukarı kuarktan oluşur ve buna göre nötronun yüksüz olduğu görülmektedir. Anlaşılacağı üzere çekirdekteki tek yüklü parçacık protondur.

2.1.3. Kütle

Protonun kütlesi $1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg} = 938.272029(80) \text{ MeV}/c^2$ iken nötronun kütlesi $1.674927351(74) \times 10^{-27} \text{ kg} = 939.565378 \text{ MeV}/c^2$ değerindedir. Ancak çekirdek fiziğinde genel olarak nükleon kütleleri, atomik kütle birimi (u) ile ifade edilmektedir. Bir atomik kütle birimi, bir ^{12}C atomunun kütlelerinin tam olarak $1/12$ 'sine eşittir. Buna göre $1 \text{ u} = 931.502 \text{ MeV}/c^2 = 1.660566 \times 10^{-27} \text{ kg}$ olmak üzere proton kütlesi 1.00727647 u iken nötron kütlesi 1.00866501 u değerindedir. Burada MeV, Mega elektronvolt mertebesinde enerji değeri iken c^2 ise ışık hızı değerinin karesini ifade etmektedir. Elektronvolt ise tanım olarak bir elektronun, boşlukta, bir voltluk elektrostatik potansiyel farkı katederek kazandığı kinetik enerji miktarıdır ve $1 \text{ eV} = 1.602176565(35) \times 10^{-19} \text{ Joule}$ değerine sahiptir.

2.1.4. Gösterim

Çekirdek gösterimi atomun kimyasal simgesinin sol alt tarafına atom numarası, yani çekirdekteki proton sayısı (Z), sol üst tarafına kütle numarası, yani çekirdekteki proton ve nötron sayılarının toplamının (A) ve sağ alt tarafına nötron sayısının (N) yazılmasıyla yapılır. Buna göre bir X çekirdeği " $^A_Z\text{X}_N$ " şeklinde gösterilir, fakat pratikte nötron sayısı ayrıca gösterilmez.

Nükleon sayıları arasındaki ilişkiye göre bir çekirdek diğer bir çekirdeğin izotopu, izobarı veya izotonu olabilir. Bu kavramlar şu şekilde tanımlanırlar :

İzotop : Aynı Z farklı N sayılarına sahip çekirdek

İzoton : Aynı N farklı Z sayılarına sahip çekirdek

İzobar : Aynı A farklı Z sayılarına sahip çekirdek

En basit çekirdek yapısı bir protondan oluşan Hidrojen (1H) atomunun çekirdeğidir, eğer H çekirdeğine bir adet nötron eklenirse döteryum çekirdeği (2H), iki adet nötron eklenirse de trityum çekirdeği (3H) meydana gelir ki her ikisi de hidrojenin izotoplarıdır.

2.1.5. Bağlanma enerjisi

Çekirdeğin kütlesi, kendisini meydana getiren proton (p^+) ve nötronların (n) kütleleri toplamından küçüktür ;

$$m_{({}^A_ZX_N)} < Zm_p + Nm_n$$

İşte aradaki bu fark çekirdeği bir arada tutmak, veya parçalamak için gereken enerji şeklinde tanımlanan bağlanma enerjisinin (B) kaynağıdır ve (2.1)'deki gibidir.

$$B = (\Delta m)c^2 = [Zm_{({}^1H)} + Nm_n - m_{({}^A_ZX_N)}]c^2 \quad (2.1)$$

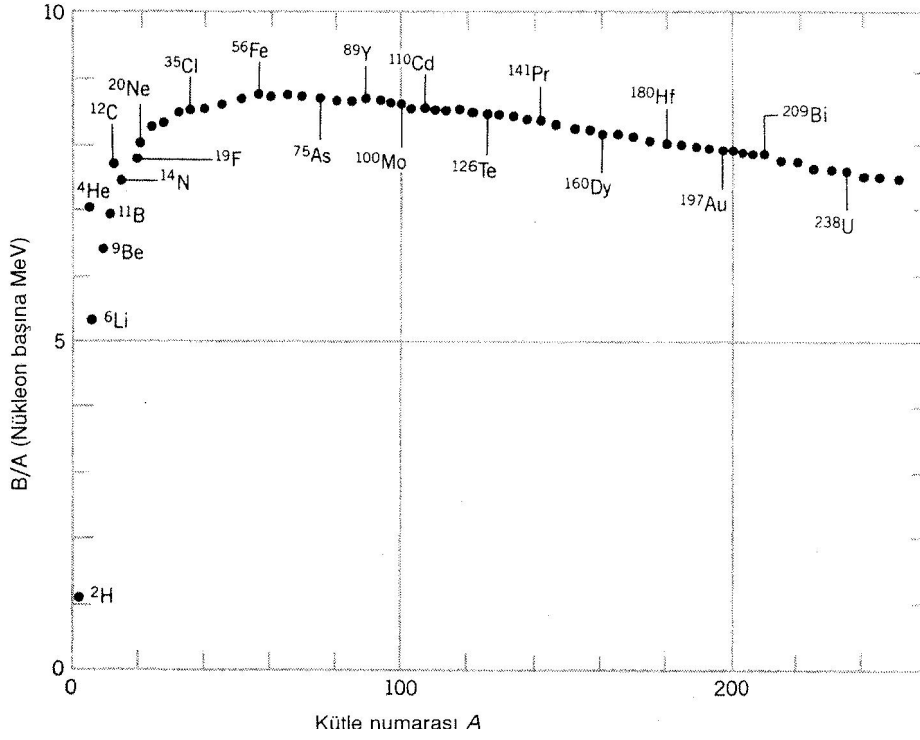
Daima atom kütleleri ile çalışıldığından denklemlerde proton kütlesi yerine hidrojen kütlesi ($m_{({}^1H)}$) kullanılır. Aynı mantıkla bir (A_ZX_N) çekirdeğinden bir nötron koparmak için gerekli enerji miktarı *nötron ayrılma enerjisi*, bir proton koparmak için gerekli enerji miktarı da *proton ayrılma enerjisi* olarak adlandırılır ve sırasıyla eşitlik (2.2) ve (2.3)'deki gibi verilirler.

$$S_n = B_{(AX)} - B_{(A-1X)} = [m_{(A-1X)} - m_{(AX)} + m_n]c^2 \quad (2.2)$$

$$S_p = B_{(AX)} - B_{(A-1Y)} = [m_{(A-1Y)} - m_{(AX)} + m_{({}^1H)}]c^2 \quad (2.3)$$

B enerjisi A ile birlikte hemen hemen lineer olarak artar. Bu nedenle genellikle nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi olarak tanımlanan (B/A) ifadesi A 'nın bir fonksiyonu olarak gösterilir ve Şekil 2.1.'deki gibidir. (B/A) oranı çok hafif çekirdekler hariç oldukça sabittir. ${}^{60}\text{Fe}$ 'den itibaren (B/A) oranı yaklaşık 8 MeV 'de sabitlenmektedir.

2.1.6. Nükleer uyarılmış durumlar



Şekil 2.1. Nükleon başına bağlanma enerjisi

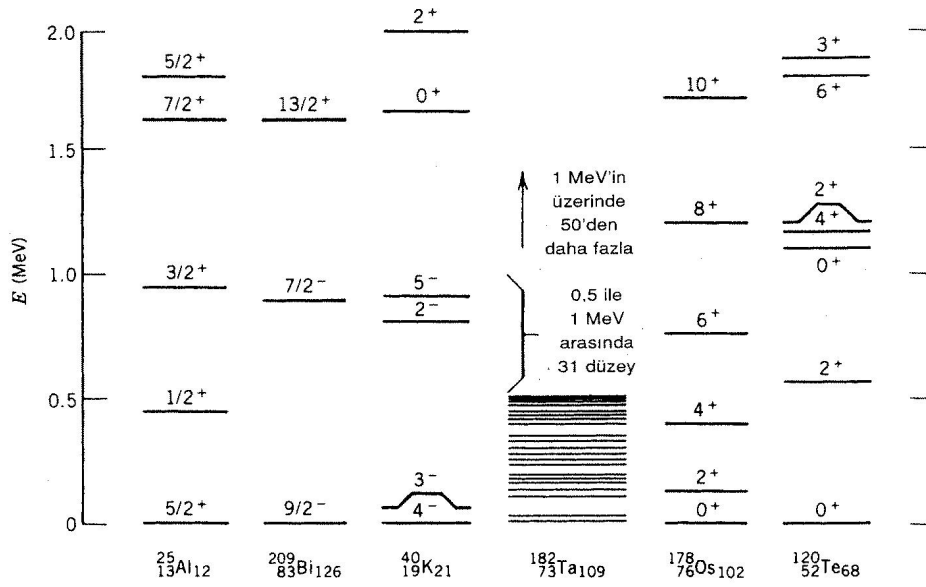
Nükleer uyarılmış durumlar da tıpkı atomik uyarılmış durumlar gibi kararsızdır. Bu sayede nükleon yörüngeleri hakkında bilgi alınarak çekirdek yapısı araştırılabilmektedir. Çekirdeğe enerji aktarılması sayesinde de uyarılmış durumlar meydana getirilebilmektedir. Nasıl ki atomik uyarılmış durumlar elektronların daha yüksek enerjili seviyelere çıkarılmasıyla elde ediliyorsa nükleer uyarılmış durumlarda nükleonların daha yüksek enerjili seviyelere çıkarılmasıyla elde edilir. Örneğin kararlı bir çekirdekten nötron koparılması (veya eklenmesi), proton koparılması (eklenmesi) sayesinde uyarılmış durumlar elde edilebilir. Şekil 2.2.'de bazı nükleer düzey şema örnekleri verilmiştir.

2.2. Radyoaktivite ve Radyoaktif Bozunum Yasası

2.2.1. Doğal radyoaktivite

Doğal radyoaktivite terimi temel olarak bir dış etki olmaksızın doğada kendiliğinden var olan, kendiliğinden radyasyon yayan kararsız radyoaktif izotopları anlatmaktadır.

Dünya ve güneş sistemimizin diğer gezegenleri yaklaşık 4.5 milyar yıl önce demir, karbon, oksijen ve silikonca zengin materyaller ve diğer orta ve ağır elementler olmaksızın oluşmuşlardır. Bu elementler ise yaklaşık 15 milyar yıl önce gerçekleşen büyük patlamanın sonucu olarak ortaya çıkan hidrojen ve helyumdan oluşmuşlardır.



Şekil 2.2. 2 MeV'in altındaki uyarılmış durumları gösteren bazı örnek seviye şemaları (Krane 1988)

Büyük patlamadan güneş sistemimizin kümelenmesine kadar geçen yaklaşık 10 milyar yıl boyunca yıldızların içinde, novalarda ve süpernovalarda bu hidrojen ve helyum, daha ağır olan elementleri oluşturmuşlardır. Oluşan elementlerin bir çoğu radyoaktiftir ve o zamandan beri kararlı çekirdeklere bozunmaktadır. Bir kaç radyoaktif elementin yarı ömrü dünyanın yaşı ile karşılaştırıldığında daha uzundur ve bugün hala bu elementlerin radyoaktiviteleri gözlenebilmektedir. Bu radyoaktivite bizim doğal radyoaktif çevremizin önemli bir kısmını teşkil etmektedir ve muhtemelen kayaç gezegenlerin iç sıcaklığından sorumludur.

Diğer türlerin uzun ömürlü doğal radyoaktif elementleri olmasına rağmen, günümüzde gözlenenlerin çoğu hiç kararlı izotopu olmayan ağır elementlerden kaynaklıdır. Bu çekirdekler sonunda daha hafif ve kararlı bir çekirdeğe ulaşana kadar Z ve A sayılarını azaltarak α ve β yayımıyla bozunurlar. α bozunumu A 'yı dört birim değiştirirken, β bozunumu A 'yı değiştirmez. Böylece n bir tam sayı olmak üzere kütle numaraları $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$ ve $4n + 3$ olan dört adet bağımsız bozunum zinciri elde edilir. Bozunum süreci, çekirdekleri zincirin en uzun ömürlü üyesinde toplamak eğilimindedir. Eğer bu çekirdeklerin ömrü en azından dünyanın yaşı düzeyinde ise, bugün aktiviteleri gözlenebilir.

Bu radyoaktif izotoplar çevremizdeki tüm materyallerde, özellikle de 4.5 milyar yıl önce dünya ile birlikte yoğunlaşmış olan kaya ve minerallerde mevcuttur. Bu sayede, bu izotopların bozunumları dünyanın yaşını belirlemek için güvenilir bir teknik sunmaktadır. Genelde radyoaktif elementler bu minerallere sıkıca bağlı olduklarından sağlık için bir sorun teşkil etmezler. Fakat tüm doğal radyoaktif element serilerinde radyoaktif radon gazının yayınlanması söz konusudur. Eğer bu

element kayaların diplerinde oluşursa, normalde bozunmadan önce yüzeye çıkması ve havaya karışması ihtimali çok azdır. Ancak kayalar çatladığında, radon gazı kaçabilir. Böyle bir durum ise son yıllarda depremlerin işareti olarak gözlenmektedir.

Ağır element serileri kayaç maddelerde bulunan yeterince uzun yarı ömürlere sahip doğal olarak oluşmuş tek kaynak değildir. Yeterince uzun yarı ömürlere sahip ^{40}K , ^{87}Rb , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{138}La , ^{176}Lu ve ^{187}Re gibi radyoaktif izotoplar da mevcuttur ve bunların bazıları radyoaktif tarihlendirme için kullanılabilir.

Ayrıca dünyanın oluşumundan önceki element üretimlerinin kalıntıları olmayan, nispeten kısa yarı ömürlü diğer doğal radyoaktif kaynaklar da vardır. Bu radyoaktif kaynaklar günümüzde de sürekli olarak üretilmektedir. Örneğin kozmik ışınlar atmosferdeki atomlara çarparlar ve nükleer reaksiyonlara neden olurlar, böylece atmosferin daha üst tabakalarında ^3H ve ^{14}C radyoaktif izotoplarının oluşmasına neden olurlar. Bilindiği gibi ^{14}C izotopu radyoaktif tarihlendirme uygulamalarında önemli bir yere sahiptir (Krane 1988).

2.2.2. Radyoaktif bozunum kanunu ve aktiflik

Doğal radyoaktivitenin yanında laboratuvarlarda da radyoaktif çekirdekler üretilmektedir. Bu duruma ilk örnek polonyumun doğal radyoaktif bozunumunda oluşan alfa (α) parçacıkları ile alüminyumun bombardımanı ve sonuç olarak ^{30}P izotopunun elde edilmesidir. Bu ^{30}P izotopu 2.5 dakika yarı ömürle pozitron (β^+) yayınlamak üzere bozunur.

Bir radyoaktif numunenin zamanla bozunumu istatistiksel bir süreçtir ve bozunum hızının üstel kanuna uyduğu anlaşılmıştır. Bir t anında N tane radyoaktif çekirdek varsa ve dt süresi içinde dN tane çekirdek bozunuyorsa (2.4) denklemi söz konusu olacaktır.

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

Bu denklemin bu şekilde yazılabilmesindeki birincil ilke numuneye yeni çekirdeklerin ilave edilmediğidir. Burada λ bozunma sabitidir. (2.4) denklemi atomun birim zamanda bozunma olasılığını ifade eder ve atomun yaşına bağlı olmaksızın sabit olup radyoaktif bozunmanın istatistiksel teorisinin temel varsayımıdır. (2.4) diferansiyel denkleminin çözümü ile eşitlik (2.5)'te verilen "**Radyoaktif Bozunma Kanunu**" elde edilir :

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

Burada N_0 ifadesi $t = 0$ 'daki henüz bozunmamış çekirdek sayısıdır. $t =$

$t_{1/2}$ süre zarfında çekirdeklerin yarısının bozunacağı düşünülecek olursa $N \rightarrow N_0/2$ olacaktır. Bu değerlere göre (2.5) denklemi çözümlerse (2.6) eşitliği elde edilir.

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.6)$$

$t_{1/2}$ ifadesi yarı ömür olarak adlandırılır ve çekirdeğin yarısının bozunması için geçen süre olarak ifade edilir.

Denklem (2.5) sadece t süre sonunda bozunmamış belli bir türdeki çekirdeklerin sayısını kestirmeye yarar. N niceliğini ölçmek zor olduğundan kanunun bu şekilde kullanımı sınırlıdır. Bozunmamış çekirdeklerin sayısını ölçmektense t_1 ve t_2 süreleri arasındaki bozunum sayısını ölçmek daha kolaydır; bu ölçüm yayınlanan radyasyonların gözlemlenmesi ile yapılır (Krane 1988).

ΔN : çekirdek sayısının t ile Δt süreleri arasındaki değişimi olmak üzere (2.7) eşitliği elde edilecektir.

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.7)$$

Sayımın yapıldığı Δt aralığı λ^{-1} 'den, yani diğer bir deyişle yaklaşık olarak yarı ömürden çok küçükse ($\Delta t \ll t_{1/2}$) bu durumda $e^{-\lambda \Delta t} = 1 - \lambda \Delta t + \dots$ olacağından yüksek mertebeli terimler ihmal edilebilir. Böylece (2.8) ve sonsuz küçük limitte (2.9) eşitlikleri elde edilir.

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (2.8)$$

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.9)$$

Böylece (2.9) denklemi birim zamandaki bozunma sayısını, yani bozunma hızını gösterecektir ki bu da **Aktiflik** (A) olarak adlandırılır ve eşitlik (2.10)'daki gibidir.

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.10)$$

Burada $A_0 = \lambda N_0$ 'dır, yani $t = 0$ 'daki başlangıç aktifliğidir. Bir Δt zaman aralığında ölçülen ΔN sayısı yalnızca $\Delta t \ll t_{1/2}$ ise numunenin aktifliğini verir. t_1

ile $t_2 = t_1 + \Delta t$ zaman aralığındaki bozunma sayısı bu durumda (2.11) eşitliğindeki gibi olacaktır.

$$\Delta N = \int_{t_1}^{t_2=t_1+\Delta t} A dt \quad (2.11)$$

Aktiflik, yani birim zamandaki bozunma sayısı için *bozunma/s* uygun bir birim olarak kullanılabilir. Aktifliğin diğer bir birimi de daha önceleri bir gram radyumun aktifliği olarak ifade edilen *Curie (Ci)*'dir ve $1 Ci = 3.7 \times 10^{10}$ *bozunma/s* değerindedir, *SI* birim sistemindeki birimi *Becquerel (Bq)* olup, saniyede bir parçalanmaya eşittir. Aktiflik, yayımlanan radyasyonun türü veya enerjisi ile ilgili hiçbir bilgi vermemektedir.

Basit üstel radyoaktif bozunma kanununun uygulanabileceği örneklerden birisi belirli bir radyoaktif çekirdeğin radyasyon yayımlayarak kararlı bir son çekirdeğe bozunmasıdır. Bu şartlar altında 1.tür radyoaktif çekirdek λ_1 bozunma sabiti ile 2.tür kararlı çekirdeğe bozunur :

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (2.12)$$

(2.12) denklemini $t = 0$ anında N_0 tane olan 1.tür radyoaktif çekirdekte t süre içinde radyasyon yayarak bozunma sonucu, bozunmadan kalan çekirdeklerin sayısını (N_1) verir. t süre sonunda $N_0 - N_1 = N_0 - N_0 e^{-\lambda_1 t}$ adet bozunmuş radyoaktif çekirdek olacaktır ki bu da oluşan 2.tür kararlı çekirdek sayısı demektir. Bu durumda t süre içinde oluşan 2.tür kararlı çekirdek sayısı (N_2), eşitlik (2.13) ile verilecektir.

$$N_2 = N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.13)$$

$t = 0$ için $N_2 = 0$ 'dır, çünkü 1.tür radyoaktif çekirdek henüz bozunmamıştır ve dolayısıyla da 2.tür kararlı çekirdek oluşumu henüz söz konusu değildir. $t \rightarrow \infty$ için $N_2 = N_0$ dır çünkü 1.tür radyoaktif çekirdeklerin tümü eninde sonunda 2.tür kararlı çekirdeğe dönüşecektir. (2.12) ve (2.13) eşitliklerinden görüleceği üzere $N_1 + N_2 = N_0$ 'dır, yani t süre sonunda bozunmadan kalan 1.tür radyoaktif çekirdek sayısı ve oluşan 2.tür kararlı çekirdek sayısı toplamı yine başlangıçtaki toplam radyoaktif çekirdek sayısını verir.

Eğer 2.tür çekirdekler de radyoaktif ise veya örneğin bir nükleer reaksiyon sonucunda 1.tür çekirdekler de üretiliyorsa, bu durumda (2.12) ve (2.13) eşitlikleri kullanılamaz (Krane 1988).

Çoğu zaman ilk çekirdek farklı yollarla farklı iki son çekirdeğe bozunabilir. Bu iki farklı bozunma tarzı, mod tabiriyle a ve b modları ile gösterilecek olursa (2.14) ve (2.15) eşitlikleri söz konusu olacaktır.

$$\lambda_a = \frac{-(dN/dt)_a}{N} \quad (2.14)$$

$$\lambda_b = \frac{-(dN/dt)_b}{N} \quad (2.15)$$

Burada :

λ_a : a modunda kısmi bozunma sabiti

λ_b : b modunda kısmi bozunma sabiti

$(dN/dt)_a$: a modunun bozunma hızı

$(dN/dt)_b$: b modunun bozunma hızı şeklinde tanımlıdır.

Bu durumda toplam bozunma hızı $(dN/dt)_t$ (2.16) eşitliğindeki gibi olacaktır. Burada $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b$ toplam bozunma sabitidir.

$$-\left(\frac{dN}{dt}\right)_t = -\left(\frac{dN}{dt}\right)_a - \left(\frac{dN}{dt}\right)_b = N(\lambda_a + \lambda_b) = N\lambda_t \quad (2.16)$$

Çekirdekler $N = N_0 e^{-\lambda_1 t}$ 'ye göre λ_t bozunma sabiti ve $|dN/dt|$ aktifliği ile bozunur. Yalnızca λ_t toplam bozunma sabiti gözlenecektir, asla λ_a ve λ_b bozunma sabitli bir üstel bozunma gözlenmez.

λ_a ve λ_b bağıl bozunma sabitleri bozunmanın a ve b modlarından hangisi ile ilerleyeceği olasılığını belirler. Denklem (2.17) t sürede bozunmadan kalan 1.tür radyoaktif çekirdek sayısını gösterir. Denklem (2.18) a moduyla 2.tür çekirdeğe bozunmada oluşan a modlu 2.tür çekirdek sayısını gösterir, çekirdeklerin λ_a/λ_t kadar kesri a moduyla bozunur. Diğer yandan denklem (2.19) ise b moduyla 2.tür çekirdeğe bozunmada oluşan b modlu 2.tür çekirdek sayısını gösterir, çekirdeklerin λ_b/λ_t kadar kesri b moduyla bozunur. Görüldüğü gibi yine $N_1 + N_{2,a} + N_{2,b} = N_0$ olur.

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 \cdot \text{tür } t} \quad (2.17)$$

$$N_{2,a} = (\lambda_a/\lambda_t) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 \cdot \text{tür } t}) \quad (2.18)$$

$$N_{2,b} = (\lambda_b/\lambda_t)N_0(1 - e^{-\lambda_1.türt}) \quad (2.19)$$

195Hg 10.53 H ε: 100.00%	196Hg STABLE 0.15%	197Hg 64.14 H ε: 100.00%	198Hg STABLE 9.97%	199Hg STABLE 16.87%
194Au 38.02 H ε: 100.00%	195Au 186.098 D ε: 100.00%	196Au 6.1669 D ε: 93.00% β-: 7.00%	197Au STABLE 100%	198Au 2.6948 D β-: 100.00%
193Pt 50 Y ε: 100.00%	194Pt STABLE 32.86%	195Pt STABLE 33.78%	196Pt STABLE 25.21%	197Pt 19.8915 H β-: 100.00%
192Ir 73.829 D β-: 95.24% ε: 4.76%	193Ir STABLE 62.7%	194Ir 19.28 H β-: 100.00%	195Ir 2.5 H β-: 100.00%	196Ir 52 S β-: 100.00%
115	116	117	118	119

¹⁹⁶₇₉Au için taban ve izomerik durum bilgisi

E(level) (MeV)	Jπ	Δ(MeV)	T _{1/2}	Decay Modes
0.0	2-	-31.1398	6.1669 d 6	ε : 93.00 % β- : 7.00 %

Şekil 2.3. Farklı bozunma modları için örnek gösterim (<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=79&n=117>)

Örneğin Şekil 2.3.'te görüldüğü gibi ¹⁹⁶Au radyoaktif çekirdeği β⁻ bozunma moduyla ¹⁹⁶Hg kararlı çekirdeğine bozunurken, β⁺ bozunma moduyla da ¹⁹⁶Pt kararlı çekirdeğine bozunmaktadır. λ_a ya da λ_b ayırma çarpanları hiçbir zaman üstel terimde görünmezler, yani bir bozunma modunun üstel bozunumunu gözlemek için diğer bir bozunma modu kesilemez. Bozunma modu olasılıkları farklı olsa da görüldüğü gibi her iki mod için aynı yarı ömür ve dolayısıyla da aynı bozunma sabiti söz konusudur.

2.2.3. Radyoaktifliğin üretilmesi ve bozunumu

Nükleer reaksiyonlarda olduğu gibi birçok uygulamada aktiflik sürekli olarak üretilir. Bu durumda denklem (2.5) artık geçerli değildir.

Örneğin bir hızlandırıcıya yerleştirilen kararlı bir hedef çekirdeğin hızlandırıcıdan elde edilen parçacıklarla bombardıman edilmesiyle muhtemelen radyoaktif çekirdekler meydana gelir. Bu radyoaktif çekirdeklerin meydana gelme hızı olan R ; hedef atomlarının N_0 sayısına, gelen parçacık akısına I ve σ reaksiyon tesir kesitine (yani gelen tek bir parçacığın bir hedef çekirdekle etkileşme olasılığının ölçüsüne) bağlıdır.

Örneğin reaktör veya siklotron gibi bir hızlandırıcıda tipik parçacık akısı $10^{14}/s \cdot cm^2$ mertebesindedir. Tesir kesitlerinin büyük bir kısmı barn ($10^{-24}cm^2$) mertebesindedir. Böylece bir hedef parçacığı kararlı bir durumdan radyoaktif duruma dönüştürme olasılığı kabaca $I \cdot \sigma = 10^{-10}/s$ civarındadır.

Reaksiyonun saatlerce sürmesine izin verilse bile dönüştürülen hedef parçacıkların mutlak sayısı azdır (başlangıçtaki sayının yaklaşık 10^{-6} katı kadar) İşte bu nedenlerle çok iyi bir yaklaşımla hedef çekirdek sayısının sabit olduğunu ve bu yaklaşımla R hızının sabit olduğu varsayılabilir (Krane 1988).

Hedef çekirdeklerin ışınlanmaya, yani parçacık bombardımanına maruz bırakılmaya başlanmasıyla N_0 az bir miktarda azalacak ve bu nedenle hız da, aynı şekilde zamanla azalacaktır. $t \rightarrow \infty$ için N_0 sıfıra gidecektir, ancak normal reaksiyon süreleri ve tipik tesir kesitleri için bu küçük etki ihmal edilebilir. Böylece radyoaktif ürün çekirdeklerin meydana gelme hızı eşitlik (2.20)'deki gibi olacaktır ve sabit olarak alınır.

$$R = N_0 \sigma I \quad (2.20)$$

Reaksiyon sonunda meydana gelen radyoaktif çekirdeklerin sayısı N_1 ve meydana gelen radyoaktif çekirdeklerin λ_1 bozunma sabiti ile bozunduğu kararlı çekirdek sayısı N_2 olmak üzere eşitlik (2.21) elde edilir, eşitlik (2.21)'den de görüleceği üzere mevcut N_1 radyoaktif çekirdek sayısı, üretimden dolayı R hızı ile artar, fakat radyoaktif bozunmadan dolayı ise azalır. Eşitlik (2.21)'in çözülmesiyle de (2.22) ve (2.23) eşitlikleri elde edilir.

$$dN_1 = R dt - \lambda_1 N_1 dt \quad (2.21)$$

$$N_1(t) = \frac{R}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.22)$$

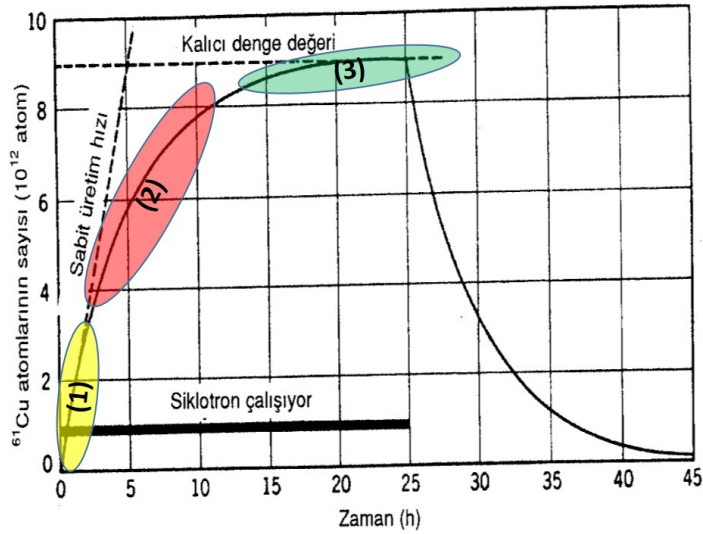
$$A_1(t) = \lambda_1 N_1(t) = R(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.23)$$

Eğer ışınlanma süresi bir yarı ömürlük süreden kısa ise ($t \ll t_{1/2}$) eşitlik (2.23)'teki üstel ifade açılıp, yalnız t 'ye göre lineer terimin alınmasıyla eşitlik (2.24) elde edilir. Görüldüğü gibi küçük süreler için aktiflik sabit bir hız ile zamanla artar. Bu, ürün çekirdeklerin zamanla lineer olarak çoğalması demektir ; ürün çekirdeklerin sayısı henüz radyoaktif bozunma nedeniyle önemli ölçüde azalmamıştır.

$$A_1(t) \cong R\lambda_1 t \quad (2.24)$$

Yarı ömre göre uzun ışınlanma süreleri için ($t \gg t_{1/2}$) üstel terim sıfıra yaklaşır ve aktiflik yaklaşık olarak sabittir. Bu durumda yeni aktiflik, eski aktifliğin bozunma hızıyla aynı hızda oluşur, (2.25) eşitliği söz konusudur. Bu, kalıcı dengeye bir örnektir.

$$A_1(t) \cong R \quad (2.25)$$



Şekil 2.4. Bir siklotronda ^{61}Ni hedefinin döteronlarla bombardımanı sonunda meydana gelen ^{61}Cu ($t_{1/2} = 3.4h$) atomlarının sayısının bombardıman esnası ve sonrasındaki değişimi

Şekil 2.4.'e göre : (1) ile gösterilen bölgede ^{61}Cu için $t_{1/2} = 3.4h$ dir ve $t \ll 3.4h$ ışınlanma süreleri için görüldüğü gibi aktiflik sabit bir hızla (R) artar

; (2) ile gösterilen bölgede ışınlama süresi yarı ömrün üzerine çıktıkça grafikten de görülebileceği gibi aktiflik azalan miktarlarda artmaktadır ; (3) ile gösterilen bölgede ise 2 – 3 yarı ömürden daha uzun ışınlamalarda daha küçük ilave aktiflik elde edilir. $t \gg 3.4h$ için ise aktiflik yaklaşık olarak sabittir.

2.2.4. Ürün aktifliklerinin çoğalması

Bir radyoaktif bozunma, bir radyoaktif ürünle sonuçlandığı zaman $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4\dots$, radyoaktif bozunmalar dizisi elde etmek mümkündür. 1 ile gösterilen orijinal çekirdek, yani ana çekirdek (Parent), 2 ile gösterilen ana çekirdekten oluşan kız çekirdek (daughter) ve 3 ile gösterilen kızın oluşturduğu torun çekirdek (granddaughter) adını alır. Kararlı olan son ürün çekirdeğe kadarki çekirdekler de torun çekirdek adını alır. Ana çekirdek de dahil olmak üzere bu bozunum serisinde ana çekirdek ve kararlı olan son ürün çekirdek arasındaki tüm çekirdekler radyoaktiftir. Tüm bunlara göre söz konusu olacak parametreler aşağıdaki gibi olacaktır :

N_1 : Bozunma sonucu kalan ana çekirdek sayısı.

λ_1 : Ana çekireğin bozunma sabiti.

N_2 : N_1 'in bozunması sonucu oluşan kız çekirdek sayısı.

λ_2 : Kız çekireğin bozunma sabiti.

N_3 : N_2 'nin bozunması sonucu oluşan torun çekirdek sayısı.

λ_3 : Torun çekireğin bozunma sabiti.

$t = 0$ 'da N_0 tane ana çekirdek bulunduğu ve başlangıçta bozunma ürünlerinin bulunmadığı varsayılmaktadır, yani $N_1(t = 0) = N_0$ iken $N_2(t = 0) = N_3(t = 0) = \dots = 0$ 'dir. Buradaki örneklemede ilk torun çekirdeğin N_3 kararlı olduğu varsayılacak olursa denklem (2.26) ana çekirdeklerin sayısının zamanla azalışını ; denklem (2.27) kız çekirdeklerin sayısının ana çekirdeklerin bozunumu ile artarken kendi bozunumları nedeniyle de azalışını ; denklem (2.28) ise denklem (2.26)'nın integrali ile bulunan ana çekirdeklerin sayısını gösterecektir.

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt \quad (2.26)$$

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt \quad (2.27)$$

$$N_1(t) = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (2.28)$$

$N_2(t = 0) = 0$ başangıç koşulu kullanılarak denklem (2.27) çözülürse (2.29) ve (2.30) elde edilir.

$$N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.29)$$

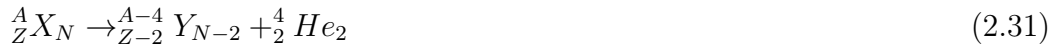
$$A_2(t) = \lambda_2 N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.30)$$

2.3. Bozunum Türleri

Üç önemli bozunum türü α , β ve γ bozunumlarıdır. α ve β bozunumlarında kararsız olan çekirdek bozunum türüne göre bir parçacık yayınlamaya kararlı bir çekirdeğe dönüşmeye çalışırken γ bozunumunda çekirdek cinsi değişmeden uyarılmış bir durumdan taban duruma bozunma söz konusudur.

2.3.1. α bozunumu

Bu bozunum türünde kararsız olan bir ${}^A_Z X_N$ çekirdeği, Ruttherford deneylerinde bir ${}^4_2 \text{He}_2$ çekirdeği olduğu gösterilmiş olan bir α parçacığı yayınlamaya kararlı bir diğer cinste olan ${}^{A-4}_{Z-2} Y_{N-2}$ çekirdeğine dönüşür. Bozunum denklemi (2.31)'deki gibidir.



2.3.2. β bozunumu

Bu türde fazla olan protonun nötrona veya nötronun protona dönüşümü söz konusudur. Bozunum üç farklı yolla gerçekleşebilir (β^- bozunumu, β^+ bozunumu ve elektron yakalama (ϵ)).

β^- bozunumunda bir nötron bir protona dönüşürken bir adet β^- parçacığıyla bir adet antinötrino ($\bar{\nu}_e$) parçacığı yayınlamaya çalışır. β^- bozunumu negatron bozunumu olarak bilinir ve β^- parçacığı negatif yüklü elektrona (e^-) denktir. Örneğin kararsız durumdaki bir ${}^A_Z X_N$ çekirdeği β^- bozunumuna uğrayarak bir ${}^A_{Z+1} X_{N-1}$ çekirdeğine dönüşür, bozunum denklemi (2.32)'deki gibidir.



β^+ bozunumunda bir proton bir nötrona dönüşürken bir adet β^+ parçacığıyla yüksüz olan bir adet nötrino (ν_e) parçacığı yayınlamaya çalışır. β^+ bozunumu pozitron bozunumu olarak bilinir ve β^+ parçacığı pozitif yüklü elektrona (e^+) denktir.

Örneğin kararsız durumdaki bir A_ZX_N çekirdeği β^+ bozunumuna uğrayarak bir ${}^A_{Z-1}Y_{N+1}$ çekirdeğine dönüşür, bozunum denklemi (2.33)'deki gibidir.



Elektron yakalama (ε) olayında ise çekirdeğe çok yakın olan bir elektron çekirdek tarafından yakalılır, bir proton bir nötrona dönüşür ve bir adet nötrino yayılır. Bozunum denklemi (2.34)'deki gibidir.



2.3.3. γ bozunumu

γ bozunumu sürecinde gama ışınları (γ) üretilir, bozunum genel olarak α ve β bozunumlarını takiben gerçekleşir, çünkü bu bozunumlarda genellikle kız çekirdek uyarılmış durumlarda kalmaktadır. Sonrasında γ bozunumu süreci ile γ fotonları yayımlayarak daha düşük enerji durumlarına bozunum söz konusudur. Örneğin kararsız olan ${}^{60}Co$ çekirdeği β^- bozunumuyla uyarılmış durumdaki ${}^{60}Ni^*$ çekirdeğine dönüşür. ${}^{60}Ni^*$ çekirdeği taban duruma inerken 1173 keV ve 1332 keV değerinde iki adet (γ) fotonu yayılır. Süreç Şekil 2.5.'de görülmektedir ve (2.35) denklemi gibidir.

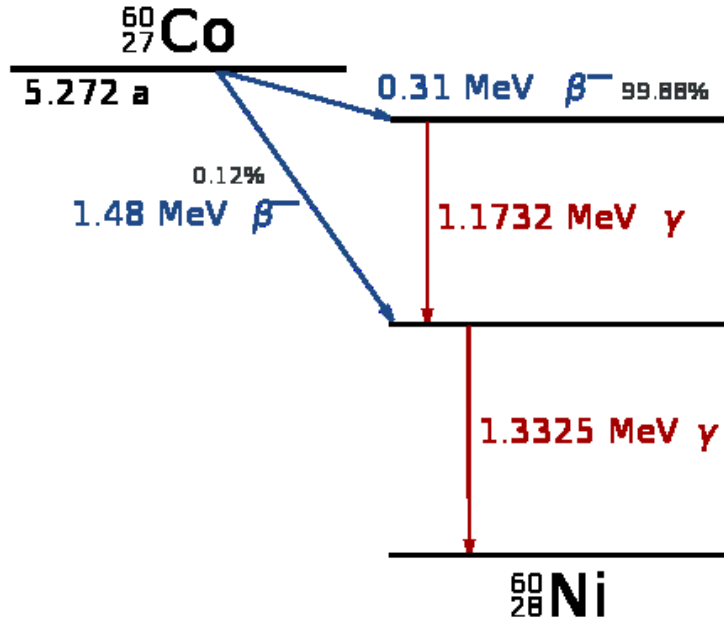


2.4. Radyasyon Madde Etkileşimi

Dedektörlerin tespit edebildikleri radyasyon tipleri : göreceli olmayan enerjilerdeki ağır yüklü parçacıklar olan protonlar ve α 'lar, tipik olarak MeV enerjilerdeki göreceli elektronlar, X ışını ve γ ışını bölgesindeki fotonlardır (Krane 1988). Tüm bunlara göre radyasyonun dedektörde tespitinin anlaşılması için radyasyon-madde etkileşiminin incelenmesi gerekir.

2.4.1. Ağır yüklü parçacıkların maddeyle etkileşimi

Yüklü parçacıkların dedektör materyali içinde çekirdek tarafından uğradıkları Coulomb saçılmasında (yani bu durumda Rutherford saçılmasında) enerji kaybı çok küçüktür. Yüklü parçacığın enerji kaybında baskın olan mekanizma dedektörün atom elektronlarıyla yaptığı Coulomb saçılmasıdır, çünkü dedektör materyalinin çekirdekleri, atom hacminin sadece yaklaşık 10^{-15} 'ini işgal ettikleri için elektronları ile çarpışma olasılığı 10^{15} kez daha fazladır.



Şekil 2.5. ^{60}Co bozunum şeması

Enerji ve momentum korunumundan, M kütleli bir ağır parçacık ile m kütleli ve basitlik için hareketsiz kabul edilen bir elektron arasındaki elastik çarpışma, parçacığın kinetik enerjisindeki kayıp için (2.36) eşitliğini verir (Krane 1988).

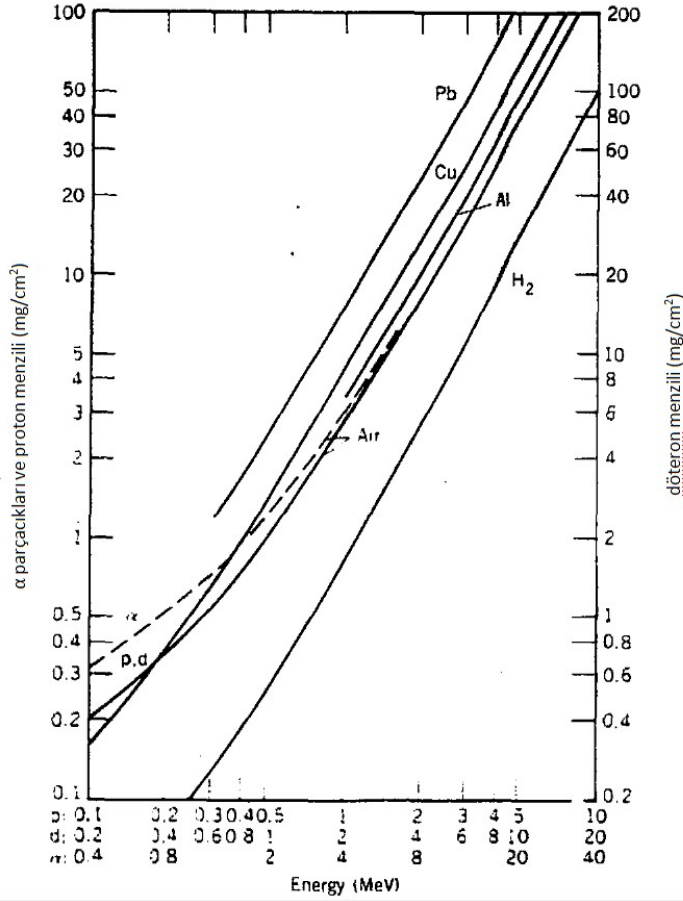
$$\Delta T = T \left(\frac{4m}{M} \right) \quad (2.36)$$

Buradan çıkarılabilecek sonuçlar şunlardır :

1. Parçacık, enerjisinin tümünü kaybetmeden önce binlerce benzer olay meydana gelir. Kafa kafaya çarpışmada elektrona maksimum enerji aktarılır, pek çok başka çarpışmada ise parçacığın enerji kaybı daha küçük olacaktır.
2. Bir elektron ve bir ağır parçacık arasındaki çarpışmada, ağır parçacık ihmal edilebilir bir açıyla saptırılır. Böylece parçacık hemen hemen bir doğru yol boyunca ilerler.
3. Coulomb kuvveti sonsuz menzile sahip olduğundan parçacık aynı anda birçok elektronla etkileşebilir ve böylece yolu boyunca enerjisini adım adım fakat sürekli olarak kaybeder. Belli bir mesafeyi kat ettikten sonra enerjisinin tümünü kaybeder, bu mesafeye parçacığın menzili denir. Menzil parçacığın türüne, materyalin yapısına ve parçacığın enerjisine bağlıdır. Genellikle ortalama

menzille ilgilenilir. Ortalama değişimler çok küçük olduğundan ortalama menzile kullanışlıdır ve kesin tanımlı bir niceliktir.

4. Bir atomu iyonlaştırmak için, yani bir elektronu atomdan koparmak için gerekli enerji 10 eV civarındadır, bu nedenle bir çok çarpışma atomu iyonlaştırmak için elektrona yeterli enerjiyi aktaracaktır. Eğer bir iyon üretmek için elektrona yeterli enerji verilmezse atom uyarılmış duruma geçer ve hızla taban duruma geri döner. Dahası, aktarılan keV mertebesindeki enerjilerle, ki bunlar delta ışını olarak bilinirler, elektronların kendileri de çarpışmalarla iyon üretebilirler ve daha da fazla ikincil elektronlar oluşturabilirler. Parçacık tarafından kaybedilen enerjiyi belirlemek için atomik uyarımlar kadar birincil ve ikincil elektronlar da göz önüne alınmalıdır (Krane 1988).



Şekil 2.6. Çeşitli materyallerdeki menzile-enerji ilişkisi. Parçacıkların atom elektronları tarafından saçılmaları nedeniyle enerji kaybetmelerinden dolayı, menzile yoğunluğa ters orantılı olarak bağlıdır. Bu nedenle menzile \times yoğunluk çiziminin mg/cm^2 biriminde olması uygundur (Krane 1988)

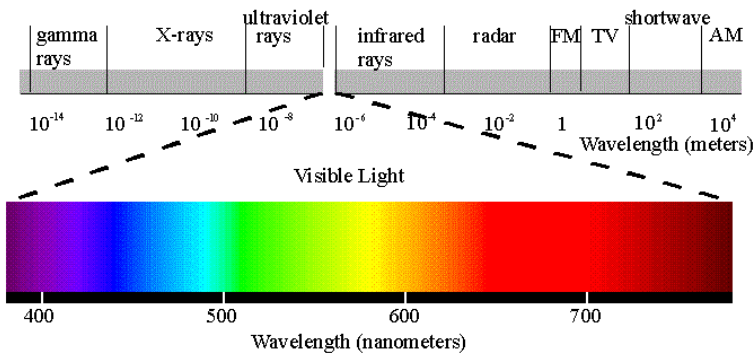
2.4.2. Elektronların maddeyle etkileşimi

Elektronlar (pozitif veya negatif) tıpkı ağır yüklü parçacıklar gibi atomik elektronlarla Coulomb saçılmasıyla etkileşirler. Ancak bir takım önemli farklılıklar bulunmaktadır. Bu farklılıklar aşağıdaki gibi sıralanabilir (Krane 1988).

1. Özellikle β bozunumlarında yayınlanan elektronlar göreceli hızlarla hareket ederler.
2. Elektronlar diğer elektronlarla çarpışmalarında büyük sapmalara uğrarlar ve düzensiz yörüngeler izlerler. Böylece, menzil, yani materyal içine lineer nüfuz edebilme mesafesi elektronların takip ettikleri yol uzunluğundan çok farklı olacaktır.
3. Elektron bir diğer elektronla kafa kafaya çarpışmasında ilk enerjisinin büyük bir kısmını diğer elektrona aktarabilir. (Gerçekte, elektron-elektron çarpışmalarında iki parçacığın özdeşliği göz önüne alınmalıdır ; çünkü çarpışmadan sonra, hangisinin gelen elektron, hangisinin çarpılan elektron olduğu bilinemez.)
4. Elektron hızının doğrultusu ve büyüklüğünde hızlı bir değişiklik olabileceğinden, büyük bir ivmeye maruz kalabilir ve ivmeli yüklü parçacıklar da elektromanyetik radyasyon yayımlarlar. Bu radyasyona "Bremsstrahlung" (frenleme) ışınımı denir (Krane 1988).

2.4.3. Gama ışınlarının maddeyle etkileşimi

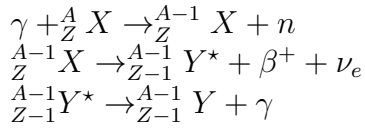
Gama ışınları elektromanyetik spektrumda 0.1 MeV'den başlayan en yüksek enerjili, yüksüz elektromanyetik radyasyon olarak tanımlanırlar (Bkz. Şekil 2.7.). Çekirdek yapısının araştırılmasında çok önemli rol oynarlar.



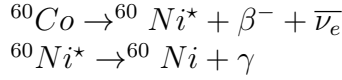
Şekil 2.7. Elektromanyetik Spektrum (<http://www.yorku.ca/eye/spectru.htm>)

Gama ışınları farklı şekillerde oluşabilirler:

- Nükleer reaksiyonlar sonucunda uyarılmış durumda olan çekirdeklerin taban duruma geçmeleri sırasında... Bu duruma örnek olarak bremsstrahlung γ fotonları ile bombardıman edilen kararlı bir çekirdekten nötron kopuşuyla bu çekirdeğin kararsız bir izotopu oluşabilir, bu izotop β^+ bozunumuyla başka bir çekirdeğe dönüşebilir ve son olarak bu çekirdek taban duruma geçerken karakteristik γ fotonları yayımlar. Tüm aşamalar aşağıdaki gibi olacaktır.



- Radyoaktif bozunmaya uğrayan çekirdeklerde... Bu duruma örnek olarak radyoaktif durumdaki ${}^{60}\text{Co}$ çekirdeği β^- bozunumuyla uyarılmış durumdaki ${}^{60}\text{Ni}^*$ çekirdeğine dönüşür. ${}^{60}\text{Ni}^*$ çekirdeği taban duruma inerken γ fotonları yayımlar. Tüm aşamalar aşağıdaki gibi olacaktır.



- Çift oluşum sonrasında meydana gelen pozitronun bir elektronla birleşip yok olması sonucunda...
- Yüklü parçacıkların (örneğin e^-) ani hızlandırılması veya durdurulması sonucunda (bremsstrahlung).

Fotonlar içinden geçtikleri ortamın atomları ile rastgele yaptıkları karşılıklı etkileşimler sonucunda ortama enerji bırakarak absorblanabileceği gibi saçılma da uğrayabilirler. Gelen gama ışınının şiddetinin, t kalınlığında bir madde (hedef) içindeki değişimi, eksponansiyel bir dağılım göstermektedir. Bu ifade eşitlik (2.37)'deki gibi formalize edilebilir. Burada : I_0 kaynaktan çıkan gama ışınının şiddeti, I etkileşme sonrasındaki gama ışınının şiddeti ve μ ise eşitlik (2.38) ile verilen lineer sönüm katsayısıdır. (2.38) eşitliğinde ise σ : gama ışınının tesir kesiti, yani gama ışınının etkileşme olasılığı ve n ise birim hacim başına maddedeki atom sayısıdır.

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.37)$$

$$\mu = \sigma \cdot n \quad (2.38)$$

Diğer bir şekilde de lineer sönüm katsayısı gama ışınının maddeyle farklı şekillerde etkileşme olasılıklarının toplamı cinsinden eşitlik (2.39)'daki gibi ifade edilebilir. Burada τ fotoelektrik olay olma olasılığı, σ Compton saçılması olma olasılığı ve κ ise çift oluşumu olma olasılığıdır. Anlaşılacağı üzere gama ışınlarının maddeyle yaptığı etkileşimler üç farklı olay biçiminde özetlenebilir. Bunlar : fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumdur.

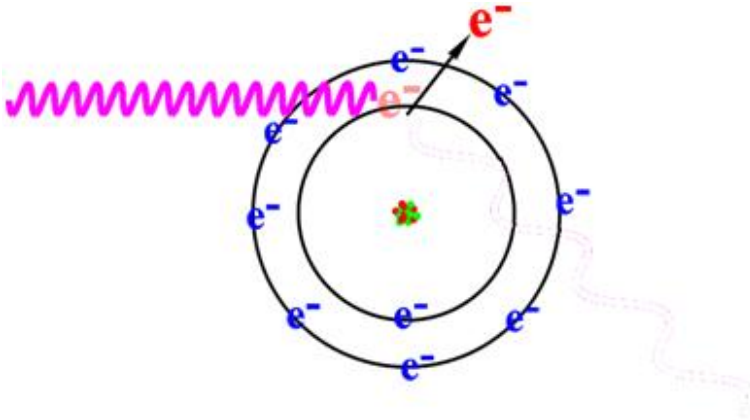
$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (2.39)$$

2.4.3.1. Fotoelektrik olay

Düşük enerjili bir foton genellikle içinden geçtiği ortamdaki atomların K veya L yörüngesindeki bir elektrona bütün enerjisini vererek onu pozitif yüklü olan çekirdeğin bağlayıcı kuvvetinden kurtarır. Dışarı fırlatılan bu elektrona fotoelektron denir.

Bu olay sonucunda oluşan elektron boşluğu dış yörüngedeki başka bir elektron tarafından doldurulur ve bu sırada X ışını yayınlanır. Küçük enerjili fotonların ağır elementler tarafından soğurulmasında bu olay oldukça önemlidir.

Bu olay sırasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı elektronun koparılması için harcanırken, geri kalan kısmı ise kopan bu fotoelektrona kinetik enerji olarak aktarılır. Bu durum Şekil 2.8.'de görüldüğü gibidir ve denklem (2.40)'daki gibi ifade edilmektedir. Burada : E_γ gelen fotonun enerjisi, T_{e^-} koparılan fotoelektronda kalan kinetik enerji ve W ise elektronun bağlanma enerjisidir ve eşitlik (2.41) ile verilir. Burada ise ν_0 elektronun eşik frekans değeridir. Bu durumda yörüngeden bir elektron koparmak için gerekli olan fotonun frekansı o elektronun eşik frekans değerinden büyük-eşit olmalıdır.



Şekil 2.8. Fotoelektrik olay (<http://chambrebrouillard.wifeo.com/gamma.php>)

$$E_\gamma = h\nu = T_{e^-} + W \quad (2.40)$$

$$W = h\nu_0 \quad (2.41)$$

Fotoelektrik olayın olma olasılığı, yani fotoelektrik olay tesir kesiti (τ), eşitlik (2.42)'deki gibidir. Eşitlik (2.42)'den görüleceği gibi tesir kesiti, gelen fotonun enerjisi arttıkça azalmakta iken atom numarası (Z) büyük olan atomlar için artmaktadır. Radyasyon ölçümlerinde fotoelektrik olay önemli bir yer tutar, çünkü gelen gama ışımının bütün enerjisi dedektör içinde soğurulmaktadır, bu da gelen gama ışınlarının enerjisinin doğrulukla ölçülebilmesi demektir. Bu yüzden günümüzde kullanılan dedektör sistemlerinde Z sayısı büyük olan atomlar seçilmektedir.

$$\tau \propto \frac{Z^4}{E_\gamma^3} \quad (2.42)$$

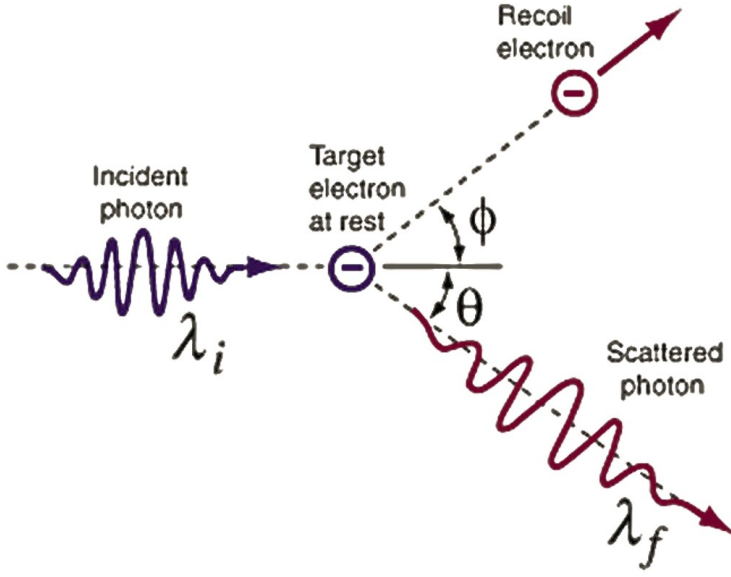
2.4.3.2. Compton saçılması

Bu etkileşimde ise atoma gevşek olarak bağlı olan bir dış yörünge elektronu, enerjisi kendisine kıyasla çok daha büyük olan bir fotonla çarpışır, gelen gama ışını enerjisinin belli bir kısmını elektrona verdikten sonra etkileşme noktasına göre bir θ açısı ile saçılmaya uğrar, aynı şekilde elektronda gelen gama ışımından aldığı enerjisiyle belli bir açıda saçılır. Elektron kütleli bir parçacık olduğundan momentum korunumu gereği gelen gama fotonunun tüm enerjisini soğuramaz. Dolayısıyla foton, enerjisinin bir kısmını elektrona aktarır saçılma uğrar. Foton ile elektron arasında oluşan açı fotonun enerjisine bağlıdır. Compton saçılması Şekil 2.9.'daki gibi modellenir.

Enerji ve momentum korunum yasaları uygulandığında gelen fotonun dalga boyu ile saçılan fotonun dalga boyu arasındaki fark denklem (2.43)'teki gibi olacaktır. Burada λ_i gelen fotonun dalga boyu, λ_f saçılan fotonun dalga boyu, m_0 elektronun durgun kütlesi, c ışık hızı, $h/(m_0c)$ Compton dalga boyu ve θ saçılma açısıdır.

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) \quad (2.43)$$

Compton saçılması için enerji formülü de denklem (2.44)'deki gibi olacaktır. Burada m_0c^2 elektronun durgun kütle enerjisi, E_γ gelen fotonun enerjisi ve E_γ' saçılan fotonun enerjisidir.



Şekil 2.9. Compton saçılması (<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/comptint.html>)

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.44)$$

Yüksek enerjili fotonlar enerjileri belirli bir seviyeye düşene kadar Compton saçılmasına uğrarlar ve daha sonra da fotoelektrik olayla materyal içinde soğurulurlar.

Compton saçılmasına uğrayan gama ışınının elektrona aktardığı enerji (ki eğer bir dedektör içinde olsaydı depolanan enerji olarak adlandırılacaktı), enerji korunumuna göre denklem (2.45)'teki gibi olur.

$$E_{\gamma} - E_{\gamma'} = E_e = 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.45)$$

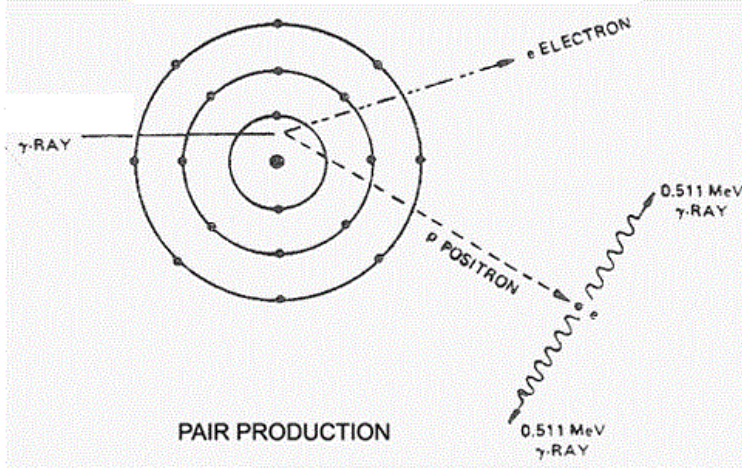
Denklem (2.44)'den görüleceği üzere $\theta = 0^\circ$ için $E_{\gamma'} = E_{\gamma}$ şeklindedir, yani ileri doğru saçılmada etkileşme yoktur. $\theta = 180^\circ$ için kabaca $E_{\gamma'} \approx \frac{m_0 c^2}{2} \approx 0.25 \text{ MeV}$ değerindedir.

2.4.3.3. Çift oluşumu

Fotonun enerjisi yeteri kadar büyük ise ve bu foton atom çekirdeğinin çok yakınından geçerse, kütlesi olmayan fotonun enerjisinden çekirdek yakınında aynı

anda biri negatif yüklü olan elektron ve diğeri pozitif yüklü olan pozitron olmak üzere iki parçacık ($e^- - e^+$) yaratılır. Böylece elektromanyetik dalgadan madde oluşmaktadır. Çift oluşumunda enerjinin korunumuyla (2.46) eşitliği elde edilir ve Şekil 2.10.'daki gibi modellenir.

$$E_\gamma = h\nu = m_{e^-}c^2 + m_{e^+}c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} \quad (2.46)$$



Şekil 2.10. Çift oluşumu (http://gecommunity.gehealthcare.com/geCommunity/europe/nmpet/education/nm_intro/pair.jsp)

Oluşan elektron, atomla serbest elektronlar gibi etkileşirken, pozitron ise bir yörünge elektronu ile birleşir ve zıt yönlü 0.511 MeV değerinde iki foton salarak yok olur. Çift oluşumu sonrasında ortaya çıkan bu gama fotonları Compton yapıp kaçabilir veya fotoelektrik yolla soğurularak enerjilerini dedektörde depolayabilirler. Teorik olarak çift oluşumunun meydana gelebilmesi için eşitlik (2.46)'ya göre elektron ve pozitronun kinetik enerjisi sıfır kabul edildiğinde minimum foton enerjisinin $2 \times 0.511 \text{ MeV} = 1022 \text{ MeV}$ olması gerektiği görülür. Foton enerjisi daha büyük olduğunda geri kalan enerji oluşan elektron ve pozitrona kinetik enerji olarak aktarılır. Burada elektron ve pozitronun tüm enerjisinin, yani çift oluşumu sağlandıktan sonra geri kalan enerjinin dedektör içinde depolandığı varsayılırsa, $m_{e^-} = m_{e^+} = m_e$ olduğundan, bu depolanan enerji (E_e) basitçe eşitlik (2.47)'deki gibi olur.

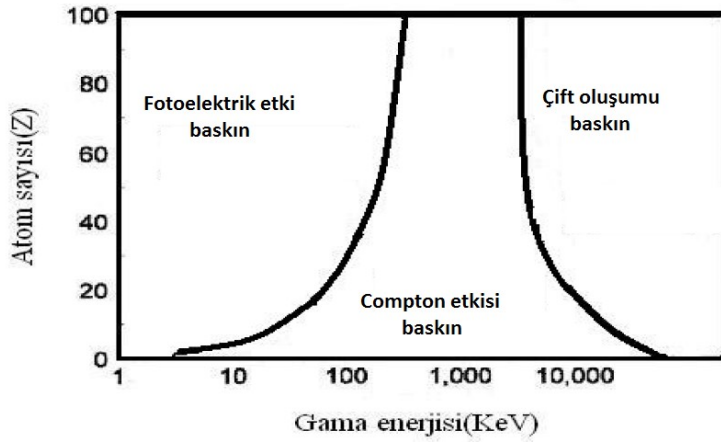
$$E_e = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (2.47)$$

Yüksek enerjili fotonlar ve ağır elementler için çift oluşumu daha baskındır.

Gelen gama ışımının çift oluşum tesir kesiti κ ve soğurucunun Z 'si arasındaki ilişki $\kappa \propto Z^2$ şeklindedir.

2.4.3.4. Üç olaya toplu bakış

Şekil 2.11.'de gelen fotonun enerjisi E_γ ve kullanılan materyalin atom sayısına Z bağlı olarak fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumunun baskın olduğu bölgeler görülmektedir. Şekil 2.11.'den görüleceği üzere Z sayısına bağlı olarak, küçük enerjili gama ışınları için fotoelektrik soğurma baskın durumda iken, orta enerji bölgesinde Compton etkisinin baskın ve yüksek enerji bölgesinde ise çift oluşumunun baskın olduğu görülmektedir.



Şekil 2.11. Fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumunun baskın olduğu bölgeler (Krane 1988)

Bir fotonun yok olması için birim uzunluk başına toplam olasılık olan μ eşitlik (2.48)'deki gibidir ve *lineer incelme (söndürme) katsayısı* olarak adlandırılır ve (2.48)'deki gibi üç etkileşmenin olasılıklarının toplamı ile verilir.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (2.48)$$

2.5. Dedektörler

Nükleer radyasyon dedektörleri benzer çalışma özelliklerine sahiptir: radyasyon dedektöre girer, dedektör materyalinin atomlarıyla etkileşerek enerjisinin bir kısmını veya tamamını kaybeder ve atom yörüngelerinden nispeten düşük enerjili elektronların salınmasına neden olur. Bu elektronlar toplanır ve analiz edilmek üzere, elektronik devre sistemi tarafından pulslara dönüştürülür.

Dedektör materyalinin seçimi ölçülmeye çalışılan radyasyonun tipine ve

hakkında edinilmeye çalışılan bilgiye bağlıdır. Radyasyonun sadece varlığını göstermek için Geiger sayacının bilinen sesi yeterlidir, gelen tüm radyasyonlar aynı çıkış sesini verir. Materyal seçimine örnek olarak radyasyonun enerjisini ölçmek için çıkış puls genliğinin radyasyon enerjisi ile orantılı olduğu dedektörler seçilmelidir; bu da sökülecek elektronların sayısının fazla olacağı bir dedektör materyali seçmeyi gerektirir. Diğer olası bilgileri toplamak için de farklı özelliklerde materyaller kullanılır. Söz konusu olabilecek gereksinimlerin tümünü sağlayabilen tek bir dedektör tipi yoktur. Radyasyon dedektörleri genellikle gelen radyasyonun dedektörü geçmesiyle oluşan iyonları (veya elektronları) ayırmak ve saymak için bir elektrik alan kullanırlar (Krane 1988).

2.5.1. Gazlı sayaçlar

Gazlı dedektörler, bir gazdan geçerken radyasyon tarafından üretilen iyonizasyonu kullanarak radyasyonu tespit ederler. Eğer gazda bir iyonizasyon varsa, elektronlar ve gaz iyonları birbirini çekerler ve yeniden birleşirler. Bir dedektör yapmak için bu birleşmeyi durdurmak gerekir. Bu da hassas olan hacmin, yani radyasyon sayesinde gerçekleşen iyonlaşmanın olduğu bölgenin karşısına bir elektrik alan uygulanarak yapılır. Bu alan iyon çiftlerinin yeniden birleşmesini durdurur. Bu dış alan sayesinde pozitif ve negatif yükler zıt yönlere doğru sürüklenirler.

En basit tipte bir dedektör iyonizasyon odasıdır. Bunlar plakaların arasına gaz (sıklıkla hava) doldurulmuş paralel düzlem kondansatörler olarak dikkate alınabilirler. Gelen radyasyon gaz atomlarını iyonlaştırır. Plakalar arasındaki elektrik alan iyonların elektronlarla tekrar birleşmesini engeller. Bu elektrik alan elektron bulutunun pozitif potansiyelde tutulan plakaya doğru sürüklenmesini ve pozitif yüklü iyonların da diğer plakaya doğru sürüklenmesini sağlar (Krane 1988). Yüklerin ayrışması ve bu iyonların hareketi dedektörde bir elektrik akımı yaratır. Havada bir iyon üretmek için gerekli ortalama enerji yaklaşık olarak 34 eV civarındadır; böylece 1 MeV enerjili radyasyon en çok 3×10^4 civarında iyon ve elektron üretir. Orta büyüklükte bir oda (örneğin plakalar arası 1 cm olan $10 \times 10 \text{ cm}$ boyutlarında) için sığa $8.9 \times 10^{-12} \text{ F}$ değerindedir ve oluşan voltaj pulsları yaklaşık olarak aşağıdaki gibidir.

$$\frac{(3 \times 10^4 \text{ iyon})(1.6 \times 10^{-19} \text{ C/iyon})}{8.9 \times 10^{-12} \text{ F}} \cong 0.5 \text{ mV}$$

Bu oldukça küçük bir sinyaldir ve standart elektronik düzeneklerle analizden önce 10^4 çarpanı kadar yükseltilmelidir (Krane 1988).

Sinyalin genliği, oluşan iyonların sayısı ve dolayısıyla da radyasyon tarafından biriktirilen enerji ile orantılıdır ve plakalar arasındaki voltajdan bağımsızdır. Uygulanan voltaj, elektrotlar arasında sürüklenen iyon ve elektron bulutunun hızlarını belirler. Nükleer sayma standartlarına göre bu sürüklenme hızları düşük olduğundan iyon odalarının her bir pulsun sayımı için kullanımı yoktur,

fakat radyasyon monitörü olarak geniş bir kullanım alanı vardır ve pek çok ticari radyasyon monitörü gerçekte iyon odalarıdır (Krane 1988).

Tüm iyonlaştırıcı radyasyon dedektörleri için yük toplanır ve bu yük bir sinyal oluşturmak için kullanılır. Bu dedektörler çoğunlukla silindir şeklindedir ve dedektör merkezi boyunca uzanan bir tele (anod) sahiptir. Eğer anod ve katod arasındaki voltaj yeterince yüksekse yeniden birleşme duracaktır ve elektronlar dedektör içindeki gaz molekülleriyle birçok çarpışma yaparak anod teline doğru sürüklenecektir. Elektronlar bu anod tarafından toplanırlar. Voltajın sadece yeniden birleşmeleri durdurmasıyla toplanan elektronlar, dedektörle iyonlaştırıcı radyasyonun direkt olarak etkileşimiyle veya birincil iyonizasyonla etkileşimle oluşturulan elektronlardır.

Eğer voltaj farkı yükseltirse bir gaz molekülüyle çarpışmasıyla durdurulduktan sonra bir elektron bir sonraki gaz molekülüyle çarpışmasında bir iyonizasyona daha yol açmak için gerekli ve yeterli enerjiyi elektrik alandan sağlayabilir, böylece ikincil iyonizasyon meydana gelir. Bu şekilde devam eden ikincil iyonizasyona *Townsend Çıışı* adı verilir. İkincil iyonizasyon sayesinde elektronlarda meydana gelen bu artışa gaz amplifikasyonu (güçlendirmesi) denir. Her birincil iyon için çok sayıda ikincil olay olmasına rağmen, sayaç daima ikincil olayların sayısı ilk olayların sayısı ile orantılı olacak şekilde çalışır. Bu yüzden bu sayaçlara orantılı sayaç denir. Bir orantılı sayacın geometrisi Şekil 2.12.'de gösterildiği gibi genellikle silindiriktir (Krane 1988).

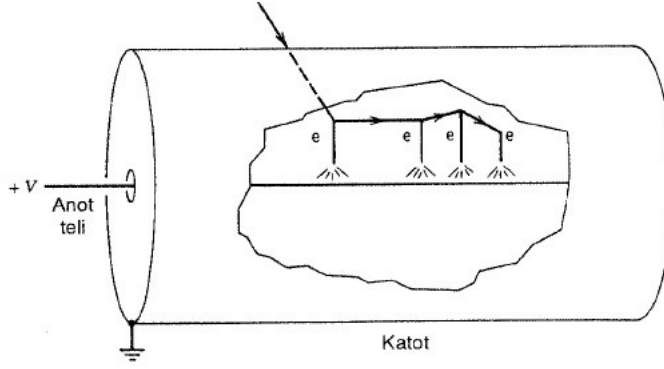
Birincil ve ikincil iyonizasyonlar genellikle ayırt edilemezdir, ve dedektöre yansıyan ise sadece daha büyük bir pulstur. Radyasyon şiddeti, sayacın cevap süresi esnasında pek çok radyasyonun etkileşmesini gösteren akım olarak kaydedilir. Çıkış akımı hem kaynağın aktifliği ile hem de radyasyonların enerjisi ile orantılıdır. Daha yüksek enerjili radyasyonlar daha çok iyonlaşmaya ve dolayısıyla daha büyük bir tepkiye neden olurlar.

Daha büyük elektrik alan, iyonlaşma işlemi sonucunda çıkan elektronları daha çok hızlandırır ve gaz atomlarıyla daha çok elastik çarpışmalar yaparak sürüklenen elektronlar bu defa elastik olmayan çarpışmalar yapmak için yeterli enerjiyi kazanabilirler ve hatta yeni iyonlaşmış atomlar üretebilirler.

Bu geometride bir r yarıçapındaki elektrik alan eşitlik (2.49)'daki gibi olacaktır. Burada b katodun iç yarıçapı ve a ise anot telinin dış yarıçapıdır (Krane 1988).

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2.49)$$

Eğer elektrik alan daha büyük değerlere çıkarılırsa ikincil çığlar meydana gelebilir. Bunlar birincil çığdaki (veya daha sonraki) uyarılmış atomlar tarafından



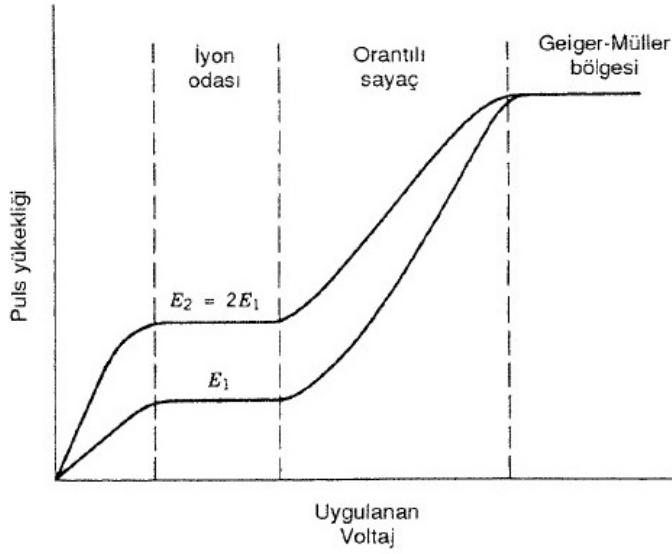
Şekil 2.12. Bir silindirik orantılı sayaç geometrisi. Gelen radyasyon pekçok iyon çifti oluşturur. Elektronlar, anot telinin yakınına ulaşınca kadar nispeten yavaşça sürüklenirler. Anot telinin yakınında hızla ivmelendirilirler ve pekçok ikincil iyonlaşma oluştururlar (Krane 1988)

yayımlanan fotonlar ile tetiklenebilir. Bu fotonlar birincil çığın olduğu bölgeden nispeten daha uzağa hareket edebilirler ve sonunda tüpün tamamı işleme katılmış olur. Yükseltme çarpanı 10^{10} kadar büyük olabilir. Bütün tüp her olay için işleme katıldığından, orijinal radyasyon enerjisi hakkında tam bilgi yoktur, gelen tüm radyasyonlar özdeş çıkış pulsları üretirler. Bu çalışma bölgesine *Geiger-Müller* bölgesi denir ve bu ilkeye dayanan sayaçlar genellikle *Geiger Sayacı* olarak adlandırılırlar. Geiger sayaçları portatif radyasyon izleme araçlarıdır (Krane 1988). Gazlı sayaçların çalışma bölgesi Şekil 2.13.'de özetlenmiştir.

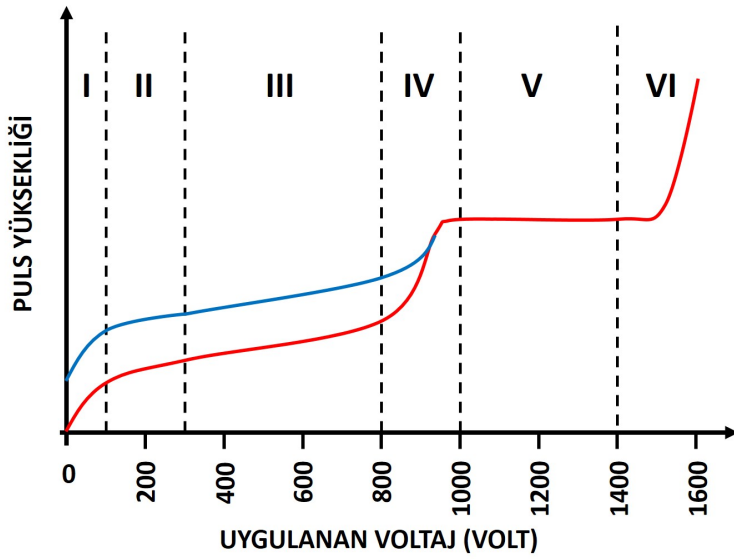
Uygulanan düşük voltajlar için birincil elektron ve iyonların tekrar birleşimi meydana gelir. V arttıkça iyon odası bölgesine ulaşılır; buradaki çıkış pulsları radyasyon tarafından üretilen birincil iyonlaşma ve bu nedenle de radyasyon enerjisi ile orantılıdır, fakat V 'den bağımsızdır. Orantılı bölgede, analizi daha kolay hale getirmek için puls genliği V ile artar, fakat çıkış pulsları hala, iyonlaşma ile oluşan radyasyon enerjisi ile orantılıdır. Son olarak Geiger platosuna ulaşılır. Burada tüm radyasyonlar ilk iyonlaşmanın miktarına veya radyasyon enerjisine bakılmaksızın aynı çıkış pulsunu verirler (Krane 1988).

Şekil 2.14.'de durum uygulanan voltaja göre bölge bölge incelenmiştir.

- I Bu bölgede sıfır veya çok az voltaj altında iyon ve elektron çiftleri yeniden birleşecektir. Bu bölgeye *yeniden birleşme bölgesi* denir.
- II Yeniden birleşmeyi durdurmaya, yani gelen radyasyonla birlikte elektron-iyon çiftlerinin oluşumuna yeterli ancak gaz amplifikasyonuna neden olmayacak derecede bir voltaj uygulanır. Bu bölgeye *iyon odası bölgesi* denir. Kırmızı ve mavi ile gösterilen çizgiler dedektöre yansıyan puls büyüklüğünü temsil etmektedir. Kırmızı ile gösterilen daha alttaki çizgi elektronlar tarafından oluşturulan iyon çiftlerini, mavi ile gösterilen yukarıdaki çizgi ise alfalar



Şekil 2.13. Enerjileri iki katı kadar farklı olan iki radyasyon için, uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak farklı gazla doldurulmuş sayaçlar tarafından oluşturulan puls yükseklikleri. Geiger-Müller bölgesinde tüm radyasyonlar aynı çıkış puls yüksekliğini verir: diğer bölgelerde çıkış puls yüksekliği, birincil iyonlaşma ile oluşan radyasyon tarafından depolanan enerji ile orantılıdır (Krane 1988)



Şekil 2.14. Gazlı sayaçlarda puls yükseklikleri

tarafından oluşturulan iyon çiftlerini temsil etmektedir. Görüldüğü gibi iyon odası bölgesindeki pulslar dedektör hassas hacmi içinde biriktirilmiş olan yük miktarı ile orantılıdır.

- III Tüm elektron-iyon çiftleri toplanır. Gaz amplifikasyonu uygulanan voltajla orantılıdır. Voltaj arttırıldığında gaz amplifikasyonu başlar. İkincil iyonizasyonu başlatmak için ihtiyaç duydukları enerjiyi kazanana kadar sadece birkaç elektron gaz çarpışmalarından kaçacaktır. Fakat bölgenin sonunda ikincil iyonizasyonlar baskın haldedir.
- IV Bu bölge *limitli orantılılık bölgesi*dir ve puls yüksekliği birincil iyonizasyon sayısı ile uyumlu olmak zorunda değildir, çünkü orijinal birincil iyonizasyon sinyalini bastırarak şekilde ikincil iyonizasyonlar başlar. Hiçbir sayaç bu bölgede çalışmaz.
- V Bu bölge *Geiger-Muller* bölgesidir. Elektron-iyon çifti üretimi gelen radyasyonun tipinden bağımsızdır. Bu bölgede birincil iyonizasyonlardan gelen tüm bilgi kayıptır. Bir yada milyarlarca elektronun birincil iyonizasyon tarafından oluşturulup oluşturulmadığını bilemeyiz. Gaz amplifikasyonu o kadar fazladır ki birincil sinyal önemsiz hale gelmiştir.
- VI Bu bölge *sürekli deşarj bölgesi*dir. Voltaj o kadar fazladır ki sürekli bir deşarj söz konusudur. Voltaj Geiger bölgesinin üstüne çıkarılırsa anod teli yanar. Dedektörü korumak için bundan kaçınılmalıdır.

Bazı gazlı sayaçlar aşağıda temel işlevleri ile birlikte verilmektedir.

İyonizasyon Odaları: İyon odası bölgesinin özelliğinden dolayı çıkış sinyalleri biriken yük miktarıyla, dolayısıyla da parçacık enerjisiyle orantılıdır. Bu nedenle prensipte parçacığın tipini ve enerjisini belirlemek için kullanılabilir, fakat sinyal fazla değildir ve sadece güçlü iyonlaştırıcı parçacıklar (α , p, fisyon parçaları ve ağır iyonlar) dedekte edilebilir. Çoğu sayım gazı olarak hava kullanır, çünkü ucuz ve kolay ulaşılabilir. Eğer hassas hacmin içine bor eklenirse, nötronlar bor ile etkileşir ve yüklü parçacıklar oluşturur. Örneğin bu tarz dedektörler bir reaktörde nötron akısını gözlemek için kullanılabilir.

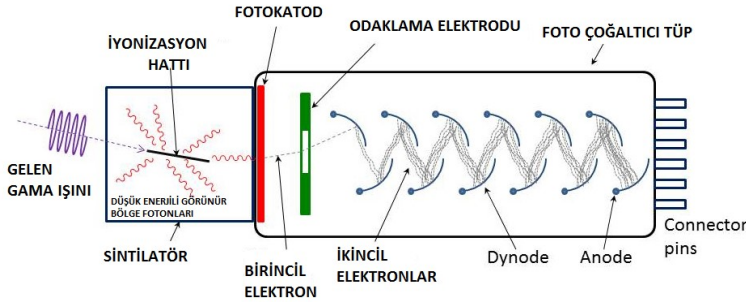
Orantılı Sayaçlar: Parçacık tipi (α , β , γ) ve enerjileri saptanabilir. α , β , γ tespiti için helyum veya argon, nötron tespiti için bor triflorid gazlarının kullanımı yaygındır. Gaz amplifikasyonu sayesinde düşük enerjili parçacıkların dedeksiyonu mümkündür.

Geiger Muller Sayacı: Geiger-Muller bölgesinde çalışır. Üretilen elektronların sayısı eşik değerin üzerinde uygulanan voltajdan ve ilk radyasyon tarafından üretilen elektronların sayısından bağımsızdır. Radyasyon tipinin ve orijinal iyon çiftinin sayısının belirlenmesi imkansızdır. Bu nedenle sadece parçacık sayısı hakkında bilgi verir.

2.5.2. Sintilasyon dedektörleri

Gazlı sayaçların bir dezavantajı, nükleer fizikte ilgilenilen bir çok radyasyon türü için düşük verimli olmalarıdır. 1 MeV enerjili γ ışınlarının havadaki menzili yaklaşık 100 m civarındadır. Bu nedenle de yoğunluğu yüksek olan katı hal dedektörler gerekir. Katı dedektörler uygun boyutlardaki dedektörler için uygun soğurma olasılıkları veren büyük yoğunluklara sahiptirler. Ancak iyi çalışabilir bir katı hal dedektör yapmak için, birbiriyle çelişen iki kritik şartın sağlanması gerekir. Bu şartlar : (1) Dedektör materyali yüksek bir elektrik alana dayanabilmelidir, çünkü elektron ve iyonların yeteri kadar birikip elektronik pulsların oluşabilmesi için bu yüksek elektrik alana ihtiyaç vardır. Radyasyon olmadığında ise akım geçmemeli veya çok az geçmelidir, böylece arka plan gürültüsü düşük olacaktır. (2) Elektronlar gönderilen radyasyon ile atomdan kolayca ve çok sayıda koparılabilirler, elektronlar ve iyonize atomlar materyal boyunca kolayca hareket edebilmelidirler (gerçekte iyonların kendileri katı içinde hareket etmezler; bunun yerine elektronik boşluk, yani deşik bir atomdan sonrakine geçen ardışık elektronlar tarafından doldurulur, böylece deşik hareket ediyormuş gibi görünür). Birinci şart, yalıtkan bir materyal seçimi gerektirirken, ikinci şart bir iletken kullanımını önermektedir. Bu iki şart için ortak nokta bir yarı iletkenidir (Krane 1988).

Bir yüklü parçacık uyarılmasında görünür bölgede foton yayan kristal maddelere *sintilatör* denir. Bir sintilasyon dedektörü şeması Şekil 2.15.'deki gibidir.



Şekil 2.15. NaI sintilatör dedektörünün şeması

Buna göre mekanizma basamakları şöyledir :

- Gelen radyasyon dedektöre girerek *NaI* sintilatörü ile etkileşir ve atomların uyarılmış seviyelere çıkmasına neden olan çok sayıda etkileşme yapar.
- Uyarılmış durumdaki atomun taban duruma geçmesi esnasında görünür veya görünür bölgeye yakın bölgede foton yayınlanır, böyle materyallere *fluoresans* denir (Krane 1988).
- Yayınlanan fotonun şiddeti dedektörle etkileşen gama enerjisiyle doğru orantılıdır.

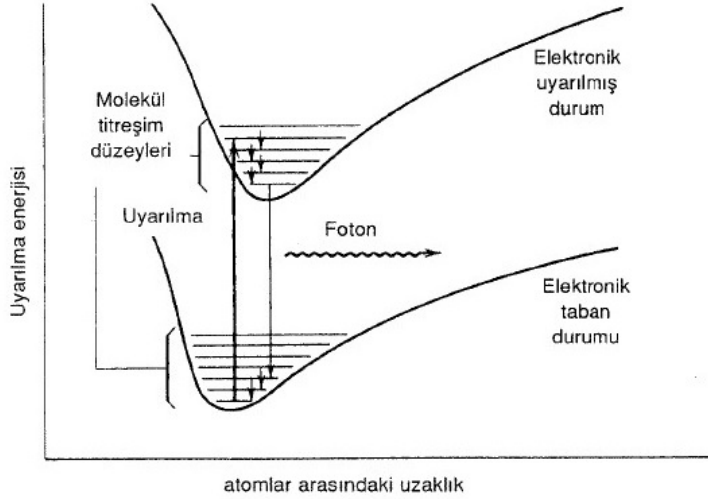
- Foto çoğaltıcı tüp yüzeyinde bir foto katot bulunmaktadır, yayımlanan foton bu foto katot sayesinde foto duyarlı yüzeye çarpar, meydana gelen fotoelektrik olay sonucunda bu yüzeyden foton başına en çok bir fotoelektron salınmasına neden olur.
- Bu elektronlar bir elektrik alanla "*dinot*" adı verilen elektrotlardan ilkinde yönlendirilirler ; dinot, birincil çarpışmalar sonucu ikincil elektronlar kopmasını sağlayan bir materyalle kaplıdır.
- Ancak bu ikincil elektronların oluşturduğu puls yeterli olamayacağı için foto çoğaltıcı tüp (PM) içinde elektron, belirli ve artan potansiyellerin olduğu bölgelerde hızlandırılarak dinotlara çarparak buradan daha fazla elektron kopmasına sebep olur.
- Daha sonra elektronlar foto çoğaltıcı tüpün anod kısmına doğru gelir ve foto çoğaltıcı tüpün çıkış kısmında yüksek bir puls oluşur. Gözlenen pulsun yüksekliği gelen gama ışınının enerjisiyle doğru orantılı olacaktır.

Sintilatör ve foto çoğaltıcı (PM) tüplerin, kullanılacak uygulamalara bağlı olarak pek çok tipleri mevcuttur. Temel olarak iki tip sintilasyon dedektörü vardır, birisi organik, diğeri ise inorganik materyaller içerir. Organik sintilatörlerde moleküller arası etkileşimler nispeten zayıftır. Bir molekülün enerji soğurabileceği iki yol vardır: elektronlar daha yüksek uyarılmış durumlara geçirilebilirler ve moleküldeki atomlar titreşebilirler. Tipik bir titreşim aralığı 0.1 eV iken elektronik uyarılma enerjileri için bu birkaç eV civarındadır. Sonuç yapı Şekil 2.16.'daki gibidir (Krane 1988):

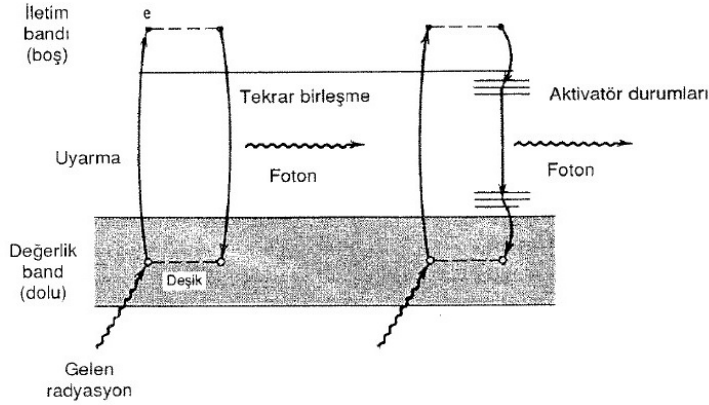
Uyarılmış elektronlar genellikle materyale kuvvetli bir bağ ile bağlı değildir. Benzenin halka yapısı gibi, dört değerlik elektronunun üçü hibritleşmiş yörüngelerdedirler ve bunlara σ yörüngeleri denir; bunlar her karbon arasına kuvvetli şekilde yerleşmiştir (iki komşu karbon ve tek bir hidrojen), π yörüngesi denilen yörüngede bulunan dördüncü elektronun yerleşimi böyle değildir ve σ elektronları kadar kuvvetli olarak bağlanma işlemine katılmazlar. Bu π elektronları sintilasyon (ışıldama) işlemine en çok cevap verenlerdir (Krane 1988).

İnorganik sintilatörlerden en yaygın kullanılanı bir alkali halojenürün tek kristalidir ve NaI en çok kullanılanıdır. Geçirgenliği sağlamak için tek kristale gerek vardır, çünkü kristal yüzeyindeki yansımalar ve soğurulmalar çok kristalli sintilatörü kullanışsız hale getirir. Kristaldeki atomların birlikte etkileşimleri enerji bant serilerinde kesikli enerji seviyelerine neden olurlar. En yüksek iki bant Şekil 2.17.'de görülen değerlik bandı ve iletim bandıdır (Krane 1988).

NaI yalıtkan bir maddedir ve böyle bir yalıtkan materyalde değerlik bandı genellikle dolu, iletim bandı ise boştur. Gelen radyasyon, yaklaşık 4 eV civarındaki enerji aralığını atlatacak bir elektronu iletim bandına uyarabilir, daha sonra ise



Şekil 2.16. Bir organik sintilatördeki elektronik yapı. Elektronik durumlar moleküller arasında çekim ve itme kuvvetlerinin kombine etkisiyle oluşan minimum bir potansiyel ile temsil edilir. Çekim kuvveti atomların daha büyük mesafelerde birbirinden ayrılmalarını, itme kuvveti ise daha fazla yaklaşmalarını engeller (çünkü Pauli ilkesi atomik dalga fonksiyonlarının örtüşmesine izin vermez). Minimum elektronik potansiyel birinden diğerine doğru titreşen molekül atomlarından kaynaklanan bir dizi titreşim düzeyinden meydana gelir (Krane 1988)



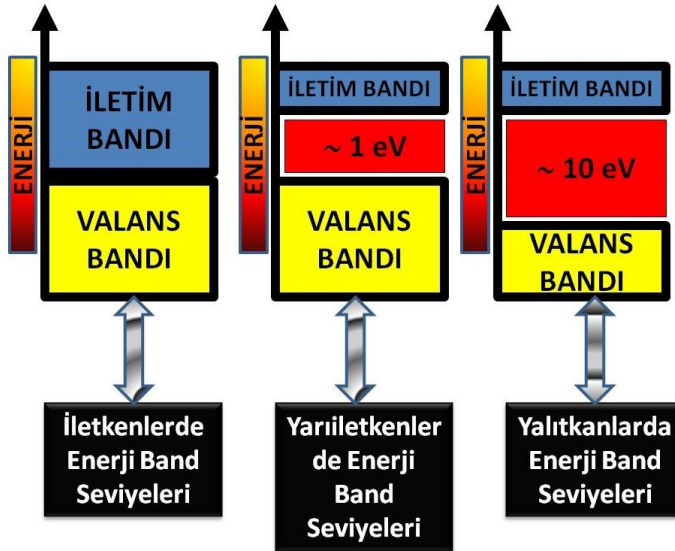
Şekil 2.17. Bir kristaldeki enerji bantları. Sol tarafta NaI gibi saf bir kristalin karakteristik işlemleri gösterilmektedir. Sağ tarafta ise $NaI(Tl)$ 'deki Tl gibi bir aktivatörün bulunması halinde karakteristik işlemleri gösterilmektedir (Krane 1988)

elektron, enerjisini foton yayınlamak kaybeder ve değerlik bandına geri döner. NaI sintilatörlerinde foton yayınlama olasılığını arttırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını azaltmak için kristale aktivatör denen küçük miktarda safsızlıklar ilave edilir. En çok kullanılan aktivatörlerden biri Talyumdur ve böyle bir materyale sahip olan dedektör $NaI(Tl)$ şeklinde gösterilir (Krane 1988).

Sintilatörün doğru seçimi yapılacak olan deneyin tipine bağlıdır. Örneğin, γ ışınları için yüksek verim gerektiğinde NaI(Tl) iyi bir seçimdir; I 'nın Z sayısının büyük olması ($Z = 53$), foton soğurulması ihtimalini artırır. Ancak zaman çözme gücü bakımından NaI(Tl) iyi bir seçim değildir ve nispeten daha düşük verimli plastik sintilatörler daha iyi bir seçim olabilir (Krane 1988).

2.5.3. Yarı iletken dedektörler

Yarıiletken dedektörlerde yük taşıyıcısı elektron ve deşiklerdir. Enerji bant teorisine göre ve fermi istatistiğine bağlı olarak elektronlar atomik orbitalleri doldururlar. Dolmamış orbitallerdeki elektronların oluşturduğu bant seviyesine *valans bandı* denilir (Bkz. Şekil 2.18.). Valans bandında bağlı olan elektronlara da *valans elektronu* denir. Yeterli enerjinin verilmesiyle elektron valans bandından kopar ve serbest olarak hareket edebildiği *iletim bandına* çıkar. Valans ve iletim bandları arasındaki bölge ise *yasaklı bölge* olarak adlandırılır.



Şekil 2.18. İletken, yarıiletken ve yalıtkanlarda enerji band seviyeleri

Şekil 2.18.'de bantlar arası mesafeler gösterilmektedir. İletim bandına geçme işlemi için gerekli olan eşik enerjisi iletkenlerde neredeyse sıfır, yarı iletkende 1 eV , yalıtkanlarda ise 10 eV civarındadır.

Yarı iletken dedektörlerde gelen radyasyon yeterli enerjiye sahipse detektör kristali ile etkileştiğinde valans bandındaki elektron iletim bandına geçer ve valans bandında bir boşluk (deşik) oluşturur. Bu şekilde elektron-deşik çiftlerinin oluşumu çok kısa bir sürede kararlı hale gelir. Bir elektrik alanın uygulanmasıyla, iletim

bandındaki elektronlar alana zıt yönde hareket ederken, deşikler alanla aynı yönde hareket edecektir ve bu şekilde biriktirilen yük kristal içinde sürüklenecektir, yani dedektör içinde bir akım söz konusu olacaktır. Katoda ulaşan yük bir dirençten geçirilir ve böylece gelen radyasyonun enerjisiyle orantılı olan bir elektrik sinyali elde edilmiş olur.

2.5.3.1. n ve p tipi yarı iletkenler

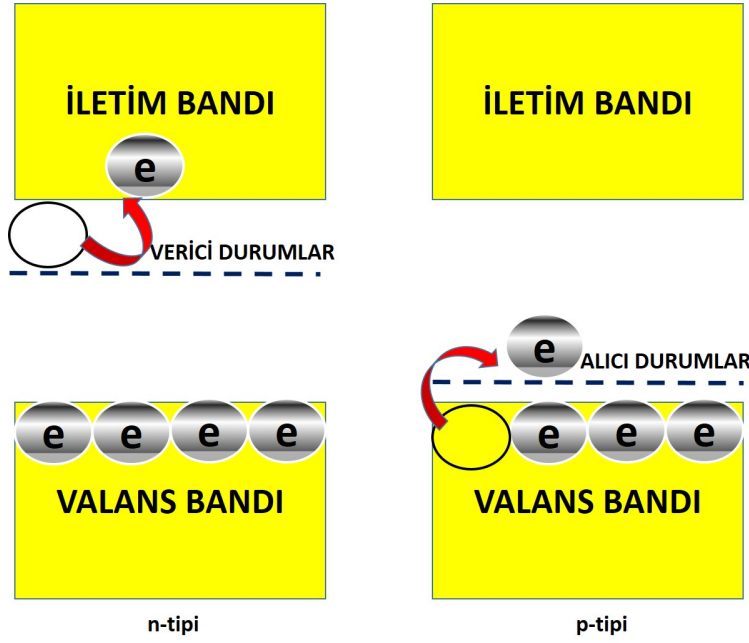
Yarı iletken dedektör yapımında en çok Germanyum (Ge) ve Silisyum (Si) kristalleri kullanılır. Bu kristallerde 4 değerlikli atomlar komşularıyla kovalent bağ yaparlar, yani tüm valans elektronları bu bağa katılan elektronlardır. Örgü yapısına katkı atomlarının konulmasıyla, n ve p tipi kristal yapıları elde edilmektedir.

Örnek olarak Ge kristaline 5 değerlik (valans) elektronuna sahip P , As ve Sb gibi bir katkı atomu eklenirse bu elektronların dördü Ge ile kovalent bağ yaparlar; beşinci elektron örgü içinde kolayca hareket edebilir ve iletim bandının hemen altında oluşturulan verici durumlarda bulunur, küçük bir enerjiyle bağ yapmayan bu elektron iletim bandına geçebilir. Burada yük taşıyıcı görevini üstlenen negatif yüklü elektronların sayısının fazlalığı nedeniyle bu tip yarı iletkenlere n -tipi yarı iletken denir.

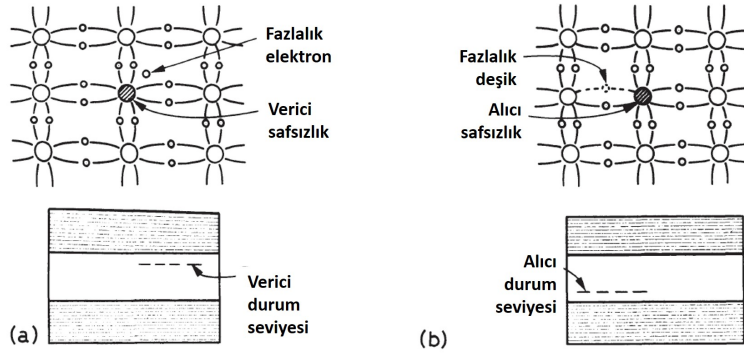
Diğer duruma örnek olarak ise Ge kristaline 3 değerlik (valans) elektronuna sahip bir katkı atomu eklenirse bu katkı atomları komşu bir atomdan elektron alarak bağ oluşumuna katılacaktır, bu sayede valans bandının hemen üstünde alıcı durumlar ortaya çıkacaktır. Bu durumda yük taşıyıcıları pozitif yüklü deşikler olduğundan bu tip yarı iletkenlere p tipi yarı iletken denilir.

n -tipi ve p -tipi materyaller birbirleriyle temas ettirilirse, n -tipi materyalden çıkan elektronlar p -tipi materyale ve p -tipi materyalden çıkan deşiklerde n -tipi materyale doğru eklem boyunca yayılırlar, yük taşıyıcılarının eklem yakınında birleşip nötr hale geldikleri bölgeye **tükenme bölgesi** denir, elektronların yayılmalarıyla geride iyonlaşmış verici bölgeler ve deşiklerin benzer yayılmalarıyla da geride negatif yüklü alıcı durumlar bırakılır. En sonunda sabit bölgelerden çıkan yüklerinin oluşturduğu elektrik alan bu yayılmaları durdurur. Olay sonucunda bir eklem diyot oluşmuştur. Radyasyon, tükenme bölgesine girer ve elektron-deşik çiftleri yaratırsa elektronlar ve deşikler zıt yönlerde doğru hareket ederler ve biriken elektronlar sayesinde bir elektronik puls oluşturulur, bu pulsun genliği radyasyonun enerjisi ile orantılı olacaktır. Dışarıdan uygulanan bir voltajın kutuplarının n veya p 'ye bağlanışlarına göre aşağıda açıklandığı gibi ileri ve ters besleme durumları ortaya çıkacaktır.

İleri Besleme: (+) kısmın p 'ye, (-) kısmın ise n 'ye bağlanmasıyla dışarıdan bir voltaj uygulandığında elektron ve deşikler tükenme bölgesine doğru hareket ederler ve nötralize olurlar. Bu belirli bir denge durumuna kadar devam eder. Denge



Şekil 2.19. n ve p tipi yarı iletken enerji bantları ile alıcı ve verici durumları



Şekil 2.20. n ve p tipi yarı iletken materyaller oluşturmak için safsızlık eklenmesi

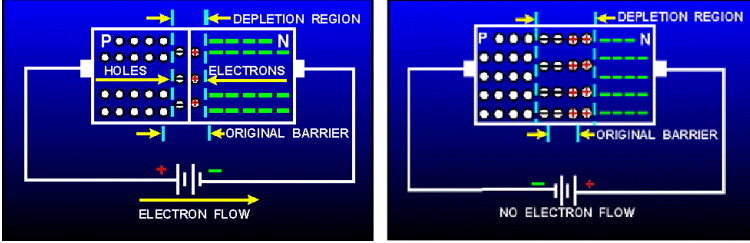
(a) n-tipi yarı iletken materyal oluşturmak için verici safsızlık eklenmesi. Safsızlık kristale fazla elektronlar katar ve enerji aralığında verici safsızlık durumları oluşturur

(b) p-tipi yarı iletken materyal oluşturmak için alıcı safsızlık eklenmesi. Safsızlık fazla deşikler ve alıcı safsızlık durumları oluşturur (Leo 1994)

durumunda n tipine yakın olan ara bölgede deşikler (yani + yüklü iyonlar), p tipine yakın olan ara bölgede ise elektronlar birikecektir bu nedenle bu ara bölgede bir elektrik alan söz konusu olacaktır.

Ters Besleme: (+) kısmın n 'ye, (-) kısmın ise p 'ye bağlandığı durumdur. Bu defa elektronlar n 'deki elektrotlara, deşikler ise p 'deki elektrotlara doğru hareket ederler (Bkz. Şekil 2.21.). Elektrik alanın artışıyla bu defa tükenme bölgesi

genişler. Ters besleme sayesinde radyasyonun etkileşme bölgesi olan tükenme bölgesi çok daha fazla genişlediği için dedektörün duyarlı hacmi artmış demektir. Dedektörler ters besleme voltajlarıyla çalıştırılırlar.



Şekil 2.21. Solda ileri besleme ve sağda ters besleme durumları (<http://www.tpub.com/neets/book7/24h.htm>)

Tüketim bölgesi genişliği dedektörler için yaklaşık olarak (2.50) denklemi ile verilir. Burada; d tüketim bölgesi genişliği, ϵ dielektrik sabiti, V uygulanan ters besleme voltajı, e elektron yükü ve N yarı iletken dedektörün safsızlık oranıdır.

$$d = \left(\frac{2\epsilon V}{eN} \right)^{1/2} \quad (2.50)$$

$Ge(Li)$ (lityum katkılı germanyum) dedektörleri, $HpGe$ (yüksek saflıkta germanyum) dedektörleri ve $HpGe$ Coaxial dedektörleri başta olmak üzere bir çok dedektör tipi mevcuttur.

Germanyum dedektörlerde küçük bant aralığı (0.7 eV) nedeniyle termal olarak indüklenen sızıntı akımları söz konusudur. Bu nedenle bu dedektörler oda sıcaklığında çalışamazlar. Bu sızıntı akımını azaltmak için germanyum dedektörler enerji çözünürlüğünün olumsuz etkilenmeyeceği sıcaklıklara kadar soğutulmalıdır. Normalde dedektörle termal temas halindeki içi sıvı nitrojen ile dolu bir termos (dewar) sayesinde dedektörler 77 K sıcaklığına kadar soğutulurlar (Knoll 2000).

Oda sıcaklığında hızla meydana gelebilecek olan Li sürüklenmesiyle oluşacak yıkıcı etkiyi önlemek için $Ge(Li)$ dedektörler sürekli olarak düşük sıcaklıklarda tutulmalıdır (Knoll 2000). Aksi halde Li tükenme bölgesi dışına çıkar ve dedektör verimi bozulur (Krane 1988).

Gama spektroskopisi için seçilebilecek ideal bir dedektörün özellikleri şöyle olmalıdır :

- Çıkış gama ışınının enerjisiyle orantılı olmalıdır.

- İyi verimli ve yüksek soğurma katsayısı olmalıdır.
- Sinyalleri toparlamak için kolay bir mekanizmaya sahip olmalıdır.

Gama spektroskopisi için gaz dedektörler uygun değildir; çünkü düşük enerjili elektronların soğurulması zorken, diğer yandan yüksek enerjili olanların soğurulması için çok uzun mesafelere ihtiyaç vardır.

Sintilatörler geniş boyutlarda ve yüksek yoğunluklarda olduklarından gama spektroskopisi için oldukça kullanışlıdır, verimleri yüksektir, fakat enerji çözünürlükleri biraz zayıftır. Daha küçük boyutlardaki germanyum yarı iletken dedektörlerle, uygun verimli ve iyi çözünürlüklü pikler elde etmek mümkündür, yani çözünürlüğün iyi olması nedeniyle bu dedektörlerde üst üste binmeler minimuma inmektedir. Şekil 2.22.'de NaI ve $Ge(Li)$ dedektörlerin çözünürlükleri arasındaki fark görülmektedir.

$Ge(Li)$ eneri çözüme güçleri yüksek olduğundan genellikle enerji ölçümünde kullanılırlar ve puls oluşturma hızları yüksektir.

2.5.4. Yüksek saflıkta germanyum dedektörleri ($HpGe$)

Bu dedektörler için yarı iletken yapısı $p - i - n$ şeklindedir, yani p ve n tipi materyallerin arasında öz (intrinsic) bölge söz konusudur ve bu bölge radyasyona karşı hassas olan bölgedir. Daha önce bahsedilen ters besleme prosedürü ile çalıştırılırlar.

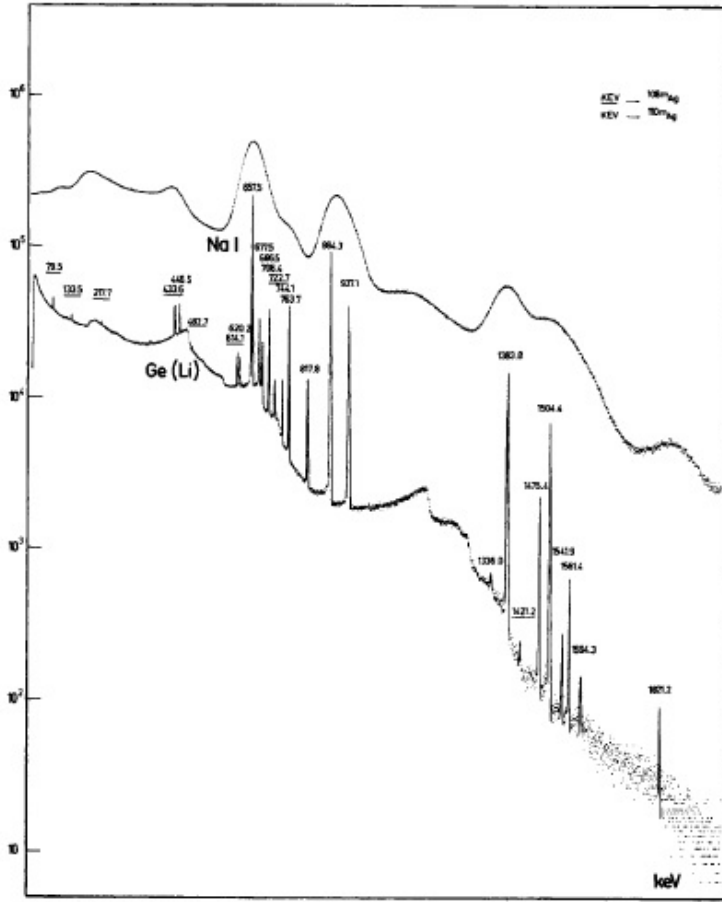
$Ge(Li)$ dedektörlerinin $HpGe$ dedektör dizaynında Li katkısı kullanılmadığı için sürekli soğutmaya gerek kalmadan sadece kullandıkları süre içerisinde soğutulmaları yeterlidir.

Gelişen teknoloji ile birlikte safsızlık oranı normal germanyum dedektörlere göre çok daha küçük değerlerde $HpGe$ dedektörleri üretilebilmiştir. Bu sayede safsızlık oranı azaltılabildiğinden eşitlik (2.50)'den de görülebileceği gibi daha geniş tükenme (etkileşme) bölgeleri elde edilebilmiştir.

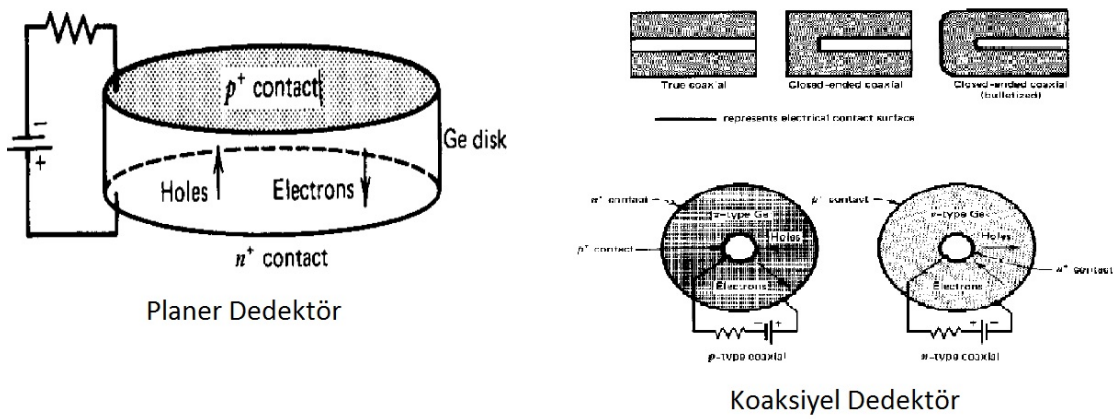
$HpGe$ dedektörler düzlemsel (planer) ve koaksiyel olarak tasarımlanabilirler. Şekil 2.23.'de bu dedektör tasarımları gösterilmiştir.

Gama spektroskopisinde ihtiyaç duyulan geniş aktif hacimdeki bir dedektör silindirik veya koaksiyel geometriye sahip bir dedektördür. Şekil 2.23.'den görülebileceği gibi bu dedektörler kuyu tipli bir konfigürasyona da sahip olabilirler. Bu tip bir konfigürasyona sahip bir dedektörde, kuyu içindeki kaynak germanyum materyal tarafından çevrelenir ve dedektörün verimi oldukça yüksek olabilir (Knoll 2000).

Ayrıca koaksiyel geometride yarı iletken eklemi oluşturan doğrultucu kontak ya daha iç kısma veya kristal yüzeyinin dış kısmına yerleştirilir. Bu durumda



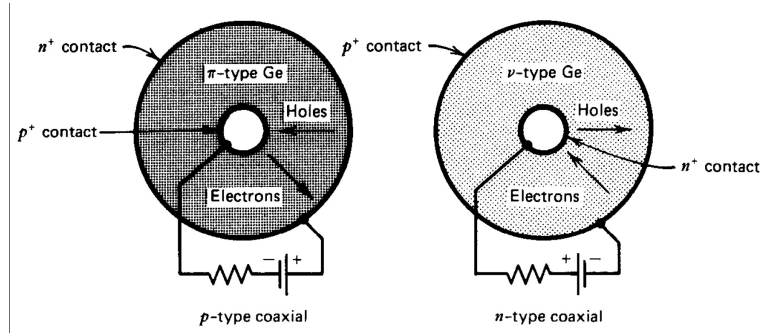
Şekil 2.22. *NaI* ve *Ge(Li)* dedektörleri kullanılarak kaydedilmiş spektrumların karşılaştırılması. Kaynak ^{108m}Am ve ^{110m}Am 'den gelen gama radyasyondur. Pik enerjileri *keV* cinsinden etiketlenmiştir (Knoll 2000)



Şekil 2.23. *HPGe* *p*-tipi ve *n*-tipi dedektör tasarımları (Knoll 2000)

elektrik alan koşulları oldukça farklı olacaktır. Eğer doğrultucu kontak dış

yüzeyle, tükenme bölgesi içe doğru genişler ve voltaj içindeki boşluğa ulaşılncaya kadar arttırılır. Doğrultucu kontak iç yüzeyle, tükenme bölgesi bu defa dışa doğru genişler ve bu durumda dedektör hacmini tamamıyla tükenme bölgesine dönüştürmek için çok daha fazla voltaj gerekir. İlk durumda dış bölgede daha yüksek bir elektrik alan değeri sağlanır ve bu üretim şekli genellikle tercih edilir. Dış kontakın n^+ olması durumunda bu dedektörler p -tipi ($HpGe$) (çünkü tükenme bölgesi p -tipi germanyumdan oluşur) , p^+ olması durumunda ise n -tipi ($HpGe$) (çünkü tükenme bölgesi n -tipi germanyumdan oluşur) olarak adlandırılırlar. Her iki tipin temel yapıları Şekil 2.24.'deki gibidir (Knoll 2000).



Şekil 2.24. $HpGe$ p -tipi ve n -tipi dedektörlerin temel yapısı (Knoll 2000)

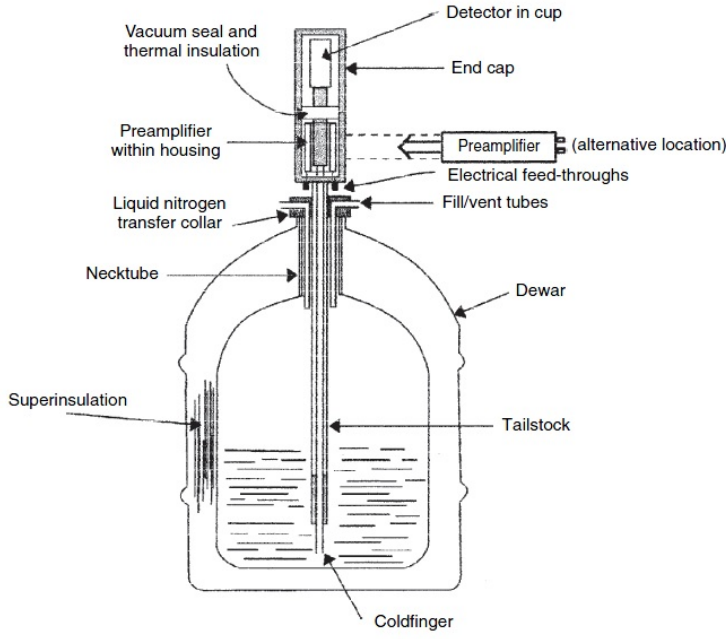
$HpGe$ dedektörler genelde alüminyum kaplar ile muhafaza edilir. Kristal, iyi bir termal iletkenliğin söz konusu olduğu soğuk uca (coldfinger) bağlıdır. Soğuk uç, sıvı azot dolu olan kap (dewar) içindedir. Kriyostat sayesinde kristal düşük sıcaklıkta tutulur. Şekil 2.25.'de bir germanyum dedektör yapısı görülmektedir.

2.6. Gama Spektrometresi

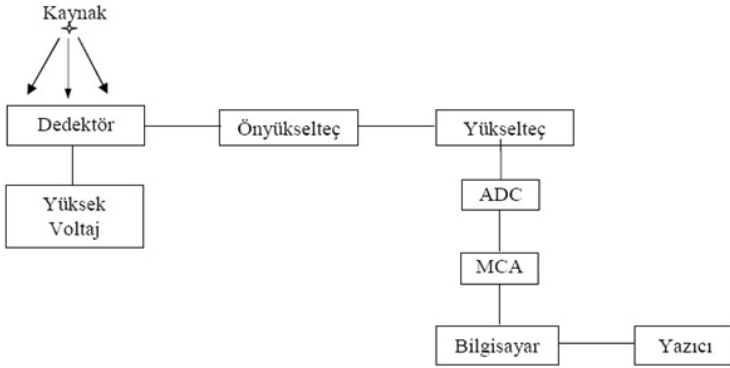
Dedektör ve diğer elektronik parçaların birleşiminden oluşan sisteme "***gama spektrometresi***" denir. Bir gama spektrometre sistemindeki süreç kabaca şu şekildedir: dedektör kristali ile etkileşen gama radyasyonun enerjisiyle orantılı oluşan pulslar ön yükselteç ve yükselteç ile işlenir, elde edilen sinyal analog sayısal dönüştürücüde (Analogue to Digital Converter-ADC) sayısal hale getirilir ve çok kanallı analizörde (Multi Channel Analyzer-MCA) spektrum olarak kaydedilir. Bir gama spektrometresi blok şeması Şekil 2.26.'da gösterilmiştir.

2.6.1. Ön yükselteç

Dedektörden sonraki ilk elemandır. Gelen gama ışınlarının dedektör kristali ile etkileşmesi sonucu oluşan yük ön yükselteç ile toplanır. Dedektörden gelen ve küçük olan sinyaller büyütülür ve sonraki işlemlerde kullanılabilir şekilde



Şekil 2.25. Tipik bir germanyum dedektörü (Gilmore 2008)

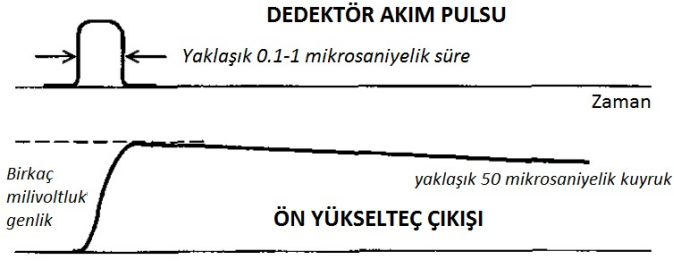


Şekil 2.26. Gama spektrometre sisteminin blok şeması (<http://nukleer.akdeniz.edu.tr/dinamik/135/381.pdf>)

biçimlendirilir. Ön yükselteç çıkış pulsları lineer kuyrukludur. Şekil 2.27.'de pulsun ön yükselteçten çıkış şekli görülmektedir.

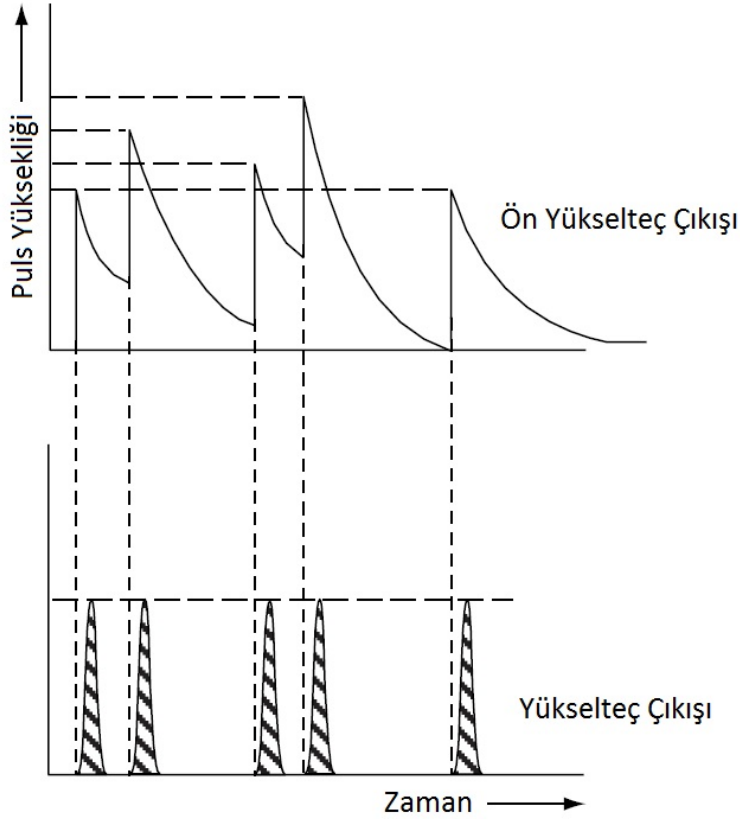
2.6.2. Yükselteç

Ön yükselteçten çıkan kuyruklu pulslar, puls yüksekliğinin ölçülmesi için uygun değildir. Uzun doğma zamanları, sinyallerin üst üste binmesine neden olacaktır. Bu nedenle ön yükselteçten çıkan pulslar, kısa doğma zamanlı ve hızlı



Şekil 2.27. Ön yükselteç puls çıkışı (Knoll 2000)

azalma zamanlı pulslara dönüştürülmek üzere yükselteç ile büyütülür. Şekil 2.28.'de ön yükselteç çıkış pulsunun yükselteç çıkışında nasıl şekillendiği görülmektedir.



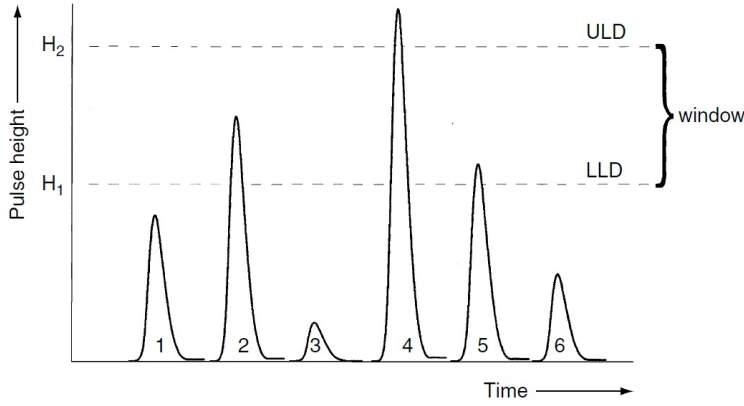
Şekil 2.28. Ön yükselteç çıkış sinyali ve ölçüm için istenen şekle sahip yükselteç çıkış sinyali (Gilmore 2008)

2.6.3. Çok kanallı aAnalizör (MCA) ve analog-dijital dönüştürücü (ADC)

Yükselteçten gelen çıkış sinyalleri, rastgele yükseklik ve aralıklarda şekillenmiştir. MCA'nın görevi bu puls'ların her birinin yüksekliğini ölçmek, küçük

voltaj aralıklarında meydana gelen sayımları almaktır. Her bir pulsun yüksekliğinin dedektörde soğurulan enerji ile orantılı olması nedeniyle, sayım numaralarının listesi gama ışın spektrumunu oluşturur.

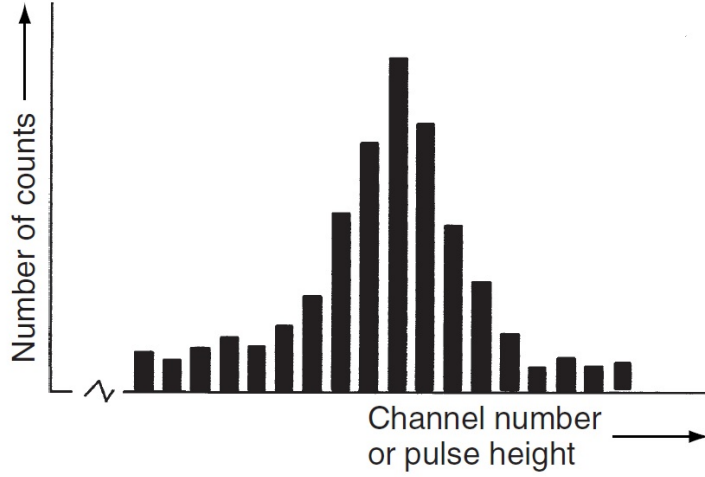
Bir gama spektrumunu ölçmenin en basit yolu bir tek kanallı analizör (Single Channel Analyser-SCA) kullanmaktır (Bkz. Şekil 2.29.). SCA iki adet elektronik eşiğe sahiptir, ilki Şekil 2.29.'de H_1 ile gösterilen ve altta kalan pulsların geçişine izin verilmeyen daha düşük seviyedeki ayırıcı (Lower Level Discriminator-LLD) ve daha üst seviye pulsları bloklayan daha üst seviyedeki ayırıcı (Upper Level Discriminator-ULD). Bu iki limit arasındaki pulsların geçişine izin verilir ve sonuç olarak her biri mantıksal bir çıkış pulsu oluşturur.



Şekil 2.29. Bir pencere (window) tanımlayan alt ve üst ayırıcı seviyeleri ile birlikte bir tek kanallı analizör (Gilmore 2008)

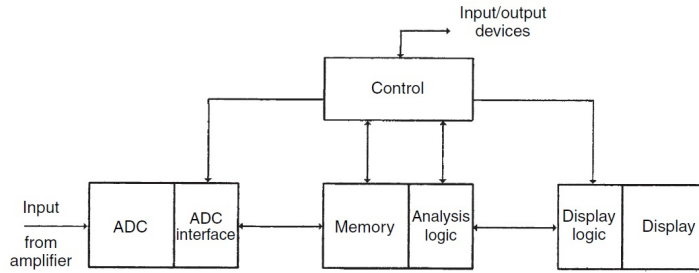
Pratikte seri bir sistemden ziyade paralel olan, çok sayıda pencereyi eş zamanlı olarak izleyen bir sisteme ihtiyaç vardır. İlk spektrometreler ayrı ayrı her bir sayacı çıkışlarının beslemesi ile bir dizi SCA'dan oluşuyordu ki bu sisteme çok kanallı analizör deniliyor. SCA'ların bu şekilde istiflenmesi her kanal için yoğun çaba gerektiren hassas ayarlara ihtiyaç duyduğu için kullanışsız bir hal alıyordu. Çözüm analog-sayısal dönüştürücüler (ADC) ile gelmiştir. Yükselteçten gelen çıkış pulsu, yani analog sinyal ADC'de eşdeğer bir sayısal sinyale dönüştürülür. Her puls yüksekliklerine göre sıralanır ve uygun bir kanala gönderilir. Bir dizi yığılmış SCA'nın sonucu olarak bir spektrumun görüntülenmesi, bir spektrumun düzgün, pürüzsüz bir matematiksel fonksiyon değil bir histogram, küçük ardışık puls yükseklik aralıkları içinde toplanan bir dizi sayım olduğunu anlatır (Şekil 2.30.). Spektrumlar diferansiyel puls yükseklik spektrumları olarak dikkate alınmalıdır (Gilmore 2008).

MCA bileşenlerinin genel bir blok diyagramı Şekil 2.31.'da, çalışma sırası ise



Şekil 2.30. Diferansiyel puls yüksekliği spektrumu. Çok kanallı analiz, kanal sayısına karşı sayım sayısının olduğu bir histogram üretir (Gilmore 2008)

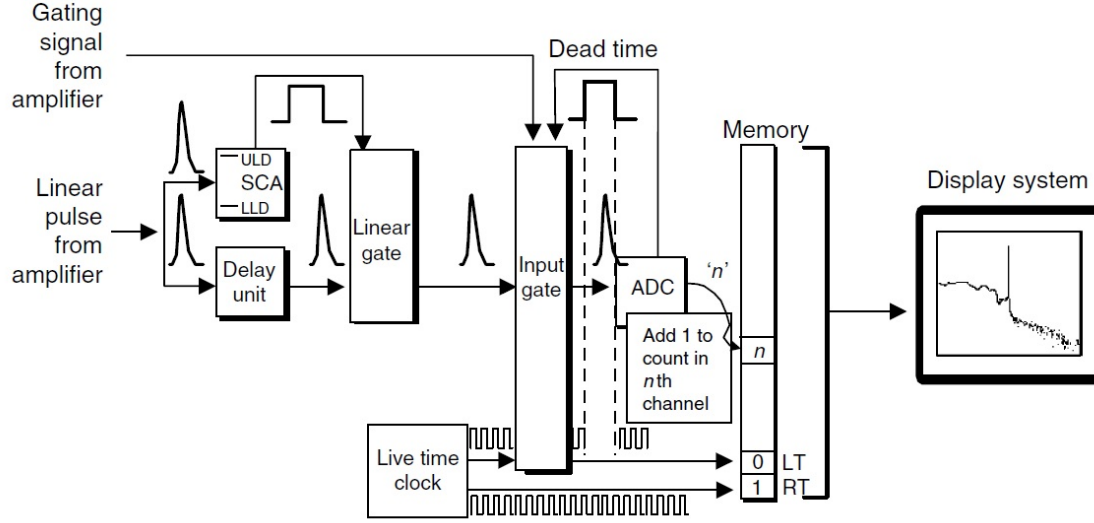
Şekil 2.32.'da gösterildiği gibidir.



Şekil 2.31. Bir çok kanallı analizörün fonksiyonel blok diyagramı (Gilmore 2008)

2.6.3.1. Puls aralığı seçimi

Çok küçük pulslar yalnızca elektronik gürültünün bir sonucu veya ilgilenilen enerjilere göre çok düşük değerde olan X ışınları olabilirler, ve çok büyük pulslar ilgilenilen aralığın çok ötesindeki gama ışınlarını veya çok büyük kozmik ışınları temsil ediyor olabilirler. Bunlardan hiç birisi istenmemektedir. MCA sisteminin ilk görevi bunların analiz edilmesini önlemektir. Bunu yapmak için SCA'lardan faydalanılır. Pencere (window) kapsamına giren pulslara lineer kapı sayesinde ADC'ye geçiş için izin verilir. Bununla birlikte, SCA'nın bunun geçerli bir puls olup olmadığına karar vermesine ve kapıyı açmasına izin vermesi bakımından zaman tanınması için, giriş pulsları bir miktar geciktirilirlir.



Şekil 2.32. MCA çalışma sırası şematığı (Gilmore 2008)

2.6.3.2. ADC giriş kapısı

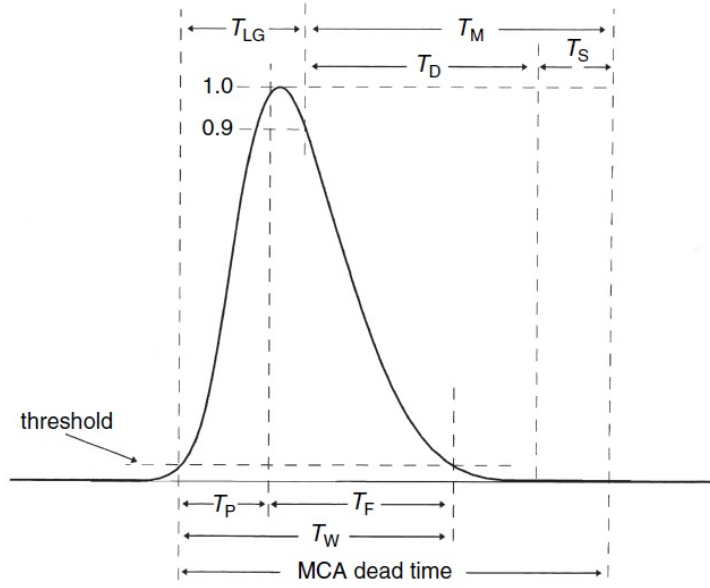
Bir lineer geçitten sonra, puls ADC'ye giden giriş kapısı ile karşılaşır. Herhangi bir ADC için problem bir seferde sadece bir puls işleyebilir olmasıdır. Bu zaman boyunca ADC sadece bir puls ölçer, bir çok durumda bu birkaç mikro saniyedir, diğer pulsların girişi önlenmelidir. İşte giriş kapısının fonksiyonu budur. Pulsun giriş kapısına vardığında ADC'nin aktif olmadığı ve bu nedenle de kapının açık olduğu varsayılacak olursa ; puls ADC'ye geçecektir ve böylece dönüşüm işlemi başlayacaktır. ADC bir geçitleme pulsu (gating pulse) oluşturur, ki bu bir meşgul sinyaldir ve giriş kapısını kapatmak için kullanılır. ADC işini bitirdiğinde ve sayım uygun bir MCA kanalına kaydedildiğinde, kapı sıradaki pulsu beklemek için yeniden açılacaktır. Kapının kapatılması boyunca geçen zamana "**ölü zaman-dead time**" (DT) denir, kapının açık olduğu zaman ise "**livetime**" (LT) olarak adlandırılır. Normal fiziksel zaman ise genellikle "**real time**" (RT) olarak adlandırılır. Bu üç ifade arasındaki ilişki eşitlik (2.51) ile verilir.

$$DT = RT - LT \quad (2.51)$$

2.6.3.3. MCA dönüşüm zamanı ve ölü zaman

MCA nın bir puls yüksekliğini ölçmesi ve depolaması için gereken zaman, yani DT üç adet zamanın toplamıdır, bunlar Şekil 2.33.'deki puls profilinde gösterilmiştir ve aşağıdaki gibidir.

- Lineer kapı süresi (T_{LG}) : pulsu tanımak ve lineer kapıyı açmaya karar vermek için gerekli olan giriş evresi (SCA) süresidir.



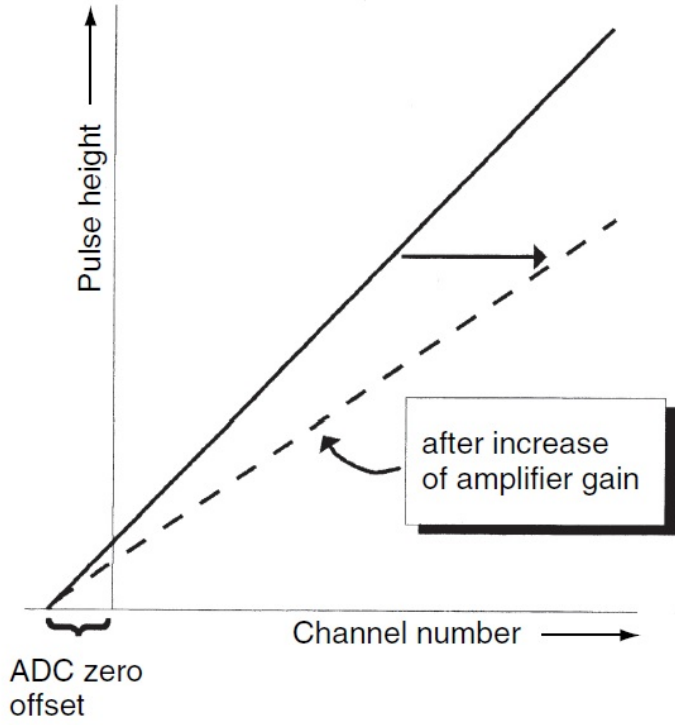
Şekil 2.33. Bir yarı gausyen puls için zamanlama ifadeleri ve dijitalleştirme. Puls eşiği LLD ile aynı olabilir. T_P pikleme zamanı, T_{LG} lineer geçiş zamanı, T_F düşüş zamanı, T_W iki eşik arası puls genişliği, T_D dönüşüm zamanı (dijitalleşme zamanı), T_S bellek depolama zamanı, $T_M = T_D + T_S$ (Gilmore 2008)

- ADC dönüşüm süresi (T_D) : analog pulsun dijital bir sayıya dönüştürülmesi için gereken süredir.
- Bellek depolama süresi (T_S) : hafıza çevrim süresi olarak da bilinir.

Lineer kapının açılması öncesi pulsun LLD'yi aşip aşmadığı veya ULD'nin altına düşüp düşmediğinin belirlenmesinden önce puls yüksekliğinin maksimumundan itibaren düşmeye başlamasına kadar MCA girişindeki SCA beklemelidir. Şekil 2.33. kapının tetiklenmesi öncesi pulsun, pikin % 10'u oranında düştüğünü varsaymaktadır. Bunun olması için gereken zaman pulsun yükseliş zamanına ve bu nedenle yükselteçteki şekillendirme zaman sabitine bağlıdır.

2.6.3.4. MCA doğrusallığı

Prensip olarak puls yüksekliği (bu nedenle de enerji) ve kanal numarası arasındaki ilişki lineer olmalıdır. Uygulamada bu ilişki düz bir çizgi ile temsil edilebilir, fakat muhtemelen orijinden geçmeyecektir. Eğer bu bir gereklilik ise ADC sıfır ayar kontrolü bunu yapmak için kullanılabilir. Genelde çizgi bir eğri ve bir kesim noktası ile karakterize edilebilir, bu ise spektrometrenin enerji kalibrasyonudur. Yükselteç kazancını veya zaman sabitini değiştirmek, puls yüksekliğini değiştirecektir, bu ise "puls yüksekliği/kanal numarası" eğimindeki bir değişiklikle sonuçlanacaktır (Bkz. Şekil 2.34.). Lineerliğin iki ölçütü ADC üreticisi tarafından belirtilir , bunlar integral doğrusallık ve diferansiyel doğrusallıktır.



Şekil 2.34. Bir MCA'nın ideal cevabı (Gilmore 2008)

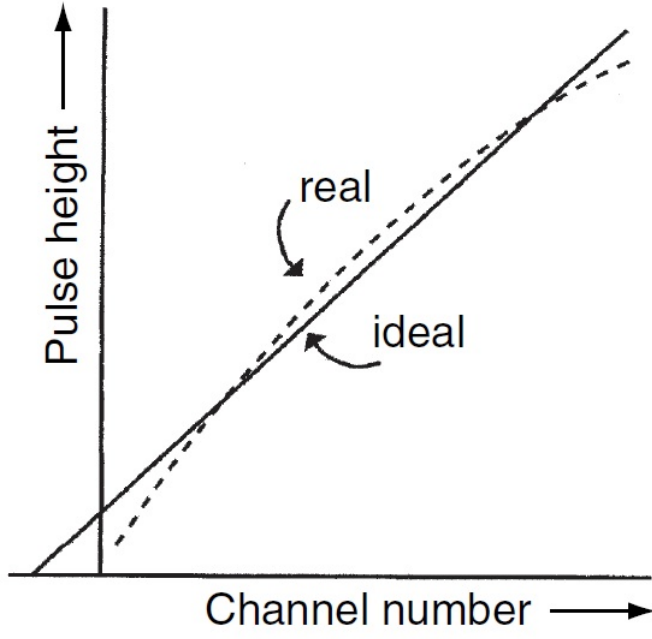
İntegral doğrusallık Şekil 2.35. 'de gösterildiği gibi ideal bir cevaptan gelen sapmanın bir ölçüsüdür. Tipik bir tabir aralığının % 99'u üzerinde $< \pm 0.05$ veya aralığın % 99.5'i üzerinde $< \pm 0.025$ şeklinde verilebilir. Muhtemelen sapmalar aralığın uç noktalarında en büyüktür.

Diferansiyel doğrusallık kanal genişliği sabitliliğinin bir ölçüsüdür. Kayan bir puls jeneratör kullanımıyla her bir kanala eşit sayıda sayımın yerleştirilmesi ile ölçülür. İdeal bir sistemde, bu başarılabilir. Gerçek bir sistemde, Şekil 2.36.'da gösterildiği gibi sayım sayısında küçük bir farklılık olacaktır.

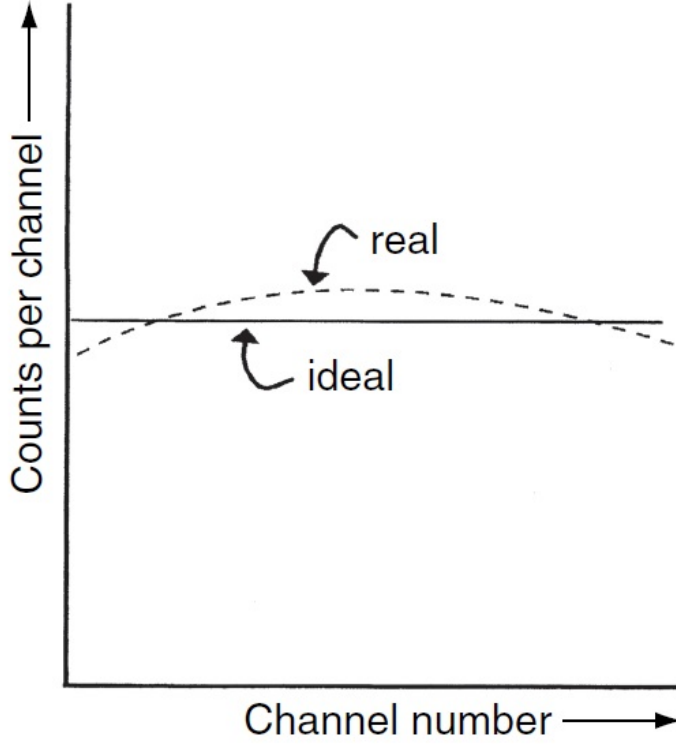
Puls işleme ve ölçüm zincirinin tüm elektronik bileşenleri zaman ve sıcaklık etkilerine bağlı olacaktır. Çevresel örneklerin gama spektrometri ölçümleri birkaç günlük sayım zamanı alabilir, bu süre zarfında da laboratuvar sıcaklığının değişmesi oldukça muhtemeldir. Bu nedenle de stabil bir labratuar sıcaklığına sahip olmak anlamlı olacaktır. Deneyler modern ekipmanlar için sabit sıcaklıkta uzun süreli kaymaların ihmal edilebilir olduğunu göstermektedir (Gilmore 2008).

2.6.3.5. Uygun spektrum boyutu

MCA'lar $1k$ 'dan $16k$ 'ya kadar spektrum boyutunu seçmek için kullanıcıya olanak sağlar. Küçük spektrum boyutu kanal başına daha çok sayıda sayım anlamına gelir, fakat piklerin birlikte birleşme eğilimi dezavantajdır. Uygulamada büyük spektrum boyutu piklerin daha iyi tanımlanmasına olanak sağlarken kanal başına

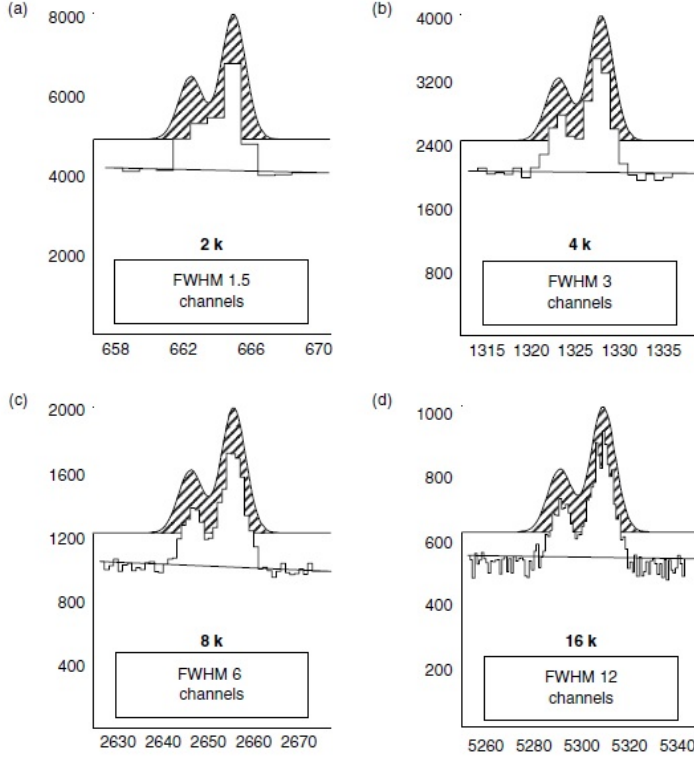


Şekil 2.35. Kanal numarasına karşı puls yüksekliğinin idea cevabından gelen farkın bir ölçüsü olarak integral doğrusallık (Gilmore 2008)



Şekil 2.36. Diferansiyel doğrusallık. Kanal genişliği sabitliliğinin bir ölçüsü (Gilmore 2008)

daha az sayıya neden olur. Uygun bir spektrum boyutunun olup olmadığı Şekil 2.37.'de tartışılmaktadır, burada bir "dublet" farklı boyutlardaki spektrumlarda sayısallaştırılmıştır. Dublet pikleri 1 *FWHM* ile ayrılırlar.



Şekil 2.37. Çeşitli kanal sayılarının kullanımıyla oluşan durumlar (Gilmore 2008)

Şekil 2.37. için : spektrum (a) 2048 kanallık bir spektrumdur, kanal başına 1 *keV* söz konusudur. Açıkçası, dublet şeklini tanımlamak için daha fazla kanal bilgisi gerekmektedir. Kanal başına 0.5 *keV*'de dublet uygun bir şekilde çözülür fakat kanal başına sayım sayısı yarıya düşer. Spektrum boyutunun 8192'ye çıkarılmasıyla dublet şekli korunur, fakat kanal başına sayım sayısı yine yarıya düşer. 16k spektrumda (d) kanal başına 0.125 *keV* söz konusudur, pikler çözülmüştür fakat bu defa her bir kanalda çok daha az sayım vardır ve pik tepelerindeki saçılımlar belirgindir ve arka plan sürekliliği üstündeki saçılımlar daha büyüktür. Böyle bir spektrumda bu saçılımlar içinde küçük piklerin kaybolması tehlikesi ile karşı karşıya kalınması söz konusudur. Ayrıca daha az sayıda sayım sayısı nedeniyle spektrum analiz yazılımının arka planı kesin olarak tahmin edebilmesi zordur, yani pik alanı tahmininde daha büyük belirsizlik söz konusu olacaktır. 4 kanalın 1 *FWHM*'ye eşdeğer olduğu spektrum boyutu ayarlaması sık kullanılan bir klavuzdur. Eğer bir germanyum dedektör çözünürlüğünü 2 *keV* olarak alırsak (1000 ila 1500 *keV* bölgesindeki bir yerde olacak şekilde), uygun enerji ölçeği

2 keV/4, yani 0.5 keV/kanal olacaktır. Eğer 0 – 2000 keV aralığında bir spektrum gerekiyorsa 4000 kanala, yani 4k bir spektruma ihtiyaç vardır. Eğer muhtemelen 1 keV yakınındaki çözünürlükte düşük enerjilerdeki uygun spektrometrlere hakkında endişeler varsa, 0.25 keV/kanal enerji ölçeğine ve 8k boyutunda bir spektruma ihtiyaç olacaktır.

Son olarak ADC'ye ilişkin bazı terimler aşağıdaki gibi açıklanabilir :

- **ADC çözünürlüğü** ADC içinde mevcut olan toplam kanal sayısıdır. Modelden modele değişir, fakat germanyum sistemler için MCA lar 16k (16384), 8k (8192) veya 4k (4096) kanallı ADC'leri içerebilir. ADC çözünürlük kanallarının olması gibi MCA ların mevcut birçok bellek kanalına sahip olması normaldir.
- **ADC dönüşüm kazancı** özel bir uygulama için kullanılan kanal sayısıdır, diğer bir deyişle spektrum boyutudur. Elbetteki bir MCA'nın 16k bir ADC'ye sahip olması muhtemeldir, fakat kullanıcı 8k veya 4k kullanmayı tercih edebilir. 8k'lık bir dönüşüm kazancıyla, pulslar 0'dan 8192 'ye uzanan kanallarda biriktirilir. Yani dönüşüm kazancı 8192 kanal olursa, örneğin 0 – 3 MeV için 3 MeV'lik puls 8192. kanala kaydedilir. ADC çözünürlüğünden düşük bir dönüşüm kazancı kullanıldığında, mevcut olan tüm bellek içinde depolanmış birkaç ayrı spektrumu elde etmek mümkündür (bu özellikle eski sistemler başta olmak üzere bazen olasıdır). Örneğin 16k ADC çözünürlüklü bir sistemde, sadece 4k dönüşüm kazancının kullanımıyla 16k bellek içine 4 spektrum depolanabilir. Fakat bu kullanım şeklinin modern sistemlerde terk edildiği görünmektedir.
- **ADC Ayırma Gücü** : m bit bir ADC, 2^m tane kanalı ifade eder, örneğin 13 bit bir ADC, $2^{13} = 8192$ kanalı içerecektir. Buna göre ADC'nin ayırma gücü de her bir kanala karşılık gelen enerji aralığı anlamında eşitlik (2.52)'deki gibi yazılabilir

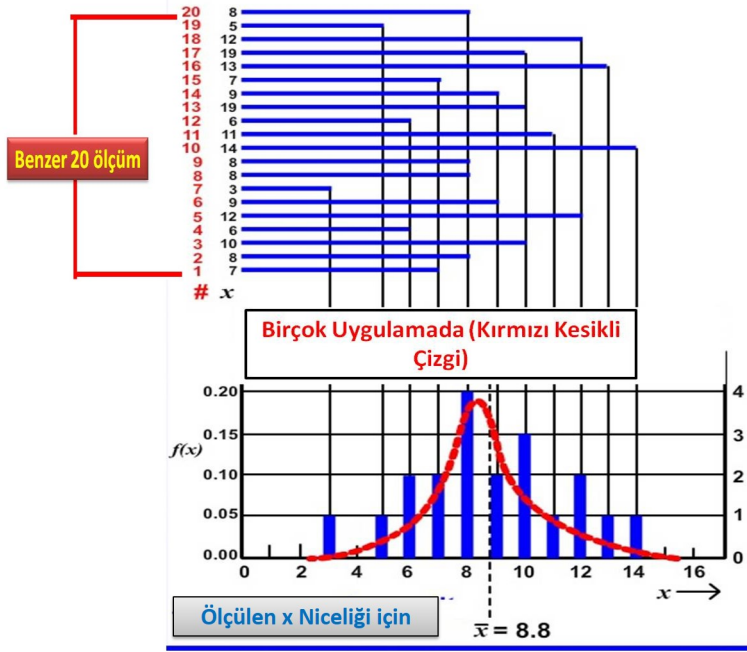
$$\text{Ayırma Gücü} = \frac{\text{İlgilenilen Enerji Aralığı (keV)}}{\text{ADC Kanal Sayısı}} \quad (2.52)$$

2.7. Sayım İstatistiği

Tüm laboratuvar ölçümleri belirsizlik veya hata kaynakları içerirler. Bunlardan bazıları ölçüm araçlarının özelliklerinden kaynaklanır. Diğerleri, örneğin radyoaktif bozunum söz konusu olduğunda sürecin istatistiksel değişimlerinin temelde rastgele olan doğasından kaynaklanır (Krane 1988).

Bir parçacığın ne zaman bozunacağını belirlemenin bir yolu yoktur. Eğer uzun ömürlü bir radyoizotop numunesinden art arda iki sayım alınırsa numunenin aktivitesi değişmemesine rağmen sayımlar neredeyse her zaman farklı olacaktır. Eğer bu sayımlardan çok sayıda alınırsa bu sayımların ortalaması belirlenebilir.

Şekil 2.38.'deki grafikte 20 adet ölçüm gösterilmiştir. Grafiğin üstündeki çubuk grafikte ise belli bir ölçümdeki sayımlar görülür. Alttaki kısımda frekans, veya meydana gelen sayımların sayısı görülür. Örneğin ölçüm-1'de 7 sayım söz konusuken ölçüm-2'de 8 sayım vb söz konusudur. En pratik uygulamalarda ve kesinlikle sayım uygulamalarında önemli x değerlerinin ölçülen niceliklerinin dar bir aralıkta kümelendiği gösterilecektir. Örneğin ışık hızının tekrarlanan ölçümleri tüm değerlerin dağılımı hakkında kabaca bir fikir elde etmek için bir araya kümelmiştir. Kümelenen değerlerin bu aralığın pozisyonu, bu aralığın tipik x değerleri ile tanımlanabilir.



Şekil 2.38. Benzer 20 ölçüm için alınan sayımlar

Bu merkezi kümelmenin lokasyonunu tanımlamak için geniş ölçüde kullanılan yollardan birisi eşitlik (2.53)'de gösterilen ortalamadır. Burada x ölçülen nicelik, $f(x)$ belli x niceliğinin bulunma olasılığı ve \bar{x} ölçülen x 'in ortalamasıdır.

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \quad (2.53)$$

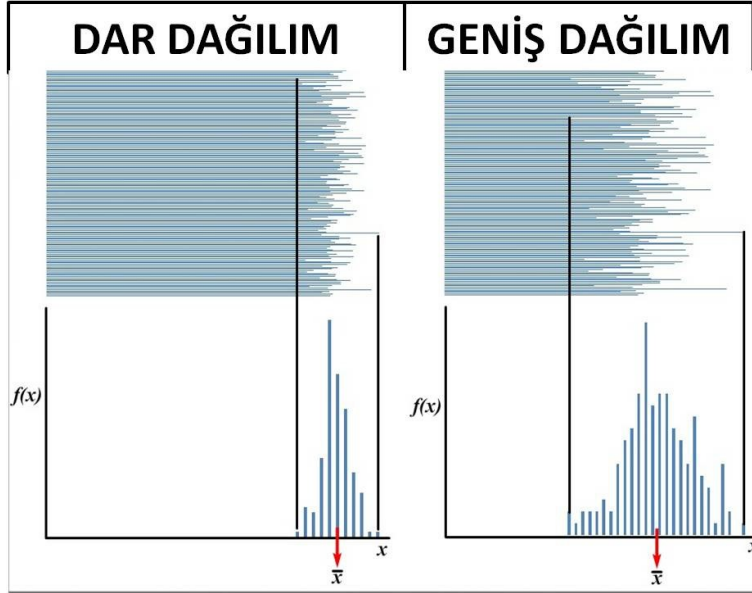
Dağılımın ortalamasını bulmakla beraber bu kümelmiş değerlerin bazı kısımlarını içeren aralığın ne kadar geniş olduğu da önemli bir noktadır.

Geniş ölçüde kullanılan bir dağılım indeksi (2.54) ise tanımlanan standart

sapmadır (s). Burada N ölçümlerin sayısını, x_i her bir ölçümü ve \bar{x} ise ortalamayı gösterir.

$$s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (2.54)$$

Şekil 2.39.'da ölçüm hassasiyetine bağlı olarak standart sapmanın nasıl değişebileceğine dair iki örnek görülmektedir. İlk örnek ortalamamanın etrafında nispeten dar bir dağılıma sahiptir, yani bu değer grubu için standart sapma küçüktür. İkinci örnekte ise sayımlar ilk örnekteki nazaran daha fazla değişiklik göstermektedir ve gerçekten de dağılım bu ortalamamanın etrafında daha fazla değişmektedir ve bu nedenle de standart sapma daha büyüktür.



Şekil 2.39. Ölçüm hassasiyetine bağlı olarak standart sapmanın değişimi-dar ve geniş dağılım

Özet olarak bir deney aynı şartlar altında birçok kez tekrarlandığında, sonuçlar aynı olmayacaktır. Az sayıda ölçüm için, bir sonraki ölçümün beklenen sonuçları hakkında bilgi edinilebilir. Bir dizi ölçüm, hatalar için kontrol edilebilir. Eğer bir deneyin sonuçları belli bir istatistik yasasına uymuyorsa ve ölçümler için verilen bir sonuç bu yasayı takip etmiyorsa, bu sonuçlar dizisi şüphelidir ve tekrar incelenmelidir.

2.7.1. Binom dağılımı

Tüm istatistiksel dağılımların ilki binom dağılımıdır. Deney muhakemesi iki muhtemel çıktıya sahiptir (A ve B). Çıktı A 'daki gözlenen sonuçların olasılığı sabittir ve gözlem sayısından bağımsızdır. Verilen herhangi bir gözlemdeki A tipi bir olayın meydana gelişi sonraki gözlemlerde A veya B olaylarının tekrar meydana gelme olasılığını etkilemez. p bir gözlemdeki A tipinin olasılığı ve $1 - p$ ifadesi ise B 'nin olasılığı olmak üzere toplamda N adet deney sayısı için eşitlik (2.55) ile verilen binom dağılımı (P_n) A tipi olay için olasılığı verir. Burada N toplam deneme sayısı ve n ise başarılı deneme sayısıdır.

$$P_n = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (2.55)$$

Radioaktif bozunma için N numune içindeki toplam radioaktif çekirdek sayısı, n belli bir zaman aralığında bozulan çekirdek sayısı, $P_n(n)$ belli bir zaman aralığında n tane çekirdeğin bozunma olasılığı ve p bir tek çekirdeğin bozunma olasılığı olmak üzere p 'nin sabit olduğu varsayımıyla her çekirdek, diğer çekirdeklerin durumlarından bağımsız olarak bozunur. Çekirdek başına bozunma olasılığı (p) çarpı çekirdeklerin toplam sayısı (N), eşitlik (2.56) ile verilen ortalama bozulan çekirdek sayısını (\bar{n}) verecektir (Krane 1988).

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^N nP(n) = pN \quad (2.56)$$

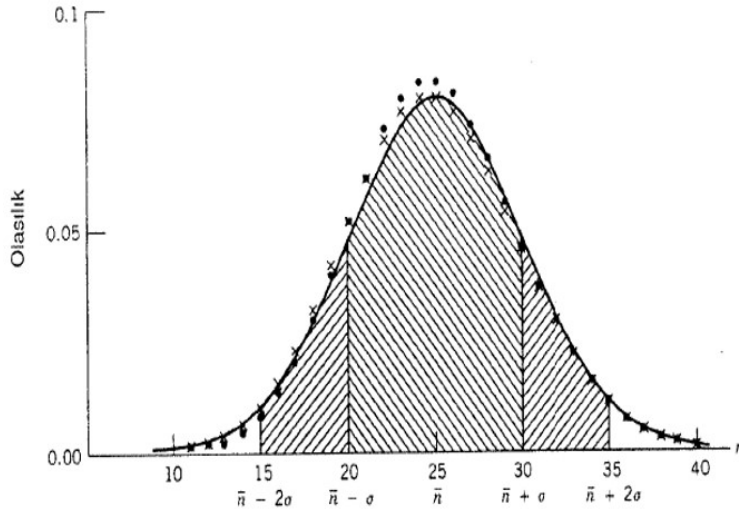
2.7.2. Poisson dağılımı

Gözlem sayısı fazla ise, yani n ve N çok büyükse (bozunma süreçlerinde olabileceği gibi), hesaplamalar zorlaştığı için dağılım daha az kullanışlıdır. Bu durumda $p \ll 1$ olduğunda (ki radioaktif bozunmalar için genellikle gerçek bu olacaktır), yani tek bir gözlem için başarı olasılığı çok küçük olduğu durumlarda binom dağılımı daha kullanışlı bir yaklaşım olan Poisson dağılımına indirgenir. Poisson dağılımı eşitlik (2.57)'deki gibidir (Krane 1988). $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$ ise standart sapma, yani istatistiksel dağılım genişliğinin kaba bir ölçüsüdür.

$$P_n = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \quad (2.57)$$

2.7.3. Gausyen (normal) dağılım

Deneylerdeki bir çok rastgele değişken sürekli iken, gausyen dağılımı reel değişkenler ve kesikli rastgele değişkenleri içeren hem binom hem de poisson



Şekil 2.40. $\bar{n} = 25$ için binom (●), poisson (×) ve gauss (—) dağılımlarının karşılaştırılması (Krane 1988)

dağılımları içindir. Birçok deneme varsa ve değerler arasındaki değişiklik küçükse kesikli rastgele değişkenler için bile sürekli dağılımlar varsayılır. Yaklaşık 20 ve üstü ortalamalar için poisson dağılımı simetrik hale gelir ve eşitlik (2.58) ile verilen normal dağılım kullanılabilir.

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-(n-\bar{n})^2/2\bar{n}} \quad (2.58)$$

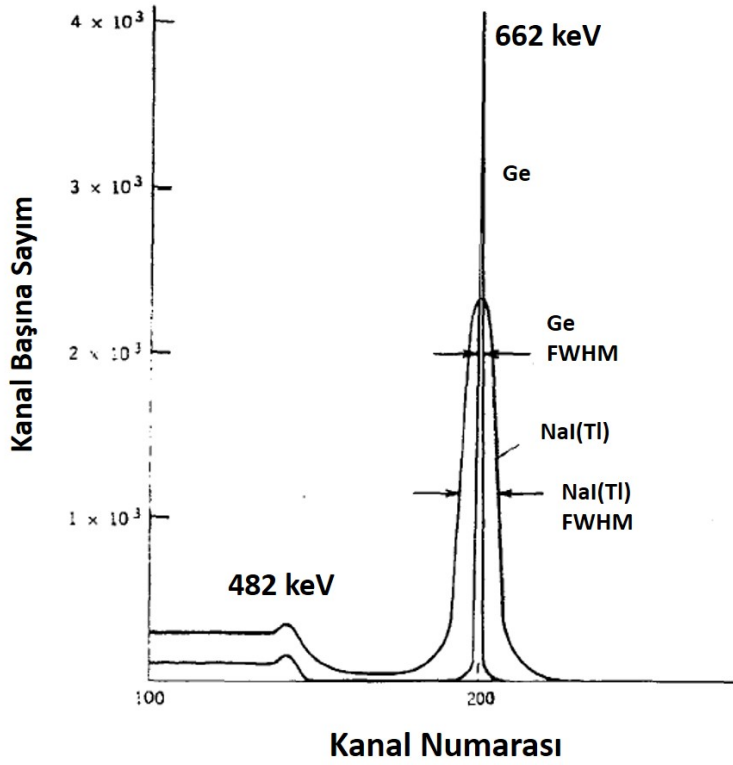
Böylece radyasyon ölçümleri için çok sayıda denemenin dağılımının gausyen olması beklenir. Bu aslında radyoaktif bozunmanın tamamen rastgele bir süreç olduğu varsayımından gelmektedir. Eğer ölçümler bir çok kez tekrarlanırsa giderek Gauss dağılımına yaklaşan bir histogram elde edilecektir ve hata kesri her seferinde azaltılabilir. Ortalama değer olan \bar{n} değeri ölçümler için mevcut değildir; sadece sonsuz sayıdaki denemeler ile elde edilir. Bu nedenle n değeri \bar{n} için en iyi değer olarak alınır. n 'nin hata sınırı $\pm\sigma$, yani $\pm\sqrt{\bar{n}}$ 'dir (Krane 1988).

Şekil 2.40.'da $\bar{n} = 25$ için Binom (●), Poisson (×) ve Gauss (—) dağılımlarının karşılaştırılmaları yapılmıştır. n artarken Gauss dağılımı kullanılarak yapılan yaklaşımla daha iyi sonuç elde edilmektedir. $\bar{n} - \sigma$ ve $\bar{n} + \sigma$ arasında Gauss dağılımı altındaki alan eğri altındaki toplam alanın % 68'dir, yani herhangi bir tek ölçüm, gerçek ortalama olan \bar{n} 'nin $\pm\sigma$ aralığında % 68'lik bir olma olasılığına sahiptir. $\bar{n} \pm 2\sigma$ sınırları arasındaki alan ise toplam alanın % 95'idir (Krane 1988).

Bu tip istatistiksel dağılıma sahip herhangi bir nicelik için, yani herhangi tek bir olay için olasılığın küçük ve diğer olaylardan bağımsız olduğu, gözlenen olayların sayısının büyük olduğu bir durum için, gözlemlerin sayısındaki beklenen belirsizlik,

gözlemlerin sayısının karekökü olarak tahmin edilebilir. Bu sadece radyoaktif bozunum dedektörlerindeki gözlenen saymalara değil, aynı zamanda dedektörün kendisindeki iyonlaşma olaylarının üretimine de uygulanır. Dedektörün enerji çözme gücü iyonlaşma olaylarının sayısının karekökü ile belirlenir. Karekök ilişkisi sadece olayların ham sayısına uygulanır, sayım sayıları arasındaki farklar veya sayım hızları gibi niceliklerin hesaplanması için uygulanmaz. Yani, dedektör, t zamanda N sayma kaydederse sayım hızı N/t 'dir ve belirsizliği \sqrt{N}/t 'dir (Krane 1988).

2.8. Çözme Gücü



Şekil 2.41. ^{137}Cs 'in 662 keV değerindeki fotoelektrik enerjisi için NaI(Tl) ve Ge(Li) ile alınan spektrumların karşılaştırılması. NaI(Tl) için çözünürlük (FWHM) yaklaşık 40 keV iken Ge için yaklaşık 1 keV 'dir. Ge ile alınan şidet (pik alanı) NaI(Tl) ile alınanın yaklaşık % 11'i kadardır (Krane 1988)

Şekil 2.41.'den görüleceği gibi NaI(Tl) dedektörler Ge dedektörlerden daha yüksek verime (yani fotoelektrik alanına) sahipken çözünürlükleri daha düşüktür. Ge ile alınan verimin daha düşük olma sebebi ise Ge'nin NaI'dan daha düşük atom numarasına sahip olmasıdır ki bu da daha düşük etkileşme olasılıkları anlamına gelir, çünkü fotoelektrik soğurma katsayısı kabaca Z^4 ile değişir (Krane 1988).

Her iki dedektörden elde edilen tam enerji pikleri Gauss dağılım şekliyle fit edilebilir ve σ parametresi eşitlik (2.59) ile verilen Gauss dağılımının genel bir formuyla karakterize edilebilir.

$$f(E) = A \exp -(E - \bar{E})^2/2\sigma^2 \quad (2.59)$$

Burada A bir normalizasyon katsayısıdır. Ortalama enerji \bar{E} ve σ arasındaki bir ilişki kullanılamaz, çünkü ortalama olay sayısı olan \bar{n} bilinmemektedir ($\sigma = \sqrt{\bar{n}}$ sadece sayma olayları için geçerlidir).

Genellikle genişlik ifadesi yarı yükseklikteki tam genişlikteki (full width at half maximum-FWHM) genişlik olarak tanımlanır, yani $f(E_1) = f(E_2) = A/2$ olacak şekilde genişlik, E_1 ve E_2 noktaları arasındaki ΔE mesafesidir. Küçük bir hesapla bu mesafe eşitlik (2.60)'daki gibi olacaktır

$$\Delta E = 2\sigma\sqrt{2 \ln 2} \cong 2.35\sigma \quad (2.60)$$

FWHM sıklıkla $\Delta E/\bar{E}$ oranı olarak tanımlanır.

σ 'nın tahmin edilebilmesi için \bar{n} 'nin, yani dedektör sinyalinin üretimiyle ilgili olan istatistiksel olay sayısının tahmin edilmesi gerekir. Şekil 2.41.'deki durum incelenecek olursa gelen γ enerjisi 662 keV 'dir. NaI(Tl) dedektördeki sintilasyon verimi (yani gelen radyasyonun ışığa dönüşen kesri) yaklaşık % 13'dür, böylece 662 keV 'lik gelen radyasyon için 86 keV 'lik fotonlar söz konusudur. NaI'da foton başına enerji yaklaşık 4 keV 'dir, bu durumda ortalama ışık fotonları sayısı 21000 'dir. Buradan çözme gücüne gelen katkı bu durumda $2.35\sqrt{21000}/21000 \approx \%1.6$ olacaktır. Fotokatotta sayı daha da azalacaktır. Fotoçoğaltıcı tüpün cam ucu boyunca ışık geçişi yaklaşık % 85 civarındadır, ayrıca tipik bir fotokatodun kuantum verimi, yani gelen foton başına yayımlanan fotoelektron sayısı, yaklaşık olarak % 23 civarındadır. Bu durumda 21000 fotonun söz konusu olduğu bu örnek için fotoelektron sayısı yaklaşık olarak 4200 ve bu değer çözme gücüne katkısı ise yaklaşık olarak $2.35\sqrt{4200}/4200 \approx \%3.6$ olacaktır. Bu hesaplamalarda ihmal edilen bir çok etkide göz önüne alındığında NaI'nin çözme gücü yaklaşık olarak %6 civarındadır ve bu da 662 keV 'lik pik için yaklaşık 40 keV 'e karşılık gelmektedir.

Bir Ge dedektöründe ise istatistiğe katkı sağlayan sadece tek bir olay vardır ki bu da gelen radyasyon tarafından elektron-deşik çiftlerinin oluşturulmasıdır. Ge'de bir elektron deşik çifti oluşturmak için ortalama 3 eV gerekir. Bu durumda 662 keV 'lik bir gelen foton tamamen soğrulduğunda meydana gelen istatistiksel olayların sayısı yaklaşık $662/3 \times 10^{-3} \cong 220000$ olur. Bunun çözünürlüğe katkısı ise $2.35\sqrt{220000}/220000 \approx \%0.5$ olacaktır ki bu da 662 keV 'in 3.3 keV 'lik kesrine

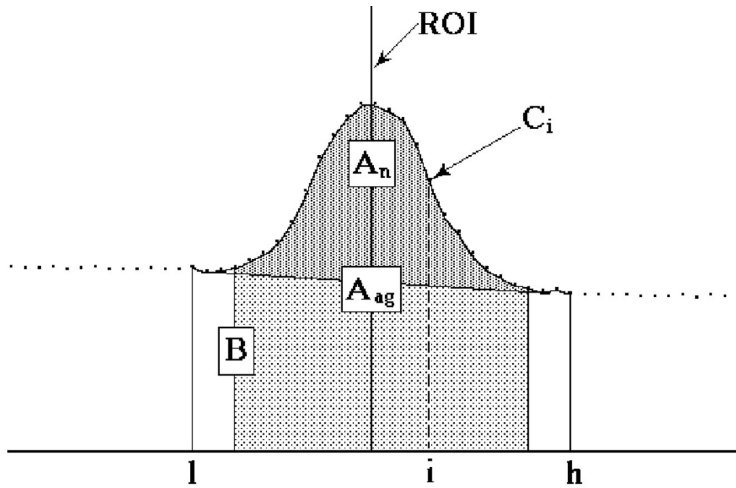
karşılık gelir ve bu değer NaI(Tl)'ninkinden çok daha iyi bir çözme gücünün söz konusu olduğunu gösterir (NaI çözünürlükleri genellikle yüzde ile ifade edilirken Ge çözünürlükleri keV cinsinden ifade edilir).

Ge için çözme gücü hesaplamalarında deneyin istatistiksel doğasından gelen katkıyla değer biraz azalırken, düzenekten gelen elektronik gürültü vb. gibi istatistiksel olmayan işlemler nedeniyle bir miktar artar. Çözme gücü işlemleri için standart kabul edilen ^{60}Co 'in $1332 keV$ 'lik piki için Ge'deki çözme gücü yaklaşık $1.7 keV$ 'dir. ^{137}Cs 'nin $662 keV$ 'lik piki için ise bu değer yaklaşık olarak $1.2 keV$ 'dir (Krane 1988).

2.9. Pik Alanı Hesabı

Fotopik (tam enerji piki) alanını belirlemek için kullanılan detaylı yöntemlerden birisi hesaplanan arka planın çıkarılmasından sonra kalan veri için Gauss fonksiyonunu pike fit etmektir. Arka plan çıkarılmalıdır, çünkü pik Compton süreklilik bölgesi üzerinde olabilir. Bu genellikle Şekil 2.42.'de görülebileceği gibi pikin alt ve üstündeki arka plan kanal grupları arasına lineer bir çizginin çekilmesiyle yapılır.

Pikin düşük kanal tarafındaki taban sayım, pik lokasyonu için ilgilenilen bölgenin (*Regions of Interest-ROI*) ilk üç kanalının ortalamasıdır. Bu arka plan noktası için kanal numarası bu üç noktanın orta kanalıdır. Pikin yüksek kanal tarafındaki arka plan ise ROI'nin son üç kanalının ortalamasıdır ve bu arka plan noktası için kanal numarası bu üç noktanın ortasıdır. Bu durumda arka plan için alan eşitlik (2.61) ile verilir



Şekil 2.42. Arka plan (Background) hesaplama detayları (Ortec 2008)

$$B = \left(\sum_{i=l}^{l+2} C_i + \sum_{i=h-2}^h C_i \right) \frac{h-l+1}{6} \quad (2.61)$$

B : arka plan alanı

l : küçük ROI limiti

h : büyük ROI limiti

C_i : i - inci kanal içeriği

6 : her iki tarafta üçer adet kullanılan veri kanal sayısıdır.

Diğer yandan ROI tarafından işaretlenmiş tüm kanalların toplamı, brüt alan (A_g), yani arka plan çıkarılmamış alandır ve eşitlik (2.62) ile verilir.

$$A_g = \sum_{i=l}^h C_i \quad (2.62)$$

Düzeltilmiş brüt alan (A_{ag}) arka plan noktaları kullanılmadan ROI tarafından işaretlenmiş kanalların toplamıdır ve eşitlik (2.63) ile verilir.

$$A_{ag} = \sum_{i=l+3}^{h-3} C_i \quad (2.63)$$

Böylece net alan (A_n) eşitlik (2.64)'de gösterildiği gibi düzeltilmiş alandan düzeltilmiş hesaplanan arka plan alanının çıkarılmasıyla elde edilir.

$$A_n = A_{ag} - \frac{B(h-l-5)}{(h-l+1)} \quad (2.64)$$

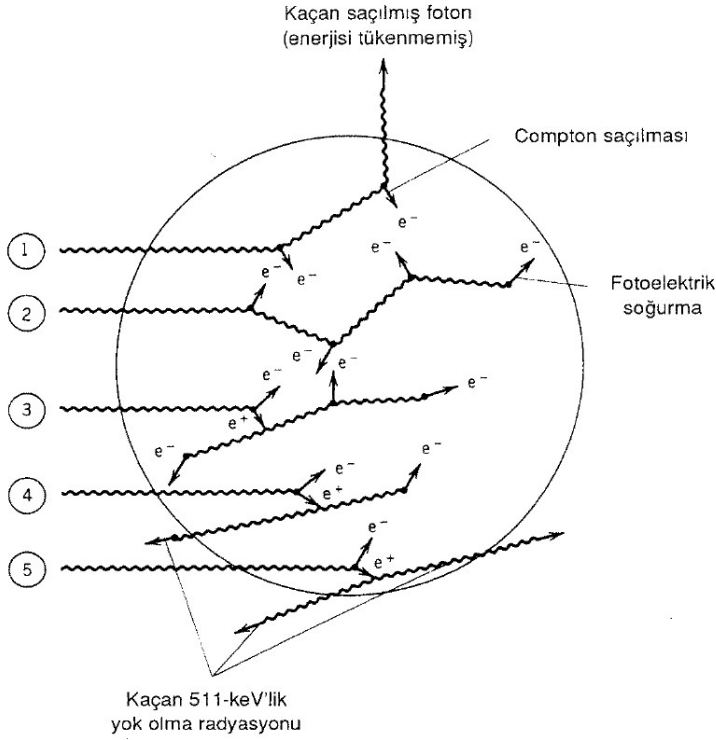
Net alandaki belirsizlik (hata) düzeltilmiş brüt alan ve düzeltilmiş arka plandaki ağırlıklı hataların karelerinin karekök toplamıdır. Arka plan hatası, düzeltilmiş pik genişliğinin düzeltilmiş arka planı hesaplamak için kullanılan kanal sayısına oranı ile ağırlıklandırılır. Bu nedenle net pik alanı hatası (σ_{A_n}) eşitlik (2.65)'deki gibi olacaktır (Ortec 2008).

$$\sigma_{A_n} = \sqrt{A_{ag} + B \left(\frac{h-l-5}{6} \right) \left(\frac{h-l-5}{h-l+1} \right)} \quad (2.65)$$

2.10. Enerji Ölçümleri

2.10.1. Olası pik oluşumları

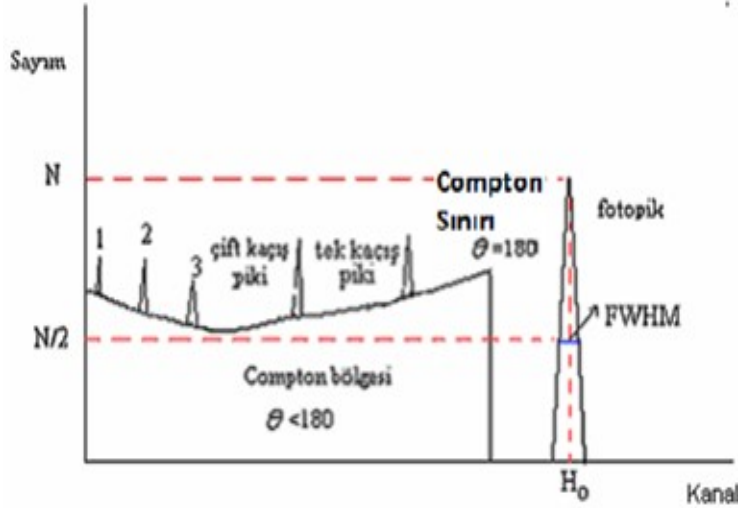
Şekil 2.43.'de γ ışını fotonu katı bir dedektör materyaline girdiğinde oluşabilecek işlemlerin bazılarını göstermektedir (Krane 1988). Alternatif durumlar aşağıda tartışılmaktadır.



Şekil 2.43. γ fotonu katı bir dedektör materyaline girdiğinde meydana gelebilecek durumlar (Krane 1988)

- (1) **Foton, tüm enerjisini kaybetmeyecek şekilde birkaç kez Compton saçılması yapar ve dedektörü terk eder.**

Bu durumda dedektör kristaline aktarılan enerji gelen fotonun enerjisinden daha küçüktür. Bu durumda spektrumda Compton bölgesi denilen bölge oluşur. Bu bölge gelen gama ışınlarının enerjilerinin doğru olarak ölçülemediği bölgedir. Saçılan elektronun enerji aralığı $\theta = 0^\circ$ 'den $\theta = 180^\circ$ saçılma açılarının aralığındadır. Compton bölgesi Şekil 2.44.'de görülmektedir. E_γ gelen fotonun toplam enerjisi, $E_{\gamma'}$ saçılan (dedektörden kaçan) fotonun enerjisi olmak üzere elektronun kinetik enerjisi T_e eşitlik (2.66) ile hesaplanır.



Şekil 2.44. γ fotonu katı bir dedektör materyali ile etkileşimi sonucu gama spektrumunda oluşabilecek pikler (Krane 1988)

$$T_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma^2(1 - \cos \theta)}{m_0c^2 + E_\gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.66)$$

Bu durumda elektron enerjisi $\theta = 0^\circ$ için $T_e = 0$ ve $\theta = 180^\circ$ için $T_e = \frac{2E_\gamma^2}{m_0c^2 + 2E_\gamma}$ aralığında değişecektir. Bu elektronlar dedektörde Compton saçılmasıyla soğurulan elektronlardır (Compton saçılma elektronları) ve enerjileri spektrumunun Compton bölgesini oluşturur. Bu bölge 0'dan Compton sınırı olarak bilinen bir maksimuma kadar uzanır (Krane 1988). Şekil 2.44.'de tek enerjili bir γ ışınının etkileşmelerine göre elde edilen bir spektrum örneği görülmektedir.

- (2) **Pek çok Compton saçılmasından sonra foton enerjisinin tamamını kaybedecek şekilde fotoelektrik soğurma ile soğurulur.**

Eğer ilk foton, sonunda fotoelektrik soğurmaya maruz kalırsa dedektör kristaline aktarılan enerji gelen γ ışını enerjisine eşit olacaktır. Tam bir fotoelektrik soğurmaya karşılık gelen $E = E_\gamma$ 'daki pike **tam enerji piki** veya **fotopik** denir. Yani Şekil 2.44.'deki fotopik oluşur.

- (3) **Çift oluşumunu, pozitron yok olması, Compton saçılması ve fotoelektrik soğurma takip eder ve yine tüm enerji aktarılır.**

Her birinin durgun enerjisi m_0c^2 kadar olan bir pozitron ve bir elektron $E_\gamma - 2m_0c^2$ 'lik bir toplam kinetik enerjiyle yaratılır ve bu enerjinin dedektördeki kaybı fotopiki oluşumuyla sonuçlanır. Çift oluşumu sonrası pozitronun bir atom elektronu ile birbirlerini yok etmeleri sonucu oluşan 511 keV enerjili iki foton da

soğurulursa gelen foton enerjisi toplamda korunacaktır. Böylece E_γ değerinde olan, Şekil 2.44.'deki fotopik oluşur.

- (4) **Yok olma fotonlarından biri dedektörü terk eder ve γ ışınları 511 keV'lik enerji kaybına uğrar.**

Şekil 2.44.'de görülen $E_\gamma - 511 \text{ keV}$ enerjisindeki **tek kaçış piki** oluşur.

- (5) **Yok olma fotonlarının her ikisi de dedektörü terk eder ve γ ışınları 1022 keV'lik enerji kaybına uğrar.**

Şekil 2.44.'de görülen $E_\gamma - 2m_0c^2 = (E_\gamma - 1022) \text{ keV}$ enerjisindeki **çift kaçış piki** oluşur.

Tek ve çift kaçış pikleri sadece γ ışını enerjisi 1022 keV'den fazla ise ortaya çıkarlar.

Pozitron yok olması sonucunda meydana gelen 511 keV'lik gama ışınlarını bazen dedektör, ikinci bir gama ışını kaynağı olarak da ölçebilmektedir. Bunun sonucunda da Şekil 2.44.'de (3) ile gösterilen 511 keV'lik bir pik spektrumda gözlenir. Bu pike **yok olma piki** adı verilir.

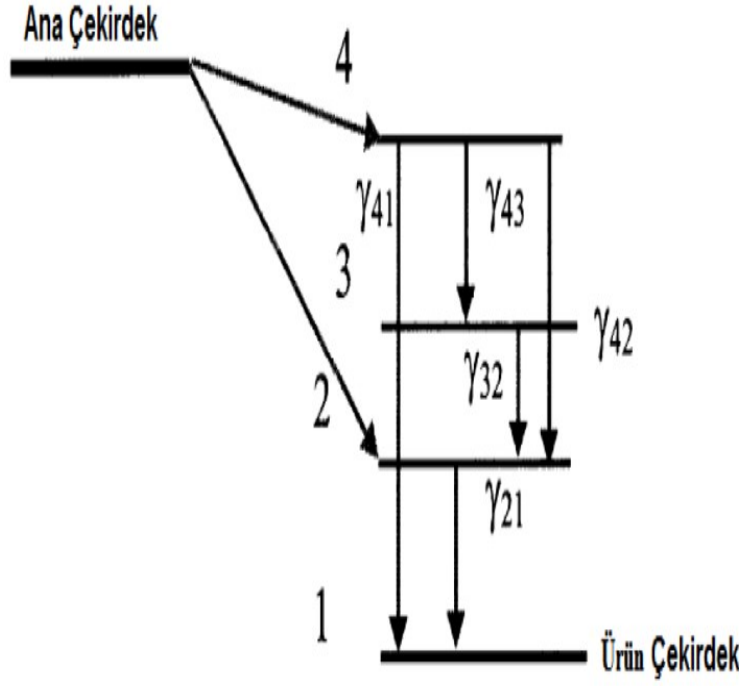
Ayrıca uyarılmış durumdaki bir atomun gama bozunumu yerine bir elektrona enerji aktararak onu serbest hale getirmesi sonucu, üst yörüngedeki bir başka elektron bu boşluğu dolduracaktır ve böylece de Şekil 2.44.'de (1) ile gösterilen karakteristik X ışınları yayınlanacaktır. Diğer yandan kaynaktan çıkan gama fotonunun dedektör dışında bir maddeyle Compton yapması sonucunda maddeden geri saçılan foton Compton saçılma eşitliğindeki $\theta = 180^\circ$ 'lik geri saçılma açısıyla birlikte Şekil 2.44.'de (2) numara ile gösterilen **geri saçılma pikini** oluşturacaktır.

2.10.2. Çakışma durumları

Uyarılmış haldeki radyonüklitlerin taban durumlara inerken gerçekleştirdikleri γ ışını salınımları dedektörün çözme zamanından kısa sürede gerçekleşiyorsa dedektör bunları uygun biçimde ayırt edemeyebilir ve aynı anda tespit ederek spektrumda tek bir toplam enerji piki şeklinde görünmelerine neden olabilir. Bu gibi durumlara **çakışma durumları** denir. Bu durumlar **kaçış pikleri** ve **toplam pikler** olarak ortaya çıkarlar.

2.10.2.1. Kaçış pikleri

Çakışma yapan enerjilerdeki gama piklerindeki azalma ile görünür. Şekil 2.45.'de gösterildiği gibi seviyeler arası geçişler göz önüne alınarak kaçış durumları kontrol edilmelidir. Örneğin ^{60}Co , β^- bozunumu yaparak ^{60}Ni 'ye bozunur ve 1173 ve 1332 keV'lik gama fotonları yayınlanır. Bu iki foton aynı sürede dedektöre



Şekil 2.45. Radyoaktif bir çekirdeğin bozunumu (Sudar 2002)

ulaşabilir ve spektrumdaki $1173 + 1332 = 2505 \text{ keV}$ 'lik sayımlara eklenebilir. İşte 1173 ve 1332 keV 'lik piklerin sayım oranlarındaki azalma kaçış olarak bilinir.

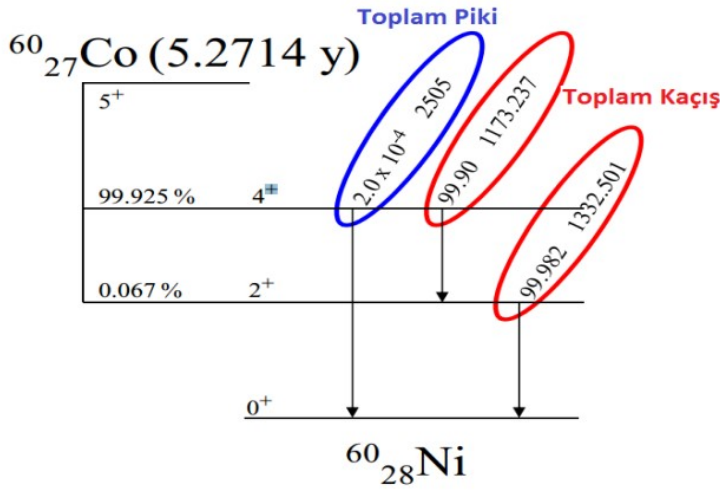
2.10.2.2. Toplam piki

Çakışan birden fazla γ ışınının toplamaları bir başka gamamanın enerjisine eşitse bu gamamanın pik şiddeti artacaktır. Şekil 2.45.'de γ_{43} ve γ_{32} 'nin enerjileri toplamı γ_{42} 'ye eşittir ve bu nedenle γ_{42} 'nin sayımı artacaktır.

Örneğin ^{60}Co Şekil 2.46.'daki gibi β^- bozunumu yaparak ^{60}Ni 'ye bozunur ve 1173 ve 1332 keV 'lik gama fotonları yayınlanır. Bu iki foton aynı sürede dedektöre ulaşabilir ve spektrumdaki $1173 + 1332 = 2505 \text{ keV}$ 'lik sayımlara eklenebilir. Şekil 2.46.'dan görülebileceği üzere, olasılığın çok düşük olmasına rağmen 2505 keV 'lik pik spektrumda zaten vardır. 1173 ve 1332 keV 'lik piklerin bu pike eklenmesiyle 2505 keV 'lik pikin sayımında bir artış görülür. Bu durumda 2505 keV 'lik bu pik toplam piki olarak adlandırılır.

Toplam pik etkisi bunun dışında yeni bir pik de oluşturabilir. Şekil 2.45.'de $E = E(\gamma_{43} + \gamma_{21})$ gibi bir γ geçişi olmamasına rağmen spektrumda bu E enerjisine ait bir pik gözlemlenebilir. Benzer şekilde aynı etkiler γ ile X ışınları arasında da olabilir ve spektrumda beklenmedik bir pik şekillenmesi görünebilir.

2.11. Nükleer Aktivasyon Analiz Süreçleri



Şekil 2.46. ^{60}Co için β^- bozunumunda toplam kaçış ve toplam pik gösterimleri

En genel anlamda nükleer aktivasyon analiz atom çekirdeğindeki nükleer reaksiyonlara dayalı olan element analiz metodudur. Radyasyon (parçacık veya foton) ile aktive edilen hedef çekirdekler uyarılmış durumlara geçirilirler. Bu uyarılmış durumlar parçacık veya gama yayınlamayla ürün çekirdeklere bozunabilirler.

Radyoaktif ürün çekirdekten yayınlanan bu radyasyonlar uygun bir radyasyon dedektörü ile ölçülebilir. Tespit edilen parçacıkların enerjileri ve sayım oranları yoluyla, hedef materyal kompozisyonunun niteliksel ve niceliksel verileri elde edilebilir. Yüksek çözünürlüklü bir radyasyon spektrometresi ile tüm bu tespitler kimyasal ayırma işlemleri yapılmaksızın gerçekleştirilebilir.

Aktivasyon süreci en genel olarak " $T+a \rightarrow P+b$ " şeklinde gerçekleşmektedir. Daha çok kullanılan gösterim ise eşitlik (2.67)'deki gibidir.

$$T(a, b)P \quad (2.67)$$

Burada T aktive edilen hedef çekirdektir, a aktivasyon işlemi için hedef çekirdeğe gönderilen gelen radyasyon, b aktive edilen çekirdekten yayınlanan parçacık ve P ise oluşan ürün çekirdektir. Bu nükleer reaksiyonun tipi hedef çekirdeğe ve gelen radyasyonun doğası ve enerjisine bağlıdır. a ve b nükleon veya foton olabilir. Birçok durumda P bir radyonüklitdir ve β^- , β^+ yayınlamayla veya elektron yakalamayla bozunur. Sıklıkla ürün çekirdek her bir çekirdek için karakteristik olan γ ve X ışınları yayımlar. İşte yayınlanan bu ışınların karakteristik olmaları sayesinde ölçümler ve çekirdek tespitleri vb (yani analiz süreci) gerçekleştirilebilmektedir.

2.11.1. Nötron aktivasyon analiz

Aktivasyon analiz işlemlerine ilk örnek olarak aktivasyon işlemi için nükleer reaktörlerden elde edilen termal nötronların kullanımının söz konusu olduğu **nötron aktivasyon analiz (Neutron Activation Analysis-NAA)** verilebilir.

Aktivasyon parçacığı olarak bu termal nötronların kullanımıyla " $^{23}Na(n, \gamma)^{24}Na$ " örneğiyle gösterildiği gibi bir nötron yakalama reaksiyonunun gerçekleşmesi en olası durumdur.

Nötron aktivasyon işleminde reaktörlerden elde edilen termal nötronların yanı sıra, nötron akıları reaktörden elde edilenlere kıyasla çok daha az olan ve bu sebeple de aktivasyon işlemi sınırlandıran $^{241}Am/Be$ veya ^{252}Cf gibi radyonüklit kaynaklardan elde edilen nötronlar da sıklıkla kullanılmaktadır.

Ayrıca döteronların tritonlarla nükleer reaksiyonundan da yaklaşık $14 MeV$ enerjideki tek enerjili nötronlar elde edilebilmektedir. Üretilen $14 MeV$ 'lik nötronlar farklı reaksiyonları indükleyebilir. En olası reaksiyon tipleri $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) tipi reaksiyonlardır. Bu reaksiyonların aktivasyon tesir kesitleri termal nötronlarla indüklenen (n, γ) reaksiyonunununkinden daha küçüktür. Dahası akı yoğunlukları da daha düşüktür. $14 MeV$ nötron aktivasyonu için tipik bir uygulama " $^{16}O(n, p)^{16}N$ " reaksiyonu yoluyla oksijen belirlemesidir (Segebade vd 1988).

2.11.2. Yüklü parçacıklarla aktivasyon

Siklotron veya van de Graff hızlandırıcıları gibi iyon hızlandırıcılarla üretilen yüklü parçacıklar da aktivasyon için kullanılabilir. Nötronlar gibi yüksüz parçacıklar veya fotonlarla karşılaştırıldığında en büyük fark yüklü parçacıkların madde içinde daha az bir miktarda bulunmalarındadır. Bu nedenle aktivasyon için yüklü parçacıkların kullanımında, ışınlanan numune içinde fazlasıyla inhomojen bir uzaysal aktivite dağılımı söz konusudur. Eğer bir yüzey analizi gerekiyorsa bu durum bir avantaj olabilir. Uygun bir parçacık enerjisinin seçimiyle aktive edilen tabakanın kalınlığı önceden belirlenebilir. Böylece, numune hacminden ziyade kalınlığı iyi bilinen bir yüzey tabakası gelen radyasyona maruz bırakılabilir. Alfa yayan ^{242}Cm gibi radyonüklitler de bir çok özel durumda aktivasyon için kullanılabilirler (Segebade vd 1988).

Aktivasyon analiz için kullanılan en yaygın parçacıklar protonlar, döteronlar, 3He , alfa parçacıkları ve ağır iyonlardır.

2.11.3. Foton aktivasyon

Foton aktivasyonu temelde bir lineer hızlandırıcıda (Linear Accelerator-LINAC) elde edilen yüksek enerjili fotonlarla numunenin ışınlanması ve çekirdeklerin aktif hale geçirilmesi esasına dayanmaktadır. Bu tez çalışmasında kullanılan yöntem olması nedeniyle Foton aktivasyon süreci sonraki ana başlıkta

detaylı olarak tartışılmaktadır.

2.12. Fotoaktivasyon Analiz (PAA)

Fotoaktivasyon analiz (Photon Activation Analysis-PAA) yöntemi dünyada 1970'lerden beri yoğun olarak kullanılan bir nükleer deney yöntemidir. Türkiye'de ise ilk defa Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi (NUBA) tarafından 2013'te, ülkemizin yerel imkânları kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Boztosun vd 2014).

Eşitlik (2.67)'ye göre bir fotonükleer reaksiyon eşitlik (2.68) ile tanımlanacaktır :

$$T(\gamma, b)P \quad (2.68)$$

Burada b birçok parçacığı temsil edebilir. Bu öncelikle gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Genellikle b , n veya γ şeklinde karşımıza çıkar, fakat $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, (γ, p) , (γ, np) ve diğer reaksiyonlarda indüklenebilir. Fotonlarla aktivasyon işleminin ilk uygulamaları döteryum, berilyum, karbon, nitrojen, oksijen ve flor gibi hafif elementlerin belirlenmesinde kullanılmıştır. Bu elementlerin nükleer özellikleri termal nötron aktivasyon analizleri için elverişli değilken fotonükleer reaksiyonlar için uygundur. İlk fotoaktivasyon deneylerinde izotop kaynaklar kullanılmıştır. Sonuç olarak bu nedenle analitik uygulamalar iki element grubuna göre ayrılmıştır:

- a) Yarı ömürleri ve mevcut aktiviteleri nedeniyle uygulamada kullanışlı olan ^{24}Na , ^{60}Co , ve ^{124}Sb gibi radyonüklit kaynaklarından yayımlanan gama enerjilerinden daha az nötron bağlanma enerjilerine sahip olanlar.

Bu koşullar altında analiz edilebilecek iki kararlı çekirdek 2H ve 9Be 'dir.

- b) Bahsedilen radyonüklitlerden elde edilen gama ışınları ile indüklenen (γ, γ') reaksiyonlarıyla uyarılabilen yeterince uzun yarı ömürlere sahip izomerik durumları olan ^{77}Se , ^{107}Ag ve ^{115}In gibi nüklitler.

Daha sonra yüksek enerjili hızlandırıcılarla birlikte, PAA ile karbon, nitrojen, oksijen ve bir nebze flor tespiti mümkün olmuştur. Bu elementlerin reaksiyon ürünleri β^+ yayımıyla bozunurlar, dolayısıyla aktivite ölçümü için sadece belirsiz olan yok olma radyasyonu mevcuttur. Sonuç olarak bremsstrahlung fotonlarına maruz bırakma işleminden sonra neredeyse tüm durumlarda radyokimyasal bir ayırma gereklidir. Bahsi geçen dört element PAA için en düşük hassasiyette olanlar arasındadır; bu elementlerin fotonükleer reaksiyonları nispeten elverişsiz nükleer verilere sahiptir. Bununla birlikte bu elementlerin tespit limitleri söz konusu

olduğunda PAA için oldukça düşük tesir kesitleri mevcut olsada, bazı durumlarda nanogram mertebesindeki miktarlar belirlenebilmektedir (Segebade vd 1988).

Daha ağır elementler söz konusu olduğunda ise neon'dan daha ağır olan çok sayıda element NAA yönteminden daha avantajlı bir şekilde PAA yöntemiyle analiz edilebilmektedir.

Hafif elementlerin fotoaktivasyon ürünleri sadece yok olma radyasyonuna neden olurlarken, daha ağır elementlerin fotonükleer reaksiyon ürünleri NAA'de olduğu gibi genellikle karakteristik gama ve X ışınları yayınlar. Bu elementler belirlendiğinde genellikle kimyasal ayırma işlemleri olmaksızın bir analitik süreç yürütülür.

Element kompozisyonu bilinen bir referans materyalin eş zamanlı olarak numuneyle ışınlanması ile birlikte PAA niceliksel bir hal alır. Bu PAA'de özellikle gereklidir, çünkü hızlandırıcının makine parametrelerinin bazıları ve ayrıca reaksiyonların nükleer verilerinin bazıları ya bilinmiyor ya da kesin bir şekilde belirlenemiyordur. Dahası, foton kaynağının bazı makine parametreleri, ışınlama periyodu boyunca sabit olarak dikkate alınmaz. Aynı şartlar altında eş zamanlı olarak numuneyle birlikte ışınlanan bir referans materyalin kullanılmasyla bu parametreler açıklanabilir. Sıklıkla numune kompozisyonuna benzer kompozisyonlara sahip sertifikalandırılmış referans materyaller kullanılmaktadır (Segebade vd 1988).

2.12.1. İndüklenen aktivitenin hesaplanması

Herhangi bir tür nükleer aktivasyonu kullanan niceliksel analizler neredeyse her durumda numune ve referans materyalde indüklenen radyoaktivitenin karşılaştırılması esasına dayanır. Bu nedenle analiz edilecek olan elementteki indüklenen gerçek aktivitenin analitik değerlendirme için açık bir biçimde belirlenmesine gerek yoktur (Segebade vd 1988). Bu nedenle burada nispi aktivite ürünlerinden bahsedilecektir.

Herhangi bir aktive edici radyasyona maruz kalma boyunca hem kararlı hem de radyoaktif çekirdekler oluşabilir. Burada sadece radyoaktif ürünler hesaba katılacaktır, çünkü kararlı çekirdekler genellikle analitik uygunlukta değildirler. Zamanın bir fonksiyonu olarak ürün çekirdeklerin sayısındaki değişim eşitlik (2.69)'daki gibi ifade edilebilir.

$$\frac{dN}{dt} = N^+ - \lambda \cdot N(t) \quad (2.69)$$

Burada $N(t)$, t zamanındaki radyoaktif çekirdek sayısı, N^+ ürün çekirdeklerin üretim hızı ve λ reaksiyon ürününün bozunma sabitidir.

Bu diferansiyel eşitlik $N(t = 0) = 0$ başlangıç koşulunun da kullanımıyla çözüldüğünde eşitlik (2.70) elde edilir.

$$N(t) = \frac{\dot{N}^+}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.70)$$

Işınlama periyodu (T_i) sonunda toplam ürün çekirdek sayısı eşitlik (2.71)'deki gibi olur.

$$N(T_i) = \frac{\dot{N}^+}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \quad (2.71)$$

Işınma sonunda üretim hızı (N^+) sıfır olacağından eşitlik (2.69) eşitlik (2.72) halini alacaktır.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t) \quad (2.72)$$

Eşitlik (2.72)'nin çözümünde başlangıç koşulu $N(T_i)$ olacağından eşitlik (2.73) elde edilir.

$$N = N(T_i)e^{-\lambda(t-T_i)} \quad (2.73)$$

Işınlamanın bitiminden itibaren ölçülen bozunma periyodundan (T_D) sonra ürün çekirdeklerin sayısı eşitlik (2.74)'deki gibi olacaktır.

$$N(T_D) = N(T_i)e^{-\lambda T_D} \quad (2.74)$$

Eşitlik (2.74)'den ürün aktivitesi eşitlik (2.75)'deki gibi olacaktır.

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda \cdot N(T_D) \quad (2.75)$$

Bu durumda aktivasyon boyunca (eşitlik 2.71) ürün oluşumunu da içeren ifade eşitlik (2.76)'daki gibi olacaktır.

$$A(T_i, T_D) = N^+ \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \cdot e^{-\lambda T_D} \quad (2.76)$$

Üretim Hızının (N^+) Hesaplanması

Bir hedef numunede birim zaman başına ürün çekirdeklerin sayısı eşitlik (2.77)'deki gibi ifade edilebilir.

$$d\dot{N}^+ = n_T \cdot V_T \cdot \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE \quad (2.77)$$

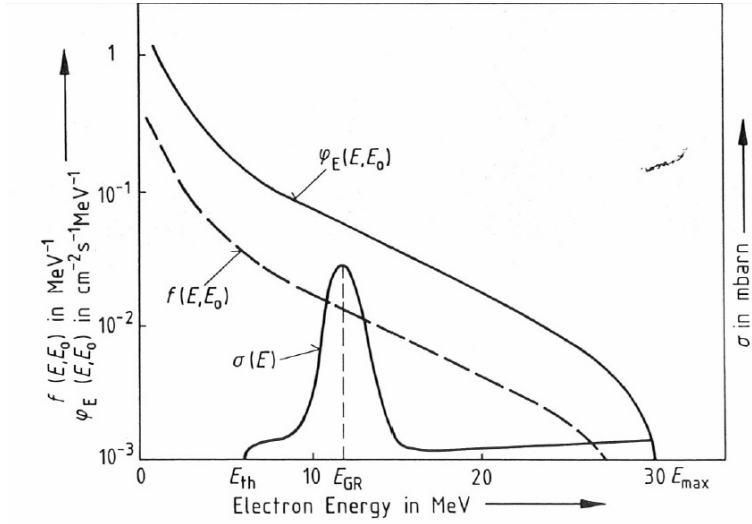
Burada:

n_T : hedef hacmindeki incelenen hedef çekirdeklerin sayısı

V_T : homojen olarak ışınlanmış olan hedef hacmi

$\sigma(E)$: gelen parçacık enerjisinin bir fonksiyonu olarak aktivasyon reaksiyonunun tesir kesiti (Bkz. Şekil 2.47.)

$\varphi_E(E)dE$: E ile $E + dE$ arasındaki enerjilerle gelen parçacıkların akı yoğunluğu (Bkz. Şekil 2.47.)



Şekil 2.47. Bremsstrahlung spektrumu ve fotonükleer tesir kesiti. $\varphi_E(E, E_0)$: diferansiyel bremsstrahlung akı yoğunluğu; $f(E, E_0)$: normalize edilmiş bremsstrahlung spektrumu; $\sigma(E)$: fotonükleer reaksiyon tesir kesiti; E_0 : elektron enerjisi; E_{th} : eşik enerjisi; E_{max} : maksimum bremsstrahlung enerjisi ($= E_0$) (Segebade vd 1988)

Daha uygun fiziksel niceliklerin kullanımıyla $V_T \cdot n_T$ çarpımı eşitlik (2.78)'deki gibi yazılabilir :

$$V_T \cdot n_T = \frac{\rho \cdot L \cdot h \cdot V}{A_r} = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \quad (2.78)$$

ρ : numunede incelenen elementin yoğunluğu

m : elementin kütlesi

L : Avogadro sayısı ($= 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

h : hedef izotopun bolluğu

A_r : hedef izotopun nispi atomik kütlesi

Eşitlik (2.77)'nin integre edilmesiyle hedefteki aktif çekirdeklerin üretim hızı için eşitlik (2.79) elde edilir :

$$\dot{N}^+ = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE \quad (2.79)$$

Eşitlik (2.79)'un eşitlik (2.76)'ya dahil edilmesiyle eşitlik (2.80) ile verilen genel aktivasyon elde edilir :

$$A(T_i, T_D) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_D} \quad (2.80)$$

Eşitlik (2.80)'deki integral nükleer reaksiyonun etkin tesir kesiti ve aktive edici radyasyonun normalize spektrumunun sonucu olarak değerlendirilebilir:

$$\varphi_E = f(E) \cdot \varphi \quad (2.81)$$

φ_E : enerji deferansiyel akı yoğunluğu

φ : integral akı yoğunluğu

$f(E)$: gelen radyasyonun normalize spektrumu

Eşitlik (2.81)'in integrasyonu eşitlik (2.82) ile verilen normalizasyon koşulunu verecektir.

$$\int_{E=0}^{E_{max}} \varphi_E dE = \varphi \cdot \int_{E=0}^{E_{max}} f(E) dE \quad (2.82)$$

Eşitlik (2.82) " $\int_{E=0}^{E_{max}} f(E) dE$ " normalizasyon ifadesinin 1'e eşit olduğunu söyler. Sonuç olarak etkin tesir kesiti eşitlik (2.83)'deki gibi tanımlanabilir (Bkz. Şekil 2.47.):

$$\sigma_{eff} = \int_{E_{th}}^{E_{max}} f(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (2.83)$$

σ_{eff} : ilgilenilen nükleer reaksiyonun etkin integral tesir kesitidir.

Bu tanımların eşitlik (2.80)'de kullanılmasıyla eşitlik (2.84) ve böylece numune aktivitesi için (2.85) elde edilir :

$$\int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE = \sigma_{eff} \cdot \varphi \quad (2.84)$$

$$A(T_i, T_D) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_D} \quad (2.85)$$

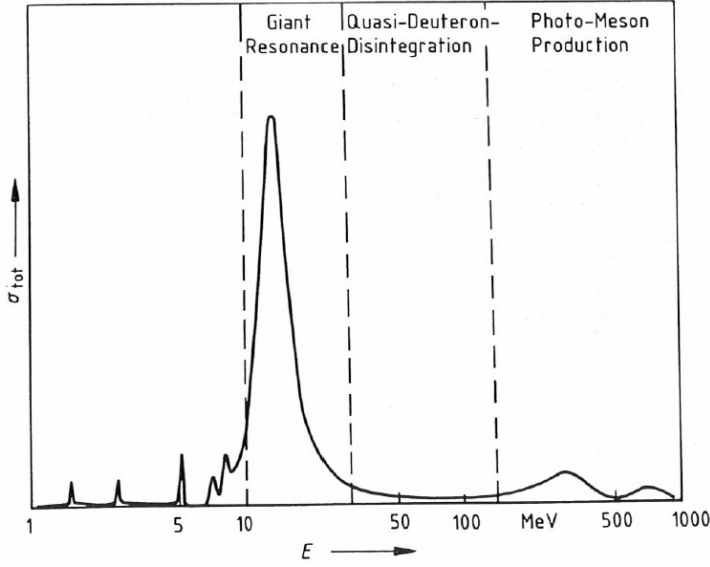
Eşitlik (2.85) deneysel olarak elde edilen sonuçlara dayanan aktivite ürünlerinin hesaplanmasında kullanılabilir.

2.12.2. Fotonükleer reaksiyonlar

2.12.2.1. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması

Elektromanyetik radyasyon tarafından indüklenen nükleer reaksiyonlar yeterli düşük foton enerjileri için iki aşamalı bir süreçle tanımlanabilir. Foton soğurulması çekirdeğin uyarılmış bir durumuna neden olur. Bileşik çekirdek olarak adlandırılan bu çekirdeğin uyarılma enerjisi foton, nötron veya yüklü parçacık yayınlanmasıyla serbest kalabilir. Çekirdekler tarafından foton soğurulması için toplam tesir kesiti bazı oldukça belirgin şekiller göstermektedir (Bkz. Şekil 2.48.)

2.12.2.2. Nükleer seviyelerin uyarılması



Şekil 2.48. Çekirdekler tarafından foton soğurulması için toplam tesir kesitinin şematik temsili (Segebade vd 1988)

Yaklaşık 10 MeV altındaki enerjilerde izole olmuş nükleer enerji durumları uyarılmıştır. Eğer gelen foton tek bir nükleer seviyeyi uyararak için doğru enerjiye sahipse, toplam soğurma tesir kesiti hızla dar bir rezonans pikine yükselir.

Elektromanyetik radyasyon ve çekirdekler arasındaki etkileşim teorisine göre bir nükleer seviyenin soğurma tesir kesiti için eşitlik (2.86) elde edilir :

$$\sigma_a = \sigma_m \cdot \frac{\frac{1}{4} \cdot \Gamma_a^2}{(E - E_a)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_a^2} \quad (2.86)$$

σ_m : pik tesir kesiti. Rezonanstaki fotonun dalga boyuna ve çekirdeğin uyarılmış ve taban durum özelliklerine bağlıdır. Pik tesir kesiti eşitlik (2.87)'deki gibidir.

E : gelen fotonun enerjisi

E_a : rezonans enerjisi (uyarılmış durum enerjisi)

Γ_a : a uyarılmış durumunun enerji genişliği. Nükleer seviyenin enerji genişliği bu seviyeden daha düşük durumlardaki diğer tüm durumlara geçiş olasılığıyla orantılıdır.

$$\sigma_m = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} \cdot \frac{\gamma_g}{\Gamma_a} \quad (2.87)$$

λ : rezonanstaki foton dalga boyu

I_a, I_g : sırasıyla uyarılmış ve taban durum spinleri

γ_g : g taban durumuna geçiş için a uyarılmış durumunun kısmi genişliğidir ve a uyarılmış durumundan g taban durumuna geçiş olasılığı ile orantılıdır.

Eşitlik (2.87)'deki ikinci terim yarı yükseklikteki tam genişliği (Full Width at Half Maximum-FWHM) Γ_a olan bir rezonans eğrisini temsil eder. Genelde nükleer seviyelerin düşük enerji genişliğine göre rezonans oldukça keskindir. Bu nedenle pik tesir kesitinin 10^3 barn 'ı aşmasına rağmen tek bir seviye için integre edilmiş soğurma tesir kesiti düşüktür (Segebade vd 1988). Eşitlik (2.86)'daki rezonans teriminin integre edilmesiyle (2.88) elde edilir :

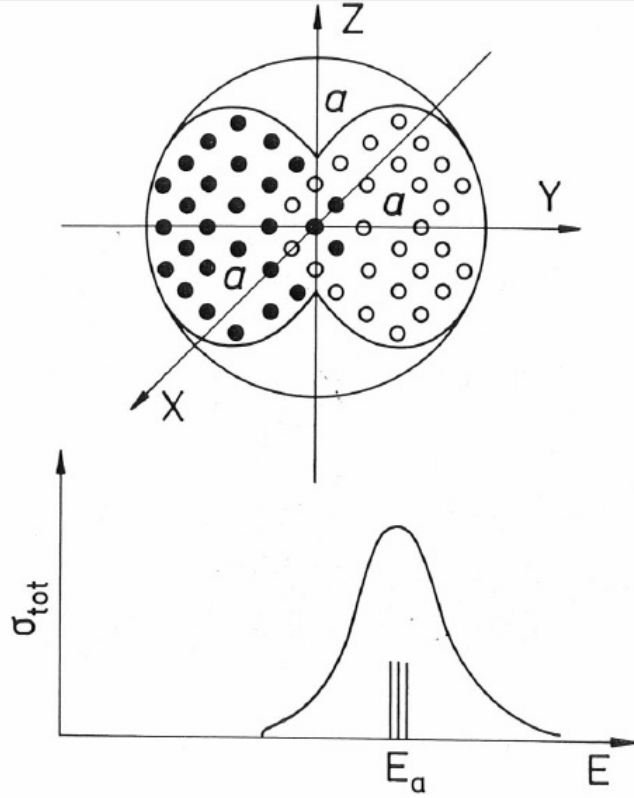
$$\int_0^\infty \sigma dE = \sigma_m \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \Gamma_a = \frac{\lambda^2}{4} \cdot \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} \cdot \gamma_g \quad (2.88)$$

MeV enerjilerdeki foton dalga boyu ve taban durum için tipik değerlerin eklenmesiyle eşitlik (2.88) $\mu b \cdot MeV$ mertebesinde değerler verir.

2.12.2.3. Dev dipol rezonans

Şekil 2.48.'den de görülebileceği gibi, foton soğurma tesir kesitinde 10 MeV ila yaklaşık 30 MeV enerji aralığında çok yayvan bir rezonans maksimumu gözlenir. Daha düşük foton enerjilerinde izole olmuş nükleer enerji seviyelerinin uyarılmasının aksine dev rezonans, çekirdekdeki tüm proton ve nötronların kolektif bir titreşimsel hareketi ile karakterize edilir. Dev dipol rezonansa fotonlar tarafından yapılan en önemli katkı elektrik dipol moddan kaynaklanmaktadır. Elektrik dev dipol rezonans genellikle tüm nötronlara karşı tüm protonların kolektif bir hareketi olarak yorumlanır. Küresel bir çekirdek için verilen Şekil 2.49.'da çekirdeğin küresel olarak simetrik olduğu kabul edildiğinden titreşimsel hareketin hiç bir yönü tercih edilmez ve bu nedenle üç serbestlik derecesi için de rezonans frekansları aynıdır. Bu nedenle küresel çekirdekler için toplam foton soğurma tesir kesiti içinde sadece tek, yayvan bir rezonans maksimumu gözlenir.

Eğer taban durumunda çekirdek kalıcı bir deformasyona sahipse dev rezonans daha karışık bir hal alır, çünkü üç serbestlik derecesi için rezonans frekansları farklıdır. Şekil 2.50.'de bir yayvan, yumurta şekilli (prolate) çekirdek gösterilmektedir. Burada açıkçası farklı rezonans frekanslarına sahip iki titreşim yönü vardır, z yönündeki hareket ve z 'ye dik yöndeki hareket. x ve y yönlerindeki titreşim modları dejeneredir. Bu nedenle dev dipol rezonans eğrisi farklı foton enerjilerinde merkezlenmiş olan iki rezonans eğrisinden oluşmaktadır. Dolayısıyla deforme olmuş çekirdeklerin toplam foton soğurma tesir kesitleri iki belirgin pike sahip bir rezonans maksimumu sergiler (Segebade vd 1988).



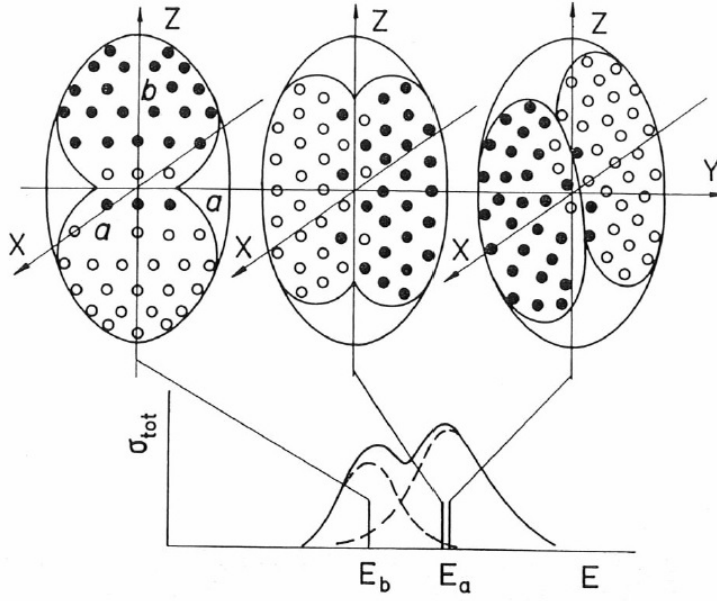
Şekil 2.49. Küresel çekirdekler için dev dipol rezonans

Yukarıda : küresel çekirdekler için elektrik dev dipol rezonans titreşim modunda tüm nötronlara karşı tüm protonların kollektif hareketinin şematik temsili
Aşağıda : elektrik dev dipol rezonans soğurma tesir kesitinin tipik şekli (Segebade vd 1988)

2.12.2.4. Yüksek enerjili fotonlarla etkileşim

Dev rezonans bölgesinin ötesinde ($E > 30 \text{ MeV}$) diğer etkileşim mekanizmaları önemli hale gelir. Eğer yüksek enerjili bir foton soğurulursa, tüm nükleonların kollektif bir uyarımı yerine her bir nükleonun bireysel etkileşimi gözlenir. Toplam soğurma tesir kesitinin büyüklüğü ve enerji bağımlılığı döteron benzeri parçalanma (disintegration) açısından yorumlanabilir. Bu model çerçevesinde varsayılabilir ki ; foton, diğer nükleonların katkısı olmaksızın doğrudan nükleon yayınlanmasına neden olan çekirdek içinde ilişkili bir nötron-proton çifti (döteron) ile etkileşime girer. Yüksek enerjili fotonun sadece az bir sayıda nükleonla etkileşimi nedeniyle, soğurma tesir kesiti dev rezonans bölgesi ile karşılaştırıldığında oldukça düşüktür (Segebade vd 1988).

Son olarak 140 MeV üstündeki enerjiler π mezonları üretebilirler. Fotomezon üretimi nedeniyle, toplam soğurma tesir kesiti bu sürecin eşiği ötesine tekrar yükselir.



Şekil 2.50. Deforme olmuş çekirdekler için dev dipol rezonans

Yukarıda : farklı elektrik dev dipol rezonans titreşim modlarının şematik temsili
Aşağıda : deforme olmuş çekirdekler (prolate) için soğurma tesir kesiti fonksiyonu (Segebade vd 1988)

2.12.2.5. Foton soğurumu sonrası çekirdek durumu

Aşağıdaki süreçler yoluyla çekirdekten uyarılma enerjisi serbest bırakılabilir :

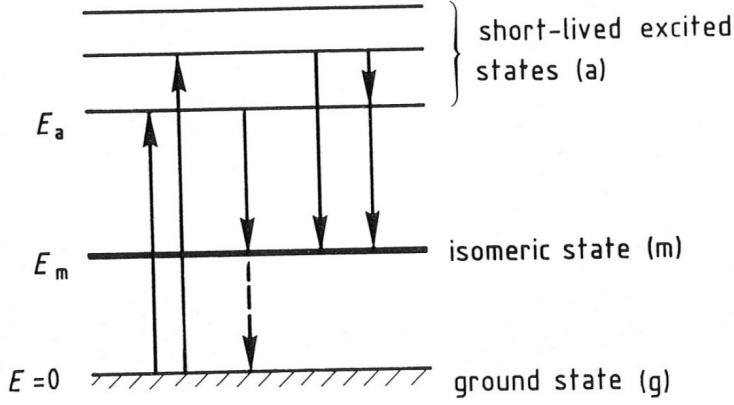
- Gelen fotonla aynı enerjide bir foton yayınlama. Bu süreç elastik saçılma veya (γ, γ) olarak bilinir.
- Daha düşük enerjili foton yayımı. Bu reaksiyon tipi inelastik foton saçılması veya (γ, γ') olarak bilinir.
- Eğer çekirdeğin uyarılma enerjisi parçacık ayrılma enerji eşiğini geçiyorsa nötron, proton veya kompozit yüklü parçacık yayımı olabilir.

Diğer yandan PAA'de foto parçalanma sürecinin yanında sadece parçacık yayımı reaksiyonları ve küçük ölçüde inelastik foton saçılımı kullanılır, çünkü bu reaksiyon tipleri analiz edilecek olan numune içinde kalıcı radyoaktivite üretebilirler.

2.12.2.6. (γ, γ') reaksiyonları

İnelastik foton saçılmalarının fiziksel mekanizmaları Şekil 2.51. ile gösterilen çekirdeğin enerji seviye diyagramları kullanılarak anlaşılabilir. Çekirdek, izole edilmiş olan seviye ve taban durum arasındaki farka karşılık gelen uygun enerji

değerindeki bir foton soğurulmasıyla uyarılabilir (rezonans soğurumu). Genelde uyarılmış olan nükleer durumlar daha düşük seviyelere veya direkt olarak taban duruma bozulan çok küçük bir yaşam süresine sahiptir.



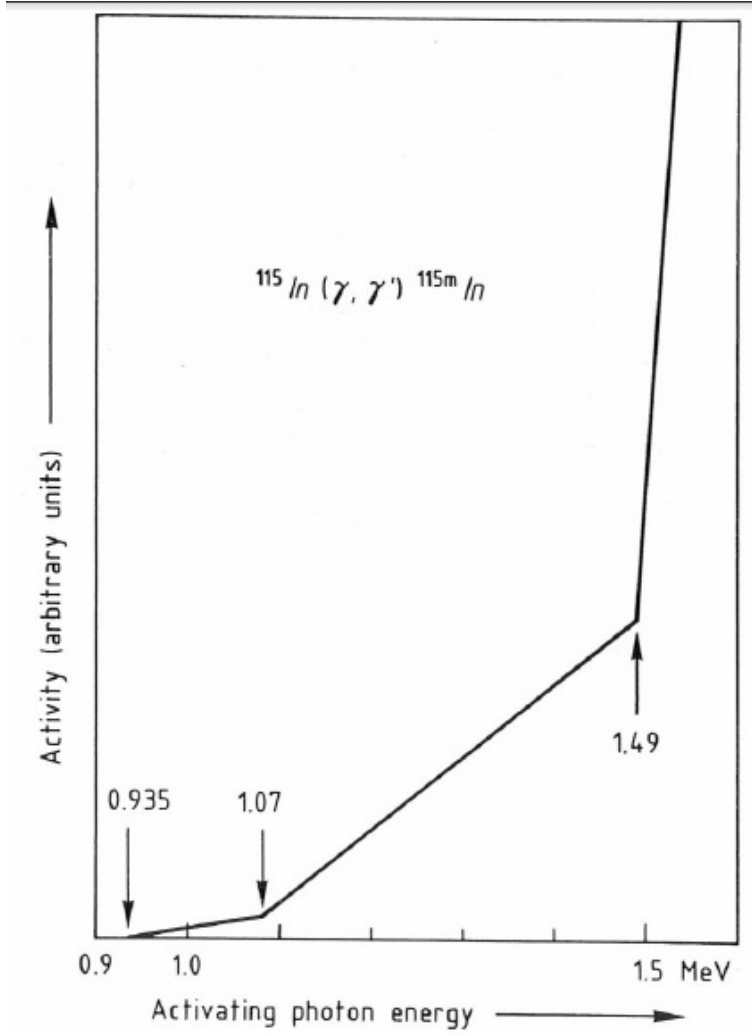
Şekil 2.51. İzomerik bir duruma sahip olan bir çekirdeğin enerji seviye diyagramları

(γ, γ') tesir kesiti, fotonötron reaksiyonlarının tesir kesitlerinden çok daha düşüktür. Bu nedenle (γ, γ') reaksiyonları ile numune içinde indüklenebilen aktivite (γ, n) reaksiyonlarıyla elde edilenden çok daha düşüktür, sonuç olarak (γ, γ') reaksiyonlarının analitik hassasiyetleri zayıftır.

Bir diğer zorluk ise şudur ki, inelastik foton saçılması gelen fotonun çekirdek tarafından rezonans soğurmasından kaynaklanır. İzole edilmiş bir nükleer enerji seviyesinin uyarılması sadece gelen foton enerjisi ve uyarılmış durumun enerjisi arasındaki fark 1 eV 'den oldukça düşük olduğunda olasıdır. Geniş bir enerji aralığında foton içeren birincil bir sürekli foton spektrumunun kullanılmasıyla bu problemin üstesinden gelinebilir. Uygun bir sürekli kaynak "bremsstrahlung" radyasyonudur (Segebade vd 1988). Yüksek enerjili elektronlar bir ağır metalde soğurulduğunda ivmelenirler ve bilindiği üzere ivmelenen yükler ışıma yaparlar. Bu sayede bremsstrahlung radyasyonu üretilebilir. Bu nedenle elektron hızlandırıcıları (γ, γ') reaksiyonlarını kullanan aktivasyon analizleri için rahatlıkla kullanılabilirler. Bremsstrahlung fotonlarının maksimum enerjisi elektron enerjisi ile lineer olarak değişir. Giderek artan elektron enerjisi ile daha yüksek nükleer enerji seviyeleri uyarılabilir. Eğer taban durumdan uyarılan iki seviye ve Şekil 2.51.'de görüldüğü gibi direkt olarak veya kademeli olarak izomerik bir seviyeye bozunma söz konusuysa, elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak izomerin belli aktivitesinden oluşan aktivasyon eğrisi belirgin bir şekilde farklı eğimlere sahip iki kısımdan oluşur.

İlk reaksiyon daha düşük seviyedeki uyarılma nedeniyledir. Eğer elektron enerjisi bir sonraki seviyenin enerjisine ulaşırsa ek olarak izomerik duruma geçişler

indüklenir, bu nedenle aktivasyon eğrisinin eğimi bu enerjide artar. Şekil 2.52. 336 keV'lik izomerik duruma bozulan ^{115}In 'in farklı uyarılmış seviyelerine karşılık gelen çeşitli bükülme noktalarının gösterildiği $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ reaksiyonu için aktivasyon eğrisinin tipik bir ölçümünü göstermektedir. İzomerin belli aktivitesindeki genel artış, artan elektron enerjisindeki bremsstrahlung fotonlarının daha yüksek veriminden kaynaklanır (Segebade vd 1988).

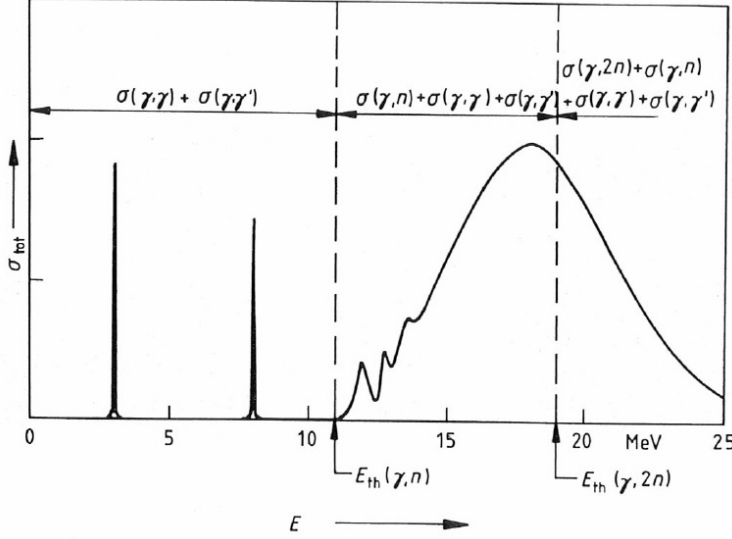


Şekil 2.52. Maksimum foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bremsstrahlung ile uyarılan bir (γ, γ') reaksiyonu için tipik eğri (Segebade vd 1988)

2.12.2.7. Fotonötron reaksiyonları

Eğer çekirdeğin uyarılma enerjisi bir nükleonun (nötron, proton) veya daha

ağır bir parçacığın (α parçacığı) bağlanma enerjisinden daha yüksekse, çekirdekten elektromanyetik radyasyon yerine bir nötron veya yüklü bir parçacık yayınlanabilir. Şekil 2.53. orta değerlerde atom numarasına sahip bir çekirdek için 25 MeV'e kadar olan foton enerji bölgesindeki toplam soğurma tesir kesitini göstermektedir.

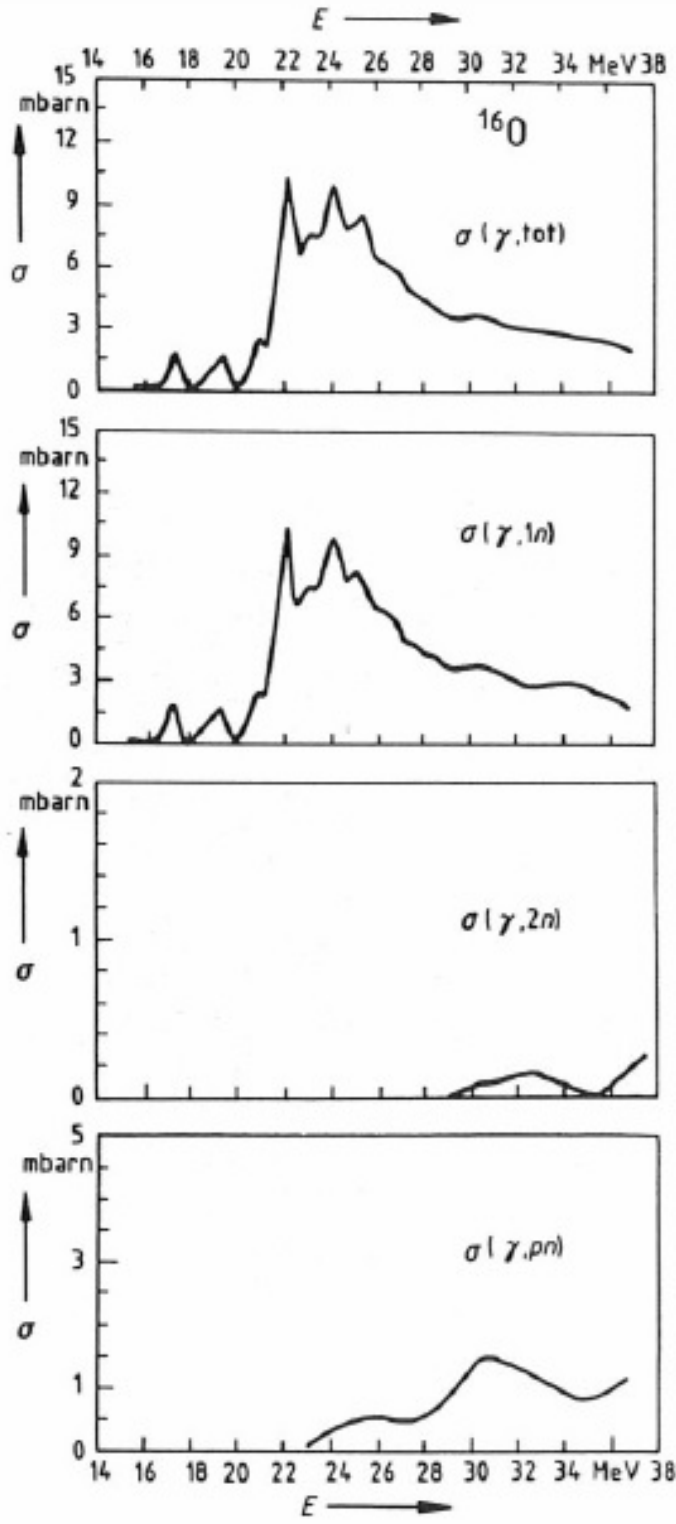


Şekil 2.53. Orta değerlerde atom numarasına sahip bir çekirdek için toplam soğurma tesir kesiti fonksiyonunun düşük enerji kısmının şematik temsili

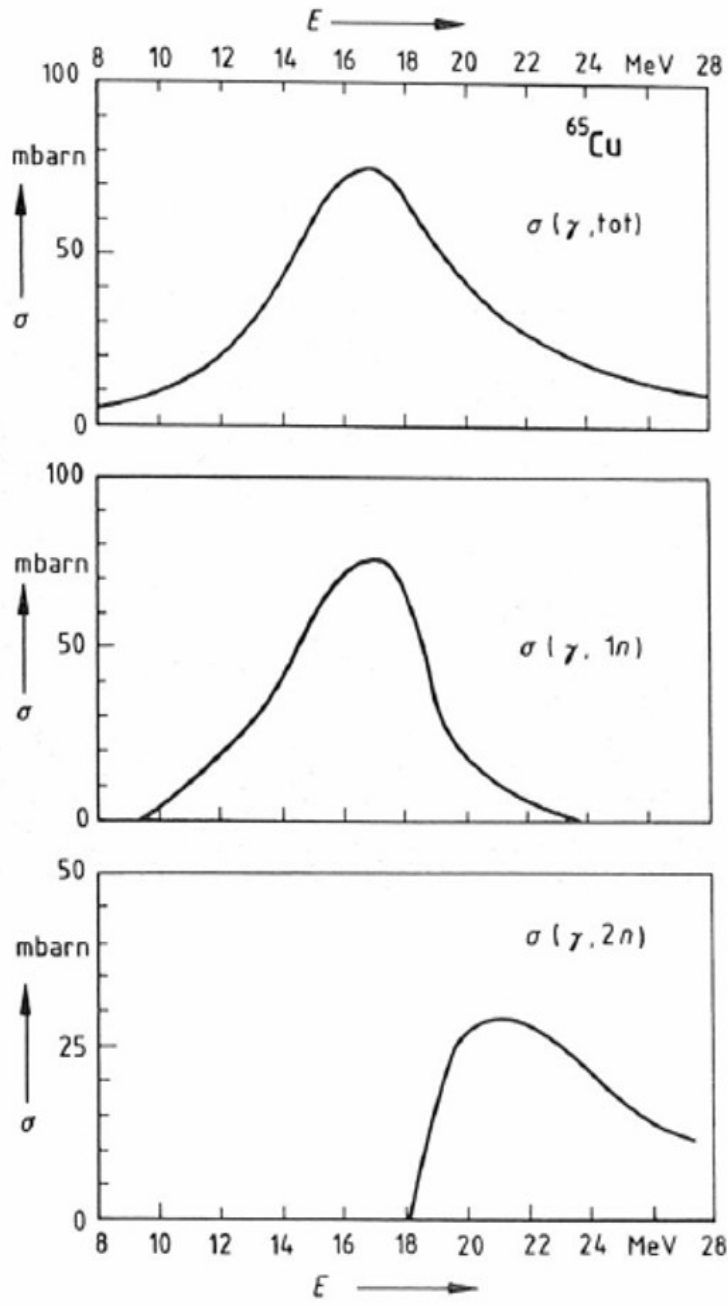
Nükleon yayınlama eşiğinden ($E_{th}(\gamma, n)$) daha yüksek enerjide, uyarılmış nükleer durum foton veya nükleon yayımıyla bozunabilir. Nükleon yayınlama eşiği üstündeki seviyelerin yaşam süreleri çok kısa olduğu için soğurma çizgileri artan bir şekilde genişler. Yüksek enerjilerde bile nükleer seviye açıklığı öyle küçüktür ki uyarılmış durumlar kısmen üst üste biner ve foton soğurması tüm nükleonların kolektif uyarılmasına yol açar. Bu daha önce bahsedilen dev rezonans bölgesidir (Segebade vd 1988).

Dev rezonans bölgesindeki toplam tesir kesiti, daha fazla nükleon veya kompozit yüklü bir parçacıktan ziyade tek bir nükleonun yayımında ve elastik ve inelastik saçılma katkılarından meydana gelir. Orta ve ağır çekirdekler için proton ve diğer yüklü parçacıkların yayınlanması Coulomb bariyeri tarafından engellenmiştir. Toplam foton soğurma tesir kesiti neredeyse tamamen toplam fotonötron tesir kesiti ile verilir (Segebade vd 1988). Analitik amaçlar için basit fotonötron reaksiyon tipi (γ, n) en önemlisidir.

Şekil 2.55.'ten Şekil 2.57.'ye kadar olan şekillerde ölçülen tipik tesir kesitleri gösterilmektedir. En üstteki eğri toplam nötron tesir kesitini ($\sigma(\gamma, top n)$) ve onun altındaki ise tek nötron yayımı için kısmi tesir kesitini ($\sigma(\gamma, 1n)$) temsil etmektedir.



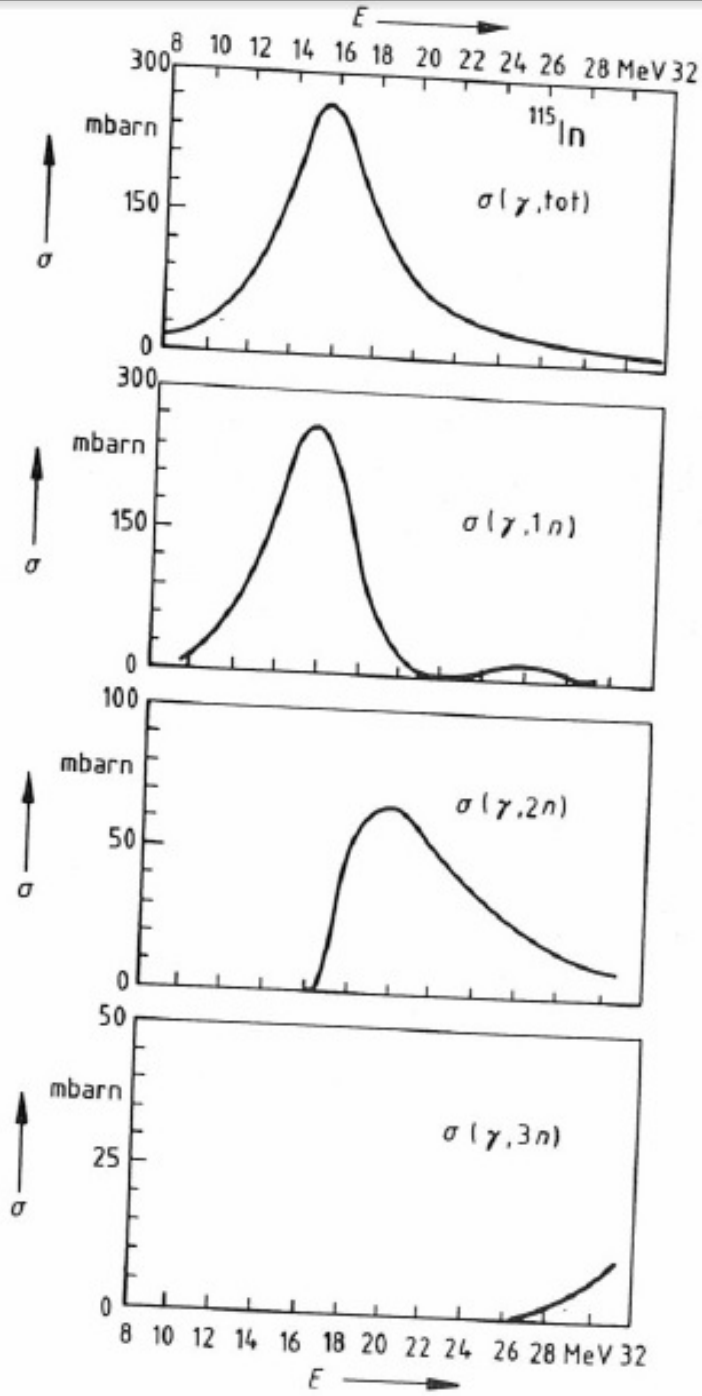
Şekil 2.54. ^{16}O için fotonötron tesir kesiti; $\sigma(\gamma, toplam) = \sigma(\gamma, toplam\ n) =$ toplam fotonötron tesir kesiti (Segebade vd 1988)



Şekil 2.55. ^{65}Cu için fotonötron tesir kesiti (Segebade vd 1988)

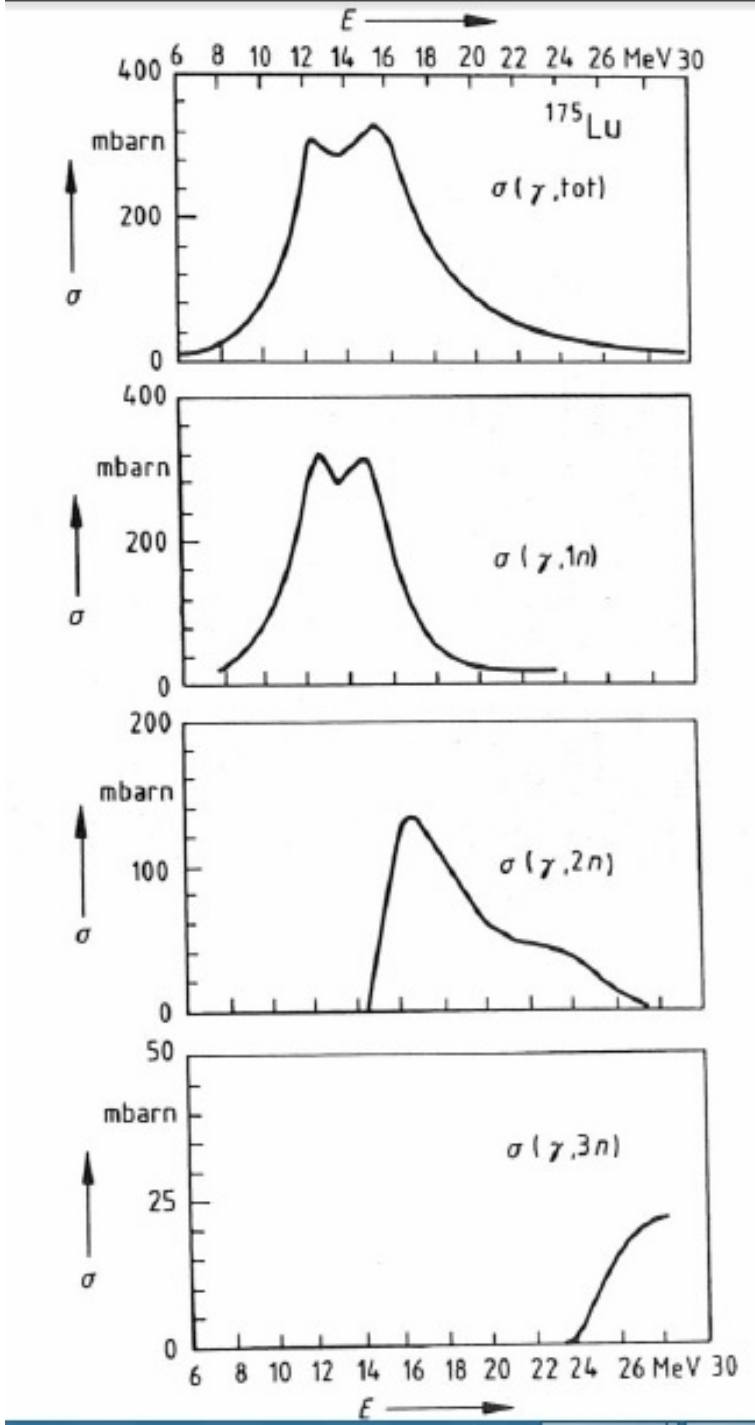
$$\sigma(\gamma, \text{top } n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2np) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \quad (2.89)$$

Şekil 2.54.'den ^{16}O 'nin toplam foton nötron tesir kesitine baskın katkısı $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ reaksiyonunun sağladığı görülmektedir. Daha yüksek mertebedeki reaksiyonların katkıları küçüktür.



Şekil 2.56. ^{115}In için fotonötron tesir kesiti (Segebade vd 1988)

Açık bir şekilde görülmektedir ki (γ, n) tesir kesitinde bir kaç nükleer seviyenin katkısının yanı sıra dev rezonans yapı da söz konusudur. Orta bir çekirdek olan ^{65}Cu çekirdeği için toplam fotonötron tesir kesiti eğrisi çok düzgün geniş bir rezonans eğrisine sahiptir (Bkz. Şekil 2.55.). Kısmi (γ, n) tesir kesiti eğrisi asimetrik bir şekle sahiptir. 18 MeV üstünde $^{65}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{63}\text{Cu}$ reaksiyonu ^{65}Cu 'nun toplam



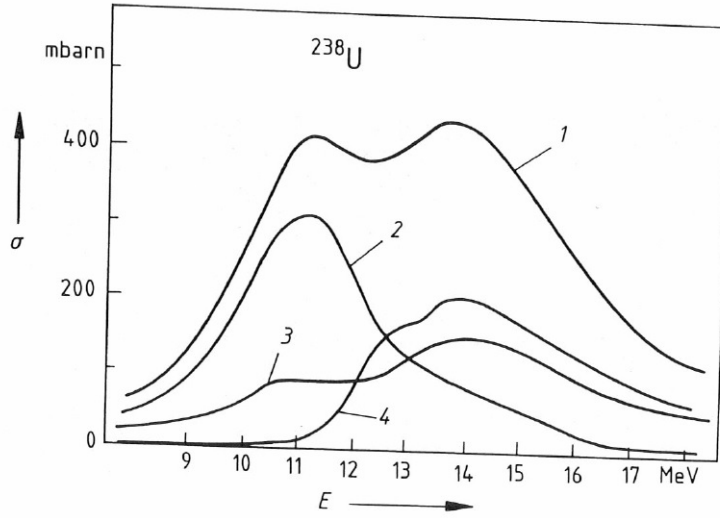
Şekil 2.57. ^{175}Lu için fotonötron tesir kesiti (Segebade vd 1988)

fotonötron tesir kesitine önemli katkıda bulunur. Bu aynı zamanda daha ağır bir çekirdek olan ^{115}In için de geçerlidir (Bkz. Şekil 2.56.).

Kalıcı bir şekilde deforme olmuş olan ^{175}Lu durumunda (Bkz. Şekil 2.57.) dev

rezonans eğrisinde küresel olmayan bir şeklin etkisi görülmektedir. ^{175}Lu çekirdeği prolate olduğu için dev rezonans düşük enerjili bir bileşenden ve yüksek yoğunluklu yüksek enerjili bir bileşenden oluşur (Bkz. Şekil 2.50.).

Eğer bölünebilir çekirdekler foton soğurulmasıyla oldukça yoğun bir şekilde uyarılırsa, fisyon yolu ile, uyarılmış durumlardan daha alt seviyelere düşüş önemli bir reaksiyon mekanizması olur. Bir örnek olarak Şekil 2.58., (γ, n) ve $(\gamma, 2n)$ kısmi tesir kesitlerinin yanısıra ^{238}U için fotofisyon tesir kesitini göstermektedir. Fotofisyon toplam reaksiyon tesir kesitine önemli bir katkı söz konusudur.



Şekil 2.58. ^{238}U için fotofisyon tesir kesiti; 1-toplam fotonötron tesir kesiti, 2- (γ, n) tesir kesiti, 3- (γ, f) tesir kesiti, $(\gamma, 2n)$ tesir kesiti (Segebade vd 1988)

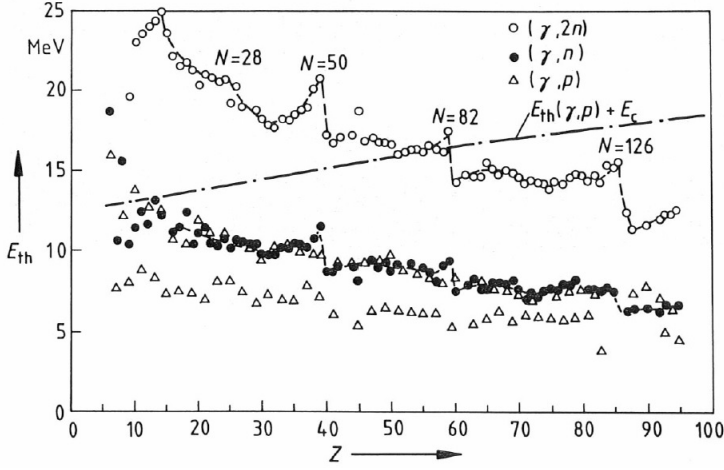
(γ, n) -reaksiyonları

Dev rezonans bölgesindeki toplam fotonötron tesir kesitine en önemli katkı $(\gamma, 1n)$ reaksiyonundan kaynaklanmaktadır. Sonuç olarak dev rezonans yapısı en çok $(\gamma, 1n)$ tesir kesitleri içinde değerlendirilir. Şekil 2.54.'den Şekil 2.57.'ye kadar, ölçülmüş bazı tek fotonötron tesir kesitleri çizilmiştir. Özellikle orta ve ağır çekirdekler için bu kısmi tesir kesiti neredeyse (γ, n) tesir kesiti ile aynıdır, çünkü proton yayınlanması Coulomb bariyeri tarafından ciddi bir şekilde engellenmektedir.

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) \quad (2.90)$$

Bu durumda analitik olarak en önemli (γ, n) reaksiyonu uyarılmış çekirdekten sadece bir tek nötronun yayımlandığı reaksiyondur. (γ, n) reaksiyonunun eşiği

nötronun çekirdeğe bağlanma enerjisi ile aynıdır. Hedef çekirdeğin atom numarasının bir fonksiyonu olarak Şekil 2.59.'da çizilen (γ, n) eşiği hafif çekirdekler için 15 MeV 'den ağır çekirdekler için 8 MeV 'e kadar nispeten düzgün bir azalışı göstermektedir. Bir kaç atom numarası için bazı kesiklilikler söz konusudur ki bu nükleer kabuk yapısını yansıtmaktadır ve $(\gamma, 2n)$ eşik değerleri için daha belirgindir.

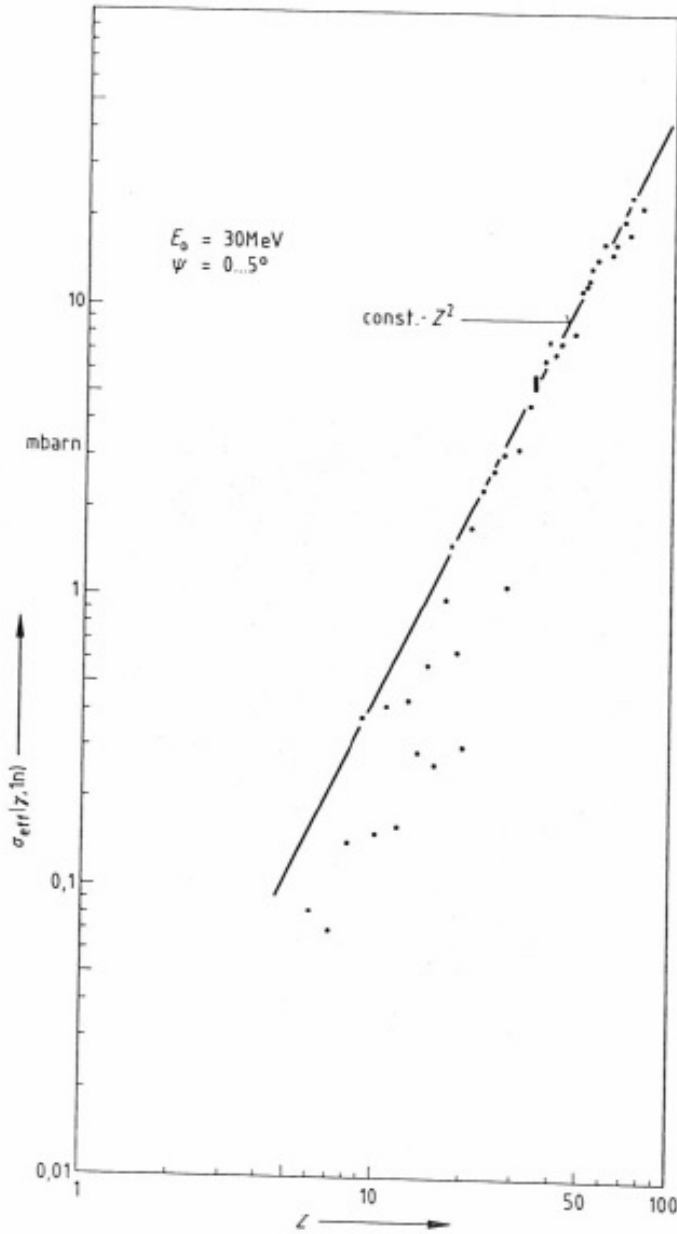


Şekil 2.59. Atom numarasının bir fonksiyonu olarak fotonükleer reaksiyonların eşik enerjileri; E_C : Coulomb bariyeri (Segebade vd 1988)

Şekil 2.60.'da bir ağır metal içinde 30 MeV 'lik bir elektron huzmesinin durdurulmasıyla üretilen bremsstrahlung için atom numarasının bir fonksiyonu olarak (γ, n) reaksiyonlarının etkin tesir kesiti çizilmiştir. Beklendiği gibi ağırlıklı bremsstrahlung tesir kesiti de hızla atom numarası ile birlikte artmaktadır. Böylece, bir foton huzmesi içinde ağır elementlerin ışınlanmasıyla hafif elementlere oranla daha yüksek aktiviteler üretilebilir.

$(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ -reaksiyonları

Bazen verilen bir elementte $(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ gibi daha yüksek mertebede reaksiyonlar yoluyla da radyonüklitler üretilebilir. Bununla birlikte $(\gamma, 2n)$ reaksiyonları için eşik enerjileri (γ, n) reaksiyonunkilerin neredeyse iki katıdır (Bkz. Şekil 2.59.) ve pik tesir kesitleri çok daha düşüktür (Bkz. Şekil 2.54. ve Şekil 2.58. arası). Bu nedenle sonuç olarak analitik hassasiyet (γ, n) reaksiyonlarınkinden daha düşüktür. Eğer foton kaynağı olarak bir elektron hızlandırıcı kullanılırsa indüklenen aktivite daha yüksek bir elektron enerjisinin kullanılmasıyla artırılabilir, çünkü foton spektrumu ile tesir kesiti eğrisinin daha iyi örtüşümü nedeniyle etkin tesir kesiti bremsstrahlung enerjisi ile artar.



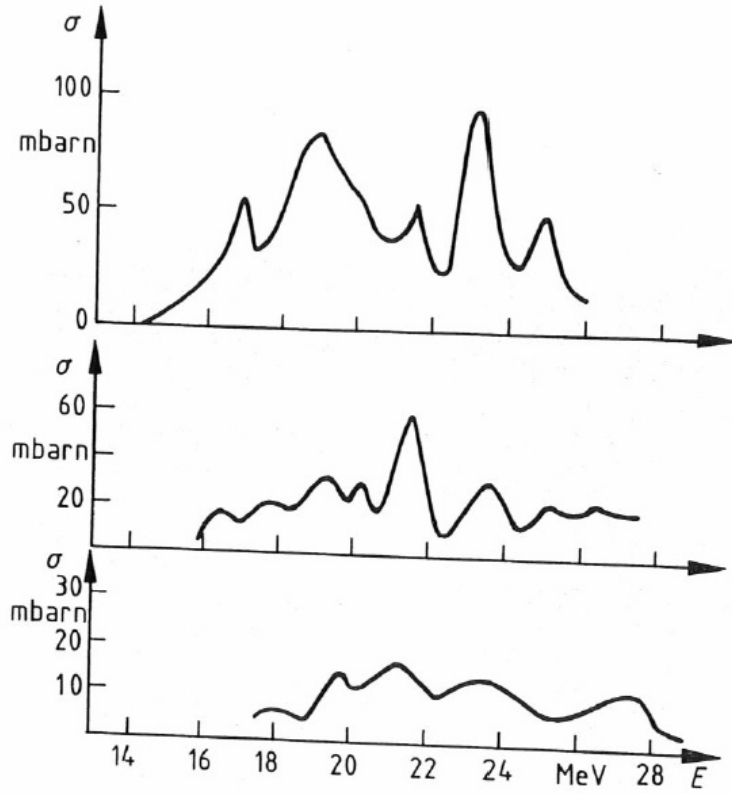
Şekil 2.60. $\Psi = 0 - 5$ derecelik açısal aralık içindeki bir ağır metal hedeften yayınlanan 30 MeV 'lik bremsstrahlung için atom numarasının bir fonksiyonu olarak (γ, n) reaksiyonlarının etkin tesir kesiti (Segebade vd 1988)

2.12.2.8. Yüklü parçacık yayımlı reaksiyonlar

Uyarılmış bir çekirdekten yüklü parçacık yayınlanması nükleer kuvvetler ve Coulomb bariyeri tarafından engellenir. Foton enerjisi yüklü parçacığın bağlanma enerjisini aşsa dahi yüklü parçacık yayınlanma olasılığı düşük kalır, çünkü Coulomb bariyeri adı verilen elektrostatik potansiyel duvarı ile kuşatılmıştır. Bununla birlikte

bu bariyer üzerinden kuantum mekaniksel tünelleme etkisiyle sıfır olmayan bir parçacık geçiş olasılığı söz konusudur. Sonuç olarak yüklü reaksiyon ürünleri için fotonükleer tesir kesitleri çok yavaş bir şekilde eşik üzerinde yükselir ve sonrasında foton enerjisinin Coulomb bariyerini aşmasıyla güçlü bir şekilde artar.

Bir örnek olarak, Şekil 2.61.'de en bol kararlı nikel izotoplarının ölçülen (γ, p) tesir kesitleri çizilmiştir. Etkin eşik enerjileri proton bağlanma enerjileri ile karşılaştırıldığında, teoriyle iyi bir uyum içinde Coulomb bariyerinin 6 MeV yüksekliğinde olması gerektiği sonucu çıkar. Şekil 2.59.'dan (γ, p) eşiklerinin (γ, n) değerlerinininkinden daha az veya eşit olduğu görülmektedir. Aşağıda Coulomb bariyerinin eklenmesiyle hesaplanan bazı ortalama etkin eşik enerjileri verilmiştir.



Şekil 2.61. Yukarıda : ^{58}Ni için fotoproton tesir kesiti, Aşağıda : ^{60}Ni ve ^{62}Ni için fotoproton tesir kesiti (Segebade vd 1988)

$$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co} \quad E_{th} = 8.2 \text{ MeV}$$

$$^{60}\text{Ni}(\gamma, p)^{59}\text{Co} \quad E_{th} = 9.5 \text{ MeV}$$

$$^{62}\text{Ni}(\gamma, p)^{61}\text{Co} \quad E_{th} = 11.1 \text{ MeV}$$

Coulomb bariyerinin yüksekliği artan atom numarasıyla birlikte arttığı için

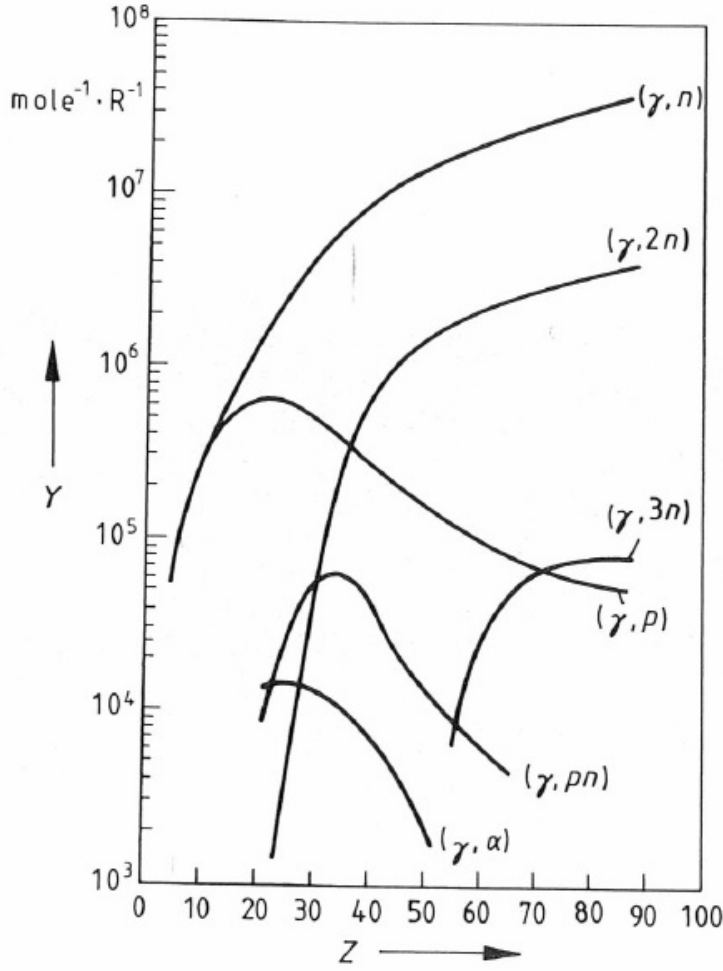
(γ, n) eşiğinin aksine etkin eşik de artar. Yüksek etkin eşik ve düşük tesir kesiti nedeniyle ağır çekirdekler için $(\gamma, \text{yükü parçacık})$ reaksiyonlarını gözlemek zordur. Analitik amaçlar için bu reaksiyonlar sadece hafif ve orta elementler için önemlidir.

2.12.2.9. Fotonükleer reaksiyon ürünleri

Farklı fotonükleer reaksiyon tiplerini karşılaştırmak için ilk tanım Şekil 2.62.'de kullanılmıştır. Burada radyasyon kaynağı 30 MeV 'lik elektronlarla bombardıman edilen platin bir bremsstrahlung dönüştürücüdür. Daha önce bahsedildiği gibi, sadece nötron üretilen reaksiyonlar $((\gamma, n), (\gamma, 2n), (\gamma, 3n))$ için ürün eğrileri atom numarası ile monoton bir şekilde artar. (γ, n) ürünü $(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ ürünününkinden çok daha fazladır. $Z = 20$ 'ye kadar (γ, p) reaksiyonlarının ürünü neredyse (γ, n) ürünüyle karşılaştırılabilir durumdadır, fakat artan Coulomb bariyeri nedeniyle yüksek atom numaralarında (γ, p) ürün eğrisi hızla azalır ve $(\gamma, 3n)$ eğrisinin altına düşer. Yükü parçacık yayımı durumunda ürün eğrisi belirgin bir maksimuma ve daha yüksek atom numaraları ile birlikte monoton bir düşüşe sahiptir. (γ, np) , (γ, α) ve $(\gamma, \alpha n)$ reaksiyonlarının ürün değerleri öylesine düşüktür ki sadece çok az sayıda durum için analitik uygulamalarda kullanılabilir.

Şekil 2.63. ve Şekil 2.64.'de bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak bazı temsili (γ, n) reaksiyonlarının ölçülen ürün eğrileri gösterilmektedir. Bir saatlik bir ışınlama sonrası hedef elementin kütle başına bozunma hızı verilmektedir. Şekil 2.63. göstermektedir ki hafif elementler için belirli aktivite 25 MeV 'den 40 MeV 'e kadar bremsstrahlung ile yüksek bir artış göstermektedir. Bu sabit akımlı elektron enerjisinin artışıyla bremsstrahlung üretiminin artışı ve bremsstrahlung foton spektrumunun tesir kesiti eğrisiyle daha iyi örtüşmesinden ileri gelmektedir. Ağır elementler için elektron enerjisindeki artış hafif elementlerde olduğu kadar fazla değildir. Şekil 2.63. ve Şekil 2.64.'den elde edilen değerlere ilişkin olarak Şekil 2.62.'de olduğu gibi atom numarasıyla birlikte monoton bir artış gözlenmez. Farklı ürün nüklitlerin bozunma sabitleri (veya yarı ömürler) dikkate alındığında bu farklılıklar açıklanabilir. Eğer yarı ömür ışınlama süresinden çok daha fazla ise, maksimum aktivitenin (doğunluk değeri) çok küçük bir kesri gerçekleştirilebilir, oysa ki kısa yarı ömürlü nüklitler için bir saatlik bir ışınlama süresi neredeyse doğunluk değerine eşit değerler için yeteri kadar uzundur. Örneğin $^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$ reaksiyonu için etkin tesir kesiti çok yüksektir, fakat diğer yandan ^{203}Pb 'nin yarı ömrü (52 saat) ışınlama süresinden çok daha uzundur, bu durumda doğunluk aktivitesinin sadece yaklaşık % 1 kadarı elde edilir. Hedef elementin izotopik kompozisyonu ise bir diğer faktördür. ^{204}Pb 'nin doğal bolluğu sadece % 1.4 olduğu için hedef elementin kütlesi başına aktivite büyük bir faktör tarafından daha da azaltılır.

Bu tartışma gösterir ki kimyasal elementin belirlenmesi için gerçekleştirilebilir olan analitik hassasiyet sadece fotonükleer reaksiyonun etkin tesir kesitine değil aynı zamanda ışınlama süresi, ürün nüklitin yarı ömrü ve analiz edilen elementteki hedef çekirdeklerin izotopik bolluklarına da bağlıdır.



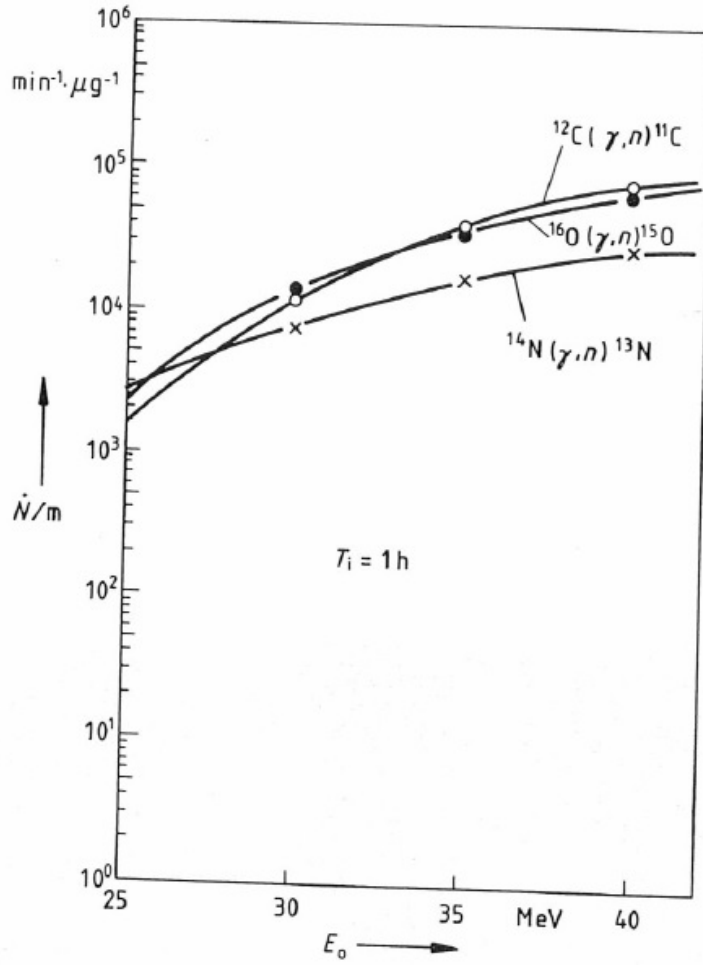
Şekil 2.62. Atom numarasının bir fonksiyonu olarak 30 MeV'lik bremsstrahlung için fotonükleer reaksiyon ürünleri (Segebade vd 1988)

Şekil 2.63. ve Şekil 2.64.'den çıkarılabilecek sonuca göre çok yüksek enerjilerde, girişim yapan daha yüksek mertebeli bir çok fotonükleer reaksiyon meydana gelebilir ki bunlar analizi (özellikle kompleks numunelerin çoklu element analizlerini) ciddi anlamda etkileyebilirler. Pratikte, ideal ışınlama enerjisi, daima iyi bir analitik hassasiyet ve yeterince düşük girişim arasında bir orta yol demektir. Özellikle çoklu element analizleri başta olmak üzere bir çok problem için 30 MeV'lik bir elektron enerjisi makul bir değere karşılık gelmektedir.

2.12.2.10. Fotonükleer Reaksiyonlarla Üretilen Radyonüklitler

Hafif hedef elementler

H elementinden *B* elementine kadar analitik olarak yararlı olmayan radyonüklitler üretilir. Karbon, azot, oksijen ve flor'dan (γ, n) reaksiyonları yoluyla

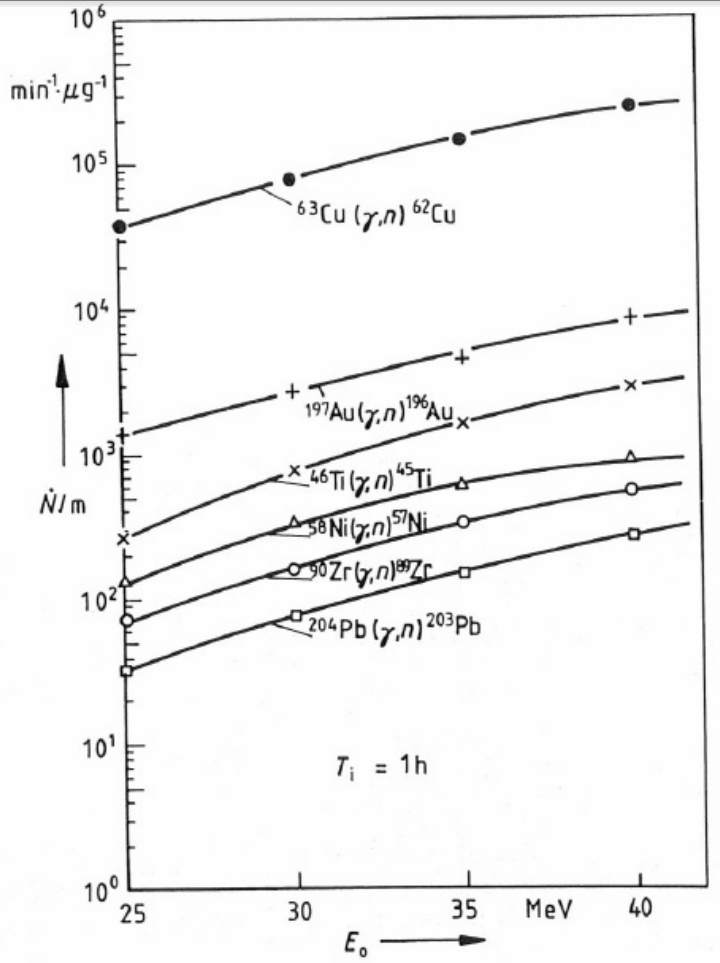


Şekil 2.63. Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak, (γ, n) reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-1 (Segebade vd 1988)

saf β^+ yayıcılar üretilir. Bu radyonüklitler belli gama ışını nüklitleri yoluyla analiz edilemezler, fakat sadece belirsiz olan ve radyoaktif çekirdeklerden yayımlanan pozitronlardan kaynaklanan 511 keV 'lik yok olma radyasyonu ile belirlenebilirler. Yok olma sürecinde pozitron çevredeki materyallerden bir elektron yakalar, böylece yok olma meydana gelir ve her biri 511 keV değerinde zıt yönlü iki foton eş zamanlı olarak oluşur. Flor'a kadar olan hafif elementlerin analizleri için sadece 511 keV değerindeki yok olma radyasyonu mevcut olduğu için, genelde bu elementler için kimyasal bir ayırma işlemi yapılmalıdır.

Orta ve ağır elementler

Orta ve ağır çekirdekler söz konusu olduğunda çok az bir istisnayla birlikte çekirdekler için karakteristik olan gama radyasyonu yayımlayan fotonükleer reaksiyonlar tarafından radyonüklitler üretilir. İşte bu karakteristik gama

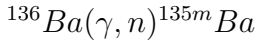


Şekil 2.64. Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak, (γ, n) reaksiyonları için ölçülen ürün egrileri-2 (Segebade vd 1988)

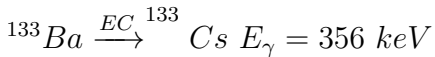
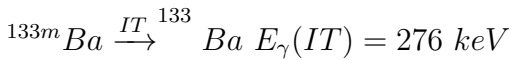
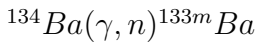
radasyon sayesinde yüksek çözünürlüklü gama-ışın spektroskopisi kullanarak orta ve ağır çekirdeklerin enstrümental çoklu element analizleri mümkün hale gelmektedir. Fotonötron reaksiyonları ile $((\gamma, n), (\gamma, 2n)$ vb.) hedef elementin kararlı çekirdeklerinden genelde eksik nötronlu çekirdekler üretilir. Orta ve ağır atom numarasına sahip eksik nötronlu radyonüklitler iki mod sayesinde (β^+ yayını ve elektron yakalama (EC)) bozunurlar. Genelde elektron yakalama gama yayınlama yoluyla taban duruma geri dönen bir uyarılmış durumdaki bozunum ürününü bırakır. Pozitron yayını yerine, çekirdek bir orbital elektronu yakalar (baskın olarak bir K-elektronu), böylece K-kabuğunda bir elektron boşluğu bırakır. Bu elektron boşluğu daha üstteki bir kabukta bulunan bir elektron tarafından doldurulduğunda karakteristik bir X-radyasyonu üretilir veya bir Auger-elektronu yayımlanır. Ağır çekirdekler için X-radyasyonu önceliklidir. X-ışını enerjisi atom sayısının karesi ile orantılıdır. Ağır elementler söz konusu olduğunda gama-ışın spektroskopisine bir alternatif olarak X-ışını spektroskopisi de kullanılabilir, çünkü X-ışını fotonları yeterli yüksek enerjilere sahiptirler (yaklaşık 80 keV'e kadar) ve yayınlama

olasılıkları yeterince yüksektir.

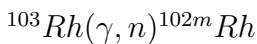
Hedef elementin bir kaç kararlı izotopa sahip olduğu bir durumda, fotonötron reaksiyonları sayesinde bu elementlerden β^- yayınlayan radyonüklitler üretilebilir ve gama-ışını spektroskopisi ile analiz edilebilir. Bununla birlikte PAA'de β^- aktif radyonüklitlerin en önemli üretim modu, çekirdekdeki proton sayısını azaltan ve dolayısıyla nötron zengini radyonüklitler oluşturan (γ, p) reaksiyonudur. Bir çok durumda bu radyonüklitler gama spektroskopisi ile analiz edilebilirler. Pratikte, fotoreaksiyon ürününden elde edilen ani gama radyasyonu analitik amaçlar için kullanılmaz, çünkü bu metot bremsstrahlung arka planı nedeniyle oldukça zor olan ışınlama boyunca gama ışını spektroskopisini gerektirir. Bununla birlikte dikkate değer istisnalar vardır. Eğer reaksiyon ürünü yeterince uzun yarı ömürlü bir izomerik duruma sahipse, reaksiyon ürününden elde edilen gama radyasyonunun analizi ışınlama sonrasında laboratuarda yapılabilir. Özellikle reaksiyon ürününün izomerik durumdaki kararlı bir nüklit olduğu durumlarda bu analiz basittir. Örnek olarak kesin bir olasılıkla aşağıdaki reaksiyon ile 28 saatlik bir yarı ömre sahip uyarılmış bir izomerik durumda bir ürün oluşturulur. ^{135}Ba 'nin taban durumuna geçişinden gelen 268 keV'lik gama radyasyonu çevrim dışı olarak (ışınlama sonrasında) rahatlıkla ölçülebilir.



Diğer durumlarda izomerik bir duruma sahip olan reaksiyon ürünü kararsızdır. Fotonükleer reaksiyondan kaynaklı olan izomer gama yayınlamayla birlikte kendi kararsız olan taban durumuna geçebilir ve sonrasında bu taban durum bozunum ürününün uyarılmış bir durumuna dönüştürülür. Bahsi geçen süreç aşağıdaki gibidir. Daha uzun bozunum zincirleri dahi meydana gelebilir.



Bazen izomerik reaksiyon ürünü direkt olarak bozunum ürününe dönüştürülür. Bu durumda sadece ürün taban durumuna geçişten kaynaklı olan gama radyasyonu gözlenir. Buna dair bir örnek aşağıdaki gibidir. İzomerik durumlar sadece orta ve ağır çekirdeklerde vardır.



Bölünebilir çekirdekler

Eğer bölünebilir bir nükleit yüksek enerjili fotonlarla uyarılırsa fisyon sayesinde çekirdeğin daha düşük seviyelerine geçiş meydana gelebilir. Düşük atom numaralı elementlerden ağır elementlere kadar uzanan bir aralıkta geniş bir radyonükleit spektrumu üretilir. Bu ürünlerin bir çoğu β^+ yayıcılarıdır. Radyoaktif fisyon ürünlerinin çeşitliliği nedeniyle gama ışın spektrumu (örneğin uranyumun ışınlanmasıyla elde edilen) son derece komplekstir. Bu nedenle, genelde fotofisyon reaksiyonu bölünebilir elementlerin analizi için limitli değerlerdedir (Segebade vd 1988).

2.12.2.11. Nötron indüklenme reaksiyonları

Bu reaksiyonlardan sorumlu olan nötron kaynağı elektron hızlandırıcısının bremsstrahlung dönüştürücüsüdür. Dönüştürücüdeki ağır metal içinde bremsstrahlung yoluyla fotonötronlar üretilir, böylece numunenin ışınlama pozisyonunda dikkate değer bir nötron akısı elde edilir. Nötron spektrumunun şekli bremsstrahlung dönüştürücüsü etrafındaki materyale bağlıdır. Diğer yandan materyal etrafındaki birincil nötronların yavaşlatılmasıyla düşük enerjili birincil fotonötronlar üretilir. Bu nedenle, numune içinde iki tip nötron indüklenme reaksiyonu meydana gelebilir. Düşük enerjili nötronlar (n, γ) reaksiyonları ile yakalanabilirler ve yeterli derecede yüksek enerjili nötronlar eşik reaksiyonları (örneğin (n, p) , (n, α) süreçleri) indükleyebilirler. (γ, n) reaksiyonlarının aksine (n, γ) reaksiyonlarıyla nötronca zengin β^- yayıcıları üretilir. Bu PAA'de en çok gözlenen nötron reaksiyon tipidir. Örnek olarak alüminyum söz konusu olduğunda (γ, n) ve (γ, p) reaksiyonları analitik olarak uygun radyonükleitler üretmez. Bu durumda fotonötronlar tarafından $^{27}Al(n, p)^{27}Mg$ ve $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$ reaksiyonları indüklenir (Segebade vd 1988).

2.12.3. Aktive edici radyasyon kaynakları

2.12.3.1. Radyonükleit kaynaklar

PAA için kullanılan ilk kaynaklardır (Gaudin ve Pannel 1951). Döteryum, berilyum ve bölünebilir materyallerin analizleri, fotoparçalanma süreçlerinin kullanımıyla gerçekleştirilmiştir. Güçlü ^{124}Sb gama radyasyon kaynakları da bir çok uygulamada kullanılmıştır (Goldstein 1963) ve rapor edilmiştir (George ve Kramer 1969).

Nükleit radyasyonlarıyla gerçekleştirilen ilk izomerik durumların foto uyarılmalarında ^{226}Ra (Goldhaber 1939), ^{182}Ta ve ^{60}Co kaynakları kullanılmıştır (Harbottle 1954). Laboratuvar uygulamalarında kullanılan en güçlü kaynak ^{60}Co 'dir ($10^{13} Bq$ 'dan $10^{15} Bq$ 'ye kadar). Çizelge 2.1.'de nükleit gama kaynaklarının

Çizelge 2.1. Foto uyarma için kullanılan gama ışın kaynağı izotopları (Segebade vd 1988)

İzotop	Yarı Ömür	Aktivite (Bq)	Üretilen İzomerler
^{60}Co	5.27 yıl	$4 \cdot 10^{14}$	^{115m}In
^{60}Co	5.27 yıl	$6 \cdot 10^{12} - 7 \cdot 10^{13}$	^{115m}In
^{60}Co	5.27 yıl	$7 \cdot 10^{13}$	^{111m}Cd
^{60}Co	5.27 yıl	$3 \cdot 10^{15}$	^{77m}Se , ^{79m}Br , ^{87m}Sr , ^{107m}Ag , ^{109m}Ag , ^{111m}Cd , ^{115m}In
^{60}Co	5.27 yıl	$2 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15}$	^{87m}Sr , ^{111m}Cd , ^{113m}In , ^{115m}In , ^{176m}Lu
^{60}Co	5.27 yıl	$2 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{14}$	^{77m}Se
^{60}Co	5.27 yıl	$7 \cdot 10^{14}$	^{77m}Se , ^{79m}Br , ^{87m}Sr , ^{107m}Ag , ^{109m}Ag , ^{111m}Cd , ^{115m}In , ^{179m}Hf , ^{191m}Ir , ^{195m}Pt , ^{197m}Au
^{182}Ta	115 gün	$5 \cdot 10^{13}$	^{115m}In
^{116m}In	56 dakika	verilmemiş	^{79m}Br , ^{107m}Ag , ^{109m}Ag , ^{115m}In
^{24}Na	15 saat	$7 \cdot 10^{12}$	^{167m}Er

kullanımına dair bazı uygulamalar özetlenmiştir. Bununla birlikte bu kaynakların kullanımı uygun olmayan enerjilerdeki aktive edici radyasyon problemiyle iç içedir; normalde nüklitlerin gama enerjileri hedef nüklitlerin soğurma rezonans seviyelerini uyaramaz. Bu nedenle, radyonüklit aktivasyon kaynaklarının kullanımıyla sadece Compton saçılması nedeniyle söz konusu olan radyasyondan faydalanılabilir.

2.12.3.2. Elektron hızlandırıcılar

İzotopik kaynaklarda karşılaşılan sorun elektronlar tarafından hızlandırıcılarda oluşturulan bremsstrahlung radyasyonunun kullanılmasıyla giderilebilir. Bu durumda elde edilecek olan foton akıları radyonüklitlerle elde edilenlerin çok üstünde değerlerdeedir. Dahası bremsstrahlung enerjisi elektron enerjisi ile birlikte sürekli olduğundan etkin tesir kesiti önemli ölçüde genişler.

Bir hızlandırıcı yüklü parçacıkları (elektron, proton, ağır iyonlar) hedef atomun atomik yörüngelerini veya çekirdeği uyaraabilecek kinetik enerjileri kazanana kadar hızlandırabilir. Makinenin işleme moduna bağlı olarak elektrostatik ve devirli hızlandırıcılar mevcuttur.

Ayrıca, hızlandırılan parçacığın yol geometrisine bağlı olarak lineer ve dairesel makineler vardır. PAA için kullanılacak olan bremsstrahlung fotonlarını üretebilen makineler Van de Graff jeneratörü, lineer hızlandırıcılar, betatron ve

mikrotron'dur.

Van de Graff jeneratörü statik bir hızlandırıcıdır ve bu tip makinelerde mümkün olan maksimum parçacık enerjisi direkt olarak makinenin maksimum voltajına bağlıdır.

Lineer hızlandırıcılar, betatron ve mikrotron ise devirli hızlandırıcılardır ve mümkün maksimum enerji, çeşitli parametrelere bağlıdır.

50 *MeV* üstünde elektron enerjileri üreten hızlandırıcılar PAA söz konusu olduğunda daha önce bahsedilen sebeplerden dolayı gerekli değildir. Dahası, aşırı bremsstrahlung enerjileri istenmeyen fotonükleer reaksiyonlara neden oldukları için uygun değildir. Şimdiye kadar süre gelen deney sonuçlarına bakılacak olursa en azından 100 *mikroamper*'lik ortalama huzme akımına sahip 30 *MeV* enerjili elektron enerjileri üretebilen makineler yeterli görünmektedir.

PAA amaçları doğrultusunda, genellikle lineer hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Bu nedenle ve ayrıca bu tez çalışmasında da bir elektron lineer hızlandırıcı kullanıldığından elektron lineer hızlandırıcılar bir sonraki bölümde detaylı olarak incelenmiştir.

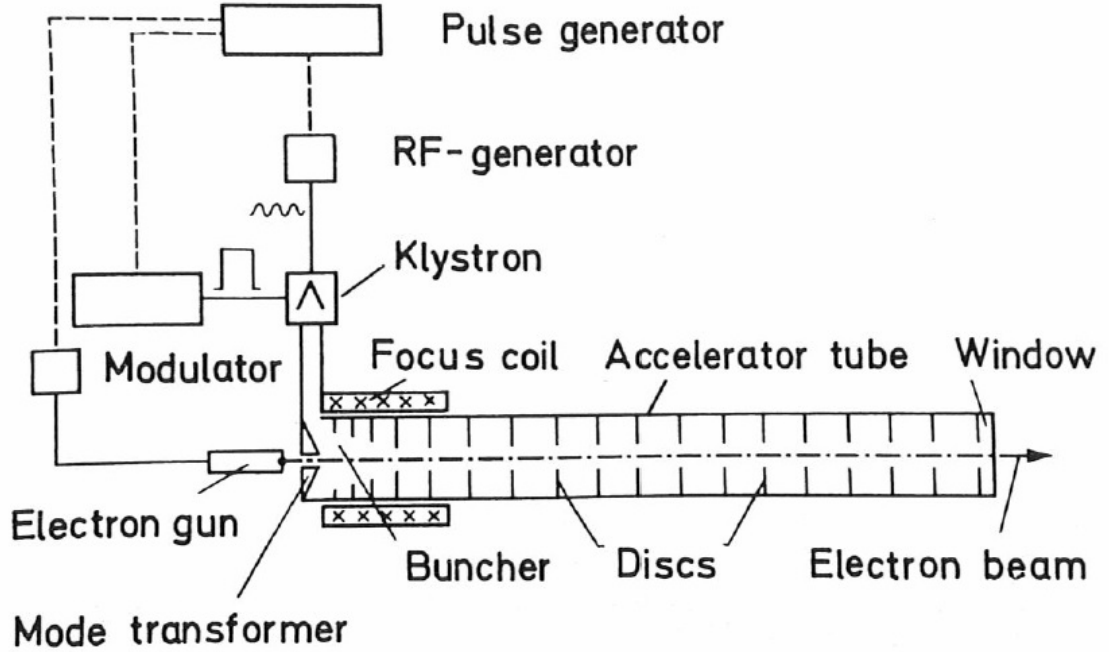
2.12.4. Lineer hızlandırıcılar

Lineer hızlandırıcı (linear accelerator-LINAC) terimi hem parçacıkların düz bir yörünge boyunca hızlandırılmasını hem de parçacıkları son enerjilerine taşıyan bir dalga üretmek için yüksek frekanslı bir kaynak kullanımını ima etmektedir. Bu konudaki ilk teorik düşünce 1928'de yayınlanmış ve ilk çalışan LINAC 1928'de rapor edilmiştir (Segebade vd 1988). 1930'larda civa iyonları için (Sloan ve Lawrence 1931) 1 *MeV*'den fazla ve elektronlar için (Beams ve Snoddy 1933, Beams ve Trotter 1934, Trotter ve Beams 1935, Sloan ve Coates 1934) 2.5 *MeV* civarında enerjiler üretebilen makineler inşa edildi. Analitik bağlamda Coates'in (Coates 1934) ilk deneylerine göre o zamanlarda yüksek performanslı radyasyon spektrometri ekipmanlarının eksikliği nedeniyle civa atomlarını barındıran bir kaç hedef elementin bombardıman edilmesinden kaynaklı radyasyon analizleri çok başarılı değildi. Daha sonraları Amerika-Stanford'da bulunan bir LINAC araştırma grubunun çalışmalarıyla 20 *GeV*'den fazla elektron enerjilerine çıkmayı başaran LINAC'lar yapılmıştır (Chodorow vd 1955, Ginzton vd 1948, Slater 1948).

2.12.4.1. Genel tanım

Hızlandırıcıda hızlandırılan parçacıkların elektron olduğu durumda hızlandırıcı "elektron lineer hızlandırıcı (e-LINAC)" adını alır. Bir e-LINAC şematik olarak Şekil 2.65.'deki gibi gösterilebilir. Bir radyo frekans (rf) sistemi tarafından sağlanan elektromanyetik alanların değiştirilmesiyle elektronlar düz yörüngelerde hızlandırılır. Bahsi geçen alanlar bir silindirik yapının eksenini boyunca

yayıma amacıyla kullanılır. Bu rf sistemi saniyede bir kaç gHz 'lik oldukça kararlı frekanslarda mikro dalgalar sağlayan bir rf jeneratöründen meydana gelir. Mikro dalgaların gücü yüksek güçte bir klistron tarafından onlarca megawatt'a kadar arttırılır. Sıklıkla çok adımlı bir güç amplifikasyon sistemi kullanılır.



Şekil 2.65. Bir ilerleyen dalga LINAC için şematik gösterim (Segebade vd 1988)

Temel olarak elektron kaynağı, yani elektron tabancası elektronların yayımlandığı ısıtılmış bir metalden veya bir metal oksitten meydana gelir. Bu elektronlar kaynak bölgesinden çıkarılırlar ve elektrotlar vasıtasıyla odaklanırlar ve hızlandırıcının klistron parçasına (buncher) enjekte edilirler. rf sisteminde olduğu gibi elektron tabancası saniyede bir kaç döngüden bir kaç bine kadar olacak şekilde seçilebilen tekrarlama hızlarıyla pulslama işlemi için dizayn edilirler. Elektron tabancasını ve mikro dalga yükselticisini besleyen pulslar bir ana puls jeneratörü tarafından çalıştırılan yüksek güçte bir modülatör ile temin edilirler. Elektron hızlandırıcılarda çok fazla güç gerektiğinden bu pulslama işlemi gereklidir.

Klistron parçası olan "buncher" bölgesine enjekte edilmeden önce elektron demeti iyi hizalanmalıdır ve hızlandırma aşamasında çok geniş yayılımlardan kaçınmak için homojen enerjide olmalıdır. Doğrusu, enjeksiyonun katı açısı bir steradyanın binde birini aşmamalıdır. Elektron demetinin keskin odaklaması "buncher" bölgesindeki hızlandırıcı tüpünü çevreleyen odaklama bobinleri ile gerçekleştirilir. Bazı LINAC'larda odaklama bobinleri hızlandırma tüpünün tümünü

çevreler. Enjeksiyon işlemi seçilen bir enerjide yapılır, böylece elektronlar LINAC'ın hızlandırma bölgesi içindeki elektrik alan tarafından kolaylıkla yakalanabilirler; bu genellikle bir kaç 10 keV'den bir kaç 100 keV'e kadardır. Hızlandırma tüpüne transfer edilmeden önce, klistron tarafından temin edilen hızlandırma mikro dalgasının dalga modu bir mod dönüştürücü tarafından dönüştürülür. Böylelikle elektrik alan vektörü demet yönüyle çakışır hale gelir.

Hızlandırma yapıları özellikle dalga klavuzları ile dizayn edilir. Bu dalga klavuzları elektromanyetik dalgadan elektronlara istenen değerlerde sürekli enerjinin transfer edilmesine olanak verir. Bir dalga klavuzu bir yalıtkan ile tahliye edilen veya doldurulan bir metal oluktur. Uygun şartlar altında elektromanyetik dalgalar bu dalga klavuzu boyunca yayılabilirler. Elektron hızlandırıcılarda dalga klavuzları, hızlandırıcı tüpün içindeki belli mesafelerde yerleştirilmiş olan merkezlerdeki (iris) dairesel boşlukları kapsayan diskler ile temin edilir. Hızlandırma dalgasının faz hızı irislerin mesafesi ile birlikte artar (eğer iris yoksa faz hızı ışık hızını aşacaktır ve bu nedenle parçacık hızlandırma için uygun olmayacaktır). Bu dalga klavuzları elektronları nihai enerjilerine taşıyan bir ilerleyen dalganın biçimlenmesine olanak sağlar.

Hızlandırma tüpünün sonunda, elektron demeti genellikle ince bir metal folyodan (örneğin titanyum) meydana gelen bir huzme penceresiyle iletilir. Yüksek atom numaralı bir hedefte elektron huzmesinin soğurulmasıyla bremsstrahlung üretimi gerçekleştirilir.

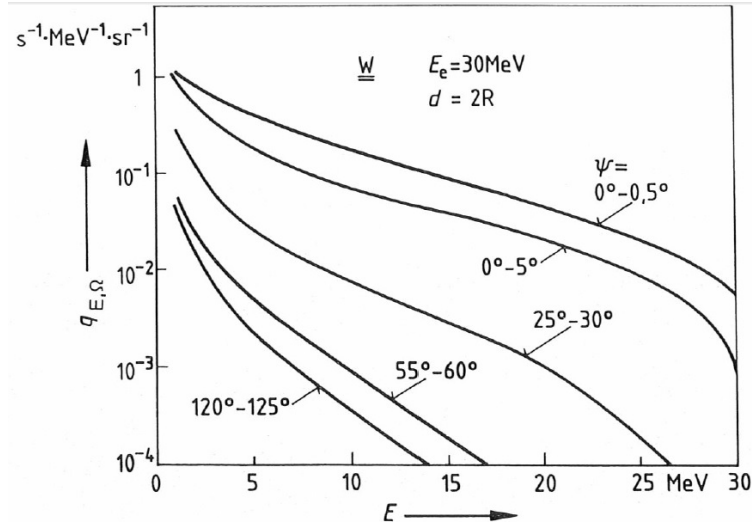
2.12.4.2. Bremsstrahlung üretimi ve fiziksel özellikleri

PAA için kullanılan birincil radyasyon bremsstrahlung frenleme ışınımıdır ve hızlandırıcıdan elde edilen bir elektron demetinin ağır bir metal diskte durdurulmasıyla üretilir. Elektron enerjisinin belli bir miktarı fotonlara dönüştürülür, kalan miktar ise dönüştürücü içinde ısı olarak açığa çıkar. Elektronu etkileyen çekici gücün etkisiyle elektron düz yolundan saptırılır. Elektrodinamikten bilindiği üzere ivmelenen yükler elektromanyetik radyasyon yayımlarlar. Kuantum mekaniksel olarak bakıldığında da elektronun elektrik alanla etkileşmesi elektronun kaybettiği enerjiye karşılık gelen bir foton yayımlamayla sonuçlanır.

2.12.4.3. Bremsstrahlung spektrumu

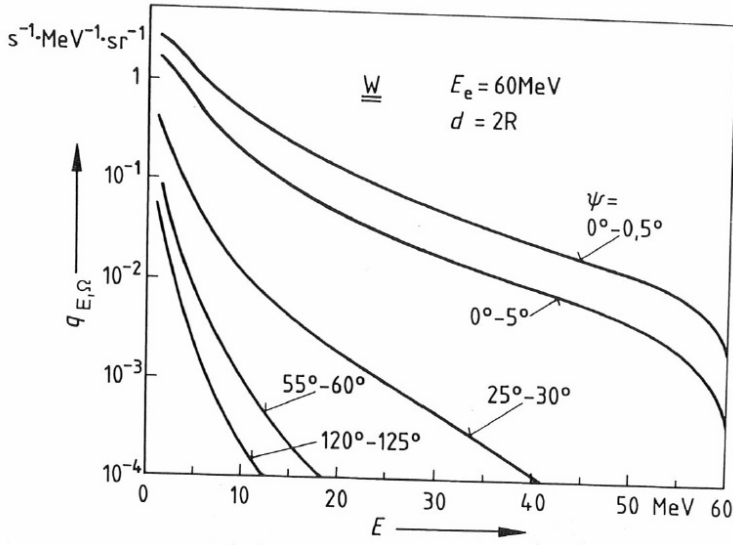
Elektronun radyal ivmesi çekirdekle ilişkili olan yörüngesine ve rasgele dağılmış yörüngelere bağlı olduğundan, klasik elektrodinamik çerçevesinde, yayımlanan fotonların spektrumunun sürekli olması beklenir. Eğer elektron hafifçe saptırılırsa, düşük enerjili bir foton yayımlanacaktır, fakat çekirdekle neredeyse merkezi bir çarpışma durumunda, bremsstrahlung fotonu elektronu terk eden enerjinin neredeyse tamamını barındıracaktır. Bu basit argümanla, bremsstrahlung fotonlarının enerji aralığının sıfır ile gelen elektronların enerjisine

eşit bir maksimum enerji arasında olduğu sonucu çıkarılabilir. Aslında kuantum mekaniksel hesaplamalar da aynı sonucu vermektedir. Ayrıca zayıf saptırmaların olasılığının güçlü saptırma olasılıklarından daha fazla olacağı sonucu da beklenebilir, çünkü çekirdeği büyük bir mesafeyle geçen elektron sayısı çekirdekle yakın temasta olan elektron sayısından daha fazladır. Düşük enerjili fotonların toplam bremsstrahlung yoğunluğuna olan katkısı yüksek enerjili fotonlarınkinden çok daha fazladır. Bu nedenle Şekil 2.66., spektrumun artan foton enerjisi ile birlikte sürekli olarak azaldığını göstermektedir ve maksimum elektron enerjisinde de sıfıra düşmektedir. Spektrum aynı zamanda gelen elektronların yönüyle ilişki olarak foton yayınlama açısına da bağlıdır. Artan açılarda yoğunluk tüm foton enerjileri için hızla düşmektedir ve spektrum daha yumuşak olmaya başlar, çünkü yayınlama açısı ile birlikte azalış yüksek enerjili fotonlar için, düşük enerjili olanlardan daha belirgindir. Şekil 2.67.'de aynı çizim ince bir tungsten hedefe çarpan 60 MeV 'lik elektronlar için gösterilmektedir. Unutulmamalıdır ki 60 MeV elektron enerjisinde iken tüm foton enerjileri için yayınlanan foton sayısı 30 MeV elektron enerjisinde olduğundan daha fazladır. Dahası, bremsstrahlung yoğunluğu artış yönünde dikkate değer ölçüde daha fazla pik yapar.



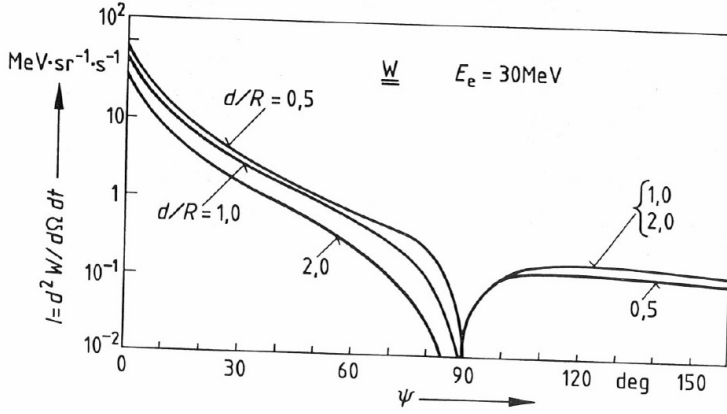
Şekil 2.66. Farklı yayınlama açılarında 30 MeV 'lik elektronlarla ince bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu (Segebade vd 1988)

Şekil 2.68., tüm küçük açılarda toplam bremsstrahlung yoğunluğunun hızla düştüğünü, orta açılarda yavaşça azaldığını, 90° yakınında aniden tekrar yükseldiğini ve daha sonrasında neredeyse sabit kaldığını göstermektedir. Şekil 2.69.'dan görüleceği üzere daha yüksek elektron enerjisindeki tek belirgin değişim açısal dağılımdaki eğim artışıdır. Bu artan elektron enerjisi ile birlikte açısal dağılım yarı genişliğinin azaldığı anlamına gelir, diğer bir ifadeyle küçük açılarda toplam foton



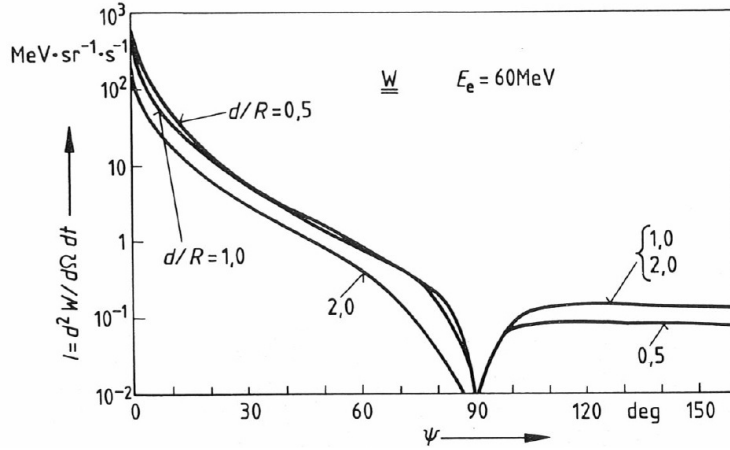
Şekil 2.67. Farklı yayınlanma açılarında 60 MeV'lik elektronlarla ince bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu (Segebade vd 1988)

yoğunluğu daha konsantre olmaktadır.



Şekil 2.68. Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 30 MeV bremsstrahlung açısal dağılımı (Segebade vd 1988)

Işılancak olan tüm materyaller dikkatli bir şekilde mümkün olduğunca bremsstrahlung koni eksenine yerleştirilmelidir, çünkü tümü için özdeş ışılama koşullarının oluştuğundan ve homojen bir materyal aktivasyonundan emin olunmalıdır. Dönüştürücüden itibaren olan daha büyük mesafelerde demet eksenine dik olan akı gradyenti daha küçüktür, fakat bu mesafede yoğunluk zayıftır, çünkü foton akı yoğunluğu dönüştürücüden itibaren olan mesafenin karesiyle ters orantılıdır ve bu sebeple azalma gösterir (Engelmann 1971). Bu nedenle genellikle dönüştürücü ve ışılama pozisyonu arasında bir kaç santimetrelilik bir maksimum mesafe tercih



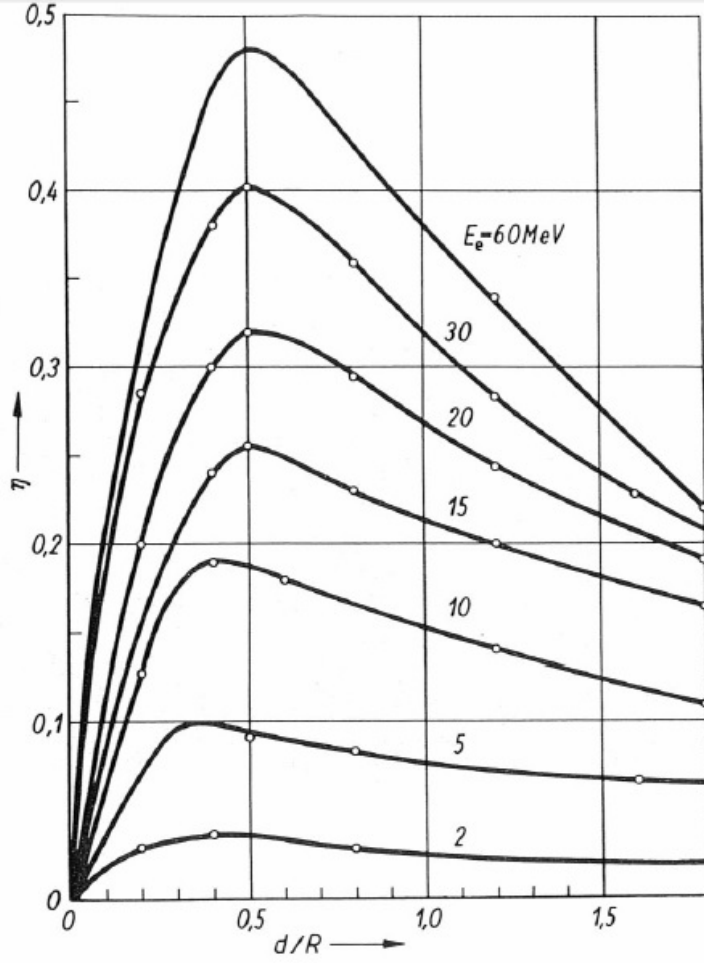
Şekil 2.69. Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 60 MeV bremsstrahlung açısai dağılımı (Segebade vd 1988)

edilir.

2.12.4.4. Bremsstrahlung verimi

Elektron demet gücü ve bremsstrahlung olarak yayılan güç arasındaki dönüşüm verimi elektron enerjisine ve dönüştürücünün kalınlığının yanısıra materyale bağlıdır. Şekil 2.70.'de verilen bir tungsten dönüştürücü için bremsstrahlung verimi dönüştürücü kalınlığı ve elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak, toplam bremsstrahlung foton enerjisi ve elektron enerjisi arasındaki oran şeklindedir. Eğer dönüştürücü ince ise sadece küçük bir miktar gelen elektron bremsstrahlung üretimine katkı sağlar, diğer yandan elektron huzmesinin büyük bir kısmı materyali geçecektir. Dönüştürücü kalınlığının artmasıyla birlikte foton sayısı artacaktır, fakat aynı zamanda foton akısı da azalacaktır. Çok kalın bir dönüştürücünün kullanıldığı durumda ise elektron huzmesi tamamen soğurulur, böylelikle mümkün olan maksimum bremsstrahlung foton üretimi söz konusudur. Fakat fotonlar bir sonraki tabakada önemli ölçüde azaltılacaktır, bu nedenle dönüştürücüden elde edilen foton akısı düşük olur. Bu sebepler doğrultusunda bremsstrahlung veriminin maksimuma ulaştığı ideal bir dönüştürücü kalınlığı söz konusudur. İdeal dönüştürücü kalınlığı yaklaşık olarak elektron menziline yarısına karşılık gelir. Şekil 2.70. daha önce bahsedildiği gibi PAA için uygun olan 30 MeV'lik elektronlar için maksimum verimin 0.4 olduğunu göstermektedir.

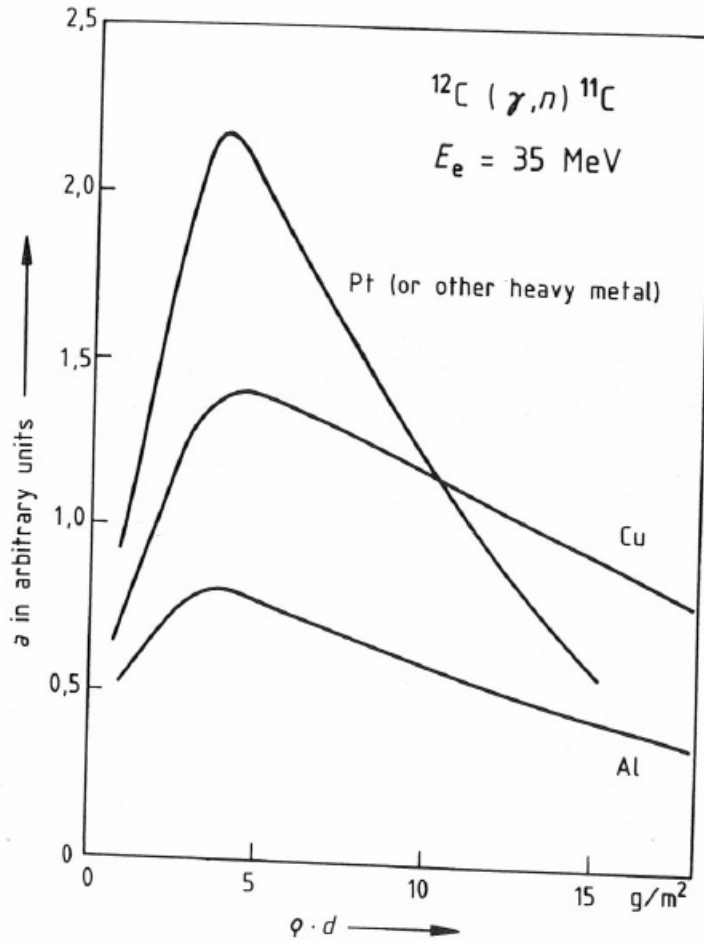
Bu nedenle gelen elektron huzme gücünün % 40'lık bir kesri elektromanyetik radyasyona dönüştürülür. Geri kalan kısım ise materyal içinde ısıya dönüşecektir. En çok kullanılan dönüştürücü materyaller tantal, tungsten, platin ve altın gibi ağır elementlerdir. Dönüştürücü materyali için ağır elementler tercih edilmesinin sebebi dönüştürücü materyalinin atom numarasının artışıyla bremsstrahlung veriminin de artmasıdır. Şekil 2.71.'de 35 MeV'lik elektronlar için üç farklı dönüştürücü materyalin karşılaştırması verilmiştir.



Şekil 2.70. Tunsten'de üretilen bremsstrahlung için verim; hedef kalınlığı ve elektron enerjisinin bir foksiyonu olarak, toplam bremsstrahlung foton enerjisi ve elektron enerjisi arasındaki oran (Segebade vd 1988)

İleri yöndeki bremsstrahlung fotonlarının akı yoğunluğu $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ reaksiyonu ile belirlenen karbon aktivasyonunun kullanılmasıyla ölçülmüştür. Elde edilen eğri maksimum indüklenen aktiviteyi veren ideal bir dönüştürücü kalınlığının olduğunu göstermektedir.

Alüminyum, bakır ve platin dönüştürücüler için bu değer 4 g/cm^2 civarındadır ki bu değer 35 MeV için Şekil 2.72.'de gösterilen elektronun materyal içindeki menziline çok daha azdır. Niteliksel anlamda bu değer Şekil 2.70.'de gösterilen teorik eğrilerle tutarlıdır. Teorik ve ölçülen ideal dönüştürücü kalınlığı arasındaki fark aktivasyon ölçümünde sadece reaksiyon eşliğinden yukarıda olan yüksek enerjili fotonların katkıda bulunuyor olmasıyla açıklanabilir, diğer yandan teorik hesaplama tüm bremsstrahlung fotonlarını hesaba katmaktadır. Şekil 2.71.'de *Al*, *Cu* ve *Pt* için yapılan ürün eğrilerinin karşılaştırılmasından, en ağır materyal olan *Pt*'nin en iyi seçim olduğu sonucu çıkarılabilir. Şekil 2.73. bir platin hedefin ideal



Şekil 2.71. Bremsstrahlung dönüştürücü kalınlığının bir fonksiyonu olarak çeşitli metallerdeki elektron soğurulması sayesinde üretilen 35 MeV bremsstrahlung tarafından karbonda indüklenen spesifik aktivite (Segebade vd 1988)

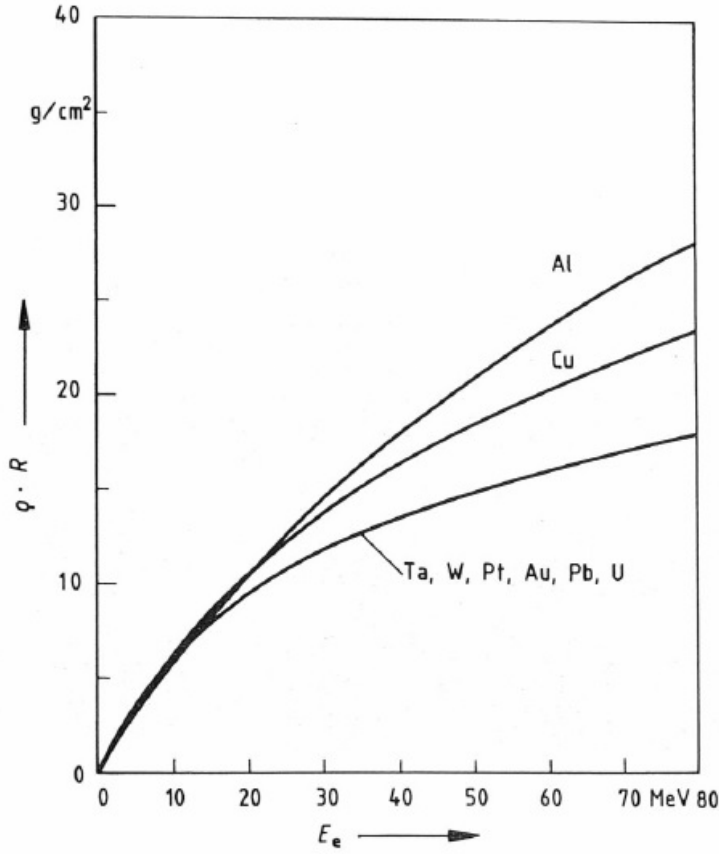
kalınlığının (γ, n) reaksiyonu için elektron enerjisi ile birlikte artışı göstermektedir (Segebade vd 1988).

2.12.5. Element konsantrasyonlarının belirlenmesi

Element konsantrasyonları numune ve referans materyalin aktivitelerinin karşılaştırılmasıyla elde edilmektedir.

Daha önce elde edilmiş olan eşitlik (2.85), belirlenmesi istenen elementin kütlesi ve indüklenen aktivite arasındaki ilişkiyi vermekteydi. Bu ifade eşitlik (2.91) ile tekrar yazılarak işlemlere devam edilecektir.

$$A(T_i, T_D) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_D} \quad (2.91)$$



Şekil 2.72. Elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak çeşitli ağır metallerdeki elektronsal menzili, burada ρ hedef materyalinin yoğunluğudur (Segebade vd 1988)

Hatırlanacak olursa bu eşitlikteki parametreler aşağıdaki gibi tanımlıydı :

m : elementin kütlesi

L : Avogadro sayısı ($= 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

h : hedef izotopun bolluğu

A_r : hedef izotopun nispi atomik kütlesi

φ : integral akı yoğunluğu

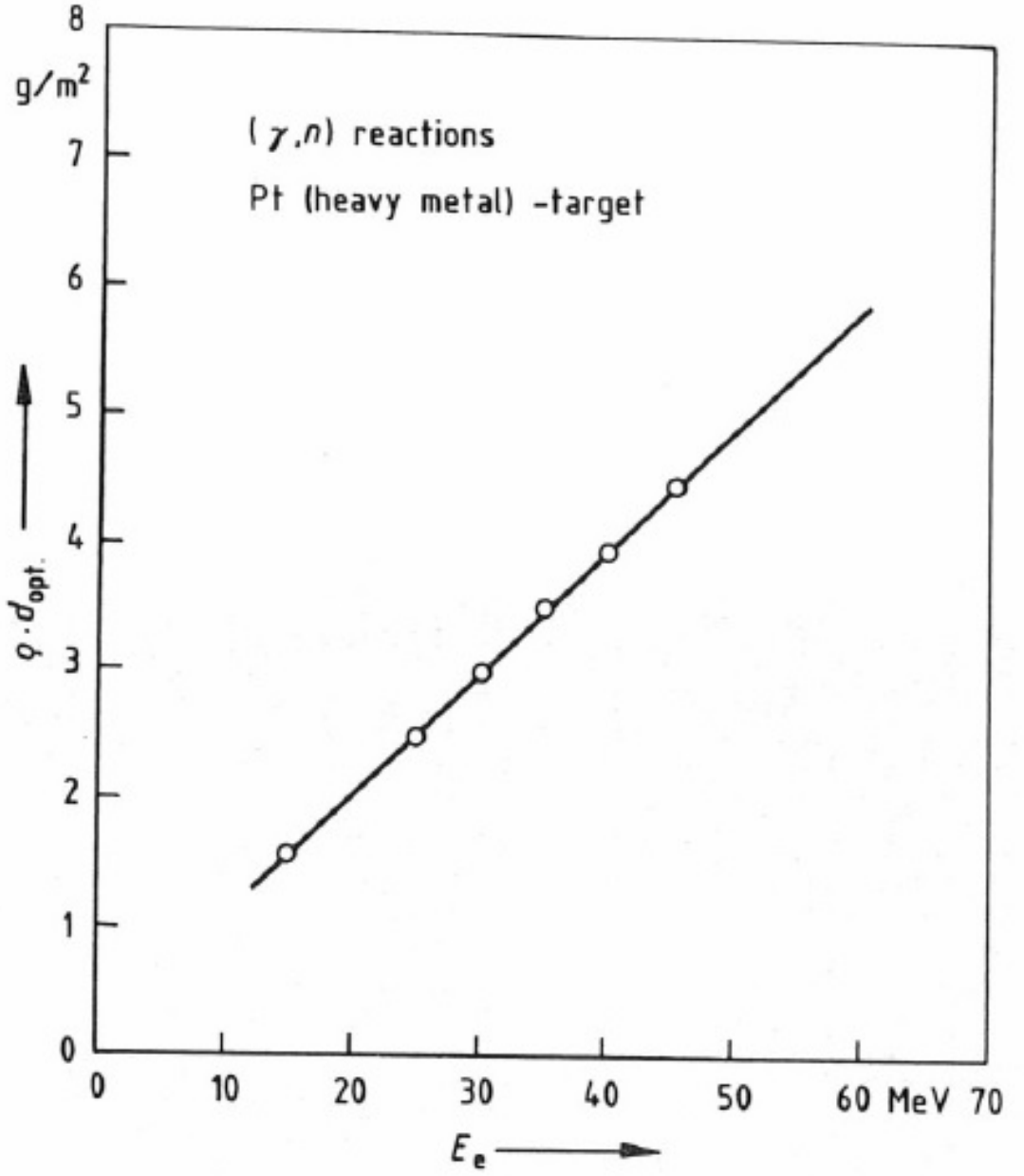
σ_{eff} : ilgilenilen nükleer reaksiyonun etkin integral tesir kesiti

T_i : ışınlama süresi

T_D : bozunma periyodu (ışınlamanın bitiminden itibaren ölçümün başlangıcına kadar geçen süre)

λ : reaksiyon ürününün bozunma sabiti

Bozunma periyodu henüz başlamamışken söz konusu aktivite sadece (T_i) değişkenine bağlı olarak eşitlik (2.92)'deki gibi olacaktır



Şekil 2.73. (γ, n) reaksiyonu için, elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak bir platin bremsstrahlung dönüştürücüsünün ideal kalınlığı (Segebade vd 1988)

$$A(T_i) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \phi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \quad (2.92)$$

Bu durumda bozunma periyodu öncesi numunedeki aktivite $A_S(T_i)$ ve referanstaki aktivite $A_R(T_i)$ olmak üzere eşitlik (2.93) söz konusu olacaktır.

$$\frac{A_S(T_i)}{A_R(T_i)} = \frac{m_S}{m_R} \quad (2.93)$$

Çünkü numune ve referans materyal aynı şartlar altında (geometri, foton akısı, ışınlama süresi vb) ışınlanmıştır. Bu nedenle belirlenmek istenen izotopun numune ve referans materyaldeki kütleleri dışında diğer tüm parametreler ($L, h, A_r, \varphi, \sigma_{eff}$) bahsi geçen aynı izotop için her iki materyalde de eşit değerlere sahiptir.

Bu ve sonraki tüm hesaplamalarda alt indis S numuneyi, alt indis R ise referans materyali ifade etmektedir.

Materyaldeki ilgilenilen elementin kütlesi (m) bilinmemekle birlikte eşitlik (2.94) ile verilen, materyal (numune veya referans) içindeki konsantrasyonu ifadesi kullanılabilir :

$$C = \frac{m}{M} \quad (2.94)$$

C : ilgilenilen elementin toplam kütle içindeki konsantrasyonu

m : ilgilenilen elementin kütlesi

M : materyalin (numune veya referans) toplam kütlesi

Bu durumda eşitlik (2.93) içinde eşitlik (2.94)'ün kullanılmasıyla eşitlik (2.95) elde edilir :

$$C_S = \frac{A_S(T_i) \cdot M_R \cdot C_R}{M_S \cdot A_R(T_i)} \quad (2.95)$$

Diğer yandan ölçüm süreci başladığında, belirli aktivitelerin hesaplanmasında ürün nüklitin gama ışın yayımlama olasılığı (Θ) ve ölçüm yapılan spektrometrenin sayım verimi (η) parametreleri de kullanılmalıdır. Bu durumda gama ışın hattındaki puls hızı, yani saniyedeki puls sayısı (P) eşitlik (2.96)'daki gibi olur :

$$P = A \cdot \Theta \cdot \eta \quad (2.96)$$

P : fotopik'deki ölçülen puls hızı (saniyedeki puls sayısı)

Θ : gama ışın çizgisindeki mutlak yayınlanma olasılığı (parçalanma başına yayınlanan foton sayısı)

η : söz konusu gama enerjisinde spektrometrenin mutlak fotopik sayım verimi (yayınlanan foton başına kaydedilen puls sayısı)

Eşitlik (2.91)'in eşitlik (2.96) içine katılmasıyla eşitlik (2.97) elde edilir :

$$P(T_i, T_D) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot \Theta \cdot \eta \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_D} \quad (2.97)$$

veya eşitlik (2.92)'nin kullanılmasıyla T_D uzunluğundaki bir bozunma süresi sonrasında bu puls hızı eşitlik (2.98)'deki gibi yazılabilir :

$$P(T_i, T_D) = A(T_i) \cdot e^{-\lambda \cdot T_D} \cdot \Theta \cdot \eta \quad (2.98)$$

Ölçüm işlemlerinde puls hızından ziyade T_C uzunluğundaki bir sayım süresi içinde puls sayısının integralini, yani dolayısıyla da fotopikteki sayım sayısını (I) kullanmak daha uygundur. Bu sayım sayısı eşitlik (2.99)'daki gibi olacaktır :

$$I = \int_{T_D}^{T_D+T_C} P(t) dt \quad (2.99)$$

Bu integralin sonucu eşitlik (2.100)'deki gibidir :

$$I = A(T_i) \cdot \Theta \cdot \eta \cdot \frac{e^{-\lambda \cdot T_D}}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_C}) \quad (2.100)$$

I : T_D ve T_C soğuma zamanları sonrasında fotopikteki sayım sayısı.

Belirlenmek istenen bileşen için hem numune ve hem de referans materyal içinde fotopik yayınlanma olasılığı (Θ), spektrometre sayım verimi (η) ve ürün nüklitin bozunma sabiti (λ) özdeştir. Bu nedenle bu eşitliğin eşitlik (2.95) içinde kullanılmasıyla eşitlik (2.101) elde edilir :

$$C_S = C_R \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda \cdot T_{DR}}}{e^{-\lambda \cdot T_{DS}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CR}}}{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CS}}} \quad (2.101)$$

C_S : numunedeki belirlenmek istenen bileşenin konsantrasyonu
 C_R : aynı bileşenin referans materyaldeki bilinen konsantrasyonu
 M_S : numunenin toplam kütlesi
 M_R : referansın toplam kütlesi
 I_S : numune spektrumundaki ürün nüklitin net fotopik alanı
 I_R : referans spektrumundaki ürün nüklitin net fotopik alanı
 T_{DS} : numunenin ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
 T_{DR} : referansın ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
 T_{CS} : Numunenin sayım süresi
 T_{CR} : referansın sayım süresi
 λ : ürün nüklitin bozunma sabitidir

Tekrar hatırlamakta fayda vardır ki bu sonuçlar numune ve referans materyalin eş zamanlı ışınlanması durumunda elde edilen sonuçlardır. Ayrıca söz konusu hesaplamalar için her hangi bir akı monitörü de kullanılmamıştır.

2.12.5.1. Akı monitörü kullanımı

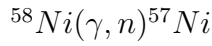
Numune ve referans materyallerin eşit aktivasyon dozlarını alıp alamadığını belirlemek zordur. Eğer numune ve referans materyal bremsstrahlung demet ekseni boyunca kusursuz olarak aynı yere yerleştirilmemişse, akı dağılımı ve fotonların enerji dağılımı inhomojen olduğundan, numune ve referans materyal tarafından alınan integral foton akısının standardizasyonu problem oluşturabilmektedir. Akı gradyenti nedeniyle, aktivasyon süresince numune ve referans arasındaki küçük geometrik farklılıklar bile alınan bremsstrahlung radyasyon dozunda farklılıklara neden olur. Sonuç olarak, analitik verilerde sapmalar meydana gelir. Bu problem hem ışınlama geometrisinden hem de aktive edilen materyaldeki radyasyonun azalmasından kaynaklanır.

Aktivasyon analizinde değişken olan akı yoğunluğunu düzeltmek amacıyla akı monitörleri kullanılır. Bu monitörler numune ile özdeş geometrilere sahip materyallerdir. Nötron aktivasyona nazaran PAA'de bu uygulama daha çok dikkate alınmalıdır, çünkü gelen foton radyasyonu oldukça dar bir demet içinde yoğunlaştırılmaktadır. Oysa ki nötron aktivasyon analizinde kullanılan nötron radyasyonu hem enerji spektrumu hem de akı yoğunluğu bakımından kaynağın etrafında izotropik olarak dağıtılır. Diğer yandan bu yüklü parçacık aktivasyonu ve X-ray fluorescence analiz gibi diğer teknikler söz konusu olduğunda PAA'de olduğundan daha büyük bir problem teşkil eder, çünkü X ışınları ve yüklü parçacıklar çoğu materyalde oldukça küçük nüfuz edebilme derinliklerine sahiptir.

Eş zamanlı olarak akı monitörleri de numune ve referans ile birlikte ışınlanmaktadır. Bu elektron enerjisinden başka makine ve ışınlama parametrelerine

bağlı olmayan nispi aktivite ürün değerlerini elde etmek için yapılır. Genellikle bakır veya nikel akı monitörü olarak kullanılmaktadır. Akı monitörü olarak bu elementlerin kullanılmasının başlıca sebepleri aşağıdaki gibidir .

- Çok yüksek enerjilere çıkmadıkça, monitör reaksiyonuyla üretilen ürün nüklitin aktivitesini olumsuz etkileyebilecek olan herhangi bir çakışma reaksiyonu yoktur. Örneğin akı monitörü olarak nikel kullanımı söz konusu olduğunda aşağıda gösterilen monitör reaksiyonu ile üretilen ^{57}Ni 'nin aktivite ürünü her hangi bir çakışma reaksiyonuyla karşılaşmaz

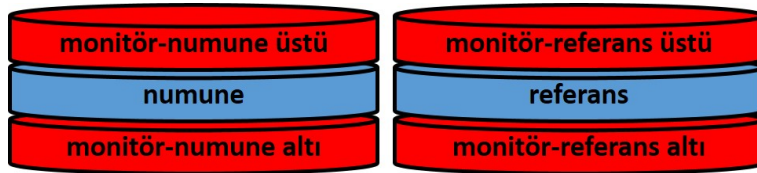


- Monitör reaksiyonuyla elde edilen ürün nüklit rahatlıkla ölçülebilecek olan değerlerde gama enerjileri yayınlar. Örneğin akı monitörü olarak nikel söz konusu olduğunda reaksiyon ürünü olan ^{57}Ni rahatlıkla ölçülebilecek olan 1379 keV değerinde gama enerjisi yayınlar.

Mutlak niceliksel aktivite ürünleri değişken parametrelerden kaynaklanır ve çok zor yeniden üretilebilir. Bu nedenle, aktivasyon süresince üretilen her bir nüklitin aktivitesi eş zamanlı olarak ışınlanan akı monitörünün referans reaksiyonu ile normalize edilir.

Kullanılan akı monitörleri için aktivite hesaplamaları yine eşitlik (2.85) ile yapılır. Bu hesaplamalar hem numune hem de referans materyal için şekillendirilmelidir.

Disk şeklinde bir numune ve referans için hazırlanan yine disk şeklindeki harici bir akı monitörünün yerleşim planı Şekil 2.74.'deki gibidir.



Şekil 2.74. Harici akı monitörlerinin yerleşim planı

Akı monitörünün kullanımıyla (2.101) ile verilen konsantrasyon eşitliğine bir düzeltme faktörü (F_{corr}) eklenecek ve yeni eşitlik (2.102) elde edilecektir :

$$C_S = F_{corr} \cdot C_R \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda \cdot T_{DR}}}{e^{-\lambda \cdot T_{DS}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CR}}}{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CS}}} \quad (2.102)$$

Eşitlik (2.85) ile başlanan hesaplamalar akı monitörleri için de benzer şekilde yapıldığında F_c düzeltme faktörünün eşitlik (2.103)'deki gibi olduğu görülür :

$$F_c = \frac{\frac{I_{m1R}}{M_{m1R} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m1R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m1R}})} + \frac{I_{m2R}}{M_{m2R} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m2R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m2R}})}}{\frac{I_{m1S}}{M_{m1S} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m1S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m1S}})} + \frac{I_{m2S}}{M_{m2S} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m2S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m2S}})}} \quad (2.103)$$

I_{m1R} : referansın altındaki monitör ürün nüklitine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı

I_{m2R} : referansın üstündeki monitör ürün nüklitine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı

I_{m1S} : numunenin altındaki monitör ürün nüklitine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı

I_{m2S} : numunenin üstündeki monitör ürün nüklitine ait spektrumdan elde edilen net pik alanı

M_{m1R} : referansın altındaki monitörün toplam kütlesi

M_{m2R} : referansın üstündeki monitörün toplam kütlesi

M_{m1S} : numunenin altındaki monitörün toplam kütlesi

M_{m2S} : numunenin üstündeki monitörün toplam kütlesi

$T_{D.m1R}$: referansın altındaki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi

$T_{D.m2R}$: referansın üstündeki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi

$T_{D.m1S}$: numunenin altındaki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi

$T_{D.m2S}$: numunenin üstündeki monitörün ışınlama sonrası ve ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi

$T_{C.m1R}$: referansın altındaki monitörün sayım süresi

$T_{C.m2R}$: referansın üstündeki monitörün sayım süresi

$T_{C.m1S}$: numunenin altındaki monitörün sayım süresi

$T_{C.m2S}$: numunenin üstündeki monitörün sayım süresi

λ_m : monitör ürün nüklitinin bozunma sabiti

2.12.5.2. Hata kaynakları

Element konsantrasyonlarına dair belirsizlikler ISO/GUM-2015 standartlarına göre belirlenmiştir.

Genellikle bozunma sabitindeki belirsizlik oldukça küçüktür. Doğal bolluktan gelen belirsizlik de kesin bir doğrulukla ölçülebilir değildir. Bu nedenlerle bu

iki hata kaynağı genellikle hata yayılımında kullanılmaz (Sun vd 2011). Akı monitörlerinin hesaba katılmadığı eşitlik (2.101) ile verilen konsantrasyon ifadesi göz önüne alındığında hata yayılımı eşitlik (2.104)'deki gibi olacaktır:

$$\Delta C_S = C_S \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta C_R}{C_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_R}{M_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_S}{M_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2} \quad (2.104)$$

Bu ve hata yayılımına dair verilen bundan sonraki tüm eşitliklerde " Δ " ifadeleri daha önce tanımları yapılan ifadelerin önüne geldiklerinde bu parametrelere ait belirsizlikleri göstermektedir.

Deneylerde referans konsantrasyonu genellikle % 2 – 5 aralığında hatalara sahipken kütle hataları ise % 0.1 den daha azdır. Diğer yandan pik yoğunluğu, yani pik alanı % 5 veya daha fazlası hatalara sahip olabilmektedir. Bu nedenle belirsizlik, öncelikle ölçümdeki dalgalanmalara ve referans konsantrasyonundaki hataya dayanır (Sun vd 2011).

Akı monitörlerinin de hesaba katılmasıyla elde edilmiş olan eşitlik (2.102) ile verilen konsantrasyon ifadesi göz önüne alındığında ise hata yayılımı eşitlik (2.105)'deki gibi olacaktır:

$$\Delta C_S = C_S \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta C_R}{C_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_R}{M_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_S}{M_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_c}{F_c}\right)^2} \quad (2.105)$$

Eşitlik (2.105)'deki ΔF_c ifadesi ise eşitlik (2.106) ile verilir :

$$\Delta F_c = F_c \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta R1 + \Delta R2}{\alpha R1 + \alpha R2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S1 + \Delta S2}{\alpha S1 + \alpha S2}\right)^2} \quad (2.106)$$

$\Delta R1$, $\Delta R2$, $\Delta S1$, $\Delta S2$, $\alpha R1$, $\alpha R2$, $\alpha S1$ ve $\alpha S2$ ifadeleri ise eşitlik (2.107)'de gösterildiği gibidir.

$$\begin{aligned}
\Delta R1 &= \frac{I_{m1R}}{M_{m1R} \cdot e^{-\lambda_{mon} \cdot T_{D.m1R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m1R}})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{m1R}}{I_{m1R}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{m1R}}{M_{m1R}}\right)^2} \\
\Delta R2 &= \frac{I_{m2R}}{M_{m2R} \cdot e^{-\lambda_{mon} \cdot T_{D.m2R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m2R}})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{m2R}}{I_{m2R}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{m2R}}{M_{m2R}}\right)^2} \\
\Delta S1 &= \frac{I_{m1S}}{M_{m1S} \cdot e^{-\lambda_{mon} \cdot T_{D.m1S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m1S}})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{m1S}}{I_{m1S}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{m1S}}{M_{m1S}}\right)^2} \\
\Delta S2 &= \frac{I_{m2S}}{M_{m2S} \cdot e^{-\lambda_{mon} \cdot T_{D.m2S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m2S}})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{m2S}}{I_{m2S}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{m2S}}{M_{m2S}}\right)^2} \\
\alpha R1 &= \frac{I_{m1R}}{M_{m1R} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m1R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m1R}})} \\
\alpha R2 &= \frac{I_{m2R}}{M_{m2R} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m2R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m2R}})} \\
\alpha S1 &= \frac{I_{m1S}}{M_{m1S} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m1S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m1S}})} \\
\alpha S2 &= \frac{I_{m2S}}{M_{m2S} \cdot e^{-\lambda_m \cdot T_{D.m2S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_m \cdot T_{C.m2S}})}
\end{aligned} \tag{2.107}$$

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Deneyde Kullanılan Materyallerin Tanıtımı

3.1.1. Işınlama donanımı

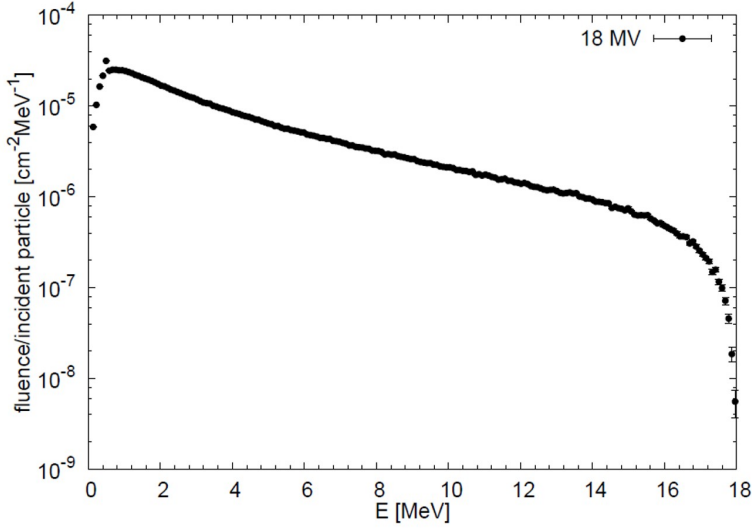
Bu çalışmada aktivasyon işlemleri için kullanılan bremsstrahlung fotonları, temelde tedavi amaçlı kullanılan bir Philips (Elekta TM Synergy) SLI-25 klinik elektron lineer hızlandırıcıdan (c-LINAC) elde edilmiştir. Bu hızlandırıcı 4, 6 ve 18 MeV bremsstrahlung enerji spektrumuna sahiptir. Bu cihazdaki elektron tabancası 400 Hz'lik bir puls tekrarlama frekansına sahiptir. Kullanılan bremsstrahlung dönüştürücü materyali ise tungsten elementinden oluşmaktadır. Şekil 3.1.'de cihazın görünümü, Şekil 3.2.'de ise radyasyon kaynaklarının simülasyonunda kullanılan ve bir Monte Carlo kod sistemi olan BEAMnrc ile SLI-25'den elde edilen foton enerji dağılımının bir simülasyonu görülmektedir. Cihaz hakkında daha fazla teknik detay referans Elekta (2003)'ten elde edilebilir.



Şekil 3.1. Bu çalışmada kullanılan Philips (Elekta TM Synergy) SLI-25 marka klinik elektron lineer hızlandırıcı (<http://nukleer.akdeniz.edu.tr/clinac-6ce>)

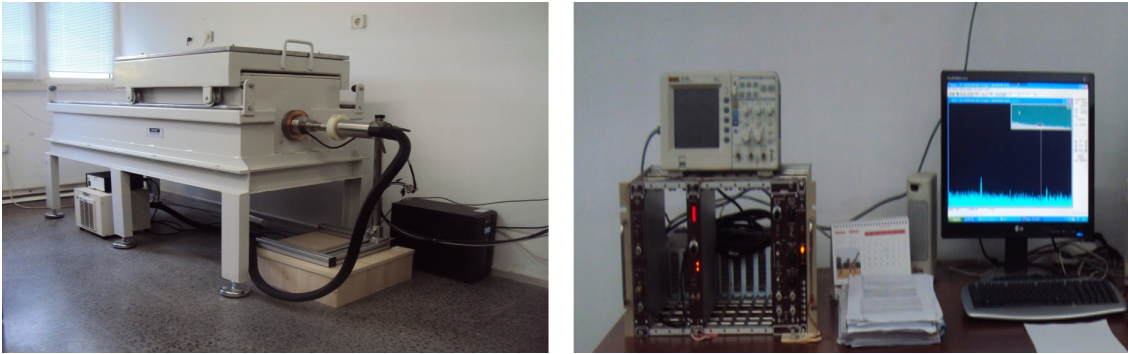
3.1.2. Dedektör ve gama spektrometresi donanımı

Bu çalışma kapsamında radyoaktivite ölçümleri *p*-tipi, koaksiyel, elektrik soğutuculu bir yüksek safılıkta germanyum dedektörü (HPGe) ile yapılmıştır. AMATEK-ORTEC (GEM40P4-83) model HPGe dedektörünün bağıl verimi % 40 olup ^{57}Co radyoizotopunun 122 keV'deki piki için FWHM değeri 768 eV, ^{60}Co



Şekil 3.2. BEAMnrc kullanımıyla SLI-25'den elde edilen foton enerji dağılımının bir simülasyonu (Boztosun vd 2015)

radyoizotopunun 1332 *keV*'deki piki için FWHM değeri 1,85 *keV*'dir. HPGe detektörü yine ORTEC firmasına ait güç kaynağı, spektroskopi yükseltici, analog dijital dönüştürücüden oluşan NIM (Nuclear Instrumentation Module) kasaya ve bir bilgisayara bağlanmıştır. HPGe detektörü 10 *cm* kalınlığındaki kurşun bir zırh içerisinde bulunmaktadır. Ayrıca zırhtan kaynaklanabilecek *X*-ışınlarını filtrelemek için kurşun zırhın iç kısmı 2 *mm* bakırla kaplanmıştır. Enerji kalibrasyonu için Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezinden (IAEA 1364-43-2) gama ışını enerjileri 47 ile 1837 *keV* arasında değişen çeşitli karma kalibrasyon kaynakları temin edilmiştir. Kullanılan bu sistem Şekil 3.3.'de görülmektedir. Veri toplama işlemleri MAESTRO32 programı ile yapılmıştır



Şekil 3.3. Bu çalışmada kullanılan ORTEC marka HPGe dedektör ve gama spektrometre donanımı (<http://nukleer.akdeniz.edu.tr/detektorler>)

3.1.3. Çalışılan numune ve referans materyal

Bu çalışmada farklı dönemlerden kalma disk şeklinde üç adet antik Roma sikkesi için önce niteliksel analizler yapılmış, daha sonra ise bakır ve kalay elementleri için niceliksel analizler yapılarak bu bileşenler için element konsantrasyonları elde edilmiştir. Sikkeler bronz materyallerdir. Referans olarak bir kimyasal analiz metodu olan ICP-MS (Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometer) ile element konsantrasyonu belirlenmiş olan ve disk şeklindeki sikkelerle aynı geometriye sahip bronz materyaller kullanılmıştır. Çalışılan Roma sikkeleri Şekil 3.4., Şekil 3.5. ve Şekil 3.6.'da gösterilmiştir.



Şekil 3.4. 8 katalog numaralı bronz sikke (İ.Ö. 2-1. Yy.)



Şekil 3.5. 20 katalog numaralı bronz sikke (İ.S. 244-249.)

3.2. Yöntem Aşamaları

Yöntem aşamaları sırasıyla numune ve referans hazırlama, ışınlama, ölçme ve analiz aşamalarından oluşmaktadır.



Şekil 3.6. 27 katalog numaralı bronz sikke (İ.S. 306-337)

3.2.1. Numune ve referans hazırlama

Bu tez için çalışılan antik bronz Roma sikkelerinin konsantrasyon hesaplarında kullanılmak üzere her bir sikke için aynı geometriye sahip birer bronz referans kullanılmıştır. Öncelikle, sikkelerle benzer geometride olması bakımından disk şeklinde bronz referans materyaller hazırlanmış ve ardından akı monitörü olarak kullanılmak üzere yine disk şeklinde ve aynı çapta bakır monitörler kesilmiştir.

Akı monitörlerinin kullanım sebebi kısım 2.12.5.1'de açıklandığı gibi numune ve referansın aynı foton akısını almamasından doğabilecek hata kaynağını minimuma indirmek içindir. Numune ve referans materyallerin eşit aktivasyon dozlarını alıp alamadığını belirlemek zordur. Eğer numune ve referans materyal bremsstrahlung demet eksenini boyunca kusursuz olarak aynı yere yerleştirilmemişse, akı dağılımı ve fotonların enerji dağılımı inhomojen olduğundan, numune ve referans materyal tarafından alınan integral foton akısının standardizasyonu problem oluşturabilmektedir. Akı gradyenti nedeniyle, aktivasyon süresince numune ve referans arasındaki küçük geometrik farklılıklar bile alınan bremsstrahlung radyasyon dozunda farklılıklara neden olur. Sonuç olarak, analitik verilerde sapmalar meydana gelir. Bu problem hem ışınlama geometrisinden hem de aktive edilen materyaldeki radyasyonun azalmasından kaynaklanır.

Akı monitörü olarak genellikle nikel veya bakır seçilir. Çünkü bu elementler söz konusu olduğunda, çok yüksek enerjilere çıkılmadıkça, monitör reaksiyonuyla üretilen ürün nüklitin aktivitesini olumsuz etkileyebilecek olan herhangi bir çakışma reaksiyonu yoktur. Ayrıca monitör reaksiyonuyla elde edilen ürün nüklit, rahatlıkla ölçülebilecek olan değerlerde gama enerjileri yayınlamaktadır. Aktivasyon süresince üretilen her bir nüklitin aktivitesi eş zamanlı olarak ışınlanan akı monitörünün referans reaksiyonu ile normalize edilir.

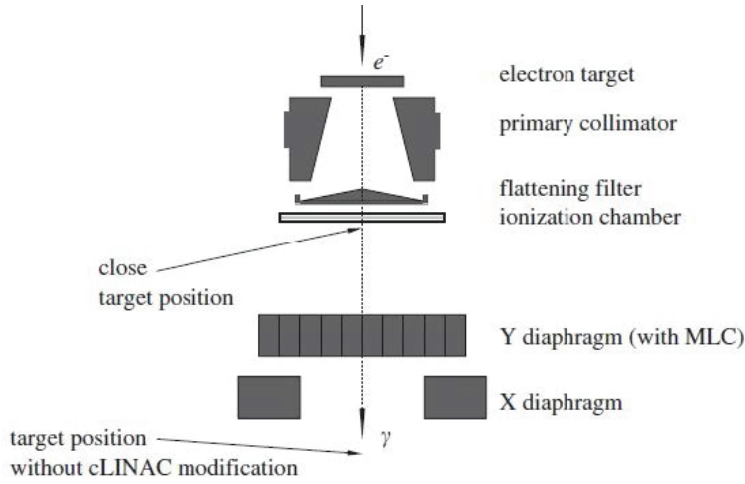
Sikke ve referanslar iki adet bakır monitör arasında kalacak şekilde Şekil 2.74.'dekine benzer olarak hazırlanmıştır. Hem sikke hem de referans için söz konusu olan bu yerleşim planı daha sonra alüminyum folyo ile kaplanmıştır. Alüminyum

folyo ile sarma işleminin nedeni aşağıda açıklanmıştır.

Yakın çevreden (örneğin referans materyalden) numuneye aktif hafif elementlerin geri tepmesi bir başka hata kaynağı olarak dikkate alınabilir. Bu girişim etkisi ışınlanan materyallerin ışınlama süresi boyunca bir yalıtkanla birbirlerinden ayrılmasıyla önlenir. Geri tepme parçacıkları nedeniyle meydana gelebilecek olan bu ikincil aktivasyonun önlenmesi için kullanılabilir olan bu yalıtkan örneğin alüminyum folyo olabilir. Alüminyum kullanılması sebebi, alüminyumun ciddi ölçüde aktivitelere sahip fotonükleer reaksiyonlar geçirmemesidir. Bu hata kaynağını minimuma indirmek için ışınlama öncesi monitör-numune-monitör ve monitör-referans-monitör şeklinde hazırlanan üçlü gruplar alüminyum folyo ile sarılır ve ışınlama pozisyonuna bu şekilde taşınır.

3.2.2. Aktivasyon

Şekil 3.7.'de c-LINAC'ta üretilen foton demeti ekseni boyunca ışınlama pozisyonu gösterilmektedir :



Şekil 3.7. c-LINAC ile üretilen bremsstrahlung foton demeti ekseni boyunca ışınlama pozisyonu (Boztosun vd 2015)

Foton demetinin yönlendirilmesi ve odaklanması daha önce bahsedilen standart manyetik ve elektrostatik araçlarla gerçekleştirilen sürece göre yapılmıştır. Kullanılan bremsstrahlung dönüştürücü tungsten bir hedeftir. Şekilden görüldüğü gibi bremsstrahlung foton demeti toplanır ve filtrelerle düz bir forma getirilir.

Işınlanan tüm materyaller kaynaktan (dönüştürücü tungsten hedeften) 58 cm uzaklığa yerleştirilmiştir ve 18 MeV nihai enerjili bremsstrahlung fotonları ile 20000 MU kadar bir radyasyon dozuna maruz kalacak şekilde ışınlanmıştır. Bu yaklaşık bir saatlik ışınlama periyoduna karşılık gelmektedir. MU, "Monitor Unit"

kelimelerinin baş harfleridir ve lineer hızlandırıcıda kullanılan bir radyasyon doz birimidir. Yaygın olarak kullanılan radyasyon birimi "Gray" (Gy)'dir ve genellikle hızlandırıcı kaynağından 100 cm mesafede $100 MU \approx 1 Gy$ 'e karşılık gelmektedir.

18 MeV enerjili bremsstrahlung fotonları, bir bronz materyal içerisinde tespit edilmesi beklenen çekirdeklerden tek bir nötron veya tek bir proton koparmak için gerekli enerji aralığını karşılamaktadır. Bu sayede ilk mertebeye fotonükleer reaksiyonlar başlatılabilir.

3.2.3. Ölçüm

Ölçümler offline olarak gerçekleştirilmiştir. Yani ışınlama bitimi ve ölçüm başlangıcı arasında, hiç bir işlemin gerçekleştirilmediği bir soğuma (cooling) periyodu söz konusudur.

Ölçümler için daha önce tanıtılan HPGe dedektör ve spektrometre sistemi kullanılmıştır.

Akı monitörleri için yaklaşık 2 dakikalık ölçümler alınmıştır. Akı dağılımı standartizasyonu için bu bakır akı monitörlerinin 511 keV'lik yok olma pikleri kullanılmıştır.

Sikkeler ve referans materyaller için önce yaklaşık 30'ar dakikalık kısa sayımlar ve daha sonrasında ise yaklaşık 20 saatlik uzun sayımlar alınmıştır. Bu uygulamanın nedeni şu şekilde açıklanabilir : Kısıtlı spektrometre çözünürlükleri nedeniyle farklı ürünlere ait enerjiler spektrumda girişim yapabilirler, yani bu farklı ürünlerin pikleri üst üste binebilirler. Örneğin bu durum daha kısa ömürlü bir çekirdek ve daha uzun ömürlü bir çekirdek arasında meydana gelebilir. Bu durumda analitik hesaplamalar için kullanılacak asıl olan uzun bir ölçüm öncesinde kısa bir ölçüm alınarak daha kısa ömürlü olan çekirdeğin ihmal edilebilir aktivitelere düşmesi sağlanır. Nitekim buna dair bir durumla bu çalışmada karşılaşmış, yakın enerjilerdeki iki farklı radyoaktif çekirdekte alınan iki farklı pikin girişim etkisiyle üst üste bindiği gözlenmiştir. Bu nedenle bu iki pik hesaplamalar için kullanılmamıştır. Çünkü girişim etkisini ortadan kaldıracak olan gerekli soğuma periyodu için yeteri kadar beklenmemiştir. Meydana gelen bu problem sonuçlar bölümünde tartışılmıştır.

Ölçümlerde ölü zaman (dead-time), yani iki pulsun ölçülmesi arasında kaybedilen zaman %7 civarında olacak şekilde materyalin dedektör kristaline olan mesafesi kontrol edilmiş ve buna göre bir ölçüm mesafesine karar verilmiştir.

3.2.4. Analiz süreci

Spektrometre sisteminin yazılım programı olan "MAESTRO32" programı ile kaydedilen spektrumların analiz işlemleri, gama-ışın spektrum verilerini grafiksel olarak derleyen "*gf3 Radware*" programı ile yapılmıştır. Program ile ilgili

detaylar "<http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html>" web adresinden görülebilir. Bu programdan elde edilen detaylı değerlerle karakteristik pik enerjileri belirlendikten sonra bu enerjilerle uyumlu olan literatürdeki enerjilerin izleri sürülerek çekirdekler tespit edilmiştir. Çalışılan materyallerin özellikleri doğrultusunda muhtemel yapı taşlarının kısmen önceden kestirilebilir olması iz sürme başlangıcında zaman kazanma açısından faydalı olacaktır. Nitekim bu çalışmada analiz edilen sikkeler, bronz materyaller olduğu için bronz materyaller içindeki muhtemel yapı taşları doğrultusunda iz sürmeye başlanmıştır.

4. BULGULAR

Analizler iki bulgu grubuna ayrılmıştır. İlk olarak niteliksel analizler söz konusudur. Niteliksel analizler başlığı altında iz sürme sonucunda sikkeler içinde tespit edilen çekirdekler gösterilmiş fakat tümü için niceliksel analizler yani konsantrasyon hesaplamaları yapılmamıştır. Niceliksel analizler, yani konsantrasyon hesaplamalarının da söz konusu olduğu başlıkta eldeki referans materyalin elverdiği ölçüde bazı çekirdekler için konsantrasyon hesaplamaları verilmiştir.

4.1. Deney Aşamalarında Belirlenen Bazı Parametreler

Çizelge 4.1.'de sikkeler, bronz referans materyalleri ve monitörlerin ölçülen kütle değerleri ile birlikte ışınlama, bozunum ve ölçüm periyotları verilmiştir. Tüm ölçümlerde ölçüm başında ölü zaman (dead time) % 7 civarında olacak şekilde bir ölçüm mesafesi belirlenmiştir. Tüm ışınlamalar için uygulanan doz miktarı 20000 MU 'dur.

Çizelge 4.1. Bu çalışmada incelenen antik Roma sikkelerinin, bronz referans materyallerinin ve monitörlerin ölçülen kütle değerleri ile birlikte ışınlama, bozunum ve ölçüm periyotları

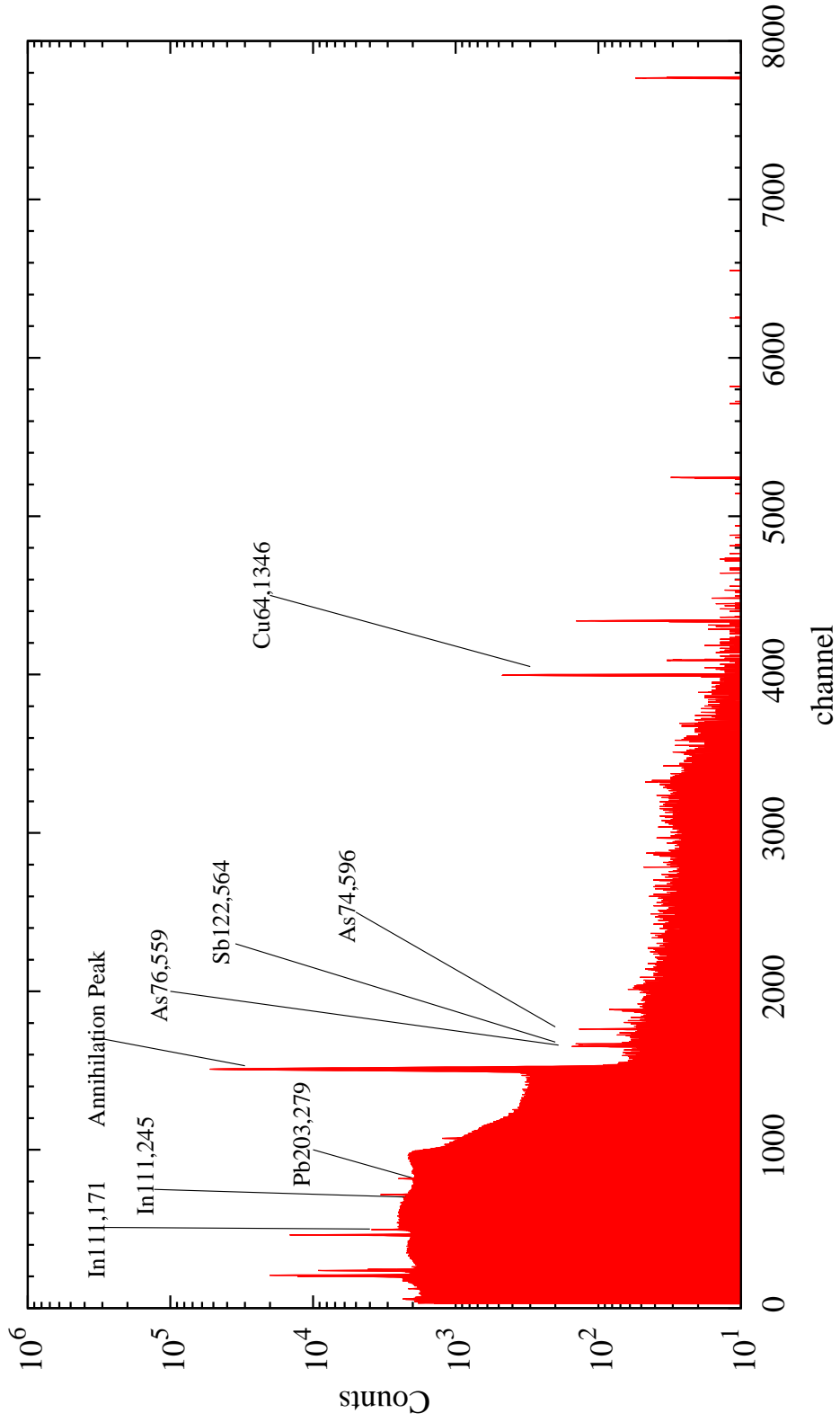
Materyal	Kütle (g)	T_i (s)	T_D (s)	T_C (s)
$S1$	4.84	3602	5965	68813
$R1$	18.14	3602	78314	86372
$m1S1$	0.96	3602	999	120
$m2S1$	0.96	3602	726	60
$m1R1$	2.68	3602	1509	90
$m2R1$	2.53	3602	1318	60
$S2$	4.76	3543	5141	71969
$R2$	19.6	3543	78144	84649
$m1S2$	1.31	3543	1179	120
$m2S2$	1.27	3543	784	60
$m1R2$	2.47	3543	1802	120
$m2R2$	2.48	3543	1459	60
$S3$	3.30	4522	4618	72001
$R3$	14.31	4522	77444	86401
$m1S3$	1.22	4522	716	120
$m2S3$	1.16	4522	552	114
$m1R3$	2.48	4522	1070	130
$m2R3$	2.35	4522	885	121

Çizelge 4.1. için tanımlar:

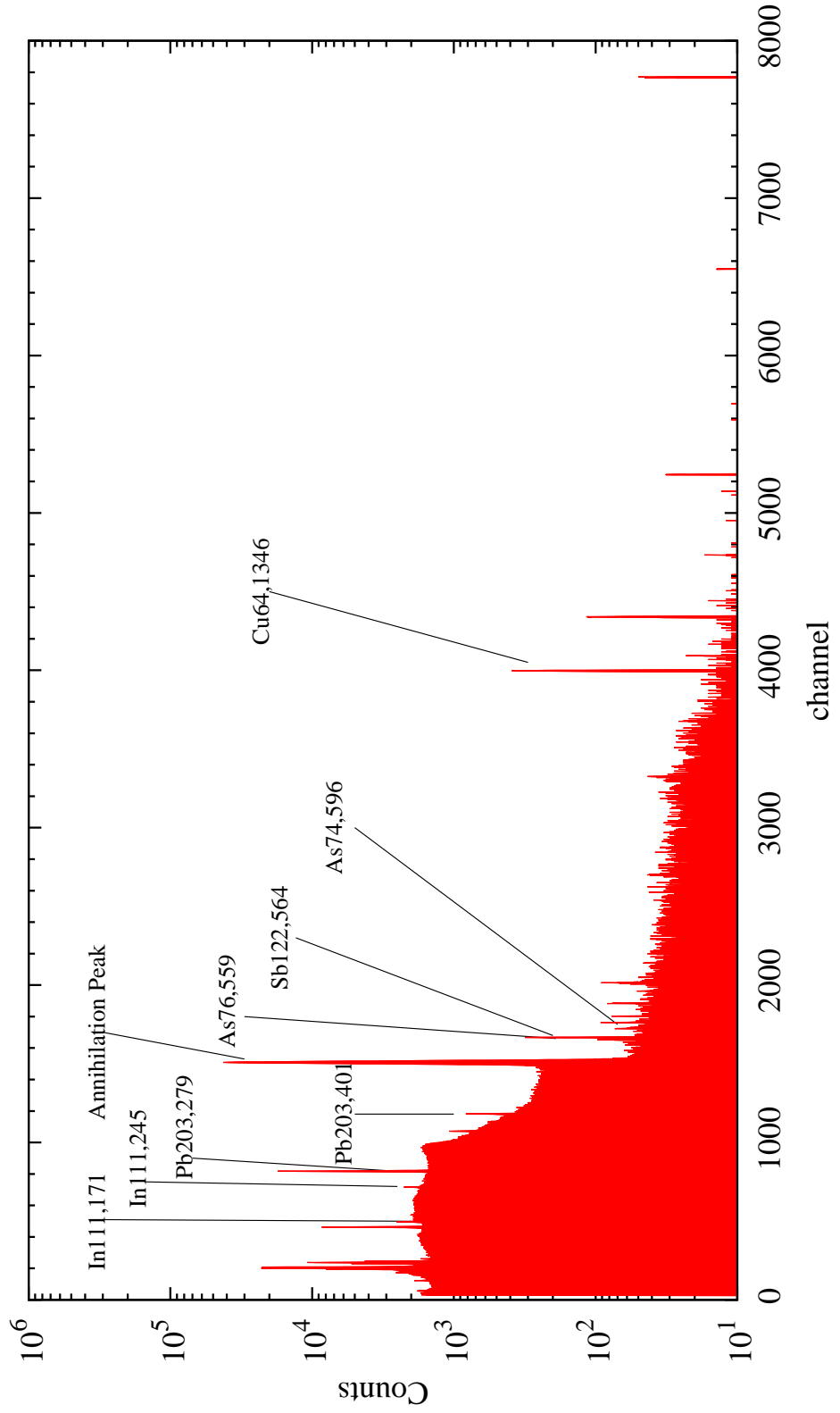
<i>S1</i>	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi
<i>R1</i>	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyali
<i>m1S1</i>	8 katalog numaralı antik Roma sikkesinin altındaki monitör
<i>m2S1</i>	8 katalog numaralı antik Roma sikkesinin üstündeki monitör
<i>m1R1</i>	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin altındaki monitör
<i>m2R1</i>	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin üstündeki monitör
<i>S2</i>	20 katalog numaralı antik Roma sikkesi
<i>R2</i>	20 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyali
<i>m1S2</i>	20 katalog numaralı antik Roma sikkesinin altındaki monitör
<i>m2S2</i>	20 katalog numaralı antik Roma sikkesinin üstündeki monitör
<i>m1R2</i>	20 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin altındaki monitör
<i>m2R2</i>	20 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin üstündeki monitör
<i>S3</i>	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi
<i>R3</i>	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyali
<i>m1S3</i>	27 katalog numaralı antik Roma sikkesinin altındaki monitör
<i>m2S3</i>	27 katalog numaralı antik Roma sikkesinin üstündeki monitör
<i>m1R3</i>	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin altındaki monitör
<i>m2R3</i>	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi için kullanılan bronz referans materyalin üstündeki monitör
<i>T_i</i>	ışınlanma süresi
<i>T_D</i>	ışınlama sonrası ölçüm başlangıcı arasındaki bozunum süresi
<i>T_C</i>	ölçüm süresi

4.2. Niteliksel Analiz Bulguları

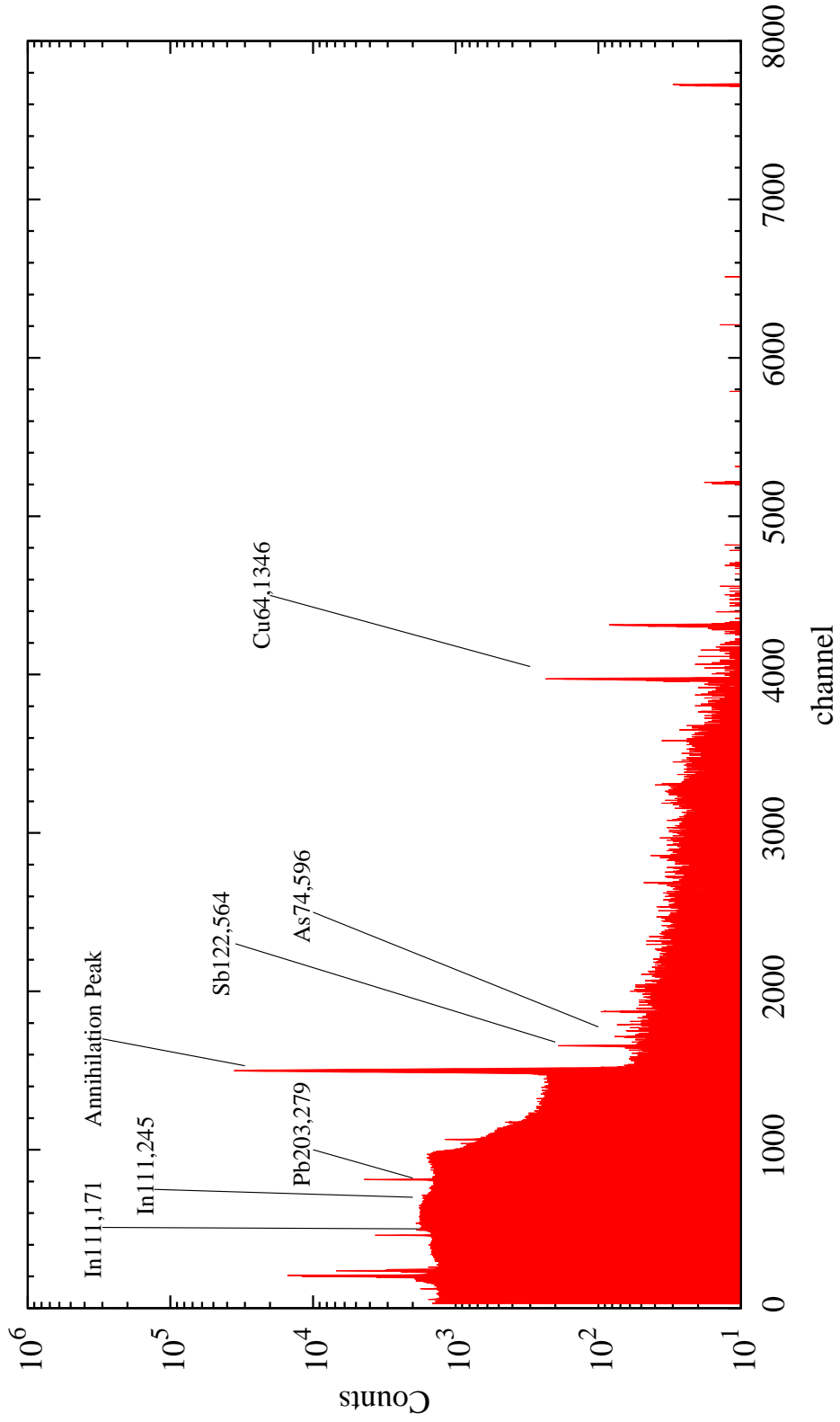
Şekil 4.1., Şekil 4.2. ve Şekil 4.3.'de sırasıyla 8, 21 ve 27 katalog numaralı antik Roma sikkelerinin aktivasyonundan elde edilen gama spektrumları, tespit edilen enerji pikleri ve bu piklerin ait oldukları radyoaktif çekirdeklerle birlikte gösterilmiştir.



Şekil 4.1. S1 : 8 katalog numaralı bronz sikkenin gama spektrumu



Şekil 4.2. S2 : 20 katalog numaralı bronz sikkenin gama spektrumu



Şekil 4.3. S3 : 27 katalog numaralı bronz sikkenin gama spektrumu

Çizelge 4.3.'de 8, 20 ve 27 katalog numaralı antik Roma sikkelerinin analizlerinden elde edilen piklerin enerji değerleri, bu enerjilerin ait oldukları radyoaktif çekirdeğin kimliği ve yarı ömrü gösterilmiştir.

Çizelge 4.3. Spektrum analizlerinden elde edilen pik enerjileri, bu enerjilerin ait oldukları radyoaktif ana çekirdekler ve bu çekirdeklerin yarı ömürleri

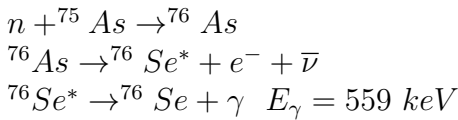
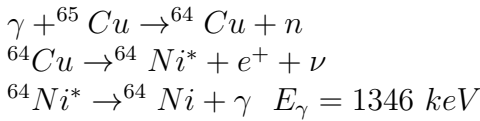
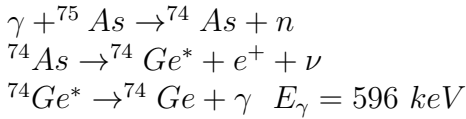
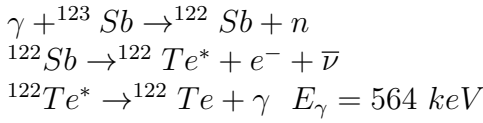
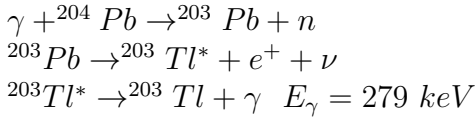
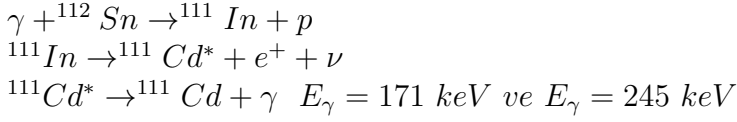
Materyal	E (keV)	σ_E	$T_{1/2}$	Hedef	Ana	Kız	Reaks.	Mod
S1	170.99	0.015	2.8 gün	^{112}Sn	^{111}In	^{111}Cd	(γ, p)	β^+
S1	245.25	0.018	2.8 gün	^{112}Sn	^{111}In	^{111}Cd	(γ, p)	β^+
S1	279.08	0.038	51.9 saat	^{204}Pb	^{203}Pb	^{203}Tl	(γ, n)	β^+
S1	559.18	0.051	26.24 saat	^{75}As	^{76}As	^{76}Se	(n, γ)	β^-
S1	564.16	0.054	2.7 gün	^{123}Sb	^{122}Sb	^{122}Te	(γ, n)	β^-
S1	596.08	0.054	17.88 gün	^{75}As	^{74}As	^{74}Ge	(γ, n)	β^+
S1	1345.90	0.018	12.7 saat	^{65}Cu	^{64}Cu	^{64}Ni	(γ, n)	β^+
S2	171.03	0.302	2.8 gün	^{112}Sn	^{111}In	^{111}Cd	(γ, p)	β^+
S2	245.07	0.037	2.8 gün	^{112}Sn	^{111}In	^{111}Cd	(γ, P)	β^+
S2	278.95	0.002	51.9 saat	^{204}Pb	^{203}Pb	^{203}Tl	(γ, n)	β^+
S2	559.09	0.084	26.24 saat	^{75}As	^{76}As	^{76}Se	(n, γ)	β^-
S2	564.12	0.024	2.7 gün	^{123}Sb	^{122}Sb	^{122}Te	(γ, n)	β^-
S2	595.96	0.102	17.88 gün	^{75}As	^{74}As	^{74}Ge	(γ, n)	β^+
S2	1345.88	0.020	12.7 saat	^{65}Cu	^{64}Cu	^{64}Ni	(γ, n)	β^+
S3	171.11	0.080	2.8 gün	^{112}Sn	^{111}In	^{111}Cd	(γ, p)	β^+
S3	245.21	0.094	2.8 gün	^{112}Sn	^{111}In	^{111}Cd	(γ, p)	β^+
S3	278.88	0.009	51.9 saat	^{204}Pb	^{203}Pb	^{203}Tl	(γ, n)	β^+
S3	401.20	0.147	51.9 saat	^{204}Pb	^{203}Pb	^{203}Tl	(γ, n)	β^+
S3	564.07	0.045	2.7 gün	^{123}Sb	^{122}Sb	^{122}Te	(γ, n)	β^-
S3	595.88	0.163	17.88 gün	^{75}As	^{74}As	^{74}Ge	(γ, n)	β^+
S3	1346.18	0.033	12.7 saat	^{65}Cu	^{64}Cu	^{64}Ni	(γ, n)	β^+

Çizelge 4.3. için tanımlar:

S1	8 katalog numaralı antik Roma sikkesi
S2	20 katalog numaralı antik Roma sikkesi
S3	27 katalog numaralı antik Roma sikkesi
Hedef	Aktivasyon kaynağıyla uyarılan materyal içindeki kararlı hedef çekirdek
Ana	Hedef çekirdeğin uyarılmasıyla oluşan ana radyoaktif çekirdek
Kız	Ana radyoaktif çekirdeğin bozunduğu kız çekirdek
Reaks.	Gerçekleşen nükleer reaksiyon tipi
Mod	Ana radyoaktif çekirdeğin kız çekirdeğe bozunum modu

E	Tespit edilen pik enerjisi
σ_E	Tespit edilen pik enerjisi hatası
$T_{1/2}$	Ana radyoaktif çekirdeğin yarılanma ömrü

Gözlenen fotonükleer reaksiyonlar : $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$, $^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$, $^{123}\text{Sb}(\gamma, n)^{122}\text{Sb}$, $^{75}\text{As}(\gamma, n)^{74}\text{As}$, $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ şeklindedir. Ayrıca $^{75}\text{As}(n, \gamma)^{76}\text{As}$ şeklindeki nötron yakalama reaksiyonu da gözlenmiştir. Bu reaksiyonları takip eden bozunum süreçleri de aşağıda gösterildiği gibidir.



4.3. Niceliksel Analiz Bulguları

Bu çalışmada eldeki referans materyalin elverdiği ölçüde bazı çekirdekler için konsantrasyon hesaplamaları yapılmıştır. Eldeki bu imkanlar doğrultusunda numuneler içindeki kalay (Sn) ve bakır (Cu) için konsantrasyonlar belirlenebilmiştir. Bu konsantrasyonlar $^{112}Sn(\gamma, p)^{111}In$ ve $^{65}Cu(\gamma, n)^{64}Cu$ reaksiyonlarından elde edilen veriler sayesinde belirlenebilmiştir. Konsantrasyon hesaplamaları için hem numune hem de referans materyaller ile birlikte ışınlanan bakır akı monitörlerinin spektrumlarından elde edilen yok olma pikinin net sayımları kullanılmıştır.

Tüm bu veriler doğrultusunda eşitlik (2.102) ve eşitlik (2.103)'ün kullanımıyla her bir sikkede hesaplanan kalay (Sn) ve bakır (Cu) konsantrasyonları (C_{Sn} ve C_{Cu}) Çizelge 4.5.'de akı monitörleri hesaba katılmadan ve Çizelge 4.6.'de ise akı monitörleri hesaba katılarak gösterilmiştir.

Çizelge 4.5. Çalışılan antik Roma sikkelerinin fotoaktivasyon analiz (PAA) metoduyla hesaplanan kalay (Sn) ve bakır (Cu) konsantrasyonlarının yüzde cinsinden değerleri (akı monitörlerinin katkıları hesaplarda kullanılmadan)

Sikke	$C_{Sn} - 1$ (%)	$\sigma_{C_{Sn}-1}$ (%)	$C_{Sn} - 2$ (%)	$\sigma_{C_{Sn}-2}$ (%)	C_{Cu} (%)	$\sigma_{C_{Cu}}$ (%)
S1	0.059	0.020	0.052	0.018	65.328	6.223
S2	0.027	0.009	0.027	0.009	50.715	4.858
S3	0.012	0.005	0.012	0.005	62.181	6.231

Çizelge 4.6. Çalışılan antik Roma sikkelerinin fotoaktivasyon analiz (PAA) metoduyla hesaplanan kalay (Sn) ve bakır (Cu) konsantrasyonlarının yüzde cinsinden değerleri (akı monitörlerinin katkıları hesaplarda kullanılarak)

Sikke	$C_{Sn} - 1$ (%)	$\sigma_{C_{Sn}-1}$ (%)	$C_{Sn} - 2$ (%)	$\sigma_{C_{Sn}-2}$ (%)	C_{Cu} (%)	$\sigma_{C_{Cu}}$ (%)
S1	0.068	0.023	0.061	0.021	75.694	7.774
S2	0.033	0.011	0.034	0.012	62.599	6.431
S3	0.020	0.007	0.019	0.007	97.039	10.299

Çizelge 4.5. ve Çizelge 4.6. için tanımlar:

- S1 8 katalog numaralı antik Roma sikkesi
- S2 20 katalog numaralı antik Roma sikkesi
- S3 27 katalog numaralı antik Roma sikkesi

C_{Sn-1}	$^{112}Sn(\gamma, p)^{111}In$ reaksiyonunda görülen 171 keV'lik pik üzerinden yapılan hesapla yüzde cinsinden kalay elementinin sikke içerisindeki konsantrasyonu
$\sigma_{C_{Sn-1}}$	$^{112}Sn(\gamma, p)^{111}In$ reaksiyonunda görülen 171 keV'lik pik üzerinden yapılan hesapla yüzde cinsinden kalay elementinin sikke içerisindeki konsantrasyon belirsizliği
C_{Sn-2}	$^{112}Sn(\gamma, p)^{111}In$ reaksiyonunda görülen 245 keV'lik pik üzerinden yapılan hesapla yüzde cinsinden kalay elementinin sikke içerisindeki konsantrasyonu
$\sigma_{C_{Sn-2}}$	$^{112}Sn(\gamma, p)^{111}In$ reaksiyonunda görülen 245 keV'lik pik üzerinden yapılan hesapla yüzde cinsinden kalay elementinin sikke içerisindeki konsantrasyon belirsizliği
C_{Cu}	$^{65}Cu(\gamma, n)^{64}Cu$ reaksiyonunda görülen 1346 keV'lik pik üzerinden yapılan hesapla yüzde cinsinden bakır elementinin sikke içerisindeki konsantrasyonu
$\sigma_{C_{Cu}}$	$^{65}Cu(\gamma, n)^{64}Cu$ reaksiyonunda görülen 1346 keV'lik pik üzerinden yapılan hesapla yüzde cinsinden bakır elementinin sikke içerisindeki konsantrasyon belirsizliği

5. TARTIŞMA

Bu çalışmada fotoaktivasyon analiz (PAA) yöntemiyle analiz edilen üç adet antik bronz Roma sikkesi için element analizi sonuçlarına göre her üç sikkede de *Sn*, *Pb*, *As*, *Sb* ve *Cu* elementlerinin varlığı tespit edilmiştir. Bu elementlerden *Sn* ve *Cu* için konsantrasyon hesaplamaları yapılmıştır. Tespit edilen elementlere bakıldığında standart bir bronz materyalde olması beklenen element çeşitliliğinin elde edildiği görülmektedir. Sonuçların antik bronz materyaller üzerine daha önce yapılan element analizleri ile de uyumlu olduğu görülmektedir. Bu çalışmalardan bazıları şu şekildedir: Thompson ve Lutz tarafından yapılan bir çalışmada (Thompson ve Lutz 1972) antik bronz eserlerin karakterizasyonu çalışılmış ve bu çalışma için hem NAA hem de PAA metotları kullanılmıştır. Sonuç olarak bu antik bronz materyaller içinde *Fe*, *Ni*, *Zn*, *Sn* ve *Pb* elementlerinin varlığı tespit edilmiştir; bir diğer çalışmada ise Neider ve arkadaşları tarafından (Neider vd 1977) bronz materyaller için PAA ve AAS metotları kullanılmış ve bu materyaller içinde *Fe*, *Ni*, *Zn*, *Sn* ve *Pb*, *Sb*, *As*, *Cu* ve *Ag* elementlerinin varlığı tespit edilmiştir; Guerra tarafından yapılan bir çalışmada ise (Guerra 1998) XRF ve PIXE gibi yöntemlerle arkeolojik metallerin analizleri yapılmış ve diğer yöntemlerle sonuçlar karşılaştırılmıştır. Çalışmada bronz materyaller için yine benzer element kompozisyonları elde edildiği görülmektedir.

6. SONUÇ

Bu çalışmada farklı dönemlere ait üç adet antik bronz Roma sikkesi fotoaktivasyon analiz (PAA) yöntemiyle analiz edilmiştir. Aktivasyon işlemi için bir klinik lineer hızlandırıcıdan (c-LINAC) elde edilen ve nihai enerjisi 18 MeV olan bremsstrahlung fotonları kullanılmıştır. Ölçüm işlemleri için yüksek saflıkta bir germanyum dedektörü (HPGe) ve ona bağlı bir gama spektrometre düzeneği kullanılmıştır. Tüm bu süreç aynı şartlar altında, sikkelerle aynı geometriye sahip ve element konsantrasyonları daha önceden bilinen bronz referans materyaller için de uygulanmıştır. Ayrıca doz dağılımının standardizasyonu için tüm ışınlamalarda sikke ve monitörleri sandviç edecek şekilde bakır aki monitörleri kullanılmıştır. Buna göre analiz edilen her üç sikkede de Sn, Pb, As, Sb ve Cu elementlerinin varlığı tespit edilmiştir. Gözlenen fotonükleer reaksiyonlar $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ ve 245 keV), $^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$ ($E_\gamma = 279 \text{ keV}$), $^{123}\text{Sb}(\gamma, n)^{122}\text{Sb}$ ($E_\gamma = 564 \text{ keV}$), $^{75}\text{As}(\gamma, n)^{74}\text{As}$ ($E_\gamma = 596 \text{ keV}$), $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$) şeklindedir. Ayrıca bremsstrahlung fotonlarının hızlandırıcı içinde diğer materyallerle etkileşmesi sonucu oluşan ikincil nötronlar nedeniyle meydana gelen $^{75}\text{As}(n, \gamma)^{76}\text{As}$ ($E_\gamma = 559 \text{ keV}$) şeklindeki nötron yakalama reaksiyonu da gözlenmiştir.

Diğer yandan, yapılan analizlerde $^{117}\text{Sn}(\gamma, \gamma')^{117}\text{Sn}^*$ ($E_\gamma = 158.6 \text{ keV}$) ve $^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123}\text{Sn}$ ($E_\gamma = 160 \text{ keV}$) reaksiyonlarının da gerçekleştiği anlaşılmaktadır. Fakat kısım 3.2.3'de belirtildiği üzere kısıtlı spektrometre çözünürlükleri nedeniyle farklı ürünlere ait olan bu reaksiyonların söz konusu enerjileri spektrumda girişim yapmaktadır. Buna dair gözlemler her üç sikkenin (ve beraberinde referans materyallerin) analizinde de aynı sebepleri işaret etmektedir. Bu sebepler şöyle açıklanabilir : ^{123}Sn çekirdeğinin yarı ömrü 40 dakika'dır, $^{117}\text{Sn}^*$ çekirdeğinin yarı ömrü ise 14 gün'dür. Sikkenin 30 dakikalık kısa sayımına başlanmadan önce geçen soğuma periyodu 16.8 dakika'dır. Bu nedenle bu süre zarfında 40 dakikalık yarı ömre sahip olan ^{123}Sn çekirdeğinin 160 keV'lik piki ve 14 günlük yarı ömre sahip olan $^{117}\text{Sn}^*$ çekirdeğinin 158.6 keV'lik piki spektrumda bahsedilen sebeplerden dolayı girişim halindedir. ^{123}Sn çekirdeğinin ihmal edilebilir, makul aktivitelere düşmesi için yeterli bir soğuma periyodu henüz geçmemiştir. Böylece spektrumda bu iki pik üst üste biner ve spektrum 160 keV üzerinden kayıt yapar. Aynı durum referans materyalin 30 dakikalık kısa sayımından elde edilen spektrum için de geçerlidir. Çünkü bu kısa sayıma başlanmadan önce geçen soğuma periyodu 50.75 dakika'dır, yani yine ^{123}Sn çekirdeğinin ihmal edilebilir, makul aktivitelere düşmesi için yeterli bir soğuma periyodu henüz geçmemiştir ve spektrum yine 160 keV üzerinden kayıt yapar. Benzer durum sikkenin yaklaşık 20 saatlik uzun sayımından elde edilen spektrum için de söz konusudur. Çünkü bu uzun sayıma başlanmadan önce geçen soğuma periyodu yaklaşık 1.43 saat'dir, ^{123}Sn çekirdeğinin girişim yapmasını engelleyecek soğuma süresi hala söz konusu değildir ve spektrum yine 160 keV üzerinden kayıt yapar. Referans materyalin

yaklaşık 23 saat süren uzun sayımından elde edilen spektrum için ise durum böyle değildir. Çünkü bu çalışmada sayımlar aynı germanyum dedektörü ile alınmıştır ve dolayısıyla tüm materyallerin bahsi geçen tüm sayımları (kısa ve uzun) sırayla yapılabilmektedir. Nitekim referans materyalin uzun sayımına da ancak sikkenin uzun sayımından sonra, yani ışınlamadan sonra yaklaşık 22 saat'lik bir soğuma periyodunun ardından başlanabilmektedir. Böylelikle bu süre ^{123}Sn çekirdeğinin ihmal edilebilir, makul aktivitelere düşmesi için yeterli bir soğuma periyodu demektir. Dolayısıyla, referans materyalin bu uzun sayımından elde edilen spektrumda ^{123}Sn çekirdeğinin 160 keV'lik pikine rastlanmamıştır. Spektrum 14 gün'lük yarı ömre sahip olan $^{117}\text{Sn}^*$ çekirdeğinin 158.6 keV'lik piki üzerinden kayıt yapmıştır.

Bu niteliksel analizlerin ardından her üç sikkede de kalay (Sn) ve bakır (Cu) elementleri için element konsantrasyonları hesaplanmıştır. Element konsantrasyonlarının hesaplanması şeklindeki niceliksel analizlerin sadece bu iki element için yapılabilmesinin sebebi ise sikkelerdeki element kompozisyonlarından sadece bu iki elementin eldeki referans materyalin element kompozisyonu içinde belirlenmiş olmasıdır. Referans materyallerdeki element konsantrasyonları ICP-MS (Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometer) yöntemiyle belirlenmiştir. Sn konsantrasyonu $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ reaksiyonundan elde edilen her iki pik ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ ve 245 keV) de kullanılarak ayrı ayrı hesaplanmıştır. Cu konsantrasyonu ise sadece $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonundan elde edilen ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$) enerjili pik kullanılarak hesaplanabilmektedir.

Akı monitörlerinin etkisini karşılaştırmak için hem akı monitörü kullanımıyla elde edilen düzeltme faktörü kullanılmadan hem de bu faktör kullanılarak element konsantrasyonları hesaplanmıştır. Buna göre 8 katalog numaralı antik Roma sikkesinde akı monitörünün düzeltme faktörü yer almaksızın $E_\gamma = 171 \text{ keV}$ enerjili pikin kullanımıyla % 0.059'luk bir Sn konsantrasyonu; $E_\gamma = 245 \text{ keV}$ enerjili pikin kullanımıyla % 0.052'lik bir Sn konsantrasyonu; ve $E_\gamma = 1346 \text{ keV}$ enerjili pikin kullanımıyla da % 65.328'lik bir Cu konsantrasyonu hesaplanmıştır. Diğer yandan bu defa akı monitörü düzeltme faktörünün yer almasıyla aynı sikke için aynı piklerin kullanımıyla elde edilen konsantrasyonlar sırasıyla % 0.068 Sn ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ enerjili pikten); % 0.061 Sn ($E_\gamma = 245 \text{ keV}$ enerjili pikten); ve % 75.694 Cu ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$ enerjili pikten) şeklindedir. 20 katalog numaralı antik Roma sikkesi için monitör düzeltme faktörü yer almaksızın sonuçlar, % 0.027 Sn ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ enerjili pikten); % 0.027 Sn ($E_\gamma = 245 \text{ keV}$ enerjili pikten); ve % 50.715 Cu ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$ enerjili pikten) şeklindeki monitör düzeltme faktörünün yer almasıyla % 0.033 Sn ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ enerjili pikten); % 0.034 Sn ($E_\gamma = 245 \text{ keV}$ enerjili pikten); ve % 62.599 Cu ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$ enerjili pikten) şeklindedir. 27 katalog numaralı son sikke için monitör düzeltme faktörü olmaksızın sonuçlar, % 0.012 Sn ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ enerjili pikten); % 0.012 Sn ($E_\gamma = 245 \text{ keV}$ enerjili pikten); ve % 62.181 Cu ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$ enerjili pikten) şeklindeki monitör düzeltme faktörünün yer almasıyla % 0.020 Sn ($E_\gamma = 171 \text{ keV}$ enerjili pikten); % 0.019 Sn ($E_\gamma = 245 \text{ keV}$ enerjili pikten); ve % 97.039 Cu ($E_\gamma = 1346 \text{ keV}$ enerjili

pikten) şeklindedir.

Elde edilen sonuçlar daha önce bronz arkeolojik materyaller için PAA ve/veya diğer analiz yöntemleri ile bulunan ve bazılarında Bölüm 5'te bahsedilen element kompozisyonları ile benzer sonuçlardır.

Sonuç olarak, çoğu paha biçilmez değerinde olan, tahribatın söz konusu olduğu her hangi bir analiz yönteminin teklif dahi edilemeyeceği arkeolojik eserler için PAA gibi tahribatsız uygulanabilen bir analiz yönteminin oldukça uygun olduğu ve bir çok durumda sonuçların yapılan diğer analiz yöntemleriyle karşılaştırılabilir olduğu görülmüştür. Bu tarz uygulamalı metotların kullanımıyla sosyal alanlara da pozitif bilgiler sağlayabilecek sonuçlar elde edilebilmektedir. Böylelikle disiplinler arası çalışmalar ivme kazanacak, sorunların anlaşılması için daha sağlıklı yollar açılacaktır.

7. KAYNAKLAR

- BEAMS, J.W. SNODDY, L.B. 1933. The Production of High Velocity Ions and Electrons. *Phys. Rev.*, 44 (9): 784-785.
- BEAMS, J.W. TROTTER, H. 1934. The Acceleration of Electrons to High Energies. *Phys. Rev.*, 45 (11): 849-850.
- BERGER, M.J. SELTZER, S.M. 1970. Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets. *Phys. Rev. C*, 2 (2): 621-631.
- BOZTOSUN, I. DAPO, H. OZMEN, S.F. CECEN, Y. KARAKOC, M. COBAN, A. CESUR, A. CANER, T. BAYRAM, E. KELLER, G.B. KUCUK, B. GUVENDI, A. DERMAN, M. KAYA, D. 2014. The results of the first photonuclear reaction performed in Turkey The zinc example. *Turkish Journal of Physics*, 38 (1): 1-9.
- BOZTOSUN, I. DAPO, H. KARAKOC, M. OZMEN, S.F. CECEN, Y. COBAN, A. CESUR, A. CANER, T. BAYRAM, E. SAITO, T.R. AKDOGAN, T. BOZKURT, V. KAYA, D. KUCUK, Y. 2015. Photonuclear reactions induced by a clinical linac. *Journal of Physics: Conference Series*, 590: 1-012024.
- CHADWICK, J. GOLDHABER, M. 1934. A Nuclear Photo-effect: Disintegration of Deuteron by γ -rays. *Nature*, 134: 3381-237.
- CHODOROW, M. GINZTON, E.L. HANSEN, W.W. KYHL, R.L. NEAL, R.B. PANOFSKI, W.K.H. and THE STAFF of THE W.W. HANSEN LABORATORIES of PHYSICS. 1955. Stanford High Energy Linear Electron Accelerator (Mark III). *Review of Scientific Instruments*, 26 (2): 134-204.
- COATES, W.M. 1934. The Production of X-Rays by Swiftly Moving Mercury Ions. *Phys. Rev.*, 46 (7): 542-548.
- ELEKTA. 2003. Elekta Digital Accelerator Technical Training Guide (unpublished).
- ENGELMANN, C. 1971. "Determination experimentale au moyen de moniteurs d'activation de la repartition du faisceau de photons ? de freinage produits par

- des electrons de 25 à 45 MeV. *Nuclear Instruments and Methods*, 93 (2): 197-204.
- GEORGE, K.D. KRAMER, H.H. 1969. Deuterium Analysis by Photoneutron Detection. *Nuclear Technology*, 7 (4): 385-388.
- GILMORE, G.R. 2008. Practical Gamma-ray Spectrometry. John Wiley & Sons (Publishers), England.
- GINZTON, E.L. HANSEN, W.W. KENNEDY, W.R. 1948. A Linear Accelerator. *Review of Scientific Instruments*, 19 (2): 89-108.
- GOLDHABER, M. 1939. Nuclear Excitation of Indium by X-Rays. *Phys. Rev.*, 55: 11-1129.
- GOLDSTEIN, G. 1963. Determination of Beryllium by the Photoneutron Method. *Analytical Chemistry*, 35 (11): 1620-1623.
- GUADIN, A.M. PANNEL, J.H. 1951. Determination of Beryllium by Photodisintegration. *Analytical Chemistry*, 23 (9): 37-49.
- GUERRA, M.F. 1998. Analysis of Archaeological Metals-The Place of XRF and PIXE in the Determination of Technology and Provenance. *X-ray Spectrometry*, 27 (2): 73-80.
- HARBOTTLE, G. 1954. Activation of Nuclear Isomers by Gamma Rays. *Nucleonics*, 12 (4): 4-67.
- KNOLL, G.F. 2000. Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons (Publishers), New York-Chichester-Weinheim-Brisbane-Toronto-Singapore.
- KRANE, K.S. 1988. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons (Publishers), Canada.
- LEO, W.R. 1994. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (Publishers), USA.

- NEIDER, R. DUDZUS, T. FUSBAN, H.U. JOST, P. REIMERS, P. SCHIMITT, B.F. SEGEBADE, C. WANDELBURG, K. WEISE, H.P. 1977. Comparison of Photon Activation Analysis with Other Modern Analytical Methods as Tools for the Solution of Actual Analytical Problems. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 39 (1-2): 397-408.
- ORTEC. 2008. Maestro-32 Software User's Manual. <http://web.mit.edu/8.13/8.13d/manuals/Ortec-MAESTRO-software-manual.pdf>.
- SEGEBADE, C. WEISE, H.P. LUTZ, G.J. 1988. Photon Activation Analysis. Walter de Gruyter (Publishers), Berlin-New York.
- SEGEBADE, C. BERGER, A. 2008. Photon Activation Analysis. John Wiley & Sons (Publishers), Berlin.
- SLATER, J.C. 1948. The Design of Linear Accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 20 (3): 473-518.
- SLOAN, D.H. COATES, W.M. 1934. Recent Advances in the Production of Heavy High Speed Ions without the Use of High Voltages. *Phys. Rev.*, 46 (7): 539-542.
- SLOAN, D.H. LAWRENCE, E.O. 1931. The Production of Heavy High Speed Ions without the Use of High Voltages. *Phys. Rev.*, 38 (11): 2021-2032.
- SUDAR, S. 2002. "Truecoinc", a Software Utility for Calculation of the True Coincidence Correction, in the Specialized Software Utilities for Gamma Ray Spectrometry. pp 37-49, IAEA-TECDOC-1275 (Publishers), Austria.
- SUN, Z.J. WELLS, D. SEGEBADE, C. GREEN, J. 2011. Standardizing Activation Analysis: New Software for Photon Activation Analysis. *AIP Conference Proceedings*, 1336: 1-473.
- THOMPSON, B.A. LUTZ, G.J. 1972. Characterization of Ancient Bronze Artifacts by Neutron and Photon Activation Analysis. *Radiochemical and Radioanalytical Letters*, 9 (5-6): 343-350.

TROTTER, H. BEAMS, J.W. 1935. Acceleration of Electrons to High Energies.
Phys. Rev., 47: 8-641.

TSOULFANIDIS, N. 1995. Measurement and Detection of Radiation. Taylor &
Francis (Publishers), USA-UK.

ÖZGEÇMİŞ



Adı: Can
Soyadı: ERTUĞAY
Kurumu: Akdeniz Üniversitesi
E.Posta: can_ertugay@hotmail.com

Eğitim

- 2009-2012 Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Lisans eğitimi
- 2010-2012 Akdeniz Üniversitesi Eğitim Fakültesi Pedagojik Formasyon programı
- 2013— Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Yüksek Lisans eğitimi

Yabancı Dil: İngilizce

Katıldığı seminerler: Akdeniz üniversitesi fizik bölümünün 2010-2015 aralığında düzenlediği ve <http://fizik.fen.akdeniz.edu.tr/etkinlikler> adresinden ulaşılacak olan olan tüm seminerler.

Konferans, Workshop, Yaz Okulu Katılımları

- 2014 NUBA Conference Series-1: Nuclear Physics and Astrophysics, 15-21 Eylül. "The Elemental Analyses of a Meteorite Sample found in Turkey by Photoactivation Analysis (PAA) Method" başlıklı poster sunumuyla.
- 2014 NUBA-2014: The 1st International Nuclear Physics Summer School, 19-25 Haziran. "PAA as an Archaeometry Method" başlıklı konuşmayla.
- 11 Ekim 2014 Antalya "İş Sağlığı ve Güvenliğinde Radyasyondan Korunmanın Yeri ve Önemi" konulu çalıştay.
- 2015 Adım Fizik Günleri-IV, Dumlupınar Üniversitesi, 28-29 Mayıs. "Fotoaktivasyon Analiz Yöntemi ile Antik Sikkelerin Element Analizlerinin Yapılması" başlıklı poster sunumuyla.

Yayınlar: "Qualitative Elemental Analyses of a Meteorite Sample Found in Turkey by Photo-activation Analysis Method", Journal of Physics: Conference Series 590 (2015) 012054.

Deneyimler: Üyesi olduğu Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü ve Nükleer Bilimler Araştırma ve Uygulama Merkezi ile birlikte 2013 yılında Türkiye'nin ilk fotonükleer reaksiyonunun gerçekleştirilmesinde ekipte yer almıştır.

İş Deneyimleri/Uzmanlık Alanları

- 2014- Akdeniz Üniversitesi Mekanik Laboratuvarı Asistanlığı
- 2013- Akdeniz Üniversitesi Elektronik Laboratuvarı Asistanlığı
- 2012- Akdeniz Üniversitesi Gama Spektroskopisi Laborantısı

Bilgisayar Kullanımı

- **İşletim Sistemleri:** Windows (3.1, 95, 98, NT, 2000, XP, Vista, 7, 8), Linux (Open Suse)
- **Programlama Dilleri:** Mathematica, Fortran, IDL
- **Diğer:** GF3 Radware, Maestro, root, Microsoft Office Programları