

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**EDXRF YÖNTEMİ İLE BAZI ELEMENTLERİN L_{III} ALTTABAKASI
SOĞURMA SIÇRAMA FAKTÖRÜ VE SIÇRAMA ORANININ BELİRLENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Nuriye SARITAŞ

NİSAN 2014

TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

**EDXRF YÖNTEMİ İLE BAZI ELEMENTLERİN L_{III} ALTTABAKASI
SOĞURMA SIÇRAMA FAKTÖRÜ VE SIÇRAMA ORANININ BELİRLENMESİ**

Nuriye SARITAŞ

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“YÜKSEK LİSANS (FİZİK)”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 24.03.2014
Tezin Savunma Tarih : 16.04.2014**

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Erhan CENGİZ

Trabzon 2014

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalında
Nuriye SARITAŞ Tarafından Hazırlanan**

**EDXRF YÖNTEMİ İLE BAZI ELEMENTLERİN L_{III} ALTTABAKASI
SOĞURMA SIÇRAMA FAKTÖRÜ VE SIÇRAMA ORANININ BELİRLENMESİ**

**Başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 01/04/2014 ve 1547 sayılı kararıyla
oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda
YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak kabul edilmiştir**

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Engin TIRAŞOĞLU

Üye : Prof. Dr. Halit KANTEKİN

Üye : Doç. Dr. Erhan CENGİZ

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ
Enstitü Müdürü**

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tez çalışmalarım ve yüksek lisans öğrenciliğim boyunca değerli görüş ve yardımlarını esirgemeyen maddi ve manevi her konuda destek olan kıymetli hocam ve danışmanım sayın Doç. Dr. Erhan CENGİZ' e; en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım esnasında her türlü imkânı sağlayan K.T.Ü. Fizik Anabilim Dalı Başkanı sayın Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU' na;

Gerekli yardımı ve ilgiyi esirgemeyen hocalarım sayın Prof. Dr. Engin TIRAŞOĞLU' na, Doç. Dr. Gökhan APAYDIN' a ve Arş. Gör. Muhammet DOĞAN'a;

Ayrıca maddi ve manevi destekleriyle bu günlere gelmemi sağlayan aileme, özellikle çalışmalarım boyunca büyük bir sabır gösterip ilgi ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili nişanlıma en içten saygı, teşekkür ve minnetlerimi sunarım.

Nuriye SARITAŞ
Trabzon 2014

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “EDXRF Yöntemi ile Bazı Elementlerin L_{III} Altıtabakası Soğurma Sıçrama Faktörü ve Sıçrama Oranının Belirlenmesi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Erhan CENGİZ’ in sorumluluğunda tamamladığımı verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma süresince bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 16.04.2014

Nuriye SARITAŞ

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	VIII
SUMMARY	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
TABLolar DİZİNİ.....	XI
KISALTMALAR VEA SEMBOLLER DİZİNİ	XII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş	1
1.2. X- Işınları.....	3
1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi	5
1.3.1. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması	6
1.3.1.1. Fotoelektrik Olayı.....	6
1.3.1.2. Çift Oluşumu	7
1.3.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması	8
1.3.2.1. Koherent Saçılma	9
1.3.2.1.1. Thomson Saçılması	9
1.3.2.1.2. Delbrück Saçılması.....	9
1.3.2.1.3. Rayleigh Saçılması	9
1.3.2.1.4. Nükleer Rezonans Saçılması	10
1.3.2.2. İnkohherent Saçılma	10
1.3.2.2.1. Compton Saçılması.....	10
1.3.2.2.2. Nükleer Saçılma	12
1.3.2.2.3. Raman Saçılması	12
1.4. Soğurma Katsayıları ve Soğurma Kıyıları.....	13
1.4.1. Lineer Soğurma Katsayısı	14
1.4.2. Kütle Soğurma Katsayısı	15
1.4.3. Soğurma Kıyıları	17

1.4.4.	Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri	19
1.5.	X-Işını Spektrumları	22
1.5.1.	Koherent Saçılma Pikleri	23
1.5.2.	Compton (İnkoherent) Pikleri	23
1.5.3.	Karakteristik X-Işını Pikleri	23
1.5.4.	Pile up (Üst Üste Binme) Pikleri	23
1.5.5.	Kaçak (Escape) Pikler	24
1.6.	Flüoresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri	24
1.7.	Auger Olayı	26
1.8.	Tesir Kesiti	27
1.9.	L Kabukları X-Işını Üretim Tesir Kesiti Teorik Hesabı	29
1.10.	²⁴¹ Am Radyoizotop Kaynağı	31
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR	33
2.1.	Yarıiletken Dedektörler	33
2.2.	Ultra-LEGe Yarıiletken Dedektörü Çalışma Prensibi	35
2.3.	Sayma Sistemi	36
2.3.1.	Yüksek Voltaj Kaynağı	36
2.3.2.	Ön Yükseltici	37
2.3.3.	Yükseltici	37
2.3.4.	Analog Dijital Dönüştürücü	38
2.3.5.	Çok Kanallı Analizör (MCA)	38
2.4.	Dedektör Verimi	38
2.4.1.	Dedektör Verimliliğinin Ölçülmesi	38
2.4.2.	I ₀ Ge'nin Tayini	40
2.5.	Soğurma Düzeltmesi Faktörü	42
2.6.	Numunelerin Hazırlanması	43
2.7.	Numunelerin Uyarılması ve Sayılması	44
2.8.	L _{III} Alttabakası Soğurma Sıçrama Faktörünün EDXRF yöntemiyle Belirlenmesi	46
3.	BULGULAR	48
3.1.	EDXRF Yöntemiyle Bulunan Sonuçların Araştırma Bulguları	48
3.1.1.	L _{III} Alttabakası Üretim Tesir Kesiti Değerleri	48
3.1.2.	Toplam Atomik Tesir Kesiti Değerleri	48

3.1.3.	L ^{III} Alttabakası Soğurma Sıçrama Faktörü ve Soğurma Sıçrama Oranı Değerleri	49
4.	SONUÇLAR.....	50
5.	ÖNERİLER	52
6.	KAYNAKLAR.....	53
ÖZGEÇMİŞ		

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

EDXRF YÖNTEMİ İLE BAZI ELEMENTLERİN L_{III} ALTTABAKASI
SOĞURMA SIÇRAMA FAKTÖRÜ VE SIÇRAMA ORANININ BELİRLENMESİ

Nuriye SARITAŞ

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Erhan CENGİZ
2014, 55 Sayfa

Bu çalışmada, EDXRF yöntemi ile $72 \leq Z \leq 77$ atom numaralı elementlerin flüoresans tesir kesitlerinden yararlanılarak L_{III} alttabakası soğurma sıçrama oranları ve sıçrama faktörleri hesaplandı. Numuneler uygun geometride, ^{241}Am radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 59.5 keV enerjili γ -ışınları ile uyarıldı ve numunelerden yayımlanan karakteristik K X-ışınları, rezolüsyonu 5.9 keV'de 150 eV olan Ultra-LEGe dedektörü ile sayıldı. Deneysel değerler teorik değerlerle karşılaştırıldı. Bulunan sonuçlarla hesaplanan teorik değerler arasında iyi bir uyum olduğu gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Soğurma sıçrama oranı, Soğurma sıçrama faktörü, Kütle Soğurma Katsayısı, Floresans Tesir Kesiti, X-ışını Floresans

Master Thesis

SUMMARY

DETERMINATION of L_{III} SUBSHELL ABSORPTION JUMP FACTORS AND JUMP RATIOS of SOME ELEMENTS with EDXRF METHODS

Nuriye SARITAŞ

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Doç. Dr. Erhan CENGİZ
2014, 55 Pages

In this study, L_{III} subshell absorption jump factor and jump ratio for elements $72 \leq Z \leq 77$ have been derived from measured fluorescence cross sections determined with EDXRF method. The samples were excited by 59.5 keV γ -rays emitted from ²⁴¹Am radioisotope source and K X-rays emitted from samples were counted by means of Ultra-LEGe detector which has the resolution 150 eV at 5.9 keV, in fitted geometry. Experimental values in this study have been compared with theoretical values. Good agreement was observed among the experimental and theoretical values.

Key Words: Absorption jump ratio, Absorption jump factor, Mass Attenuation Coefficient, Fluorescence Cross Section, X-Ray Fluorescence

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Elektromanyetik spektrum.....	3
Şekil 2. Sürekli X-ışınları	4
Şekil 3. Karakteristik X-ışınının oluşumu	5
Şekil 4. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi	6
Şekil 5. Fotoelektrik olay.....	7
Şekil 6. Compton saçılması	12
Şekil 7. Kalınlığı x olan bir madde içerisinde geçen bir X-ışını	14
Şekil 8. Soğurma kıyıları	17
Şekil 9. Karakteristik X-ışınlarının oluşumu (a) Karakteristik K X-ışınının oluşumu (b) Karakteristik L X-ışınlarının oluşumu	21
Şekil 10. Auger olayının meydana gelişi.....	26
Şekil 11. Tesir kesiti	28
Şekil 12. ²⁴¹ Am elementinin deneysel bozunma şeması.....	32
Şekil 13. Düzlem Ge(Li) dedektör.....	34
Şekil 14. Sayma sisteminin blok diyagramı	36
Şekil 15. ²⁴¹ Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I ₀ Ge'nin enerji ile değişimi	42
Şekil 16. X-ışınları flüoresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi.....	44
Şekil 17. W Elementine Ait L X-ışını pikleri	45
Şekil 18. Hf Elementine Ait L X-ışını pikleri.....	45

TABLULAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri	22
Tablo 2. Atom numarasına göre Fij değerleri	31
Tablo 3. σ_{Li} ($i=1, \alpha, \beta$) üretim tesir kesiti değerleri (barn/atom) ve $\sigma_{L_{III}}^x$ alt kabuk üretim tesir kesiti (barn/atom)	48
Tablo 4. Toplam atomik tesir kesiti (σ_t)	49
Tablo 5. L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörü ve sıçrama oranı değerleri	49

KISALTMALAR VE SEMBOLLER DİZİNİ

E	: Gelen fotonun enerjisi
E_b	: K tabakasının bağlanma enerjisi
E_e	: K tabakasından sökülen elektronun enerjisi
E_γ	: Gelen fotonun enerjisi
E'	: Çıkan fotonun enerjisi
EDXRF	: Enerji Ayrımlı X-ışını Flüoresans
F	: Fono faktörü
FWHM	: Bir pulsun yarı maksimumdaki tam genişliği
$F(x,Z)$: Atomik form faktörü
F_{ij}	: X-ışınlarının yayımlanma kesri
$f_{ij}(A,R)$: Işımalı-ışınmasız Coster-Kronig geçiş ihtimaliyeti
I	: Geçen ışının şiddeti
I_0	: Gelen ışının şiddeti
J	: Soğurma sıçrama faktörü
M	: Atomik ağırlık
N	: Avagadro sayısı
N_{Kx}	: Karakteristik X-ışınlarının dedektörde ölçülen şiddetleri
P_E	: Kaynağın bozunma hızı
R	: Dedektör rezölasyonu
r	: Soğurma sıçrama oranı
t	: Numune kalınlığı
V	: Ortalama genişlik
Z	: Atom numarası
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ/ρ	: Toplam soğurma katsayısı
φ/ρ	: Fotoelektrik kütle soğurma katsayısı
κ/ρ	: Çift oluşum kütle soğurma katsayısı
Φ	: Koherent saçılma açısı
σ_R	: Atom başına toplam koherent saçılma tesir kesiti

σ_K	: K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti
$\sigma_K(E)$: Toplam K kabuğu X-ışını iyonizasyon tesir kesiti
σ_C	: İnkohherent saçılma tesir kesiti
σ_C^Z	: Z atom numaralı element için tesir kesiti
$\sigma(x,Z)$: Atomik saçılma tesir kesiti
σ/ρ	: Saçılma kütle soğurma katsayısı
ω_i	: L alt kabuğu flüoresans verimi
ω_K	: K tabakasına ait flüoresans verim
ω_x	: Ortalama flüoresans verim
ω_L	: Ortalama L tabakası flüoresans verimi
W	: Yarı maksimumdaki puls genişliği
$\varepsilon(E)$: E enerjili bir foton için dedektör verimi
Ω	: Katı açısı
$\beta(E)$: E enerjisinde yayımlanan ışınlar için soğurma düzeltmesi faktörü
ρD	: Birim alan başına düşen madde miktarı
Γ_i	: L_i alt kabuğunun toplam genişliği
$\Gamma(X_i-Y_j)$: Kısmi genişlik
$\Gamma_R(L_iX)$: Işımalı seviye genişliği (geçiş hızlarının toplamı)
$\Gamma(L_i)$: L_i seviyesi için toplam seviye genişliği
η_K	: K tabakasında oluşturulan boşluk sayısı
Γ_K	: K kabuğu seviye genişliği
$\Gamma_{K\alpha 1}$: $K_{\alpha 1}$ çizgi genişliği
$\Gamma_{K\alpha 2}$: $K_{\alpha 2}$ çizgi genişliği

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

X - ışını flüoresans (XRF) spektroskopisi elemental ve kimyasal kompozisyonu belirlemede kullanılan en etkili spektroskopik yöntemlerden bir tanesidir. Bu yöntemin hızlı, çok elementli, malzemeye zarar vermeme ve düşük maliyetle kısa sürede ölçüm yapılması gibi özellikleri göz önüne alındığında teknolojik ve bilimsel araştırmalardaki önemi daha da artmaktadır. Ayrıca dedeksiyon gücünün yüksek olmasından dolayı çok küçük miktarlarda bile olsa elementlerin eş zamanlı dedekte edilmesini sağlar (Cengiz, 2011). X-ışını spektroskopi çalışmalarında kullanılan teknikler, genellikle X-ışınlarının soğurulması, saçılması ya da yayımlanması esasına dayanmaktadır. X- ışını flüoresans tekniği, genel olarak fotonun madde ile etkileşmesi sonucu atomun iç kabuğundan bir elektron sökülmesiyle bir boşluk oluşturması ve daha sonra oluşan bu boşluğun üst yörüngelerden gelen elektron tarafından doldurulması esasına dayanmaktadır. Kabuklar arasındaki geçiş sırasında iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik X- ışını fotonu olarak adlandırılır. Karakteristik X-ışınlarının her elementte farklı özellik göstermesi sebebiyle atomik parametre ölçümlerinde farklılıklar arz edecektir. X- ışını flüoresans tesir kesiti, kütle soğurma katsayıları ve bu parametrelerden elde edilen soğurma sıçrama faktörü ve soğurma sıçrama oranı X- ışını flüoresans tekniğinde önemli parametrelerdir. Soğurma flüoresans parametrelerinin bilinmesi medikal fiziğinde, malzeme biliminde, endüstriyel radyografide, radyasyon katsayılarının hesaplanmasında, sağlık fiziğinde ve nükleer endüstri gibi bilimin birçok alanında oldukça önemlidir (Kaya, 2006).

Bu çalışmanın amacı, toplam atomik tesir kesitleri, soğurma sıçrama faktörü ve sıçrama oranının belirlenmesi esasına dayanmaktadır.

Soğurma sıçrama oranı r , toplam soğurulmuş X-ışınının belirli bir atomik enerji tabakasındaki soğurulmuş X-ışınına oranının bir ölçüsüdür. Herhangi bir saf element için, bir K, L, M, ...tabakasına karşılık gelen soğurma sıçrama oranı toplam birincil iyonizasyonu belirler. K kabuğuna ait X-ışını flüoresans parametreleri farklı dedektör, uyarıcılar ve yöntemler kullanılarak birçok araştırmacı tarafından çalışılmaktadır. Sidhu vd., (2011a) Mn, Fe, Co, Cu, Zn, As ve Sr elementleri için K tabakası soğurma sıçrama

faktörlerini K tabakası üretim tesir kesitlerini, toplam atomik tesir kesitlerini ölçerek tespit etmişlerdir. Singh vd., (2009) $48 \leq Z \leq 83$ arasındaki elementler için karakteristik X-ışınlarının yakın kıyılarda soğurmaya katkılarını incelemiştir. Kaya vd., (2007) rezülasyonu 5,9 keV' de 150 eV olan bir Ultra-LeGe katıhal dedektörü ile ^{57}Co halka kaynağından yayımlanan 123,6 keV' lik gama fotonlarıyla Yb, Ta, Os, W, Re, Ir ikincil kaynaklarını kullanarak Tm, Yb, Lu, Hf, Ta, W, Re, Os elementleri için K tabakası soğurma sıçrama faktörlerini ve oranını belirlemiştir. Bennal ve Badiger (2007) flüoresans verim, flüoresans tesir kesiti ve soğurma sıçrama faktörü gibi parametreleri Mo, Ag, Cd, In, Sn elementleri için elde etmişlerdir. Polat vd., (2005) Ag, Cs, Ba ve La elementlerinin K tabakası soğurma-sıçrama faktörlerini deneysel olarak hesaplamışlardır. Budak vd., (2003) K tabakası soğurma sıçrama faktörlerini on yedi element için K_{α} üretim tesir kesitlerini ve toplam atomik tesir kesitlerini ölçerek K tabakası soğurma sıçrama faktörlerini elde etmişlerdir. Ertuğrul vd., (2002) $40 \leq Z \leq 60$ arasındaki bazı elementlerin K_{α} üretim tesir kesitlerini ve toplam atomik tesir kesitlerini ölçerek K tabakası soğurma sıçrama faktörlerini elde etmişlerdir. Govil vd., (2000) $26 \leq Z \leq 42$ arasındaki elementler için X-ışını üretim tesir kesitini 20,22 ve 25 MeV'lik proton uyarıcıları için ölçmüşlerdir.

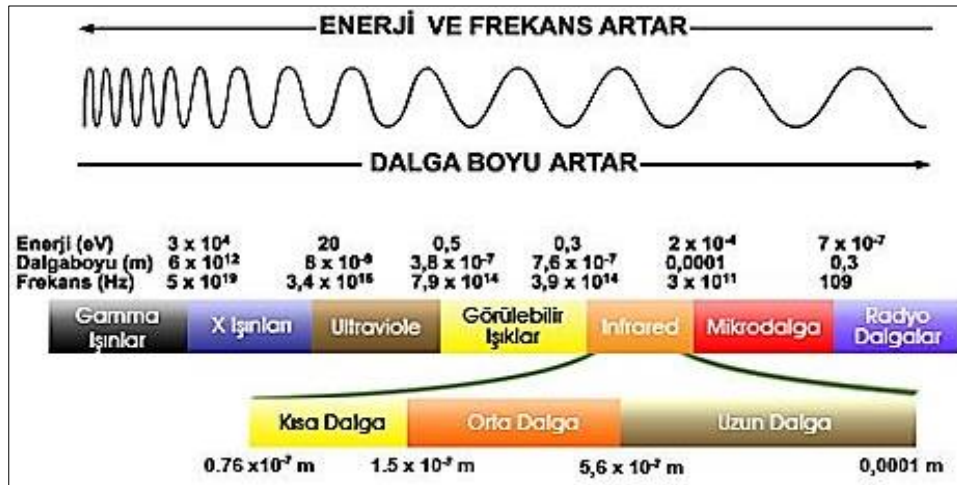
Literatür incelememizde L_{III} alttabakasına ait flüoresans parametreleri değerlerine çok az sayıda rastlanmıştır. Cengiz vd., (2013) wolfram için iki farklı deneysel yöntemle L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörü ve sıçrama oranını ölçmüşlerdir. Cengiz vd., (2013) tantalum için L_{III} soğurma sıçrama oranı ve sıçrama faktörünü, birincil kaynak olarak ^{241}Am halka kaynağı ve ikincil kaynak olarak Ni, Cu, Zn, Ga, As, Tb, Ho, Er, Tm, Yb, Hf, Ta, W, Re, Os, Ir, Pt, Au, Hg, Tl, Pb ve Bi elementlerini kullanarak hesaplamışlardır. Kahlon vd., (2010) Pb, Th ve U elementleri için L_{III} alt kabuk soğurma sıçrama faktörünü ölçmüşlerdir. Kaya vd., (2008a) bizmut için ilk kez deneysel olarak L_{III} ($2P_{3/2}$) alttabakası sıçrama oranı ve faktörünün değerlerini EDXRF spektrometresi kullanarak L_{III} soğurma kıyısının üst ve alt enerji dallanmalarındaki kütle soğurma katsayılarını ölçerek bulmuşlardır.

Bu çalışmada EDXRF tekniği ve dar geçiş geometrisi yardımıyla $72 \leq Z \leq 77$ arasındaki elementler için L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörü ve soğurma sıçrama oranı değerleri L_{III} alttabaka üretim tesir kesiti ve L_{III} alttabaka ve daha yüksek alt kabukların fotoiyonizasyon tesir kesitlerinin hesaplanması ile elde edildi.

1.2. X- Işınları

X-ışınları 1895 yılında Alman Fizik Profesörü Wilhelm Conrad Röntgen tarafından keşfedilmiştir. Röntgen, bir Crooks tüpünü indüksiyon bobinine bağlayıp tüpten yüksek gerilimli elektrik akımı geçirdiğinde, cam bir kavanoz içindeki baryum-platinosiyanür kristallerinde bir takım pırıltılar oluştuğunu görmüş ve bu parlamalara neden olan ışınları o zamana kadar bilinmemesinden dolayı X-ışınları adını vermiştir.

X-ışınları atomların iç yörüngelerindeki elektron geçişleri veya yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması ile oluşturulan, dalga boyları $\sim 10^{-5}$ ile ~ 100 Å arasında olan elektromanyetik radyasyon olarak tanımlanabilir. X-ışınları hem dalga hem tanecik özelliği gösterdiğinden dolayı çift karakterlidir. Fotoelektrik soğurulma, Compton saçılması, gaz iyonizasyonu ve sintilasyon X-ışınlarının tanecik özellikleri; hız, polarizasyon ve Rayleigh saçılması ise dalga özellikleridir.



Şekil 1. Elektromanyetik spektrum (URL-1, 2013)

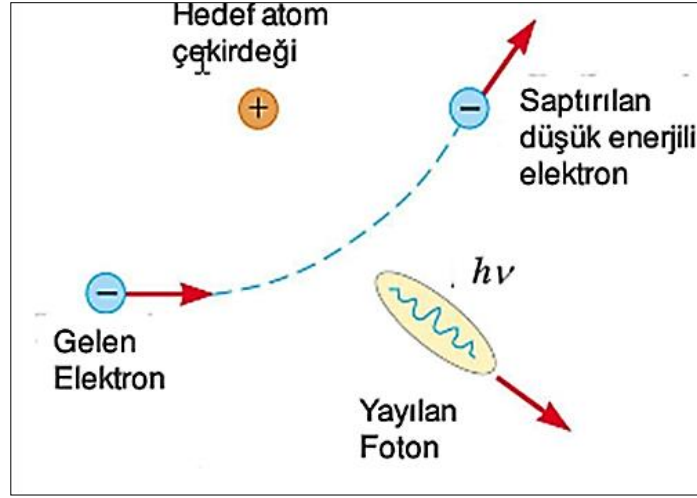
Şekil 1’de görüldüğü gibi X-ışınları elektromanyetik spektrumda gama ışınları ile ultraviyole ışınları arasında yer alır.

X-ışınları; doğal ve yapay X-ışınları olmak üzere iki şekilde meydana gelir. Atom çekirdeği tarafından K enerji kabuğundan elektron yakalanması, alfa bozunumu, iç dönüşüm ve beta bozunumu olaylarıyla doğal X-ışınları, maddenin elektron-proton parçacıkları veya iyonlar gibi hızlandırılmış parçacıklarla etkileşmesinden, X-ışını

tüpünden ve radyoaktif kaynaktan çıkan fotonlarla etkileşmesi sonucu ise yapay X-ışınları meydana gelir.

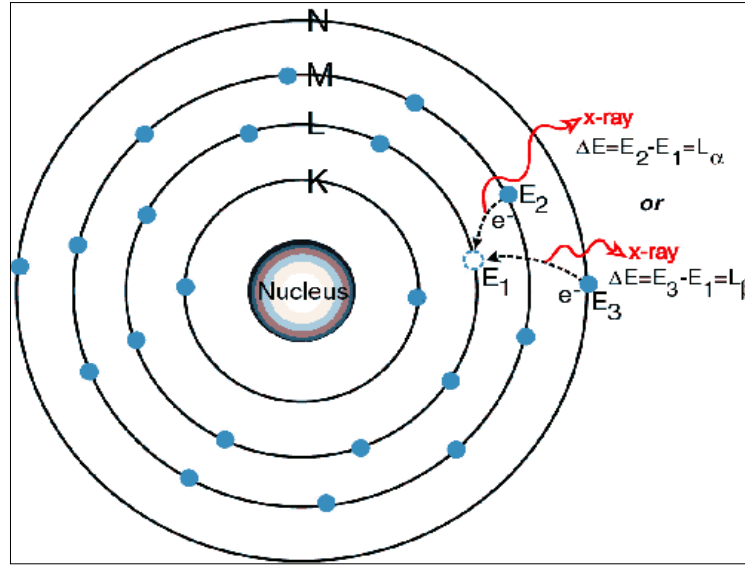
İki tür X-ışını vardır:

1. Sürekli X-ışınları: Yüksek hızlı bir elektron demeti, hedef atomun çekirdeğine yaklaştığında çekirdeğin çekim kuvveti sebebiyle elektron yolundan saptırılarak hızında bir değişim meydana gelir, hızdaki bu değişim ivmelenmeye sebep olur ve ivmelenen yük elektromanyetik ışınım yapar yani foton salar. Oluşan bu ışınım “frenleme ışınımı” denir.



Şekil 2. Sürekli X-ışınları (URL-2,2013)

2. Karakteristik X-ışınları: Yüksek enerjili bir elektron, foton veya yüklü parçacık hedef maddenin bağlı elektronlarından birine çarparsa ve parçacığın kinetik enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden büyükse atomun iç yörüngelerindeki bir elektronu koparır bu yörüngeden uzaklaştırabilir. Daha sonra yüksek orbitallerde bulunan bir elektron alt seviyeye inerek oluşan bu boşluğu doldurur ve ekstra enerjisini bir X-ışını fotonu olarak salar. Bu durumda iç ve dış kabuk elektronları arasındaki bağlanma enerjisi farkı Karakteristik X-ışını olarak foton şeklinde salınır.



Şekil 3. Karakteristik X-ışınının oluşumu (URL-3,2013)

1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

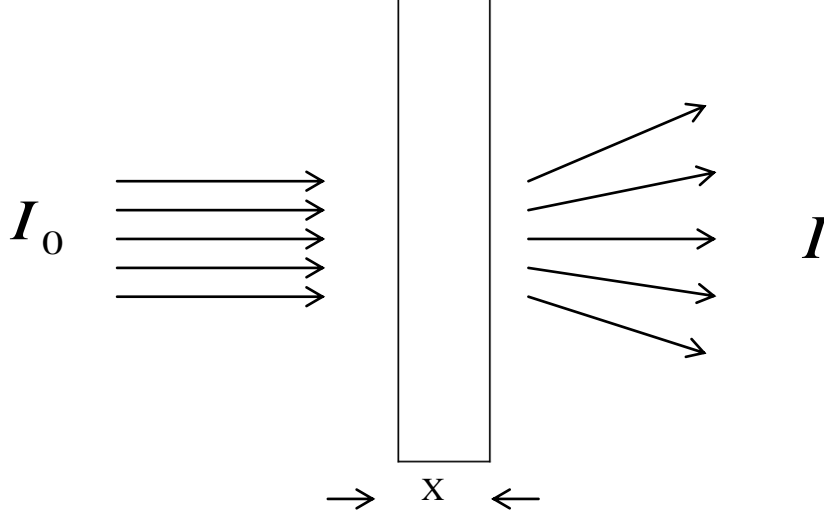
X-ışını gibi bütün elektromanyetik radyasyonlar birçok olayda parçacıklara benzer davranış gösterdiği için, çok küçük dalga paketleri anlamına gelmek üzere bu radyasyonların birim elemanına foton adı verilir. Fotonlar, içinden geçtikleri ortamın (maddenin) atomları ile rastgele yaptıkları karşılıklı etkileşimler sonucunda ortama enerji bırakarak fotoelektrik olay ve çift oluşum olayında olduğu gibi soğurulur ya da elektromanyetik radyasyonun enerjisinin bir kısmını kaybederek oluşan (inkoherent veya compton) veya hiç kaybetmeden oluşan (koherent) olaylarında olduğu gibi saçılabilirler.

Bir radyasyon demeti x kalınlığındaki bir maddeden geçirilecek olursa, gelen demet ve madde arasındaki etkileşmelerin bir sonucu olarak, çıkan radyasyon demetinin şiddetinde bir azalma olduğu gözlenir (Şekil 4). Madde ile gelen demet arasındaki azaltma olayları ve türü için hedef materyalin kalınlığı ve atom numarasının değeri de önemli bir etkindir. Soğurucu materyal belli bir kalınlıktan daha ince olduğunda, bütün parçacıklar soğurucu materyali geçer ancak soğurucu materyal belli bir kalınlıktan daha büyük ise parçacıklar bütün enerjisini kaybeder ve soğurucu materyalden çıkamaz (Apaydın, 2006).

Şiddeti I_0 olan gama ışınlarının x (cm) kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti;

$$I = I_0 \exp(-\mu \rho x) \quad (1)$$

ile verilir. Burada μ (cm^2/g) toplam kütle soğurma katsayısı, ρ (g/cm^3) ise yoğunluktur.



Şekil 4. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi

1.3.1. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması

1.3.1.1. Fotoelektrik Olayı

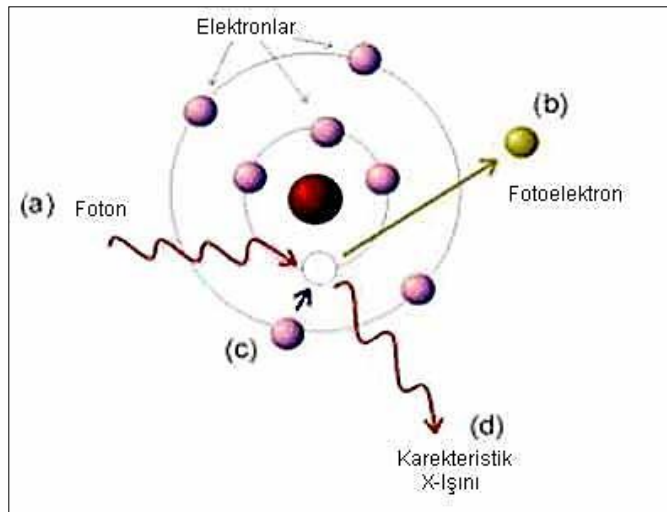
Fotoelektrik etki, bir foton ile atomun bağlı bir elektronu arasındaki etkileşimdir. Foton içinden geçtiği ortamdaki atomların yörüngesindeki bir elektrona bütün enerjisini vererek onu pozitif yüklü çekirdeğin bağlayıcı kuvvetinden kurtarır. Bu olay sonucunda oluşan boşluk üst yörüngelerden gelen bir elektron tarafından doldurulur ve bu sırada X-ışını yayımlanır. Bu olaya fotoelektrik olay, serbest hale geçen elektrona da fotoelektron denir. 0.5 MeV'den daha küçük enerjili fotonların ağır elementler tarafından soğurulmasında bu olay oldukça önemlidir. Fotoelektrik olay Şekil 5'de şematik olarak gösterilmiştir.

Bu olay sırasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı elektronu bağlı olduğu atomdan koparabilmek için harcanır, geri kalan kısmı ise koparılan elektrona kinetik enerji olarak aktarılır ve denklem (2) ile ifade edilir.

$$h\nu = E_{\text{bağlanma}} + E_{\text{kinetik}} \quad (2)$$

Fotoelektrik etki oluşması için, gelen fotonun enerjisinin elektronun bağlanma enerjisinden yüksek olması gerekir. Fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimaliyeti o kadar büyüktür. Foton enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden daha küçük olduğunda fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı azalır.

K kabuğunda meydana gelen boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bunun sonucu olarak iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik X-ışını olarak adlandırılır. Bu karakteristik X-ışını, tüm enerjisini kaybedinceye kadar tekrar fotoelektrik etkileşme yapabilir ya da enerjisini atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisine verir ve elektronu atomdan sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir.



Şekil 5. Fotoelektrik olay (URL-4, 2013)

1.3.1.2. Çift Oluşumu

Çift oluşumu, bir çekirdek ile bir foton arasındaki etkileşimdir. Yüksek atom numaralı bir elementin çekirdeğine yakın yerden geçen fotonun enerjisini kaybederek bir elektron- pozitron çiftine dönüşmesine çift oluşum olayı denir. Elektronun ve pozitronun kütlelerinin eşit, yüklerinin ise zıt olduğu göz önüne alınırsa, çekirdeğe yakın yerde oluşan

bu olayda hiçbir korunum yasası bozulmaz. Yani yük, çizgisel momentum ve toplam enerji korunur. Çift oluşum olayının gerçekleşebilmesi için gerekli eşik enerjisi elektronun ve pozitronun durgun kütle enerjisinin ($m_0c^2 = 0.51 \text{ MeV}$) iki katı olmalıdır.

Enerjinin korunumundan, elektron ve pozitron parçacıklarının kinetik enerjisi;

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_\gamma - 1,022\text{MeV} \quad (3)$$

denklemleri ile verilir.

Bir elektron-pozitron çiftinin oluşumu için gerekli olan bu enerji, elektron ve pozitron arasında paylaşılır. Çift oluşumu olayının sonunda meydana gelen elektron ve pozitron komşu atomlar tarafından yavaşlatılır ve pozitron son olarak bir elektronla reaksiyona girerek yok olur. Eğer bu olay, pozitronun kinetik enerjisinin tümü tamamen kaybolduktan sonra meydana gelirse yaklaşık $m_0c^2=511 \text{ keV}$ enerjili iki foton oluşturulacaktır. Momentumun korunması için bu iki foton birbirine göre zıt yönlerde yayımlanır.

Gelen fotonun enerjisi 1.02 MeV den düşük ise elektron-pozitron çifti meydana gelmez ve çift oluşumu olayı gözlenmez. Foton enerjisinin daha büyük olduğu durumlarda ise bu enerjinin artakalan kısmı elektron ve pozitrona kinetik enerji olarak aktarılır.

1.3.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucunda oluşan saçılma, saçılan ışının enerjisine göre koherent saçılma ve inkoherent saçılma olmak üzere ikiye ayrılır. İnkoherent saçılma serbest ya da bağlı elektronlar içerir ve elektronların zayıf şekilde bağlı olduğu düşük atom numaralı elementlerde yüksek oranda meydana gelir. Koherent saçılma ise elastik saçılmanın bir sonucudur ve elektronların sıkıca bağlı olduğu yüksek atom numaralı elementlerde yüksek oranda meydana gelmektedir (Tertain ve Claisse, 1982).

1.3.2.1. Koherent Saçılma

Koherent saçılma gelen fotonla saçılan foton arasında enerji farkı olmadan meydana gelen saçılmadır ve gelen ile saçılan foton aynı fazdadır.

Koherent saçılma enerji transferi olmadan sadece gelen radyasyonun yönünde bir değişiklik olur. Bu saçılmada gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur. Koherent saçılmaya örnek olarak Thomson, Delbrück, Rayleigh ve Nükleer Rezonans saçılmalar verilebilir.

1.3.2.1.1. Thomson Saçılması

Klasik olarak bir tek yük sistemi gibi düşünülen çekirdek, gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir (Dozen, 2006).

1.3.2.1.2. Delbrück Saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma da denilmektedir. Delbrück saçılması fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Bu olayda çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesiyle bu çiftin yok olması enerji ve faz bakımından, gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana getirir. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok net olarak gözlenememektedir (Dozen, 2006).

1.3.2.1.3. Rayleigh Saçılması

Bu olay, gelen bir foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve yüksek atom numaralı ağır elementlerde daha çok meydana gelmektedir (Pirene, 1946). Bu saçılmada gelen fotonun enerjisi, 0.1- 0.5 MeV arasında olması

gereklidir (Vangrieken and Markowicz, 1992). Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Rayleigh saçılması, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir. Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanabilir (Dozen, 2006).

1.3.2.1.4. Nükleer Rezonans Saçılması

Bu saçılma olayı, fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulması ile uyarılır. Daha sonra bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan kurtulması (deeksitasyonu) takip eder (Dozen, 2006).

1.3.2.2. İnkohherent Saçılma

Gelen fotonla saçılan foton arasında enerji farkı olan saçılmaya inkohherent saçılma denir. Gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu saçılmada fazlar arasında bir bağlantı yoktur. Bu sebeple de saçılan dalgalar arasında bir girişim gözlenemez. Bu durumda atom tarafından saçılan ışının toplam şiddeti, atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak elde edilir. İnkohherent saçılma; Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olmak üzere üç çeşittir.

1.3.2.2.1. Compton Saçılması

Compton saçılması, gelen fotonun atomun dış yörüngesindeki serbest veya zayıf bağlı bir elektrona çarparak enerjisinin bir kısmını o elektrona vermesi ile oluşur. Elektron kütleli bir parçacık olduğu için gelen fotonun bütün enerjisini soğurması momentumun korunumu gereği mümkün değildir. Böylece, enerjisinin bir kısmını elektrona aktaran foton geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak saçılır. Şekil 6' da görüldüğü gibi enerjisi E_γ ve momentumu P_γ olan bir foton durgun kütle enerjisi m_0c^2 (511 keV) olan bir elektron üzerine gönderildiğinde, foton enerjisi E'_γ ve momentumu P'_γ olacak şekilde θ açısı ile saçılırken elektronda çarpışmadan sonra E enerjisi ve P momentumu ile ϕ açısı yaparak

saçılmaktadır. Saçılan elektrona geri tepen elektron veya Compton elektronu denir. Compton saçılması, dış tabaka elektronlarında daha baskındır ve elektronun bağlanma enerjisinin gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda etkili olarak gözlenir. Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron aynı düzlemde olduğundan enerji ve momentum korunacaktır.

Momentum korunumundan

$$P_{\gamma} = P_{\gamma'} \cos\theta + P \cos\phi \quad (4)$$

$$0 = P_{\gamma'} \sin\theta - P \sin\phi \quad (5)$$

ifadeleri yazılır. Enerjinin korunumundan,

$$E = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \quad (6)$$

yazılır.

Burada E geri tepen elektronun enerjisi, gelen fotonun enerjisiyle saçılan fotonun enerjisi arasındaki farktır. Enerji ve momentumun korunum yasası gereği

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (7)$$

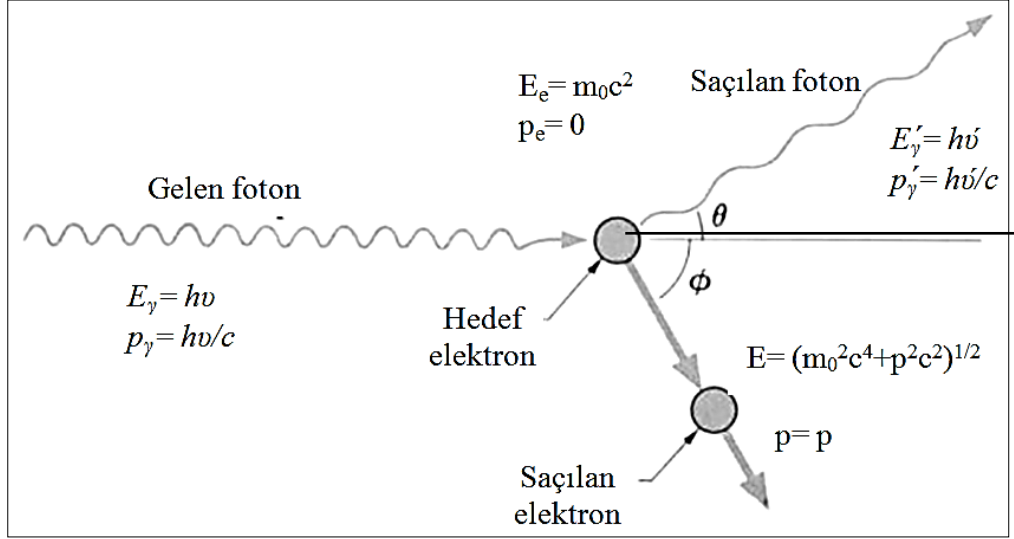
ifadesi yazılır.

Burada $\alpha = E_{\gamma} / m_0c^2$ 'ye bağlı yazılmıştır. (6) ve (7) denklemlerini kullanarak elektronun kinetik enerjisi elde edilir:

$$E = \frac{(1 - \cos\theta) \alpha E}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (8)$$

Çarpışmadan sonra elektronun ve fotonun, maksimum ve minimum enerjisi radyasyon ölçümleri için önemlidir. $\theta = \pi$ olduğu zaman saçılan foton minimum enerjiye, elektron maksimum enerjiye sahip olur. $\theta = 0$ olduğu zaman ise saçılan foton maksimum

enerjiye, elektron minimum enerjiye sahip olur ve bu saçılmanın olmadığını gösterir. Buradan saçılan fotonun minimum enerjisinin sıfırdan büyük olduğu sonucuna varılır. Dolayısıyla, Compton saçılmasında gelen fotonun bütün enerjisini elektrona vermesi imkânsızdır (Tsoulfanidis, 1995).



Şekil 6. Compton saçılması (Doğan, 2012)

1.3.2.2.2. Nükleer Saçılma

Bu saçılma inkohherent saçılma olarak da adlandırılabilir. Fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelmektedir. Bu saçılmanın toplam inkohherent saçılmadaki hissesi oldukça azdır (Dozen, 2006)

1.3.2.2.3. Raman Saçılması

Fotonun moleküller tarafından soğurulması olayıdır. Bu saçılmada, fotonu soğuran molekül, soğurmadan önce uyarılmış bir durumda değilse, gelen fotonun daha az enerjiye sahip bir foton yayınlar. Fakat molekül uyarılmış titreşim veya dönme enerji seviyesinde ise o zaman daha fazla enerjiye sahip bir foton yayınlar (Dozen, 2006).

1.4. Soğurma Katsayıları ve Soğurma Kıyıları

Enerjisi $h\nu$ olan bir fotonun, atomun bağlı elektronlarından biri tarafından soğurularak elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olay denir. X-ışını enerjilerinin uygulandığı bütün maddeler ışığı fotoelektrik etki ile soğurur. Fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı fotoelektrik tesir kesiti veya fotoelektrik soğurma katsayısı olarak tanımlanır. Fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimali o kadar büyük olur. Foton enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden daha küçük olduğunda fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı azalır. Z atom numaralı bir madde ve $E\gamma$ enerjili bir foton için fotoelektrik etkileşme tesir kesiti;

$$\tau = \text{sabit. } Z^{4,5} / E\gamma^3 \quad (9)$$

denklemleri ifade edilmektedir. Bu denklem yüksek atom numaralı elementlerin fotonların soğurulmasında daha etkin olduğunu gösterir. Foton enerjisine bağlılık da fotoelektrik etkinin düşük enerjilerde baskın fakat yüksek enerjilerde ihmal edilebilir olmasının sebebidir. (Debertin ve Helmer, 1988).

X-ışını soğurma sürecinde en önemli parametre soğurma katsayısı “ μ ”dür. Soğurma katsayısı, x-ışınlarının soğurulma olasılığını verir. Soğurma katsayısı, enerjinin düzgün bir fonksiyonudur. Aynı zamanda soğurma katsayısı yaklaşık olarak,

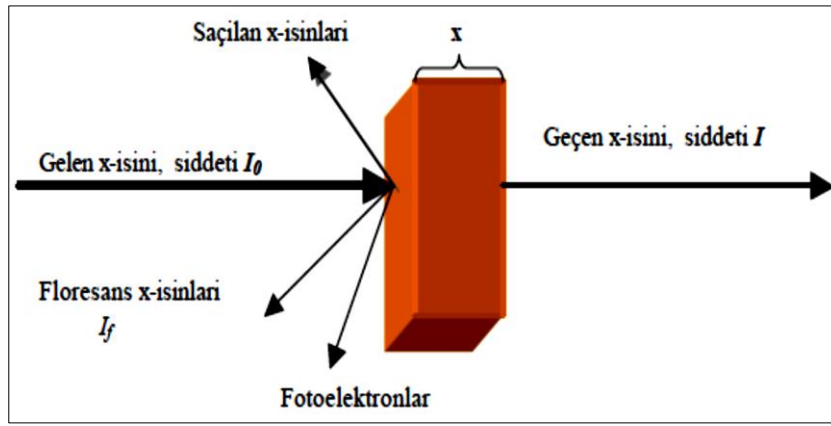
$$\mu = \frac{\rho.Z^4}{A.E^3} \quad (10)$$

ifadesiyle de tanımlanır. Burada, ρ yoğunluğu, Z atom numarasını, A atomik kütleyi ve E x-ışını enerjisini göstermektedir. Gelen x-ışını enerjisinin, çekirdek seviyelerinden birinin bağ enerjisine sahip olması durumunda, bu çekirdek seviyesindeki bir elektron dışarı sıçrar. Bu sıçrama, soğurmada keskin bir yükseliş olarak kendini gösterir.

1.4.1. Lineer Soğurma Katsayısı

Belli bir enerjide bir fotonun (X-ışını, γ -ışını, bremsstrahlung, vs.) Z atom numaralı bir madde tabakasından geçerken soğurulma veya saçılmaya uğrama olasılığı lineer soğurma katsayısı μ (cm^{-1}) cinsinden nicel olarak ifade edilebilir.

Monokromatik X-ışını demeti soğurucu maddenin dt kalınlığını geçerken, X-ışını demetinin şiddetinde dI kadar azalma meydana gelir. Demetin şiddetindeki azalma miktarı soğurucu kalınlığı dt ile orantılıdır.



Şekil 7. Kalınlığı x olan bir madde içerisinde geçen bir X-ışını (Özkendir, 2006)

$$dI \propto -I dt \quad (11)$$

$$dI = -\mu I dt \quad (12)$$

Lineer soğurma katsayısı, μ (cm^{-1}) birim kalınlık başına, birim alandaki soğurulmaya karşılık gelmektedir. Bu nicelik atom numarası (Z) ve foton enerjisi (E)'ye bağlıdır. Buradaki negatif işaret, kalınlık arttıkça şiddetin azalacağını ifade etmektedir. μ , fotoelektrik (τ) ve saçılma (σ) işlemlerinin etkilerini içerir ($\mu = \tau + \sigma$). Buradan

$$\frac{dI}{I} = -\mu dt \quad (13)$$

ifadesinin sonlu t kalınlığı üzerinden integral alındığında

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^t \mu dt \quad (14)$$

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (15)$$

“Lambert Yasası” olarak bilinen ifade elde edilir ve bu yasa yardımıyla lineer soğurma katsayısı

$$\mu = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{I}\right)}{t} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (16)$$

elde edilir.

1.4.2. Kütle Soğurma Katsayısı

Soğurmanın derecesi, bir sistemin yol uzunluğuna ve ortamın yoğunluğuna bağlıdır. Bu sebepten dolayı, soğurucunun kalınlığını ifade etmek için kütle soğurma katsayısını yoğunluk ve lineer kalınlık olarak (ρt) ifade etmek daha uygun olmaktadır.

$$\mu_m = \mu / \rho \text{ (cm}^2\text{/g)} \quad (17)$$

Bu ifadede kütle soğurma katsayısı (μ_m), lineer soğurma katsayısı μ ' nün madde yoğunluğuna oranı ile ifade edilir ve kütle soğurma katsayısı birim alanda birim kütle başına soğurmayı verir. Kütle soğurma katsayısı kimyasal ve fiziksel durumlardan bağımsız olup elementlerin atomik bir özelliğidir. Kütle soğurma katsayısının birimi cm^2 / g dır ve sadece dalga boyu (enerji) ile atom numarasının bir fonksiyonudur. Mol başına düşen soğurma molar soğurma katsayısını vermektedir ve aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$\mu_{\text{mol}} = \mu_{\text{m}} \cdot A \quad (18)$$

Burada μ_{mol} molar soğurma katsayısıdır, birimi cm^2 / mol ve A (gr / mol) atomik ağırlıktır. Atom başına soğurmayı veren ifadeye ise atomik soğurma katsayısı denir. Kütle soğurma katsayısı ile bir tek atomun kütesinin çarpımı bu ifadeyi vermektedir.

$$\mu_{\text{a}} = \mu_{\text{m}} \cdot A / N_0 = \mu / n (\text{cm}^2 / \text{atom}) \quad (19)$$

Burada n birim hacimdeki atom sayısı, N_0 Avagadro sayısıdır ($6,02 \cdot 10^{23}$). Bu dört çeşit soğurma katsayısı arasında aşağıdaki gibi bir bağıntı vardır;

$$\mu = \mu_{\text{m}} \cdot \rho = \mu_{\text{a}} \cdot \rho (N_0 / A) = \mu_{\text{mol}} \cdot \rho / A \quad (20)$$

Ayrıca kütle soğurma katsayısı bileşik, çözelti ve karışımlar için bileşenlerin değerlerinden hesaplanabilir. Bu durumda μ / ρ ; bileşiği oluşturan elementlerin soğurma katsayılarının ağırlıklı ortalamalarıdır. Hedefin ağırlık kesirleri W_1, W_2, \dots ise bunlara karşılık $\mu_1/\rho_1, \mu_2/\rho_2, \dots$ hesaplandığında toplam kütle soğurma katsayısı şu şekilde bulunur;

$$\mu / \rho = W_1 (\mu_1 / \rho_1) + W_2 (\mu_2 / \rho_2) + \dots \quad (21)$$

X-ışınlarının toplam soğurma katsayıları hesaplanırken sadece soğurulmadan değil, maddeyi geçerken saçılmadan ve çift oluşumundan kaynaklanan X-ışını şiddetindeki azalmalar dikkate alınmalıdır.

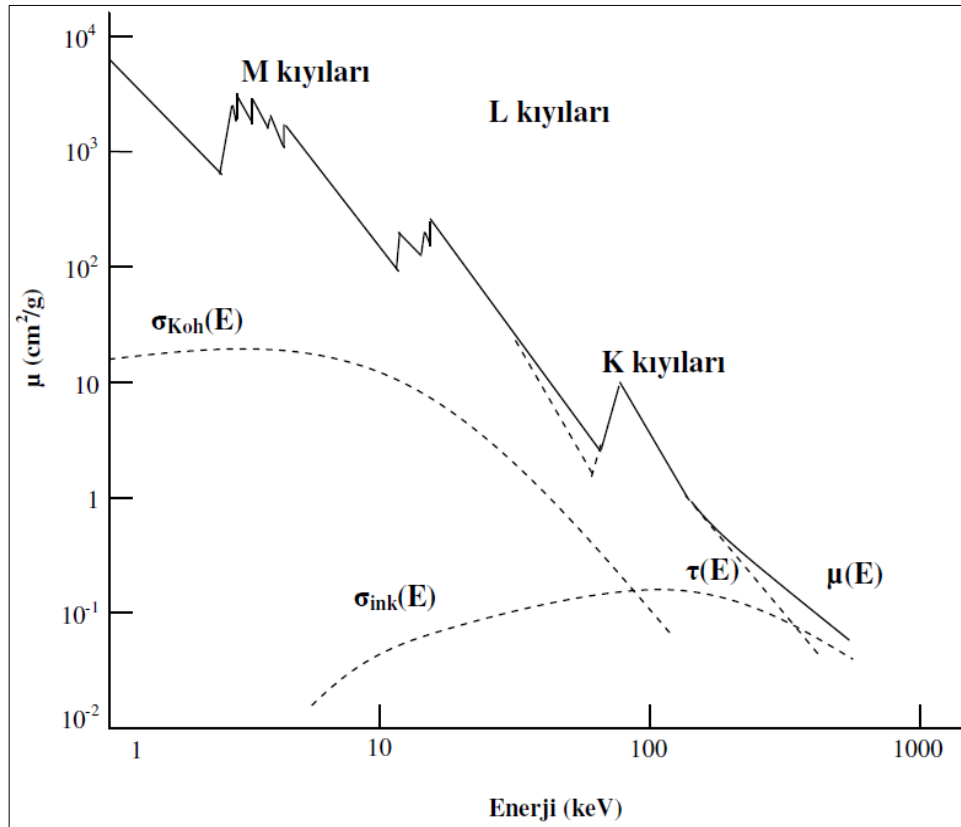
$$\mu / \rho = (\tau / \rho) + (\sigma / \rho) + (\pi / \rho) \quad (22)$$

Burada (μ / ρ) ; toplam kütle soğurma katsayısı, (τ / ρ) ; fotoelektrik soğurma katsayısı, (σ / ρ) ; saçılma soğurma katsayısı ve (π / ρ) ; çift oluşum katsayısıdır. Fotoelektrik soğurmada foton tamamen soğurulur, saçılma olayında foton tamamen soğurulmaz fakat numune içinden geçerken sapmaya uğrar. Çift oluşum sürecinde ise foton enerjilerini iki yüklü parçacık olan elektron ve pozitron oluşturması için çekirdeğe verir.

1.4.3. Soğurma Kıyıları

Bir elementin atomunun verilen bir seviyesinden bir elektronu sökebilmek için gerekli minimum foton enerjisi, o atomun soğurma kıyısı olarak adlandırılır. Soğurma kıyısı bir elementin tabakalarındaki elektronların bağlanma enerjisine karşılık gelir. Yani soğurma kıyısı enerjileri her bir geçiş seviyesi için elektronların bağlanma enerjilerine eşittir. Fotoelektrik etkileşim ihtimaliyeti, gelen ışın demetinin enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın bir değerde ise o derecede artmaktadır. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Soğurma kıyısı her element için çekirdeğe yaklaştıkça artar.

Her atomun, farklı uyarma potansiyellerine sahip olduğundan, birden çok soğurma kıyısı vardır. Bir atomun her kabuğunda $(2n-1)$ tane alt kabuk bulunmaktadır. K kabuğunda bir alt kabuk olduğundan bir soğurma kıyısı, L kabuğu için üç soğurma kıyısı, M kabuğu için beş, N kabuğu için yedi soğurma kıyısı vardır. Her atomun soğurma kıyısı enerjisi, dış yörüngeden iç yörüngeye doğru artmaktadır (Jenkins,1981).



Şekil 8. Soğurma kıyıları (Tarakçıoğlu, 2005)

Bir element veya bileşiğin kütle soğurma katsayısı, soğurulan X-ışınlarının enerjisiyle ya da dalga boyuyla değişir. Kütle soğurma katsayısının seçilen herhangi bir soğurucu için dalga boyuna karşı grafiği çizildiğinde daha uzun veya yumuşak dalga boyuna doğru genel bir artış gözlenir. Ancak bu değişim sürekli değildir ve sürekliliğin bozulduğu bu kırılma aralıkları soğurma kıyıları olarak adlandırılır. Soğurma kıyısı soğurma sıçrama oranı (jump-ratio) olarak adlandırılır. L_{III} soğurma kıyıları için ani soğurma oranı $r_{L_{III}}$,

$$r_{L_{III}} = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{L_{III}} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{M_I} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{M_{II}} + \dots}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{M_I} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{M_{II}} + \dots} \quad (23)$$

ve sıçrama oranı;

$$r_{L_{III}} = \frac{1}{1 - J_{L_{III}}} \quad (24)$$

ile verilir. Herhangi bir saf element için, K, L, M, ... tabakasına karşılık gelen soğurma sıçrama oranı toplam birincil iyonizasyonu belirler. Burada toplam birincil iyonizasyonun kesri o tabakanın iyonizasyonudur.

Numune bir bileşikten oluşuyorsa, bileşikteki her bir elementin soğurma kıyıları toplamı bileşik için toplam soğurma kıyısı olarak göz önüne alınabilir. Soğurma kıyısı sıçrama – oranları r ve sıçrama farkları δ , herhangi bir atomik enerji seviyesi tarafından toplam soğurulmuş X- ışını radyasyonunun kesrinin bir ölçüsüdür ve aşağıdaki eşitlikler ile ifade edilir.

$$r_{L_{III}} = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{üst}}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{alt}} \quad (25)$$

$$\delta = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{üst}} - \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\text{alt}} \quad (26)$$

Üst ve alt; sırayla soğurma kıyısının kısa ve uzun dalga boyuna karşılık gelir. Kıyılar arasında kütle soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında;

$$\mu / \rho = K \lambda^u Z^v \quad (27)$$

denklemden görüldüğü gibi bir ilişki vardır. Burada K, u ve v sabitlerdir. K' nin değeri her bir soğurma kıyısında değişir, u ve v, λ ve Z' nin belli bir yere kadar fonksiyonlarıdır ve yaklaşık olarak değerleri 3 ve 4' tür.

Bazı kütle soğurma katsayılarını uzun dalga boylu X- ışını radyasyonu ya da radyasyonun büyük bir kısmını çok kısa mesafesinde soğuran ağır soğurucular için ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden soğurma katsayılarını deneysel ölçümlerin daha uygun olan bölgelerden ekstrapolasyonla hesaplamak gereklidir.

Her bir elementin soğurma kıyıları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki mevcuttur. K, L, M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kıyıları vardır. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur. Ayrıca soğurma kıyısına karşılık gelen enerjiler özel spektral seriler için tam olarak kritik uyarma potansiyeline karşılık gelmektedir yani soğurma kıyısı enerjileri her bir geçiş seviyesi için elektronların bağlanma enerjilerine eşittir.

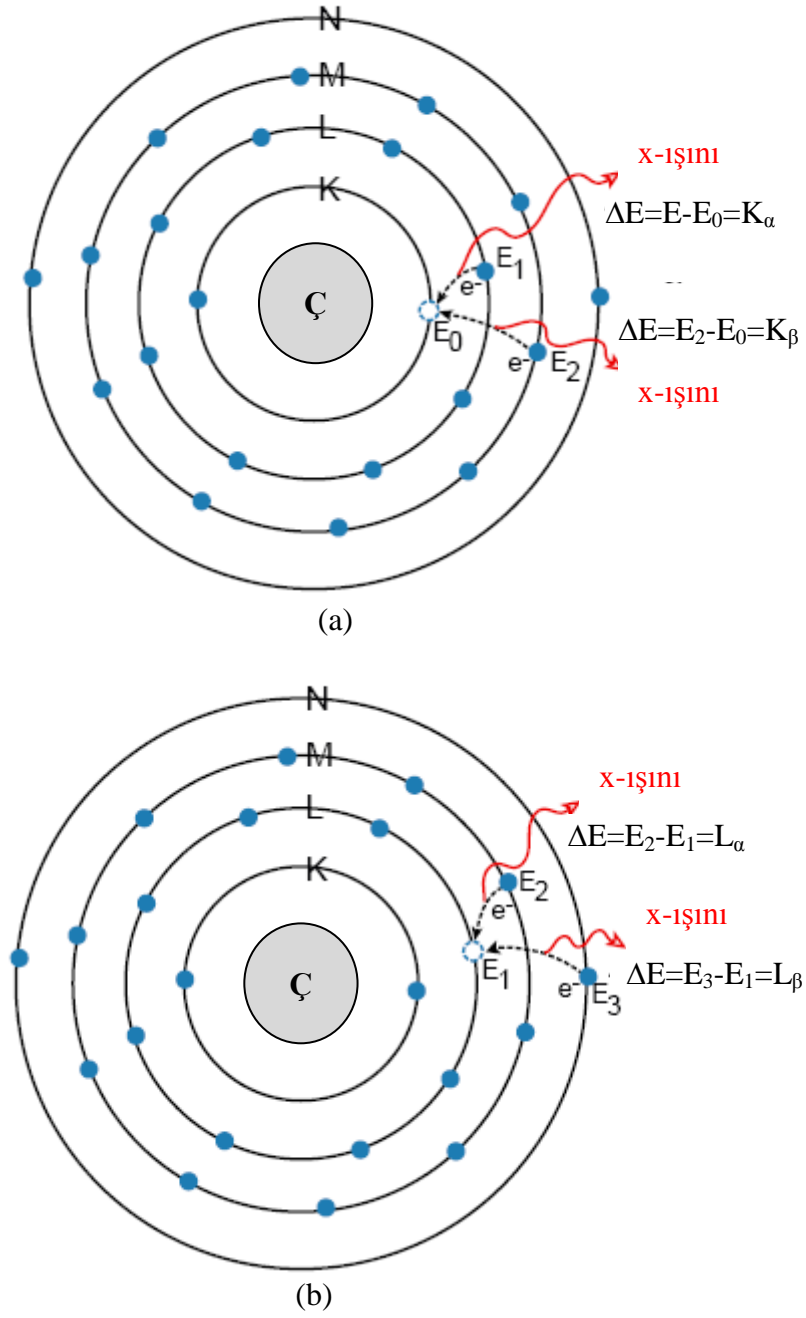
Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma yoluyla büyük oranda soğurulmuş olacaktır. Ancak soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmaya neden olacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve büyük oranda soğurulmayacaktır.

Karakteristik yayma çizgilerinin uyarılması için, bir foton uygun soğurma kıyısına eşit ya da daha büyük enerjiye sahip olmalıdır.

1.4.4. Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

Klasik atom modeli; yörüngelerde veya kabuklarda gruplanmış elektronlarla, pozitif yüklü protonlar ve yüksüz nötronlardan oluşmaktadır. En içteki kabuk K kabuğu olarak

adlandırılır ve dışarı doğru gidildikçe sırasıyla L kabuğu, M kabuğu ve benzeri olarak adlandırılır. L kabuğunun L_I , L_{II} ve L_{III} olmak üzere 3 alt kabuğu vardır. M kabuğunun M_U , M_{II} , M_{III} , M_{IV} ve M_V olarak 5 alt kabuğu vardır. K kabuğu 2, L kabuğu 8 ve M kabuğu 18 elektron içerebilir. Bir elektronun enerjisi bulunduğu kabuğa ve ait olduğu elemente bağlıdır. Bir atom yeteri kadar enerjiye sahip elektronlar ve X-ışını fotonlarıyla etkileştiği zaman atomdan bir elektron koparılabilir. Bir kabuk içerisinde örneğin K kabuğunda, bir boşluk meydana getirilerek, atom daha yüksek enerjili kararsız bir duruma getirilir. Atom orijinal konfigürasyonlu eski haline geri dönmeyi ister ve bu üst tabakalarda bulunan elektronlar tarafından (L, M, N kabukları) 10^{-12} - 10^{-14} saniye gibi kısa bir sürede doldurulur. Bu geçiş sırasında enerji düzeyleri arasındaki fark karakteristik X-ışını olarak yayımlanır (Erdogan, 1976). Yayımlanan X-ışınlarının enerjisi, boşluğun bulunduğu kabuğun enerjisi ile boşluğu dolduran elektronun bulunduğu kabuğun enerji farkına bağlıdır. Her bir atom kendine özgü bir enerji seviyesine sahiptir. Bu nedenle yayımlanan radyasyon atom için ayırt edici bir özelliktir. Bir atom, bir enerjiden (veya çizgiden) daha çok enerji yayımlar, çünkü farklı boşluklar oluşturulabilir ve bu boşluklar farklı kabuklarda bulunan elektronlarla doldurulabilir. Yayımlanan çizgilerin toplamı element için karakteristiktir ve aşağı yukarı elementin parmak izidir (Brouwer, 2003). Karakteristik X-ışınlarının oluşumu şekil 10' da gösterilmektedir. K kabuğunda oluşturulan bir boşluğun üst ana kabukların alt kabuklarındaki elektronlarla doldurulmasıyla yayımlanan fotonlar Siegbahn ve International Union of Applied and Pure Chemistry (IUAPC) gösterimlerine göre Tablo 1'de verilmiştir.



Şekil 9. Karakteristik X-ışınlarının oluşumu (a) Karakteristik K X-ışınının oluşumu (b) Karakteristik L X-ışınlarının oluşumu

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K_{\alpha 1}$	K-L _{III}	$L_{\beta 17}$	L _{II} -M _{III}
$K_{\alpha 2}$	K-L _{II}	$L_{\gamma 1}$	L _{II} -N _{IV}
$K_{\beta 1}$	K-M _{III}	$L_{\gamma 2}$	L _I -N _{II}
$K_{\beta 2}'$	K-N _{III}	$L_{\gamma 3}$	L _I -N _{III}
$K_{\beta 2}''$	K-N _{II}	$L_{\gamma 4}$	L _I -O _{III}
$K_{\beta 3}$	K-M _{II}	$L_{\gamma 4}'$	L _I -O _{II}
$K_{\beta 4}'$	K-N _V	$L_{\gamma 5}$	L _{II} -N _I
$K_{\beta 4}''$	K-N _{IV}	$L_{\gamma 6}$	L _{II} -O _{IV}
$K_{\beta 5}'$	K-M _V	$L_{\gamma 8}$	L _{II} -O _I
$K_{\beta 5}''$	K-M _{IV}	$L_{\gamma 8}'$	L _{II} -O ₆
$K_{\beta 5}'''$	K-N _{III}	$L_{\gamma 13}$	L _I -P _{II}
L_1	L _{III} -M _I	$L_{\gamma 13}'$	L _I -P _{III}
$L_{\alpha 1}$	L _{III} -M _V	L_{η}	L _{II} -M _I
$L_{\alpha 2}$	L _{III} -M _{IV}	L_{λ}	L _{III} -M _I
$L_{\beta 1}$	L _{II} -M _{IV}	L_S	L _{III} -M _{III}
$L_{\beta 2}$	L _{III} -N _V	L_t	L _{III} -M _{II}
$L_{\beta 3}$	L _I -M _{III}	L_U	L _{II} -N _{IV}
$L_{\beta 4}$	L _I -M _{II}	L_v	L _{II} -N _{VI}
$L_{\beta 5}$	L _{III} -O _{IV,V}	$M_{\alpha 1}$	M _V -N _{VII}
$L_{\beta 6}$	L _{III} -N _I	$M_{\alpha 2}$	M _V -N _{VI}
$L_{\beta 7}$	L _{III} -O _I	M_{β}	M _{IV} -N _{VI}
$L_{\beta 7}'$	L _{III} -N _{VI,VII}	M_{γ}	M _{III} -N _V
$L_{\beta 9}$	L _I -M _V	$M_{\xi 1}$	M _V -N _{III}
$L_{\beta 10}$	L _I -M _{IV}	$M_{\xi 2}$	M _{IV} -N _{II}
$L_{\beta 15}$	L _{III} -N _{VI}		

1.5. X – Işını Spektrumları

Tipik bir X-ışını spektrumunda karakteristik X-ışını pikleri, koherent saçılma pikleri, inkoherent saçılma pikleri, kaçak pikler ve üst üste binme (pile up) pikleri mevcuttur.

1.5.1. Koherent Saçılma Pikleri

Uyarıcı kaynaktan numuneye gelen primer gama ışınlarının, numune içerisinde atomlardan, enerjisini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması sonucu, detektörde sayılmaları ile oluşan piklerdir.

1.5.2. Compton (İnkoherent) Pikleri

Uyarıcı kaynaktan numuneye gelen primer gama ışınları numune içerisinde inkoherent saçılmaya uğradıkları zaman, enerjilerinin bir kısmını kaybederler, bir miktar enerjisini kaybeden fotonlara ait bu pik koherent pikinden daha düşük enerji bölgesinde oluşur. Primer gama ışınlarının enerjisinin artmasıyla Compton ve koherent pikleri arasındaki enerji farkı da artar. Bu da numune elementlerinin atom numaralarının küçülmesinin, Compton ve Koherent pikleri arasındaki enerji farkını büyüttüğünü gösterir.

1.5.3. Karakteristik X-Işını Pikleri

Uyarılma sonucu numunedeki yayınlanan karakteristik X-ışını pikleri, koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelen ve numunedeki elementler hakkında bize bilgi veren piklerdir.

1.5.4. Pile up (Üst Üste Binme) Pikleri

Detektörde aynı anda iki veya daha fazla karakteristik X-ışını fotonunun detektör tarafından bir tek foton gibi sayılması sonucunda oluşan piktir. Tamamlanmamış yük toplanması ve üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur. Üst üste binme etkilerini azaltmak için ölçümler, düşük sayma hızlarında 10^3 sayım/saniye ve düşük ölü zamanlarda % 2' den daha az yapılmalıdır (Dojo, 1974).

1.5.5. Kaçak (Escape) Pikler

İncelenen numuneden yayımlanan karakteristik X-ışını fotonları detektöre ulaştıklarında, detektör atomlarının birinden bir elektron sökerek elektron hol çifti oluşturur ve bu sırada atomun karakteristik X – ışını da yayımlanır. Eğer etkileşme sayaç yüzeylerine yakın bir yerlerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilir. Dolayısıyla detektördeki fotonlar gerçek enerjisinden daha az enerji ile sayılırlar. Böylelikle düşük enerji bölgesinde pikler meydana gelir. Bu piklere kaçak pikler denir.

1.6. Flüoresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri

Atomun iç tabaka elektronları çeşitli yollara sökülerek atomlar iyon haline getirilir. Bu sökülen elektronların geride bıraktığı boşluk bir üst tabakadaki elektronlar tarafından doldurulur ve bu olay sırasında tabakalar arasındaki fark kadar dışarıya enerji yayımlanır. Bu olaya ışımali geçiş denir. Atomun tabaka veya alt tabakalarında herhangi bir yolla meydana gelmiş bir boşluğun karakteristik X-ışını yayımlanarak (ışımali geçiş) doldurulma olasılığı flüoresans verimi olarak adlandırılır.

İyonlaşmış atomun elektronlarının yeniden düzenlenmesi esnasında ışımalsız geçişler olan Auger ve Coster-Kronig geçişler gibi olaylar meydana gelebilir. Bu süreçlerde en az iki elektrondan söz edilir. Auger süreçlerinde, bir iç kabuk boşluğu bir dış kabuk elektronu ile doldurulur ve fazla enerji aynı kabuktaki veya daha dış kabuktaki zayıf bağılı bir elektrona transfer edilebilir. Auger geçiş enerjisi çıkartılan elektronun bağlanma enerjisine eşittir. Coster- Kronig geçişler, özel bir Auger geçişidir. Bu süreçte bir iç kabuk boşluğu bir alt kabuktan aynı kabuğun daha yüksek bir alt kabuğuna transfer edilir (Fink, 1966). Coster- Kronig geçişler atomdaki $\Delta n = 0$ olan yasak geçişlerdir.

K tabakasında oluşturulan bir boşluğun üst tabakalardan gelen bir elektronla karakteristik X-ışını yayımlanarak doldurulması olasılığı K tabakasına ait flüoresans verimi;

$$\omega_K = \frac{I_K}{\eta_K} \quad (28)$$

bağıntısıyla verilir. Bu bağıntıda I_K numuneden yayımlanan karakteristik X-ışınlarının sayısı; η_K ise K tabakasında oluşturulan boşluk sayısıdır. flüoresans verim; $\Gamma_R(L_i X)$ L_i ($i=1, 2, 3$) alt tabakaları arasındaki geçişlere göre ışımali seviye genişliği ve $\Gamma(L_i)$, L_i seviyesi için toplam seviye genişliği olmak üzere,

$$\omega_i = \frac{\Gamma_R(L_i X)}{\Gamma(L_i)} \quad (29)$$

şeklinde de ifade edilmektedir. Bu bağıntıda bulunan X ise $X=L_j$, $j>i$ ile verilir.

Yüksek atomik seviyelerdeki flüoresans verimi daha da karmaşıktır. Bu karmaşıklığın, yüksek tabakaların birden fazla alt tabakaya sahip olması ve alt tabakalardaki boşluk dağılımının aynı baş kuantum sayısına sahip alt tabakalar arasındaki ışımsız Coster-Kronig geçişlerinden dolayı farklılık olmasından kaynaklanmaktadır.

$j>i$ olmak üzere i. altkabukta oluşturulan boşluğun j. altkabuğa geçme ihtimali f_{ij} ile gösterilir. Coster-Kronig geçişleri ışımali $f_{ij}(R)$ ve ışımsız $f_{ij}(A)$ olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır ve bu durumda Coster-Kronig geçişleri için;

$$f_{ij} = f_{ij}(R) + f_{ij}(A) \quad (30)$$

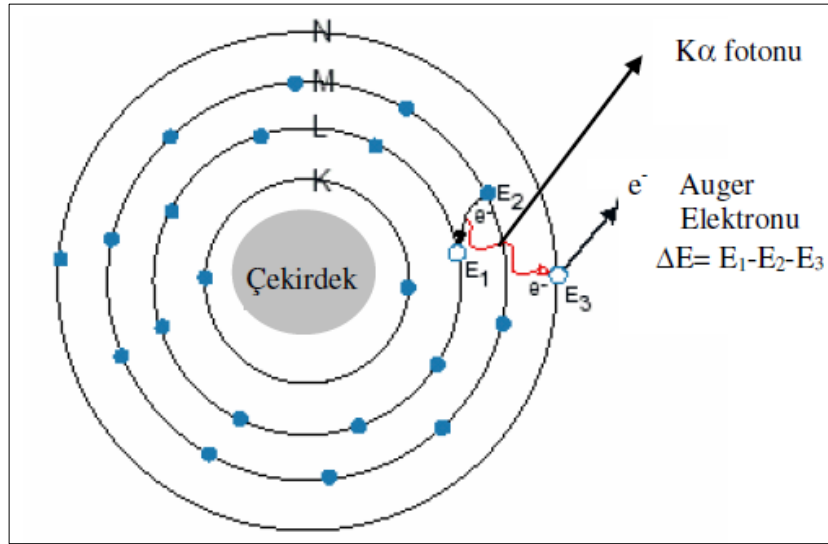
bağıntısı yazılabilir. Işımali Coster-Kronig geçişleri ışımsız Coster-Kronig geçişlerinden çok küçük olduğu için $f_{ij}(R)$, $f_{ij}(A)$ yanında ihmal edilebilir. Bu nedenle f_{ij}

$$f_{ij} = \frac{\Gamma_A(L_i L_j X)}{\Gamma(L_i)}; \quad X = M, N, O \text{ ve } j>i \quad (31)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadede Γ_A Auger kısmi genişliğini (Auger geçiş hızlarının toplamı) temsil etmektedir (Aylıkçı, 2006).

1.7. Auger Olayı

İç tabakaların birinden elektron koparılması sonucu bir boşluk oluşur. Oluşan bu boşluğun üst tabakalardaki yörünge elektronları tarafından doldurulması sırasında foton yayımlanır ve yayımlanan foton atomu terk etmeden başka bir dış tabaka elektronu tarafından soğurulabilir. Bu olaya Auger olayı ve atomdan bu yolla koparılan elektrona da Auger elektronu adı verilir. Atom, fazla enerjisini aynı kabuktaki veya daha dış kabuktaki zayıf bağlı bir elektrona transfer edilebilir. Auger geçiş enerjisi çıkartılan elektronun bağlanma enerjisine eşittir. Şekil 10'da Auger olayının meydana gelişi gösterilmiştir.



Şekil 10. Auger olayının meydana gelişi (Cengiz, 2011)

Auger olayı küçük atom numaralı elementlerde elektronlar atoma daha zayıf bağlı olduğu ve karakteristik fotonlar daha kolay soğurulduğu için daha yaygın görülür. Bu nedenden dolayı bu olay L serisi için K serisinden, M serisi için de L serisinden daha baskındır (Broyles, C.D.,1953; Burhop, 1952). Auger olayının meydana gelme ihtimaliyeti;

$$a = \frac{\Gamma_A}{\Gamma} \quad (32)$$

bağıntısı ile verilir. Γ_A , Auger seviye genişliği (geçiş hızlarının toplamı); Γ , ilgilenilen kabuğun ya da alt kabuğun toplam seviye genişliğidir.

Coster-Kronig olayının meydana gelme ihtimaliyeti;

$$f = \frac{\Gamma_{CK}}{\Gamma} \quad (33)$$

bağıntısı ile elde edilir. Γ_{CK} , Coster-Kronig seviye genişliği (geçiş hızlarının toplamı); Γ , ilgilenilen kabuğun ya da alt kabuğun toplam seviye genişliğidir. Flüoresans verim, Auger verimi ve Coster-Kronig verimi arasında;

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=i+1}^k f_{ij} = 1 \quad (34)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada i ve j birer tam sayı olup, $i \neq j$ ve $j > i$ ' dir.

Bu denklemde a_i^x herhangi bir x tabakasının xi tabakasına ait Auger verimi bu alt tabakada meydana getirilmiş bir boşluğun diğer üst tabaka elektronları tarafından ışımaz geçiş ile doldurulması ihtimali olarak ifade edilir (Bamynek vd., 1972).

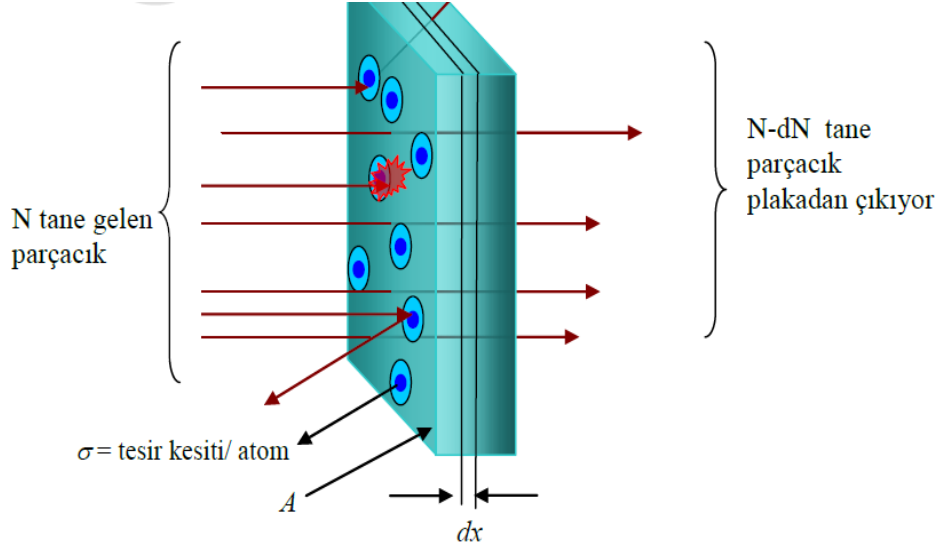
Belli bir boşluk dağılımı için bir tabakanın ortalama flüoresans verimi ile ortalama Auger verimi arasındaki bağlantı;

$$(v_x) + (a_x) = 1 \quad (35)$$

şeklinde yazılabilir (Zschornack, 2007).

1.8. Tesir Kesiti

Tesir kesiti; numune üzerine gelen radyasyonun hedef parçacık ile etkileşme olasılığıdır. Tesir kesiti; ilgili olayın tabiatına, gelen parçacığın enerjisine, atomları bir arada tutan bağlara ve moleküllerin bağlanma enerjilerindeki değişime bağlıdır. Bu aynı zamanda parçacığın geometrik kesitinden daha büyük veya daha küçük olabilir.



Şekil 11. Tesir kesiti (URL-5)

Şekil 11’de belli bir malzemeden yapılmış, yüz ölçümü A ve kalınlığı dx olan yassı bir levha görülmektedir. Gelen her parçacık hedefte belli bir kesit görür. Bu kesite yönelen her parçacık hedef madde ile etkileşir. Dolayısıyla gelen parçacık ne kadar büyük bir kesit görürse, etkileşme olasılığı o kadar büyük olur. Bir çekirdeğin belli bir etkileşme için tesir kesiti, belli bir parçacık çekirdeğin üstüne geldiğinde, etkileşmenin gerçekleşme olasılığını ifade etmenin matematiksel bir yoludur.

Yüzey alanı A ve kalınlığı dx olan levha birim hacminde n atom içeriyorsa, hacmi $A dx$ olduğundan, levhadaki toplam atom sayısı $n A dx$ ’ dir. Her atom belirli bir etkileşme için bir σ tesir kesitine sahipse, plakadaki bütün çekirdeklerin toplam tesir kesiti $n A \sigma dx$ olur. Gelen demetteki parçacık sayısı N ise, levhadaki çekirdeklerle etkileşen parçacık sayısı dN ,

$$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}} \quad (36)$$

Bu durumda;

$$\frac{dN}{N} = n \sigma dx \quad (37)$$

olur.

Aynı parçacık demeti, sonlu bir x kalınlığındaki bir levhaya geldiğini düşünelim. Belirli bir kalınlıkta, bir dilimdeki atomlar ile etkileşerek gelen parçacıkların oranını bulmak için dN/N' nin integrali alınırsa;

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dt \quad (38)$$

Eğer parçacık sadece bir defa etkileşiyorsa, levhanın dt kalınlığından geçerken demetten dN kadarı ayrılır. Böylece denklem 38 (-) işareti alır. Denklem 38' in integrali alınırsa;

$$\ln N - \ln N_0 = -n\sigma t \quad (39)$$

burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N , levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti σ ile gösterilir, birimi barn dır ve $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ dir. Buna göre ilgilenilen olayın gerçekleşmesi ihtimaliyeti yani tesir kesiti;

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (40)$$

dir.

1.9. L Kabukları X-Işını Üretim Tesir Kesiti Teorik Hesabı

L kabuğu üretim tesir kesiti değerleri aşağıdaki denklemler kullanarak hesaplanmıştır.

$$\sigma_{L1} = \left[\sigma_{L1}^P (f_{12}f_{23} + f_{13}) + \sigma_{L2}^P f_{23} + \sigma_{L3}^P \right] \omega_3 F_{31} \quad (41)$$

$$\sigma_{L\alpha} = \left[\sigma_{L1}^P (f_{12}f_{23} + f_{13}) + \sigma_{L2}^P f_{23} + \sigma_{L3}^P \right] \omega_3 F_{3\alpha} \quad (42)$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_{L1}^P \omega_1 F_{1\beta} + \left[(\sigma_{L1}^P f_{12}) + \sigma_{L2}^P \right] \omega_2 F_{2\beta} \left[\sigma_{L1}^P (f_{12} f_{23} + f_{13}) + \sigma_{L2}^P f_{23} + \sigma_{L3}^P \right] \omega_3 F_{3\beta} \quad (43)$$

Burada σ_{Li}^P ($i=1, 2, 3$) L alt kabukları fotoelektrik tesir kesitleridir (Scofield, 1973), $\omega_i L_i$ alt kabuğu flüoresans verimleridir (Krause, 1979), f_{ij} ($i=1, 2$) alt kabuğundan j ($j=2, 3$) alt kabuğuna Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetidir (Krause, 1979). Fij L X-ışını için geçiş hızı ihtimaliyetleri olup,

$$F_{31} = \frac{\Gamma_{31}}{\Gamma_3} \quad (44)$$

$$F_{3\alpha} = \frac{\Gamma_{3\alpha1} + \Gamma_{3\alpha2}}{\Gamma_3} \quad (45)$$

$$F_{3\beta} = \frac{\Gamma_{3\beta2} + \Gamma_{3\beta6} + \Gamma_{3\beta7} + \Gamma_{3\beta15}}{\Gamma_3} \quad (46)$$

$$F_{2\beta} = \frac{\Gamma_{2\beta1}}{\Gamma_2} \quad (47)$$

$$F_{1\beta} = \frac{\Gamma_{1\beta3} + \Gamma_{1\beta4} + \Gamma_{1\beta9} + \Gamma_{1\beta1}}{\Gamma_1} \quad (48)$$

ile bulunabilir. Burada Γ_i ($i=1,2,3$) ise L_i alt tabakalar olan toplam ışımali geçiş ihtimaliyetidir. $\Gamma_{3\alpha1}$ ise M_5 alt tabakalarından L_3 tabakasını doldurmak için meydana gelen $L_{\alpha1}$ çizgilerinin ışımali geçiş ihtimaliyetidir. Diğer geçişlerde

$$\Gamma_{3\alpha1} = \Gamma_3(M_5 - L_3), \Gamma_{3\alpha2} = \Gamma_3(M_4 - L_3), \Gamma_{31} = \Gamma_3(M_1 - L_3) \quad (49)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{3\beta2} &= \Gamma_3(N_5 - L_3), \Gamma_{3\beta15} = \Gamma_3(N_4 - L_3), \Gamma_{3\beta6} = \Gamma_3(N_1 - L_3), \\ \Gamma_{3\beta7} &= \Gamma_3(O_1 - L_3), \Gamma_{3\beta5} = \Gamma_3(O_{4,5} - L_3) \end{aligned} \quad (50)$$

$$\Gamma_{2\beta 1} = \Gamma_2(M_4 - L_2), \Gamma_{2\beta 17} = \Gamma_2(M_3 - L_2) \quad (51)$$

$$\Gamma_{1\beta 9} = \Gamma_1(M_5 - L_1), \Gamma_{1\beta 10} = \Gamma_1(M_4 - L_1), \Gamma_{1\beta 3} = \Gamma_1(M_3 - L_1), \Gamma_{1\beta 4} = \Gamma_1(M_2 - L_1) \quad (53)$$

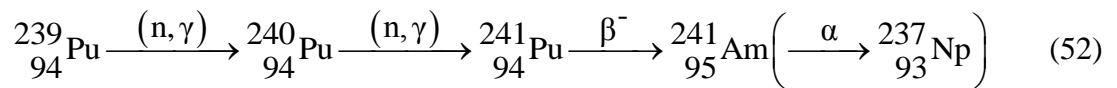
şeklindedir (Scofield, 1974). F_{ij} ' nin ($i=1,2,3$ ve $j=l, \alpha, \beta$) atom numarasıyla değişimi aşağıda Tablo 2'de verilmiştir.

Tablo 2. Atom numarasına göre F_{ij} değerleri

Element	$F_{1\beta}$	$F_{2\beta}$	$F_{3\beta}$	$F_{3\alpha}$	$F_{3\beta}$
^{72}Hf	0,7672	0,8203	0,0369	0,8101	0,1522
^{73}Ta	0,7641	0,8177	0,0372	0,8070	0,1544
^{74}W	0,7611	0,8149	0,0376	0,8037	0,1567
^{75}Re	0,7585	0,8119	0,0380	0,8015	0,1594
^{76}Os	0,7557	0,8083	0,0384	0,7977	0,1620
^{77}Ir	0,7522	0,8048	0,0388	0,7941	0,1659

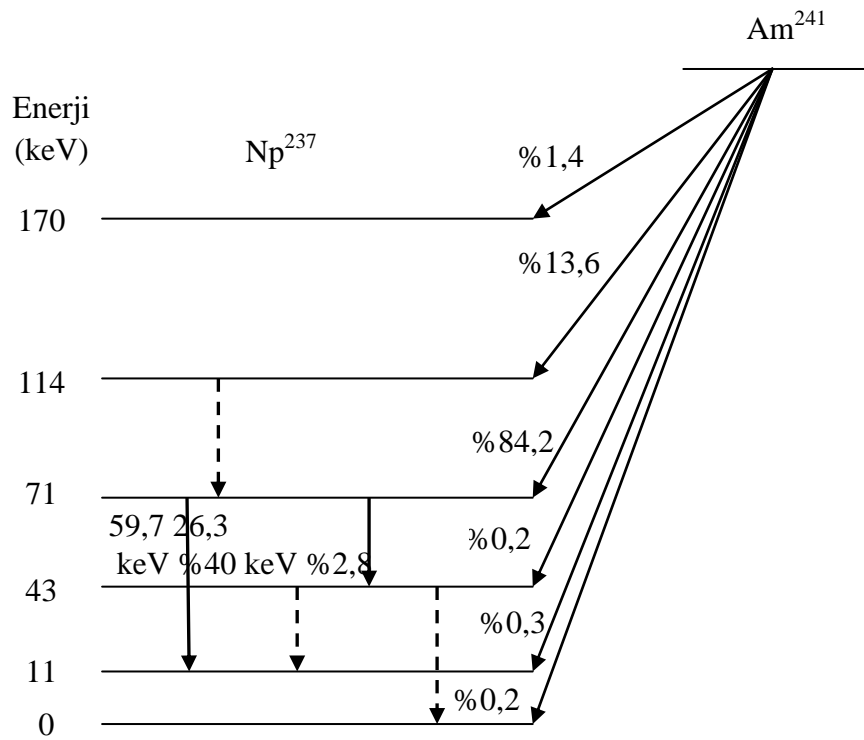
1.10. ^{241}Am Radyoizotop Kaynağı

^{241}Am radyoizotopu, ^{239}Pu 'un ardışık nötron yakalama reaksiyonlarından oluşan ^{241}Pu 'in beta bozunumundan sonra meydana gelmektedir. Ardışık nötron yakalama ve β bozunumundan oluşan ürünler;



şeklindedir. Bu radyoaktif çekirdek yapay olarak üretilen kararsız bir izotoptur ve yarılanma süresi yaklaşık 432 yıldır. Daha sonra ^{241}Am elementi α bozunumuna uğrayarak neptünyum radyoaktif çekirdeğine dönüşür ve kararlı bizmut oluşana kadar bozunma süreci devam eder. Neptünyum ile başlayıp bizmuta kadar devam eden bozunma süreci neptünyum serisi olarak adlandırılır. Nötron yakalama, atomik çekirdeğin bir veya daha fazla nötronla çarpıştığı nükleer bir reaksiyon çeşididir ve ağır bir çekirdek oluşturmak için

bir araya gelirler. Nötronlar elektriksel yükü olmadığı için, yüklü parçacıklara göre çekirdeğin içine kolaylıkla girer. β^- bozunumunda zayıf etkileşme bir nötronu, bir protona dönüştürürken bir elektron ve bir tane antinötrino yayımlanır. Alfa bozunumu ise bir atomik çekirdeğin bir alfa parçacığı yayımladığı bozunma çeşididir ve alfa bozunumuna uğrayan çekirdeğin atom numarası 2 ve kütle numarası 4 azalır. Gama bozunumunda da bir çekirdek yüksek enerji durumundan düşük enerji durumuna elektromanyetik radyasyon yayımlayarak geçer ve çekirdeğin içindeki protonların ve nötronların sayısı değişmez. Şekil 12 ^{241}Am radyoizotopunun ^{237}Np izotopuna dönüşümünü göstermektedir.



Şekil 12. ^{241}Am elementinin deneysel bozunma şeması (Beling, Newton ve Rose, 1952)

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

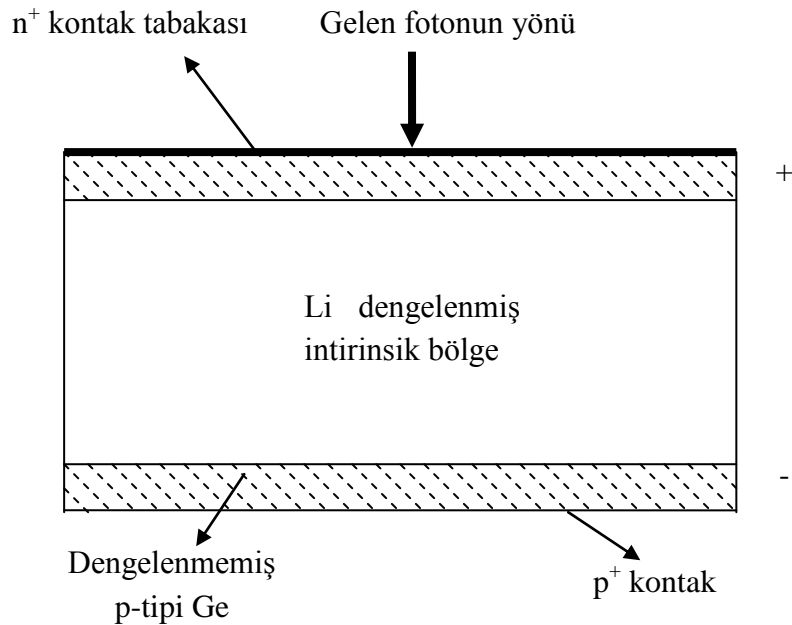
2.1. Yarıiletken Dedektörler

Tipik bir katıhal dedektöründe elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum (veya germanyum) yüzeyine altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Si ve Ge yarıiletken dedektörleri kendi aralarında karşılaştırılırsa germanyumun hem atom numarası hem de yoğunluğu silisyumun atom numarası ve yoğunluğundan daha büyük olduğu için daha fazla avantaja sahiptir. Bu dedektörler için en önemli nicelik kaç tane elektron-delik çifti veya yük taşıyıcısının oluşacağıdır. Bu işlemde istatistiksel değişimler meydana gelebilir ve oluşan elektron-delik çiftlerinin sayısı ne kadar büyükse bu değişim o kadar sabit kalacaktır. Yani tek enerjili radyasyondan gelen çizgi spektrumlarının genişliği daha dar olacaktır. Genişlik genellikle keV biriminde FWHM (yarı maksimumdaki tam genişlik) olarak tanımlanır ve aynı zamanda rezolüsyon (ayırma gücü) olarak da adlandırılır. Dedektörün pik verimi, tüm foton enerjisi soğurulduğunda uygun pikteki (tam enerji piki) sayıların sayısının, o enerjide kaynaktan yayımlanan fotonların sayısına oranıdır. Hem pik genişliği ve hem de pik verimi foton enerjisinin bir fonksiyonudur.

Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında tutulmaktadır. Bunun için sayaç kristali ve FET (alan etkili transistör) içerisinde sıvı azot bulunan bir kaba (dewar) yerleştirilmiştir. Dedektör dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için bir berilyum pencere ile korunma altına alınmıştır. E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde kristalin atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron delik çifti oluşturarak dedektör kristali içerisinde hareket ederler.

Yarıiletken kristal malzeme, kusursuz yani tamamen saf olmadığından foton dedektörlerinin işlemesi daha karışıktır. Üç değerlik elektronu bulunan bor, alüminyum, galyum ve indiyum gibi elementlerin safsızlık etkisi, kristal yapının içine serbest deliklerin girmesidir. Bu tür safsızlıklar elektronları alabildiğinden akseptör (alıcı) safsızlıkları olarak adlandırılır. Aynı şekilde fosfor, arsenik, antimon gibi beş değerlikli elektronlara sahip safsızlıklar serbest elektronları yapıya sokar. Bunlar ise elektron verebildiğinden donör (verici) safsızlığı olarak adlandırılır.

Yarıiletken dedektörler ilk üretildiği zamanlarda, akseptör safsızlıklarından kaynaklanan gürültü seviyesi herhangi bir fotondan meydana gelen pulsların görülmesini tamamen engelleyebilirdi. Bu kararlı durum akımını kabul edilebilir bir seviyeye indirmek için kristalin içinde serbest yük taşıyıcılarından yoksun bir intrinsik bölge oluşturmak gerekiyordu. Bu germanyum materyaline lityum iyonlarının sürüklenmesiyle yapıldı. Lityum, p-tipi kristalin üst yüzeyine bırakıldı ve germanyum kristalinin hacminin tamamına sürüklendi. Ara yer donör safsızlığı olan lityum, bir intrinsik bölge oluşturmasıyla akseptör safsızlıklarını dengeler. Bu Ge(Li) dedektörü olarak adlandırılır. Dedektörün yapısı şekilde gösterilmektedir.



Şekil 13. Düzlem Ge(Li) dedektör

Germanyum metali için intrinsik bölge doğrudan oluşturulabilir. Bu yapı p-tipi germanyumun bir yüzeyine lityum buharlaştırılmasıyla elde edilir ve kısa bir zaman için germanyumun içine difüz edilmesine izin verilir. Dedektöre bir ters besleme potansiyeli uygulanarak elektrik alan oluşturulur. Oluşan elektrik alan, fotonlar tarafından üretilen elektron-delik çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n- tipi bölgeye, delikler ise p- tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisiyle orantılı sayıda elektron-delik çifti oluşur. p ve n tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET devresiyle akım pulbundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Elektronik bir

sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala atanır.

2.2. Ultra-LEGe Yarıiletken Dedektörü Çalışma Prensibi

Ultra-LEGe Yarıiletken Dedektörü yaklaşık 200 eV' dan 500–600 keV' e kadar olan enerji bölgesini kapsamaktadır. Dedektörün iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektör alanı arttıkça artar. Kullandığımız dedektörün aktif alanı 30 mm² ve kalınlığı 5 mm' dir. Germanyum oldukça düşük bant aralığına sahip olduğu için, bu dedektörler yük taşıyıcıların ısı üretimini kabul edilebilir bir seviyeye azaltmak için (böylece kaçak akımı engellemek için) soğutulmak zorundadırlar. Aksi takdirde gürültü üreten kaçak akım, dedektörün enerji rezolüsyonunu bozar. Bundan dolayı dedektör sıvı azot sıcaklığında (-196 °C) tutulmalıdır. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmelerini önlemek için 30 mikron kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır.

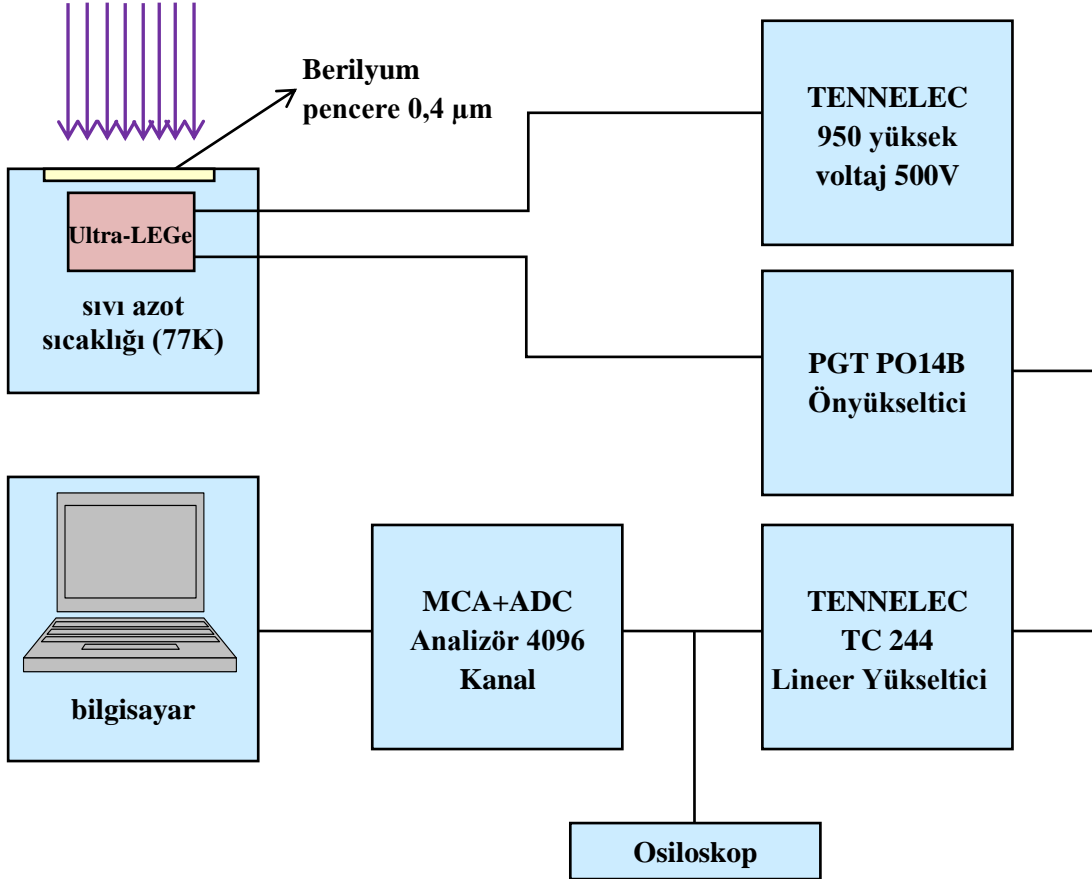
E enerjili bir foton düştüğü zaman sayacın aktif bölgesine düştüğünde germanyum atomları iyonlaşır. Foton enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir ve fotoelektron enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-delik çifti meydana getirerek dedektör içinde hareket eder.

Ultra-LEGe dedektöre yaklaşık 500 voltluk ters besleme gerilimi uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-delik çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler.

p-tipi ve n tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler akım pulsunun potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik düzenek aracılığıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir. Dedektör sıvı azot kabının içine bağlanmış olan bir vakum odasına monte edilmiştir. Böylece dedektörün hassas yüzeyi rutubetten ve diğer kirleticilerden korunmuştur (Debertin ve Helmer, 1988).

2.3. Sayma Sistemi

Sayma sisteminin blok diyagramı Şekil 14' de gösterilmektedir. Bir dedektör, ön yükseltici ve yükseltici, analog sayısal dönüştürücü (ADC), yüksek voltaj kaynağı (HV), çok kanallı analizör (MCA) ve bilgisayar sisteminden oluşur.



Şekil 14. Sayma sisteminin blok diyagramı (Doğan, 2012)

2.3.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Yüksek voltaj kaynağı, dedektörün çalışması için gerekli olan negatif veya pozitif voltajı sağlar. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir. Bu çalışmada kullanılan Canberra marka dedektörün çalışma voltajı yaklaşık olarak -500V olarak ayarlanmıştır. Yüksek voltaj kaynağı, giriş voltajının değişebilmesine rağmen çıkış voltajının çok az değişeceği bir biçimde ayarlanır (Tsoufanidis, 1995).

2.3.2. Ön Yükseltici

Ön yükselticinin temel görevi, dedektörün çıkışı ile sayma sisteminin geri kalan kısmı arasında en iyi bağlantıyı sağlamaktır. Aynı zamanda ön yükseltici, sinyali değiştirebilen gürültü kaynaklarını minimum yapmak için de kullanılır.

Dedektörden çıkan sinyal milivolt mertebesindedir ve çok zayıftır. Sinyal kaydedilmeden önce binlerce kez büyütülmelidir. Bunun yapılabilmesi için sayma sisteminde ön yükselticilere ihtiyaç duyulur. Herhangi bir sinyalin bir kablo içinden iletimi, sinyali belirli bir miktar azaltır. Dedektörün çıkışındaki sinyal zayıf olursa, iletme eşlik eden elektronik gürültüde kaybolabilir. Elektronik gürültüde sinyalin kaybolmasını önlemek için ön yükseltici mümkün olduğu kadar dedektörün yakınlarına yerleştirilir. Bundan dolayı ön yükselticinin girişi dedektörle aynı şekilde soğutulur. Ön yükseltici sinyale şekil verir yani dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür ve yükseltici ile dedektörün empedansını eşleyerek sinyalin zayıflamasını azaltır (Tsoulfanidis, 1995).

2.3.3. Yükseltici

Ana yükseltme birimi yükselticidir. Sinyali 1000 kat veya daha fazla artırır. Modern ticari yükselticiler, giriş ve yükseltmeden bağımsız olarak maksimum 10V sinyal üretirler. Sinyal yükseltmeye ek olarak yükselticinin aynı derecede önemli bir fonksiyonu, ön yükseltici çıkışındaki sinyali istenilen ölçümler için uygun bir forma dönüştürmektir. Birçok yükseltici unipolar (yani, sinyalin ilk kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) ve bipolar (yani, sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) olarak adlandırılan iki çıkış tipine sahiptir (Tsoulfanidis, 1995).

En iyi sinyal-gürültü oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen "shaping time" sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi rezolüsyon genellikle sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rastgele toplanmaya neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılacaksa daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir (Cengiz, 2011).

2.3.4. Analog Dijital Dönüştürücü

Sayma sisteminde analog dijital dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliği ve dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işlem analogu sayısala dönüştürme işlemi olarak adlandırılır. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı, analizörün hafızasında biriktirilir ve sonuç olarak bu, bilinen bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır (Debertin ve Helmer, 1988).

2.3.5. Çok Kanallı Analizör (MCA)

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirerek bilgisayar hafızasında kaydeder. Esasında, her bir kanal depolama yapmak için kullanılan bir kutudur ve X-ışını spektrumunda kesin olarak kalibre edilmiş sayısal enerji aralığı olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi standart kaynaklar kullanılarak ölçüme başlamadan önce yapılır (Williams, 1987).

2.4. Dedektör Verimi

EDXRF sistemi ile yapılan çalışmalarda dedektör veriminin bilinmesi gerekir. Dedektör verimi, dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, dedektöre gelen fotonların sayısına oranı ya da dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların yüzdesi olarak tanımlanır. Dedektör verimliliğinin tayini için kalibre edilmiş kaynaklara ihtiyaç vardır. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlama ihtimali değerleri bilinmelidir. Dedektör verimliliğini etkileyen faktörleri kolimatör faktörü, dedektör maddesi, dedektörün hassas bölgesi, imalat faktörü ve kıyılarından kaçmalar şeklinde sıralayabiliriz (Cengiz, 2011).

2.4.1. Dedektör Verimliliğinin Ölçülmesi

Ultra-LEGe dedektörünün verimliliği aşağıdaki gibi sınıflandırılır.

- a. Mutlak verim: Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayınlanan fotonlara oranıdır ve kaynak ile dedektör arasındaki uzaklığa bağlıdır.
- b. İntrinsik verim: Dedektörün intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- c. Bağlı verim: Herhangi bir enerjideki dedektör verimliliğinin diğer enerjilerdeki sayaç verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- d. Fotopik (Sayma) verimi: Dedektörde ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimaliyetidir.
- e. Radyal verim: Herhangi bir enerjide, dedektör verimliliğinin sayaç yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Dedektör veriminin tayini için genellikle nokta kaynaklar kullanılır. Kaynağın şekli farklı olduğunda, kaynaktan homojen olarak foton yayımlanmayacağı için bu durum dedektörün verimini etkiler. Bu yüzden kaynağın en çok fotonları yaydığı bölgesi dedektörün ortasına gelecek şekilde yerleştirilmeli ve kaynak sabitleştirilmelidir.

Bir dedektörün bir enerjideki verimi, dedektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelen ve sayılan fotonların sayısı bilinerek tayin edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır.

Kullanılan kaynağın verim tayini yapılırken şiddet (I);

$$I = I_0 \exp(-\lambda t) \quad (54)$$

bağıntısı ile bulunur. Burada I_0 kaynağın şiddeti, λ bozunma sabiti ve t ise kaynağın imalatından ölçüm alınmaya kadar geçen süredir. Kaynaktan çıkan fotonlar farklı enerjilerde ise yayımlanan fotonların her enerjideki yayımlanma oranı tespit edilmelidir. Tespit edilen enerjideki yayımlanan foton sayısı (I_{E_x}),

$$I_{E_x} = [I_0 \exp(-\lambda t)] \cdot W_{E_x} \quad (55)$$

bağıntısıyla verilmektedir. Burada W_{E_x} , E_x enerjisinde yayımlanan fotonların kesridir. (54) denkleminde bulunan şiddet, 360° lik geometrik sayımda olduğundan dedektörün bu enerjideki verimi

$$E_{\text{fEx}} = \frac{I_d}{I_{\text{Ex}}} \quad (56)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte I_d , dedektörün ilgili enerjide saydığı fotonların sayısıdır. Deneysel olarak E enerjisindeki fotopik verimliliği,

$$\varepsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{\Omega_0 \text{TRP}_E} \quad (57)$$

ile hesaplanabilir. Burada N_E , T zamanı içinde dedektörde sayılan fotonların sayısı, R ve P_E ise sırasıyla kaynağın bozunma hızı ve E enerjili fotonun kaynaktan yayımlanma olasılığıdır. Sayma için etkin katı açı Ω_0 ise,

$$\Omega_0 = \frac{\pi^2}{(d+Z)^2} \quad (58)$$

denklemleriyle verilebilir. Mutlak verimlilik tayininde katı açı düzeltmesi yoktur ve bu yüzden mutlak verimlilik

$$\varepsilon(E) = \frac{N_E}{\text{TRP}_E} \quad (59)$$

biçiminde yazılabilir.

2.4.2. $I_0 G \varepsilon$ 'nin Tayini

Karakteristik X-ışını şiddeti, uyarıcı radyasyonun şiddetine, geometrik faktörüne, X-ışınlarının sayıldığı dedektörün verimliliğine, elementin miktarına, numune içindeki soğurma faktörüne ve ilgili elementin tesir kesitine bağlıdır. Buna göre karakteristik X-ışını şiddeti;

$$N = I_0 \times G \times \varepsilon \times m_i \times \beta \times \sigma \quad (60)$$

şeklde yazılabilir. Bu eşitlikte N , birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının şiddeti, I_0 birim zamanda numuneye gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyon şiddeti), G kaynak-numune ve numune dedektör konumuna bağlı geometrik faktör, ϵ X-ışınları enerjisindeki dedektör verimi, σ fotoelektrik tesir kesiti ve β soğurma düzeltmesi faktörüdür. m_i ise numune içindeki analitik madde miktarı olup,

$$m_i = m \cdot w_i \quad (61)$$

bağıntısından bulunmuştur. Burada m , numunenin toplam madde miktarı, w_i ise analitin numune içindeki konsantrasyonunu temsil etmektedir.

$I_0 G \epsilon$ değeri Cr, Fe, Zn, As, Se, Sr, Zr, Mo, Ru ve Cd elementlerinin ^{241}Am radyoaktif kaynağı ile uyarılması sonucunda oluşan karakteristik X-ışınları ve denklem (62) den yararlanılarak bulundu.

$$I G \epsilon_{Li} = \frac{N_{Li}}{\beta_{Li} \cdot m_i \cdot \sigma_{Li}} \quad [i = \alpha, \beta] \quad (62)$$

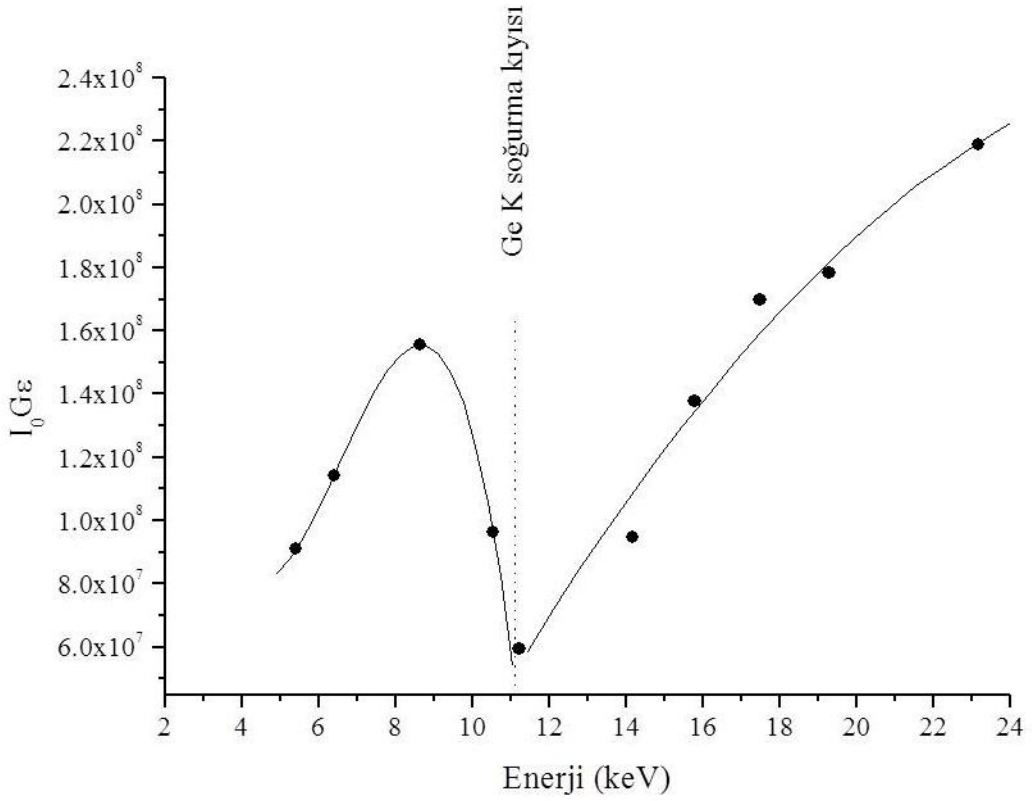
Yapılan bu çalışmada 59,5 keV enerji foton yayımlayan ^{241}Am radyoaktif halka kaynağı için dedektör verimi $I_0 G \epsilon$, değerlerinin ortalama karakteristik K X-ışınları enerjilerine karşı elde edilen grafik şekil 15'de verilmektedir. Şekilde Ge K soğurma kıyısı enerjisinden küçük olan enerjilerde verim hesabı;

$$Y = A + B_1 \times X + B_2 \times X^2 + B_3 \times X^3 \quad (63)$$

denklemleriyle ve Ge K soğurma kıyısı enerjisinden büyük enerjilerde verim hesabı

$$Y = A + B_1 \times X + B_2 \times X^2 \quad (64)$$

denklemleriyle sağlanmaktadır. Bu denklemlerde A , B_1 , B_2 ve B_3 katsayıları sabit sayılardır.



Şekil 15. ^{241}Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen $I_0\text{Ge}$ 'nin enerji ile değişimi

2.5. Soğurma Düzeltmesi Faktörü

Numunelerin uyarılmasıyla meydana gelen karakteristik X-ışınları numune içinden geçerken numune atomları tarafından soğurulmaktadır. Bu nedenle dedektör tarafından ölçülen X-ışını şiddeti yayımlanandan farklı olacaktır. Şiddet ölçümlerine dayanan bütün çalışmalarda bu fark, ölçülen X-ışını şiddetinin soğurma düzeltmesi faktörüne bölünmesiyle ortadan kalkmaktadır. Yayımlanan ve ölçülen X-ışını şiddeti arasında,

$$N_{\text{ölç}} = N_{\text{yay}} \times \beta \quad (65)$$

şeklinde bir ifade olmalıdır. Bu eşitlikte β , soğurma faktörü olup enerjiye, numune atomlarına, X-ışınlarının numuneye geliş ve çıkış açıları ile numune kalınlığına bağlıdır. Dolayısıyla numuneden yayımlanan karakteristik X-ışınlarını bulmak için ölçülen X-ışını şiddeti β soğurma faktörüne bölünmelidir. Bu nedenle β' ya soğurma düzeltmesi faktörü denir ve;

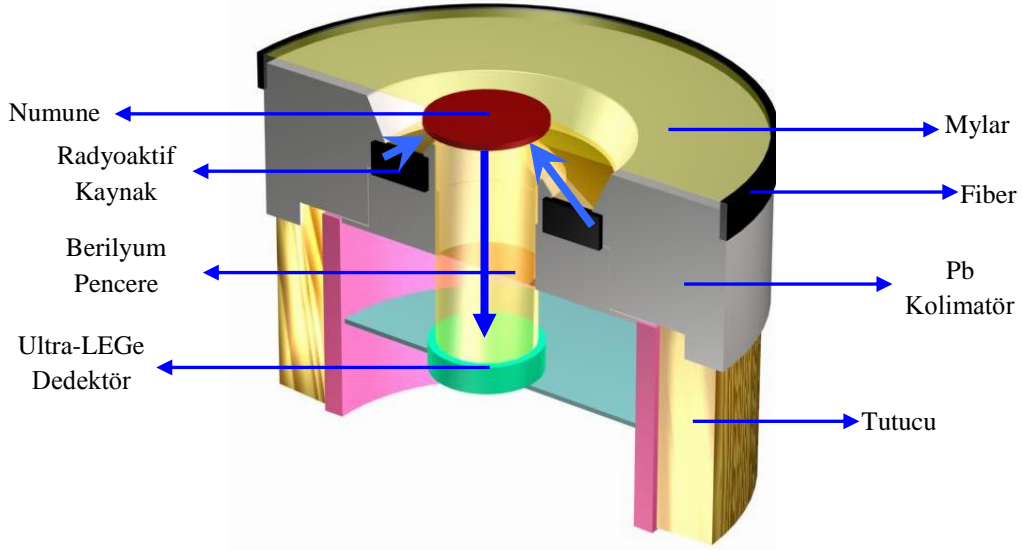
$$\beta_{(i)} = \frac{1 - \exp\left[-(\mu_{\gamma} \csc\theta_1 + \mu_i \csc\theta_2)t\right]}{(\mu_{\gamma} \csc\theta_1 + \mu_i \csc\theta_2)t} \quad (i=K,L) \quad (66)$$

olarak verilmektedir. Burada, sırasıyla μ_{γ} ve μ_i kaynaktan gelen radyasyon ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için numunenin toplam kütle azaltma katsayılarıdır. θ_1 ve θ_2 sırasıyla kaynaktan gelen radyasyonun ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numune yüzeyinin normali ile yaptıkları ortalama açılarıdır. Yaptığımız çalışmada kullanılan deney geometrisine göre θ_1 geliş açıları sabit tutularak 45^0 ve numuneden çıkan X-ışınlarının numune yüzeyi ile yaptığı açı 90^0 alınmıştır. Birim alan başına düşen madde miktarı t (kalınlık) olup birimi g/cm^2 dir.

2.6. Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada $72 \leq Z \leq 77$ aralığında bulunan elementler 50 mCi' lik ^{241}Am halka kaynağından yayımlanan 59,5 keV enerjili fotonlarla uyarılmak ve meydana gelen karakteristik X-ışınlarının sayılması için deney geometrisine yerleştirilmiştir.

Toz halinde bulunan numuneler alanı 1.44 cm^2 olan iki bant arasına mümkün olduğunca homojen olarak dağıtılmıştır. Bu sayede, numunelerin birim yüzeyine düşen şiddetlerin sabit kalması sağlanmıştır. Ayrıca, numuneden gelen çoklu saçılma etkilerini en aza indirmek için hazırlanan numunelerin mümkün olduğunca ince hazırlanmasına dikkat edilmiştir. Bu numunelerin kütleleri 10^{-4} gram hassasiyete sahip terazi ile tartılmıştır.

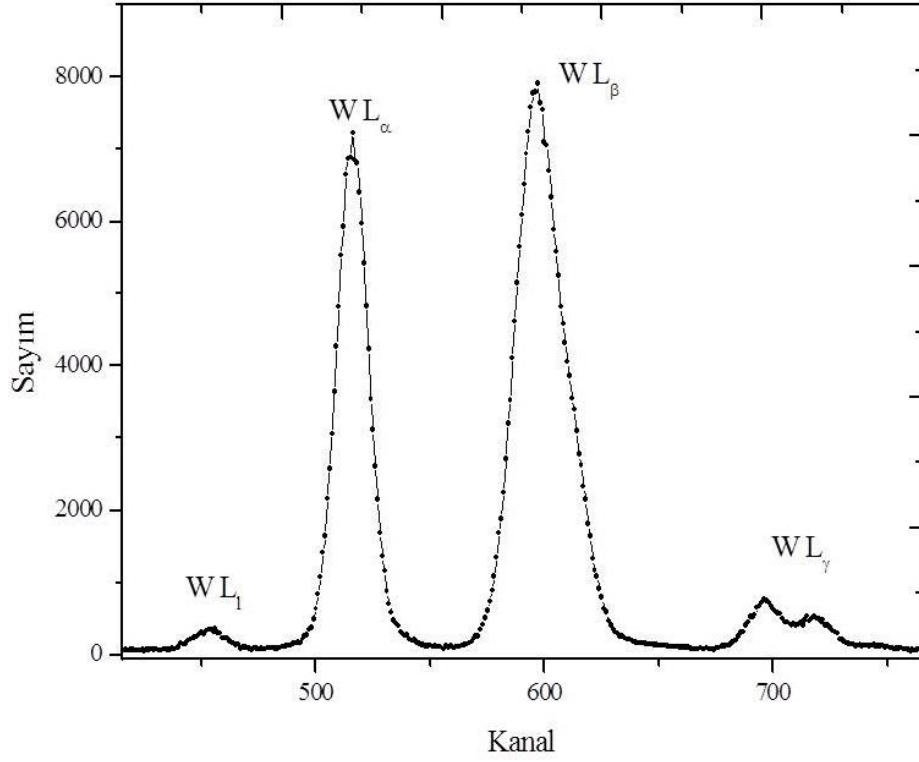


Şekil 16. X-ışınları flüoresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi

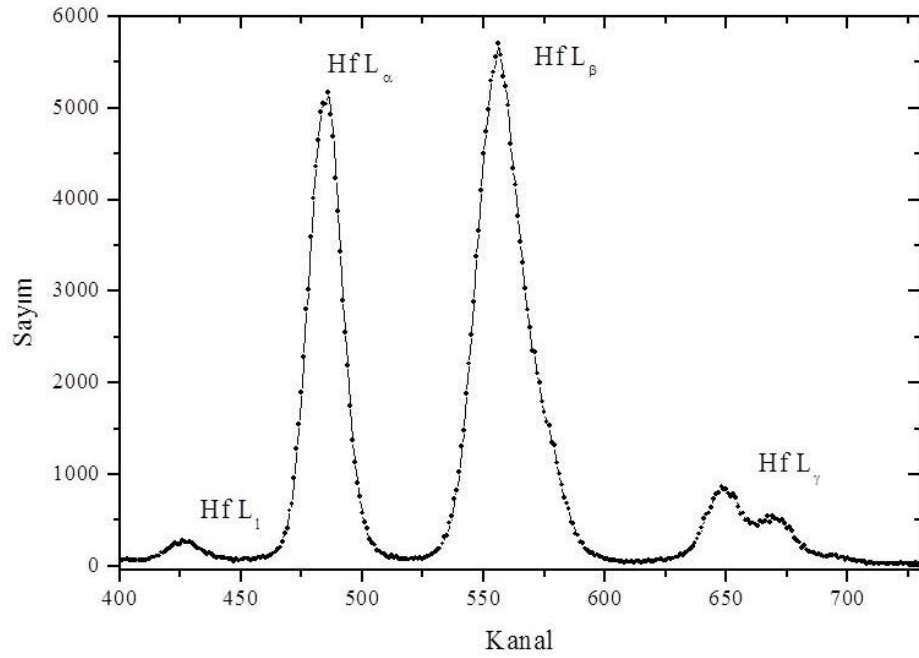
2.7. Numunelerin Uyarılması ve Sayılması

Karakteristik X-ışınlarını ve numunede soğurularak geçen radyasyonu saymak için 5,9 keV’ de yarı maksimumdaki tam genişliği 150 eV, aktif alanı 30mm² ve kalınlığı 5mm, berilyum pencere kalınlığı 0,4 µm olan bir Ultra-LEGe dedektör kullanılmıştır.

Karakteristik X-ışınları ölçümü ile ilgili çalışmalarda numunelerin uyarılması sonucu elde edilen karakteristik spektrumların, dolayısıyla da spektrumu oluşturan pik şiddetlerinin doğru ölçülmesi çok önemlidir. İncelenen elementin karakteristik piklerinden başka kaçak pikler, satallite pikleri, çoklu saçılmalardan meydana gelen kuyruklanmalar, üst üste binme pikler, sayaç atomlarının karakteristik X-ışını gibi piklerde meydana gelir. Bu piklerin analiz edilerek numuneye ait gerçek karakteristik X-ışını piklerinin elde edilmesi gerekmektedir. Bu tip pikleri ayırt edebilmek için OriginPro 7 SR0 (Demo Version) programı ve bu program içerisinde bulunan, PFM (Peak Fitting Module) modülünden yararlanılmıştır (Cengiz, 2011). Program yardımıyla analiz edilmiş W elementinin L₁, L_α, L_β ve L_γ geçişleri şekil 17’ de verilmiştir. Ayrıca Hf elementine ait L X-ışını pikleri şekil 18’ de gösterilmiştir.



Şekil 17. W Elementine Ait L X-ışını pikleri



Şekil 18. Hf Elementine Ait L X-ışını pikleri

2.8. L_{III} Alttabakası Soğurma Sıçrama Faktörünün EDXRF Yöntemiyle Belirlenmesi

Deneysel olarak L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörü;

$$J_{L_{III}} = \frac{\sigma_{L_{III}}^x}{\sigma_{L_{III}} \omega_3} \quad (67)$$

denklemlerle ifade edilir. Bu denklemde, ω_3 L_{III} alttabakası flüoresans verimi (Krause, 1979), $\sigma_{L_{III}}^x$ altkabuk üretim tesir kesitidir ve denklem (69) da belirtilen eşitlik yardımıyla elde edilir.

$$\sigma_{Li} = \sigma_L \cdot \omega_L \cdot F_{Li} \quad (i=1, \alpha, \beta) \quad (68)$$

$$\sigma_{Li}^x = \frac{N_{Li}}{I_0 G \epsilon_{Li} \beta_{Li} t_i} \quad (i=1, \alpha, \beta) \quad (69)$$

burada, N_{Li} ilgili enerjideki piklerin net alanları, I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti, G geometrik faktör, ϵ_{Li} L X-ışınlarının enerjisinde dedektör verimi, β_{Li} soğurma düzeltmesi faktörü ve t_i (g/cm^2) numunenin kalınlığıdır.

σ_t toplam atomik soğurma tesir kesiti aşağıdaki eşitlik yardımıyla hesaplandı;

$$\sigma_t = \frac{M}{N} \frac{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{t} \quad (70)$$

burada, I_0 ve I sırasıyla numune tarafından soğurmadan önce ve soğurmadan sonraki X-ışını şiddeti, M atomik kütle, N avagadro sayısı ve t numune kalınlığıdır.

σ_t toplam atomik soğurma tesir kesitinden toplam saçılma tesir kesiti ve L_I ve de L_{II} altkabuk fotoiyonizasyon tesir kesitlerinden gelen katkılar çıkarılarak L_{III} ve daha yüksek tabakaların toplam fotoiyonizasyon tesir kesiti olan $\sigma_{L_{III}}$ elde edildi.

Denklem (67)' den elde edilen soğurma sıçrama faktörü hesabından sonra aşağıdaki eşitlik yardımıyla soğurma sıçrama oranı hesaplandı.

$$r_{L_{III}} = \frac{1}{1 - J_{L_{III}}} \quad (71)$$

3. BULGULAR

3.1. EDXRF Yöntemiyle Bulunan Sonuçların Araştırma Bulguları

3.1.1. L_{III} Alttabakası Üretim Tesir Kesiti Değerleri

L_{III} alttabakası üretim tesir kesitleri (σ_{Li}) ve alt kabuk üretim tesir kesiti ($\sigma_{L_{III}}^x$) deneysel olarak elde edildi ve elde edilen sonuçlar teorik değerler ile birlikte Tablo 3' de verilmiştir.

Tablo 3. σ_{Li} (i= 1, α , β) üretim tesir kesiti değerleri (barn/atom) ve $\sigma_{L_{III}}^x$ alt kabuk üretim tesir kesiti (barn/atom)

Element	σ_{Li}		$\sigma_{L\alpha}$		$\sigma_{L\beta}$		$\sigma_{L_{III}}^x$	
	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik
Hf	2,53±0,13	2,67	54,44±2,83	58,58	79,25±4,12	88,75	58,48±3,04	72,25
Ta	3,03±0,16	3,01	60,62±3,15	65,24	89,73±4,67	99,34	66,54±3,46	80,75
W	3,13±0,16	3,38	65,80±3,42	72,30	97,70±5,08	110,22	70,57±3,67	89,84
Re	3,78±0,20	3,99	78,49±4,08	84,26	105,30±5,48	119,17	85,19±4,43	105,05
Os	4,54±0,24	4,75	92,94±4,83	98,70	116,12±6,04	126,48	107,20±5,57	123,53
Ir	5,18±0,27	5,56	104,35±5,43	113,87	115,89±6,03	134,93	114,30±5,94	143,24

3.1.2. Toplam Atomik Tesir Kesiti Değerleri

Toplam atomik tesir kesiti (σ_t) Tablo 4'de elde edilen sonuçlar teorik değerlerle birlikte karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Tablo 4. Toplam atomik tesir kesiti (σ_t)

Element	σ_t (barn/atom)	
	Deneysel	Teorik
Hf	1089,93±54,50	1035,6
Ta	1150,90±57,55	1095,6
W	1182,30±59,12	1157,8
Re	1262,40±63,12	1223,3
Os	1366,57±68,33	1291,5
Ir	1423,82±71,19	1361,3

3.1.3. L_{III} Altıtabakası Soğurma Sıçrama Faktörü ve Soğurma Sıçrama Oranı Değerleri

L_{III} altıtabakası üretim tesir kesitleri yardımıyla deneysel L_{III} altıtabakası soğurma sıçrama faktörleri ve sıçrama oranları belirlendi. Elde edilen soğurma sıçrama faktörleri ve soğurma sıçrama oranları Tablo 5' de teorik değerlerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Tablo 5. L_{III} altıtabakası soğurma sıçrama faktörü ve sıçrama oranı değerleri

Element	J _{LIII}				r _{LIII}			
	Deneysel	XCOM	FFAST	McCrary	Deneysel	XCOM	FFAST	McCrary
Hf	0,573±0,040	0,609	0,597	0,586	2,344±0,164	2,558	2,482	2,415
Ta	0,583±0,041	0,606	0,598	0,615	2,398±0,168	2,539	2,488	2,599
W	0,592±0,041	0,606	0,622	0,618	2,454±0,172	2,537	2,646	2,617
Re	0,621±0,043	0,603	0,605	0,626	2,638±0,185	2,522	2,53	2,675
Os	0,658±0,046	0,601	0,603	0,605	2,922±0,205	2,508	2,517	2,529
Ir	0,649±0,045	0,600	0,511	0,581	2,850±0,200	2,499	2,498	2,387

4. SONUÇLAR

L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörünü belirlemek için (69) denklemi ile X-ışını üretim tesir kesitleri deneysel olarak belirlenmiştir ve burada bulunan deneysel X-ışını üretim tesir kesitleri (67) denkleminde kullanılarak L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörleri elde edilmiştir. Denklem (67) ile elde edilen L_{III} alttabakası soğurma sıçrama faktörü değerleri denklem (71) de yerine konularak deneysel L_{III} alttabakası soğurma sıçrama oranı değerleri elde edilmiştir.

Tablo 3' de Hf, Ta, W, Re, Os ve Ir elementlerinin σ_{Li} ($i=1, \alpha, \beta$) üretim tesir kesiti ve $\sigma_{L_{III}}^x$ alt kabuk üretim tesir kesiti deneysel ve teorik değerleri karşılaştırmalı olarak verilmiştir. L_{III} alttabakası X-ışını üretim tesir kesiti değerlerinin deneysel ölçümlerinden L_1 ve L_2' den gelen katkılar teorik olarak hesaplanarak çıkarılmıştır. Bunun nedeni, L_1 ve L_α saf L_3 geçişleridir, fakat L_β çizgilerinde L_3 çizgileri yanında L_1 ve L_2' den katkılardan oluşur. Ayrıca, L_γ X-ışını piki sadece L_1 ve L_2' den katkılardan meydana gelir. Bu yüzden L_1 ve L_2 alttabakaları katkıları deneysel bulunan L_3 değerlerinden çıkarıldı.

Tablo 5' de verilen L_{III} altkabuk soğurma sıçrama faktörünün deneysel değerleri ile XCOM (Berger et al., 2005) teorik değerleri arasında $\leq 10\%$, FFAST (Chantler et al., 2005) teorik değerleri arasında $\leq 9\%$ ve McMaster et al., 1969 teorik değerleri arasında $\leq 9\%$ (Ir $\leq 12\%$ hariç) uyum olduğu gözlemlenmiştir.

Tablo 5' de verilen L_{III} altkabuk soğurma sıçrama oranlarının deneysel değerleri ile XCOM (Berger et al., 2005) teorik değerleri arasında $\leq 8\%$ (Os $\leq 16\%$ ve Ir $\leq 14\%$ hariç), FFAST (Chantler et al., 2005) teorik değerleri arasında $\leq 7\%$ (Os $\leq 16\%$ ve Ir $\leq 14\%$ hariç) ve McMaster et al., 1969 teorik değerleri arasında $\leq 7\%$ (Re $\leq 14\%$, Os $\leq 15\%$ ve Ir $\leq 19\%$ hariç) uyum olduğu gözlemlenmiştir.

Yapılan hatalar ve yüzdeleri sırasıyla; numune kalınlıkları tayininden gelen hata 2% , pik alanının değerlendirilmesinden gelen hata 3% , $I_0 G_{\epsilon_{Kij}}$ dedektör verimliliğinden gelen hata 3% ve soğurma düzeltme faktöründen gelen hata 3% dür.

OriginPro 7 SR0 (Demo Version) programı yardımıyla analiz edilmiş W elementinin L_1 , L_α , L_β ve L_γ geçişleri şekil 17' de ve Hf elementine ait L_1 , L_α , L_β ve L_γ geçişleri şekil 18' de gösterilmiştir.

Çalışmamızda kullanılan EDXRF yönteminde flüoresans tesir kesitleri kullanılarak J_{LIII} ' ün belirlenmesi daha çok ölçüm ve hesap gerektirdiği için hata ihtimaliyeti oldukça fazladır. Ancak EDXRF yönteminde çok fazla kaynak kullanılmadan birçok elementin L tabakalarına ait soğurma sıçrama faktörleri ve sıçrama oranları hesaplanabilir.

5. ÖNERİLER

Soğurma sıçrama oranı ve sıçrama faktörünün belirlenmesinde dört farklı yöntem vardır. Bunlar, Compton azaltma yöntemi, Bremsstrahlung yöntemi, gama ve X-ışını azaltma yöntemi ve Enerji ayrımlı X-ışını flüoresans (EDXRF) yöntemidir. Çalışmamızda kullanılan EDXRF yöntemi ile soğurma sıçrama oranı ve sıçrama faktörleri belirlenen elementler diğer yöntemler kullanılarak da belirlenebilir. Bu ölçüm ve hesaplamalar geniş aralıklarda atom numaralı elementler için yapılabilir.

Bu çalışma, sinkratron radyasyonu veya XAFS (X-ışını soğurma ince yapı spektroskopisi) kullanılarak tekrar edilebilir.

6. KAYNAKLAR

- Apaydın, G., 2006. $65 \leq Z \leq 92$ Bölgesinde Bazı Elementlerin K ve L X-Işını Floresans Parametrelerinin Ölçülmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Aylıkçı, V., 2006. Hf Elementi Bileşiklerinin X-Işını Floresans Parametreleri Üzerine Kimyasal Etki, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Beling, J. K., Newton, J.O. ve Rose, B., 1952. The Decay of ^{241}Am , Physical Review, 87, 670-671.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., Coursey, J.S. ve Zucker, D.S., 2005. XCOM: Photon Cross Section Database, NIST Standart Reference Database, 8, (XGAM)
- Broll, N., 1986. Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, X-Ray Spectroscopy, 15, 271-285.
- Cengiz, E., 2011. 3. Sıra Geçiş Elementi Bileşiklerinin K ve L X-Işını Floresans Parametreleri, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Cengiz, E., Aylıkçı, V., Apaydın, G., Kaya, N. ve Tıraşoğlu, E., 2008. Study of chemical effects on K and L shell production cross-sections and transfer probabilities in Nb compounds. J. Radioanal. Nucl. Chemistry, 278, 1, 89-96.
- Cengiz, E., Dogan, M. ve Koksal, O. K., 2013. L_{III} subshell absorption jump ratio and jump factor of tantalum. Rad. Phys. Chemistry, 85, 8-11.
- Chantler, C. T., Islam, M. T., Rae, N. A., Tran, C. Q., Glover, J. L. ve Barnea, Z., 2012. New consistency test for high-accuracy measurements of X-ray mass attenuation coefficients by the X-ray extended-range technique. Acta Crystallogr. A, 68, 188-195.
- Chantler, C. T., Tran, C. Q., Paterson, D., Cookson, D. ve Barnea, Z., 2001. X-ray extended range technique for precision measurements of the X-ray mass attenuation coefficient and $\text{Im}(f)$ for copper using synchrotron radiation. Phys. Lett. A, 286, 338-346.
- Chantler, C.T., Olsen, K., Dragoset, R. A., Chang, J., Kishore, A. R., Kotochigova, S. A. ve Zucker, D. S., 2005. X-ray Form Factor, Attenuation and Scattering Tables (version2.1). National Institute of Standards and Technology. Gaithers - burg, MD. Available from: (<http://physics.nist.gov/ffast>).
- Davisson, C. M. ve Evans, R. D., 1951. Measurements of gamma-ray absorption coefficients. Physics Review, 81, 404-411.

- Debertin, K. ve Helmer, R. G., 1988. Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishes, New York, U.S.A., 1-100.
- Dogan, M., 2012. Zn ve Cr Elementlerinin Oluşturduğu Alaşımın X-Işını Floresans Parametreleri Üzerine Alaşım Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, Trabzon.
- Dozen, C., 2006. M Tabakası X Işımları Üretim Tesir Kesitlerinin Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, Kahramanmaraş.
- Gowda, S., Krishnaveni, S., Yashoda, T., Umesh, T. K. ve Gowda, R., 2004. Photon mass attenuation coefficients, effective atomic numbers and electron densities of some thermoluminescent dosimetric compounds. Pramana J. Physics, 63, 529–541.
- Kahlon, K. S., Sidhu, B. S., Dhaliwal, A. S. ve Mann, K. S., 2011. Measurements of L_{III} subshell absorption jump ratios and jump factors Pb, Th and U. J. Electron Spectroscopy, 184, 177–179.
- Kaya, N., 2006. $69 \leq Z \leq 76$ Atom Numaralı Elementlerin K Tabakası Soğurma-Sıçrama Faktörlerinin Tayini, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Kaya, N., Kobya, A. İ., Tırasoglu, E. ve Apaydın, G., 2008. An L_{III} ($2P_{3/2}$) subshell absorption jump ratio and jump factor for bismuth. J. Phys. B: At. Mol. Physics, 41, 225003.
- Krause, M. O., 1979. Atomic radiative and radiotlon less yields for K and L shells. J. Phys. Chem. Ref. Data 8, 307–327.
- Kumar, S., Alrakabi, M., Kumar, S., Mehta, D., Bedi, S. C. ve Singh, N., 2010. Contribution of near-edge process to attenuation of the characteristic X-rays elements with $48rZr83$. Nucl. Instrum. Methods B, 268, 431–439.
- McMaster, W. H., Kerr Del Grande, N., Mallett, J. H. ve Hubbell, J. H., 1969. UCRL-50174. Section II, Rev. 1.
- Midgley, M., 2006. Angular width of a narrow beam for X-ray linear attenuation coefficient measurements. Rad. Phys. Chemistry, 75, 945–953.
- Özkendir, O. M., 2006. MnS, ZnO ve SnO₂ ince filmlerin elektronik yapısının X-ışını soğurma spektroskopisi ile incelenmesi, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Polat, R., Budak, G., Gürol, A., Karabulut, A. ve Ertugrul, M., 2005. K shell absorption jump factors for the elements Ag, Cs, Ba and La derived from new mass attenuation coefficient measurements using EDXRF technique. Radiat. Measurement, 39, 409–415.

- Scofield, J. H., 1973. Theoretical Photoionization Cross Sections from 1 to 1500 keV. Lawrence Livermore Laboratory (UCRL), No: 513626.
- Sidhu, B. S., Dhaliwal, A. S., Mann, K. S. ve Kahlon, K. S., 2011. EDXRF technique: An alternative methodology for measuring L_{III} subshell absorption edge jump factor and jump ratio of some high Z elements. Radiat. Phys. Chemistry, 80, 688–691.
- Tarakçiođlu, M. T., 2005. K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimallerinin hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş.
- Tertian, R. ve Claisse, F., 1982. Principles of Quantitative X-ray Fluorescence Analysis, Heyden and Son Ltd., London, U.K., 3-24.
- Tran, C. Q., Chantler, C. T., Barnea, Z., Dhal, B. B., Chung, C. T. Y., Paterson, D. ve Wang, J., 2005. Measurement of the X-ray mass attenuation coefficient of silver using the X-ray extended range technique. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Physics, 38, 89–107.
- Tsoufanidis, N., 1995. Measurement and Detection of Radiation, Taylor&Francis, London, U.K., 157-158.
- URL-1, <http://fef.kilis.edu.tr/fizik/ibrahimcoskun/spektrum.jpg> 11 Aralık 2013
- URL-2, <http://bunubenbugunogrendim.files.wordpress.com/2013/05/c59fekil-1-3-1-bremsstrahlung-ic59fc4b1masc4b1.png> 11 Aralık 2013
- URL-3, http://www.amptek.com/xrf_3.gif 11 Aralık 2013.
- URL-4, http://okul.selyam.net/pars_docs/refs/100/99088/99088_html_e2d6de9.jpg 11 Aralık 2013
- URL-5, http://kaynak.home.uludag.edu.tr/images/tesir_kesiti.pdf 11 Aralık 2013
- Wang, E. F. 2005. Bonding Theory For Metals and Alloys, Elsevier Science.
- Zschornack, G., 2007. Handbook of X-ray Data. Springer Berlin Heidelberg Press, New York 82.

ÖZGEÇMİŞ

1989 yılında Sivas ilinin Gemerek ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Sivas Merkezde tamamladı. 2006 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 2011 yılında mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İngilizce bilen Nuriye SARITAŞ, halen Yüksek Lisans Eğitimine devam etmektedir.