

156166

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**K TABAKASINDAN L TABAKASINA BOŞLUK GEÇİŞİ İHTİMALİYETİNİN
ÖLÇÜLMESİ VE HESAPLANMASI**

Birol ERTUĞRAL
156166

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Doktor”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 26.08.2004
Tezin Savunma Tarihi : 30.09.2004**

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA *Ali*
Jüri Üyesi : Doç. Dr. Engin TIRAŞOĞLU *Engin*
Jüri Üyesi : Doç. Dr. Selami KARSLIOĞLU *Selami*
Jüri Üyesi : Doç. Dr. Hüseyin KARAL *Hüseyin*
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK *Süleyman*

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT *Emin Zeki*

Trabzon 2004

ÖNSÖZ

Doktora tezi olarak sunduğum bu çalışmada her türlü desteği sağlayan çok değerli hocam ve danışmanım sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA'ya en içten duygularla saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım süresince öneri ve bilgilerini esirgemeyen Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektronik Anabilim Dalı Başkanı sayın Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL'a teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Fizik Bölümünde gerekli yardımı ve ilgiyi esirgemeyen Atom ve Molekül Fiziği Anabilim Dalı Başkanı sayın Doç. Dr. Engin TIRAŞOĞLU'na ve sayın Doç. Dr. Uğur ÇEVİK'e teşekkür ederim. Ayrıca bazı konulardaki katkılarından dolayı Öğr. Gör. Gökhan APAYDIN, Arş. Gör. Hasan BALTAŐ, Arş. Gör. Őkr ÇELİK'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında her türlü yardımı ve kolaylığı gösteren Giresun Fen-Edebiyat Fakültesi Dekanı sayın Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde yapılmıştır ve K.T.. Araştırma Fonu'nun 2002.111.1.4 nolu projesi ile desteklenmiştir.

Çalışmalarım esnasında görmüş olduğum destek ve teşviklerinden dolayı aileme ve eşime sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Birol ERTUĞRAL

Trabzon, Ağustos 2004

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET.....	VI
SUMMARY.....	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
TABLolar DİZİNİ.....	X
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XI
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Elektromagnetik Spektrumlar.....	3
1.2.1. Elektromagnetik Dalgaların Spektrumu.....	3
1.2.1.1. Radyo Dalgaları.....	3
1.2.1.2. Mikrodalgalar (Kısa-dalgaboylu Radyo Dalgaları).....	3
1.2.1.3. Kızıl Ötesi Dalgalar (Isı Dalgaları).....	5
1.2.1.4. Görünür Dalgalar.....	5
1.2.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar.....	5
1.2.1.6. X-Işınları.....	6
1.2.1.7. Gama (γ) Işınları.....	6
1.2.1.8. Kozmik Işınlr.....	6
1.3. Elektromagnetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi.....	7
1.3.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması.....	8
1.3.1.1. Fotoelektrik Olay.....	8
1.3.1.2. Çift Oluşumu.....	10
1.3.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması.....	12
1.3.2.1. Koherent Saçılma.....	12
1.3.2.1.1. Rayleigh Saçılma.....	14
1.3.2.1.2. Delbrück Saçılma.....	14
1.3.2.1.3. Nükleer Rezonans Saçılma.....	14
1.3.2.1.4. Nükleer Thomson Saçılma.....	15

1.3.2.2. İnkohherent Saçılma.....	15
1.3.2.2.1. Compton Saçılması.....	16
1.3.2.2.2. Nükleer Saçılma.....	18
1.3.2.2.3. Raman Saçılması.....	18
1.4. Azaltma Katsayıları ve Soğurma Kıyısı.....	18
1.5. Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri.....	22
1.6. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi.....	26
1.6.1. Koherent Saçılma Pikleri.....	26
1.6.2. Compton Pikleri.....	27
1.6.3. Karakteristik X-Işını Pikleri.....	27
1.6.4. Auger (Öje) Pikleri.....	27
1.6.5. Üst Üste Binme (Pile-Up) Pikleri.....	28
1.6.6. Kaçak (Escape) Pikleri.....	28
1.6.7. Satellite Pikleri.....	28
1.7. Floresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri.....	29
1.8. Auger Geçişleri.....	30
1.9. Atomun Uyarılması.....	31
1.9.1. Radyoizotop Kaynaklar.....	32
1.10. Atomik Tabakalar Arası Boşluk Transferi.....	36
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	39
2.1. Yarıiletken Dedektörler ve Sayma Sistemleri.....	39
2.2. Sayma Sistemi.....	44
2.2.1. Yüksek Voltaj Kaynağı.....	45
2.2.2. Ön Yükseltici.....	45
2.2.3. Yükseltici.....	45
2.2.4. Analog Dijital Dönüştürücü.....	46
2.2.5. Çok Kanallı Analizör (MCA).....	46
2.3. Dedektör Verimi.....	46
2.3.1. Dedektör Verimliliğinin Ölçülmesi.....	47
2.3.2. I_0G_e 'nin Tayini.....	48
2.4. Soğurma Düzeltmesi Faktörü.....	50
2.5. Numunelerin Hazırlanması.....	51
2.6. Deney Geometrisi, Numunelerin Uyarılması ve Karakteristik X-Işınlarının Sayılması.....	55

2.7.	Spektrumların ve Verilerin Değerlendirilmesi.....	57
2.8.	K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyetinin Ölçülmesi.....	59
2.8.1.	Deneysel Metot.....	59
2.8.2.	Teorik Hesaplamalar.....	60
3.	BULGULAR ve TARTIŞMA.....	62
3.1.	Numunelerin Uyarılmasıyla Elde Edilen X-Işımları ve Spektrumları.....	62
3.2.	Numunelerin Kütle Azaltma Katsayısı ve Soğurma Düzeltmesi Faktörü.....	67
3.3.	Si(Li) Dedektörünün Çeşitli Enerjilerdeki Verimlilik Eğrilerinin Tayini.....	68
3.4.	K_{β} / K_{α} Şiddet Oranları ve K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyeti (η_{KL}) Değerleri	73
4.	SONUÇLAR.....	83
5.	ÖNERİLER.....	86
6.	KAYNAKLAR.....	87
	ÖZGEÇMİŞ.....	92

ÖZET

Bu çalışmada, $16 \leq Z \leq 92$ atomik aralığındaki 52 element için K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri, η_{KL} , deneysel K X-ışını şiddet oranlarının kullanılmasıyla elde edilmiştir.

Farklı numunelerden yayımlanan karakteristik K X-ışınları, ayırma gücü 5,89 keV'de 160 eV olan Si(Li) katıhal dedektörü ile sayılmıştır.

Ölçülen değerler, hem bu elementlerin ışıklı ve ışımsız geçiş oranlarının kullanılmasıyla elde edilen teorik değerlerle hemde diğer araştırmacıların teorik ve deneysel değerleriyle karşılaştırıldı. Ölçülen sonuçlarla birlikte teorik olarak hesaplanan değerlerin iyi bir uyum içerisinde olduğu bulundu.

Sonuç olarak, deneysel ve teorik boşluk geçişi ihtimaliyetleri değerleri atom numarasına karşı grafik edildi. Boşluk geçişi ihtimaliyetinin artan atom numarası ile azaldığı görüldü.

Anahtar Kelimeler: Boşluk geçişi ihtimaliyeti, Işıklı ve ışımsız geçişler, Karakteristik X-ışını şiddet oranları, Floresans verim, Uyarma

SUMMARY

Measurement and Calculation of the Probabilities for Vacancy Transfer from K to L Shell

In this study, the K to L shell vacancy transfer probabilities, η_{KL} , for 52 elements in the atomic region $16 \leq Z \leq 92$ were determined by using experimental intensity ratios of K X-rays.

The Characteristic K X-rays from different targets were detected using a Si(Li) detector having resolution of 160 eV at 5.89 keV.

The measured values were compared with the theoretical values deduced using the radiative and radiationless transition rates and the experimental and theoretical values reported by other researchers. The measured results were found to be in good agreement with theoretically calculated values.

As a result, the experimental and theoretical values of vacancy transfer probabilities were plotted versus atomic number (Z). It was found that the vacancy transfer probabilities decrease with increasing atomic number.

Key Words: Vacancy transfer, Radiative and radiationless transitions, Characteristic X-ray intensity ratios, Detector Efficiency, Fluorescence yield, Excitation

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Elektromagnetik radyasyonun azalmasının şematik gösterimi.....	7
Şekil 2. Fotoelektrik olayı.....	9
Şekil 3. Çift oluşumu olayı.....	11
Şekil 4. Koherent saçılma.....	13
Şekil 5. Compton saçılması.....	16
Şekil 6. Pb Elementi için gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak verilen fotoelektrik, koherent, inkoherent saçılma tesir kesitleri ve soğurma kıyıları.....	21
Şekil 7. Elektronların elastik - inelastik saçılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi.....	23
Şekil 8. Karakteristik X-ışınlarının meydana gelmesi.....	23
Şekil 9. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi.....	25
Şekil 10. İdeal bir X-ışını spektrumu.....	26
Şekil 11. Radyasyonlar ve çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri.....	34
Şekil 12. K tabakasında boşluk oluşturulması	36
Şekil 13. K tabakasındaki boşluğun L tabakasına transferi.....	37
Şekil 14. Dedektörlerin ayırma güçleri.....	39
Şekil 15. Lityum sürüklenmiş Si(Li) dedektör kesiti.....	42
Şekil 16. Cryostat ve bölümleri.....	43
Şekil 17. X-ışınları fluoresans ölçüm sisteminin blok diyagramı.....	44
Şekil 18. X-ışınları fluoresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi.....	56
Şekil 19. X-ışını ölçüm sisteminin genel görünüşü.....	57
Şekil 20. Ba elementinin K X-ışını spektrumları	58
Şekil 21. S elementinin K X-ışını spektrumları.....	62
Şekil 22. Ca elementinin K X-ışını spektrumları.....	63
Şekil 23. Ti elementinin K X-ışını spektrumları.....	63
Şekil 24. V elementinin K X-ışını spektrumları.....	64
Şekil 25. Mo elementinin K X-ışını spektrumları.....	64
Şekil 26. Ba elementinin K X-ışını spektrumları.....	65
Şekil 27. Nd elementinin K X-ışını spektrumları.....	65

Şekil 28. Ta elementinin K X-ışını spektrumları.....	66
Şekil 29. U elementinin K ve L X-ışını spektrumları.....	66
Şekil 30. U elementinin K X-ışını spektrumları.....	67
Şekil 31. ⁵⁵ Fe radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I ₀ Gε'nin enerji ile değişimi...70	
Şekil 32. ²⁴¹ Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I ₀ Gε'nin enerji ile değişimi.....	71
Şekil 33. ⁵⁷ Co radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I ₀ Gε'nin enerji ile değişimi.....	73
Şekil 34. 16≤Z≤92 aralığındaki bazı elementlerin K X-ışını şiddet oranlarının atom numarası değişimi.....	81
Şekil 35. Deneysel ve teorik boşluk geçişi ihtimaliyetlerinin atom numarası ile değişimi.....	82



TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. Elektromagnetik radyasyonlar ve çeşitleri.....	13
Tablo 2. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri....	24
Tablo 3. Radyasyon tipleri ve özellikleri.....	33
Tablo 4. XRF analizi ile numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri	35
Tablo 5. Dedektör çeşitleri ve enerji rezülosyonu	40
Tablo 6. Si ve Ge'un bazı özellikleri	41
Tablo 7. ⁵⁵ Fe kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri.....	52
Tablo 8. ²⁴¹ Am kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri.....	52
Tablo 9. ⁵⁷ Co kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri.....	53
Tablo 10. Boşluk geçişi ihtimaliyetinin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri.....	53
Tablo 11. ⁵⁵ Fe kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri.....	69
Tablo 12. 5,96 keV'de foton yayımlayan ⁵⁵ Fe kaynağı için I_0G_E ve alt değerleri.....	69
Tablo 13. ²⁴¹ Am kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri.....	70
Tablo 14. 59,543 keV'de foton yayımlayan ²⁴¹ Am kaynağı için I_0G_E ve alt değerleri.....	71
Tablo 15. ⁵⁷ Co kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri.....	72
Tablo 16. 123,6 keV'de foton yayımlayan ⁵⁷ Co kaynağı için I_0G_E ve alt değerleri.....	72
Tablo 17. $16 \leq Z \leq 92$ aralığındaki elementlerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörleri (β).....	74
Tablo 18. Elementlerin K X-ışınları şiddet oranlarının karşılaştırılması.....	76
Tablo 19. Elementlerin K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin teorik ve diğer deneysel değerlerle karşılaştırılması	78

SEMBOLLER DİZİNİ

a_K	: K tabakası için Auger olayı ihtimaliyeti
c	: Işık hızı
dx	: Levhanın kalınlığı
$d\Omega$: Katı açısı
$d\sigma_{KN}(\theta)$: Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti
e.c.	: Elektron yakalama
E	: Gelen foton enerjisi
E_{fe}	: Sökülen elektronun enerjisi
$f_{ij}^z(A,R)$: Işımasız-ışımali Coster-Kronig geçiş ihtimaliyeti
$F(x,Z)$: Atomik form faktörü
FWHM	: Bir pulsun yarı maksimumdaki tam genişliği
G	: Kaynak-numune ve numune-dedektör kompozisyonuna bağlı geometrik faktör
h	: Planck sabiti
I	: Numuneden çıkan foton şiddeti
I_0	: Numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti
I_{KA}	: Işımasız geçişlerin sayısı
K	: Geri tepen elektronun kinetik enerjisi
K_{ab}	: K tabakası soğurma kıyısı
K_β/K_α	: K X-ışını şiddet oranları
m_0	: Elektronun durgun kütlesi
m_i	: Numune içindeki analitik madde miktarı
M	: Elementin atomik kütlesi
n_K	: K tabakasında oluşturulan boşluk sayısı
N_0	: Avogadro sayısı
N_{Kx}	: Karakteristik X-ışınlarının dedektörde ölçülen şiddetleri
P_E	: Kaynağın bozunma hızı
r_e	: Etkin elektron yarıçapı
R	: Dedektör rezölasyonu
$S(x,Z)$: İnkohherent saçılma fonksiyonu
t	: Zaman

$T_{1/2}$: Radyoizotop için yarı ömür süresi
V	: Ortalama genişlik
ν_i^x	: i. alt tabakadaki bir boşluk için bir ışın yayımlanması ihtimaliyeti
Z	: Atom numarası
λ	: Gelen fotonun dalga boyu
ν	: Gelen fotonun frekansı
γ	: Gama fotonu
μ	: Lineer azaltma katsayısı
ϕ_K	: Elektronun bağlanma enerjisi
σ_K	: K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti
σ_T	: Thomson tesir kesiti
σ_P	: Çift oluşumu tesir kesiti
θ	: Saçılma açısı
W_i	: Materyal içindeki elementin ağırlık kesri
μ/ρ	: Kütle azaltmama katsayısı
τ/ρ	: Fotoelektrik kütle azaltma katsayısı
σ/ρ	: Saçılma kütle azaltmama katsayısı
κ/ρ	: Çift oluşum kütle azaltma katsayısı
ω_K	: K tabakası fluoresans verimi
ω	: Ortalama fluoresans verimi
W	: Yarı maksimumdaki puls genişliği
ϵ_E	: E enerjili bir foton için dedektör verimi
Ω_0	: Sayma için etkin katı açısı
$\beta(E)$: E enerjisinde yayımlanan ışınlar için soğurma düzeltmesi faktörü
ρD	: Birim alan başına düşen madde miktarı
$\Gamma_{A,R}$: Işımasız- ışımali geçiş hızları
η_{KL}	: K tabakasından L tabakasına ışımali ve ışımasız boşluk geçiş ihtimaliyeti

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Atomik yapı hesapları, atomik özelliklerin belirlenmesinde, atomik spektroskopi ve diğer deneysel verilerin yorumlanması bakımından önemli rol oynamaktadır. Elektronların atomlardaki düzenlenişi hakkındaki en iyi bilgiler, bunların verdiği spektrumların incelenmesi sonucunda elde edilmiştir. Atom, herhangi bir yolla uyarıldığı zaman atomun elektronları ışımali (radiative) ve ışımaz (radiationless) geçişler yaparak yeniden düzenlenirler. Elektronların yeniden düzenlenişi atom numarasına, enerji seviyelerinin ortalama ömürlerine ve tabakalar arası boşluk geçişi ihtimaliyeti gibi bir takım parametrelere bağlıdır. Elektronların düzenlenişi esnasında atomdan karakteristik X-ışınları yayılmaktadır. Yayınlanan karakteristik X-ışınlarına ait şiddet oranları, atomun yapısı, elektronların düzenlenişi, enerji seviyeleri, kimyasal etki, ışımali-ışımaz geçiş ihtimaliyetleri, boşluk geçişi ihtimaliyetleri hakkında bilgi verir. Aynı zamanda bu ışınlar nicelik ve nitelik analizleri, jeolojik ve biyolojik numunelerin analizleri, eser element tayini, tıp ve ilaç sanayisi gibi daha bir çok alanda kullanılmaktadır.

Işımali geçişlerden meydana gelen karakteristik X-ışınları ile ilgili olarak şiddet oranları, geçiş ihtimaliyetleri, yayılma hızları [1-6], enerji ile değişken olarak tesir kesitleri, kütle azaltma katsayıları, atomik form faktörleri bazı araştırmacılar tarafından hesaplanmıştır [7-19].

Boşluk geçişi ihtimaliyeti ile ilgili çalışmalar 1970'li yıllarda başlamış, 1990'li yıllarda hız kazanarak günümüze kadar sürmüş ve bugün hala güncelliğini korumaktadır. Venugopala Rao ve arkadaşları [20], iç tabaka iyonlaşması ile üretilen ortalama L ve M tabakalarına ait atomik boşluk dağılımlarını deneysel ve teorik olarak ölçtüler. Puri ve arkadaşları [21-22], $37 \leq Z \leq 42$ aralığındaki 6 element için K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetlerini (η_{KLi}) ve $70 \leq Z \leq 92$ aralığında 15 element için L tabakasından M tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetini farklı iki radyoizotop kaynak kullanarak ölçmüşlerdir. Yine Puri ve arkadaşları [23], $18 \leq Z \leq 96$ aralığındaki elementler için teorik ışımali ve ışımaz geçiş ihtimaliyetlerini kullanarak K tabakasından L alt tabakalarına (η_{KLi}) ve M tabakasına (η_{KM}), L alt tabakalarından M tabakasına (η_{LiM}) olan boşluk geçişi

ihtimaliyetlerini hesaplamışlardır. Schönfeld ve arkadaşları [24], literatürden tüm deneysel ve teorik verileri toplayarak K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçişi ihtimaliyetlerini (η_{KL}) tablo halinde vermişlerdir. Ertuğrul ve arkadaşları [25-26], atom numarası aralığı $73 \leq Z \leq 92$ olan bölgede 10 element için K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetini ve $69 \leq Z \leq 92$ aralığında 13 element için ışımalı boşluk geçişi ihtimaliyetini karakteristik K X-ışını şiddet oranlarını kullanarak ölçmüşlerdir. Ertuğral ve arkadaşları [27], Am-241 halka kaynağından elde edilen 59,543 keV enerjili fotonlarla, $52 \leq Z \leq 68$ aralığındaki elementlerin uyarılması sonucu oluşan karakteristik K_{α} ve L_{α} X-ışınları şiddet oranlarını kullanarak K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetini ölçtüler. Bazı araştırmacılar da [28-41], çeşitli atom numarası aralıklarında, farklı radyoizotop kaynaklar ve hesaplama yöntemleri kullanarak, atomik tabakalar arası boşluk geçişi ihtimaliyeti için deneysel ve teorik çalışmalar yapmışlardır.

Boşluk geçişi ihtimaliyetlerinin deneysel olarak ölçülmesi, bunların teorik olarak hesaplanmasında kullanılan modellerin test edilmesinde oldukça önemlidir. Aynı zamanda geçiş ihtimaliyetine ait teorik ve deneysel değerler arasında bir takım farklılıklar mevcuttur. Bu farklılıkları araştırmak için, yeni geliştirilmiş, yüksek ayırma gücüne sahip olan dedektörler ile boşluk geçişi ihtimaliyeti değerlerinin yeniden ölçülmesi gerekmektedir.

Bu çalışmamızda filtre edilmiş 123,6 keV enerjili foton yayımlayan 25 mCi'lik ^{57}Co , 59,543 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{241}Am ve 5,96 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{55}Fe radyoaktif halka kaynakları kullanılarak numuneler uyarılmış ve $16 \leq Z \leq 92$ bölgesindeki bazı elementlerin K_{β}/K_{α} şiddet oranları ile K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri, η_{KL} , deneysel olarak ölçülmüştür. Bu çalışmada ölçülen η_{KL} değerleri, diğer araştırmacılarından farklı olarak elementlerin uyarılması sonucu yayımlanan karakteristik K_{β}/K_{α} şiddet oranları ve teorik olarak hesaplanan K tabakasına ait fluoresans verim (ω_K) yardımıyla bulunmuştur. Yine bu çalışmanın diğer bir farklılığı ise $16 \leq Z \leq 92$ gibi çok geniş bir element aralığında yapılmış olmasıdır.

Karakteristik X-ışınlarının sayılmasında rezolüsyonu 5,89 keV'de 160 eV olan Si(Li) katihal dedektörü kullanılmıştır. Ayrıca numunelerin uyarılmasında kullanılan üç farklı enerjideki radyoaktif kaynaklar için Si(Li) dedektörün verimlilik eğrileri tespit edilmiştir.

1.2. Elektromagnetik Spektrumlar

Işığın renklerinin dalgaboylarına göre dizilişi anlamında kullanılan spektrum, en genel manada, parçacık ve fotonların enerjilerine, frekanslarına, dalgaboylarına veya saçılma açılarına göre şiddet dağılımlarının oluşturduğu desenler olarak tanımlanır.

1.2.1. Elektromagnetik Dalgaların Spektrumu

Bütün elektromagnetik dalgalar boşlukta ışık hızı (c) ile yayıldıklarından frekansları (ν) ve dalgaboyları (λ) birbirlerine

$$c = \lambda \nu \quad (1)$$

ifadesi ile bağlıdır. Bütün radyasyon şekilleri ivmeli yükler tarafından oluşturulduğundan bir dalgaboyu çeşidi ile bitişindeki arasında keskin bir ayırım bulunmamaktadır. Elektromagnetik spektrumu gösteren elektromagnetik dalgaların çeşitli tipleri dalgaboyları ve frekanslarına göre Tablo 1'de verilmiştir. Dalga tiplerine verilen isimler, basitçe, dalganın içinde bulunduğu spektrum bölgesini tanımlamaya uygun olarak verilmişlerdir.

1.2.1.1. Radyo Dalgaları

Bu tür dalgalar, iletken tellerden geçen ivmeli yüklerin sonucudur. Dalga boyları birkaç mm den 10 km'ye kadar değişen dalgalardır. LC titreşkenleri gibi elektronik cihazlar vasıtasıyla meydana gelirler. Radyo dalgaları; mikrodalgalar, TV ve FM, kısa, orta ve uzun dalga olarak çeşitli bölgelere ayrılırlar.

1.2.1.2. Mikrodalgalar (Kısa-dalgaboylu Radyo Dalgaları)

1 mm ile 30 cm arasında değişen dalgaboylarına sahiptirler ve elektronik cihazlarla meydana getirilirler. Kısa dalgaboylarından dolayı, havacılıkta kullanılan radar sistemleri ile maddenin atomik ve molekül parametrelerinin incelenmesi için çok uygundur. Mikrodalga fırınlar, bu dalgaların evimizdeki ilginç uygulamasını temsil eder.

Tablo 1. Elektromagnetik radyasyonlar ve çeşitleri

FREKANS ν (Hz)	SPEKTRUM Spektrometrenin Adı	ENERJİ eV	DALGABOYU λ (m)
10^{27}	Kozmik Işıklar	10^{13}	10^{-19}
10^{26}		10^{12}	10^{-18}
10^{25}		10^{11}	10^{-17}
10^{24}		10^{10}	10^{-16}
10^{22}		10^9	10^{-15}
10^{22}	γ - Işıkları (γ RS)	10^8	10^{-14}
10^{21}		10^7	10^{-13}
10^{20}		10^6	10^{-12}
10^{19}	X-Işıkları (XRS)	10^5	10^{-11}
10^{18}		10^4	10^{-10}
10^{17}	Mor Otesi Işık (UV)	10^3	10^{-9}
10^{16}		10^2	10^{-8}
10^{15}	Görünür Işık	10	10^{-7}
10^{14}	Kırmızı Görünür Işık (R)	1	10^{-6}
10^{13}		10^{-1}	10^{-5}
10^{12}		10^{-2}	10^{-4}
10^{11}	Mikrodalgalar (ESR veya EPR)	10^{-3}	10^{-3}
10^{10}		10^{-4}	10^{-2}
10^9	TV, FM	10^{-5}	10^{-1}
10^8		10^{-6}	1
10^7	Kısa Dalga	10^{-7}	10^1
10^6		10^{-8}	10^2
10^5	Orta Dalga	10^{-9}	10^3
10^4		10^{-10}	10^4
10^3		10^{-11}	10^5
	Uzun Dalga		
	Elektrik Dalgaları		10^6

	λ (m)
Mor	$(4 \times 10^{-7} - 4.5 \times 10^{-7})$
Mavi	$(4.5 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-7})$
Yeşil	$(5 \times 10^{-7} - 5.7 \times 10^{-7})$
Sarı	$(5.7 \times 10^{-7} - 5.9 \times 10^{-7})$
Turuncu	$(5.9 \times 10^{-7} - 6.5 \times 10^{-7})$
Kırmızı	$(6.5 \times 10^{-7} - 7.5 \times 10^{-7})$

1.2.1.3. Kızıl Ötesi Dalgalar (Isı Dalgaları)

1mm'den görünür ışığın en uzun dalga boyu olan 7.10^{-7} m'ye kadar değişen dalga boylarına sahiptirler. Sıcak cisimler ve moleküller tarafından oluşturulan bu dalgalar, çoğu maddelerce kolayca soğurulurlar.

Bir maddenin soğurduğu kızılötesi enerjisi ısı şeklinde kendini gösterir. Çünkü madde tarafından soğurulan bu enerji vasıtası ile, atomların titreşim ve öteleme hareketleri artar; dolayısıyla da maddede bir sıcaklık artması meydana gelir. Kızıl ötesi radyasyonun, fizik tedavi, kızılötesi fotoğrafçılığı ve titreşim spektroskopisini içeren pratik ve bilimsel uygulamaları vardır.

1.2.1.4. Görünür Dalgalar

Elektromagnetik dalgaların en bilinen şekli olarak, insan gözünün görebildiği spektrum kısmı olarak tanımlanabilir. Işık, atom ve moleküllerdeki elektronların yeniden düzenlenmeleri ile oluşur. Görünür ışığın çeşitli dalga boyları, morötesi ($\lambda \approx 4.10^{-7}$ m) kırmızıya kadar ($\lambda \approx 7.10^{-7}$ m) değişen renklerle sınıflandırılır. Gözün duyarlılığı dalga boyunun bir fonksiyonudur. Duyarlılık $5,6.10^{-7}$ m (sarı-yeşil) civarındaki bir dalga boyunda maksimum olmaktadır.

1.2.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar

4.10^{-7} m ile 6.10^{-8} m arasındaki dalga boylarını kapsar. Morötesi ışınlar güneş yanıklarının başlıca nedenidir. Güneşten gelen mor ötesi ışının çoğu, üst atmosferdeki veya stratosferdeki atomlar tarafından yutulur. Böylece büyük miktarlardaki morötesi ışınların insanlar üzerinde zararlı etkiler yapması engellenmiş olur. Stratosferin önemli bir bileşeni, morötesi radyasyonun oksijenle tepkimeye girmesi sonucunda oluşan ozon (O_3) dur. Bu tabaka öldürücü yüksek enerjili morötesi radyasyonu ısıya dönüştürür ve sonuçta stratosfer tabakası ısınır.

1.2.1.6. X-ışınları

10^{-8} m ile 10^{-13} m aralığında dalga boylarına sahip elektromagnetik dalgalardır. X-ışınlarının en genel kaynağı bir metal hedefi bombardımana tabi tutan yüksek enerjili elektronların yavaşlamasıdır. X-ışınları tıpta bir tanı aracı olarak ve belirli kanser türlerinin tedavisinde kullanılır. Aynı zamanda kristal yapının incelenmesinde de kullanılırlar.

1.2.1.7. Gama (γ) Işınları

Radyoaktif çekirdekler tarafından (^{60}Co ve ^{137}Cs gibi) ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayılan elektromagnetik dalgalardır. Dalga boyları 10^{-10} m ile 10^{-14} m arasındadır. Bu ışınlar yüksek derecede giricilik özelliğine sahiptirler. Bu nedenle canlı dokular tarafından soğurulduğunda ciddi zararlar oluştururlar. Tedbir olarak bu tür radyasyonun yanında çalışanlar, kalın kurşun tabaka benzeri iyi soğurucu maddelerle korunmalıdır.

1.2.1.8. Kozmik Işınları

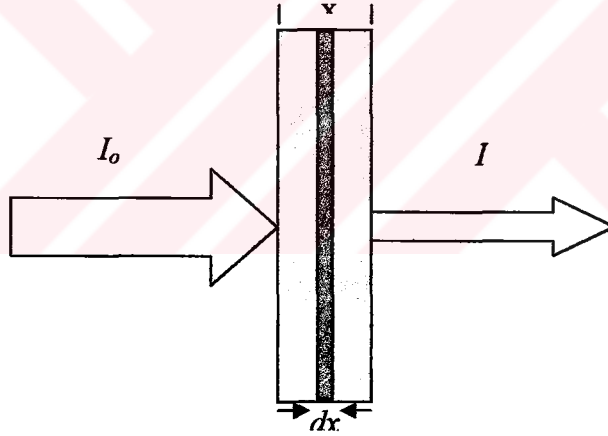
Enerjileri oldukça büyük ve nüfuz kabiliyeti yüksek olan ışınlardır. Uzaydan atmosfere her saniyede, yaklaşık 10^9 eV enerjili ve hemen hepsi proton olan 2.10^8 civarında kozmik ışın parçacıkları gelir. Bunlar atmosferdeki azot ve oksijen gibi atomlarla etkileşerek ikincil parçacıklar meydana getirirler. Uzaydan gelen orijinal kozmik ışın parçacıklarının hemen hepsi deniz seviyesinde kaybolur.

Yeryüzündeki kozmik ışın dozu ikincil parçacıklardan meydana gelir. Çok enerjik protonlar atmosfere girdiğinde müyon, elektron, foton ve bazı nötronların bulunduğu yüz milyonlarca parçacıklı bir sağanak hasil ederler. Kozmik ışınlardan korunmak için kalın beton duvarlı yapılar gerekir.

1.3. Elektromagnetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Elektromagnetik radyasyon, bir madde üzerine düşürülecek olursa, madde içersine giren radyasyon, atomların bağıl elektronları, serbest elektronları, çekirdeği ile birlikte çekirdeğin veya elektronların Coulomb alanıyla etkileşmeler yapar.

Bir elektromagnetik radyasyon demeti x kalınlığındaki bir maddeden geçirilecek olursa, gelen demet ve madde arasındaki etkileşmelerin kompleks bir sonucu olarak, çıkan elektromagnetik radyasyon demetinin şiddetinde bir azalma olduğu gözlenir. Şekil 1'de elektromagnetik radyasyonun azalmasının şematik gösterimi verilmektedir. 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 kalın ise parçacıklar bütün enerjisini kaybeder ve soğurucu materyalden çıkamaz.



Şekil 1. Elektromagnetik radyasyonun azalmasının şematik gösterimi

dx kalınlığındaki bir madde üzerine düşürülen I şiddetindeki demetin şiddetindeki azalma,

$$dI = -\mu I \cdot dx \quad (2)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada μ (cm^{-1}), lineer azaltma katsayısıdır ve birim uzunluk başına azalma ihtimalinin bir ölçüsü olarak tanımlanır. Aynı zamanda μ , X-ışınlarının veya γ -ışınlarının etkileştiği madde ve ışının enerjisine bağlıdır. (1) bağıntısındaki (-) işareti kalınlık arttıkça şiddetin azalacağını ifade etmektedir. Madde üzerine I_0 şiddetinde bir ışın demeti düştüğünde, maddeden geçen ışın şiddeti;

$$I(x) = I_0 \exp\left[-\int_0^x \mu(x).dx\right] \quad (3)$$

olarak verilir. Eğer madde homojen ise (2) bağıntısı,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (4)$$

şeklini alır ve bu ifadeye Lambert-Beer kanunu denir. Bu kanun bize birim kalınlıktaki maddeyi geçen elektromagnetik radyasyon demetinin şiddetindeki azalmanın soğurucu materyalin kalınlığıyla üstel olarak azalacağını gösterir.

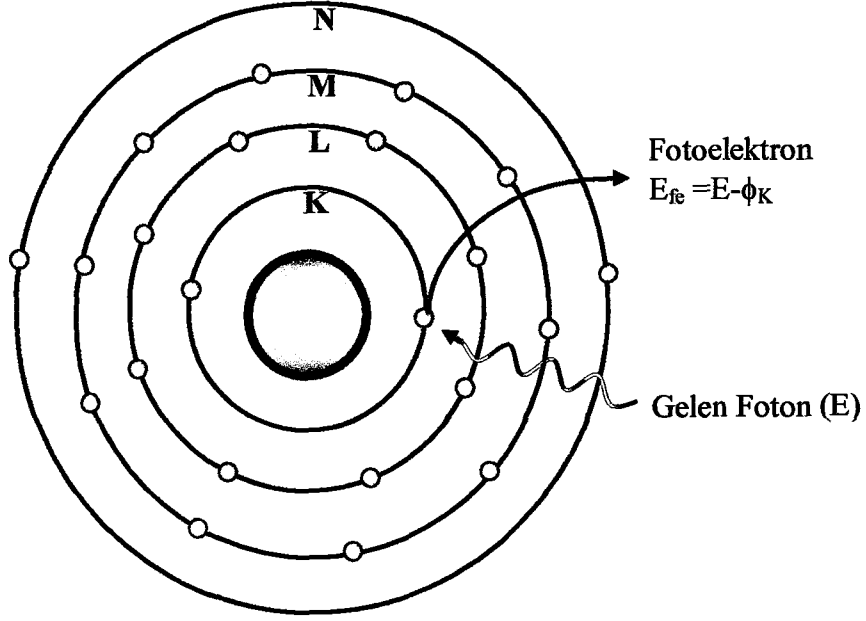
Genel olarak elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesini, soğurma ve saçılma olarak iki grup altında toplayabiliriz.

1.3.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması

Elektromagnetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu meydana gelmektedir ve bunların içersinde en baskın olanları fotoelektrik olay ve çift oluşumdur.

1.3.1.1. Fotoelektrik Olay

Enerjisi, atoma bağlı bir elektronun bağlanma enerjisinden fazla olan bir foton söz konusu elektronla etkileşirse, elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Bu olaya fotoelektrik olay, sökülün elektrona da fotoelektron denir. K tabakası elektronlarından birinin sökülmesi ile sonuçlanan bir fotoelektrik olay Şekil 2'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2. Fotoelektrik olayı

K tabakasından sökülen elektronun enerjisi E_{fe} ,

$$E_{fe} = E - \phi_K \quad (5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada E , gelen fotonun enerjisi, ϕ_K ise K tabakasının bağlanma enerjisidir. Fotonun enerjisi bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimaliyeti o kadar büyüktür. Foton enerjisi bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın meydana gelme ihtimaliyeti azalır.

K tabakası için fotoelektrik tesir kesiti,

$$\frac{\sigma_K}{\sigma_T} = \frac{64 \times 137^3}{Z^2} \left(\frac{K_{ab}}{E} \right)^{7/2} \quad (6)$$

ile verilmiştir.

Foton enerjisi, K tabakası soğurma kıyısına yakın ise bağıntı,

$$\frac{\sigma_K}{\sigma_T} = 128\pi \frac{64 \times 137^3}{Z^2} \left(\frac{K_{ab}}{E} \right)^4 \frac{e^{-4\xi \text{Arc cot } \xi}}{1 - e^{-2\pi\xi^2}} \quad (7)$$

şeklini alır. Burada ξ ,

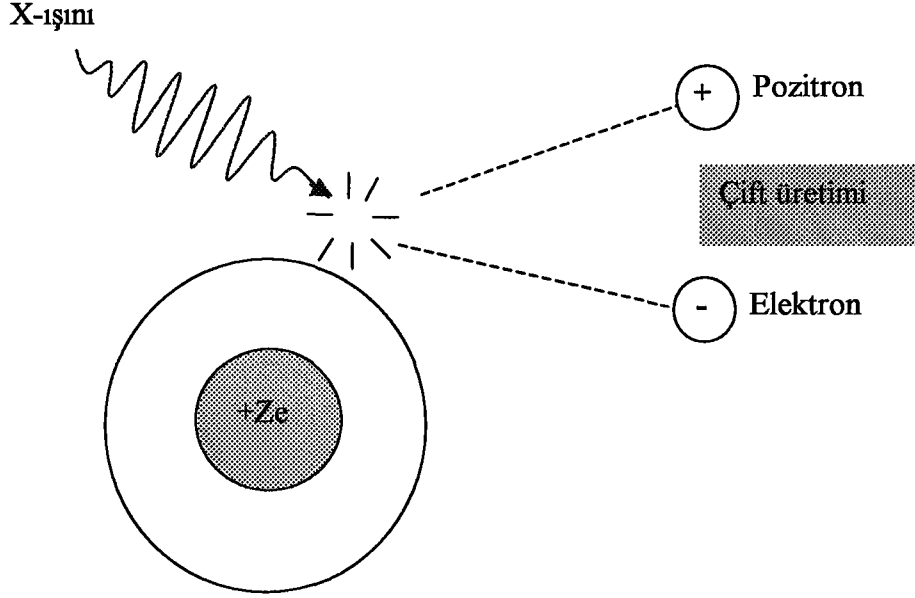
$$\xi = \sqrt{\frac{K_{ab}}{E - K_{ab}}} \quad (8)$$

ile verilir. Ayrıca burada σ_T Thomson tesir kesiti, K_{ab} ise K tabakası soğurma kıyısıdır. K tabakasında oluşturulan boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu işlem sonucu, iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar bir enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik X-ışını olarak adlandırılır. Bu karakteristik X-ışını fotonu atomu her zaman terketmez ve atomun dış tabakalarındaki elektronlarından birisi tarafından soğurulabilir. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir.

1.3.1.2. Çift Oluşumu

Elektromagnetik radyasyonun enerjilerini kaybettikleri olaylardan birisi de çift oluşumdur. Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır. Şekil 3'te bir X-ışını fotonunun çekirdeğin etki alanında bir pozitron ve elektrona dönüşmesi olayı verilmektedir. Elektron ile pozitronun kütleleri birbirine eşit, yükleri ise eşit ve zıt işaretlidir. Bu olay meydana gelirken hem yük, hem çizgisel momentum ve hem de toplam enerji korunur.

Bir elektron veya bir pozitronun durgun kütle enerjisi $m_0c^2=0,511$ MeV'dir. Bu bakımdan çift oluşumu olayının olabilmesi için foton enerjisinin en az 1,02 MeV olması gerekir. Çift oluşumunun karşıtı ise bir elektron ile bir pozitronun yan yana gelerek bir foton çifti oluşturmak suretiyle yok olmasıdır ve bu olayın çekirdek etrafında olma zorunluluğu yoktur.



Şekil 3. Çift oluşumu olayı

Çift oluşumu tesir kesiti,

$$\sigma_P = \sigma_0 \cdot Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z)^{-1/3} - \frac{2}{27} \right] \quad (9)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada,

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 = 5,796 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \quad (10)$$

değerinde bir sabittir [42]. Görüldüğü gibi çift oluşumu tesir kesiti Z^2 ile orantılı olarak değişmektedir.

X-ışını floresans tekniğinde uyarma için genellikle 1,02 MeV'den daha küçük enerjili fotonlar kullanıldığından çift oluşum olayı çalışmamızda söz konusu değildir.

1.3.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine göre elastik ve inelastik olarak iki grupta toplayabiliriz. Faz ilişkileri dikkate alındığında bu saçılma olayları sırasıyla koherent ve inkoherent saçılma olarak da isimlendirilebilir.

1.3.2.1. Koherent Saçılma

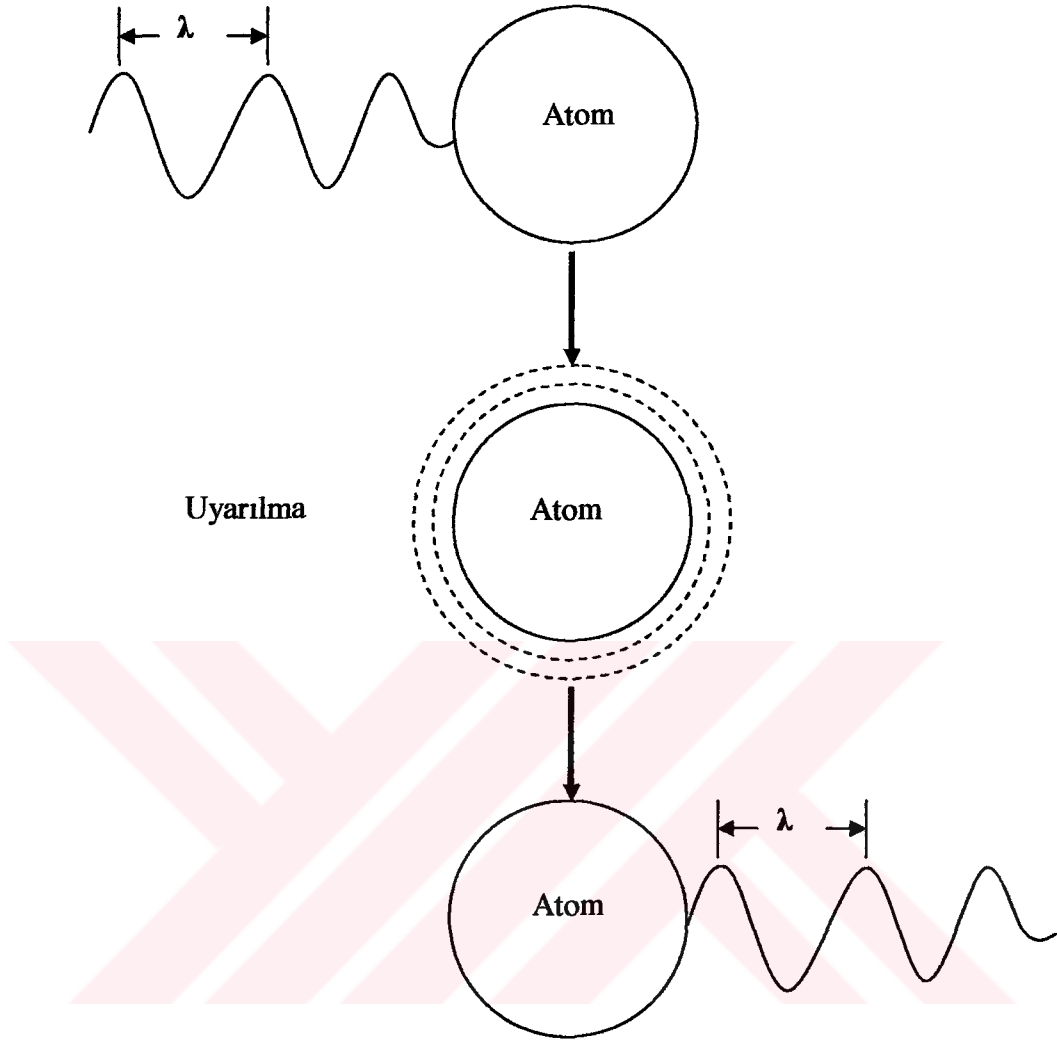
Koherent saçılma atomun bağlı elektronları tarafından fotonların saçılmasıdır ve burada atom ne uyarılmıştır ne de iyonize olmuştur. Koherent saçılmada gelen fotonla saçılan fotonların dalga boyları aynı olup, aralarında faz ilişkisi vardır. Bu olay Şekil 4'te gösterilmiştir. Atom tarafından saçılan radyasyonun şiddetini bulmak için her bir bağlı elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı alınır.

Atom başına koherent saçılma tesir kesiti,

$$\begin{aligned}\sigma_{koh} &= \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_T(\theta) |F(x, Z)|^2 \\ &= \frac{3}{8} \sigma_T \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \theta) |F(x, Z)|^2 d(\cos \theta)\end{aligned}\quad (11)$$

ile verilmektedir [10]. Burada σ_T , toplam Thomson saçılma tesir kesiti; θ saçılma açısı; $F(x, Z)$, atomik form faktörü; x ise dalga boyu ve açığa bağlı bir parametredir.

Elastik saçılma olaylarının anlaşılmasında, Thomson'un klasik elektromagnetik teoriye göre getirdiği yaklaşımlar önemli bir yer tutar. Serbest elektronlar tarafından gama ışınlarının saçılma teorisi Thomson tarafından çalışıldı. Thomson formülü radyasyonun frekansından bağımsız bir tesir kesitidir. Klasik teoriye göre saçılmada frekans değişmemektedir. Şayet gelen fotonun enerjisi bağlanma enerjisinden büyükse, bağlanma etkilerini ihmal ederek inelastik saçılmanın elastik saçılmadan daha baskın olduğunu söyleyebiliriz.



Şekil 4. Koherent saçılma

Klasik bir elektron tarafından polarize olmamış radyasyonun saçılması için Thomson diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma^T}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (12)$$

ifadesiyle verilir. Burada θ , saçılma açısı; r_e^2 ise etkin elektron yarıçapıdır.

Koherent saçılma, Rayleigh, Delbrück, Nükleer Rezonans ve Nükleer Thomson saçılmaları olarak sınıflandırılabilir.

1.3.2.1.1. Rayleigh Saçılma

Bir koherent saçılma olayı olan Rayleigh saçılma, 0,1 MeV ve daha aşağı enerjilerde, fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanır. Bununla birlikte bu saçılma, gelen foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji almadığı hallerde meydana geldiği için düşük foton enerjilerinde ve büyük Z 'li ağır elementlerde meydana gelme ihtimaliyeti daha fazladır.

Rayleigh saçılma tesir kesiti Z^2 ile orantılı olup koherent saçılmanın en çok görülen çeşidi olduğu için genellikle koherent saçılma tesiriyle eşdeğer anlamda kullanılır.

1.3.2.1.2. Delbrück Saçılma

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilmekte olup fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück saçılma, çekirdeğin Coulomb alanında yaratılan gerçek olmayan (virtual) elektron-pozitron çiftlerinden fotonların saçılmasından dolayı elastik foton atom saçılma genliğine yapılan katkıdır.

1.3.2.1.3. Nükleer Rezonans Saçılma

Bu saçılma olayı, fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu işlemde çekirdek, iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan temel hale dönmesi takip eder. Nükleer saçılma tesir kesiti Z ile orantılıdır.

1.3.2.1.4. Nükleer Thomson Saçılma

Bu saçılma olayı tamamen gelen fotonla çekirdek arasında meydana gelir. Klasik olarak, bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Nükleer Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_{NT}}{d\Omega} = \frac{Z^4 e^4}{M^2 c^4} \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (13)$$

ile verilmektedir. Burada, M çekirdeğin kütlesi ve Ze çekirdeğin yüküdür.

1.3.2.2. İnkoherent Saçılma

İnkoherent saçılmada gelen ve saçılan fotonların enerjileri arasında bir fark vardır. Yani gelen ve saçılan fotonların dalgaboyları birbirinden farklıdır. Atoma ait toplam inkoherent saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_{ink} = \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_{KN}(\theta) S(x, Z) \quad (14)$$

ile verilir. Burada $S(x, Z)$ ise inkoherent saçılma fonksiyonudur, $d\sigma_{KN}(\theta)$, Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti olup polarize olmamış fotonlar için

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left[1 + k(1 - \cos\theta)^2 \right]^2 \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)} \right] \quad (15)$$

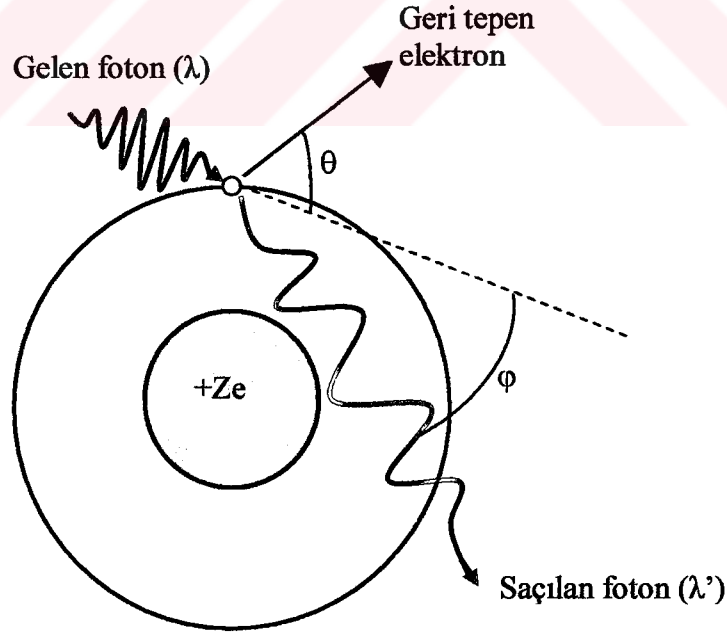
ifadesiyle verilmektedir [10]. Burada $k=E(\text{eV})/511003$ elektronun durgun kütle enerjisi biriminde gelen fotonun enerjisi, r_e klasik elektron yarıçapıdır.

İnkoherent saçılma olarak bilinen üç tip saçılma vardır. Bunlar Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılmasıdır. Bunların arasında en baskın olanı Compton saçılmasıdır.

1.3.2.2.1. Compton Saçılması

1920'li yıllarda, fotoelektrik olay sonucu ortaya çıkan ışığın doğasının fotonlar olduğu tartışması yapıyorken, Compton tarafından yapılan deneyler açık bir şekilde ışığın parçacıklar gibi bağımsız davranışlar sergilediğini göstermiştir. 1927 yılında Compton, daha sonra kendi adı verilen etkinin keşfinden dolayı Nobel ödülü ile ödüllendirilmiştir.

Compton saçılması, ışığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren ilginç olaylardan biridir. Bu saçılmada, bir fotonun genellikle başlangıçta durgun olan serbest elektronlardan veya bağlanma enerjisi, foton enerjisine kıyasla küçük olan elektronlardan enerji kaybetmesi olarak bilinir. Bu işlemde, gelen foton serbest bir elektronla etkileşerek daha düşük bir enerji ile saçılır ve geri kalan enerji geri tepen elektron tarafından alınır. Bir atomda elektronlar gevşekçe bağlı ve gelen fotonların enerjileri nispeten büyük olduğunda, fotonların atomun bağlı elektronları tarafından saçılmalarını da Compton saçılması olarak düşünebiliriz. Bu olay Şekil 5'te gösterilmiştir.



Şekil 5. Compton saçılması

Enerji ve momentumun korunumu bağıntılarını ve enerjinin rölativistik eşitliği kullanıldığında,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi) \quad (16)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ saçılan ve gelen fotonun dalga boyları arasındaki farktır. h ; Planck sabiti, m_0 ; elektronun kütlesi, c ; ışık hızı ve φ ise fotonun saçılma açısıdır. $h/m_0c = 2,43 \cdot 10^{-13}$ m ise Compton dalgaboyu olarak adlandırılmaktadır.

Saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (17)$$

ifadesiyle verilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise

$$K = \frac{\alpha E(1 - \cos\varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (18)$$

ile verilir. Burada E gelen foton enerjisi, $\alpha = E/m_0c^2$ olup ince yapı sabitidir. Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemde olduğundan θ ve φ arasındaki bağıntı ise

$$\cot\varphi = (1 + \alpha)\tan\frac{\theta}{2} \quad (19)$$

ifadesi ile verilir. Burada θ , geri tepen elektronla gelen fotonun yönü arasındaki açıdır.

Fotoelektrik olay genellikle K ve L tabakalarına ait elektronlarda baskın olmasına rağmen, Compton olayı dış tabaka elektronlarında daha baskındır. Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.

1.3.2.2.2. Nükleer Saçılma

İnkoherent saçılma olarak da gözlenen nükleer saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu oluşur. Bu saçılmanın inkoherent katkısı oldukça küçüktür.

1.3.2.2.3. Raman Saçılması

Raman saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak da düşünülmektedir. Birinci adımda $\hbar\omega$ enerjili bir foton soğurular ve atom bir a durumundan n durumuna uyarılır. İkinci adımda, atom $\hbar\omega'$ enerjili bir foton yayımlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Atomun son durumu başlangıçtaki durumundan farklı ise saçılma koherent değildir ve bu olay Raman saçılması olarak bilinir.

Yayımlanan ışınımın açısal frekansı enerjinin korunumundan ve enerjisinin de bir fonksiyonu olacaktır. Bu teknik özellikle dokularda kullanılmıştır. Sonuçta saçılma tıbbi radyasyon fiziğinin tüm uygulamalarında uygulama alanı bulan önemli bir araçtır.

1.4. Azaltma Katsayıları ve Soğurma Kırısı

Bölüm 1.3'te x kalınlığındaki bir maddeyi geçen elektromagnetik radyasyon demetindeki azalmayı veren (1) bağıntısındaki, birim uzunluk başına azalma ihtimalinin bir ölçüsü olarak tanımlanan (μ) lineer azaltma katsayısından faydalanarak, maddeye ait kütle azaltma katsayısı, molar azaltma katsayısı ve elektronik azaltma katsayısına ait ifadeleri elde etmek mümkündür.

Kütle azaltma katsayısı, radyasyon enerjisinin birim kütle tarafından alınan kesrini tanımlar. Materyalin yoğunluğu ρ (g/cm^3) olmak üzere kütle azaltma katsayısı,

$$\mu_K = \frac{\mu \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right)}{\rho} \quad (20)$$

şeklinde verilir.

Molar azaltma katsayısı, bir mol maddenin radyasyondan aldığı enerji kesri olarak tanımlanır ve

$$\mu_{Mol} = \mu_K \cdot M \left(\frac{cm^2}{mol} \right) \quad (21)$$

ile verilir. Burada M , elementin atomik kütesidir.

Atomik azaltma katsayısı, kütle azaltma katsayısı cinsinden,

$$\mu_a = \mu_K \frac{M}{N_0} \left(\frac{cm^2}{atom} \right) \quad (22)$$

şeklinde verilir ve radyasyonun bir atom ile etkileşme ihtimalinin bir ölçüsü olarak tanımlanır. Burada N_0 , Avogadro sayısıdır.

Elektronik azaltma katsayısı, radyasyonun bir elektron ile etkileşme ihtimalinin bir ölçüsü olarak

$$\mu_e = \mu_K \frac{M}{N_0 \cdot Z} \left(\frac{cm^2}{elektron} \right) \quad (23)$$

şeklinde verilir. Burada Z , elementin atom numarasıdır.

Karışım yada elemental kesri bilinen materyallere ait toplam kütle azaltma katsayıları, materyal içerisinde ağırlık kesri bilinen elementlerin kütle azaltma katsayıları dikkate alınarak hesaplanır. Bu hesaplamada her bir elementin kütle azaltma katsayısı bileşik içindeki ağırlık kesrinde toplama eklenir. Bu durumda kütle azaltma katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i W_i (\mu/\rho)_i \quad (24)$$

ile verilir. Burada W_i , materyal içindeki elementin ağırlık kesridir ve $(\mu/\rho)_i$ ise materyal içindeki i . elementin kütle azaltma katsayısıdır.

Yukarıda tanımlanan azaltma katsayıları, ilgili madde için toplam azaltma katsayılarıdır. Fotoelektrik, saçılma ve elektron çifti meydana gelmesi olaylarının üçü de elektromagnetik radyasyon demetinin şiddetinde azalmaya neden olduklarından bu olayların tesir kesitlerinin toplamı, toplam azaltma katsayısını verir. Bu da

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (25)$$

şeklinde ifade edilir. Burada (τ/ρ) fotoelektrik kütle azaltma katsayısı, (σ/ρ) saçılma kütle azaltma katsayısı, (κ/ρ) ise çift oluşum kütle azaltma katsayılarıdır. Toplam fotoelektrik kütle azaltma katsayısı (τ/ρ) , atomdaki bütün tabakalar için iyonlaşma ihtimalini kapsadığından, bu tabakaların iyonlaşma ihtimallerinin toplamı,

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_E = \sum_i \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i} \quad (26)$$

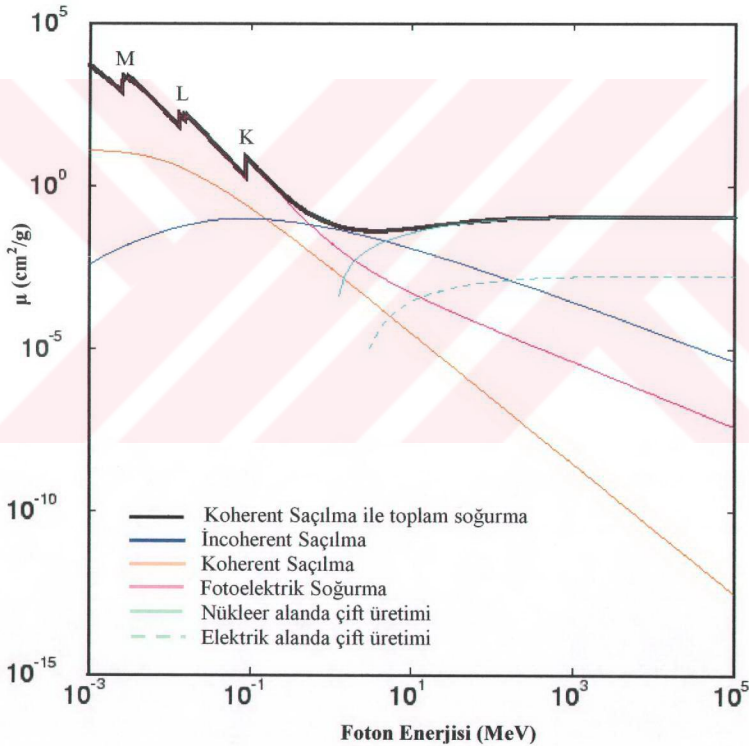
şeklinde yazabiliriz. Burada $(\tau/\rho)_{E,i}$, i. elektron seviyesinin ($i = K, L_I, L_{II}, L_{III} \dots$) E enerjili foton için fotoelektrik kütle azaltma katsayısını göstermektedir. Fotoelektrik etkileşme ihtimaliyeti, gelen elektromagnetik radyasyonun enerjisi, elektronun bağlanma enerjisine ne kadar çok yakın ise o derece yüksektir. Bundan dolayı bir atomda bir elektron seviyesine ait elektromagnetik radyasyonun soğurulma ihtimaliyetinin en büyük değeri, elektronların bağlanma enerjilerine eşit fotonlar ile bombardıman edildiği zamandır.

Bir elementin atomunun verilen bir seviyesinden bir elektron sökebilmek için gerekli minimum foton enerjisi (maksimum dalga boyu), o element atomunun o seviyesinin soğurma kıyısı olarak bilinmektedir. Her bir elementin çeşitli uyarılma enerjileri olduğu gibi çeşitli soğurma kıyıları da vardır. Bu soğurma kıyılarının sayısı çekirdeğe yaklaştıkça azalır. Bir atomun K kabuğu için bir (K_{ab}), L kabuğu için üç ($L_{Iab}, L_{IIab}, L_{IIIab}$), M kabuğu için beş, N kabuğu için yedi soğurma kıyısı vardır.

Her bir elementin soğurma kıyısı enerjisi ise dış yörüngelerden içteki yörüngelere doğru gittikçe artar ve soğurma kıyısı enerjileri her bir geçiş seviyesi için elektronların bağlanma enerjilerine eşittirler. Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar

fotoelektrik soğurma işlemleriyle fazlaca soğurulmuş olacaklardır. Halbuki soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmayı sağlayacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve fazlaca soğurulamayacaklardır.

Şekil 6'da Pb Elementi için gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak fotoelektrik, koherent, inkoherent saçılma tesir kesitleri ve soğurma kıyıları verilmektedir. Bu şekilde görüldüğü gibi bir soğurma kıyısından sonra uyarıcı foton enerjisi devamlı düşürülecek olursa soğurma katsayısında ani bir düşme olur ve bir sonraki soğurma kıyısına doğru soğurma katsayısında yeniden düzenli bir artış görülür.



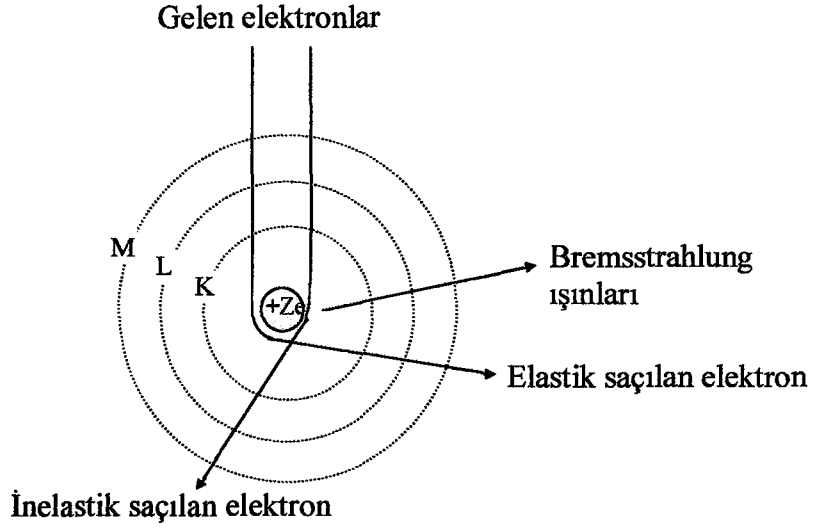
Şekil 6. Pb Elementi için gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak verilen fotoelektrik, koherent, inkoherent saçılma tesir kesitleri ve soğurma kıyıları

1.5. Karakteristik X-Işınlarnın Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

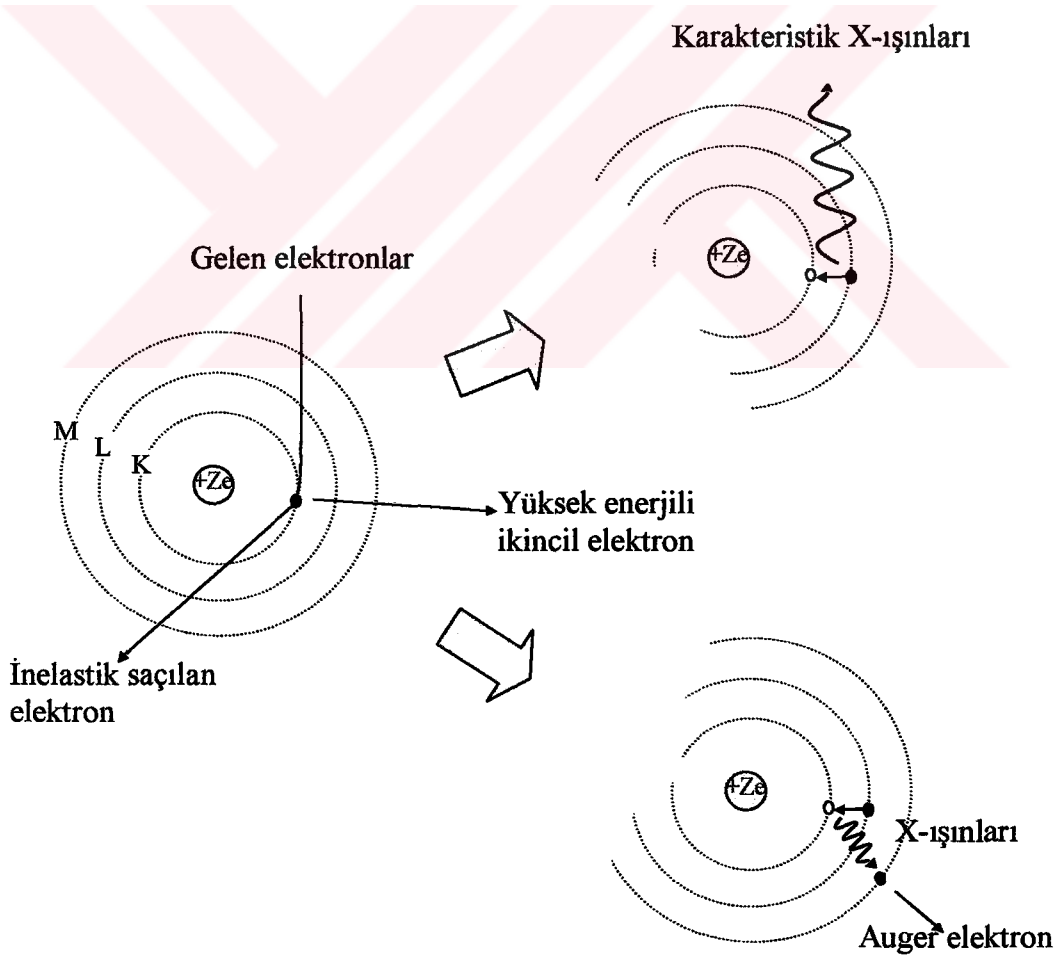
X-ışınları $10^{-5} - 10^2$ Å aralığında kısa dalga boylarına sahip elektromagnetik dalgalardır. Bunlar yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomun iç yörüngelerinde oluşan boşluklara elektron geçişlerinden meydana gelirler. Yüksek enerjili elektronların madde içersinde adım adım yavaşlaması neticesinde meydana gelen X-ışınlarına, sürekli X-ışınları veya Bremsstrahlung ışınları adı verilmektedir. β ışınları, iç dönüşüm elektronları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronları sürekli X-ışını spektrumu verirler.

Atomun bağlı iç yörünge elektronları, hızlandırılmış elektronlarla, protonlarla, nötron ve α -parçacıklarıyla, X-ışını tüpünden yayınlanan X-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayılan fotonlarla ve sekonder X-ışınları gibi uyarıcılarla dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlarca 10^{-12} - 10^{-14} saniye içersinde doldurulur. Bu geçişten bir foton yayınlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişlerinden yayılan bu fotona, o elementin karakteristik X-ışını fotonu veya karakteristik X-ışını adı verilmektedir. Şekil 7'de pozitif yüklü çekirdek tarafından elektronların elastik ve inelastik saçılmaya uğratılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi, Şekil 8'de ise karakteristik X-ışınlarının üretilmesi ve Auger elektronunun meydana gelmesi gösterilmiştir.

Bir foton tarafından, atomun K tabakasından bir elektron söküldüğünde meydana gelen boşluk L, M, N,... üst tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk L tabakasından doldurulursa meydana gelen karakteristik X-ışını K_{α} , diğer üst tabaka elektronları tarafından doldurulursa K_{β} X-ışını olarak adlandırılır. L karakteristik çizgileri de benzer şekilde meydana gelir. K kabuğundaki boşluk diğer kabukların alt kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulduğunda yayılan fotonlar Siegbahn ve International Union of Applied and Pure Chemistry (IUAPC) gösterimlerine göre Tablo 2'de gösterilmiştir [43]. Şekil 9'da ise atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik X-ışını yayılması şematik olarak gösterilmiştir. Burada; a. soğurulmayı, b. karakteristik X-ışını yayılması ihtimaliyetini, c. herhangi bir karakteristik X-ışını çizgisinin yayılması yüzdesini temsil etmektedir.



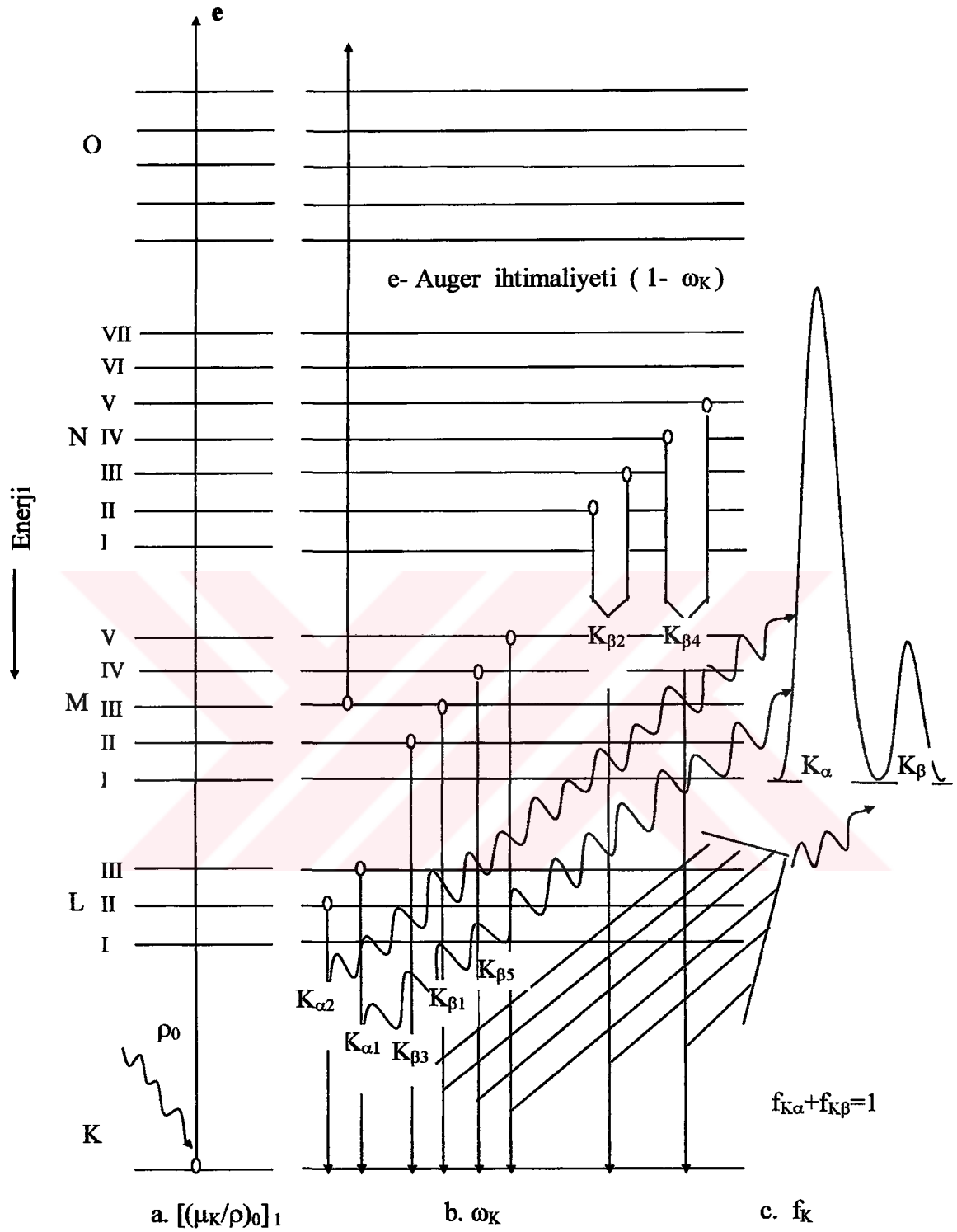
Şekil 7. Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi



Şekil 8. Karakteristik X-ışınlarının meydana gelmesi

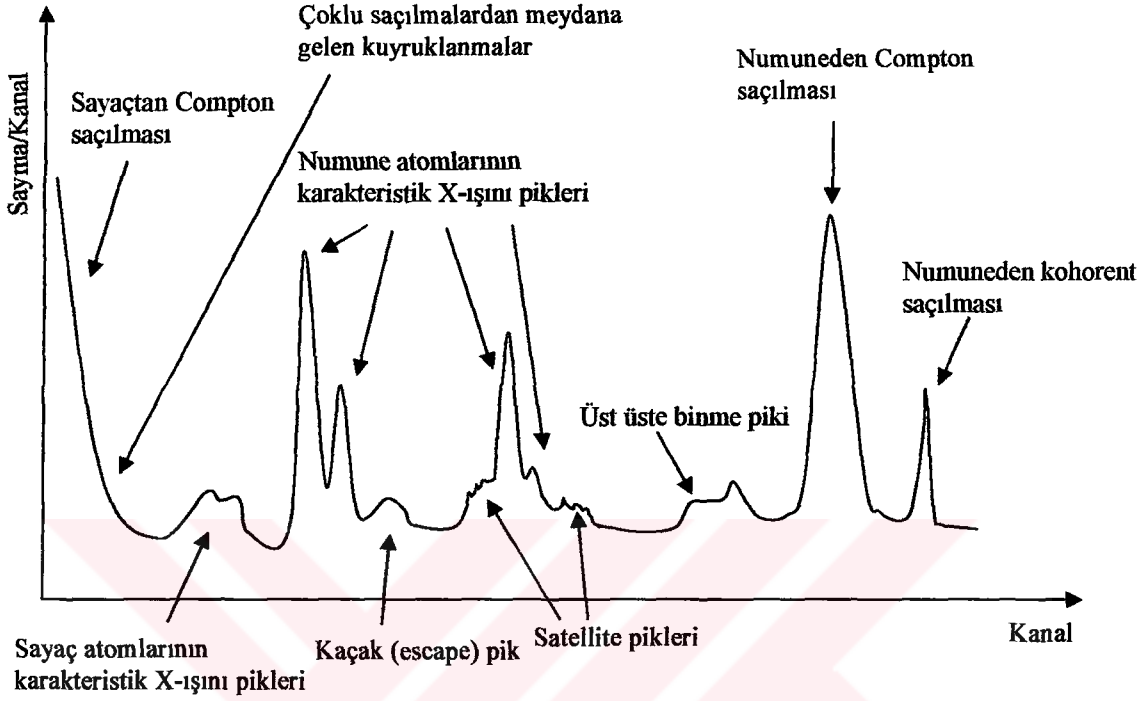
Tablo 2. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri

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_I	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_{σ}	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 _{IV}		



Şekil 9. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik X-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi

1.6. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 10. İdeal bir X-ışını spektrumu

Şekil 10'da görüldüğü gibi X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen elementin karakteristik piklerinden başka piklerde meydana gelebilir. Bunları şu şekilde gruplandırabiliriz.

1.6.1. Kohorent Saçılma Pikleri

Uygun bir deney geometrisiyle uyarıcı kaynaktan çıkan primer fotonların doğrudan doğruya sayacı görmeleri önlenemesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden kohorent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması neticesinde meydana gelmektedir.

1.6.2. Compton Pikleri

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden Compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerji kaybeden fotonlara ait pik, kohorent saçılma pikinin düşük enerji bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının da bir veya birkaç Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalarından ve sayaçtaki tuzaklamalardan dolayı gerek Compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Bununla birlikte yine sayaç içi Compton'larından, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa bir temel sayma meydana gelir.

1.6.3. Karakteristik X-Işını Pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayımlanan karakteristik X-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik X-ışını piklerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen X-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayımlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve sayaç maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

1.6.4. Auger (Öje) Pikleri

Uyarılmış bir atomun yayımladığı karakteristik X-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklarından elektron sökebilir. Numunenin Auger elektronlarının spektrumu soğurulan X-ışını tepesinin düşük enerji kısmında yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisi ile bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha da çok meydana gelir.

1.6.5. Üst üste Binme (Pile-Up) Pikleri

İki foton aynı anda veya elektronik sistemin puls ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsün büyüklüğü bunu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklüklerinin toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

1.6.6. Kaçak (Escape) Pikleri

Sayaca gelen herhangi bir foton sayaç atomunun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron elektron-hole çiftleri meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik X-ışını da yayımlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bölgelerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilirler. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili bir foton olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar.

Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

1.6.7. Satellite Çizgileri

Auger olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_{α} fotonunun yayımlandığını, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının vuku bulunduğunu düşünelim. Böylece L kabuğunda iki boşluk oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında meydana gelmez. Primer yada sekonder fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir X-ışını halinin yarı ömrünün $\sim 10^{-16}$ saniye gibi çok kısa ve uyarıcı şudaki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün

değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boylarından birazcık farklıdır. Bu tür çizgiler Satellite veya non-diyagram çizgileri olarak adlandırılmaktadır.

1.7. Floresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri

Bir atomda herhangi bir yolla K tabakasında meydana getirilen bir boşluğun karakteristik X-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaliyetine K tabakasına ait floresans verim denir ve

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (27)$$

bağıntısı ile verilir. Burada n_K , K tabakasında meydana getirilen boşlukların sayısı, I_K yayımlanan toplam K X-ışınlarının sayısı ve ω_K ise K tabakasına ait floresans verimidir. Daha yüksek tabakaların birden fazla alt tabakaya sahip olmalarından dolayı ve ortalama floresans verimi tabakaların iyonize edilişlerine göre değişeceğinden ancak belli boşluk dağılımları için ortalama floresans verimi tarif edilebilir. Ayrıca aynı tabakanın alt tabakaları arasında meydana gelen Coster-Kronig geçişleri bu tabakalara ait tariflerin daha karmaşık bir hal almasına sebep olmaktadır.

Coster-Kronig geçişlerin gösterimi alt ve üst olarak iki indis taşımakta, alt indis geçişin meydana geldiği alt tabakaları, üst indis ise ana tabakayı göstermektedir. Örneğin f_{ij}^x , $j > i$ olmak üzere, x ana tabakasında j inci alt tabakada bir elektronun i inci alt tabakaya kayması ihtimaliyetidir. f_{13}^L ; $2p_{3/2}$ (L_3 alt tabakası)'den $2s_{1/2}$ 'ye (L_1 alt tabakası) bir elektronun geçiş ihtimaliyetidir. Coster-Kronig geçişleri ışısız $f_{ij}^x (A)$ ve ışıklı $f_{ij}^x (R)$ olmak üzere iki kısımdan ibarettir ve

$$f_{ij}^x = f_{ij}^x (R) + f_{ij}^x (A) \quad (28)$$

şeklinde yazılabilir ve $f_{ij}^x (R) \ll f_{ij}^x (A)$ dır.

ω_i^x ; x tabakasının i inci alt tabakasına ait floresans verimini, ω ise x tabakasına ait belli bir boşluk dağılımı için ortalama floresans verimini tarif ederler. N_i^x ; x tabakasının i inci alt tabakasında meydana getirilen bağıl boşluk sayısı ise,

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum n_i^x} \text{ ve } \sum N_i^x = 1 \quad (29)$$

şeklinde verilir. Burada n_i^x , i inci alt tabakadaki boşluk sayısıdır. Eğer Coster-Kronig geçişleri yok ise,

$$\varpi_x = \sum N_i^x \omega_i^x \quad (30)$$

yazılabilir. Fakat bu denklem Coster-Kronig geçişlerinden dolayı kullanılamaz. Eğer ν_i^x i inci alt tabakadaki bir boşluk için bir ışın yayınlanması ihtimaliyeti [44] ise

$$\varpi_x = \sum N_i^x \nu_i^x \quad (31)$$

olarak yazılabilir. Diğer bir görüş; ortalama fluoresans verimi, alt tabakaların her birinin fluoresans verimlerinin bir lineer kombinasyonu olarak düşünülebileceği şeklindedir ve bu

$$\varpi_x = \sum \omega_i^x \nu_i^x \quad (32)$$

şeklinde verilebilmektedir. Burada, ν_i^x Coster-Kronig geçişleri olduktan sonra x_i alt tabakasındaki boşlukların bağıl sayısını göstermektedir ve buna bağlı olarak $\nu_i^x > 1$ dir.

1.8. Auger Geçişleri

Herhangi bir yolla atomlarda meydana getirilen bir boşluk diğer üst tabaka elektronları tarafından ışımalı ve ışısız olarak doldurulabilir.

Atomdan yayımlanan K tabakasına ait karakteristik X-ışınları yine aynı atomun üst tabakalarında bulunan bir elektronu sökerek boşluk meydana getirmesi olayına Auger olayı, yayımlanan elektrona da Auger elektronu denir. K tabakası için Auger olayı ihtimaliyeti a_K , ışısız geçişlerin sayısı $I_{K\lambda}$, meydana getirilen boşluk sayısı da n_K olmak üzere,

$$a_K = \frac{I_{KA}}{n_K} \quad (33)$$

şeklinde verilir.

Yukarıda tarif edildiği gibi fluoresans verim ω_i bir boşluğun bir elektron tarafından o tabakaya ait bir karakteristik X-ışını yayınlanarak doldurulması ihtimaliyeti, f_{ij} boşluğun aynı tabakanın daha yüksek alt tabaka elektronları tarafından doldurulması (Coster-Kronig geçişi) ihtimaliyeti ve a_i ise bu boşluğun ışınmasız olarak daha yüksek tabaka elektronları tarafından doldurulması (Auger olayı) ihtimaliyetini gösterebilir. Buna göre bunlar arasında

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

bağıntısı yazılabilir. Buradan L alt tabakaları için aşağıdaki bağıntıları elde ederiz.

$$\omega_1 + a_1 + f_{12} + f_{13} = 1 \quad (35)$$

$$\omega_2 + a_2 + f_{23} = 1 \quad (36)$$

$$\omega_3 + a_3 = 1 \quad (37)$$

Belli bir boşluk dağılımı için ortalama fluoresans verimi $\bar{\omega}_x$ ile ortalama Auger verimi \bar{a}_x arasındaki bağıntı,

$$\bar{\omega}_x + \bar{a}_x = 1 \quad (38)$$

şeklinde yazılabilir.

1.9. Atomun Uyarılması

Uyarma, atomdan elektron sökülmesi, iyonlaşma meydana getiren olaylara denir. Uyarılan atom yörünge elektronlarının yeniden düzenlenmesinde genellikle bir foton salar, bu fotona karakteristik X-ışını fluoresans fotonu denir ve her element için enerjileri

farklıdır. Bu ışınların spektrumlarına X-ışını floresans spektrumu denir. Bilinmeyen bir numune içindeki elementlerin analizinde en iyi vasıta bu karakteristik ışınımlardır. Eğer bir madde X-ışınları ile bombardıman edilip uyarılıyorsa bu ışınlara primer ışınlar, atom tarafından yayımlanan floresans ışınlarına ise sekonder veya karakteristik X-ışınları denir.

1.9.1. Radyoizotop Kaynaklar

X-ışını analizinde genellikle radyoizotop kaynaklar kullanılır. Radyoizotop kaynaklar, X-ışını spektrometrik uygulamalarında dört temel özellikleri ile karakterize edilebilirler:

- a) Radyoaktif bozunma ve yayımlanan radyasyonun tipi,
(α , β , γ yayımlama, K veya L elektronu yakalama)
- b) Yayımlanan radyasyonun enerjisi,
- c) Kaynak aktivitesi,
- d) Kaynağın yarı-ömürü,

Radyoaktif bozunma, radyoaktivite özelliğine sahip olan atomların kararsız çekirdeklerinin parçalanmasıyla yeni bir çekirdek oluşması ve atom çekirdeklerindeki bu değişiklikler sonucu radyasyon yayımlanması olayıdır.

Sonuç olarak kararsız bir atom, kararlı hale gelinceye kadar bir seri dönüşüme uğrar ve böylece meydana gelen seriye bozunma zinciri denir. Bu bozunma sırasında dışarı radyoaktif parçacıklar (α , β) ve γ -ışını yayımlanır. Tablo 3'te bozunma sonucu yayımlanan radyasyon tipleri ve özellikleri verilmiştir.

Radyoizotopların aktivitesi, radyoaktif atomların bozunması (parçalanması) ile orantılıdır. Bir kaynağın aktivitesi, saniyedeki bozunma sayısı olarak tanımlanır ve bu Bekerel olarak ta isimlendirilir. Bekerel (Bq) yerine SI birim sisteminde Curie (Ci) kullanılır. Bir Curie $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq'dir.

Tablo 3. Radyasyon tipleri ve özellikleri

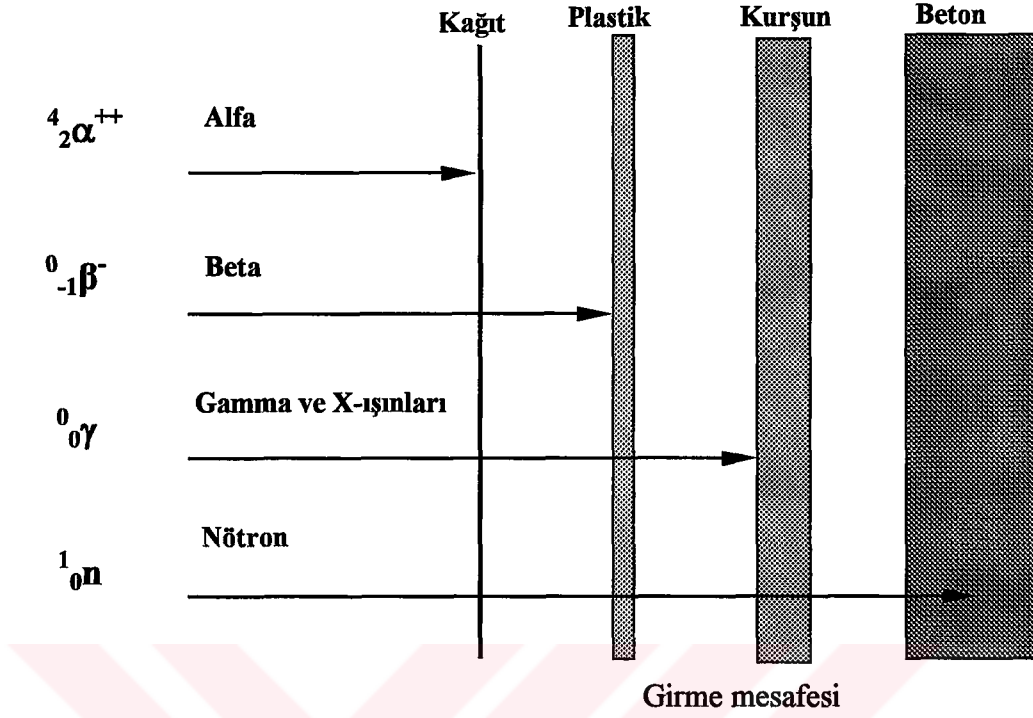
Radyasyon Tipleri	Özellikleri
Gamma Işınımı	Atom çekirdeğindeki fotonlar tarafından yayılan elektromagnetik dalgalardır.
Beta ışınımı	Atom çekirdeğinden yayılan ve elektron olarak da adlandırılan çok yüksek hızlı taneciklerdir.
Alfa ışınımı	Atom çekirdeğinden yayılır, iki proton ve 2 nötron içermektedir. En iyi örnek elektronsuz Helyum atomu verilebilir.
Nötronlar	Atomun çekirdeğinden kollüzyon ve fisyon tepkimeleri sonucunda yayılan nötr taneciklerdir.
X-ışınları	Elektronların enerji seviyelerindeki değişimden yayımlanan elektromagnetik dalgalardır. Atom çekirdeğinden yayılmazlar.

Yayımlanan ışınların sayısı zamanla azalır. Bir radyoizotop atomun t süre sonundaki bozunanlarının sayısı;

$$N = N_0 e^{-0.693t / T_{1/2}} \quad (39)$$

eşitliği ile bulunur. Burada $T_{1/2}$ radyoizotop için yarı ömürdür ve bu yarı ömür süresi sonunda kaynaktaki esas yayımlanmaların sayısı yarıya iner. Radyoizotop kaynak bir, iki yarı ömürlük süreden sonra genellikle yenilenir. Radyoizotop kaynakların fiziksel boyutları küçüktür.

Şekil 11'de ise yayımlanan radyasyonların çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri verilmiştir. Ayrıca temel haldeki bir element ise radyasyona tabi tutularak aynı Z 'ye sahip fakat kararsız elementler (radyoizotoplar) oluşturulabilir ve bunlarda radyoaktif kaynak olarak kullanılabilirler.



Şekil 11. Radyasyonlar ve çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri

XRF analizi ve numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar bu önemli karakteristikleri ile birlikte Tablo 4’te verilmiştir.

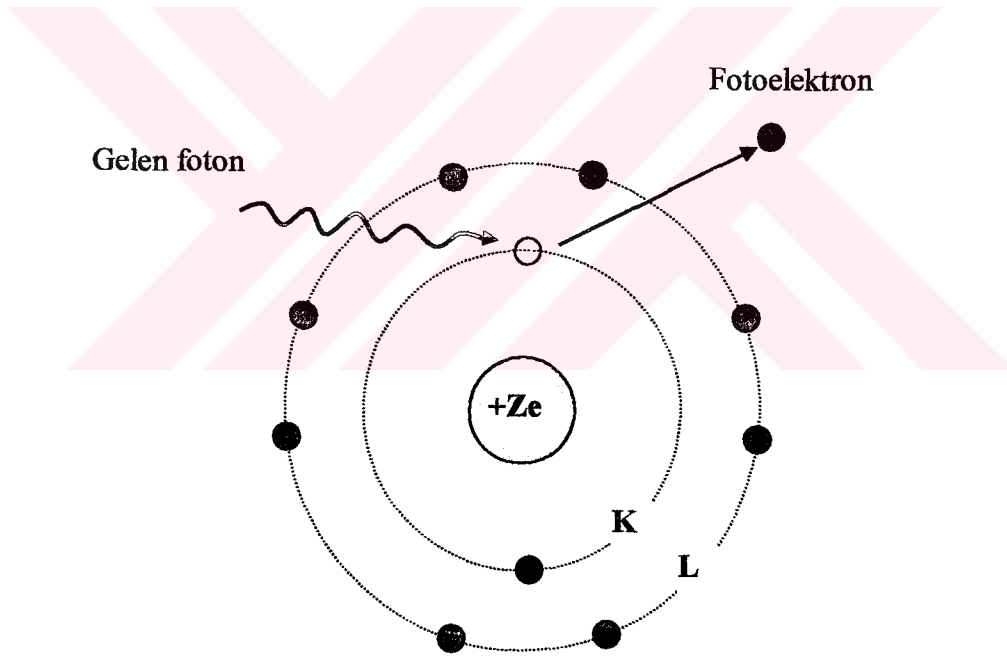
Radyoizotopların emniyetli kullanımı için uluslar arası standartlar vardır. Bir çok ülkede sağlık bakanlığı veya atom enerjisi yetkilileri bu işi yürütmektedir. Her bir organizasyonun radyoaktif maddeleri kullanabilmek için bir lisansa sahip olması gerekir. Uluslararası Radyoloji Komisyonu insanın sağlıklı yaşayabilmesi için alabileceği yıllık radyasyon dozunu $3,6 \cdot 10^{15}$ Bq olarak belirlemiştir.

Tablo 4. XRF analizi ile numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri

Radyoizotop ve Yarı ömrü	Bozunma Tipi	Parçacık Enerjileri ve Geçiş İhtimaliyeti		Elektromagnetik Geçişler	
		Enerji (MeV)	Geçiş İhtim.	Foton Enerjisi (MeV)	Foton Yayınlanma İhtimaliyeti
Am-241 (433 yıl)	α	5.443 5.486	13% 85%	0.060 Np L X-ışınları	36% 38%
Ba-133 (10.57 yıl)	EC		100%	0.081 0.356 Cs K X-ışınları (0.030-0.036)	34.1% 61.9% 121%
Co-57 (0.74 yıl)	EC		100%	0.014 0.122 0.136 Fe K X-ışınları (0.006-0.007)	9.2% 85.6% 10.7% 58%
Co-60 (5.27 yıl)	β^-	0.318 1.491	99.9% 0.1%	1.173 1.333	99.86% 99.98%
Cd-109 (462 gün)	EC	--	100%	Ag K X-ışınları (0.022-0.026)	99.4%
Cs-137 (30.17 yıl)	β^-	0.512 1.174	94.6% 5.4%	0.662 Ba K X-ışınları (0.032-0.038)	85.1% 7%
Fe-55 (2.69 yıl)	EC	--	100%	Mn K X-ışınları (0.0059-0.0065)	28%
I-125 (60 gün)	EC		100%	0.035 Te K X-ışınları(0.027-0.032)	6.6% 139%
Mn-54 (312 gün)	EC		100%	0.835 Cr K X-ışınları	100% 26%
Na-22 (2.603 yıl)	β^+ , EC	0.545	90%	0.511 1.275	100%
Pu-238 (87.7 yıl)	β^-	5.445 5.499 Diğerleri	28.7% 71.1% 0.2%	0.043 U L X-ışınları (0.011-0.022) U K X-ışınları (0.094-0.115)	13% <0.01%

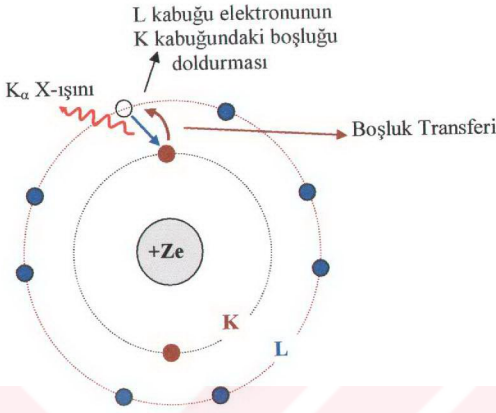
1.10. Atomik Tabakalar Arası Boşluk Transferi

Atomdan elektron söküp, iyonlaşma meydana getiren her olay bir uyarmadır. Bilindiği gibi atomun bağlı iç yörünge elektronları, hızlandırılmış elektronlarla, protonlarla, nötron ve α -parçacıklarıyla, X-ışını tüpünden yayınlanan X-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayınlanan fotonlarla ve sekonder X-ışınları gibi uyarıcılarla dış yörüngelere uyarılması neticesinde Şekil 12’de görüldüğü gibi yerlerinde boşluklar bırakır. Bu olay ışımali geçiş denilen karakteristik X-ışınlarının meydana gelmesi ve ışımalsız geçişler (Auger) şeklinde sonuçlanabilir. Her iki olayda da atomun birinci iç tabakasında meydana gelen boşluklar kendisinden yüksek olan iç tabakalara veya bir dış tabakaya transfer edilerek, dış tabakalarda veya yüksek iç tabakalarda ilave boşluklar meydana getirirler.



Şekil 12. K tabakasında boşluk oluşturulması

Tüm bu olaylar göz önüne alındığında, Şekil 13’te gösterildiği gibi alt tabakadaki bir boşluğun üst tabakaya geçmesi olayı Boşluk Transferi olarak adlandırılır. Böylece alt tabakalardan üst tabakalara olan boşluk transferi dıştaki tabakanın boşluk bakımından zenginleşmesine kadar kademeli bir şekilde devam eder [45].



Şekil 13. K tabakasındaki boşluğun L tabakasına transferi

K'dan L_i alt tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyeti ise η_{KL_i} ($i=1, 2, 3, \dots$) olarak gösterilir ve K tabakasındaki bir boşluğun ışımalı $K-L_i$ geçişleri veya KL_iX ($X=M, N, O, \dots$) ışımasız (Auger) geçişleri ile doldurulması sonucunda L_i alt tabakasında oluşturulan boşlukların sayısı olarak tanımlanır. Bu tanım L_i-L_jX şeklindeki Coster-Kronig geçişler nedeniyle üretilen L_i alt tabaka boşluklarını içermez ve bu geçişler K tabakasından L tabakasına toplam boşluk geçiş ihtimaliyetlerini değiştirmez [22].

K tabakasındaki boşlukların L tabakasının L_{II} ve L_{III} alt tabaka elektronları tarafından doldurulmasıyla $K_{\alpha 2}$ ve $K_{\alpha 1}$ X-ışınları yayımlanır. Bu olay sonucunda ise K tabakasındaki boşluklar L_{II} ve L_{III} alt tabakalarına transfer edilmiş olur. L_i alt tabakasından K tabakasına olan geçişler, seçim kurallarına göre ($\Delta l = \pm 1$), yasak geçişler olduğundan K tabakasından L_i alt tabakasına olan geçişler de yasak geçişlerdir. K tabakasından L_i alt tabakasına olan geçişler yasak geçişler olmasına rağmen K- L_i geçiş ihtimaliyeti tamamen ortadan kalkmaz. Mesela, $Z=80$ 'de L tabakasında ışımalı geçişle üretilen boşlukların yaklaşık olarak % 0.05'i L_i alt tabakasına olmuştur [22].

$K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$ X-ışını şiddet oranları K X-ışınlarının yayımlanması esnasında L_{II} ve L_{III} alt tabakalarında üretilen boşlukların oranına eşittir. Bununla birlikte K_{β}/K_{α} şiddet oranı da

K X-ışınları yayımlanması esnasında L tabakası ve yüksek tabakalarda (M, N,...) üretilen boşlukların oranına eşittir.

K tabakasındaki boşlukların L tabakasındaki elektronlar tarafından ışımsız geçişle doldurulmasını K-LL geçişleri ve K-LX (X = M, N,...) geçişleri olmak üzere iki şekilde incelenir.

K-LL geçişlerinde L iç tabakasının bir elektronu K tabakasındaki bir boşluğu doldururken yayımlanan karakteristik X-ışını yine bir L tabakasındaki bir elektronu koparır. (L_{III}'den elektron K'daki boşluğu doldururken yayımlanan karakteristik X-ışını L_{II}'den bir elektron koparır)

K-LX (X = M, N,...) geçişlerinde ise dış tabaka elektronları aniden dışarı atılır. Her iki durumda da atom iki kere iyonize edilmiş olur ki sadece birinci durumda her iki boşlukta L tabakasına geçer.



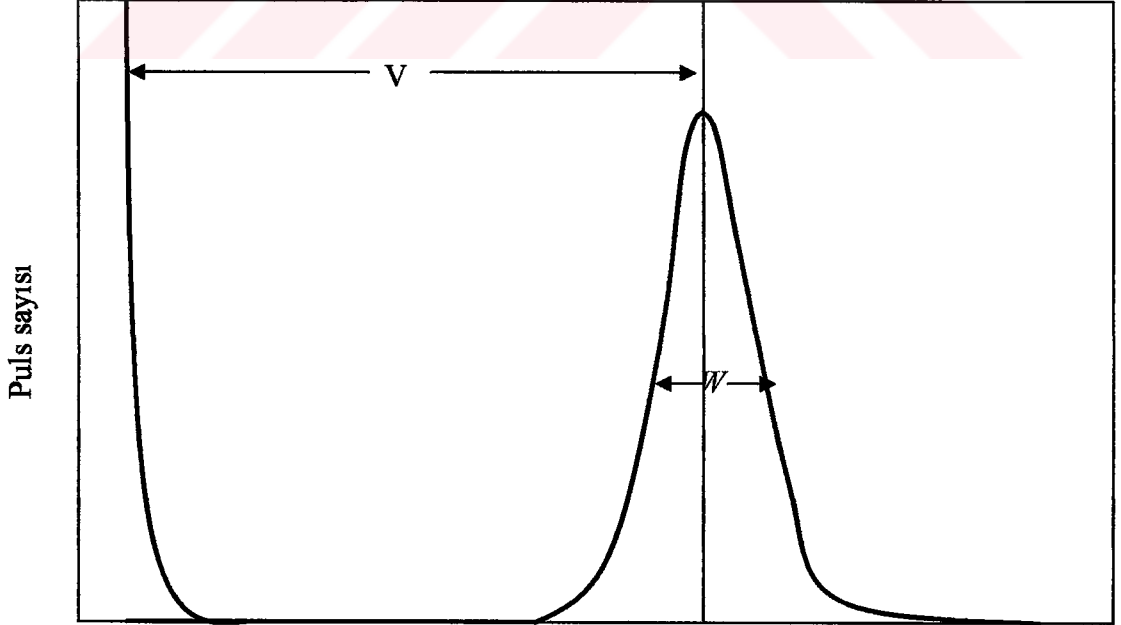
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Yarıiletken Dedektörler ve Çalışma Prensipleri

Karakteristik X-ışınları hem enerjileri birbirlerine yakın hem de genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bundan dolayı, dedektör seçiminde bu enerji bölgesindeki verimi ve ayırma gücü (rezülasyon) çok iyi olan yarı iletken dedektörler tercih edilmektedir. Bir dedektörün rezülasyonu veya spektrumun yarı maksimumdaki tam genişliği, o dedektörün kullanıldığı enerji aralığındaki enerjiyi tam olarak ifade eder. Şekil 14'te görüldüğü gibi dedektör rezülasyonu genellikle R ile gösterilir ve,

$$R = \frac{W}{V} \quad (40)$$

şeklinde ifade edilir. Burada W yarı maksimumdaki puls genişliği ve V ise ortalama genişliktir.



Şekil 14. Dedektörlerin ayırma güçleri

Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ise;

$$FWHM=W \times E \quad (41)$$

şeklinde verilmektedir. Burada E , elektronvolt cinsinden foton enerjisidir. Tablo 5'te çeşitli dedektör tipleri için yarımaksimumdaki enerji genişlikleri (FWHM) foton enerjisine (keV) karşı verilmiştir.

Tablo 5. Dedektör çeşitleri ve enerji rezölasyonu (keV FWHM)

Enerji (keV)	5.9	122	133.2
Orantılı sayaçlar	1.2	—	—
X-ray NaI(Tl)	3.0	12.0	—
3 x 3 NaI(Tl)	—	12.0	60
Si(Li)	0.16	—	—
Planar Ge	0.18	0.5	—
Coaxial Ge	—	0.8	1.8

Rezölasyonu en iyi olan dedektörler yarı iletken dedektörlerdir. Yarıiletken dedektörlerde en fazla Si ve Ge kullanılmaktadır. Tablo 6'da Si ve Ge'un bazı özellikleri verilmiştir.

Bizim çalışmamızda, karakteristik X-ışınlarının şiddetleri ölçülmektedir. İncelenen elementlere ait spektrumlar Si(Li) dedektörleri ve buna bağlı elektronik sistem kullanılarak elde edilmiştir. Si(Li) dedektörler, birkaç yüz eV'tan 50 keV'e kadar olan enerji bölgesini içine alan, X-ışını fluoresans, X-ışını mikroanaliz, PIXE, EXARFS, X-ışını kırınımı ve Mössbauer gibi uygulamaları kapsayan Lityum sürüklenmiş katıhal sayaçlarıdır. Lityum sürüklenmiş katıhal sayacı pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intrinsik (i-tipi) bölgesine sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir

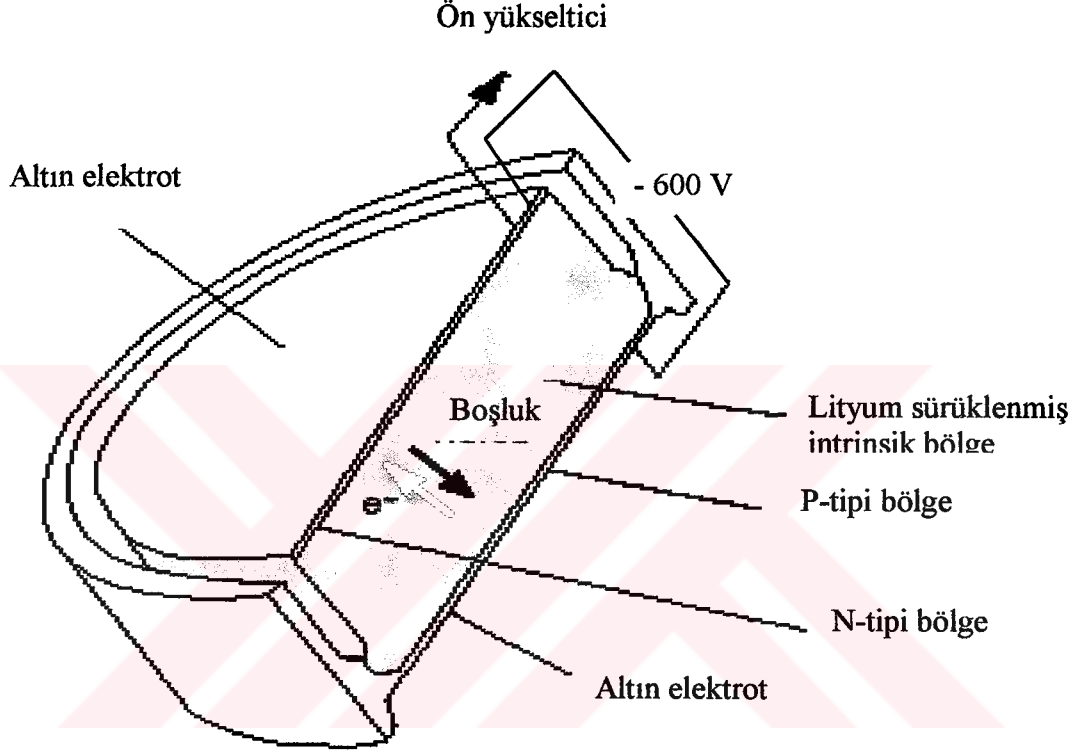
diyottur. Sürüklenme bölgesi p-tipi silisyuma (veya germanyuma) uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilmiştir. Sayaç yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir.

Tablo 6. Si ve Ge'un bazı özellikleri [46].

Özellikler	Si	Ge
Atom numarası	14	32
Atom ağırlığı	28,09	72,6
Yoğunluk (300 K'de-g/cm ³)	2,33	5,33
Dielektrik sabiti	12	16
Yasak enerji aralığı (300 K'de-eV)	1,115	0,665
Yasak enerji aralığı (0 K'de-eV)	1,165	0,746
İntrinsik taşıyıcı yoğunluğu (300 K'de-cm ⁻³)	1,5.10 ¹⁰	2,4.10 ⁴
İntrinsik direnci (300 K'de- ohm.cm)	2,3.10 ¹⁰	47
Elektron serbestliği (300 K'de-cm ² /V.s)	1350	3900
Elektron serbestliği (77 K'de-cm ² /V.s)	2,1.10 ⁴	3,6.10 ⁴
Boşluk serbestliği (300 K'de-cm ² /V.s)	480	1900
Boşluk serbestliği (77 K'de-cm ² /V.s)	1,1.10 ⁴	4,2.10 ⁴
Enerji başına elektron-boşluk çifti (300 K'de-eV)	3.62	-
Enerji başına elektron-boşluk çifti (77 K'de-eV)	3.76	2.96
Fono faktörü (77 K'de)	0.084	0.08

Dedeksiyon işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Dedektörün iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektör alanı arttıkça artar. Kullandığımız sayacın aktif alanı 30 mm² ve kalınlığı 3 mm'dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 Å kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektör, en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196 °C) tutulmalıdır. Bunun için sayaç, 30 lt sıvı azot alabilecek bir devar kabına yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için 30 µm kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır.

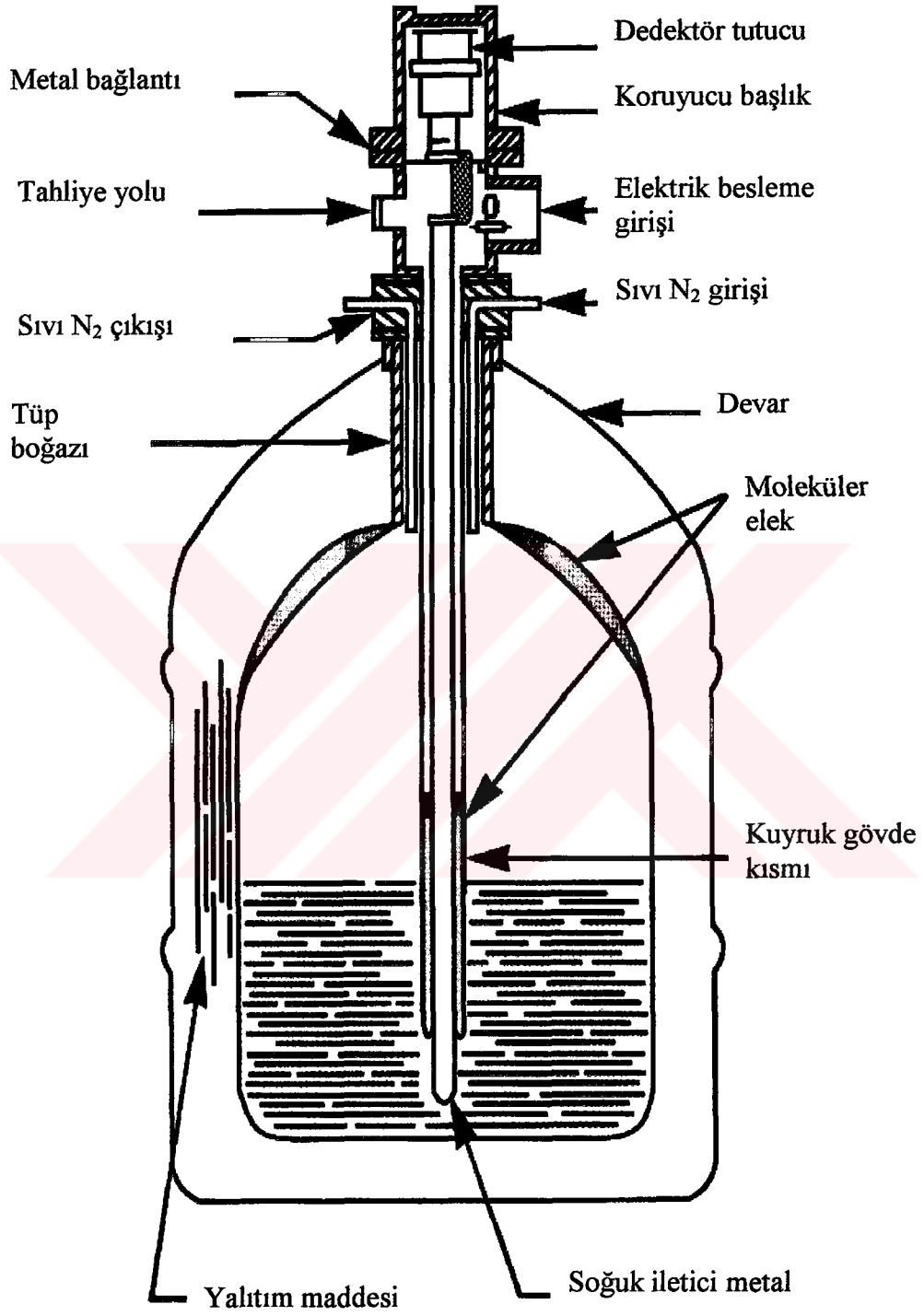
E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektron, enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-boşluk çifti meydana getirerek sayaç içinde hareket eder. Şekil 15'te elektron ve boşluk hareketi ile dedektörün şematik gösterimi görülmektedir.



Şekil 15. Lityum sürüklenmiş Si(Li) dedektör kesiti

Si(Li) dedektörüne yaklaşık olarak 600 Volt'luk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslenmeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler.

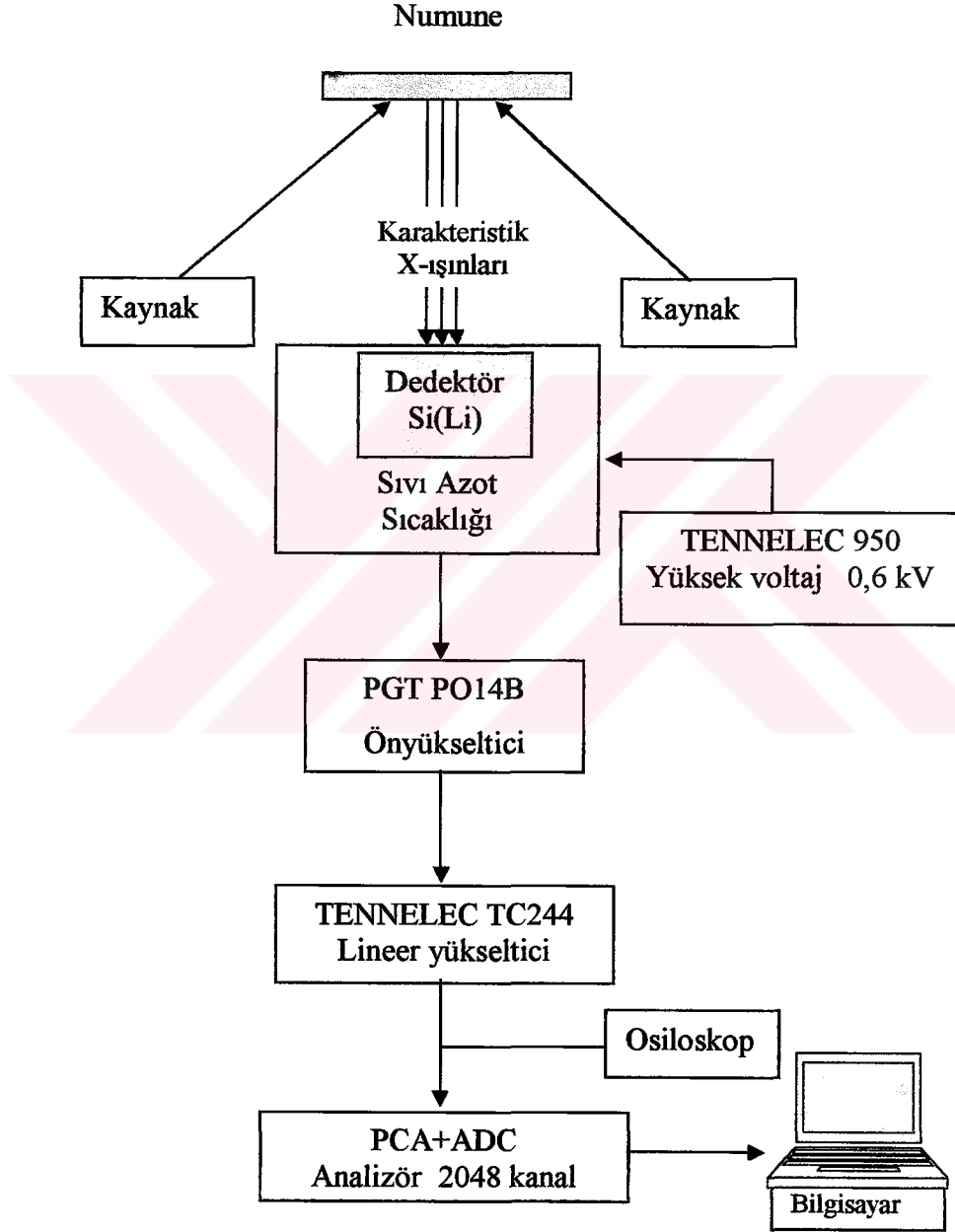
p-tipi ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel puls, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir. Dedektör, Şekil 16'da görüldüğü gibi LN₂ devarın içine bağlanmış olan bir vakum odasına monte edilmiştir. Böylece dedektörün hassas yüzeyi rutubetten ve diğer kirleticilerden korunmuştur.



Şekil 16. Cryostat ve bölümleri

2.2. Sayma Sistemi

Sayma sistemi bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır. Şekil 17’de sayma sistemini şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 17. X-ışınları fluoresans ölçüm sisteminin blok diyagramı

2.2.1 Yüksek Voltaj Kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj dedektör üzerine uygulanmalıdır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz voltajdan büyük bir dedektör için 4000V'un üstüne kadar değişebilir [47].

2.2.2 Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile birlikte yüke hassas ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot kaynama sıcaklığında muhafaza edilir. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür ve buradan çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile orantılı olmalıdır. Dolayısıyla eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır.

2.2.3 Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevinden birincisi ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt ederek sayılma için uygun seviyelerini yükseltmek, ikincisi ise pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir forma sokmaktır.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem unipolar çıkış (yani, sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de bipolar çıkış (yani, sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) ile donatılmıştır. En iyi sinyal-gürültü (signal-to-noise) 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 rezülasyon 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 rasgele toplanmaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2.000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir.

2.2.4 Analog Dijital Dönüştürücü

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliğiyle ve dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işleme de analogu sayısala dönüştürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında biriktirilir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır.

2.2.5 Çok Kanallı Analizör (MCA)

Bir çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte, her bir kanal depolamak 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 yapılmalıdır.

2.3. 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 yada 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 kıyılardan kaçmalar şeklinde sıralayabiliriz.

2.3.1. Dedektör Verimliliğinin Ölçülmesi

Verim tayini için genelde nokta kaynaklar kullanılır. Kaynağın şekli farklı olduğunda, kaynak homojen olarak foton yayımlayamayacağından bu durum dedektör verimini etkiler. Bunun için 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 sayısını bilmekle tayin edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır.

Kullanılan kaynağın verim tayini yapılırken şiddeti (I);

$$I = I_0 \exp(-\lambda t) \quad (42)$$

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

$$I_{Ex} = [I_0 \exp(-\lambda t)] \cdot W_{Ex} \quad (43)$$

denklemleri ile verilmektedir. Burada W_{Ex} , E_x enerjisinde yayımlanan fotonların kesridir. (43) denklemlerinden bulunan şiddet, 360° 'lik geometrik sayımda olduğundan dedektörün bu enerjideki verimi

$$E_{fEx} = \frac{I_d}{I_{Ex}} \quad (44)$$

ile verilir. Burada I_d , dedektörün ilgili enerjide saydığı foton sayısıdır. Deneysel olarak E enerjisindeki fotopik verimliliği,

$$\varepsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{\Omega_0 TRP_E} \quad (45)$$

bağıntısından hesaplanabilir [48]. Burada N_E , T zamanı içinde dedektörde sayılan foton sayısı, R ve P_E ise sırasıyla kaynağın bozunma hızı ve E enerjili fotonun kaynaktan yayılma ihtimaliyetidir. Sayma için etkin katı açısı Ω_0 ise

$$\Omega_0 = \frac{\pi^2}{(d + Z)^2} \quad (46)$$

bağıntısıyla verilebilir. Mutlak verimlilik tayininde katı açısı düzeltilmesi yoktur. Bu nedenle mutlak verimlilik

$$\varepsilon(E) = \frac{N_E}{TRP_E} \quad (47)$$

şeklinde yazılabilir.

Kaynaktan gelebilecek hataları ortadan kaldırmak için, bağıl verimlilik tayinin yapılması uygundur. Dedektör yapısının bozulmasından dolayı verimliliğinin zamanla değişeceği de dikkate alınmalıdır. Si(Li) dedektörünün verimlilik eğrisinin tayini yapılırken aşağıdaki sınıflandırma yapılabilir.

- a) Mutlak verimlilik: Sayaçta sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak sayaç uzaklığına bağlıdır.
- b) İntersik verimlilik: Sayacın intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- c) Bağıl verimlilik: Herhangi bir enerjideki sayaç verimliliğinin diğer enerjilerdeki sayaç verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- d) Fotopik (Sayma) verimliliği: Sayaçta, ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimaliyetidir.
- e) Radyal verimlilik: Herhangi bir enerjide sayaç verimliliğinin sayaç yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

2.3.2. $I_0G\varepsilon$ 'nin Tayini

Sayılan karakteristik X-ışını şiddeti, ilgili elementin tesir kesitine, uyarıcı radyasyonun şiddetine, elementin miktarına, geometrik faktöre, numune ve hava

içersindeki soğurma faktörüne ve X-ışınlarının sayıldığı dedektörün verimliliğine bağlıdır. Buna göre,

$$N = I_0 \cdot G \cdot \varepsilon \cdot m_i \cdot \beta \cdot \sigma \quad (48)$$

yazılabilir. Burada N , birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının şiddeti, I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyon şiddeti), G kaynak-numune ve numune-dedektör kompozisyonuna bağlı geometrik faktör, ε X-ışınları enerjisindeki dedektör verimi, σ fotoelektrik tesir kesiti ve β soğurma düzeltmesi faktörü olup Bölüm 2.4'te izah edilmiştir. m_i ise numune içindeki analitik madde miktarı olup,

$$m_i = m \cdot w_i \quad (49)$$

bağıntısından hesaplanmıştır. Burada m , numunenin toplam kütesini, w_i ise analitin konsantrasyonunu göstermektedir.

$I_0 G \varepsilon$ değeri çeşitli aralıktaki elementlerinin uyarılması sonucu elde edilen bu elementlere ait karakteristik K X-ışınları yardımıyla (50) bağıntısından ölçülmüştür. Deney süresince $I_0 G$ faktörünü sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir. $I_0 G \varepsilon_K$ değerinin tayininde

$$I_0 G \varepsilon_{K_i} = \frac{N_{K_i}}{\beta_{K_i} \cdot m_i \cdot \sigma_{K_i}} \quad (50)$$

ifadesinden faydalanılmıştır [45]. Bu ifadede i , α ve β 'ya karşılık gelmektedir. σ_{K_i} tesir kesiti ise,

$$\sigma_{K_i} = \sigma_K \cdot \omega_K \cdot f_{K_i} \quad (51)$$

bağıntısına göre teorik olarak hesaplanmıştır. Burada σ_{K_i} , K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in [9] tablosundan alınmıştır. ω_K , K tabakası için fluoresans verim olup Bambynek'in tablosundan [49] ve f_{K_i} ($i = \alpha, \beta$) ise K tabakasından yayımlanan K_α veya K_β X-ışını ihtimaliyeti olup Broll'un makalesinden alınmıştır [50].

2.4. Soğurma Düzeltmesi Faktörü

Numunelerin uyarılması sonucunda meydana gelen karakteristik X-ışınları numune içinden geçerken numune atomları tarafından soğurulmaktadır. Bu nedenle dedektör tarafından ölçülen X-ışını şiddeti yayımlanandan farklı olacaktır. Bu durumun şiddet ölçümlerine dayalı bütün çalışmalarda mutlaka dikkate alınması gerekmektedir. Yayımlanan X-ışını şiddeti ($N_{yay.}$) ile ölçülen X-ışını şiddeti ($N_{ölç.}$) arasında,

$$N_{ölç.} = N_{yay.} \cdot \beta \quad (52)$$

şeklinde bir bağlantı gerekir. Buradaki 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 faktörüne bölünmelidir. Bu yüzden β' ya soğurma düzeltmesi faktörü de denir ve;

$$\beta_{(i)} = \frac{1 - \exp \left[- \left(\frac{(\mu/\rho)_{(\gamma)}}{\cos \theta_1} + \frac{(\mu/\rho)_{(i)}}{\cos \theta_2} \right) \rho D \right]}{\left(\frac{(\mu/\rho)_{(\gamma)}}{\cos \theta_1} + \frac{(\mu/\rho)_{(i)}}{\cos \theta_2} \right) \rho D} \quad (i=K,L) \quad (53)$$

olarak verilmektedir. Burada, sırasıyla $(\mu/\rho)_{(\gamma)}$ ve $(\mu/\rho)_{(i)}$ 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. Bu çalışmamızda kullandığımız deney geometrisinde θ_1 geliş açıları sürekli sabit tutularak 45° , numuneden çıkan X-ışınlarının numune yüzeyi ile yaptığı açı $\cos(\theta_2)=1$ alınmıştır. ρD (g/cm^2) ise birim alan başına düşen madde miktarı (kalınlık) olup tartılan numune miktarının, numune alanına bölünmesiyle bulunur.

Bileşiklere ait toplam kütle soğurma katsayısı,

$$\mu/\rho = \sum w_i (\mu/\rho)_i \quad (54)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Bu ifadeye w_i , i. elementin konsantrasyonu (ağırlık yüzdesi), $(\mu/\rho)_i$ ise i. elementin E enerjisindeki kütle azaltma katsayısıdır.

Elementlerin ilgili enerjilerindeki toplam kütle azaltma katsayılarının hesaplanmasında Berger ve Hubbell tarafından [51] geliştirilen XCOM bilgisayar programı kullanılmıştır. Bu programın veri tabanı, 1-100 GeV enerji aralığında karışım, bileşik veya herhangi bir element için tesir kesiti ve kütle azaltma katsayılarını hesaplamak için kullanılır. XCOM hem standart hem de kullanıma bağlı olarak istenilen enerjide, tesir kesiti ve kütle azaltma katsayılarını verir. Ayrıca fotoelektrik, koherent ile inkoherent saçılma ve çift oluşum gibi kısmi kütle azaltma katsayılarının hesaplamalarını da içerir.

2.5. Numunelerin Hazırlanması

Laboratuvar imkanlarımız dahilinde çalışmak istediğimiz numuneler toz olarak temin edilmiş ve en küçük parçacık büyüklüğünü elde ederek soğurma etkisini en aza indirmek için havanda dövülerek 400 mesh'lik elekten geçirilmişlerdir. Daha sonra bu toz numuneler tek tek mylar film üzerine 13 mm çapında bir alana mümkün olduğunca homojen olarak dağıtılarak radyoaktif kaynaklarla uyarılmak ve meydana gelen karakteristik X-ışınlarının sayılması için deney geometrisine yerleştirilmişlerdir. Bu numunelerin kütlelerinin tartılması için 10^{-4} hassasiyete sahip Sartorius Bp 110 s terazisi kullanılmıştır.

Çalışmamızda farklı enerjide foton yayımlayan üç radyoaktif kaynak kullanıldığından yayımlanan her bir enerji içinde dedektör verimi ayrı ayrı hesaplanmıştır. Farklı enerjiler için dedektör verimi hesaplanırken farklı numuneler kullanılmıştır.

^{55}Fe kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 7'de, ^{241}Am kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 8'de ve ^{57}Co kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri ise Tablo 9'da verilmiştir.

Bununla birlikte çalışmamızın temelini oluşturan K_β/K_α şiddet oranı ile K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçişi ihtimaliyeti η_{KL} 'nin ölçülmesi için kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 10'da verilmiştir.

Tablo 7. ^{55}Fe kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	Cinsi	Ağırlığı (g)	Çapı (cm)	Safılığı (%)
13	Al	Al	Toz	0.0200	1.3	99.95
14	Si	Si	Toz	0.0200	1.3	99.99
15	P	P	Toz	0.0200	1.3	99.99
16	S	S	Toz	0.0200	1.3	99.90
19	K	K_2CO_3	Toz	0.0353	1.3	98.00
20	Ca	CaCO_3	Toz	0.0499	1.3	99.00
21	Sc	Sc_2O_3	Toz	0.0306	1.3	99.99

Tablo 8. ^{241}Am kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	Cinsi	Ağırlığı (g)	Çapı (cm)	Safılığı (%)
23	V	V_2O_3	Toz	0.0300	1.3	99.00
26	Fe	Fe	Toz	0.0200	1.3	99.90
30	Zn	Zn	Toz	0.0200	1.3	99.99
34	Se	Se	Toz	0.0200	1.3	99.99
40	Zr	ZrO_2	Toz	0.0226	1.3	99.99
42	Mo	Mo	Toz	0.0200	1.3	99.95
47	Ag	AgNO_3	Toz	0.0314	1.3	99.99
50	Sn	Sn	Toz	0.0200	1.3	99.80
52	Te	Te	Toz	0.0200	1.3	99.99
56	Ba	BaO_2	Toz	0.0246	1.3	90.00
60	Nd	Nd_2O_3	Toz	0.0233	1.3	99.99
64	Gd	Gd_2O_3	Toz	0.0230	1.3	99.99
66	Dy	Dy_2O_3	Toz	0.0229	1.3	99.99

Tablo 9. ^{57}Co kaynağı kullanılarak dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	Cinsi	Ağırlığı (g)	Çapı (cm)	Safılığı (%)
58	Ce	CeO_2	Toz	0.0245	1.3	99.90
60	Nd	Nd_2O_3	Toz	0.0233	1.3	99.99
64	Gd	Gd_2O_3	Toz	0.0230	1.3	99.99
66	Dy	Dy_2O_3	Toz	0.0229	1.3	99.99
68	Er	Er_2O_3	Toz	0.0228	1.3	99.90
70	Yb	Yb_2O_3	Toz	0.0227	1.3	99.99
73	Ta	Ta	Toz	0.0200	1.3	99.99
77	Ir	Ir	Toz	0.0200	1.3	99.90
80	Hg	HgSO_4	Toz	0.0295	1.3	98.00
83	Bi	Bi_2O_3	Toz	0.0222	1.3	99.99
90	Th	$\text{Th}(\text{CO}_3)_2$	Toz	0.0407	1.3	99.90
92	U	$\text{U}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Toz	0.0356	1.3	99.85

Tablo 10. Boşluk geçişi ihtimaliyetinin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	Cinsi	Ağırlığı (g)	Çapı (cm)	Safılığı (%)
16	S	S	Toz	0.0200	1.3	99.99
19	K	K_2CO_3	Toz	0.0353	1.3	98.00
20	Ca	CaCO_3	Toz	0.0499	1.3	99.00
21	Sc	Sc_2O_3	Toz	0.0306	1.3	99.99
22	Ti	Ti	Toz	0.0200	1.3	99.90
23	V	V_2O_3	Toz	0.0300	1.3	99.00
24	Cr	Cr	Toz	0.0200	1.3	99.50
25	Mn	MnO_2	Toz	0.0316	1.3	99.00
26	Fe	Fe	Toz	0.0200	1.3	99.90

Tablo 10'un devamı

27	Co	Co	Toz	0.0200	1.3	99.99
28	Ni	Ni	Toz	0.0200	1.3	99.99
29	Cu	Cu ₂ O	Toz	0.0225	1.3	97.00
30	Zn	Zn	Toz	0.0200	1.3	99.99
33	As	As ₂ O ₃	Toz	0.0264	1.3	99.00
34	Se	Se	Toz	0.0200	1.3	99.99
37	Rb	Rb ₂ CO ₃	Toz	0.0270	1.3	99.00
38	Sr	SrCl ₂ .6H ₂ O	Toz	0.0425	1.3	99.00
40	Zr	ZrO ₂	Toz	0.0226	1.3	99.99
41	Nb	Nb	Toz	0.0200	1.3	99.90
42	Mo	Mo	Toz	0.0200	1.3	99.95
47	Ag	AgNO ₃	Toz	0.0319	1.3	99.99
48	Cd	Cd	Toz	0.0200	1.3	99.50
49	In	In	Toz	0.0200	1.3	99.99
50	Sn	Sn	Toz	0.0200	1.3	99.80
51	Sb	Sb	Toz	0.0200	1.3	99.99
52	Te	Te	Toz	0.0200	1.3	99.99
56	Ba	BaO ₂	Toz	0.0246	1.3	99.80
57	La	La	Toz	0.0200	1.3	99.90
58	Ce	CeO ₂	Toz	0.0245	1.3	99.90
59	Pr	Pr ₃ O ₄	Toz	0.0230	1.3	99.90
60	Nd	Nd ₂ O ₃	Toz	0.0233	1.3	99.99
62	Sm	Sm ₂ O ₃	Toz	0.0232	1.3	99.90
63	Eu	Eu ₃ O ₃	Toz	0.0231	1.3	99.90
64	Gd	Gd ₂ O ₃	Toz	0.0230	1.3	99.99
65	Tb	Tb ₄ O ₇	Toz	0.0235	1.3	99.99
66	Dy	Dy ₂ O ₃	Toz	0.0229	1.3	99.99
67	Ho	Ho ₂ O ₃	Toz	0.0229	1.3	99.90
68	Er	Er ₂ O ₃	Toz	0.0228	1.3	99.90
69	Tm	Tm ₂ O ₃	Toz	0.0228	1.3	99.90
70	Yb	Yb ₂ O ₃	Toz	0.0227	1.3	99.99

Tablo 10'un devamı

71	Lu	Lu ₂ O ₃	Toz	0.0227	1.3	99.90
73	Ta	Ta	Toz	0.0200	1.3	99.99
74	W	W	Toz	0.0200	1.3	99.90
75	Re	Re	Toz	0.0200	1.3	99.99
77	Ir	Ir	Toz	0.0200	1.3	99.90
79	Au	Au	Toz	0.0200	1.3	99.99
80	Hg	HgSO ₄	Toz	0.0295	1.3	98.00
81	Tl	Tl ₂ O ₃	Toz	0.0223	1.3	99.00
82	Pb	PbO ₂	Toz	0.0230	1.3	95.00
83	Bi	Bi ₂ O ₃	Toz	0.0222	1.3	99.99
90	Th	Th(CO ₃) ₂	Toz	0.0407	1.3	99.90
92	U	U(CH ₃ COO) ₂ O ₂ .2H ₂ O	Toz	0.0356	1.3	99.85

2.6. Deney Geometrisi, Numunelerin Uyarılması ve Karakteristik X-ışınlarının Sayılması

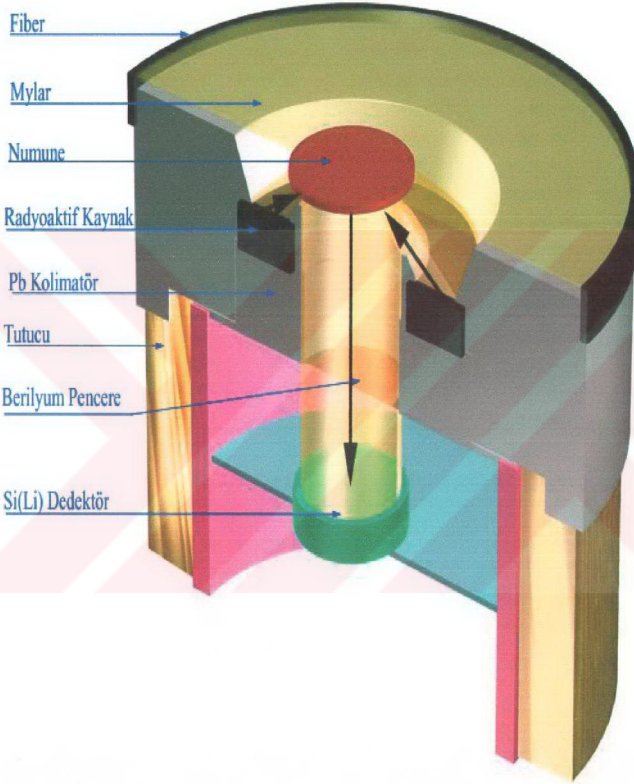
Deney geometrisi, sayma ve uyarma bakımından karakteristik X-ışınlarının şiddetlerini etkileyen faktörlerden birisidir. Karakteristik X-ışınlarının elde edilmesi için atomların uyarılması gerekmektedir.

Numuneler deneye hazır hale getirildikten sonra filtre edilmiş 25 mCi ⁵⁷Co halka kaynağından yayımlanan 123,6 keV enerjili foton, 50 mCi'lik ²⁴¹Am halka kaynağından yayımlanan 59,543 keV enerjili foton ve 50 mCi'lik ⁵⁵Fe halka kaynağından yayımlanan 5,96 keV enerjili fotonlarla uyarılmışlardır. Radyoizotop halka kaynakları seçilirken, kaynağın enerjisinin, numunenin K tabakası soğurma kıyısından büyük olmasına ve aynı zamanda numuneden yayımlanan karakteristik K X-ışınlarının, spektrumdaki temiz bölgelere düşmesine dikkat edilmiştir.

Sayma istatistiğinden gelebilecek hataları azaltmak için K X-ışını sayımları 5000 saniyelik gerçek sayma zamanı süresince yapılmıştır.

Uyarma sonucu meydana gelen karakteristik X-ışınlarının sayılmasında, yarı maksimumdaki tam genişliği (rezolüsyonu) 5,89 keV'de 160 eV olan Si(Li) dedektörü

kullanıldı. Şekil 18'de ölçümlerin alındığı X-ışınları floresans (EDXRF) sistemi için deney geometrisi, Şekil 19'da ise genel görünüşü verilmiştir.



Şekil 18. X-ışınları floresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi



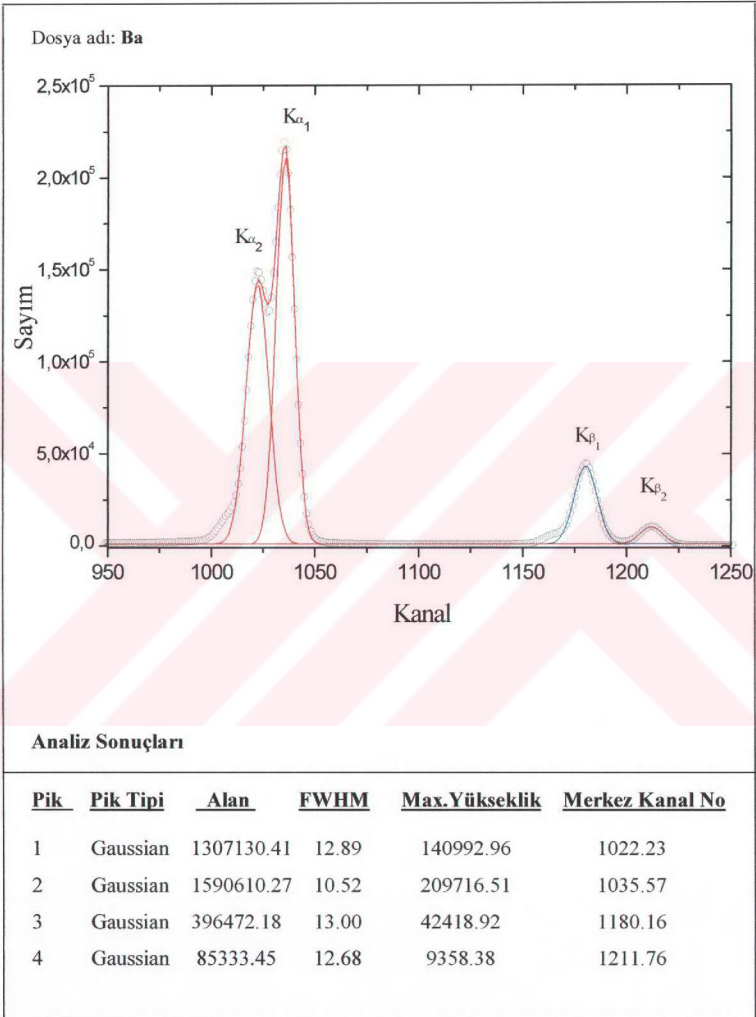
Şekil 19. X-ışını ölçüm sisteminin genel görünüşü

2.7. Spektrumların ve Verilerin Değerlendirilmesi

Karakteristik X-ışınları ile ilgili çalışmalarda numunelerin uyarılması sonucu elde edilen karakteristik spektrumların, dolayısıyla da spektrumu oluşturan pik şiddetlerinin doğru ölçülmesi çok önemlidir. Özellikle küçük numaralı elementlerin karakteristik X-ışınları spektrumlarına ait pikler üst üste binmektedir. Bununla birlikte incelenen 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.

Pikler, grafik ve veri analizleri için hazırlanan bir yazılım programı kullanılarak analiz edilmiştir. Şekil 20'de bu programın kullanılması sonucu analizi yapılmış Ba elementine ait grafik ve veriler verilmiştir.

Pik Analizi



Şekil 20. Ba elementinin K X-ışını spektrumları

Deney süresince alınan spektrumlarda, her kanalda net sayım elde edebilmek için, numuneli ve numunesiz spektrumlar (temel sayma spektrumları) alınmıştır. Numuneli spektrumlardan, temel sayım spektrumlarının çıkartılması sonucu net spektrumlar elde edilmiştir. Bu işlem her numune için ayrı ayrı tekrarlanmıştır. Bazı elementlerin ^{55}Fe , ^{241}Am ve ^{57}Co radyoaktif kaynaklarının kullanılmasıyla elde edilen karakteristik K X-ışını spektrumları Bölüm 3.1'de verilmiştir.

2.8. K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyetinin Ölçülmesi

2.8.1. Deneysel Metot

Bu tezde, $16 \leq Z \leq 92$ elementler bölgesindeki 52 element için K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri (η_{KL}) deneysel olarak ölçülmüştür. Çalışmada Schönfeld ve arkadaşları [24] tarafından geliştirilen metot kullanılmıştır. Bu metot, bir atomun herhangi bir yolla K tabakasından meydana getirilen bir boşluğun karakteristik X-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaliyeti olan K tabakasına ait fluoresans verimi ile L ve diğer üst tabakalardaki elektronların K tabakasındaki boşlukları doldurmaları sonucu meydana gelen karakteristik K_{α} ve K_{β} X-ışınları şiddet oranlarının kullanılması esasına dayanmaktadır. Buna göre K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri (η_{KL})

$$\eta_{KL} = \frac{2 - \omega_K}{1 + x} \quad (55)$$

bağıntısı ile verilir. Burada ω_K , K tabakasına ait fluoresans verimi olup Bambynek'nin tablosundan [49] alınmıştır. x , K tabakasına ait karakteristik X-ışınlarının şiddet oranıdır ve

$$x = \frac{K_{\beta}}{K_{\alpha}} \quad (56)$$

bağıntısı ile bulunur.

İlaç sanayisinde, tahribatsız testlerde, eser element tayininde ve jeolojik yaş tayinlerinde kullanılan K_β / K_α karakteristik X-ışını şiddet oranı

$$\frac{K_\beta}{K_\alpha} = \frac{N_{K\beta}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{K\beta}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{K\beta}} \quad (57)$$

denklemleri ile verilir. Burada $N_{K\beta}$ ve $N_{K\alpha}$, karakteristik X-ışınlarının dedektörde ölçülen şiddetleridir. $\beta_{K\alpha}$ ve $\beta_{K\beta}$, K_β ve K_α karakteristik X-ışınları için soğurma düzeltmesi faktörü olup (53) bağıntısından hesaplanmıştır. $\varepsilon_{K\alpha}$ ve $\varepsilon_{K\beta}$ ise K_β ve K_α karakteristik X-ışınları için dedektör verimliliği olup $I_0 G \varepsilon$ 'nin enerjinin bir fonksiyonu olarak elde edilen Fit denkleminde ilgili enerji yerine konularak elde edilmiştir.

2.8.2. Teorik Hesaplamalar

K'dan L_i alt tabakasına olan boşluk geçişi ihtimaliyeti, η_{KL_i} ($i=1, 2, 3, \dots$), K tabakasındaki bir boşluğun ışımali K- L_i geçişleri veya $KL_i X$ ($X=M, N, O, \dots$) ışımalsız (Auger) geçişleri ile doldurulması sonucunda L_i alt tabakasında oluşturulan boşlukların sayısı olarak tanımlanır ve K tabakasından L_i alt tabakasına ışımali ($\eta_{KL_i}(R)$) ve ışımalsız ($\eta_{KL_i}(A)$) olarak geçen boşlukların geçme ihtimaliyetlerinin toplamıdır.

$$\eta_{KL_i} = \eta_{KL_i}(R) + \eta_{KL_i}(A) \quad (58)$$

K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi (η_{KL_i}) değerleri Rao ve arkadaşları [20] tarafından aşağıda verilen denklemler yardımıyla bulunur.

$$\eta_{KL_1} = \frac{1}{\Gamma(K)} [\Gamma_R(KL_1) + 2\Gamma_A(KL_1L_1) + \Gamma_A(KL_1L_2) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_1X)] \quad (59)$$

$$\eta_{KL_2} = \frac{1}{\Gamma(K)} [\Gamma_R(KL_2) + 2\Gamma_A(KL_2L_2) + \Gamma_A(KL_2L_3) + \Gamma_A(KL_2X)] \quad (60)$$

$$\eta_{KL3} = \frac{1}{\Gamma(K)} [\Gamma_R(KL_3) + 2\Gamma_A(KL_3L_3) + \Gamma_A(KL_2L_3) + \Gamma_A(KL_1L_3) + \Gamma_A(KL_3X)] \quad (61)$$

(X=M,N,O,...)

$$\eta_{KL} = \sum_i \eta_{KL_i} \quad (62)$$

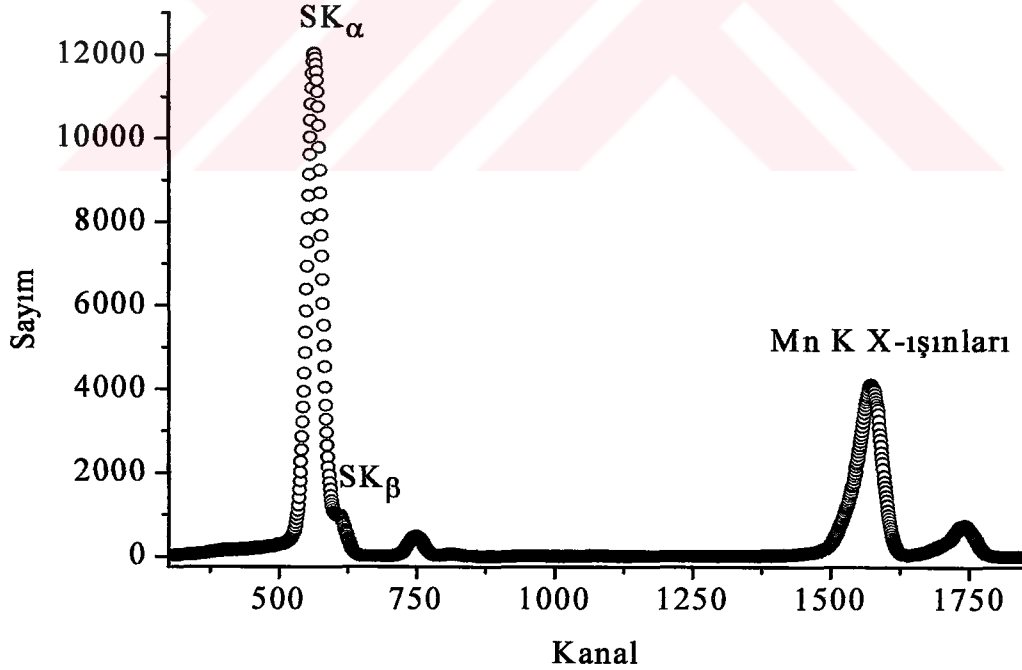
Burada Γ_R ve Γ_A sırasıyla ışımalı ve ışısız (Auger) geçiş hızlarını, parantez içindeki terimler, tabakalar arasındaki boşluk geçişini ve $\Gamma(K)$ ise toplam tabaka genişliğini göstermektedir. η_{KL_i} (R) değeri, K tabakasından L_1 alt tabakasına olan yasak geçişler olduğu için sıfıra eşit alınabilir. Bu hesaplamalarda K tabakası ışımalı geçiş hızları $\Gamma_R(KL_i)$ ve $\Gamma(K)$ değerleri Scofield'ın tablosundan [52], ışısız (Auger) geçiş hızları $\Gamma_A(KL_iL_j)$ ($i,j=1, 2, 3,..$) ise Chen ve arkadaşlarının [53] tablosundan alınmıştır.

3. BULGULAR ve TARTIŞMA

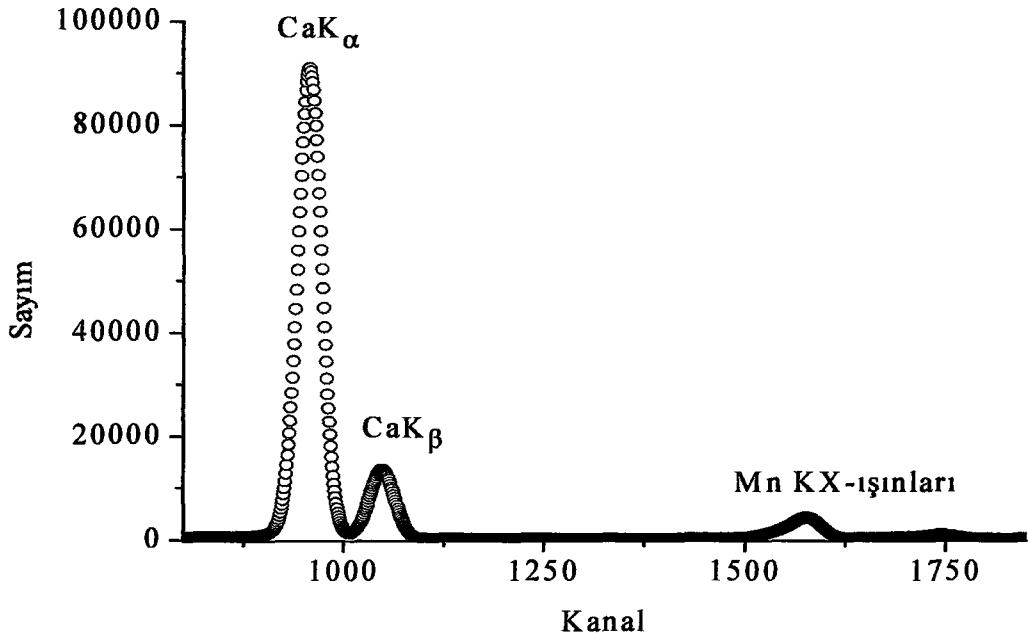
3.1. Numunelerin Uyarılmasıyla Elde Edilen X-ışınları ve Spektrumları

Numuneler deneye hazır hale getirildikten sonra, hem dedektör verimi hesapları hem de şiddet oranları ile birlikte boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin hesaplanması için filtre edilmiş 5,96 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{55}Fe , 59,543 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{241}Am ve 123,6 keV enerjili foton yayımlayan 25 mCi'lik ^{57}Co radyoaktif halka kaynaklarından çıkan ışınlarla uyarılmışlardır. Numuneler 5000 saniyelik gerçek sayma zamanı süresince sayıldılar. Numunelerin uyarılmaları sonucu meydana gelen karakteristik K X-ışınlarının sayılmasında, yarı maksimumdaki tam genişliği (rezolüsyonu) 5,89 keV'de 160 eV olan Si(Li) dedektörü kullanıldı.

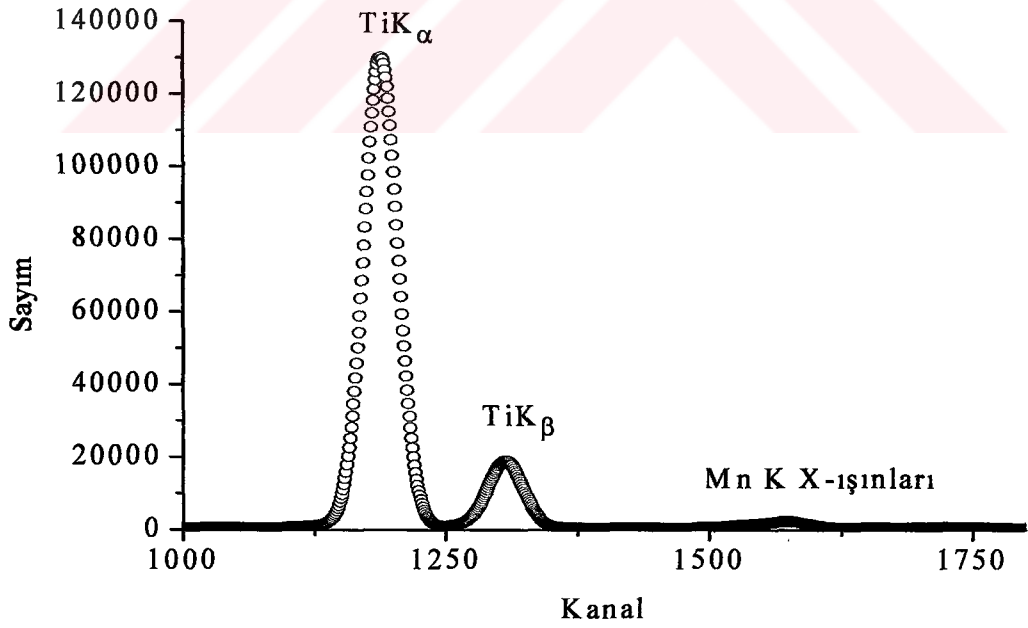
Sayılan X-ışınlarından elde edilen spektrumların bazıları Şekil 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29 ve 30'da verilmiştir.



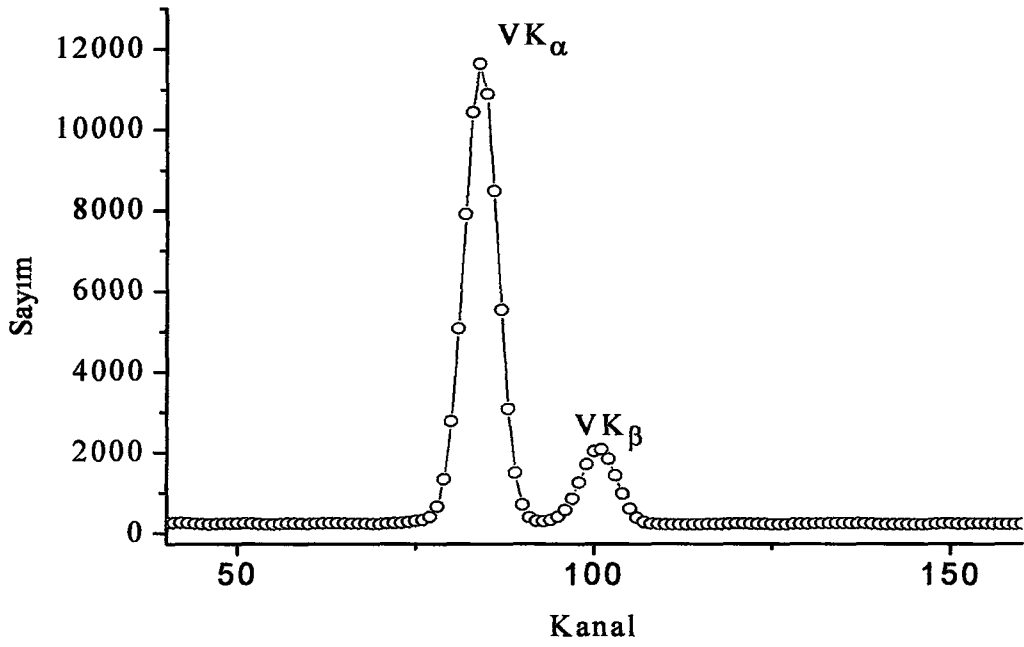
Şekil 21. S elementinin K X-ışını spektrumları



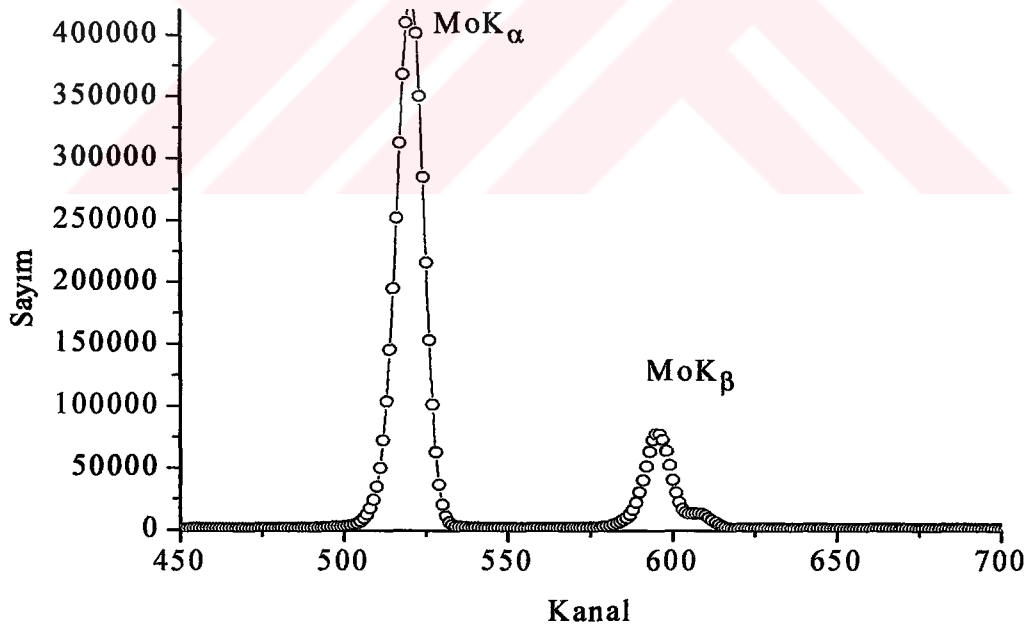
Şekil 22. Ca elementinin K X-ışını spektrumları



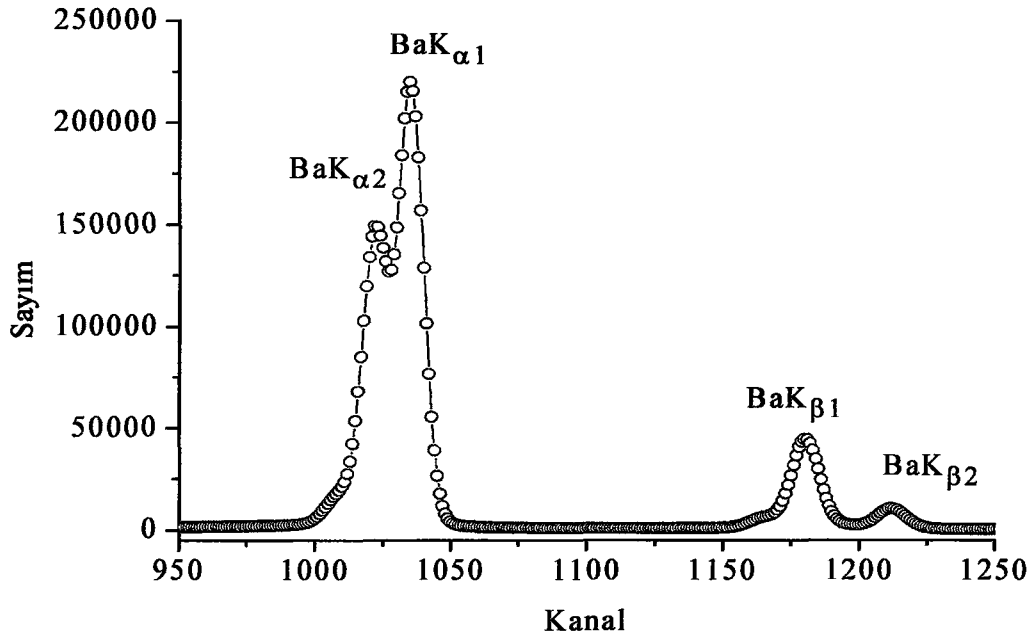
Şekil 23. Ti elementinin K X-ışını spektrumları



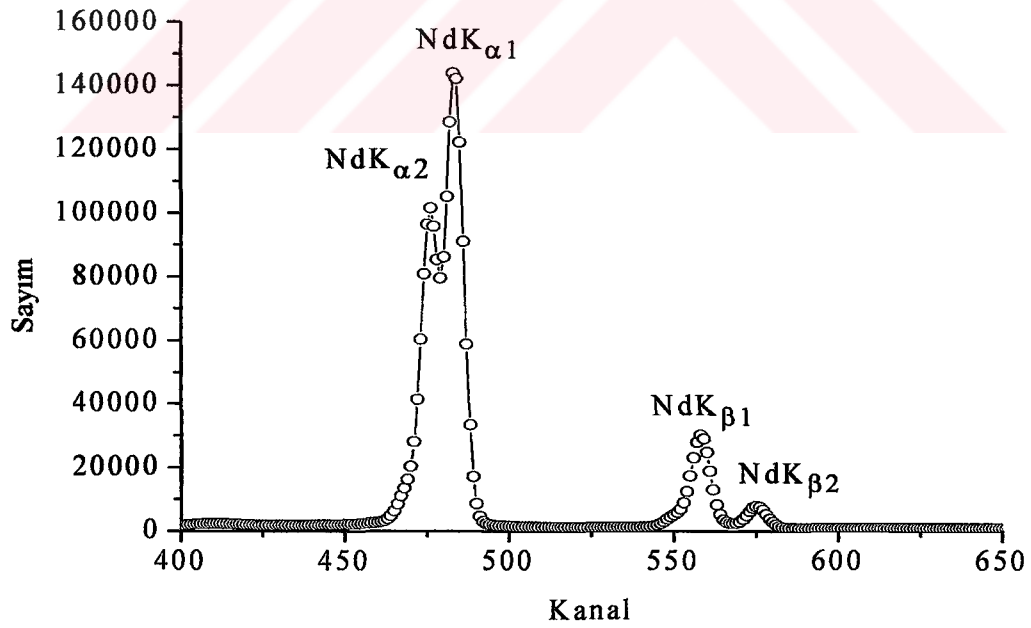
Şekil 24. V elementinin K X-ışını spektrumları



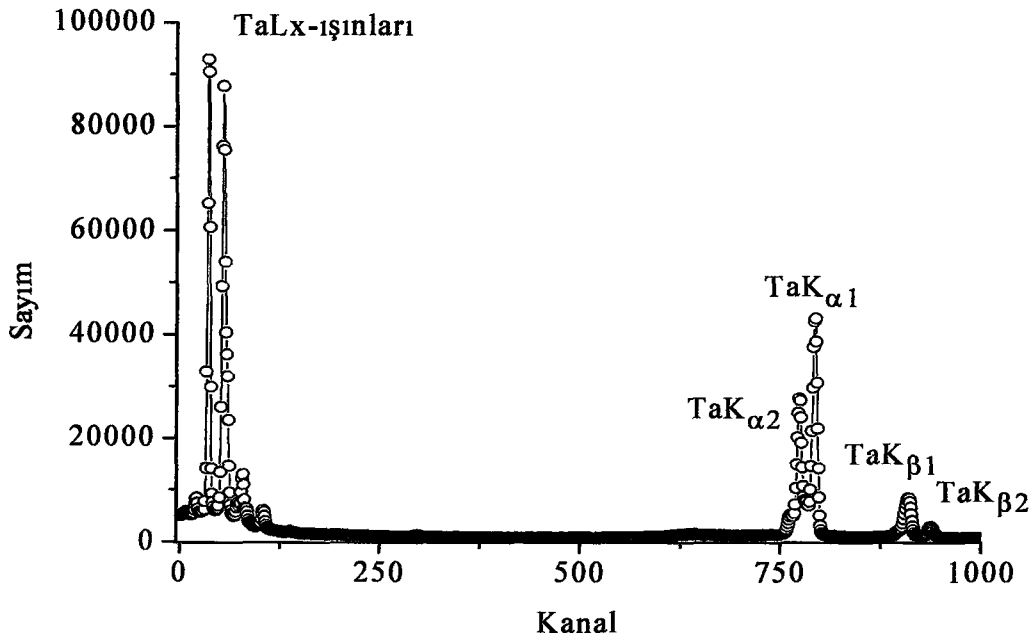
Şekil 25. Mo elementinin K X-ışını spektrumları



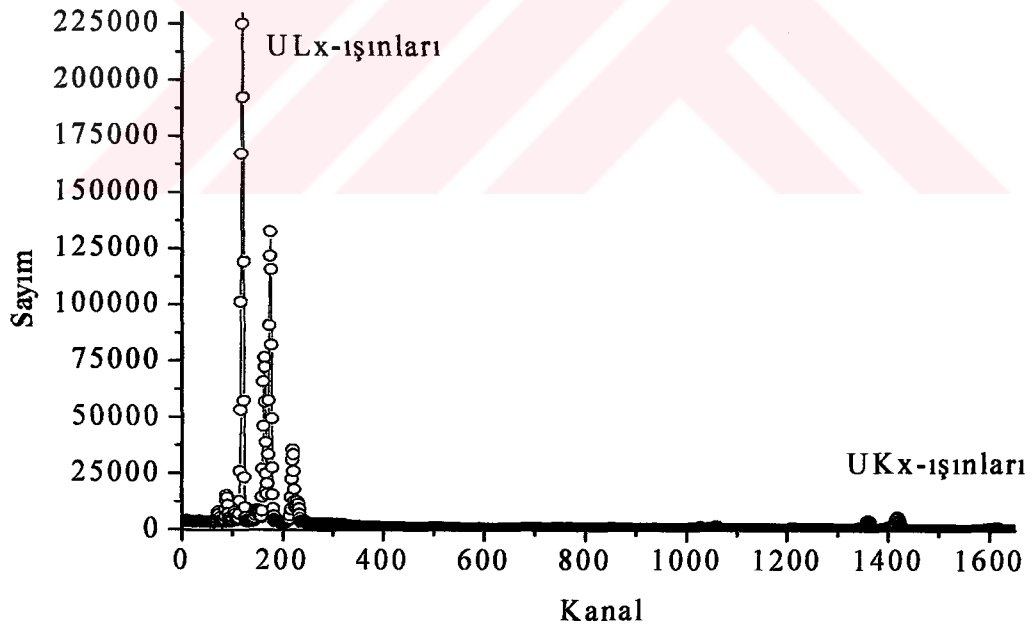
Şekil 26. Ba elementinin K X-ışını spektrumları



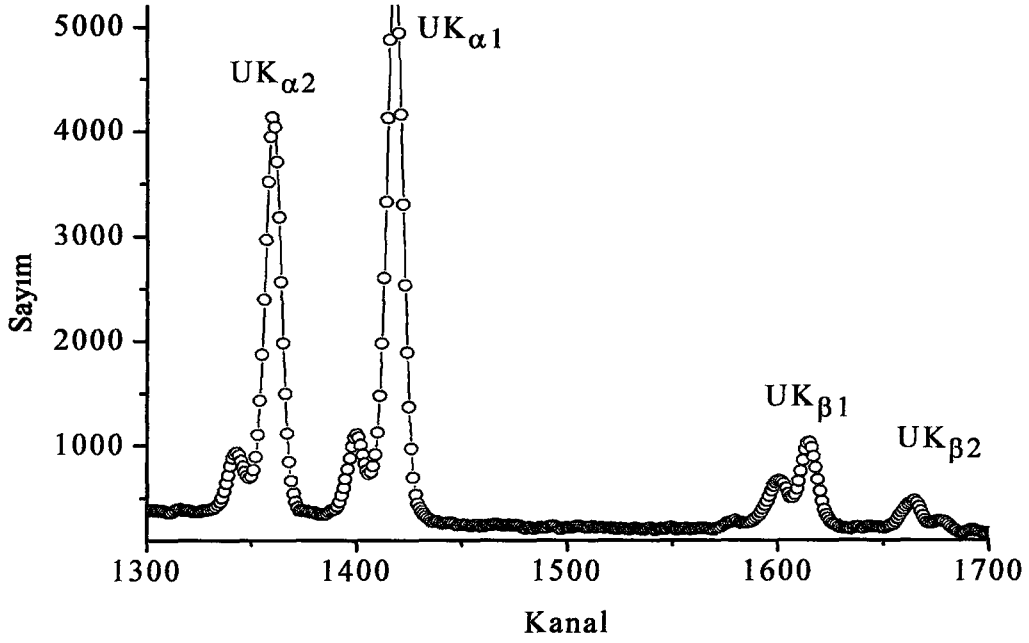
Şekil 27. Nd elementinin K X-ışını spektrumları



Şekil 28. Ta elementinin K X-ışını spektrumları



Şekil 29. U elementinin K ve L X-ışını spektrumları



Şekil 30. U elementinin K X-ışını spektrumları

3.2. Numunelerin Kütle Azaltma Katsayıları ve Soğurma Düzeltmesi Faktörleri

Şiddet ölçümlerine dayalı tüm çalışmalarda yayımlanan X-ışını şiddeti ile ölçülen X-ışını şiddeti farklıdır. Bu farklılığın nedeni numune içerisinde oluşturulan karakteristik X-ışınlarının numune atomları tarafından soğurulmasıdır ve ancak ölçülen X-ışını şiddetinin β faktörüne bölünmesiyle ortadan kalkmaktadır. β soğurma düzeltmesi faktörü ise enerjiye ve ilgili enerjideki kütle azaltma katsayısına (μ/ρ), numune atomlarına, X-ışınlarının numuneye geliş ve çıkış açıları ile numune kalınlığına bağlıdır.

Bu çalışmamızda dedektör verimi, şiddet oranları ve K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçişi ihtimaliyetinin ölçülmesinde β soğurma düzeltmesi faktörü her bir element ve enerji için ayrı ayrı hesaplandı. Dedektör verimi için hesaplanan kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve β soğurma düzeltmesi faktörü ile ilgili sonuçlar Tablo 11, 13 ve 15'te verilmiştir. Bununla birlikte Tablo 17'de ise şiddet oranları ve boşluk geçişi ihtimaliyeti ölçülecek numunelere ait kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve β soğurma düzeltmesi faktörü ile ilgili sonuçlar verilmiştir.

3.3. Si(Li) Dedektörünün Çeşitli Enerjilerindeki Verimlilik Eğrilerinin Tayini

Dedektör verimi deney geometrisi ile değiştiğinden her deneysel çalışma için dedektör verimi tayini yapılması gerekir. Böylece dedektör verimi yardımıyla K_{β}/K_{α} şiddet oranları ve dolayısıyla da tabakalar arası boşluk geçişi ihtimaliyeti değerleri hesaplanabilir.

Bu çalışmamızda numunelerin uyarılmasında farklı enerjilerde foton yayımlayan üç radyoaktif kaynak kullanıldığından her bir kaynak için dedektör verimi hesaplandı. 5,96 keV enerjili foton yayımlayan ^{55}Fe radyoaktif halka kaynak için dedektör verimi $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri Tablo 12’de verilmiştir. Aynı şekilde 59,543 keV enerjili foton yayımlayan ^{241}Am radyoaktif halka kaynağı için dedektör verimi $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri Tablo 14’te, 123,6 keV enerjili foton yayımlayan ^{57}Co radyoaktif halka kaynağı için $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri ise Tablo 16’da verilmektedir.

^{55}Fe , ^{241}Am ve ^{57}Co radyoaktif kaynaklarının kullanılmasıyla elde edilen $I_0G\epsilon$ değerlerinin ortalama karakteristik K X-ışını enerjilerine karşı elde edilen grafikleri sırasıyla Şekil 31, Şekil 32 ve Şekil 33’te verilmiştir. Bununla birlikte bu grafiklerin regrasyonu sonucu elde edilen Fit denklemleri, aşağıdaki denklem kullanılarak $I_0G\epsilon$ enerjinin bir fonksiyonu olacak şekilde deneysel verilere uygun hale getirilerek aynı şekiller üzerinde gösterilmiştir.

$$I_0G\epsilon = A_0 + B_1 E_x + B_2 E_x^2 + B_3 E_x^3 + B_4 E_x^4 + \dots \quad (63)$$

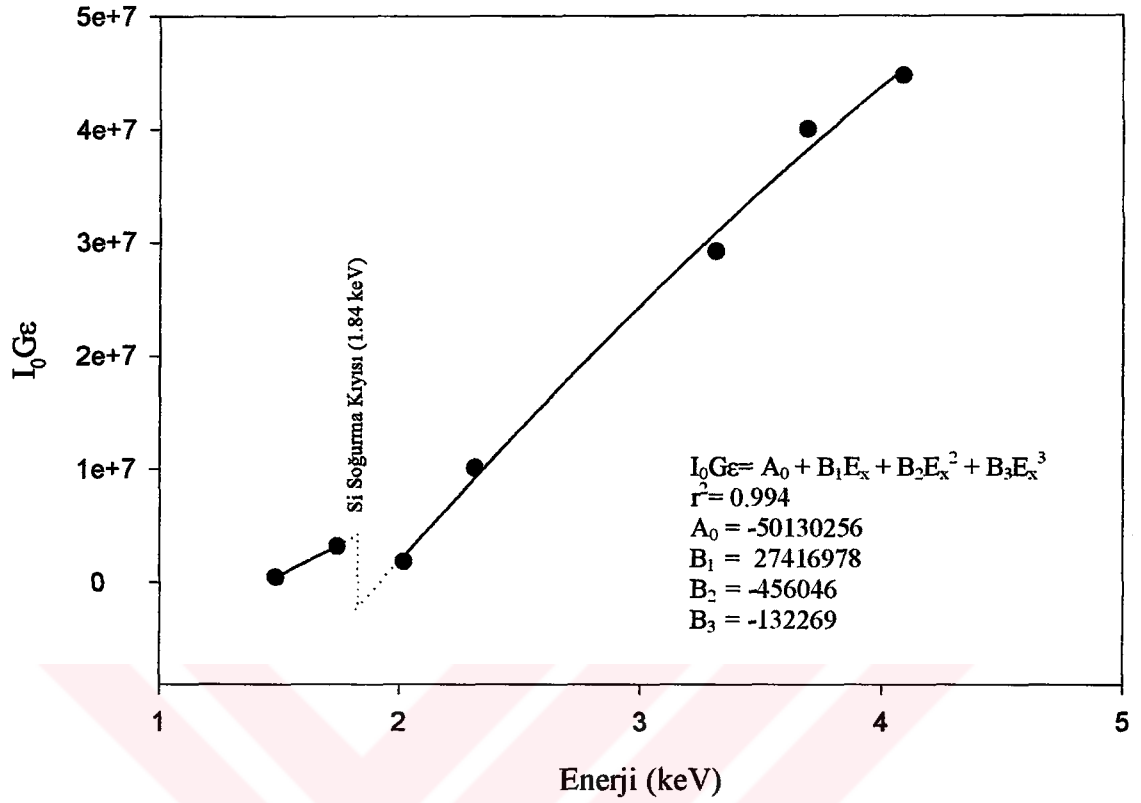
Bu denklemlerdeki E_x , K_{α} ve K_{β} X-ışınlarının enerjisi olup A_0 , B_1 , B_2 , B_3 , B_4 katsayıları ise sabit değerlerdir.

Tablo 11. ^{55}Fe kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Z	Element	Kim. Formülü	$E_0=0,00596$ MeV için $\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha}$ için		$E_{K\alpha-\beta}$ için		$\beta_{K\alpha}$
				$E_{K\alpha}$ MeV	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha-\beta}$ MeV	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	
13	Al	Al	118	-----	-----	0,001487	412	0,1145
14	Si	Si	150	-----	-----	0,001742	358	0,1162
15	P	P	176	-----	-----	0,002020	294	0,1221
16	S	S	216	-----	-----	0,002314	259	0,1174
19	K	K_2CO_3	195	0,003312	157	-----	---	0,0867
20	Ca	CaCO_3	167	0,003690	123	-----	---	0,0739
21	Sc	Sc_2O_3	271	0,004088	112	-----	---	0,0801

Tablo 12. 5,96 keV'de foton yayımlayan ^{55}Fe kaynağı için $I_0G\epsilon_{K\alpha}$ ve alt değerleri

Z	Element	Kim. Formülü	m_i Ana. Mad. Miktarı (gr/cm^2)	σ_K (5,96 keV) Fotoel. Tesir Kesiti (cm^2/gr)	ω_K Floresans Verim	f_{Ki} $K_{\alpha-\beta}$ Yay.İht.	σ_{Ki} Tesir Kesiti (cm^2/gr)	$I_0G\epsilon_{K\alpha}$
13	Al	Al	0,01508	108,2	0,039	1,000	4,220	456460
14	Si	Si	0,01508	137,4	0,050	1,000	6,870	3177200
15	P	P	0,01508	160,6	0,063	1,000	10,118	1823730
16	S	S	0,01508	196,0	0,078	1,000	15,288	10105722
19	K	K_2CO_3	0,01505	292,8	0,140	0,910	37,302	29211621
20	Ca	CaCO_3	0,01506	339,1	0,163	0,904	49,970	39993680
21	Sc	Sc_2O_3	0,01500	355,8	0,188	0,900	60,205	44739973



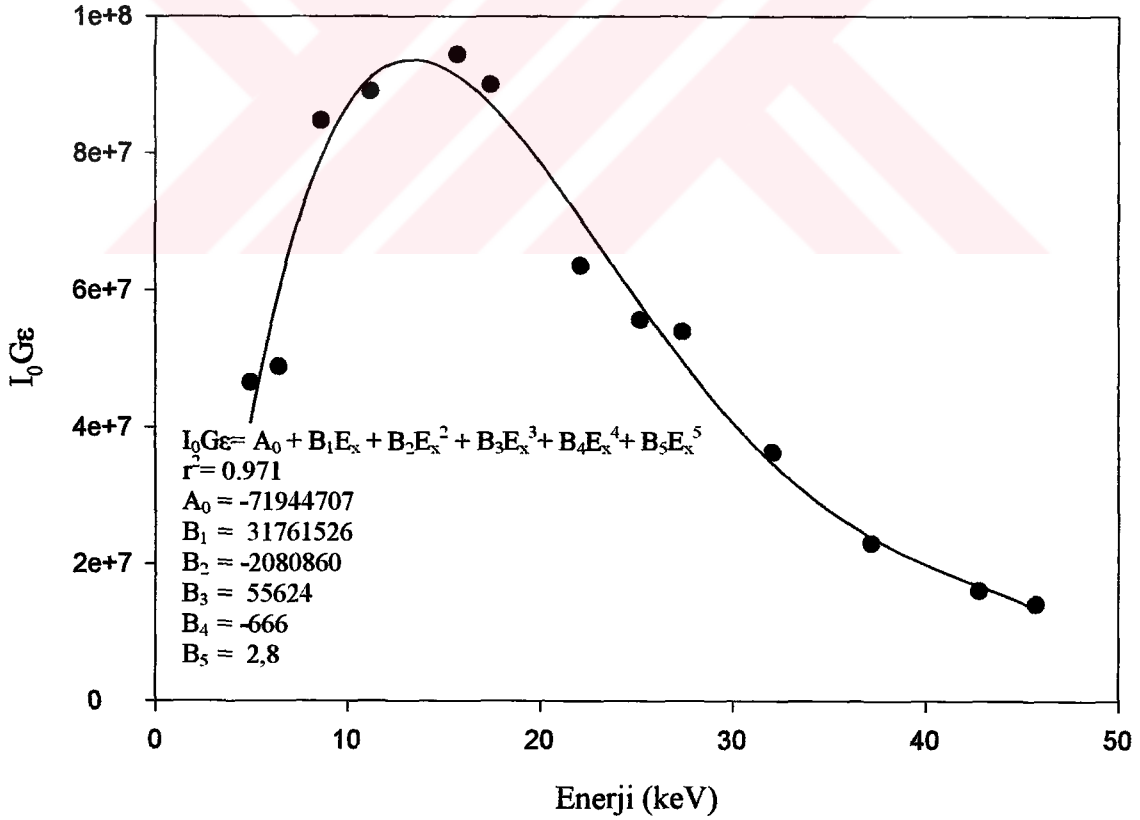
Şekil 31. ^{55}Fe radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I_0Ge 'nin enerji ile değişimi

Tablo 13. ^{241}Am kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	$E_0=0,059543$ MeV için	$E_{K\alpha}$ için		$\beta_{K\alpha}$
			$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm ² /gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm ² /gr)	
23	V	V ₂ O ₃	0,65	0,004949	80,8	0,4555
26	Fe	Fe	1,23	0,006400	71,0	0,6072
30	Zn	Zn	1,80	0,008631	47,7	0,7011
34	Se	Se	2,39	0,001121	32,3	0,7733
40	Zr	ZrO ₂	3,40	0,015746	19,1	0,8214
42	Mo	Mo	4,36	0,017443	18,8	0,8333
47	Ag	AgNO ₃	3,81	0,022103	9,13	0,8458
50	Sn	Sn	6,70	0,025192	11,5	0,8572
52	Te	Te	7,19	0,027378	10,0	0,8622
56	Ba	BaO ₂	7,08	0,032062	6,79	0,8591
60	Nd	Nd ₂ O ₃	9,06	0,037179	6,08	0,8508
64	Gd	Gd ₂ O ₃	10,4	0,042750	5,07	0,8462
66	Dy	Dy ₂ O ₃	11,2	0,045714	4,68	0,8417

Tablo 14. 59,543 keV’de foton yayımlayan ^{241}Am kaynağı için $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri

Z	Element	Kim. Formülü	m_i (gr/cm ²) Ana. Mad. mik.	σ_K (59,543 keV) Fotoel. Tesir Kesiti (cm ² /gr)	ω_K Floresans Verim	f_{Ki} K α - β Yay.İht.	σ_{Ki} Tesir Kesiti (cm ² /gr)	$I_0G\epsilon_{K\alpha}$
23	V	V ₂ O ₃	0,01539	0,589	0,243	0,896	0,1419	46457239
26	Fe	Fe	0,01508	0,899	0,340	0,892	0,2726	48779235
30	Zn	Zn	0,01508	1,384	0,474	0,890	0,6530	84749780
34	Se	Se	0,01508	1,894	0,589	0,874	1,0990	89029926
40	Zr	ZrO ₂	0,01506	3,090	0,730	0,854	1,9268	94393834
42	Mo	Mo	0,01508	3,539	0,765	0,847	2,6624	89990437
47	Ag	AgNO ₃	0,01507	4,789	0,831	0,836	3,8494	63593425
50	Sn	Sn	0,01508	5,445	0,862	0,829	4,5355	55643481
52	Te	Te	0,01508	5,831	0,877	0,824	4,9356	53939821
56	Ba	BaO ₂	0,01504	7,010	0,902	0,815	6,1015	36298992
60	Nd	Nd ₂ O ₃	0,01506	8,446	0,921	0,809	7,5321	23022426
64	Gd	Gd ₂ O ₃	0,01509	9,509	0,935	0,805	8,6903	16112234
66	Dy	Dy ₂ O ₃	0,01506	10,055	0,941	0,803	9,3576	14156568

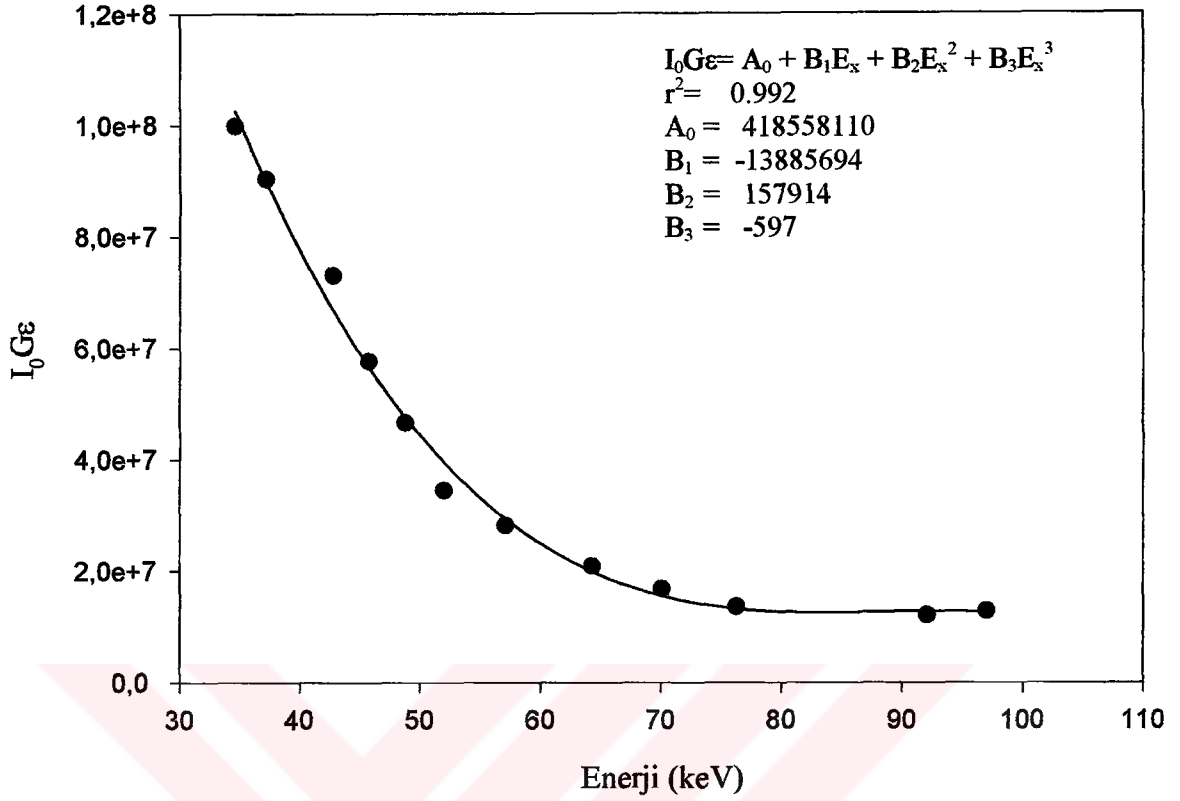
Şekil 32. ^{241}Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen $I_0G\epsilon$ 'nin enerji ile değişimi

Tablo 15. ^{57}Co kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	$E_0=0,1236$ MeV için	$E_{K\alpha}$ için		$\beta_{K\alpha}$
			$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm ² /gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm ² /gr)	
58	Ce	CeO ₂	1,18	0,039431	4,46	0,929
60	Nd	Nd ₂ O ₃	1,35	0,037179	6,08	0,933
64	Gd	Gd ₂ O ₃	1,58	0,042750	5,07	0,939
66	Dy	Dy ₂ O ₃	1,71	0,045714	4,68	0,940
68	Er	Er ₂ O ₃	1,86	0,488010	4,34	0,942
70	Yb	Yb ₂ O ₃	2,00	0,052014	4,02	0,943
73	Ta	Ta	2,51	0,057078	4,06	0,944
77	Ir	Ir	2,84	0,064303	3,50	0,945
80	Hg	HgSO ₄	2,15	0,070103	2,20	0,943
83	Bi	Bi ₂ O ₃	3,04	0,076246	2,75	0,943
90	Th	Th(CO ₃) ₂	2,67	0,092050	1,53	0,941
92	U	U(CH ₃ COO) ₂ O ₂ ·2H ₂ O	2,40	0,096977	1,25	0,940

Tablo 16. 123,6 keV'de foton yayımlayan ^{57}Co kaynağı için $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri

Z	Element	Kim. Formülü	m_i (gr/cm ²) Ana. Mad. Miktarı	σ_K (123,6 keV) Fotoelektrik Tesir Kesiti (cm ² /gr)	ω_K Floresans Verim	$f_{K\alpha}$ K α Yay. İht.	$\sigma_{K\alpha}$ Tesir Kesiti (cm ² /gr)	$I_0G\epsilon_{K\alpha}$
58	Ce	CeO ₂	0,015075	1,037	0,912	0,812	0,768	99908600
60	Nd	Nd ₂ O ₃	0,015057	1,149	0,921	0,809	0,856	90435693
64	Gd	Gd ₂ O ₃	0,015051	1,340	0,935	0,805	1,008	73123228
66	Dy	Dy ₂ O ₃	0,015033	1,452	0,941	0,803	1,097	57731302
68	Er	Er ₂ O ₃	0,015041	1,572	0,947	0,801	1,192	46642733
70	Yb	Yb ₂ O ₃	0,015022	1,684	0,951	0,800	1,281	34506345
73	Ta	Ta	0,015080	1,869	0,957	0,789	1,411	28198257
77	Ir	Ir	0,015080	2,110	0,962	0,785	1,593	20861326
80	Hg	HgSO ₄	0,015034	2,294	0,965	0,782	1,731	16774517
83	Bi	Bi ₂ O ₃	0,014999	2,485	0,968	0,779	1,873	13600798
90	Th	Th(CO ₃) ₂	0,015058	2,871	0,971	0,772	2,152	12044897
92	U	U(CH ₃ COO) ₂ O ₂ ·2H ₂ O	0,015057	2,982	0,972	0,771	2,234	12812670



Şekil 33. ^{57}Co radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen $I_0G\epsilon$ 'nin enerji ile değişimi

3.3. K_β/K_α Şiddet Oranları ve K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyeti (η_{KL}) Değerleri

Bu çalışmada, $16 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan 52 element için K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri (η_{KL}) ve K_β/K_α şiddet oranları deneysel olarak 5,96 keV enerjili foton yayımlayan ^{55}Fe , 59,543 keV enerjili foton yayımlayan ^{241}Am ve 123,6 keV enerjili foton yayımlayan ^{57}Co radyoaktif halka kaynakları kullanılarak ölçülmüştür. Aynı zamanda K_β/K_α şiddet oranlarının hesaplanmasında kullanılan kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörleri (β) değerleri Tablo 17'de verilmiştir.

Bu elementler için deneysel olarak bulunan K_β/K_α şiddet oranları, teorik değerler ile karşılaştırmalı olarak Tablo 18'de, teorik olarak hesaplanan ve deneysel olarak bulunan η_{KL} değerleri ise Tablo 19'da verilmiştir.

Deneysel ve teorik olarak bulunan K_{β}/K_{α} şiddet oranları ve boşluk geçişi ihtimaliyetleri (η_{KL}) değerleri artan atom numarasına karşı grafik edilerek Şekil 34 ve Şekil 35'te verilmiştir.

Tablo 17. $16 \leq Z \leq 92$ aralığındaki bazı elementlerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörleri (β)

Z	Element	Kimyasal Formülü	E_0 için (MeV)	$E_{K\alpha}$ için		$E_{K\beta}$ için		$\beta_{K\alpha}$	$\beta_{K\beta}$
				$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm ² /gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm ² /gr)	$E_{K\beta}$ (MeV)		
16	S	S	216	0,002307	262	0,002468	218	0,117	0,127
19	K	K ₂ CO ₃	195	0,003312	154	0,003589	125	0,087	0,094
20	Ca	CaCO ₃	167	0,003690	123	0,004012	97,2	0,079	0,079
21	Sc	Sc ₂ O ₃	271	0,004088	112	0,004459	88,0	0,087	0,092
22	Ti	Ti	441	0,004508	109	0,004931	85,5	0,090	0,093
23	V	V ₂ O ₃	0,65	0,004949	80,8	0,005427	62,4	0,456	0,531
24	Cr	Cr	0,98	0,005411	86,9	0,005947	67,0	0,553	0,624
25	Mn	MnO ₂	0,75	0,005895	59,5	0,006492	45,4	0,529	0,604
23	Fe	Fe	1,23	0,006400	71,0	0,007059	54,3	0,607	0,675
27	Co	Co	1,34	0,006925	63,2	0,007649	60,0	0,637	0,650
28	Ni	Ni	1,54	0,007472	59,7	0,008265	45,3	0,650	0,714
29	Cu	Cu ₂ O	1,15	0,008041	38,3	0,008907	28,9	0,726	0,780
30	Zn	Zn	1,80	0,008631	47,7	0,009572	35,9	0,701	0,759
33	As	As ₂ O ₃	1,75	0,010532	28,3	0,011730	21,0	0,748	0,799
34	Se	Se	2,39	0,0011210	32,3	0,012503	24,0	0,773	0,819
37	Rb	Rb ₂ CO ₃	2,30	0,013375	19,9	0,014980	14,6	0,796	0,837
38	Sr	SrCl ₂ .6H ₂ O	1,28	0,014142	14,4	0,015859	10,5	0,779	0,826
40	Zr	ZrO ₂	3,40	0,015746	19,1	0,017700	13,9	0,821	0,856
41	Nb	Nb	4,12	0,016584	20,3	0,018661	14,8	0,827	0,859
42	Mo	Mo	4,36	0,017443	18,8	0,019648	13,7	0,833	0,864
47	Ag	AgNO ₃	3,81	0,022103	9,13	0,025008	6,56	0,846	0,871
48	Cd	Cd	6,10	0,023108	13,0	0,026166	9,31	0,853	0,876
49	In	In	6,44	0,024138	12,3	0,027354	8,80	0,855	0,876
50	Sn	Sn	6,70	0,025192	11,5	0,028573	8,22	0,855	0,878

Tablo 17'nin devamı

51	Sb	Sb	7,02	0,026272	10,9	0,029821	7,75	0,858	0,878
52	Te	Te	7,19	0,027378	10,0	0,031103	7,15	0,862	0,880
56	Ba	BaO ₂	7,08	0,032062	6,79	0,036535	4,81	0,859	0,874
57	La	La	9,14	0,033297	7,96	0,037966	5,63	0,858	0,872
58	Ce	CeO ₂	7,88	0,034564	6,30	0,039431	4,46	0,855	0,868
59	Pr	Pr ₃ O ₄	1,32	0,035858	6,48	0,040930	4,58	0,931	0,946
60	Nd	Nd ₂ O ₃	1,35	0,037179	6,08	0,042460	4,29	0,933	0,947
62	Sm	Sm ₂ O ₃	1,47	0,039906	5,56	0,045622	3,92	0,936	0,949
63	Eu	Eu ₃ O ₃	1,54	0,041313	5,36	0,047253	3,78	0,937	0,949
64	Gd	Gd ₂ O ₃	1,58	0,042750	5,07	0,048918	3,57	0,939	0,951
65	Tb	Tb ₄ O ₇	1,62	0,044218	4,79	0,050618	3,38	0,940	0,951
66	Dy	Dy ₂ O ₃	1,71	0,045714	4,68	0,052352	3,30	0,940	0,952
67	Ho	Ho ₂ O ₃	1,78	0,047242	4,51	0,054123	3,17	0,941	0,952
68	Er	Er ₂ O ₃	1,86	0,048801	4,34	0,055930	3,06	0,942	0,952
69	Tm	Tm ₂ O ₃	1,93	0,050392	4,20	0,057772	2,96	0,943	0,953
70	Yb	Yb ₂ O ₃	2,00	0,052014	4,02	0,059652	2,83	0,943	0,952
71	Lu	Lu ₂ O ₃	2,08	0,053670	3,32	0,061572	2,74	0,944	0,954
73	Ta	Ta	2,51	0,057078	4,06	0,065529	2,85	0,944	0,952
74	W	W	2,59	0,058832	3,90	0,067564	2,74	0,945	0,953
75	Re	Re	2,68	0,060620	3,77	0,069642	2,65	0,945	0,953
77	Ir	Ir	2,84	0,064303	3,50	0,073919	2,46	0,945	0,953
79	Au	Au	3,03	0,068133	3,27	0,078367	2,30	0,945	0,952
80	Hg	HgSO ₄	2,15	0,070103	2,20	0,080656	1,56	0,944	0,951
81	Tl	Tl ₂ O ₃	2,85	0,072113	2,73	0,082991	1,92	0,945	0,951
82	Pb	PbO ₂	2,68	0,074159	2,41	0,085370	1,70	0,948	0,954
83	Bi	Bi ₂ O ₃	3,04	0,076246	2,75	0,087796	1,81	0,943	0,951
90	Th	Th(CO ₃) ₂	2,67	0,093334	1,48	0,106169	1,09	0,937	0,943
92	U	U(CH ₃ COO) ₂ O ₂ · 2H ₂ O	2,40	0,098428	1,21	0,111898	0,904	0,941	0,944

Tablo 18. Elementlerin K X-ışınları şiddet oranlarının karşılaştırılması

Z	Element	Kimyasal Formülü	K_{β} / K_{α}		
			Deneysel	T*	Hata*
16	S	S	0,0591±0,004	0,0659	-10,50
19	K	K ₂ CO ₃	0,1126±0,008	0,1211	-7,52
20	Ca	CaCO ₃	0,1228±0,006	0,1315	-7,22
21	Sc	Sc ₂ O ₃	0,1268±0,005	--	--
22	Ti	Ti	0,1282±0,008	0,1355	-5,54
23	V	V ₂ O ₃	0,1294±0,006	0,1367	-5,34
24	Cr	Cr	0,1342±0,005	0,1337	0,37
25	Mn	MnO ₂	0,1440±0,004	0,1385	3,97
26	Fe	Fe	0,1324±0,005	0,1391	-4,82
27	Co	Co	0,1390±0,007	--	--
28	Ni	Ni	0,1330±0,003	0,1401	-6,76
29	Cu	Cu ₂ O	0,1359±0,003	0,1379	-1,41
30	Zn	Zn	0,1379±0,005	0,1410	-2,18
33	As	As ₂ O ₃	0,1511±0,005	0,1560	-3,15
34	Se	Se	0,1612±0,005	0,1624	-0,73
37	Rb	Rb ₂ CO ₃	0,1806±0,007	0,1780	1,46
38	Sr	SrCl ₂ .6H ₂ O	0,1812±0,009	0,1831	-1,03
40	Zr	ZrO ₂	0,1898±0,008	0,1913	-0,79
41	Nb	Nb	0,1993±0,008	--	--
42	Mo	Mo	0,2016±0,004	0,1981	1,76
47	Ag	AgNO ₃	0,2096±0,004	0,2130	-1,62
48	Cd	Cd	0,2035±0,006	--	--
49	In	In	0,2098±0,009	--	--
50	Sn	Sn	0,2086±0,011	0,2230	-6,46
51	Sb	Sb	0,2248±0,005	0,2266	-0,81
52	Te	Te	0,2194±0,008	--	--
56	Ba	BaO ₂	0,2472±0,005	0,2433	1,52
57	La	La	0,2542±0,005	--	--

Tablo 18'un devamı

58	Ce	CeO ₂	0,2460±0,005	--	--
59	Pr	Pr ₃ O ₄	0,2376±0,005	--	--
60	Nd	Nd ₂ O ₃	0,2402±0,005	0,2504	0,24
62	Sm	Sm ₂ O ₃	0,2451±0,008	--	--
63	Eu	Eu ₃ O ₃	0,2549±0,003	0,2549	0,00
64	Gd	Gd ₂ O ₃	0,2622±0,005	0,2570	2,02
65	Tb	Tb ₄ O ₇	0,2515±0,007	0,2575	-2,33
66	Dy	Dy ₂ O ₃	0,2461±0,009	--	--
67	Ho	Ho ₂ O ₃	0,2609±0,008	--	--
68	Er	Er ₂ O ₃	0,2549±0,007	0,2612	-2,41
69	Tm	Tm ₂ O ₃	0,2609±0,005	--	--
70	Yb	Yb ₂ O ₃	0,2589±0,005	0,2634	-1,71
71	Lu	Lu ₂ O ₃	0,2669±0,009	--	--
73	Ta	Ta	0,2704±0,005	0,2682	0,82
74	W	W	0,2710±0,005	0,2698	1,11
75	Re	Re	0,2684±0,009	--	--
77	Ir	Ir	0,2724±0,005	--	--
79	Au	Au	0,2680±0,005	0,2772	-3,32
80	Hg	HgSO ₄	0,2794±0,003	0,2788	0,22
81	Tl	Tl ₂ O ₃	0,2695±0,005	--	--
82	Pb	PbO ₂	0,2822±0,007	0,2821	0,04
83	Bi	Bi ₂ O ₃	0,2896±0,009	--	--
90	Th	Th(CO ₃) ₂	0,3141±0,010	0,2952	6,37
92	U	U(CH ₃ COO) ₂ O ₂ . 2H ₂ O	0,3152±0,009	0,2975	5,88

* Ölçülen deneysel değerlerle teorik değerlerin uyum derecesi (%)

T* Scofield [52]

Tablo 19. Elementlerin K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin teorik ve diğer deneysel değerlerle karşılaştırılması

Z	Element	Kimyasal Formülü	η_{KL}						
			Deneysel	Fit	T ^a	T ^b	D*	Teorik	%Hata*
16	S	S	1,812±0,054	1,825	--	1,807	--	1,803	0,50
17	Cl	Cl	--	1,779	--	1,751	--	1,766	--
18	Ar	Ar	--	1,735	--	1,697	--	1,729	--
19	K	K ₂ CO ₃	1,669±0,050	1,693	--	1,654	--	1,692	-1,36
20	Ca	CaCO ₃	1,632±0,049	1,651	1,595	1,621	--	1,656	-1,45
21	Sc	Sc ₂ O ₃	1,602±0,048	1,612	--	1,594	--	1,62	-1,11
22	Ti	Ti	1,574±0,047	1,573	1,548	1,566	--	1,584	-0,63
23	V	V ₂ O ₃	1,544±0,061	1,536	--	1,539	--	1,549	-0,32
24	Cr	Cr	1,509±0,044	1,500	1,495	1,508	--	1,515	-0,04
25	Mn	MnO ₂	1,467±0,044	1,465	--	1,478	--	1,481	-0,41
26	Fe	Fe	1,453±0,042	1,432	1,439	1,447	--	1,448	0,33
27	Co	Co	1,415±0,057	1,400	--	1,418	--	1,416	-0,07
28	Ni	Ni	1,394±0,042	1,369	1,375	1,388	--	1,384	0,72
29	Cu	Cu ₂ O	1,361±0,041	1,339	--	1,357	--	1,354	0,52
30	Zn	Zn	1,330±0,040	1,310	1,316	1,326	--	1,324	0,45
31	Ga	Ga	--	1,283	--	1,294	--	1,295	--
32	Ge	Ge	--	1,256	1,255	1,263	--	1,267	--
33	As	As ₂ O ₃	1,238±0,037	1,231	--	1,232	--	1,241	-0,24
34	Se	Se	1,204±0,036	1,206	1,200	1,202	--	1,215	-0,91
35	Br	Br	--	1,183	--	1,174	--	1,190	--
36	Kr	Kr	--	1,161	1,149	1,149	--	1,166	--
37	Rb	Rb ₂ CO ₃	1,123±0,045	1,140	--	1,125	1,12 ^c	1,143	-1,75
38	Sr	SrCl ₂ .6H ₂ O	1,104±0,055	1,119	1,104	1,102	1,10 ^c	1,122	-1,60
39	Y	Y	--	1,100	--	1,081	1,07 ^c	1,101	--
40	Zr	ZrO ₂	1,064±0,032	1,081	1,064	1,062	1,03 ^c	1,081	-1,57
41	Nb	Nb	1,042±0,031	1,064	--	1,045	1,02 ^c	1,063	-1,98
42	Mo	Mo	1,026±0,041	1,047	1,030	1,029	1,02 ^c	1,045	-1,82
43	Tc	Tc	--	1,031	--	1,014	--	1,028	--
44	Ru	Ru	--	1,016	1,000	1,000	--	1,012	--
45	Rh	Rh	--	1,002	--	0,987	--	0,998	--

Tablo 19'un devamı

46	Pd	Pd	--	0,988	0,963	0,975	--	0,984	--
47	Ag	AgNO ₃	0,967±0,029	0,975	--	0,964	--	0,971	-0,41
48	Cd	Cd	0,962±0,038	0,963	0,952	0,953	--	0,958	0,42
49	In	In	0,950±0,028	0,952	--	0,944	--	0,947	0,32
50	Sn	Sn	0,943±0,037	0,941	0,932	0,934	--	0,937	0,21
51	Sb	Sb	0,924±0,037	0,931	--	0,925	--	0,927	-0,32
52	Te	Te	0,923±0,046	0,922	0,914	0,917	0,908 ^d	0,918	0,11
53	I	I	--	0,913	--	0,909	--	0,909	--
54	Xe	Xe	--	0,905	0,899	0,902	--	0,902	--
55	Cs	Cs	--	0,897	--	0,895	--	0,894	--
56	Ba	BaO ₂	0,882±0,026	0,890	0,887	0,888	0,905 ^d	0,888	-0,68
57	La	La	0,873±0,035	0,883	--	0,882	0,892 ^d	0,882	-1,02
58	Ce	CeO ₂	0,874±0,053	0,877	0,876	0,876	0,869 ^d	0,876	0,34
59	Pr	Pr ₃ O ₄	0,877±0,026	0,871	--	0,871	0,866 ^d	0,871	0,69
60	Nd	Nd ₂ O ₃	0,872±0,035	0,866	0,865	0,866	0,861 ^d	0,867	-0,35
61	Pm	Pm	--	0,861	--	0,861	--	0,863	--
62	Sm	Sm ₂ O ₃	0,862±0,026	0,857	0,857	0,857	0,864 ^d	0,859	-0,35
63	Eu	Eu ₃ O ₃	0,853±0,034	0,853	--	0,853	0,861 ^d	0,855	-0,23
64	Gd	Gd ₂ O ₃	0,846±0,042	0,849	0,850	0,85	0,844 ^d	0,852	-0,70
65	Tb	Tb ₄ O ₇	0,851±0,025	0,846	--	0,847	0,847 ^d	0,849	0,24
66	Dy	Dy ₂ O ₃	0,852±0,025	0,842	0,843	0,843	0,832 ^d	0,846	-0,47
67	Ho	Ho ₂ O ₃	0,841±0,034	0,840	--	0,841	0,834 ^d	0,843	-0,24
68	Er	Er ₂ O ₃	0,843±0,051	0,837	0,836	0,838	0,839 ^d	0,841	0,24
69	Tm	Tm ₂ O ₃	0,836±0,033	0,835	--	0,835	--	0,839	-0,36
70	Yb	Yb ₂ O ₃	0,831±0,025	0,832	0,831	0,833	--	0,836	0,60
71	Lu	Lu ₂ O ₃	0,836±0,042	0,830	--	0,831	--	0,834	-0,24
72	Hf	Hf	--	0,829	0,826	0,829	--	0,832	--
73	Ta	Ta	0,822±0,049	0,827	--	0,827	0,829 ^e	0,830	-0,96
74	W	W	0,823±0,041	0,825	0,821	0,825	0,855 ^e	0,828	-0,60
75	Re	Re	0,824±0,058	0,824	--	0,823	0,904 ^e	0,826	-0,24
76	Os	Os	--	0,822	0,816	0,821	--	0,823	--
77	Ir	Ir	0,819±0,025	0,821	--	0,819	--	0,821	-0,24
78	Pt	Pt	--	0,819	0,813	0,818	--	0,819	--

Tablo 19'un devamı

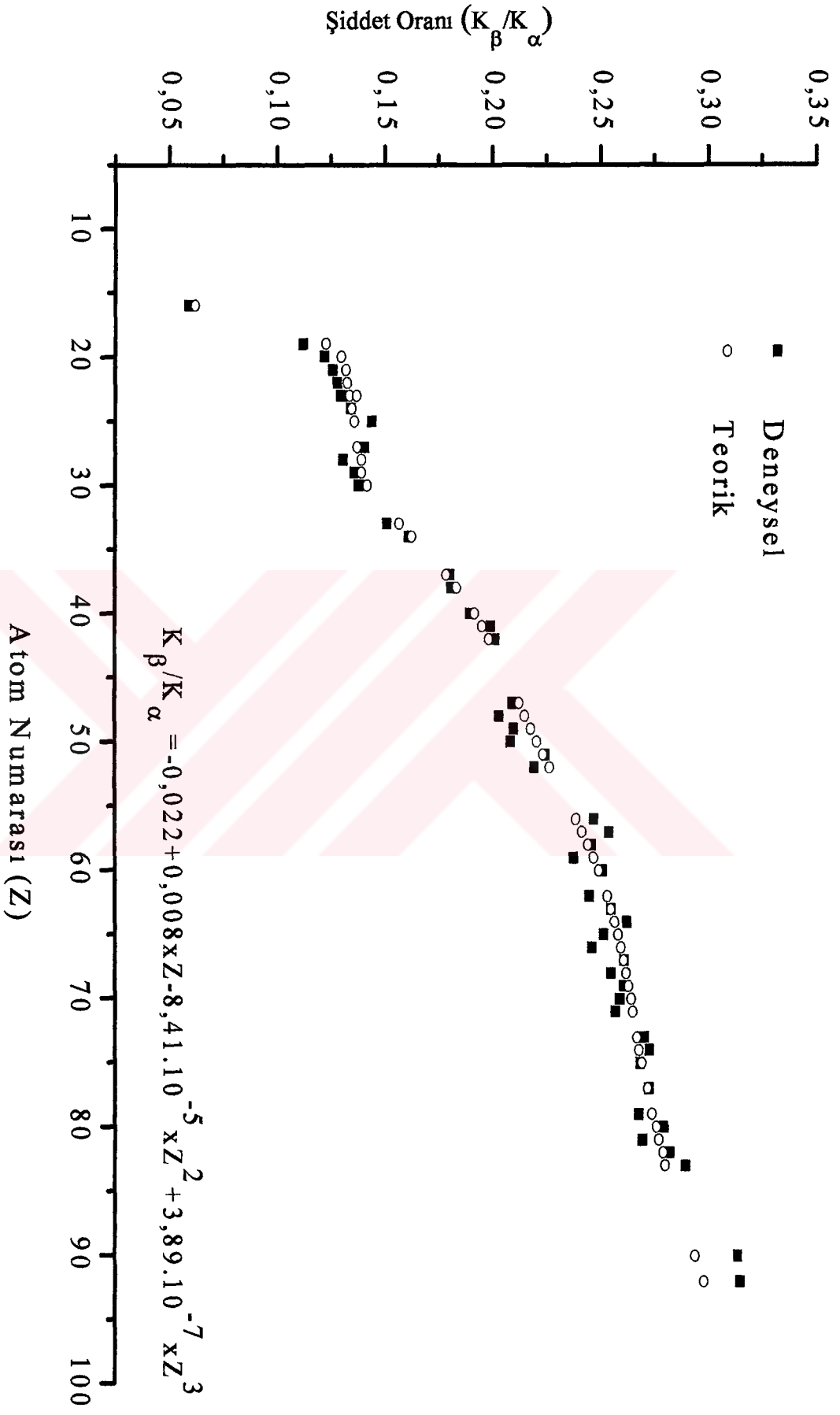
79	Au	Au	0,820±0,024	0,818	--	0,816	0,815 ^e	0,817	0,37
80	Hg	HgSO ₄	0,811±0,032	0,816	0,809	0,813	0,815 ^e	0,815	-0,49
81	Tl	Tl ₂ O ₃	0,816±0,024	0,815	--	0,812	0,795 ^e	0,812	0,49
82	Pb	PbO ₂	0,809±0,040	0,813	0,806	0,811	0,805 ^e	0,810	-0,12
83	Bi	Bi ₂ O ₃	0,803±0,032	0,811	--	0,809	0,637 ^e	0,808	0,12
84	Po	Po	--	0,810	0,805	0,807		0,806	--
85	At	At	--	0,808	--	0,805		0,803	--
86	Rn	Rn	--	0,805	0,802	0,804		0,801	--
87	Fr	Fr	--	0,803	--	0,803		0,799	--
88	Ra	Ra	--	0,800	0,798	0,801		0,797	--
89	Ac	Ac	--	0,797	--	0,799		0,796	--
90	Th	Th(CO ₃) ₂	0,774±0,056	0,794	0,795	0,797	0,636 ^e	0,794	-1,26
91	Pa	Pa	--	0,791	--	0,795		0,793	--
92	U	U(CH ₃ COO) ₂ O ₂ ·2H ₂ O	0,770±0,055	0,787	0,793	0,794	0,682 ^e	0,792	-1,26

T^a Rao ve arkadaşları [20]T^b Schönfeld ve arkadaşları [24]

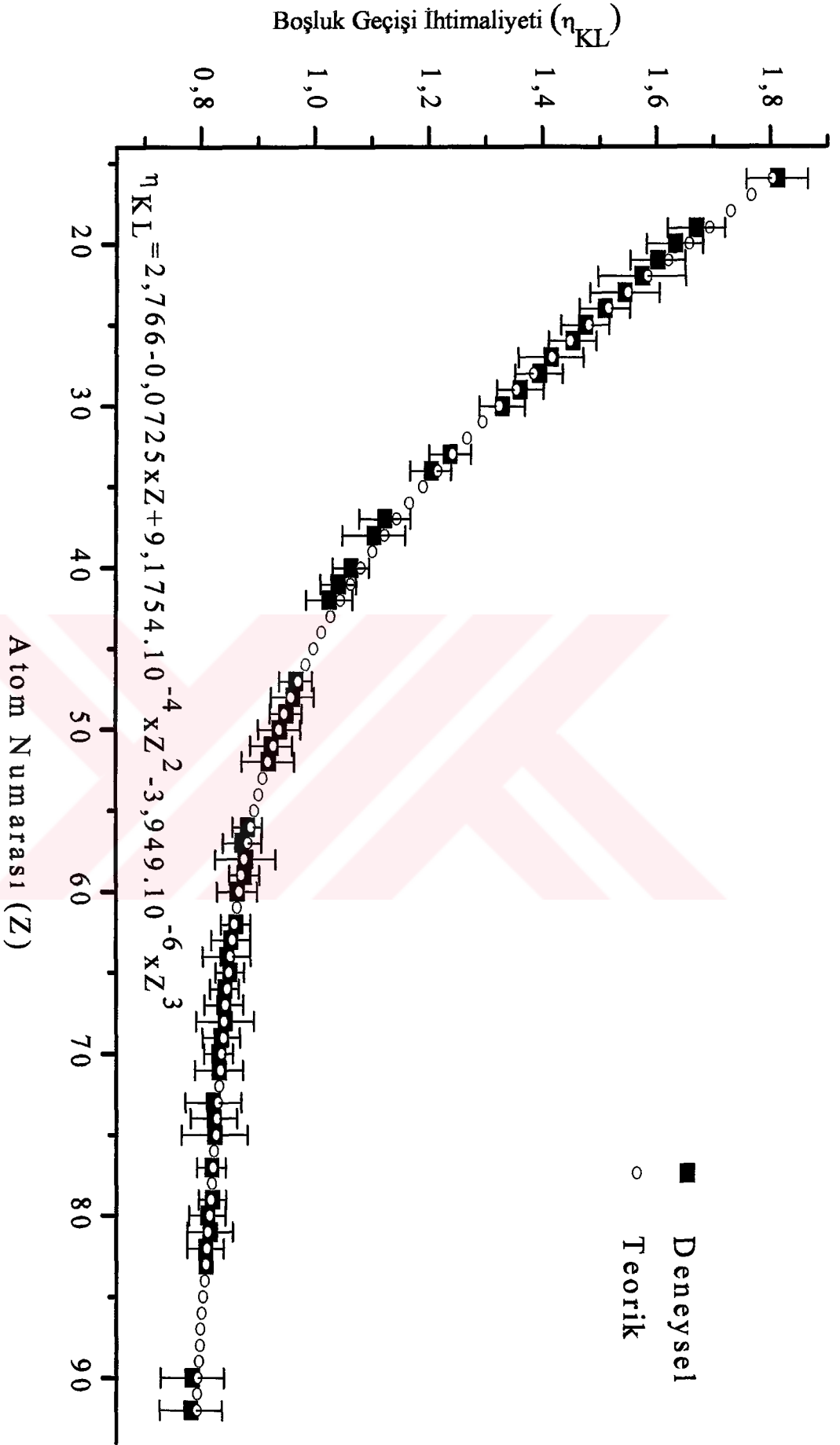
D* Diğer araştırmacıların deneysel ölçümleri

^c Puri ve arkadaşları [21]^d Ertuğral ve arkadaşları [27]^e Ertuğrul ve arkadaşları [25]

* Ölçülen deneysel değerlerle teorik değerlerin uyum derecesi (%)



Şekil 34. $16 \leq Z \leq 92$ aralığındaki bazı elementlerin K X-ışını şiddet oranlarının atom numarası ile değişimi



Şekil 35. Deneysel ve teorik boşluk geçişi ihtimaliyetlerinin atom numarası ile değişimi

4. SONUÇLAR

Bu tezde $16 \leq Z \leq 92$ aralığındaki elementler için bu elementlere ait karakteristik K X-ışınları yardımıyla K tabakasından L tabakasına olan boşluk geçişi ihtimaliyetinin ölçülmesi planlanmıştır.

Çalışmamızda, K_{β}/K_{α} şiddet oranları kullanılmak suretiyle K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri deneysel olarak elde edilmiştir. Bu metot, denklem (55)'te görüldüğü gibi söz konusu elementlerin K tabakalarını uyarabilecek derecede enerjiye sahip fotonlar kullanılarak, K tabakasından meydana getirilen bir boşluğun karakteristik X-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaliyeti olan K tabakasına ait floresans verimi ile L ve M, N gibi üst tabakasındaki elektronların K tabakasındaki boşlukları doldurmaları sonucu meydana gelen karakteristik K_{α} ve K_{β} X-ışınlarının şiddet oranlarının kullanılması esasına dayanmaktadır. Ayrıca bu metot, diğer yöntemlerden farklı olarak, düşük atom numaralı elementlerden yüksek atom numaralı elementlere kadar sadece K tabakasını uyararak boşluk geçişi olasılığının bulunmasına imkan sağlar. Oysa diğer metotlarda tek veya iki radyoizotop kaynak kullanılarak numunelerin hem K tabakalarının hem de L tabakalarının uyarılmasıyla meydana gelen karakteristik X-ışınları yardımıyla boşluk geçişi ihtimaliyetleri elde edilmiştir.

Bu çalışmada, ilk olarak elementlerin $I_0G\epsilon$ faktörü ve alt değerleri elde edildi. Bunun için numuneler farklı enerjilerde foton yayımlayan filtre edilmiş (5,96 keV enerjili foton yayımlayan ^{55}Fe , 59,543 keV enerjili foton yayımlayan ^{241}Am , 123,6 keV enerjili foton yayımlayan ^{57}Co) radyoaktif kaynaklar ile uyarılarak oluşan karakteristik K_{α} X-ışını tepelerinin alanları ölçülmüştür. Her üç radyoaktif kaynak için, $I_0G\epsilon$ faktörü yani dedektör verimlilik eğrilerinin hesaplanması için kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 7, 8 ve 9'da verilmiştir. Yine Tablo 12, 14 ve 16'de hesaplanan $I_0G\epsilon$ ve alt değerleri verilmiştir. Daha sonra hesaplanan bu değerler denklem (63) ile verilen fonksiyona fit edilmiş ve fit eğrisi, fit katsayıları ve fitin deneysel sonuçlarla uyumun derecesinin bir ölçüsünü temsil eden R^2 katsayıları ile birlikte Şekil 31, 32 ve 33'te sunuldu. Şekillerden görüldüğü gibi, R^2 katsayıları 1'e çok yakın bir değere sahip oldukları için $I_0G\epsilon$ faktörünü temsil eden fit

fonksiyonları 1,487–96,977 keV enerji aralığında kullanılabilir. Burada deneysel olarak hesapladığımız $I_0G\epsilon$ faktöründeki hata şiddet ölçümleri, β soğurma düzeltmesi faktörünün hesaplanmasında kullanılan gelme ve yayınlanma açıları ile kütle azaltma katsayılarından ve kalınlık ölçümlerinden kaynaklanmaktadır. Si(Li) dedektörüne ait verimlilik eğrileri teorik olarak bulunamadığından bulduğumuz deneysel sonuçları teorik sonuçlarla karşılaştırmak mümkün olmamıştır.

İkinci olarak bu $I_0G\epsilon$ eğrileri temsil eden fonksiyonlardan yararlanarak elementlere ait K_β/K_α karakteristik X-ışını şiddet oranları, denklem (57) yardımıyla bulunmuştur. Deneysel olarak bulunan bu sonuçlar Scofield'in [52] bulduğu teorik değerleriyle karşılaştırmalı bir şekilde Tablo 18'de verilmiştir. Bununla birlikte Şekil 34'te ise K_β/K_α karakteristik X-ışını şiddet oranlarının atom numarasına karşı değişim grafiği verilmiştir. Bu grafikten görüldüğü üzere, incelediğimiz elementlerin K_β/K_α oranları artan atom numarasıyla 3. dereceden bir polinoma uyacak şekilde düzgünce artmaktadır ve bu artışa ait fit denklemi aynı şekil üzerinde verilmiştir. Bunun nedeni ise atom numarası artıka atomun dış tabakalarının sayısının artmasıdır.

Bilindiği gibi boşluk transfer katsayısı η_{KL} , K kabuğundaki meydana getirilen boşluk başına L kabuğunda üretilen boşlukların sayısı olarak tanımlanır. Bu çalışmamızda, farklı enerjilerde foton yayımlayan ^{55}Fe , ^{241}Am , ^{57}Co radyoaktif halka kaynakları ile S elementinden U elementine kadar geniş bir aralıkta bulunan 52 elementin K tabakalarının uyarılması sonucu meydana gelen karakteristik K_α ve K_β X-ışınları sayılmış ve deneysel olarak ilk kez bizim tarafımızdan denklem (55)'te gösterilen metod kullanılmak suretiyle, K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri ölçülmüştür. Denklem (55)'te kullanılan K tabakasına ait fluouresans verim (ω_K) değerleri Bambynek'in tablosundan [49] alınmıştır.

Deneysel olarak bulduğumuz η_{KL} değerleri, teorik değerler ve diğer araştırmacıların değerleri ile karşılaştırılmış ve teorik değerler ile aradaki fark yüzde olarak Tablo 19'da verilmiştir. Ayrıca elde edilen deneysel değerler, atom numarasının 3. dereceden polinomu olarak fit edilmiş olup fit denklemi ve katsayıları ile birlikte Şekil 35'te verilmiştir. Bu fit değerleri kullanılarak elde edilen boşluk geçiş ihtimaliyetleri de Tablo 19'da gösterilmiştir.

Bu tür çalışmalarda bu tür farklılıklar ölçme hata sınırları içerisinde kabul edildiğinden bulduğumuz değerlerin diğer araştırmacıların değerleriyle uyum içerisinde olduğunu söyleyebiliriz. Ayrıca tam bir karşılaştırma yapabilmek için mevcut deneysel

değerler, teorik değerler ile atom numarasının fonksiyonu olacak şekilde Şekil 35'te grafik edilmiştir. Şekil 35 ve Tablo 19'dan görüldüğü gibi K tabakasından L tabakasına geçiş ihtimaliyeti (η_{KL}) atom numarası arttıkça azalmaktadır. Bunun nedeni atom numarası arttıkça atomun dış tabakalarının sayısı artmakta, dolayısıyla dış tabakalarda bulunan elektron sayısı artmakta ve böylece K tabakasındaki bir boşluğun L tabakasına geçme ihtimaliyeti azalmaktadır.

Deneysel olarak ölçülmüş değerlerdeki toplam hata %2-7 arasında tahmin edilmektedir. Bu hata, η_{KL} değerlerinin bulunmasında kullandığımız (55) bağıntısındaki, dolayısıyla da (57) bağıntılarındaki parametrelerin ölçümlerinden kaynaklanmıştır. Bu hatalar sırasıyla, karakteristik K_{α} ve K_{β} X-ışınları piklerinin altındaki alanlardan ($\leq\%3$), soğurma düzeltmesi faktörü oranından ($\leq\%2$), $I_0G\epsilon$ faktöründen ($\leq\%5-7$) ve diğer sistematik hatalardan ($\leq\%2-3$) olarak tahmin edilmektedir.

Şiddetlendirme etkisi matrisin muhtevasına çok kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Bu bağıllık matrisin uyarma enerjisine göre de değişmektedir. EDXRF çalışmalarında, özellikle biyolojik ve jeolojik numunelerin kantitatif ve kalitatif analizlerinde şiddetlendirme etkisinin göz önüne alınması gerekir. Fakat bizim yaptığımız çalışmalarda Tablo 10'da özellikleri verilen numunelerimizin saf olması, aynı zamanda bileşik halinde bulunan numunelerdeki matris elementlerin analit elementlerden daha düşük atom numaralı olmasından dolayı şiddetlendirme etkisi göz önüne alınmamıştır.

Bu ve benzeri çalışmalarda azda olsa havanın, dedektör penceresi ve ölü tabakanın da etkisinin olduğu muhakkaktır. Dolayısıyla bu tür çalışmaların vakum ortamında yapılması deneysel ölçümlerin daha da doğru bir şekilde ölçülmesi ve hataların ise daha da minimuma indirilmesini sağlayacaktır.

Elde edilen sonuçlar, kullandığımız metodun bütün atomlar için K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetini ölçmeye imkan verdiğini göstermektedir. Ayrıca elde ettiğimiz sonuçların teorik sonuçlarla mukayesesinde diğer metotlara göre daha uyumlu olduğu sonucuna da varılmıştır. Bu bakımlardan kullanılan metodun bilime bir yenilik getirdiği ve ilgili araştırmacılar için faydalı olacağı kanaatindeyiz.

5. ÖNERİLER

Bu tezde üç farklı radyoizotop kaynak kullanılarak ve sadece elementlerin K tabakasının uyarılmasıyla $16 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan 52 tane elementin K tabakasından L tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetleri deneysel ve teorik olarak ölçülmüştür. Bu konudaki çalışmaların vakum ortamında yapılarak şu ana kadar yapılan çalışmalardan farklılığı araştırılabilir. Ayrıca yine bu aralıktaki elementlerin teorik olarak hesaplanan K tabakasına ait floresans verimleri, deneysel olarak ölçülebilir.

Farklı radyoizotop kaynak kullanarak aynı elementler için K tabakasından L tabakasına boşluk transferi ölçülebilir. Yine literatürden gerekli teorik ve deneysel verileri toplayarak L tabakasından M tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyetinin teorik ve deneysel ölçümlerinin yapılabilmesi için daha kolay ve basit olacak şekilde yeni bir denklem geliştirilebilir.

Bu konudaki çalışmaların XRF tekniğinde gelişen analizör ve dedektör teknolojisine paralel olarak tekrar edilmesinde fayda olduğunu da düşünmekteyiz.

6. KAYNAKLAR

1. Scofield, J. H., Radiative Decay Rates of Vacancies in the K and L Shells, Phy. Rev. A, 179 (1969) 1, 9-15.
2. Nelson, G. G., Saunders, B. G. ve Salem, S. I., K X-Ray Transition Probabilities, Atomic Data, 1 (1970) 377-384.
3. Manson, S. T., X-Ray Emission Rates in the Hartree-Slater Approximation, At. Data and Nucl. Data Tab., 4 (1974) 111-120.
4. Scofield, J. H., Hartree-Fock Values of L X-Ray Emission Rates, Phy. Rev. A, 10 (1974) 1507-1510.
5. Chen, M. H. ve Crasemann, B., Relativistic Radiationless Transition Probabilities for Atomic K and L Shell, At. Data and Nucl. Data Tab., 24 (1979) 13-37.
6. Doğan, O., Şimşek, Ö., Turgut, Ü. ve Ertuğrul, M., L X-ray Intensity Ratios in Heavy Elements at 59.5 and 122 keV Photons, J. Of Radio. And Nucl. Chem., 232 (1998) 1-2, 143-146.
7. Hubbell, J. H., Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV, NSRDS-NBS, 29 (1969).
8. Storm, E. ve Israel, I. H., Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100, Nuclear Data Tables, A7 (1970) 565-681.
9. Scofield, J. H., Theoretical Photoionization Cross Sections from 1 to 1500 keV, Lawrence Livermore Laboratory (UCRL), (1973) No: 513626.
10. Hubbell, J. H., Viegele, W. J., Briggs, E. A., Brown, R. T., Cromer, D. T. ve Hooverton, R. J., Atomic form Factors, Incoherent Scattering Functions and Photon Scattering Cross Sections, J. Phys. Ref. Data, 4 (1975), 471-616.
11. Scofield, J. H., Hartree-Slater Subshell Photoionization Cross-Section at 1254-1487 eV, J. Electron Spec. And Rel. Phenomena, 8 (1976) 129-137.
12. Krause, M. O., Ricci, E., Sparks, C. J. ve Nestor, C.W., Calculation of X-Ray Fluorescence Cross Sections for K and L shells, Adv. X-Ray Anal., 21 (1978) 119-127.
13. Krause, M. O., Nestor, C. W., Sparks, C. J. ve Ricci, E., X-Ray Fluorescence Cross Sections for K and L X-Rays of the Elements, Oak Ridge National Laboratory (ORNL) (1978) 5399.

14. Hubbell, J. H., Gimn, H. A. ve Overbo, I., Pair, Triplet and Total Atomic Cross-Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV- 100 GeV Photons in Element $Z=1$ to 100, J. Phys. Chem. Ref. Data, 9 (1980) 1023-1147.
15. Cohen, D. D., Average L Shell Fluorescence Yields, Nucl. Inst. And Meth.B, 22 (1987) 55-88.
16. Chen, M. H. ve Crasemann, B., Relativistic Radiationless Transition Probabilities for Atomic K and L Shell, At. Data and Nucl. Data Tab., 24 (1989) 13-37.
17. Ertuğrul, M., Şimşek, Ö., Doğan, O. ve Turgut, Ü., Direct Determination of Total Atomic Attenuation, Total Atomic Photoelectric and Total Atomic Scattering Cross Sections, J. Radio. And Nucl. Chem., 213 (1996) 1, 37-44.
18. Doğan, O., Şimşek, Ö., Turgut, Ü. ve Ertuğrul, M., Measurement of L_i , L_α , L_β and L_γ X-Ray Fluorescence Cross-Sections in Heavy Elements Excited by 59.5 and 123.6 keV Photons, Physica Scripta, 56 (1997) 580-583.
19. Turgut, Ü., Büyükkasap, E., Şimşek, Ö., Ertuğrul, M. ve Doğan, O., Determination of X-Ray Total Attenuation Coefficient in Zr, Ag, in for Energy Range Between 10.5-111.9 keV, Acta Physica Polonica A, 93 (1998) 693-700.
20. Rao, P. V., Chen, M. H. ve Crasemann, B., Atomic Vacancy Distributions Produced by Inner-Shell Ionization, Phy. Rev. A, 5 (1972) 3, 997-1012.
21. Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N. ve Trehan, P. N., Measurements of K to L Shell Vacancy Transfer Probabilities for the Elements $37 \leq Z \leq 42$, Nucl. Inst. And Meth. B, 73 (1993) 443-446.
22. Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N. ve Trehan, P. N., Measurements of L to M Shell Vacancy Transfer Probabilities for the Elements in the Atomic Region $70 \leq Z \leq 92$, Nucl. Inst. And Meth. B, 74 (1993) 347-351.
23. Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N., Hubbell, J. H. ve Trehan, P. N., Production of L_i Subshell and M Shell Vacancies Following Inner-Shell Vacancy Production, Nucl. Inst. And Meth. B, 83 (1993) 21-30.
24. Schönfeld, E. ve Janßen, H., Evaluation of Atomic Shell Data, Nucl. Inst. And Meth. A, 369 (1996) 527-5303.
25. Ertuğrul, M., Doğan, O., Şimşek, Ö. ve Turgut, Ü., Measurement of Probabilities for Vacancy Transfer from K to L Shell of the Elements $73 \leq Z \leq 92$, Phy. Rev. A, 55 (1997) 303-306.
26. Ertuğrul, M., Doğan, O. ve Şimşek, Ö., Measurement of Radiative Vacancy Distributions for the L_2 , L_3 Subshell and M Shell of Some Elements with Atomic Range $69 \leq Z \leq 92$, Radiat. Phys. Chem., 49 (1997) 221-224.

27. Ertuğral, B., Cevik, U., Tirasoglu, E., Kopya, A. İ., Ertuğrul, M. ve Doğan, O., Measurement of K to L Shell Vacancy Transfer Probabilities for the Elements $52 \leq Z \leq 68$, J. Of Quantitative Spectroscopy & Radiat. Transfer, 78 (2003) 163-169.
28. Ertugrul, M., Measurement of total, Radiative and Radiationless (Auger) Vacancy Transfer Probabilities from K to L_i ($i=1,2,3$) Subshell of Ho and Er, Spectrochimica Acta Part B, 57 (2003) 63-71.
29. Çalışkan, B., Ertugrul, M., Öz, E. ve Erdogan, H., Measurement of Radiative Vacancy Distributions for the L_2 , L_3 Subshell and M Shell of Some Elements with Atomic Range $41 \leq Z \leq 68$, J. Of Quantitative Spectroscopy & Radiat. Transfer, 74 (2002) 139-146.
30. Ertuğrul, M., Measurement of Coster-Cronig Vacancy Transfer Factor for the L_3 Subshell X-Rays of Au, Hg, Pb, Tl, Bi, Th and U at 59.5 keV, Applied Radiation and Isotopes, 57 (2002) 62-66.
31. Ertuğrul, M., Measurement of $L_{3\beta_1}$, $L_{3\alpha}$, $L_{3\beta_2}$, $L_{2\beta}$, $L_{2\gamma}$, $L_{1\beta}$ and $L_{1\gamma}$ X-Rays Production Cross- Sections for Tl, Pb and Bi Elements at 59.5 keV, Nucl. Inst. And Meth. B, 179 (2001) 459-464.
32. Ertuğrul, M., Determination of Probabilities of Vacancy Transfer from K to L_i Subshell using L X-Rays production Cross- Sections, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 36 (2003) 2275-2282.
33. Ertuğrul, M., Vacancy Transfer Probability Dependence on Relative L X-Rays Intensities in the Atomic Range $57 \leq Z \leq 92$, Nucl. Inst. And Meth. In Phy. Sec. B: Beam Int., 111 (1996) 229.
34. Ertuğrul, M., Measurement of L_3 to M Shell Vacancy Transfer Probabilities of Th and U, Radiochimica Acta, 90 (2002) 885-887.
35. Doğan, O., Si(Li) Dedektörü ile Karakteristik X-Işınlarmın Floresans Tesir Kesitlerinin ve Boşluk Geçişi İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi Atatürk Ün., Erzurum, (Yayımlanmamış) 1995.
36. Ertuğrul, M., Measurement of Total, Radiative and Radiationless (Auger) Vacancy Transfer Probabilities from K to L_i Subshell of Cs, Ba and La, J. Analytical Atomic Spect., 17 (2002) 64-68.
37. Ertuğrul, M., Measurement of total Radiative and Radiationless (Auger) Vacancy Transfer Probabilities from K to L_i Subshell of Sm and Tb, J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 252 (2002) 545-550.
38. Ertuğrul, M., Measurement of Vacancy Production Probability per Photon in the Atomic K Shell, J. Analytical Atomic Spect., 16 (2001) 771-773.

39. Simsek, O., Measurement of Probabilities of Radiative Vacancy Transfer from the L_3 Subshell to the M Shell and the N shell for Pb, Th and U, J. Physics B-Atomic Molecular and Optical Phys., 35 (2002) 1045-1050.
40. Durak, R. ve Ozdemir, Y., Measurement of K to L and M Shell Radiative Vacancy Transfer Probabilities in Lanthanide Elements by 59.54 keV Photons, X-Ray Spect., 29 (2000) 151-154.
41. Durak, R. ve Ozdemir, Y., K to L and M Shell Radiative Vacancy Transfer Probability Measurements in Some Elements from Nd to Pb, J. Physics B-Atomic Molecular and Optical Phys., 31 (1998) 3575-3581.
42. Siebahn, K., Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Company, 1 (1974) 38-39.
43. Jerkins, R., Manne, R., Robin, R. ve Senemaud, C., Nomenclature, Symbols, Units and Their Usage in Spectrochemical Analysis, Nomenclature System for X-Ray Spectroscopy, X-Ray Spect., 20 (1991) 149.
44. Kaya A., $55 \leq Z \leq 92$ Bölgesinde Bazı Elementlerin L X-ışını Üretim Tesir Kesitlerinin ve Alt Tabaka Floresans verimlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Ün., Erzurum, (Yayımlanmamış) 1998.
45. Ertuğral, B., $52 \leq Z \leq 68$ Bölgesinde Bazı Elementlerin K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Ün., Trabzon, (Yayımlanmamış) 1999.
46. URL-1, <http://jan.ucc.nau.edu/~wittke/Microprobe/Course%20Overview.html>, Energy Dispersive Analysis Detectors, 15 Haziran 2004.
47. Debertin, K. ve Hemler, R. G., Gamma and X-Ray Spektrometry With Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishers, New York, U.S.A., (1988) 94-100.
48. Ertuğrul, M., Si (Li) Dedektörü ile Karakteristik X ışınlarının Açısal Dağılımlarının, Polarizasyonlarının, Tesir Kesitlerinin ve Şiddet Oranlarının Ölçülmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üni., Erzurum, (Yayımlanmamış) (1994).
49. Bambynek, W., X-Ray and Shell Processes in Atoms, Molecular and Solids A. Meisel, Leipzig, DDR, (1984).
50. Broll, N., Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, X-Ray Spekt., 15 (1986) 271-285.
51. Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Coursey, J.S. ve Zucker, D. S., XCOM: Photon Cross Sections Database, NIST Standart Reference Database 8 (XGAM), (1998).
52. Scofield, J. H., Relativistic Hartree-Slater Values For K and L Shell X-Ray Emission Rates, At. Data and Nucl. Data Tab., 14 (1974) 121-137.

53. Chen, M. H. ve Crasemann, B., Relativistic Radiationless Transition Probabilities for Atomic K and L Shell, *At. Data and Nucl. Data Tab.*, 41 (1979) 256-285.



ÖZGEÇMİŞ

1968 yılında Trabzon'un Çarşıbaşı ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Çarşıbaşı'nda tamamladı. 1985 yılında Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümünde başladığı eğitimini 1989 yılında tamamladı.

1990 yılında başladığı askerlik görevini 1991 yılında tamamladı. 1992-1996 yılları arasında Bingöl ve Bursa'da öğretmenlik görevinde bulundu. 1996 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Giresun Eğitim Fakültesi Sınıf Öğretmenliği Bölümüne Araştırma Görevlisi olarak atandı. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı. 1998 yılında K.T.Ü Giresun Fen-Edebiyat Fakültesine geçiş yaptı. Prof. Dr Ali İhsan KOBYA yönetiminde hazırladığı "52≤Z≤68 Bölgesinde Bazı Elementlerin K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi" isimli teziyle 1999 yılında Yüksek Lisans eğitimini tamamladı. 2000 yılında aynı Ana Bilim Dalında Doktora eğitimine başladı. Science Index Expanded (SCI-EXPANDED) kapsamında yer alan uluslar arası dergilerde 4 makalesi yayınlanmış olup 2 makalesi de baskıdadır. Ayrıca ulusal sempozyumlarda sunulmuş 8 bildirisi vardır.

Evli ve iki çocuk babası olan Birol ERTUĞRAL halen görevine devam etmektedir ve İngilizce bilmektedir.