



**U, Pb, Hf, Sm ve Sb ELEMENTLERİNİN BAZI
L ALT TABAKA X-IŞINLARININ AÇISAL
DAĞILIMLARININ DENEYSEL TAYİNİ**

Tuba AKKUŞ

Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

2016

Her Hakkı Saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**U, Pb, Hf, Sm ve Sb ELEMENTLERİNİN BAZI L ALT TABAKA
X-IŞINLARININ AÇISAL DAĞILIMLARININ DENEYSEL TAYİNİ**

Tuba AKKUŞ

**FİZİK ANABİLİM DALI
Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı**

**ERZURUM
2016**

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

U, Pb, Hf, Sm ve Sb ELEMENTLERİNİN BAZI L ALT TABAKA
X-IŞINLARININ AÇISAL DAĞILIMLARININ DENEYSEL TAYİNİ

Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'nin danışmanlığında, Tuba AKKUŞ tarafından hazırlanan bu çalışma 15/07/2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı – Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı'nda Doktora tezi olarak ~~oybirliği/oy çokluğu~~ (5/5) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

İmza :

Üye : Prof. Dr. Demet YILMAZ

İmza :

Üye : Prof. Dr. Paşa YALÇIN

İmza :

Üye : Doç. Dr. Önder METİN

İmza :

Üye : Doç. Dr. Sevil DURDAĞI

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu 05.08.2016 tarih ve 31./.../17 nolu kararı ile onaylanmıştır.


Prof. Dr. Ertan YILDIRIM
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Doktora Tezi

U, Pb, Hf, Sm ve Sb ELEMENTLERİNİN BAZI L ALT TABAKA X-IŞINLARININ AÇISAL DAĞILIMLARININ DENEYSEL TAYİNİ

Tuba AKKUŞ

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

Bu çalışmada L x-ışınlarının polar ve azimutal saçılma açısına bağlılığı incelenmiştir. Si (Li) dedektör kullanılarak 59,54 keV foton enerjisinde beş elementin (U, Pb, Hf, Sm ve Sb) L_L , L_α , L_β ve L_γ x-ışını diferansiyel tesir kesitleri, bazı farklı azimutal saçılma açılarında (30° , 20° , 10° , 0° , -10° , -20° ve -30°) ve polar saçılma açılarında (85° , 95° , 105° , 115° , 125° ve 135°) ölçülmüştür. Spektrumların sayma zamanı ve geometrik verim açısından kontrolü için, numunelerin içine seryum oksit ilâve edildi. Polar saçılma açılarında L_L ve L_α x-ışınlarında açığa bağlılık gözlemlenirken L_β ve L_γ x-ışınlarında açığa bağlılık gözlemlenmemiştir. Ancak azimutal saçılma açılarında L_L , L_α ve L_γ x-ışınlarında açığa bağlılık gözlemlenirken L_β x-ışınlarında açığa bağlılık gözlemlenmemiştir.

Çalışmanın ikinci kısmında bu elementlerin anizotropi ve alignment parametreleri hesaplanmıştır. L_α x-ışınlarında anizotropi parametreleri L_L x-ışınlarından büyük bulunmuştur.

Çalışmanın üçüncü kısmında L x-ışınlarının şiddetlendirme etkileri deneysel olarak hesaplanmıştır. Çalışılan numunelerde şiddetlendirme etkilerinin şiddete katkıları %3,13 ile %7,61 arasında değişmektedir.

2016, 74 sayfa

Anahtar Kelimeler: X-ışını, polar saçılma açısı, azimutal saçılma açısı, anizotropi parametresi, alignment parametresi, şiddetlendirme etkisi.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE ANGULAR DISTRIBUTION OF SOME L SUBSHELL X-RAYS OF U, Pb, Hf, Sm and Sb

Tuba AKKUŞ

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Discipline of Atomic and Molecular Physics

Supervisor: Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

In this work the azimuthal and polar scattering angle dependence of some L x-rays has been investigated. The differential cross-sections of L_l, L_α, L_β and L_γ x-rays of five elements (U, Pb, Hf, Sm and Sb) measured for some azimuthal scattering angles ($30^\circ, 20^\circ, 10^\circ, 0^\circ, -10^\circ, -20^\circ$ and -30°) and polar scattering angles ($85^\circ, 95^\circ, 105^\circ, 115^\circ, 125^\circ$ and 135°) at 59,54 keV photon energy by using a Si(Li) detector. Cerium oxide was added into the all sample for the control of the counting time and the geometric efficiency of the counting system. It is found that the intensities of L_l and L_α x-rays are depend on the polar scattering angle but L_β and L_γ x-rays are not. On the other hand differential cross-sections for the L_l, L_α and L_γ x-rays depended on the azimuthal scattering angles; but the L_β x-rays have isotropic distribution for the azimuthal scattering angles mentioned above.

At the second section of our work, the anisotropy and alignment parameters of these elements have been measured. The obtained anisotropy parameters of L_α x-rays are higher than that of L_l x-rays.

At third section of our work, the enhancement effects of the L x-rays were calculated experimentally. The enhancement percents are ranging from %3,13 to %7,61 for the sample under investigation.

2016, 74 pages

Keywords: X-ray, polar scattering angle, azimuthal scattering angle, anisotropy parameter, alignment parameter, enhancement effect.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alıŐma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümü'nde hazırlanmıştır. Bu çalışmanın planlanmasında ve yürütülmesinde bilgi, deneyim ve tecrübeleriyle her zaman yanımda olan çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'e sonsuz teŐekkürlerimi sunarım.

ÇalıŐmalarım süresince baŐta Sayın Prof. Dr. Demet YILMAZ, Sayın Prof. Dr. Ali GÜROL ve Sayın Prof. Dr. Lütfü DEMİR olmak üzere görüŐ, öneri ve bilgilerini benden esirgemeyen hocalarıma ve tüm Fizik Bölümü elemanlarına teşekkür ederim.

Laboratuvar çalıŐmalarım süresince benden desteğini esirgemeyen Sayın Dr. Zeynep UZUNOĞLU ve tüm çalışma arkadaşlarıma ayrıca teşekkür ederim.

TeŐvik ve destekleri ile her zaman yanımda olan çok değerli aileme de teŐekkürlerimi sunarım.

Tuba AKKUŞ

Temmuz, 2016

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	8
2.1. Atomik Işıma.....	13
2.1.1. Elektrik dipol ışınması.....	8
2.1.2. Elektrik kuadrapol ışınması.....	10
2.1.3. Manyetik dipol ışınması.....	11
2.2. X-Işınları.....	13
2.3. X Işınlarının üretilmesi.....	13
2.3.1. Sürekli X-Işınları.....	10
2.3.2. Karakteristik X-Işınları.....	11
2.4. Açısal Momentum.....	16
2.5. Kuantum Sayıları.....	16
2.6. Küresel Simetri.....	17
2.7. Elektromanyetik Dalgalarının Kutuplanması.....	18
2.8. İzotropi ve Anizotropi.....	20
2.9. Tesir Kesiti.....	21
2.10. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	23
2.11. Matris Etkileri.....	25
2.11.1. Şiddetlendirme etkileri.....	25
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	28
3.1. X-Işını Flöresans Tekniği.....	28
3.2. Enerji Ayrımlı X-Işını Flöresans Spektrometresi.....	29
3.3. Sayma Sistemi.....	31

3.4. Numunelerin Hazırlanması.....	33
3.5. Açısal Dağılım İle İlgili Hesaplamalar.....	34
3.6. Dedektör Veriminin Ölçülmesi	37
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	40
4.1. L X-Işınlarnn Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Bulunması.....	40
4.2. L X-Işınlarnn Anizotropi ve Alignment Parametrelerinin Bulunması.....	54
4.3. Şiddetlendirme Etkilerinin Bulunması	58
4.4. Dedektör Veriminin Hesaplanması	60
5. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	64
KAYNAKLAR	71
ÖZGEÇMİŞ	75

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

A_2	Alignment Parametresi
E_0	Numuneye Gelen Fotonların Enerjisi
E_e	Elektrik Dipolün Elektrik Alanı
E_i	Numuneden Yayınlanan X-Işınlarının Enerjisi
F_{K_i}	K X-Işını Yayınlanma Kesri
H_i	Şiddetlendirme Terimi
I_0	Uyarıcı Radyasyon Şiddeti
J_k	Sıçrama Oranı
N_{L_i}	Birim zamanda ölçülen L_i X-Işını Şiddeti
$P_2(\cos\theta)$	İkinci Dereceden Legendre Polinomu
P_e	Elektrik Dipol Moment
W_k	Kütle Kesri
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	Diferansiyel Tesir Kesit
f_{ij}	Coster Kronig Geçiş İhtimali
w_k	Flöresans Verim
β_A	Anizotropi Parametresi
θ_1	Numune Yüzeyi ile Fotonların Gelme Doğrultusu Arasındaki Aç
θ_2	Numuneden Yayınlanan X-Işınlarının Dedektöre Gelme Doğrultusu ile Numune Yüzeyi Arasındaki Aç
μ_e	Numuneden Yayınlanan Fotonlar İçin Kütle Azaltma Katsayısı
μ_i	Numuneye Gelen Fotonlar İçin Kütle Azaltma Katsayısı
μ_m	Manyetik Dipol Moment
σ_T	Toplam Tesir Kesit
A	Alan
b/a.sr	Barn/Atom.Steradyan
c	Işık Hızı
e	Elektronun yükü
f	Etkin Alan Kesri

G	Geometri Çarpanı
$I(\theta)$	θ Açısındaki X-Işını Şiddeti
J	Toplam Açısal Momentum
t	Numune Kalınlığı
β	Özsoğurma Düzeltme Çarpanı
θ	Polar Saçılma Açısı
λ	Dalgaboyu
Σ	Makroskobik Tesir Kesit
Φ	Azimutal Saçılma Açısı
$d\Omega$	Katı Açısı
ε	İntrinsic Verim
σ	Tesir Kesiti

Kısaltmalar

ADC	Analog Dijital Dönüştürücü
EDXRF	Enerji Ayrımlı X-Işını Flöresans Spektrometresi
FET	Alan Etkili Transistör
MCA	Çok Kanallı Analizör
XRF	X-Işını Flöresans Spektrometresi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Titreşen (salınan) bir elektrik dipolün enine elektrik alanının gösterimi.	9
Şekil 2.2. Bir kuadropolde dipollerin göreceli konumları.	10
Şekil 2.3. Toplam yükü q olan düzgün bir yük halkasının salınan bir manyetik dipol oluşturmak üzere eksenini etrafında q yükünün harmonik olarak salınışı.....	12
Şekil 2.4. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K , L ve M tabakaları x-ışınları.....	15
Şekil 2.5. Bazı bir elektronlu küresel simetrik orbital şekilleri	18
Şekil 2.6. Tabii ve çizgisel kutuplanmış ışık demeti	19
Şekil 2.7. z yönünde hareket eden ışık demeti.....	19
Şekil 2.8. Tesir kesiti	22
Şekil 2.9. Diferansiyel tesir kesiti.....	23
Şekil 2.10. A analitinin farklı B, C ve D matrislerindeki kalibrasyon eğrileri	25
Şekil 3.1. Tipik bir x-ışını flöresans düzeneği	28
Şekil 3.2. Bir EDXRF sisteminde ana kısımların şematik gösterimi.....	30
Şekil 3.3. (a) Deney geometrisinin fotoğrafı, (b) Deney geometrisinin şematik gösterimi N:numune, K: kaynak, θ : polar saçılma açısı, Φ : azimutal saçılma açısı	32
Şekil 4.1. Uranyum numunesine seryum ilâve edildiğinde elde edilen spektrum ($\theta = 85^\circ$, $\varphi = +30^\circ$).....	40
Şekil 4.2. Kurşun numunesine seryum ilâve edildiğinde elde edilen spektrum ($\theta = 95^\circ$, $\varphi = +20^\circ$).....	41
Şekil 4.3. Hafniyum numunesine seryum ilâve edildiğinde elde edilen spektrum ($\theta = 105^\circ$, $\varphi = +10^\circ$).....	41
Şekil 4.4. (a) Samaryum elementine ait L x-ışını pikleri, (b) Seryum oksite ait K x-ışını pikleri ($\theta = 125^\circ$, $\varphi = -20^\circ$)	42
Şekil 4.5. (a) Antimon elementine ait L x-ışını pikleri, (b) Seryum oksite ait K x-ışını pikleri ($\theta = 135^\circ$, $\varphi = 0^\circ$)	43

Şekil 4.6. U'nun L_l x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	44
Şekil 4.7. U'nun L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	45
Şekil 4.8. U'nun $L_{\beta_{2,4}}$ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	45
Şekil 4.9. U'nun $L_{\beta_{1,3}}$ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	46
Şekil 4.10. U'nun L_γ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	46
Şekil 4.11. Pb'nun L_l x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	47
Şekil 4.12. Pb'nun L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	47
Şekil 4.13. Pb'nun L_β x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerin saçılma açılarıyla değişimi	48
Şekil 4.14. Pb'nun L_γ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	48
Şekil 4.15. Hf'un L_l x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	49
Şekil 4.16. Hf'un L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	49
Şekil 4.17. Hf'un L_β x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	50
Şekil 4.18. Hf'un L_γ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	50
Şekil 4.19. Sm'un L_l x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	51
Şekil 4.20. Sm'un L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	51

Şekil 4.21. Sm'un L_{β} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	52
Şekil 4.22. Sm'un L_{γ} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	52
Şekil 4.23. Sb'un L_{α} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	53
Şekil 4.24. Sb'un L_{β} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi	53
Şekil 4.25. $\theta=135^{\circ}$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi	60
Şekil 4.26. $\theta=125^{\circ}$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi	61
Şekil 4.27. $\theta=115^{\circ}$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi	61
Şekil 4.28. $\theta=105^{\circ}$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi	62
Şekil 4.29. $\theta=95^{\circ}$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi	62
Şekil 4.30. $\theta=85^{\circ}$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi	63

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. Kullanılan numuneler ve özellikleri	34
Çizelge 3.2. Açısal momentumun farklı ilk ve son değerleri için α sabitinin bazı değerleri	36
Çizelge 4.1. Uranyum için deneysel anizotropi parametreleri (βA).....	54
Çizelge 4.2. Kurşun için deneysel anizotropi parametreleri (βA)	55
Çizelge 4.3. Hafniyum için deneysel anizotropi parametreleri (βA).....	55
Çizelge 4.4. Samaryum için deneysel anizotropi parametreleri (βA).	56
Çizelge 4.5. Antimon için deneysel anizotropi parametreleri (βA).....	56
Çizelge 4.6. İncelenen numunelere ait Coster-Kronig geçiş ihtimalleri, fotoiyonizasyon tesir kesitleri ve Coster-Kronig geçişleri için düzeltme çarpanları.....	57
Çizelge 4.7. İncelenen numunelere ait alignment parametreleri.....	57
Çizelge 4.8. Seryum elementinin uranyumun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%).....	58
Çizelge 4.9. Seryum elementinin kurşunun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%).....	58
Çizelge 4.10. Seryum elementinin hafniyumun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)	59
Çizelge 4.11. Seryum elementinin samaryumun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)	59
Çizelge 4.12. Seryum elementinin antimonun L_{α} ve L_{β} x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)	59
Çizelge 5.1. Sabit azimutal saçılma açısında uranyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	64
Çizelge 5.2. Sabit polar saçılma açısında uranyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açına göre değişim yüzdeleri.....	64

Çizelge 5.3. Sabit azimutal saçılma açısında kurşun elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	65
Çizelge 5.4. Sabit polar saçılma açısında kurşun elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	65
Çizelge 5.5. Sabit azimutal saçılma açısında hafniyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	66
Çizelge 5.6. Sabit polar saçılma açısında hafniyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	66
Çizelge 5.7. Sabit azimutal saçılma açısında samaryum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	67
Çizelge 5.8. Sabit polar saçılma açısında samaryum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	67
Çizelge 5.9. Sabit azimutal saçılma açısında antimon elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.....	68
Çizelge 5.10. Sabit polar saçılma açısında antimon elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen Azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri	68

1. GİRİŞ

Bir atomun iç tabakalarında herhangi bir yolla boşluk oluştuğunda, elektronlar boşalan yeri doldurarak kendilerini yeniden düzenlerler. Geçiş enerjisi ile ya bir foton yayımlanır ya da bu enerji başka bir elektrona transfer edilir. Yayımlanan x-ışını ya da Auger elektronu izotropik ya da anizotropik açısal dağılıma sahip olabilir. İyonlarda iç tabaka boşluklarının hizalanma (alignment) parametreleri, iyonlaşma süreci ve iç tabaka elektronlarının dalga fonksiyonları hakkında bilgi sağlayabilir. Hesaplamalar hizalanma parametresinin teorik modeller için hassas bir test parametresi olduğunu göstermiştir. Son yıllarda yüklü parçacıklar (elektronlar, protonlar, ağır iyonlar) ya da fotonlarla uyarılan atomlardan yayımlanan flöresans x-ışınlarının açısal dağılımı ve iç tabaka boşluklarıyla atomların hizalanmasının daha iyi anlaşılmasına yönelik hem teorik hem de deneysel birçok çalışma yapılmıştır. Genel olarak fotonlarla iyonlaşma sonucu oluşan atomik iç tabakaların hizalanması bir dedektör (genellikle Si(Li) ya da Ge(Li)) ve farklı yayımlanma açılarında bulunabilen bir radyoizotop kaynak kullanılarak x-ışınlarının açısal dağılımının ölçülmesiyle incelenebilir. Bazı çalışmalarda ise radyoizotop kaynak yerine x-ışını tüpü ya da yüklü parçacıklar kullanılarak da atomlarda boşluklar meydana getirilebilir.

Hizalanma ve polarizasyon çalışmaları atomların iç yapıları ve bunun neticesi olarak da atomik ışımlarla doğrudan ilişkili olması bakımından oldukça önemlidir.

Hizalanma çalışmalarında genellikle boşluk durumlarının toplam açısal momentumu (J) ile x-ışınlarının açısal dağılımları arasındaki ilişki incelenir. Yapılan çalışmalarda $J > 1/2$ olan enerji seviyelerindeki boşlukların doldurulmasından yayımlanan fotonların hizalanabileceği görülmüştür. Bu hizalanma, dışarı atılan Auger elektronlarının açısal dağılımı, yayımlanan karakteristik x-ışınlarının anizotropik açısal dağılımı ya da x-ışınlarının polarizasyon dereceleri hesaplanarak belirlenebilir. Fotoiyonizasyon sonrasında boşluk durumlarının toplam açısal momentumu $J > 1/2$ olan manyetik alt tabakaların popülasyonu istatistiksel değildir ve anizotropik davranış gösterirler. Bu konu hakkında günümüze kadar pek çok teorik çalışma yapılmıştır (Mehlhorn 1968; Mc

Farlene 1972; Berezhko and Kabachnik 1977; Sizov and Kabachnik 1980, 1983). Bu araştırmacıların teorik çalışmaları bazı araştırmacılar tarafından deneysel olarak desteklenmiştir (Schöler and Bell 1978; Pálinkás 1979, 1982; Wigger *et al.* 1984; Jesus *et al.* 1989; Mitra *et al.* 1996). Deneysel hizalanma çalışmaları genellikle uyarılmış x-ışınlarının polarizasyonu ya da açısal dağılım ölçümlerini ihtiva etmektedir (Hardy *et al.* 1970; Döbelin *et al.* 1974; Jamison and Richard 1977; Jistchin *et al.* 1979, 1983; Pálinkás *et al.* 1981; Stachura *et al.* 1984; Bhalla 1990; Mehlhorn 1994; Papp 1999).

İlk olarak 1969'da Cooper ve Zare fotonlarla uyarılmış atomların hizalanması ile ilgili teorik bir model önerdiler. Cooper ve Zare önerdikleri teorik modelde iyonların hizalanmayacağını ve bu yüzden Auger elektronlarının ya da fotoiyonizasyon sonucu oluşan karakteristik radyasyonun açısal dağılımının izotropik olacağını ortaya koymuşlardır. Cooper ve Zare'den 3 yıl sonra 1972'de Flügge ve arkadaşları, $J > 1/2$ durumunda boşluk oluştuğu zaman manyetik alt tabakaların popülasyonunun istatistiksel olmadığı ve oluşan iyonların hizalanabileceğini gösterdiler. Flügge ve arkadaşlarının çalışmalarından sonra Caldwell ve Zare (1977) Cd'dan yayımlanan radyasyonun polarizasyon derecesini ölçerek ilk deneysel çalışmayı yapmışlardır. O zamandan beri atomların hizalanması ve yayımlanan karakteristik x-ışınlarının açısal dağılımı ile ilgili pek çok deney ve hesaplama yapılmıştır. Ancak tüm bu çalışmalar fotoiyonizasyon sonucu atomların ne hizalandığını ne de hizalanmadığını net bir şekilde göstermektedir. Hartree-Slater modelini kullanarak iyonlaşma ve flöresans x-ışınları arasındaki açısal ilişkiyi Scofield 1976'da hesapladı. Daha sonra 1989'da Scofield lineer polarize fotonlarla fotoiyonizasyon sonucu üretilen fotoelektronların açısal dağılımını çalışmak için relativistik bir model kullandı. Scofield tesir kesitinin, polarizasyon düzleminin normali olan y-z düzleminde yayımlanan elektronlarla gelen foton arasındaki ilişkinin açıdan bağımsız ve fakat bu ilişkinin polarizasyon düzleminde (x-z düzleminde) maksimum olduğunu bulmuştur.

1977'de Berezhko ve Kabachnik, Herman-Skillman dalga fonksiyonunu kullanarak farklı atomların farklı durumları için hizalanma parametresinin teorik değerlerini tespit ettiler. Bazı araştırmacılar tarafından, farklı elementlerin L çizgilerinin

yayımlanmasında güçlü anizotropi görülmüştür (Kahlon *et al.* 1990 a,b, 1991 a,b; Ertuğrul *vd.* 1995, 1996a,b, 2002; Kumar *et al.* 1999; Sharma and Allawadhi 1999; Seven and Koçak 2001,2002; Seven 2004; Demir *vd.* 2003). Ancak bu çalışmalarda gözlemlenen anizotropi Scofield (1976), Berezhko ve Kabachnik'in (1977) beklenen teorik değerlerinden oldukça yüksektir. Pb, Th ve U'nun L x-ışınları için anizotropik yayımlanma çalışmaları bazı bilim adamları tarafından yapılmıştır (Mehta *et al.* 1999; Kumar *et al.* 1999). Yamaoka ve arkadaşları (2002, 2003) Pb ve Au'nun L x-ışınlarının açısız dağılımlarına karar vermek için sinklotron kaynak kullanmışlardır. Pb'nin L_{III} çizgilerinin izotropik dağılım ve Au'nun L_{III} çizgilerinin ise deneysel hata sınırları içinde izotropik dağılım göstermediğini tespit etmişlerdir. Papp ve Campbell, 1992'de Er'un L çizgileri için hizalanma parametresini ve anizotropi parametresini incelediler. Küst ve arkadaşları tarafından 2003 yılında Xe iyonunun hizalanma parametresi belirlenmiştir.

Kahlon ve arkadaşları (1990 a) 40° ile 120° arasında değişen farklı yayımlanma açılarında kurşunun $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ x-ışınlarının diferansiyel tesir kesitlerinin değerlerini hesaplamışlardır. $L\ell$ ve $L\alpha$ pikleri anizotropik dağılım gösterirken $L\beta$ ve $L\gamma$ piklerinin izotropik olduğu gözlemlenmiştir. Kurşun ve uranyumda 59,54 keV'lik fotonlarla uyarılan L tabakası x-ışınlarının yayımlanma ihtimaliyetlerinin açığa bağlılığı Kahlon ve arkadaşları tarafından incelendiğinde (1990 b), $L\ell$ ve $L\alpha$ çizgilerinde anizotropik açısız dağılım gözlemlenirken $L\beta$ ve $L\gamma$ çizgilerinde izotropik dağılım gözlemlenmiştir. Daha sonra Kahlon ve arkadaşları (1991 a) 59,54 keV enerjili fotonlarla Th ve U'nun L tabakası x-ışınlarının açısız dağılımını incelemişlerdir. $L\gamma$ çizgilerinin izotropik ve polarize olmadığını (kutuplanmadığını) ama $L\ell$ ve $L\alpha$ çizgilerinin ise anizotropik ve polarize olduğunu gözlemlemişlerdir. Her ne kadar $L\beta$ çizgilerinde daha önceki çalışmalarda anizotropi görülme de bu çalışmada yok denecek kadar az da olsa kutuplanma gözlemlenmiştir. Kahlon ve arkadaşları (1991 b) 40° 'den 120° 'ye kadar değişen farklı açılarda 59,54 keV enerjili fotonlarla uyarılan altının $L\ell$, $L\alpha_1$, $L\alpha_2$, $L\beta$ ve $L\gamma$ çizgilerinin diferansiyel tesir kesitlerini araştırdılar. $L\beta$ ve $L\gamma$ çizgileri izotropik dağılım gösterirken $L\ell$, $L\alpha_1$ ve $L\alpha_2$ çizgilerinin anizotropik dağılıma sahip olduğunu gösterdiler. Papp ve Campbell 1992 yılında 8,904 keV enerjili fotonlarla uyarılan Er'un 70° ila 150° arasındaki farklı açılarda $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$

geçişlerinin açısal dağılımını ölçmüşlerdir. Anizotropi parametresini $L\ell$ için $0,052\pm 0,016$, $L\alpha_{1,2}$ için $0,16\pm 0,022$ ve $L\beta_{2,15}$ için $0,012\pm 0,015$ olarak bulmuşlardır.

Ertuğrul ve arkadaşlarının yaptıkları çalışmalarda (1995,1996 a,1996 b) 45° 'den 135° 'ye kadar değişen farklı yayımlanma açılarında Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Tb ve U'nun $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$ x-ışınlarının diferansiyel tesir kesitlerini hesaplanmışlardır. Onlar bu çalışmalarında $L\ell$, $L\alpha$ çizgilerinin izotropik yayımlandığını, $L\beta$ ve $L\gamma$ çizgilerininse anizotropik dağılım gösterdiklerini bulmuşlardır. Sharma ve Allawadhi (1999) 60° , 70° , 80° ve 90° yayımlanma açılarında Th ve U'nun $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ diferansiyel x-ışını üretme tesir kesitlerinin yayımlanma açlarına bağlı olduğunu ve bu yüzden yayımlanmanın anizotropik olduğu sonucuna vardılar. Demir ve arkadaşları (2000) 5,96 keV enerjili fotonlarla 50° 'den 110° 'ye kadar farklı yedi açı değerinde Pt, Au, ve Hg'nin M tabakası x-ışınlarının diferansiyel tesir kesitlerini incelediler. M tabakası x-ışınlarının anizotropik açısal dağılım gösterdiğini ve yayımlanma açısı arttıkça diferansiyel tesir kesitinin azaldığını buldular. Seven ve Koçak 2001, 2002 yıllarında yaptıkları çalışmalarda 59,5 keV enerjili fotonları kullanarak 40° ile 130° arasındaki açısal aralıkta U, Th, Bi, Pb, Tl, Hg, Au, Pt, Re, W, Ta, Hf, Lu ve Yb'un $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$ x-ışını fotoiyonizasyon tesir kesitlerini hesaplamışlardır. Diferansiyel tesir kesitlerinin, $L\beta$ ve $L\gamma$ x-ışınları için açığa bağlı olmadıklarını bulmalarına rağmen $L\ell$ ve $L\alpha$ x-ışınlarında açığa bağlı olduğunu göstermişlerdir. Ertuğrul ve arkadaşları (2002) $I_{L\alpha}/I_{L\ell}$ şiddet oranını kullanarak alignment parametresi değerlerini hesapladılar. Nd, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Yb, Hf, Ta, W, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th ve U elementlerinin L_{III} tabakasına ait x-ışınları ile ilgili alınan ölçümlerde L_{III} x-ışınlarının büyük anizotropi gösterdiklerini ve alignment parametre değerlerinin ise -0,115 ile +0,355 arasında değiştiğini göstermişlerdir. Demir vd (2003) 59,6 keV uyarma enerjisinde Er, Ta, W, Au, Hg ve Tl için $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ x-ışını flöresans tesir kesitlerini ve σ_{L1} , σ_{L2} ve σ_{L3} alt tabaka flöresans tesir kesitlerini hesaplamışlardır. Bu çalışmada elementlerin diferansiyel tesir kesitleri 54° 'den 153° 'ye kadar değişen farklı açılarda ölçülmüş, $L\beta$ ve $L\gamma$ grupları izotropik dağılım gösterirken $L\ell$ ve $L\alpha$ gruplarının anizotropik dağılım gösterdiği gözlemlenmiştir. Seven (2004), U ve Th'u 59,54 keV enerjili fotonlarla uyararak farklı açılarda (40° - 130°) L alttabakası flöresans verimleri ve $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta_{2,4}$, $L\beta_{1,3}$ ve $L\gamma$ x-ışını üretim tesir kesitlerini

belirlemiştir. $L\beta_{1,3}$ ve $L\gamma$ x-ışınlarının izotropik, $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta_{2,4}$ x-ışınlarının anizotropik dağılım gösterdikleri sonucuna varmıştır.

Kumar ve arkadaşları (1999) $I_{L\ell}/I_{L\gamma}$, $I_{L\alpha}/I_{L\gamma}$ ve $I_{L\beta}/I_{L\gamma}$ şiddet oranlarını ölçerek Pb'nin L x-ışınlarının açısal dağılım göstermediklerini deneysel hata içinde bulmuşlardır. Mehta ve arkadaşları, 1999 yılında yaptıkları çalışmada ise U'nun $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta_6$, $L\beta_{2,4}$, $L\beta_{1,3}$, $L\beta_{9,10}$ ve $L\gamma$ x-ışını üretim tesir kesitlerinin açıdan bağımsız olduğunu deneysel hata içinde bulmuşlardır. Benzer şekilde Puri ve arkadaşları (1999) Th'un $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta_{2,4}$, $L\beta_{1,3}$ ve $L\gamma_{1,5}$ x-ışını diferansiyel tesir kesitlerini farklı açılarda hesaplamışlar ve sonuçta L x-ışınları diferansiyel tesir kesitlerinin açıya bağlı olmadığını bulmuşlardır. Kumar ve arkadaşları (2001 a) Pb'un $L\ell$, $L\alpha$ ve $L\beta_{2,5,6,7,15}$ x-ışınlarının diferansiyel tesir kesitlerini hesapladılar. Sonuçta toplam açısal momentumu $J=1/2$ olan alt tabakalara geçişlerden yayımlanan karakteristik x-ışınları izotropik, $J=3/2$ olan alt tabakalara geçişlerden yayımlanan karakteristik x-ışınlarının anizotropik dağılıma sahip olduğunu bulmuşlardır.

Tartari ve arkadaşları (2003) yaptıkları çalışmada $L\alpha$ x-ışınlarının açısal dağılımlarının, toplam açısal momentumun alacağı değerlere bağlı olmaksızın, izotropik olduğunu gösteren deneysel çalışmalar yapmışlardır. Santra ve arkadaşları (2007) 22,6 keV enerjili fotonlarla uyarılan Au ve U'un flüoresans x-ışınlarının açısal dağılımı ile ilgili yaptıkları çalışmada büyük anizotropi gözlemlenmemişlerdir. Au'nun maksimum anizotropisini %5 ve U için bu değeri % 2 bulmuşlardır. Ayrıca Au'un $L\ell$ çizgilerinin açısal dağılımı hesaplamalarında hizalanma parametresi değerini $0,10 \pm 0,14$ olarak bulmuşlardır.

Kumar ve arkadaşları (2008) Au, Bi, Th ve U elementlerinin M alt tabakası ile ilgili çalışmalarında M tabakası x-ışınlarında anizotropi gözlemlenmişlerdir. Han ve arkadaşlarının 2008'de yaptıkları çalışmada 120° ile 160° arasında değişen farklı yayımlanma açılarında Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho ve Er'dan yayımlanan K ve L x-ışınlarının açısal dağılımı deneysel olarak incelenmiştir. K_α , K_β ve L_β x-ışınları

izotropik dağılım gösterirken L_{α} x-ışınlarının anizotropik dağılım gösterdiği görülmüştür.

Sharma ve Mittal 2010 yılında 10,676 keV enerjili fotonları kullanarak polar saçılma açısını 90° 'de sabit tutup azimutal saçılma açısını 0° - 120° arasında 30° 'lik adımlarla değiştirmiş oldukları çalışmada tungstenin anizotropisini incelediler. Bu çalışmada L_l x-ışınlarındaki anizotropiyi L_{α} x-ışınlarındakinden büyük buldular. Requena ve Williams, 2011 yılında yaptıkları çalışmada altını 0-15 keV'lik Bremsstrahlung ile uyararak yayınlanan altının L x-ışınlarının açısız dağılımını, 25° ile 155° arasındaki polar saçılma açılarında incelediler. Bu çalışmalarında farklı kalınlıktaki altın numunelerini kullandılar. Kumar ve arkadaşlarının 2012 yılında yaptıkları çalışmada 18-60 MeV enerjili florin iyonlarıyla altın, kurşun ve bizmutu uyararak L x-ışınlarının açısız dağılımını 20° - 75° aralığında incelediler. Bu çalışmada L_l x-ışınlarına ait anizotropi parametrelerini diğer L x-ışınlarındakinden büyük buldular. Sharma ve Mittal'ın 2013 yılında teorik, deneysel ve yarı deneysel metotla tungstenin alignment parametrelerini, 10,676 keV enerjili fotonları kullanarak polar saçılma açısını 90° 'de sabit tutup, azimutal saçılma açısını 0° - 120° arasında 30° 'lik adımlarla değiştirerek incelediler. Sestric ve arkadaşları 2014 yılında 15 keV enerjili elektronlarla altını uyararak yaptıkları açısız çalışmada, L_{α} ve L_{β} x-ışınları izotropik, L_l x-ışınlarını ise anizotropik dağılım gösterdiğini bulmuşlardır. Kumar ve arkadaşları, 2015 yılında silikon iyonlarıyla bizmutu uyararak yaptıkları alignment çalışmasında L_{α} ve L_{β} x-ışınları izotropik, L_l x-ışınlarını ise anizotropik dağılım gösterdiğini buldular.

Yapılan literatür incelemesinde görülmektedir ki x-ışınlarının açısız dağılımı ve hizalanması ile ilgili yapılan teorik ve deneysel çalışmalar birbiriyle uyumlu değildir. Hesaplanan atomik parametrelerin (tesir kesiti, polarizasyon, hizalanma vb.) değerleri de birbirinden farklıdır.

Bu tez çalışmasında aynı deney sisteminde bazı L alttabaka x-ışınlarının hem polar (gelen foton yönü ile yayımlanan veya saçılan fotonun yönü sürekli aynı düzlemde kalması şartıyla bunlar arasındaki açı) hem de azimutal saçılma açısı (düşeyle numune

düzleminin yaptığı açı) dağılımlarının incelenmesi amaçlanmaktadır. Böylece L x-ışınlarının uzaysal haritası ortaya koyulabilecektir. Polar ve azimutal saçılma açısı taramasında tespit edilecek atomik parametrelerin birbirini desteklemesi beklenmektedir. Yapılan literatür taramasında L x-ışınlarının açısal dağılımlarının sadece polar veya sadece azimutal açılarda incelendiği gözlemlenmiştir. Azimutal açılarda yapılan deneysel çalışmalarda ise gelen fotonların sadece polarize olma durumları dikkate alınmıştır. Dolayısıyla literatürde L x-ışınlarının açısal dağılımları ile ilgili olarak polarize olmamış fotonların kullanıldığı hem azimutal hem de polar açısal dağılımların bir arada incelendiği deneysel çalışmaların mevcut olmadığını ve bu konuda yapılan teorik çalışmalarında yetersiz olduğunu söyleyebiliriz. Kuantum teorisinde elektron dalga fonksiyonlarının hem azimutal hem de polar açıya bağlı olduğu bilinmektedir. Bu tez çalışmasında polarize olmamış fotonlar için L x-ışınlarının azimutal ve polar açıya bağlı olduğunun deneysel olarak ispat edilmesi hem deneysel hem de teorik çalışmalar için literatüre bir kazanım olacaktır. Bu tez çalışmasının sonuçları, x-ışınlarının polar açıya göre anizotropisi hakkında literatüre daha doğru bilgiler kazandırırken azimutal açısal dağılımla ilgili olarak da yeni bilgiler kazandıracaktır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Atomik Işıma

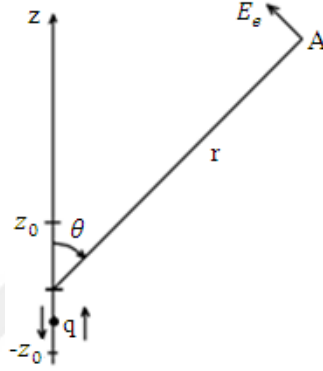
Bağlı elektronun bir durumdan başka bir duruma geçmesi atomik ışıma sebeptir. Başka deyişle elektronların bulunduğu seviyeden başka bir seviyeye geçmesiyle ışıma olayı gerçekleşebilir. Atomik enerji seviyeleri arasında meydana gelen ışımalı geçişler sonucu oluşan spektrumlar atomlar ve atomların seviyeleri hakkında önemli bilgiler verir.

Atomik ışıma esas itibarıyla iki başlık altında incelenebilir. Bunlar karakteristik x ışınları ve optik ışımalardır. Dış yörüngeler arasındaki geçişlerden yayınlanan optik ışıma bu çalışmanın kapsamı dışındadır.

2.1.1. Elektrik dipol ışıması

Aynı değerlikli fakat zıt işaretli iki yük çiftinin oluşturduğu sisteme dipol denir. Klasik olarak dipol ışıması, zıt yönlerde ileri-geri hareket eden eşit ve zıt yüklerden kaynaklanan bir olaydır. Yüklerin her biri, doğru çizgi boyunca basit harmonik hareket yapmaktadır. Bu izah ilk olarak 1886'da Heinrich Hertz tarafından yapıldığı için böyle bir dipol Hertzian dipol olarak adlandırılır. Eğer yüklü parçacıklar izole edilmiş bir sistem oluşturuyorsa, onların titreşimleri esnasında kütle merkezlerinin durgun kaldığı hareketsiz bir çerçeve (kütle merkezi koordinat sistemi) bulabiliriz. Eğer yüklü parçacıkların kütleleri eşit ise, kütle merkezine göre yer değiştirmeleri daima eşit ve zıt olacaktır. Bununla beraber eğer parçacıklardan biri diğerine göre çok daha ağır ise, ağır parçacığı sabitmiş gibi kabul edip dipolün titreşmesinin sadece hafif parçacığın hareketinden kaynaklandığını söyleyebiliriz. Bu son durum, atomik ışıma çekirdeğin hareketsiz kabul edildiği (klasik olarak) ve ışıma alanını elektronun oluşturduğu durumla ilgilidir.

Maksimum yer değiştirmesi z_0 olacak şekilde bir q yükünün (çoğu durumda bu bir elektron, $q=-e$, olacaktır) z ekseninde aşağı-yukarı w açısal frekansıyla şekil 2.1'deki gibi titreştiğini düşünelim.



şekil 2.1. Titreşen (salınan) bir elektrik dipolün enine elektrik alanının gösterimi.

t zamanında (r, θ) koordinatlarıyla verilen A noktasındaki elektrik alan, yükün $t-r/c$ geciktirilmis zamandaki $a_{(t-r/c)}$ ivmesiyle orantılı olup aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$E_e(r, \theta, t) = \frac{qa_{(t-r/c)}\sin\theta}{c^2r} \quad (2.1)$$

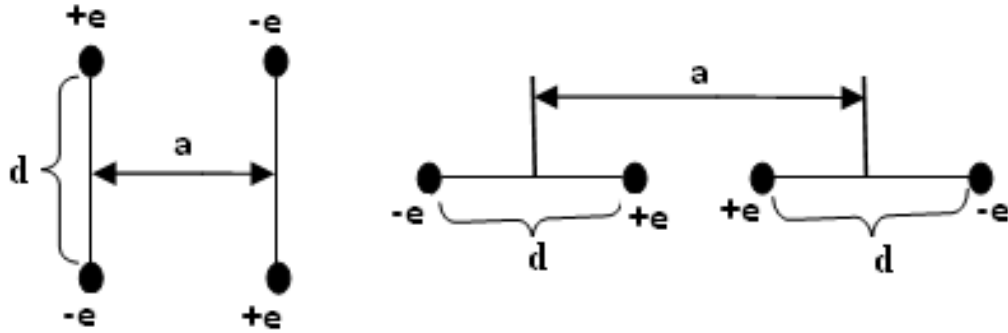
Sistem net bir yüke sahipse, uzak noktalarda bir alan oluşturacak daima bir elektrik monopol moment olacaktır. Fakat net yükün hareketi zamandan bağımsız olduğunda bu monopol moment ışıma alanına katkıda bulunmayacaktır. Yük dağılımının elektrik dipol momentinin sıfır olması durumunda ışıma, yüksek mertebeli momentlerden kaynaklanacaktır. Ancak klasik açıdan bu yüksek mertebeli momentlerin atomik sistemlerde görünür bölgede ışımaya katkıları çok zayıftır. Elektrik dipolün sıfır olduğu durumda radyasyon yayımlanması imkânsız veya yasak olarak ifade edilir.

Yük dağılımının uzağındaki elektrik alan sadece elektrik dipol momente göre olmayıp dağılımın multipole momentleri olarak adlandırılan diğer etkilere de bağlıdır. Bu yüksek

mertebeli momentler; elektrik kuadrupole, elektrik octupole, magnetic kuadrupole vs. momentlerdir.

2.1.2. Elektrik kuadrupol ışma

Elektrik kuadrupol, toplam elektrik yükü ve net elektrik dipol momentini sifira eşit olan yüklü parçacıkların oluşturduğu bir sistemdir. Elektrik kuadrupol, büyüklükleri aynı yönleri zıt ve merkezleri arasında belli mesafe bulunan iki özdeş dipolün oluşturduğu bir sistem gibi düşünülebilir.



Şekil 2.2. Bir kuadrupolde dipollerin göreceli konumları.

Elektrik kuadrupol moment dış elektrik alanda kuadrupolün enerjisini de belirler. Şekil 2.2'deki kuadrupol momentin büyüklüğü $2eda'$ dır. Burada e yük, d dipollerin boyutu ve a dipollerin merkezleri arasındaki uzaklıktır.

Tek bir dipolün elektrik alanının $E_{10}\cos\omega t$ ile verildiğini kabul edelim. Dolayısıyla iki dipol merkezini birleştiren eksen üzerinde, uzak bir A noktasındaki $E_2(t)$ alanı

$$E_2(t) = E_{10} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi d}{\lambda}\right) + E_{10} \cos\left(\omega t + \pi + \frac{2\pi d}{\lambda}\right) \quad (2.2)$$

ifadesiyle verilir. Bu ifadenin yazılışında, iki dipol arasında 180° 'lik faz farkı olduğu göz önüne alınmıştır. Eşitliğin sağındaki iki terim birleştirilirse

$$(\cos(A-B)+\cos(A+(\pi+B))=\cos A\cos B+\sin A\sin B+\cos A\cos(\pi+B)-\sin A\sin(\pi+B)$$

trigonometrik bağıntısından da istifadeyle,

$$E_2(t) = 2E_{10} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \sin\omega t \quad (2.3)$$

elde edilir. Bunu,

$$E_2(t) = 2E_{20}\sin\omega t \quad (2.4)$$

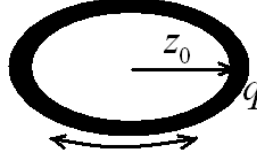
şeklinde yazarsak, buradaki

$$E_{20} = 2E_{10} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \quad (2.5)$$

terimi $E_2(t)$ 'nin genliği olduğundan kuadropolde ışınım alan şiddetini belirler. Eğer biz d yerine atomun yarıçapını ($\approx 1\text{\AA}$) ve λ yerine görünür ışığın dalgaboyunu ($\approx 6000\text{\AA}$) alırsak, $\pi d / \lambda \approx 1/2 \times 10^{-3}$ buluruz. Klasik teoriye göre ışınım hızı alanın genliğinin karesiyle orantılı olduğu için kuadropole sistem elektrik dipolden $4\sin^2(1/2 \times 10^{-3}) \approx 4(1/2 \times 10^{-3})^2 = 10^{-6}$ çarpanı kadar daha zayıf olacaktır. Bu da göstermektedir ki, eğer elektrik dipol ışınım mümkün ise yük dağılımının kuadropole ve daha yüksek elektrik multipole bileşenlerini ihmal edebiliriz. Elektrik dipolün sıfır olduğu durumda radyasyon yayımlanması imkânsız veya yasak olarak mütalâ edilir.

2.1.3. Manyetik dipol ışınım

Klasik olarak manyetik dipol ışınımın kaynağı, (Şekil 2.3'te görülen bir kapalı halka antende olduğu gibi) harmonik olarak yönünü ters çeviren bir devir-daim akımıdır. Kararlı akım halkası durgun bir manyetik dipole karşılık geldiğinden salınım yapan (titreşen) akım halkası da salınım yapan bir dipole karşılık gelecektir.



Şekil 2.3. Toplam yükü q olan düzgün bir yük halkasının salınan bir manyetik dipol oluşturmak üzere eksenini etrafında q yükünün harmonik olarak salınışı

Lineer olarak salınan nokta yük için elektrik dipol moment,

$$p_e = qr \quad (2.6)$$

dır. Bu durumda manyetik dipol moment,

$$\mu_m = \frac{iA}{c} \quad (2.7)$$

$i = q/t$, $A = \pi r^2$ ve $2\pi r = Vt$ bağıntıları kullanılırsa

$$\mu_m = \frac{qVr}{2c} \quad (2.8)$$

şeklinde verilir. Burada V maksimum dolanma hızıdır. Buradan

$$\frac{p_e}{\mu_m} = \frac{2c}{V} \quad (2.9)$$

bulunur. Son bağıntıdan görüldüğü gibi elektrik dipol ışımalar manyetik dipol ışımalardan çok şiddetlidir. Böyle bir durumda eğer her iki tip ışıma mümkün ise manyetik dipol ışıma ihmal edilebilir. Elektrik dipol ışımının mümkün olmadığı, fakat manyetik dipol ışımının var olduğu böyle bir durumda, manyetik ışımının şiddeti düşük olduğundan, buradaki ışıma yasaklanmış ışıma olarak adlandırılabilir.

2.2. X-Işınları

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. Bunlar ayrıca, elektronların yörünge atlaması ile de meydana gelebilirler. X-ışınları tıpta bir tanı aracı olarak ve belirli kanser türlerinin tedavisinde kullanılmaktadır. X-ışınları canlı dokulara ve organizmalara zarar verici veya öldürücü etki yaptığından, bu ışınlara gereksiz yere maruz kalmanın önlenmesine dikkat edilmelidir. X-ışınları kristal yapının incelenmesinde de kullanılmaktadır. Çünkü x-ışınlarının dalga boyları katı cisimlerdeki atomlar arası uzaklık (0,1 nm) ile kıyaslanabilir büyüklüktedir.

2.3. X-Işınlarının Üretilmesi

2.2 kesiminde değinildiği üzere, x-ışınları sürekli x-ışınları ve karakteristik (veya çizgi) x-ışınları olmak üzere iki grupta incelenebilirler.

2.3.1. Sürekli X-ışınları

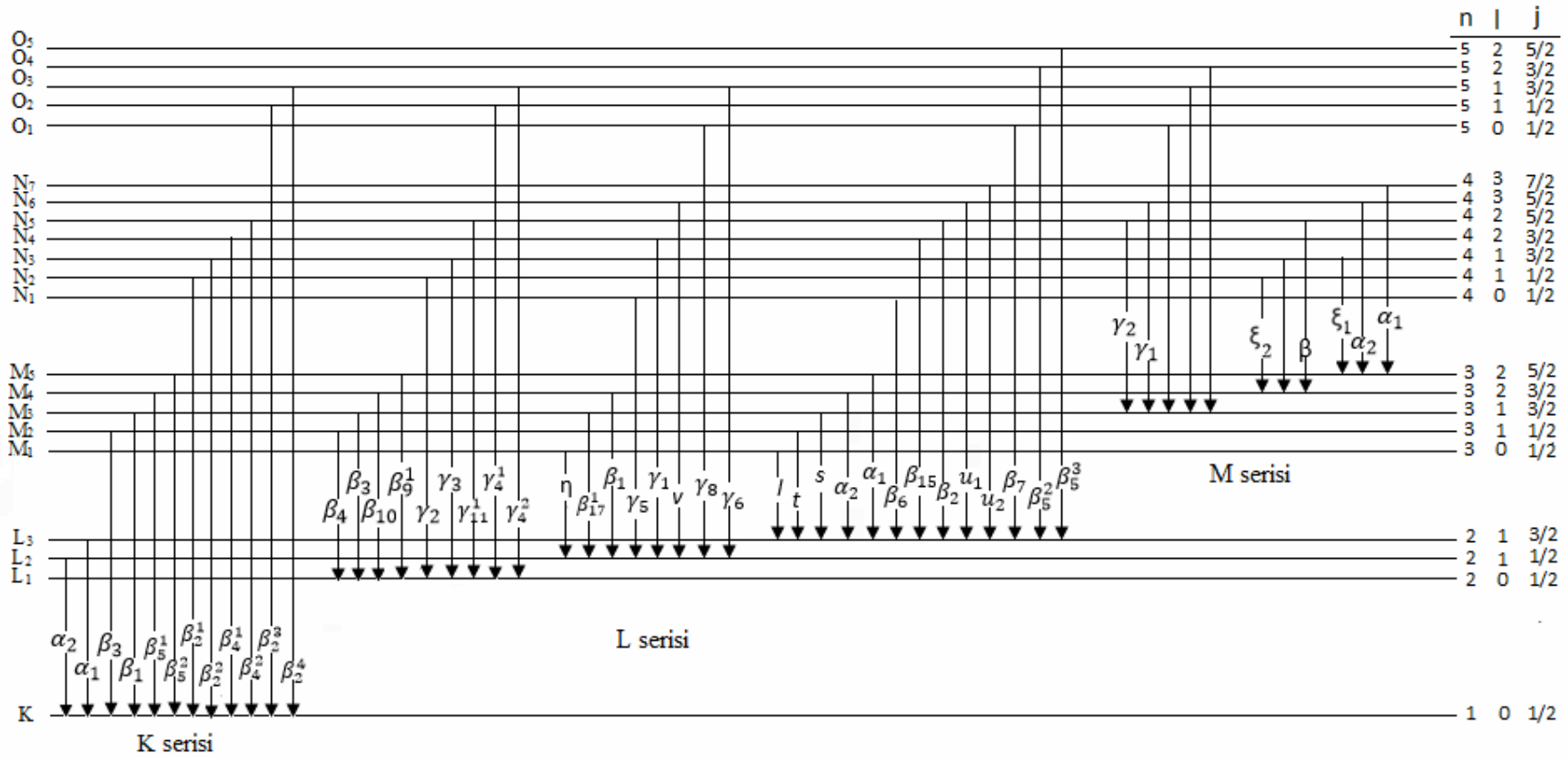
Sürekli x-ışınları yüksek enerjili elektronun madde içinde adım adım yavaşlaması veya metallerin yüksek sıcaklıkta bulunduğu hallerden elde edilebilirler. Bu etkileşimde yüklü parçacığın ısıdığı enerji, sürekli spektrum veya frenleme radyasyonu (Bremsstrahlung) spektrumu olarak isimlendirilir. Sürekli x-ışını spektrumları, geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli ışımalara karşılık gelmektedir.

2.3.2. Karakteristik X-ışınları

Bir iç yörüngede meydana getirilen elektron boşluğu üst yörüngelerdeki elektronlar tarafından 10^{-8} - 10^{-9} s'de doldurulur. Geçiş müteakiben, büyük olasılıkla foton yayımlanacaktır. Bu flöresans olayıdır. Bu şekilde, iç tabakada meydana getirilen

boşluk geçişi sonucu yayımlanan fotonlara "karakteristik fotonlar" veya "karakteristik x-ışınları" denir. Bunlara karakteristik x-ışınları denmesinin sebebi, her elementin K , L , M , ... tabakaları arasındaki enerji seviyelerinin her bir farklı cins atomlar için oldukça farklı olmasından, ya da bir başka deyişle, bunların o atoma has (parmak izleri gibi) belirleyici özellik göstermesindedir. K , L ve M serisini oluşturan fotonların Siegbahn gösterimleri ve geçiş durumları Şekil 2.4'de verilmiştir.

Geçiş sırasında ortaya çıkan enerji x-ışını fotonu şeklinde yayımlanabildiği gibi bu enerji bir elektron yayınlanmasıyla da serbest bırakılabilir. Bu son olay ışımaz geçiş veya Auger olayı olarak bilinmektedir. Yayınlanan bu elektrona ise iç dönüşüm veya Auger elektronu denilmektedir. X-ışını fotonu gibi Auger elektronu enerjisi de yayımlayıcı elementin bir karakteristiğidir. Auger olayı atomu iki kere iyonlaşmış durumda bırakır. Işımsız geçişler sadece Auger tipi olmayıp başka şekilde de gerçekleşmektedir; mesela orijinal boşluk ve iç dönüşüm $3L$, $5M$ veya $7N$ vs. alt kabuğunda meydana gelebilir. Bunlar 'Coster-Kronig Geçişleri' olarak bilinir. Auger olayı, elektronların daha gevşek bağlı olmasından ve karakteristik fotonların kendilerince daha kolay soğrulmasından dolayı küçük atom numaralı elementlerde daha yaygın görülür. Aynı sebepten dolayı bu olay M serisi için L serisinden daha baskındır.



Şekil 2.4. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K, L ve M tabakaları x-ışınları

2.4. Açısal Momentum

Momentum bir cismin sahip olduğu hareket miktarı ya da hareketinin büyüklüğü olarak tanımlanır. Açısal momentum da herhangi bir cismin sahip olduğu dönme hareketinin büyüklüğüdür. Klasik fizikteki ifadesiyle bu büyüklük cismin kütesine, pozisyonuna ve hızına bağlıdır:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{r} \times m\vec{v} \quad (2.10)$$

(2.10) bağıntısından görüldüğü üzere, açısal momentum bir vektördür. Yönü sağ el kuralı ile bulunur. Yönü \vec{r} ve \vec{p} ($m\vec{v}$)'nin her ikisine de diktir ve büyüklüğü;

$$L = rpsin\theta \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada θ , \vec{r} ve \vec{p} (veya \vec{v}) arasındaki açıdır. Buradan şu sonuç çıkarılabilir: klasik düşünceye göre açısal momentum vektörü \vec{r} ve \vec{v} vektörlerinin yani elektronun yörüngesinin tanımladığı düzleme dik olup büyüklüğü ise bu yörünge düzleminin büyüklüğünü belirler. Bir başka deyişle, açısal momentum i) yörünge düzleminin uzayda nasıl yerleştiğini ve ii) yörüngenin hangi büyüklükte olduğunu verir.

2.5. Kuantum Sayıları

Bir atom elektronlardan ve bu elektronların kuşattığı bir çekirdekten meydana gelir. Elektronların atomda çekirdek etrafındaki durumunu belirlemek için kullanılan kuantum sayılarını tanımlamak gerekir. Her bir elektron kuantum sayıları olarak isimlendirilen parametrelerle tanımlanmış belli enerji durumlarında bulunabilir. Bu kuantum sayıları;

i. Baş kuantum Sayısı (n): Esas enerji seviyesini gösteren kuantum sayısıdır. Baş kuantum sayısı n arttıkça elektron enerjisi de artar ve genel olarak elektron çekirdekten

uzaklaşır. Baş kuantum sayısı 1'den başlayıp $n = 1, 2, 3, \dots$ gibi tam sayılarla ifade edilir.

ii. Yörünge açısai momentum kuantum sayısı (l): Baş kuantum sayısı ile belirlenen enerji seviyeleri daha alt enerji seviyelerini içerirler. Herhangi bir enerji seviyesindeki alt enerji seviyelerinin sayısı $n-1$ tanedir. Yörünge açısai momentum kuantum sayısı yörünge açısai momentumun ve yörüngelerin büyüklüğünü belirleyen kuantum sayısıdır. Bu alt seviyeler 0'dan başlar ve $n-1$ 'e kadar olan tam sayılarla ifade edilir ($l=0, 1, 2, \dots, n-1$).

iii. Manyetik kuantum sayısı (m_l): Alt enerji seviyeleri bir ya da birden fazla orbitalden oluşmuştur. Bu kuantum sayısı ile çekirdek etrafında bulunan elektronun veya elektronların çeşitli noktalarda bulunma ihtimalinin dağılımını belirlenir. Alt enerji seviyesi $l = 0$ olunca $m_l = 0$ olur. Bu da s alt yörüngesinde sadece tek bir orbital olduğunu belirtir. Alt yörünge $l = 1$ olunca (yani p alt yörüngesinde) $m_l = -1, 0, +1$ olup, aynı enerjiye sahip üç orbital vardır.

iv. Spin kuantum sayısı (s): Spin açısai momentumun yönünü gösterir.

v. Spin manyetik kuantum sayısı (m_s): Elektronun kendi eksenini etrafında dönmesi iki yönde olması nedeniyle sadece $+1/2$ ve $-1/2$ değerlerini alan kuantum sayısıdır.

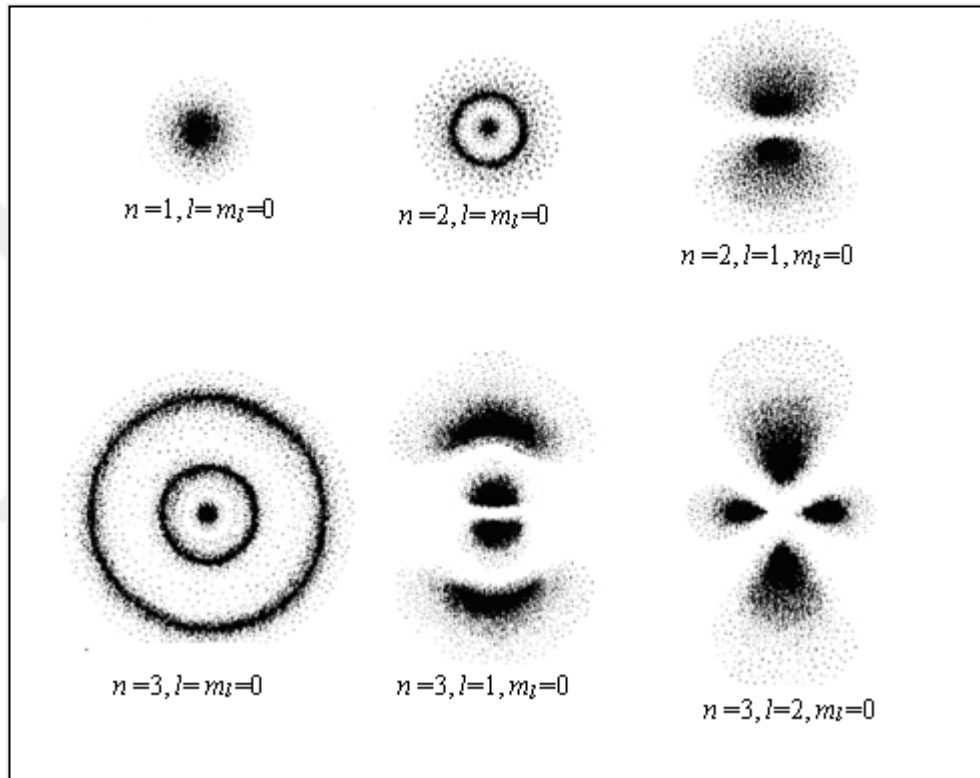
vi. Toplam açısai momentum kuantum sayısı (j): Spin ve yörünge açısai momentumların toplamının büyüklüğünü belirler. $j=l\pm 1/2$ ($j=0$ ve $j=-1/2$ hariç) değerlerini alır.

2.6. Küresel Simetri

Bir atomun elektron yerleşimindeki en son orbital tam dolu ya da yarı dolu ise atom küresel simetri özelliği gösterir. Yani bir atomun değerlik orbitalleri s^1, p^3, d^5, f^7 biçiminde yarı dolu ya da s^2, p^6, d^{10}, f^{14} biçiminde dolu bitiyorsa atom küresel simetrik yük dağılımına sahiptir. Bunlardan ilkinde yarı küresel simetri ikincisine ise tam küresel simetri denir. Ayrıca, aynı baş kuantum sayısına sahip aynı cins orbitallerde eşit sayıda elektron bulunması da atoma simetrik yük dağılımını sağlar. Küresel simetri gösteren atomlarda elektronlar çekirdek tarafından simetrik çekilirler. Küresel simetriye sahip

olan atomlardan elektron koparmak daha güçtür. Bu nedenle küresel simetriye sahip atomların iyonlaşma enerjileri daha büyüktür.

Bazı atomların orbitallerindeki elektronlar yer değiştirerek küresel simetriye ulaşırlar. Bunlara örnek olarak ${}_{24}\text{Cr}$, ${}_{29}\text{Cu}$, ${}_{42}\text{Mo}$, ${}_{47}\text{Ag}$, ${}_{64}\text{Gd}$ ve ${}_{79}\text{Au}$ atomları verilebilir.

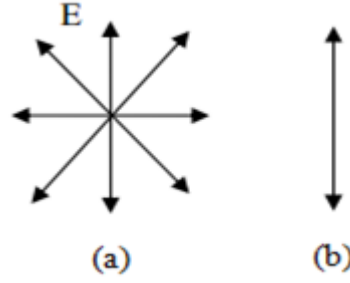


Şekil 2.5. Bazı bir elektronlu küresel simetrik orbital şekilleri

2.7. Elektromanyetik Dalgalarının Kutuplanması

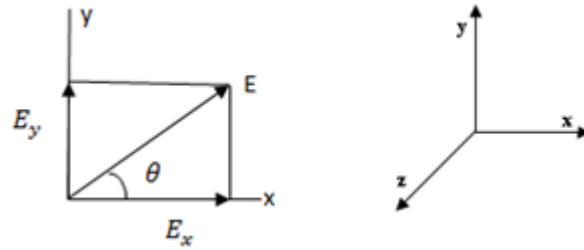
Rastgele bir ışık demeti, ışık kaynağındaki atom ve moleküller tarafından yayımlanan çok sayıda dalgalardan ibarettir. Her atom kendi elektrik alan yöneliminde elektromanyetik dalga meydana getirir. Bu yönelim atomik titreşimlerin de yönelimidir. Elektromanyetik dalgaların kutuplanma doğrultusu, E'nin titreşim yaptığı doğrultu olarak tanımlanır. Fakat çok sayıda atom için bütün doğrultularda titreşim mümkün olduğundan; bileşke elektromanyetik dalga, her bir atomik kaynağın ürettiği dalgaların

üst üste gelmesi (süper pozisyonu) ile oluşur. Atomların ışığa süresi $\sim 10^{-8}$ saniyedir. Bu, her $\sim 10^{-8}$ saniyede bir bileşke elektrik alanın titreşim doğrultusunun değişeceği anlamına gelir. Bu kısa an içinde tek bir kutuplanma doğrultusu tespit edilemez. Böylece karşımıza titreşim doğrultusu sürekli değişen bir ışık demeti çıkar ki bu ışık demeti tabii ışık demeti olarak tanımlanır. Şekil 2.6 a tabii ışık demetini ve Şekil 2.6 b ise tek bir doğrultuda titreşim yapan yani çizgisel kutuplanmış ışık demetini göstermektedir.



Şekil 2.6. Tabii ve çizgisel kutuplanmış ışık demeti

z yönünde hareket eden bir ışık demetinin, bir an için x eksenine ile θ açısı yapan bir elektrik alan vektörü olduğunu farz edelim. Şekil 2.7'de gösterildiği gibi vektörün E_x ve E_y bileşenleri vardır. Açıkça eğer bu bileşenlerden bir tanesi her an sıfırsa veya θ açısı zamanla sabit kalıyorsa ışık çizgisel olarak kutuplanmış olur.



Şekil 2.7. z yönünde hareket eden ışık demeti.

Fakat E vektörünün oklu ucu zamanla bir daire çizerek dönüyorsa o zaman dalga dairesel kutuplanmışdır. Bu durum E_x ve E_y büyüklükçe birbirine eşitse meydana gelir.

Öte yandan E_x ve E_y 'nin büyüklükleri eşit değilse o zaman E 'nin bir ucu elips çizer. Böyle bir dalgaya da eliptik kutuplanmış denir.

Son olarak eğer E_x ve E_y hemen hemen birbirlerine eşit büyüklükte ise ve aralarında rastgele bir faz farkı mevcut ise bu ışık demeti kutuplanmamıştır, başka bir deyişle polarize değildir.

Çizgisel polarize bir demeti polarize olmamış bir demetten elde etmek mümkündür. Bu da, polarize olmamış bir demetten elektrik alan vektörleri bir tek düzlemde titreşen dalga hariç, diğerlerini çıkarmak suretiyle yapılabilir.

2.8. İzotropi ve Anizotropi

Bir sistemin ya da modelin özelliklerinin yönden bağımsız olması durumu izotropi olarak adlandırılır. Anizotropi ise bir sistemin ya da modelin yöne bağlı olma durumudur. Anizotropi, bir malzemenin fiziksel ve mekanik özellikleri (soğurma, kırılma indisi, iletkenlik, çekme mukavemeti, vb.) farklı yönlerde ölçüldüğünde farklılık gösterdiği durumdur. Anizotropi ayrıca sistematik şekilde değişiklik gösteren durumları tanımlamada da kullanılır. Yani yöne bağlılık rastgele olmak zorunda değildir.

Yansıtıcı yüzeylerden yayımlanan alanlar genellikle izotropik değildir. Bu durum yansımış olan toplam enerjinin hesaplanmasını zorlaştırır. Uzaktan algılama uygulamalarında, spesifik yüzeyler için anizotropik fonksiyonlar belirlenebilir. Böylece yüzeylerin ışıklarını veya net yansımalarını hesaplamada büyük kolaylıklar sağlanabilir. Gerçekten de özel bir geliş geometrisi için anizotropi fonksiyonunun bilinmesi ile herhangi bir tek yönde numuneden toplam yansıma (planar albedosu) ölçülebilir.

X-ışınlarının izotropik olması ise yayımlanan x-ışınlarının tüm yayımlanma açılarında veya tüm yönlerde aynı yayımlanma ihtimaline sahip olması durumudur. Bu durumda

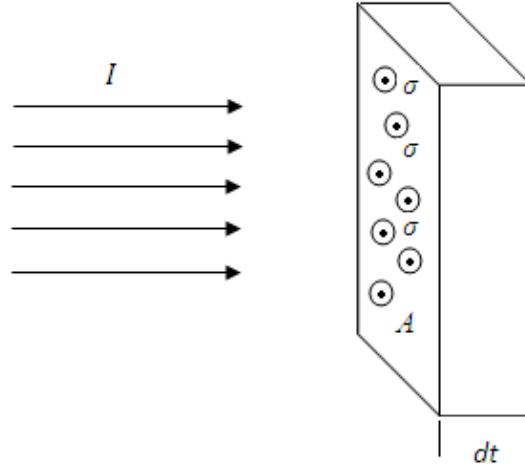
saçılma genliği ve buna bağlı olarak diferansiyel tesir kesit saçılma açısından bağımsızdır (Powell and Crasemann 1965).

X-ışınlarının anizotropik olması ise yayımlanan x-ışınlarının her yönde aynı ihtimaliyetle yayımlanmadığı, açığa bağlı olarak farklı açılarda farklı yayımlanma ihtimaliyeti ile yayımlandığı durumu ifade eder.

2.9. Tesir Kesiti

Bir numune üzerine gelen parçacık veya fotonlardan numunedeki her bir tanesinin herhangi bir olayı meydana getirme ihtimaliyetine tesir kesiti denir. Bu ihtimaliyet hedef parçacığı kuşatan hayali bir alanla, etkin alanla, karakterize edilir. Tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Mikroskobik tesir kesiti veya basitçe tesir kesiti genellikle σ ile gösterilir. Tesir kesitinin birimi barn'dır ve b ile gösterilir ($1b=10^{-24} cm^2$).

Yüzey alanı A ve kalınlığı dt olan ince bir levha üzerine I şiddetinde gelen fotonlar levhadan geçerken fotonların numune atomları tarafından soğurulma veya saçılma şansı vardır. Herhangi bir olayın meydana gelmesindeki etkin alan σ ise, gelen foton bu alana düştüğü zaman ilgili olay gerçekleşecektir. Levhadaki hiçbir atomun diğer atom üzerine binmediğini (levhanın çok ince olduğunu) kabul edersek, gelen fotonlarla levha üzerindeki her atom ilgilenilen olayı gerçekleştirmede eşit şansa sahip olacaktır.



Şekil 2.8. Tesir kesiti

Levhanın birim hacmine düşen atom sayısı n ise A alanındaki toplam atom sayısı $Andt$ olacaktır. Her bir atom da ilgilenilen olaya σ etkin alanıyla katıldığından dolayı bu olayın meydana gelmesi için mümkün olan toplam etkin alan $\sigma Andt$ olur. Fotonların ince levhadan geçerken I şiddetinde meydana gelen değişikliği temsil eden etkin alan kesri ise;

$$f = \frac{\text{toplam etkin alan}}{\text{toplam yüzey alanı}} = \frac{\sigma Andt}{A} = n\sigma dt \quad (2.12)$$

ifadesiyle verilir. Böylece şiddetteki dI değişimi

$$dI = -fI \quad (2.13)$$

olur. (2.12) ve (2.13) denklemleri birleştirilirse

$$-\frac{dI}{I} = n\sigma dt \quad (2.14)$$

olur. Buradaki eksi işareti t kalınlığı arttıkça I şiddetinin azalacağı anlamına gelir. n ile σ 'nın çarpımına makroskopik tesir kesiti denir ve Σ ile gösterilir:

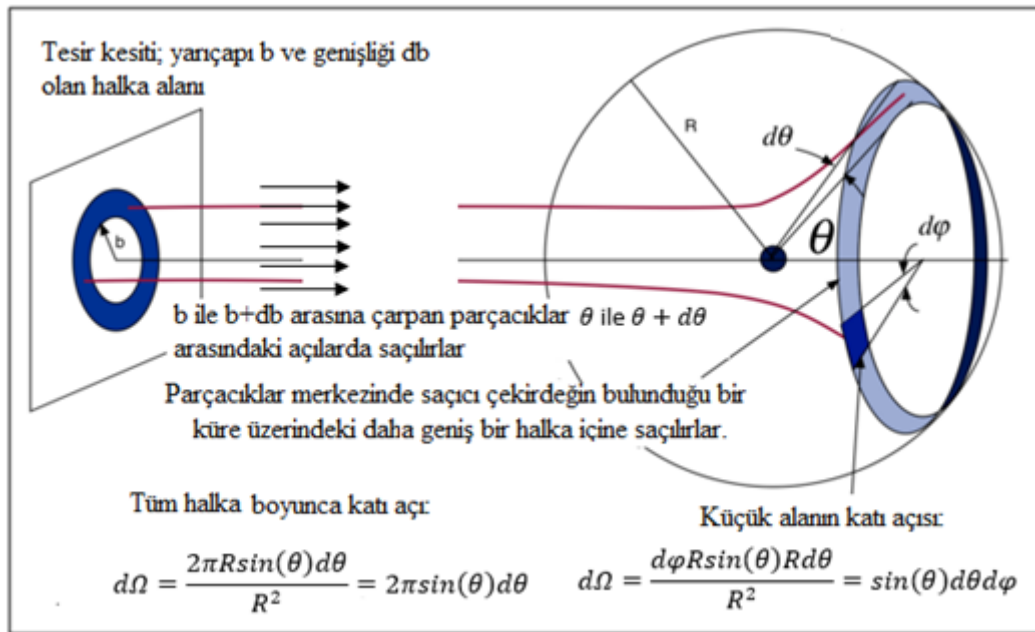
$$\Sigma = n\sigma \quad (2.15)$$

2.10. Diferansiyel Tesir Kesiti

Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için açığa bağımlı başka bir tesir kesiti türü tanımlanmalıdır. Birim katı açı başına düşen tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir. Diferansiyel tesir kesiti $\sigma(\theta, \varphi)$ ile gösterilir ve matematiksel olarak

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilebilir. Böylece diferansiyel tesir kesitinin birimi tesir kesiti/steradyan (barn/steradyan) olur.



Şekil 2.9. Diferansiyel tesir kesiti

(2.16) bağıntısından toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.17)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısı ise

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta d\varphi)}{r^2} = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (2.18)$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı açı ise

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta d\varphi = 4\pi \quad (2.19)$$

olur. σ_T , toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\varphi \quad (2.20)$$

şeklinde bulunur (Şahin 1989).

Deneysel ve teorik çalışmalarda, saçılma olaylarının anlaşılabilmesi ve ilgili sistemin bilgilerini elde edebilmek için en önemli kuantum mekaniksel bilgilerden biri de saçılma açısına bağlı olarak hesaplanan diferansiyel tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti belirlenmiş bir katı açı sisteminde saçılmış bir parçacık için ihtimaliyet olarak tanımlanabilen ve yine katı açı sisteminde j saçılmış bir parçacığın akı oranı, i ise parçacığın bir birimdeki akısını göstermek üzere $\frac{d\sigma_{ij}}{\Omega}$ şeklinde tanımlanabilir (Kebiroğlu 2015).

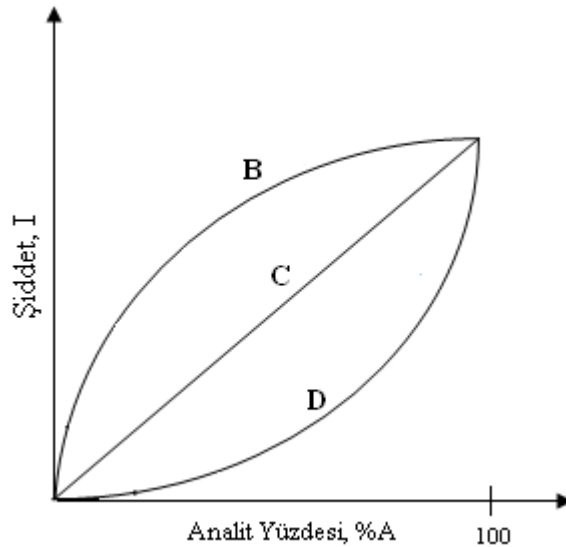
2.11. Matris Etkileri

Farklı elementleri ihtiva eden numunelerde incelenen element analit, analit de dahil numunedeki tüm elementler ise matris olarak adlandırılır. Matris etkileri iki kısma ayrılabilir.

- 1) Matrisin kimyasal kompozisyonundan doğan matris etkileri (bunlar soğurma şiddetlendirme etkileridir)
- 2) Etkileşme etkileri ise yüzey dokusu, heterojenlik ve parçacık büyüklüğüdür.

2.11.1. Şiddetlendirme etkileri

Aynı analitin aynı konsantrasyonda değişik matrislerle hazırlanmasıyla elde edilen şiddetler arasında büyük farklar vardır. Numune matrisinin soğurma şiddetlendirme etkilerinden dolayı şiddet konsantrasyon ilişkisi Şekil 2.10'daki B ve D eğrilerinde görüldüğü gibi lineerlikten uzaklaşmaktadır.



Şekil 2.10. A analitinin farklı B, C ve D matrislerindeki kalibrasyon eğrileri

Numune üzerine gelen uyarıcı radyasyon numunede bulunan analit atomları ile doğrudan fotoelektrik etkileşme yapması sonucu oluşan şiddete primer flöresans şiddet denir. Matrisin primer uyarıcı fotonları soğurması ile (primer soğurma) yayımladığı karakteristik x-ışınlarının enerjileri analitin incelenen seviyesinin soğurma kıyısından daha düşükse analiti uyaramazlar.

Matrisin analit çizgi radyasyonunu soğurması sonucu oluşan şiddete sekonder flöresans şiddet denir. Numune içerisinde matris elementlerinin yayımladığı karakteristik x-ışınlarının enerjisi analitin soğurma kıyısından büyükse primer uyarıcı fotonlara ilâve olarak bunlar da analiti uyarabilirler. Bu olay matrisin şiddetlendirme etkisidir (Şahin 1979).

Şiddetlendirme etkisi hiçbir zaman toplam şiddetin %15'ini geçemez (Öz, 2000). Şiddetlendirme etkisi genellikle soğurma etkisinin yaklaşık %10'u kadardır. Matris elementlerinin yayımladığı karakteristik çizgilerin kuvvetli olması durumunda eğer bu çizgi analitin soğurma kıyısına çok yakınsa şiddetlendirme etkisi daha da fazla olabilir (Şahin 1979).

Analit çizgi şiddetine etkisi bakımından şiddetlendirme etkisi iki kısımda incelenebilir. Matris elementinin bir veya birkaç spektral çizgi enerjisinin analitin soğurma kıyısından büyük olduğu durumlardaki şiddetlendirme etkisine doğrudan şiddetlendirme etkisi denir. Bu durumda uyarıcı primerlere ilâveten matris radyasyonu da analiti uyarmakta ve şiddet ifadesi daha büyük olmaktadır. İkinci tür şiddetlendirme etkisi matris elementlerinin soğurmalarının az olmasından ileri gelen şiddetlendirme etkisidir.

Tek enerjili uyarıcı kaynak için şiddet ifadesi;

$$I_i(E_i) = G \frac{\varepsilon(E_i)a_i(E_0)I_0(E_0)}{\sin\theta_1} \times \frac{1 - \exp[-\rho T(\mu(E_0)\csc\theta_1 + \mu(E_i)\csc\theta_2)]}{\mu(E_0)\csc\theta_1 + \mu(E_i)\csc\theta_2} \quad (2.21)$$

bağıntısı ile verilir.

Matris elementlerinin karakteristik radyasyonları tarafından analitin ekstra uyarılmalarını içeren şiddetlendirme etkisi $I_i(E_i)$ şiddet bağıntısını değiştirir. Uyarıcı kaynağın tek enerjili olduğu durum için şiddet ifadesi $1+H_i$ faktörünü içermelidir. H_i şiddetlendirme terimi olup şu şekilde verilir.

$$H_i = \frac{1}{2\mu_i(E_0)} \sum_{k=1}^m W_k w_k (1 - \frac{1}{j_k} \mu_i(E_k) \mu_k(E_0) x \left[\frac{\ln(1 + \mu(E_0)/[\mu(E_k) \sin \theta_1])}{\mu(E_0)/\sin \theta_1} + \frac{\ln(1 + \mu(E_i)/[\mu(E_k) \sin \theta_2])}{\mu(E_i)/\sin \theta_2} \right]) \quad (2.22)$$

Burada $\mu_i(E_0)$ ve $\mu_i(E_k)$ analitin, sırasıyla, gelen radyasyon enerjisindeki ve analit hariç matrisin yayımladığı karakteristik enerjideki toplam kütle soğurma katsayısıdır. $\mu_k(E_0)$ ve $\mu(E_0)$ sırasıyla analit hariç matrisin ve numunenin gelen radyasyon enerjisindeki toplam kütle soğurma katsayıları, $\mu(E_k)$ ve $\mu(E_i)$ ise numunenin, sırasıyla, analit hariç matrisin karakteristik enerjisindeki ve analitin ilgili enerjisindeki toplam kütle soğurma katsayılarıdır. W_k ve w_k sırasıyla analit hariç matrisin kütle kesri ve flöresans verimi, j_k analit hariç matrisin sıçrama oranıdır. Ayrıca θ_1 ve θ_2 sırasıyla gelen ve yayımlanan radyasyonun numunenin yüzeyi ile yaptığı açılardır. Şiddetlendirmeden dolayı yeni şiddet ifadesi

$$I_{i+k}(E_{i+k}) = I_i(E_i)(1+H_i) \quad (2.23)$$

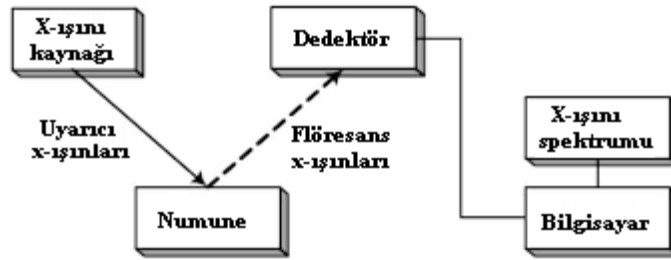
olur.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. X-Işını Flöresans Tekniği

Bir atom herhangi bir yöntemle uyarılarak atomun bir iç tabaka elektronu koparılabilir. Atomun temel hale geçişi (de-excitation) sırasında daha dış tabakalardaki bir elektron bu iç tabakadaki boşluğu doldurur. İki tabaka arasındaki enerji farkı karakteristik bir x-ışını fotonu olarak atomdan yayımlanır. Bu karakteristik fotonlar sayılarak karakteristik x-ışını spektrumu oluşturulabilir. Piklerin enerjileri numunedeki elementlerin enerjilerini (kalitatif analiz), piklerin şiddeti ise elementlerin konsantrasyonlarını (kantitatif analiz) verir.

Tipik bir x-ışını flöresans spektrometre, bir primer radyasyon kaynağı (genellikle bir radyoizotop kaynak veya x-ışını tüpü) ve numuneden yayımlanan karakteristik x-ışınlarını saymak için kullanılan bir dedektör ve sayma sisteminden oluşur.



Şekil 3.1. Tipik bir x-ışını flöresans düzeneği

XRF kalitatif analizlerde çok önemli olup, berilyumdan uranyuma kadar olan tüm elementlerin analizinde kullanılmaktadır. Enerji ayırmalı x-ışını spektrometresi (EDXRS) ile 1 ppm'e kadar, dalgaboyu ayırmalı x-ışını spektrometresi (WDXRS) ile 0,1 ppm'e kadar olan konsantrasyonlar tayin edilebilmektedir. XRF'in kullanım alanları kısaca aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- *Atom ve molekül fiziği araştırmaları
- *Radyasyon fiziği araştırmaları
- *Ekoloji ve çevre kirliliği analizleri (topraktaki ağır metallerin ölçümü)
- *Metalurji ve kimya sanayi araştırmaları (kalite kontrolü)
- *Jeoloji ve mineraloji araştırmaları (toprak vb. maddelerin analizleri)
- *Boya ve ince film analizleri
- *Yakıt endüstrisi (yakıtlardaki kirlilik miktarı analizi)
- *Gıda kimyası araştırmaları (gıda maddelerinde toksik metallerin belirlenmesi)
- *Tarımsal analiz (toprak ve tarım ürünlerinin analizi)

XRF tekniğinin avantajları ise şöyle sıralanabilir:

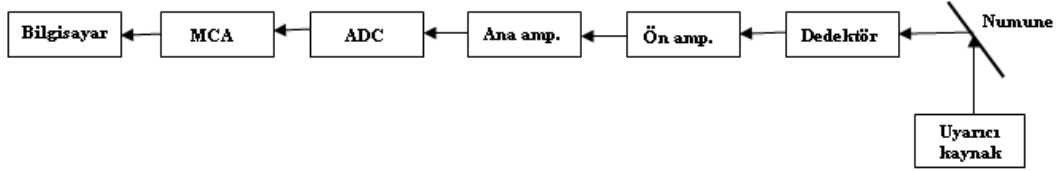
- 1) Spektral analizler kolay ve hızlıdır.
- 2) Aynı anda çok sayıda element analizi yapılabilir.
- 3) Analizler diğer tekniklere göre daha düşük tahribatlıdır.
- 4) Farklı formlarda (katı, sıvı vb.) numune analizi yapılabilir.
- 5) Numunelerin hazırlanması kolaydır.
- 6) Analizler yüksek hassasiyete ve doğruluğa sahiptir.
- 7) Ekipmanların taşınması kolaydır.

X-ışını cihazları dayandıkları fiziksel çalışma prensiplerine ve spektrum çözme yöntemlerine göre genellikle kırınım (dalgaboyu ayırmalı cihazlar) ve flöresans (enerji ayırmalı cihazlar) ölçenler olarak iki grupta değerlendirilebilir.

3.2. Enerji Ayırmalı X-İşını Flöresans Spektrometresi

Enerji ayırmalı cihazlarda kullanılan sayma sisteminin şeması Şekil 3.2'de görölmektedir. Sistem ön amplifikatör, ana amplifikatör, analog sayısal dönüştürücü ve çok kanallı analizörden oluşur. Enerji ayırmalı sistemlerin en büyük avantajı spektrometrenin uyarma ve alıcı kısmındaki parçaların basitliği ve hareketsiz oluşudur.

Enerji ayırmalı sistemlerde azot soğutmalı veya peltier soğutmalı katihal dedektörleri kullanılmaktadır.



Şekil 3.2. Bir EDXRF sisteminde ana kısımların şematik gösterimi

EDXRF sistemlerde dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine uygun yüksek gerilim uygulanmalıdır. En uygun çalışma gerilimi çalışma öncesi deneyci tarafından belirlenir. Bu gerilim dedektörün cinsine ve boyutlarına bağlı olarak birkaç yüz volttan 5000 volta kadar değişebilir. Elektronik gürültüyü minimize etmek için bir alan etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur.

Ön yükselticinin çalışmasını iyileştirmek için FET'ün sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici, dedektörden gelen yükü gerilim (voltaaj) pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları ana yükselteçte lineer olarak büyütüldükten sonra ADC'ye gönderir.

Analog sayısal dönüştürücü ise yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle, dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir sayıya çevirir ve çok kanallı analizöre gönderir. Çok kanallı analizörde sayısal hale getirilmiş pulslar uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydedilir. Bu sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili karakteristik x-ışını fotonları bir tepe (pik) oluştururlar.

3.3. Sayma Sistemi

Bu çalışmada kullanılan enerji ayırmalı x -ışını spektrometresinin esas bileşenleri, x -ışını uyarıcı kaynak, Si(Li) katıhal sayacı, DSA-1000 cihazı, sistemin tüm birimlerini yöneten spektrumları alan ve değerlendirmede kullanılan Genie-2000 programının yüklü olduğu bir bilgisayar ve bilgisayar ile sistemin diğer birimleri arasında arayüz (interface) görevi yapan bir dandandan (software key) oluşmaktadır.

Kullandığımız DSA-1000 cihazı, yüksek voltaj güç kaynağı, yükseltici, ADC ve MCA'yı ihtiva etmektedir. Yüksek voltaj güç kaynağı, amplifikatör ve ADC Genie-2000 programı ile kontrol edilmektedir. DSA-1000, gelişmiş dijital sinyal işleme teknikleriyle donanımlı olup sinyal prosesinin sonrasında sinyalleri sayısallaştıran dönüştürücü sistemlerden farklı olarak sinyal prosesinin öncesinde ön yükselticiden alınan sinyalleri sayısallaştırır.

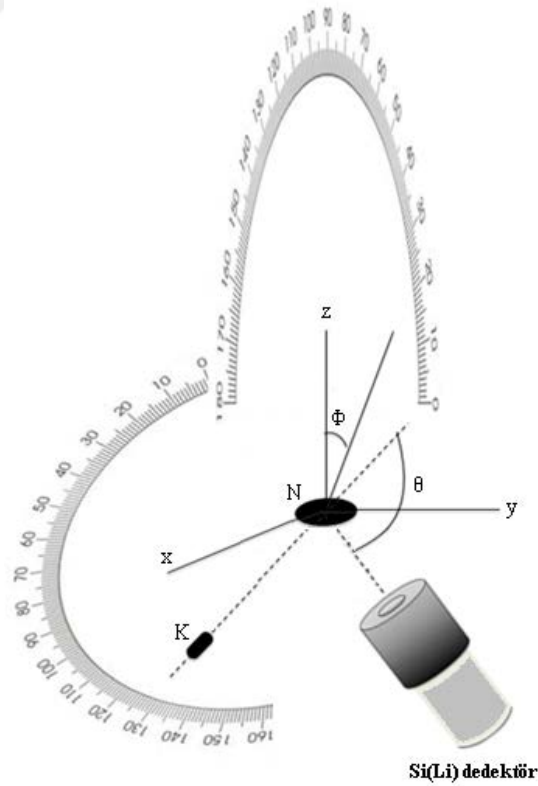
Bu tez çalışmasında kullanılan Si(Li) dedektör sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulmuştur. Numuneleri uyarmak için 100 mCi şiddetinde Am-241 radyoizotop nokta kaynaktan yayımlanan 59,54 keV enerjili fotonlar kullanılmıştır. Hazırlanan deney geometrisinde hem polar açı hem de azimutal saçılma açısı taramasının gerçekleştirilebilir olması gözününde bulundurulmuştur. Tüm uzaysal taramalarda kaynak ve dedektörün simetri eksenlerinin numune merkezinde çakışmasına ve numunenin kendi merkezi etrafında dönmesinin sağlanmasına dikkat edilmiştir. Bunun için polar açı taramasında dedektör sabit tutularak bir gonyometre üzerine yerleştirilen kaynağın ve numunenin aynı anda hareketliliği sağlanmıştır. Polar açı taraması için, nokta kaynaktan gelen gama ışınlarının numune normali ile yaptığı açı 45° olacak şekilde sabit tutularak, kaynak ve numune birlikte hareket ettirilmek suretiyle polar saçılma açısı 135° 'den 85° 'ye kadar 10° 'ar derecelik adımlarla değiştirilmiştir.

Azimutal saçılma açı taraması için de dedektör sabit tutulmuş ve kaynağın numune yüzeyi ile yaptığı azimutal saçılma açısı 0° 'den başlayarak sağa doğru -10° , -20° ve -

30°'ler için, sola doğru 10°, 20° ve 30°'ler için ölçüler alınmıştır. Deney geometrisinin resmi ve şematik gösterimi Şekil 3.3 (a) ve (b)'de verilmiştir.



(a)



(b)

Şekil 3.3. (a) Deney geometrisinin fotoğrafı, (b) Deney geometrisinin şematik gösterimi N:numune, K: kaynak, θ : polar saçılma açısı, Φ : azimutal saçılma açısı

Numune-kaynak pozisyonunun hem mesafe bakımından hem de açısal bakımdan sabit tutulmasına karşın, numune-dedektör pozisyonu mesafe bakımından sabit tutularak açısal olarak değiştirilmiştir. Bu durum açısal değişimin getirdiği i) etkin alan değişiminden ve ii) kalınlık değişiminden dolayı uyarıcı fotonların numune atomlarıyla etkileşmelerinde farklılıklara sebep olabilecektir. Ayrıca bu türden açısal değişimler numuneden yayımlanan incelenenmeye konu olan foton enerjileri farklı olduğundan farklı kalınlık etkilerine de sebep olabilecektir. Spektrumların bu etkilere ilâveten, sayma zamanı ve geometrik verim açısından kontrolü için numunelerin içine seryum oksit ilâve edildi. Böylece, spektrumlarda seryumun K x-ışını pikleri ve incelenen numunenin L x-ışını pikleri birlikte elde edilmiştir.

Genie-2000 programında alınan spektrumlar, Matlab 7.0 programında yazılan ve Genie-2000 programının formatına göre elde edilmiş, ham verileri bir yazı-dosyası formatına çeviren program vasıtasıyla yazı dosyasına dönüştürülmüş ve bunların Origin 7.5 programında şekilleri çizilmiştir.

Yapılan çalışmalardan toplam açısal momentumu $J=1/2$ olan enerji seviyelerindeki boşluklara geçişlerden yayımlanan fotonların izotropik (küresel simetrik) dağılıma sahip olduğu bilinmektedir. Dolayısıyla spektrumda elde edilen seryuma ait K x-ışını fotonları izotropik dağılıma sahiptirler. Böylece, L x-ışınlarının açısal olarak nasıl bir dağılıma sahip olduklarına (izotropik ya da anizotropik), seryuma ait K x-ışını pikleriyle yapılan normalizasyon sonucu karar verilmiştir.

3.4. Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada atom numarası 51, 62, 72, 82 ve 92 olan antimon, samaryum, hafniyum, kurşun ve uranyum elementleri kullanılmıştır. Numuneler seryum oksit ilâve edilmesiyle hazırlanmıştır. Toz halindeki numuneler 10^{-5} gram hassasiyete sahip terazi ile tartılmış ve içerisine eklenen seryum oksitin homojen dağılım göstermesini sağlamak için mikserde 3 dk karıştırılmıştır. Daha sonra numuneler 6 tonluk basınç altında preslenerek 0,65 cm yarıçapında pelletler haline getirilmiştir. Her bir numunenin sabit

bir azimutal saçılma açısı için farklı altı polar saçılma açısında ve her bir polar saçılma açısı için farklı yedi azimutal saçılma açısında ölçüleri alınmıştır.

Tez çalışmasında kullanılan numuneler ve özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Kullanılan numuneler ve özellikleri

Atom numarası	Element	Kimyasal Formül	Safılığı (%)	İlave edilen CeO ₂ yüzdesi	Kütle kalınlığı (g/cm ²)
51	Sb	-	99,5	5,32	0,10927
62	Sm	Sm ₂ O ₃	99,9	5,93	0,27528
72	Hf	-	99,6	5,91	0,20115
82	Pb	PbO	99,9	6,36	0,09536
92	U	(CH ₃ COO) ₂ UO ₂ .2H ₂ O	99,5	6,13	0,23029

3.5. Açısal Dağılım İle İlgili Hesaplamalar

Foton ve iyon uyarmalı x-ışını üretim tesir kesitlerinin ölçümünde temel düşünce x-ışını dedektörünü (bu çalışmada Si(Li)), gelen şuaya göre sabit bir θ açısında tutarak $I(\theta)$ x-ışını şiddetini ölçmek ve

$$I_n = I(\theta) \frac{4\pi}{\varepsilon d\Omega} \quad (3.1)$$

bağıntısını kullanarak numuneden yayımlanan I_n toplam şiddetini elde etmektir (Mitra *et al.* 1998). Burada $d\Omega$ hedeften x-ışını dedektörünü gören katı açı ve ε özel bir x-ışını çizgisi için x-ışını dedektörünün intrinsik verimidir. Bu bağıntı sadece izotropik x-ışını emisyonu için geçerlidir. Polarize olmamış radyasyon ile atomik iç tabakaların doğrudan fotoiyonizasyonu sonucu oluşan $J=1/2$ 'ye sahip boşluk seviyeleri (K tabakası ve L_1 ile L_2 alt tabakaları gibi) $M_j=\pm 1/2$ 'ye sahip manyetik alt seviyelerin eş popülasyonlu olmalarından dolayı izotropik uzaysal dağılım gösterirler. Bu boşluk seviyelerinin bozunması x-ışınlarının izotropik emisyonuyla sonuçlanır. Doğrudan fotoiyonizasyonla oluşturulan toplam açısal momentumu $1/2$ 'den büyük olan her bir

boşluk hizalandırılmış olabilir ve böyle bir hizalanmış boşluktan yayımlanacak x-ışınları da anizotropik açısal dağılım gösterebilir.

Anizotropik x-ışını emisyonu için hedeften yayımlanan toplam x-ışını şiddeti

$$I(\theta) = \frac{I_n}{4\pi} \{1 + \beta_A [P_2(\cos \theta)]\} \quad (3.2)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir. Burada $P_2(\cos \theta)$ ikinci mertebeden Legendre polinomudur ve

$$P_2(\cos \theta) = 1/2(3\cos^2 \theta - 1) \quad (3.3)$$

ifadesiyle verilir. β_A özel bir x-ışını çizgisi için anizotropi parametresi olup

$$\beta_A = \kappa \alpha A_2 \quad (3.4)$$

bağıntısı ile verilmektedir. κ , Coster-Kronig geçişler için düzeltme faktörü, A_2 alignment parametresi ve α ilk ve son hallerin toplam açısal momentumlarına bağlı bir sabittir. Bu sabit ilk ve son duruma ait toplam açısal momentumlar J_i ve J_f olmak üzere,

$$\alpha = -1^{J_i+J_f+1} \sqrt{3/2(2J_i+1)} \begin{Bmatrix} 1 & J_i & J_f \\ J_i & 1 & 2 \end{Bmatrix} \quad (3.5)$$

bağıntısıyla verilir. α sabitinin farklı J_i ve J_f değerlerine göre aldığı bazı değerler Çizelge 3.2'de verilmiştir.

Çizelge 3.2. Açısız momentumun farklı ilk ve son değeri için α sabitinin bazı değeri (Berezhko and Kabachnik 1977)

J_i	5/2	5/2	5/2	3/2	3/2	3/2	1/2
J_f	3/2	5/2	7/2	1/2	3/2	5/2	1/2, 3/2
α	$\sqrt{\frac{7}{50}}$	$-\frac{8}{5\sqrt{14}}$	$\frac{1}{2\sqrt{14}}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{5}$	$\frac{1}{10}$	0

Coster- Kronig geçişleri düzeltme faktörü (κ) ise L_{III} x-ışınları için

$$\kappa = 1 + f_{23} \frac{\sigma_{L_2}}{\sigma_{L_3}} + (f_{13} + f_{12}f_{23}) \frac{\sigma_{L_1}}{\sigma_{L_3}} \quad (3.6)$$

ile ifade edilmektedir (Jitschin et. all., 1983). Burada da f_{ij} , Coster Kronig geçiş ihtimaliyetleri ve σ_{L_i} ise i. alt tabakanın tesir kesitidir. Yine L_{III} x-ışınları için,

$$A_2 = \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}} \quad (3.7)$$

dir. Buradaki $\sigma_{3/2}$ ve $\sigma_{1/2}$ sırasıyla $|m_j| = 3/2$ ve $|m_j| = 1/2$ olduğu durumdaki toplam tesir kesitleridir (Berezhko and Kabachnik 1977).

L x-ışınlarının diferansiyel tesir kesitleri

$$\frac{d\sigma(L_i)}{d\Omega} = \frac{N_{L_i}}{4\pi I_0 G \varepsilon_{L_i} t \beta_{L_i}} \quad (3.8)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Burada N_{L_i} birim zamanda ölçülen karakteristik L_i x-ışını şiddeti (ilgilenilen tepenin altındaki net sayım), I_0 numuneye birim zamanda uyarıcı tarafından gönderilen foton şiddeti, G geometri faktörü, ε_{L_i} L_i x-ışını fotonu için

dedektör verimi, t numunenin kütle kalınlığı (g/cm^2) ve β_{L_i} uyarıcı fotonlar ve yayımlanan L_i x-ışını fotonları için öz soğurma düzeltme faktörüdür.

Karakteristik x-ışınlarının açısal dağılımları

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = \sum_l a_l [P_l(\cos\theta)] \quad (3.9)$$

bağıntısı ile de verilmektedir. $P_l(\cos\theta)$ Legendre polinomu, a_l sabit sayıları göstermektedir. Yapılan çalışmalar denklemin a_0 , a_1 ve a_2 katsayılarıyla sınırlı olduğunu göstermiştir. Bu yüzden yukarıdaki denklem,

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = a_0 + a_1 \cos\theta + a_2 \cos^2\theta \quad (3.10)$$

ile verilir. Tesir kesiti için bulunan değerler $\cos\theta$ 'nın fonksiyonu olarak çizilerek elde edilen eğrinin denklemine fit edilerek yukarıdaki bağıntıdaki a_0 , a_1 ve a_2 katsayıları bulunabilir. Burada θ yayımlanma açısıdır (Apaydın 2008).

3.6. Dedektör Veriminin Ölçülmesi

Bir dedektörle çalışmaya başlamadan önce uygun bir çalışma potansiyeli belirlenir. Bu potansiyelin belirlenmesinde küçük potansiyel değişmelerinin sayıma etkisinin minimum olmasına dikkat edilir. Dedektör üzerine gelen fotonların tamamının sayılabilir puls haline dönüştürülmesi ve bu pulsların tamamının elektronik devre tarafından kaydedilmesi mümkün değildir. Dedektör verimi enerji ile değiştiğinden kullanılan dedektörün verim eğrisini enerjinin fonksiyonu olarak belirlemek gerekir. Çoğu spektrum çalışmalarında ayrıca I_0 ve G 'nin de tayin edilmesi gerekir. I_0 , G ve ε 'un ayrı ayrı ölçülmesi ya da hesaplanması oldukça zor ve zaman alıcıdır. Bunun yerine $I_0 G \varepsilon$ etkin foton akısının hesaplanması daha kolaydır. $I_0 G \varepsilon$ uygun enerji bölgesinde çeşitli elementlerin K x-ışınlarının tepe alanları ölçülmek suretiyle bulunabilir. Bu

çalışmada deneysel olarak $I_0 G \varepsilon$; V, Mn, Co, Ni, Cu, Zn, Y, Zr, Nb ve Mo elementlerinin karakteristik x-ışınları ölçülerek ve aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanmıştır.

$$I_0 G \varepsilon_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{\sigma_{Ki} \beta t} \quad (3.11)$$

Burada N_{Ki} ilgilenilen fotopik altındaki net sayım, I_0 uyarıcı radyasyonun şiddeti, G geometri faktörü, ε_{Ki} K x-ışınları için dedektör verimi, t g/cm² cinsinden numunenin kütle kalınlığı, β hedefin öz soğurma düzeltme faktörü olup (3.12) bağıntısı ile hesaplanabilir.

$$\beta = \frac{1 - \exp[-(\mu_g / \cos \theta_1 + \mu_y / \cos \theta_2)t]}{(\mu_g / \cos \theta_1 + \mu_y / \cos \theta_2)t} \quad (3.12)$$

Burada μ_g ve μ_y sırasıyla gelen foton ve yayımlanan x-ışınları için kütle soğurma katsayıları olup WinXCom programı ile hesaplanmıştır. θ_1 ve θ_2 ise gelen fotonların ve yayımlanan x-ışınlarının numunenin yüzey normali ile yaptıkları açılarıdır.

Uyarıcı enerji, K tabakası soğurma kıyından büyük olduğunda, K tabakasının fotoiyonizasyonu ile oluşturulan boşlukların doldurulması sonucu yayımlanan karakteristik x-ışınlarının tesir kesitleri,

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K(E) w_K F_{Ki} \quad i = \alpha, \beta \quad (3.13)$$

bağıntısı ile teorik olarak hesaplanabilir. Burada $\sigma_K(E)$ elementin E uyarma enerjisindeki K tabakası fotoiyonlaşma tesir kesiti, w_K K kabuğu flöresans verimi ve F_{Ki} K x-ışını yayımlanma kesri olup K_α ve K_β x-ışınları için

$$F_{K\alpha} = [1 + I_{K\beta} / I_{K\alpha}]^{-1} \quad (3.14)$$

$$F_{K\beta} = [1 + I_{K\alpha}/I_{K\beta}]^{-1} \quad (3.15)$$

bağıntıları ile ifade edilir. Buradaki $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ ve $I_{K\alpha}/I_{K\beta}$ değerleri Scofield'in (1972) tablosundan ve w_K değerleri ise Hubbell'in (1994) tablosundan alınmıştır.

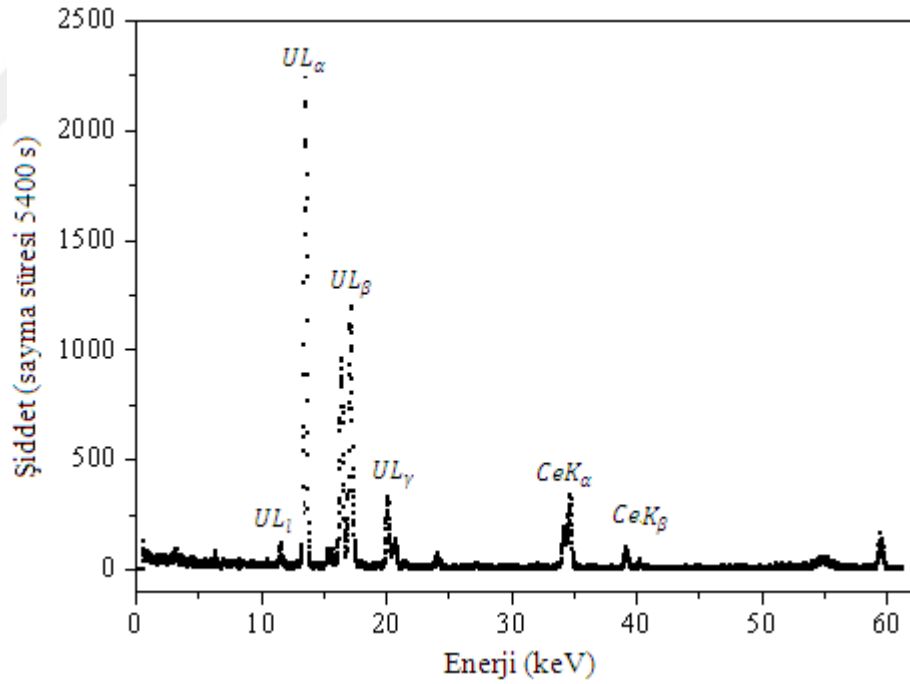


4. ARAŞTIRMA BULGULARI

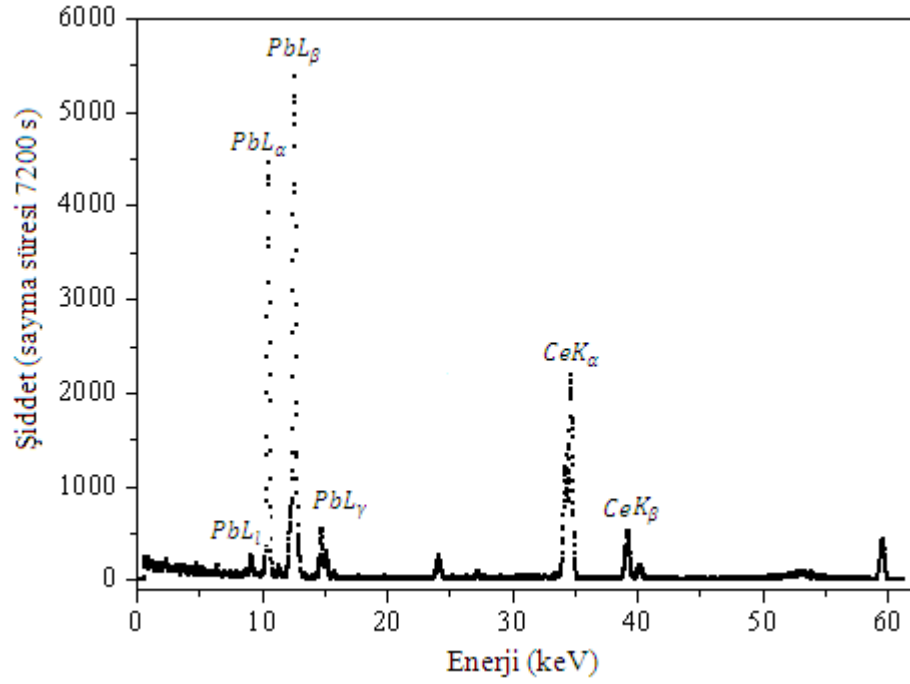
4.1. L X-Işınlarnının Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Bulunması

Tez çalışmasının bu kısmında, beş farklı elementin (uranyum, kurşun, hafniyum, samaryum ve antimon) sabit bir azimutal saçılma açısı için altı polar saçılma açısında ve her bir polar saçılma açısı için farklı yedi azimutal saçılma açısında L x-ışını diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır.

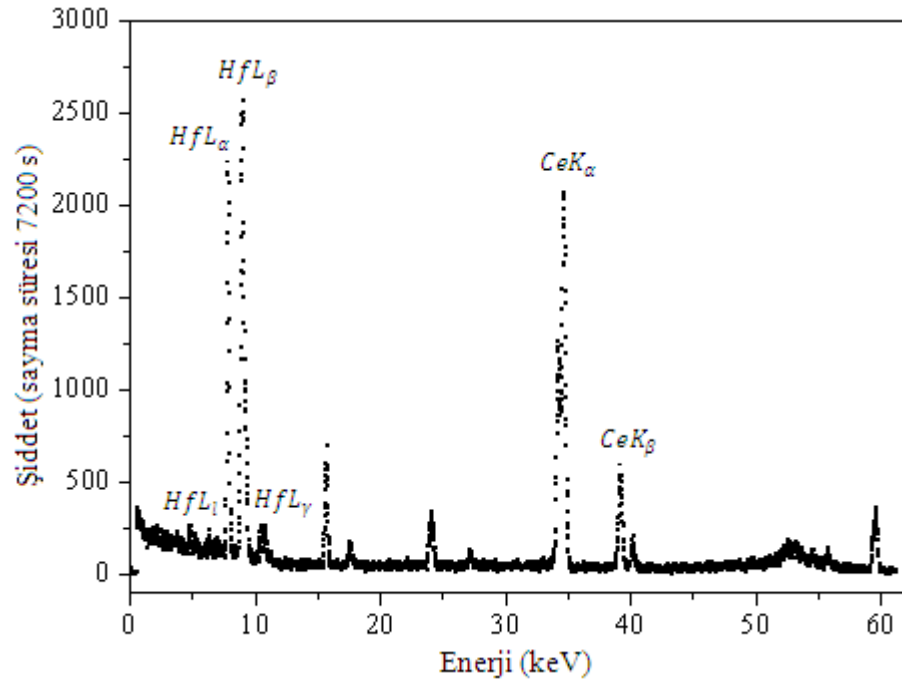
Şekil 4.1-5'de her bir numuneden elde edilen spektrumlar verilmiştir. Spektrumlarda L x-ışınlarına ait karakteristik pikler gösterilmiştir.



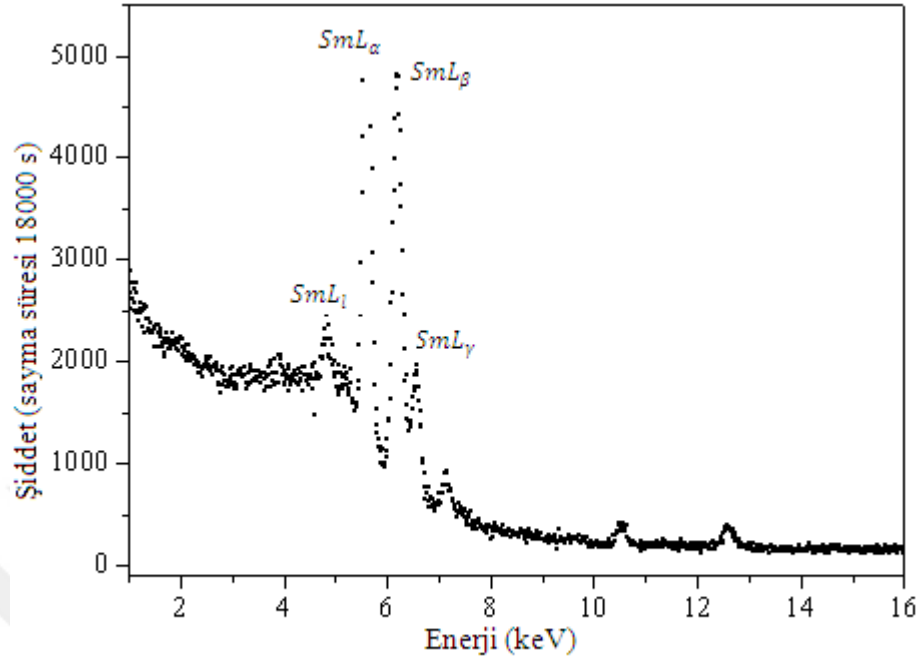
Şekil 4.1. Uranyum numunesine seryum ilâve edildiğinde elde edilen spektrum ($\theta = 85^\circ$, $\varphi = +30^\circ$)



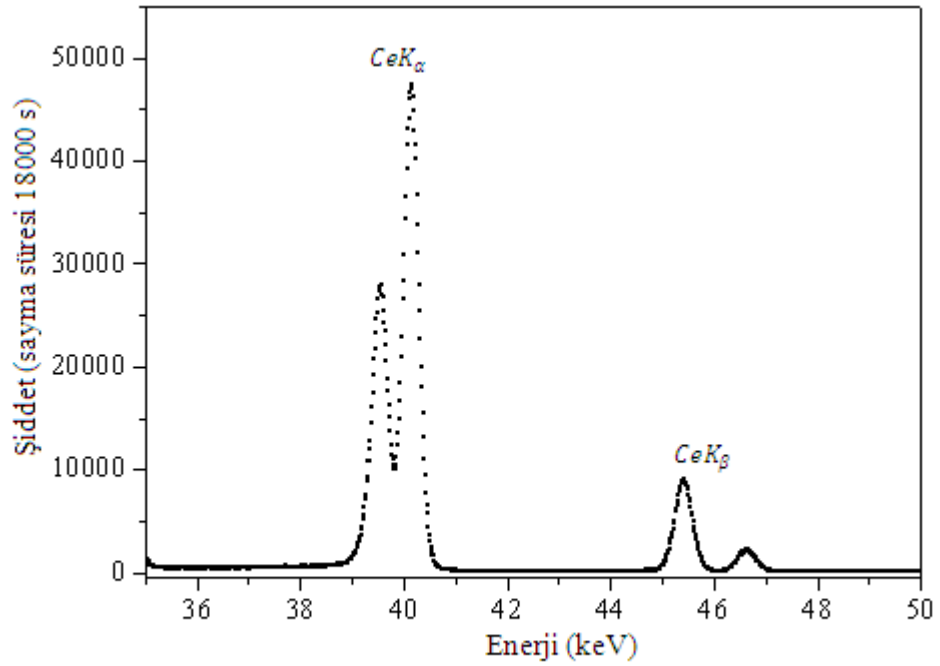
Şekil 4.2. Kurşun numunesine seryum ilâve edildiğinde elde edilen spektrum ($\theta = 95^\circ$, $\varphi = +20^\circ$)



Şekil 4.3. Hafniyum numunesine seryum ilâve edildiğinde elde edilen spektrum ($\theta = 105^\circ$, $\varphi = +10^\circ$)

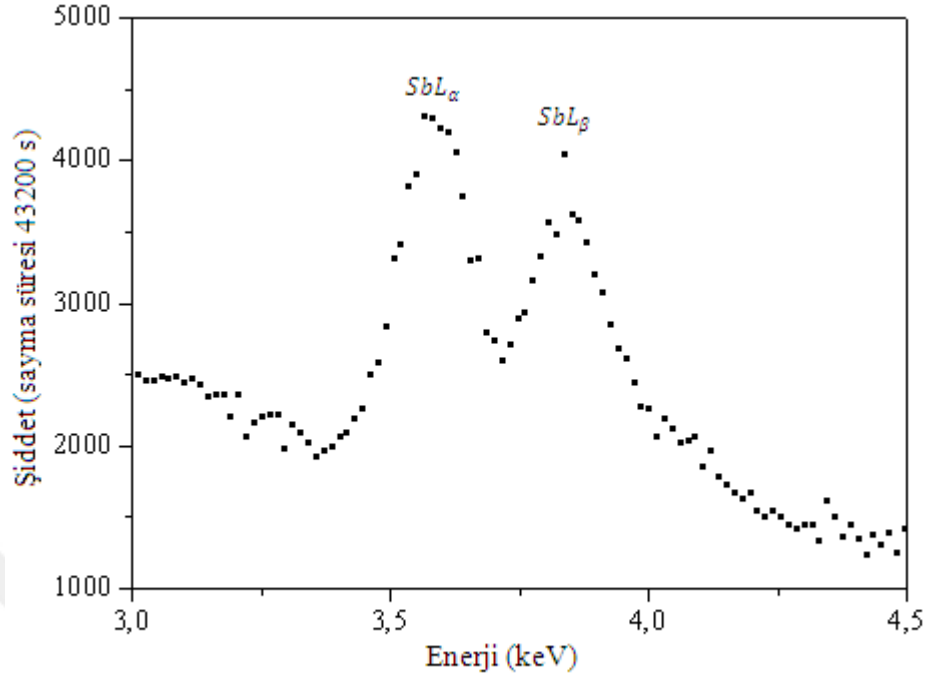


(a)

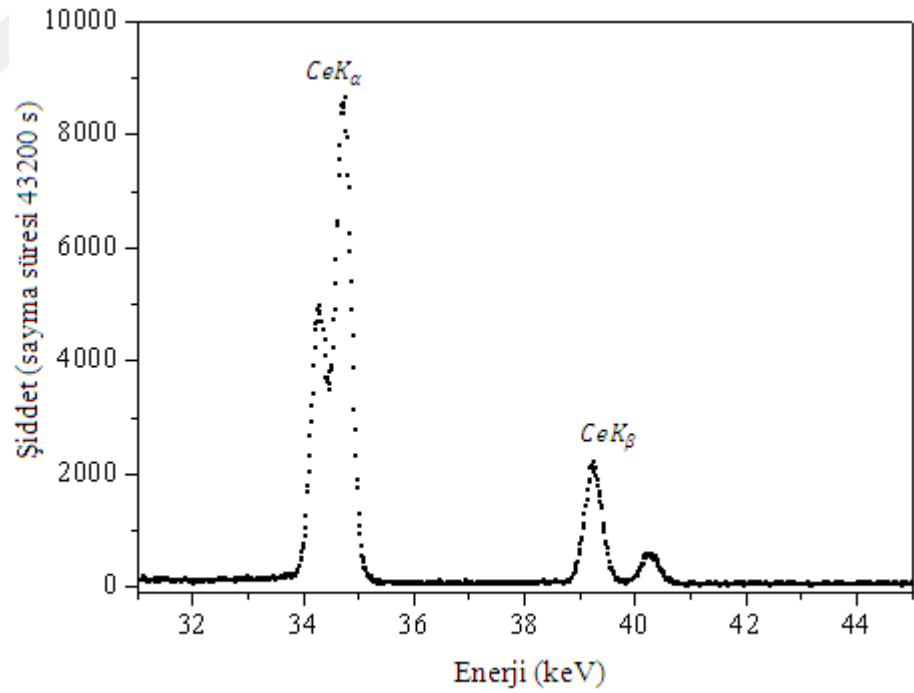


(b)

Şekil 4.4. (a) Samaryum elementine ait L x-ışını pikleri, (b) Seryum oksite ait K x-ışını pikleri ($\theta = 125^\circ$, $\varphi = -20^\circ$)



(a)

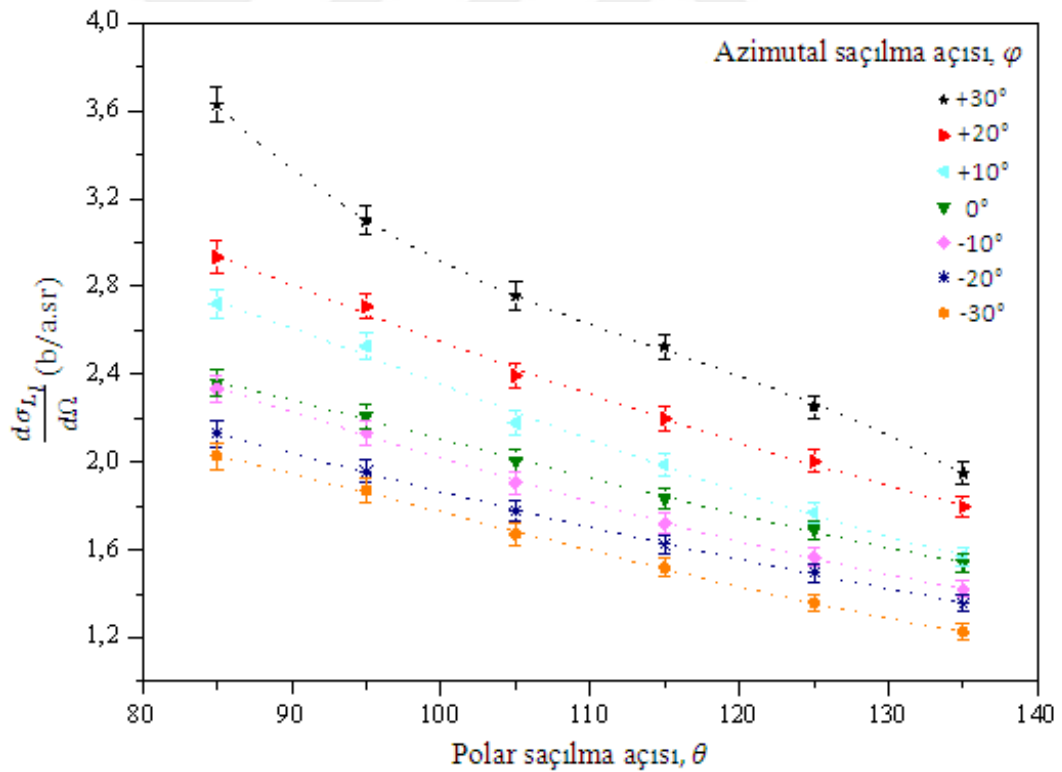


(b)

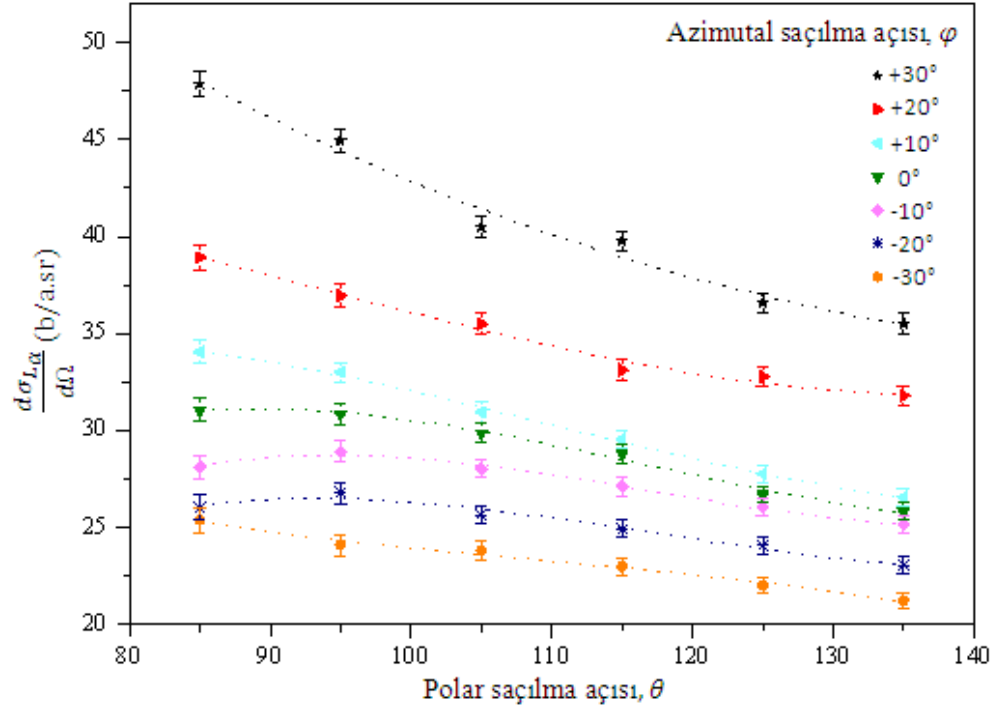
Şekil 4.5. (a) Antimon elementine ait L x-ışını pikleri, (b) Seryum oksite ait K x-ışını pikleri ($\theta = 135^{\circ}$, $\varphi = 0^{\circ}$)

Spektrumlar farklı sayma sürelerinde alınmıştır. Fakat, normalizasyon yoluyla ve birim zamandaki sayma şiddetleri bulunarak bunlar arasında kıyaslamalarda kolaylık sağlanmıştır.

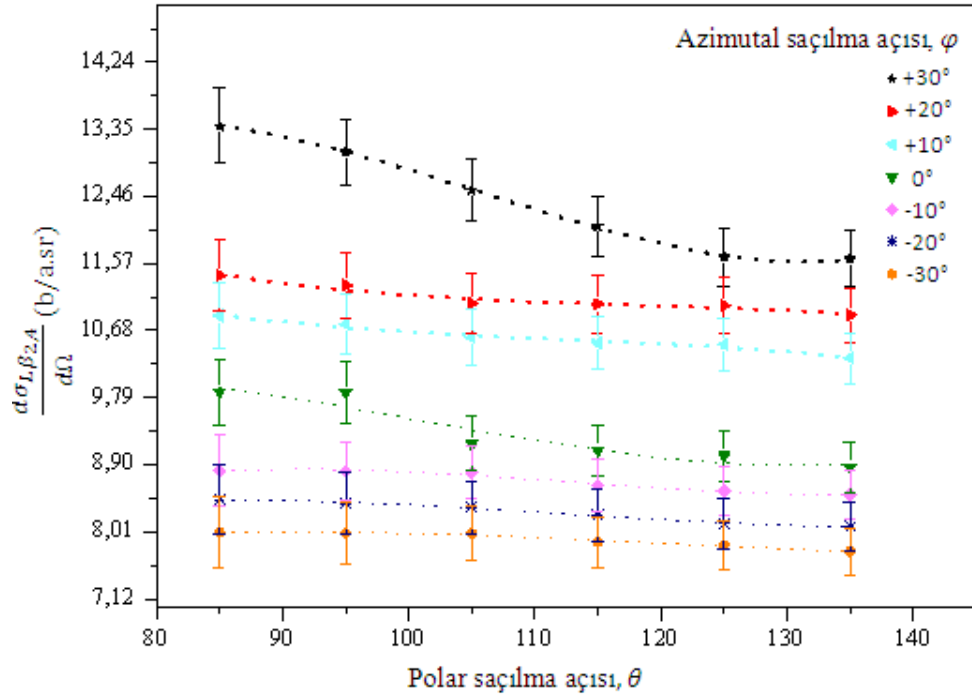
L x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin polar saçılma açısıyla değişimi sırasıyla uranyum elementi için Şekil 4.6-10'da, kurşun elementi için Şekil 4.11-14'de, hafniyum elementi için Şekil 4.15-18'de ve samaryum elementi için Şekil 4.19-22'de verilmiştir. Ayrıca antimon elementine ait L_α ve L_β x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin polar saçılma açısıyla değişimi ise Şekil 4.23 ve 4.24'de verilmiştir. Antimon elementine ait ölçülen L_l ve L_γ x-ışını değerleri çok küçük olduğundan bu elemente ait sadece L_α ve L_β diferansiyel tesir kesitleri ile ilgilenilmiştir.



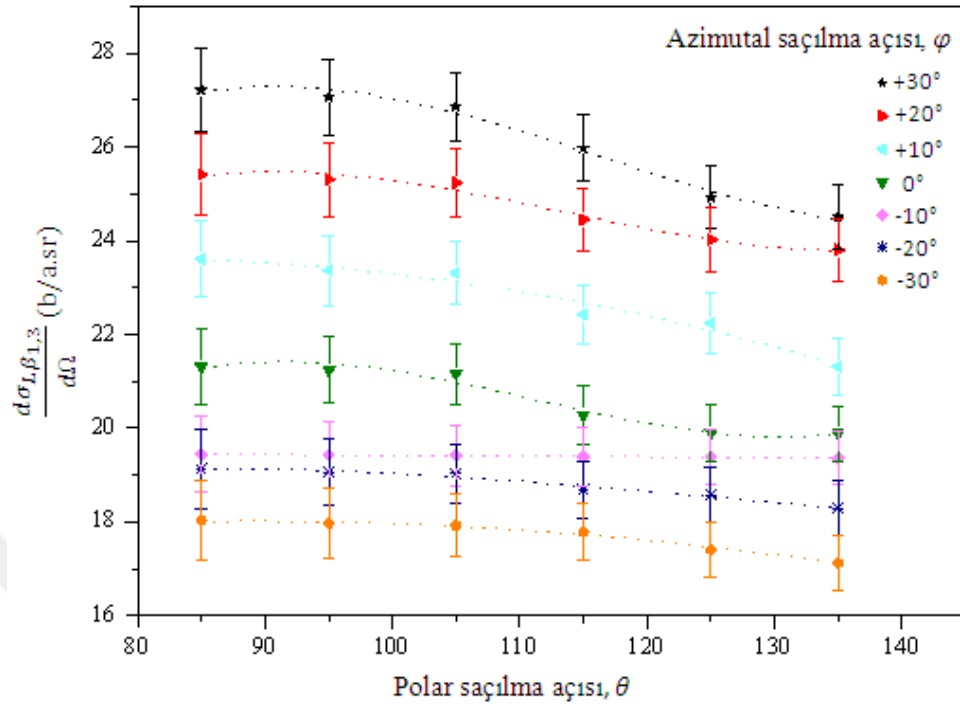
Şekil 4.6. U'nun L_l x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



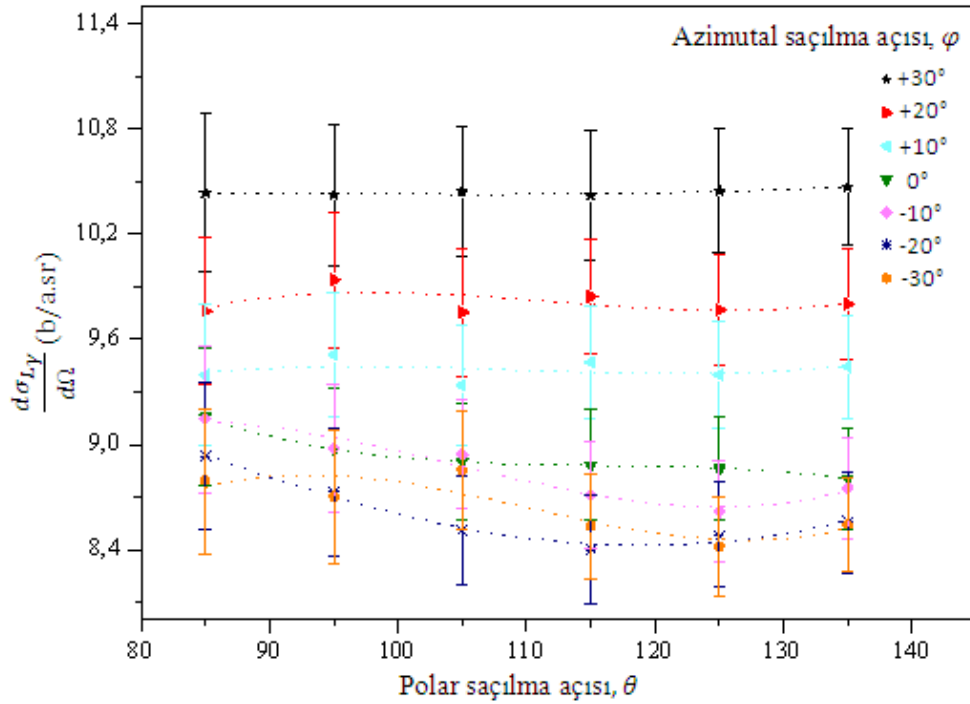
Şekil 4.7. U'un L_{α} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



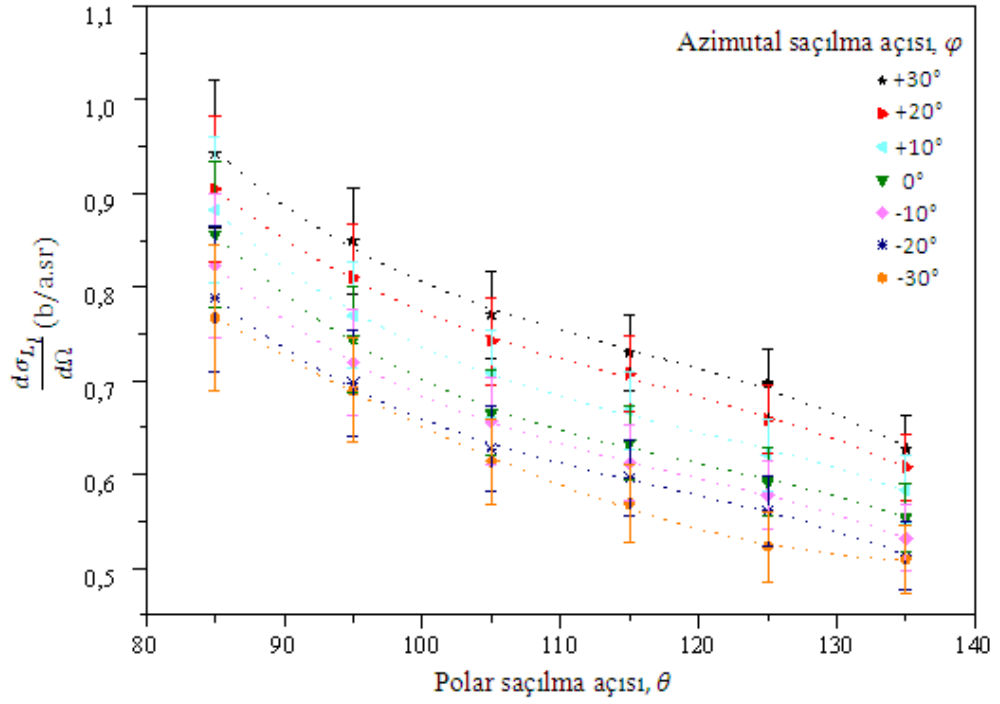
Şekil 4.8. U'un $L_{\beta_{2,4}}$ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



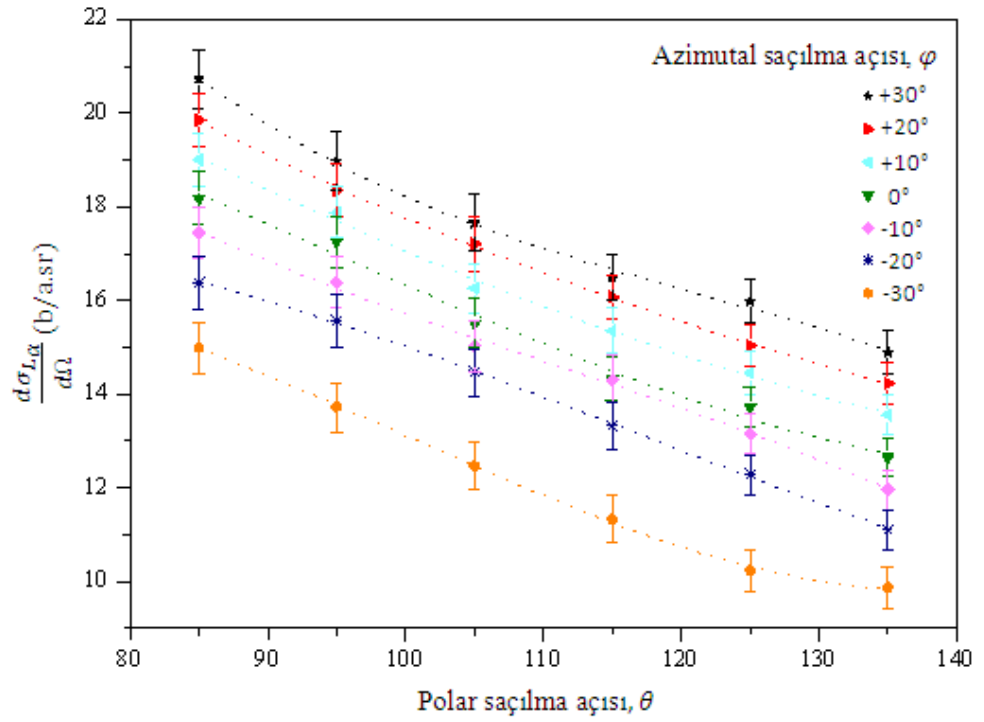
Şekil 4.9. U'un $L_{\beta_{1,3}}$ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



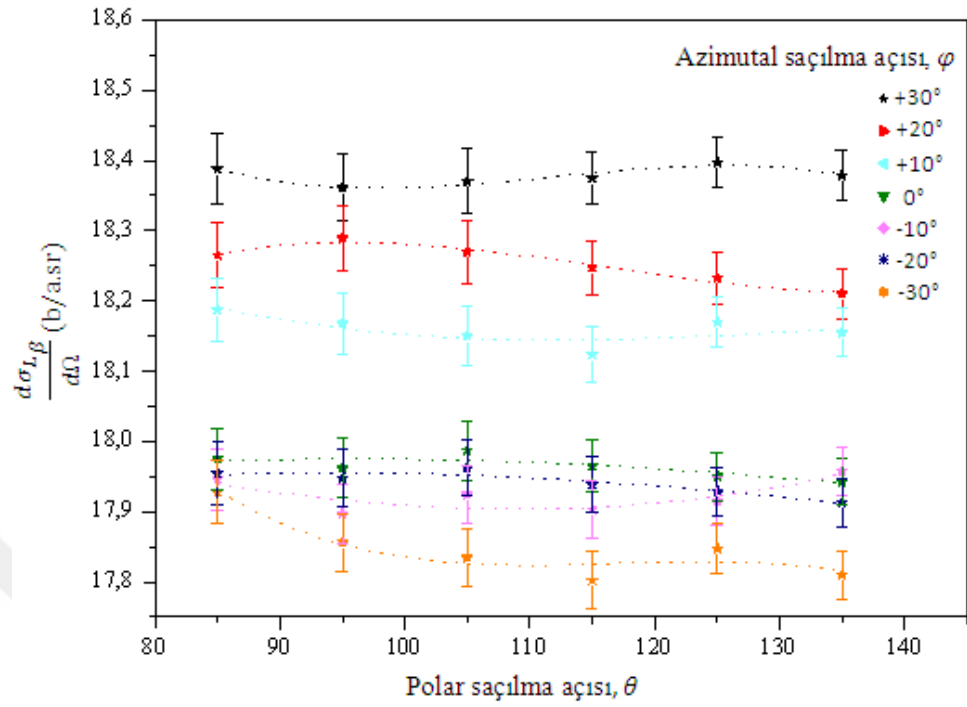
Şekil 4.10. U'un L_{γ} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



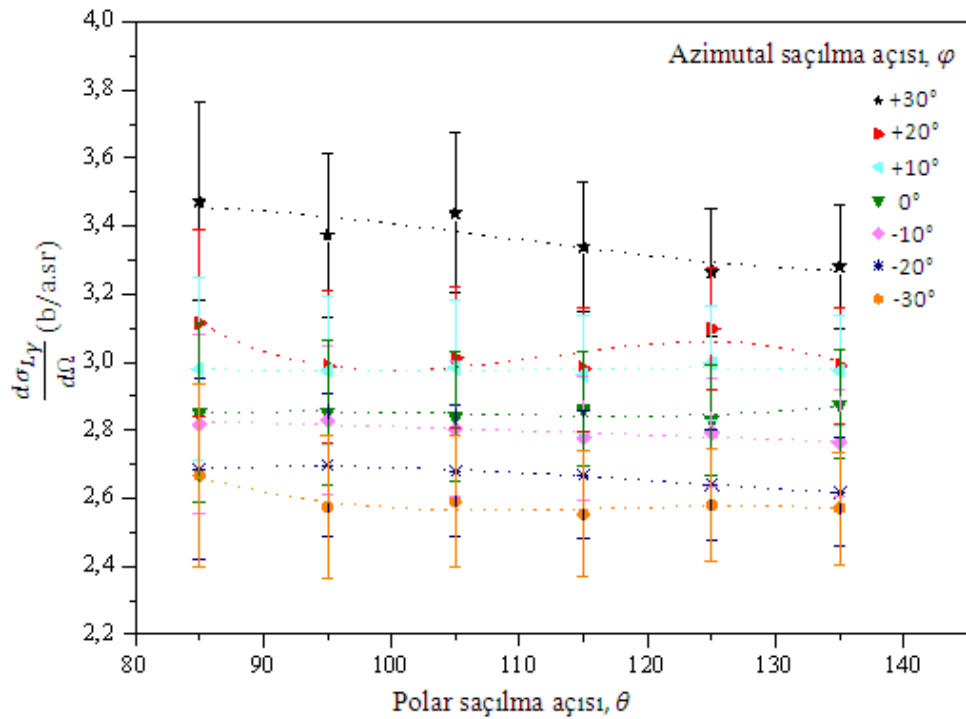
Şekil 4.11. Pb'nun L_I x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



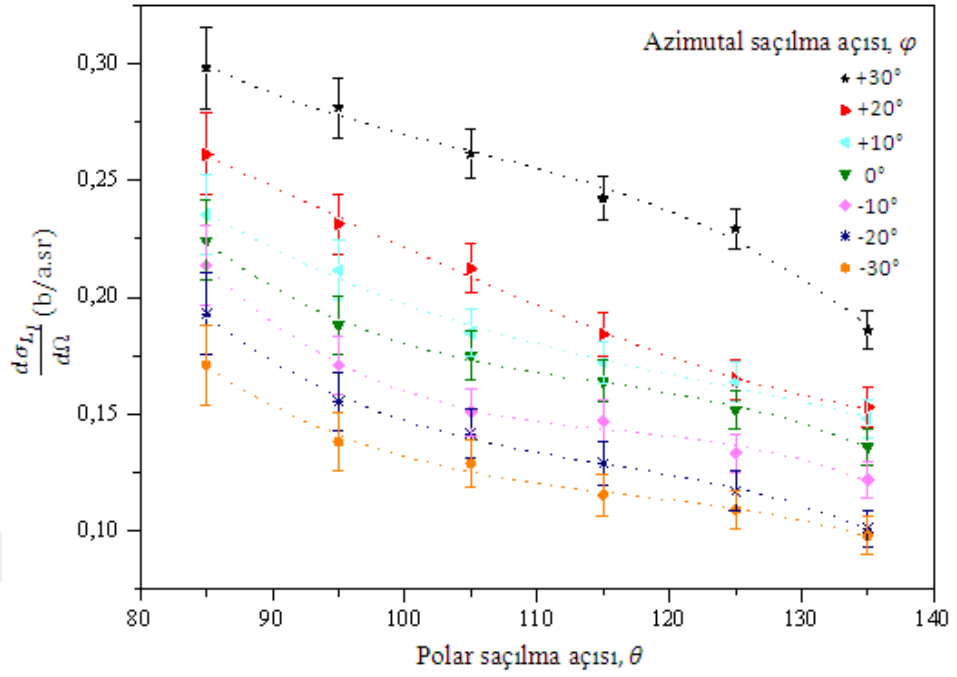
Şekil 4.12. Pb'nun L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



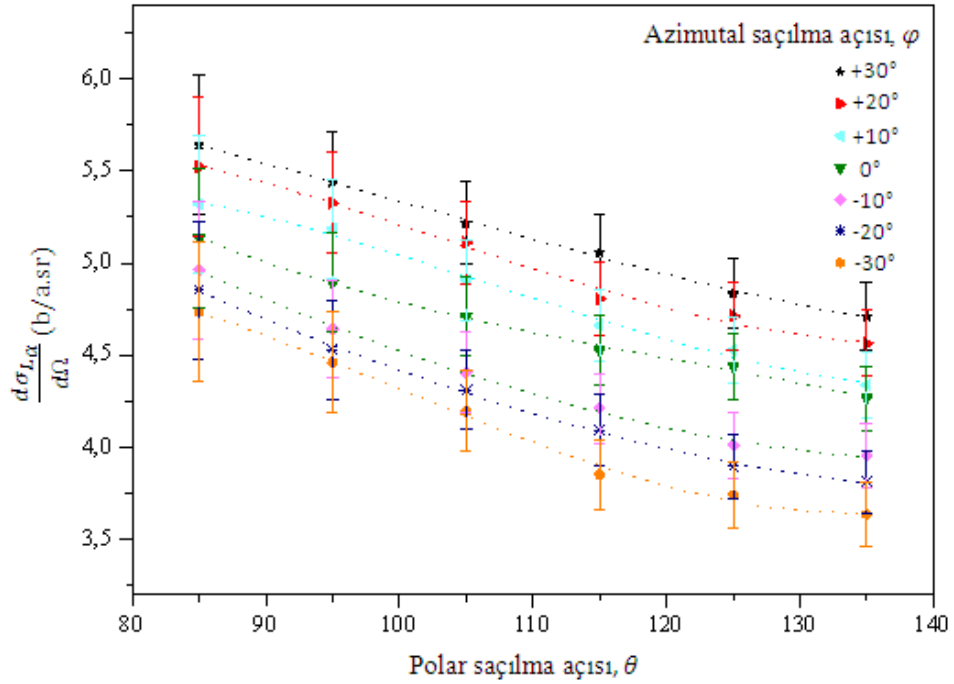
Şekil 4.13. Pb'nun L_{β} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerin saçılma açılarıyla değişimi



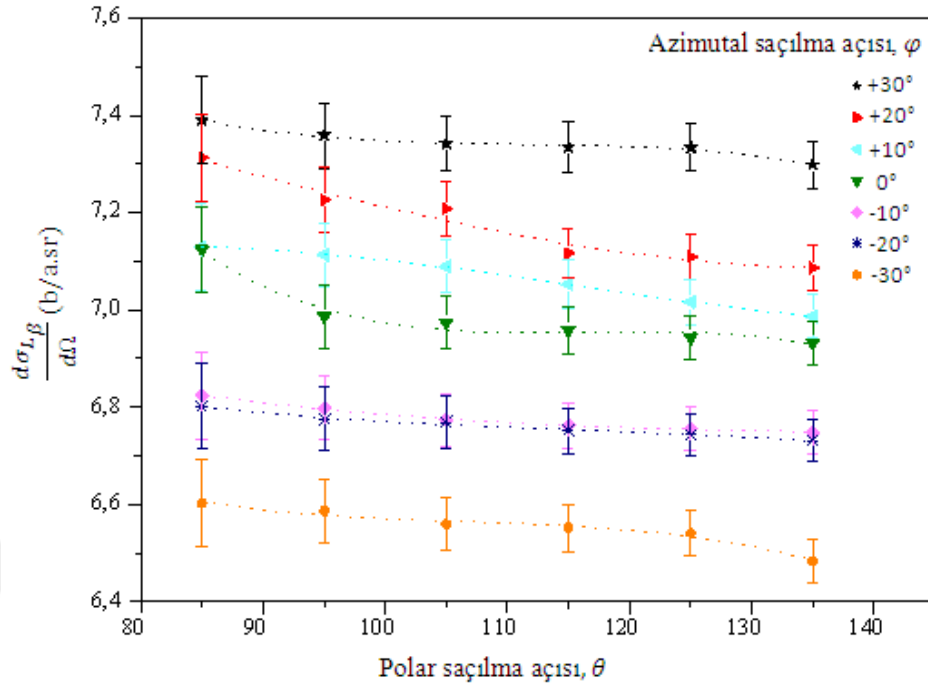
Şekil 4.14. Pb'nun L_{γ} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



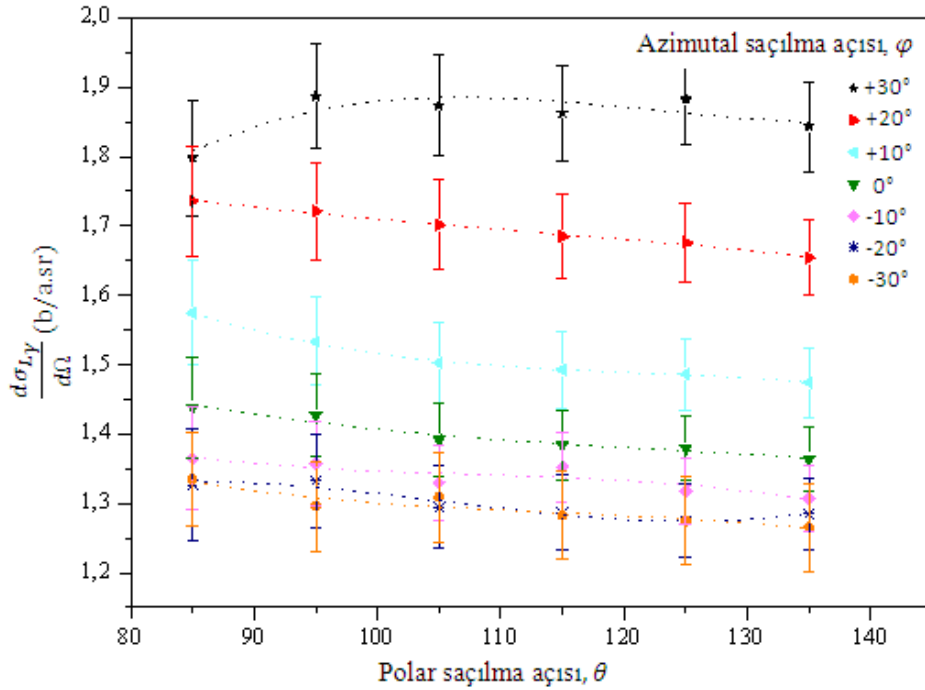
Şekil 4.15. Hf'un L_l x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



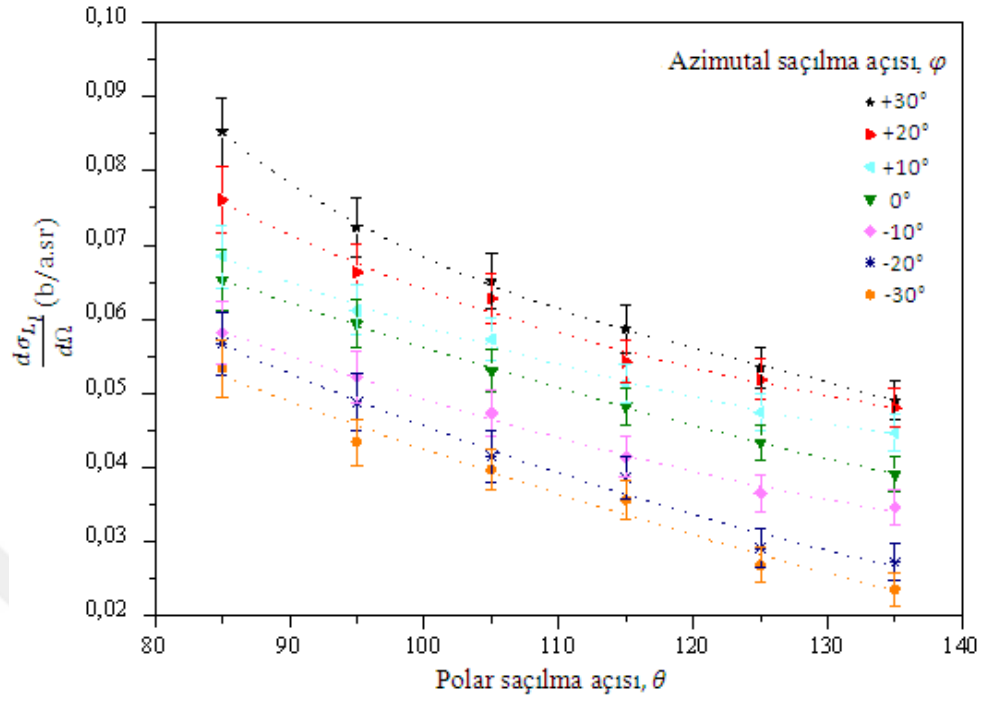
Şekil 4.16. Hf'un L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



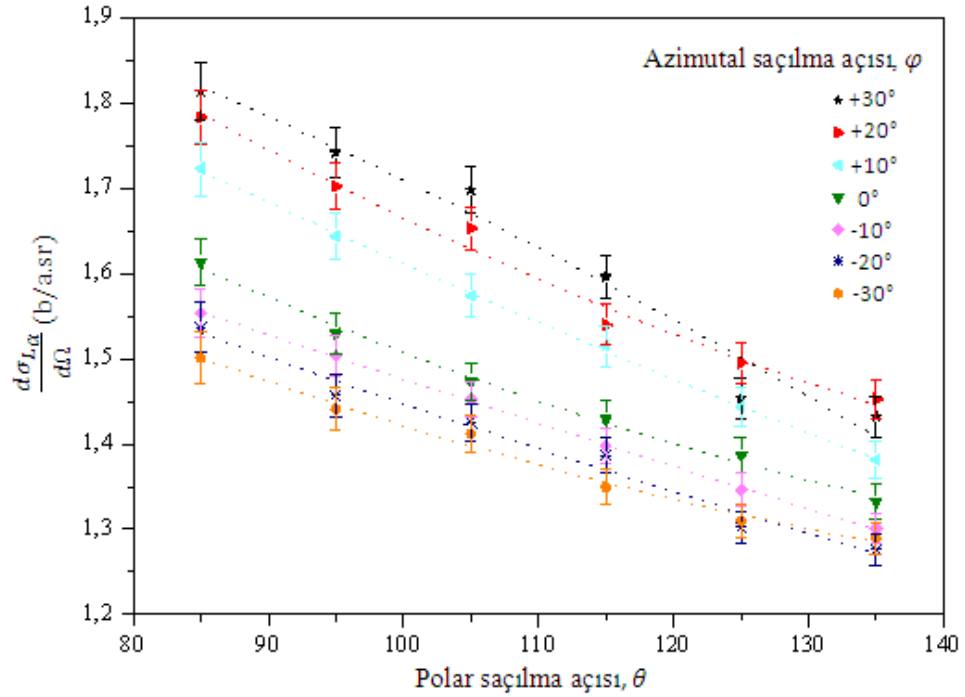
Şekil 4.17. Hf'un L_{β} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



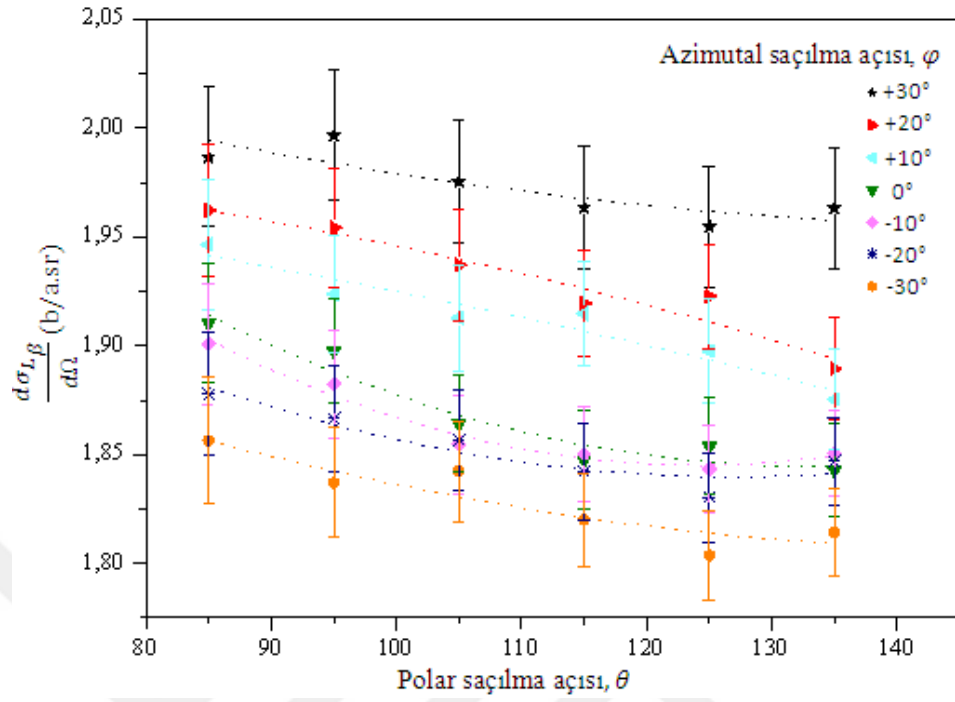
Şekil 4.18. Hf'un L_{γ} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



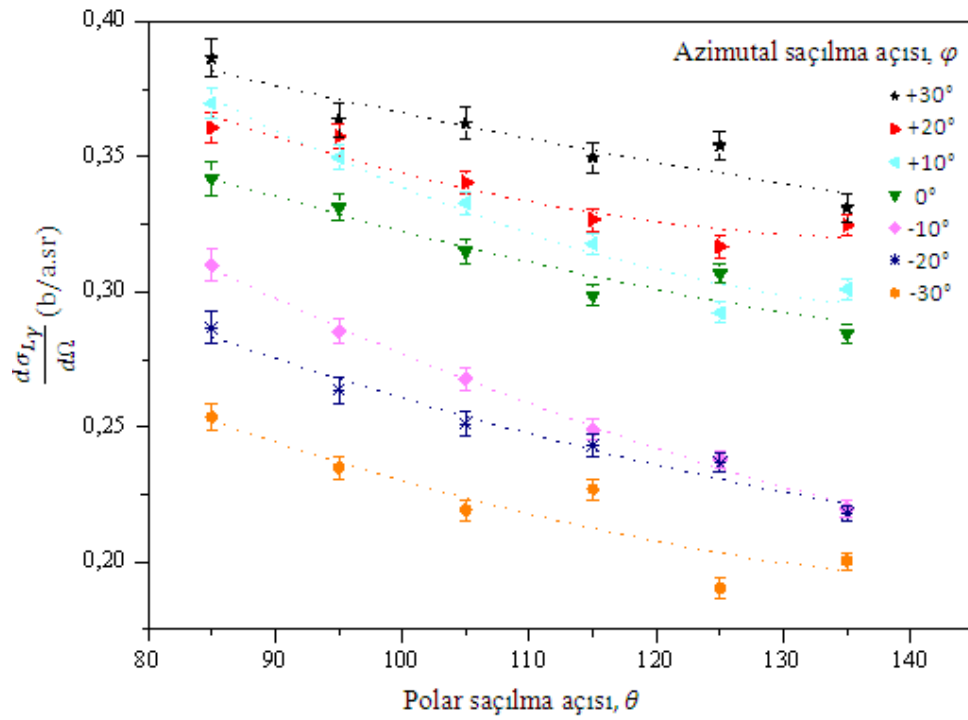
Şekil 4.19. Sm'un L_1 x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



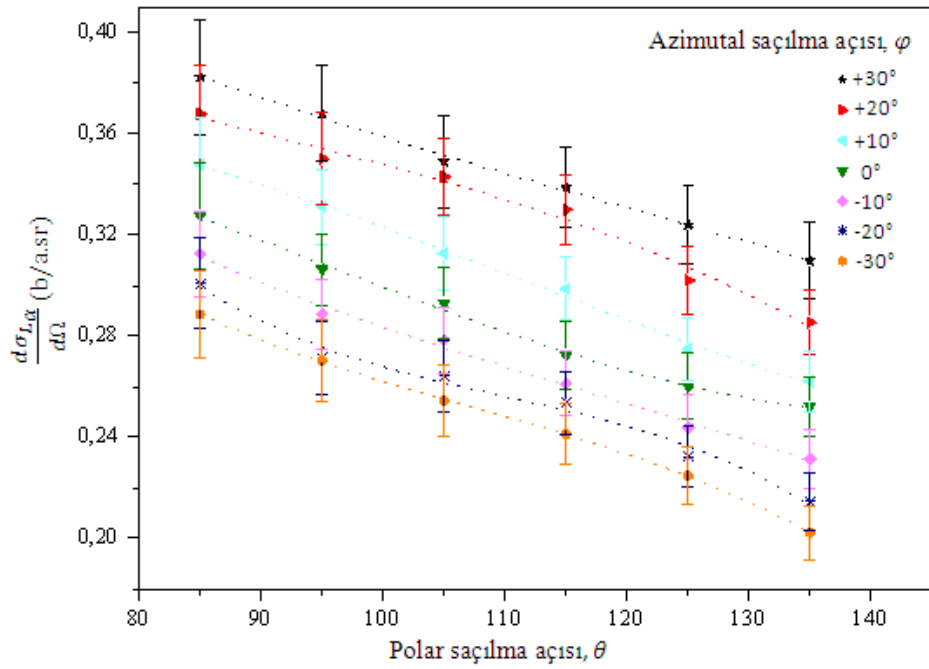
Şekil 4.20. Sm'un L_α x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



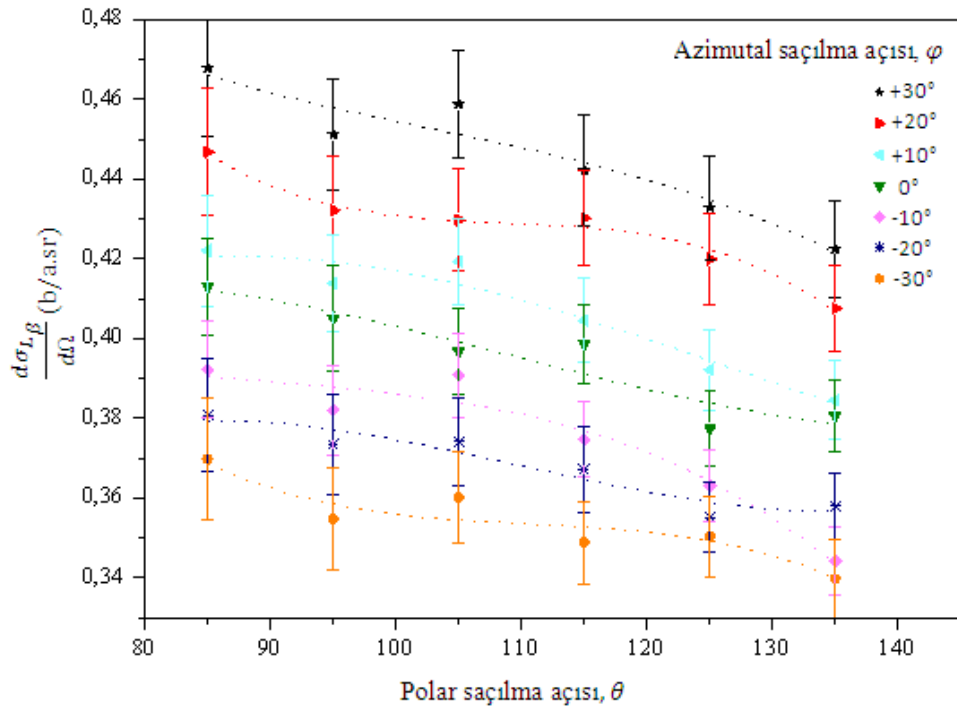
Şekil 4.21. Sm'un L_β x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



Şekil 4.22. Sm'un L_γ x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



Şekil 4.23. Sb'un L_{α} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi



Şekil 4.24. Sb'un L_{β} x-ışınları için diferansiyel tesir kesitlerinin saçılma açılarıyla değişimi

4.2. L X-Işınlarnın Anizotropi ve Alignment Parametrelerinin Bulunması

Tez çalışmasının bu kısmında her bir numuneye ait anizotropi ve alignment parametreleri bulunmuştur. (3.2) eşitliği incelendiğinde şiddet ifadesinin Legendre polinomuna birinci dereceden lineer fit denkleminde elde edilen eğimin anizotropi parametresini verdiği açıkça görölmektedir (Kumar, 2015). Eşitlik (3.3) kullanılarak her bir saçılma açısına karşılık gelen Legendre polinomları elde edilmiştir. Şiddet ifadesindeki $I_0/4\pi$ niceliğini sadeleştirmek için şiddet oranlarının Legendre polinomlarına karşı grafikleri çizilmiş olup elde edilen birinci derece fit denklemlerinin eğimleri anizotropi parametrelerini vermektedir. Denklemlerden elde edilen eğim değerleri yani anizotropi parametreleri Çizelge 4.1-5'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Uranyum için deneysel anizotropi parametreleri (β_A)

β_A		
Azimutal saçılma açısı (φ)	Kullanılan normalize şiddet	
	I_{L_I/L_Y}	I_{L_α/L_Y}
+30°	-0,1195	-0,8132
+20°	-0,0933	-0,5405
+10°	-0,1016	-0,7553
0°	-0,0762	-0,6808
-10°	-0,0769	-0,4636
-20°	-0,0767	-0,5157
-30°	-0,0700	-0,5243

Çizelge 4.2. Kurşun için deneysel anizotropi parametreleri (β_A)

β_A		
Azimutal saçılma açısı (φ)	Kullanılan normalize şiddet	
	$I_{Ll/L\gamma}$	$I_{L\alpha/L\gamma}$
+30°	-0,0486	-0,8409
+20°	-0,0709	-1,5486
+10°	-0,0648	-1,3228
0°	-0,0629	-1,5229
-10°	-0,0632	-1,6290
-20°	-0,0578	-1,7335
-30°	-0,0613	-1,5276

Çizelge 4.3. Hafniyum için deneysel anizotropi parametreleri (β_A)

β_A		
Azimutal saçılma açısı (φ)	Kullanılan normalize şiddet	
	$I_{Ll/L\gamma}$	$I_{L\alpha/L\gamma}$
+30°	-0,0574	-0,3767
+20°	-0,0489	-0,3518
+10°	-0,0335	-0,4748
0°	-0,0367	-0,3721
-10°	-0,0314	-0,4064
-20°	-0,0464	-0,5529
-30°	-0,0306	-0,4698

Çizelge 4.4. Samaryum için deneysel anizotropi parametreleri (β_A).

β_A		
Azimutal saçılma açısı (φ)	Kullanılan normalize şiddet	
	I_{L_I/L_Y}	I_{L_α/L_Y}
+30°	-0,0498	-0,5976
+20°	-0,0430	-0,5314
+10°	-0,0454	-0,6766
0°	-0,0518	-0,4098
-10°	-0,0371	+0,8025
-20°	-0,0715	-0,7644
-30°	-0,0941	+1,6813

Çizelge 4.5. Antimon için deneysel anizotropi parametreleri (β_A)

β_A	
Azimutal saçılma açısı (φ)	Kullanılan normalize şiddet
	I_{L_α}/I_{L_β}
+30°	-0,1086
+20°	-0,1563
+10°	-0,1072
0°	-0,0986
-10°	-0,0657
-20°	-0,1673
-30°	-0,1784

Anizotropi parametrelerinin bulunmasından sonra eşitlik (3.4) kullanılarak da alignment parametreleri hesaplanmıştır. Eşitlik 3.4'te yer alan Coster-Kronig geçişleri düzeltme faktörü eşitlik (3.6)'dan bulunmuştur. Kullanılan numunelere ait Coster Kronig geçiş ihtimaliyetleri (f_{12} , f_{13} ve f_{23}), fotoiyonizasyon tesir kesitleri (σ_{L_1} , σ_{L_2} ve σ_{L_3}) ve

Coster-Kronig geçişleri için düzeltme çarpanları (κ) Çizelge 4.6'da verilmiştir. Çizelgedeki fotoiyonizasyon tesir kesiti (σ_{L_1} , σ_{L_2} , σ_{L_3}) değerleri Scofield'in (1973) tablosundan, Coster Kronig geçiş ihtimaliyetleri ise Krause'un (1979) tablosundan alınmıştır.

Çizelge 4.6. İncelenen numunelere ait Coster-Kronig geçiş ihtimalleri, fotoiyonizasyon tesir kesitleri ve Coster-Kronig geçişleri için düzeltme çarpanları

Element	f_{12}	f_{13}	f_{23}	σ_{L_1}	σ_{L_2}	σ_{L_3}	κ
Uranyum	0,08	0,57	0,167	679,917	663,009	661,035	1,767
Kurşun	0,12	0,58	0,116	503,465	352,781	384,231	1,885
Hafniyum	0,18	0,28	0,135	342,948	170,265	203,397	1,626
Samaryum	0,19	0,30	0,150	213,396	74,096	97,151	1,836
Antimon	0,17	0,28	0,156	108,316	33,085	33,085	2,116

Her bir numuneye ait Coster-Kronig geçişleri için düzeltme faktörleri Çizelge 4.6'dan, ilk ve son hallerin toplam açılma momentumlarına bağlı sabitler (α 'lar) Çizelge 3.2'den alınarak A_2 alignment parametreleri eşitlik 3.4'den hesaplanmıştır. Hesaplanan alignment parametreleri Çizelge 4.7'de verilmiştir.

Çizelge 4.7. İncelenen numunelere ait alignment parametreleri

A_2					
Azimutal saçılma açısı (φ)	Uranyum	Kurşun	Hafniyum	Samaryum	Antimon
+30°	-0,1353	-0,0516	-0,0706	-0,0543	-1,0265
+20°	-0,1056	-0,0752	-0,0602	-0,0468	-1,4773
+10°	-0,1150	-0,0688	-0,0412	-0,0495	-1,0132
0°	-0,0863	-0,0667	-0,4514	-0,0564	-0,9319
-10°	-0,0870	-0,0671	-0,0386	-0,0404	-0,6209
-20°	-0,0868	-0,0613	-0,0571	-0,0779	-1,5813
-30°	-0,0792	-0,0650	-0,0376	-0,1025	-1,6862

4.3. Şiddetlendirme Etkilerinin Bulunması

Seryumun karakteristik x-ışınlarının enerjisi numunelerin L x-ışınlarının soğurma kıyısından büyük olduğu için primer uyarıcı radyasyona ilâve olarak analiti uyarabilirler. Bu kısımda her bir numuneye seryumdan gelen şiddetlendirme etkileri eşitlik (2.21) kullanılarak hesaplanmıştır. Çizelge 4.8-12'de her bir numuneye seryumun şiddetlendirme etkisi yüzde olarak verilmiştir.

Çizelge 4.8. Seryum elementinin uranyumun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)

Polar saçılma açısı, θ	Uranyum				
	L_I	L_α	$L_{\beta_{2,4}}$	$L_{\beta_{1,3}}$	L_γ
85°	3,8269	4,0004	4,2689	4,3369	4,6214
95°	3,7616	3,9187	4,1651	4,2282	4,4949
105°	3,6803	3,8158	4,0321	4,0881	4,3285
115°	3,5790	3,6857	3,8598	3,9056	4,1060
125°	3,4520	3,5192	3,6321	3,6625	3,7989
135°	3,2658	3,2658	3,2658	3,2658	3,2658

Çizelge 4.9. Seryum elementinin kurşunun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)

Polar saçılma açısı, θ	Kurşun			
	L_I	L_α	L_β	L_γ
85°	3,5430	3,6418	3,8080	4,0135
95°	3,5003	3,5885	3,7381	3,9251
105°	3,4479	3,5226	3,6506	3,8131
115°	3,3840	3,4413	3,5410	3,6700
125°	3,3058	3,3406	3,4025	3,4846
135°	3,1965	3,1965	3,1965	3,1965

Çizelge 4.10. Seryum elementinin hafniyumun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)

Polar saçılma açısı, θ	Hafniyum			
	L_I	L_α	L_β	L_γ
85°	7,0938	7,2053	7,3709	7,6113
95°	7,0404	7,1388	7,2854	7,4998
105°	6,9758	7,0577	7,1807	7,3621
115°	6,8980	6,9597	7,0530	7,1922
125°	6,8050	6,8414	6,8972	6,9817
135°	6,6802	6,6802	6,6802	6,6802

Çizelge 4.11. Seryum elementinin samaryumun L x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)

Polar saçılma açısı, θ	Samaryum			
	L_I	L_α	L_β	L_γ
85°	3,2695	3,3081	3,3487	3,4260
95°	3,2507	3,2844	3,3200	3,3878
105°	3,2282	3,2560	3,2853	3,3416
115°	3,2015	3,2221	3,2439	3,2859
125°	3,1702	3,1820	3,1947	3,2193
135°	3,1298	3,1298	3,1298	3,1298

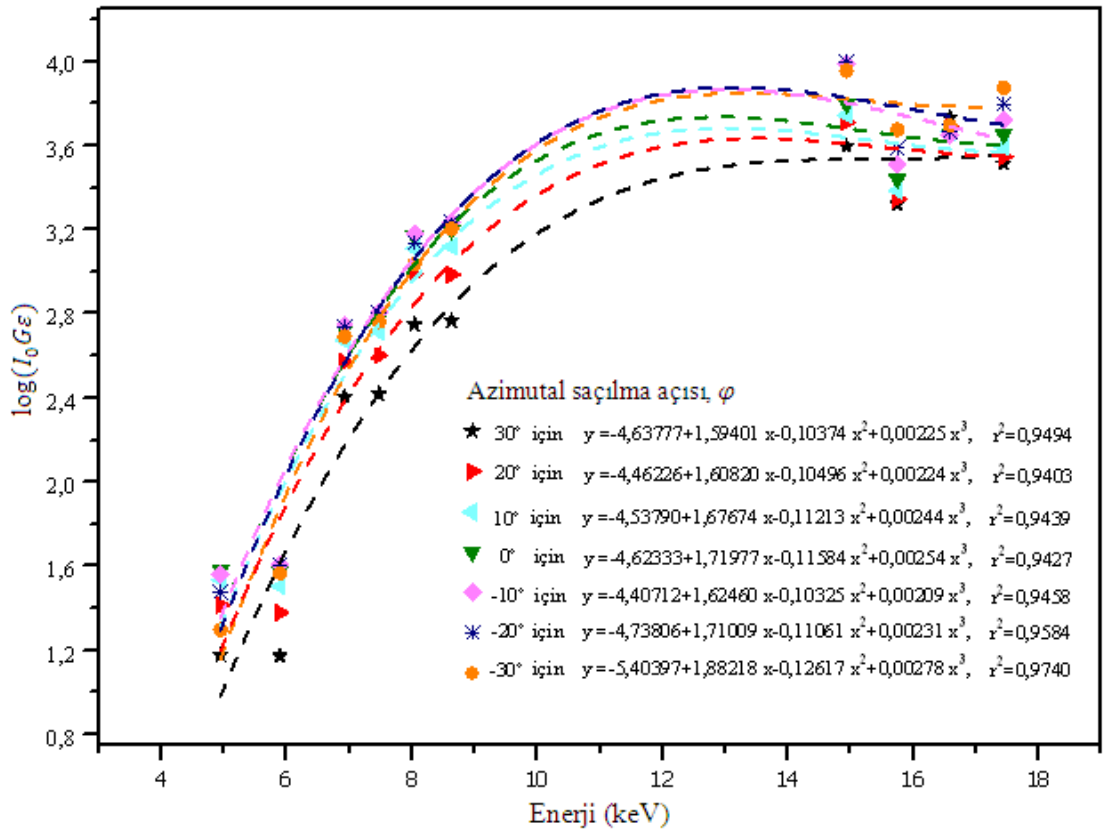
Çizelge 4.12. Seryum elementinin antimonun L_α ve L_β x-ışınlarını şiddetlendirme miktarları (%)

Polar saçılma açısı, θ	Antimon	
	L_α	L_β
85°	4,0430	4,1302
95°	3,9742	4,0531
105°	3,8886	3,9564
115°	3,7820	3,8351
125°	3,6481	3,6814
135°	3,4518	3,4518

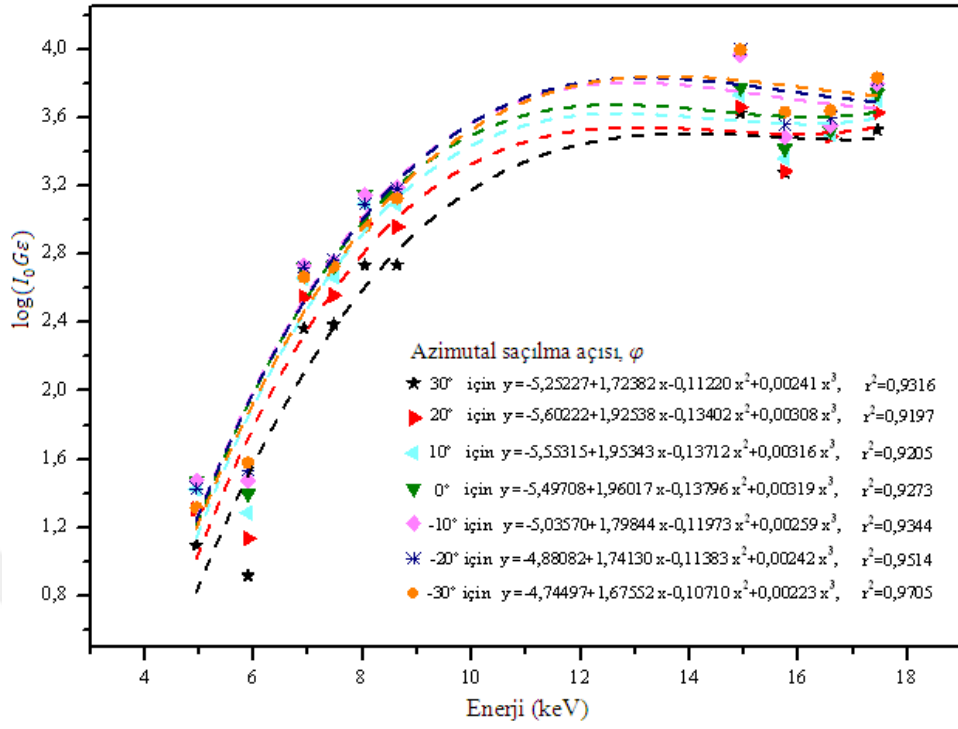
4.4. Dedektör Veriminin Hesaplanması

Bu tez çalışmasında kullanılan Si(Li) dedektörün verimi $21 \leq Z \leq 42$ aralığındaki V, Mn, Co, Ni, Cu, Zn, Y, Zr, Nb ve Mo elementleri kullanılarak sabit bir azimutal saçılma açısı için altı polar saçılma açısında ve her bir polar açı için farklı yedi azimutal saçılma açısında hesaplanmıştır.

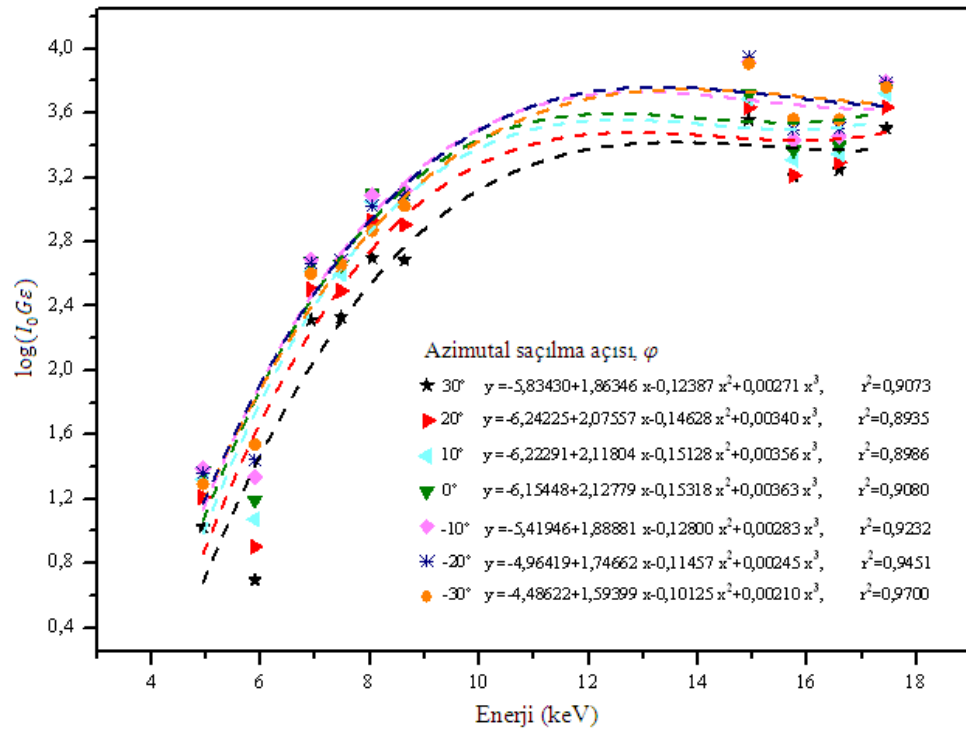
Origin 7.5 programı yardımıyla kullanılan elementlerin K_α enerjilerine ait tepeleri altında kalan net alanlar hesaplanmıştır. Dedektör verimi eşitlik (3.11) kullanılarak hesaplanmıştır. Karakteristik K x-ışınlarının enerjisinin fonksiyonu olarak çizilen $\log(I_0 G \varepsilon)$ grafikleri 3. dereceden polinoma fit edilmiş olup, fit denklemleri ve r^2 değerleri şekiller üzerinde verilmiştir (Şekil 4.25-30).



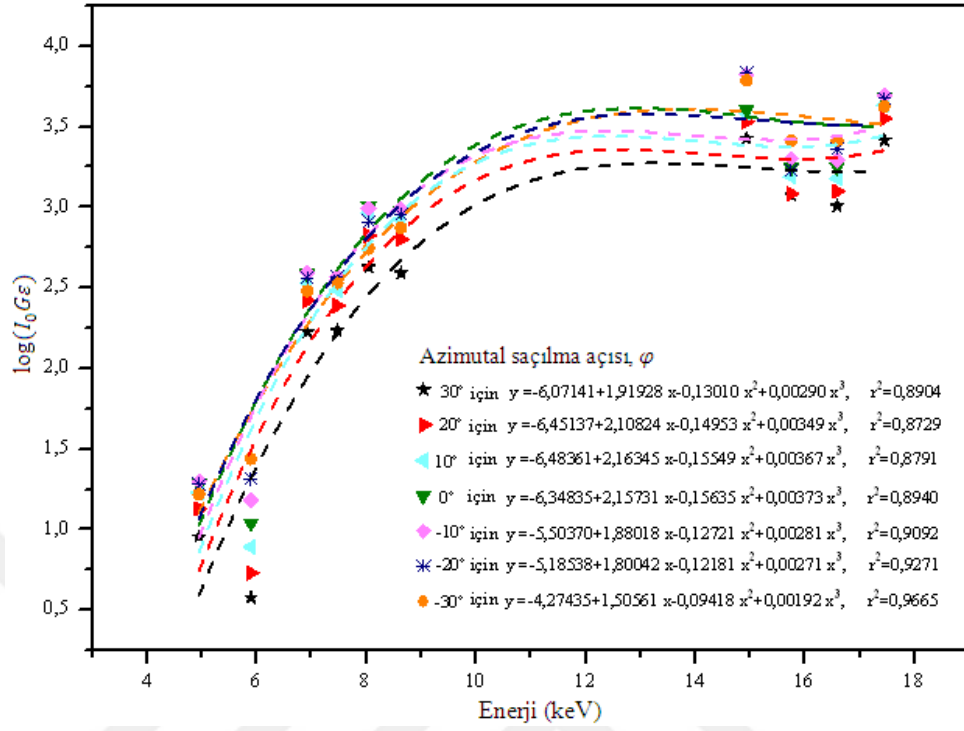
Şekil 4.25. $\theta=135^\circ$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0 G \varepsilon_K$ 'nın enerji ile değişimi



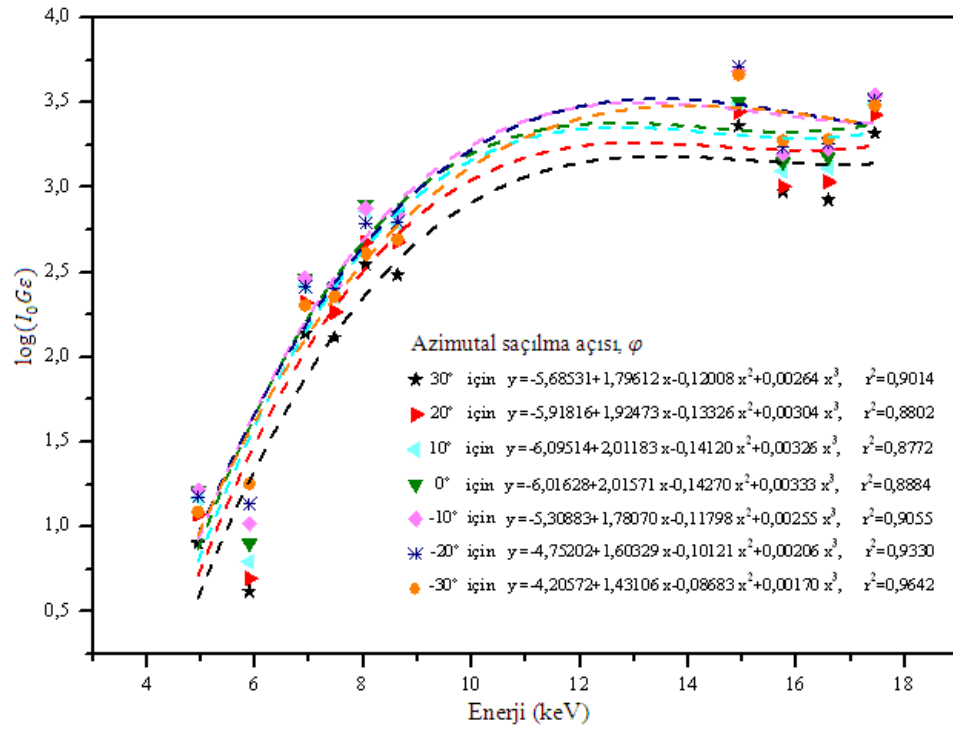
Şekil 4.26. $\theta=125^\circ$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0 G \varepsilon_K$ 'nın enerji ile değişimi



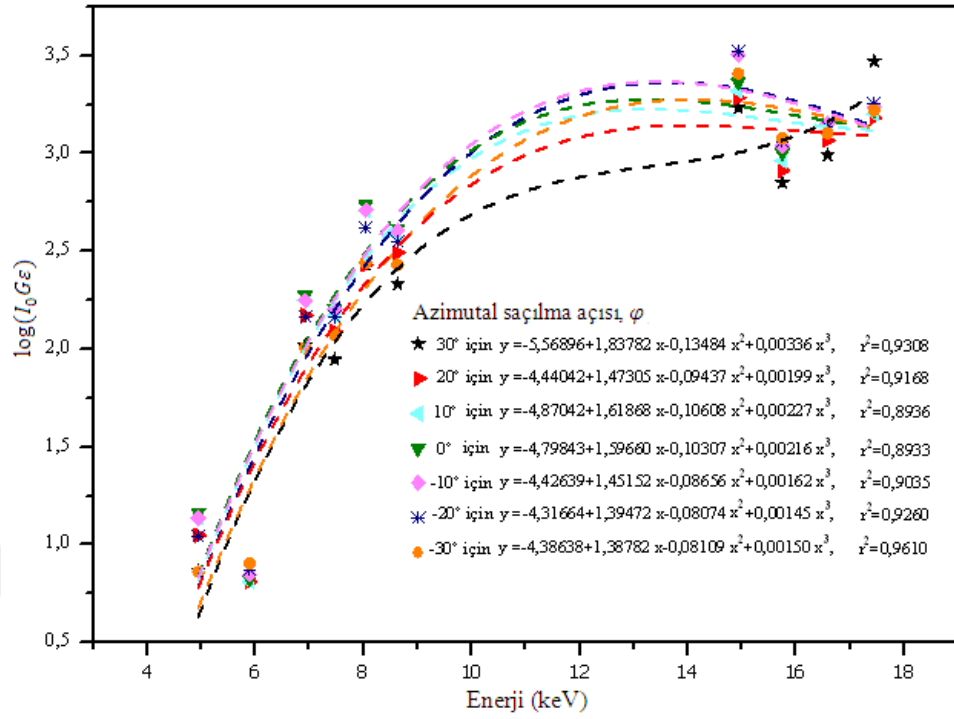
Şekil 4.27. $\theta=115^\circ$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0 G \varepsilon_K$ 'nın enerji ile değişimi



Şekil 4.28. $\theta=105^\circ$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0 G E_K$ 'nın enerji ile değişimi



Şekil 4.29. $\theta=95^\circ$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0 G E_K$ 'nın enerji ile değişimi



Şekil 4.30. $\theta=85^\circ$ 'de Si(Li) dedektör için $I_0G\varepsilon_K$ 'nın enerji ile değişimi

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında L x-ışınlarının açığa bağlılığını incelemek için beş farklı element seçilmiştir. Çalışmanın birinci kısmında beş farklı elementin (uranyum, kurşun, hafniyum, samaryum ve antimon) sabit bir azimutal saçılma açısı için altı polar saçılma açısında ve her bir polar saçılma açısı için farklı yedi azimutal saçılma açısında L x-ışını diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar açılarda (sabit azimutal saçılma açısında) ve değişen azimutal saçılma açılarında (sabit polar saçılma açısında) yüzde değişim miktarları Çizelge 5.1-10'da verilmiştir.

Çizelge 5.1. Sabit azimutal saçılma açısında uranyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Azimutal saçılma açısı (φ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi				
	L_l	L_α	$L_{\beta_{2,4}}$	$L_{\beta_{1,3}}$	L_γ
+30°	46,27	25,80	13,14	9,98	0,47
+20°	38,73	18,30	4,58	6,36	1,85
+10°	42,26	21,95	5,21	9,00	1,84
0°	34,87	16,78	10,12	6,65	3,83
-10°	39,11	10,53	3,62	0,41	5,79
-20°	36,30	11,52	4,24	4,41	5,95
-30°	39,54	16,30	3,18	5,01	4,24

Çizelge 5.2. Sabit polar saçılma açısında uranyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.

Polar saçılma açısı (θ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi				
	L_l	L_α	$L_{\beta_{2,4}}$	$L_{\beta_{1,3}}$	L_γ
85°	44,10	47,00	40,24	33,76	15,74
95°	39,61	46,37	38,74	33,59	16,50
105°	39,38	41,14	36,32	33,25	18,46
115°	39,87	42,19	34,73	31,50	19,37
125°	39,67	39,83	32,80	30,17	19,40
135°	37,09	40,21	33,39	30,11	18,42

Uranyum elementi için diferansiyel tesir kesitlerin polar saçılma açısı ve azimutal saçılma açısı ile değişim yüzdeleri Çizelge 5.1 ve 5.2'de verilmiştir. Çizelge 5.1

incelendiğinde, polar saçılma açısının değişmesiyle en büyük yüzde değişimin L_l x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinde daha sonra L_α x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinde olduğu gözlemlenmektedir. L_β ve L_γ x-ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki yüzde değişimin daha az olduğu görülmektedir.

Çizelge 5.2 incelendiğinde, sabit polar saçılma açılarında değişen azimutal saçılma açısı ile diferansiyel tesir kesitlerdeki yüzde değişim miktarlarının genel olarak artış gösterdiği görülmektedir. Yine en büyük yüzde değişimin L_l ve L_α x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinde olduğu da görülmektedir.

Çizelge 5.3. Sabit azimutal saçılma açısında kurşun elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Azimutal saçılma açısı (φ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi			
	L_l	L_α	L_β	L_γ
+30°	33,44	28,14	0,20	5,96
+20°	32,82	28,35	0,43	4,33
+10°	33,85	28,67	0,35	1,15
0°	35,30	30,41	0,25	1,60
-10°	35,36	31,44	0,33	2,30
-20°	34,87	32,11	0,28	2,97
-30°	33,58	34,12	0,70	4,25

Çizelge 5.4. Sabit polar saçılma açısında kurşun elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Polar saçılma açısı (θ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi			
	L_l	L_α	L_β	L_γ
85°	18,58	27,71	2,50	23,17
95°	18,83	27,71	2,75	23,69
105°	20,37	29,35	2,91	24,66
115°	22,06	31,27	3,11	23,49
125°	24,98	35,98	2,99	21,00
135°	18,75	33,72	3,10	21,63

Kurşun elementi için diferansiyel tesir kesitlerin açı ile değişimi Çizelge 5.3 ve 5.4'de verilmiştir. Değişen polar saçılma açısına göre değişimler incelendiğinde L_l ve L_α x-

ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki değişimin L_β ve L_γ x-ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki değişimden büyük olduğu görülmektedir. Artan azimutal saçılma açısıyla L_γ x-ışını diferansiyel tesir kesiti değişiminin arttığı görülmektedir.

Çizelge 5.5. Sabit azimutal saçılma açısında hafniyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Azimutal saçılma açısı (φ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi			
	L_l	L_α	L_β	L_γ
+30°	37,61	16,44	1,24	4,71
+20°	38,48	17,37	3,10	4,74
+10°	33,40	18,44	2,01	6,34
0°	36,41	16,90	2,69	5,17
-10°	39,93	20,26	1,10	4,24
-20°	49,46	21,45	1,04	4,33
-30°	42,66	23,17	1,81	5,17

Çizelge 5.6. Sabit polar saçılma açısında hafniyum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Polar saçılma açısı (θ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi			
	L_l	L_α	L_β	L_γ
85°	42,62	16,05	10,65	26,23
95°	50,89	18,01	10,49	31,33
105°	50,66	19,57	10,67	30,93
115°	52,38	23,85	10,67	31,13
125°	52,44	22,57	10,81	32,31
135°	47,26	22,82	11,18	31,36

Hafniyum elementi için diferansiyel tesir kesitlerin polar saçılma açısına ve azimutal saçılma açısına göre yüzde değişim miktarları incelendiğinde, kurşun elementinde olduğu gibi, değişen polar saçılma açılarında L_l ve L_α x-ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki değişimin daha büyük olduğu görülmektedir. Değişen azimutal saçılma açılarında ise L_l x-ışınlarında en büyük L_γ x-ışınlarında ise en küçük olduğu görülmektedir.

Çizelge 5.7. Sabit azimutal saçılma açısında samaryum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Azimutal saçılma açısı (φ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi			
	L_l	L_α	L_β	L_γ
+30°	42,40	21,03	2,11	14,36
+20°	36,80	18,57	3,71	12,21
+10°	34,72	19,85	3,65	20,96
0°	40,16	17,45	3,54	16,75
-10°	40,40	16,25	3,02	29,06
-20°	51,90	16,96	2,53	23,98
-30°	55,80	14,08	2,84	24,96

Çizelge 5.8. Sabit polar saçılma açısında samaryum elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Polar saçılma açısı (θ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi			
	L_l	L_α	L_β	L_γ
85°	37,40	17,22	6,56	34,36
95°	39,89	17,30	8,00	35,44
105°	38,97	16,83	6,74	39,48
115°	39,24	15,45	7,31	35,11
125°	49,72	9,87	7,73	46,22
135°	51,96	9,94	7,58	39,46

Samaryum elementi için diferansiyel tesir kesitlerin polar saçılma açısı ve azimutal saçılma açısı ile değişim yüzdeleri Çizelge 5.7 ve 5.8'de verilmiştir. Değişen polar saçılma ve azimutal saçılma açılarında en büyük değişimin L_l x-ışınlarında, en küçük değişimin ise L_β x-ışınlarında olduğu görülmektedir.

Çizelge 5.9. Sabit azimutal saçılma açısında antimon elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri.

Azimutal saçılma açısı (φ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi	
	L_α	L_β
+30°	18,98	9,70
+20°	22,40	8,78
+10°	24,69	8,89
0°	23,05	8,63
-10°	25,93	12,21
-20°	28,68	6,00
-30°	29,91	8,11

Çizelge 5.10. Sabit polar saçılma açısında antimon elementinin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen Azimutal saçılma açısına göre değişim yüzdeleri

Polar saçılma açısı (θ)	İlgili L x-ışını için diferansiyel tesir kesitin değişim yüzdesi	
	L_α	L_β
85°	24,57	20,97
95°	26,55	21,37
105°	27,11	21,52
115°	28,80	21,10
125°	30,60	19,07
135°	34,74	19,58

Antimon elementine ait tesir kesitler incelendiğinde değişen polar saçılma açılarında ve ayrıca değişen azimutal saçılma açılarında L_α x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin L_β x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinden daha fazla değiştiği Çizelge 5.9 ve 5.10'dan görülmektedir.

Genel olarak, sabit azimutal saçılma açılarında elementlerin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen polar saçılma açısına göre değişim yüzdeleri incelendiğinde L_l ve L_α x-ışınları diferansiyel tesir kesitlerindeki değişimin L_β ve L_γ x-ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki değişimden büyük olduğu görülmektedir.

Sabit polar saçılma açılarında, elementlerin L x-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin değişen azimutal saçılma açılarına göre değişim yüzdeleri incelendiğinde, L_l x-ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki değişimin genellikle fazla olduğu (kurşun hariç) L_β x-ışını diferansiyel tesir kesitlerindeki yüzde değişimin ise genellikle az olduğu (uranyum hariç) görülmektedir. Sabit polar saçılma açılarında L_γ x-ışını diferansiyel tesir kesitlerdeki değişimin genel olarak arttığı görülmektedir (uranyum hariç).

Tez çalışmasının birinci bölümü incelendiğinde sabit azimutal saçılma açılarında polar saçılma açısının değişimiyle diferansiyel tesir kesitlerde en büyük değişimin L_l ve L_α x-ışınlarında olduğu L_β ve L_γ x-ışınlarındaki değişimin ise çok daha az olduğu görülmektedir. L_β x-ışınları L_1 , L_2 ve L_3 alttabakalarından oluşan boşluklara elektron geçişleri ile meydana gelir. Bu yüzden az da olsa anizotropik dağılım göstermeleri beklenebilir. L_1 , L_2 alttabakalarında oluşan boşluklara elektron geçişlerinden meydana gelen L_γ x-ışınlarında ise anizotropik dağılım gözlenmemesi gerekir. Dolayısıyla açıyla en az değişimin L_γ x-ışınlarında görülmesi beklenir. Bu çalışmada bazı numunelerde en az değişim L_γ x-ışınlarında görülse de bazı numunelerde en az değişim L_β x-ışınlarında görülmüştür.

Bu çalışmadaki diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanmasındaki toplam hata esas olarak karakteristik tepelerin altında kalan alanların değerlendirilmesinden, kütle kalınlığı hesaplamasından ve öz soğurma düzeltmesinden kaynaklanmaktadır. Diferansiyel tesir kesitlerin bulunmasında belirlenen toplam hatalar uranyum elementi için %2,09-5,86, kurşun elementi için %1,80-10,13, hafniyum elementi için %1,36-10,02, samaryum elementi için %1,07-9,61 ve antimon elementi için %2,36-6,45 arasında yer almaktadır.

Çalışmanın birinci kısmında L_l ve L_α x-ışınlarının anizotropik davranış gösterdiği belirlenmiş olup ikinci kısımda ise bunların anizotropi parametreleri bulunmuştur. Anizotropi parametreleri bulunurken şiddet oranlarından yararlanılmıştır. L_γ x-ışınlarının izotropik olduğu düşünülerek elde edilen sonuçlar Çizelge 4.1-5'de verilmiştir. Elde edilen sonuçlarda L_α x-ışınlarının anizotropi parametrelerinin L_l x-

ışınlarına ait anizotropi parametrelerinden büyük çıkması şaşırtıcı bir sonuçtur. Çünkü çalışmanın birinci bölümünde L_l x-ışınlarının daha fazla anizotropik özellik gösterdiği görülmüştür. Anizotropi parametreleriyle ilgili çalışmalar fazla olmayıp bu konuyla ilgili daha fazla deneysel sonuç elde edilerek yorumlanması daha doğru sonuçlara ulaşılmasını sağlayacaktır.

Çalışmanın üçüncü kısmında, numunelere ilâve edilen seryumun karakteristik x-ışınlarının numunelerin L x-ışınlarını uyarmasıyla numunelerde oluşan şiddetlendirme etkileri hesaplanmıştır. Şiddetlendirme etkileri yüzde olarak verilmiştir. Hesaplamalar yapılırken şiddetlendirme etkileri göz önünde bulundurulmuş ve her bir L x-ışını pik alanından şiddetlendirme etkileri çıkarılmıştır. İncelenen tüm elementlerde şiddetlendirme miktarı ilgilenilen L x-ışını geçişlerinde polar saçılma açısının artmasıyla azalmaktadır.

KAYNAKLAR

- Berezhko, E.G., Kabachnik, N.M., 1977. Theoretical study of inner-shell alignment of atoms in electron impact ionisation: angular distribution and polarization of X-rays and Auger electrons. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 10, 2467–2477.
- Bhalla, C.P., 1990. Angular distribution of Auger electrons and photons in resonant transfer and excitation in collisions of ions with light targets. *Phys. Rev. Lett.* 64, 1103–1106.
- Caldwell, C.D., Zare, R.N., 1977. Alignment of Cd atoms by photoionization. *Phys. Rev. A* 16, 255–262.
- Cooper, J., Zare, N., 1969. Photoelectron angular distributions. In: Geltman, S., Mahanthappa, K.T., Brittin, W.E. (Eds.), *Lectures in Theoretical Physics: Atomic Collision Processes*, vol. X1C. Gordon and Breach, New York, pp. 317–337.
- Demir, L., Şahin, M., Kurucu, Y., Karabulut, A., Şahin, Y., 2000. Measurement of angular dependence of photon-induced differential cross-sections of M X-rays from Pt, Au and Hg at 5.96 keV. *Radiat. Phys. Chem.* 59 355-359.
- Demir, L., Şahin, M., Kurucu, Y., Karabulut, A., Şahin, Y., 2003. Angular dependence of Ll , $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$ X-ray differential and fluorescence cross-sections for Er, Ta, W, Au, Hg and Tl. *Radiat. Phys. Chem.* 67, 605–612.
- Döbelin, E., Sandner, W., Mehlhorn, W., 1974. Experimental study of inner shell alignment of atoms in electron impact ionization. *Phys. Lett. A* 49, 7–8.
- Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Erdoğan, H., 1996 a. Experimental investigation of the angular dependence of photon-induced differential cross-sections of L X-rays from U, Th and Bi at 59.5 keV. *II Nuovo Cimento D*, 18, 671–676.
- Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Kopya, A.İ., Erdoğan, H., 1995. Anisotropy of L -shell X-rays in Au and Hg excited by 59.5 keV photons. *II Nuovo Cimento D*, 17, 993-998.
- Ertuğrul, M., Öz, E., Şahin, Y., 2002. Measurement of alignment parameters for photon induced L_3 vacancies in the elements $59 \leq Z \leq 92$. *Physica Scripta* 66, 289–292.
- Ertuğrul, M., 1996 b. Measurement of cross-sections and Coster–Kronig transition effect on L sub-shell X-rays of some heavy elements in the atomic range $79 \leq Z \leq 92$ at 59.5 keV. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 119, 345–351.
- Flügge, S., Mehlhorn, W., Schmidt, V., 1972. Angular distribution of Auger electrons following photoionization. *Phys. Rev. Lett.* 29, 7–9 Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 29, 1288.
- Han, I., Sahin, M., Demir, L., 2008. Angular variations of K and L X-ray fluorescence cross sections for some lanthanides. *Can. J. Phys.* 86, 361–367.
- Hardy, J., Henins, A., Bearden, J.A., 1970. Polarization of the $L_{\alpha 1}$ X-rays of mercury. *Phys. Rev. A* 2, 1708–1710.
- Hubbell J.H., Trehan P.N., Singh N, Chand B., Mehta D., Garg M.L., Garg R.R., Singh S., Puri S., 1994. A review, bibliography, and tabulation of K and L higher atomic shell X-ray fluorescence yields. *Journal Physics and Chemistry Ref. Data.* 23, 339.

- Jamison, K.A., Richard, P., 1977. Polarization of target K X-rays. *Phys. Rev. Lett.* 38, 484-487.
- Jesus, A.P., Ribeiro, J.P., Niza, I.B., Lopes, J.S., 1989. L_3 -subshell alignment of Au induced by proton, deuteron and alpha-particle impact. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 22, 65.
- Jitschin, W., Hippler, R., Shanker, R., Kleinpoppen, H., Schuch, R., Lutz, H.O., 1983. L X-ray anisotropy and L_3 -sub-shell alignment of heavy atoms induced by ion impact. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 16, 1417-1431.
- Jitschin, W., Kleinpoppen, H., Hippler, R., Lutz, H.O., 1979. L -shell alignment of heavy atoms induced by proton impact ionization. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 12, 4077-4084.
- K.T., Brittin, W.E. (Eds.), *Lectures in Theoretical Physics: Atomic Collision Processes*, vol. XI C. Gordon and Breach, New York, pp. 317-337.
- Kahlon, K.S., Aulakh, H.S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1990a. Experimental investigation of alignment of the L_3 sub-shell vacancy state produced after photoionization in lead by 59.57 keV photons. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 23, 2733-2743.
- Kahlon, K.S., Aulakh, H.S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1991a. Measurement of angular distribution and polarization of photon-induced fluorescent x rays in thorium and uranium. *Phys. Rev. A* 43, 1455-1460.
- Kahlon, K.S., Shatendra, K., Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1990b. Experimental investigation of angular dependence of photon induced L shell X-ray emission intensity. *Pramana* 35, 105-114.
- Kahlon, K.S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1991b. L_3 -sub-shell vacancy state alignment in photon-atom collisions. *Phys. Rev. A* 44, 4379-4385.
- Keberoğlu, M.H., 2015. Atom-molekül etkileşmelerinde diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ.
- Krause, M.O., 1979. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shell. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 8, 307-327.
- Kumar, A., Agnihotri, A.N., Misra, D., Kasthurirangan, S., Sarkadi, L., Tribedi, L.C., 2012. Angular dependence of L x-ray emission in high- Z atoms bombarded by 18-60 MeV fluorine ions. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 45, 215205 (10pp).
- Kumar, A., Garg, M.L., Puri, S., Mehta, D., Singh, N., 2001 a. Angular dependence of L_3 x-ray emission following L_3 sub-shell photoionization in Pb. *X-Ray Spectrom.* 30, 287-291.
- Kumar, A., Puri, S., Mehta, D., Garg, M.L., Singh, N., 1999. Angular dependence of L x-ray emission in Pb following photoionization at 22.6 and 59.5 keV. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 32, 3701-3709.
- Kumar, S., Sharma, V., Mehta, D., Singh, N., 2008. Alignment of M_i ($i=3-5$) subshell vacancy states in ^{79}Au , ^{83}Bi , ^{90}Th , and ^{92}U following photoionization by unpolarized Mn K x rays. *Phys. Rev. A* 77, 032510.
- Küst, H., Kleiman, U., Mehlhorn, W., 2003. Alignment after Xe L_3 photoionization by synchrotron radiation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 36, 2073.
- Mc Farlane, S.C., 1972. The polarization of characteristic X radiation excited by electron impact. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 5, 1906-1915.

- Mehlhorn, W., 1968. On the polarization of characteristic X radiation. *Phys. Lett. A* 26, 166–167.
- Mehlhorn, W., 1994. Alignment after inner-shell ionization by electron impact near and at threshold. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 8, 7227–7233.
- Mehta, D., Puri, S., Singh, N., Garg, M.L., Trehan, P.N., 1999. Angular dependence of L X ray production cross-sections in U at 22.6 and 59.5 keV photon energies. *Phys. Rev. A* 59, 2723–2731.
- Mitra, D., Sarkar, M., Bhattacharya, D., Chatterjee, M.B., Sen, P., Kuri, G., Mahapatra, D.P., Lapicki, G., 1996. L_3 -subshell alignment in gold and bismuth induced by low velocity carbon ions. *Phys. Rev. A* 53, 2309–2313.
- Öz, Elif., 2000. Atom numarası $59 \leq Z \leq 92$ olan bazı elementler için L tabakasına ait Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin ölçülmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Pálinkás, J., Sarkadi, L., Schlenk, B., Török, I., Kálmán, Gy., 1982. L_3 -subshell alignment of gold by C^+ and N^+ impact ionisation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 15, 451.
- Pálinkás, J., Schlenk, B., Valek, A., 1979. Experimental investigation of the angular distribution of characteristic X-radiation following electron impact ionisation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 12, 3273.
- Pálinkás, J., Schlenk, B., Valek, A., 1981. The Coulomb deflection effect on the L_3 -subshell alignment in low-velocity proton impact ionization. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 14, 1157–1159.
- Papp, T., 1999. On the angular distribution of X-rays of multiply ionized atoms. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 154, 300–306.
- Papp, T., Campbell, J.L., 1992. Non-statistical population of magnetic substates of the erbium L_3 subshell in photoionization. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 25, 3765.
- Powell, J.L. and Crasemann, B., 1965. *Quantum Mechanics*, Addison Wesley Publishing Company, United States of America, 257.
- Puri, S., Mehta, D., Shahid, J.S., Garg, M.L., Singh, N., Trehan, P.N., 1999. Photon-induced L X-ray production differential cross sections in thorium at 22.6 keV. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 152, 19–26.
- Requena, S., Williams, S., 2011. Study of angular distribution of photon-induced Au target L x-rays. *Radiation Physics and Chemistry* 80, 629–631.
- Sahin, Y., 1989. *Çekirdek Fiziginin Esasları*. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, Erzurum, 416 s.
- Santra, S., Mitra, D., Sarkar, M., Bhattacharya, D., 2007. Angular distribution of Au and U L x rays induced by 22.6-keV photons. *Phys. Rev. A* 75, 022901.
- Schöler, A., Bell, F., 1978. Angular distribution and polarization fraction of characteristic X radiation after proton impact. *Z. Phys. A* 286, 163–168.
- Scofield, J. H., 1972. Theoretical radiative transition rates for K and L -shell x-rays. Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA.
- Scofield, J. H., 1973. Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV. Report No. URCL 51326. Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA.
- Scofield, J.H., 1976. Angular dependence of fluorescent X-rays. *Phys. Rev. A* 14, 1418–1420.
- Scofield, J.H., 1989. Angular and polarization correlations in photoionization and radiative recombination. *Phys. Rev. A* 40, 3054–3060.

- Seven, S., 2004. Measurement of angular distribution of fluorescent X-rays and L subshell fluorescence yields in thorium and uranium. *Radiat. Phys. Chem.* 69, 451–460.
- Seven, S., Koçak, K., 2001. Angular dependence of L x-ray production cross sections in seven elements from Yb to Pt at a photon energy of 59.5 keV. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 34, 202.
- Seven, S., Koçak, K., 2002. Angular dependence of L x-ray production cross-section in seven elements from Au to U at 59.5 keV photon energy. *X-Ray Spectrom.* 31, 75–83.
- Sharma, A., Mittal, R., 2010. Experimental and theoretical anisotropy studies for tungsten. *Nuclear Instruments Methods in Physics Research A* 619, 55-58.
- Sharma, A., Mittal, R., 2013. Alignment studies for tungsten near L_3 sub-shell threshold via theoretical, experimental and empirical methods. *Journal of Nuclear Physics, Material Sciences, Radiation and Application.* 1, 83-101.
- Sharma, J.K., Allawadhi, K.L., 1999. Angular distribution of $L\beta$ X-rays from decay of L_3 subshell vacancies in uranium and thorium following photoionization. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 32, 2343–2349.
- Sizov, V., and Kabachnik, N.M., 1980. Inner-shell alignment of atoms in ion-atom collisions. I. Impact ionisation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 13, 1601.
- Sizov, V.V., and Kabachnik, N.M., 1983. Inner-shell alignment of atoms in ion-atom collisions. III. Light target atoms. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 16, 1565.
- Stachura, Z., Bosch, F., Hamsch, F.J., Liu, B., Maor, D., Mokler, P.H., Schonfeldt, W.A., Wahl, H., Cleff, B., Brüsermann, M., Wigger, J., 1984. Anisotropy of Ll X-ray transition observed in 1.4 MeV N-1 heavy ion-atom collisions. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 17, 835–847.
- Şahin, Y., 1979. Enerji dispersiv x-ışını floresan tekniğinde matris şiddetlendirme etkilerinin düzeltilmesi üzerine bir model. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Fakültesi, Erzurum.
- Tartari, A., Baraldi, C., Casnati, E., Re, A.D., Fernandez, J.E., Simone, T., 2003. On the angular dependence of L x-ray production cross sections following photoionization at an energy of 59.54 keV. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 36, 843–851.
- Wigger, J., Altevogt, H., Brüsermann, M., Richter, G., Cleff, B., 1984. M_3 , M_4 and M_5 alignment of thorium by proton impact ionisation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 17, 4721.
- Yamaoka, H., Oura, M., Takahiro, K., Morikawa, T., Ito, S., Mizumaki, M., Semenov, S., Cherepkov, H., Kabachnik, N., Mukoyama, T., 2002. Angular distribution of Au and Pb L x rays following photoionization by synchrotron radiation. *Phys. Rev. A.* 65, 062713.
- Yamaoka, H., Oura, M., Takahiro, K., Morikawa, T., Ito, S., Mizumaki, M., Semenov, S., Cherepkov, H., Kabachnik, N., Mukoyama, T., 2003. Alignment following Au L_3 photoionization by synchrotron radiation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 36, 3889-3897.

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Erzurum'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Erzurum'da tamamladı. 2003 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve aynı bölümden 2007 yılında mezun oldu. 2010 yılında Atom ve Molekül Fiziği Ana Bilim Dalı'nda yüksek lisansını tamamladı ve aynı yıl YÖK'ün Öğretim Elemanı Yetiştirme Programıyla Erzincan Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı. 2012 yılında ÖYP kapsamında Atatürk Üniversitesi'ne görevlendirildi. Atatürk Üniversitesi'nde Atom ve Molekül Fiziği Ana Bilim Dalı'nda doktora çalışmalarını 2016 yılında tamamladı.