

**ATOMİK İÇ TABAKA GEÇİŞLERİNDE MANYETİK
KUADRUPOL - ELEKTRİK DİPOL ($M2/E1$) KATKI
ORANLARI ve AÇISAL DAĞILIM PARAMETRELERİNİN
ÖLÇÜLMESİ**

Mustafa Recep KAÇAL

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Rıdvan DURAK
2011
Her Hakkı Saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

ATOMİK İÇ TABAKA GEÇİŞLERİNDE MANYETİK
KUADRUPOL - ELEKTRİK DİPOL ($M2/E1$) KATKI ORANLARI
ve AÇISAL DAĞILIM PARAMETRELERİNİN ÖLÇÜLMESİ

Mustafa Recep KAÇAL

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2011

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

ATOMİK İÇ TABAKA GEÇİŞLERİNDE MANYETİK KUADRUPOL - ELEKTRİK DİPOL (M2/E1) MİXİNG ORANLARI ve AÇISAL DAĞILIM PARAMETRELERİNİN ÖLÇÜLMESİ

Prof. Dr. Rıdvan DURAK danışmanlığında, Mustafa Recep KAÇAL tarafından hazırlanan bu çalışm 10/02/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak oybirliği ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Bekir AKTAŞ

İmza

Üye : Prof. Dr. Abdulhalik KARABULUT

İmza

Üye : Prof. Dr. Gökhan BUDAK

İmza

Üye : Prof. Dr. Önder ŞİMŞEK.

İmza

Üye : Prof. Dr. Rıdvan DURAK

İmza

(imza)

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum
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

ATOMİK İÇ TABAKA GEÇİŞLERİNDE MANYETİK KUADRUPOL - ELEKTRİK DİPOL ($M2/E1$) KATKI ORANLARI ve AÇISAL DAĞILIM PARAMETRELERİNİN ÖLÇÜLMESİ

Mustafa Recep KAÇAL

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Rıdvan DURAK

Bu çalışma dört kısımdan oluşmaktadır. Çalışmanın ilk kısmında, atom numarası $Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, 90° saçılma açısından 140° saçılma açısına kadar 10° 'lik adımlarla değişen 6 yayımlanma açısında, $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgilerinin açısall dağılımı ölçülmüş ve bu çizgilerin β anizotropi parametreleri bulunmuştur. $L\ell$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgileri için gözlenen anizotropinin, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ X-ışını çizgileri için gözlenen anizotropiden daha büyük olduğu görülmüştür.

Çalışmanın ikinci kısmında, bir KBr soğurucu kullanılarak U'un $L\alpha_2$ çizgisinin $L\alpha_1$ çizgisinden ayrılması sağlanmıştır. Saf elektrik dipol geçiş olan $L\alpha_2$ çizgisi kullanılarak U'un L_3 alt-tabaka X-ışını çizgileri için A_2 alignment parametresi elde edilmiştir. Ölçülen A_2 alignment parametresinden U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgilerinin kinematik katsayıları ve $\delta_1(M2/E1)$ mixing oranları belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlar elektrik dipol ($E1$) izinli geçişlerine manyetik kuadrupol ($M2$) geçişlerin katkısının önemli olduğunu ve deneysel çalışmalarda dikkate alınması gerektiğini göstermiştir.

Çalışmanın üçüncü kısmında atom numarası $Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementleri n $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar U'da olduğu gibi elektrik dipol ($E1$) izinli geçişlerine manyetik kuadrupol ($M2$) geçişlerin katkısının önemli olduğunu ve deneysel çalışmalarda dikkate alınması gerektiğini göstermiştir.

Çalışmanın son kısmında ise incelenen elementlerin $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin %P lineer polarizasyon dereceleri ölçülmüştür. $L\ell$ X-ışınlarının anizotropik uzaysal dağılıma, $L\alpha_{1,2}$ X-ışınlarının ise kısmen anizotropik uzaysal dağılıma sahip oldukları görülmüştür.

2011, 108 sayfa

Anahtar Kelimeler: ($M2/E1$) Mixing oranı, A_2 Alignment parametresi, β Anizotropi Parametresi, α Kinematik katsayı, %P Lineer polarizasyon derecesi.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

MEASUREMENT OF MAGNETIC QUADRUPOLE-ELECTRIC DIPOLE ($M2/E1$) MIXING RATIOS AND ANGULAR DISTRIBUTION PARAMETERS IN ATOMIC INNER-SHELL TRANSITIONS

Mustafa Recep KAÇAL

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Rıdvan DURAK

This thesis consists of four parts. In the first section, the angular distribution of $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ray transitions has been measured at six emission angles changing at intervals of 10° from 90° to 140° for some elements in the atomic region $66 \leq Z \leq 92$ and β anisotropy parameters of these lines have been found. The anisotropy observed for $L\ell$ and $L\beta_6$ X-ray lines has been found to be higher than the observed anisotropy for $L\alpha_{1,2}$ and $L\beta_{2,15}$ X-ray lines.

In the second part, the separation of the $L\alpha_2$ line from $L\alpha_1$ line of U has been provided using a KBr absorber. A_2 alignment parameter for L_3 subshell X-ray transitions of U has been obtained using the pure electric dipole ($E1$) $L\alpha_2$ line. The α kinematic coefficients and $\delta_1(M2/E1)$ mixing ratios of $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ and $L\beta_6$ X-ray lines of U have been determined using the measured A_2 alignment parameter. The obtained results have indicated that the contribution of magnetic quadrupole transitions ($M2$) to the electric dipole ($E1$) allowed transitions is important and should be taken into account in experimental studies.

In the third part, the $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ and $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematic coefficient ratios have been calculated for $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ and $L\beta_6$ X-ray lines of some elements in the atomic region $66 \leq Z \leq 92$. The obtained results have showed that the contribution of magnetic quadrupole transitions ($M2$) to the electric dipole ($E1$) allowed transitions is important and should be taken into account in experimental studies as in the case of U.

In the last part, the % P linear polarization degrees of $L\ell$ and $L\alpha_{1,2}$ X-ray lines of the examined elements have been measured. It has been seen that $L\ell$ X-ray lines have anisotropic spatial distribution whereas $L\alpha_{1,2}$ X-ray lines have partially anisotropic spatial distribution.

2011, 108 Pages

Keywords: ($M2/E1$) Mixing ratio, A_2 Alignment parameter, β Anisotropy parameter, α kinematic coefficient, % P linear polarization degree.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. Bu çalışmanın planlanması ve yürütülmesinde tecrübelerini ve kıymetli bilgilerini esirgemeyen çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Rıdvan DURAK'a en içten şükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım sırasında yapmış oldukları katkılardan dolayı kıymetli hocalarım Sayın Prof. Dr. Önder şİMŞEK ve Sayın Doç. Dr. Yüksel ÖZDEMİR'e teşekkür ederim.

Fen Fakóltesi Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT ve tüm Fizik Bölümü elemanlarına sağlamış oldukları kolaylıklardan dolayı teşekkürlerimi sunarım.

şahsıma tahsis etmiş olduğu doktora bursu dolayısıyla TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında teşvik ve desteklerinden dolayı değerli aileme teşekkürlerimi sunarım.

Mustafa Recep KAÇAL

şubat 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	5
2.1. Elektromanyetik radyasyon.....	5
2.2. X-Işınları.....	7
2.3. X-ışınlarının Üretilmesi.....	9
2.3.1. Sürekli X-Işınları.....	10
2.3.2. Karakteristik X-Işınları.....	12
2.4. Kuantum sayıları ve atomik yörüngeler.....	15
2.5. Seçim Kuralları.....	21
2.6. Karakteristik X-Işınlınının Açısal Dağılımı.....	22
2.7. Elektromanyetik Geçişler Teorisi.....	27
2.8. Coster-Kronig Geçişleri ve Coster-Kronig Şiddetlendirmesi.....	36
2.9. Polarizasyon olayı.....	37
2.9.1. Karakteristik X-ışınlarının polarizasyonu.....	38
3. MATERYAL ve YÖNTEM	43
3.1. Si(Li) Detektörlerinin Çalışma Prensibi.....	43

3.2. Sayma Sistemi	46
3.2.1. Yüksek voltaj kaynağı.....	47
3.2.2. Ön yükseltici	48
3.2.3. Ana yükseltici	48
3.2.4. Analog sayısal dönüştürücü	49
3.2.5. Çok kanallı analizör (MCA).....	49
3.3. Ölçme Sistemleri ve Deney Geometrisi.....	50
3.4. Numunelerin Hazırlanması	52
3.5. Coster-Kronig Şiddetlendirme faktörlerinin hesaplanması.....	53
3.6. X-Işını Şiddet Oranlarının Ölçülmesi	54
3.7. Anizotropi Parametresinin Ölçülmesi	56
3.8. Uranyumun Mixing Oranlarının Ölçülmesi	57
3.9. Kinematik Katsayıların Oranlarının Ölçülmesi	61
3.10. $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışınlarının İçin Polarizasyon Derecelerinin Ölçülmesi	63
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	64
4.1. Decektör Veriminin Açısal Dağılımının Araştırma Bulguları	64
4.2. L_3 Alt Kabuğu X-ışını Çizgilerinin Açısal Dağılımının Araştırma Bulguları.....	68
4.2.1. Dy'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	68
4.2.2. Er'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	70
4.2.3. Yb'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	72
4.2.4. Lu'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	74

4.2.5. Ta'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	76
4.2.6. W'in $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	78
4.2.7. Os'un $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	79
4.2.8. Pt'in $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	80
4.2.9. Hg'in $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	81
4.2.10. Tl'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	83
4.2.11. Pb'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	85
4.2.12. Bi'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	87
4.2.13. Th'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden	
Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	89
4.3. Uranyumun $\delta 1(M2/E1)$ Mixing Oranları İçin Elde Edilen Araştırma Bulgular...	92
4.4. Kinematik Katsayıların Oranları İçin Elde Edilen Araştırma Bulguları.....	95
4.5. $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-Işınlarının %P lineer Polarizasyon Dereceleri	99
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	101
5.1. Anizotopi Parametreleri	101
5.2. Uranyumun Mixing Oranları.....	102
5.3. Kinematik Katsayı Oranları	103

5.4. $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-Işınlarının Polarizasyon Derecelerinin.....	105
KAYNAKLAR.....	106
ÖZGEÇMİŞ.....	109

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

A_{22}	Açısal Korelasyon Parametresi
A_2	Alignment Parametresi
β	Anizotropi Parametresi
N	Avagadro Sayısı
κ	Coster-Kronig Şiddetlendirme Faktörü
ε	Dedektör Verimi
$d\sigma/d\Omega$	Diferansiyel Tesir Kesiti
e	Elektron Yükü
m_o	Elektronun Durgun Kütlesi
$EDXRF$	Enerji Ayrımlı X-Işını Floresans Spektrometresi
ω	Floresans Verim
w_f	Salınım frekansı
G	Geometri Çarpanı
c	Işık Hızı
$P_2(\cos\theta)$	İkinci Mertebeden Legendre Polinomu
α	Kinematik Katsayı
I_{L_i}/I_{L_j}	L X-ışını Şiddet Oranı
$\% P$	Lineer Polarizasyon Derecesi
$\delta 1 (M2/E1)$	Mixing Oranı
t	Numune Kalınlığı (g/cm^2)
θ_1	Numune Yüzeyi İle Fotonların Gelme Doğrultusu Arasındaki Açısı
θ_2	Numuneden Yayınlanan Karakteristik X-Işınlarının Dedektöre Gelme Doğrultusu İle Numune Yüzeyi Arasındaki Açısı
μ_i	Numuneye Gelen Fotonlar İçin Kütle Azaltma Katsayısı
μ_e	Numuneden Yayınlanan Fotonlar İçin Kütle Azaltma Katsayısı
τ	Öz-Soğurma Düzeltme Parametresi
h	Plank Sabiti
σ	Tesir Kesiti
σ_t	Toplam Atomik Tesir Kesiti
σ_e	Toplam Elektron Tesir Kesiti
I_0	Uyarıcı Radyasyon Şiddeti
$I(\theta)$	θ Açısındaki L X-Işını Şiddeti

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Elektromanyetik dalga.....	5
Şekil 2.2. Elektromanyetik spektrum.....	6
Şekil 2.3. X-ışını polarizasyonunu gösteren Barkla Deneyi.....	8
Şekil 2.4. Sürekli X-ışını oluşum mekanizması.....	10
Şekil 2.5. Uyarma ve yayımlanma modeli.....	13
Şekil 2.6. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik <i>K, L ve M</i> tabakaları X-Işımları.....	15
Şekil 2.7. Elektron yörüngelerinin geometrik şekilleri.....	19
Şekil 2.8. Bazı <i>L₃</i> alt-tabaka X-ışını geçişlerinin enerji seviye diyagramı ve bozunma şeması.....	24
Şekil 2.9. <i>L₃</i> alt tabakasının hizalanması.....	26
Şekil 2.10. Elektrik kuadrupol kaynağı.....	30
Şekil 2.11. Sıfıra giden bir elektriksel dipol moment, sıfıra giden bir kuadrupol moment ancak sıfıra gitmeyen bir manyetik dipol moment ile salınan elektriksel dipoller.....	32
Şekil. 2.12. (a) Yayımlanma yönünde gözlenen polarize olmamış elektromanyetik dalga (b) düşey doğrultuda titreşen elektrik alanına sahip lineer polarize olmuş elektromanyetik dalga.....	38
Şekil 2.11. X-ışınının elektron ile etkileşmesi.....	40
Şekil 3.1. Li sürüklenmiş bir Si(Li) katıhal dedektörünün şematik gösterimi.....	44
Şekil 3.2. Si(Li) dedektörde X-ışını dedeksiyon işlemi.....	45
Şekil 3.3 Sayma sistemi.....	47
Şekil 3.4. Deney geometrisi	50
Şekil 3.5. Th elementinin $\theta = 90^\circ$ de alınan <i>L</i> X-ışını spektrumu.....	51
Şekil 3.6. Bi elementinin $\theta = 90^\circ$ de alınan <i>L</i> X-ışını spektrumu.....	52
Şekil 3.7. Br elementinin U'un <i>Lα_1</i> ve <i>Lα_2</i> X-ışını çizgileri için kütle azaltma katsayıları	58
Şekil 3.8. U için $\theta = 140^\circ$ de Si(Li) dedektör önünde KBr soğurucu varken	

	elde edilmiş L X-ışını spektrumu.....	59
Şekil 4.1.	22,6 keV'lik uyarma enerjisinde a) 140° saçılma açısında b) 130° saçılma açısında $I_0G_{\varepsilon_{K\alpha}}$ 'nın enerjinin fonksiyonu olarak değişimi.....	65
Şekil 4.2.	22,6 keV'lik uyarma enerjisinde a) 120° saçılma açısında b) 110° saçılma açısında $I_0G_{\varepsilon_{K\alpha}}$ 'nın enerjinin fonksiyonu olarak değişimi.....	66
Şekil 4.3.	22,6 keV'lik uyarma enerjisinde a) 100° saçılma açısında b) 90° 'lik saçılma açısında $I_0G_{\varepsilon_{K\alpha}}$ 'nın enerjinin fonksiyonu olarak değişimi.....	67
Şekil 4.4.	Dy'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	69
Şekil 4.5.	Er'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	71
Şekil 4.6.	Yb'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi	73
Şekil 4.7.	Lu'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	75
Şekil 4.8.	Ta'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	77
Şekil 4.9.	W'in a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişim.....	78
Şekil 4.10.	Os'un a) $L\ell$ ve b) $L\alpha_{1,2}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	79
Şekil 4.11.	Pt'in a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi	80
Şekil 4.12.	Hg'in a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	82
Şekil 4.13.	Tl'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi	84
Şekil 4.14.	Pb'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$	

ile değişimi.....	86
şekil 4.15. Bi'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile eğişimi.....	88
şekil 4.16. Th'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$, d) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.....	90
şekil 4.17. U'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$, d) $L\beta_6$, e) La_2 çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile Değişimi.....	94

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1.	X-ışını diyagram ve non-diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri.....	14
Çizelge 2.2.	Atomik geçişlerde seçim kuralları.....	22
Çizelge 2.3.	S, P, D, F durumlarından $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ durumlarına geçişte yayınlanan multipol radyasyonlar.....	25
Çizelge 3.1.	L_3 alt tabaka X-ışını geçişleri için Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri.....	53
Çizelge 4.1.	Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin β anizotropi parametreleri.....	91
Çizelge 4.2.	U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$, $L\beta_6$ ve $L\alpha_2$ çizgisi için, β anizotropi parametreleri, α kinematik katsayıları ve δ_1 (M2/E1) mixing oranları.....	95
Çizelge 4.3.	Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının oranları.....	96
Çizelge 4.4.	Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ kinematik katsayılarının oranları.....	97
Çizelge 4.5.	Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları.....	98
Çizelge 4.6.	$L\ell$ X-ışınlarının yüzde lineer polarizasyon dereceleri (%P).....	99
Çizelge 4.7.	$L\alpha$ X-ışınlarının yüzde lineer polarizasyon dereceleri (%P).....	100

1. GİRİŞ

Atomik iç tabakaların foto iyonizasyon çalışmalarında, X-ışını geçişleri atomik yapı ile ilgili önemli ipuçları verir. X-ışını geçişlerinin doğasının tam olarak bilinmesi, X-ışını radyasyonunun açısız dağılımı ve ardışık iki X-ışını geçişi arasındaki açısız korelasyon analizlerinde, X-ışını floresans ve iyonizasyon tesir kesiti ölçümlerinde, ışımali ve ışımalsız geçiş ihtimalleri çalışmalarında ve temel iç tabaka iyonizasyonu ile ilgili daha güvenilir teorik atom modellerinin geliştirilmesinde oldukça önemlidir.

Açısız dağılım çalışmaları, L ve M alt-tabaka X-ışınları şiddet oranları, floresans verim ve iyonizasyon tesir kesiti gibi parametrelerin açuya bağılı değışim gösterip göstermediklerini belirlemeye yöneliktir. Auger elektronlarının ve karakteristik X-ışınlarının açısız dağılımı ile ilgili pek çok çalışma yapılmıştır. Cooper and Zare (1969) yaptıkları teorik çalışmada atomların fotoiyonizasyonu sonucunda meydana gelen iç tabaka boşluk durumlarının manyetik alt tabakalarının eşit popülasyona sahip olacağını ve fotoiyonizasyon neticesinde yayınlanan karakteristik X-ışınlarının toplam açısız momentuma bakılmaksızın izotropik ve anpolarize olacağını hesaplamışlardır. Daha sonra yapılan bazı araştırmacılar (Mehlhorn 1968; Flügge *et al.* 1972; Jacobs 1972) bunun tam olarak doğru olmadığını toplam açısız momentumu $J = 1/2$ (K , L_1 , L_2 , M_1 , M_2 alt tabakaları) durumunda (m_j) manyetik kuantum sayısının büyüklüğüne bağılı farklı alt durumların sayısının eşit popülasyona sahip olacağını ve bu tabakalara geçişlerde yayımlanan karakteristik X-ışınlarının izotropik ve anpolarize olacağını, fakat toplam açısız momentumu $J > 3/2$ (L_3 , M_3 , M_4 , alt tabakaları) olan durumlarda farklı alt durumların sayısının eşit popülasyona sahip olmayacağını ve bu tabakalara geçişlerde yayımlanan karakteristik X-ışınlarının anizotropik ve polarize olacağını teorik olarak hesaplamışlardır. Daha sonra yapılan teorik çalışmalar (Scofield 1976; Brezchko *et al.* 1978) bu tahminleri desteklemişlerdir. İlk olarak Caldwell and Zare (1977) Cd'dan yayınlanan radyasyonun polarizasyon derecesini ölçerek, fotonlarla uyarılmış Cd iyonunun boşluk durumlarının bozunmasından yayınlanan floresans X-ışınlarının

anizotropik açısai dağılım gösterdiğini veya lineer polarize olduğunu (alignment) gösterdiler.

Daha sonraki yıllarda radyoizotop kaynaklar (Kahlon *et al.* 1991a,b; Campbell 1992; Sharma and Allawadhi 1999; Mehta *et al.* 1999; Tartari *et al.* 2003; Santra *et al.* 2007; Ozdemir and Durak 2008; Han *et al.* 2008), X-ışını kaynakları (Papp and Campbell 1992), parçacık uyarımlı kaynaklar (Papp and Palinkas 1988; Papp *et al.* 1990, 1991) ve sinkrotron kaynakları (Yamaoka *et al.* 2003) gibi farklı uyarıcı kaynaklarla yapılan birçok deneysel çalışmada, X-ışınlarının açısai dağılım ölçümleri kullanılarak L_3 alt-tabaka ($J = 3/2$) alignment çalışmaları yapılmıştır. Literatürde yapılan deneysel sonuçlar arasında L_3 alt-tabaka X-ışınlarının yayınlanmasındaki anizotropi hakkında önemli görüş ayrılıkları vardır. Yayınlanan karakteristik radyasyonun açısai dağılım ölçümü kullanılarak yapılan alignment çalışmalarının sonuçları hala oldukça karışık ve farklı araştırmacıların yaptığı çalışmalarda farklı sonuçlar elde edilmiştir. Bir grup araştırmacı (Kahlon *et al.* 1990a,b, 1991a,b; Ertuğrul *et al.* 1995; Ertuğrul *et al.* 1996a,b; Sharma and Allawadhi 1999; Demir *et al.* 2000, 2003; Seven 2004) çok güçlü anizotropi gözlemlerken farklı bir grup (Mehta *et al.* 1999; Yamaoka *et al.* 2003; Küst *et al.* 2003; Tartari *et al.* 2003) çok daha zayıf anizotropi gözlemlemişlerdir. Fakat bir kaç çalışma haricinde (Papp and Palinkas 1988; Papp *et al.* 1990, 1991) bu çalışmaların tümünde anizotropi parametrelerin değerleri verilmemiştir.

Papp and Palinkas (1988) manyetik kuadrupol terimlerin elektrik dipol terimler üzerine etkileri dikkate alan çalışmasında bir Si(Li) dedektör kullanarak proton uyarımla Au'nun $L\ell$, $L\alpha_2$ ve $L\alpha_{1,2}$ geçişlerinin açısai dağılımını inceleyerek $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarını ölçmüş ve teorik değerlerden dört kat büyük sonuçlar elde etmiştir. Bu nedenle yüksek mertebeden multipol terimlerin Au gibi ağır elementlerin L_3 X-ışını geçişlerinde dikkate alınması gerektiğini sonucuna varmıştır. Papp *et al.* (1990) yine proton uyarımlı bir çalışmada U'un $L\alpha_2$ geçişlerinin anizotropi ve mixing oranlarını ölçmüş ve $ns_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ geçişlerine ait mixing oranlarının teorik değerlerden önemli ölçüde saptığını belirlemiştir. Papp *et al.* (1991). Ba, Sm ve Er'un $L\ell$ ve $L\alpha$ geçişlerinin açısai dağılımları farklı enerjili proton uyarımla incelenmiş ve bu elementler için elde

edilen anizotropi parametre oranlarının teorik olanlardan önemli ölçüde saptığını, ancak bu değerlerin daha önce yapılan $K\alpha_1 - L$ açısız korelasyon parametrelerinden türetilen değerlerle iyi uyduğunu saptamıştır

Bugüne kadar L_3 ($j = 3/2$) manyetik alt-tabaka X-ışını geçişlerinin açısız dağılımı ile ilgili yapılan çalışmalarda genellikle, gözlenen X-ışını geçişlerinin saf elektrik-dipol ($E1$) izinli geçişlerinden meydana geldiği varsayılmış ve diğer yüksek mertebeden multipol terimlerden ($M1, E2, M2, \dots$ gibi yasaklı geçişler) gelen katkıları bir önceki paragrafta bahsettiğimiz birkaç çalışma haricinde göz ardı edilmiştir (Papp and Palinkas 1988; Papp *et al.* 1988, 1990; Palinkas *et al.* 1990).

Ancak $M1, E2, M2, \dots$ gibi yasaklı geçişlerin, özellikle de $M2$ manyetik kuadrupol geçişlerin atomik X-ışını geçişlerine katkısı artan X-ışını geçiş enerjisi ve atom numarası ile artmaktadır. Bu ise, ağır elementler bölgesinde elektrik-dipol ($E1$) izinli K, L, M, \dots X-ışını spektral çizgilerin açısız dağılımlarının, polarizasyonunun, anizotropi (β) ve açısız korelasyon (A_{22}) parametrelerinin ve geçiş oranlarının değişimine veya spektrumda izinli çizgilere yakın bazı zayıf çizgilerin meydana gelmesine sebep olabilmektedirler. Bu da, özellikle L ve M X-ışını çizgilerinin açısız dağılımları ve açısız korelasyonları ile ilgili teorik tahminler ve deneysel değerler arasındaki önemli uyumsuzlukların (teorik tahminlerin birkaç katı sapma) kaynağını teşkil etmektedir. Bu nedenle yüksek mertebeden multipol terimlerin, özellikle $M2$ manyetik kuadrupol geçişlerin, etkilerini dikkate alan yeni deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır.

Bu çalışmada, atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, 140° saçılma açısından 90° saçılma açısına kadar 10° lik adımlarla değişen 6 yayılma açısında, L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin açısız dağılımı incelenmiştir.

Bu çalışma dört kısımdan oluşmaktadır.

Çalışmanın birinci kısmında;

Açısal dağılım ölçümlerinden faydalanılarak elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin normalize şiddetleri elde edilmiştir. Elde edilen normalize şiddetlerin ikinci mertebeden Legendre polinomuna göre değişiminin grafikleri çizilmiş ve bu grafikler lineer fonksiyona fit edilerek bu çizgilerin β anizotropi parametrelerine karar verilmiştir.

Çalışmanın ikinci kısmında;

U'nun $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\alpha_2$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgilerinin, β anizotropi parametreleri, A_2 alignment parametresi, α kinematik katsayıları ve $\delta_1(M2/E1)(L\ell)$, $\delta_1(M2/E1)(L\beta_6)$, $\delta_1(M2/E1)(L\alpha_1)$ ve $\delta_1(M2/E1)(L\beta_{2,15})$ mixing oranları elde edilmiştir.

Çalışmanın üçüncü kısmında;

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları hesaplanmış ve bu ölçümlerden yararlanılarak $\delta_1(M2/E1)$ karışım oranları tahmin edilmiştir.

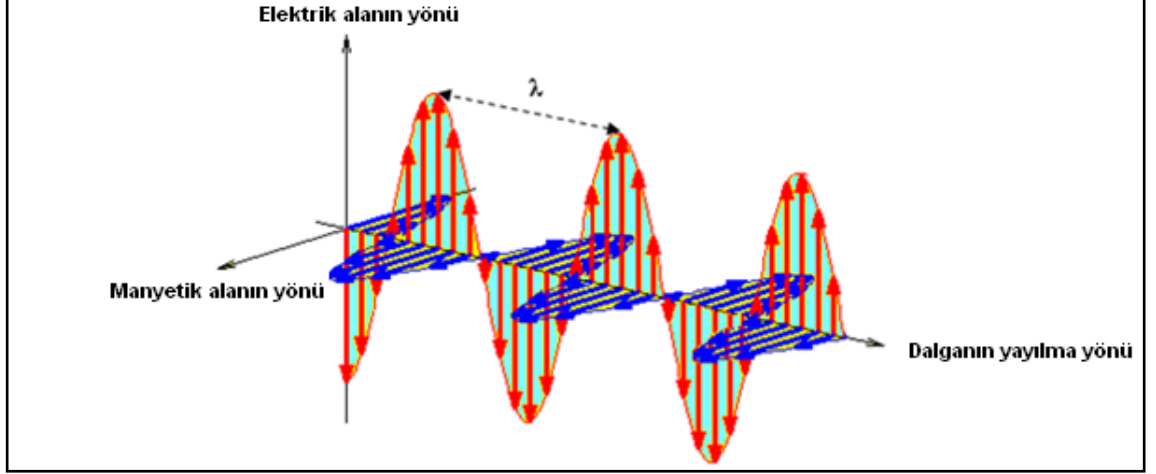
Çalışmanın son kısmında;

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin %P lineer polarizasyon dereceleri ölçülmüştür.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Elektromanyetik radyasyon

Spektrumu, en genel manada, parçacık ve fotonların enerjilerine, frekanslarına, dalga boylarına veya saçılma açlarına göre şiddet dağılımlarının oluşturduğu desenler olarak tanımlayabiliriz. Spektroskopik bir olay genelde, Uyarıcı + Numune → Gözlemlenen tanecikler veya elektromanyetik radyasyon şeklinde ifade edilebilir. Uyarıcı olarak belirli bir enerjiye sahip olan iyon, atom, molekül, elektron, nötron, proton, foton, fonon vs. kullanılmaktadır. Uyarıcı, madde ile etkileştiği zaman ya kendi enerjisi değişmekte veya yine adı geçen taneciklerden biri veya elektromanyetik radyasyon yayımlanmaktadır.



Şekil 2.1. Elektromanyetik dalga

Elektromanyetik radyasyon uzayda dalgalar halinde yayılır. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi elektromanyetik dalgaların, dalganın hareket yönüne ve birbirine dik bir elektrik birde manyetik alan bileşeni vardır. Dalga boyu λ ile gösterilir ve birbirini izleyen iki dalganın aynı tipteki noktaları arasındaki uzaklıktır. Dalga boyları ne olursa olsun vakumda bütün elektromanyetik dalgalar aynı hızlarda hareket ederler. Bu ışık hızıdır

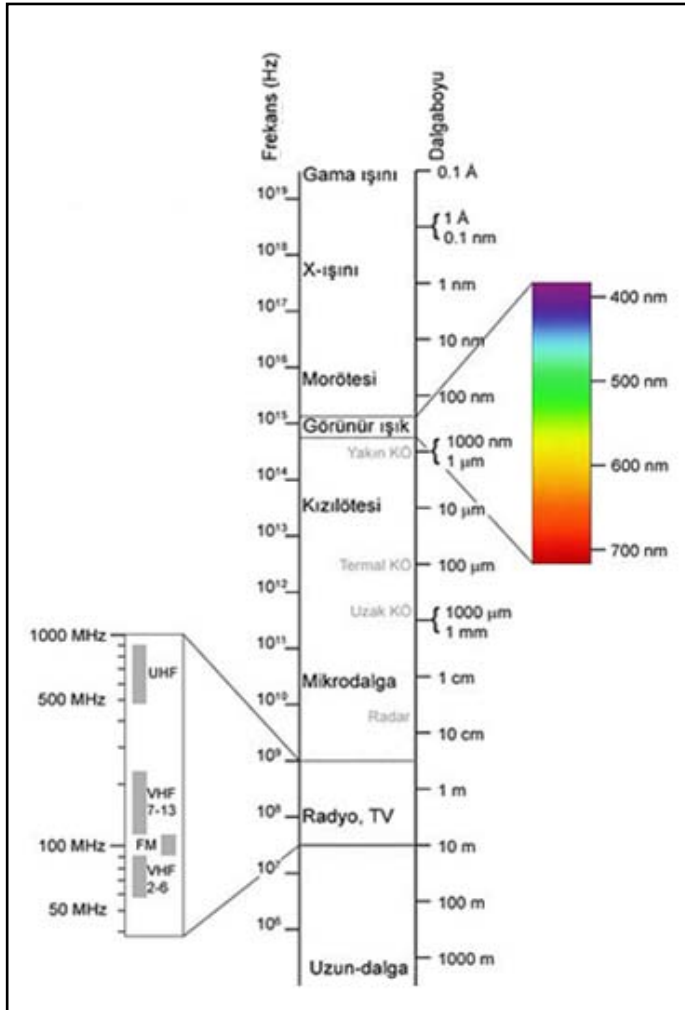
ve $c = 3 \times 10^8$ m/s dir. Elektromanyetik radyasyonun frekansı ν bir saniyedeki titreşim sayısıdır;

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2.1)$$

Dalga sayısı $\bar{\nu}$, ise 1 cm' deki titreşim sayısıdır ve

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.2)$$

eşitliği ile verilir. Elektromanyetik dalgaların dalga boyları için değişik birimler kullanılır. En çok kullanılan birim Angstrom (\AA) dur. Angstrom, SI birim sisteminde yer almadığından son yıllarda “nanometre (nm)” kullanılmaya başlanmıştır.



Şekil 2.2. Elektromanyetik spektrum

Elektromanyetik radyasyon tipleri dalga boylarına göre Şekil 2.2’de gösterildiği gibi ifade edilebilir. γ -ışınları radyoaktif çekirdekler tarafından ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayınlanan elektromanyetik dalgalardan, X-ışınları bir metal hedefi bombardımana tabi tutan yüksek enerjili elektronların yavaşlamasından ve bağlı iç yörünge elektronlarının dış yörüngelere uyarılması neticesinde atomun temel hale dönerken yayınladığı ışıklardan oluşur.

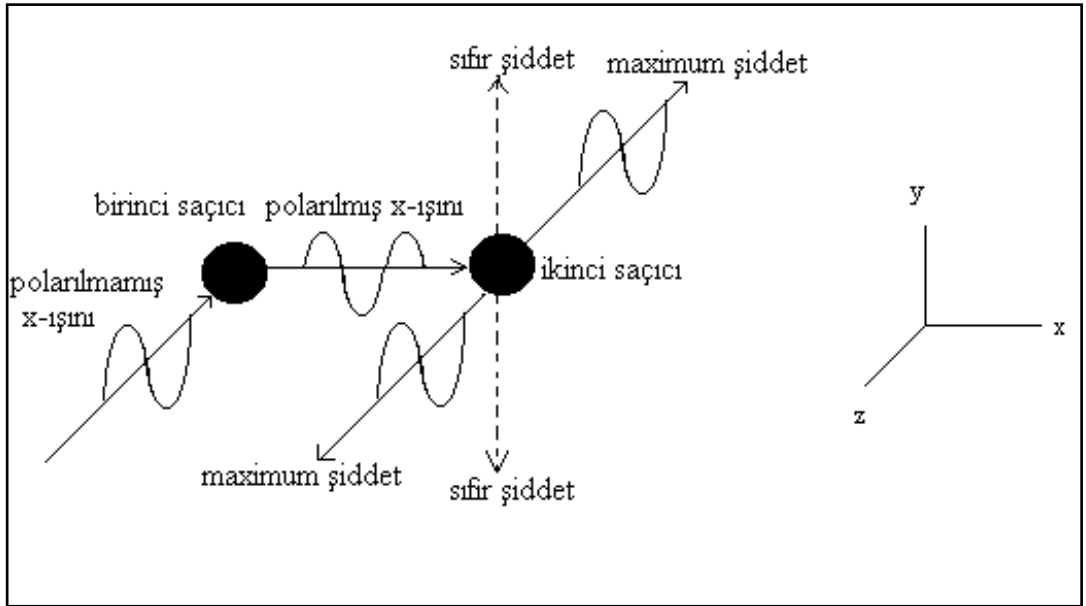
2.2. X-Işınları

Wilhelm Roentgen 1895’te, madde üzerine düşen hızlı elektronların, bilinmeyen tabiatlı son derece girici ışımalar meydana getirdiğini gözlemiştir. Mahiyetleri tam olarak bilinmediği için X-ışınları diye adlandırılan bu ışınların giricilik ve şiddetlerinin başlangıçtaki elektronların hızlarıyla doğru orantılı olduğu yani elektronlar ne kadar hızlı ise oluşan X-ışınlarının da o kadar girici ve şiddetli olduğu tespit edilmiştir. Bir madde üzerine düşen ışık etkisiyle maddeden elektron sökülmesi temeline dayanan fotoelektrik olay, fotonların elektronlara enerji aktarabileceğini ve bu enerjiyi soğuran elektronların serbest kalarak harekete geçebileceğini göstermiştir. X-ışınlarının keşfi ile bu olayın tersinin de mümkün olabileceği yani hareketli bir elektronun kinetik enerjisinin tümünün veya bir kısmının bir fotona dönüşebileceği anlaşılmıştır.

Elektromanyetik kuram, ivmeli bir elektrik yükünün elektromanyetik dalga yayımlamasını öngörür. Aniden durdurulan hızlı bir elektron da tabii ki ivmeli hareket yapar, dolayısıyla elektronun durdurulmasıyla oluşan X-ışınları da elektromanyetik dalgalardır. Bu elektromanyetik dalgaların yani X-ışınlarının; elektrik ve manyetik alanlar içinde bir sapmaya uğramadan doğru yollar boyunca ilerlediği (yüksüz oldukları için), saydam olmayan maddeler içinden kolayca geçtiği, fosforlu maddelerin parlamasına yol açtığı ve fotoğraf plakalarına etki ettiği, keşiflerinden kısa süre sonra bulunmuştu.

X-ışınlarının dalga tabiatı ilk kez 1906’da, bunların polarizasyonunu göstermeyi başaran Barkla tarafından ortaya konmuştur. Barkla’nın deney düzeneği Şekil 2.3’de

çizilmiştir. Barkla'nın deneyi, X-ışınlarının elektromanyetik dalgalar olduğu kabulü altında çözümlenebilir. Deneyde z -yönünde kutuplanmamış (polarize olmamış) bir X-ışını demeti soldaki küçük bir karbon bloğu üzerine düşer. Bu ışınlar karbon tarafından saçılır; bu demektir ki, karbon atomları içerisindeki elektronlar X-ışınlarının elektrik vektörleri tarafından titreşime geçirilir ve sonra yeniden ışığa yaparlar. Bir elektromanyetik dalgadaki elektrik alan vektörü dalganın yayılma doğrultusuna dik olduğundan, ilk X-ışınları yalnızca xy düzlemi içinde kalan elektrik alan vektörleri ihtiva eder. +x yönünde saçılan X-ışını, yalnızca y doğrultusunda elektrik vektörüne sahip olabilir ve bu nedenle düzlem polarize olmuştur. Bu polarizasyonu göstermek için, ışının yolu üzerine sağdaki gibi bir başka karbon blok konur. Bu bloktaki elektronlar, y doğrultusunda titreşmekle kısıtlanmıştır ve bu nedenle, yalnızca xz düzlemi içinde yayılan X-ışınları ışıır, y doğrultusunda ışığa olmaz. Saçılan X-ışınlarının xz düzlemi dışında gözlenemeyişi X-ışınlarının dalga özelliğini doğrular.



Şekil 2.3. X-ışını polarizasyonunu gösteren Barkla deneyi

X-ışınlarının dalga boylarını ölçmek için bir kırınım deneyinin ideal olacağı düşünülmüştü. Optik fiziğinden bilindiği üzere; bir kırınım deneyinde doyurucu sonuçlar alabilmek için kırınım ağındaki iki komşu çizgi arasındaki mesafenin ışığın

dalga boyu ile aynı mertebede olması gerekir. Fakat X-ışınları için önerilen dalga boyları çok küçük olduğu için X-ışınlarının gerektirdiği dar aralıklarla kırınım ağı yapmak o dönem için mevcut sistemlerle mümkün değildi. 1912'de Max von LAUE X-ışınları için önerilen dalga boylarının bir kristalde birbirine komşu iki atom arasındaki uzaklıkla kıyaslanabileceğini ileri sürdü ve örgüleri üç boyutlu bir kırınım ağı gibi davranacak olan kristallerin X-ışınlarını kırınımına uğratmak için kullanılmalarını önerdi. Daha sonra yapılan deneylerde X-ışınlarının dalga tabiatı başarıyla gösterildi. X-ışınları için $1,3 \times 10^{-11}$ metreden $4,8 \times 10^{-11}$ metreye (0,13'den 0,48 Å'a) kadar dalga boyları bulunmuştur. Sınıflandırma amacı ile, bugün dalga boyları yaklaşık 10^{-12} - 10^{-8} metre (0,01-100 Å) aralığında olan elektromanyetik ışımlar X-ışınları olarak dikkate alınmaktadır. Görünür ışığa kıyasla 10^4 kat daha küçük dalga boyuna sahip olan X-ışınları, görünür ışıktan 10^4 kat daha enerjiktirler.

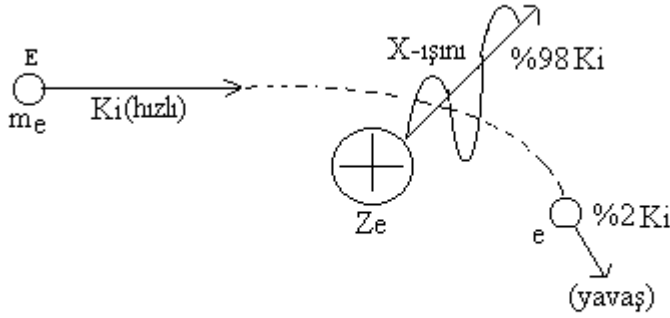
Elektromanyetik yayımlama kaynağına göre yapılan sınıflandırmaya göre gama ışınlarından radyo dalgalarına kadar yayılmış sürekli ışımaya dizisine Elektromanyetik spektrum denir. Elektromanyetik ışımların fiziksel özellikleri bütün spektrumda aynıdır. Aynı hız ve aynı elektromanyetik tabiata sahip olan bu ışımlar arasındaki fark dalga boylarıdır (frekanslarıdır). Spektrumda dalga boyları 0,01'den 100 Å'a kadar olan elektromanyetik ışımlar X-ışınları kategorisine girer. Elektromanyetik spektrumun yüksek enerjili kısmına düşen bu kategorinin sınırları keskin değildir, kısa dalga boyu ucu gama ışınları ile uzun dalga boyu ucu ise morötesi ışıkla karışır.

2.3. X-ışınlarının Üretilmesi

X-ışınları, nitelik itibariyle sürekli X-ışınları ve karakteristik (veya çizgi) X-ışınları olmak üzere iki grupta incelenebilirler.

2.3.1. Sürekli X-ışınları

Sürekli X-ışınları; elektronlar, protonlar veya α parçacıkları gibi yüksek enerjili, yüklü parçacıkların ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri bir başka deyişle nükleer saçılmalarla hedef içerisinde adım adım yavaşlatılmaları sonucu meydana gelirler. Sürekli X-ışınlarının oluşumu Şekil 2.4'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.4. Sürekli X-ışını oluşum mekanizması

Bu etkileşimde yüklü parçacığın ışıdığı enerji, sürekli spektrum veya frenleme radyasyonu (Bremsstrahlung) spektrumu olarak isimlendirilir. Sürekli X-ışını spektrumları geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli bir ışımaya karşılık gelmektedir. Bu nedenle sürekli X-ışınlarına beyaz X-ışınları da denir. Sürekli X-ışını emisyonu, klasik elektromanyetik teoriye göre şöyle açıklanabilir. İvmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışımda bulunurlar. Yüksek enerjili elektronlar bir hedefe çarptıkları zaman bu elektronların enerjilerinin $\%1$ 'i sürekli X-ışınlarının oluşmasına yol açar. Sürekli X-ışınlarının üretilmesinde X-ışını tüpleri temel kaynaktır. Hedefe (bir X-ışını tüpünde anoda) çarpan elektronlardan çok az bir kısmı enerjilerini bir defada ve tümüyle bir X-ışını fotonu olarak yayımlayabilir. Bu elektronlar maksimum frekanslı

(minimum dalgaboylu) ışımaları oluştururlar. Minimum dalga boyu (λ_{min}) hedef üzerine gelen elektronun tüm kinetik enerjisini $E = eV_0$ tek bir fotona vermesine karşılık geldiğine göre E_x yayımlanan X-ışınının enerjisi olmak üzere;

$$E = eV_0 \quad (2.3)$$

$$E_x = \frac{hc}{\lambda_{min}} \quad (2.4)$$

yazılabilir. Buradan λ_{min} için

$$\frac{hc}{\lambda_{min}} = eV_0 \Rightarrow \lambda_{min} = \frac{hc}{eV_0} \quad (2.5)$$

ifadesi elde edilir.

Bir X-ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir. Burada, h Plank sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg·s), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_0 ise tüpe uygulanan potansiyeldir. Kısa dalgaboyu sınırı ile uygulanan potansiyel arasındaki bu ilişki Duane-Hunt kanunu olarak bilinir.

Sürekli ışımaya ihtimali;

$$P \propto \frac{q^2 Z^2 T}{M_0^2} \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada, q elektron yükü cinsinden parçacığın yükü, Z hedef maddesinin atom numarası, T parçacığın kinetik enerjisi ve M_0 ise parçacığın durgun kütesidir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütesine göre daha büyük kütleyle sahip olduklarından nispeten daha az ışırlar. Bu nedenle protonların meydana getirdiği sürekli X-ışını spektrumunun şiddeti elektronların meydana getirdiğinden dört milyon kez daha küçüktür.

Bir X-ışını tüpünde elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu şu özelliklerle karakterize edilir.

- 1- Kısa dalgaboyu limiti λ_{min} ; bu dalgaboyu altında radyasyon gözlemlenmez.
- 2- Maksimum şiddetin dalgaboyu λ_{max} yaklaşık olarak $\lambda_{min}/2$ 'dir.
- 3- Toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır.

Sürekliliğin dağılımı,

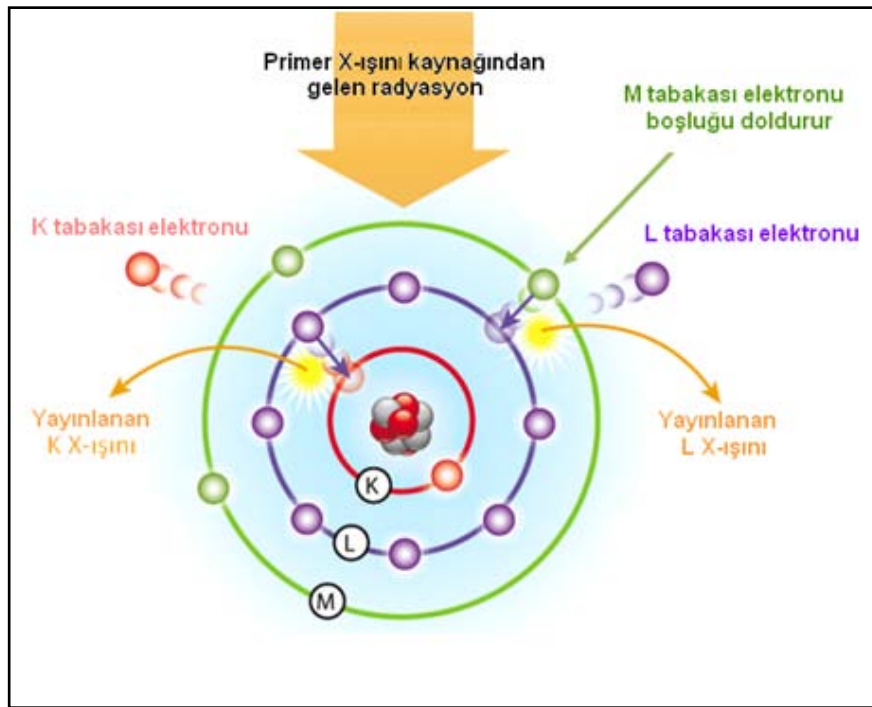
$$I(\lambda)d\lambda = KiZ \left[\frac{\lambda}{\lambda_{min}} - 1 \right] \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.7)$$

Kramer formülü ile verilir. K orantı katsayısı ve i akımdır. Bu ifadeden görüldüğü gibi şiddet dağılımı tüp akımı (i) ve atom numarası (Z) ile orantılıdır.

2.3.2. Karakteristik X-Işınları

Bir atomda elektronlar atomun merkezinde bulunan çekirdek etrafında yörünge olarak adlandırılan enerji katmanlarında dolanırlar. Her bir elektronun hızından kaynaklanan bir kinetik enerjisi ve çekirdekten uzaklığına bağlı olarak da sahip olduğu bir potansiyel enerjisi vardır. Bu nedenle enerji düzeylerinde hareket eden elektronların kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamına eşit olan bir enerjileri vardır. Elektronların sahip oldukları enerji iç tabakalardan dış tabakalara doğru gidildikçe artar. Bu sayede çekirdek çevresindeki elektronlar yüksek hızlarla dönmelerine rağmen konumlarını muhafaza ederler. Bu elektronların uzaysal konumları herhangi bir enerji etkisi ile bozulursa iç tabakalara veya dış tabakalara doğru elektron geçişleri olur. Atomun herhangi bir iç tabakasından sökülen elektronun yerinde kalan boşluk, üst tabakadaki elektronlar tarafından belli geçiş kurallarına ve enerjinin minimumluğu prensibine uygun olarak doldurulur. Böyle bir doldurma sırasında enerji farkı bir X-ışını fotonu olarak yayımlanır. Bu foton yayımlandığı malzemeye has özellikler taşıdığı için o elementin karakteristik X-ışını diye adlandırılır.

Atomlar, elektron yörüngeleri arasındaki enerji farkına eşit enerjiyi soğurarak veya yayımlayarak kuantum mekaniği ile açıklanabilen izinli yörüngeler arasında geçişler yapabilirler. Atomun enerji soğurarak üst seviyelere çıkması uyarılma (excitation), uyarılmış elektronun enerji yayımlayarak temel hale geçmesi ise uyarılmışlıktan kurtulma (de-excitation) olarak adlandırılır. De-excitation tek bir basamakta olabileceği gibi birkaç basamakta da olabilir ve her bir geçişte seviyeler arası enerji farkına eşit değerde enerji taşıyan bir foton (karakteristik X-ışını) yayımlanır. Bunlar spektrumda karakteristik çizgiler denilen $K\alpha$, $K\beta$, $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$, $L\eta$, $L\gamma$, $M\alpha$, $M\beta$... çizgilerini oluştururlar. Bir uyarma işlemi sonucunda meydana gelebilecek geçişlerin temsili gösterimi Şekil 2.5’ de verilmiştir.



Şekil 2.5. Uyarma ve yayınlanma modeli

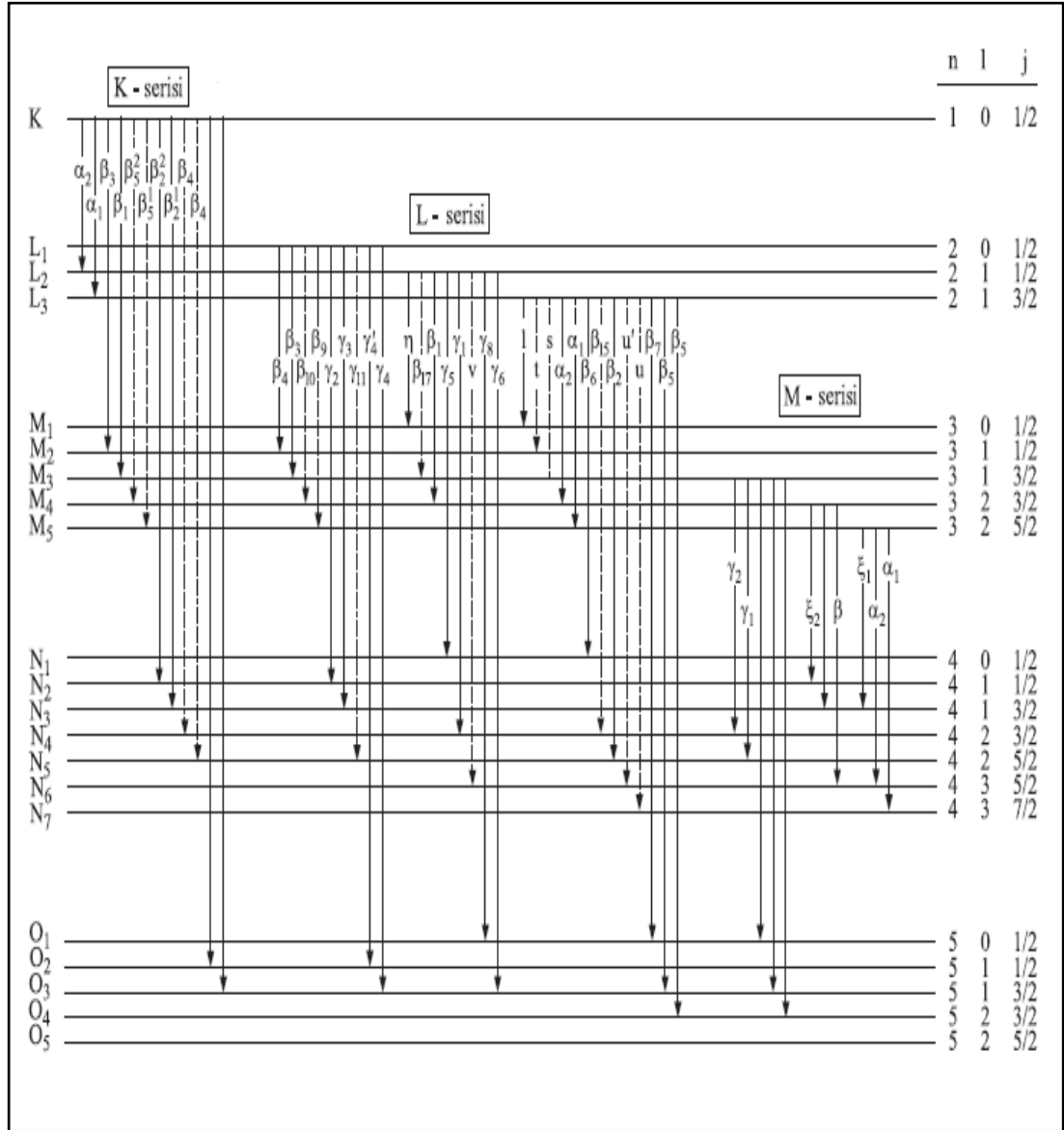
Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğu şayet L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı karakteristik spektrumunun $K\alpha$ çizgisine karşılık gelir. K kabuğundaki boşluk M kabuğundaki bir elektron tarafından doldurulursa $K\beta$ çizgisi, N

kabuğundaki elektronlardan biri tarafından doldurulursa $K\gamma$ çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. Şayet hedef metali üzerine çarpan elektronların enerjileri K kabuğundan elektron sökecek kadar büyük değilse, $L, M, N \dots$ kabuklarından birinden bir elektron sökülebilir ve bu kez K kabuğuna benzer olarak L kabuğunda meydana gelen boşluğun M, N, \dots kabuklarındaki elektronlarla doldurulması esnasında $Ll, L\alpha, L\beta, L\gamma, \dots$ ışınları, M kabuğu için $M\alpha, M\beta, M\gamma, \dots$ ve N kabuğu için $N\alpha, N\beta, N\gamma, \dots$ çizgileri kısaca L, M ve N serileri ortaya çıkmış olur. Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan X-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) gösterimleri Çizelge 2.2'de verilmiştir. İlgili elektron geçişleri sonucunda K, L ve M tabakalarından yayımlanan karakteristik X-ışınları Şekil 2.6'da gösterilmiştir.

Çizelge 2.1. X-ışını diyagram ve non-diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	$K - L_3$	$L\alpha_1$	$L_3 - M_5$	$L\gamma_1$	$L_2 - N_4$	$M\alpha_1$	$M_5 - N_7$
$K\alpha_2$	$K - L_2$	$L\alpha_2$	$L_3 - M_4$	$L\gamma_2$	$L_1 - N_2$	$M\alpha_2$	$M_5 - N_6$
$*K\alpha_3$	$K - L_1$	$L\beta_1$	$L_2 - M_4$	$L\gamma_3$	$L_1 - N_3$	$M\beta$	$M_4 - N_6$
$K\beta_1$	$K - M_3$	$L\beta_2$	$L_3 - N_5$	$L\gamma_4$	$L_1 - O_3$	$M\gamma$	$M_3 - N_5$
$K\beta_2'$	$K - N_3$	$L\beta_3$	$L_1 - M_3$	$L\gamma_4'$	$L_1 - O_2$	$M\xi_1$	$M_5 - N_3$
$K\beta_2''$	$K - N_2$	$L\beta_4$	$L_1 - M_2$	$*L\gamma_{2,3}'$	$L_1 - N_{4,5}$	$M\xi_2$	$M_4 - N_2$
$K\beta_3$	$K - M_2$	$L\beta_5$	$L_3 - O_{4,5}$	$*L\gamma_{11}$	$L_1 - N_5$	Mm	$M_1 - N_2$
$*K\beta_4'$	$K - N_5$	$L\beta_6$	$L_3 - N_1$	$L\gamma_5$	$L_2 - N_1$		
$*K\beta_4''$	$K - N_4$	$L\beta_7$	$L_3 - O_1$	$L\gamma_6$	$L_2 - O_4$		
$*K\beta_{4x}$	$K - N_4$	$L\beta_7'$	$L_3 - N_{6,7}$	$L\gamma_8$	$L_2 - O_1$		
$*K\beta_5'$	$K - M_5$	$*L\beta_9$	$L_1 - M_5$	$L\gamma_8'$	$L_2 - N_6$		
$*K\beta_5''$	$K - M_4$	$*L\beta_{10}$	$L_1 - M_4$	$L\eta$	$L_2 - M_1$		
		$L\beta_{15}$	$L_3 - N_4$	Li	$L_3 - M_1$		
		$*L\beta_{17}$	$L_2 - M_3$	$*Ls$	$L_3 - M_3$		
				$*Lt$	$L_2 - M_2$		
				$*Lu$	$L_3 - N_{5,6}$		
				$*Lv$	$L_2 - N_{6,7}$		

*Gözlenen yasaklı çizgiler



Şekil 2.6. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K , L ve M tabakaları X-ışınları

2.4. Kuantum sayıları ve atomik yörüngeler

Elektronların atomda çekirdek etrafında nasıl dizildiğini ve bunu belirleyen kuralları anlamak için atomdaki enerji düzeylerini ve bunları belirlemek için kullanılan kuantum sayılarını bilmek gerekir. Schrödinger denkleminin çözümüne göre bu kuantum sayıları

baş kuantum sayısı n , yörünge kuantum sayısı l , ve manyetik kuantum sayısı m_l dir. Bu kuantum sayılarından başka bir kuantum sayısı ise spin kuantum sayısı m_s dir.

Baş kuantum sayısı (n): Bohr kuantum kuramında olduğu gibi $n = 1,2,3,\dots$ değerleri alabilir. Sayıların yanısıra tabakaları göstermek için harflerde kullanılır. $n = 1$ ise birinci enerji seviyesini, $n = 2$ ise ikinci enerji seviyesini gösterir.

Baş Kuantum Sayısı (n)	1	2	3	4	5	...
Tabakaları gösteren harfler	K	L	M	N	O	...

Yörünge kuantum sayısı (l): Baş kuantum sayısı ile tanımlanmış enerji seviyeleri daha alt enerji seviyeleri içerirler. Bir enerji seviyesindeki alt enerji seviyelerinin sayısı $n-1$ tanedir. Örneğin $n=1$ ise, alt enerji seviyeleri $l = 1 - 1 = 0$ olup yoktur. $n = 2$ için, $l = 2 - 1 = 1$ olup bir alt enerji seviyesi bulunması anlamına gelir. Bir tabakadaki alt tabakaların sayısı baş kuantum sayısına eşittir. Alt tabakaları göstermek için harflerde kullanılır.

Yörünge kuantum sayısı (l)	0	1	2	3	4	...
Alt tabakaları gösteren harfler	s	p	d	f	g	...

Manyetik kuantum sayısı (m_l): Her alt tabaka ise bir veya daha fazla orbitalden oluşmuştur. Herbir alt tabakada bir yörünge manyetik kuantum sayısı m_l ile gösterilir. Manyetik kuantum sayısı $-l$ ile $+l$ arasında değer alırlar. Bu nedenle $l = 0$ ise; $m_l = 0$ değerini alır. $l = 1$ ise; $m_l = -1, 0, 1$ değerlerini alır.

Enerji seviyeleri, alt enerji seviyeleri ve yörüngeler enerji düzeyleri için;

- Tabaka enerjisi, n kuantum sayısı artıkça artar.

- Kuantum sayısı n artıkça tabakalar arasındaki enerji farkı azalmaktadır. 3. enerji seviyesinden başlayarak alt tabakalarının birbirine karıştığı gözlenir.

Baş kuantum sayısı		Yörünge kuantum sayısı		Manyetik kuantum sayısı	Alt tabakalardaki yörünge sayısı
n	Tabaka	l	Alt tabaka	m_l	-
1	K	0	1s	0	1
		0	2s	0	1
2	L	1	2p	-1, 0, 1	3
		0	3s	0	1
3	M	1	3p	-1, 0, 1	3
		2	3d	-2, -1, 0, 1, 2	5
		0	4s	0	1
4	N	1	4p	-1, 0, 1	3
		2	4d	-2, -1, 0, 1, 2	5
		3	4f	-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3	7
		0	5s	0	1

Spin kuantum sayısı (s): Yukarıda ifade ettiğimiz kuantum sayılarına ek olarak spin kuantum sayısı elektronun kendi eksenini etrafında dönmesi sonucu ortaya çıkar ve dönme hareketinin iki yönde olması nedeniyle sadece $s = -1/2$ ve $s = 1/2$ değer alabilir. Spin kuantum sayısı, atom spektrumlarında gözlenen çizgilerin ince yapısını açıklamak için getirilen öneriler sonucu ortaya çıkmıştır.

Elektronlar çekirdekten belli uzaklıklarda çekirdek etrafında dönerler. Çekirdeğin yakınındaki yörüngelerde bulunan elektronlar çekirdekten daha uzak yörüngelerde

bulunan elektronlara göre daha düşük enerjiye sahiptirler. Atomik yapı içerisinde sadece ayrık (discrete) enerji değerlerinin bulunduğu bilinmektedir. Dolayısıyla elektronlar çekirdekten sadece bu ayrık uzaklıklarda dönmek zorundadır. Her bir ayrık uzaklık yörünge ya da orbitin belli bir enerji seviyesine karşılık gelir. Bir atomda yörüngeler, kabuklar olarak bilinen enerji bantları şeklinde gruplaşmıştır. Verilen bir atomun sabit bir kabuk sayısı vardır. Her bir kabuk izin verilen enerji seviyelerin de sabit bir maksimum elektron sayısına sahiptir. Bir kabukta enerji seviyeleri arasındaki fark kabuklar arasındaki enerji farkına kıyasla çok küçüktür. Kabuklar *K*, *L*, *M*, *N*, ve bunun gibi harflerle adlandırılırlar. Örneğin *K* çekirdeğe en yakın olan kabuğu belirtmektedir.

Klasik mekanikten bildiğimiz üzere, bir sistemin toplam enerjisi $E < 0$ ise kuvvet çekici olup yörünge kapalı, yani daire veya elips şeklinde, $E \geq 0$ ise kuvvet itici olup yörünge açık, yani parabol veya hiperbol şeklindedir. Atomlarda elektronların bağlanma enerjileri Bohr atom modeline göre;

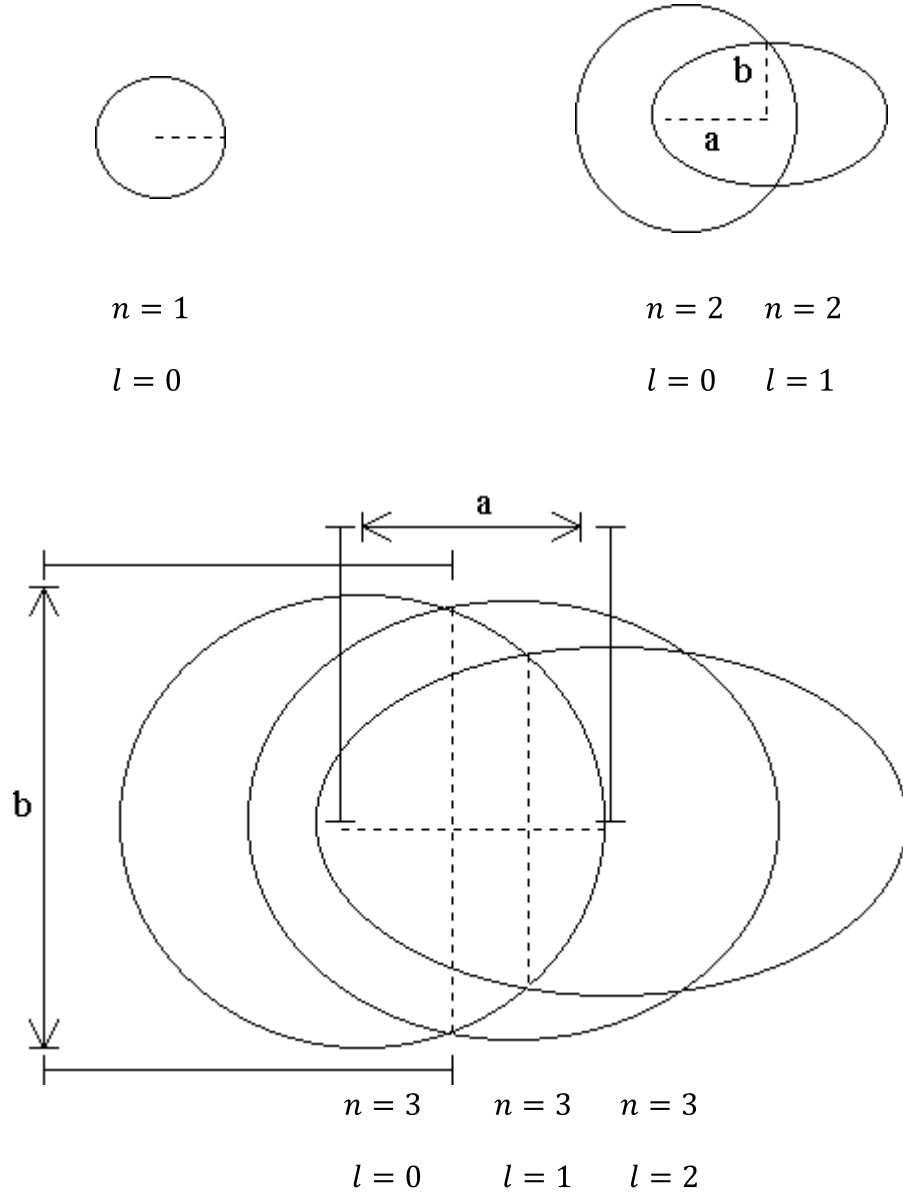
$$E_n \propto -\frac{1}{n^2} < 0 \quad (2.8)$$

şeklinde verildiğinden yörüngeler kapalı olmalıdır. Bir elektronun toplam açısal momentumu $J = 1/2$ ise elektronun yörüngesi dairesel, $J > 1/2$ ise eliptiktir.

Elektronun dolandığı yörüngenin yarıçapı,

$$r_n \propto n^2 \quad (2.9)$$

olduğundan farklı n değerleri için yörüngelerin şekilleri aynı, büyüklükleri farklıdır. Şekil 2.7'de n kuantum sayısı için mümkün olan elektron yörüngelerinin geometrik şekilleri görülmektedir



Şekil 2.7. Elektron yörüngelerinin geometrik şekilleri

Hidrojene benzer bir atomun kararlı durumunun dalga fonksiyonu

$$\Psi_{nlm} = R_{nl}(r)Y_l(\theta)Z_m(\phi) = N_{nlm}e^{-p/2}p^l L_{n-1}^{2l+1}(p)p_l^m(\cos\theta)e^{im\phi}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots; 0 \leq l \leq n; -l \leq m \leq l; l, m$$

(2.10)

ile verilir. Burada N_{nor} normalize faktörü ve p

$$p = Z_r/a_0 \quad (2.11)$$

ile verilir. Buradaki a_0 ilk Bohr yörünge yarıçapıdır. Sadece n 'ye bağımlı olan bir seviyenin enerjisi

$$E_n = -R_\infty hc \frac{Z^2}{n^2} \quad n = 1,2,3, \dots \quad (2.12)$$

ile verilir. Şayet spin de dikkate alınırsa bir atomdaki elektronlar dört kuantum sayısı ile tanımlanabilir. Enerjiler n baş kuantum sayısı ile belirlenir. Bir çekirdeğe bağlı olan bütün elektronlar için n ve l bir atomun veya iyonun elektronik konfigrasyonunu oluşturur. Elektronik kuantum durumlarına elektronların dağılımı aşağıdaki kurallara göre belirlenir.

1. İlk olarak en düşük enerji seviye doldurulmasını gerektiren termodinamik düşünceye göre
2. Pauli'nin Dışarlama ilkesine göre bir atomda iki elektron aynı kuantum sayısına sahip olamaz.

$m_l - l$ ile $+l$ arasında $2l + 1$ farklı değerlerini aldığı için herhangi bir alt kabuk $2(2l + 1)$ kadar elektron ihtiva edebilir ve $m_s -1/2$ veya $+1/2$ değerlerini alabilir. Böylece Ψ_{nlm} birkaç durum aynı enerji E_n (dejenere) durumuna sahiptir. Bir atomda normal elektron konfigrasyonu $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 \dots$ gibi tarif edilir. Bir tabakadaki toplam elektron sayısı

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2 \quad (2.13)$$

İle verilir.

Atomik spektrumları tartışmak için, spin yörünge etkileşmelerini hesaba katmak gereklidir. Bunun için, toplam açısal momentum kuantum sayısı $j = l + 1$ ve $+j$ den $-j$ ye kadar bütün tamsayılara sahip olan m_j kuantum sayısı gibi iki farklı kuantum sayısı belirlemek uygundur. $l \geq 1$ olan herbir alt tabaka daha alt tabakalara ayrılabilir. Örneğin $2p(n = 2, l = 1)$ alt tabakası $2p_{1/2}(n = 2, l = 1, j = 1/2)$ ve $2p_{3/2}(n = 2, l = 1, j = 3/2)$ altabakalara ayrılabilir. Böylece $L(n = 2)$ tabakası, $2s_{1/2}(n = 2, l = 0, j = 1/2)$ $2p_{1/2}$ ve $2p_{3/2}$ üç altabakaya sahiptir. Bunlara spektroskopik terimler denir.

Bir atomda iç yörünge elektronlarının bağlanma enerjileri dış yörünge elektronlarına göre büyüktür. Şayet bir iç yörünge elektronu atomdan sökülürse, uyarılmış atom iyonlaşmaya nazaran mekanik olarak kararsız hale gelir. Bu durum elektron bulutunun yeniden düzenlenmesine sebep olur ve bu düzenlenmeyle kararlı bir iyon oluşur. Atomdaki elektronlar arasında etkileşmeler zayıf olduğu için, böyle bir olayın ihtimaliyeti oldukça küçüktür. Sonuç olarak, uyarılmış bir atomun yaşam süresi τ , uzundur. Bundan dolayı $\Delta E \sim \hbar/\tau$ o kadar küçük olur ki, hidrojene benzer bir atomun yarı kararlı ayırık enerji düzeyleri gibi bir boşluk meydana gelmiş atom gibi ifade etmek uygundur. X-ışını emisyonuna sebep olan bu seviyeler arası geçişlere karakteristik X-ışını geçişleri denir(Özdemir 2002).

2.5. Seçim Kuralları

Seçim kuralları, atom ve molekül spektrumlarının izahı için çok önemlidir. Atomların enerji seviyeleri arasında sadece elektrik dipol geçişlere rastlanmaz. Bunların dışında manyetik dipol, manyetik kuadrupol, manyetik oktopol, elektrik kuadrupol ve elektrik oktopol gibi geçişlere de rastlamak mümkündür. Atomik iki enerji seviyesi arasındaki geçişlerden yayınlanan radyasyonun, elektrik ya da manyetik tipte olup olmadığı açısal momentumun ve paritenin korunumundan bulunabilir. Parite, bir dalga fonksiyonunun uzayda bir tersinim altındaki davranışını ifade eder. Seçim kurallarında, hangi tipte bir geçişin olduğunu anlamak için sadece açısal momentumun korunumuna ilaveten geçişin

ilk ve son enerji seviyelerine göre bağıl paritelerine bakmalıyız. Seviyelere eşlik eden pariteyi π ile gösterirsek, $\pi = (-1)^l$ değerine eşittir ve burada l yörünge açısai momentum kuantum sayısıdır. Seçim kurallarında gerekli geçiş şartları Çizelge 2.3'de verilmiştir.

Çizelge 2.2. Atomik geçişlerde seçim kuralları

Elektrik dipol (E1) izinli	Manyetik dipol (M1) yasak	Elektrik kuadrupol (E2) yasak	Manyetik kuadrupol (M2) yasak	Elektrik oktopol (E3) yasak	Manyetik oktopol (M3) yasak
$\Delta j = 0, \pm 1$ ($j = 0 \leftrightarrow 0$ hariç)		$\Delta j = 0, \pm 1, \pm 2$ ($j = 0 \leftrightarrow 0, 1; \frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}$ hariç)		$\Delta j = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ($j = 0 \leftrightarrow 0, 1, 2;$ $\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; 1 \leftrightarrow 1$ hariç)	
$\Delta m_l = 0, \pm 1$		$\Delta m_l = 0, \pm 1, \pm 2$		$\Delta m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$	
Parite değişir $\pi_s = -\pi_i$	Parite değişmez $\pi_s = \pi_i$		Parite değişir $\pi_s = -\pi_i$		Parite değişmez $\pi_s = \pi_i$
$\Delta l = \pm 1,$ $\Delta n > 0$	$\Delta l = 0,$ $\Delta n = 0$	$\Delta l = 0, \pm 2$ $\Delta n > 0$	$\Delta l = \pm 1,$ $\Delta n > 0$	$\Delta l = \pm 1, \pm 3$ $\Delta n > 0$	$\Delta l = \pm 1, \pm 2$ $\Delta n > 0$

Tabloda π parite, n baş kuantum sayısı, l yörünge kuantum sayısı, j toplam açısai momentum kuantum sayısı ve m_l manyetik kuantum sayısını belirtmektedir.

2.6. Karakteristik X-Işımlarının Açısai Dağılımı

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

$$I_0 = I(\theta) \frac{4\pi}{\varepsilon d\Omega} \quad (2.14)$$

bağıntısını kullanarak hedeften yayımlanan I_0 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 eşit 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 Alignment olabilir ve böyle bir Alignment boşluktan yayımlanacak X-ışınları da anizotropik açısal dağılım gösterebilir.

Anizotropik X-ışını çizgilerinin açısal dağılımı

$$I(\theta) = I_0 [1 + \beta P_2(\cos\theta)] \quad (2.15)$$

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

$$P_2(\cos\theta) = 1/2(3\cos^2\theta - 1) \quad (2.16)$$

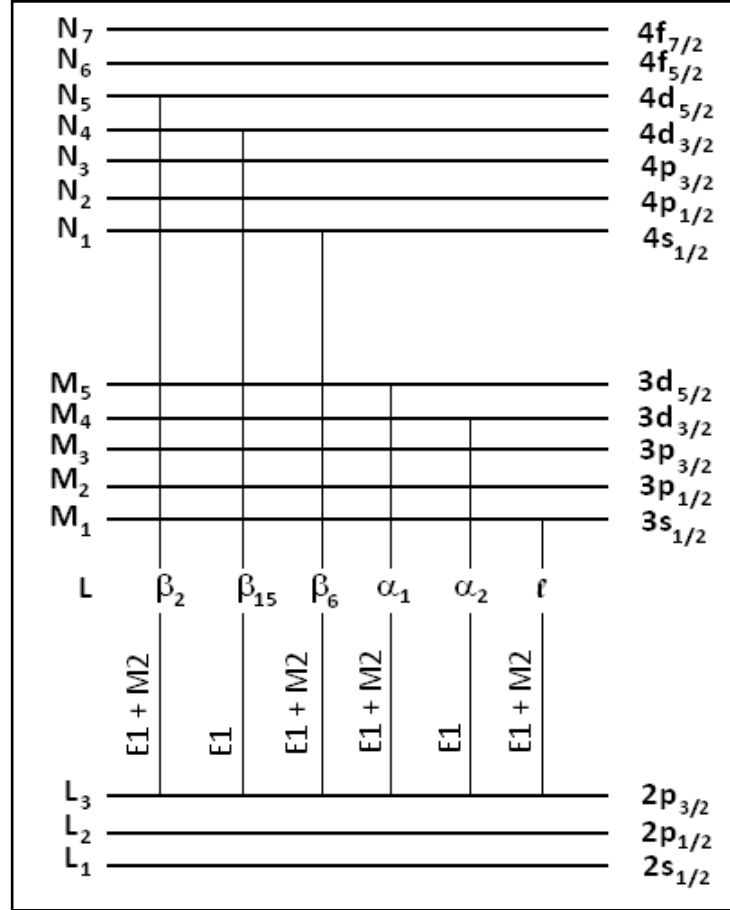
ifadesiyle verilir. β özel bir X-ışını çizgisi için anizotropi parametresidir ve

$$\beta = \kappa^{-1} \alpha A_2 \quad (2.17)$$

ile ifade edilir. Burada κ , Coster-Kronig geçişleri için düzeltme faktörü, A_2 alignment parametresi ve α elektromanyetik geçişlerin ilk ve son durumlarının toplam açısal momentumuna ve elektrik dipol geçişlerine manyetik quadrupol geçişlerin katkısı olarak ifade edilen mixing oranına $\delta_1(M2/E1)$ bağlı kinematik terimdir.

L_3 ($j = 3/2$) manyetik alt-tabaka karakteristik X-ışını geçişlerin elektrik-dipol $E1$ tabiatının yanında diğer yüksek mertebeden multipol terimlerden ($M1, E2, M2, \dots$ gibi yasaklı geçişler) gelen katkıları da vardır.

Bu geçişlerin, özellikle de **M2** manyetik kuadrupol geçişlerin atomik X-ışını geçişlerine katkısı artan X-ışını geçiş enerjisi ve atom numarası ile artmaktadır. Bazı L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin enerji seviye diyagramı ve bozunma şeması Şekil 2.8’de gösterilmiştir.



Şekil 2.8. Bazı L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin enerji seviye diyagramı ve bozunma şeması

Şekil 2.8’de görüldüğü gibi L_3 alt-tabaka X-ışınlarından $L\alpha_2(L_3 - M_4)$ ve $L\beta_{15}(L_3 - N_4)$ geçişleri özel karaktere sahip olup onların multipol açılımlarında manyetik terimler bulunmaz.

Çizelge 2.4’de farklı durumlardan $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ durumlarına geçişte yayınlanan elektrik-dipol $E1$ izinli geçilere multipol terimlerden gelen katkılar gösterilmiştir.

Çizelge 2.3. S, P, D, F durumlarından $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ durumlarına geçişte yayınlanan multipol radyasyonlar

	$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$D_{3/2}$	$D_{5/2}$	$F_{5/2}$	$F_{7/2}$
$S_{1/2}$	M-1	E-1	E-1, M-2	E-2, M-1	E-2, M-3	M-2, E-3	E-3, M-4
$P_{1/2}$	E-1	M-1	E-2, M-1	E-1, M-2	M-2, E-3	E-2, M-3	M-3, E-4
$P_{3/2}$	E-1, M-2	E-2, M-1	E-2, M-1, M-3	E-1, E-3	E-1, M-2, E-3, M-4	E-2, M-1, M-3, E-4	E-2, M-3, E-4, M-5

Fakat diğer L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin multipol açılımlarında manyetik terimler vardır ve α kinematik terimleri, $\delta_1(M2/E1)$ karışım oranının fonksiyonu olarak,

$$\begin{aligned}
\alpha(L\ell) &= 0,5 - \sqrt{3}\delta_1(L\ell) \\
\alpha(L\alpha_1) &= 0,1 + \sqrt{7/5}\delta_1(L\alpha_1) \\
\alpha(L\beta_6) &= 0,5 - \sqrt{3}\delta_1(L\beta_6) \\
\alpha(L\beta_2) &= 0,1 + \sqrt{7/5}\delta_1(L\beta_2) \\
\alpha(L\alpha_2) &= -0,4 \\
\alpha(L\beta_{15}) &= -0,4
\end{aligned} \tag{2.18}$$

ifade edilebilir (Papp *et al.* 1998)

$L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ çizgileri için α kinematik terimleri

$$\begin{aligned}
\alpha(L\alpha_{1,2}) &= \left((0,1 + \sqrt{7/5}\delta_1(L\alpha_1) - 0,4Ra) / (1 + Ra) \right) \\
\alpha(L\beta_{2,15}) &= \left((0,1 + \sqrt{7/5}\delta_1(L\beta_2) - 0,4Rb) / (1 + Rb) \right)
\end{aligned} \tag{2.19}$$

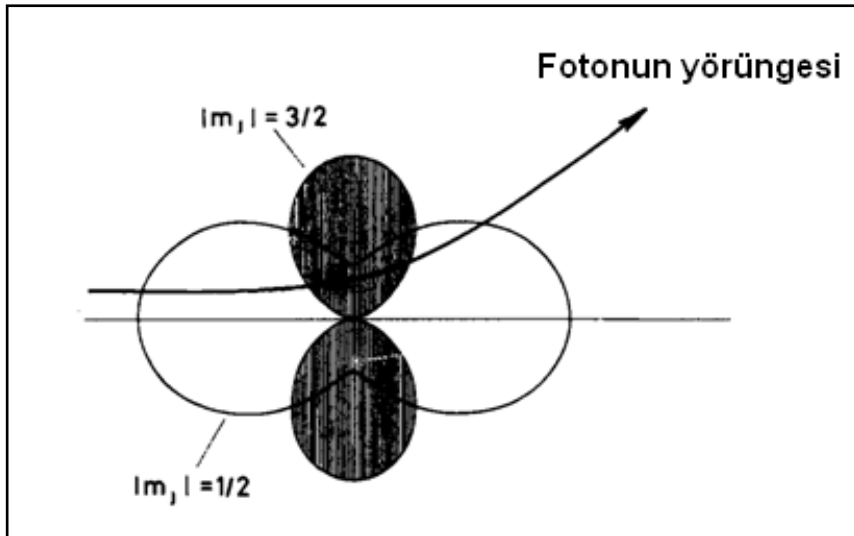
şeklinde yazılır. Burada Ra $L\alpha_1$ ve $L\alpha_2$ çizgilerinin, Rb ise $L\beta_2$ ve $L\beta_{15}$ çizgilerinin şiddet oranlarını göstermektedir.

β 'nın tespit edilebilmesi, anizotropik bir X-ışını çizgisi için $I(\theta)$ ölçümünden I_0 'ın elde edilmesine bağlıdır. Toplam açısal momentumu $J=3/2$ olan bir seviye için A_2 alignment parametresi

$$A_2 = -\frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}} \quad (2.20)$$

ifadesiyle bulunabilir. Burada $\sigma_{3/2}$ ve $\sigma_{1/2}$ sırasıyla $|m_j| = 3/2$ ve $1/2$ olan manyetik alt seviyelerin toplam iyonizasyon tesir kesitleridir.

Polarize olmamış radyasyon ile atomik iç tabakaların doğrudan fotoiyonizasyonu sonucu oluşan $J = 3/2$ 'ye sahip L_3 alt tabaka boşluk seviyeleri anizotropik uzaysal dağılım gösterirler.



Şekil 2.9. L_3 alt tabakasının hizalanması

Bu boşluk seviyelerinin bozunması da L_3 alt tabaka X-ışınlarının anizotropik emisyonuyla sonuçlanır. Anizotropi, normalize edilmiş şiddet oranlarından hesaplanabilir gibi mutlak şiddetlerin ölçümünden de hesaplanabilir. Herhangi bir L_i ($i = \ell, \alpha, \beta, \gamma, \eta$) X-ışınının θ açısındaki diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_{L_i}}{d\Omega} = N_x^\theta(L_i) \frac{M}{N} \frac{1}{t} \frac{1}{\beta_{L_i}(\theta)} \frac{4\pi}{S_\gamma a_\gamma W_1 W_2^\theta \varepsilon_{L_i}(E)} \quad (2.21)$$

şeklinde verilir (Kahlon et al. 1990). Burada $N_x^\theta(L_i)$ θ açısındaki L X-ışını şiddeti, M atomik kütle, N Avagadro sayısı, t g/cm² cinsinden kalınlık, $\mathcal{T}_{L_i}(\theta)$ soğurma düzeltme faktörü, S_γ birim zamanda uyarıcıdan yayımlanan fotonların sayısı, a_γ dedektör ile numune arasındaki havanın soğurma çarpanı, W_1 kaynak numune arasındaki açı, W_2^θ numune ile dedektör arasındaki açı ve $\varepsilon_{L_i}(E)$ dedektör verimidir. Bu denklemden faydalanarak anizotropiyi tespit etmede kullanılacak I_{L_i}/I_{L_j} şiddet oranı ifadesi;

$$\frac{I_{L_i}}{I_{L_j}} = \frac{N_{L_i}}{N_{L_j}} \frac{\mathcal{T}_{L_j}}{\mathcal{T}_{L_i}} \frac{\varepsilon_{L_j}}{\varepsilon_{L_i}} \quad (2.22)$$

şeklinde yazılabilir.

2.7. Elektromanyetik Geçişler Teorisi

Neden parçacık salınımına karşı kararlı, foton salınımına karşı kararsız olan uyarılmış durumun ortalama ömrü (bir atom ve çekirdekte), salınan fotonun frekansının tersi ile kıyaslandığında uzundur? Neden elektriksel dipol ışınımı, atom fiziğinde göze en çok çarpan ışınım kipidir?

Bu soruları “yarı klasik” elektromanyetik teoriye dayanarak tartışmayı deneyelim. Başka bir deyişle, tartışmalarımız yarı klasik, yarı kuantum mekaniksel özlü olsun. Bu bölümdeki gibi böyle basit bir yaklaşımın haklılığı ortaya koyduğu başarısında yatar: yukarıdaki iki soruyu akıla uygun bir şekilde cevaplandırabiliriz.

Birinci sorunun cevabı şudur: “çünkü ince yapı sabiti açok küçüktür.” Bunun ne anlama geldiğini bulmaya çalışalım.

Önce, bir atom veya çekirdeğin uyarılmış durumda bir salınan elektriksel dipol gibi davrandığını varsayalım. Salınım frekansı w_f olsun: bu aynı zamanda yayımlanan ışığında frekansıdır. Cismin büyüklüğü a olsun. Salınan cisim bir veya daha çok temel yüke sahip olduğundan, elektriksel dipol momentinin ea büyüklüğü basamağında olacağını düşünebiliriz. Cismin dalga boyuna kıyasla küçük olması,

$$\frac{aw_f}{c} \ll 1 \quad (2.23)$$

koşulu ile belirtilebilir.

Bir elektriksel dipolün birim zaman içerisinde ışıdığı enerji,

$$W = \frac{1}{3c^3} w_f^4 (ea)^2 \quad (2.24)$$

olarak verilir. Bu, ışınan gücü verir. Atomumuzun (veya çekirdeğin) yalnızca bir foton salacağını bildiğimizden, cismin $\hbar w_f$ enerjisini ışınması için geçen T zamanı ile ilgileniriz.

Bu zamanın büyüklüğü,

$$\frac{1}{T} = \frac{W}{\hbar w_f} = \frac{w_f}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{aw_f}{c} \right)^2 \quad (2.25)$$

veya, bir büyüklük basamağı kestirilmesi olarak,

$$\frac{1}{T} \sim w_f \alpha \left(\frac{aw_f}{c} \right)^2 \quad (2.26)$$

şeklinde verilir.

T 'yi uyarılmış durumun ortalama ömrü olarak yorumlarız: bu, uyarılmış durumun bir foton salarak bozunması için geçen zamandır. Boyutsuz bir büyüklük olan,

$$w_f T \sim \frac{1}{\alpha} \left(\frac{aw_f}{c} \right)^{-2} \quad (2.27)$$

değerini dikkate alalım.

Bu büyüklük, sistemin bozunmadan önce T zamanında yapacağı salınımların sayısı ile orantılıdır. $w_f T$ büyüklüğü arttıkça uyarılmış durum daha kararlı olur. Gördüğümüz gibi, $w_f T$ iki nedenle büyük değerler alır: “büyük” bir nicelik olan $1/\alpha = 137$ ile orantılıdır ve aw_f/c niceliğinin karesinin tersi ile orantılı olup, daha önce söylediğimiz gibi (aw_f/c) genelde küçüktür.

Bir atom örneğinde a 'yı Bohr yarıçapı $a_0 = (1/\alpha)(\hbar/mc)$ olarak alabiliriz. Optik bir geçiş için frekans $w_f \sim \alpha^2 mc^2 / \hbar$ basamağındadır ve böylece

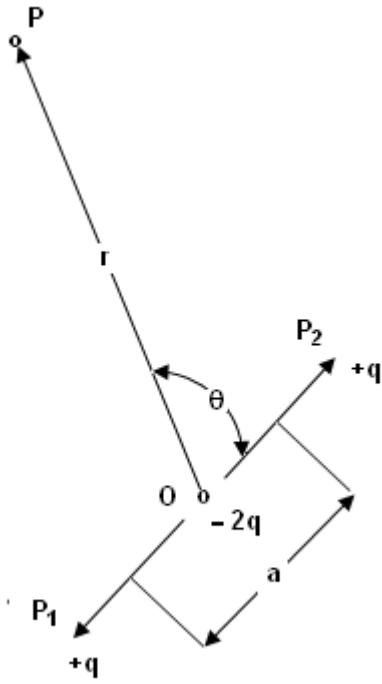
$$w_f T \sim \alpha^{-3}, \quad T \sim \left(\frac{\hbar}{mc^2} \right) \alpha^{-5} \quad (2.28)$$

buluruz. Bu, T ve $w_f t$ 'nin ince yapı sabitine bağlılığını gösterir. (Optik bölgede, gözlenen değerlere uygun olacak şekilde, bağıntı ortalama ömürlerin 10^{-7} ile 10^{-9} s basamağında olduğunu öngörür.

Bir çekirdeğin elektriksel dipol geçişi yaparak bozunabilen bir uyarılmış durumunun ömrünü kabaca bulabilmek için, $a=10^{-13}$ cm alabiliriz. Enerjisi 200 keV olan bir gama ışınının dalgaboyu yaklaşık olarak 6×10^{-10} cm'dir ve T 'yu yaklaşık 10^{-12} s buluruz. Bu sonucun çok kaba olarak bulunduğunu belirtelim, ancak büyüklük basamağı ile kabaca deneysel sonuçları uyum gösterir. Ömür süresinin (2.27)'ye göre yayımlanan frekansın kübü ile orantılı olduğuna dikkat ediniz.

İlk başta sorulan iki sorudan birincisini cevaplandırdık ve şimdi yalnızca elektromanyetik olarak bozunabilen uyarılmış durumların neden yayımlanan ışığın frekansının tersine göre daha uzun yaşadığını anlarız.

Şimdi, atomlarda elektriksel dipol geçişlerinin etkin rol oynaması ile ilgili olan ikinci soruya dönelim. Bu konuyu incelemek için, elektriksel dipol momentleri her zaman sıfır olan hareketli yüklerin bir şekillenimlerinin salım hızlarını düşünmeliyiz.



Şekil 2.10. Elektrik kuadrupol kaynağı

Şekil 2.10'da elektriksel kuadrupol ışınımı salan bir kaynağı gösteriyor. İki ok, w_f frekansı ile salınan iki elektriksel dipole karşıt gelir. Bu dipoller aynı büyüklükte ancak zıt yönlerdedir. Dipoller arasında uzaklık a 'dır ve "atom"un merkezi olan O noktasına göre simetrik olarak yerleşmişlerdir. Işınımı atomdan r gibi büyük bir uzaklıktaki P noktasından gözlüyoruz.

Bu kaynağın elektriksel dipol momenti açıkça sıfırdır. Kaynakta dolanan akımlar olmadığından, bu manyetik dipol momenti için de aynıdır.

Şimdi, kaynaktan büyük bir r uzaklığında, sabit bir doğrultudaki E alanını düşünelim. Alan şekil düzleminde ve yarıçap vektörü OP 'ye diktir. Yalnızca, O noktasına yerleşmiş olarak bir dipolü bulunduğunda, P noktasındaki elektrik alanı E_1 olsun,

$$E_1 = \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega_f \right] \quad (2.29)$$

şeklindedir, burada, $C(\theta)$, θ 'nin elektriksel dipol momenti ile orantılı bir fonksiyonudur. Kesin şekli bizi burada ilgilendirmez.

Şekildeki gibi her iki dipolde varsa, bu iki dipolün oluşturduğu elektriksel alanlar birbirini yok eder, ancak tümü ile edemez, çünkü, P 'den dipol 1'e olan uzaklık $\cong (r + \frac{a}{2} \cos \theta)$, buna karşılık P 'den dipol 2'ye olan uzaklık $\cong (r - \frac{a}{2} \cos \theta)$ şeklindedir: sonuçta dipol 1'in oluşturduğu alan, dipol 2'ninkinden faz bakımından farklıdır. Bundan dolayı E_2 elektrik alanı,

$$E_2 = \left\{ \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega_f \right] \right\} x \left[\exp \left(\frac{i a \omega_f \cos \theta}{2c} \right) - \exp \left(\frac{-i a \omega_f \cos \theta}{2c} \right) \right] \quad (2.30)$$

olarak verilir.

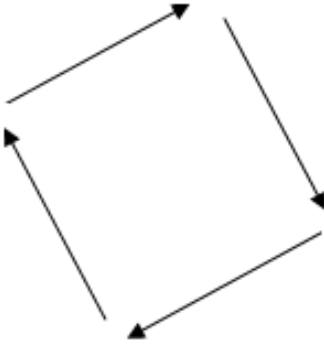
Şimdi, (2.23)'de verdiğimiz $(a\omega_f/c)$ 'nin 1'den çok küçük olduğu varsayımından yararlanacağız: a , tipik atom büyüklüğünden çok büyük olamayacağı için, bu varsayım atomlardaki optik geçişlerde geçerlidir. Bu nedenle, (2.30)'un sağ tarafında parantez içindeki iki üstel fonksiyonu seriye açıp, a 'ya göre birinci dereceden daha yüksek terimleri yok sayarsak,

$$E_2 \cong i \left(\frac{a\omega_f}{c} \right) (\cos \theta) E_1 \quad (2.31)$$

buluruz. Buradaki E_1 , (2.29)'da verilmektedir. Şekil 2.10'da gösterilen elektriksel kuadropolun elektrik alanı, bu durumda, her yerde "kuadropolu ortaya çıkaran" dipollerden birinin E_1 alanında en azından (aw_f/c) çarpanı kadar küçük olacaktır. Işıma hızı elektriksel alanın karesi ile orantılı olduğundan, elektriksel kuadropol ışınımının tipik hızının elektriksel dipol ışınımından bir (aw_f/c^2) çarpanı kadar küçük olduğu sonucuna varabiliriz. Böylece, karşıt gelen ömür süreleri birbirlerine,

$$T_{E_2} \sim \left(\frac{aw_f}{c}\right)^{-2} T_{E_1} \quad (2.32)$$

şeklinde bağlıdır, burada T_{E_1} , elektriksel dipol geçişlerindeki ortalama ömrü, T_{E_2} de elektriksel kuadropol geçişlerindeki ortalama ömrü gösterir. Bir atomda (aw_f/c) 'nin α basamağında olduğunu bulduk, buna göre ömür sürelerinin oranı 10^{-4} - 10^{-6} arasındadır. Benzer düşünceler çekirdekler için de geçerli olup, bu durumda, α çekirdeğinin tipik bir büyüklüğü ve w_f da yayımlanan frekanstır. Burada da, (aw_f/c) küçük, diyelim 10^{-3} basamağında veya daha küçüktür.



Şekil 2.11. Sıfıra giden bir elektriksel dipol moment, sıfıra giden bir kuadropol moment ancak sıfıra gitmeyen bir manyetik dipol moment ile salınan elektriksel dipoller

Şekilde 2.11'de elektriksel dipol momentini sıfır, ancak manyetik dipol momentini sıfır olmayan bir kaynak görülüyor. Burada da küçük oklar, salınan elektriksel dipolleri belirtiyor. Bu tür bir dipolü ok yönünde geriye ve ileriye salınan bir yük olduğunu

düşünebiliriz. Bu karenin kenarları boyunca bir alternatif akıma karşılık gelir ve sistemin manyetik momenti, akımın şiddeti ile karenin alanının çarpımı ile orantılıdır. Açıkça görüldüğü gibi, daha önce elektriksel kuadrupol kaynağı için yaptığımız tartışmalara çok benzeyen tartışmalar burada da geçerlidir ve

$$T_{M_1} \sim \left(\frac{aw_f}{c}\right)^{-2} \tau_{E_1} \quad (2.33)$$

sonucuna varabiliriz. Burada, T_{M_1} , manyetik dipol geçişlerindeki ortalama ömrü gösterir.

Salınan ışınımın, elektriksel dipol, manyetik dipol, elektriksel kuadrupol, manyetik kuadrupol vb. gibi sınıflara ayrılması, yayımlanan ışınımın simetri özelliklerinin bir sınıflandırılmasıdır. Her ışınım tipi, yöne bağımlı belirgin bir şiddet ve belirgin bir kutuplanma deseni ile diğerlerinden ayrılır. Yayımlanan ışınımın simetri deseni, doğal olarak, kaynağın simetri özellikleri ile bir tek olacak şekilde tanımlanmıştır ve ışınım tiplerini kaynağın özelliklerine göre de sınıflandırabiliriz. Bir elektriksel dipol, elektriksel dipol ışınımı salar, (kısaca $E1$), bir manyetik dipol, manyetik dipol ışınımı salar, (kısaca $M1$), bir elektriksel kuadrupol, elektriksel kuadrupol ışınımı salar, (kısaca $E2$), vb.. Çekirdeklerin elektromanyetik geçişleri gösteren terim çizimlerinde, sıkça gördüğümüz $E1, M3, E4$, vb. semboller salınan ışınımın yapısını gösterir.

Elektriksel kuadrupol ve manyetik dipol ışınımaları ile ilgili tartışmalarımız, daha yüksek kutuplu yapılara kolayca genelleştirilebilir. Bir elektriksel oktopol (sekiz kutuplu) oluşturabilmek için, iki elektriksel kuadrupol, birbirine yakın ancak zıt yönde olacak şekilde yerleştirilir böylece kuadrupol momenti sonunda sıfır olur. Kolayca görülebileceği gibi, böyle bir sistemden çıkan ışınımın hızı, tek bir kuadrupolden çıkan ışınımın hızından $\left(\frac{aw_f}{c}\right)^2$ çarpanı kadar küçüktür. Elektriksel çok kutuplular sistemde, bu şekilde yükseldiğimiz her basamakta, sistemin belirgin hızı $\left(\frac{aw_f}{c}\right)^2$ gibi bir çarpanla azalır, burada a , sistemin tipik bir çizgisel boyutudur. Manyetik çok kutuplular için de durum aynıdır.

Böylece, atomlardaki elektirksel dipol geçişlerinin özel yerini anlamış oluyoruz. Bir uyarılmış durum, birisi $E1$ ışınımı olmak üzere pek çok farklı yoldan bozunabiliyorsa, bu durumda büyük bir olasılıkla $E1$ ışınımı yolu ile bozunur. Diğer ışınım tipleri de bulunabilir, ancak $E1$ ışınımına karşılık gelmeyen spektrum çizgilerinin şiddetleri $E1$ 'inkinden çok küçüktür.

Elektriksel dipol geçişleri için seçim kuralları, açısız momentumun korunumu ilkesinden çıkar. Bu ilkenin kaynağı fiziksel uzayın izotrop özelliğidir. Seçim kuralları fiziksel uzayın izotropluğundan çıkar. Şimdi, bu düşüncüyü biraz genişletelim.

Açısız momentum kuantum sayısı j 'nin bir sistemi, diyelim bir atomun, içerisinde bulunduğu durumun açısız momentumunu ölçtüğünü söyledik. Kuantum mekaniği çerçevesinde, j 'nin başka bir yorumu da vardır: j , sistemin dönme simetrisi tipini gösterir. j 'nin tüm olası doğrultulardan bakıldığında atomun görünümünü açıkladığını söyleyebiliriz. Örnek vermek istersek, atom $j=0$ olacak şekilde bir durumda bulunuyorsa, her yönden aynı görünümü verir: $j=0$ olması durumun küresel simetrik özellikte olması demektir. $j=1$ ise, bu, durumun bir vektörünki ile aynı simetri özelliklerine sahip olması anlamına gelir. Bir elektirksel dipol geçişinde ışınım alanı, fotonun bu tür bir durumuna örnektir: uzaydaki tüm alan deseni dönmelere göre kaynakla aynı simetriye sahip olmalıdır ve kaynak bir elektriksel dipol vektörüdür. Bir elektriksel dipol fotonunun birim açısız moment taşıdığını söyledik ve bu simetri tipleri ve açısız momentum arasındaki genel ilişkinin bir örneğidir. Bir elektriksel kuadrupolün ışına deseni, $j=2$ dönem simetrisi kuantum sayısı ile belirginleşir ve buna uygun olacak şekilde bir elektriksel kuadrupol foton, iki birimlik açısız momentum taşır. Bu nedenle, elektriksel kuadrupol geçişleri için seçim kuralları, elektriksel dipol momentleri için seçim kurallarından farklıdır: kuadrupol geçişinde atomun açısız momentumu iki birim kadar değişebilir.

Yukarıdaki görüşe göre, elektromanyetik geçişleri yöneten seçim kuralları bir sistemin dönme simetrisi özelliklerinin korunumu ilkesinden çıkarılabilir. Bu düşüncüyü açıklayabilmek için, özel bir seçim kuralını, diyelim ($j_i=0$)'dan ($j_f=0$)'a geçişin tüm (bir

foton) elektromanyetik geçişleri için yasaklı olduğunu, kanıtlayacağız. Başka bir anlatımla bu, küresel simetrik (yani, $j_i=0$) durumundaki bir atomun bir foton salarak yine küresel simetrik başka bir (yani, $j_f=0$) duruma bozunamaz olması, demektir.

Şu şekilde düşünüyoruz: salım öncesi atom küresel simetrik bir durumdadır. Tüm doğrultulardan aynı görünüme sahiptir. Salım sonrası, son durumdaki atom ile ışınan elektromanyetik dalgadan oluşan sistem, yine küresel simetrik bir durumda olmalıdır. Başlangıçta uzayda seçilmiş bir yön yoktu ve fiziksel uzay izotropik ise ışımadan sonra da herhangi bir seçilmiş bir yön olmamalıdır. Dönme simetrisi özelliklerinin korunması demekle anladığımız budur. Şimdi, ışımadan sonraki durumu düşününüz. Atomun son durumu $j_f=0$ karşılık gelecek şekilde küresel simetrik ise, ışınım elektromanyetik dalgaının da küresel simetrik olduğu sonucuna varırız: açısal bağımlılığa sahip olamaz. Böyle bir elektromanyetik dalga yoktur ve buna göre hiçbir geçiş olamaz. Küresel simetri özelliği gösteren bir elektriksel (veya manyetik) dipol dalgasının olmayacağı açıktır, çünkü bir elektriksel dipol (veya manyetik dipol) bir yön tanımlar. Küresel simetrik çok kutuplu dalga da olamaz, çünkü verilen bir zamanda, uzayın verilen bir yerinde elektrik alanı yarıçap vektörüne dik bir yön alır. Bu noktada ve zamandaki elektrik alanının, bu yüzden, alan şekilleniminin yarıçap vektörüne göre bir dönmesi altında değişmeden kalmaz ve bu durumda alan deseni simetrik olamaz.

Dipol seçim kuralları ile yasaklı olan bir geçiş, kuadrupol veya daha yüksek çoklu geçişlerde izinli olabilir. Bu bölümde gösterilen, atomlar için terim çizimlerini incelersek, nerede ise tüm uyarılmış durumların bazı alt durumlara elektrik dipol geçişleri ile bozunabildiklerini görürüz. Çekirdeklerin düzen yapısı genelde farklıdır ve taban durumunun hemen üzerinde j değeri taban durumundakine göre birkaç birim farklılık gösteren bir düzey bulabiliriz. Böyle bir uyarılmış durum dipol salarak bozunamaz ve bunun sonucunda daha uzun ömürlü olur. j değerlerindeki farklılık çok büyükse ve enerji farkı küçükse salınan foton çok kutuplu basamağında olacağı için ortalama ömür süresi dakika basamağındadır. Bu tür durumlara izomerik durumlar denir (Witchman 1967).

2.8. Coster-Kronig Geçişleri ve Coster-Kronig Şiddetlendirmesi

L x-ışınlarının açısal dağılımı alt tabakaların toplam açısal momentumuna bağlıdır. Burada $j = 1/2$ iken yörüngeğin küresel ve yayımlanan x-ışınının izotropik, $j > 1/2$ iken yörüngeğin elips ve yayımlanan X-ışınının anizotropik olması dikkat çekicidir. L X-ışınlarının tesir kesitlerini etkileyen bir başka faktörde Coster-Kronig geçişleridir. Coster-Kronig geçişlerinden dolayı L X-ışınlarının şiddetinde bir artma olduğu bilinmektedir. Bu olay Coster-Kronig şiddetlendirmesi ya da boşluk transferi şiddetlendirmesi olarak adlandırılır. $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ geçişleri için Coster-Kronig şiddetlendirmesinin nasıl hesaplanacağı aşağıda verilmiştir.

Teorik olarak karakteristik L X-ışını tesir kesiti, Coster-Kronig şiddetlendirmesi olmadığında ($f_{ij}=0$)

$$\sigma_{Ll} = \sigma_3 w_3 F_{3l}$$

$$\sigma_{L\alpha} = \sigma_3 w_3 F_{3\alpha}$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_1 w_1 F_{1\beta} + \sigma_2 w_2 F_{2\beta} + \sigma_3 w_3 F_{3\beta} \quad (2.34)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_1 w_1 F_{1\gamma} + \sigma_2 w_2 F_{2\gamma}$$

olacaktır.

Fakat gerçekte Coster-Kronig geçişleri vardır ve bu durumda tesir kesitlerinin

$$\sigma_{Ll} = [\sigma_1(f_{13} + f_{12} + f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] w_3 F_{3l}$$

$$\sigma_{L\alpha} = [\sigma_1(f_{13} + f_{12} + f_{23}) + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3] w_3 F_{3\alpha}$$

$$\sigma_{L\beta} = \sigma_1 w_1 F_{1\beta} + (\sigma_1 f_{12} + \sigma_2) w_2 F_{2\beta} + [\sigma_3 + \sigma_2 f_{23} + \sigma_1(f_{13} + f_{12} + f_{23})] w_3 \quad (2.35)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_1 w_1 F_{1\gamma} + (\sigma_2 + \sigma_1 f_{12}) w_2 F_{2\gamma}$$

olduğu bilinmektedir. Bu denklemlerin aynı X-ışınlarını dikkate alacak şekilde taraf tarafa bölünmesi bize Coster-Kronig şiddetlendirmelerini verecektir. Burada σ_{L1} , σ_{L2} , σ_{L3} sırasıyla L_1 , L_2 , L_3 alt tabakalarına ait fotoiyonizasyon tesir kesitleri ve f_{12} , f_{13} ve f_{23} Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleridir.

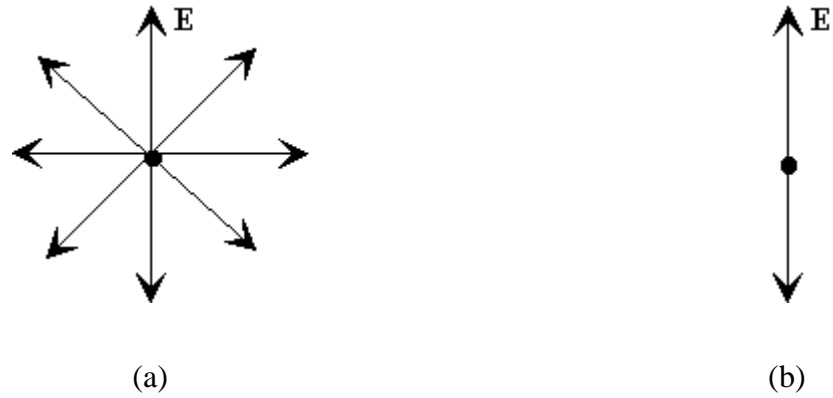
Sonuçta $L\ell$, La , $L\beta$ ve $L\gamma$ geçişleri için Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri

$$\begin{aligned} \kappa_{L\alpha} &= \frac{\sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_2f_{23} + \sigma_3}{\sigma_3} \\ \kappa_{L\beta} &= \frac{\sigma_1w_1F_{1\beta} + (\sigma_1f_{12} + \sigma_2)w_2F_{2\beta} + [\sigma_3 + \sigma_2f_{23} + \sigma_1(f_{13} + f_{12}f_{23})w_3F_{3\beta}]}{\sigma_1w_1F_{1\beta} + \sigma_2w_2F_{2\beta} + \sigma_3w_3F_{3\beta}} \\ \kappa_{L\gamma} &= \frac{\sigma_1w_1F_{1\gamma} + (\sigma_2 + \sigma_1f_{12})w_2F_{2\gamma}}{\sigma_1w_1F_{1\gamma} + \sigma_2w_2F_{2\gamma}} \end{aligned} \quad (2.36)$$

olarak yazılır.

2.9. Polarizasyon olayı

Polarizasyon (kutuplanma) olayı elektromanyetik dalganın enine doğasının kesin kanıtıdır. Çünkü enine dalgalar polarize olurlar. Bir elektromanyetik dalga atom ve moleküllerden yayınlanan çok sayıda dalgalardan ibarettir. Elektromanyetik dalganın polarizasyon yönü, \vec{E} elektrik alan vektörünün titreşim yaptığı yön olarak tanımlanır. Fakat bütün yönlerde titreşim mümkün olduğundan, bileşke elektromanyetik dalga, her bir atomik dalganın ürettiği dalgaların üst üste gelmesi (süperpozisyonu) dir.



Şekil. 2.12. (a) Yayınlanma yönünde gözlenen polarize olmamış elektromanyetik dalga (b) düşey doğrultuda titreşen elektrik alanına sahip lineer polarize olmuş dalga

Şekil 2.10 (a) polarize olmamış (kutuplanmamış) bir elektromanyetik dalgayı göstermektedir. Şayet bir dalga Şekil 2.10 (b)'de olduğu gibi belirli bir noktada \vec{E} elektriksel alan her an aynı yönde titreşiyorsa, bu dalgaya lineer yada düzlem polarize olmuş dalga denir. Şayet z yönünde hareket eden bir ışık demetinin, herhangi bir t anında x eksenine ile θ açısı yapan bir elektrik alan vektörü olduğunu düşünürsek, bu durumda elektriksel alanın \vec{E}_x ve \vec{E}_y bileşeni olur. Şayet bu bileşenlerden biri her an sıfır veya θ açısı her an sabit kalıyorsa bu elektromanyetik dalga lineer polarize olmuş dalgadır. Fakat \vec{E} vektörünün ucu zamanla bir daire çizerek dönüyorsa, o zaman elektromanyetik dalga dairesel polarize olmuş dalgadır. Bu durumda \vec{E}_x ve \vec{E}_y büyüklükçe eşit fakat aralarında 90° 'lik faz farkı olduğunda meydana gelebilir. Şayet böyle bir elektromanyetik dalgada \vec{E}_x ve \vec{E}_y büyüklükçe eşit değil ve aralarında 90° 'lik faz farkı varsa bu durumda \vec{E} alan vektörünün ucu bir elips çizer. Bu tür bir dalgaya da eliptik polarize olmuş dalga denir.

2.9.1. Karakteristik X-ışınlarının polarizasyonu

X-ışınlarının enine dalga olması onların polarize olabileceği anlamına gelir. Polarizasyon yönü elektrik alan vektörü \vec{E} 'nin titreşim yönü olarak tanımlanır. Şayet

karakteristik X-ışınlarının elektriksel alan vektörü \vec{E} , her an aynı yönde (örneğin $-y$ ile $+y$) paralel olarak titreşiyorsa karakteristik X-ışını lineer veya çizgisel polarize olmuştur denir.

Polarize olmamış karakteristik X-ışınlarından polarize olmuş karakteristik X-ışınları elde etmek için geliştirilen, seçici soğurma, yansıma, çift kırılma ve saçılma yöntemleri vardır. Karakteristik X-ışını şuaı, bir madde içerisinden geçecek olursa, madde içerisindeki elektronlar, dalganın elektrik alan vektöründen dolayı titreşime zorlanır. Elektronlar, rezonans olarak titreştikleri doğrultuya dik gelen X-ışınlarını saçılmaya uğratırlar. Gelen dalganın elektriksel alan vektörünü \vec{E} ile gösterirsek, saçıcı içerisindeki bağlı elektronun ivmesini,

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (2.37)$$

elektriksel alan içerisinde elektrona etkiyen kuvvet

$$\vec{F} = e\vec{E} \quad (2.38)$$

(2.37) bağıntısını (2.38) bağıntısında yerine yazarsak

$$\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m} \quad (2.39)$$

olacaktır. Burada e elektronun yükünü, m ise elektronun kütlesi göstermektedir. Elektronun hızı, ışık hızından çok daha küçük olduğundan saçılan dalganın elektrondan r uzaklıktaki bir noktadaki elektriksel alan şiddeti

$$E_{\phi} = \frac{ea}{rc^2} \sin \phi \quad (2.40)$$

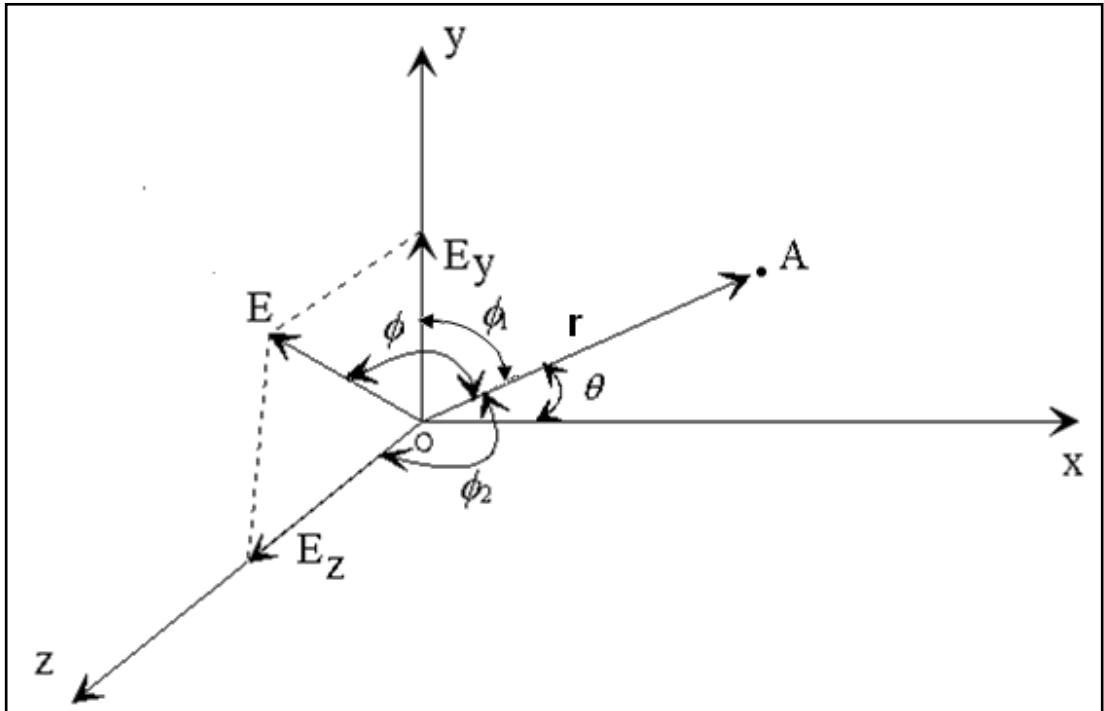
olur. İvme ifadesini (2.40) bağıntısında yerine yazarsak,

$$E_{\phi} = \frac{Ee^2}{rmc^2} \sin \phi \quad (2.41)$$

elde edilir. Burada ϕ , E ile r arasındaki açıdır. Dalganın şiddeti elektrik alan vektörünün karesi ile orantılı olduğuna göre saçılan X-ışını şiddetinin gelen X-ışını şiddetine oranı

$$\frac{I_{\phi}}{I} = \frac{E_{\phi}^2}{E^2} = \frac{e^4}{r^2 m^2 c^4} \sin^2 \phi \quad (2.42)$$

olur. Şayet gelen X-ışınının x eksenine paralel olarak yayıldığını kabul eden bir koordinat sistemi seçersek, bu duruma göre elektrik alan vektörü y - z düzlemine paralel olur.



Şekil 2.13. X-ışınının elektron ile etkileşmesi

Burada elektronun koordinat sisteminin orijininde olduğu kabul edilmiştir. Burada E elektriksel alanı şiddeti

$$E^2 = E_y^2 + E_z^2 \quad (2.43)$$

ifadesinden elde edilir. Dalganın şiddeti, elektrik alan vektörünün karesi ile orantılı olduğundan

$$I = I_y + I_z \quad (2.44)$$

şeklinde ifade edilebilir. I_y ve I_z gelen dalganın şiddetinin sırasıyla y ve z bileşenleridir ve burada $I_y = I_z = (1/2)I$ kabul edilmiştir. A noktasına saçılan ışığın, gelen dalganın y bileşeninden ileri gelen şiddeti I_1 ile gösterirsek

$$I_1 = I_y \frac{e^4 \sin^2 \phi_1}{r^2 m^2 c^4} \quad (2.45)$$

olur. Gelen dalganın z bileşeninden ileri gelen şiddeti ise I_2 ile gösterirsek

$$I_2 = I_z \frac{e^4 \sin^2 \phi_2}{r^2 m^2 c^4} \quad (2.46)$$

olur. $\phi_1 + \theta = 90^\circ$ ve $\phi_2 = 90^\circ$ olduğu Şekil 2.11'de görülmektedir. Buna göre tek elektron tarafından saçılan dalganın A noktasındaki şiddeti

$$I_e = I_1 + I_2 = I \frac{e^4}{2r^2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.47)$$

olur. Maddenin birim hacminde n tane elektron varsa ve her elektronun X-ışınlarını bütün öteki elektronlardan bağımsız olarak saçtığı kabul edilirse ve saçıcı nokta maddenin birim hacminden A noktasına ulaşan saçılmış dalganın şiddetini de I_s ile gösterirsek

$$I_s = nI_e = I \frac{ne^4}{2r^2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.48)$$

ifadesiyle verilir. θ saçılma açısı 90° olduğunda saçılan X-ışını şiddeti minimum olacaktır. θ saçılma açısı 0° olduğunda saçılan X-ışını şiddeti maksimum olacaktır. Bu düşüncelerden hareketle X-ışınının lineer polarizasyon derecesi $\%P$,

$$\%P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} 100 \quad (2.49)$$

olur. Burada I_{\parallel} ve I_{\perp} sırasıyla gelen X-ışınlarının elektrik vektörüne, paralel ve dik olarak saçılan X-ışınlarının şiddetidir (Kahlon *et al.* 1991).

Ayrıca lineer polarizasyon derecesi $\%P$ açısız dağılım parametrelerin fonksiyonu

$$\%P = \frac{3\alpha A_2}{(\alpha A_2 - 2)} 100 \quad (2.50)$$

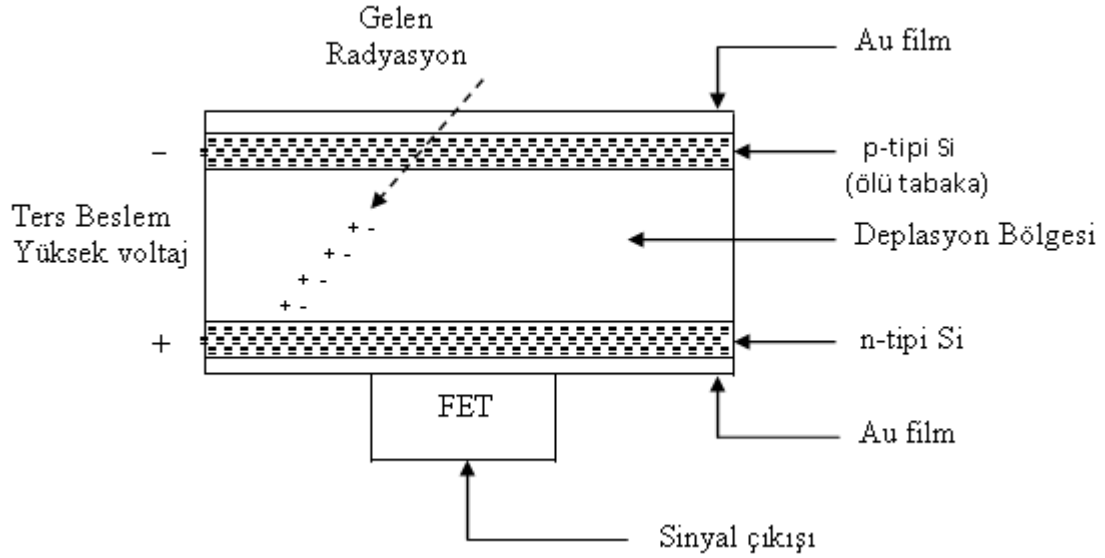
olarak da yazılabilir (Berezhko and Kabachnik 1977). Burada da görüldüğü gibi polarizasyon derecesine ve açısız dağılıma aynı parametrelerden karar verilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Si(Li) Dedektörlerinin Çalışma Prensibi

Karakteristik X-ışınlarının şiddetlerinin açığa bağlı ölçülmesinde, X-ışınlarının hem enerjilerinin birbirlerine yakın olmasından hem de düşük enerji bölgesinde yer almalarından dolayı ayırma gücü ve dedektör verimi iyi olan Si(Li), Ge(Li), HPGe gibi yarıiletken katıhal dedektörler kullanılmaktadır. Katıhal dedektörleri yarıiletkenlerin düşük sıcaklıklarda iyi bir yalıtkan davranışı göstermelerinden istifadeyle yapılmıştır.

Silisyum ve germanyum kristalleri çok saf olarak elde edilebilmekte ancak milyarda birkaç mertebesinde de olsa bir elektriksel aktif kirlilik de söz konusu olmaktadır. p-tipi kristallerde böyle kirlilikleri telafi etmek üzere kristale iyi kontrol edilen elektrik ve sıcaklık şartlarında lityum iyonları sürüklenir. Böylece mevcut aktif kirlilikler telafi edilmiş olunur ve p-i-n diyot yapısı elde edilir. Ancak son yıllarda kirlilik konsantrasyonu $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 'den daha düşük olan Ga tek kristalleri ticari olarak elde edilebilmektedir. Bunlarda Li sürüklenmesine ihtiyaç duyulmamakta ve, böylece kristalde Li dağılımının değişmesi endişesinden doğan problemler de ortadan kalkmaktadır. Ancak bunların da maliyeti yüksektir. Sayaç kristali yapmak üzere p- ve n-tipi kristaller bir kontakla bir araya getirildiğinde ara yerde bir kontak potansiyeli oluşur. Yüksek dirençli intrinsik bölgeye bir ters besleme potansiyeli uygulandığında bu bölge genişleyebilir ve X-ışınlarına hassas hale gelir. Saymada hassas olan bu bölgeye deplasyon bölgesi, hassas bölge veya intrinsik bölge denir. Deplasyon bölgesinin alanı $30\text{-}100 \text{ mm}^2$ 'dir. Sayaç kristali girişinde (p-tipi bölgede) sayıma katkısı bulunmayan bir tabaka vardır ki buna ölü tabaka denilmektedir (Şekil 3.1). Dedektörün en önemli iki fiziksel özelliği, kalınlığı ve alanıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verim, dedektör alanı arttıkça artar. Ancak bu, ayırma gücünü (rezolüsyonu) azaltır. Soğurma verimliliği de dedektör kalınlığı arttıkça artar. Elektrotlar, lityum drift edilmiş silikon yüzeyine buharlaştırılan 200 \AA kalınlığındaki altın filmlerdir.



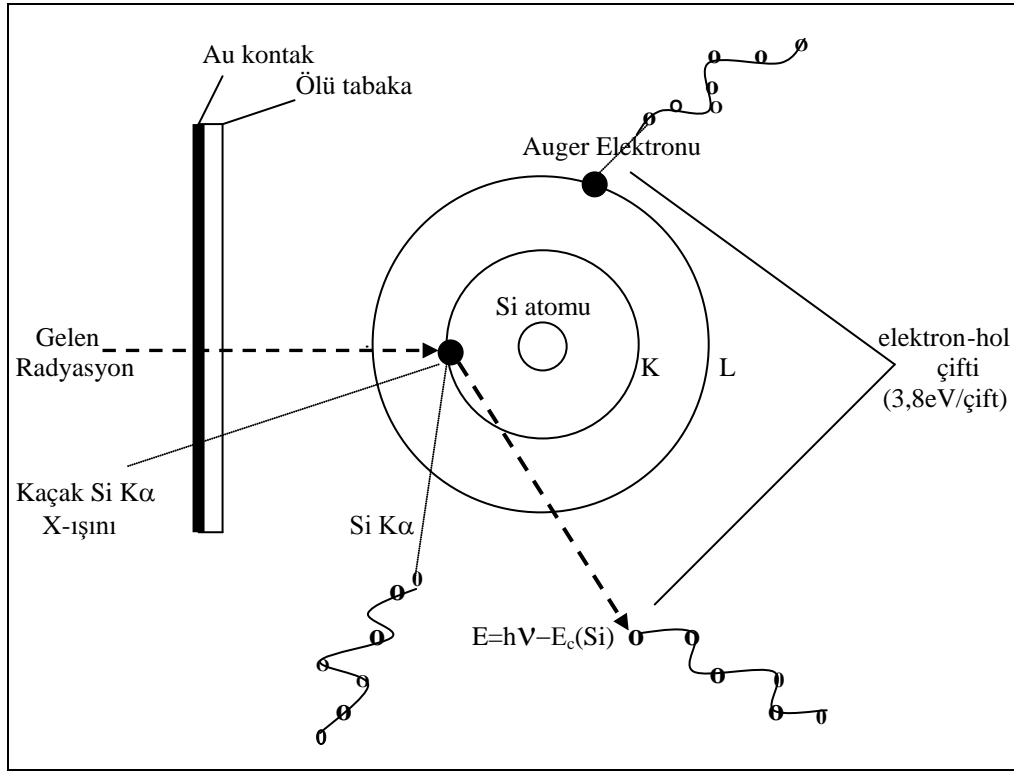
Şekil 3.1. Li sürüklenmiş bir Si(Li) katıhal dedektörünün şematik gösterimi

Katıhal sayacına foton geldiği zaman altın elektrot ve ölü tabakayı geçenler deplasyon bölgesinde + ve - iyon çiftleri oluştururlar (sayaç maddesinin seçiminde elektron-hole çifti oluşum veriminin büyük olması, yani elektron-hol çifti başına düşen enerjinin küçük olması tercih edilir). Aynı fotonun meydana getirdiği (+) ve (-) yükler çeşitli olaylardan sonra tekrar birleşebilirler. Bu olaya rekombinasyon denir. Katıhal sayaçlarında sayaç içi bir amplifikasyon olmadığından bu sayaçlarda alçak gürültülü ve yüksek kazançlı ön amplifikatörlere ihtiyaç vardır. Bu iş için genellikle FET (field-effect-transistor) kullanılmaktadır. FET, toplanan yükü akım pulslarına dönüştürmektedir. Dedektör elementi ve dedektör kapasitansındaki sızıntı akımı sistemin gürültüsüne ve rezolüsyonun düşmesine neden olur.

Sızıntı akımından kaynaklanan gürültü sıvı azot kaynama sıcaklığında (-196°C) ihmal edilebilir bir dereceye düşmektedir. Mikrofonik gürültü üretilmesi de rezolüsyon genişlemesinin önemli bir kaynağıdır. FET'in sıvı azot sıcaklığında ve dedektöre yakın tutulması mikrofonikleri azaltmaktadır. Dedektörün sıvı azot sıcaklığında tutulması bulk materyal içindeki termal olarak uyarılmış taşıyıcılardan (lityum oda sıcaklığında çok

yüksek difüzyon hızına sahiptir) kaynaklanan elektriksel gürültüyü de minimuma indirir.

Bir Si(Li) dedektörde bir elektron-hole çifti meydana getirebilmek için gerekli enerji 3,8 eV, Ge(Li) dedektörde ise gerekli olan enerji 2,9 eV'dur. Yüksek sıcaklıklarda dedektör karakteristikleri değişebileceğinden Si(Li), Ge(Li) dedektörler yüksek rezolüsyonlarını muhafaza etmek için yaygın olarak sıvı azot kaynama sıcaklığında (-196°C) tutulurlar. Bu sayede lityumun yüksek mobilitesinden kaynaklanan gürültü ihmal edilebilir bir dereceye düşürülebilmektedir. Bir Si(Li) dedektörün çalışma prensibi Şekil 3.2'de verilmiştir.



Şekil 3.2. Si(Li) dedektörde X-ışını dedeksiyon işlemi

Deneylerde 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 180 eV olan bir Si(Li) dedektörü kullanılmıştır. Si(Li) dedektörünün aktif çapı 6,2 mm, hassas kristal derinliği 5 mm, kristal kalınlığı 3 mm ve aktif alanı 30 mm²'dir. Sayaç kristali ve FET

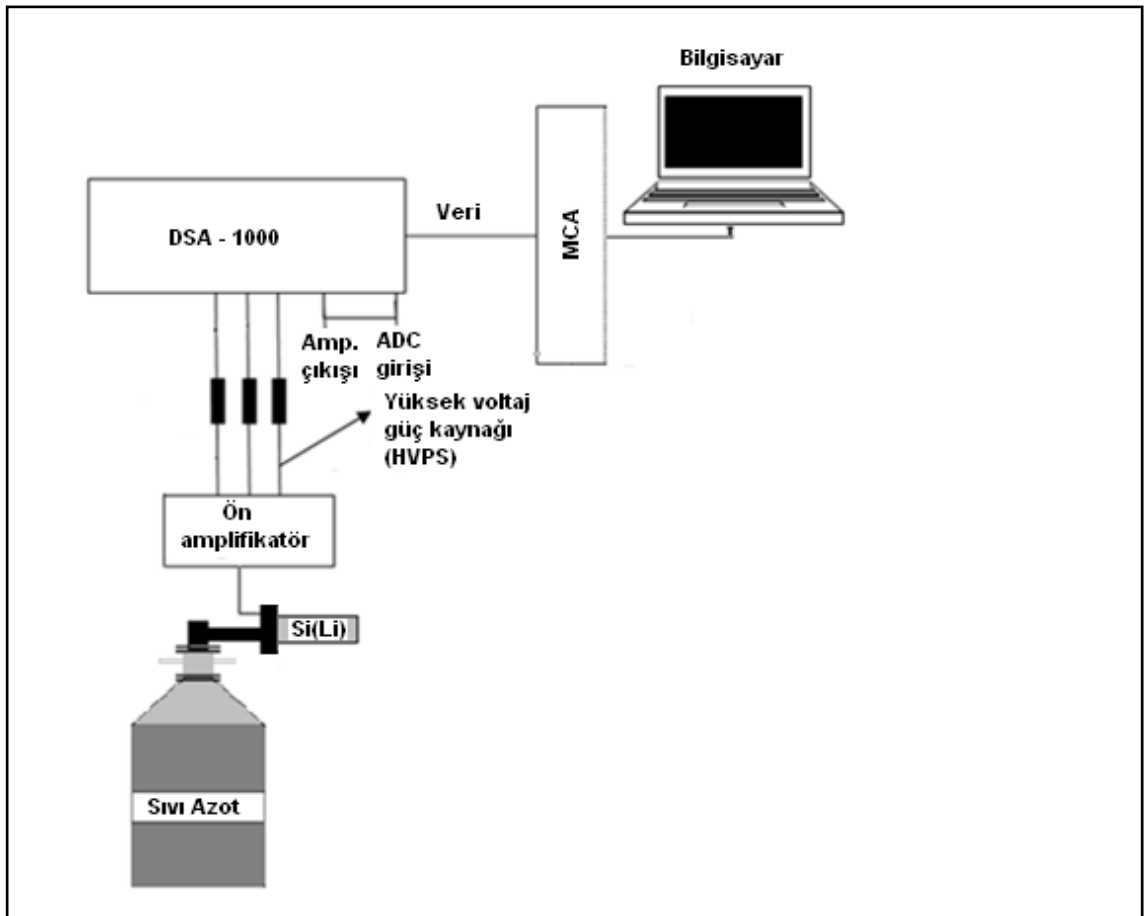
30 litrelik bir sıvı azot kabında (dewar) yaklaşık sıvı azot kaynama sıcaklığında tutulmuştur. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için 8 µm kalınlığında bir berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin önemli bir kısmını foto elektronlara verir. Foto elektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron-hole çifti oluşturarak dedektör kristali içinde hareket ederler. İyonlaşan kristal atomlarından yayımlanan diğer fotonların enerjileri de bu fotonlar kristalden dışarı kaçmadıkça, elektron-hole çifti oluşturmada kullanılır. Si(Li) dedektörüne yaklaşık -500 Voltluk (DC) ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-boşluk çifti oluşur. Elektrik alan vasıtasıyla p-tipi bölge yüzeyinde toplanan ve süpürülen yük bir FET devresine sahip bir ön amplifikatörde potansiyel pulsuna dönüştürülür. Ana amplifikatörde büyütülen potansiyel pulsu analog dijital dönüştürücüde etiketlenerek puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala kaydedilir.

3.2. Sayma Sistemi

Şekil 3.3'de görüldüğü gibi sayma sistemi, bir dedektör (ön yükseltici ile birlikte), yükseltici, analog sayısal dönüştürücü (ADC), yüksek voltaj kaynağı, çok kanallı analizör (MCA), sistemin tüm birimlerini yöneten spektrumları alan ve değerlendirmede kullanılan "Genie 2000" programının yüklü olduğu bir bilgisayar ve bilgisayar ile sistemin diğer birimleri arasında ara yüzey görevi yapan bir dalgıdan (software key) oluşmaktadır. Kullandığımız "DSA-1000" sayma sistemindeki yüksek voltaj güç kaynağı, yükseltici ve ADC ile MCA'yı ihtiva etmektedir. Burada yüksek voltaj güç kaynağı, amplifikatör ve ADC'nin koşulları "Genie 2000" olarak adlandırılan bir bilgisayar programı ile kontrol edilmektedir.

DSA-1000, gelişmiş dijital sinyal proses (DSP) teknikleriyle donanımlı çok kanallı (16 K'lı) bir analizördür. DSA-1000, sinyal prosesinin sonrasında sinyalleri sayısallaştıran

dönüştürücü sistemlerden farklı olarak sinyal prosesinin öncesinde ön yükselticiden alınan sinyalleri sayısallaştırır. Analog devre sayısının azaltılmasıyla hassasiyet, yeniden üretilebilirlik ve kararlılığın artması sağlanmış olur. DSP teknolojisinin kullanımı pulsların daha hızlı ve hassas olarak işlenmesini sağlayarak (filtre fonksiyonlarıyla) sinyal toplama performansını ve spektrum rezolüsyonunu da artırır.



Şekil 3.3. Sayma sistemi

3.2.1. Yüksek voltaj kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine yüksek gerilim uygulanmalıdır. En iyi çalışma gerilimi çalışma öncesi deneyci tarafından belirlenir ve bu gerilim küçük bir dedektör için birkaç 100 Volt, büyük bir dedektör için 5000 Volta

kadar değişebilir. Deneylerde "Genie 2000" programı ile dedektör üzerine uygulanacak gerilim -500 V'a ayarlanmış ve çalışmalar süresince bu gerilim uygulanmıştır.

3.2.2. Ön yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör ile yüke hassas bir ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişı dedektörle aynı tarzda soğutulur; yani, sıvı azotun kaynama sıcaklığında muhafaza edilir.

Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici, dedektörden gelen yükü gerilim (voltaj) pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ve eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuş ise fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır.

3.2.3. Ana yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır.

1. Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek ve sayılması için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek.
2. Pulsları, puls yükseklik genliği ve X-ışını fotonu enerjisi arasındaki orantılı ilişkiyi aynen koruyarak işleme uygun bir hale getirmek.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (sinyal tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de bipolar çıkış (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) ile donatılmıştır.

En iyi sinyal-gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen şekillendirme zaman (shaping time) sabitidir. Sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için bir spektrumdaki pikler için en iyi rezolüsyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri yüklerin daha fazla rastgele toplanmasına neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem de 2000 sayma/saniye'lik sayma hızlarında çalışılacaksa daha kısa zaman sabitleri kullanılmalıdır.

3.2.4. Analog sayısal dönüştürücü

ADC'nin amacı yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle, dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları lineer yükselticide lineer olarak büyültüldükten sonra ADC'ye (analog digital converter) gönderilir.

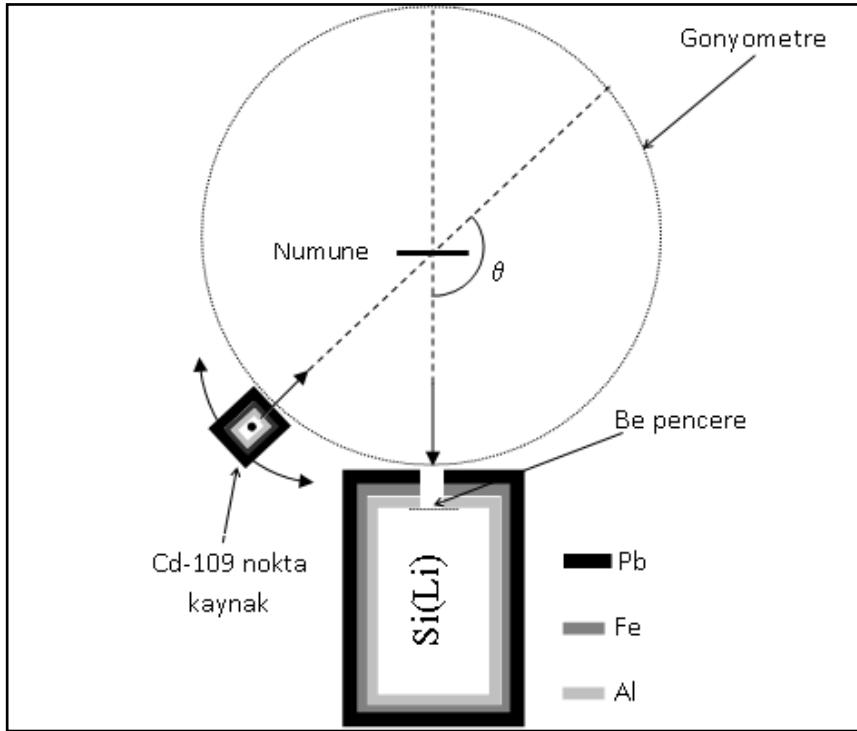
ADC'de analog işlemleri yapılan bu pulslar çok kanallı analizöre gönderilirler ve orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Bu sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili karakteristik X-ışını fotonları bir pik oluştururlar. Bu tür pikler bir araya geldiğinde, enerjiye karşı şiddetin çizildiği desenler; yani spektrumlar oluşur.

3.2.5. Çok kanallı analizör (MCA)

Bir çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte her kanal, depolamak için kullanılan bir kutudur ve X-ışını spektrumunda kesin olarak kalibrasyon işlemiyle belirlenmiş olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi, ölçümlere başlamadan önce standart kaynakların veya elementlerin (ikincil kaynak) uygun enerjideki gama veya karakteristik pikleri kullanılarak yapılmalıdır.

3.3. Ölçme Sistemleri ve Deney Geometrisi

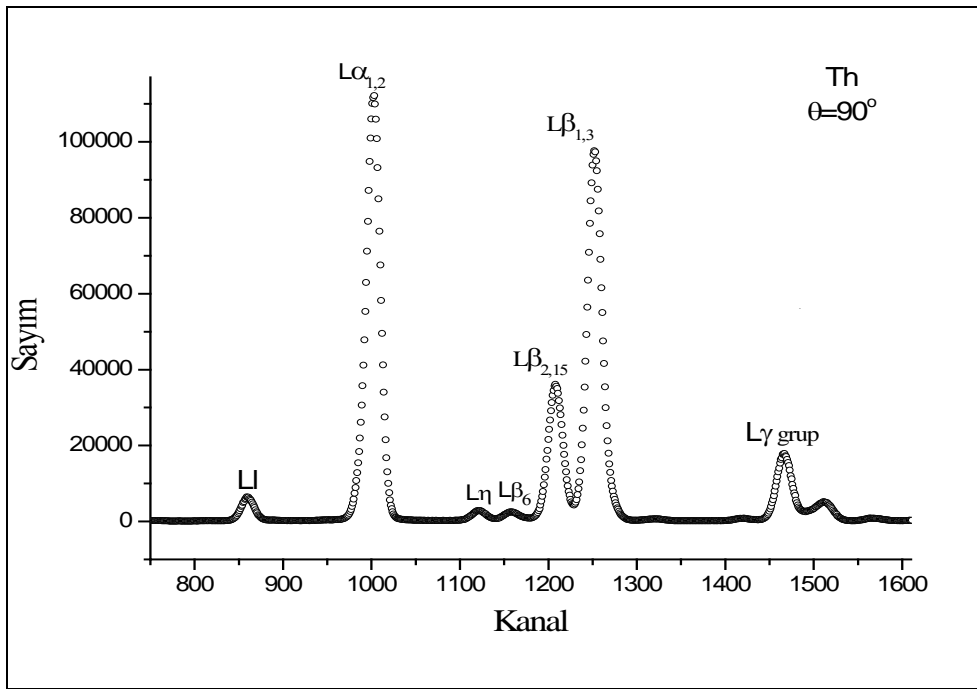
Bu çalışmada, aktif çapı 3,91 mm, aktif alanı 12 mm² ve 5,9 keV’de FWHM’u 180 eV olan bir Si(Li) dedektör kullanılmıştır. Deney süresince sayaç kristali ve FET 30 litrelik bir sıvı azot kabında, sıvı azot sıcaklığında tutulmuştur. Dedektör dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmelerini önlemek için 0,025 mm kalınlığında bir berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Ölçümler sırasında dedektör penceresinin zarar görmesini önlemek ve temel sayım etkilerini azaltmak için en içte 1mm kalınlığında alüminyum, demir ve kurşundan oluşan bir kolimatör kullanılmıştır. Numuneleri uyarmak için 40 mCi şiddetinde Cd-109 radyoizotop nokta kaynaktan yayınlanan 22,6 keV’lik X-ışınları kullanılmıştır. Deneyde numune ve dedektör sisteminin konumu hiç değiştirilmeden, numune ve kaynak arasındaki mesafe sabit kalacak biçimde, sadece kaynak hareket ettirilmiştir. Bu sayede kaynaktan çıkan uyarıcı radyasyonun numuneye geliş açısı ve buna bağlı olarak da yayımlanma açısı değiştirilebilmiştir. Ölçümler için hazırlanan deney geometrileri Şekil 3.4’de verilmiştir.



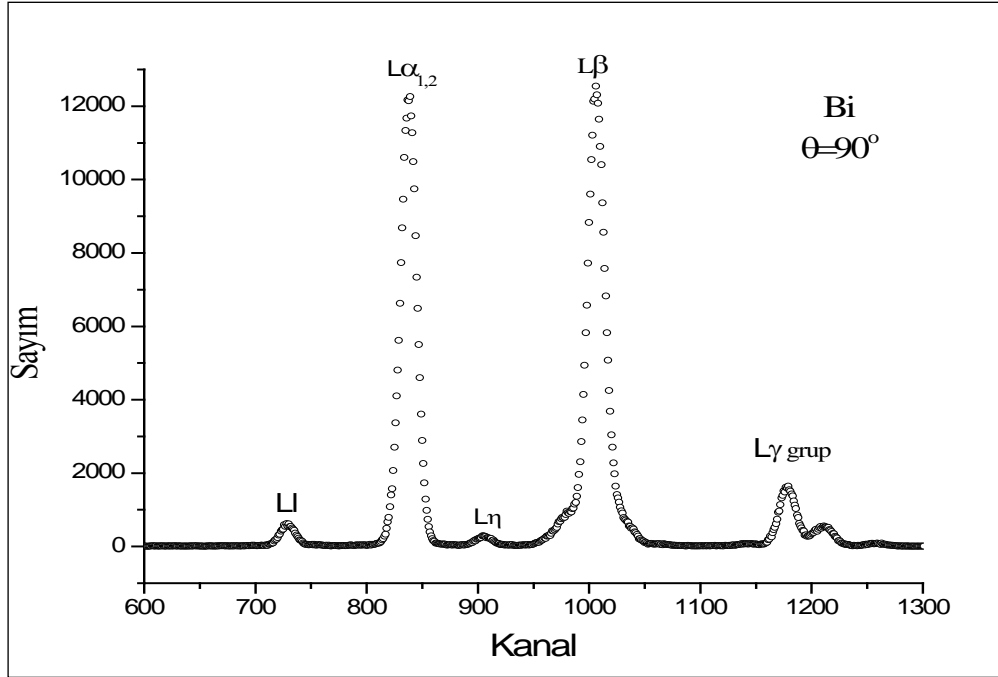
Şekil 3.4. Deney geometrisi

MCA için Genie-2000 programında 2048 kanal seçilmiş 40 mCi şiddetinde Cd-109, Am-241 ve kaynakları ve bazı elementlerin enerjileri bilinen K X-ışını pikleri kullanılarak kalibrasyon işlemi yapılmıştır. 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 dönüştürülerek, Microcal Origin 7.5 programında çizdirilmiştir. Bu program kullanılarak piklerin enerjileri ve net alanları belirlenmiştir.

Bu şekilde elde edilen Th ve Bi için tipik L X-ışını spektrumları Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'da verilmiştir.



Şekil 3.5. Th elementinin $\theta = 90^\circ$ 'de alınan L X-ışını spektrumu.



Şekil 3.6. Bi elementinin $\theta = 90^\circ$ de alınan L X-ışını spektrumu.

3.4. Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada, atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında bazı elementler kullanılmıştır. Toz numuneler önce bir akik el havanı kullanılarak öğütülmüş ve 400 mesh'lik eleklerde elenmiştir. Böylece parçacık büyüklüğü ve soğurma etkileri imkânlar dâhilinde en aza indirilmiştir. Bu karışımlar 0,65 cm yarıçaplı tabletler haline getirmek için 10 ton basınç altında preslenmiştir. Tabletlerin kütleleri 10^{-5} gram hassasiyete sahip bir terazi ile tartılmıştır. Numunelerin birim yüzeylerine düşen primer şua şiddetinin sabit kalması için L şiddet oranları hesaplanmak istenen elementler ile verim numunelerinin aynı büyüklükte hazırlanmasına özellikle dikkat edilmiştir. Numunelerin mümkün olduğunca spektroskopik olarak saf (saflığı %99,9'dan büyük) olan elementlerden seçilmesine, temizliklerine ve muhafazalarına özen gösterilmiştir.

3.5. Coster-Kronig Şiddetlendirme faktörlerinin hesaplanması

Elementlerin L_3 alt tabaka X-ışını geçişleri için teorik Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri aşağıdaki denklem kullanılarak hesaplanabilir.

$$\kappa = 1 + f_{23}(\sigma_{L2}/\sigma_{L3}) + (f_{13} + f_{12}f_{23})(\sigma_{L1}/\sigma_{L3}) \quad (3.1)$$

Burada σ_{L1} , σ_{L2} , σ_{L3} sırasıyla L_1 , L_2 , L_3 alt tabakalarına ait fotoiyonizasyon tesir kesitleri olup 22,6 keV'lik uyarma enerjisi için Scofield'ın tablosundan hesaplanmıştır (Scofield 1973). f_{12} , f_{13} ve f_{23} Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri olup Krause'nin tablolarından alınmıştır (Krause 1979).

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin L_3 alt tabaka X-ışını geçişleri için (3.1) denkleminde hesaplanan teorik Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri ve hesaplamak için kullanılan σ_{L1} , σ_{L2} , σ_{L3} fotoiyonizasyon tesir kesitleri ve f_{12} , f_{13} ve f_{23} Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri aşağıdaki Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. L_3 alt tabaka X-ışını geçişleri için Coster-Kronig şiddetlendirme faktörleri

	σ_1	σ_2	σ_3	f_{12}	f_{13}	f_{23}	κ
U	4404,1	8272,5	10953,3	0,08	0,57	0,167	1,360683
Th	4265,4	7553,6	10016,4	0,09	0,57	0,108	1,328314
Bi	3773,8	5368,1	7216,1	0,11	0,58	0,113	1,393887
Pb	3701,6	5071,2	6862,1	0,12	0,58	0,116	1,406104
Tl	3622,6	4830,9	6515,3	0,13	0,57	0,118	1,412958
Hg	3538,4	4569,9	6176,9	0,13	0,56	0,12	1,418513
Pt	3360,8	4066,1	5544,3	0,14	0,5	0,124	1,404548

Çizelge 3.1 (devam)

	σ_1	σ_2	σ_3	f_{12}	f_{13}	f_{23}	κ
Os	3189,2	3608,1	4966,9	0,16	0,39	0,128	1,356547
W	3016,2	3182,5	4431,2	0,17	0,28	0,133	1,301501
Ta	2926,0	2987,0	4174,9	0,18	0,28	0,134	1,309023
Lu	2747,9	2624,3	3691,4	0,19	0,28	0,136	1,32436
Yb	2661,6	2453,3	3465,8	0,19	0,29	0,135	1,337971
Er	2490,2	2131,6	3046,4	0,19	0,3	0,14	1,364928
Dy	2315,8-	1843,9	2661,8	0,19	0,3	0,143	1,383704

3.6. X-Işını Şiddet Oranlarının Ölçülmesi

K tabakasının fotoiyonizasyonu ile oluşan boşlukların doldurulması sonucu yayımlanan karakteristik K X-ışınları için şiddet, K tabakasına ait atomik parametreler kullanılarak;

$$I_{K_i} = I_K(E) \omega_K F_{K_i} \quad i = \alpha, \beta \quad (3.2)$$

ifadesinden belirlenmiştir. Burada $I_K(E)$, elementin K tabakası için E uyarma enerjisinde X-ışını şiddeti (Scofield 1973) ve ω_K , K tabakası floresans verimidir (Hubbell 1994). F_{K_i} ; K_i X-ışınları için kısmi emisyon hızı olup K_α ve K_β X-ışınları için;

$$F_{K_\alpha} = [1 + (I_{K_\beta} / I_{K_\alpha})]^{-1} \quad F_{K_\beta} = [1 + (I_{K_\alpha} / I_{K_\beta})]^{-1} \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilirler. $I_{K_\beta} / I_{K_\alpha}$ değerleri Scofield (1973)'ün tablosundan alınmıştır.

XRF tekniğinde herhangi bir karakteristik L_i X-ışını çizgi şiddeti deneysel olarak;

$$I_{L_i} = \frac{N_{L_i}}{I_0 G \varepsilon_{L_i} \mathcal{T} t} \quad (3.4)$$

ifadesi ile belirlenebilir. Burada N_{L_i} ilgilenilen pikin altındaki net sayım, I_0 uyarıcı radyasyonun şiddeti, G geometri faktörü, ε_{K_i} L_i X-ışını grubu için dedektör verimi, t numunenin kütle kalınlığı (g/cm^2) ve \mathcal{T} uyarıcı fotonlar ve yayımlanan L X-ışını fotonları için öz soğurma düzeltme faktörüdür ve aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\mathcal{T} = \frac{1 - \exp [-(\mu_i/\cos\theta_1 + \mu_e/\cos\theta_2)t]}{(\mu_i/\cos\theta_1 + \mu_e/\cos\theta_2)} \quad (3.5)$$

Burada μ_i ve μ_e sırasıyla uyarıcı fotonlar ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için kütle soğurma katsayılarıdır (cm^2/g). θ_1 ve θ_2 sırası ile uyarıcı fotonların ve yayınlanan X-ışınlarının çalışılan geometride numune yüzeyinin normali ile yaptıkları açılarıdır ve bu çalışmada $\theta_1=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ ve $\theta_2= 30^\circ$ dir. μ_i ve μ_e değerleri WinXCOM (Gerward *et al.* 2001) programı kullanılarak hesaplanabilir. (3.4) ifadesinde yer alan I_0 , G ve ε 'nin ayrı-ayrı ölçülmesi veya hesaplanması oldukça zor ve zaman alıcıdır. Fakat bunların çarpımı olan $I_0 G \varepsilon$, ilgili enerji bölgesinde çizgileri olan çeşitli elementlerin K X-ışınlarının şiddetleri ölçülmek suretiyle belirlenebilir. Bu ölçüler asıl ölçülerin alındığı deney geometrisi ve ortam şartları muhafaza edilerek alınmıştır. (3.3) ifadesinden hareketle;

$$I_0 G \varepsilon_{K_i} = \frac{N_{K_\alpha}}{I_{K_\alpha} \mathcal{T} t} \quad (3.6)$$

yazılabilir. I_{K_α} 'nın değerleri (3.6) ifadesinde farklı uyarıcı enerjileri için kullanılırsa, herhangi bir enerji için $I_0 G \varepsilon$ değeri belirlenebilir. Bu değerler uyarıcı enerjisi E 'nin bir fonksiyonu olarak çizilirse, bu grafikten asıl ölçülerde kullanılan uyarıcı foton enerjisindeki $I_0 G \varepsilon$ değeri bulunabilir. Esasen $I_0 G \varepsilon$ enerjinin fonksiyonu olarak

$$E_{K_\alpha} \log(I_0 G \varepsilon) = A_0 + A_1 \cdot E_{K_\alpha}^1 + A_2 \cdot E_{K_\alpha}^2 \quad (3.7)$$

bağıntısına fit edilebilir. İstenilen enerjideki $I_0 G \varepsilon$ değeri buradan kolaylıkla elde edilebilir. Burada K_α X-ışını enerjisi E_{K_α} için, A_0 , A_1 ve A_2 sabitleri en küçük kareler metodundan bulunabilir. Buna göre I_{L_i}/I_{L_j} L X-ışını şiddet oranları için (3.4) ifadesinden hareketle;

$$\frac{I_{L_i}}{I_{L_j}} = \frac{N_{L_i}}{N_{L_j}} \frac{\mathcal{J}_{L_j}}{\mathcal{J}_{L_i}} \frac{\varepsilon_{L_j}}{\varepsilon_{L_i}} \quad (3.8)$$

eşitliği yazılabilir. Burada N_{L_i} , N_j şiddet oranı hesaplanacak piklerinin altındaki net sayımlar, \mathcal{J}_{L_i} , \mathcal{J}_{L_j} numunenin ilgilenilen çizgileri için öz soğurma düzeltme katsayıları ve ε_{L_i} , ε_{L_j} ilgili L X-ışınları için dedektör verimleridir. Bu çalışmada, ölçülen elementlerin L_3 X-ışını çizgilerinin şiddetleri, deneysel hatasını azaltmak için izotropik uzaysal dağılım gösteren ilgili elementin $L\gamma$ grup çizgilerinin toplam şiddetine normalize edildi ve normalize şiddetler (3.8) denklemi kullanılarak hesaplanmıştır.

3.7. Anizotropi Parametresinin Ölçülmesi

Anizotropi parametresinin tespit edilebilmesi, anizotropik bir X-ışını çizgisi için $I(\theta)$ ölçümünden I_0 'ın elde edilmesine bağlıdır. Anizotropik karakteristik X-ışını çizgilerinin açısal dağılımı

$$I(\theta) = I_0 [1 + \beta P_2(\cos\theta)] \quad (3.9)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir.

Daha önce bahsettiğimiz gibi, β anizotropi parametresi,

$$\beta = \kappa^{-1} \alpha A_2 \quad (3.10)$$

$P_2(\cos\theta)$ ikinci mertebeden Legendre polinomu ise

$$P_2(\cos\theta) = 1/2(3\cos^2\theta - 1) \quad (3.11)$$

ifadesiyle verilir.

Bu çalışmada, Dy, Er, Yb, Lu, Hf, Ta, W, Os, Hg, Tl, Pb, Bi, Th ve U elementlerin ışımalı L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin açısal dağılımı 90° , 100° , 110° , 120° , 130° ve 140° lik ölçüm açılarında incelenmiş ve (3.8) denkleminde faydalanılarak $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin normalize şiddetleri elde edilmiştir. Ölçülen normalize şiddetlerin, ilgili açılardaki ikinci mertebeden Legendre polinomuna göre değişiminin grafikleri çizilmiş ve elde edilen grafikler (3.9) denkleminde uygun olarak lineer fonksiyona fit edilerek β anizotropi parametrelerinin değerlerine karar verilmiştir.

3.8. Uranyumun Mixing Oranlarının Ölçülmesi

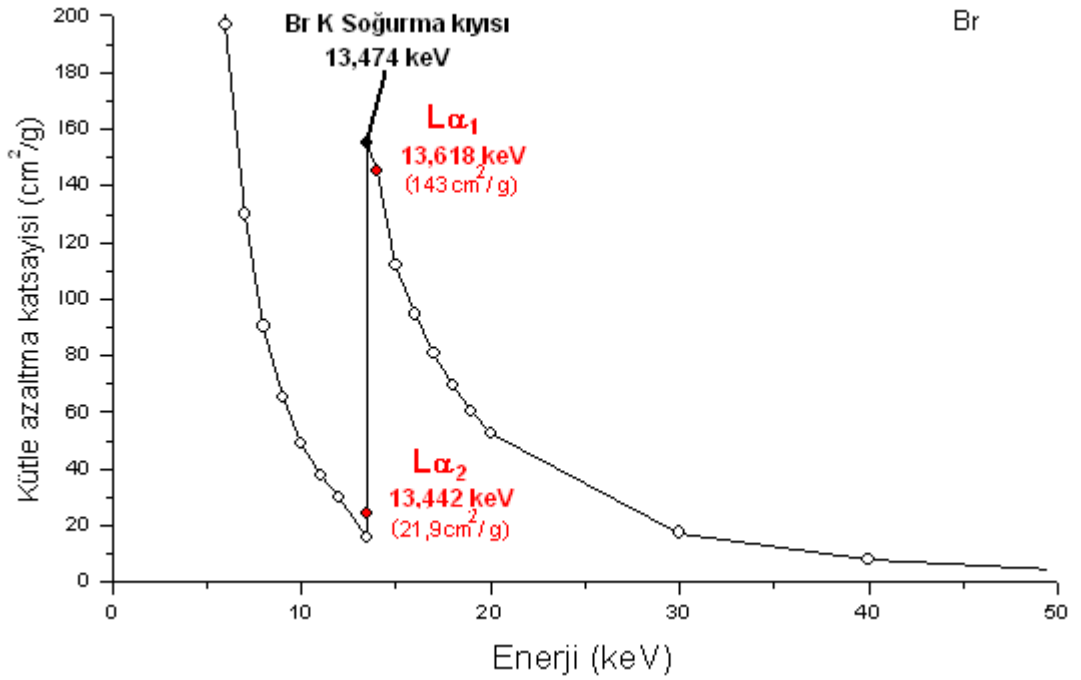
L_3 ($j = 3/2$) manyetik alt-tabaka X-ışını çizgi şiddetlerine saf elektrik-dipol ($E1$) izinli geçişlerinin yanında diğer yüksek mertebeden multipol terimlerden ($M1, E2, M2, \dots$ gibi yasaklı geçişler) gelen katkılar da vardır. Bu geçişlerden, özellikle de $M2$ manyetik kuadrupol geçişlerin atomik X-ışını geçişlerine katkısı artan X-ışını geçiş enerjisi ve atom numarası ile artmaktadır.

Mixing oranlarını ihmal etmeksizin elementlerin L_3 X-ışınlarının A_2 alignment parametresine karar verebilmek için $L\alpha_2$ veya $L\beta_{15}$ çizgilerinin anizotropi parametreleri deneysel olarak ölçülmek zorundadır. Çünkü bu çizgiler saf elektrik dipole geçişlerdir ve yüksek dereceden multipole katkılar içermezler (saf $E1, \alpha = -0,4$). Ancak $L\alpha_1$, $L\alpha_2$ ve $L\beta_2$, $L\beta_{15}$ çizgilerinin enerjileri birbirlerine çok yakındır ve Si(Li) dedektörün rezolüsyonu bu çizgileri birbirinden ayırt etmek için yeterli değildir. Bu yüzden $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ çizgilerinin toplam şiddeti Si(Li) dedektör tarafından belirlenebilir.

Ancak bu problemin üstesinden bazı elementler için Si(Li) dedektör önüne K soğurma kiyısı $L\alpha_1$, $L\alpha_2$ veya $L\beta_2$, $L\beta_{15}$ çizgilerinin arasına düşen uygun bir soğurucu konularak

gelinebilir. U'un $L\alpha_2$ çizgisinden $L\alpha_1$ çizgisini ayırmak için Brom soğurucu kullanılabilir. Br'un K soğurma kıyısı 13,474 keV'dir. U'un $L\alpha_1$ X-ışını enerjisi 13,618 keV, $L\alpha_2$ X-ışını enerjisi ise 13,442 keV'dir.

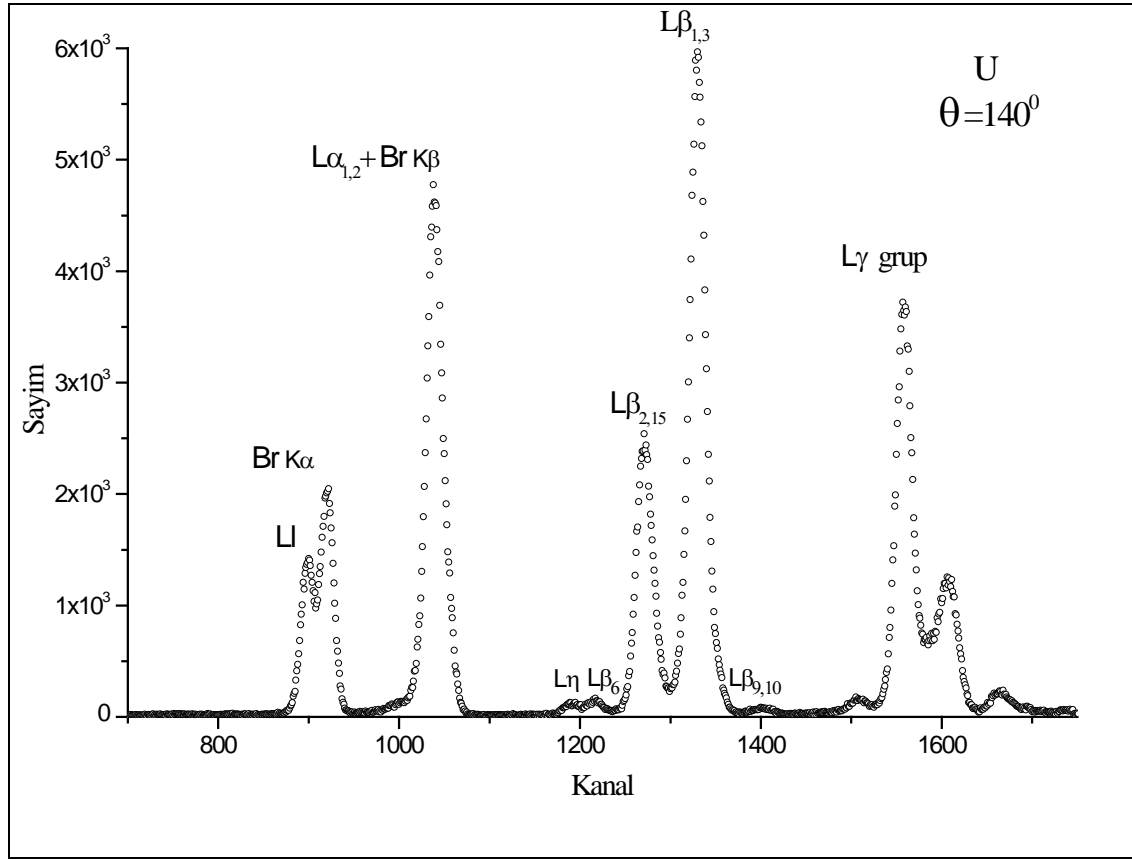
Br soğurucu $L\alpha_1$ çizgisini yaklaşık %95 oranında soğurur iken $L\alpha_2$ çizgisini yaklaşık %50 oranında soğurur. Soğurucusuz U'un $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisinin $N_{L\alpha_1}/N_{L\alpha_2}$ oranı yaklaşık 9 iken, soğuruculu bu oran yaklaşık 1'dir. Br soğurucunun K soğurma kıyısı ve bu soğurucu için U'un $L\alpha_1$ ve $L\alpha_2$ X-ışını çizgilerinin kütle azaltma katsayıları Şekil 3.7.'de verilmiştir.



Şekil 3.7. Br elementinin U'un $L\alpha_1$ ve $L\alpha_2$ X-ışını çizgileri için kütle azaltma katsayıları

Biz çalışmada, U'un $L\alpha_2$ çizgisinden $L\alpha_1$ çizgisini ayırmak için bire bir oranda karışmış 50 mg/cm^2 KBr soğurucu kullanıldı. Bu soğurucu U'un $L\alpha_1$ çizgisini yaklaşık %70 oranında soğurur iken $L\alpha_2$ çizgisini yaklaşık %1 oranında soğurmaktadır.

Fakat soğurucu kullanmak bazı problemlere yol açar. Br soğurucunun $K\beta$ X-ışını çizgisi U'nun $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisinin içine düşer ve bu durum $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisinin şiddetini artırır. Ancak Br soğurucunun $K\alpha$ çizgisi U'nun $L\ell$ çizgisinin yüksek enerji tarafında görülür. U için 140° 'de Si(Li) dedektör önünde KBr soğurucu varken elde edilmiş L X-ışını spektrumu Şekil 3.8'de verilmiştir.



Şekil 3.8. U için $\theta = 140^\circ$ 'de Si(Li) dedektör önünde KBr soğurucu varken elde edilmiş L X-ışını spektrumu

Şekil 3.8'de görüldüğü gibi Br'un $K\alpha$ X-ışını çizgisinin şiddetine, $L\ell$ çizgisi ile birlikte fit edilerek karar verilebilir. Böylece soğurucunun $K\beta$ X-ışını çizgisinin şiddetinin U'nun $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgi şiddetine katkısı, soğurucunun $I(K\alpha/K\beta)$ şiddet oranından tahmin edilebilir. Bu katkıyı tahmin edebilmek için, Br soğurucunun $I(K\alpha/K\beta)$ şiddet oranını ölçülerin alındığı deney geometrisindeki aynı deney koşullarını muhafaza ederek 90° , 100° , 110° , 120° , 130° ve 140° 'lik ölçüm açılarında (3.11) denkleminde yararlanarak

karar verildi. Bu katkının her açıda yaklaşık %7-8 olduğu bulundu ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgi şiddetinden çıkartıldı. Bu düzenlemeden sonra Si(Li) dedektör önüne yerleştirilen 50 mg/cm^2 KBr soğurucudan geçen ve dedektör tarafından ölçülen spektrumun $L\alpha_{1,2}$ çizgisinin yaklaşık %87'sinin saf elektrik dipol geçiş olan $L\alpha_2$ X-ışını çizgisi ($E1, \alpha = -0,4$) elde edildi.

Bu şekilde KBr soğurucu kullanılarak elde edilen saf elektrik dipol $L\alpha_2$ X-ışını çizgisinin deneysel normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ 'ya göre değişiminin lineer olarak fitinden $L\alpha_2$ 'nin β anizotropi parametresi belirlendi.

$$\beta = \kappa^{-1} \alpha A_2 \quad (3.15)$$

U'nun L_3 X-ışını çizgilerinin A_2 alignment parametresi, $L\alpha_2$ X-ışını çizgisi için teorika kinematik katsayı değeri ($\alpha = -0,4$) kullanılarak (3.15) denkleminde tayin edildi.

L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin multipol açılımlarında manyetik terimler vardır ve α kinematik terimleri, $\delta_1(M2/E1)$ karışım oranının fonksiyonu olarak,

$$\begin{aligned} \alpha(L\alpha_1) &= 0,1 + \sqrt{7/5} \delta_1(L\alpha_1) \\ \alpha(L\beta_6) &= 0,5 - \sqrt{3} \delta_1(L\beta_6) \\ \alpha(L\alpha_{1,2}) &= \left((0,1 + \sqrt{7/5} \delta_1(L\alpha_1) - 0,4Ra) / (1 + Ra) \right) \\ \alpha(L\beta_{2,15}) &= \left((0,1 + \sqrt{7/5} \delta_1(L\beta_2) - 0,4Rb) / (1 + Rb) \right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

olarak yazılabilir.

Sonuç olarak A_2 alignment parametresi ve κ^{-1} Coster-Kronig şiddetlendirme faktörü bilinen U'nun $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\delta_1(M2/E1)$ mixing oranları (3.13) denklemlerinden elde edildi.

3.9. Kinematik Katsayıların Oranlarının Ölçülmesi

Daha önce bahsettiğimiz gibi $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarını ihmal etmeksizin elementlerin L_3 X-ışınlarının A_2 alignment parametresine karar verebilmek için $L\alpha_2$ veya $L\beta_{15}$ çizgilerinin anizotropi parametreleri deneysel olarak ölçülmek zorundadır. Fakat U'da olduğu gibi bizim çalıştığımız diğer elementler için K soğurma kıyısı $L\alpha_1, L\alpha_2$ veya $L\beta_2, L\beta_{15}$ çizgilerinin arasına düşen bir soğurucu bulunamadığından bu çizgilerin anizotropi parametreleri deneysel olarak ölçülememiştir. Bundan dolayı biz diğer elementlerin $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarını tahmin edebilmek için kinematik katsayıların oranlarını kullandık.

Aynı manyetik son duruma sahip farklı X-ışını geçişlerin anizotropi parametrelerinin oranları alignment parametrelerinden ve iyonizasyon sürecinden bağımsızdır. Böyle çizgiler için anizotropi parametrelerin oranları, burada i, j farklı iki L geçişini göstermek üzere

$$\frac{\beta^i}{\beta^j} = \frac{\alpha^i \kappa A_2}{\alpha^j \kappa A_2} = \frac{\alpha^i}{\alpha^j} \quad (3.14)$$

kinematik katsayılarının oranları olarak yazılabilir. Çünkü aynı son duruma sahip geçişler için (L_3 alt tabaka geçişleri) κ ve A_2 değerleri aynıdır. Daha açık olarak bu oranlar $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ geçişleri için,

$$\frac{\beta(L\ell)}{\beta(L\alpha_{1,2})} = \frac{\alpha(L\ell)}{\alpha(L\alpha_{1,2})} = \frac{(0,5 - \sqrt{3} \delta 1(L\ell))}{((0,1 + \sqrt{7/5} \delta 1(L\alpha_1) - 0,4Ra)/(1 + Ra))} \quad (3.15)$$

$L\ell$ ve $L\beta_6$ geçişleri için,

$$\frac{\beta(L\ell)}{\beta(L\beta_6)} = \frac{\alpha(L\ell)}{\alpha(L\beta_6)} = \frac{0,5 - \sqrt{3} \delta 1(L\ell)}{0,5 - \sqrt{3} \delta 1(L\beta_6)} \quad (3.16)$$

ve $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ geçişleri için ise,

$$\frac{\beta(L\alpha_{1,2})}{\beta(L\beta_{2,15})} = \frac{\alpha(L\alpha_{1,2})}{\alpha(L\beta_{2,15})} = \frac{\left(\left(0,1 + \sqrt{7/5} \delta 1(L\alpha_1) - 0,4Ra\right)/(1 + Ra)\right)}{\left(\left(0,1 + \sqrt{7/5} \delta 1(L\beta_2) - 0,4Rb\right)/(1 + Rb)\right)} \quad (3.17)$$

olarak yazılabilir. Burada Ra , $L\alpha_1$ ve $L\alpha_2$ çizgilerinin, Rb ise $L\beta_2$ ve $L\beta_{15}$ çizgilerinin şiddet oranlarını göstermektedir. Bu oranlar Scofield (1972)'in tablolarından elde edilmiştir. (3.16,17) denklemlerinden de görüleceği gibi özellikle $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları, $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarını tahmin etmemiz için çok önemlidir. Çünkü $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ benzer şekilde $L\ell$ ve $L\beta_6$ geçişlerinin kinematik katsayılarını hesaplamak için kullanılan denklemlerin tüm çarpanları aynıdır ve kinematik katsayı oranlarının değerlerini etkileyen tek şey ilgili çizginin $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranıdır. Bu da bize $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgilerinin $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarını tahmin etme imkânı verir.

Ancak $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının oranları için, oranlama yöntemi ile bunu söylemek güçtür. Çünkü $\alpha(L\ell)$ ve $\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının denklemleri birbirinden çok farklıdır. Ayrıca, $L\ell$ X-ışını çizgisinin $\alpha(L\ell)$ kinematik katsayısının değerini, $\delta 1 (M2/E1) (L\ell)$ mixing oranını (negatif) azaltıcı yönde etkilerken, $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisi için $\delta 1 (M2/E1) (L\alpha_1)$ mixing oranı, $\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayısının değerini artırır. Bundan dolayı oranlama yöntemi ile $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının oranları, ancak belli ölçüde $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarını tahmin etmemize olanak sağlar.

Bu çalışmada incelenen Dy, Er, Yb, Lu, Hf, Ta, W, Os, Hg, Tl, Pb, Bi ve Th elementlerinin deneysel $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları (3.15-17) denklemleri kullanılarak elde edilmiştir.

3.10. $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışınlarının İçin Polarizasyon Derecelerinin Ölçülmesi

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, deneysel $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin yüzde $\%P$ lineer polarizasyon dereceleri aşağıdaki denklem kullanılarak ölçülmüştür.

$$\%P = \frac{3\alpha A_2}{(\alpha A_2 - 2)} 100 \quad (3.18)$$

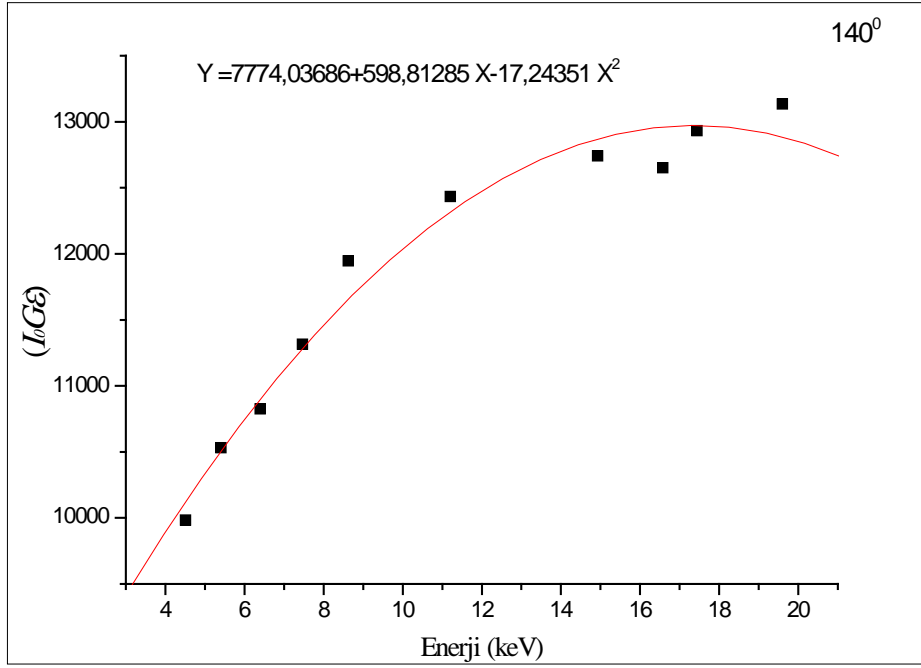
Burada $\%P$, X-ışınlarının yüzde lineer polarizasyonu, A_2 , alignment parametresi ve α elektromanyetik geçişlerin ilk ve son durumlarının toplam açısal momentumuna ve $\delta_1(M2/E1)$ karışım oranına bağlı kinematik terimdir (Berezhko and Kabachnik 1977).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

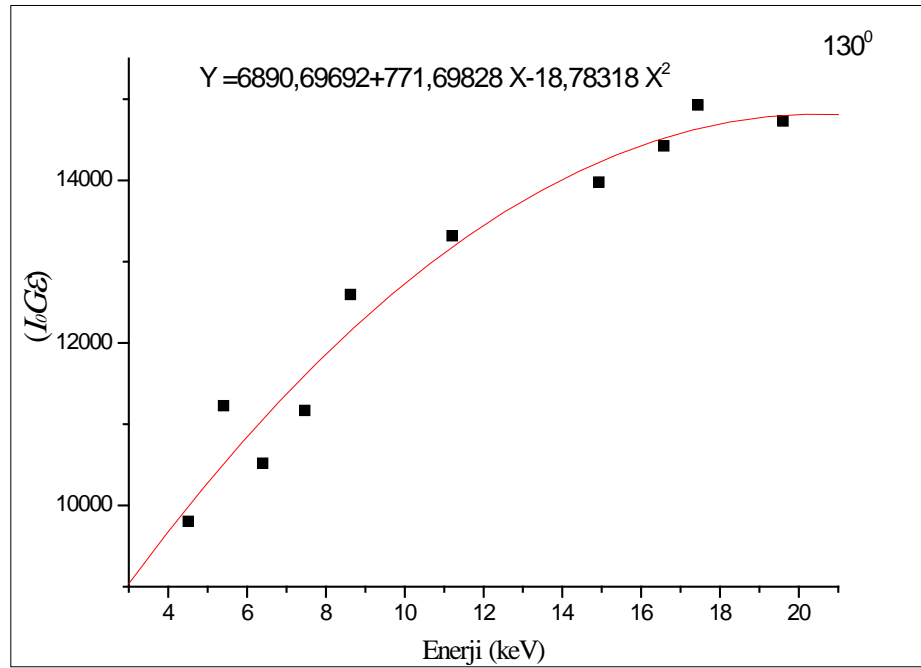
4.1. Dedektör Veriminin Açısal Dağılımının Araştırma Bulguları

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin 22,6 keV'de L X-ışını normalize şiddetlerinin açısal dağılımını incelemek için, hesaplanmak istenen elementlerin L X-ışını normalize şiddetlerinin düştüğü enerji bölgesinde dedektör verimi ve geometri faktörünü içeren etkin foton akısının tayin edilmesi gerekir.

Dedektör verimini hesaplarken gerekli olan elementin K tabakası için 22,6 keV'lik uyarma enerjisinde X-ışını şiddeti Scofield (1973) tablolarından ve K tabakası floresans verimi Hubbell (1994) tablolarından alınmıştır. L X-ışını şiddet oranlarını hesaplarken gerekli olan verim faktörünü ($I_0G\varepsilon$) elde etmek için ana ölçülerin alındığı deney geometrisindeki aynı deney koşulları muhafaza edilerek Ti, Ch, Fe, Ni, Zn, Se, Yt, Nb ve Mo elementlerinin K X-ışınları sayılmıştır. Verim elementleri diye adlandırılan bu elementler seçilirken bunların $K\alpha$ X-ışını enerji bölgesinin L X-ışını şiddet oranları hesaplanmak istenen elementlerin L X-ışınlarının düştüğü enerji bölgesini kapsamasına dikkat edilmiştir. Daha sonra $K\alpha$ X-ışını sayımları ve $K\alpha$ tesir kesitleri kullanılarak bu elementler için $I_0G\varepsilon_{K\alpha}$ faktörleri hesaplanmıştır. Her bir açı için $I_0G\varepsilon_{K\alpha}$ 'nın $K\alpha$ enerjisine karşı grafiği çizilmiştir. Bu sayede $I_0G\varepsilon-K\alpha$ enerjisi grafiğinden L şiddet oranları hesaplanacak elementler için her bir açıda $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$, $L\beta_6$ ve $L\gamma$ enerjisine karşılık gelen $I_0G\varepsilon_{K\alpha}$ verim faktörü belirlenebilmiştir. Bu şekilde 90° , 100° , 110° , 120° , 130° ve 140° 'lik ölçüm açıları için elde edilen $I_0G\varepsilon_{K\alpha}$ 'nın enerjiye göre değişimi Şekil 4.1 (a,b), Şekil 4.2 (a,b) ve Şekil 4.3 (a,b)'de verilmiştir.

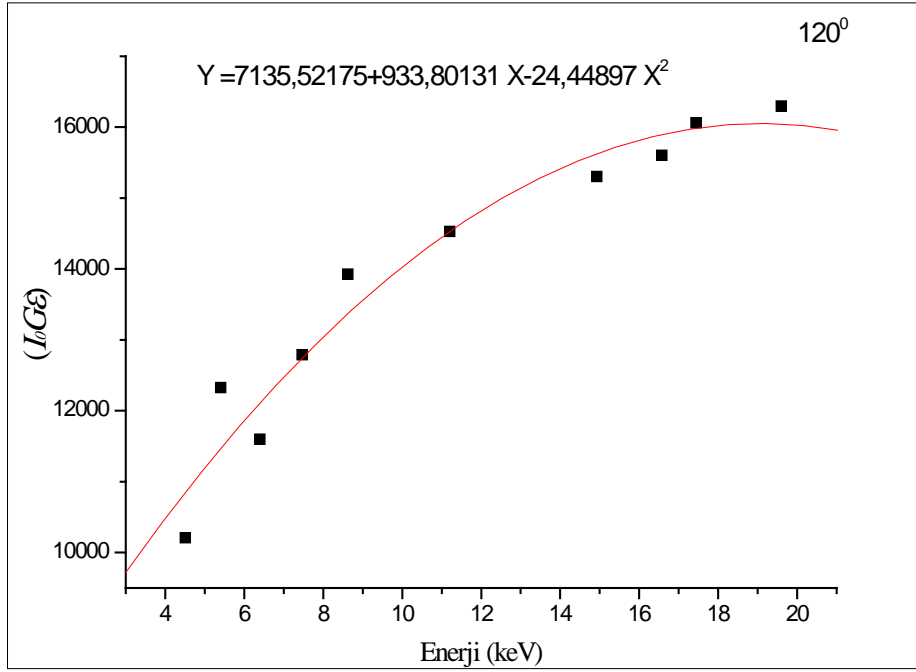


a)

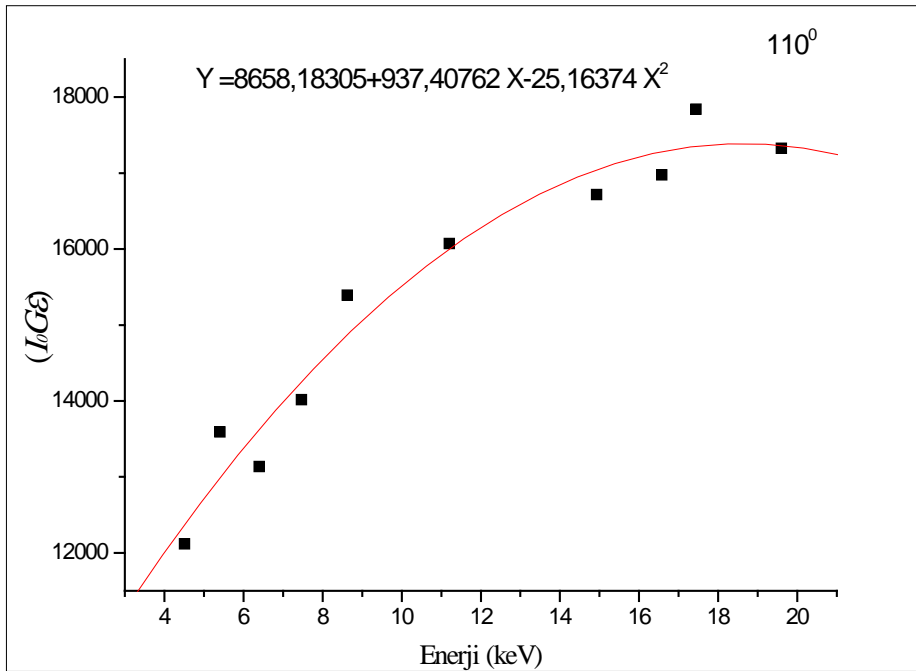


b)

Şekil 4.1. 22,6 keV'lik uyarma enerjisinde a) 140° saçılma açısında b) 130° saçılma açısında $I_0G\epsilon_{K\alpha}$ 'nın enerjinin fonksiyonu olarak değişimi

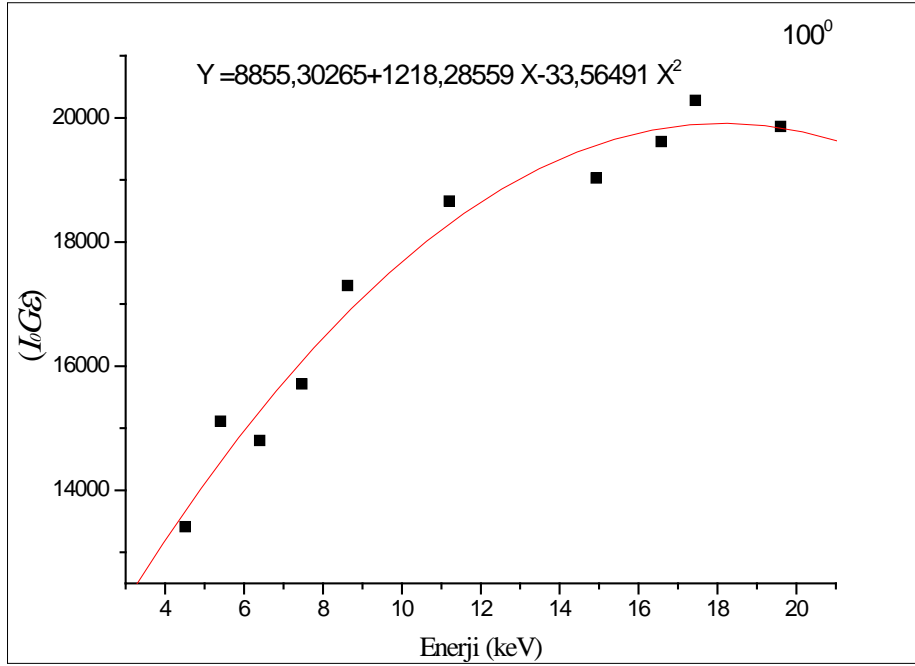


a)

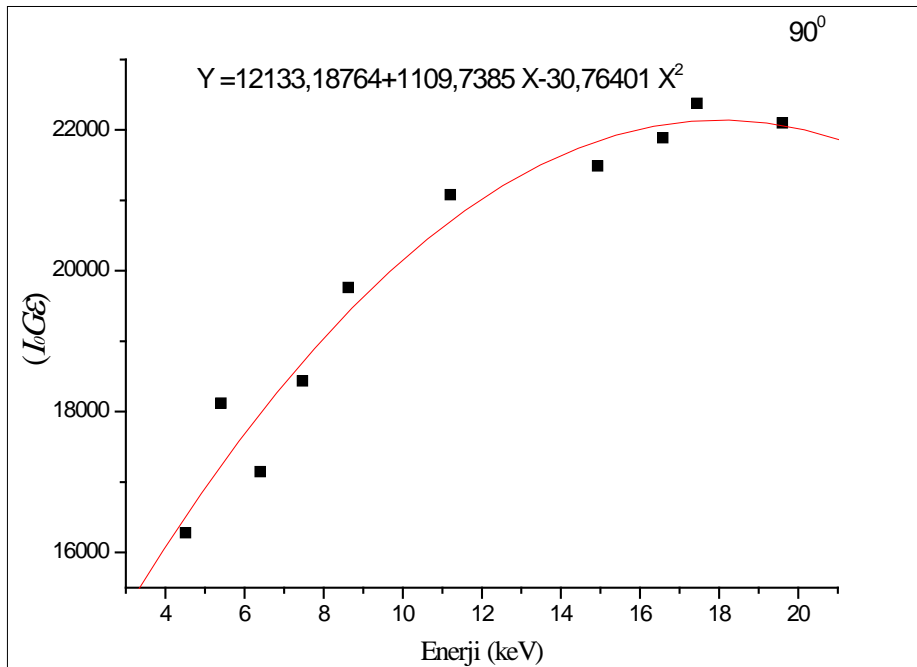


b)

Şekil 4.2. 22,6 keV'lik uyarma enerjisinde a) 120° saçılma açısında b) 110° saçılma açısında $I_0G\epsilon_{K\alpha}$ 'nın enerjinin fonksiyonu olarak değişimi



a)



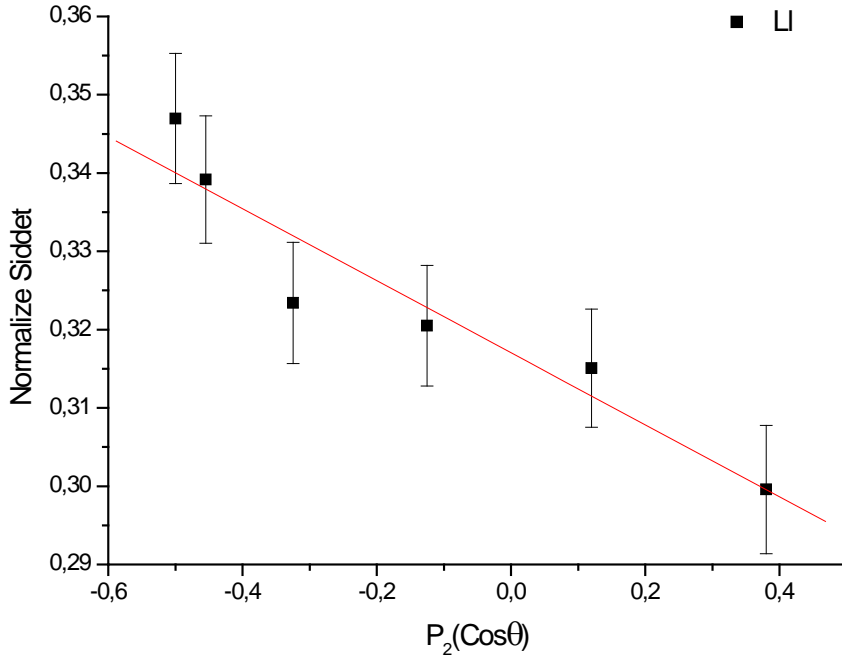
b)

Şekil 4.3. 22,6 keV'lik uyarma enerjisinde a) 100° saçılma açısında b) 90° saçılma açısında $I_0G\epsilon_{K\alpha}$ 'nın enerjinin fonksiyonu olarak değişimi

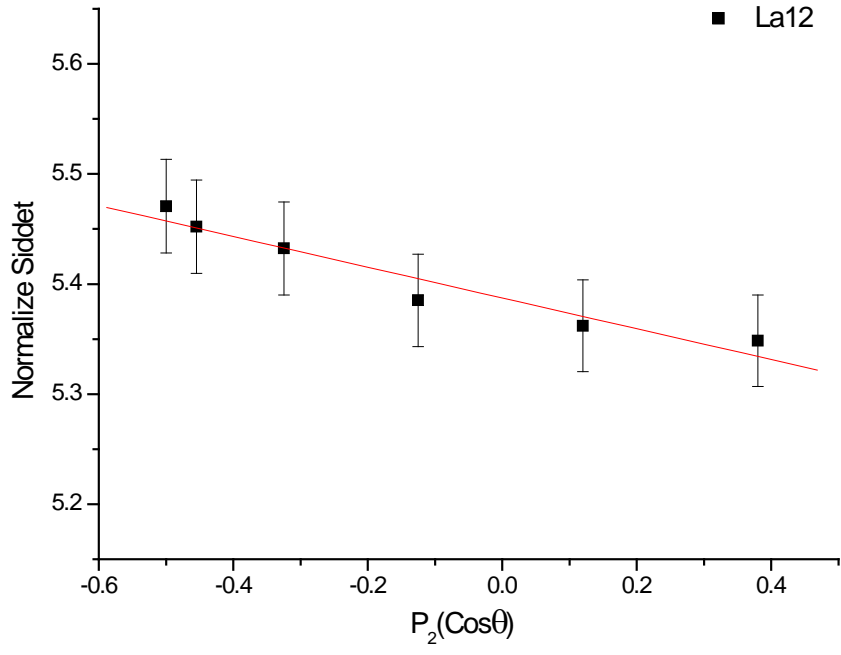
4.2. L_3 Alt Kabuğu X-ışını Çizgilerinin Açısal Dağılımının Araştırma Bulguları

Atom Numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, 22,6 keV'lik uyarma enerjisinde 140° saçılma açısından 90° saçılma açısına kadar 10° 'lik adımlarla değişen 6 yayımlanma açısında, ışıklı ve ışısız L_3 alt-tabaka X-ışını geçişlerinin açısal dağılımı, kalibre edilmiş bir Si(Li) dedektörle ölçülmüştür. Açısal dağılım ölçümlerinden faydalanılarak elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin normalize şiddetleri elde edilmiştir. Deneysel normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ 'ya göre değişiminin lineer olarak fitinden elde edilen grafikler Şekil 4.4 (a,b,c), 4.5 (a,b,c), 4.6 (a,b,c), 4.7. (a,b,c), 4.8 (a,b,c), 4.9 (a,b), 4.10 (a,b), 4.11 (a,b) 4.12 (a,b,c), 4.13 (a,b,c), 4.14 (a,b,c), 4.15 (a,b,c) ve 4.16 (a,b,c,d)'de ve bu fitten hesaplanan $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin β anizotropi parametrelerinin değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

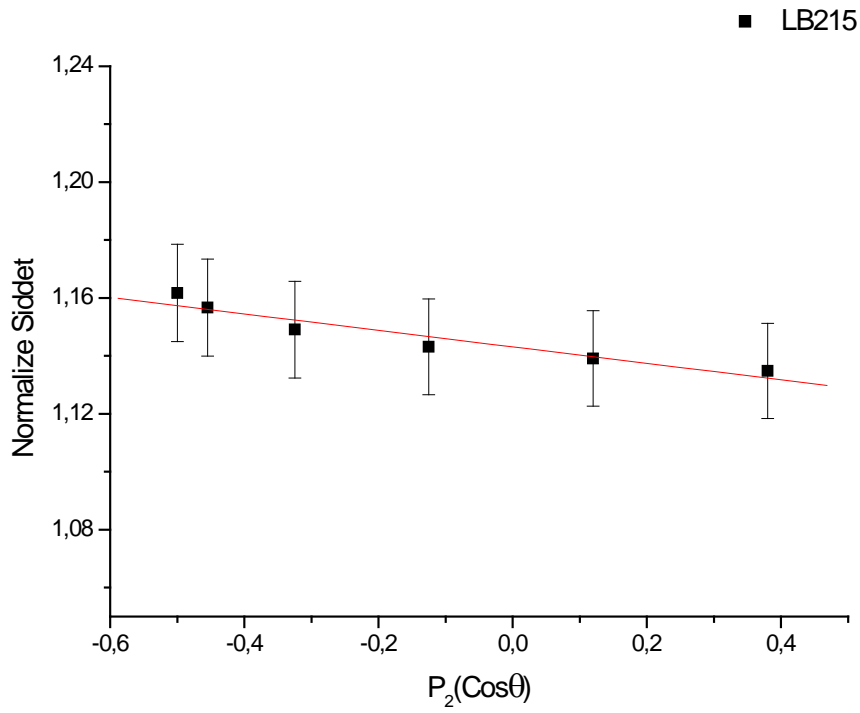
4.2.1. Dy'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)



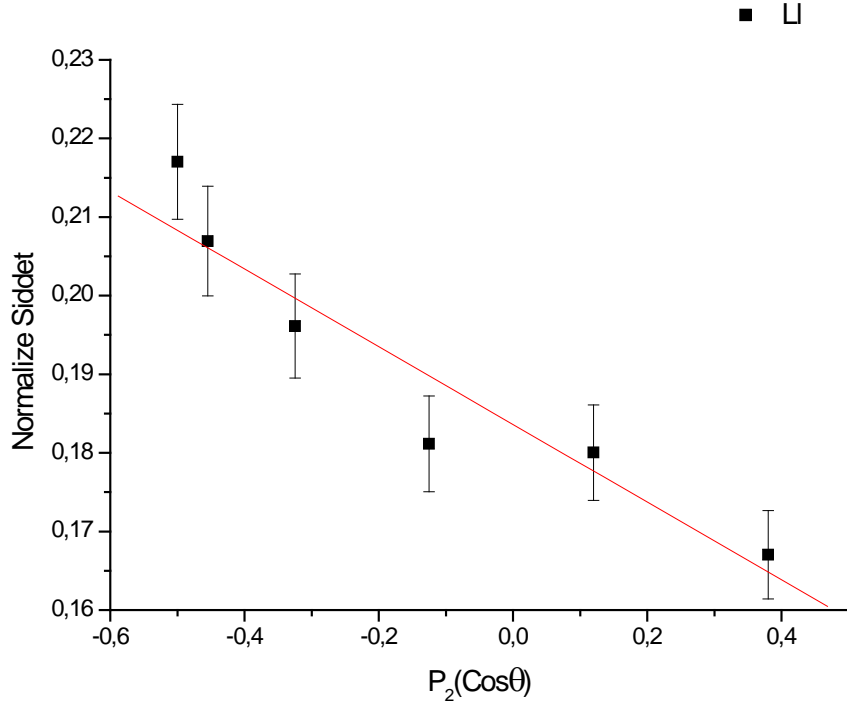
b)



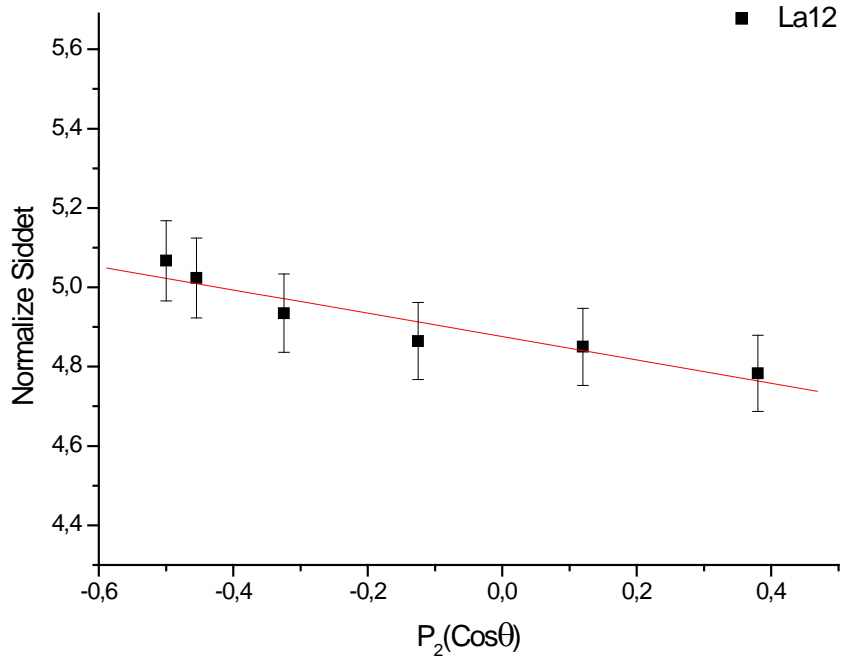
c)

Şekil 4.4. Dy'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

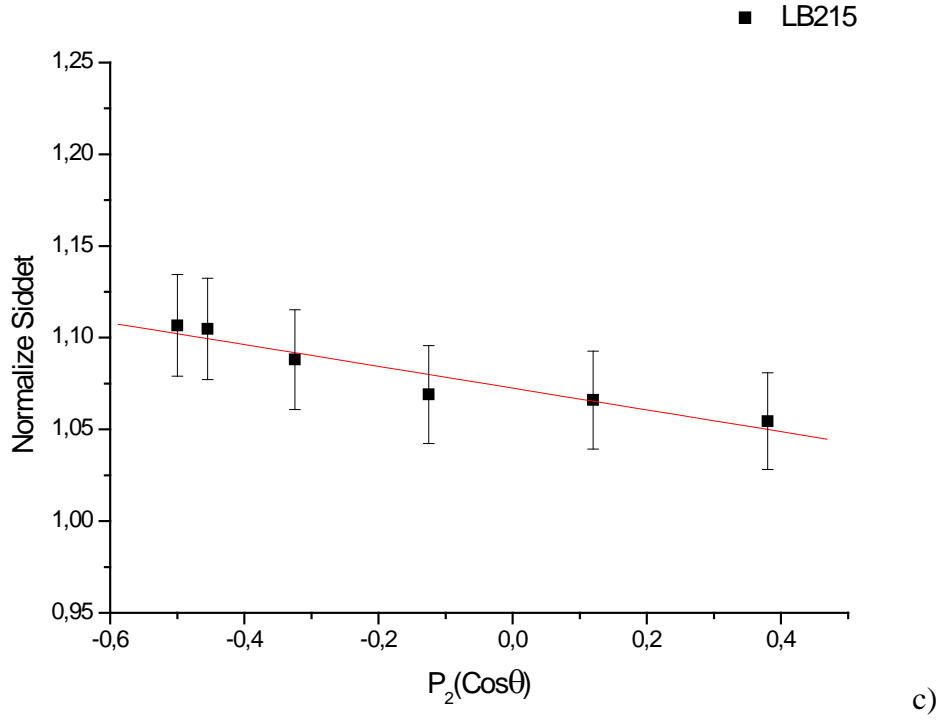
4.2.2. Er'un $L\ell$, $La_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

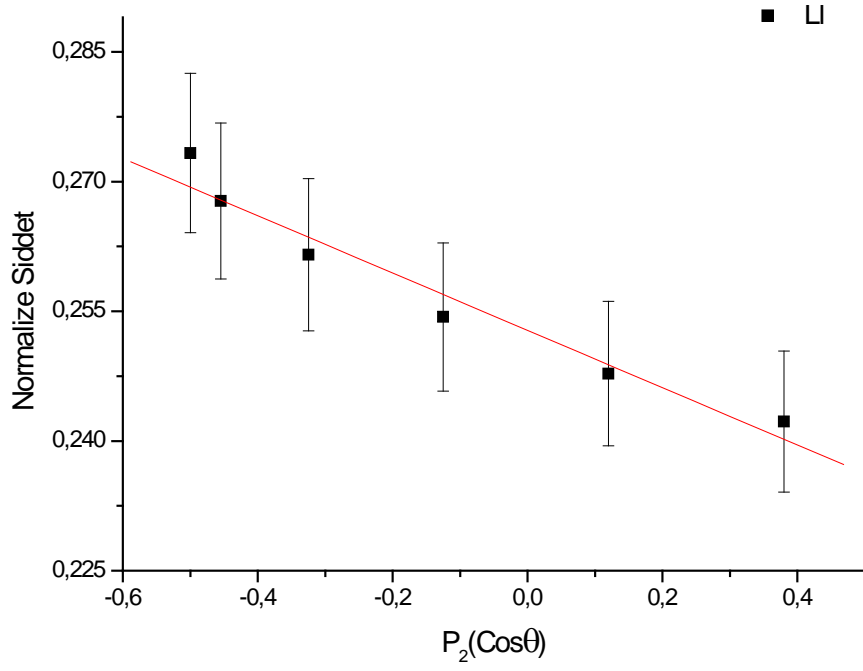


b)

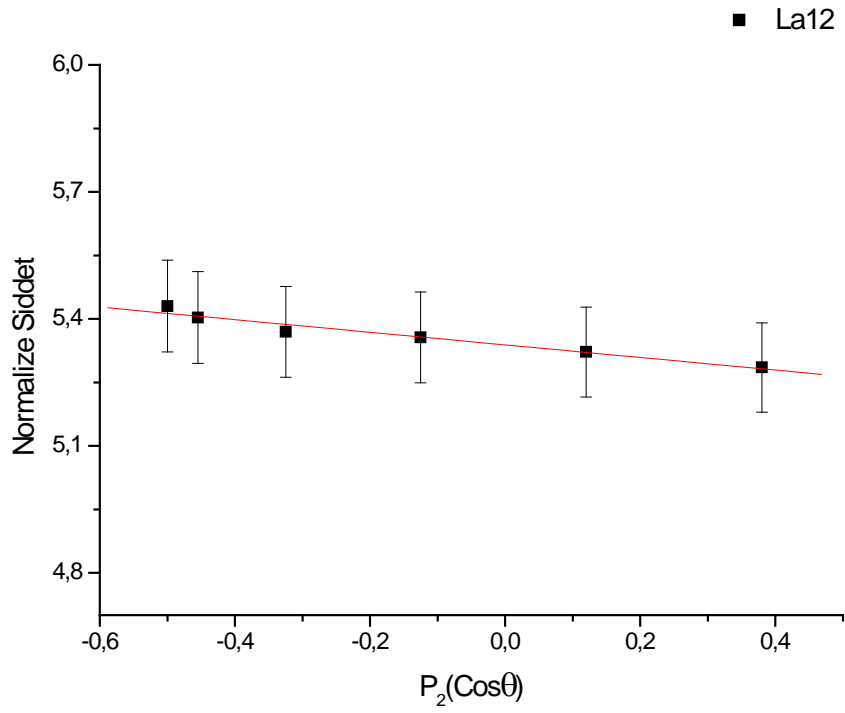


Şekil 4.5. Er'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

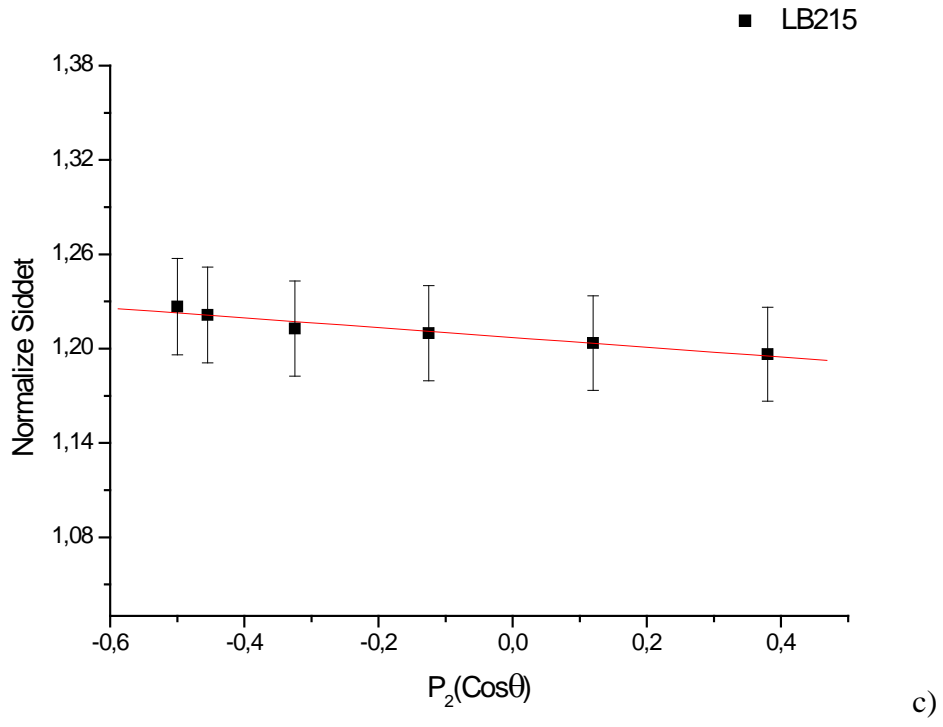
4.2.3. Yb'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

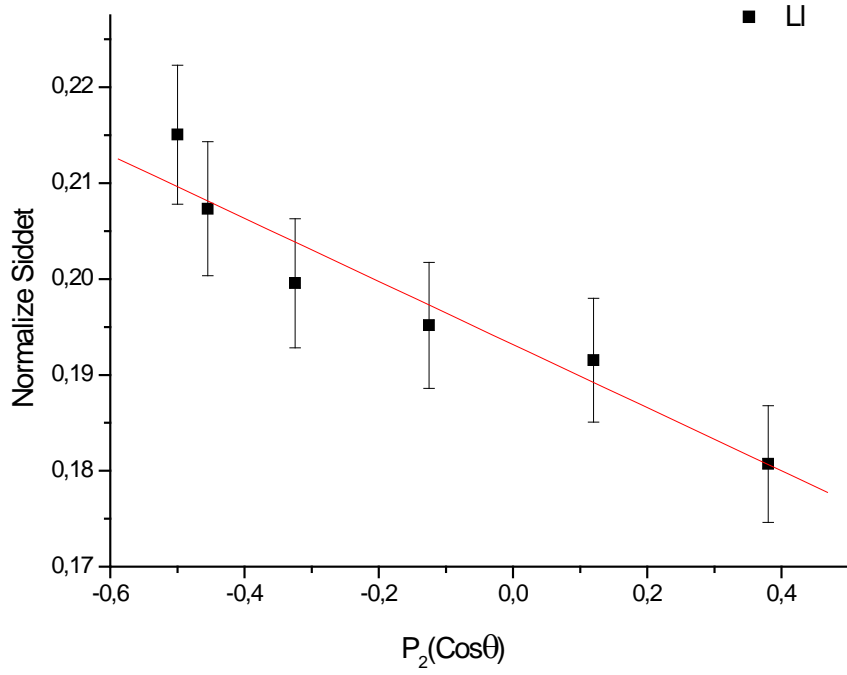


b)

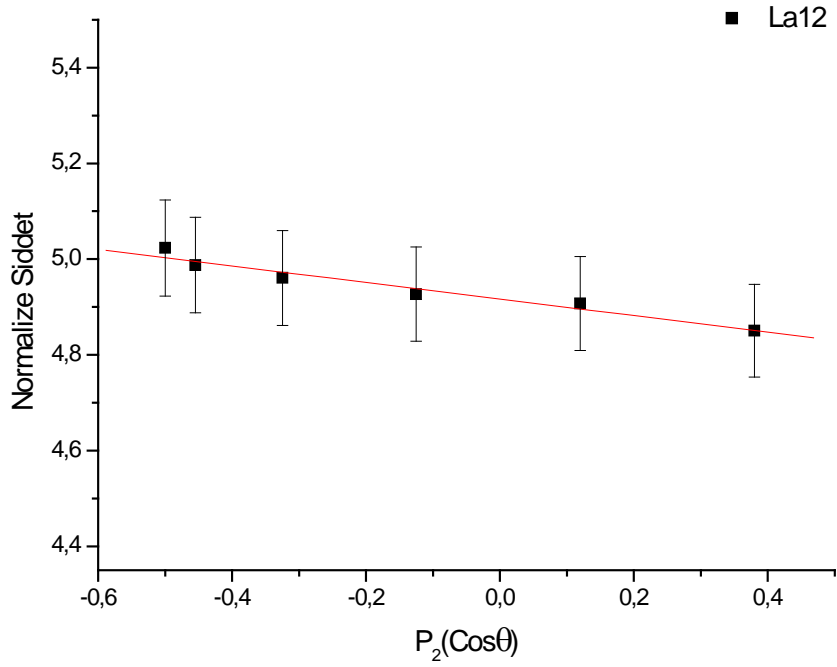


Şekil 4.6. Yb'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\text{cos}\theta)$ ile değişimi

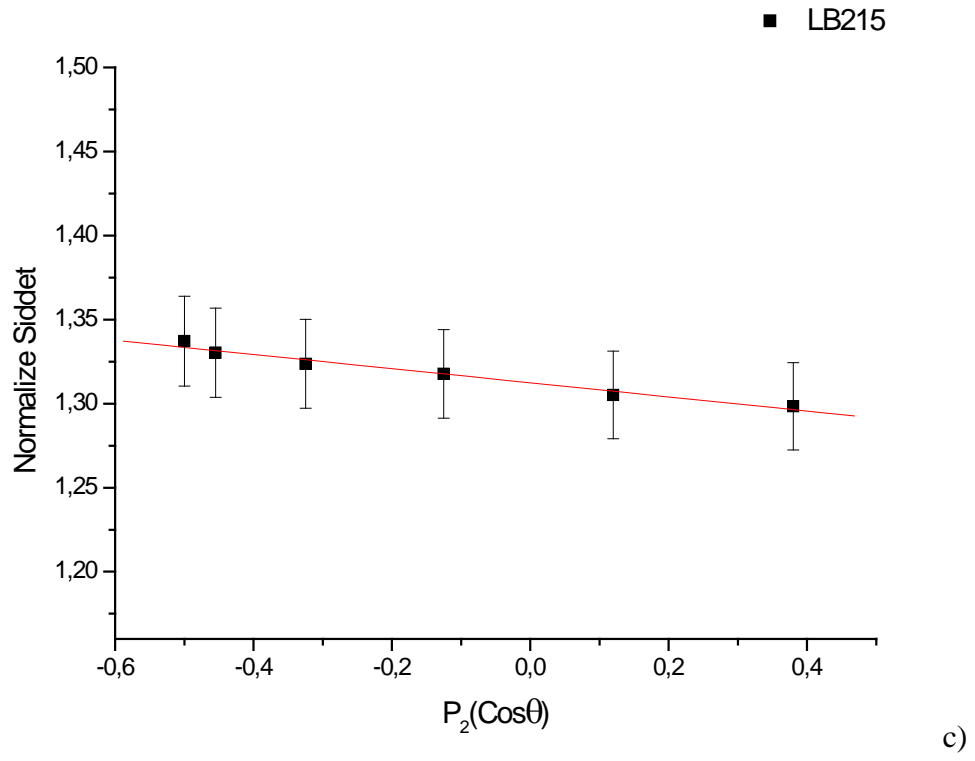
4.2.4: Lu'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

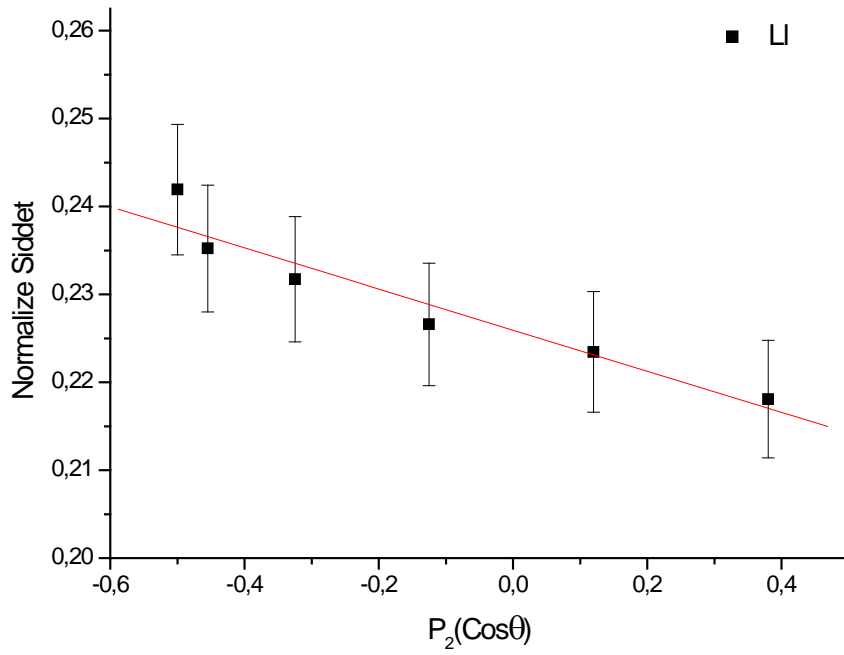


b)

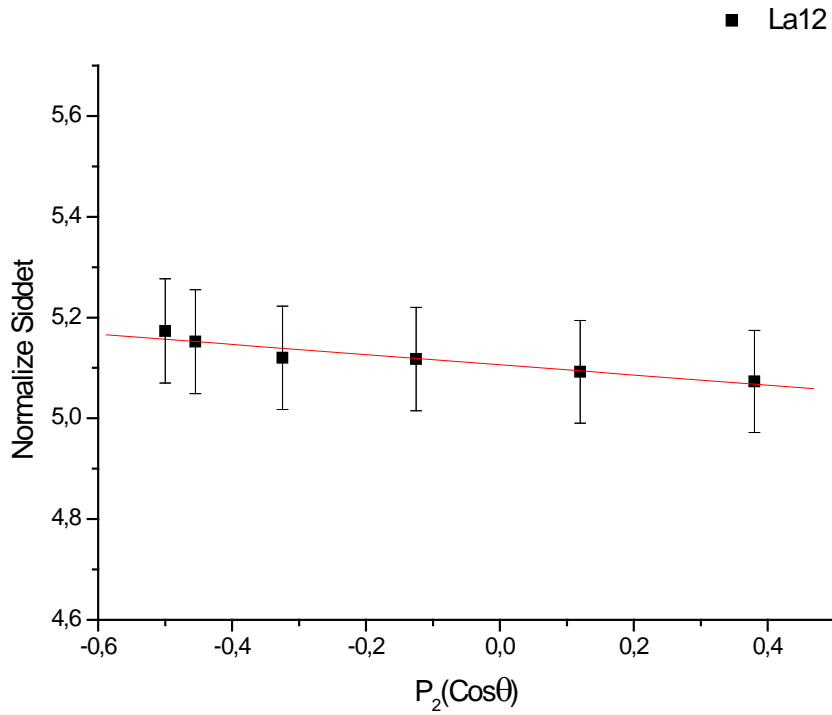


Şekil 4.7. Lu'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

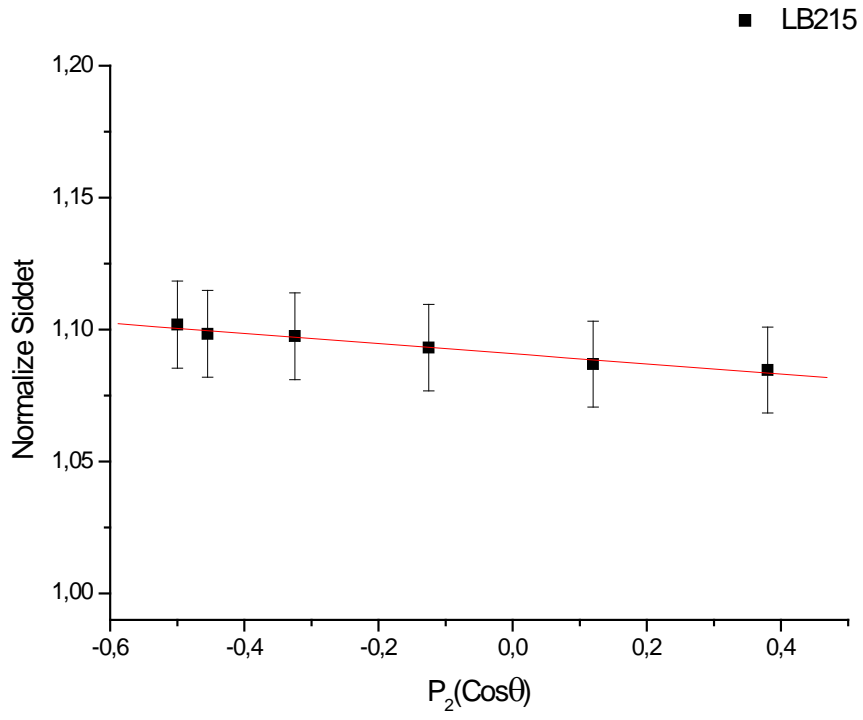
4.2.5. Ta'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)



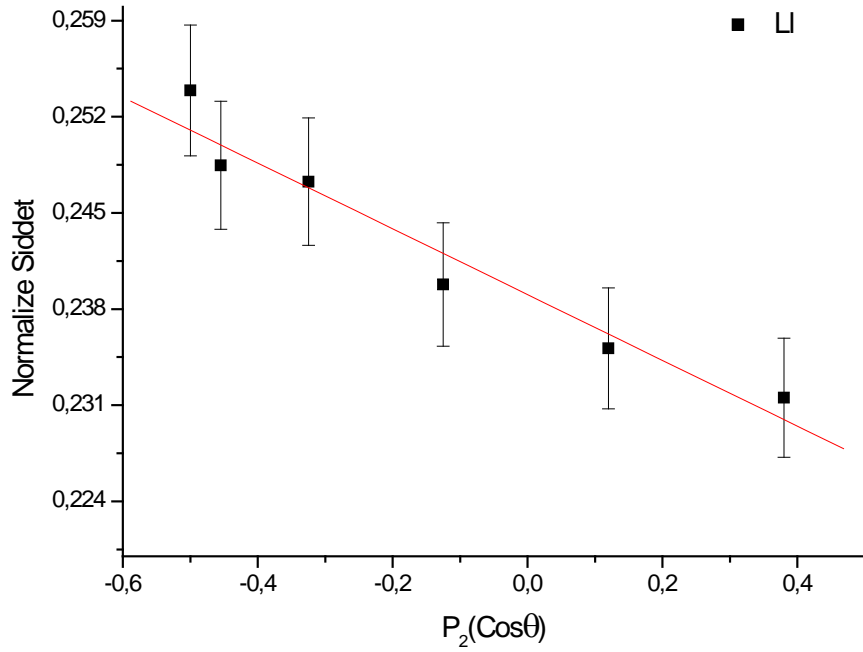
b)



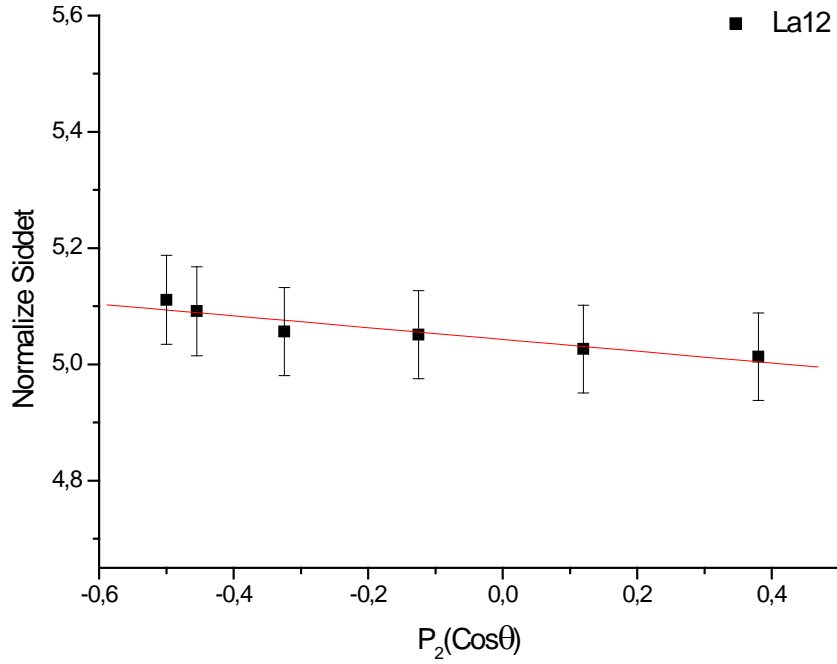
c)

Şekil 4.8. Ta'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

4.2.6. W 'in $L\ell$ ve $La_{1,2}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



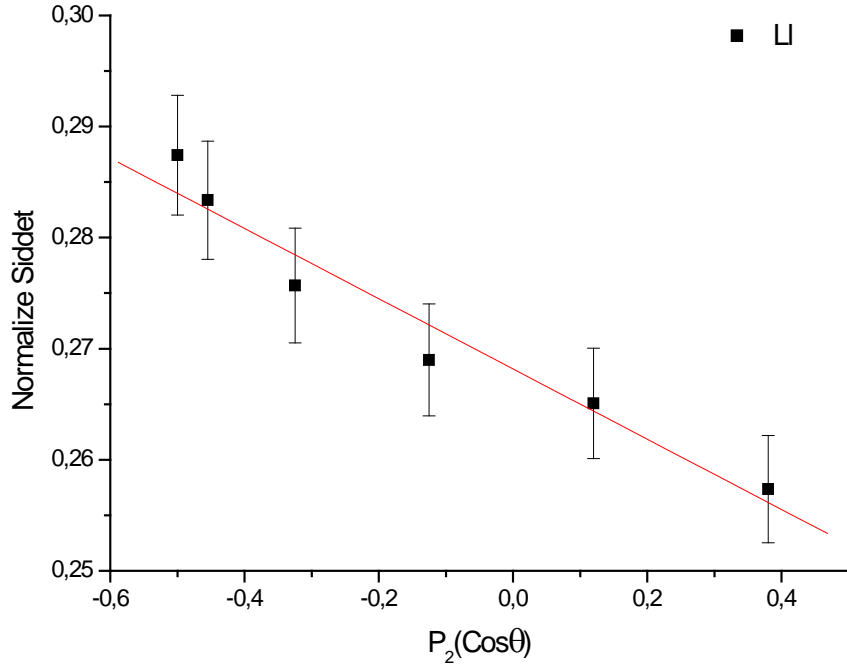
a)



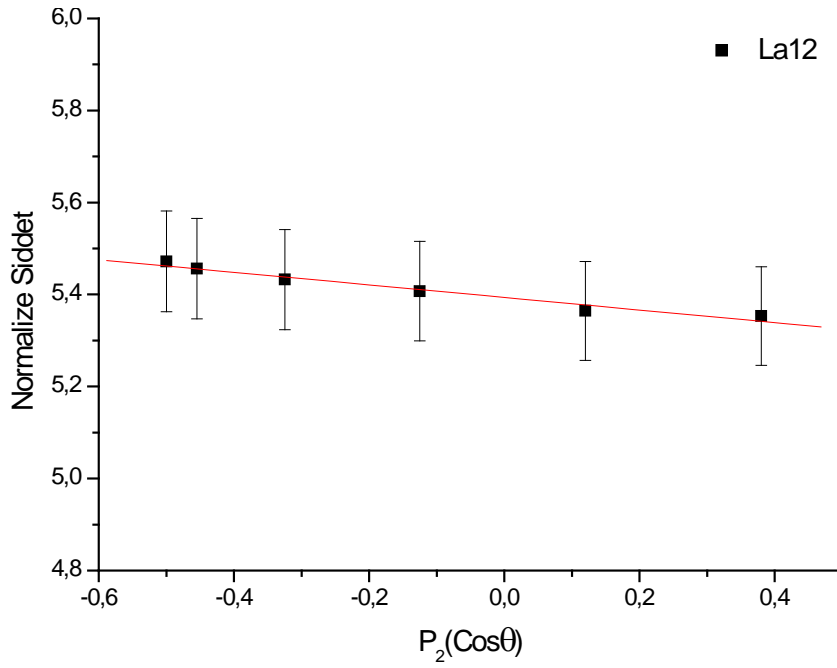
b)

Şekil 4.9. W 'in a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

4.2.7. Os'un $L\ell$ ve $La_{1,2}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



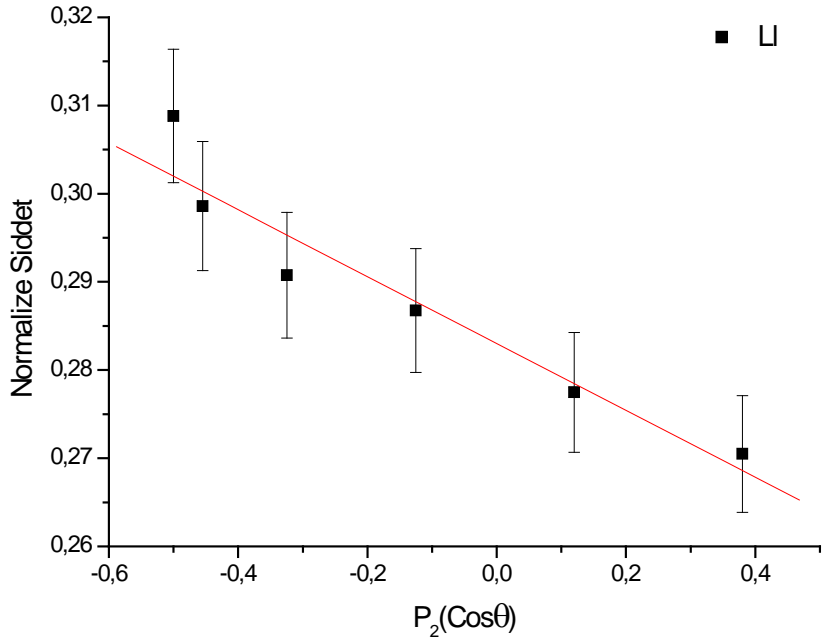
a)



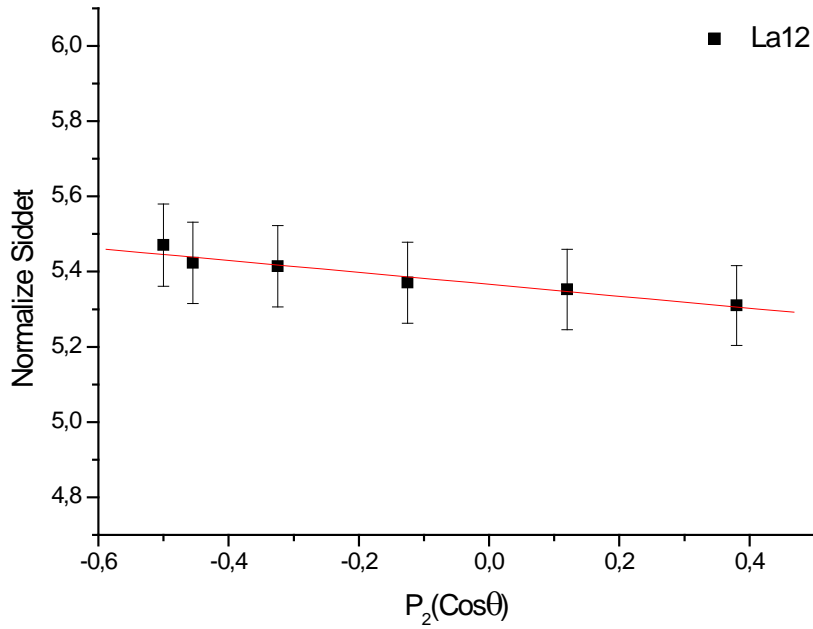
b)

Şekil 4.10. Os'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\text{cos}\theta)$ ile değişimi

4.2.8. Pt'in $L\ell$ ve $La_{1,2}$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



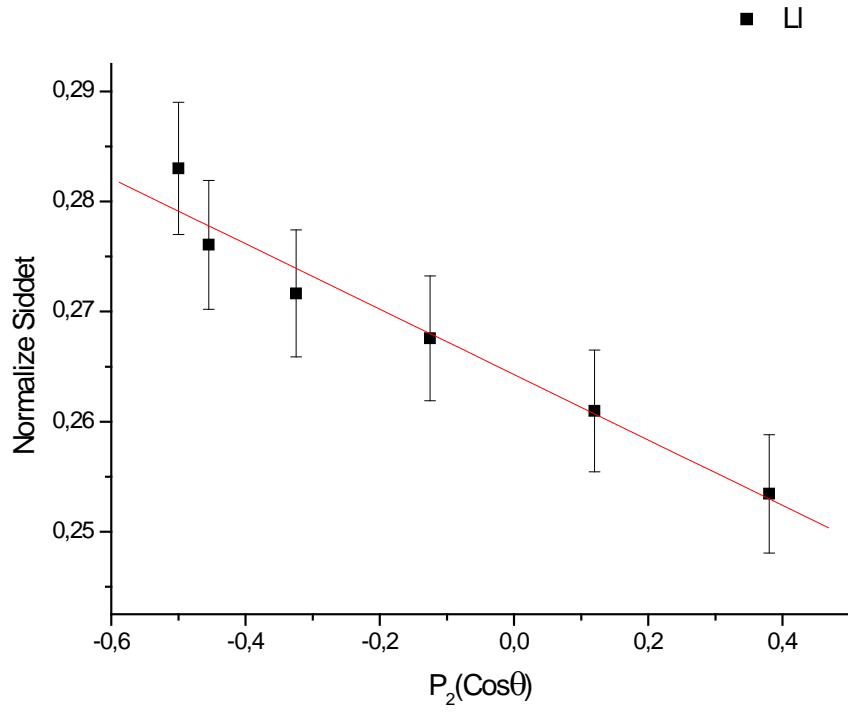
a)



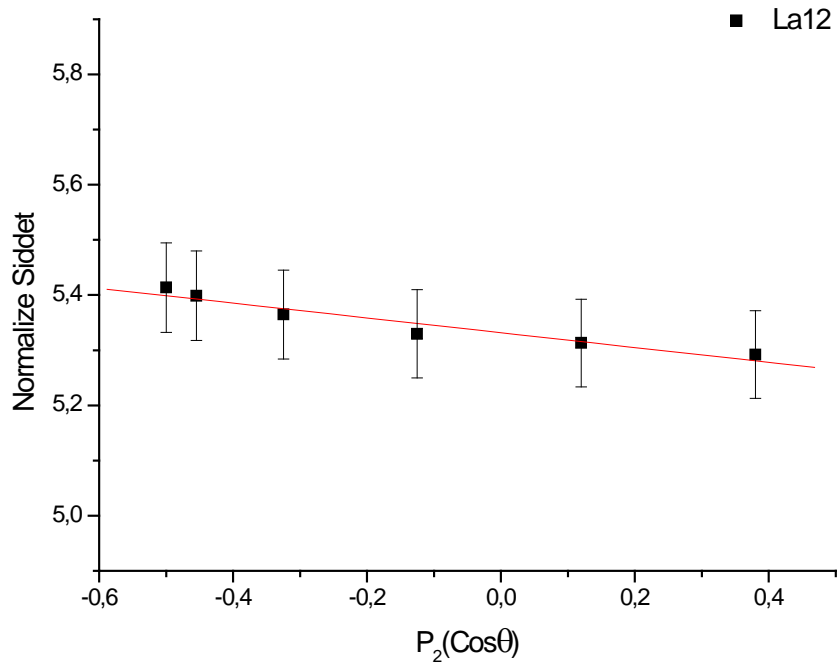
b)

Şekil 4.11. Pt'in a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

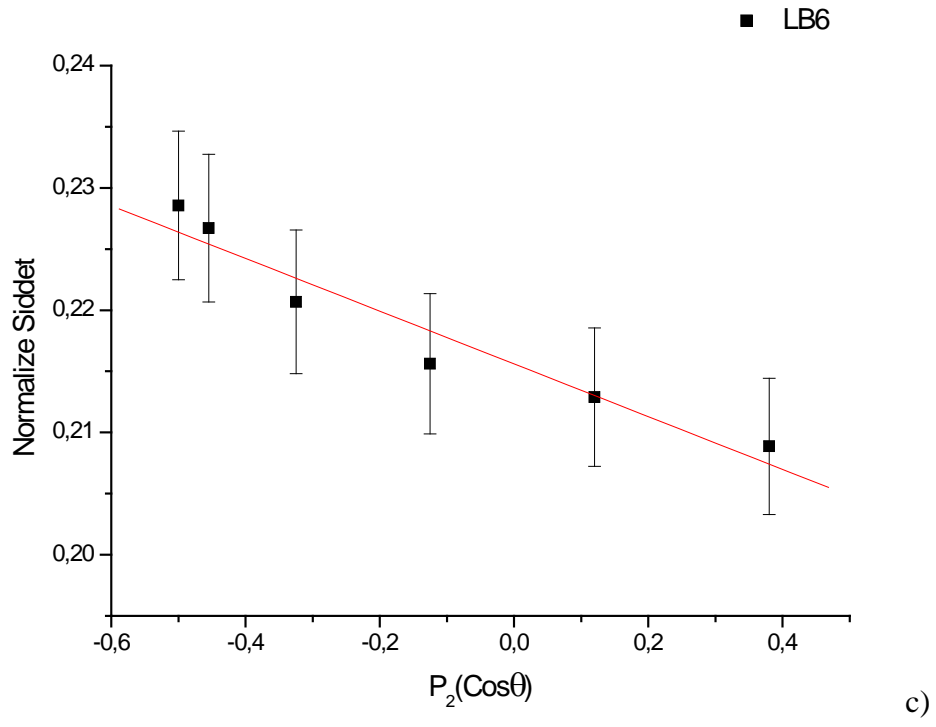
4.2.9. Hg'nin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

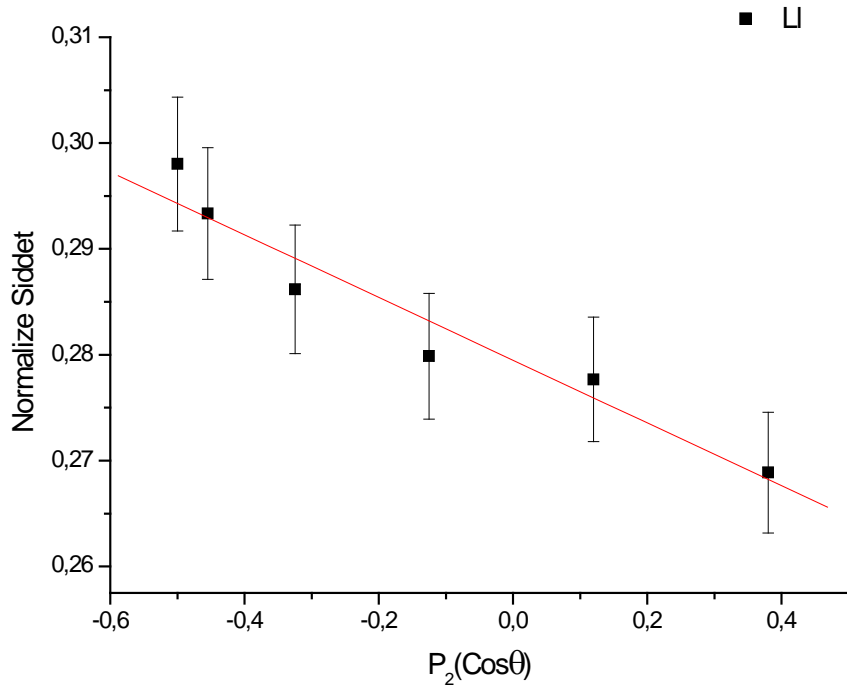


b)

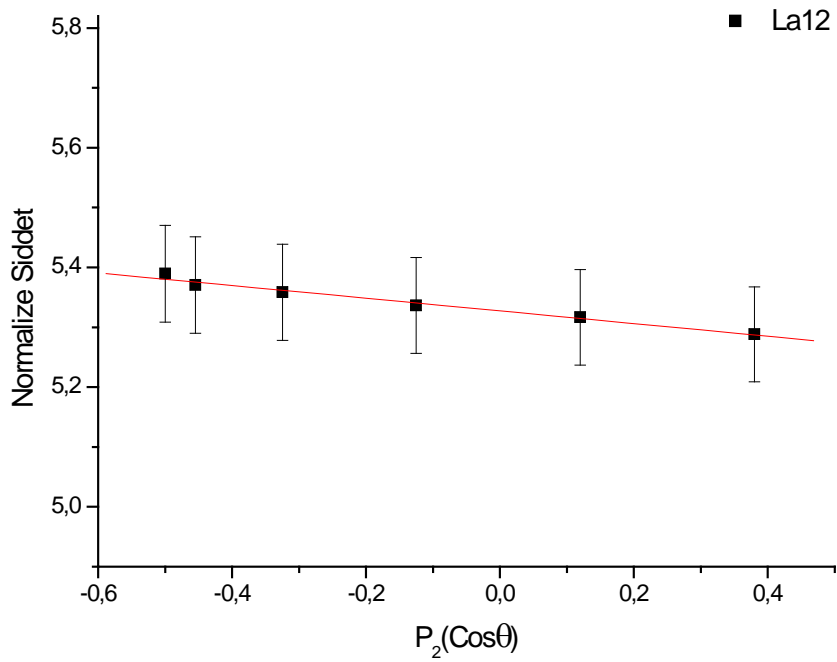


Şekil 4.12. Hg'ın a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

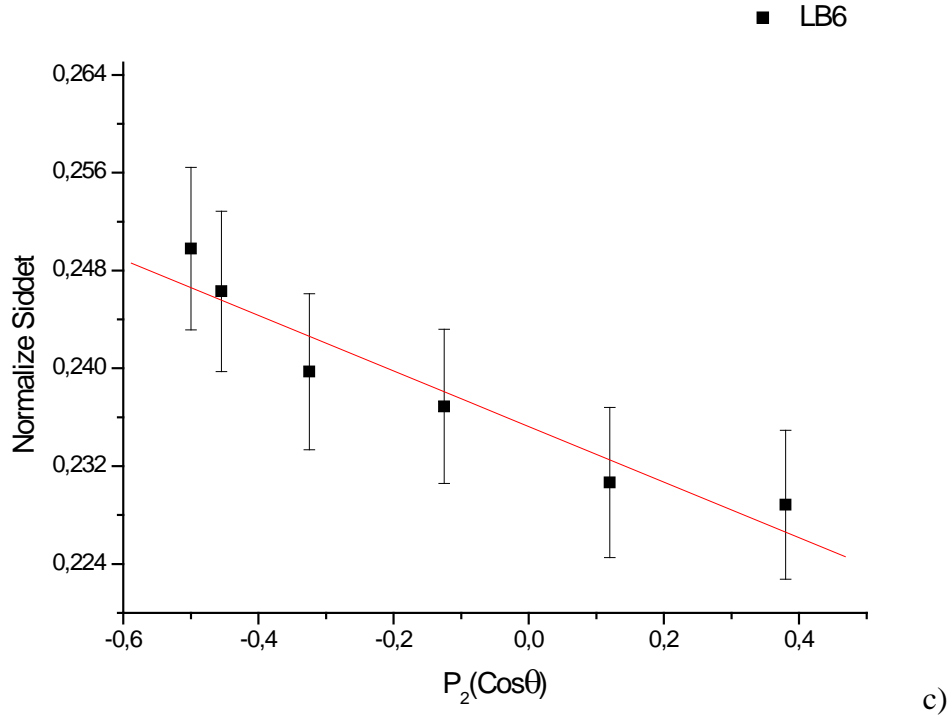
4.2.10. Tl'un $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

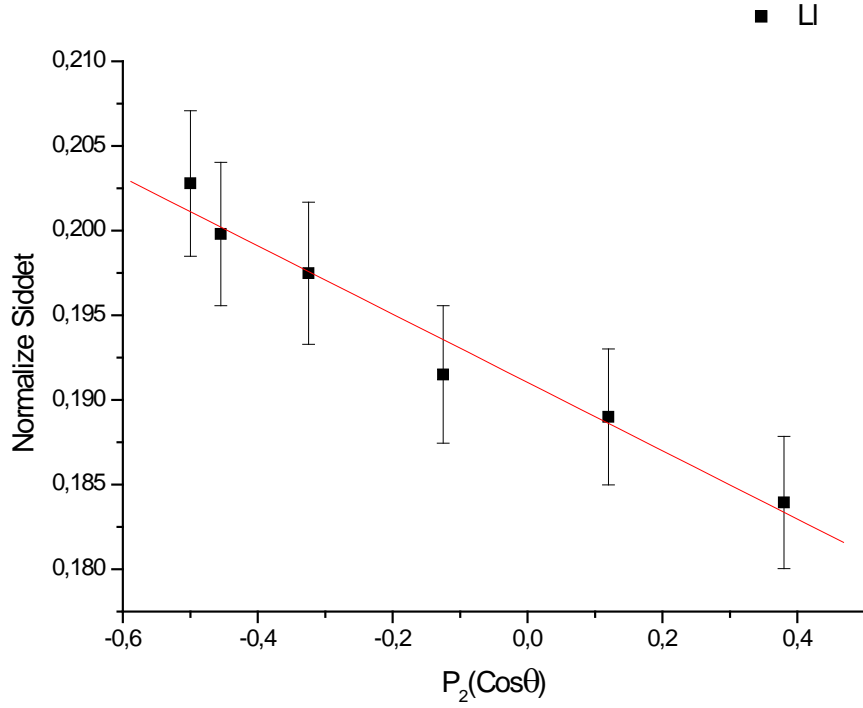


b)

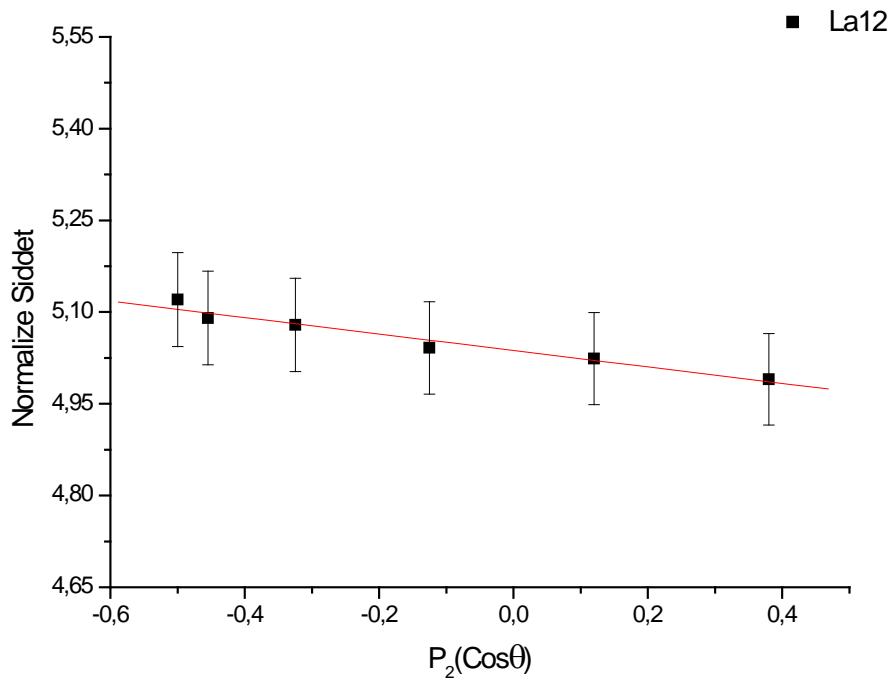


Şekil 4.13. Tl'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi.

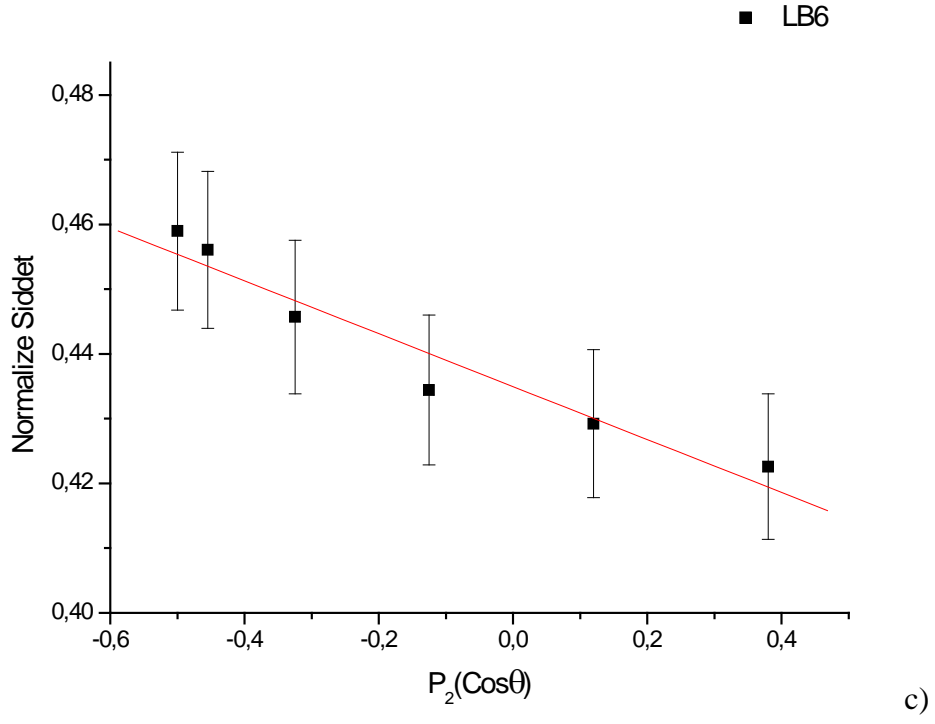
4.2.11. Pb'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

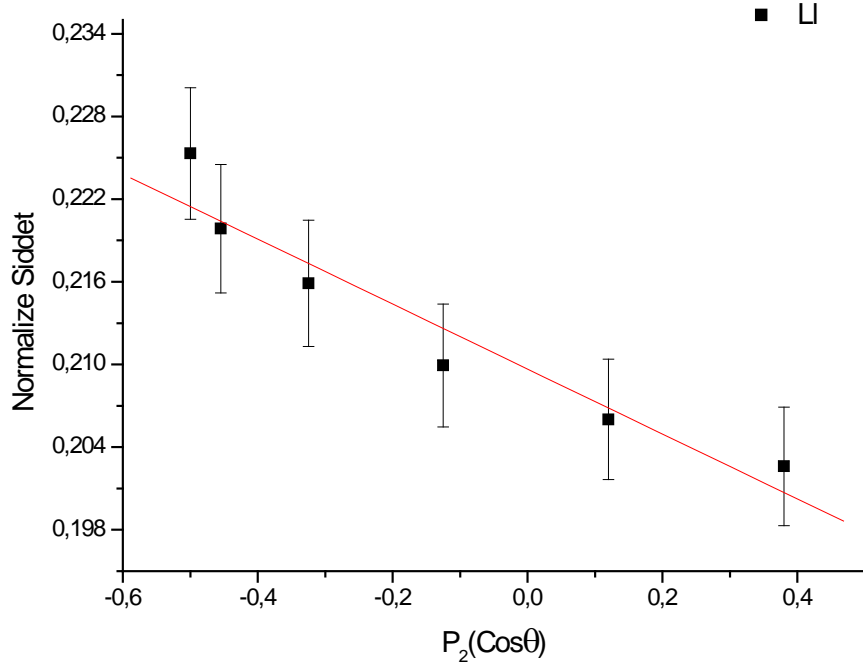


b)

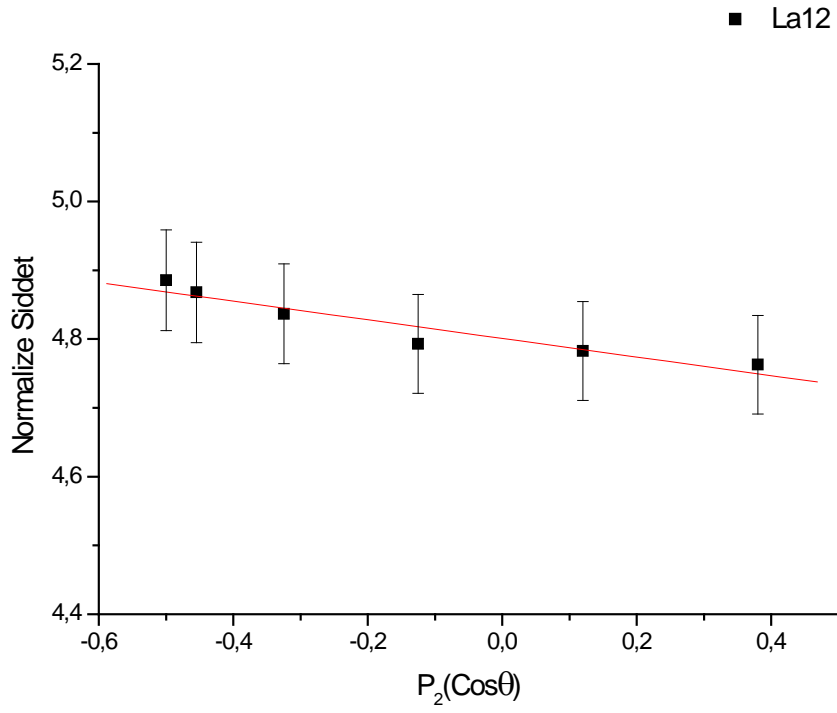


Şekil 4.14. Pb'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

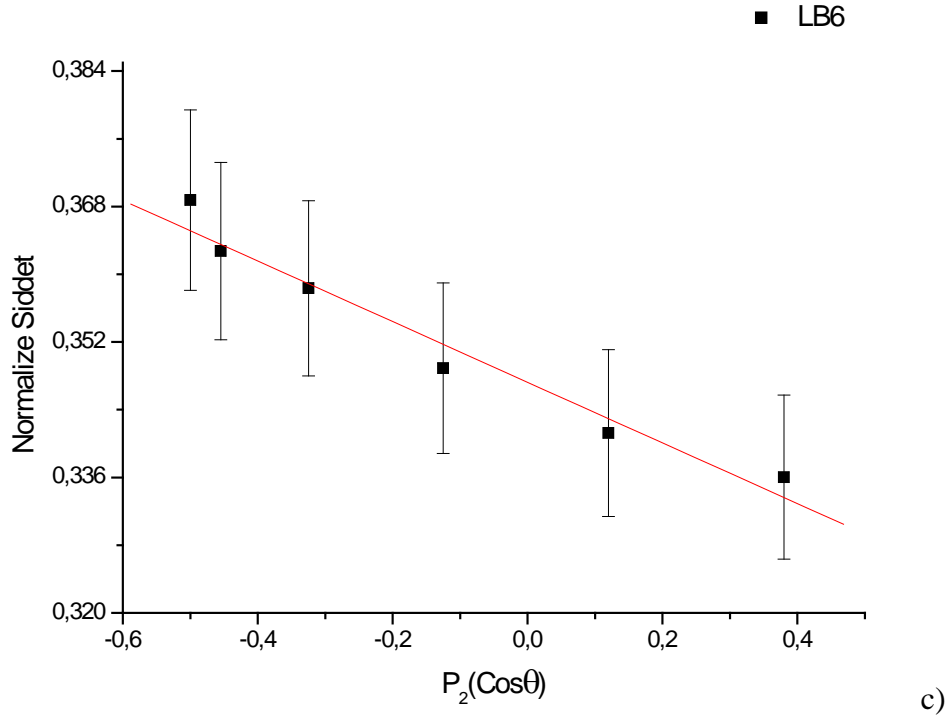
4.2.12. Bi'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)

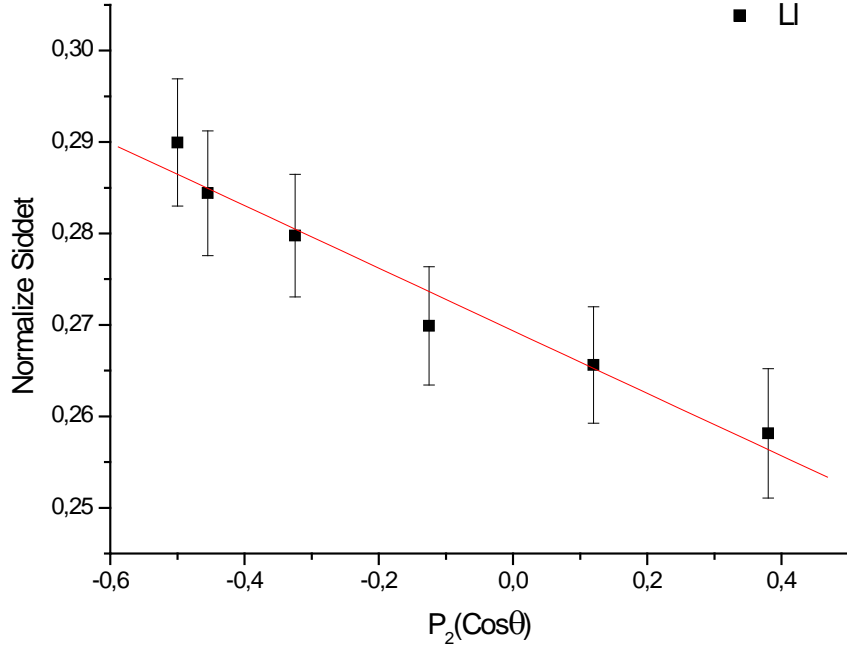


b)

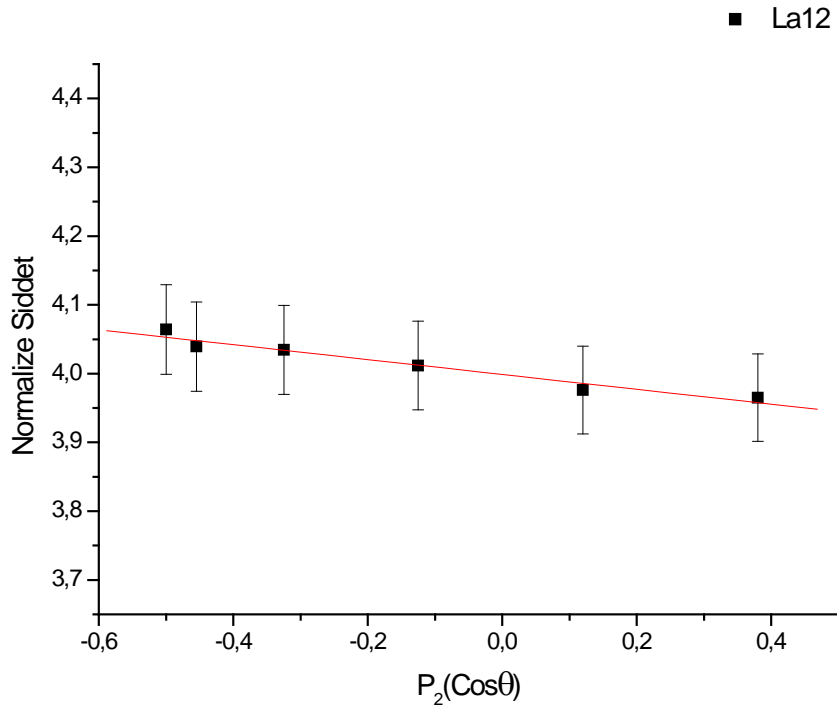


Şekil 4.15. Bi'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\text{cos}\theta)$ ile değişimi.

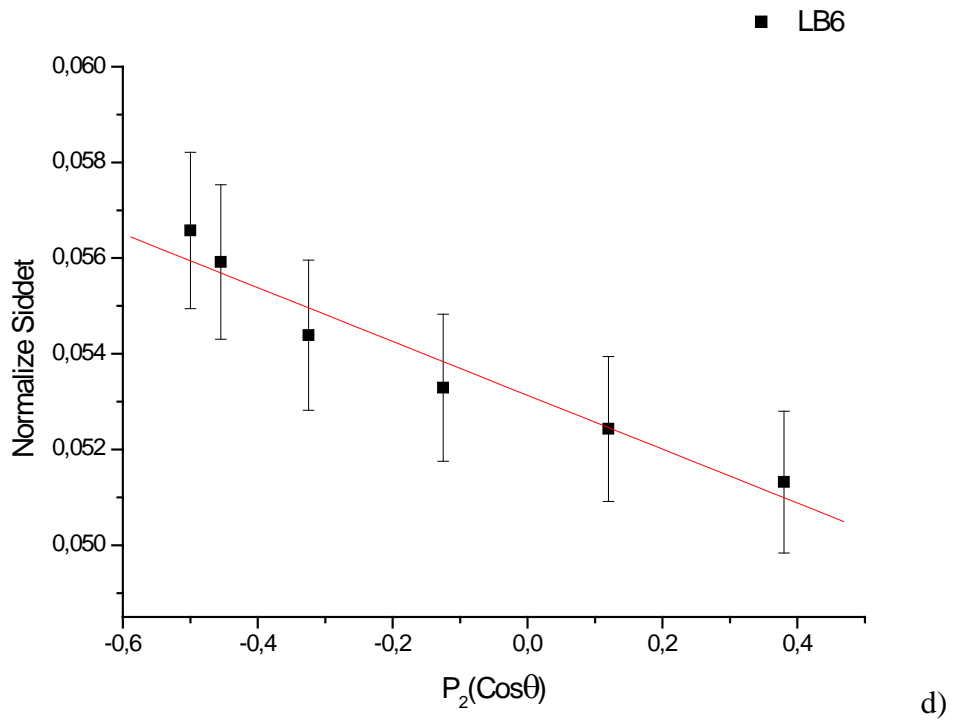
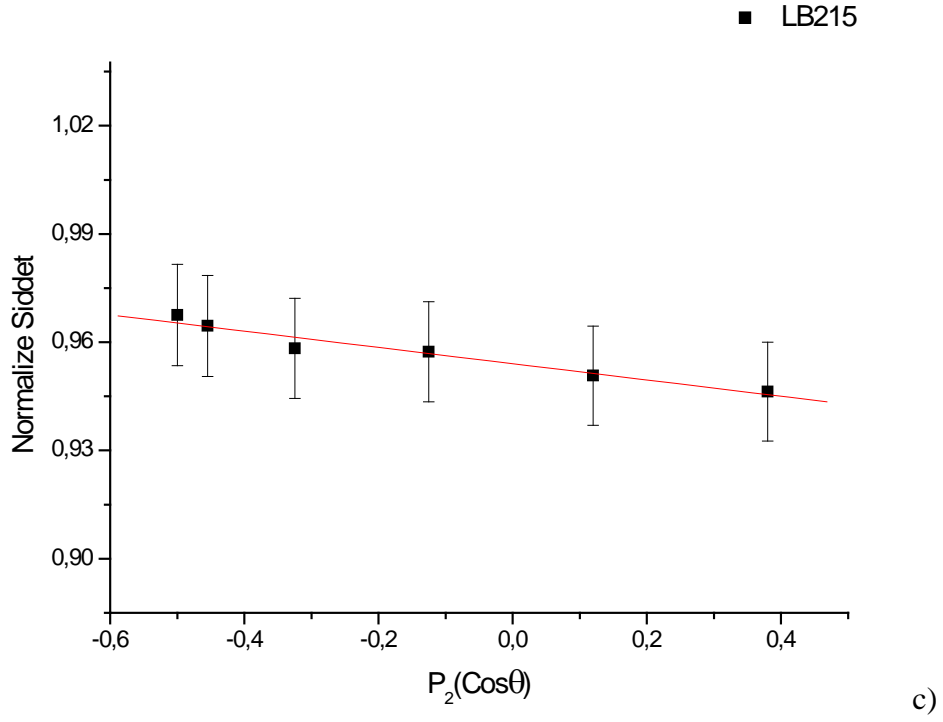
4.2.13: Th'un $L\ell$, ve $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ Çizgilerinin Açısal Dağılım Ölçümlerinden Elde Edilen Araştırma Bulguları



a)



b)



Şekil 4.16. Th'un a) $L\ell$, b) $L\alpha_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$, d) $L\beta_6$ çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\text{cos}\theta)$ ile değışimi.

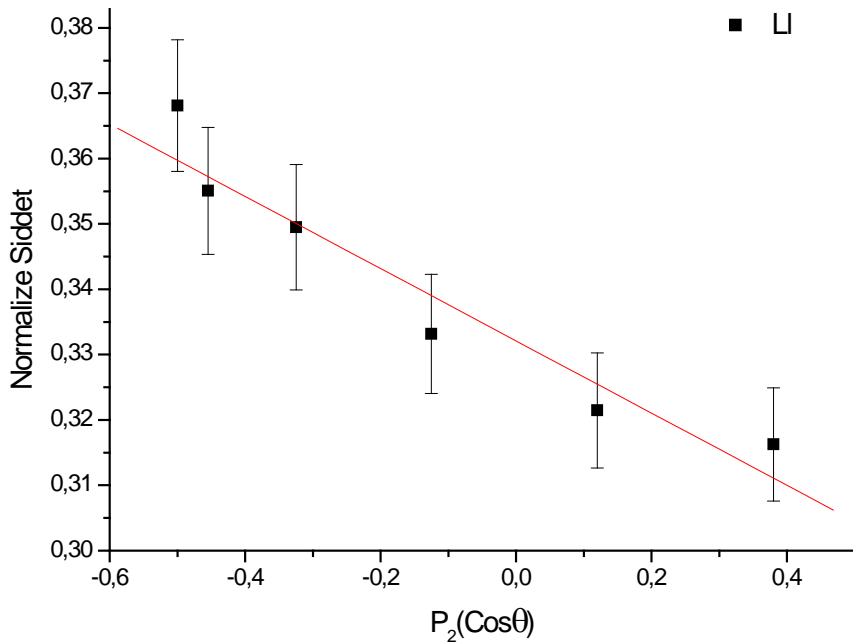
Çizelge 4.1. Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin β anizotropi parametreleri

Element	$L\ell$	$L\beta_6$	$L\alpha_{1,2}$	$L\beta_{2,15}$
Th	-0,160±0.008	-0,135±0.008	-0,022±0.001	-0,025±0.001
Bi	-0,154±0.008	-0,131±0.008	-0,021±0.001	-
Pb	-0,144±0.007	-0,123±0.008	-0,020±0.001	-
Tl	-0,137±0.007	-0,118±0.007	-0,019±0.001	-
Hg	-0,142±0.007	-0,123±0.008	-0,020±0.001	-
Pt	-0,148±0.007	-	-0,021±0.001	-
Os	-0,141±0.007	-	-0,020±0.001	-
W	-0,140±0.007	-	-0,020±0.001	-
Ta	-0,132±0.007	-	-0,019±0.001	-0,021±0.001
Lu	-0,137±0.008	-	-0,020±0.001	-0,022±0.001
Yb	-0,142±0.008	-	-0,021±0.001	-0,023±0.001
Er	-0,139±0.008	-	-0,020±0.001	-0,023±0.001
Dy	-0,151±0.009	-	-0,022±0.001	-0,024±0.001

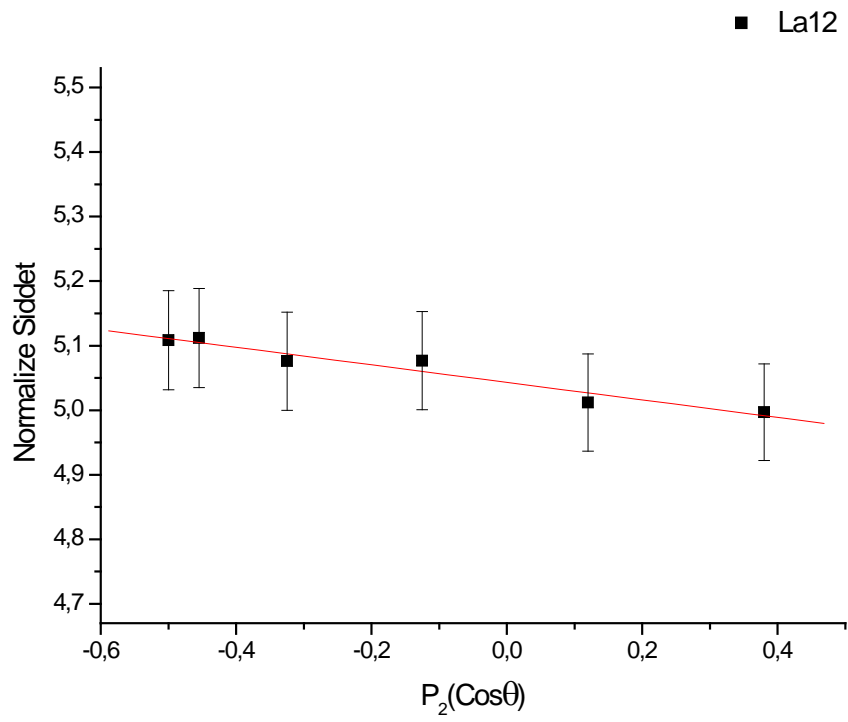
4.3. Uranyumun $\delta 1 (M2/E1)$ Mixing Oranları İçin Elde Edilen Araştırma Bulgular

U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$, $L\beta_6$ ve $L\alpha_2$ çizgilerinin normalize şiddetlerinin ikinci mertebeden Legendre polinomuna göre değişimlerinin lineer olarak fitinden elde edilen grafikleri Şekil 4.17 (a,b,c,d)'de verildi.

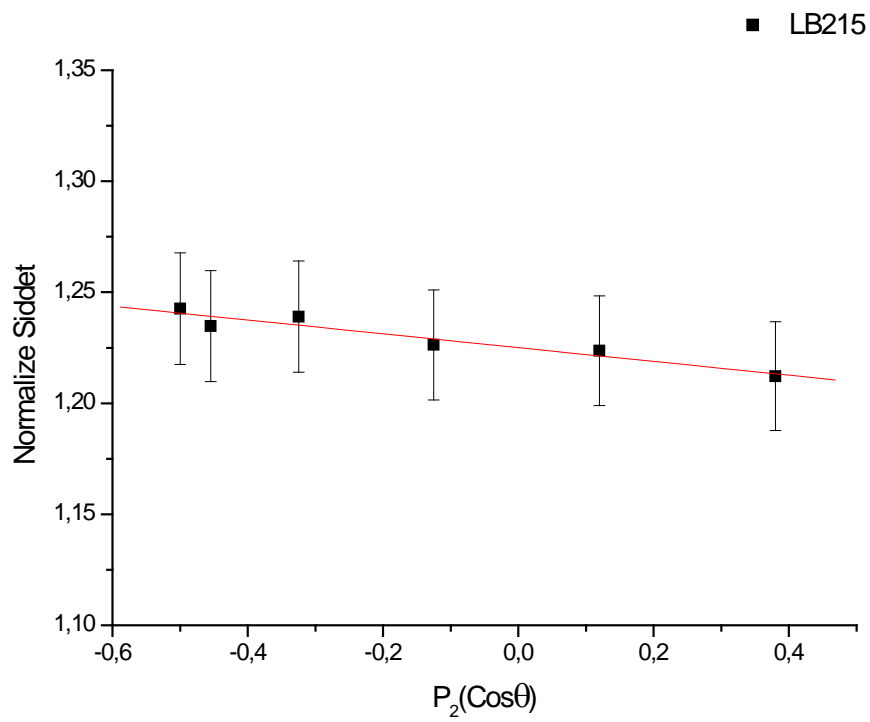
U'un L_3 X-ışını çizgilerinin A_2 alignment parametresi, KBr soğurucu kullanılarak elde edilen saf elektrik dipol $L\alpha_2$ X-ışını çizgisi için teorik kinematik katsayı ($\alpha = -0,4$) kullanılarak (3.12) denkleminde elde edilmiştir. A_2 alignment parametresinin değeri, $A_2 = -0,592 \pm 0,023$ olarak bulundu. $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgilerinin β anizotropi parametreleri, α kinematik katsayıları ve $\delta 1 (M2/E1) (L\ell)$, $\delta 1 (M2/E1) (L\beta_6)$, $\delta 1 (M2/E1) (L\alpha_1)$ ve $\delta 1 (M2/E1) (L\beta_{2,15})$ karışım oranlarının mevcut deneysel değerler, teorik değerler ve uyarma enerjisi olarak 1,5 MeV'lik protonlar kullanan Papp *et al.* (1988)'in deneysel verileri ile birlikte Çizelge 4.2'de verilmiştir. Teorik $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranları Scofield (1972) tablolarından elde edilmiştir.



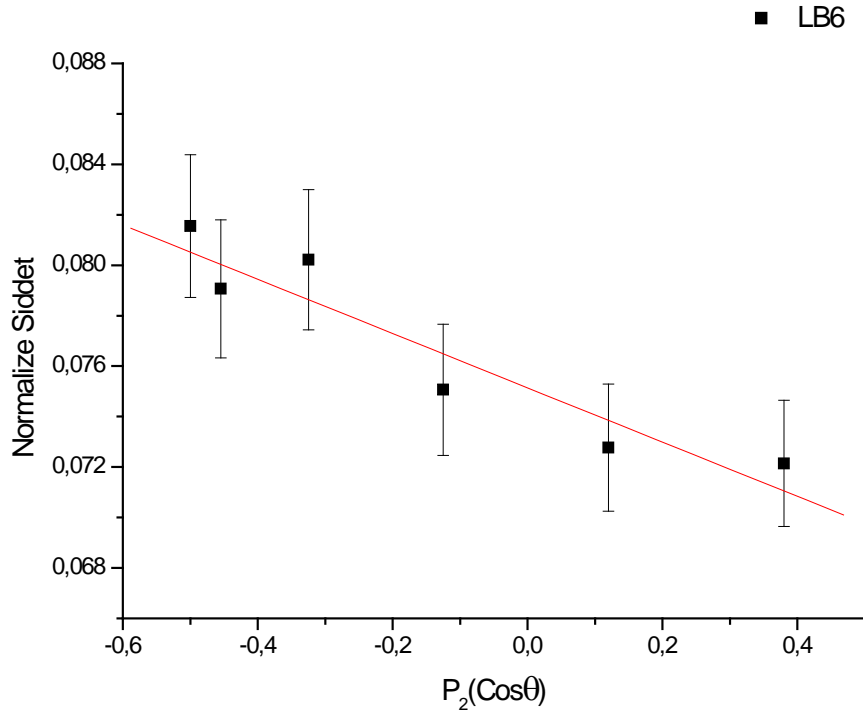
a)



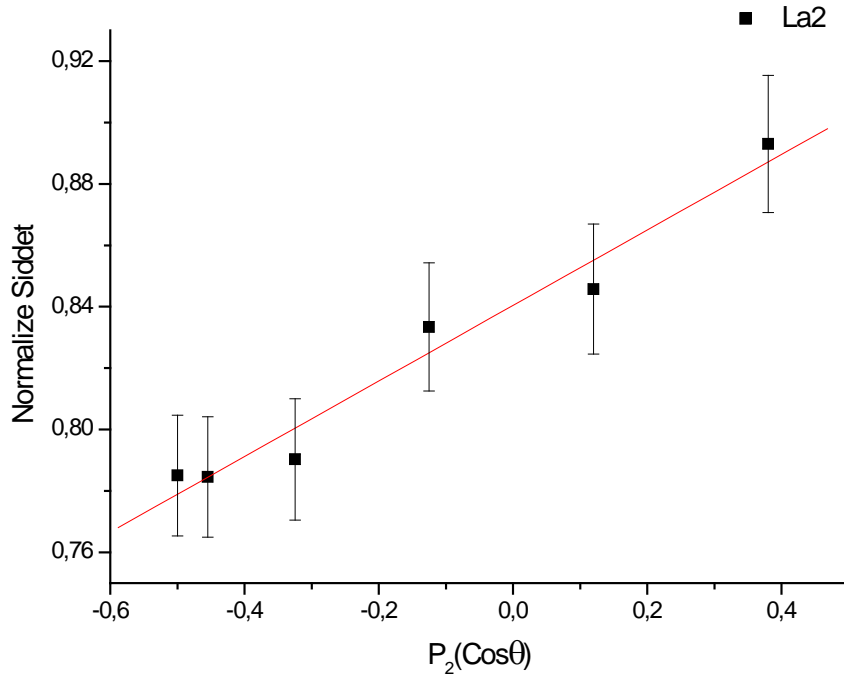
b)



c)



d)



e)

Şekil 4.17. U'un a) $L\ell$, b) $La_{1,2}$, c) $L\beta_{2,15}$, d) $L\beta_6$, e) La_2 çizgisi için normalize şiddetlerin $P_2(\cos\theta)$ ile değişimi

Çizelge 4.2. U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$, $L\beta_6$ ve $L\alpha_2$ çizgisi için, β anizotropi parametreleri, α kinematik katsayıları ve $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranları

Geçişler	β	α		$\delta_1 (M2/E1)$		
	Mevcut Çalışma	Mevcut Çalışma	Papp <i>et al.</i> (1998)	Mevcut Çalışma	Papp <i>et al.</i> (1998) Deneysel	Scofield (1972) Teorik
$L\ell$	-0,209±0.009	0,480±0.019	0,43 ±0.02	0,011±0.001	0,036±0.014	0,0001006
$L\alpha_{1,2}$	-0,026±0.001	0,060±0.002	0,049±0.009	0,010±0.001	-	0,0001685
$L\beta_6$	-0,177±0.010	0,407±0.022	0,35±0.03	0,053±0.008	0,086±0.016	0,0001842
$L\beta_{2,15}$	-0,030±0.002	0,069±0.003	0,062±0.008	0,017±0.002	-	0,0002418
$L\alpha_2$	0,174±0.007	-0,4*	-0,4*	-	-	-

*, $L\alpha_2$ X-ışını için α kinematik katsayısının teorik değerini göstermektedir.

4.4. Kinematik Katsayıların Oranları İçin Elde Edilen Araştırma Bulguları

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranları tahmin etmek için kullanılan $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranların deneysel değerleri, $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranlarının ihmal edildiği ve ihmal edilmediği teorik hesaplamalar ve Papp (1988, 1990) deneysel değerleri ile birlikte Çizelge 4.3, Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.5'de verilmiştir. Teorik kinematik katsayıları elde etmek için kullanılan, teorik $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranları ve $L\alpha_1$ ve $L\alpha_2$ ile $L\beta_2$ ve $L\beta_{15}$ çizgilerinin şiddet oranları Scofield (1972) tablolarından alınmıştır.

Çizelge 4.3. Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının oranları

	Mixing Oranının ihmal edildiği durum	Mixing oranının kullanıldığı durum	Deneyssel	Papp et al. (1988, 1990) Deneyssel
U	10,2271	10,1860	$8,04 \pm 0,51$	$6,24 \pm 0,78$
Th	10,2201	10,1829	$7,27 \pm 0,48$	$5,88 \pm 0,91$
Bi	10,2076	10,1816	$7,33 \pm 0,50$	-
Pb	10,2020	10,1773	$7,20 \pm 0,48$	-
Tl	10,1994	10,1760	$7,21 \pm 0,50$	-
Hg	10,2003	10,1782	$7,10 \pm 0,48$	-
Pt	10,1917	10,1720	$7,05 \pm 0,48$	-
Os	10,1873	10,1697	$7,05 \pm 0,47$	-
W	10,1833	10,1677	$7,00 \pm 0,45$	-
Ta	10,1828	10,1681	$6,95 \pm 0,47$	-
Lu	10,1769	10,1639	$6,85 \pm 0,45$	-
Yb	10,1762	10,1640	$6,76 \pm 0,46$	-
Er	10,1707	10,1601	$6,95 \pm 0,47$	$6,87 \pm 1,53$
Dy	10,1660	10,1567	$6,86 \pm 0,48$	

Çizelge 4.4. Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ kinematik katsayılarının oranları

	Mixing Oranının ihmal edildiği durum	Mixing oranın kullanıldığı durum	Deneyssel	Papp <i>et al.</i> (1988) Deneyssel
U	0,96301	0,96165	$0,867 \pm 0,054$	$1,10 \pm 0,24$
Th	0,96587	0,96463	$0,880 \pm 0,056$	$1,04 \pm 0,22$
Bi	0,97434	0,97347	-	-
Pb	0,97579	0,97496	-	-
Tl	0,97743	0,97664	-	-
Hg	0,97793	0,97719	-	-
Pt	0,98073	0,98007	-	-
Os	0,98272	0,98213	-	-
W	0,98450	0,98398	-	-
Ta	0,98558	0,98510	$0,905 \pm 0,057$	-
Lu	0,98792	0,98749	$0,909 \pm 0,058$	-
Yb	0,98788	0,98748	$0,913 \pm 0,062$	-
Er	0,98867	0,98833	$0,909 \pm 0,061$	-
Dy	0,99848	0,99818	$0,917 \pm 0,062$	-

Çizelge 4.5. Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları

	Mixing Oranının ihmal edildiği durum	Mixing oranın kullanıldığı durum	Deneyssel	Papp <i>et al.</i> (1988) Deneyssel
U	1	1,000271	$1,18 \pm 0,08$	$1,27 \pm 0,07$
Th	1	1,000260	$1,19 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,10$
Bi	1	1,000173	$1,18 \pm 0,09$	-
Pb	1	1,000162	$1,17 \pm 0,09$	-
Tl	1	1,000153	$1,16 \pm 0,09$	-
Hg	1	1,000143	$1,15 \pm 0,09$	-
Pt	1	1,000126	-	-
Os	1	1,000111	-	-
W	1	1,000097	-	-
Ta	1	1,000091	-	-
Lu	1	1,000078	-	-
Yb	1	1,000073	-	-
Er	1	1,000063	-	-
Dy	1	1,000054		

4.5. $L\ell$ ve $L\alpha$ X-Işımlarının Lineer Polarizasyon Derecelerinin Araştırma Bulguları

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, karakteristik $L\ell$ ve $L\alpha$ X-ışını çizgilerinin denklem 3.18'den elde edilen deneysel $\%P$ lineer polarizasyon dereceleri Çizelge 4.6. ve Çizelge 4.7.'de verilmiştir.

Çizelge 4.6. $L\ell$ X-ışınlarının yüzde lineer polarizasyon dereceleri ($\%P$)

Element	Deneysel Polarizasyon Dereceleri
U	$37,35 \pm 2,52$
Th	$28,82 \pm 2,04$
Bi	$29,08 \pm 2,13$
Pb	$27,58 \pm 1,89$
Tl	$26,47 \pm 1,91$
Hg	$27,45 \pm 1,91$
Pt	$25,98 \pm 1,81$
Os	$26,19 \pm 1,84$
W	$25,05 \pm 1,77$
Ta	$23,86 \pm 1,78$
Lu	$24,95 \pm 2,06$
Yb	$26,03 \pm 2,15$
Er	$25,99 \pm 2,11$
Dy	$27,69 \pm 2,33$

Çizelge 4.7. $L\alpha$ X-ışınlarının yüzde lineer polarizasyon dereceleri (% P)

Element	DeneySEL Polarizasyon Dereceleri
U	$5,21 \pm 0,31$
Th	$4,32 \pm 0,28$
Bi	$4,33 \pm 0,29$
Pb	$4,16 \pm 0,27$
Tl	$3,97 \pm 0,26$
Hg	$4,20 \pm 0,27$
Pt	$3,95 \pm 0,26$
Os	$4,02 \pm 0,26$
W	$3,85 \pm 0,22$
Ta	$3,68 \pm 0,22$
Lu	$3,92 \pm 0,23$
Yb	$4,16 \pm 0,26$
Er	$4,04 \pm 0,26$
Dy	$4,50 \pm 0,29$

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

5.1. Anizotropi Parametreleri

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında bazı elementlerin 90° , 100° , 110° , 120° , 130° ve 140° 'lik ölçüm açılarında $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgi şiddetleri izotropik uzaysal dağılım gösteren ilgili elementin $L\gamma$ grup çizgilerinin toplam şiddetine normalize edilmiş şiddetlerinin açısasal dağılımı incelenmiştir. Normalize şiddetlerinin ikinci dereceden legendre polinomuna göre değişiminin lineer olarak fitinden elde edilen β anizotropi parametrelerinin değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Anizotropi parametrelerindeki hatalar, $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgileri için sırasıyla %4,7-5,9, %4,2-4,7, %4,7-5,2 ve %5,6-6,5 arasında olduğu hesaplandı. Bu hatalar, L X-ışını pik alanların değerlendirmesinden (sayma istatistiği ve pikleri birbirinden ayırmak için kullanılan pik fitting işlemlerinden) (%1-4), $I_0G\epsilon$ dedektör veriminden (%4-5), \mathcal{T} öz soğurma düzeltme faktörü ve numune kalınlığı (%3) ölçümlerinden kaynaklanmaktadır.

Elementlerin $L\ell$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgileri için gözlenen anizotropinin, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ X-ışını çizgileri için gözlenen anizotropiden daha yüksek olduğu görülmüştür. Bunun sebebi şöyle açıklanabilir: $L\ell$ X-ışını çizgisi, M_1 'den L_3 'e (L_3-M_1) ve $L\beta_6$ X-ışını çizgisi, N_1 'den L_3 'e (L_3-N_1) olmak üzere bir tek geçişten ibarettir. Fakat $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisi, M_5 'den L_3 'e ($L\alpha_1: L_3-M_5$) ve M_4 'den L_3 'e ($L\alpha_2: L_3-M_4$) olmak üzere birbirine göre zıt anizotropiye sahip iki geçişten oluşur. Aynı şekilde $L\beta_{2,15}$ X-ışını çizgisi de N_5 'den L_3 'e ($L\beta_2: L_3-N_5$) ve N_4 'den L_3 'e ($L\beta_{15}: L_3-N_4$) olmak üzere birbirine göre zıt anizotropiye sahip iki geçişten oluşur. Bu durum, $L\alpha_{1,2}$ ve $L\beta_{2,15}$ X-ışını çizgileri için düşük anizotropi gözlenmesinin sebebi olabilir.

5.2. Uranyumun Mixing Oranları

U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$, $L\beta_6$ ve $L\alpha_2$ çizgilerinin β anizotropi parametreleri, α kinematik katsayıları ve $\delta 1 (M2/E1) (L\ell)$, $\delta 1 (M2/E1) (L\beta_6)$, $\delta 1 (M2/E1) (L\alpha_1)$ ve $\delta 1 (M2/E1) (L\beta_2)$ mixing oranlarının mevcut deneysel değerleri, teorik değerler ve Papp *et al.* (1988)'in deneysel verileri ile birlikte Çizelge 4.2'de verilmiştir.

$L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$, $L\beta_6$ ve $L\alpha_2$ X-ışını çizgileri için β anizotropi parametrelerindeki hataların %3,7-6,5, α kinematik katsayılarındaki hataların %4,1-5,6 ve $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarındaki hataların % 9-11,5 arasında değiştiği hesaplanmıştır.

$L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ X-ışını çizgileri için elde edilen deneysel kinematik katsayı değerleri, Papp *et al.* (1988)'in deneysel değerlerinden %6,2-12,7 arasında daha büyük ve $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarının ihmal edildiği ve ihmal edilmediği durumlarında hesaplanan teorik değerlerden ise %4,1-35,2 arasında daha küçük olarak bulunmuştur. Scofield (1972)'in Dirac–Hartree–Slater (DHS) modeline dayanan teorik çalışmasında $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranlarının, α kinematik katsayıları üzerine etkisini yaklaşık %1 olarak hesapladı. Çalışmamızda bu etkinin %4,1-35,2 arasında değiştiği görülmüştür.

Mevcut deneysel $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranları, Papp *et al.* (1988)'in deneysel verilerinden %25-34 arasında daha küçük ve Scofield (1972)'in teorik tablolarından elde edilen $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranları değerlerinden ise yaklaşık 100 kat daha büyük olduğu bulunmuştur.

Sonuç olarak, U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranları için elde edilen bulgular, elektrik dipol (E1) izinli geçişlerine manyetik kvadrupol (M2) geçişlerin katkısının önemli olduğunu ve deneysel çalışmalarda dikkate alınması gerektiğini göstermiştir. Çünkü bu katkı, elektrik dipol (E1) izinli (K, L, M, ...) X-ışını spektral çizgilerin açısız dağılımlarının, P polarizasyonunun, β anizotropi parametrelerinin ve geçiş oranlarının değişimine sebep olabilmektedir. Bu da, özellikle X-ışını çizgilerinin açısız dağılımları ile ilgili teorik tahminler ve deneysel değerler

arasındaki önemli uyumsuzlukların kaynağını teşkil etmektedir. Bu nedenle yüksek mertebeden multipol terimlerin, özellikle $M2$ manyetik kuadrupol geçişlerin, etkilerini dikkate alan yeni deneysel çalışmalara ve teorik tahminlere ihtiyaç vardır.

5.3. Kinematik Katsayı Oranları

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\delta 1 (M2/E1)$ mixing oranları tahmin etmek için kullanılan $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranların deneysel değerleri, mixing oranlarının ihmal edildiği ve ihmal edilmediği durumlarındaki teorik hesaplamalar ve Papp *et al.* (1988, 1991)'i deneysel değerleri ile birlikte Çizelge 4.3-5'de verilmiştir.

$\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranlarındaki hatalar sırasıyla, %6,1-7,5, %5,1-6,3 ve %7,5-8,5 arasında hesaplanmıştır.

Mevcut deneysel $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ kinematik katsayılarının oranları, teorik hesaplamalardan, %8,1-9,9 ve Papp *et al.* (1988, 1991)'in deneysel verilerinden %16-25 arasında daha küçük bulunmuştur.

$\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının oranları deneysel değerleri, teorik hesaplamalardan %14-19 arasında daha büyük ve Papp *et al.* (1988, 1991)'in deneysel değerlerinden ise %1-7 arasında daha küçük bulunmuştur.

Deneysel $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının oranları, mixing oranlarının ihmal edildiği ve ihmal edilmediği durumlardaki teorik hesaplamalardan %26,6–%50 sapmalar gözlemlendi. Bu sapmanın, Papp *et al.* (1988, 1991)'in deneysel değerlerinden ise %3-26 arasında olduğu hesaplandı. Bu sapmanın çok büyük olmasının nedeni şöyle açıklanabilir. $L\ell$ X-ışını çizgisinin $\alpha(L\ell)$ kinematik katsayısının değerini

$\delta_1 (M2/E1) (L\ell)$ mixing oranı (negatif) azaltıcı yönde etkilediği halde, $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisi için $\delta_1 (M2/E1) (L\alpha_1)$ mixing oranı, $\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayısının değerini artırır. Bundan dolayı deneysel $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ kinematik katsayı oranları, $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranlarının ihmal edildiği ve çok küçük olduğu farz edilerek hesaplanan teorik değerlere göre çok hızlı bir şekilde azalır. Bu durumda teorik değerlerden çok büyük sapmalar gözlenmesinin sebebi olabilir. Ancak $\alpha(L\ell)$ ve $\alpha(L\alpha_{1,2})$ kinematik katsayılarının denklemleri birbirinden çok farklıdır. Bundan dolayı, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ kinematik katsayılarının oranları ile $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin birbirlerine göre $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranlarının büyüklükleri tahmin edilememiştir.

Mevcut deneysel $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ kinematik katsayılarının oranları, teorik hesaplamalardan, %8,1-9,9 ve Papp *et al.* (1988, 1991)'in deneysel verilerinden ise %16-25 arasında daha küçük bulundu. Elde edilen bulgular, elementlerin $\delta_1 (M2/E1) (L\beta_2)$ mixing oranlarının, $\delta_1 (M2/E1) (L\alpha_1)$ mixing oranlarından daha büyük olduğu ve genel olarak artan atom numarası ile arttığını göstermiştir.

$\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayı oranlarının deneysel değerleri, teorik hesaplamalardan, %14-19 arasında daha büyük ve Papp *et al.* (1988, 1991)'in deneysel değerlerinden ise %1-7 arasında daha küçük bulundu. Elde edilen bulgular, elementlerin $\delta_1 (M2/E1) (L\beta_6)$ mixing oranlarının, $\delta_1 (M2/E1) (L\ell)$ mixing oranlarından daha büyük olduğu ve artan atom numarası ile arttığını göstermiştir.

Bu sonuçlar, U'un $L\ell$, $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{2,15}$ ve $L\beta_6$ çizgilerinin $\delta_1 (M2/E1)$ mixing oranları için elde edilen bulgularda olduğu gibi elektrik dipol (E1) izinli geçişlerine manyetik kuadrupol (M2) geçişlerin katkısının teorik değerlerin aksine çok daha büyük olduğunu ve deneysel çalışmalarda dikkate alınması gerektiğini göstermiştir.

Yapılan literatür taraması sonucunda U, Th ve Er Elementlerinin dışında $\alpha(L\ell)/\alpha(L\alpha_{1,2})$, $\alpha(L\alpha_{1,2})/\alpha(L\beta_{2,15})$ ve $\alpha(L\ell)/\alpha(L\beta_6)$ kinematik katsayılarının

oranların deneysel değerlerin incelendiği herhangi bir çalışmaya rastlanılmamıştır. Dolayısıyla bu çalışmada diğer elementler için elde edilen bulguların başka çalışmaların sonuçları ile kıyaslanması mümkün olmamıştır.

5.4. $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-Işınlarnn %P lineer Polarizasyon Dereceleri

Atom numarası $66 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin, karakteristik $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin %P lineer polarizasyon dereceleri için edilen deneysel değerler Çizelge 4.6. ve Çizelge 4.7.'de verilmiştir.

$L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin %P lineer polarizasyon derecelerindeki hataların, sırasıyla %4,7-5,9, %4,2-4,7 aralığında değiştiği hesaplandı. Ölçülmüş $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışınlarının polarizasyon değerlerinden, $L\ell$ X-ışınlarının anizotropik uzaysal dağılım gösterdiği, $L\alpha_{1,2}$ X-ışınlarının ise kısmen anizotropik uzaysal dağılım gösterdiği görülmüştür. $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışınları aynı L_3 alt tabakasına elektron geçişlerinden kaynaklandığı halde $L\ell$ X-ışınları, $L\alpha_{1,2}$ X-ışınlarından daha fazla polarize olmaktadır. Çünkü, $L\ell$ X-ışını çizgisi, M_1 'den L_3 'e (L_3-M_1) olmak üzere bir tek geçişten ibarettir. Fakat $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgisi, M_5 'den L_3 'e ($L\alpha_1: L_3-M_5$) ve M_4 'den L_3 'e ($L\alpha_2: L_3-M_4$) olmak üzere birbirine göre zıt anizotropiye sahip iki geçişten oluşur. Bu durum $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgileri için düşük anizotropik uzaysal dağılım gözlenmesinin sebebi olabilir.

Yapılan literatür taraması sonucunda 22,6 keV'lik uyarma enerjisinde $L\ell$ ve $L\alpha_{1,2}$ X-ışını çizgilerinin %P lineer polarizasyon derecelerinin deneysel değerlerin incelendiği herhangi bir çalışmaya rastlanılmamıştır. Dolayısıyla bu çalışmada elde edilen bulguların başka çalışmaların sonuçları ile kıyaslanması mümkün olmamıştır.

KAYNAKLAR

- Bambynek W., Crasemann B., R. Fink W., Freund H. U., Mark H., Swift C. D., Price R. E., Venugopal Rao P., 1972, Rev. Mod. Phys. 44 716.
- Berezhko E. G., Kabachnik N. M., Rostovsky V. S., 1978, Potential-barrier effects in inner-shell photoionisation and their influence on the anisotropy of X-rays and Auger electrons J. Phys. B 11, 1749.
- Caldwell C. D, Zare R. N., 1977, Alignment of Cd atoms by photoionization Phys. Rev. A 16, 255.
- Cooper J and Zare R. N., 1969, Atomic Collision Processes (Gordon and Breach, New York), Vol. XIC, p. 3171
- Demir L., Şahin, M., Kurucu, Y., Karabulut, A., Şahin, Y., 2003, Angular dependence of $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$ X-ray differential and fluorescence cross-sections for Er, Ta, W, Au, Hg and Tl, Radiat. Phys. Chem., 67, 605-612
- Demir L., Şahin, M., Söğüt, Ö., 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.
- Ertuğrul, M., 1994. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Erzurum.
- Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Erdoğan, H., 1996a, 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, Nuovo Cimento, 18, 671-676.
- Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Erdoğan, H., 1996b, Angular dependence of $L\alpha/L\ell$, $L\alpha/L\beta$, $L\alpha/L\lambda$, $L\beta/L\gamma$ intensity ratios of Tl and Au at 59,5 keV, Tr. J. Phys. B 20, 1-5.
- Ertuğrul, M., Durak, R., Tıraşoğlu, E., Büyükkasap, E., Erdoğan, H., 1995, Angular dependence of differential cross-section of L X-rays from Hg, Tl and Pb at 59,5 keV, Appl. Spectrosc. Rev., 30 (3), 219-225.
- Witchman, E. H., 1967. Kuantum Fiziği Berkeley Fizik Programı Cilt 4.
- Flügge S., Mehlhorn W., Schmidt V., 1972 Angular Distribution of Auger Electrons Following Photoionization Phys. Rev. Lett. 29, 7.
- Han I., Sahin M., Demir L., 2008, Angular variations of K and L X-ray fluorescence cross sections for some lanthanides Canadian journal of phys. 86 361-367.
- Jacobs V. L., 1972, Theory of atomic photoionization measurements phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 5 2257.
- Kahlon, K. S., Allawadhi, K. L., Sood, B. S., 1991a, Alignment of M-subshell vacancy states after photoionization, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 24, 3727-3731.
- Kahlon, K. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L., Sood, B. S., 1991b, L_3 -subshell vacancy state alignment in photon-atom collisions, Phys. Rev., A 44 (7), 4379-4385.
- 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.
- Küst, H., Kleiman, U., Melhorn, W., 2003, Alignment after Xe L_3 photoionization by synchrotron radiation, J. Phys. B: At. Mol. Opt., Phys., 36, 2073-2082.
- Mehlhorn W., 1968, Polarization of characteristic x radiation Phys. Lett. 26A, 166.

- Mehta, D., Puri, S., Singh, N., Garg, M. L., Trehan, P. N., 1999. Angular dependence of L X-ray production cross sections in uranium at 22,6 and 59,5 keV photon energies, *Phys. Rev., A* 59(4), 2723-2731.
- Özdemir Y., Durak, R., 2008 Angular dependence from L₃-subshell to M-shell vacancy transfer probabilities for heavy elements using EDXRF technique *Annals of Nuclear Energy* 35 1335-1339.
- Özdemir Y., 2002, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Erzurum.
- Pálinkas J, Papp T and Sarkadi L 1990b, *AIP Conf. Proc.* 215 441.
- Papp T., Pálinkas J., 1988, *Phys. Rev. A* 38 2686.
- Papp T, Pálinkas J and Sarkadi L 1990 *Phys. Rev. A* 42 5452.
- Papp, T., Campell, J. L., 1992. Non-statistical population of magnetic substates of the erbium L₃ subshell in photoionization, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 25, 3765-3770.
- Puri, S., Mehta, D., Shahi, 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. Meth.*, B 152, 19-26.
- Santra S., Mitra D., Sarkar M., Bhattacharya D., 2007, Angular distribution of Au and U L x rays induced by 22,6-keV photons *Physical Review a* 75, 022901.
- Scofield J. H., 1972, *Theoretical Radiative Transition Rates For K- and L-Shell X Rays.*
- Scofield, J.H., 1973, *Theoretical Photoionization Cross sections from 1 to 1500 keV.* Report No. UCRL 51326, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA.
- Scofield, J.H., 1974, *Relativistic Hartree-Slater values for K and L X-ray emission rates.* *At. Data Nucl. Data Tables* 14, 121-137.
- Scofield J. H., 1976, *Angular dependence of fluorescent x rays* *Phys. Rev. A* 14, 1418.
- Seven S., 2004, *Measurement of angular distribution of fluorescent X-rays and L subshell fluorescence yields in thorium and uranium* *Radiation Physics and Chemistry* 69 451-460.
- Sharma, J. K., Allawadhi, K. L., 1999, *Angular distribution of L β x-rays from decay of L₃ subshell vacancies in uranium and thorium following photoionization,* *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 32, 2343-2349.
- Tartari, A., Baraldi, C., Casnati, E., Da Re, A., Fernandez, J. E., Taioli, S., 2003, *On the angular dependence of L X-ray production cross sections following photoionization at an energy of 59,5 keV,* *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 36, 843-851.
- Tartari, A., Baraldi, C., Casnati, E., Da Re, A., Fernandez, J. E., Taioli, S., 2003, *On the angular dependence of L X-ray production cross sections following photoionization at an energy of 59,5 keV,* *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 36, 843-851.
- Williams, K. L., 1987, *An Introduction to X-Ray Spectrometry: X-Ray Fluorescence and Electron Microprobe Analysis,* Allen & Unwin, 112, London, U.K.
- Yamaoka, H., Oura, M., Takahiro, K., Takeshima, N., Kawatsura, K., Mizumaki, M., Kleiman, U., Kabachnik, N.M., 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 N, Kabachnik N. M, Mukoyama T., 2003, Alignment following Au L3 photoionization by synchrotron radiation *J. Phys. B* 36, 3889.
- Yamaoka, H., Oura, M., Takahiro, K., Kawatsura, K., Ito, S., Mizumaki, M., Oohashi, H., Ito, Y., Mukoyama, T., 2006, The effect of Coster–Kronig transitions on the anisotropy of x-ray emission following Au L-shell photoionization. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39**, 2747.

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Hatay'da doğdu. İlk orta ve lise öğrenimini Hatay'da tamamladı. 2000 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 2004 yılında aynı bölümden mezun oldu. 2005 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı'nda direkt doktora programını kazandı. Aynı yıl İngilizce hazırlık programını başarıyla tamamlayarak doktora derslerine başladı. Halen öğrenimine devam etmektedir.