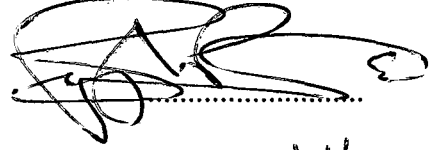


JURİ ÜYELERİ

Prof.Dr.Erdoğan BÜYÜKKASAP



Doç.Dr.Mehmet ERTUĞRUL



Yrd.Doç.Dr.Sabriye SEVEN



05.10.2000 tarihinde 23/226 sayılı kararla kurulan jürimiz iş bu Y.Lisans tezini 04.12.2000 tarihinde kabul etmiştir.

96421

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTA ÖĞRETİM FEN VE MATEMATİK
ALANLARI EĞİTİMİ BÖLÜMÜ
FİZİK EĞİTİMİ ANABİLİM DALI

**Si (Li) DEDEKTÖRÜ İLE BAZI ELEMENTLERİN L X-IŞINI
DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜLMESİ**

Kadir KOÇAK

**Y.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

Yönetici: Yrd. Doç. Dr. Sabriye SEVEN

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Bu tezde, atom numarası $70 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları diferansiyel tesir kesitleri ölçülmüştür. L X-ışınlarının açısal dağılımını gözlemlemek için deney geometrisinin müsaade ettiği 45° ile 135° aralığında 10 farklı saçılma açısı kullanılmıştır. Ayrıca, aynı elementlerin $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresans tesir kesitleri de hesaplanmıştır.

Numuneler, 100 mCi şiddetindeki Am-241 nokta kaynağından yayınlanan 59,54 keV'lik γ -ışınları kullanılarak uyarılmıştır. Numuneden yayınlanan karakteristik L X-ışınları, yüksek rezolüsyonlu (5,96 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği 160 eV) bir Si (Li) katıhal dedektörü ile bağlantılı ND 66 B çok kanallı puls yükseklik analizörü ile sayılmıştır.

Hesaplanan deneysel $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresanas tesir kesitleri, teorik sonuçlarla ve diğer bazı araştırmacıların deneysel değerleri ile karşılaştırılmıştır.

SUMMARY

In this thesis, $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$ X-rays differential cross-sections of some elements in the atomic range $70 \leq Z \leq 92$ have been measured. To observe the angular distribution of L X-rays 10 different scattering angles in the range 45° - 135° in which the experimental geometry allowed, have been used. Furthermore, the fluorescence cross-sections of $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$ X-rays of the same elements have been also calculated.

The samples were excited by using 59,54 keV γ -rays from a point source Am-241 having 100 mCi intensity. The characteristic L X-rays emitted from the samples were counted by high resolution (FWHM=160 eV at 5,96 keV) a Si (Li) solid state detector coupled to a ND 66 B multichannel pulse height analyzer system.

The calculated experimental $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$ X-rays fluorescence cross-sections, have been compared with theoretical results and the experimental values of some other researchers.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmada çok değerli görüş ve yardımlarını esirgemeyen tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Sabriye SEVEN'e en içten şükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım süresince maddi manevi yardımlarını esirgemeyen Sayın Yrd. Doç. Dr. Önder ŞİMŞEK'e en içten teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Çalışmalarımda bana destek olan Kâzım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Anabilim Dalı elemanlarına, araştırmalarıma laboratuvarlarıyla destek veren, her türlü yardım ve kolaylığı sağlayan Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Başkanı Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN ve diğer bölüm elemanlarına çok teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarım boyunca desteklerini esirgemeyen arkadaşlarım Sönmez YILMAZ'a, Ali GÜROL'a, Süleyman AYDIN'a ve eşim Emek KOÇAK'a teşekkürü bir borç bilirim.

Kadir KOÇAK

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER	3
2.1. X-Işınları	3
2.1.1. Sürekli X-Işınları	4
2.1.2. Karakteristik X-Işınları	7
2.2. X ve γ Işınlarının Madde ile Etkileşmesi	9
2.2.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması	10
2.2.1.a. Fotoelektrik Olay	10
2.2.1.b. Çift Oluşumu	12
2.2.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması	14
2.2.2.A. Koherent Saçılma	14
2.2.2.A.i. Thomson Saçılması	15
2.2.2.A.ii. Nükleer Thomson Saçılması	16
2.2.2.A.iii. Nükleer Rezonans Saçılma	17
2.2.2.A.iv. Rayleigh Saçılması	17
2.2.2.A.v. Delbrück Saçılması	18
2.2.2.B. İnkohherent Saçılma	19
2.2.2.B.i. Compton Saçılması	20
2.2.2.B.ii. Nükleer Saçılma	22
2.2.2.B.iii. Raman Saçılması	23
2.3. Kütle Soğurma Katsayısı ve Soğurma Kıyıları	23
2.4. Floresans Verimi ve Coster-Kronig Geçişleri	24
2.5. Auger Olayı	29
2.6. Gama Işınları	32
2.6.1. Gama Işınlarının Oluşumu	32

2.6.2.	Radyoaktif Bozunma Kanunu	33
2.6.3.	Am-241'in Bozunma Şeması	34
2.7.	Tesir Kesiti	37
2.8.	Diferansiyel Tesir Kesiti	40
3.	DENEY SİSTEMİ VE NUMUNELERİN UYARILMASI	43
3.1.	Yarı İletken Dedektörlerin Çalışma Prensipleri	43
3.2.	Si(Li) Dedektörünün Verimi	46
3.3.	Enerji Kalibrasyonu	48
3.4.	Numunelerin Hazırlanması	49
3.5.	Deney Geometrisi ve Numunelerin Uyarılması	51
3.6.	Üst Üste Binmiş Piklerin Analizi	54
4.	L TABAKASI DİFERANSİYEL TESİR KESİTİNİN DENEYSEL OLARAK TESPİT EDİLMESİ	59
4.1.	Karakteristik L X-Işınlarının Açısız Dağılımı	59
4.2.	Soğurma Düzeltmesi Faktörlerinin Hesaplanması	60
4.3.	L Tabakası Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Ölçülmesi ..	62
4.4.	Açısız Dağılım Katsayılarının Deneysel Olarak Tespit Edilmesi	75
4.5.	L X-Işını Floresans Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması	78
4.6.	L Tabakası Tesir Kesitlerinin Deneysel ve Teorik Olarak Hesaplanması, Sonuçların Karşılaştırılması	79
5.	SONUÇ VE TARTIŞMA	84
6.	EKLER	87
6.1.	U Faktörlerinin Çalışılan Açılarda Enerjiye Karşı Fit Denklemleri	87
6.2.	Açısız Dağılım Katsayılarının Bulunduğu Fit Denklemleri	88
6.3.	a_0 Katsayısının Atom Numarası ile Değişimi	95
6.4.	Floresans Tesir Kesitlerinin Atom Numarası ile Değişimi	95
	KAYNAKLAR	96

1. GİRİŞ

Bir atomdaki elektronların düzenlenişi, tabaka ve alt tabakalara dağılımı hakkındaki en iyi bilgiler, bu atomun verdiği spektrumların incelenmesi sonucunda elde edilmektedir. Bir atomun tabaka veya alt tabakalarından birisinde (K, L₁, L₂, L₃, M₁, M₂, ...) herhangi bir yolla bir boşluk meydana getirildiğinde bu boşluk atomdaki daha üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu olay ya X-ışını fotonu emisyonu yada Auger elektronlarının fırlatılmasıyla mümkün olur.

Herhangi bir olaya ait kesir kesiti, bu olayın meydana gelme ihtimaliyetinin bir ölçüsü olarak tanımlanır. Atomların tabaka veya alt tabakalarına ait tesir kesitleri ve floresans verimlerinin ölçülmesi atom, molekül ve radyasyon fiziğinde, fizyon, plazma ve uzay fiziğinde, kimyada, radyasyon etkisini azaltmada, reaktör kaplamada, endüstriyel radyografide, tıbbi araştırmalardaki analizlerde, kanser tedavisinde, çevresel korumada, tahribatsız kalite ve miktar analizlerinde, taşıma ve enerji depolama ile diğer alanlardaki değişimlerin incelenmesinde oldukça önemlidir. Ayrıca tesir kesiti ve floresans verimlerin deneysel olarak ölçülmesi, teorik hesaplamalarda kullanılan modellerin test edilmesinde de oldukça önemlidir⁽¹⁻⁵⁾.

Karakteristik X-ışınlarının açısal dağılımı son yıllarda bir çok araştırmacının ilgisini çekmiştir. Catz^(6,7), Zalutsky⁽⁸⁾ ve Papp⁽⁹⁾ bazı elementlerde K ve L X-ışınları arasındaki ilişkiyi, Zalutsky and Macias^(10,11) L ve M X-ışınları arasındaki açısal ilişkiyi araştırmışlardır. Cooper ve arkadaşları⁽¹²⁻¹⁴⁾, Scofield⁽¹⁵⁻¹⁷⁾, Berozhko ve arkadaşları⁽¹⁸⁻²¹⁾, Flugge ve arkadaşları⁽²²⁾, Kabachnik ve arkadaşları⁽²³⁾ X-ışınlarının açısal dağılımı hakkında teorik çalışmalar yapmışlardır. Bir çok araştırmacı, değişik enerjilerde farklı iyonlarla uyarma yoluyla X-ışınlarının açısal dağılımını araştırmışlardır⁽²⁴⁻³⁸⁾. Çok az sayıda araştırmacı fotonlar ile uyarma yoluyla X-ışınlarının açısal dağılımını araştırmışlardır. Kahlon ve arkadaşları⁽³⁹⁻⁴²⁾ 59,57 keV'lik fotonlar ile uyararak L X-ışınlarının açısal dağılımını incelemiştir. Ertuğrul ve arkadaşları⁽⁴³⁻⁴⁷⁾ 59,5 keV'lik fotonlar ile uyarılan bazı elementlerin L X-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin açığa bağlılığını araştırmışlardır. Yine Ertuğrul ve arkadaşları^(48,49) 59,5 keV'lik fotonlar ile uyarılan bazı elementlerin $L\alpha/L\ell$, $L\alpha/L\beta$, $L\alpha/L\gamma$, $L\beta/L\gamma$ şiddet

oranlarının (L X-ışını rölatif şiddetlerinin) açısal bağımlılığını çalışmışlardır. Mehta ve arkadaşları⁽⁵⁰⁾ 22,6 ve 59,5 keV'lik foton enerjilerinde Uranyum'un $L\ell$, $L\alpha$, $L\eta$, $L\beta_6$, $L\beta_{2,4}$, $L\beta_{1,3}$, $L\beta_{9,10}$ ve $L\gamma$ X-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin açısal bağımlılığını araştırmışlardır.

Bazı araştırmacılar $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışını floresans tesir kesitlerini bir çok element için değişik foton enerjilerinde ölçmüşlerdir⁽⁵¹⁻⁵⁹⁾.

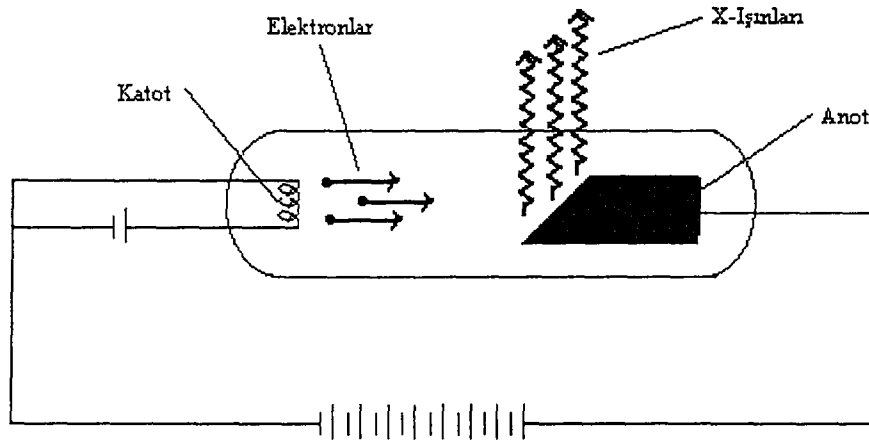
Bu çalışmada, Am-241 radyoizotop nokta kaynağından yayınlanan 59,54 keV'lik fotonlarla uyarmak suretiyle $70 \leq Z \leq 92$ bölgesindeki 14 farklı elementin (Yb, Lu, Hf, Ta, W, Re, Pt, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th ve U) 45° ile 135° aralığındaki 10 değişik saçılma açısı için $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları diferansiyel tesir kesitleri ölçülmüştür. Bulunan bu diferansiyel tesir kesitleri ve (4.3) denkleminde faydalanarak a_0 , a_1 ve a_2 açısal dağılım katsayıları hesaplanmıştır. Ayrıca $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresans tesir kesitleri deneysel ve teorik olarak hesaplanmış, bulunan bu değerler diğer araştırmacıların ölçtüğü değerler ile karşılaştırılmıştır.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. X-Işınları

X-Işınları kısa dalgaboylu elektromagnetik dalgalarlardır. Dalgaboyları 0,1-0,001 nm aralığındadır. X-Işınlarının dalgaboyları görünür ışığın dalgaboyundan yaklaşık bin kat daha küçük olması nedeniyle foton enerjileri de çok büyüktür. İlk kez 1895'te Wilhelm Roentgen, yüksek enerjili elektronlarla metal bir hedefi bombardıman ederek elde ettiği son derece girici olan bu ışınların doğasını anlayamadığı için bunlara X-Işınları adını vermiştir⁽⁶¹⁾. Bu X-ışınlarının elektrik ve magnetik alanlar içinde bile doğru yollar boyunca ilerlediği, opak maddeler içinden kolayca geçtiği, fosforlu maddelerin parlamasına yol açtığı ve fotoğraf plakalarına etki ettiği kısa süre sonra bulundu⁽⁶²⁾.

Klasik elektromagnetik teoriye göre, herhangi bir yüklü parçacık ivmeli hareket ederse etrafına elektromagnetik dalga yayacaktır. Dolayısıyla aniden durdurulan hızlı bir elektron da ivmelenmektedir. İşte yüksek kinetik enerjiye sahip olan hızlı bir elektronun yavaşlatılması sonucu meydana gelen ışımaya frenleme ışınması (Almanca Bremsstrahlung) denir. X-ışınları bir X-ışını tüpü ile meydana getirilebilir. (Şekil.2.1)



Şekil 2.1. Bir X-Işını tüpü şekli.

Şekil 2.1'deki X-Işını tüpünün havası boşaltılmıştır ve tüp içinde iki elektrot vardır. Katot ısıtıldığı zaman etrafa elektronlar salınır. Katot yada anot arasına uygulanan birkaç bin voltluk bir potansiyel farkı elektronların ivmelenmesine, dolayısıyla birkaç keV enerji kazanmalarına sebep olur; bu enerji $0,1 \cdot c$ ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) kadar bir hıza karşılık gelir. Bu hızlandırılmış elektronlar anoda çarpıp aniden durduğunda X-ışınları üretilir. W. Roentgen'in X-ışınlarını keşfinden birkaç ay sonra bunların hafif yoğunlukta katılara kolayca nüfuz edebildiği anlaşıldı ve tıp alanında kullanılmaya başlandı. Fakat, X-ışınlarının yapılarının anlaşılması çok daha uzun süre aldı. X-ışınlarının yapılarını açıklamak için çalışan bazı bilim adamları ve buldukları sonuçlar şunlardır:

1. 1906 yılında Barkla, X-ışınlarının dalga tabiatını, onların polarizasyonunu göstererek ilk kez ispatlayan bilim adamı oldu.
2. 1912 yılında Von Laue X-ışınlarını bir kırınım ağından geçirerek oluşan girişim saçaklarını gözledi. Böylece X-ışınlarının dalga olduğunu ve dalgaboylarının $0,1 \text{ nm}$ civarında olduğunu kanıtladı.
3. 1913 yılında İngiliz Fizikçi W. L. Bragg ve babası W. H. Bragg X-ışınlarının kırınımında kristallerin kullanımını geliştirdi. Bu bilim adamlarının geliştirdiği ve bulduğu $2 \cdot d \cdot \sin\theta = n \cdot \lambda$ bağıntısı günümüzde kristallerin yapısının incelenmesinde önemli bir yer tutmaktadır⁽⁶⁰⁾.

2.1.1. Sürekli X-Işınları

Sürekli X-ışınları, hızlandırılmış elektronların ağır çekirdek yakınından geçerken yavaşlayarak enerjisinin önemli bir kısmını X-ışınına dönüştürmesi ile oluşur. Yani; sürekli X-ışınları; elektronlar, protonlar veya α - parçacıkları gibi yüksek enerjili, yüklü parçacıkların ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri sonucu meydana gelirler. Bu etkileşimde elektronun ısıdığı enerji, sürekli spektrum olarak isimlendirilir. Sürekli X-ışını spektrumları, geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli bir ışımaya karşılık geldiği için beyaz X-ışınları da denir.

Bir X-Işını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen λ_{\min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir.

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV_0} \quad (2.1)$$

Burada, h Planck sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg·s), c ışık hızı (3×10^{10} cm·s⁻¹), e elektronun yükü ($1,6 \times 10^{-19}$ C) ve V_0 ise tüpe uygulanan potansiyeldir. Sürekli ışımaya ihtimali;

$$p \propto \frac{q^2 Z^2 T}{M_0^2} \quad (2.2)$$

bağıntısı ile orantılıdır. Burada, q parçacığın yükü, Z hedef numunenin 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 ışılırlar. Mesela, protonların meydana getirdiği sürekli X-ışını spektrumunun şiddeti elektronların meydana getirdiği sürekli X-ışını spektrumundan dört milyon kez daha küçüktür⁽⁶²⁾.

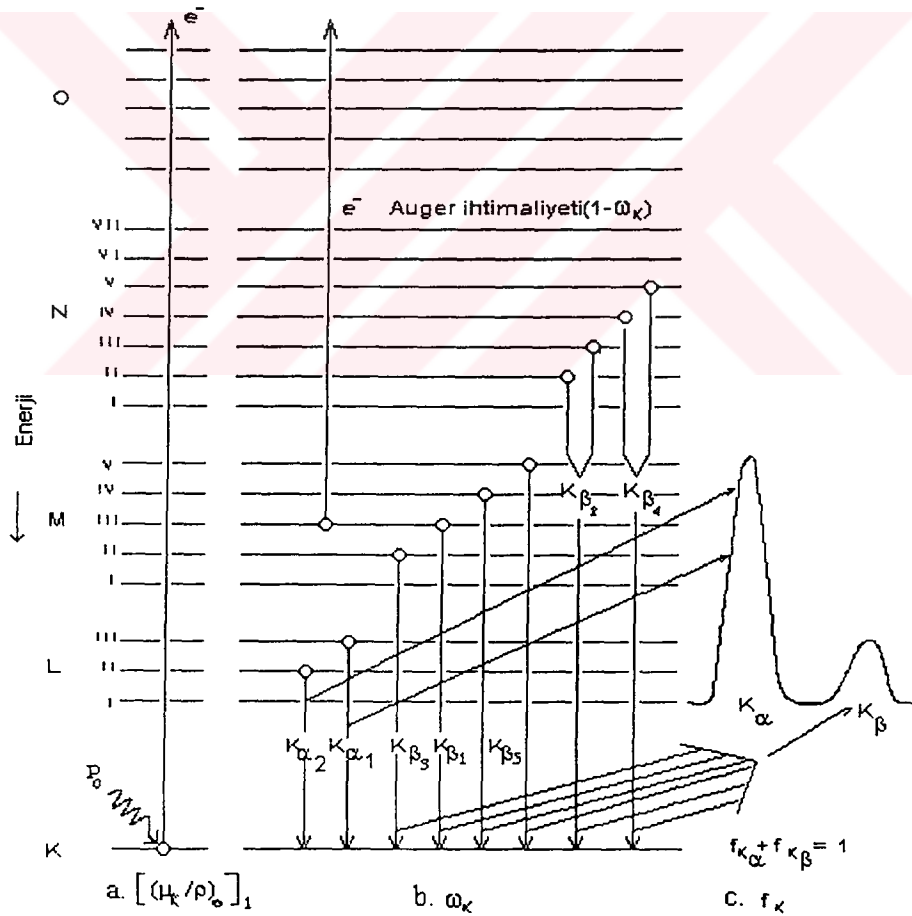
Beta ışınları, İç dönüşüm elektronları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronları sürekli X-ışını spektrumu verirler.

2.1.2. Karakteristik X-Işınları

Atoma bağlı iç yörünge elektronlarının herhangi bir yolla daha dıştaki yörüngelere uyarılması sonucunda çekirdeğe yakın kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlar tarafından 10^{-8} saniyede doldurulur ve bu geçiş sırasında geçişin olduğu iki tabaka arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir ışın yayınlanır ki buna karakteristik X-ışını denir. Yapılan araştırmalarda her elementin kendine özgü bir karakteristik X-ışınının olduğu gözlenmiştir. Karakteristik X-ışınları, elementler için ayırt edici bir özelliktir.

Bir atomun herhangi bir tabaka yada alt tabakasından elektron sökerek uyarılması hızlandırılmış elektronlar, proton, nötron ve α -parçacıkları, X-ışını tüpünden yayınlanan sürekli X-ışınları veya radyoizotop kaynaklar tarafından yayınlanan γ -fotonları ve ikincil X-ışınları tarafından meydana getirilebilir. Atomda elektron geçişlerinin ve karakteristik X-ışını yayınlanmasının şematik olarak gösterimi Şekil 2.2'de verilmiştir⁽⁶³⁾. Bu şekilde;

- Soğurulma olayını,
 - Karakteristik X-ışını yayınlanma ihtimaliyetini,
 - Herhangi bir karakteristik X-ışını çizgisinin yayınlanma yüzdesini, göstermektedir.
- Ayrıca X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure And Applied Chemistry) gösterimleri Tablo 2.1'de verilmiştir⁽⁶⁴⁾.



Şekil 2.2. Atomda elektron geçişlerinin ve karakteristik X-ışını yayınlanmasının şematik olarak gösterimi

Tablo 2.1. X-Işını 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
$K\beta_1$	K-M ₃	$L\beta_1$	L ₂ -M ₄	$L\gamma_3$	L ₁ -N ₃	$M\beta$	M ₄ -N ₆
$K\beta_2'$	K-N 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 ₂	$L\beta_3$	L ₁ -M ₃	$L\gamma_4'$	L ₁ -O ₂	$M\xi_1$	M ₅ -N ₃
$K\beta_3$	K-M ₂	$L\beta_4$	L ₁ -M ₂	$L\gamma_5$	L ₂ -N ₁	$M\xi_2$	M ₄ -N ₂
$K\beta_4'$	K-N ₅	$L\beta_5$	L ₃ -O _{4,5}	$L\gamma_6$	L ₂ -O ₄		
$K\beta_4''$	K-N ₄	$L\beta_6$	L ₃ -N ₁	$L\gamma_8$	L ₂ -O ₁		
$K\beta_{4X}$	K-N ₄	$L\beta_7$	L ₃ -O ₁	$L\gamma_8'$	L ₂ -N ₆		
$K\beta_5'$	K-M ₅	$L\beta_7'$	L ₃ -N _{6,7}	$L\eta$	L ₂ -M ₁		
$K\beta_4''$	K-M ₄	$L\beta_9$	L ₁ -M ₅	$L\epsilon$	L ₃ -M ₁		
		$L\beta_{10}$	L ₁ -M ₄	Ls	L ₃ -M ₃		
		$L\beta_{15}$	L ₃ -N ₅	Lt	L ₂ -M ₂		
		$L\beta_{17}$	L ₂ -M ₃	Lu	L ₃ -N ₆		
				Lv	L ₂ -N ₆		

2.2. Gama ve X-Işınlarının Madde İle Etkileşmesi

Gama ve X-ışınlarının gözlenmesi onların enerji spektrumlarının ve madde ile etkileşmelerinin incelenmesi ile mümkündür. Monokromatik paralel bir ışın demeti bir maddeden geçirildiğinde çıkan ışın demetinin şiddetinde bir azalma meydana gelir.

Şiddeti $I_0(E)$ olan bir foton demetinin, t (cm) kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti,

$$I(E) = I_0(E)e^{-\mu t} \quad (2.3)$$

ile verilir. Burada μ lineer azaltma (soğurma) katsayısı olup, birim uzunluk başına düşen soğurulma olarak tarif edilir.

γ ve X-ışınlarının madde ile etkileşmelerini etkileşme alanlarına göre;

1. Atomun elektronu ile,
2. Çekirdek ile,
3. Çekirdek ve elektronların etrafındaki elektrik alanı ile,
4. Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile, etkileşme olarak sınıflandırabiliriz.

γ ve X-ışınlarının madde ile etkileşmeleri sonucunda soğurulma ve saçılma olayları meydana gelebilir⁽⁶⁵⁾. Meydana gelebilecek olaylar bazı araştırmacılar tarafından tablolar halinde verilmiştir^(66,67).

2.2.1. Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması

Elektromagnetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu meydana gelmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelmesi ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir.

Elektromagnetik radyasyonun madde tarafından soğurulmasıyla ilgili herhangi bir olay için kütle soğurma katsayıları ile tesir kesiti arasında;

$$\mu = \frac{\sigma \rho N_A}{M} \quad (2.4)$$

eşitliği mevcuttur. Burada σ ilgilenilen olayın barns/atom cinsinden tesir kesiti, μ ise aynı olay için cm^2/g cinsinden kütle soğurma katsayısıdır.

2.2.1.a. Fotoelektrik Olay

Enerjisi, atoma bağılı bir elektronun bağlanma enerjisinden fazla olan bir foton, bu atoma bağılı elektrona çarparsa, elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Bu olaya fotoelektrik olay, sökülen elektrona da fotoelektron denir. Fotoelektrik olay neticesinde atomdan koparılan elektronun enerjisi;

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (E_\gamma = h\nu) \quad (2.5)$$

ifadesiyle verilir. Burada E_γ atom üzerine gelen fotonun enerjisi, E_b elektronun bağlanma enerjisidir. Küçük bir miktar enerji de atoma aktarılır. Aktarılan bu enerji çok küçük olduğundan (2.5) denkleminde ihmal edilmiştir. Serbest bir elektron foton soğuramayacağı için, serbest elektronlar ile fotoelektrik olay gerçekleştirilemez. Çünkü, bu durumda momentum ve enerji korunamaz. Etkileşme vakumda meydana gelmediği müddetçe sökülen elektronun bulunduğu ortamda enerjisi soğurulacak ve hızı azalacaktır. Sökülen elektron atomun bu tabakasında bir boşluk bırakacağından atom bir veya birden çok X-ışını veya Auger elektronu emisyonu ile temel hale dönecektir. Bu etkileşme katı bir madde içerisinde meydana gelirse bu X-ışını madde içerisinde soğurulabilecektir. Bunun için birçok durumda foton enerjisinin tamamı etkileşme bölgesi civarında maddeye aktarılır.

Fotoelektrik etkileşme tesir kesiti, tek bir analitik ifade ile verilmemesine rağmen, maddenin atom numarası Z ve foton enerjisi E_γ 'ya bağımlılığı yaklaşık olarak;

$$\tau = \text{sabit} \cdot Z^{4.5} \cdot E_\gamma^{-3} \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilir⁽⁶⁸⁾. (2.6) denklemi; fotoelektrik olay için güçlü bir Z bağılılığı, yüksek atom numaralı maddelerin fotonların soğurulmasında çok daha etkin olduğunu gösterir. Ayrıca bu denklem, fotoelektrik olayın düşük enerjilerde daha baskın olduğunu, yüksek enerjilerde ihmal edilebileceğini gösterir. Debertin K. ve

Helmer R.⁽⁶⁸⁾ tarafından Fotoelektrik olay, Compton saçılması ve Çift oluşumunun enerjiye bağılılığı ve lineer soğurma katsayıları Ge ve Si için gösterilmiştir.

Fotoelektrik olay diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = 2\sqrt{2} Z^5 \alpha^8 \alpha_0^2 \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^{-3.5} \frac{\sin^2 \theta}{\left(1 - \frac{v_e}{c} \cos \theta \right)^4} \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilmektedir⁽⁶⁹⁾. Burada Z atom numarası, α ince yapı sabiti ($\alpha=1/137$), α_0 ilk Bohr yarıçapı ($\alpha_0=5, 2917706 \times 10^{-11}$ m.) ve v_e elektronun hızıdır. Fotoelektrik olay diferansiyel tesir kesitinin Z^5 ile doğru orantılı, $E^{3.5}$ ile ters orantılı olması, fotoelektrik olayın düşük enerjili fotonların ağır elementler tarafından soğurulmasında baskın olduğunu gösterir. Fotoelektrik olayın 0,01 MeV ile 0,5 MeV enerji aralığında olma ihtimali daha fazladır.

2.2.1.b. Çift Oluşumu

Fotonların enerjilerini kaybettikleri olaylardan birisi de çift oluşumdur. Çekirdeğin etkin alanına giren bir fotonun, bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayına çift oluşumu denir. $2m_0 c^2$ den daha büyük enerjili bir foton yüksek atom numaralı bir elementin çekirdeğinin Coulomb alanı ile etkileştiğinde foton yok olur ve elektron-pozitron çifti oluşur. Fotonun fazla enerjisi oluşan iki parçacık arasında kinetik enerji olarak bölüşülür. Elektron ile pozitronun kütleleri birbirine eşit, yükleri ise eşit fakat zıt işaretlidir. Bir foton boş uzayda elektron- pozitron çifti oluşturamaz. Çift oluşumu çekirdek etrafında olduğundan hem yük, hem çizgisel momentum ve hemde toplam enerji korunur. Bir elektron veya bir pozitronun durgun kütle enerjisi $m_0 c^2 = 0.51$ MeV'dir. Bu nedenle çift oluşumunun olabilmesi için, foton enerjisinin en az 1.02 MeV olması gerekir.

Çift oluşumunda soğurulan enerji, elektron- pozitron çiftinin toplam enerjisine eşittir:

$$h\nu = (T_{e^-} + m_0c^2) + (T_{e^+} + m_0c^2) \quad (2.8)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, T_{e^-} ve T_{e^+} sırasıyla elektron ve pozitronun kinetik enerjileri, m_0c^2 ise elektronun durgun kütle enerjisidir.

Çift oluşum olayının karşıtı ise, bir elektron ile bir pozitronun yan yana gelerek, bir foton çifti meydana getirmek suretiyle yok olmasıdır. Elektron ve pozitron buldukları madde ortam içersinde yavaşlarlar, pozitron bir elektron ile etkileşir ve yok olur. Bu olay, pozitron kinetik enerjisini kaybettikten sonra meydana gelirse yaklaşık $m_0c^2 = 0,51$ MeV enerjili iki foton meydana gelir. Bu olayın çekirdek etrafında olma zorunluluğu yoktur. Momentumun korunumu için bu iki foton yaklaşık olarak zıt yönlerde yayılır. Elektron atoma genellikle zayıf bağlı olacağından, momentumun korunumuna uygun olarak, küçük bir miktar enerji atoma transfer edilmelidir. Bu enerji kaybından dolayı iki fotonun enerjisi m_0c^2 den biraz küçük olacaktır.

Çift oluşumu tesir kesiti;

$$\sigma_p = \sigma_0 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(183 \cdot Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{2}{27} \right] \quad (2.9)$$

ifadesi ile verilmektedir⁽⁶⁷⁾. Burada, $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 = 5,796 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ değerinde

bir sabittir. Görüldüğü gibi, çift oluşumu tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır.

Bu çalışmada kullanılan Am-241 radyoizotop kaynağın enerjisi 59,54 keV olduğundan çift oluşum olma ihtimali yoktur.

2.2.2. Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine ve faz ilişkisine göre koherent ve inkoherent saçılma olarak iki grupta toplayabiliriz.

2.2.2.A. Koherent Saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında, enerji farkı olmadan meydana gelen saçılmaya koherent saçılma denir. Bu olayda gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır ve gelen foton ile saçılan foton arasında bir faz ilişkisi olup, bu ilişkiden dolayı saçılan dalgalar arasında girişim meydana gelebilir. Böylece atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur. Bu toplam kareseldir ve toplam genliğin karesi, koherent saçılmanın diferansiyel tesir kesitini verir. Koherent saçılma elastik veya Rayleigh saçılması olarak da adlandırılır.

Atom başına koherent saçılma tesir kesiti;

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{koh}} &= \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_{\text{T}}(\theta) [F(x, Z)]^2 \\ &= \frac{3}{8} \sigma_{\text{T}} \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2\theta) [F(x, Z)]^2 d(\cos\theta)\end{aligned}\quad (2.10)$$

ifadesi ile verilmektedir⁽⁷⁰⁾. Burada, σ_{T} toplam Thomson saçılma tesir kesiti, θ saçılma açısı ve $F(x, Z)$ ise atomik form faktörüdür.

Koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti iki faktörün çarpımı şeklinde ifade edilir.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\text{koh}}}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_{\text{T}(\theta)}}{d\Omega} [F(x, Z)]^2 \\ &= \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) [F(x, Z)]^2\end{aligned}\quad (2.11)$$

birinci faktör,

$$\frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) \quad (2.12)$$

elektron başına Thomson saçılması diferansiyel tesir kesiti, ikinci faktör ise form faktörünün karesidir. $x = \sin(\theta/2) / \lambda$ değerine bağlı olarak $F(x,Z)$ 'nin değerleri Hubbell ve arkadaşları tarafından tablolar halinde verilmiştir⁽⁷⁰⁾.

Koherent Saçılma; Thomson Saçılması, Nükleer Thomson Saçılması, Rayleigh Saçılması, Delbrück Saçılması ve Nükleer Rezonans Saçılma olarak sınıflandırılabilir⁽⁷¹⁾.

i. Thomson Saçılması

Serbest elektronlar tarafından X-ışınlarının saçılması Thomson tarafından açıklanmıştır. Saçılma olayını klasik elektromagnetik teoriye göre açıklayan Thomson'a göre bir foton serbest bir elektronun üzerine geldiğinde elektron ile etkileşmekte ve elektrik alan bileşeni sebebiyle elektronu ortalama bir konum etrafında titreştirmektedir. Hareket sonucu elektronun titreşim ivmesine sebep olan kuvvetler meydana gelir. Klasik elektromagnetik teoriye göre ivmeli harekette bulunan yüklü parçacıklar elektromagnetik dalga yayınlarlar. Kazanılan ivme sonucu yayınlanan elektromagnetik dalga gelen dalga ile aynı faz ve aynı frekanstadır⁽⁷²⁾.

Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad (2.13)$$

ifadesi ile verilir ve toplam Thomson saçılma tesir kesiti ise;

$$\begin{aligned} \sigma_T &= 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \sin\theta \, d\theta = 2\pi \int_0^\pi \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) \sin\theta \, d\theta \\ &= \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \frac{2}{3} \text{ barn/elektron} = 0,6652 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{elektron} \end{aligned} \quad (2.14)$$

olarak elde edilir. Burada, $r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,818 \times 10^{-13}$ cm klasik elektron yarıçapı,

θ saçılma açısı, σ_T Thomson saçılma tesir kesiti ve Ω ise katı açıdır. Bu toplam tesir kesiti radyasyonun özelliğinden bağımsız bir sabittir⁽⁷³⁾.

ii. Nükleer Thomson Saçılması

Bu saçılma gelen foton ile çekirdek arasında meydana gelir. Klasik olarak tek yük sistemi gibi düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Foton ile çekirdek burada baş başa bir çarpışma yapar. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Gelen fotonun dalga boyu, nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir.

Nükleer Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_{NT}}{d\Omega} = \frac{Z^4 e^4}{M^2 c^4} \frac{1}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad (2.15)$$

ile verilmektedir⁽⁷¹⁾. Burada M çekirdeğin kütlesi, Z atom numarası ve e ise çekirdeğin yüküdür.

iii. Nükleer Rezonans Saçılma

Foton ile atomun çekirdeğinin etkileşmesi sonucu gözlenen bir saçılma olayıdır. Bu saçılma olayında çekirdek, iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip bir fotonun soğurulması ile uyarılır. Bu durum çekirdeğin temel hale geçmesi ile son bulur. Nükleer rezonans saçılma tesir kesiti Z ile orantılıdır. Ara hallere dipol geçişleri ile nükleer rezonans saçılmanın diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d_a \sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \left(\frac{h\nu}{E_a} \right) \left[\frac{NZ}{A} (1 + 0,8x) \right]^2 \frac{1}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad (2.16)$$

şeklinde verilmektedir⁽⁷¹⁾. Burada m protonun kütlesi, A nükleonların sayısı, N çekirdekdeki nötronların sayısı, E_a dipol geçişleri için nükleer uyarma enerjisinin ağırlıklı ortalama değeri, x ise nükleonlar arasında mevcut olan ve çekici olduğu kabul edilen kuvvet kesridir.

iv. Rayleigh Saçılması

Rayleigh saçılması, fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay, gelen foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve büyük atom numaralı ağır elementlerde daha çok meydana gelir. 0,1 MeV ve daha düşük enerjilerde, ağır elementlerde ve küçük saçılma açılarında daha baskındır⁽⁷⁴⁾.

Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Rayleigh saçılması, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir. Rayleigh saçılması tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır ve koherent saçılmanın en çok gözlenebilen çeşididir. Bu saçılmada atom tam bir soğurucu gibi momentum değiştirir.

Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak ta tanımlanmaktadır. Bu tanımda, fotonların atomik bir sistemden saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak düşünülmektedir. Şöyle ki; birinci safhada $h\nu$ enerjili bir foton soğurulur ve atom bir a durumundan n durumuna uyarılır. İkinci safhada $h\nu'$ enerjili bir foton yayınlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Eğer sistemin son durumu b , başlangıç durumu a ile aynı ise yayınlanan ışının frekansı gelen ışının frekansı ile aynıdır. Bu olay Rayleigh saçılması olarak adlandırılır⁽⁷⁵⁾.

Rayleigh saçılmasının tesir kesiti atomik form faktörü yaklaşımı ile hesaplanabilir.

Form faktörü $F(\chi, Z)$;

$$|F(x, Z)|^2 = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th}} \quad (2.17)$$

şeklinde verilmektedir. Burada $(d\sigma/d\Omega)_R$ Rayleigh saçılma tesir kesiti, $(d\sigma/d\Omega)_{Th}$ ise Thomson saçılma tesir kesiti olup (2.11) denkleminde verildiği gibidir. Verilen bir form faktöründe polarize olmuş X-ışınları için Rayleigh saçılma tesir kesiti;

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = r_e^2 F^2(x, Z) \cos^2 \theta \quad (2.18)$$

şeklinde verilir⁽⁷⁶⁾. Burada θ gelen fotonla saçılan fotonun polarizasyon vektörü arasındaki açıdır.

v. Delbrück Saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilir. Fotonun, çekirdeğin Coulomb alanından saçılması olayına denir. Delbrück olayında çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesi ile bu çift yok olur ve hem enerji hem de faz bakımından gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana gelir⁽⁷⁷⁾. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçları çok açık olarak gözlenememektedir. Bir başka deyişle Delbrück saçılması, çekirdeğin Coulomb alanında yaratılan elektron-pozitron çiftlerinden fotonların saçılması sonucu oluşan elastik foton atom saçılması genliğine yapılan katkıdır⁽⁷⁸⁾.

Delbrück saçılması tesir kesiti Z^4 ile orantılıdır. İleri doğru Delbrück saçılması diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |a_1(h\nu) + ia_2(h\nu)|^2 = a_1^2(h\nu) + a_2^2(h\nu) \quad (2.19)$$

şeklinde verilir⁽⁷¹⁾. Burada $a_1(h\nu)$ saçılma genliğinin gerçek kısmı, $ia_2(h\nu)$ ise sanal kısmıdır.

2.2.2.B. İnkohherent Saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında, enerji farkı meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkohherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır. Bu durumda atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak bulunur. İnkohherent saçılmada fazlar arasında ilişki olmadığından dalgalar arasında girişim yoktur. İnkohherent saçılma oluş şekline göre Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması şeklinde sınıflandırılabilir. Bunların içerisinde en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

Bir ışının atomdan, toplam inkohherent saçılma tesir kesiti;

$$\sigma_{\text{ink}} = \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_{\text{KN}}(\theta) S(x, Z) \quad (2.20)$$

bağıntısıyla verilmektedir. Burada $d\sigma_{\text{KN}}(\theta)$, Klein- Nishina diferansiyel saçılma tesir kesiti, $S(x, Z)$ ise inkohherent saçılma fonksiyonudur.

İnkohherent saçılma diferansiyel tesir kesiti teorik olarak;

$$\frac{d\sigma_{\text{ink}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{KN}}(\theta)}{d\Omega} S(x, Z) \quad (2.21)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada $\frac{d\sigma_{\text{KN}}(\theta)}{d\Omega}$ Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti olup;

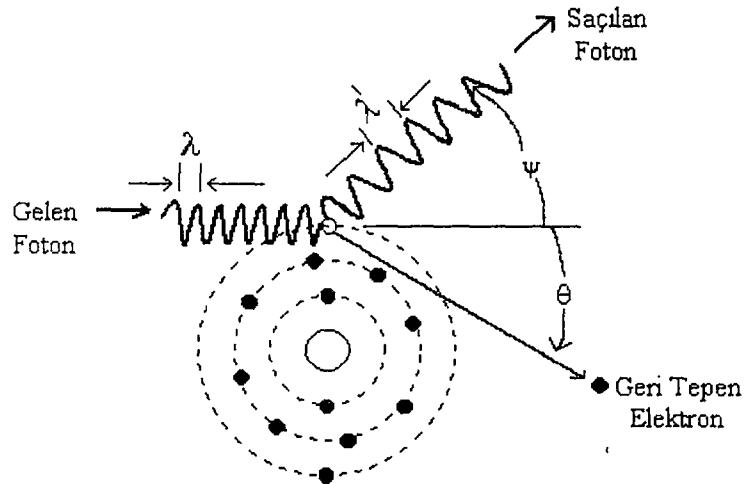
$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 [1 + k(1 - \cos\theta)]^{-2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)} \right] \frac{\text{cm}^2/\text{elektron}}{\text{steradian}} \quad (2.22)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada, $k = E(\text{eV}) / 511003,4$ elektronun birim durgun kütle enerjisi başına düşen foton enerjisi ve r_e , klasik elektron yarıçapıdır. $S(x,Z)$ inkoherent saçılma fonksiyonu olup $x = \sin(\theta / 2) / \lambda$ değerinin bir fonksiyonu olarak Hubbell ve arkadaşları tarafından tablolar halinde verilmiştir⁽⁷⁰⁾.

i. Compton Saçılması

Compton olayı, bir γ -ışınının atoma çok zayıf bağlı olan bir elektron ile çarpışmasıdır. Bu olay ışığın kuantum teorisini ve dolayısıyla ışığın tanecikli yapısını ortaya koyan önemli bir olaydır. Fotoelektrik olayı genellikle K ve L tabakalarına ait elektronlarda baskındır, Compton olayı ise dış tabaka elektronlarında daha baskındır. Compton olayı öncesinde, gelen fotonun enerjisi, fotonun etkileştiği elektronun bağlanma enerjisine göre çok büyüktür. Gelen foton, elektron ile etkileştikten sonra enerjisinin bir kısmını kaybetmiş olarak geliş doğrultusundan sapar. Compton olayı 0,1 MeV-10 MeV enerji aralığında daha etkindir.

Şekil 2.3'te görüldüğü gibi saçılan foton geliş doğrultusuyla ψ , elektron ise θ açısı yaparak saçılır.



Şekil 2.3. Compton Olayı

Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemde olduğundan enerjinin ve momentumun korunumu söz konusudur. Enerji ve momentumun korunumundan yararlanarak gelen fotonun dalga boyu ile saçılan fotonun dalga boyu arasındaki fark;

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\psi) \quad (2.23)$$

ile verilmektedir. Burada, λ' saçılan fotonun dalga boyu, λ gelen fotonun dalga boyu, ψ fotonun saçılma açısı ve $h/m_0 c$ terimi ise Compton dalga boyu λ_c olup değeri $\lambda_c = 0,02424 \text{ \AA}$ dur⁽⁷⁹⁾.

Aynı şekilde, enerjinin ve momentumun korunumundan hareketle saçılan foton enerjisi için;

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\psi)} \quad (2.24)$$

ifadesi bulunur. Burada E' , saçılan fotonun enerjisi; E , gelen fotonun enerjisi ve $\alpha = E/m_0 c^2 = 1/137$ olup ince yapı sabitidir. m_0 ise elektronun durgun kütlesidir. Geri tepen elektronun enerjisi, gelen fotonun enerjisi ile saçılan fotonun enerjisi farkına eşittir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi;

$$E_K = E - \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\psi)}$$

yada;

$$E_K = \frac{\alpha E(1 - \cos\psi)}{1 + \alpha(1 - \cos\psi)} \quad (2.25)$$

şeklinde verilir⁽⁸⁰⁾.

Toplam Compton saçılma tesir kesitinin Z ve E 'ye bağımlılığı yaklaşık olarak;

$$\sigma = \text{sabit} \cdot Z E^{-1} \quad (2.26)$$

şeklinde verilir⁽⁶⁸⁾.

ii. Nükleer Saçılma

Bir fotonun, atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelen inkoherent bir saçılma çeşididir. Bu saçılmanın inkoherent saçılma katsayısına katkısı oldukça azdır⁽⁷¹⁾.

iii. Raman Saçılması

Raman saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak düşünülmektedir. Birinci safhada $h\nu$ enerjili bir foton soğurulur ve atom bir a durumundan bir n durumuna uyarılır. İkinci safhada, atom $h\nu'$ enerjili bir foton yayınlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Atomun bu son durumu başlangıç durumundan farklı ise saçılma inkoherenttir ve bu olay Raman saçılması olarak bilinir. Raman saçılmasında, saçılan foton gelen fotondan daha az enerjiye sahip olabileceği gibi, şayet molekül başlangıçta uyarılmış titreşim veya dönme seviyesinde ise daha fazla enerjiye sahip olabilir⁽⁸¹⁾.

2.3. Kütle Soğurma Katsayısı ve Soğurma Kıyıları

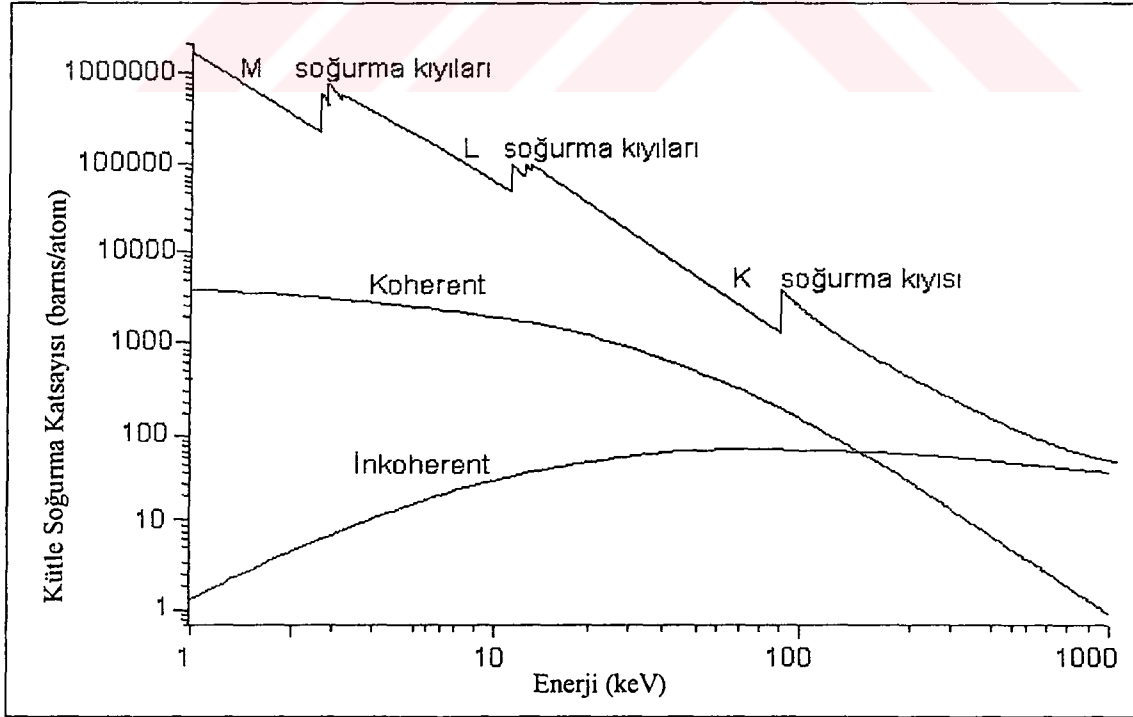
Maddeyi geçen ışın demetindeki azalmayı veren (2.4) bağıntısındaki μ , lineer soğurma katsayısı olarak tanımlanmıştır. Lineer soğurma katsayısının yoğunluğa oranı kütle soğurma katsayısı olarak adlandırılır. Fotoelektrik, saçılma ve çift oluşum olaylarının üçü de demetin şiddetinde azalmaya neden olduklarından bu olayların tesir kesitlerinin toplamı, toplam kütle soğurma katsayısını verir. Toplam kütle soğurma katsayısı;

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, τ/ρ fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, σ/ρ saçılma kütle soğurma katsayısı ve κ/ρ ise çift oluşumu kütle soğurma katsayısıdır. Toplam fotoelektrik soğurma katsayısı, atomdaki bütün kabuklar için iyonlaşma ihtimalini kapsadığından her bir kabuğun iyonlaşma ihtimallerinin toplamı;

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_E = \sum_i \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i} \quad (2.28)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $(\tau/\rho)_{E,i}$, i. elektron seviyesinin ($i = K, L_I, L_{II}, L_{III}, \dots$) E enerjili foton için fotoelektrik kütle soğurma katsayısıdır. Fotoelektrik etkileşme ihtimali, gelen fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça artmaktadır. Bu nedenle gelen X-ışınlarının enerjisi elektronların bağlanma enerjisine eşit olduğunda X-ışınlarının soğurulması en fazladır. Herhangi bir tabakadan bir elektron sökebilmek için gerekli olan minimum foton enerjisine, o elementin o tabakasına ait soğurma kıyısı denir. Soğurma kıyıları ve enerjinin fonksiyonu olarak kütle soğurma katsayılarının değişimi şekil 2.4'de gösterilmiştir⁽⁶⁵⁾.



Şekil 2.4. Pb için gelen foton enerjisinin fonksiyonu olarak kütle soğurma katsayısı

2.4. Floresans Verimi ve Coster-Kronig Geçişleri

Bir atomun tabaka veya alt tabaka floresans verimi, bu tabaka veya alt tabakada herhangi bir yol ile meydana getirilmiş bir boşluğun karakteristik X-ışını yayınlanarak doldurulması ihtimali olarak izah edilir ve $\omega_K, \omega_L, \omega_M, \dots$ ile gösterilir. Atomun tabakalarında bir boşluk meydana getirilmiş ise o atom uyarılmış haldedir. Uyarılmış halin ortalama ömrü τ ile, bu atomik durumun toplam seviye genişliği Γ arasındaki ilişki Heisenberg belirsizlik ilkesine göre, $\Gamma = \hbar/\tau$ ($\hbar = \hbar/2\pi$) şeklinde verilir. Γ toplam seviye genişliği, Γ_R ışımalı kısmın genişliği, Γ_A ışımasız kısmın genişliği ve Γ_{CK} Coster-Kronig genişliğinin toplamıdır. Buna göre ω floresans verimi;

$$\omega = \frac{\Gamma_R}{\Gamma} \quad (2.29)$$

ile verilir.

K tabakasına ait floresans verim, bir atomda herhangi bir yolla K tabakasında meydana gelmiş olan bir boşluğun karakteristik X-ışını yayınlanarak doldurulması ihtimaliyeti olarak tanımlanır ve;

$$\omega_K = I_K/n_K = [n(K\alpha_1) + n(K\alpha_2) + n(K\beta_1) + n(K\beta_2) + \dots]/n_K \quad (2.30)$$

ile verilir. Burada I_K , numuneden yayınlanmış K X-ışınlarının toplam sayısı, n_K ise K tabakasında meydana gelen boşlukların sayısıdır.

Daha yüksek atomik tabakaların floresans verimlerinin tanımını iki sebepten dolayđ daha karmaşıktır:

i. K tabakasının üstündeki tabakalardaki elektronlar farklı açısal momentum kuantum sayısına sahip olduğundan birden fazla alt tabakadan meydana gelmiştir. Bu sebeple, ortalama floresans verimi genellikle tabakaların iyonize ediliş şekillerine bağlıdır. nkn farklı iyonizasyon metotları farklı sayıda boşluk oluşmasına sebep olur. Bu nedenle ortalama floresans verim ancak belli boşluk dağılımları için tarif edilebilir.

ii. Aynı baş kuantum sayısına sahip bir atomik tabakanın alt tabakaları ($L_I, L_{II}, L_{III} \dots$) arasındaki Coster-Kronig geçişleri söz konusudur. Bu Coster-Kronig geçişler, aynı baş kuantum sayısına sahip alt tabakalar arasında elektron veya boşluk kaymasına sebep olur.

Bir atomda $\Delta n=0$ olan geçişler yasak geçişlerdir. Aynı baş kuantum sayısına sahip bir atomik tabakanın alt tabakaları arasındaki geçişlere ya da boşluk transferine Coster-Kronig Geçişleri denir. Herhangi bir yolla bir X tabakasının ($X=K, L, M, \dots$) X_i alt tabakasında meydana getirilmiş bir boşluğun X_j alt tabakasına kayma ihtimali yani Coster-Kronig geçiş ihtimaliyeti f_{ij}^X ile gösterilmektedir. Örneğin, f_{12}^L Coster-Kronig geçişi $2p_{1/2}$ (L_2 alt tabakası)'den $2s_{1/2}$ (L_1 alt tabakası)'ye bir elektronun geçiş ihtimalidir. Coster-Kronig geçişleri ışıklı ve ışısız olarak iki kısımdan ibarettir. Işıklı kısım $f_{ij}^X(R)$ ile, ışısız kısım ise $f_{ij}^X(A)$ ile gösterilir. $f_{ij}^X(R) \ll f_{ij}^X(A)$ 'dır. Herhangi bir X tabakasının i ve j alt tabakaları arasındaki Coster-Kronig geçişleri;

$$f_{ij}^X = f_{ij}^X(R) + f_{ij}^X(A) \quad (2.31)$$

ile verilmektedir. Coster-Kronig geçişlerinin olmaması durumunda, X tabakası için ortalama floresans verimi;

$$\bar{\omega}_X = \sum_{i=1}^k N_i^X \omega_i^X \quad (2.32)$$

olarak yazılabilir. Burada ω_i^X X tabakasının i. alt tabakasına ait floresans verimdir. N_i^X ise X tabakasının i. alt tabakasındaki primer boşlukların rölatif sayısıdır ve;

$$N_i^X = \frac{n_i^X}{\sum n_i^X} \quad \text{ve} \quad \sum_{i=1}^k N_i^X = 1 \quad (2.33)$$

ile verilir.

(2.32) ve (2.33) denklemlerindeki toplamlar, X tabakasının tüm alt tabakaları üzerindedir. X tabakasındaki boşlukların toplam sayısı n_x ile gösterilirse;

$$n_x = \sum_{i=1}^k n_i^x \quad (2.34)$$

yazılabilir. Bu durumda X tabakasına ait ortalama floresans verim;

$$\bar{\omega}_x = \frac{I_x}{n_x} \quad (2.35)$$

şeklinde verilir. Burada I_x , X tabakasından yayınlanmış karakteristik X-ışını fotonlarının sayısıdır. Bu ifade, primer boşluk dağılımının değişmediği yani Coster-Kronig geçişlerin olmadığı durumlar için geçerlidir. Şayet bir tabakada meydana getirilen boşluklar daha yüksek tabakalardan geçişlerle doldurulmadan önce Coster-Kronig geçişler ile yer değiştirirlerse yukarıda bahsettiğimiz denklemler kullanılmaz. Bu durumda Coster-Kronig geçişleri dikkate alan iki farklı yaklaşım kullanılabilir:

i. Ortalama floresans verim $\bar{\omega}_x$; Coster-Kronig geçişlerle değişmiş bir V_i^x boşluk dağılımlı ω_i^x alt tabaka floresans verimlerinin lineer kombinasyonu olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir. (Bu metot başlangıçtan itibaren ω_i^x alt tabaka floresans verimlerinin elde edilmesi bakımından avantajlıdır ve gerçek fiziksel durumlara yaklaşık olarak uyar.)

$$\bar{\omega}_x = \sum_{i=1}^k V_i^x \omega_i^x \quad (2.36)$$

Burada V_i^x katsayısı, Coster-Kronig geçişlerle oluşan boşluklar da dahil X_i alt tabakasındaki boşlukların rölatif sayısını gösterir ve;

$$\sum_{i=1}^k V_i^x > 1 \quad (2.37)$$

denklemine uyar. V_i^x 'lerin toplamı, X_i alt tabakasında meydana getirilmiş boşlukların bazılarının, Coster-Kronig geçişlerle daha üst tabakalara kaydığından ve böylece bir defadan fazla sayıldıklarından, birden büyüktür. Bir boşluğun bir X_i alt tabakasından daha üst bir X_j alt tabakasına kayması Coster-Kronig geçiş ihtimali f_{ij} ile gösterildiğinden V_i^x niceliği, N_i^x rölatif primer boşluk sayısı cinsinden ;

$$\begin{aligned} V_1^x &= N_1^x \\ V_2^x &= N_2^x + f_{12}^x N_1^x \\ V_3^x &= N_3^x + f_{23}^x N_2^x + (f_{13}^x + f_{12}^x f_{23}^x) N_1^x \\ &\vdots \\ &\vdots \\ &\vdots \\ V_k^x &= N_k^x + f_{k-1,k}^x N_{k-1}^x + (f_{k-2,k-1}^x f_{k-1,k}^x) N_{k-2}^x + \dots + (f_{1k}^x + f_{12}^x f_{2k}^x + \dots) N_1^x \end{aligned} \quad (2.38)$$

olarak yazılabilir.

ii. Ortalama floresans verim $\bar{\omega}_x$ için bu ifade N_i^x primer boşluk dağılımı ve özel olarak tanımlanmış v_i^x katsayılarının lineer kombinasyonu olarak yazılabilir. Bu metot, verilen bir deney için primer boşluk sayısı biliniyorsa deneysel açıdan daha uygundur. Bu yaklaşıma göre bir X tabakasının ortalama floresans verimi;

$$\bar{\omega}_x = \sum_{i=1}^k N_i^x v_i^x \quad (2.39)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada v_i^x katsayısı X_i alt tabakasındaki primer boşluk başına meydana gelen X tabakası karakteristik X -ışınlarının toplam sayısını temsil etmektedir. $V_i^x \omega_i^x$ ve $N_i^x v_i^x$ çarpımları eşit değildir. (2.36) ve (2.37) denklemlerinde görüldüğü gibi, çarpımların toplamı sadece ortalama floresans verim $\bar{\omega}_x$ 'e eşittir. $V_i^x \omega_i^x$ 'in fiziksel

Atomdan yayınlanan K X-ışınları yine aynı atomun üst tabakalarında bulunan bir elektronu sökerek boşluk meydana getirebilir. Bu olaya Auger Olayı (ışımsız geçiş) denir. Sökülen bu elektrona ise Auger elektronu adı verilir. K tabakası için Auger olayı ihtimaliyeti;

$$a_k = \frac{I_{KA}}{n_k} \quad (2.43)$$

şeklinde ifade edilir. Burada; a_k K tabakası için Auger olayı ihtimaliyeti, I_{KA} ışımsız geçişlerin sayısı ve n_k ise meydana getirilen boşluk sayısıdır.

Floresans verimi ω_i^x ; bir boşluğun bir elektron tarafından o tabakaya ait bir karakteristik X-ışını yayınlamakla doldurulması ihtimaliyeti, Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri f_{ij}^x ; bir boşluğun aynı tabakanın daha yüksek alt tabaka elektronları tarafından doldurulması ihtimaliyeti ve Auger verimi a_i^x ise; alt tabakalarda meydana getirilmiş bir boşluğun ışımsız olarak daha yüksek tabaka elektronları tarafından doldurulması ihtimaliyeti olmak üzere bunlar arasında;

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^x = 1 \quad (2.44)$$

bağıntısı vardır. Bu olayların meydana gelişi şematik olarak Şekil 2.6'de gösterilmiştir. (2.44) bağıntısından K tabakası için;

$$\omega_k + a_k = 1 \quad (2.45)$$

ve L tabakası için ise;

$$\begin{aligned} \omega_1 + a_1 + f_{12} + f_{13} &= 1 \\ \omega_2 + a_2 + f_{23} &= 1 \\ \omega_3 + a_3 &= 1 \end{aligned} \quad (2.46)$$

şeklinde yazılır. Herhangi bir tabakaya ait ortalama Auger verimi;

$$\bar{a}_x = \sum_{i=1}^k V_i^x a_i^x \quad (2.47)$$

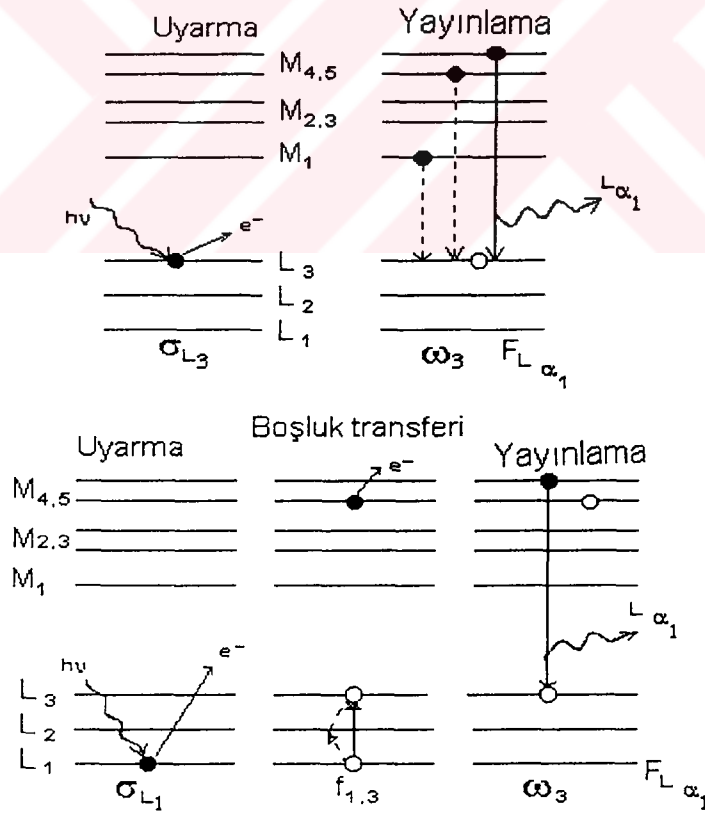
şeklinde verilir. Burada V_i^x , Coster-Kronig geçişler ile değiştirilmiş relatif boşluk sayısıdır. Belli bir boşluk dağılımı için bir tabakanın ortalama floresans verimi ($\bar{\omega}_x$) ile ortalama Auger verimi (\bar{a}_x) arasındaki ilişki;

$$\bar{\omega}_x + \bar{a}_x = 1 \quad (2.48)$$

şeklindedir. Bu ilişki L tabakası için;

$$\bar{\omega}_L + \bar{a}_L = 1 \quad (2.49)$$

şeklinde yazılabilir⁽⁵⁾.



Şekil 2.5. Floresans Olayı ve Coster-Kronig geçişleri⁽⁵⁾.

2.6. Gama Işınları

2.6.1. Gama Işınlının Oluşumu

Atomik X-ışını spektrumlarında olduğu gibi, γ -ışını spektrumlarının da keskin çizgilerden meydana gelmesi, çekirdeğin farklı nükleer enerji seviyelerine sahip olduğunu gösterir. Gama ışınları, uyarılmış durumdaki çekirdeklerin daha düşük enerji seviyelerine geçerken, yayınlamış oldukları elektromanyetik radyasyon olarak tarif edilmektedir.

Uyarılmış çekirdekler, genellikle kendilerine ait daha düşük enerji durumlarına geçişler ile temel duruma dönerler. Bu enerji seviyeleri arasındaki geçişte ya bir veya birden fazla γ -ışını yayımlanır ya da enerji bir atomik elektrona aktarılır. Atomik elektrona enerji transferi ile temel hale dönme olayına dahili dönüşüm olayı denir. Temel hale dönme işleminde çekirdek ve γ -ışını özellikleri Şekil 2.6'da Am-241'in bozunma şeması ile gösterilmiştir. Şemada çekirdek özelliği olarak, seviye enerjileri, yarı ömürleri, spin ve pariteleri; γ -ışını özelliği olarak ise enerjileri, emisyon ihtimalleri ve multipolariteleri görülmektedir. Bu şema 2.6.3 alt başlığı altında açıklanacaktır.

Nükleer seviyelerin de, atomik seviyeler gibi kesikli ve iyi tanımlanmış olduğu bilinmektedir. γ -ışını emisyonunda, enerji ve momentumun korunumuna göre çekirdek, γ -ışını momentumuna eşit momentumu verecek bir hızla, zıt yönde geri tepmelidir. Fotonun kütlesi çok küçük olduğundan çekirdeğin geri tepme enerjisi, genellikle ihmal edilir. Fakat γ -ışınlarının enerjisi nükleer seviyelerin enerjisi cinsinden yazılmak istenirse, bu geri tepme enerjisi göz önüne alınmak zorundadır. γ -ışınlarının enerjisi;

$$E_{\gamma} = E_i - E_f - E_R \quad (2.50)$$

yazılabilir. E_i ve E_f ilk ve son nükleer seviyelerin enerjileri ve E_R ise çekirdeğin geri tepme enerjisidir. E_R için;

$$E_R = 0,5368 \times 10^{-6} E_\gamma^2 / A_r \quad (2.51)$$

ifadesi yazılabilir⁽⁶⁸⁾. Burada A_r rölatif atomik küttedir ve enerjiler keV cinsindedir. Yüksek bir enerji durumundan (E_i) daha düşük bir enerji durumuna (E_f) geçen bir çekirdek, fazla olan ($\Delta E = E_i - E_f$) enerjisini; γ -ışını yayınlama ile, dahili dönüşüm olayı ile veya dahili çift oluşum olayı ile, dışarı atar. Bu üç olaydan γ -ışını yayınlanması daha çok görülür.

2.6.2. Radyoaktif Bozunma Kanunu

Bir atom çekirdeğinin, bir α -parçacığı, β -parçacığı, γ -ışını veya başka herhangi bir parçacık yayınlaması ya da ekstra-çekirdek kabuğundan bir elektron yakalaması olayına, radyoaktif bozunma adı verilir. Deneysel deliller, radyoaktif bozunmanın eksponansiyel bir kanuna göre olduğunu göstermektedir. Şayet bozunmanın rastgele bir tabiata sahip olduğu kabul edilirse, bu kanunun türetilmesi mümkün olur. Bu rastgele tabiat, hangi anda hangi atomun bozunacağını bilinmesinin mümkün olmadığını ima eder. Bozunmamış her bir çekirdeğin (veya bozunmamış atomun) gelecek bir saniye içindeki bozunma ihtimaline λ diyelim ve aynı zamanda $\lambda \ll 1$ olduğunu kabul edelim. İstatistiki teoremin temel kabulü, λ 'nın zamandan ve mevcut diğer çekirdeklerin tip ve sayılarından bağımsız olmasıdır. Bir dt zaman aralığında her bir çekirdeğin bozunma ihtimali λdt olacaktır. Verilen bir zamanda şayet N sayıda bozunmamış çekirdek varsa, dt zamanında bozunacak olanların sayısı;

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.52)$$

olur. Bu eşitlikten anlaşılacağı üzere kısa bir dt süresindeki bozunma sayısı bozunmamış çekirdeklerin sayısı (N) ve dt zaman aralığı ile doğru orantılıdır. Denklemdaki eksi işareti, t arttıkça N 'nin azaldığını göstermektedir. (2.52) bağıntısı;

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (2.53)$$

şeklinde yazılır. $t = 0$ iken radyoaktif çekirdeklerin sayısının N_0 olduğu farz edilerek integral alınırsa;

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.54)$$

elde edilir. Burada $N(t)$, t anında mevcut radyoaktif çekirdeklerin sayısını göstermektedir. Çoğu kez, verilen bir radyoaktif numunedeki mevcut radyoaktif çekirdeklerin sayısını bilmekten çok, birim zamanda bozunmaya uğrayan çekirdeklerin sayısını bilmek daha önemlidir. Bu sayı radyoaktif numunenin aktifliği kullanılarak bulunur. Aktiflik, verilen bir numunede saniyedeki parçalanma sayısı olarak tanımlanır. (2.54) bağıntısından;

$$\text{Aktiflik} = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N \quad (2.55)$$

bulunur. Görüldüğü gibi bir numunenin aktifliği, mevcut radyoaktif çekirdeklerin sayısına (N) ve bozunma sabitine (λ) bağlıdır⁽⁷⁴⁾.

2.6.3. Am-241'in Bozunma Şeması

Çalışmamızda kullandığımız Am-241 radyoizotopunun bozunma şeması Şekil 2.6'da verilmiştir⁽⁸²⁾. Bu şekildeki gösterimler ve izahları kısaca şu şekildedir:

1. Radyoaktif elemente ait simge (X), [atom numarası (Z) ve kütle numarası (A) olmak üzere (${}_Z X^A$) şeklinde gösterilir].
2. α -bozunması (\curvearrowright şeklinde gösterilir).
3. β -bozunması (\curvearrowleft şeklinde gösterilir).
4. Elektron yakalama (\curvearrowright şeklinde gösterilir).
5. Geçiş yüzdesi (toplam bozunmanın yüzdesi olarak verilir).
6. Hinderance (engel) faktörü.
7. Seviyenin enerjisi.

8. Uyarma enerjisine sahip enerji seviyeleri.
9. γ -ışını geçiş enerjisi (yatay çizgiler arasına çizilmiş dikey çizgiler üzerinde verilir)
10. γ -ışını yayınlama yüzdesi (dikey çizgilerin üzerinde verilmiştir).
11. γ -ışını geçişleri (yatay çizgiler arasına çizilmiş dikey çizgilerle gösterilmiştir).
12. Belirsiz düzey ve geçişler (yatay çizgiler arasına çizilmiş dikey kesikli çizgilerle).
13. Spin (kütle numarası tek olan atomlar buçuklu, çift olanlar ise tam değer ve yatay çizgilerin sol uç tarafının üzerine yazılmıştır).
14. Parite (nükleer spin gibi seviyeleri isimlendirmek veya tanımlamak için kullanılır ve $M_1, E_2, M_3 \dots$ olan geçişler paritenin değişmediği duruma, $E_1, M_2, E_3 \dots$ geçişleri de paritenin değiştiği durumlara karşılık gelir)⁽⁶⁸⁾.



15. Mevcut bilgilerde var olan fakat tek başına tespit edilemeyen değerler.
16. M_1 , manyetik geçiş [γ -ışını multipolaritesidir. $L(\gamma)$ ışını ile taşınan açısal momentum 1 dir ve geçiş bir dipol geçiştir].
17. E_1 , elektrik geçiş ($L=1$ olup geçiş bir dipol geçiştir).
18. E_2 , elektrik geçiş ($L=2$ olup geçiş bir kuadropol geçiştir).
19. M_1 ve E_2 geçiş kombinasyonu [belli yüzdelerle geçiş hem dipol ($L=1$) hem de kuadropol ($L=2$) geçiştir].
20. E_1 ve M_2 geçiş kombinasyonu [belli yüzdelerle geçiş hem dipol ($L=1$) hem de kuadropol ($L=2$) geçiştir]⁽⁶⁸⁾.
21. Uyarılmış seviyenin yarı ömrü [ns: nano saniye (10^{-9} s), y: yıl, d: gün].
22. Temel durumun yarı ömrü (temel durum çizgisinin sol ucunda gösterilmiştir).
23. Temel durum (yatay kalın çizgilerle gösterilmiştir).

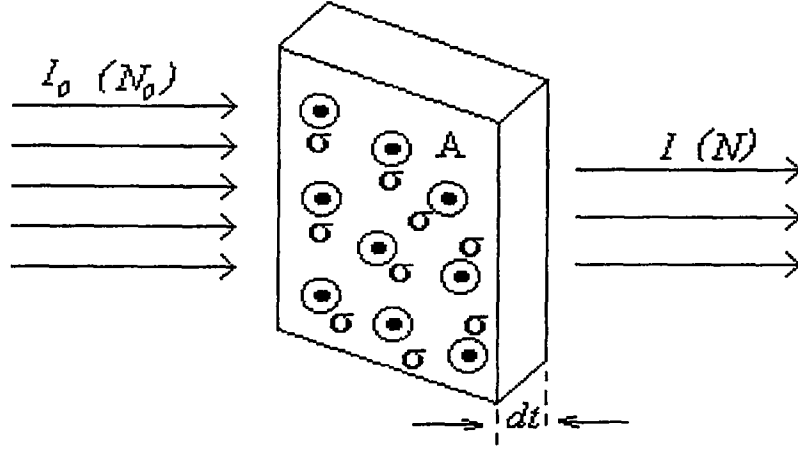
2.7. Tesir Kesiti

Klasik fizik (makroskopik fizik) sahasında teoriler genellikle bir kesinlik ifade ettiği halde kuantum fiziği (mikroskopik fizik) sahasında teoriler genellikle bir kesinlik ifade etmez. Bu nedenle çeşitli olaylar ihtimallerle izah edilebilir. Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesinde de; soğurma, saçılma, çift oluşum yada herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen Őuadaki parçacıkların hedef çekirdeklere çarptıkları zaman neler olabileceği ihtimallerinin ifade edilebilmesi ve gelen Őuanın Şiddetindeki azalmanın hesaplanabilmesi için bir tesir kesiti (σ) kavramının tanımlanması gerekmektedir.

Tesir kesiti, verilen bir olayın meydana gelme ihtimalinin bir ölçüsüdür ve bir numune üzerine gelen parçacık veya foton tarafından, ilgilenilen bir olayın meydana getirildiği numune etkin alanı olarak tarif edilir. Bu alan, parçacığın geometrik kesitinden daha büyük veya daha küçük olabilir.

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I_0 Şiddeti ile düşürülen parçacıklar demeti düşünelim. Bu parçacık demetindeki bir parçacık ince levhadan geçerken elementin çekirdeğine çok yaklaşırsa yani çekirdek etrafındaki etkin alan içerisine düşerse bu parçacığın bir miktarı çekirdek tarafından soğurulma veya saçılma ihtimaline sahiptir. Çekirdeğe uzak yani çekirdeklerin etkin alanının dışından geçen parçacıklar ise soğurulmadan geçerler. Kısacası parçacıklar çekirdeğin etkin alanına düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelir, etkin alan dışına düşerse herhangi bir reaksiyon meydana gelmez. İnce bir levha üzerine gelen parçacıklar Őuası Şekil 2.7'de gösterilmiştir.

Parçacık demeti ince levhadan geçerken bu demetin bir miktarının madde atomları tarafından soğurulma ihtimali olduğunu biliyoruz. Şayet tesir kesiti σ , bir atomu kuşatan ve ilgilenilen herhangi bir olayın meydana gelmesi ile ilgili etkin alan ise, gelen parçacık bu alana düştüğu zaman ilgilenilen olay gerçektecektir.



Şekil 2.7. İnce bir levha üzerine gelen parçacıkların şuaası.

Levhanın birim hacmi başına n tane hedef atomu düştüğü ve bu levhanın hiçbir atomu diğer atom üzerine binmeyecek şekilde ince olduğu kabul edilirse bu durumda her bir atomun gelen parçacıklarla, ilgilenilen olayı gerçekleştirmesi mümkün olacaktır. Böylece ndt , birim yüzey başına düşen atom sayısı ve $Andt$, A alanındaki toplam atom sayısı olacaktır. Her bir atom ilgilenilen olaya σ etkin alanıyla katıldığından toplam etkin alan, $Andt\sigma$ olur. Eğer bir bombardıman demetinde N tane parçacık varsa ve ince levha dilimindeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı dN ise;

$$\frac{dN}{N} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Hedef alan}} \quad (2.56)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda;

$$\frac{dN}{N} = n \sigma dt \quad (2.57)$$

ifadesi elde edilir. Belirli bir kalınlıkta, bir dt dilimindeki atomlarla etkileşerek gelen parçacıkların oranını bulmak için (2.57) denkleminin integralinin alınması gerekir. Eğer gelen her parçacığın yalnız bir etkileşme yaptığı kabul edilirse, dilimin ilk dt kalınlığı

içinden geçerken, dN adet parçacığın demetten ayrılmış olduğu düşünülebilir. Denklem bu nedenle eksi işareti alır. Bu eksi (-) işareti, gelen parçacıkların levhadan geçtikten sonra sayısının azalacağını gösterir. Buna göre (2.57) denklemi;

$$\frac{dN}{N} = -n \sigma dt \quad (2.58)$$

haline gelir. Bu (2.58) ifadesinin integrali alınırsa;

$$N = N_0 \cdot e^{-n\sigma t} \quad (2.59)$$

ifadesi elde edilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı, N levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısı ve σ ise tesir kesitidir. $n\sigma t$ yeterince küçük olduğu zaman;

$$N = N_0(1 - n \sigma t) \quad (2.60)$$

yazılabilir. Bu durumda t kalınlığını geçerken soğurulan (ilgilenilen etkileşmeye giren) parçacıkların sayısı;

$$dN = N_0 n \sigma t \quad (2.61)$$

şeklinde verilir. Bu denklemden tesir kesiti için;

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (2.62)$$

genel ifadesi elde edilir⁽⁸³⁾. Bu ifadeden de görüldüğü gibi tesir kesiti σ , alan birimindedir ve birimi barn'dır, b ile gösterilir ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Tesir kesiti σ 'ya mikroskopik tesir kesiti de denir. n ile σ 'nın çarpımına ise makroskopik tesir kesiti

denir ve Σ ile gösterilir ($\Sigma=n\sigma$). Tesir kesiti, hedef atomlarının cinsine ve gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak değişir.

2.8. Diferansiyel Tesir Kesiti

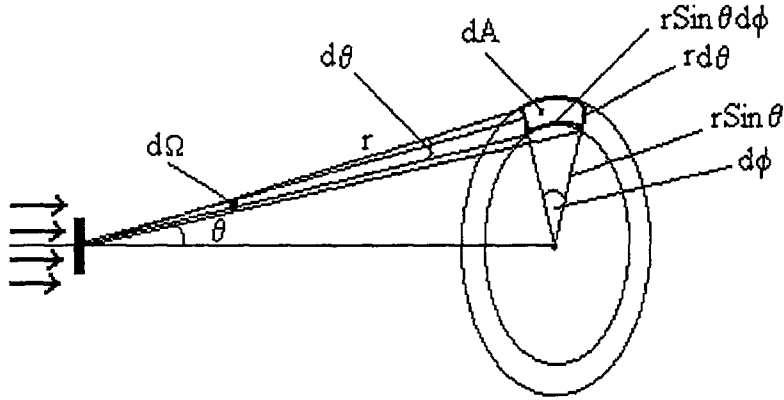
Numune üzerine gelen parçacıkların hedef atomlarıyla etkileşmelerinde, her zaman sadece bir tür reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Şayet birden fazla türde reaksiyon meydana gelmiş ise, her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Yani değişik reaksiyonlar için değişik tesir kesiti kavramı ortaya çıkacaktır. İşte meydana gelen bu özel tesir kesitlerine kısmî tesir kesitleri denir ve toplam tesir kesiti bunların toplamına eşittir. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra, dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjiye sahip olabilirler. Geliş doğrultusuyla θ açısı yaparak $d\Omega$ katı açısı içinde saniyede saçılan parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılabilmesi için, açığa bağımlı başka bir tesir kesiti türünün tanımlanması gerekir. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tarif edilir. Diferansiyel tesir kesiti $\sigma(\theta, \phi)$ ile gösterilir ve;

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir kesiti/steradian}) \quad (2.63)$$

şeklinde yazılabilir. Böylece toplam tesir kesiti;

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.64)$$

şeklinde ifade edilir. Burada σ_T toplam tesir kesiti, $d\sigma/d\Omega$ diferansiyel tesir kesiti ve $d\Omega$ ise katı açıdır. $d\Omega$ katı açısının hesap elemanları Şekil 2.8 'de gösterilmiştir. Bu $d\Omega$ katı açısının değeri Şekil 2.8 yardımıyla hesaplanabilir.



Şekil 2.8. $d\Omega$ katı açısının hesap elemanları.

Nükleer reaksiyon sonucu numuneden yayınlanan parçacıklar üç boyutta bir dağılım gösterir. dA ; parçacıkların numune içine düştüğü etkin alan ve r ; parçacıkların yayınlandığı kaynak ile seçilen dA alanı arasındaki mesafe olmak üzere $d\Omega$ katı açısı;

$$d\Omega = \frac{\text{Alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} \quad (2.65)$$

olarak yazılabilir. dA alanı iki boyutun çarpımı olduğuna göre;

$$\begin{aligned} dA &= r d\theta (r \sin\theta) d\phi \\ dA &= r^2 \sin\theta d\theta d\phi \end{aligned} \quad (2.66)$$

olur. Buna göre (2.65) ifadesi (2.66) denkleminde yerine yazılırsa;

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.67)$$

denklemini elde edilir. Bu (2.67) denkleminin integrali alınırsa toplam katı açısı bulunur.

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (2.68)$$

olur. Katı açı kesri ise;

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (2.69)$$

olur. σ_T , toplam tesir kesiti (2.64) ve (2.67) denklemleri yardımıyla bulunabilir.

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.70)$$

Şayet diferansiyel tesir kesiti, ϕ 'den bağımsız ise toplam tesir kesiti; (ϕ üzerinden integral alındıktan sonra)

$$\sigma_T = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.71)$$

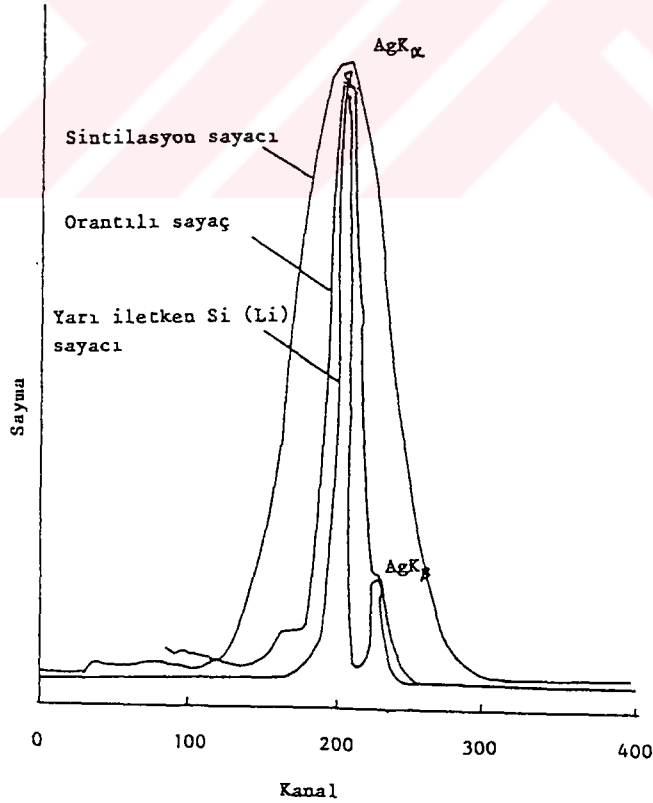
şeklinde bulunabilir. Burada $d\sigma / d\Omega = \sigma(\theta)$ diferansiyel tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti hesabı; hem enerjiye bağlı kısmî tesir kesitinin bulunmasında, hem de tesir kesitinin yöne bağlılığının saçılmanın cinsine göre de değiştiğinin bulunmasında faydalıdır⁽⁸³⁾.

3. DENEY SİSTEMİ VE NUMUNELERİN UYARILMASI

3.1.Yarı İletken Dedektörlerin Çalışma Prensibi

Bir γ ve X-ışını dedektörü, γ ve X-ışını foton enerjisini, bu fotonların dedektör aktif maddesi ile çeşitli yollarla etkileşmesi sonucu, voltaj pulsuna çeviren bir dönüştürücü olarak tanımlanabilir⁽⁸⁴⁾.

X-ışınlarının sayılması değişik araştırma alanları için çok önemlidir. X-ışınlarının sayılmasında farklı dedektör çeşitleri ve tipleri kullanılmaktadır. Dedektör seçiminde; dedektör tipi, hassas olduğu enerji bölgesi, ayırma gücü (rezölüsyon), temel sayma seviyesi gibi bir takım önemli faktörler yapılan araştırmalar için çok önemlidir. Bazı dedektörlerin ayırma güçleri şekil 3.1'de görülmektedir⁽⁸⁵⁾. Şekilde görüldüğü gibi ayırma gücü en yüksek dedektörler yarı iletken dedektörlerdir.

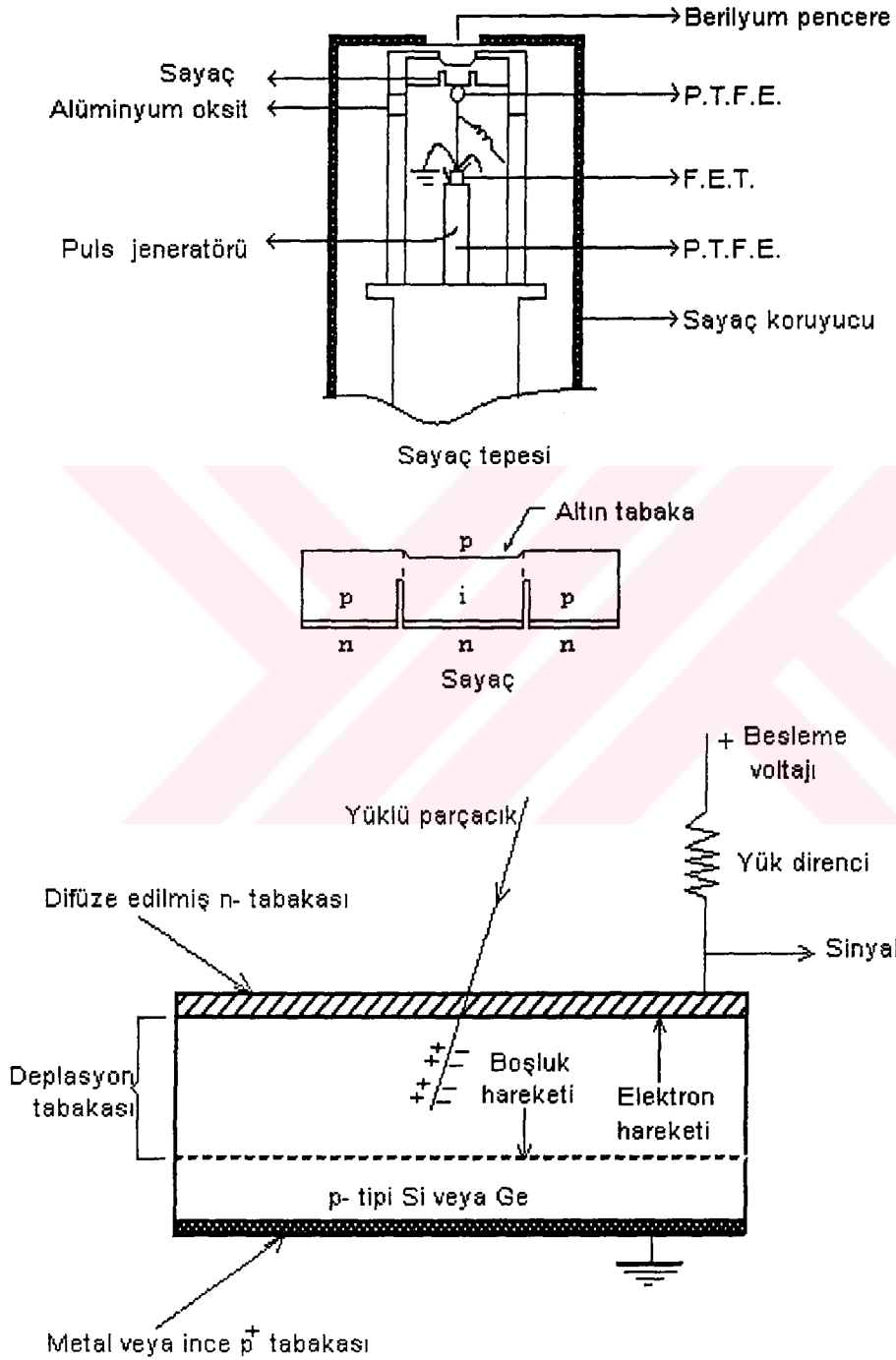


Şekil 3.1. Bazı dedektörlerin ayırma güçleri.

Bu çalışmada, karakteristik X-ışınlarının şiddetleri ölçülmektedir. Karakteristik X-ışınlarının enerjileri birbirine yakındır, hem de genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bu sebepten bu enerji bölgesinde, dedektör verimliliği ve ayırma gücü en iyi olan yarı iletken dedektörler tercih edilmektedir.

X-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden birini lityum sürüklenmiş yarı iletken dedektörlerin yapılması teşkil eder. Lityum sürüklenmiş yarı iletken dedektör, bir pozitif (p-tipi) bölge ile bir negatif (n-tipi) bölge arasında bulunan intrinsik (i-tipi) bölgeye sahip bir kristalden ibarettir. Yani dedektör p - i - n tipi bir diyottur. İntrinsik bölge, uygun şartlar altında p-tipi silisyum (veya germanyum) içerisine, lityum sürüklenmesi ile meydana gelir. Dedektör yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Dedeksiyon (sayma) işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Şekil 3.2’de bir yarı iletken dedektör şematik olarak gösterilmiştir⁽⁸⁵⁾. Şekilde görülen dedektörün en önemli iki fiziksel özelliği, kalınlığı ve alanıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektörün alanı arttıkça artar, fakat bu ayırma gücünü azaltır. Soğurma verimliliği de, kalınlık arttıkça artar. Bu çalışmada kullandığımız Si(Li) dedektörün aktif alanı 12 mm² ve kalınlığı 3 mm dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196 °C) tutulmalıdır. Bunun için “Horizontal Dipstick” tipindeki dedektör, 30 lt sıvı azot alabilecek bir kaba (dewar) yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için 25 µm kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. E enerjili bir foton, dedektörün aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar enerjileri bitinceye kadar, yolu boyunca elektron-boşluk (hole) çifti meydana getirerek dedektör içinde hareket eder. Si(Li) dedektörüne yaklaşık -500 voltluk besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör içinde, gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-boşluk çifti oluşur. p-tipi ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET (alan etkin transistör) devresiyle akım pulsundan potansiyel pulsu haline dönüştürülür.

Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe, enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir.



Şekil 3.2. Yarı iletken dedektörlerinin şematik gösterimi.

3.2. Si(Li) Dedektörünün Verimi

X-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör verimliliğinin bilinmesi ve verimlilik eğrisinin belirlenmesi gerekir. Dedektör verimliliği beş şekilde sınıflandırılır:

- a) Fotopik (sayma) verimliliği: Dedektörde, ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.
- b) Mutlak verimlilik: Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır. Kaynak dedektör uzaklığına bağlıdır.
- c) Bağıl verimlilik: Herhangi bir enerjideki dedektör verimliliğinin diğer enerjilerdeki dedektör verimliliğine oranıdır.
- d) Radyal verimlilik: Herhangi bir enerjide dedektör verimliliğinin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.
- e) İntrensik verimlilik: Dedektörün intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.

Bir dedektörün bir enerjideki verimi, dedektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelip sayılan fotonların sayısını bilmekle tayin edilebilir. Bu verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine alır. Düşük enerjili standart radyoizotop kaynaklar mevcut olmadığından özellikle bu enerjilerde, dedektör için verimlilik eğrisinin elde edilmesi oldukça zordur. Dedektör verimini; kolimatör faktörü, sayaç maddesi, sayacın hassas bölgesi, kıyılardan kaçmalar ve imalat faktörü etkiler. Yarı iletken dedektörler için sayma verimliliği teorik olarak Cohen tarafından;

$$\varepsilon = \varepsilon_i f_g(E) f_{Be} f_{Au} f_d f_R \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilmiştir⁽⁸⁶⁾. Burada ε_i intrinsik verimlilik olup, dedektörün intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır. İntrensik verimlilik;

$$\varepsilon_i = 1 - \exp[-\mu D] \quad (3.2)$$

şeklinde verilir. Burada μ silisyum için ilgili enerjideki lineer soğurma katsayısı, D ise hassas bölgenin kalınlığıdır.

$f_g(E)$ geometrik faktör olup nokta kaynak için;

$$f_g(E) = \left(1 + \frac{Z(E)}{d}\right)^2 \quad (3.3)$$

ile verilir. Yarıçapı r_s olan bir radyoizotop kaynak için ise;

$$f_g(E) = \frac{2}{x} \left[1 - \frac{1}{(1+x)^{1/2}}\right] \left[1 + \frac{Z}{d}\right]^2 \quad (3.4)$$

şeklinde verilir. Bu ifade de, $x = \frac{r_s^2}{(d+Z)^2}$ ve Z ise $Z = \frac{1 - \exp[-(\mu D)(1 + \mu D)]}{\mu[1 - \exp(-\mu D)]}$

şeklinde verilir. Burada Z , E enerjili fotonun dedektör içinde soğurulduğu etkin derinlik ve d ise kaynak–dedektör mesafesidir.

f_{Be} , f_{Au} , f_d berilyum pencere, altın ve ölü tabaka için transmisyon faktörleri olup;

$$f_{(i=Be,Au,d)} = \exp[-\mu_i x_i] \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada μ_i , x_i kalınlığındaki i . tabakanın lineer soğurma katsayısıdır.

f_R dedektör verimliliğinin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder ve radyal verimlilik olarak;

$$f_R = \frac{1}{r} \int_0^r \exp[-\alpha t^2] dt \quad (3.6)$$

şeklinde verilir. Burada α radyal bağımlılık terimi, t nokta kaynağın radyal doğrultuda dedektör merkezinden olan uzaklığı ve r ise dedektörün yarıçapıdır.

Deneysel olarak E enerjisindeki fotopik verimlilik;

$$\varepsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{\Omega_0 \text{TRP}_E} \quad (3.7)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada N_E T zamanı içinde dedektörde sayılan foton sayısı, R kaynağın bozunma hızı ve P_E ise E enerjili fotonun kaynaktan yayımlanma ihtimalidir. Ω_0 etkin katı açısı ise;

$$\Omega_0 = \frac{\pi r^2}{(d + Z)^2} \quad (3.8)$$

ile verilebilir.

Kaynak-dedektör uzaklığına bağlı olan mutlak verimlilik;

$$\varepsilon(E) = \frac{N_E}{\text{TRP}_E} \quad (3.9)$$

bağıntısı ile verilir⁽⁸⁶⁾.

3.3. Enerji Kalibrasyonu

Karakteristik X-Işınları ve saçılan radyasyonun enerjileri birbirinden farklıdır. Analizör, sayma sırasında gelen fotonları, foton enerjisine göre ayırmakta ve kanallara yerleştirmektedir. Yani enerji kanala göre değişmektedir. Dolayısıyla kalibrasyon eğrisi, enerji ile kanal arasında çizilen bir eğri ile verilmektedir. Biz çalışmamızda enerji kalibrasyonu yapmak için bu eğrilerden doğrusal olanı tercih ettik.

E_1 ve E_2 enerjilerine karşılık gelen kanal değerleri k_1 ve k_2 olsun. E ile k arasındaki doğru denklemi;

$$\frac{(E - E_1)}{(E_2 - E_1)} = \frac{(k - k_1)}{(k_2 - k_1)} \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde $m = (E_2 - E_1) / (k_2 - k_1)$ olmak şartıyla;

$$E = E_1 + m(k - k_1) \quad (3.11)$$

şeklinde bir doğru denklemi elde edilir⁽⁸⁷⁾.

Bu çalışmada enerji kalibrasyonu, Am-241 nokta kaynağından yayınlanan 59,54 keV ve 26,30 keV enerjili γ fotonları ile Fe-55 halka kaynağından yayınlanan 5,89 keV'lik MnK α ve 6,49 keV'lik MnK β fotonları kullanılarak yapılmıştır.

3.4. Numunelerin Hazırlanması

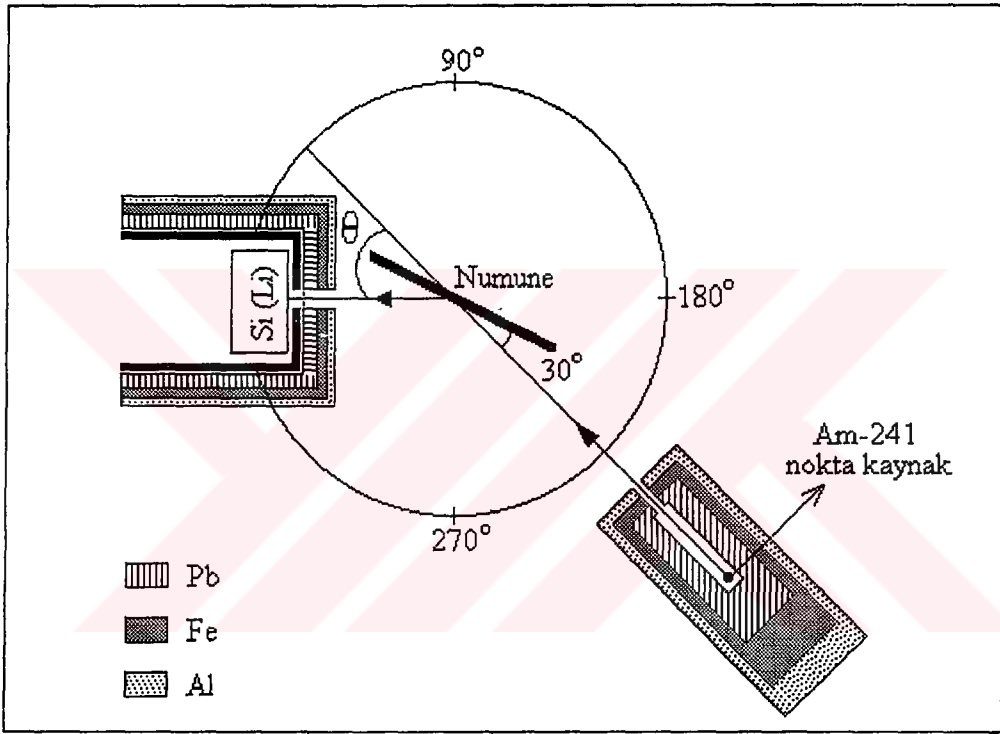
Bu çalışmada, atom numarası $70 \leq Z \leq 92$ aralığında olan bazı elementlerin L X-ışını diferansiyel tesir kesitleri deneysel olarak ölçülmüştür. L X-ışını diferansiyel tesir kesitlerinin ölçülmesinde, atom numarası $26 \leq Z \leq 47$ aralığında olan bazı elementlerin K X-ışınlarının şiddetlerinden yararlanılmıştır. Çalışmada kullanılan elementler ve özellikleri tablo 3.1'de verilmiştir. Elementlerin toz ve foilleri kullanılmıştır. Foil halinde bulunan elementler özel olarak hazırlanan bir zımba ile 10 mm çapında dairesel numuneler haline getirilmiştir. Toz halinde bulunan elementler ise akik havanında öğütüldükten sonra, en küçük parçacık büyüklüğünü elde etmek için 400 mesh'lik eleklerle elenmiştir. Böylece parçacık büyüklüğü ve soğurma etkileri en aza indirilmiştir. Daha sonra elekten geçirilen bu toz numuneler, selefona bant üzerine 10 mm çapında bir alana homojen bir şekilde dökülerek ince film numuneler haline getirilmiştir. Bu numunelerin kütleleri, 10^{-5} gram hassasiyete sahip Mettler H-10 terazisi ile ölçülmüştür.

Tablo 3.1. Çalışmada kullanılan numuneler ve özellikleri.

Element	Kimyasal Formülü	Numune Formu	Kalınlık (μm) Par. Büy.(mesh)	Safılığı (%)
^{92}U	$\text{UO}_2(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Toz	$400 \leq$	99.000
^{90}Th	$\text{Th}(\text{NO}_3)_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	Toz	$400 \leq$	99.000
^{83}Bi	—	Toz	$100 \leq$	99.990
^{82}Pb	—	Foil	$70 \mu\text{m}$	99.900
^{81}Tl	Tl_2O_3	Toz	$400 \leq$	99.000
^{80}Hg	$\text{Hg}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Toz	$400 \leq$	99.999
^{79}Au	—	Foil	$25 \mu\text{m}$	99.990
^{78}Pt	—	Foil	$140 \mu\text{m}$	99.000
^{75}Re	—	Toz	$400 \leq$	99.000
^{74}W	—	Foil	$36 \mu\text{m}$	99.950
^{73}Ta	—	Foil	$25 \mu\text{m}$	99.950
^{72}Hf	—	Toz	$400 \leq$	99.900
^{71}Lu	Lu_2O_3	Toz	$400 \leq$	99.990
^{70}Yb	Yb_2O_3	Toz	$400 \leq$	99.000
^{47}Ag	—	Foil	$25 \mu\text{m}$	99.970
^{42}Mo	—	Foil	$23 \mu\text{m}$	99.900
^{40}Zr	—	Foil	$20 \mu\text{m}$	99.970
^{38}Sr	—	Toz	$400 \leq$	99.900
^{35}Br	KBr	Toz	$400 \leq$	99.900
^{33}As	As_2O_3	Toz	$400 \leq$	99.000
^{30}Zn	—	Foil	$25 \mu\text{m}$	99.990
^{28}Ni	—	Foil	$25 \mu\text{m}$	99.900
^{26}Fe	—	Foil	$25 \mu\text{m}$	99.500

3.5. Deney Geometrisi ve Numunelerin Uyarılması

Karakteristik X-ışınlarının şiddetlerini, hem uyarma hem de sayma bakımından etkileyen faktörlerden birisi de deney geometrisidir. Bu çalışmada şekil 3.3’de verilen deney geometrisi kullanılmıştır.



Şekil 3.3. Deney geometrisi

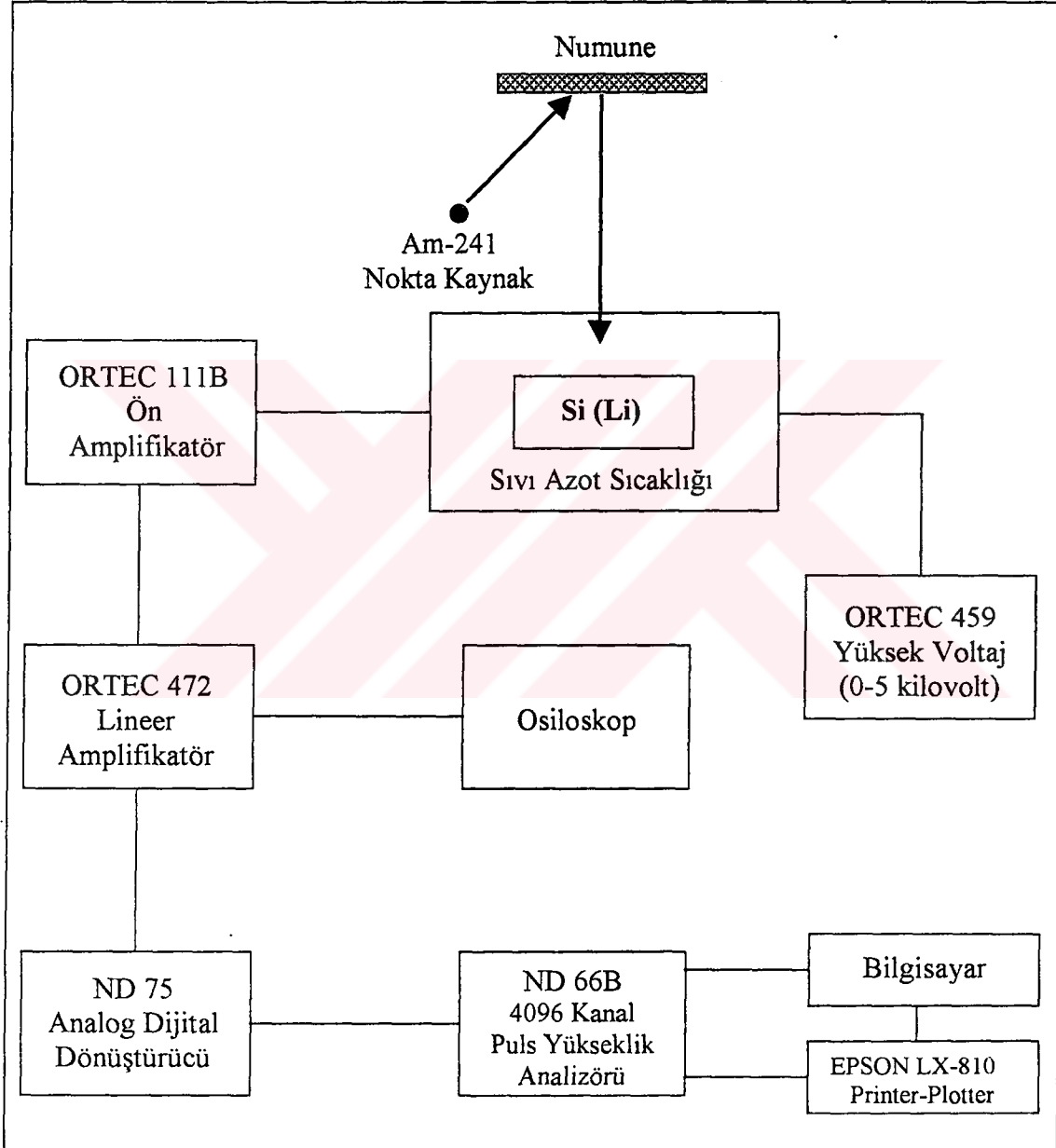
Numuneler 100 mCi şiddetindeki Am-241 radyoizotop nokta kaynağından yayınlanan 59,54 keV’lik gama ışınları ile uyarılmıştır. Numuneleri uyararak için kullanılan Am-241 nokta kaynağı, sırasıyla Pb, Fe ve Al içeren silindirik bir kolimatör içersine yerleştirilmiştir, böylece nokta kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının numune üzerine paralel bir demet halinde gelmesi sağlanmıştır. Numuneden yayınlanan karakteristik X-ışınlarının küçük bir açı içinde dedektörü görmesi için ve Am-241 nokta kaynağından yayınlanan gama ışınlarının ise dedektörü doğrudan görmesini önlemek için Si (Li) dedektörü de Pb, Fe ve Al içeren bir kolimatör ile kaplanmıştır.

Bu kolimatörün Be pencereyi gören kısmındaki delik mümkün olduğunca küçük tutulmuş (6 mm çapında) ve böylece numuneden dedektöre gelen karakteristik X-ışınlarının geliş açısındaki belirsizlik minimize edilmiştir.

Deney geometrisinde de görüldüğü gibi uyarıcı kaynaktan gelen gama ışınları ile numune yüzeyi arasındaki açı sabit (30°) tutulmuştur. Saçılma açısı θ ise değişkendir ve ölçümler; deney geometrisinin müsaade ettiği 45° ile 135° aralığında 45° , 50° , 60° , 70° , 80° , 90° , 100° , 110° , 120° , 135° olmak üzere 10 farklı saçılma açısı için alınmıştır. Ölçümler süresince kaynak-numune ve numune-dedektör mesafeleri 5'şer cm olarak tespit edilmiştir. Sayma istatistiğinden gelebilecek hataları azaltmak için uzun süreli sayımlar yapılmıştır. K X-ışını sayımları 30.000 'den az olmayacak şekilde, L X-ışını sayımları 15.000 'den az olmayacak şekilde, her numune farklı sürelerde sayılmıştır. Aynı zamanda temel sayma / toplam sayma oranının düşük olmasına dikkat edilmiştir.

Am-241 nokta kaynağının numuneyi bombardıman etmesiyle atomda meydana gelen boşluğun üst tabaka elektronları tarafından doldurulması sonucu oluşan karakteristik X-ışınlarının sayımında, CANBERRA firması tarafından imal edilmiş ve 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 160 eV olan ORTEC 8013 (SL 12160) Si (Li) dedektörü kullanılmıştır. Dedektörün aktif çapı 3.91 mm, hassas kristal derinliği 3 mm ve Be pencerenin kalınlığı 0,025 mm 'dir. Dedektörden elde edilen pulslar, ORTEC 117B ön amplifikatöründen ORTEC 472 lineer amplifikatörüne geçirilerek büyütülmüş, ND 75 analog dijital dönüştürücü yardımıyla NUCLEAR DATA firması tarafından imal edilmiş olan 4096 kanallı ND 66B çok kanallı puls yükseklik analizörünün 1024 kanalına kaydedilmiştir. Ayrıca Si (Li) dedektörüne ORTEC 459 yüksek voltaj kaynağı ile yaklaşık -500 voltluk beslenme potansiyeli uygulanmıştır. Elde edilen spektrumlar bilgisayarda incelenmiş, numunelerimize ait spektrumların net alanlarının bulunmasında Şahin ve arkadaşları⁽⁸⁸⁾ tarafından geliştirilen pik ayırma metodu kullanılmıştır. Spektrumlara ait bilgilerin EPSON LX-810 printer-plotter ile çıktısı alınmıştır. Kullanılan deney sisteminin blok diyagramı şekil 3.4'de verilmiştir.

Çalışmada kullanılan bazı elementlerin çeşitli saçılma açılarındaki L X ve K X-ışını spektrumları şekil 3.6-3.12'de gösterilmiştir. Bu spektrumlar, Microcal Origin version:3,5 (Microcal Software, Inc.USA) programı ile çizilmiştir.

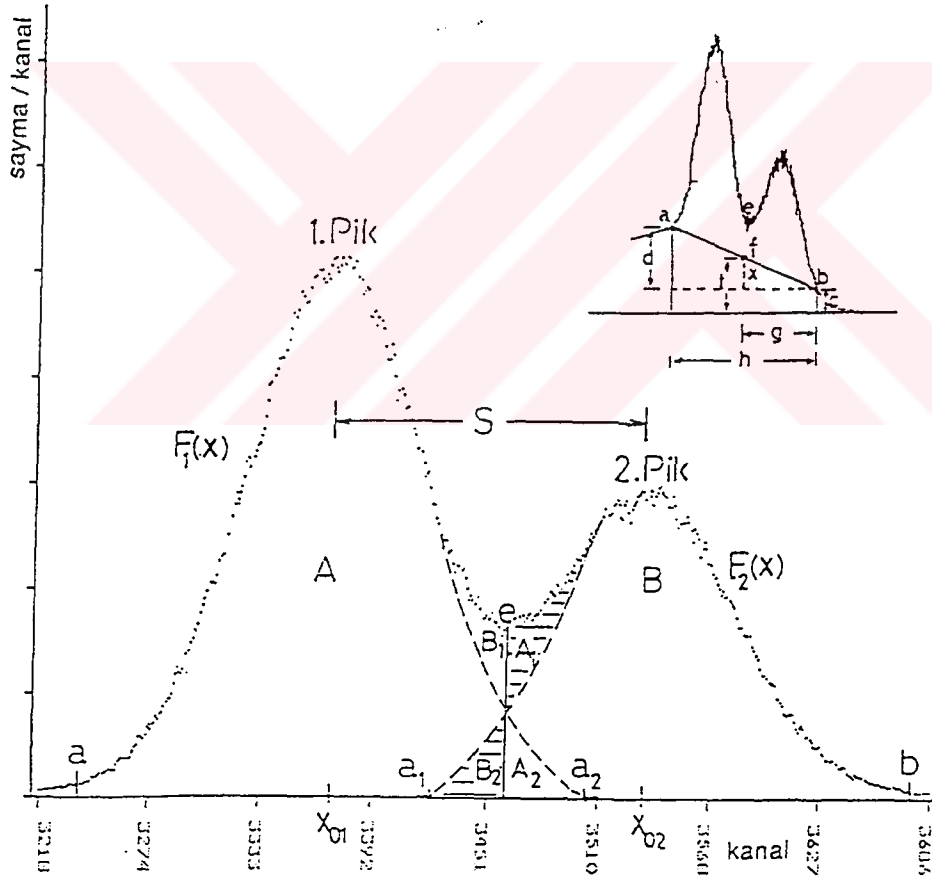


Şekil 3.4. Deney Sisteminin Blok Diyagramı.

3.6. Üst Üste Binmiş Piklerin Analizi

Karakteristik X-ışınları ile ilgili çalışmalarda pik şiddetinin doğru ölçülmesi çok önemlidir. Özellikle küçük atom numaralı elementlerin karakteristik X-ışınlarına ait pikler üst üste binmektedir.

Çalışmada kullandığımız elementlere ait piklerin analiz edilmesi için Şahin ve arkadaşları⁽⁸⁸⁾ tarafından geliştirilen metot kullanılmıştır. Üst üste binmiş piklerin olduğu örnek bir spektrum şekil 3.5’de gösterilmiştir.



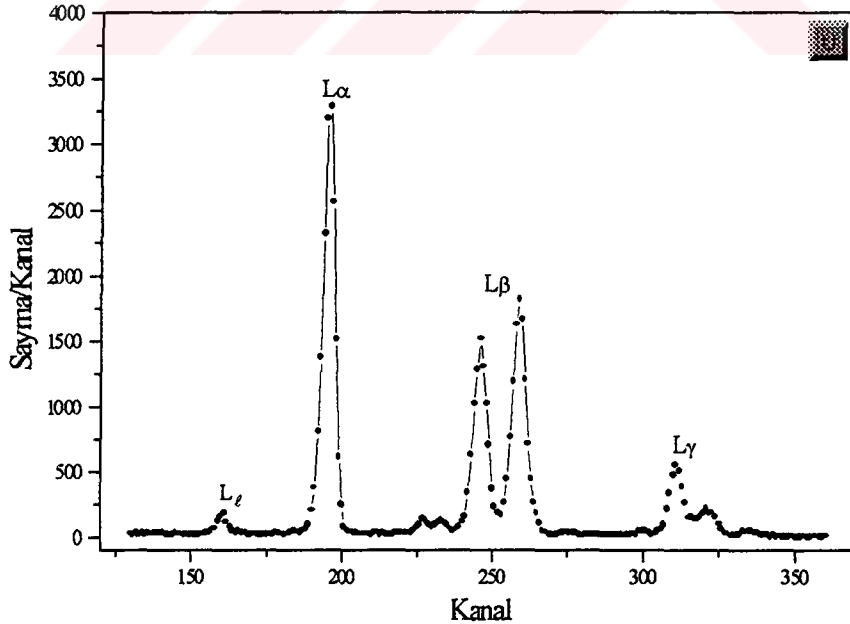
Şekil 3.5. Üst üste binmiş piklerin şekli.

Bu metot ile, spektrumlar değerlendirilirken K_{α} ve K_{β} piklerinin bittiği nokta etrafında 10 kanal ortalaması alınarak temel sayma için uygun kanallar ve sayımlar bulunmuştur (şekildeki a ve b noktaları). Tespit edilen sınır noktaları bir doğru ile birleştirilmiştir. K_{α} ve K_{β} piklerinin kesim noktası (e) temel sayma doğrusuna (f noktasına);

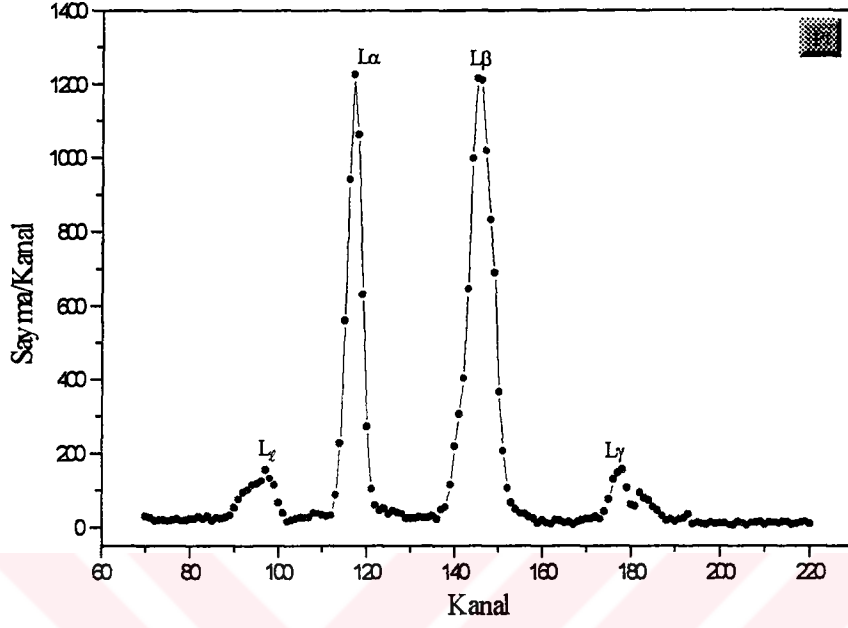
$$t = \left(\frac{gd}{h} \right) + c \quad (3.12)$$

bağıntısı kullanılarak indirilmiştir.

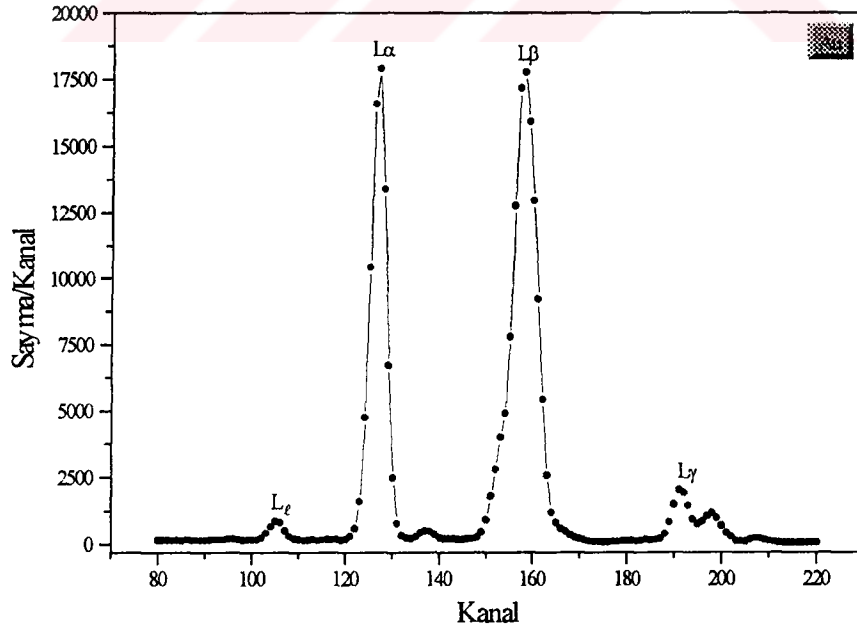
Böylece K_{α} ve K_{β} piklerinin net alanları sırasıyla af ve bf kanalları arasındaki net alan olarak tarif edilmiştir. Burada 1. pik için A_1 alanı kayıp olmakla beraber B_1 alanı kadar kazanç vardır. 2. pik için B_1 alanı kadar bir kayba karşılık A_1 alanı kadar bir kazanç vardır. Yapılan hesaplamalar $\sigma_1 + \sigma_2 \geq S$ şartının sağlanması halinde aynı pik için kayıp ve kazancın birbirini telafi edecek mertebede olduğunu ortaya koymuştur⁽⁸⁸⁾.



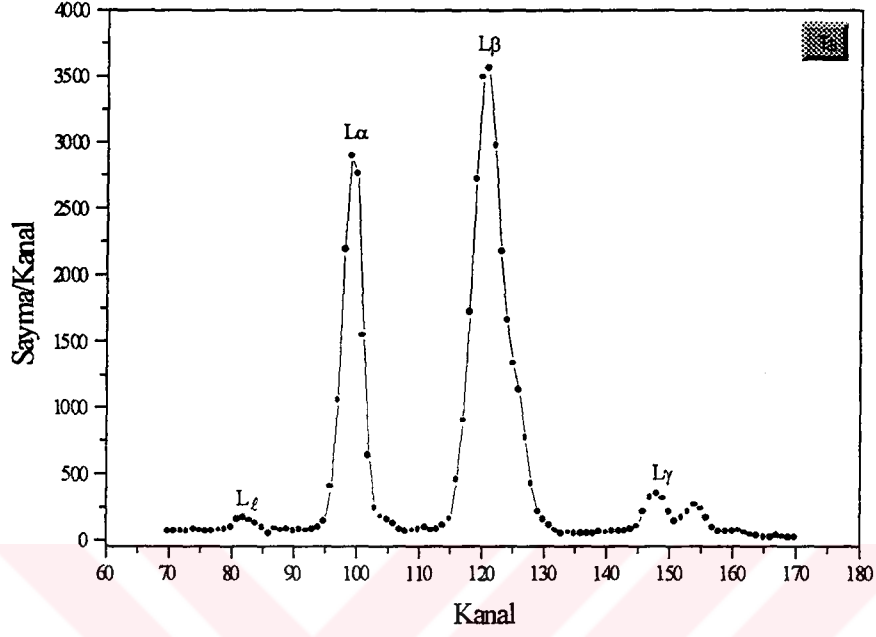
Şekil 3.6. U'un $\theta = 120^\circ$ 'deki tipik L X-ışını spektrumu.



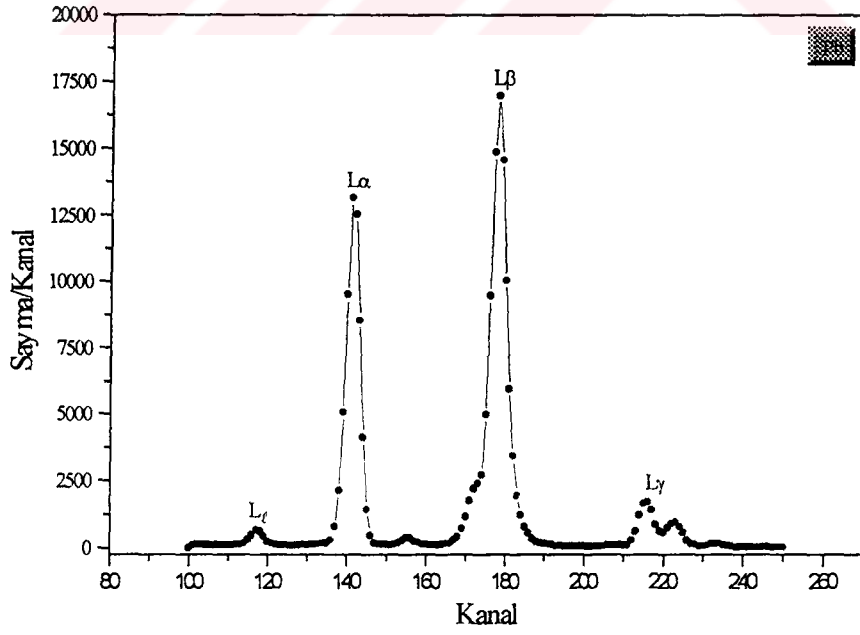
Şekil 3.7. Pt'nin $\theta=90^\circ$ 'deki tipik L X-ışını spektrumu.



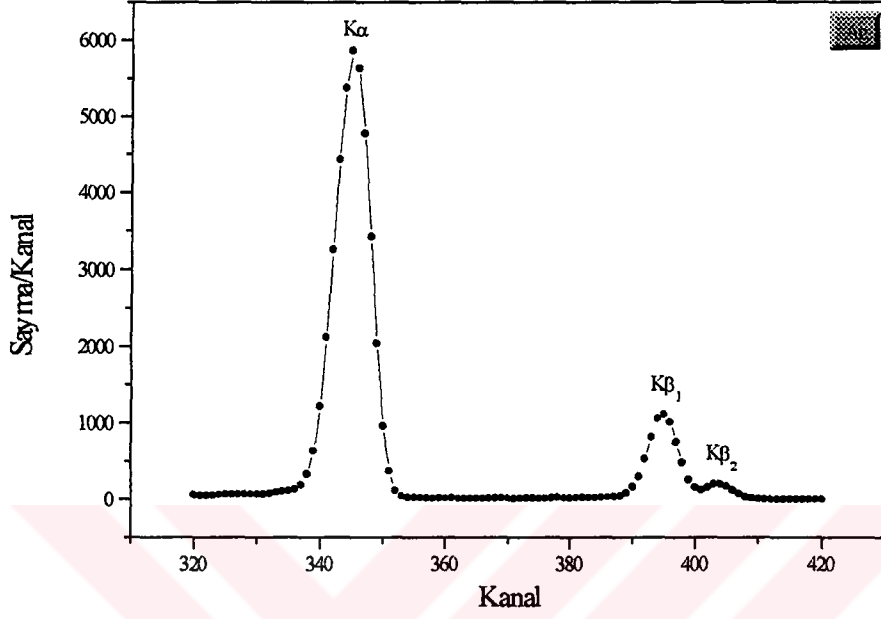
Şekil 3.8. Au'nun $\theta=110^\circ$ 'deki tipik L X-ışını spektrumu.



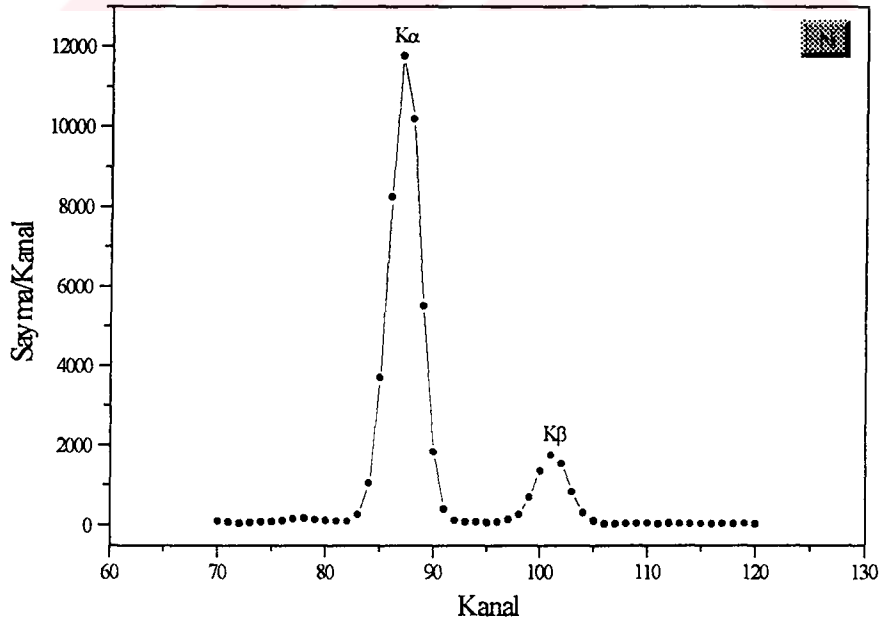
Şekil 3.9. Ta'un $\theta=80^\circ$ 'deki tipik L X-ışını spektrumu.



Şekil 3.10. Pb'un $\theta=60^\circ$ 'deki tipik L X-ışını spektrumu.



Şekil 3.11. Ag'un $\theta=120^\circ$ 'deki tipik K X-ışını spektrumu.



Şekil 3.12. Ni'in $\theta=90^\circ$ 'deki tipik K X-ışını spektrumu.

4. L TABAKASI DİFERANSİYEL TESİR KESİTİNİN DENEYSEL OLARAK TESPİT EDİLMESİ

4.1. Karakteristik L X-Işınlarnn Açısal Dağılımı

Cooper ve Zare fotoiyonizasyondan sonra sökülen fotoelektronların diferansiyel tesir kesitlerini;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\sigma_{\text{top}} / 4\pi \right) \{ 1 + \beta [P_2 (\cos\theta)] \} \quad (4.1)$$

şeklinde ifade etmişlerdir⁽¹²⁾. Burada σ_{top} toplam kesir kesiti, $P_2 (\cos\theta)$ Legendre polinomu ve β ise asimetri parametresidir. Fotoiyonizasyondan sonra açısal momentuma bakmaksızın yayınlanan karakteristik X-ışınlarının izotropik olduğu hesaplanmıştır⁽¹³⁾.

L X- ışınlarının açısal dağılımı alt tabakaların toplam açısal momentumuna bağlıdır. Flügge ve arkadaşları toplam açısal momentumu $J=1/2$ (K, L₁, L₂, M₁, M₂, ... alt tabakaları) olan tabakalara geçişlerden yayınlanan karakteristik X-ışınlarının izotropik olduğunu, toplam açısal momentumu $J=3/2$ (L₃, M₃, M₄, ... alt tabakaları) ve $J=5/2$ (M₅ alt tabakası) olan alt tabakalara geçişlerden yayınlanan karakteristik X-ışınlarının ise anizotropik olduğunu teorik olarak hesaplamışlardır⁽²²⁾. Bazı araştırmacılar yaptıkları deneysel çalışmalarda fotonlarla uyarma için Flügge ve arkadaşlarının buldukları teorik ifadenin doğruluğunu ispatlamışlardır⁽³⁹⁻⁴⁹⁾.

Karakteristik X-ışınlarının açısal dağılımları bazı araştırmacılar tarafından;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = \sum_{\ell} a_{\ell} [P_{\ell} (\cos\theta)] \quad (4.2)$$

denklemleri ile verilmektedir⁽³⁹⁻⁴²⁾. Burada $P_{\ell} (\cos\theta)$ Legendre polinomunu, a_{ℓ} ise sabit sayıları göstermektedir.

Yapılan deneysel çalışmalar (4.2) denkleminin a_0 , a_1 ve a_2 katsayıları ile sınırlı olduğunu göstermiştir. Bundan dolayı (4.2) denklemi;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = a_0 + a_1 \cdot \cos\theta + a_2 \cdot \cos^2\theta \quad (4.3)$$

şeklinde de ifade edilebilir.

Herhangi bir L X-ışını için toplam tesir kesiti;

$$\sigma_{\text{top}} = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} (\sin\theta d\theta) \quad (4.4)$$

denklemleri ile verilmektedir. Bu denklemlerde (4.3) denklemleri yerine yazılırsa;

$$\sigma_{\text{top}} = 2\pi \int_0^\pi a_0 \sin\theta d\theta + 2\pi \int_0^\pi a_1 \cos\theta \sin\theta d\theta + 2\pi \int_0^\pi a_2 \cos^2\theta \sin\theta d\theta \quad (4.5)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemler integre edilirse;

$$\sigma_{\text{top}} = 4\pi \left(a_0 + \frac{a_2}{3} \right) \quad (4.6)$$

şeklinde toplam tesir kesiti ifadesi elde edilir⁽³⁹⁻⁴²⁾.

4.2. Soğurma Düzeltmesi Faktörünün Hesaplanması

Am-241 nokta kaynağından çıkan fotonların numune atomlarının tabakalarında boşluk meydana getirmesi ve bu boşluğun daha üst tabakalardaki elektronlar tarafından doldurulması sonucu yayınlanan karakteristik X-ışınları, farklı enerjilere sahiptir. Bundan dolayı meydana gelen karakteristik X-ışınlarının numune içinden geçerken

numune atomları tarafından soğurulmaları da farklı olacaktır⁽⁸⁹⁾. Karakteristik X-ışınlarının numune atomları tarafından soğurulmasından dolayı ölçülen X-ışını şiddeti, yayınlanandan daha az olmaktadır. Bunun şiddet ölçümlerine dayanan bütün çalışmalarda dikkate alınması gerekmektedir. Öz soğurma düzeltmesi;

$$\beta = \frac{1 - \exp \left[(-1) \left(\frac{\mu_{(gelen)}}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_{(yay.)}}{\cos\theta_2} \right) t \right]}{\left(\frac{\mu_{(gelen)}}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_{(yay.)}}{\cos\theta_2} \right) t} \quad (4.7)$$

bağıntısından yararlanarak hesaplanmıştır⁽⁸⁹⁾. Burada θ_1 numune yüzeyi normali ile Am-241 nokta kaynağından numuneye gelen fotonlar arasındaki açı, θ_2 numune yüzeyi normali ile numuneden yayınlanan karakteristik X-ışınları arasındaki açıdır. Bu çalışmada $\theta_1=60^\circ$ ve θ_2 ise $0^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ ve 75° olmak üzere 10 farklı açı alınmıştır. t ise (g/cm^2) cinsinden numunenin kalınlığı olup toz numunelerde tartılan numune miktarının numune alanına bölünmesiyle, foil numunelerde ise numune kalınlığının numune yoğunluğu ile çarpılmasıyla bulunmuştur. Numune yoğunlukları Hubbell ve Seltzer'in tablolarından alınmıştır⁽⁹⁰⁾. $\mu_{(gelen)}$ ve $\mu_{(yay.)}$ sırasıyla Am-241 nokta kaynağından gelen foton ve numuneden yayınlanan karakteristik K ve L X-ışınlarının ilgili enerjilerindeki toplam kütle soğurma katsayılarıdır (cm^2/g). Numuneden yayınlanan karakteristik K ve L X-ışınlarının toplam kütle soğurma katsayılarını hesaplamak için, kullanılan numunelerin $K\alpha, \beta$ ortalama enerjisi Storm ve Israel'in tablosundan alınmıştır⁽⁹¹⁾. Kullanılan numunelerin $L\epsilon, L\alpha, L\beta$ ve $L\gamma$ ışını ortalama enerjileri ise Scofield'in L X-ışını emisyon oranları tabloları⁽⁹²⁾ ve Bearden'in X-ışını dalga boyları tablolarından⁽⁹³⁾ yararlanarak bulunmuştur. Çalışmada kullanılan elementlerin $L\epsilon, L\alpha, L\beta$ ve $L\gamma$ ışını ortalama enerjileri tablo 4.1'de verilmiştir. Öz soğurma düzeltmesi hesaplamalarında kullanılan $\mu_{(gelen)}$ ve $\mu_{(yay.)}$ değerleri Hubbell ve Seltzer'in tablolarından⁽⁹⁰⁾ faydalanarak;

$$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_E = \sum_i W_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{E_i} f \quad (4.8)$$

bağıntısına göre hesaplanmıştır⁽⁹⁴⁾. Burada W_i i.elementin ağırlık konsantrasyonu, $(\mu/\rho)_{E_i}$ i. elementin E enerjisindeki kütle soğurma katsayısı, f ise maddenin saflığıdır.

Tablo 4.1. Çalışmada kullanılan elementlerin $L\alpha$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ ışını ortalama enerjileri.

Element	$\bar{E}_{L\alpha}$ (keV)	$\bar{E}_{L\beta}$ (keV)	$\bar{E}_{L\gamma}$ (keV)
^{92}U	11,618	13,596	17,081
^{90}Th	11,118	12,952	16,102
^{83}Bi	9,420	10,827	13,014
^{82}Pb	9,184	10,541	12,612
^{81}Tl	8,953	10,258	12,219
^{80}Hg	8,721	9,979	11,834
^{79}Au	8,494	9,704	11,461
^{78}Pt	8,268	9,434	11,092
^{75}Re	7,603	8,645	10,046
^{74}W	7,388	8,391	9,712
^{73}Ta	7,173	8,140	9,385
^{72}Hf	6,959	7,893	9,067
^{71}Lu	6,753	7,650	8,756
^{70}Yb	6,545	7,410	8,421

4.3. L Tabakası Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Ölçülmesi

Kahlon ve arkadaşları tarafından herhangi bir θ açısındaki L tabakası diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma^\theta(L_i)}{d\Omega} = N_x^\theta(L_i) \frac{M}{N} \frac{1}{t} \frac{1}{\beta^\theta(L_i)} \frac{4\pi}{S_\gamma \cdot a_\gamma \cdot W_1 \cdot W_2^\theta \cdot \epsilon(E)} \quad (4.11)$$

şeklinde verilmiştir.⁽³⁹⁻⁴²⁾. Burada $N_x^\theta(L_i)$ θ açısındaki L X-ışını şiddeti, M atomik ağırlık, N Avagadro sayısı, t g/cm² cinsinden numune kalınlığı, $\beta^\theta(L_i)$ soğurma düzeltmesi faktörü, S_γ birim zamanda Am-241 kaynağından yayınlanan fotonların

sayısı, a_γ dedektör ile numune arasındaki havanın soğurma faktörü, W_1 kaynak-numune arasındaki katı açı, W_2 numune ile dedektör arasındaki katı açı ve $\varepsilon(E)$ ise dedektör verimliliğidir. Çalışmamızda geliş açısı sabit olduğu için kaynaktan gelen fotonlar ile numune arasındaki W_1 katı açısı daima sabittir, fakat $N_x^\theta(L_i)$, $\beta^\theta(L_i)$, W_2 ve $\varepsilon(E)$ ise θ açısına bağlıdır. Bunun için $N_x^\theta(L_i)$, $\beta^\theta(L_i)$, W_2 ve $\varepsilon(E)$ çalışılan her bir açı için ayrı ayrı bulunmalıdır.

(4.11) denklemindeki $\frac{4\pi}{S_\gamma \cdot a_\gamma \cdot W_1 \cdot W_2 \cdot \varepsilon(E)}$ faktörüne hesaplamalarda kolaylık

olması için U faktörü diyelim. Bu U faktörü, çalıştığımız $70 \leq Z \leq 92$ aralığındaki elementlerin L_i ($i=\ell, \alpha, \beta, \gamma$) X-ışınlarının ortalama enerjilerini kapsayan Fe, Ni, Zn, As, Br, Sr, Zr, Mo ve Ag elementlerinin K X-ışını şiddetlerinden yararlanarak bulunabilir.

$$\frac{\sigma_K^x}{4\pi} = N_x^\theta(K) \frac{M}{N} \frac{1}{t_K} \frac{1}{\beta^\theta(K)} \frac{4\pi}{S_\gamma \cdot a_\gamma \cdot W_1 \cdot W_2 \cdot \varepsilon(E)} \quad (4.12)$$

olduğundan dolayı U faktörü;

$$U = \frac{4\pi}{S_\gamma \cdot a_\gamma \cdot W_1 \cdot W_2 \cdot \varepsilon(E)} = \frac{\sigma_K^x}{4\pi} \frac{1}{N_x^\theta(K)} \frac{N}{M} t_K \beta^\theta(K) \quad (4.13)$$

şeklinde bulunur. Burada σ_K^x K tabakası üretim tesir kesiti olup;

$$\sigma_K^x = \sigma_K^p(E) \omega_K \quad (4.14)$$

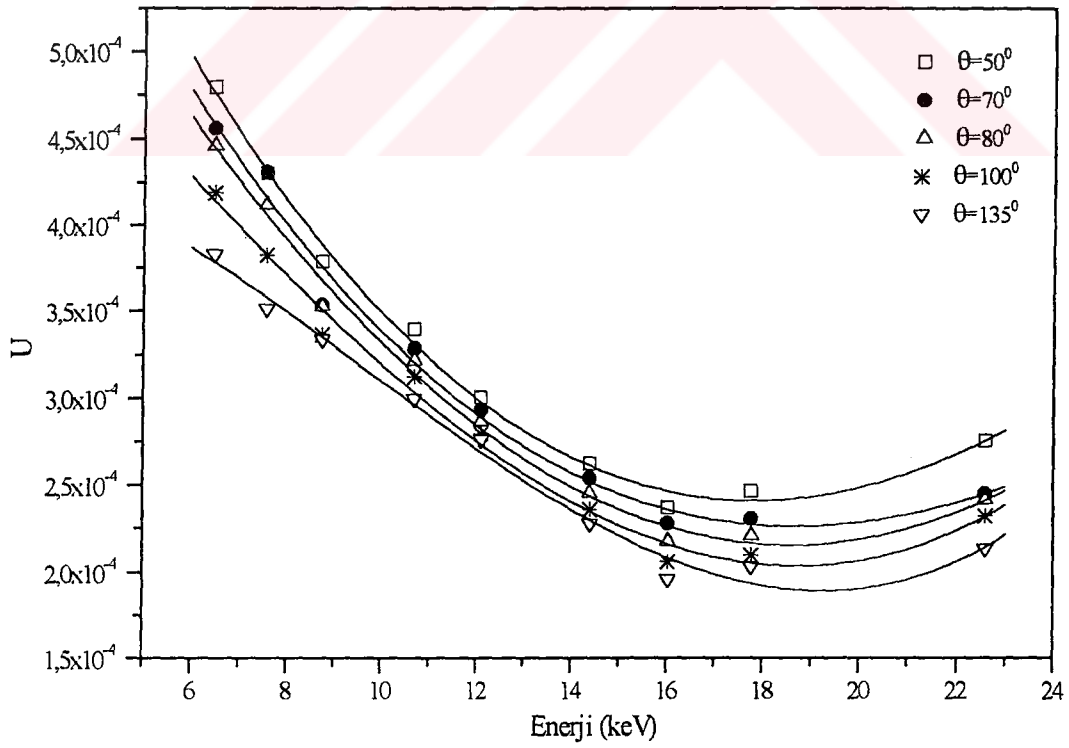
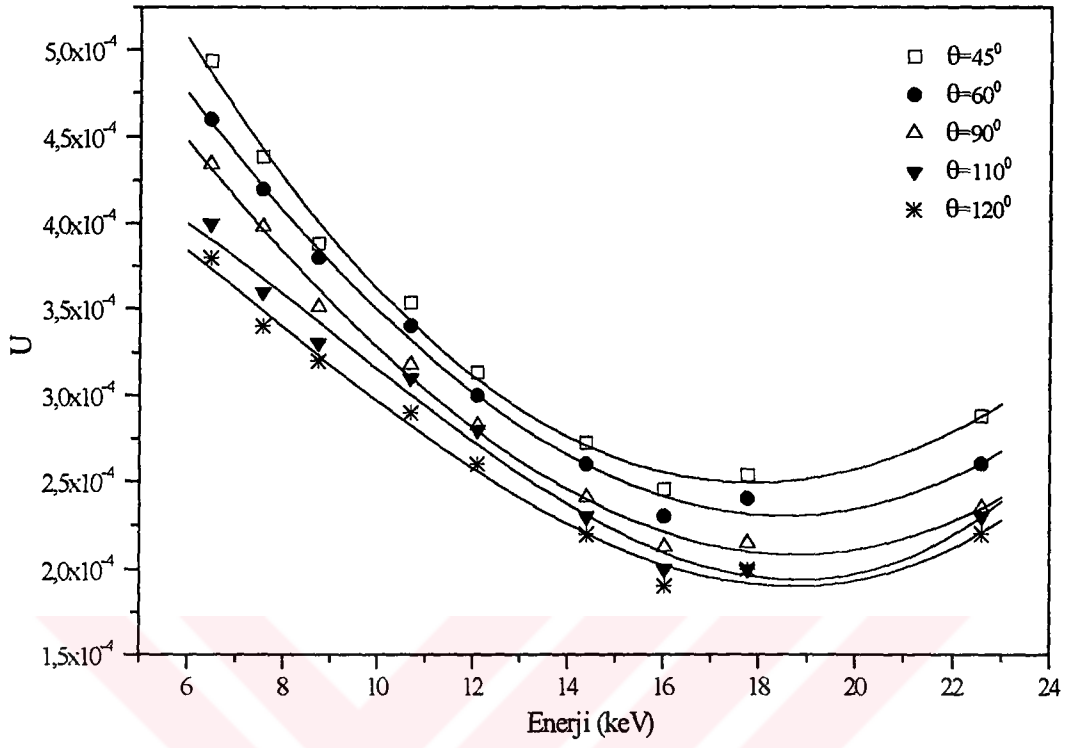
denklemden faydalanarak bulundu^(54,95). Burada $\sigma_K^p(E)$ verilen element için E uyarma enerjisinde K tabakası fotoiyonizasyon kesir kesiti olup Scofield'in Hartree-Slater potansiyel teorisini kullanarak hesapladığı tablolardan⁽⁹⁶⁾ $\ln \sigma = k \ln E$ doğru denklemi yardımıyla hesaplanmıştır, ω_K ise K tabakası floresans verimi olup Krause'nin tablolarından⁽⁹⁷⁾ alınmıştır.

(4.13) denklemi yardımıyla çalıştığımız her açı için U faktörü değerleri hesaplanarak tablo 4.2 'de verilmiştir.

Tablo 4.2. Çalışılan açılardaki U faktörü değerleri

θ	^{26}Fe (6,470 keV)	^{28}Ni (7,458 keV)	^{30}Zn (8,735 keV)	^{33}As (10,676 keV)	^{35}Br (12,087 keV)	^{38}Sr (14,384 keV)	^{40}Zr (16,035 keV)	^{42}Mo (17,781 keV)	^{47}Ag (22,581 keV)
45°	4,934 $\times 10^{-4}$	4,385 $\times 10^{-4}$	3,879 $\times 10^{-4}$	3,433 $\times 10^{-4}$	3,134 $\times 10^{-4}$	2,725 $\times 10^{-4}$	2,453 $\times 10^{-4}$	2,533 $\times 10^{-4}$	2,878 $\times 10^{-4}$
50°	4,792 $\times 10^{-4}$	4,302 $\times 10^{-4}$	3,787 $\times 10^{-4}$	3,393 $\times 10^{-4}$	3,003 $\times 10^{-4}$	2,624 $\times 10^{-4}$	2,372 $\times 10^{-4}$	2,462 $\times 10^{-4}$	2,754 $\times 10^{-4}$
60°	4,649 $\times 10^{-4}$	4,226 $\times 10^{-4}$	3,758 $\times 10^{-4}$	3,382 $\times 10^{-4}$	2,959 $\times 10^{-4}$	2,554 $\times 10^{-4}$	2,285 $\times 10^{-4}$	2,363 $\times 10^{-4}$	2,543 $\times 10^{-4}$
70°	4,558 $\times 10^{-4}$	4,305 $\times 10^{-4}$	3,535 $\times 10^{-4}$	3,286 $\times 10^{-4}$	2,930 $\times 10^{-4}$	2,540 $\times 10^{-4}$	2,280 $\times 10^{-4}$	2,307 $\times 10^{-4}$	2,448 $\times 10^{-4}$
80°	4,456 $\times 10^{-4}$	4,119 $\times 10^{-4}$	3,527 $\times 10^{-4}$	3,213 $\times 10^{-4}$	2,866 $\times 10^{-4}$	2,453 $\times 10^{-4}$	2,177 $\times 10^{-4}$	2,205 $\times 10^{-4}$	2,409 $\times 10^{-4}$
90°	4,342 $\times 10^{-4}$	3,961 $\times 10^{-4}$	3,507 $\times 10^{-4}$	3,179 $\times 10^{-4}$	2,823 $\times 10^{-4}$	2,409 $\times 10^{-4}$	2,123 $\times 10^{-4}$	2,148 $\times 10^{-4}$	2,343 $\times 10^{-4}$
100°	4,191 $\times 10^{-4}$	3,824 $\times 10^{-4}$	3,364 $\times 10^{-4}$	3,126 $\times 10^{-4}$	2,794 $\times 10^{-4}$	2,357 $\times 10^{-4}$	2,066 $\times 10^{-4}$	2,099 $\times 10^{-4}$	2,317 $\times 10^{-4}$
110°	3,977 $\times 10^{-4}$	3,610 $\times 10^{-4}$	3,307 $\times 10^{-4}$	3,050 $\times 10^{-4}$	2,750 $\times 10^{-4}$	2,291 $\times 10^{-4}$	1,984 $\times 10^{-4}$	2,014 $\times 10^{-4}$	2,265 $\times 10^{-4}$
120°	3,794 $\times 10^{-4}$	3,420 $\times 10^{-4}$	3,222 $\times 10^{-4}$	2,859 $\times 10^{-4}$	2,590 $\times 10^{-4}$	2,245 $\times 10^{-4}$	1,948 $\times 10^{-4}$	1,968 $\times 10^{-4}$	2,211 $\times 10^{-4}$
135°	3,829 $\times 10^{-4}$	3,511 $\times 10^{-4}$	3,334 $\times 10^{-4}$	2,995 $\times 10^{-4}$	2,762 $\times 10^{-4}$	2,279 $\times 10^{-4}$	1,956 $\times 10^{-4}$	2,030 $\times 10^{-4}$	2,134 $\times 10^{-4}$

Çalıştığımız her açı için, tablo 4.2'de verilen U faktörü değerleri ile elementlerin ortalama enerjileri arasında grafikler çizilmiştir (şekil 4.1). Bu grafikler yardımıyla her açı için U faktörü değerlerinin K X-ışını ortalama enerjilerine bağlı fit denklemleri elde edilmiştir. Elde edilen fit denklemleri Ek.7.1'de verilmiştir. Bu fit denklemleri ile tablo 4.1'de verilen L_{t} , L_{a} , L_{b} ve L_{y} ışını ortalama enerjilerinde U faktörleri hesaplanarak (4.11) denkleminde yerine konulmak suretiyle çalıştığımız her açıdaki L_i ($i = \text{t}, \text{a}, \text{b}, \text{y}$) X-ışınları için diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan L_i X-ışınları diferansiyel tesir kesitleri tablo 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.1. Çalışılan açılarda U faktörü değerlerinin K X-ışını ortalama enerjileri ile değişimi

Tablo 4.3. L_i ($i=l, \alpha, \beta, \gamma$) X-ışınları diferansiyel tesir kesitleri (barns/atom-steradian).

Element	θ	$d\sigma^\theta(L\ell)$	$d\sigma^\theta(L\alpha)$	$d\sigma^\theta(L\beta)$	$d\sigma^\theta(L\gamma)$	Element	θ	$d\sigma^\theta(L\ell)$	$d\sigma^\theta(L\alpha)$	$d\sigma^\theta(L\beta)$	$d\sigma^\theta(L\gamma)$
		d Ω	d Ω	d Ω	d Ω			d Ω	d Ω	d Ω	d Ω
^{92}U	45	3,554	37,187	38,021	8,797	^{90}Th	45	2,366	30,204	35,478	6,140
	50	3,346	36,745	38,067	8,762		50	2,285	29,607	35,980	6,072
	60	2,986	35,596	38,253	8,763		60	2,111	28,739	35,041	5,949
	70	2,652	34,604	38,151	8,929		70	1,937	27,778	35,244	6,240
	80	2,344	33,480	38,032	8,932		80	1,805	26,922	35,324	5,989
	90	2,051	32,405	38,253	8,854		90	1,653	25,904	35,140	6,011
	100	1,814	31,391	38,132	8,962		100	1,522	24,992	34,987	5,979
	110	1,573	30,347	37,985	9,012		110	1,391	24,089	35,204	6,204
	120	1,357	29,333	38,011	8,986		120	1,291	23,223	34,924	5,920
135	1,147	27,837	37,970	8,907	135	1,165	21,920	35,021	6,252		
^{83}Bi	45	1,262	19,336	17,802	3,567	^{82}Pb	45	1,162	19,137	17,034	3,261
	50	1,210	18,456	17,822	3,431		50	1,099	18,671	16,804	3,174
	60	1,112	18,011	17,505	3,610		60	1,001	17,854	16,905	2,941
	70	1,023	17,702	17,920	3,250		70	0,914	16,961	16,547	2,981
	80	0,923	17,328	17,558	3,324		80	0,848	16,076	16,854	3,014
	90	0,862	16,859	17,634	3,152		90	0,783	15,204	16,819	2,811
	100	0,811	16,336	18,012	3,403		100	0,728	14,395	16,946	3,041
	110	0,747	15,709	17,754	3,364		110	0,674	13,626	16,859	2,959
	120	0,703	15,017	17,802	3,544		120	0,651	12,811	16,654	3,271
135	0,664	13,874	17,921	3,471	135	0,622	11,539	16,832	2,951		
^{81}Tl	45	0,987	17,527	14,754	2,781	^{80}Hg	45	0,879	14,758	13,558	2,431
	50	0,949	16,404	14,505	2,504		50	0,846	14,490	13,422	2,211
	60	0,890	15,675	14,487	2,658		60	0,783	13,991	13,449	2,347
	70	0,833	15,071	14,814	2,483		70	0,726	13,416	13,264	2,528
	80	0,778	14,493	14,539	2,301		80	0,675	12,973	13,370	2,156
	90	0,724	13,960	14,271	2,439		90	0,629	12,655	13,048	2,380
	100	0,671	13,413	14,420	2,587		100	0,588	12,242	12,984	2,491
	110	0,620	12,910	14,527	2,504		110	0,554	11,952	13,517	2,241
	120	0,569	12,433	14,354	2,494		120	0,515	11,647	13,481	2,484
135	0,496	11,767	14,405	2,637	135	0,492	11,252	13,436	2,336		

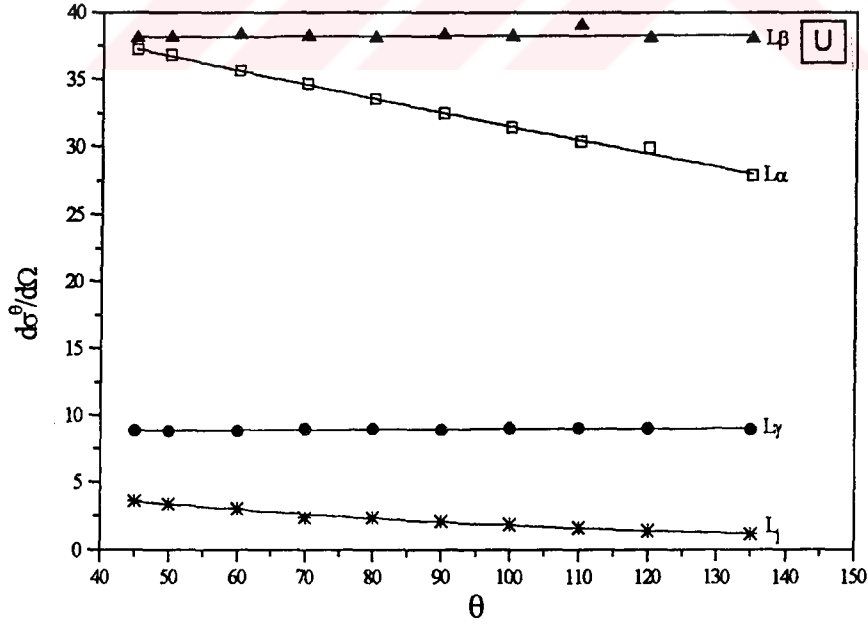
Tablo 4.3'ün devamı

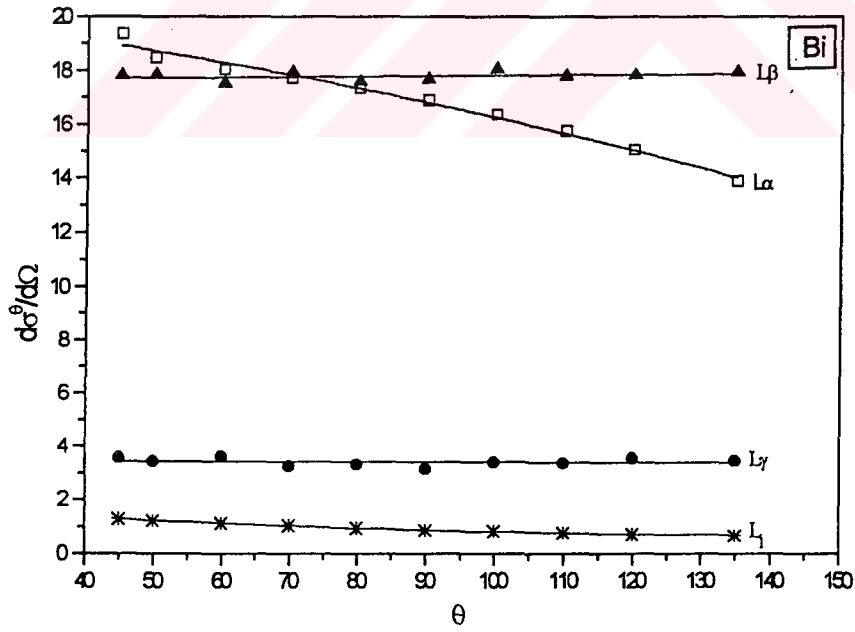
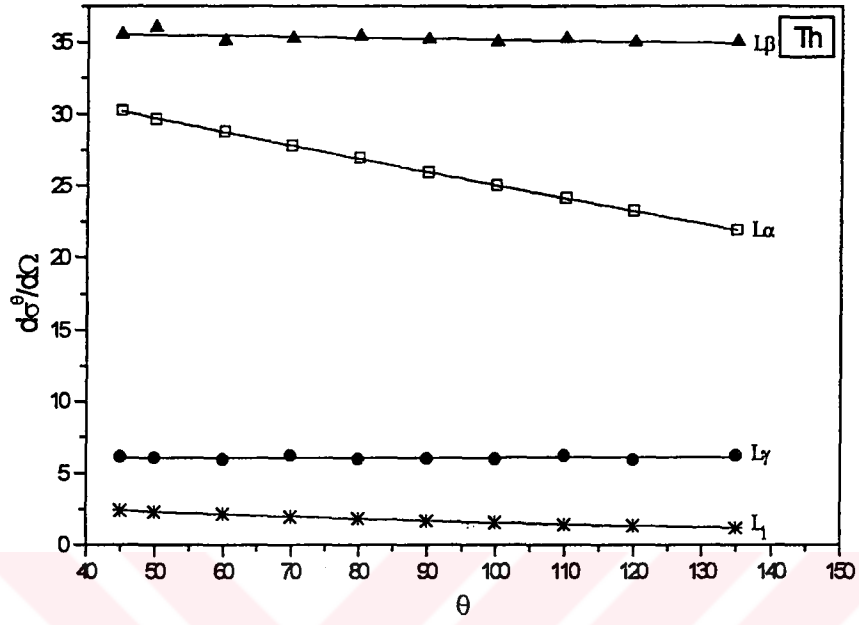
Element	θ	$d\sigma^\theta(L\ell)$	$d\sigma^\theta(L\alpha)$	$d\sigma^\theta(L\beta)$	$d\sigma^\theta(L\gamma)$	Element	θ	$d\sigma^\theta(L\ell)$	$d\sigma^\theta(L\alpha)$	$d\sigma^\theta(L\beta)$	$d\sigma^\theta(L\gamma)$
		d Ω	d Ω	d Ω	d Ω			d Ω	d Ω	d Ω	d Ω
^{79}Au	45	0,833	13,117	12,231	2,141	^{78}Pt	45	0,734	11,947	11,651	2,041
	50	0,792	12,865	11,934	2,079		50	0,703	11,637	11,674	1,954
	60	0,739	12,377	11,981	2,242		60	0,665	11,364	11,834	1,891
	70	0,680	11,964	11,744	2,059		70	0,623	11,052	11,517	2,019
	80	0,625	11,566	12,010	2,176		80	0,572	10,731	11,658	1,964
	90	0,564	11,198	11,874	2,015		90	0,529	10,327	11,581	2,017
	100	0,521	10,854	11,389	2,314		100	0,485	9,934	11,597	1,891
	110	0,483	10,573	11,718	1,988		110	0,432	9,761	11,606	1,925
	120	0,443	10,358	12,032	2,275		120	0,393	9,426	11,538	2,071
135	0,397	9,985	11,879	2,174	135	0,369	9,081	11,669	1,895		
^{75}Re	45	0,513	9,650	9,971	1,942	^{74}W	45	0,384	7,738	8,761	1,901
	50	0,477	9,438	9,654	1,854		50	0,341	7,425	8,742	1,813
	60	0,441	9,035	9,743	1,914		60	0,320	7,021	8,927	1,764
	70	0,418	8,587	9,821	1,849		70	0,304	6,751	8,574	1,851
	80	0,369	8,271	9,504	1,794		80	0,278	6,584	8,637	1,634
	90	0,334	7,854	9,458	1,838		90	0,253	6,392	8,704	1,911
	100	0,311	7,503	9,611	1,784		100	0,247	6,210	8,638	1,596
	110	0,280	7,424	9,744	1,890		110	0,250	6,102	8,871	1,871
	120	0,277	7,405	9,510	1,855		120	0,239	5,974	8,932	1,789
135	0,271	7,371	9,744	1,874	135	0,230	5,827	8,708	1,823		
^{73}Ta	45	0,287	6,270	7,481	1,651	^{72}Hf	45	0,261	6,054	6,984	1,351
	50	0,291	6,059	7,338	1,614		50	0,258	5,871	7,024	1,497
	60	0,265	5,843	7,311	1,552		60	0,243	5,580	6,981	1,468
	70	0,249	5,638	7,437	1,532		70	0,247	5,335	7,010	1,394
	80	0,232	5,593	7,342	1,557		80	0,234	5,261	6,941	1,311
	90	0,229	5,532	7,364	1,534		90	0,210	5,024	6,975	1,371
	100	0,224	5,381	7,192	1,487		100	0,187	4,876	6,944	1,394
	110	0,210	5,194	7,515	1,461		110	0,172	4,672	6,814	1,471
	120	0,192	5,192	7,462	1,579		120	0,160	4,533	6,942	1,116
135	0,188	4,961	7,338	1,611	135	0,148	4,372	6,994	1,470		

Tablo 4.3'ün devamı

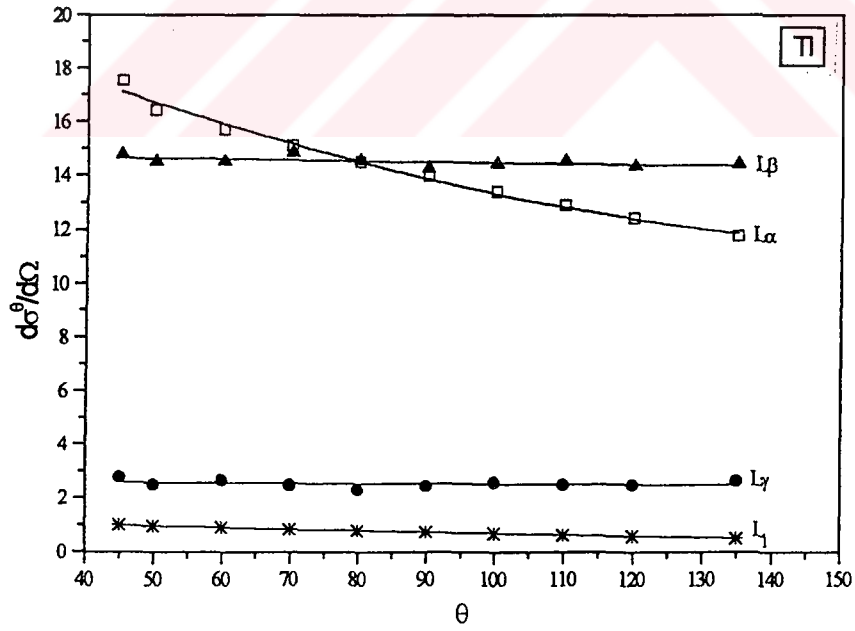
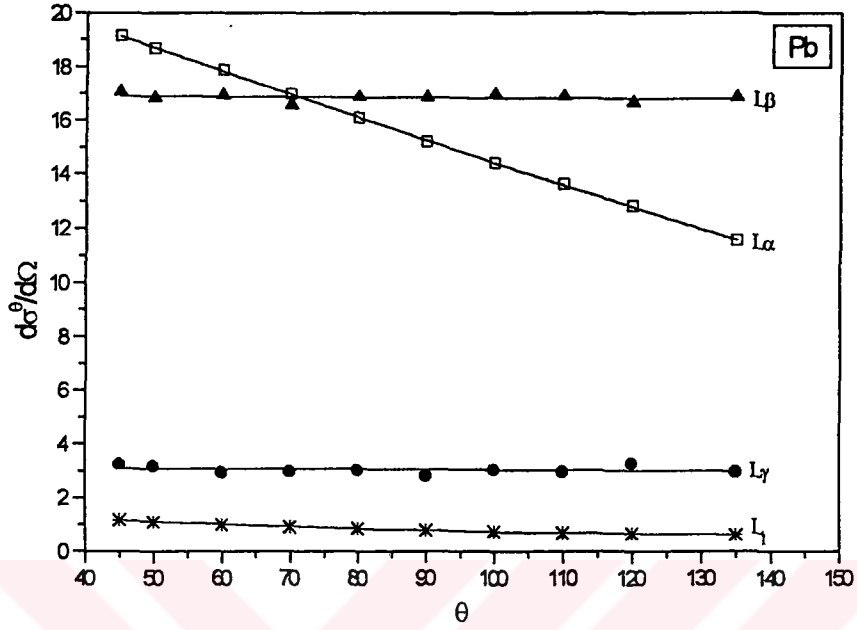
Element	θ	$d\sigma^{\theta}(L\ell)$	$d\sigma^{\theta}(L\alpha)$	$d\sigma^{\theta}(L\beta)$	$d\sigma^{\theta}(L\gamma)$	Element	θ	$d\sigma^{\theta}(L\ell)$	$d\sigma^{\theta}(L\alpha)$	$d\sigma^{\theta}(L\beta)$	$d\sigma^{\theta}(L\gamma)$
		d Ω	d Ω	d Ω	d Ω			d Ω	d Ω	d Ω	d Ω
${}_{71}\text{Lu}$	45	0,231	5,752	5,971	1,342	${}_{70}\text{Yb}$	45	0,215	5,611	5,505	1,141
	50	0,224	5,531	6,040	1,302		50	0,201	5,327	5,514	1,070
	60	0,214	5,353	6,051	1,284		60	0,198	4,971	5,419	1,022
	70	0,210	5,124	6,099	1,211		70	0,185	4,605	5,547	1,045
	80	0,193	4,785	5,874	1,195		80	0,174	4,274	5,384	0,984
	90	0,180	4,571	5,932	1,299		90	0,168	3,892	5,421	1,053
	100	0,159	4,352	5,977	1,330		100	0,154	3,600	5,500	1,014
	110	0,142	4,201	5,913	1,281		110	0,124	3,328	5,531	1,092
	120	0,130	4,030	6,091	1,297		120	0,099	3,057	5,419	1,049
	135	0,125	3,861	5,950	1,284		135	0,098	2,773	5,493	1,121

Hesaplanan diferansiyel tesir kesitlerinin θ açısı ile değişimi şekil 4.2 'de gösterilmiştir.

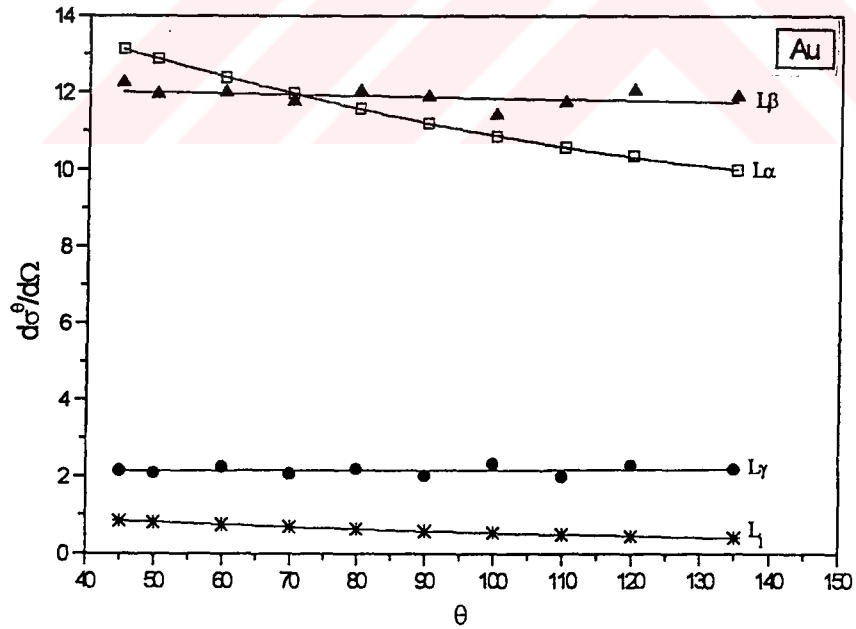
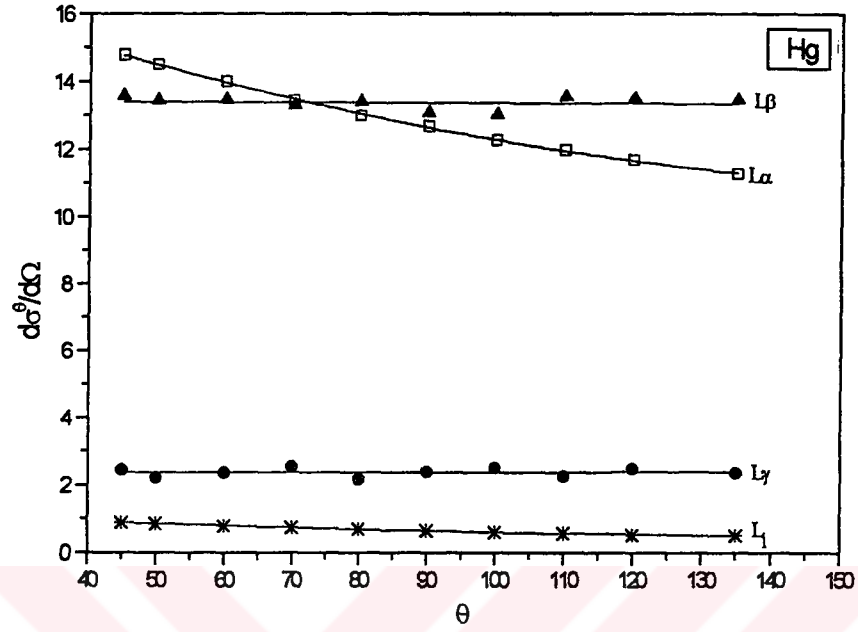
Şekil 4.2. Diferansiyel tesir kesitlerinin θ açısı ile değişimi.



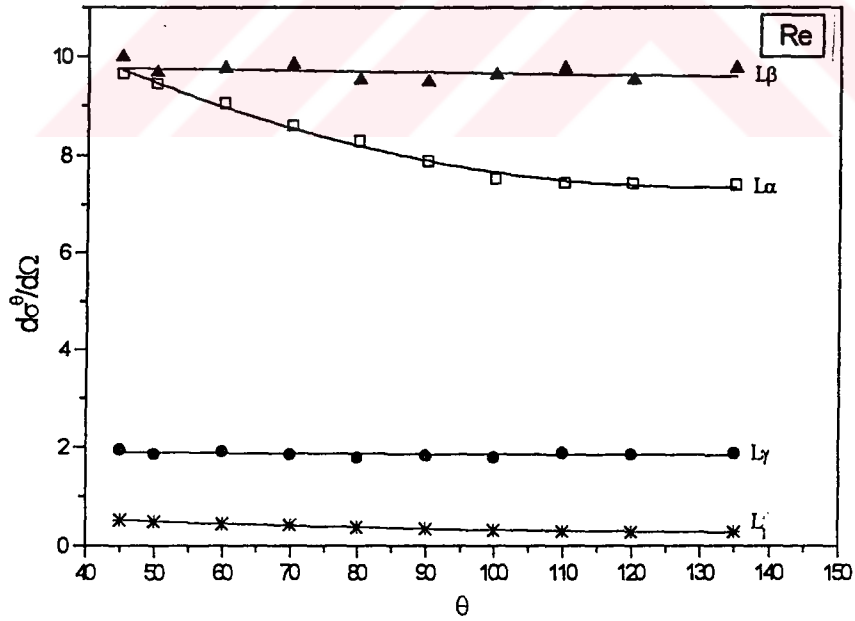
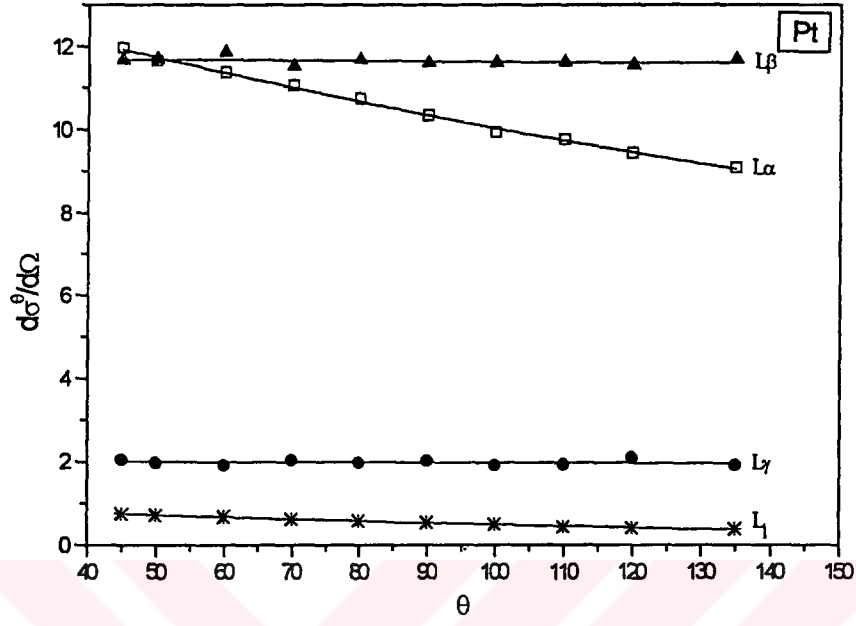
Şekil 4.2 'nin devamı.



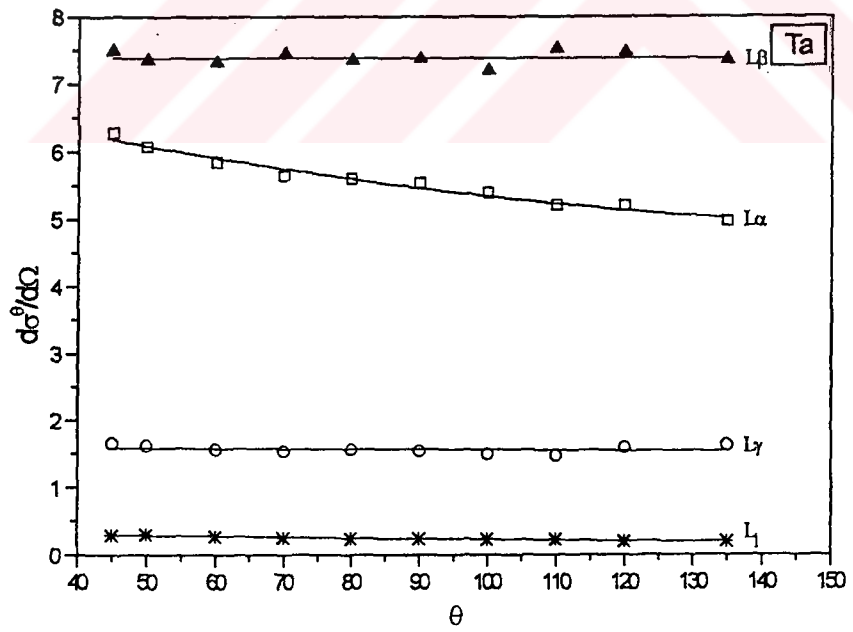
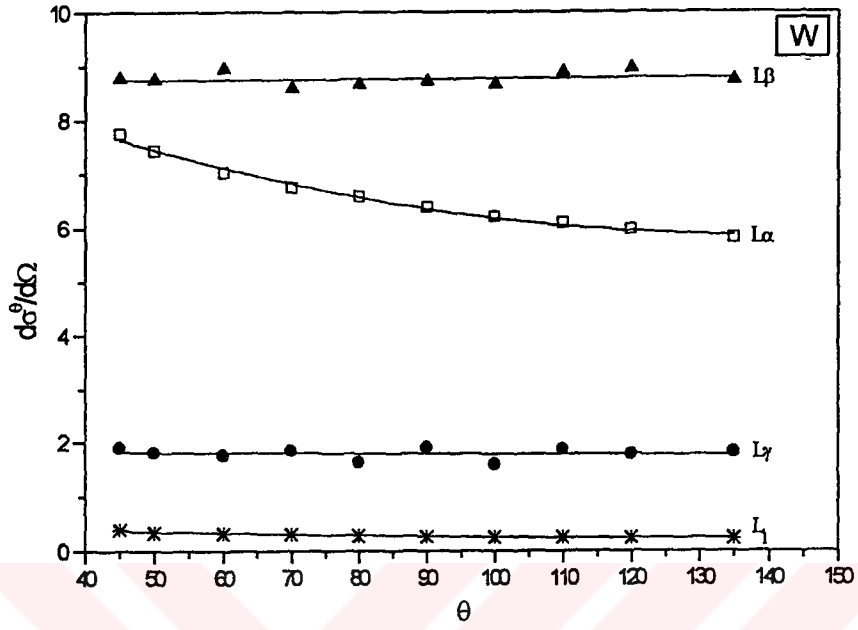
Şekil 4.2 'nin devamı.



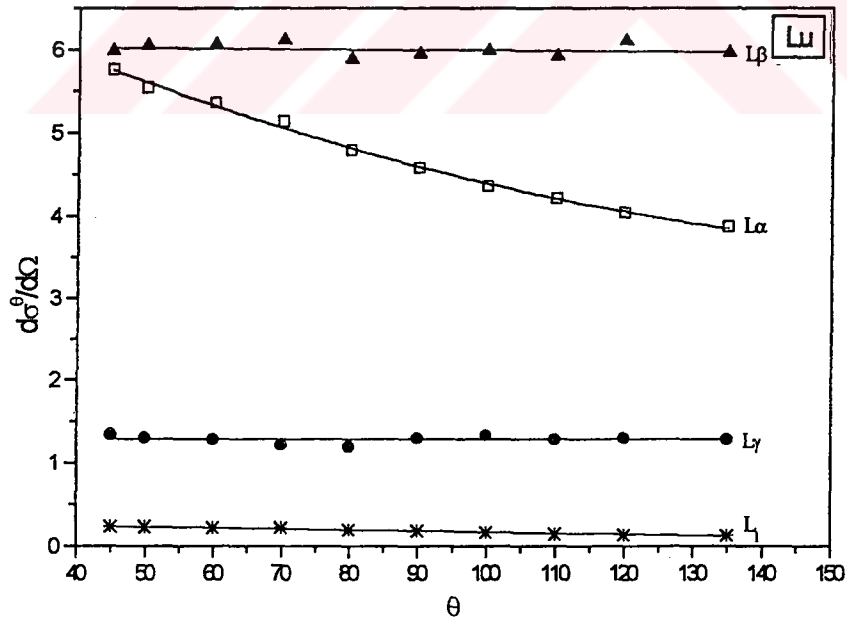
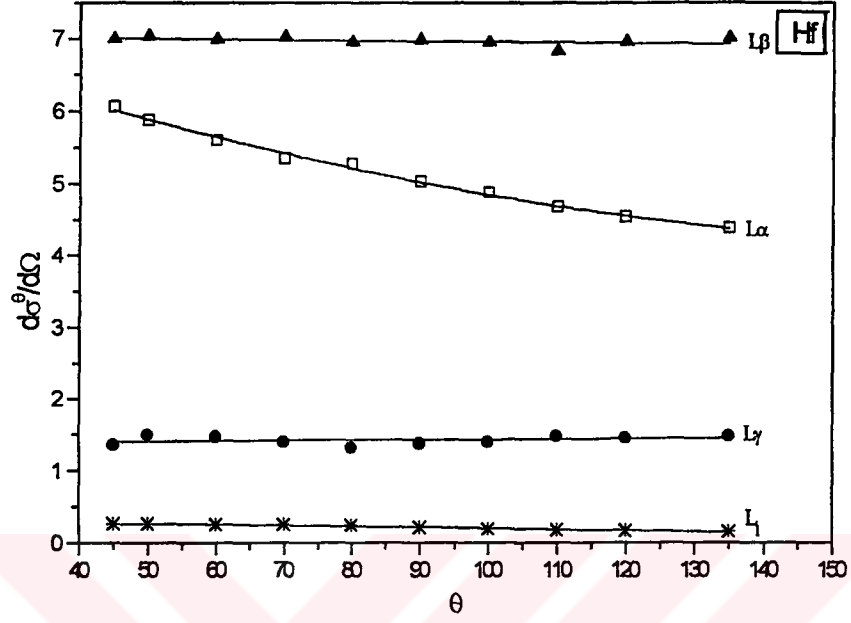
Şekil 4.2 'nin devamı.



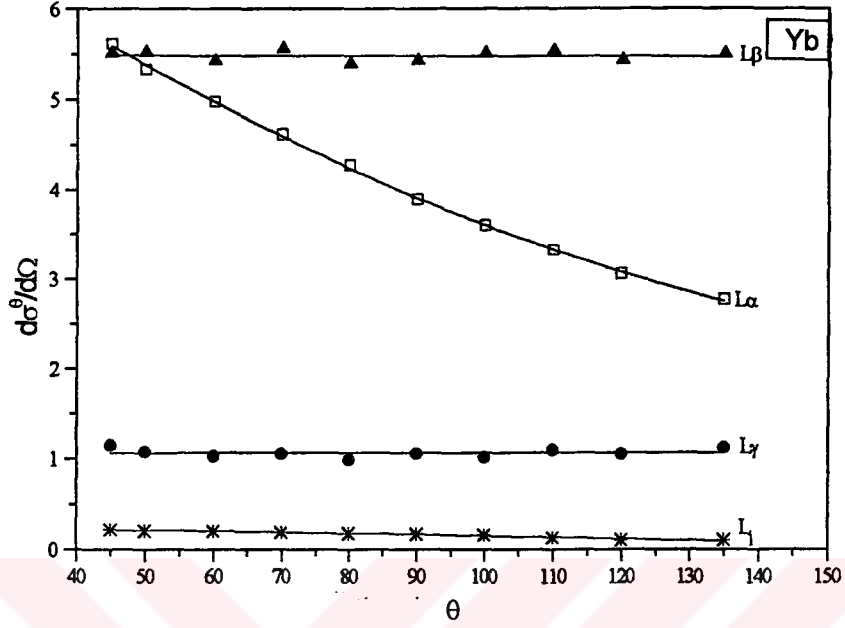
Şekil 4.2 'nin devamı.



Şekil 4.2 'nin devamı.



Şekil 4.2 'nin devamı.



Şekil 4.2 'nin devamı.

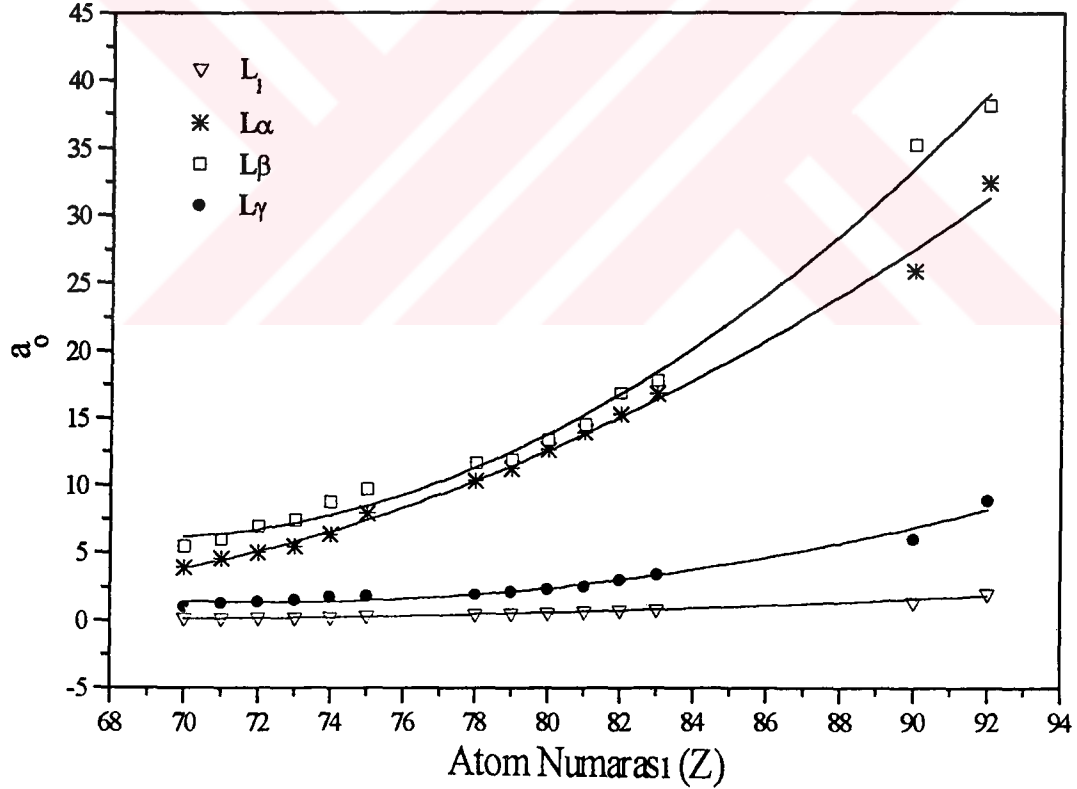
4.4. Açısal Dağılım Katsayılarının Deneysel Olarak Tespit Edilmesi

(4.3) denkleminde faydalanarak a_0 , a_1 ve a_2 katsayıları hesaplanmıştır. Bunun için deneysel olarak bulunan tablo 4.3 'deki diferansiyel tesir kesitleri, tablodaki θ açılara karşı fit edilmiştir. Bu fit denklemleri Ek7.2'de verilmiştir. $L\beta$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ ışınları için katsayılar bulunurken tablo 4.3 'den yararlanarak diferansiyel tesir kesiti ile saçılma açısı arasında grafikler çizilmiş, fit denklemleri elde edilmiş ve bu fit denklemlerinin 60° , 90° ve 120° 'ye karşılık gelen diferansiyel kesir kesitleri (4.3) denkleminde yerine konularak a_0 , a_1 ve a_2 katsayıları bulunmuştur. Bulunan açısal dağılım katsayıları tablo 4.4 'de verilmiştir.

Tablo 4.3. Deneysel a_0 , a_1 ve a_2 katsayı değerleri

Element	$L\ell$			$L\alpha$			$L\beta$			$L\gamma$		
	a_0	a_1	a_2	a_0	a_1	a_2	a_0	a_1	a_2	a_0	a_1	a_2
${}_{92}\text{U}$	2,056	1,609	0,509	32,433	6,277	0,173	38,083	0	0	8,900	0	0
${}_{90}\text{Th}$	1,390	0,985	0,203	25,925	5,504	0,194	35,207	0	0	6,077	0	0
${}_{83}\text{Bi}$	0,863	0,401	0,178	16,785	3,289	-0,594	17,780	0	0	3,418	0	0
${}_{82}\text{Pb}$	0,779	0,356	0,195	15,248	5,044	0,182	16,821	0	0	3,036	0	0
${}_{81}\text{Tl}$	0,723	0,323	0,029	13,875	3,494	1,097	14,495	0	0	2,536	0	0
${}_{80}\text{Hg}$	0,628	0,260	0,099	12,615	2,322	0,713	13,351	0	0	2,362	0	0
${}_{79}\text{Au}$	0,570	0,290	0,077	11,198	2,072	0,636	11,868	0	0	2,148	0	0
${}_{78}\text{Pt}$	0,525	0,253	0,038	10,338	1,904	0,258	11,627	0	0	1,965	0	0
${}_{75}\text{Re}$	0,337	0,164	0,092	7,877	1,592	1,157	9,668	0	0	1,857	0	0
${}_{74}\text{W}$	0,261	0,089	0,074	6,360	1,166	0,701	8,751	0	0	1,794	0	0
${}_{73}\text{Ta}$	0,227	0,068	0,021	5,458	0,775	0,240	7,378	0	0	1,554	0	0
${}_{72}\text{Hf}$	0,210	0,083	-0,013	5,011	1,086	0,319	6,957	0	0	1,420	0	0
${}_{71}\text{Lu}$	0,176	0,078	-0,001	4,586	1,282	0,346	5,988	0	0	1,283	0	0
${}_{70}\text{Yb}$	0,160	0,082	-0,017	3,909	1,888	0,465	5,473	0	0	1,059	0	0

(4.3) denkleminde de görüldüğü gibi a_0 katsayısı, saçılma açısının 90° olduğu durumdaki ($\cos 90 = 0$ olduğundan) diferansiyel kesir kesitine eşittir ve a_0 katsayısı $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ ışınları için sıfırdan farklıdır. a_1 ve a_2 katsayıları ise açısal dağılımın olup olmadığını gösterir. Şayet a_1 ve a_2 katsayıları sıfır ise ilgili L_i ($i = \ell, \alpha, \beta, \gamma$) X-ışınları izotropik, sıfırdan farklı ise anizotropiktir. Tablo 4.4'deki a_1 ve a_2 katsayıları incelendiğinde, $L\beta$ ve $L\gamma$ ışınlarının izotropik olduğu, $L\ell$ ve $L\alpha$ ışınlarının ise anizotropik olduğu görülmektedir. Ayrıca Tablo 4.4'den de görüldüğü gibi; a_0 katsayısı atom numarasıyla artmaktadır, a_1 ve a_2 katsayılarının atom numarasıyla artıp artmadığı hakkında kesin bir bilgi elde edilememektedir. $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ ışınları için a_0 katsayısının atom numarası ile değişimi şekil 4.3'de görülmektedir.



Şekil 4.3. a_0 katsayısının atom numarası ile değişimi

4.5. L X-Işını Floresans Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak Hesaplanması

L_i ($i=\ell, \alpha, \beta, \gamma$) X-ışını floresans tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanmasında Close ve arkadaşları⁽⁹⁸⁾ tarafından kullanılan;

$$\sigma_{L_I}^x = (\sigma_1 f_{13} + \sigma_1 f_{12} f_{23} + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3) \omega_3 F_{3I} \quad (4.15)$$

$$\sigma_{L_\alpha}^x = (\sigma_1 f_{13} + \sigma_1 f_{12} f_{23} + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3) \omega_3 F_{3\alpha} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{L_\beta}^x = \sigma_1 \omega_1 F_{1\beta} + (\sigma_1 f_{12} + \sigma_2) \omega_2 F_{2\beta} + (\sigma_1 f_{13} + \sigma_1 f_{12} f_{23} + \sigma_2 f_{23} + \sigma_3) \omega_3 F_{3\beta} \quad (4.17)$$

$$\sigma_{L_\gamma}^x = \sigma_1 \omega_1 F_{1\gamma} + (\sigma_1 f_{12} + \sigma_2) \omega_2 F_{2\gamma} \quad (4.18)$$

denklemleri kullanılmıştır. Burada σ_1 , σ_2 , σ_3 verilen uyarma enerjisinde (59,54 keV) elementin sırasıyla L_I , L_{II} ve L_{III} alt tabakalarına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in tablosundan⁽⁹⁶⁾ $\ln \sigma = k \ln E$ doğru denklemi yardımıyla hesaplanmıştır. f_{12} , f_{13} ve f_{23} sırasıyla L_I alt tabakasından L_{II} alt tabakasına, L_I alt tabakasından L_{III} alt tabakasına ve L_{II} alt tabakasından L_{III} alt tabakasına Coster- Kronig geçiş ihtimaliyetleri olup Krause⁽⁹⁷⁾ ve Puri'nin⁽⁹⁹⁾ tablolarından alınmıştır. ω_1 , ω_2 ve ω_3 sırasıyla L_I , L_{II} ve L_{III} alt tabakalarına ait floresans verim olup Krause⁽⁹⁷⁾ ve Puri'nin⁽⁹⁹⁾ tablolarından alınmıştır. F_{3I} , $F_{3\alpha}$, $F_{1\beta}$, $F_{2\beta}$, $F_{3\beta}$, $F_{1\gamma}$ ve $F_{2\gamma}$ değerleri ise kısmi ışımali geçiş hızları ihtimaliyetidir. Mesela F_{3I} ; L_ℓ pikine katkıda bulunan L_3 alt tabakasına geçişlerden kaynaklanan L X-ışınlarının kesri olarak tanımlanır. Benzer şekilde $F_{3\alpha}$, $F_{1\beta}$, $F_{2\beta}$, $F_{3\beta}$, $F_{1\gamma}$ ve $F_{2\gamma}$ değerleri de tanımlanabilir. Bu F_{ny} ($n=1,2,3$ ve $y=\ell, \alpha, \beta, \gamma$) değerleri;

$$F_{3I} = \frac{[\Gamma_{3\ell}(M_1 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (4.19)$$

$$F_{3\alpha} = \frac{[\Gamma_{3\alpha}(M_4 - L_3) + \Gamma_{3\alpha}(M_5 - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (4.20)$$

$$F_{1\beta} = \frac{[\Gamma_{1\beta}(M_2 - L_1) + \Gamma_{1\beta}(M_3 - L_1) + \Gamma_{1\beta}(M_4 - L_1) + \Gamma_{1\beta}(M_5 - L_1)]}{\Gamma_1} \quad (4.21)$$

$$F_{2\beta} = \frac{[\Gamma_{2\beta}(M_4 - L_2) + \Gamma_{2\beta}(M_3 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (4.22)$$

$$F_{3\beta} = \frac{[\Gamma_{3\beta}(N_1 - L_3) + \Gamma_{3\beta}(N_4 - L_3) + \Gamma_{3\beta}(N_5 - L_3) + \Gamma_{3\beta}(O_1 - L_3) + \Gamma_{3\beta}(O_{4,5} - L_3)]}{\Gamma_3} \quad (4.23)$$

$$F_{1\gamma} = \frac{[\Gamma_{1\gamma}(N_2 - L_1) + \Gamma_{1\gamma}(N_3 - L_1) + \Gamma_{1\gamma}(O_2 - L_1) + \Gamma_{1\gamma}(O_3 - L_1) + \Gamma_{1\gamma}(P_{2,3} - L_1)]}{\Gamma_1} \quad (4.24)$$

$$F_{2\gamma} = \frac{[\Gamma_{2\gamma}(N_1 - L_2) + \Gamma_{2\gamma}(N_4 - L_2) + \Gamma_{2\gamma}(O_1 - L_2) + \Gamma_{2\gamma}(O_4 - L_2)]}{\Gamma_2} \quad (4.25)$$

bağıntıları ile verilir. Burada Γ ; toplam tabaka genişliği, Γ_{31} ; M_1 alt tabakasından L_3 alt tabakasına, $\Gamma_{3\alpha}$; M_4 ve M_5 alt tabakalarından L_3 alt tabakasına, $\Gamma_{1\beta}$; M_2 , M_3 , M_4 ve M_5 alt tabakalarından L_1 alt tabakasına, $\Gamma_{2\beta}$; M_4 ve M_3 alt tabakasından L_2 alt tabakasına, $\Gamma_{3\beta}$; N_1 , N_4 , N_5 ve O_1 ve $O_{4,5}$ alt tabakalarından L_3 alt tabakasına, $\Gamma_{1\gamma}$; N_2 , N_3 , O_2 , O_3 ve P_2 ve P_3 alt tabakalarından L_1 alt tabakasına, $\Gamma_{2\gamma}$ ise N_1 , N_4 , O_1 ve O_4 alt tabakalarından L_2 alt tabakasına, olan geçiş ihtimalleri olup Scofield'in⁽⁹²⁾ tablolarından alınmıştır.

4.6. L Tabakası Tesir Kesitlerinin Deneysel ve Teorik Olarak Hesaplanması, Sonuçların Karşılaştırılması

L_i ($i=\alpha, \beta, \gamma$) X-ışınları floresans tesir kesitleri deneysel olarak (4.6) denkleminde hesaplanmıştır. L_i X-ışınları floresans tesir kesitleri teorik olarak ise (4.15-4.18) denklemlerinden hesaplanmıştır. Hesaplanan bu deneysel ve teorik L X-ışını floresans tesir kesitleri tablo 4.4'de, diğer bazı araştırmacıların deneysel değerleriyle karşılaştırılmıştır. Ayrıca elde edilen deneysel ve teorik floresans tesir kesiti değerlerinin ve diğer araştırmacıların buldukları değerlerin atom numarasına karşı değişim grafikleri şekil 4.4 – şekil 4.7 'de gösterilmiştir.

Tablo 4.4. Deneysel ve teorik L X-ışınları floresans tesir kesitleri (barns/atom).

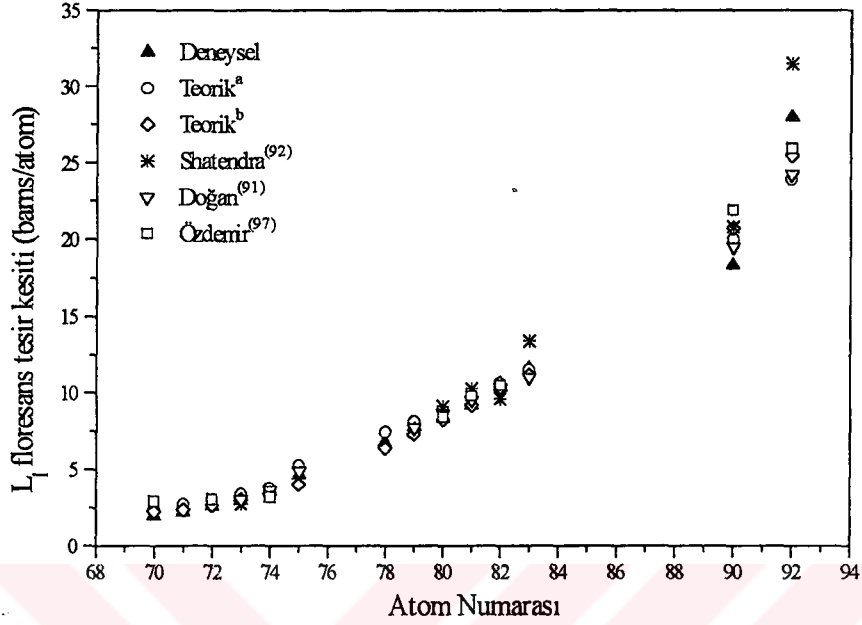
Element	σ_{Li} ($i=l,\alpha,\beta,\gamma$)	Mevcut (Deneysel)	Mevcut (Teorik) ^a	Mevcut (Teorik) ^b	Shatendra ⁽⁵⁴⁾ (Deneysel)	Doğan ⁽⁵³⁾ (Deneysel)	Özdemir ⁽⁵⁹⁾ (Deneysel)
U	σ_{Ll}	27,9±3,2	23,902	25,458	31,5±2,0	24,197±5	25,9±1,07
	$\sigma_{L\alpha}$	408,3±23,6	385,538	410,621	477±33	388,19±8	405,9±28,41
	$\sigma_{L\beta}$	478,5±27,0	434,220	440,331	549±36	425,47±20	419,9±17,4
	$\sigma_{L\gamma}$	111,8±5,3	97,284	97,987	120±6	95,830±9	94,4±4,0
Th	σ_{Ll}	18,3±0,9	19,996	20,724	20,8±1,5	19,483±3	21,9±0,77
	$\sigma_{L\alpha}$	326,6±21,2	333,511	345,648	303±20	327,18±18	324,8±19,48
	$\sigma_{L\beta}$	442,4±18,5	381,811	391,172	362±23	374,17±20	361,3±11,2
	$\sigma_{L\gamma}$	76,3±4,1	84,741	87,134	76±5	84,385±9	80,0±2,5
Bi	σ_{Ll}	11,6±0,8	11,520	11,202	13,4±0,7	10,99±3	
	$\sigma_{L\alpha}$	208,4±11,3	215,316	209,375	217±14	198,14±14	
	$\sigma_{L\beta}$	223,4±12,0	212,787	219,733	233±15	209,51±14	
	$\sigma_{L\gamma}$	42,9±4,8	43,504	44,486	50±4	44,553±6	
Pb	σ_{Ll}	10,6±1,3	10,599	10,210	9,6±0,5	10,32±3	10,5±0,57
	$\sigma_{L\alpha}$	192,3±8,5	201,103	193,713	187±12	183,81±13	186,8±9,30
	$\sigma_{L\beta}$	211,3±14,9	193,967	201,899	225±13	194,96±14	192,8±9,60
	$\sigma_{L\gamma}$	38,1±1,8	37,525	40,313	44±3	38,322±6	44,1±2,2
Tl	σ_{Ll}	9,2±0,7	9,698	9,199	10,3±0,6	9,501±3	9,8±0,42
	$\sigma_{L\alpha}$	178,9±7,4	187,101	177,486	166±9	171,56±13	177,4±8,53
	$\sigma_{L\beta}$	182,1±11,0	176,770	185,192	168±9	179,61±13	184,9±8,89
	$\sigma_{L\gamma}$	31,8±1,7	33,530	36,460	37±3	36,511±6	41,5±2,0
Hg	σ_{Ll}	8,3±0,8	8,842	8,251	9,1±0,5	8,617±3	8,4±0,35
	$\sigma_{L\alpha}$	161,5±8,3	173,082	161,529	155±9	154,89±12	152,9±7,41
	$\sigma_{L\beta}$	167,7±8,9	162,018	169,837	152±7	161,97±13	167,1±8,10
	$\sigma_{L\gamma}$	29,7±3,6	30,281	33,280	30±2	32,874±5	37,0±1,8
Au	σ_{Ll}	7,8±0,4	8,111	7,297	7,7±0,6	7,707±2	
	$\sigma_{L\alpha}$	143,3±10,1	161,254	145,064	146±9	143,98±12	
	$\sigma_{L\beta}$	149,1±10,8	147,523	156,335	154±7	140,48±12	
	$\sigma_{L\gamma}$	27,0±2,4	27,106	30,585	34±2	26,994±5	

^a ω_1 , ω_2 , ω_3 , f_{12} , f_{13} ve f_{23} değerleri Puri'nin tablolarından⁽⁹⁹⁾ alınmıştır.^b ω_1 , ω_2 , ω_3 , f_{12} , f_{13} ve f_{23} değerleri Krause'nin tablolarından⁽⁹⁷⁾ alınmıştır.

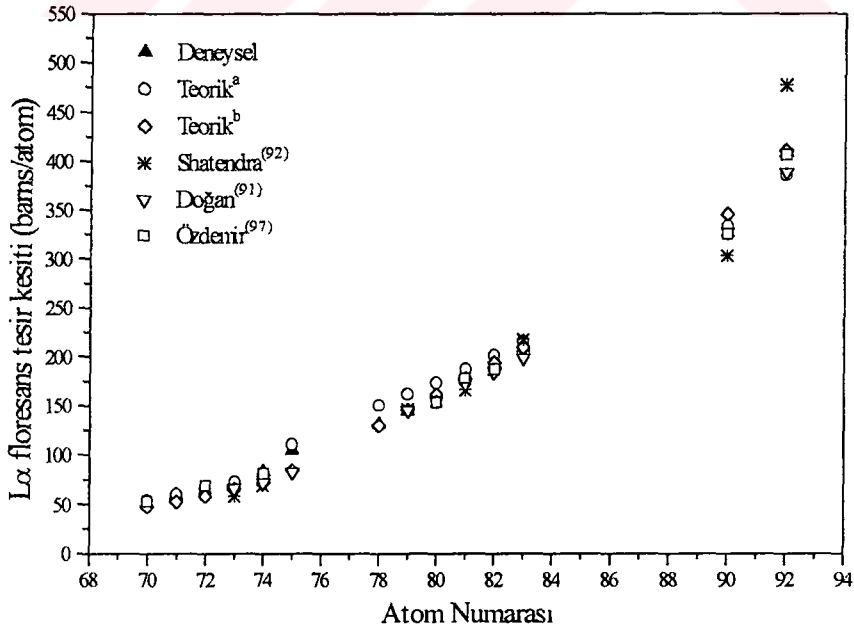
Tablo 4.4'ün devamı.

Element	σ_{Li} ($i=l,\alpha,\beta,\gamma$)	Mevcut (Deneysel)	Mevcut (Teorik) ^a	Mevcut (Teorik) ^b	Shatendra ⁽⁵⁴⁾ (Deneysel)	Doğan ⁽⁵³⁾ (Deneysel)	Özdemir ⁽⁵⁹⁾ (Deneysel)
Pt	σ_{Ll}	6,7±0,7	7,423	6,408			
	$\sigma_{L\alpha}$	131,0±8,0	149,759	129,275			
	$\sigma_{L\beta}$	146,1±8,7	133,485	144,772			
	σ_{Ly}	24,7±2,6	24,039	28,444			
Re	σ_{Ll}	4,6±0,8	5,231	3,988		4,865±2	
	$\sigma_{L\alpha}$	103,8±9,7	110,268	84,079		82,246±9	
	$\sigma_{L\beta}$	121,5±9,3	104,472	118,942		107,98±10	
	σ_{Ly}	23,3±2,2	18,792	24,229		20,343±4	
W	σ_{Ll}	3,6±0,8	3,740	3,377	3,2±0,2	3,587±1	3,2±0,11
	$\sigma_{L\alpha}$	82,8±7,9	79,894	72,141	69±5	71,394±9	80,4±3,08
	$\sigma_{L\beta}$	109,9±8,1	114,118	109,995	129±6	104,21±10	100,8±3,78
	σ_{Ly}	22,5±2,0	22,780	22,518	27±2	21,175±4	26,6±1,0
Ta	σ_{Ll}	2,9±0,6	3,348	3,003	2,7±0,2	2,986±1	
	$\sigma_{L\alpha}$	69,6±5,3	72,578	65,098	58±4	65,475±8	
	$\sigma_{L\beta}$	92,7±5,4	103,721	99,148	115±6	95,86±10	
	σ_{Ly}	19,5±2,3	20,490	20,014	23±2	19,489±4	
Hf	σ_{Ll}	2,5±0,6	3,006	2,662			3,0±0,14
	$\sigma_{L\alpha}$	64,3±4,3	66,018	58,455			68,6±3,28
	$\sigma_{L\beta}$	87,4±4,5	93,661	88,578			97,8±4,67
	σ_{Ly}	17,8±1,3	18,258	17,627			18,8±0,9
Lu	σ_{Ll}	2,2±0,5	2,684	2,358			
	$\sigma_{L\alpha}$	59,0±3,9	59,842	52,577			
	$\sigma_{L\beta}$	75,2±3,7	84,509	79,712			
	σ_{Ly}	16,1±1,4	16,351	15,701			
Yb	σ_{Ll}	1,9±0,3	2,406	2,240			2,9±0,21
	$\sigma_{L\alpha}$	51,0±3,0	54,280	47,793			52,7±3,89
	$\sigma_{L\beta}$	68,7±3,6	75,695	71,026			50,7±3,74
	σ_{Ly}	13,3±1,1	14,505	13,818			12,1±0,9

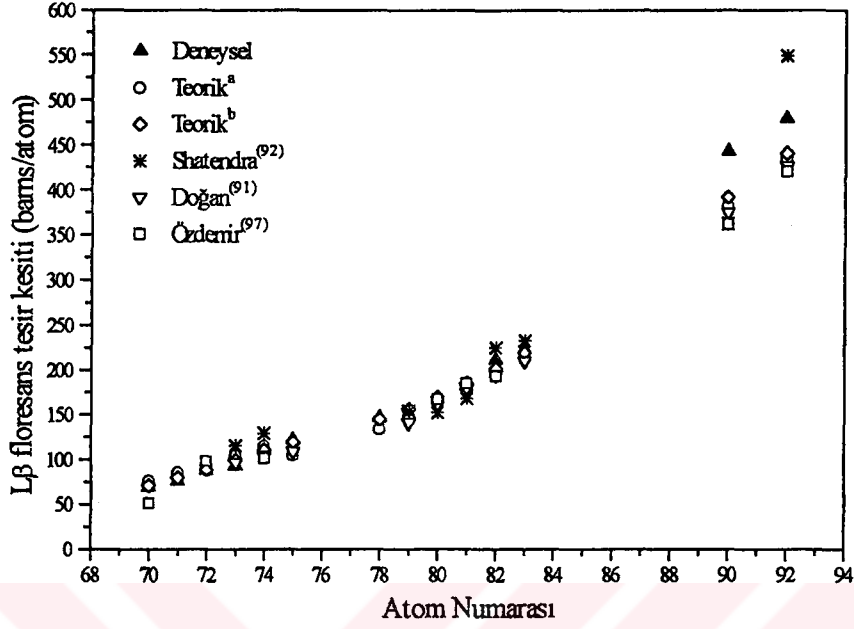
^a ω_1 , ω_2 , ω_3 , f_{12} , f_{13} ve f_{23} değerleri Puri'nin tablolarından⁽⁹⁹⁾ alınmıştır.^b ω_1 , ω_2 , ω_3 , f_{12} , f_{13} ve f_{23} değerleri Krause'nin tablolarından⁽⁹⁷⁾ alınmıştır.



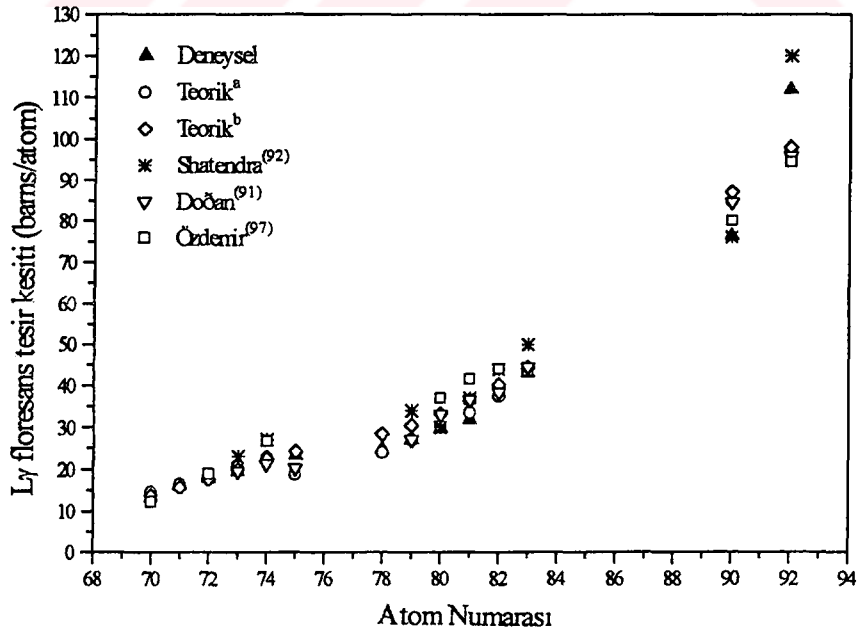
Şekil 4.4. L_I X-ışını floresans kesir kesitinin atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.5. L_α X-ışını floresans kesir kesitinin atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.6. L_{β} X-ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.6. L_{γ} X-ışını floresans tesir kesitlerinin atom numarası ile değişimi.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, Am-241 nokta kaynağından yayınlanan 59,5 keV'lik gama ışınları kullanarak $70 \leq Z \leq 92$ elementler bölgesinde bulunan Yb, Lu, Hf, Ta, W, Re, Pt, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th ve U elementlerinin 45° ile 135° aralığındaki 10 değişik saçılma açısı için $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları diferansiyel tesir kesitleri (4.11) denkleminde yararlanarak ölçülmüştür. Hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri tablo 4.3'de, diferansiyel tesir kesitleri ile θ açısı arasında çizilen grafikler ise şekil 4.2'de verilmiştir. Tablo 4.3 ve şekil 4.2'den de görüldüğü gibi; $L\ell$ ve $L\alpha$ X-ışınları diferansiyel tesir kesitlerinin θ açısı ile değiştiği (anizotropik olduğu), $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları diferansiyel tesir kesitlerinin θ açısı ile değişmediği (izotropik olduğu) görülmektedir. Bu, Flügge ve arkadaşlarının⁽⁴³⁾ toplam açısal momentumu $J=1/2$ (K, L_1 , L_2 , M_1 , M_2 ... alt tabakaları) olan alt tabakalara geçişlerden yayınlanan karakteristik X-ışınlarının izotropik olduğu, toplam açısal momentumu $J=3/2$ (L_3 , M_3 , M_4 ... alt tabakaları) ve $J=5/2$ (M_5 alt tabakası) olan alt tabakalara geçişlerden yayınlanan karakteristik X-ışınlarının ise anizotropik olduğu düşüncesini doğrulamaktadır.

(4.3) denkleminde yararlanarak bulunan a_0 , a_1 ve a_2 katsayıları tablo 4.3'de verilmiştir. a_0 katsayısının atom numarası ile arttığı görülmektedir. a_1 ve a_2 katsayılarının atom numarası ile değişimi hakkında kesin bir fikir yürütülememektedir. a_1 ve a_2 katsayılarının bu durumunun deneysel ve istatistiksel hatalardan kaynaklanma ihtimali fazladır. a_0 katsayısı $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları için sıfırdan farklıdır. a_1 ve a_2 katsayıları $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları için sıfırdır. Demek ki a_1 ve a_2 katsayıları karakteristik X-ışınlarının açısal dağılımını belirlemektedir. Şayet a_1 ve a_2 katsayıları sıfır ise ilgili L X-ışınları izotropik ($L\beta$ ve $L\gamma$), sıfırdan farklı bir değer ise ilgili L X-ışınları anizotropiktir ($L\ell$ ve $L\alpha$).

L X-ışınları diferansiyel tesir kesitleri ölçülmesi için şekil 3.3'deki deney geometrisi kullanılmıştır. Deney geometrisinden de görüldüğü gibi geliş açısı 30° olacak şekilde sabit tutulmuştur. Böylece açının değişiminden dolayı meydana gelebilecek X-ışını şiddetindeki değişim önlenmiştir. Deney geometrisindeki θ açısı 45° ile 145° aralığında sürekli değiştiği için karakteristik X-ışınlarının numune içinde aldıkları yolda sürekli

değişmektedir. Numune içinde alınan yolun farklı olması numune tarafından karakteristik X-ışınlarının soğurulmasının da farklı olmasını sağlayacak ve böylece X-ışınlarının şiddetini olumsuz yönde etkileyecektir. Çalışılan her açı için ayrı ayrı soğurma düzeltmesi yapılarak bu olumsuz etki giderilmiştir.

$L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları diferansiyel tesir kesir kesitlerinin hesaplandığı (4.11)

denklemindeki $\frac{4\pi}{S_\gamma \cdot a_\gamma \cdot W_1 \cdot W_2^\theta \cdot \epsilon(E)}$ kısmına U faktörü denilmiş ve bu U faktörü

(4.13) denkleminde hesaplanmıştır. U faktörünün hesaplanması için literatürde başka bir metodun bulunmaması ve bu faktördeki S_γ , a_γ , W_1 , W_2^θ ve $\epsilon(E)$ terimlerinin doğrudan ölçülüp hesaplanması çok zor olduğundan dolayı (4.13) denklemi kullanılmıştır.

Ayrıca (4.6) denkleminde yararlanarak $70 \leq Z \leq 92$ bölgesindeki elementlerin $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresans tesir kesitleri deneysel olarak hesaplanmış, (4.15-4.18) denklemlerinden hesaplanan teorik $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresans tesir kesitleri ve diğer araştırmacıların^(53,54,59) deneysel değerleriyle birlikte tablo 4.4'de verilmiştir. Tablo 4.4'deki bu değerlerin atom numarasına karşı çizilen grafikleri şekil 4.4 – 4.7'de karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Bu tablo ve şekillerden görüldüğü gibi $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresans tesir kesitleri artan atom numarası ile artmaktadır.

Tablo 4.4'den de görüldüğü gibi hesaplanan $\sigma_{L\ell}$ floresans tesir kesitleri ile teorik değerler arasındaki uyum Re ve Yb hariç genelde % 0,1-9,8 aralığındadır. Literatürdeki diğer deneysel değerlerle uyum ise % 0,3-9,5 aralığındadır. $\sigma_{L\ell}$ floresans tesir kesiti değerlerimiz Teorik^b ve Doğan'ın deneysel değerleri ile daha iyi uyum göstermektedir.

Benzer şekilde, hesaplanan $\sigma_{L\alpha}$ floresans tesir kesitleri ile teorik değerler ve literatürdeki deneysel değerler arasındaki uyum sırasıyla % 0-9,1 ve % 0,4-7,2 aralığındadır. $\sigma_{L\alpha}$ floresans tesir kesiti değerlerimiz genelde hem teorik hem de deneysel değerlerle iyi bir uyum göstermektedir.

Ölçülen $\sigma_{L\beta}$ değerleri ile teorik değerler arasındaki uyuşma Th hariç % 0,1-9,2 aralığında, Diğer deneysel değerler arasındaki uyuşma ise U, Th ve Yb hariç genelde % 0,4-9,4 aralığındadır. Sonuç olarak, $\sigma_{L\beta}$ değerleri genelde hem teorikle hem de diğer deneysel değerler ile iyi bir uyum göstermektedir.

$\sigma_{L\gamma}$ değerlerimiz ise teorik değerler ile U ve Th hariç % 0,1-8,9 aralığında, deneysel değerler ile de Tl ve Re hariç % 0,1-10 aralığında bir uyum göstermektedir. Tablo 4.4' den de görüldüğü gibi $\sigma_{L\gamma}$ değerlerimiz Teorik^a ile daha iyi uyum göstermektedir.

59,54 keV uyarma enerjisinde Pt ve Lu için $L\ell$, $L\alpha$, $L\beta$ ve $L\gamma$ X-ışınları floresans tesir kesitleri ilk kez bu tezde rapor edilmiştir.

Bu çalışmanın devamında, değişik radyoizotop kaynaklar kullanarak (Fe-55 nokta kaynak gibi) küçük atom numaralı elementlerin L X-ışınları diferansiyel tesir kesitlerini ve büyük atom numaralı elementlerin M X-ışınları diferansiyel tesir kesitlerini ölçmek amaçlanmaktadır.

6. EKLER

6.1. U Faktörlerinin Çalışılan Açılarda Enerjiye Göre Fit Denklemleri

$\theta = 45^\circ$ için;

$$U = 8,4317199 \cdot 10^{-4} - 6,8100064 \cdot 10^{-5} E + 2,0431962 \cdot 10^{-6} E^2 - 5,1701116 \cdot 10^{-9} E^3$$

$\theta = 50^\circ$ için;

$$U = 8,5242444 \cdot 10^{-4} - 7,3721038 \cdot 10^{-5} E + 2,5044021 \cdot 10^{-6} E^2 - 1,6423400 \cdot 10^{-8} E^3$$

$\theta = 60^\circ$ için;

$$U = 7,7618396 \cdot 10^{-4} - 5,8123314 \cdot 10^{-5} E + 1,4845514 \cdot 10^{-6} E^2 + 2,9847642 \cdot 10^{-9} E^3$$

$\theta = 70^\circ$ için;

$$U = 8,1399248 \cdot 10^{-4} - 6,9973467 \cdot 10^{-5} E + 2,4416475 \cdot 10^{-6} E^2 - 2,0335373 \cdot 10^{-8} E^3$$

$\theta = 80^\circ$ için;

$$U = 7,4632526 \cdot 10^{-4} - 5,5912233 \cdot 10^{-5} E + 1,4116239 \cdot 10^{-6} E^2 + 3,2515431 \cdot 10^{-9} E^3$$

$\theta = 90^\circ$ için;

$$U = 6,8185002 \cdot 10^{-4} - 4,3454735 \cdot 10^{-5} E + 5,9901556 \cdot 10^{-7} E^2 + 1,9844002 \cdot 10^{-8} E^3$$

$\theta = 100^\circ$ için;

$$U = 6,2232218 \cdot 10^{-4} - 3,3501823 \cdot 10^{-5} E + 2,8955088 \cdot 10^{-9} E^2 + 3,1650050 \cdot 10^{-8} E^3$$

$\theta = 110^\circ$ için;

$$U = 5,0624016 \cdot 10^{-4} - 1,0633733 \cdot 10^{-5} E - 1,5150102 \cdot 10^{-6} E^2 + 6,3658884 \cdot 10^{-8} E^3$$

$\theta = 120^\circ$ için;

$$U = 5,1239642 \cdot 10^{-4} - 1,7894368 \cdot 10^{-5} E - 8,3654461 \cdot 10^{-7} E^2 + 4,6849499 \cdot 10^{-8} E^3$$

$\theta = 135^\circ$ için;

$$U = 4,4927906 \cdot 10^{-4} - 8,7967905 \cdot 10^{-7}E - 2,0097594 \cdot 10^{-6}E^2 + 7,0307351 \cdot 10^{-8}E^3$$

6.2. Açısal Dağılım Katsayılarının Bulunduğu Fit Denklemleri

U L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 5,6165378 - 0,052302629 \cdot \theta + 0,00014157305 \cdot \theta^2$$

U L α için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 42,238966 - 0,11327201 \cdot \theta + 0,00004805065 \cdot \theta^2$$

U L β için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 38,0837$$

U L γ için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 8,9000$$

Th L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 3,3238195 - 0,023656140 \cdot \theta + 0,000056369427 \cdot \theta^2$$

Th L α için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 34,618955 - 0,10145579 \cdot \theta + 0,000054025835 \cdot \theta^2$$

Th L β için;

$$\frac{d\sigma^\theta}{d\Omega} = 35,2071$$

Th $L\gamma$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 6,0776$$

Bi $L\ell$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,8662577 - 0,015597367 \cdot \theta + 0,000049507092 \cdot \theta^2$$

Bi $L\alpha$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 20,382732 - 0,025115747 \cdot \theta - 0,00016504532 \cdot \theta^2$$

Bi $L\beta$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 17,7800$$

Bi $L\gamma$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 3,4187$$

Pb $L\ell$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,7530260 - 0,015713052 \cdot \theta + 0,00005434364 \cdot \theta^2$$

Pb $L\alpha$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 23,225163 - 0,093188041 \cdot \theta + 0,000050673436 \cdot \theta^2$$

Pb $L\beta$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 16,8216$$

Pb $L\gamma$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 3,0360$$

Tl $L\ell$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,2758085 - 0,0068782737 \cdot \theta + 0,0000082629885 \cdot \theta^2$$

Tl $L\alpha$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 21,586657 - 0,11312681 \cdot \theta + 0,00030493717 \cdot \theta^2$$

Tl $L\beta$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 14,4955$$

Tl $L\gamma$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 2,5361$$

Hg $L\ell$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,2433181 - 0,0093189216 \cdot \theta + 0,000027631505 \cdot \theta^2$$

Hg $L\alpha$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 17,704639 - 0,074387378 \cdot \theta + 0,00019826331 \cdot \theta^2$$

Hg $L\beta$ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 13,3509$$

Hg L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 2,3625$$

Au L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,1813567 - 0,0087261292 \cdot \theta + 0,000021544125 \cdot \theta^2$$

Au L α için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 15,738933 - 0,066366284 \cdot \theta + 0,0001768311 \cdot \theta^2$$

Au L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 11,8680$$

Au L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 2,1486$$

Pt L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,99108677 - 0,0061271919 \cdot \theta + 0,000010540028 \cdot \theta^2$$

Pt L α için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 13,776671 - 0,044649842 \cdot \theta + 0,000071684538 \cdot \theta^2$$

Pt L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 11,6277$$

Pt L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,9653$$

Re L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,79028484 - 0,0073393415 \cdot \theta + 0,000025588879 \cdot \theta^2$$

Re L α için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 12,871029 - 0,084428870 \cdot \theta + 0,00032156637 \cdot \theta^2$$

Re L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 9,6680$$

Re L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,8578$$

W L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,56354858 - 0,0052148762 \cdot \theta + 0,000020660276 \cdot \theta^2$$

W L α için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 9,6880933 - 0,054510883 \cdot \theta + 0,00019485747 \cdot \theta^2$$

W L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 8,7518$$

W L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,7939$$

Ta L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,37920745 - 0,00222263320 \cdot \theta + 0,0000059828451 \cdot \theta^2$$

Ta L α için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 7,1626434 - 0,024949653 \cdot \theta + 0,000066848235 \cdot \theta^2$$

Ta L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 7,3782$$

Ta L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,5546$$

Hf L ℓ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,30528023 - 0,00073084558 \cdot \theta - 0,0000036519768 \cdot \theta^2$$

Hf L α için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 7,3578350 - 0,034051052 \cdot \theta + 0,000088608562 \cdot \theta^2$$

Hf L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 6,9577$$

Hf Ly için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,4199$$

Lu Ll için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,28973556 - 0,0012143805 \cdot \theta - 0,00000048131716 \cdot \theta^2$$

Lu La için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 7,2884081 - 0,038669540 \cdot \theta + 0,000096126738 \cdot \theta^2$$

Lu L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 5,9882$$

Lu Ly için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,2830$$

Yb Ll için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 0,24467364 - 0,00049423472 \cdot \theta - 0,0000048923353 \cdot \theta^2$$

Yb La için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 7,7885276 - 0,054742219 \cdot \theta + 0,00012929644 \cdot \theta^2$$

Yb L β için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 5,4732$$

Yb L γ için;

$$\frac{d\sigma^{\theta}}{d\Omega} = 1,0598$$

6.3. a₀ Katsayısının Atom Numarası ile Değişimi

L ℓ için;

$$a_0 = 12,047965 - 0,35845917 \cdot Z + 0,0026953363 \cdot Z^2$$

L α için;

$$a_0 = 119,16003 - 3,8488997 \cdot Z + 0,031455256 \cdot Z^2$$

L β için;

$$a_0 = 295,7149 - 8,4151168 \cdot Z + 0,061137577 \cdot Z^2$$

L γ için;

$$a_0 = 92,778437 - 2,5297414 \cdot Z + 0,017504783 \cdot Z^2$$

6.4. Floresans Tesir Kesitlerinin Atom Numarası ile Değişimi

L ℓ deneysel;

$$\sigma = 163,99725 - 4,87855513 \cdot Z + 0,036646819 \cdot Z^2$$

L α deneysel;

$$\sigma = 1463,1373 - 47,390620 \cdot Z + 0,38873721 \cdot Z^2$$

L β deneysel;

$$\sigma = 3716,2508 - 105,75255 \cdot Z + 0,76831168 \cdot Z^2$$

L γ deneysel;

$$\sigma = 1165,8871 - 31,789641 \cdot Z + 0,21997143 \cdot Z^2$$

KAYNAKLAR

1. Hubbell, J. H., Trehan, P. N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Garg, R. R., Singh, S. and Puri, S., 1994, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 23, 339-351
2. Khare, S. P., Sinha, P. and Wadehra, J. M., 1994, *Hyperfine Interact.*, 89, 107.
3. Ghumman, B. S., Acharya, V. B. and Singh, B., 1981, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 14, 3905-3909.
4. Balakrishna, K. M., Govinda, N. N., Lingappa, N. and Siddappa, K., 1994, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 27, 715.
5. Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W., Freund, H. U., Mark, H., Swift, C. D., Price, R. E. and Rao, P. V., 1972, *Rev. Mod. Phys.*, 44, 716.
6. Catz, A. L., 1970, *Phys. Rev. A*, 2, 634-642.
7. Catz, A. L. and Macias, E. S., 1971, *Phys. Rev. A*, 3, 849-854.
8. Zalutsky, M. R., Macias, E. S. and Catz, A. L., 1975, *Phys. Rev. A*, 11, 75-78.
9. Papp, T., Maxwell, J. A., Teesdale, W. J. and Campbell, J. L., 1993, *Phys. Rev. A*, 47, 333-339.
10. Zalutsky, M. R. and Macias, E. S., 1974, *Phys. Lett.*, 49A, 285-286.
11. Zalutsky, M. R. and Macias, E. S., 1975, *Phys. Rev. A*, 12, 526-530.
12. Cooper, J. and Zare, R. N., 1968, *J. Chem. Phys.*, 48, 942-945.
13. Cooper, J. and Zare, R. N., 1969, *Atomic Collision Processes*, Gordon and Breach, New York, Vol. XIC, 317-337.
14. Cooper, J. W. and Manson, S. T., 1969, *Phys. Rev. A*, 177, 157-163.
15. Scofield, J.H., 1976, *Phys. Rev. A*, 14, 1418-1420.
16. Scofield, J.H., 1989, *Phys. Rev. A*, 40, 3054-3060.
17. Scofield, J.H., 1991, *Phys. Rev. A*, 44, 139-143.
18. Berozhko, E. G. and Kabachnik, N. M., 1977, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 10, 2467-2477.
19. Berozhko, E. G., Kabachnik, N. M. and Rostowsky, V. S., 1978, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 11, 1749-1758.
20. Berozhko, E. G., Kabachnik, N. M. and Sizov, V.V., 1980, *Phys. Lett.*, 77A, 231-233
21. Berozhko, E. G., Sizov, V.V. and Kabachnik, N. M., 1981, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 14, 2635-2646.

22. Flügge, S., Mehlorn, W. and Schmidt, V., 1972, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 7.
23. Kabachnik, N. M. and Kondratyev, V. N., 1988, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 21, 963-980.
24. Sud, K. K. and Moattar, S., 1990, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 23, 2363-2371.
25. Sandner, W. and Theodosiou, C. E., 1990, *Phys. Rev. A*, 42, 5208-5222.
26. Tamimasu, T., 1980, *Nucl. Inst. Meth.*, 173, 371-378.
27. Hino, K. and Watanabe, T., 1988, *Nucl. Inst. Meth. B*, 33, 314-316.
28. Horsdal Pedersen, E., Czuclewski, S. J., Brown, M. D., Ellsworth, L. D. and Macdonald, J. R., 1975, *Phys. Rev. A*, 11, 1267-1270.
29. Papp, T., Awaya, Y., Hitachi, A., Kambara, T., Kanay, Y., Mizogama, T. and Törük, I., 1991, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 24, 3797-3806.
30. Papp, T., Palinkas, J. and Sarkadi, L., 1990, *Phys. Rev. A*, 42, 5452-5456.
31. Stachura, Z., Bosch, F., Hamsch, F. J., Liu, B., Maor, D., Mokler, P. H., Schönfeldt, W. A., Walh, H., Cleff, B., Brüssermann, M. and Wigger, J., 1984, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 17, 835-847.
32. Papp, T., Campbell, J. L. and Maxwell, J. A., 1993, *Phys. Rev. A*, 48, 3062-3071.
33. Fou, C. M., Liu, C. P. and Picut, R., 1987, *Nucl. Inst. Meth. B*, 24/25, 74-76.
34. Fou, C. M., 1989, *Nucl. Inst. Meth. B*, 40/41, 86-88.
35. Tulkki, J., 1984, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 17, 3493-3502.
36. Scnöler, A. and Bell, F., 1978, *Z. Phys. A*, 286, 163-168.
37. Folkmann, F., Cramon, K. M. and Hertel, N., 1984, *Nucl. Inst. Meth. B*, 3, 11-15.
38. Papp, T. and Palinkas, J., 1988, *Phys. Rev. A*, 38, 2686-2689.
39. Kahlon, K. S., Aulakh, H. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1990, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 23, 2733-2742.
40. Kahlon, K. S., Shadendra, K., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1990, *Pramana*, 35, 105-114.
41. Kahlon, K. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1991, *Phys. Rev. A*, 44, 4379-4385.
42. Kahlon, K. S., Aulakh, H. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and sood, B. S., 1991, *Phys. Rev. A*, 43, 1455-1460.
43. Ertuğrul, M., Büyükkasap, E. and Erdoğan, H., 1996, *Nuovo Cimento*, 18 D, 671-676.

44. Ertuğrul, M. and Büyükkasap, E., 1997, *Applied Spect. Rev.*, 32(1&2), 175-182.
45. Ertuğrul, M., Durak, R., Tıraşoğlu, E., Büyükkasap, E. and Erdoğan, H., 1995, *Applied Spect. Rev.*, 30(3), 219-225.
46. Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Kopya, A. İ. and Erdoğan, H., 1995, *Nuovo Cimento*, 17 D, 993-998.
47. Ertuğrul, M., 1994, *Doktora Tezi*, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış).
48. Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Küçükönder, A. and Erdoğan, H., 1996, *Tr. J. of Phys.*, 20, 1-10.
49. Ertuğrul, M., Büyükkasap, E. and Erdoğan, H., 1997, *Applied Spect. Rev.*, 32(1&2), 159-165.
50. Mehta, D., Puri, S., Singh, N., Garg, M. L. and Trehan, P. N., 1999, *Phys. Rev. A*, 59, 2723-2731.
51. Mann, K. S., Singh, N., Mittal, R., Sood, B. S. and Allawadhi, K. L., 1994, *X-Ray Spect.*, 23, 208-217.
52. Singh, S., Mehta, D., Garg, M. L., Kumar, S., Singh, N., Mangal, P. C. and Trehan, P. N., 1987, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 20, 5345-5353.
53. Doğan, O., Şimşek, Ö., Turgut, Ü. and Ertuğrul, M., 1997, *Physica Scripta*, 56, 580-583.
54. Shatendra, K., Allawadhi, K. L., Sood, B. S., 1985, *Phys. Rev. A*, 31, 2918-2921.
55. Ertuğrul, M., 1996, *Z. Phys. D* 38, 91-94.
56. Mann, K. S., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., 1991, *Phys. Rev. A*, 44, 2198-2201.
57. Ertuğrul, M., 1996, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Research B*, 119, 345-351.
58. Garg, M. L., Garg, R. R. and Malmqvist, K. G., 1987, *J. phys. B: At. Mol. Phys.*, 20, 3705-3714.
59. Özdemir, Y. and Durak, R., 2000, *Physica Scripta*, 62, 41-45.
60. Karaoğlu, B., 1996, *Modern Fizik, Çeviri*, Güven Kitap Yayın Dağıtım Ltd. Şti., İstanbul, 73-81.
61. Çetin, M., Yıldırım, H., Gülsün, Z., 1988, *Çağdaş Fiziğin Kavramları, Çeviri*, Üniversite Kitabevi, Diyarbakır, 53-58.

62. Şahin. M., 1998, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış).
63. Bearden, J. A., 1967, Rev. of Mod. Phys., 39,78.
64. Jenkins, R., Manne, R., Robin, R., Senemaud, C., 1991, X-Ray Spectrom, 20, 149.
65. Yılmaz, S., 1999, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış), 3.
66. Van Grieken, R. E, Markowicz, A. A., 1993, Handbook of X-Ray Spectrometry Methods and Techniques, Marcel Dekker, New York, Inc., 12.
67. Siegbahn, K., 1974, Alpha, Beta and Gamma- Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Company, Vol. I, 38-39.
68. Debertin, K., Helmer, R. G., 1988, Gamma and X-Ray Spectrometry With Semiconductor Detectors, Elsevier Science, Amsterdam, 24-39.
69. Siegbahn, K., 1968, Alpha, Beta and Gamma- Ray Spectroscopy, Amsterdam, 862.
70. Hubbell, J. H., Neigle, W. J., Briggs, E. A., Brown, R. T., Cromer, D. T., and Howerton, R. J., 1975, J. Phys. Chem. Ref. Data, 4, 471-616.
71. Smend, F., Schaupp. D., Czerwinski, H. and Schunacher, M., 1987, Phys. Rev. A, 36, (11), 5189.
72. Eisberg, R. and Resnick, R., 1974, Quantum Physics, J. Willey and Sons, New York, Sydney, 713.
73. Tertian, R. and Claisse, F., 1982, Principles of Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, Heyden and Son Ltd. London.
74. Şahin, Y., 1989, Çekirdek Fiziğinin Esasları, Çeviri, Atatürk Üniversitesi, Erzurum.
75. Köksal, F., 1989, Atom ve Molekül Fiziği, Çeviri, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 449.
76. Hanson, A. L., 1986, Nucl. Inst. and Meth., A 243, 583-589.
77. Hardie, G., Devries, J. S. and Chiang, C. K., 1970, Phys. Rev. C., 1287.
78. Crasemann, B., 1985, Atomic Inner-Shell Physics, New York, 525
79. Gündüz, E., 1989, Modern Fiziğe Giriş, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, İzmir.
80. Şimşek, Ö., 1992, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış), 5-6.
81. Tipler, P. A., 1978, Modern Physics, 502.

82. Lederer, K., Hollander, J. M. and Perlman, I., 1967, Table of Isotopes, J. Willey and Sons, New York, Sydney, London.
83. Arya, A. P., 1970, Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon, Inc., Boston, 97-103.
84. Durak, R., 1997, X- Işını Floresans Spektroskopi Ders Notları-I, Erzurum (yayınlanmamış), 49.
85. Muggleton, A. H. F., 1972, Semiconductor X-Ray Spectrometers, Nucl. Inst. and Meth., 113.
86. Cohen, D. D., 1980, Nucl. Inst. Meth., 178, 481.
87. Yalçın, P., 1998, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış), 45-46.
88. Şahin, Y., Karabulut, A. and Budak, G., 1996, Applied Spect. Rev., 31(3), 333-345.
89. Casnati, E., Tartari, A., Baraldi, C. and Napoli, G., 1985, J. Phys. B: At. Mol. Opt.Phys., 18,2843-2849.
90. Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., 1995, National Institute of Standards and Technology, Report No. NISTIR 5632, U. S. A.
91. Storm , E. and Israel, H. I., 1970, Nuclear Data Tables A, 7, 565-681.
92. Scofield , J. H., 1974, Atomic Data and Nuclear Data Tables 14, 121-137.
93. Bearden, J. A., 1967, Reviews of Modern Physics, Vol.39, Number 1, 78-124.
94. Çolak, S., 1996, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayınlanmamış), 44.
95. Jenkins, R., Gould, R. and Gedcke, D., 1981, Quantitative X-Ray Spectrometry, Marcell Dekker, Inc, New York, 34.
96. Scofield, J. H., 1973, Lawrence Livermore Laboratory, Report No: UCRL 51326.
97. Krause, M. O., 1979, J. of Phys. and Chem. Ref. Data, 8, 307-327.
98. Close, D. A., Barse, R. C., Malanify, J. J. and Umbarger, C. J., 1973, Phys. Rev. A, 8, 1873.
99. Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N. and Trehan, P. N., 1993, X-Ray Spectrometry, 22, 358-361.