



T.C

RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BAZI KRİSTALLERİN İNELASTİK DİFERANSİYEL
SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN ENERJİ AYRIMLI
X-IŞINI SPEKTROMETRESİ İLE ÖLÇÜMÜ**

Huriye KABİL

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

RİZE-2012

T.C

RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BAZI KRİSTALLERİN İNELASTİK DİFERANSİYEL
SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN ENERJİ AYRIMLI
X-IŞINI SPEKTROMETRESİ İLE ÖLÇÜMÜ**

Huriye KABİL

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

RİZE-2012

T.C

RECEP TAYYİP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI KRİSTALLERİN İNELASTİK DİFERANSİYEL

SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN ENERJİ AYRIMLI

X-IŞINI SPEKTROMETRESİ İLE ÖLÇÜMÜ

Huriye KABİL

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 23.05.2012

Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 22.06.2012

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Barbaros DİNÇER

Enstitü Müdürü : Doç. Dr. Fatih YILMAZ

RİZE-2012



ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma boyunca beni destekleyen başta sayın hocam Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN'e , Fizik Bölümü hocalarından sayın Doç.Dr.Telhat Özdoğan'a, bana deneysel ölçümlerimde laboratuvar imkanı sağlayan Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Prof.Dr. Lütfü DEMİR'e ve Doç.Dr. Ali GÜROL'a teşekkürlerimi sunarım.

Yine bana her türlü maddi manevi yardımı esirgemeyen değerli anneme ve babama teşekkür ederim.

Huriye KABİL

Mayıs 2012

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	I
İÇİNDEKİLER	II
ÖZET	IV
SUMMARY	V
ŞEKİLLER DİZİNİ	VI
TABLolar DİZİNİ	VII
SEMBOLLER VE KISALTMALAR	VIII
1.GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş	1
1.2. X-Işınlarının Tarihçesi	4
1.3. Foton-Atom Etkileşmesi	5
1.3.1. Fotoelektrik Soğurma	5
1.3.2. Çift Oluşum.....	7
1.4. Gama ve X-Işınlarının Saçılması.....	7
1.4.1. Koherent Saçılma.....	7
1.4.1.1.Thomson Saçılması.....	8
1.4.1.2.Nükleer Thomson Saçılması.....	8
1.4.1.3.Nükleer Rezonans Saçılma.....	9
1.4.1.4.Rayleigh Saçılması	9
1.4.1.5.Delbrück Saçılması.....	10
1.4.2.İnkoherent Saçılma.....	11
1.4.2.1.Compton Saçılması.....	11
1.4.2.2.Nükleer Saçılma	13
1.4.2.3.Raman Saçılması.....	14
1.5.Tesir Kesiti	14
1.6. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	15
1.7. Uyarılmış Seviyelerin Ömrü.....	16
1.8. Spektral Çizgi Şekilleri.....	17
1.8.1.Doğal Çizgi Genişliği.....	19
1.8.2.Doppler Genişlemesi.....	20
1.8.3.Basınç Etkisi.....	21

1.9. X-Işını Spektrometreleri.....	21
1.10.WDXRF Sistemi ile EDXRF Sisteminin Genel Karşılaştırılması.....	21
1.11. Fotonlarla Uyarma Ve Flöresans Şiddet.....	22
1.12. EDXRS'de Spektruma Genel Bakış	23
1.13.X-Işını Piklerinin Şekli.....	23
1.13.1.Sayaçtan Compton Geri Tepme Tepesi	24
1.13.2.Kaçak Tepeler	24
1.13.3.Karakteristik Tepeler.....	24
1.13.4.Üst Üste Binme (Pile-up) Tepeleri.....	25
1.13.5.Compton Tepeleri.....	25
1.13.6.Koherent Tepeler.....	25
1.13.7.Anormal Çizgi Spektrumları.....	25
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	27
2.1. Deney Düzeneği ve Deneyin Yapılışı.....	27
2.2. Numunelerin Hazırlanması.....	29
3. BULGULAR.....	30
4. TARTIŞMA ve SONUÇ	35
5.ÖNERİLER.....	37
6.KAYNAKLAR	38
ÖZGEÇMİŞ.....	41

ÖZET

Bu çalışmada; 59,54 keV'lik foton yayımlayan noktasal ²⁴¹Am radyoizotop kaynağı kullanılarak Si ve GaAs yarıiletkenlerin inelastik diferansiyel saçılma tesir kesitleri 130, 135, 140, 145 ve 150 derecelik açılarda ölçüldü. Dedektör verimini tayin etmek için Pd, In, Sm, Gd, Dy ve Ho elementleri kullanıldı. Ölçümlerde rezülasyonu 5,96 keV'de 160 eV olan yarıiletken Si(Li) dedektör kullanıldı. Bu ölçümler incelenerek kimyasal etki ve kalınlığın diferansiyel tesir kesitlerine etkileri araştırıldı. Ölçülen değerler teorik değerlerle karşılaştırıldı. Si kristalinin diferansiyel saçılma tesir kesitlerinin teorik değerle uyumlu çıktığı, GaAs kristali için ise teorik ve deneysel değerler arasında önemli farklılıklar olduğu gözlemlendi ve sebepleri tartışıldı.

Anahtar Kelimeler: GaAs, Si, Kristal Yapı, Compton Saçılması

SUMMARY

Measurements of Inelastic Differential Scattering Cross-Section for Some Crystals with Energy Dispersive X-Ray Spectrometer.

In this study, inelastic differential scattering cross-sections of Si and GaAs semiconductors were measured using ^{241}Am radioisotope source emitting 59,54 keV photon at 130, 135, 140, 145 and 150 degrees. In order to determine detector efficiency, the elements Pd, In, Sm, Gd, Dy and Ho was used. The resolution of the semiconductor Si(Li) detector was found to be 160 eV at the 5,96 keV. By analysing these measurements, chemical and thickness effects to the differential cross-sections was investigated. The measured values were compared with theoretical values. Differential scattering cross-sections were compatible with the theoretical value of Si crystals. GaAs crystals were observed for the significant differences between the theoretical and experimental values. The reasons of these differences was discussed.

Key Words: GaAs, Si, Crystal Structure, Compton Scattering

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. Fotoelektrik olay.....	6
Şekil 2. Compton Saçılması.....	12
Şekil 3. Compton Saçılmasında Momentumun Korunumu.....	12
Şekil 4. Birim Küre Yüzeyinde Steradian Gösterimi.....	16
Şekil 5. Uyarılmış Seviyeden Alt Seviyelere Kendiliğinden Işımalı Geçişler.....	17
Şekil 6. Spektral Çizgi Şekillenimi.....	18
Şekil 7. İdeal Bir X-Işını Spektrumu.....	23
Şekil 8. Sm için X-Işını Spektrumu	26
Şekil 9. Deney Düzeneginin Üstten Görünüşü.....	27
Şekil 10. Deney Geometrisi.....	28
Şekil 11. Deney Geometrisinin Ölçüleri.....	28
Şekil 12. Holmiyum Şiddet- Enerji Grafiği.....	30
Şekil 13. Dedektör Veriminin 30 Derecelik Açılı İçin Grafiği.....	31
Şekil 14. Dedektör Veriminin 35 Derecelik Açılı İçin Grafiği.....	32
Şekil 15. Si Kristali İçin Diferansiyel Tesir Kesitinin Saçılma Açısı İle Değişim Grafiği.....	32
Şekil 16. Si Kristali İçin Compton Saçılma Piki.....	33

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1. Kullanılan Numunelerin Özellikleri.....	31
Tablo 2. Si ve GaAs Numunelerinin Fiziksel Parametreleri (30 derecede).....	31
Tablo 3. Si Kristali için Deneysel ve Teorik Değerler	33
Tablo 4. GaAs Kristali için Deneysel ve Teorik Değerler.....	34

SEMBOLLER VE KISALTMALAR

- A_i : Einstein katsayısı
- c : Işık Hızı
- h : Planck Sabiti
- λ : Dalgaboyu
- τ : Fotoelektrik Tesir Kesiti
- Z : Atom Numarası
- ν : Frekans
- μ_τ : Fotoelektrik Azaltma Katsayısı
- ρ : Yoğunluk
- N_A : Avagadro Sayısı
- M : Molar Kütle
- α : İnce Yapı Sabiti
- α_0 : Bohr Yarıçapı
- σ_k : Çift Oluşum Tesir Kesiti
- μ_k : Çift Oluşumun Lineer Azaltma Katsayısı
- σ_τ : Fotoelektrik Olayın Diferansiyel Tesir Kesiti
- ϕ : Saçılma Açısı
- σ_T : Toplam Thomson Saçılma Tesir Kesiti
- σ_{Koh} : Atom başına koherent saçılma tesir kesiti
- r_e : Klasik Elektron Yarıçapıdır
- Ω : Katı Açısı
- Z_e : Çekirdek Yükü
- w : Açısal Hız
- σ_i : Perdeleme Sabiti

1.GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

1920'lerin başında Compton olayının keşfinden sonra, saçılma enerjisinin spektrumunun çizgi şeklinde ölçümü için ilk kantitatif deney birkaç yıl sonra yapıldı. Bu spektrum Compton profile olarak adlandırılır. DuMond ve Kirkpatrick, Compton profil genişliği ve elektron momentum dağılımı arasındaki ilişkiyi göstermek için multikristal spektograf sonuçlarına dayalı olarak bir analiz yaptılar. Kappeler tarafından 1936 yılında bu çalışmanın lityumla ilgili hatalı bir sonucu ortaya çıkarılıncaya kadar çalışma umut verici olarak görüldü. Deneysel Compton çizgi şekli teorik olandan 2,5 kat daha genişti ve teoriyi geliştirme girişimlerine rağmen destekleyici fikir elde edilemedi (Manninen, 2000).

1965 yılında lityumla ilgili verileri tekrar gözden geçirmek için standart X-ışını tüpü ve kristal spektrometre kullanılarak iki bağımsız deney yapıldı. Bunların ilki hatalı çıktı ve yeni sonuçlar serbest elektron modeli ile uyuytu. Bu gözlem Compton saçılmasının yeniden doğuşu oldu. Avrupa, Amerika ve Japonya'da birçok grup bu konu üzerine çalışmaya başladı. Düşük X-ışını enerjisi bu çalışmaları küçük atom numaralı elementlerle sınırlandırdı (Manninen, 2000).

İlk Compton saçılma çalışmalarında radyoaktif kaynaklar kullanılmasıyla birlikte bunu takip eden süreçte katı hal dedektörlerinin geliştirilmesi kantitatif Compton saçılma çalışmalarında gama kaynakları kullanılmasına olanak sağladı. Felsteiner 1970'de Ge dedektör ve ^{241}Am (60 keV γ ışını) kaynak kombinasyonunun enerji ayrımlı Compton spektrometrede etkili biçimde kullanılabileceğini gösterdi (Felsteiner vd, 1970) Dedektör rezülasyonu düşük olmasına rağmen, enerji spektrumunun eşzamanlı gözlemlenebilmesi bariz bir avantajdı. Yüksek enerjili γ ışını kullanımı (^{198}Au ^{137}Cs alternatif kaynak olarak kullanıldı) ağır elementlerle çalışmayı da mümkün kıldı (Manninen, 2000).

Momentumun rezülasyonu açısından X-ışını spektrometresi kullanıldığında 0.15 a.u civarında ayırışma elde etmek mümkün iken γ ışını kullanınca bu rakam 0,35 a.u'den daha iyi olamamıştır. Bu durum Fermi yüzeyini detaylandırmak için yeterli değildi. Sinklotron kaynakları rezülasyonu geliştirmeye imkan sağlar ve istatistiksel doğruluğun devamını sağlar. Sinklotron radyasyon araçlarında Compton spektrometresinin ilk kullanımı 1980 de tanıtıldı ve hemen hemen bütün X-ışını enerjili sinklotron çalışmalarında bunun alternatif versiyonları kuruldu. Bu spektrometreler X-ışını optiğine dayalıdır. Geleneksel yöntemde yüklü fotonun enerjisi bir monokromatör ile tespit edildi ve saçılma spektrumu hem açısız

dispersif (dalgaboylu) hem de bir enerji dispersif tekniği kullanılarak ölçüldü. Bu tekniği kullanarak rezülasyonu 0,1 a.u'nin aşağısında tutmak mümkün. Başka bir alternatif ise saçılma enerji sabitini korumak ve yüklü enerjiyi taramak. Bu hemen hemen en iyi rezülasyon büyüklüğünü verir (0.01 a.u'den düşük) fakat düşük X-ışını enerjisi ile sınırlandırılmıştır. Sinknotron radyasyon kullanımı aynı zamanda Compton saçılmasının daha spesifik uygulamalarında bir yükselme meydana getirdi. Bu, 1970'lerde tanıtıldı ve 1976'da deneysel olarak doğrulandı. Bu deneyde radyasyon kaynağı bir radyoaktif izotop idi. (Manninen, 2000).

Compton saçılmasının bir başka uygulaması da spektroskopidir. Bu, inelastik saçılan fotonun elektronla çarpışması ile normal Compton saçılmasındaki tek boyutlu görünümün üç boyutlu elektronun momentum dağılımı ile karşılaştırmasına imkan sağlar. Bu yöntem radyoaktif gama kaynağı kullanılarak geliştirildi fakat yüksek foton akışından dolayı sinklotron radyasyon daha iyi bir seçenektir (Manninen, 2000).

Dedektör rezülasyondaki gelişme ve foton akışının iyileştirilmesine bağlı olarak Fermi yüzeyi ve elektron gazı etkileşmesi gibi temel elektronik özellikler şu anda son derece yüksek deneysel doğrulukla ölçülebilmektedir. Li, Be ve Na gibi basit sistemler deneysel çalışmalarda tipik numuneler olmuştur. İlâveten yüksek enerjili X-ışınları kullanılarak daha ağır elementlerde çalışma yapmak mümkün olmuştur (Manninen, 2000).

1980'lerden sonra Compton saçılma deneylerinde önemli bir artış gözlemlenmiştir. Bunun önemli bir sebebi uygulama alanının artmasıdır. Şimşek ve arkadaşları Cu ve Zn elementlerinin 59,54 keV değerindeki fotonları uyarıcı kaynak olarak kullanıp koherent ve inkoherent diferansiyel tesir kesitlerini ölçmüştür (Şimşek vd., 2004). Montano ve Macrander, Compton saçılma sınırında düşük momentum transferinde Cr (110)'den inelastik X-ışını saçılmasını yapmışlardır (Montano ve Macrander, 2000). Sasaki ve Hirokawa, Si ve GaAs kristallerinde X-ışını kırınımı çalışmışlardır (Sasaki ve Hirokawa, 1991). İçelli ve arkadaşları n tipi GaAs ve p tipi Si kristallerinde lineer diferansiyel saçılma katsayısı üzerinde deneysel olarak çalışmışlardır (İçelli vd., 2009). Şimşek ve Ertuğrul, Zr, Nb ve Mo elementleri için koherent ve inkoherent diferansiyel saçılma tesir kesitlerini açığa bağli olarak çalışmışlardır (Şimşek ve Ertuğrul, 2004). Shahi ve arkadaşları, 13 ve 82 atom numarası aralığındaki elementlerle 59,5 keV enerjili fotonların inelastik saçılmasını çalışmışlardır (Shahi vd., 2001).

Ahmed ve arkadaşları $PbCl_2$ ve $PbBr_2$ 'in elektronik özelliklerini Compton saçılma teknikleri ile tespit etmişlerdir (Ahmed vd., 2009). Şimşek, elementlerde gama ışınlarının

inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri üzerine çalışmalar yapmıştır (Şimşek, 2000). Singh ve arkadaşları 17,44 keV enerjili fotonlarla elastik ve inelastik diferansiyel tesir kesiti ölçümleri yapmışlardır (Singh vd., 2006). Yalçın ve arkadaşları 23 ile 81 atom numarası aralığındaki bazı elementlerde inkoherent saçılma fonksiyonları üzerinde çalışmıştır (Yalçın vd., 2002). Kurucu ve arkadaşları Ti, Ni, Zr, In, Au ve Pb elementleri ile 59,5 keV enerjili gama ışını ile inkoherent saçılma fonksiyonları üzerine çalışmalar yapmışlardır (Kurucu vd., 1999). Yine Kurucu ve arkadaşları Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri ölçümü ile ilgili çalışmalar yapmıştır (Kurucu vd., 1998).

Han ve arkadaşları, K tabakası X-ışını floresans tesir kesitini 22 ile 68 atom numarası aralığındaki elementler üzerinde (Han vd., 2007) ve Compton saçılmasını kristal yönelimine bağlı olarak çalışmışlardır (Han vd., 2010). Demir ve arkadaşları dış elektrik alan içindeki p-Si numunesinde 59,5 keV değerindeki gama ışınlarının Compton saçılmasını çalışmışlardır (Demir vd., 2006). Huotari ve arkadaşları Be elementinin deneysel Compton profilinin enerjiye bağımlılığı üzerine çalışmıştır (Huotari vd., 2000). Elyaseery ve arkadaşları, 29 ile 74 atom numarası aralığındaki elementlerde 59,54 keV enerjili gama ışınlarının inkoherent saçılması üzerine çalışmışlardır (Elyaseery vd., 1999). Manninen ve arkadaşları $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ve $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ süper iletkenlerinin elektronik özelliklerini Compton saçılma teknikleri ile çalışmışlardır (Manninen vd., 1999). Latha ve arkadaşları 13 ve 50 atom numarası aralığındaki elementlerin koherent ve inkoherent saçılma tesir kesitlerini ^{241}Am kullanarak çalışmışlardır (Latha vd., 2011).

Kristal optik ve dedektör teknolojisindeki gelişmeler, sinkrotron radyasyonu polarizasyonu özelliklerinin kullanımı bu tekniğin uygulama alanını genişletecek. Mesela; yüksek basınç materyalleri ve bir yada iki boyutlu elektron sistemleri gibi (Manninen, 2000).

X-Işınlarının inkoherent diferansiyel saçılma tesir kesitleri ve kütle soğurma katsayılarının hesabı yarı iletkenler için oldukça önemlidir. Çünkü yarıiletkenlerin teknolojide geniş bir uygulama alanı vardır. Yarı iletkenlerin kullanıldığı cihazlar farklı enerjide radyasyon tiplerine maruz kalırlar. Dolayısıyla radyasyon tipine ve enerjisine bağlı olarak bu yarıiletkenlerin yapısını bozmaktadır. Çalışma karakteristikleri değişmektedir. Aynı zamanda bu yarıiletkenlerin bir kısmı radyasyon enerjisini dedekte etmekte kullanılmaktadır. Dolayısıyla kullanılan malzemenin radyasyonla etkileşimi mümkün olduğunca iyi bilinmelidir.

Bu çalışmada yarıiletkenlerden Si ve GaAs kristallerinin inkoherent diferensiyel tesir kesitleri radyoizotop kaynak kullanılarak ölçüldü. Ölçülen değerler teorik değerlerle karşılaştırıldı. Compton saçılmasının en önemli faktörlerinin sayma istatistikleri ve çözünürlük değil, detektörün ölü zamanı ciddi bir problemdir. Bu yüzden ölçümlerde ölü zamanı minimum yapacak şekilde bir geometri kuruldu.

1.2. X-Işınlarnın Tarihçesi

Antik çağlarda yunan filozofları Leukipp ve Demokrit atomizmi, en küçük parçacıkların bilimi olarak geliştirdiler. Bu kavram bilim adamlarının maddenin yapıtaşlarının arayışına cevap olarak ortaya çıktı. Elementlerin atomlardan oluştuğu 1800 yıllarda bulundu. Kimyacılar ilk olarak elementlerin belli oranlarda birleşerek bileşikleri meydana getirdiklerini keşfettiler. XIX. yüzyılın başlarında Dalton, Gay-Lussac ve Avagadro tarafından deneysel olarak atomların ve moleküllerin varlığı gösterildi. Dalton'un atom teorisi Roscoe tarafından tanımlanmıştır. XIX. yüzyılın ikinci yarısında atom ve moleküllerin varlığı konsepti gazların kinetik teorisine başarıyla uygulanmıştır. Bu teori gazların çok sayıda ve hızlı hareket eden küçük moleküllerden oluştuğunu kabul ediyordu. Moleküllere Newton yasaları uygulandığında gazların birçok özellikleri izah edilebiliyordu. Maxwell, Boltzman, Gibbs ve Clausius kinetik teoriye yeni katkılar yapmıştır. 1881' de Helmholtz gazlar üzerine yaptığı çalışmaların neticesinde, elektrik yükünün birimlerden oluştuğunu keşfetti. 1897' de Thomson ilk gözlenen temel parçacık olan negatif yüklü elektronu keşfetti. 1911 yılına gelindiğinde Rutherford ilk çağdaş atom modelini kurdu. Bu model atomun yapısını güneş modeline benzetiyordu. Burada güneşin yerine, pozitif yüklü çekirdek, gezegenlerin yerine negatif yüklü elektronlar, çekim kuvveti yerinede Coloumb çekim kuvveti denk geliyordu. Rutherford modeline göre atom dışarıdan yüksüz gözükür. Bunun nedeni çekirdekdeki pozitif yük kadar, çekirdek etrafında negatif yüklü elektronların olmasıydı (Zschornack, 2007).

1895 yılında basılan bir raporda Röntgen radyasyonunun bir formu olarak X-ışınlarını tarif etmiştir. 1896 yılında binden fazla makale X-ışınları hakkında olmuştur. Başlangıçta X-ışınlarının yansıması, kırılması veya polarizasyonu bilinmediği için bu konular Röntgen tarafından araştırılmıştır. Röntgen X ve γ -ışınlarının diğer elektromanyetik radyasyonlardan farklı olduğunu gözlemledi. Thomson X ve γ -ışınlarının maddedeki elektronlar tarafından saçılmış elektromagnetik dalgalar olduğunu göstermiştir. Barkla X-ışınlarının saçılma tesir kesitinin elektron yoğunluğu ile orantılı olduğunu ve X-ışınlarının polarize olduğunu

gösterdi. Compton atomlardan X-ışınlarının saçılmasını fotonu parçacık olarak kabul ederek izah etmiştir (Zschornack, 2007).

X-ışınları verilen maddenin yapısını çözmeye yardımcı derecede kolaylık sağladı. Bu kapsamda basit bileşiklerden daha karmaşık DNA gibi yapılara kadar hatta son zamanlarda proteinlerin ve de canlı organizmaların fonksiyonel birimlerinin yapısını çözmeye kullanılmıştır. X-ışınlarının madde ile etkileşiminin teorik ve deneysel sonuçları ile ilgili çalışmalar 1970 yılların ortalarından itibaren yoğun olarak günümüze kadar devam etmektedir. Bu çalışmalar 1912 yılından başlamış olup, 1970'li yılların ortalarında elektronik ve yarı iletken dedektörlerin gelişimi ile modern uygulama alanları bulmuştur. 1970'lerde anlaşılmıştır ki yüklü parçacıklardan elde edilen sinklotron radyasyonunun şiddeti X-ışını kaynaklarından çok daha şiddetlidir (Zschornack, 2007).

Bugün X-ışınları temel ve uygulamalı araştırmalarda ve üretim kontrol tekniklerinde temel öneme sahiptir. Çok geniş uygulama alanlarına örnek verirsek: temel bilimlerde spektroskopi, tıpta görüntüleme, metalürjide malzeme çalışmalarında, jeofizikte, yarı iletken ve katı hal fiziğinde, uzay araştırmalarında, adli tıpta, endüstride, arkeoloji ve sanatta diyebiliriz (Grieken ve Markowicz, 2001).

1.3. Foton-Atom Etkileşmesi

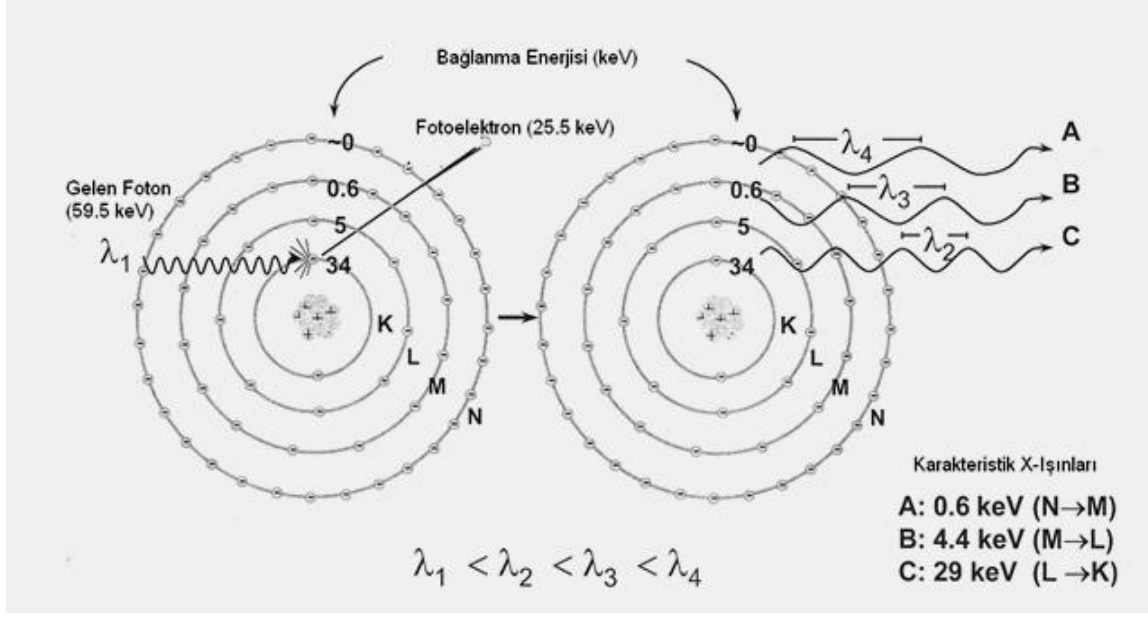
1.3.1. Fotoelektrik Soğurma

Fotoelektrik soğurma işleminde foton bir bağlı elektronla etkileşir ve fotonun tamamı soğurulur. Fotoelektrik olay neticesinde atomdan çıkan elektronun enerjisi,

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (1.1)$$

ifadesiyle verilir. Burada E_b elektronun bağlanma enerjisi, E_γ atom üzerine gelen fotonun enerjisidir. Küçük bir miktar enerji de atoma aktarılır. Serbest elektron bir foton soğuramayacağı için bu tür elektronlarla fotoelektrik olay gerçekleştirilemez. Etkileşme vakum ortamında olmadığı müddetçe sökülen elektronun bulunduğu ortamda enerjisi azaltılarak hızı yavaşlayacaktır. Fırlatılan elektron atomun bir tabakasında boşluk bırakacağından bu atom bir veya daha fazla X-ışını veya Auger elektronu emisyonu ile temel hale dönecektir (Debertin ve Helmer, 1988).

Şekil 1'de şematik olarak fotoelektrik olay gösterilmiştir (Baltaş, 2006).



Şekil 1. Fotoelektrik Olay

Serbest bir elektronla fotoelektrik olay gerçekleşmeyeceği için etkileşme ihtimaliyeti elektronun bağlanma enerjisi ile ve yüksek Z li maddelerin fotonları soğurması çok daha etkin olduğu için Z nin artması ile artacaktır. Bu sebepten dolayı fotoelektrik tesir kesiti yaklaşık olarak

$$\tau = \text{sabit} \cdot Z^{4,5} \cdot E_{\gamma}^{-3} \quad (1.2)$$

şeklinde ifade edilir. Buradan görüldüğü gibi, fotoelektrik olay için güçlü bir Z bağılılığı mevcut olup bu olayın düşük enerjilerde daha baskın olduğunun ve çok yüksek enerjilerde de ihmal edilebileceğinin bir göstergesidir. Ayrıca fotonun $h\nu$ enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça fotonun bu elektron tarafından soğurulma ihtimalinin artacağı da görülmektedir (Debertin ve Helmer, 1988).

Fotoelektrik azaltma katsayısı μ_{τ} ile ifade edilir ve τ ile arasında,

$$\mu_{\tau} = \tau \rho N_A / M \quad (1.3)$$

bağlantısı vardır. Burada ρ yoğunluk, N_A Avagadro sayısı ve M molar kütedir (Debertin ve Helmer, 1988). Fotoelektrik olayın diferansiyel tesir kesiti de,

$$\frac{d\sigma_{\tau}}{d\Omega} = 2\sqrt{2}Z^5\alpha^8\alpha_0^2\left(\frac{E}{m_0c^2}\right)^{-7/2} \frac{\sin^2\theta}{\left(1 - \frac{v_e}{c}\cos\theta\right)^4} \quad (1.4)$$

ile verilmektedir. Burada α ince yapı sabiti, α_0 ilk Bohr yarıçapı ve v_e elektronun hızıdır. Bu olayın 0,01 MeV ile 0,5 MeV enerji aralığında olma ihtimali en yüksektir.

1.3.2. Çift Oluşum

$2m_0c^2$ 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 parçacıklara kinetik enerji olarak aktarılır (Debertin ve Helmer, 1988).

Bir çift oluşumun tesir kesiti,

$$\sigma_k = \sigma_0 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z)^{-1/3} - \frac{2}{27} \right] \quad (1.5)$$

ifadesiyle verilir. Burada σ_0

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 = 5,796 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \quad (1.6)$$

dir. (1.5) eşitliğinden görüldüğü gibi bu olay için tesir kesiti hesaplamaları olayın Z^2 ile değiştiğini gösterir (Şahin, 2003). Çift oluşumun lineer azaltma katsayısı,

$$\mu_k = \sigma_k \rho N_A / M \quad (1.7)$$

ile verilir. Burada σ_k çift oluşum tesir kesitidir.

1.4. Gama ve X-Işınlınının Saçılması

1.4.1. Koherent Saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında, enerji farkı olmadan meydana gelen saçılma olayına 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. Koherent saçılma çoğu kez elastik veya Rayleigh saçılması olarak da adlandırılır. Atom başına koherent saçılma tesir kesiti;

$$\sigma_{Koh} = \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d\sigma_T(\phi) [F(x, Z)]^2 = \frac{3}{8} \sigma_T \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \phi) [F(x, Z)]^2 d \cos \phi \quad (1.8)$$

Şeklinde verilir. Burada σ_T toplam Thomson saçılma tesir kesiti, ϕ saçılma açısı, $F(x,Z)$ ise atomik form faktörüdür.

Koherent saçılma; Thomson saçılması, Nükleer Thomson Saçılması, Rayleigh Saçılması, Delbrück Saçılması ve Nükleer Rezonans Saçılma olarak sınıflandırılabilir.

1.4.1.1. Thomson Saçılması:

Serbest elektronlar tarafından X-ışınlarının saçılması Thomson tarafından açıklanmıştır. Saçılma olayını klasik elektromanyetik 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 elektromanyetik teoriye göre de ivmeli harekette bulunan yüklü parçacıklar elektromanyetik dalga yayınlırlar. Kazanılan ivme sonucu yayınlanan elektromanyetik dalga, gelen dalga ile aynı faz ve aynı frekanstadır.

Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_T(\phi)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2 \phi) \quad (1.9)$$

İfadesiyle verilir ve toplam Thomson saçılma tesir kesiti ise,

$$\begin{aligned} \sigma_T &= 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \sin \phi d\phi = 2\pi \int_0^\pi \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \phi) \sin \phi d\phi = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \frac{2}{3} \text{ barn/elektron} \\ &= 0.6652 \cdot 10^{-24} \text{ cm/elektron} \end{aligned} \quad (1.10)$$

olarak elde edilir. Burada,

$$r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,818 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (1.11)$$

klasik elektron yarıçapıdır. ϕ saçılma açısı (saçılan fotonun doğrultusu ile gelen fotonun yönü arasındaki açıdır), σ_T Thomson saçılma tesir kesiti, Ω ise katı açıdır. Bu toplam tesir kesiti radyasyonun özelliğinden bağımsız bir sabittir (Roy vd, 1999)

1.4.1.2. Nükleer Thomson Saçılması

Bu saçılma gelen fotonla çekirdek arasında gerçekleşir. Klasik olarak tek yük sistemi gibi düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Foton ile çekirdek burada baş başa bir çarpışma yaparlar. Çekirdeğin kütlesi çok çok büyük olduğundan bu etki çok

küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir. Nükleer Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_{NT}}{d\Omega} = \frac{Z^4 e^4}{M^2 c^4} \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \phi) \quad (1.12)$$

ile verilmektedir. Burada M çekirdeğin kütlesi Ze de çekirdeğin yüküdür (Şahin, 2003).

1.4.1.3. Nükleer Rezonans Saçılma

Bu saçılma olayı fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu işlemde çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulması ile uyarılır. Bu durum çekirdeğin temel hale geçmesiyle son bulur. Nükleer rezonans saçılma tesir kesiti Z ile orantılıdır. Ara hallere dipol geçişleri ile nükleer rezonans saçılmanın diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d_a \sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \left(\frac{h\nu}{E_a} \right) \left[\frac{NZ}{A} (1 + 0.8x) \right]^2 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \phi) \quad (1.13)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada $d_a \sigma / d\Omega$ nükleer rezonans saçılma diferansiyel tesir kesiti, m protonun kütlesi, N çekirdekteki nötronların sayısı, A nükleonların 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.

1.4.1.4. Rayleigh Saçılması

Bir koherent saçılma olayı olan Rayleigh saçılması, fotonların atoma sıkı bağlı elektronlardan 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 Z' li ağır elementlerde daha çok meydana gelmektedir. 0,1 MeV ve daha düşük enerjilerde, ağır elementlerde ve küçük saçılma açılarında daha baskındır.

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

Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanmaktadır. Bu izahta, fotonların atomik bir sistemden saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak düşünülmektedir. Şöyle ki; birinci adımda $h\nu$ enerjili bir

foton soğurulur ve atom bir a durumundan n durumuna uyarılır. İkinci adımda, $h\nu'$ enerjili bir foton yayınlanır 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. İşte bu olay Rayleigh saçılması olarak adlandırılır. Rayleigh saçılmasının tesir kesiti atomik form faktörü yaklaşımıyla hesaplanabilir. Form faktörü $F(x,Z)$,

$$|F(x,Z)|^2 = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th}} \quad (1.14)$$

ifadesiyle tarif edilir. Burada eşitliğin sağındaki paydaki ifade Rayleigh saçılma tesir kesiti, paydadaki ifade Thomson saçılma tesir kesiti olup,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \phi) \quad (1.15)$$

dır. Verilen bir form faktörü için Rayleigh saçılma tesir kesiti, polarize olmuş X-ışınları için,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = r_e^2 F^2(x,Z) \cos^2 \phi \quad (1.16)$$

şeklindedir. Burada ϕ gelen fotonla saçılan fotonun polarizasyon vektörleri arasındaki açıdır.

1871'de Lord Rayleigh küçük parçacıklar (boyutları gelen fotonun λ dalgaboyundan küçük parçacıklar) tarafından ışığın saçılması üzerine ilk çalışmalarını yayımladı. Bu çalışmada işaret edilen ayrıntılar şunlardır:

1. $I \approx \lambda^{-4}$ saçılma kanununun türetilmesi (ki bu mavi gökyüzü ve gün batımı kızılığını izah eder).
2. $\theta = 90^\circ$ saçılma açısı içerisinde saçılan, başlangıçta polarize olmayan ışığın polarizasyonunu ifade eden Stokes fikrinin yeniden ifade edilmesi.
3. Polarize olmayan ışığın saçılmasında açısal dağılım için $(1 + \cos^2 \theta)$ faktörünün türetilmesi.

1.4.1.5. Delbrück Saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilmekte olup, fotonun çekirdeğin Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück olayında çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesiyle bu çiftin yok olması esasen enerji ve faz bakımından, gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana getirir. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney

sonuçlarında çok açık olarak gözlenememektedir. Delbrück saçılmasının tesir kesiti Z^4 ile orantılıdır. İleri doğru Delbrück saçılması diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |a_1(h\nu) + ia_2(h\nu)|^2 = a_1^2(h\nu) + a_2^2(h\nu) \quad (1.17)$$

ile verilir. Burada $a_1(h\nu)$ saçılma genliğinin gerçek kısmı, $ia_2(h\nu)$ ise imajiner kısmıdır.

1.4.2. İnkohorent Saçılma

Gelen ve saçılan fotonlar arasında enerji farkı olup, dolayısı ile de dalga boyları ve fazları birbirinden bağımsızdır. Bu durumda atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak bulunur. İnkohorent saçılmada fazlar arasında ilişki olmadığından saçılan dalgalar arasında girişim yoktur. İnkohorent saçılmayı oluş şekillerine göre Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması şeklinde sınıflandırılabilir.

1.4.2.1. Compton Saçılması

Compton saçılması, bir fotonunun başlangıçta durgun ve serbest elektronlardan veya fotondan elde edilen enerji yanında atomik bağlanma enerjisinin ihmal edildiği bağlı elektrondan saçılma olarak tarif edilebilir.

Saçılma olayı meydana geldiğinde saçılan fotonlar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak $d\Omega$ katı açısı içinde saniyede saçılan fotonların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılabilmesi için açığa bağımlı diferansiyel tesir kesiti tanımlanır. Diferansiyel tesir kesiti, birim katı açı başına düşen tesir kesiti ($d\sigma/d\Omega$) olarak tarif edilmekte ve inkohorent saçılma diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_{inc}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} S(x, Z) \quad (1.18)$$

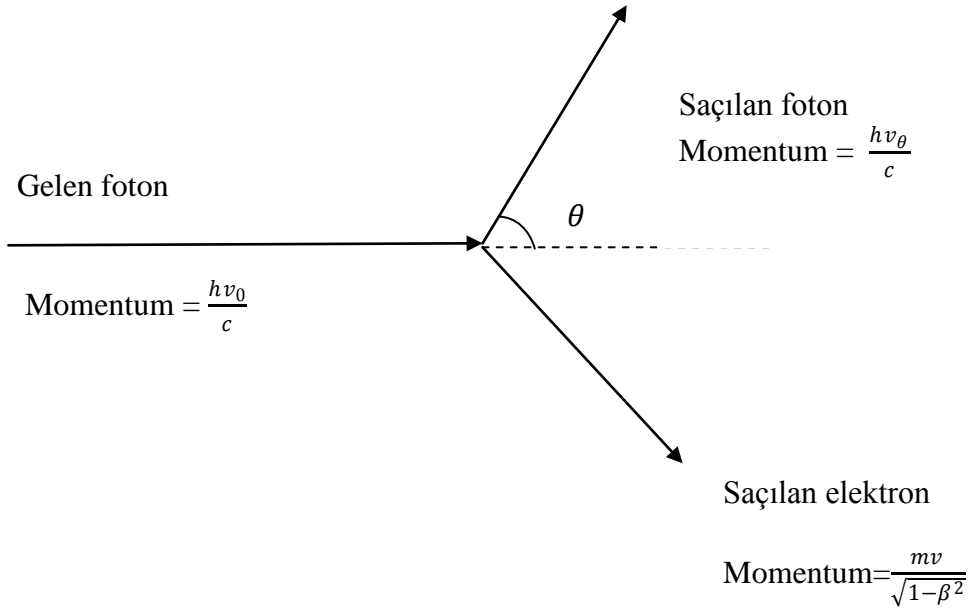
ifadesi ile verilmektedir. Burada $\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega}$ Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti olup polarize

olmamış fotonlar için,

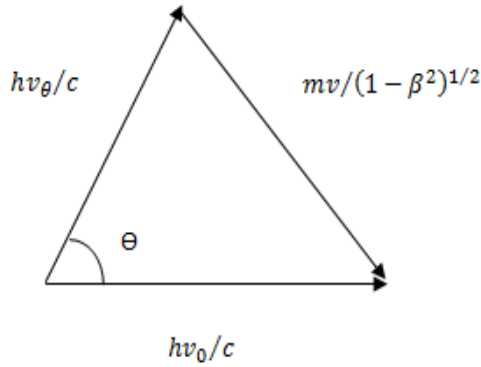
$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left[1 + k(1 - \cos \theta)^2 \right]^2 \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + k(1 - \cos \theta)} \right] \left(\frac{cm^2}{steradian} / elektron \right) \quad (1.19)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada $k = E(eV) / 511003,4$ elektronun durgun kütle enerjisi ve r_e klasik elektron yarıçapıdır. (1.18) ifadesindeki $S(x, Z)$ inkohorent saçılma fonksiyonu olup

$X = \sin(\theta/2)/\lambda$ ifadesiyle verilen momentum transferidir (Compton, 1923).



Şekil 2. Compton Saçılması



Şekil 3. Compton Saçılmasında Momentumun Korunumu

Şekil 2' de ν_0 frekanslı bir X-ışını fotonunun m kütleli bir elektrondan saçılması gösterilmiştir. Burada c ışık hızı, h Planck sabiti θ saçılma açısı, ilk momentum $h\nu_0/c$ ve saçılan fotona saçılan elektronun momentumlarının bileşkesi $h\nu_0/c$ 'dir. Momentumun korunumu ilkesine göre saçılan elektronun momentumu, gelen ve saçılan fotonun momentumlarının vektörel farkına eşittir (Şekil 3).

$m\beta c/\sqrt{1-\beta^2}$ biçimindeki elektronun momentumu şu şekilde verilmiştir;

$$\left(\frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2 = \left(\frac{hv_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv_\theta}{c}\right)^2 + 2\frac{hv_0}{c} \cdot \frac{hv_\theta}{c} \cos \theta \quad (1.20)$$

Burada β geri tepen elektronun hızının ışık hızına oranıdır. Fakat saçılan fotonun hv_θ enerjisi, gelen fotonun hv_0 enerjisi ile saçılan elektronun kinetik enerjileri farkına eşittir. Bu ilişki şu şekildedir;

$$hv_\theta = hv_0 - mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (1.21)$$

β ve v_0 olmak üzere iki bilinmeyenli iki bağımsız eşitliğin çözümü ile;

$$v_\theta = v_0 / \left(1 + 2\alpha \sin^2 \frac{1}{2}\theta \right) \quad (1.22)$$

eşitliği elde edilir. Burada

$$\alpha = hv_0 / mc^2 = h/mc\lambda_0 \quad (1.23)$$

biçimindedir. Dalgaboyu cinsinden

$$\lambda_\theta = \lambda_0 + (2h/mc) \sin^2 \frac{1}{2}\theta \quad (1.24)$$

Eşitlik (1.21)' den ;

$$\frac{1}{(1-\beta^2)} = \{1 + \alpha[1 - (v_\theta/v_0)]\}^2 \quad \text{veya } \beta \text{ 'nın açık ifadesi}$$

$$\beta = 2\alpha \sin \frac{1}{2}\theta \frac{\sqrt{1+(2\alpha+\alpha^2)\sin^2 \frac{1}{2}\theta}}{1+2(\alpha+\alpha^2)\sin^2 \frac{1}{2}\theta} \quad (1.25)$$

olarak bulunur. Klasik teoriye göre Doppler kayması;

$$v_\theta = \frac{v_0}{\left(1 + \frac{2\beta'}{1-\beta'} \sin^2 \frac{1}{2}\theta\right)} \quad (1.26)$$

Burada $\beta'c$ elektronun hızıdır. Bu ifade, denklem (1.22) ile aynıdır. $\alpha = \frac{\beta'}{1-\beta'}$ veya

$\beta' = \frac{\alpha}{1+\alpha}$ yazılırsa her iki ifadenin de aynı olduğu görülür (Compton, 1923).

1.4.2.2. Nükleer Saçılma

İnkoherent saçılma olarak gözlemlenen nükleer saçılma, fotonun, atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelmektedir. Bu saçılmanın inkoherent saçılmaya katkısı oldukça küçüktür.

1.4.2.3. Raman Saçılması

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

1.5. Tesir Kesiti

A yüzeyine sahip ve dt kalınlığına sahip ince bir levha madde üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir foton demetinin ince levhadan geçerken atomlardan birine çok yaklaşmışsa bu atom tarafından fotonun bir miktar yutulma ya da saçılma şansı vardır. σ bir atomu kuşatan etkin alan olmak üzere eğer gelen parçacık bu alana düşerse bir atomik dönüşümü oluşur. Levhanın birim hacmi başına n tane hedef atomu varsa ve levha hiçbir atom öteki atom üzerine binmeyecek kadar ince ise her birinin gelen parçacıkla aynı ölçüde etkileşme ihtimali olur.

$$n \cdot dt = \text{birim yüzey başına düşen atom sayısı}$$

$$A \cdot n \cdot dt = \text{A alanındaki toplam atom sayısı}$$

olacaktır. Her bir atom σ etkin alanıyla katıldığından bir atomik reaksiyonu için olanaklı olan toplam etkin alan;

$$A \cdot n \cdot \sigma \cdot dt = \text{toplam etkin alan}$$

Etkin alan kesri F ise;

$$F = \text{toplam etkin alan} / \text{toplam yüzey alanı}$$

$$F = A \cdot n \cdot \sigma \cdot dt / A = n \cdot \sigma \cdot dt \quad (1.27)$$

Böylece şiddetteki dI değişimi;

$$\frac{dI}{I} = -n \cdot \sigma \cdot dt \quad (1.28)$$

$$I = I_0 \exp(-n \cdot \sigma \cdot dt) \quad (1.29)$$

elde edilir.

Hedef malzemenin bir tek atomu ve gelen hüzmünün bir tek fotonu başına etkileşme sayısı olarak da adlandırılan σ , mikroskobik tesir kesiti adını alır ve birimi barn^2 'dir. $n \cdot \sigma$

makroskopik tesir kesiti olup buna liner kütle soğurma katsayısı denir. Böylece (1.29) denklemi

$$I=I_0\exp(\mu.dt) \quad (1.30)$$

olur. Levha yeterince ince ise bu ifade

$$(1-\mu.dt) \quad (1.31)$$

yazılabilir. Bu bağıntının doğruluğu enerji ayrımlı X-ışını spektrometresi ile ince toz numuneler kullanarak deneysel olarak test edilebilir. (1.30) ifadesindeki μ (cm^2/ρ) 1.02 MeV den küçük enerjili fotonlar için başlıca üç soğurma katsayısının toplamı olarak tanımlanır.

$$\mu/\rho=\tau/\rho+\sigma_{\text{coh}}/\rho+\sigma_{\text{incoh}}/\rho \quad (1.32)$$

Burada τ/ρ toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, σ_{coh}/ρ ile $\sigma_{\text{incoh}}/\rho$ ise sırasıyla toplam koherent kütle soğurma katsayısı ve toplam inkoherent kütle soğurma katsayılarıdır. Tesir kesiti için diğer birim de barns/atom olup bu iki birim arasında dönüşüm aşağıdaki gibidir.

$$\text{Ç.F}=\frac{N_A}{M} 10^{-24} \quad (1.33)$$

Burada N_A Avagadro sayısı M rölativ atom ağırlığıdır. Deneysel μ/ρ aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir (Şahin, 2003).

$$\mu/\rho=\frac{\ln(I/I_0)}{t} \frac{M}{N} (\text{b/atom}) \quad (1.34)$$

1.6. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen foton demeti, hedef atomları ile etkileştiklerinde, her zaman yalnızca bir tür etkileşme oluşturmazlar. Eğer birden fazla etkileşme olmuşsa, her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi tesir-kesitleri denir ve toplam tesir kesiti bunların toplamına eşittir. Hedef materyal atomları fotonlarla etkileştikten sonra hedeften çıkan fotonlar, ya da parçacıklar çok kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılabilmesi için açığa bağlı başka bir tesir kesiti türü sunulur. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve birim açı başına düşen tesir kesiti olarak tanımlanır. Diferansiyel tesir kesiti şu şekilde gösterilir;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (tesir-kesiti / steradyan)} \quad (1.35)$$

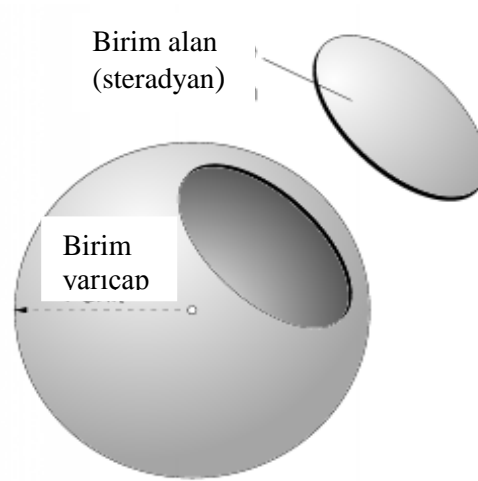
Böylece toplam tesir kesiti;

$$\sigma_t = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (1.36)$$

olur.

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{uzaklık})^2} = \frac{dA}{(r)^2} = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (1.37)$$

ifadesi ile verilir toplam katı açı ise; $\Omega = 4\pi$ 'dir. Şekil 4'te birim küre yüzeyinde steradyan gösterimi verilmiştir (Şahin, 2003).



Şekil 4. Birim Küre Yüzeyinde Steradyan Gösterimi

1.7. Uyarılmış Seviyelerin Ömrü

Uyarılmış bir seviye kendiliğinden temel hale geçebilir. Uyarılmış seviyedeki atomların dt zaman içinde azalması;

$$dN_b = -AN_b dt \quad (1.38)$$

$$N_b(t) = N_b(0)e^{-At} \quad (1.39)$$

olur. Üstel ifadede t, A'nın tersidir. Bunu τ ile gösterilirse;

$$\tau = \frac{1}{A} \quad (1.40)$$

Burada τ ya *uyarılmış seviyenin ömrü* denir. Uyarılmış bir seviyeden geçişler ışıklı ve ışısız olabilir. Dolayısıyla ışıklı seviyenin ömrü A_R ile ışısız geçişlerde A_{nonR} ile gösterilirse net ömür;

$$\tau = \frac{1}{A_R} + \frac{1}{A_{\text{nonR}}} \quad (1.41)$$

biçiminde olur. Yarı ömrün anlamı, başlangıçta uyarılmış durumların sayısının N_b/e düşmesi için geçen zamandır. Uyarılmış durumun enerjisi E_i geçiş yapılan durumun enerjisi E_j olmak üzere bu iki seviye arasındaki geçişten yayımlanan fotonun enerjisi;

$$E = h\nu = E_i - E_j \quad (1.42)$$

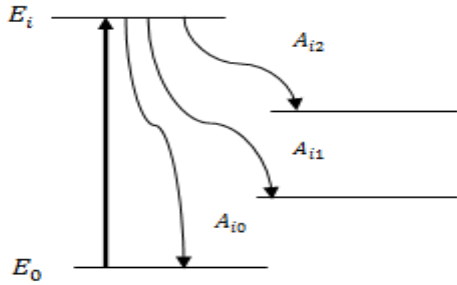
şeklindedir. Bu kendiliğinden emisyonu *floresans* denir. Şekil 5'te uyarılmış seviyeden alt seviyelere kendiliğinden ışıklı geçişler gösterilmektedir. Bir atomun kendiliğinden ışıklı geçiş olasılığı Einstein katsayısı A_i ile verilir. Sistemde N_i atom varsa bunlardan birim zamanda geçenlerin sayısı;

$$dN_i = -A_{ij} N_i dt \quad (1.43)$$

olur. Burada alt durumda birden fazla durum olduğu kabul edildi. Dolayısıyla

$$A_i = \sum_j A_{ij} \quad (1.44)$$

olur (Demtröder, 2005).



Şekil 5. Uyarılmış Seviyeden Alt Seviyelere Kendiliğinden Işıklı Geçişler

1.8. Spektral çizgi şekilleri

Atomik geçişlerde soğurma yada emisyonunda, geçiş enerjisi

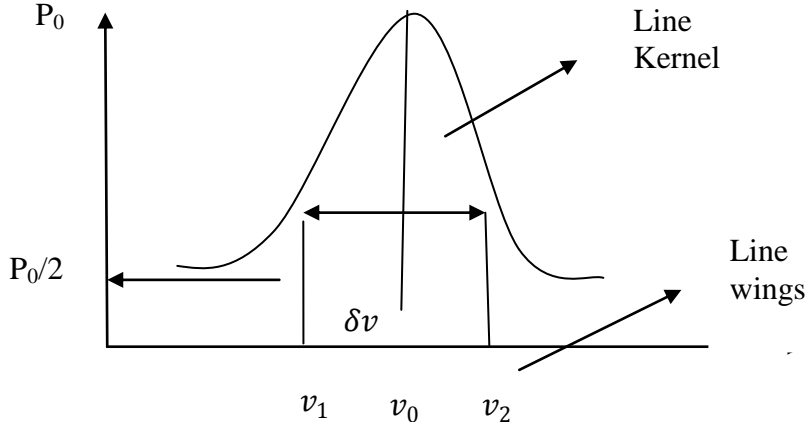
$$E = h\nu_{ik} = E_i - E_k \quad (1.45)$$

olup, bu geçişten yayınlanan spektrum çizgisi monokromatik çizgi şeklinde değildir. Daha çok merkezi bir frekans çevresinde frekans dağılımına sahiptir. Bunun böyle olmasının iki

nedeni vardır. Bunlardan birincisi fiziksel özelliklerden, ikincisi ise sistemin elektronik özelliklerinden kaynaklanmaktadır. Şekil 6'da merkezi frekans ν_0 olmak üzere bunun sağında ve solunda simetrik frekanslar alınarak çizgi genişliği frekans birimlerinde;

$$\delta\nu = \nu_2 - \nu_1 \quad (1.46)$$

olduğu görülür.



Şekil 6. Spektral Çizgi Şekillenimi

$\delta\nu$ ifadesine yarı maksimumda tam genişlik denir. Çizgi genişlikleri sık sık açısal hız birimlerinde verilir.

$$w = 2\pi\nu \quad (1.47)$$

$$\delta w = 2\pi\delta\nu \quad (1.48)$$

yada dalga boyu cinsinden

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.49)$$

$$\delta\lambda = -\frac{c}{\nu^2}\delta\nu = -\frac{c}{\lambda}\delta\nu \quad (1.50)$$

Tüm bu notasyonlarda rölativ yarı- genişlik için

$$\left|\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right| = \left|\frac{\delta\nu}{\nu}\right| = \left|\frac{\delta w}{w}\right| \quad (1.51)$$

yazılabilir. Spektral aralıkta eğrinin yarı maksimumdaki genişliği içindeki bölgeye Line Kernel, dışında alan ise Line Wings denir. Çizgi genişlemesinin nedenleri; doğal çizgi genişliği, Doppler genişlemesi ve basınç etkisi olarak sıralanabilir (Demtröder, 2005).

1.8.1. Doğal Çizgi Genişliği

Enerji seviyelerinde belirsizlik ilkesinden dolayı bir belirsizlik olup bu

$$\delta E = \frac{h}{\tau} \quad (1.52)$$

şeklindedir. Dolayısıyla

$$\delta v_{ik} = (\delta E_I + \delta E_K)/h \quad (1.53)$$

dır. Sönümlü basit harmonik hareket yapan bir osilatörün denklemini

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + w_0^2 = 0 \quad (1.54)$$

yazılabilir. Burada γ sabiti açısal hızdan çok küçük olduğundan çözüm

$$x \sim x_0 e^{-\left(\frac{\gamma}{2}\right)t} \cos w_0 t \quad (1.55)$$

alınabilir. Fourier transformu alınırsa;

$$A(w) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-iwt} dt \quad (1.56)$$

Elde edilir. Bu integral alınırsa;

$$A(w) = \frac{x_0}{\sqrt{8\pi}} \left[\frac{1}{i(w_0 - w) + \frac{\gamma}{2}} + \frac{1}{i(w_0 + w) + \frac{\gamma}{2}} \right] \quad (1.57)$$

bulunur. İkinci terim özellikle rezonans bölgesinde ihmal edilebilir ($w_0 = w$). Yayınlanan fotonun enerjisi ile genlik orantılıdır. Dolayısıyla spektral radyasyon gücü ile genlik orantılıdır.

$$P_w = A(w)A^*(w) \quad (1.58)$$

oranı katsayısına c denirse;

$$P_w = \frac{c}{(w_0 - w)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1.59)$$

c katsayısını belirlemek için

$$\int_0^{\infty} P_w dw = P_0, \quad w' = w_0 - w \quad (1.60)$$

alınırsa;

$$\int_0^{\infty} P_w dw = \int_{-\infty}^{\infty} P_w d w' = P_0 \quad (1.61)$$

$$c = \frac{P_0 \gamma}{2\pi} \quad (1.62)$$

$$P_w = P_0 \frac{\gamma/2\pi}{(w_0 - w)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1.63)$$

bulunur. Bu *Lorentzian profil* olarak isimlendirilir. Yarı maksimumdaki tam genişliği

$$\delta w_n = \gamma = \delta v = \gamma/2\pi \quad (1.64)$$

olur. Yarıömür;

$$\tau = \frac{1}{A} \quad (1.65)$$

Şeklinde idi. Burada Einstein katsayısı sönümlü harmonik harekette sönüm katsayısı γ ya karşılık gelir. Böylece

$$\delta w_n = \frac{1}{A} \rightarrow \delta v = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.66)$$

yazılabilir. Benzer şekilde;

$$\delta v_{ik} = (\delta E_j + \delta E_K)/h \quad (1.67)$$

ifadesinden

$$\delta E = (\delta E_j + \delta E_K) \rightarrow \delta v = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right) \quad (1.68)$$

bulunur (Demtröder, 2005).

1.8.2. Doppler Genişlemesi

Eğer uyarılmış bir atom v hızıyla hareket ediyorsa duran bir gözlemci yayımlanan fotonun açısal hızını

$$w_e = w_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (1.69)$$

olarak görür. Burada \vec{k} dalga vektördür. Eğer dalga vektörünün yönü z eksenini seçilirse

$$k = (0, 0, v_z) \rightarrow k \cdot v = k_v v_z \quad (1.70)$$

olur. Soğurma durumunda;

$$w_a = w_0 + k_v v_z = w_0 \left(1 + \frac{v_z}{c} \right) \quad (1.71)$$

Olur. Termal dengede atomların hızlarının dağılımı Maxwell-Boltzmann dağılımı ile verilir.

$$n_i(v_z) dv_z = \frac{N_i}{v_m \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v_z}{v_m}\right)^2} dv_z \quad (1.72)$$

$$v_m = (2k_b T/m)^{1/2} \quad (1.73)$$

$$N_i = \int_{-\infty}^{\infty} n_i(v_z) dv_z \quad (1.74)$$

Burada N_i birim hacimde E_i enerjisinde toplam atom sayısıdır. Yukarıda ki benzer yollar takip edilerek Doppler genişlemesi için

$$\delta v_d = 7,16 \cdot 10^{-7} v_0 \sqrt{T/M} S^{-1} \quad (1.75)$$

bulunur. Bu genişlemenin etkisini görmek için hidrojen atomunda $2p \rightarrow 1s$ geçişini ele alınırsa ve sıcaklık 1000 K kabul edilirse bu geçişten yayımlanan fotonun dalga boyunda doppler etkisinden dolayı genişlik $\lambda = 121,5 \text{ nm}$ olmak üzere $\lambda = 0,003 \text{ nm}$ 'dir (Demtröder, 2005).

1.8.3. Basınç etkisi

Bu etki atomların atomlarla ya da moleküllerle çarpışmaları sonucunda enerji seviyelerinde genişlemeden kaynaklanır. Fakat bu etki diğer etkiler yanında küçüktür. Bu etki ancak gaz numunelerinde ve yüksek sıcaklıklarda önemli olur (Demtröder, 2005).

1.9. X-Işını Spektrometreleri

X-ışını floresans (XRF) analizinde kullanılan spektrometreler iki tiptir. Birinci tip, numuneden yayınlanan X-ışını spektrumunu dalga boyuna göre ayıran, kristallerin kullanıldığı dalga boyu-ayırımı-spektrometre (WDS), ikincisi ise farklı enerjili X-ışınlarına karşılık farklı büyüklükte puls üreten enerji-ayırımı-spektrometrelerdir (EDS).

XRF, kalitatif analizlerde sistemleri içinde en iyisidir. Berilyum'dan uranyuma kadar olan tüm elementlerin analizinde kullanılmaktadır. XRF'in kalitatif uygulamasının temeli olan Moseley kanunu olup bu kanun

$$\sqrt{\nu} = \sqrt{\frac{c}{\lambda}} = k(z - \sigma) \quad (1.76)$$

şeklindedir. Burada ν frekans (Hz cinsinden), c ışık hızı (m/s cinsinden), λ dalga boyu (m cinsinden), k verilen bir seri için bir sabit, σ ise perdeleme sabitidir.

Herhangi bir spektral çizginin şiddeti bu çizgiyi veren atomların numunedeki sayısı ile orantılıdır. Bu hususta basit lineer orantılılık bir kural değildir. Kütle azaltma katsayısının anlamından bilindiği üzere, analit çizgi şiddeti hem aynı hem de ayrı cins atomlarca azaltılırlar.

Şayet matris, soğurma kıyısı dalga boyu analit çizgisi dalga boyundan büyük olan elementler ihtiva ediyorsa o zaman kuvvetli soğurma olur. Diğer taraftan bu durum diğer matris elementlerinin çizgilerinin şiddetlenmesine de sebep olur ki bu olay sekonder (ikincil) floresans olarak bilinir.

1.10. WDXRF Sistemi ile EDXRF Sisteminin Genel Karşılaştırılması

Dedektör, prensibi elektromanyetik radyasyonun parçacık özelliği ile açıklanabilen bir cihazdır. Bu, çarpan fotonun dalga boyu cinsinden değil de enerji cinsinden ifade edilmesinin sebebidir. Dalga boyu-ayırımı (WD) sistemle enerji ayırımı (ED) XRF sistemi arasında başka farklar da vardır:

1. WD sisteminin parlaklığı çok düşük olup, kayıpların önemli bir kısmından kristal sorumludur. Bu sorunun üstesinden büyük şiddette kaynaklar kullanılarak gelinebilir.

2. WD sistemdeki kristal sadece bir dedekte edici alet olmayıp, bir dispersive alettir. Durum EDXRF'de farklıdır; burada dedektörler iki rol oynarlar. Aynı zamanda hem dispersivedirler hem de dedekte edicidirler.

3. Bragg kanunu bir geometrik karakter olup, primer ve sekonder şuaların kolimasyon şartları, WDXRF için EDXRF için olandan daha azdır.

4. EDXRF'in cazip tarafı tam spektrumun aynı zamanda toplanabilirliğindedir. WDXRF cihazının aksiyonu oldukça sınırlıdır. EDXRF sisteminin maksimum sayma hızı, tüm spektrum için 30 cps (count per second) olup bu toplanan sayımların toplam sayısını önemli ölçüde sınırlar ki bu da sonuçta hassasiyeti sınırlar. Simultane WD cihazları özel kristal spektrometrelerin bir serisinden oluşur ki bunlar aynı anda işletilirler. Fakat bunlar da kanal sayısını sınırlar (her bir spektrometre bir kanal gibi).

1.11. Fotonlarla Uyarma ve Flöresans Şiddet

Analizi yapılacak numune bir veya çeşitli elementlerden (veya moleküllerden) oluşabilir. Bunlardan incelenecek olan elemente analit, analit de dâhil numuneyi oluşturan tüm elementlere ise matris denilmektedir. Analitin karakteristik çizgi spektrumunun uyarılmasının birçok yolu vardır. Bunlardan en çok kullanılan yöntemler olarak aşağıdakiler verilebilir.

1. Elektronlarla,
2. Protonlarla α ve iyonlarla,
3. X-ışını tüpü radyasyonuyla,
4. Radyoizotoplardan yayınlanan radyasyonla,
5. İkincil X veya γ ışınları ile

Analit tarafından yayınlanan faydalı şiddet;

1. Primer X-ışını şuasındaki spektral dağılım (hem sürekli hem de hedefin çizgi spektrumları dağılımı),
2. Primer X-ışınları için analit ve matrisin soğurması,
3. Matris şiddetlendirmesi,
4. Analit çizgisi için uyarma ihtimali ve flöresans verimi,
5. Analit çizgisinin analit ve matris tarafından azaltılması,
6. X-ışını spektrometresinin geometrisi (Geometrik verimi),

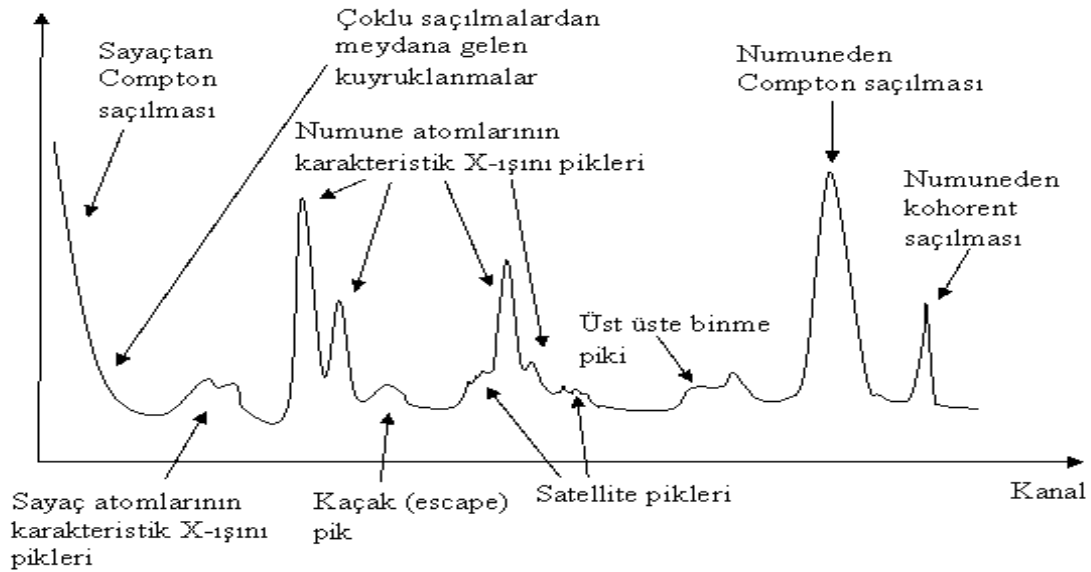
7. Sayma sistemi ve dedektörün verimi

1.12. EDXRS'de Spektruma Genel Bakış

Spektrumun Temel Sayması (Background);

- 1- Tamamlanmamış yük toplanmaları
 - a) Tuzaklanma (Trapping)
 - b) Yüklerin sıhhatli ve yeterince süpürülmemesi
 - c) Yeniden yük birleşmesi (Rekombinasyon)
- 2- Çoklu saçılmalar
- 3- Çevre radyasyonundan kaynaklanan temel sayma parametrelerine bağlıdır.

1.13.X-Işını Piklerinin Şekli



Şekil 7. İdeal Bir X-Işını Spektrumu

Şekil 7' de görüldüğü gibi X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen elementin karakteristik piklerinden başka piklerde meydana gelebilir. Bunlar aşağıda açıklanmaktadır (Yavuz, 2011)

1.13.1. Savaştan Compton Geri Tepme Tepesi

Spektrumun düşük enerjili bölgesinde yüksek temel saymalı bir bölge vardır. Bu bölge savaşta meydana gelen Compton saçılmasından kaynaklanır. Zira savaşta dedekte edilen foton enerjisi, fotonun yolu boyunca meydana getirdiği fotoelektrik olay sonucunda oluşan elektron-hole çiftlerinin sayısına bağlıdır. Yani temel olay fotoelektrik olaydır. Ancak fotonun savaşta Compton saçılmasına uğraması yük oluşum istatistiğini değiştirir. Onun için yüksek temel saymalı bir bölge oluşur. Ayrıca bu bölge Compton saçılmasında geri tepen elektron enerjilerine karşılık gelmektedir.

1.13.2. Kaçak Tepeler

Numuneden yayımlanan fotonun sayılmak üzere savaş üzerine düştüğü, burada savaş atomlarıyla fotoelektrik etkileşimde bulunarak savaş atomunun karakteristik X-ışınlarının yayınlandığını düşünelim. Bu durumda yayımlanan foton dümdüz yoluna devam ediyorsa, spektrumda savaş atomunun karakteristiği gözlenecekken olayın özellikle savaşın yüzeye yakın bir bölgesinde meydana gelmesiyle oluşan karakteristik X-ışını savaştan kaçabilir ve bu durumda dedekte edilen foton, gelen foton enerjisinden kaçan foton enerjisi kadar az enerjili olarak sayılır. Fotopik için kaçak pik düzeltilmesi yapılacaksa, kaçak tepelerin alanı asıl fotopik alanına dahil edilmelidir. Pratikte K tabakasından yayınlanan X-ışınlarından kaçak olma ihtimali daha fazladır.

1.13.3. Karakteristik Tepeler

Foton, bir tabakadaki elektronla etkileşme sonucu onu koparabilir. Koparılan elektronun yeri daha üst tabakalardan elektron geçişiyle doldurulabilir. Bu durumda, elektron geçişlerinin olduğu seviyelerinin enerji farkına eşit enerjili bir foton yayımlanır. Böylece karakteristik tepeler oluşur. Spektrumdaki karakteristik tepeler;

- a) Ölü tabakalardan kaynaklanan dedektör maddesinin K karakteristikleri (özellikle K çizgileri),
- b) Kolimatör karakteristikleri,
- c) Referans olarak karakteristik tepeler (optional),
- d) Numune muhtevasının karakteristik tepeleri ve satellite tepeleri

olabilir. Karakteristik tepelerin yüksek ve düşük enerjili yamaçlarında pik genişlemesine sebep olan uydu (satellite) çizgiler gözlemlenebilir. Bu çizgilerin oluşma sebebi Auger elektronlarıdır: Yani, iki defa iyonlaşmış atomun yayımlayacağı X-ışınının enerjisi bir kere

iyonlaşmış atomunkinden daha az olacağından, asıl pikin sol tarafında küçük pikler şeklinde kendisini gösterir. Atomun iki kere iyonlaşması sadece Auger olayıyla değil ayrıca elektronlarla da olur.

Spektrumdaki tepelerin düşük enerjili yamaçlarında pik kuyruklanmasına sebep olan etkenler; tamamlanmamış yük toplanmaları, rekombinasyonlar, tuzaklanmalar, dedektör kristalinin yaşlanması, kirlilik etkileri, fotoelektronların kaçması, berilyum pencere kalınlığı, ölü tabaka kalınlığı, satalliteler, Auger olayı ve yüksek sayma hızları şeklinde özetlenebilir.

1.13.4. Üst Üste Binme (Pile-up) Tepeleri

Bunlar coincidence kayıplardır. İki foton sayacın ayırt etme zamanından daha kısa bir zaman aralığında dedektör üzerine geldiğinde, dedektör iki fotonu tek bir fotonmuş gibi görür ve onu iki foton enerjisi toplamından daha küçük enerjili bir kanala yerleştirir. Bu olayın yüksek sayma şiddetinde meydana gelme ihtimali daha fazladır.

1.13.5. Compton Tepeleri

Compton tepeleri, fotonların numuneden enerji kaybederek saçılmaları ile oluşur. Özellikle küçük atom numaralı element içeren numunelerde spektrumun en geniş alanlı tepesidir. Compton tepesinin sol yamacında numune içerisinde çoklu saçılmalardan dolayı kuyruklanma söz konusudur. Ayrıca yine sol yamaçta Compton saçılma merkezlerinin (hava, numune, dedektör, kolimatör, tutucu vb.) farklı olmasından dolayı, kamburlaşmanın olduğu bir bölge yer alır. Ancak burası bir kuyruklanma bölgesi değildir.

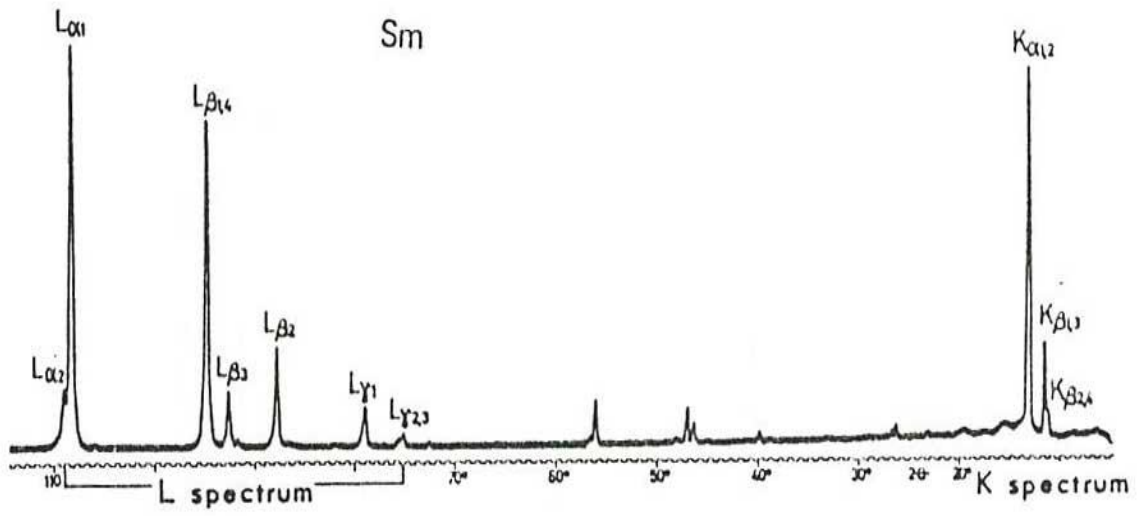
1.13.6. Koherent Tepeler

Spektrumun yüksek enerjili bölgesinde uyarıcı kaynak enerjisine karşılık gelen, simetrik, tek tepeli ve FWHM'si küçük olan, fotonların numuneden enerji kaybetmeksizin aynı fazlı olarak saçılmaları ile oluşan tepelerdir.

1.13.7. Anormal Çizgi Spektrumları

Şekil 8' de Sm ($Z=62$) ait X-ışını spektrumu verilmiştir. Analiz edilen numune bir bileşik ise genellikle böyle saf pikler elde edilemez. Spektrum çizgilerinde normal dışı çizgiler gözlenebilir. Bunun iki sebebi vardır. Birincisi numunenin kompozisyonu, diğeri ise spektrometreden ileri gelir.

Örneğin ($Z = 39$) İtiryum ve Niobium ($Z = 41$) yakın dalga boyuna sahiptirler. İtiryum ve Niobium karışımından oluşan bir numunenin X-ışını spektrumu alındığında $K\beta$ çizgisi $NbK\alpha$ çizgisi ile üst üste gelir. Bu tür çizgilere *üst üste binme çizgileri* denir. Üst üste binme çizgileri K ve L spektrumları arasında da olabilir. Yani bir elementin K çizgisi, diğer elementin L çizgisi ile üst üste binebilir. Bu tür çizgiler aynı enerji ve aynı dalga boyunda olduklarından birbirinden ayırt edilemez. Bu şekilde üst üste binen çizgileri şiddet oranlarından faydalanarak birbirinden ayırt edilebilir.



Şekil 8. Sm için X-ışını Spektrumu

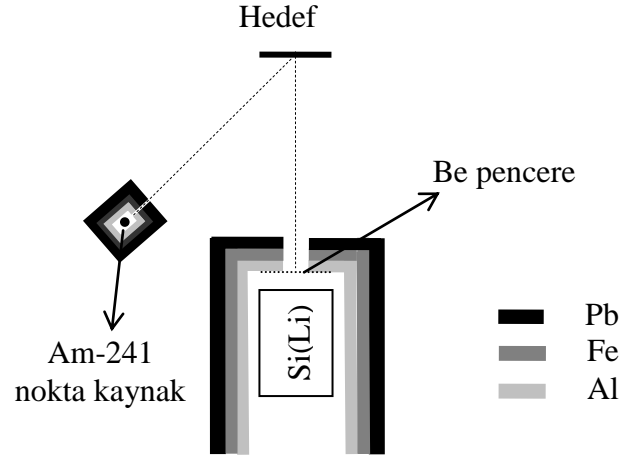
2.YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Deney Düzenegi ve Deneyin Yapilisi

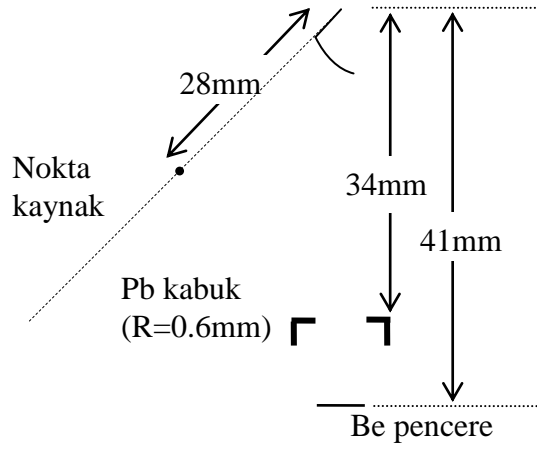


Şekil 9. Deney Düzeneginin Üstten Görünüşü

Şekil 9’da görülen deney düzeneginde ^{241}Am radyoizotop noktasal kaynak kullanılmıştır. Kaynaktan yayımlanan fotonların enerjisi 59,54 keV’ dir. Farklı açılarda ölçümler yapabilmek için deney düzenegi 5’er derecelik açılara ayrılmış kâğıt zemin üzerine yerleştirilmiştir. Deney geometrisi Şekil 10’da ve bu geometriye ait ölçüler Şekil 11’de verilmiştir. Numune, yere paralel iki plaka arasında düşey olarak gerilmiş iplere bantlanmıştır. Ölçümlerde rezülasyonu 5,96 keV’de 160 eV olan yarıiletken Si(Li) dedektör kullanılmıştır. Spektrumların incelenmesinde Origin Pro.8 programı kullanılmıştır.



Şekil 10. Deney Geometrisi



Şekil 11. Deney Geometrisinin Ölçüleri

2.2. Numunelerin Hazırlanması

Çalışmada dedektörün verimini tayin etmek için kullanılan numunelerin hepsi % 99.99 saflıkta ince foillerdir. Numuneler ölçümden önce etil alkol ile temizlenmiştir. Compton inelastik saçılma tesir kesitleri ölçülen kristaller yurtdışından hazır olarak alınmıştır. Numune büyüklükleri, verim için kullanılan numune büyüklükleri ile hemen hemen aynı alana sahiptir. Aynı zamanda bu numuneler de etil alkolle yıkanmış olup deney süresince elle temastan kaçınılmıştır.

3. BULGULAR

Compton saçılma tesir kesitlerini deneysel olarak hesaplamının değişik yöntemleri vardır. Bu çalışmada en iyi deneysel yöntem olarak aşağıda anlatılan yöntem kullanılmıştır. İnelastik saçılma tesir kesitlerinde dedektörün verim grafiği belirlenmiştir. Bunun için enerjisi saçılan foton enerjisini içine alacak şekilde numuneler seçilmiştir. Dedektörün verimini geometrik faktör ve primer ışın şiddeti cinsinden hesaplamak mümkündür.

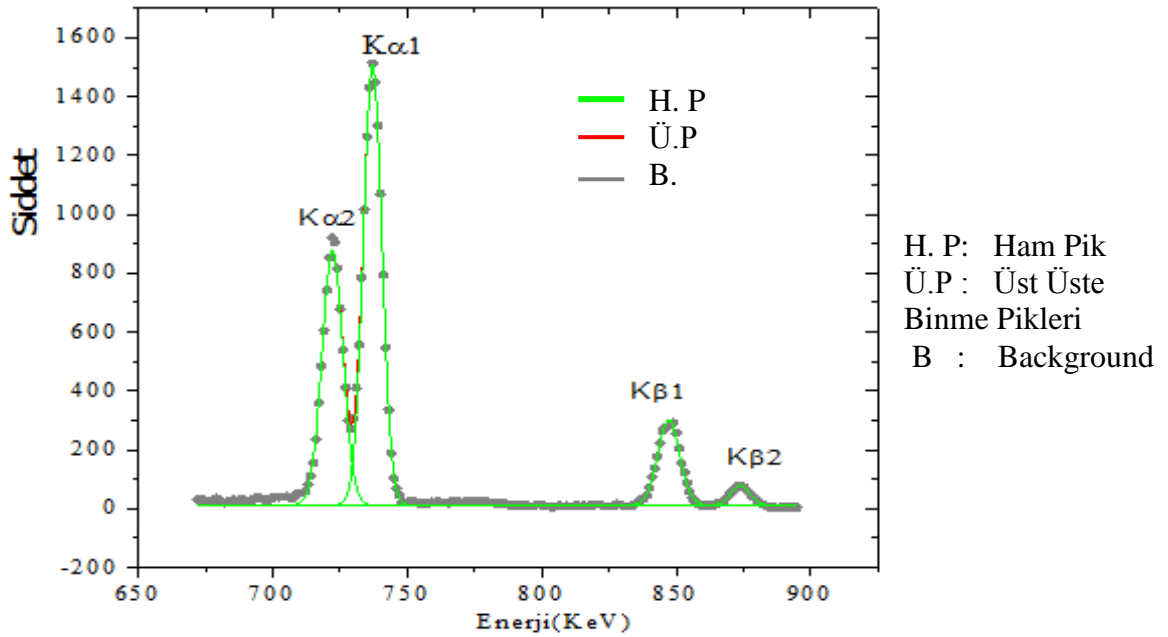
$$I_o \varepsilon G = \frac{N_i}{\sigma_k \beta t} \quad (3.1)$$

Burada N_i yayımlanan karakteristik K X- ışını sayısı, t numune kalınlığı, β özsoğurma düzeltme katsayısı, σ_k K tabakası X-ışını floresans tesir kesitidir. Numune olarak Pd(46), In(49), Sm(62), Gd(64), Dy(65) ve Ho(66) kullanıldı. Bu numunelerin özellikleri Tablo 1’de verilmiştir. Kullanılan numunelerden Holmiyum için Şiddet-Enerji grafiği Şekil 12’ deki gibidir. 30 ve 35 derecelerde dedektör verim eğrisi Şekil 13 ve Şekil 14’ te verilmiştir.

Compton diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{N_i}{4\pi I_o \varepsilon G \beta t_i} \quad (3.2)$$

ifadesinden hesaplanmıştır (Şahin vd, 2005). Numunelerin çeşitli fiziksel parametreleri Tablo 2’de verilmiştir.



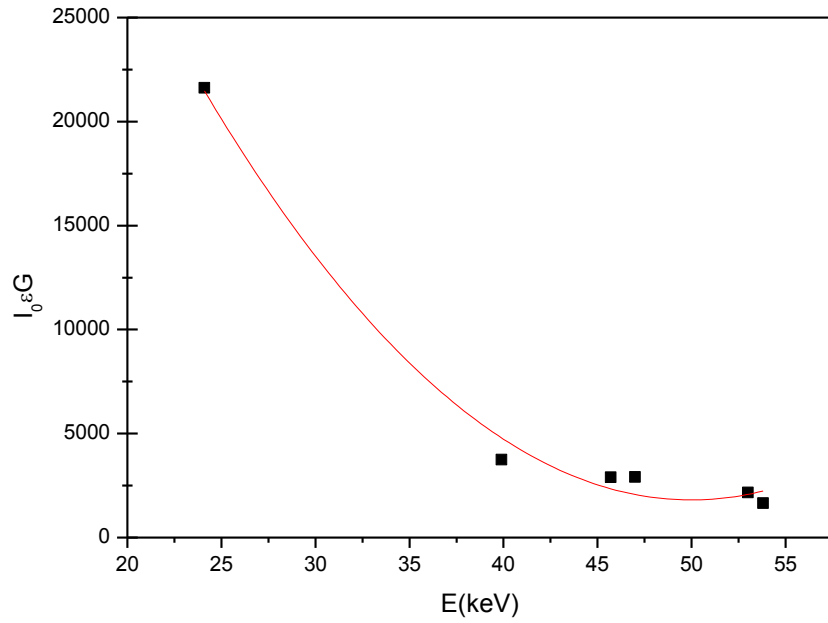
Şekil 12. Holmiyum Şiddet- Enerji Grafiği

Tablo 1. Kullanılan Numunelerin Özellikleri

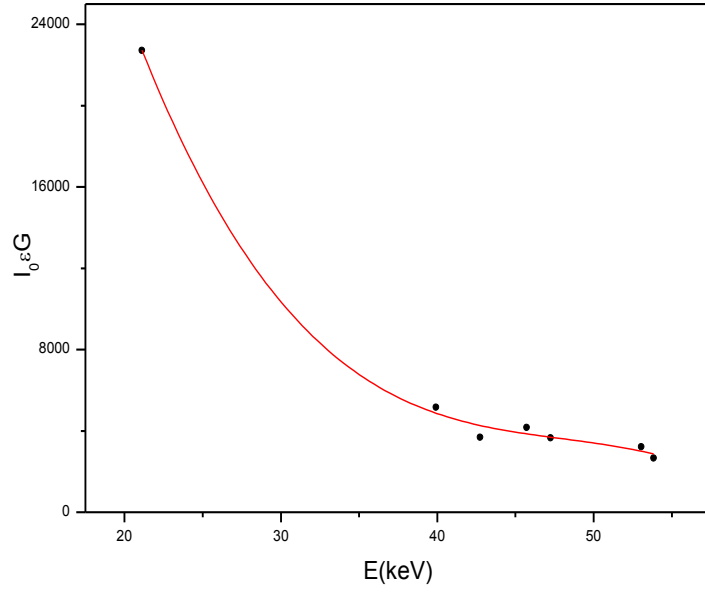
Z	σ_K (Barn)	ω	$F_{K\alpha}$	$\sigma_{K\alpha}$	μ_1/ρ (59.54keV)	μ_2/ρ ($K\alpha$)	T
Pd(46)	792	0,820	0,838	544,2	5,51	14,6	0,00688
In(49)	997	0,853	0,831	706,7	6,44	12,3	0,039
Sm(62)	2251	0,929	0,807	1687,5	11,3	6,4	0,0288
Gd(64)	2486	0,935	0,8046	1870,2	12	5,81	0,02152
Dy(65)	2738	0,941	0,8033	2069,6	12,8	5,34	0,02819
Ho(66)	2884	0,944	0,8023	2184,2	13,4	5,13	0,02746

Tablo 2. Si ve GaAs Numunelerinin Fiziksel Parametreleri (30 derecede)

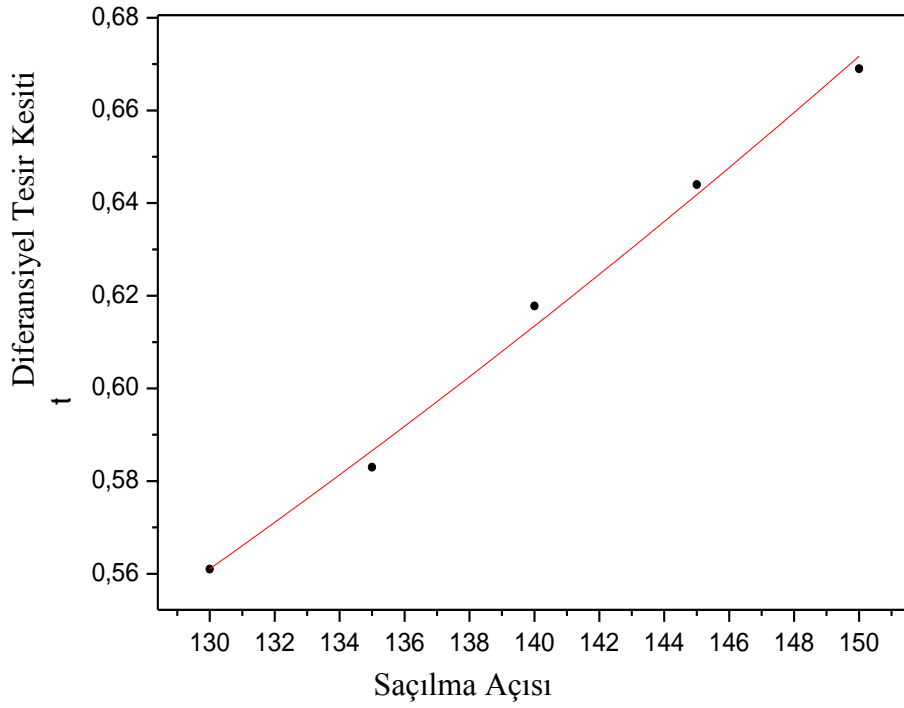
	μ_1/ρ	μ_2/ρ	t	β
Si	0,324	0,458	0,1283	0,948
GaAs	2,085	3,574	0,2389	0,531



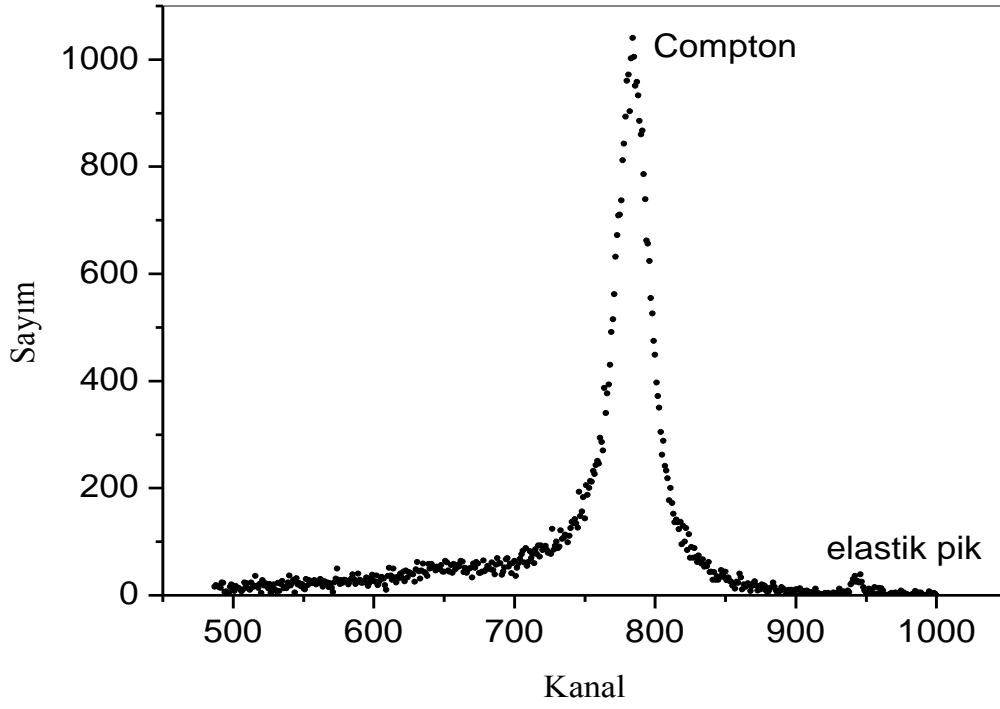
Şekil 13. Dedektör Veriminin 30 Derecelik Açılı İçin Grafiği



Şekil 14. Dedektör Veriminin 35 Derecelik Açılı İçin Grafiği



Şekil 15. Si Kristali için Diferansiyel Tesir Kesitinin Saçılma Açısı İle Değişim Grafiği



Şekil 16. Si Kristali İçin Compton Saçılma Piki

Tablo 3. Si Kristali için Deneysel ve Teorik Değerler

Açı(φ)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Teorik)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Deneysel)	Yüzdellik Hata $\frac{ (T) - (D) }{(T)} \times 100$
130	0,561	$0,577 \pm 0,051$	2,852 %
135	0,583	$0,579 \pm 0,052$	0,686 %
140	0,618	$0,629 \pm 0,056$	1,778 %
145	0,644	$0,651 \pm 0,058$	1,087 %
150	0,669	$0,667 \pm 0,06$	0,299 %

Tablo 4. GaAs Kristali için Deneysel ve Teorik Değerler

Açı(ϕ)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Teorik)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Deneysel)	Yüzdelik Hata $\frac{ (T) - (D) }{(T)} \times 100$
130	1,242	$0,968 \pm 0,087$	22,1 %
135	1,294	$1,161 \pm 0,104$	10,278 %
140	1,368	$1,49 \pm 0,134$	8,918 %
145	1,428	$1,21 \pm 0,108$	15,266 %
150	1,483	$1,22 \pm 0,109$	17,734 %

4. TARTIŞMA ve SONUÇ

Yapılan çalışmada Si kristali için deneysel ve teorik değerler Tablo 3’de verilmiştir. Tablodan görüleceği üzere deneysel ve teorik değerler deneysel hata sınırları içinde uyumludur. Deneysel ölçümlerdeki hata numune kalınlığından gelen hata yüzde birin altındadır. Verim eğrisinden gelen hata ise yüzde beşin altındadır. Sayım istatistiğinden gelen hata ise yüzde üçün altındadır. Bu hataların az olmasının sebepleri verim eğrisi için kullandığımız numuneler Tablo 3’den görüleceği üzere çok ince saf foillerdir. Deney geometrisinden dolayı ölçü zaman %0,06’dır. Deneysel sonuçların böyle olması beklenen bir durumdur. Çünkü Si kristalinden elde edilen Compton saçılması Si elementinin toz halinden elde edilen foil numunelere göre daha iyi sonuçlar verdiği daha önceki laboratuvar çalışmalarında gözlenen bir olgudur (Şahin, 2003). Tüm bunlardan başka kullanılan Si kristalinin yüzeyi parlatılmış olduğundan yüzey etkileri de minimumdur. Yapılan çalışmada kullanılan Si kristalinin büyüme doğrultusu (1.0.0) dir. Doğrultunun Compton saçılma diferansiyel tesir kesitlerine etkisi literatürde Şahin tarafından verilmiştir (Şahin, 2003). Si kristalimiz n tipinde olup içine $10^{-15} - 10^{-17}$ mertebesinde yabancı atom katkılanmıştır. Bu yabancı katkı atomlarının etkisi ihmal edilecek düzeydedir. Si numunesinden Compton saçılma pikine bakılırsa (Şekil 16) saçılma pikinin oldukça güzel olduğu görülmektedir. Tek bir elementin kristal yapıları saçılma çalışmaları için oldukça iyidir. Deneysel değerlere bakarsak açıya göre diferansiyel tesir kesitlerinin azalan saçılma açıları ile değişiminin grafiği Şekil 15’te verilmiş olup bu eğride oldukça iyidir. GaAs numunesi için deneysel ve teorik değerler Tablo 4’te verilmiş olup bu numune için kullanılan geometri Si kristali ile aynıdır. Fakat deneysel değerlere bakılırsa ilk açılarda değerler küçük, orta açılarda büyük, sonra tekrar küçülmektedir. Bu deneysel olarak beklenen bir durum değildir. Bunun nedeni olarak düşünülebilecek durum bu kristalin kalınlığının fazla olmasıdır. Çünkü değerlerin küçük çıktığı açılarda X-ışınları numune içinde daha fazla yol aldığından saçılan ışınların şiddeti numune kalınlığından dolayı azalmaktadır. Numune içinde en az aldıkları yol numune yüzeyine 45 derecede geldikleri açı olup bu açılarda tesir kesitleri artmaktadır. Ayrıca tüm bu değişimin numune kalınlığına bağlamak doğru değildir. Çünkü bu ikili bir elementin kristali yapısı olduğundan dolayı kimyasal etki de önemlidir. Kimyasal etki literatürde teorik olarak %3 civarında tahmin edilmekte olup mevcut ölçü sistemlerinin hata sınırları içinde kalmaktadır. Dolayısıyla elementlerde ve bileşiklerde kimyasal etkinin X-ışını soğurma, saçılma, şiddet oranı ve tesir kesitlerine etkisi çalışmaları pek kabul edilen bir

yöntem değildir. Ayrıca bileşiklerin Compton saçılma tesir kesitleri hesaplanırken her elementin tesir kesiti onun konsantrasyonu ile belirlenmektedir. Bu yöntemin doğruluğu tartışmaya açıktır. Bundan dolayı bileşiklerin Compton diferansiyel tesir kesitlerinin teorik hesaplamalarında netlik yoktur.

5. ÖNERİLER

Kristal yapılar da Compton saçılması oldukça güzel olduğundan kimyasal etki numuneler ince olduğunda ya da tek bir açıda (45 derecelik gelme açısında) çalışılabilir. Böylelikle kimyasal etkilerin X-ışını floresansı üzerine etkileri daha net olarak ortaya konulabilir. Ayrıca yarı iletken kristallerde saçılmanın dış elektrik alan, sıcaklık vb parametrelerine bağımlılığı çalışılabilir. Bunun yanında kristal yönelimleri ve tiplerini Compton saçılması ile belirlenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Ahmed G, Sharma Y, Ahuja BL. 2009. Electronic Properties of $PbCl_2$ and $PbBr_2$ Using Compton Scattering Technique, Applied Radiation and Isotopes 67 , 1050-1056
- Baltaş H. 2006. YBaCuO ve BiPbSrCaCuO Süperiletkenlerinin Soğurma Katsayılarının İncelenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Compton AH. 1923. A Quntum Theory of The Scattering of X-Rays By Light Elements, The Physical Review, Second Series ,Vol.21, No:5
- Debertin K and Helmer RG. 1988. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Sciences & Engineering Publishers, Netherlands
- Demir D, Şahin Y, Yıldırım M. 2006. Compton Scattering of 59,5 keV Gamma Rays from P-Si Sample in an External Electric Field, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 97, 381-387
- Demtröder W. 2005. Atoms, Molecules and Photons, Springer Berlin Heidelberg, New York.
- Elyaseery SI, Shukri A, Chong CS, Tajuddin AA, Bradley DA. 1999. Incoherent Scattering Of 59,54 keV Gamma Rays By Selected Elements İn The Atomic Region $29 \leq Z \leq 74$, Radiation Physics And Chemistry 54 , 335-337
- Grieken VR and Markowicz AA. 2001. Handbook of X-Ray Spectrometry, Second Edition, CRC Press.
- Han I, Şahin M, Demir L, Kaçal M. 2010. The Chance of Compton Scattering Depending on Tendency of Crystals, Balkan Physics Letters , 377-382
- Han I, Şahin M, Demir L, Şahin Y. 2007. Measurement of K X-Ray Fluorescence Cross-Sections, Fluorescence Yields and İntensity Ratios for Some Elements İn The Atomic Range $22 \leq Z \leq 68$, Science Direct , 669-675
- Huotari S, Hämäläinen K, Manninen S, Kaprzyk S, Bansil A, Caliebe W. 2000. Energy Dependence of Experimental Be Compton Profiles, Phys.Rev.B. Vol.62, 7956-7963
- İçelli O, Çankaya G, Çetin A. 2009. An Experimental Study On The Linear Differential Scattering Coefficients of the GaAs, n- and p-type Si, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.605, 359-363
- Kurucu Y, Demir L, Şahin Y. 1999. İncoherent Scattering Functions of 59,5 keV Gamma Rays by Ti, Ni, Zr, In, Au and Pb, Physica Scripta. Vol.59 , 118-121
- Kurucu Y, Erzeneoğlu S, Durak R, Şahin Y. 1998. Measurement of the Compton and Coherent Scattering Differential Cross-Sections, Tr. J.of Physics 22, 783-788

- Latha P, Abdullah KK, Unnikrishnan MP, Varier KM, Babu BRS. 2011. World Academy of Science, Engineering and Technology 81
- Manninen S. 2000. Compton Scattering: Present Status and Future, Journal of Phys.Chem. of Solids 61, 335-340
- Manninen S, Hämäläinen K, Dixon M, Cooper MJ, Cardwell DA, Buslaps T. 1999. Electronic Properties Of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Superconductors Studied by Compton Scattering Technique, Physica C 314, 19-26
- Montano PA, Macrander AT. 2000. Inelastic X-Ray Scattering Study of Cr(110):From Low Momentum Transfer to the Compton Scattering Limit, Journal of physics and chemistry of solid 61, 415-418
- Roy SC, Kissel L and Pratt RH. 1999. Elastic Scattering of Photons, Radiation Physics and Chemistry 56, 3-26
- Sasaki YC and Hirokawa K. 1991. Refracted X-Ray Fluorescence (RXF) on Si Single Crystal and GaAs, Applied Physics A. 52, 28-32
- Shahi JS, Kumar A, Metha D, Puri S, Garg ML, Singh N. 2001. Inelastic Scattering of 59,5 keV Photons by Elements with $13 \leq Z \leq 82$, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 179, 15-23
- Singh P, Kumar S, Goswamy J, Mehta D, Singh N. 2006. Differential Cross-Section Measurements for Elastic and Inelastic Scattering of 17,44 keV Photons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 244, 295-302
- Şahin M. 2003. M ve L Alt Tabakaları Fotoelektrik Tesir Kesitleri ve Bazı Kristallere Ait Compton Saçılması Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Ölçülmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Şahin M, Demir L, Budak G. 2005. Measurement of K X-Ray Fluorescence Cross-Sections And Yields for 59,6 keV Photons, Science Direct 141-145
- Şimşek Ö, Ertuğrul M, Budak G, Karabulut A. 2004. Inelastic and Elastic Scattering Differential Cross-Sections Of 59,5 keV Photons For Cu and Zn Targets, X-ray Spectrometry Vol:33, 349-353
- Şimşek Ö, Ertuğrul M. 2004. Angular Dependence of Coherent to Incoherent Scattering Differential Cross-Section Ratios for Zr, Nb And Mo Elements, Radiation Measurements 38, 271-276
- Şimşek Ö. 2000. Differential Cross Sections for Incoherent Scattering of γ - Rays by Elements, Phys. Rev. A. Vol.61, 042711
- Yalçın P, Kurucu Y, Şahin Y. 2002. Incoherent Scattering Functions for Some Elements with $23 \leq Z \leq 81$, X-ray Spectrometry Vol:31, 100-102

Yavuz S. 2011. Dış Elektrik Alanın Bazı Yarı İletkenlerin Kütle Soğurma Katsayısına Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Rize Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Rize.

Zschornack G. 2007. Handbook of X-Ray Data, PTP, Berlin.

ÖZGEÇMİŞ

29.08.1981 tarihinde Rize’de doğdu. İlk öğrenimini Yiğitler İlköğretim Okulu’nda tamamladıktan sonra 1995 yılında Rize Anadolu Öğretmen Lisesini kazandı.1999 yılında bu okuldan mezun oldu ve aynı yıl Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi OFMA Eğitimi Fizik Öğretmenliği Bölümünü kazandı. 2004 yılında mezun olduktan sonra özel bir dersanede çalışmaya başladı. 2009 yılında Rize Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans eğitime başladı. 2010 yılında M.E.B’ nda Fizik Öğretmeni olarak göreve başladı. Halen Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans eğitime devam etmektedir.