



**BAZI BOR BİLEŞİKLERİNDE KOHERENT VE
GERİSAÇILMA ŞİDDET ORANININ ORTALAMA ATOM
NUMARASI İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ**

Emrah BİLİCİ

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Ana Bilim Dalı
2020**

(Her Hakkı Saklıdır)

**T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANA BİLİM DALI
ATOM VE MOLEKÜL FİZİĞİ BİLİM DALI**

**BAZI BOR BİLEŞİKLERİNDE KOHERENT VE GERİSAÇILMA ŞİDDET
ORANININ ORTALAMA ATOM NUMARASI İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ
(Investigation of the Variation with Mean Atomic Number of Coherent To
Backscattering Intensity Ratio in Some Boron Compound)**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Emrah BİLİCİ

Danışman: Prof. Dr. Demet YILMAZ

Erzurum

Şubat, 2020

KABUL VE ONAY TUTANAĞI

Emrah BİLİCİ tarafından hazırlanan “Bazı bor bileşiklerinde koherent ve geris-
çılma şiddet oranının ortalama atom numarası ile değişiminin incelenmesi” başlıklı çalış-
ması 06/ 02 / 2020 tarihinde yapılan tez savunma sınavı sonucunda başarılı bulunarak
jürimiz tarafından Fizik Ana Bilim Dalı, Atom ve Molekül Fizigi Bilim Dalında Yüksek
Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Başkanı:

Prof. Dr.Elif BOYDAŞ

Atatürk Üniversitesi

Danışman:

Prof. Dr. Demet YILMAZ

Atatürk Üniversitesi

Jüri Üyesi:

Prof. Dr. Sevil DURDAĞI

Erzincan Binali Yıldırım Üniversitesi

Enstitü Yönetim Kurulunun
27.02.2020 tarih ve **09-60** sayılı
kararı.

Bu tezin Atatürk Üniversitesi Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği'nin ilgili
maddelerinde belirtilen şartları yerine getirdiğini onaylarım.

Prof. Dr. Mehmet KARAKAN

Enstitü Müdürü

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

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının hazırlanması süresince her türlü desteğini ve sabrını benden esirgemeyen kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Demet YILMAZ'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Teşvik, destek ve sonsuz sabırlarından dolayı çok değerli aileme teşekkürlerimi sunarım.

Emrah BİLİCİ

Ocak, 2020



İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	III
ÖZET	V
ABSTRACT	VI
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
TABLolar DİZİNİ	X
GİRİŞ	1

BİRİNCİ BÖLÜM

1. KURAMSAL TEMELLER	5
1.1. X-Işınlari	5
1.1.1. Karakteristik X-Işınlari	7
1.1.2. Sürekli X-Işınlari	9
1.2. Gama Işınlari'nin Madde İle Etkileşmesi	10
1.2.1. Fotoelektrik Olay.	11
1.2.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması.	12
1.2.2.1. Compton Saçılması.	12
1.2.2.2. Koherent Saçılma.	13
1.2.2.3. Delbrück Saçılması.	14
1.2.2.4. Nükleer Rezonans Saçılma.	14
1.2.3. Çift Oluşumu	14
1.3. Auger Olayı	15
1.4. Bor Bileşikleri	15

İKİNCİ BÖLÜM

2. MATERYAL VE YÖNTEM	17
2.1. Germanyum Yarıiletken Dedektörlerin Çalışma Prensipleri	17
2.1.1. Güç Kaynağı.	19
2.1.2. Ön Yükseltici.	19
2.1.3. Yükseltici.	20
2.1.4. Analog Sayısal Dönüştürücü (ADC).	20
2.1.5. Çok Kanallı Analizör (MCA).	20
2.2. EDXRF Sayma Sistemi	20
2.3. Numunelerin Hazırlanması	22

ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

3. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	23
SONUÇLAR VE ÖNERİLER	25
KAYNAKLAR	26
ÖZGEÇMİŞ	28

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BAZI BOR BİLEŞİKLERİNDE KOHERENT VE GERİSAÇILMA ŞİDDET ORANININ ORTALAMA ATOM NUMARASI İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

Emrah BİLİCİ

Şubat 2020, 39 sayfa

Bu çalışmada, EDXRF sisteminde koherent ve gerisaçılma şiddet oranının ortalama atom numarası ile değişimi incelenerek, bu şiddet oranının kalitatif analizlerde kullanılabilirliği araştırılmıştır. Ortalama atom numarası 4,571-19,00 arasında olan bazı bor bileşikleri 59,54 keV foton enerjisinde uyarılmış, numunelerden saçılan fotonlar, 5,9 keV'de çözünürlüğü 140 eV olan U-LEGe dedektörü tarafından sayılmıştır. Elde edilen şiddet oranları ortalama atom numarasının fonksiyonu olarak çizilmiştir. İncelenen numunelerin ortalama atom numaraları ile koherent ve geri saçılma şiddet oranları arasında yüksek bir korelasyon olduğu gözlenmiştir. Bu tez çalışmasında kullanılan şiddet oranının kalitatif analiz için kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Koherent saçılma, Gerisaçılma, Ortalama atom numarası, U-LEGe dedektör, Bor bileşikleri.

ABSTRACT

MS THESIS

INVESTIGATION OF THE VARIATION WITH MEAN ATOMIC NUMBER OF COHERENT TO BACKSCATTERING INTENSITY RATIO IN SOME BORON COMPOUND

Emrah BİLİCİ

February 2020, 39 pages

In this work, the qualitative analysis has been performed by using coherent to backscattering intensity ratio in EDXRF system. The boron compounds in the mean atomic number range $4.571 \leq Z \leq 19.000$ were bombarded with 59.54 keV photon energy emitted from the ^{241}Am radioactive source. The scattered photons were counted by a U-LEGe detector with a resolution of 140 eV at 5.9 keV. The obtained intensity ratios are plotted as function of the mean atomic number. It is observed that there was a high correlation between coherent to backscattering intensity ratios and the mean atomic numbers. It was concluded that the recommended intensity ratio can be used for qualitative analysis.

Keywords: Coherent Scattering, Backscattering, Mean atomic number, U-LEGe detector, Boron compounds.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$h\nu$	: Gelen fotonun enerjisi
m_0c^2	: Elektronun durgun kütle enerjisi
W	: İş fonksiyonu
$\Delta\lambda$	: Compton kayması
XRF	: X-Işını Flöresans
IUPAC	: Uluslararası Temel ve Uygulamalı Kimya Birliği
K_α	: Karakteristik x-ışını çizgisi
λ_{min}	: Minimum dalgaboyu
λ_{max}	: Maksimum dalgaboyu
E	: Kinetik enerji
e	: Elektronun yükü
V_0	: Tüpe uygulanan potansiyel fark
c	: Işık hızı
h	: Planck sabiti
q	: Parçacığın yükü
Z	: Hedef maddesinin atom numarası
T	: Parçacığın kinetik enerjisi
m_0	: Parçacığın durgun kütlesi
i	: Akım
$E_{Bağlanma}$	: Bağlanma enerjisi
$E_{Kinetik}$	: Kinetik enerji
v	: Hız
ν	: Frekans
Z	: Atom numarası
m_{e^+}	: Pozitron kütlesi
m_{e^-}	: Elektron kütlesi

T_{e^+}	: Pozitron kinetik enerjisi
T_{e^-}	: Elektron kinetik enerjisi
FET	: Field-effect-transistor
POFB	: Optik pulslu geri beslemeli ön yükseltici
RFB	: Dirençli geri beslemeli ön yükseltici
MCA	: Çok kanallı analizör
ADC	: Analog sayısal dönüştürücü
r^2	: Korelasyon katsayısı



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. X-Işını Polarizasyonunu Gösteren Barkla Deneyi.....	6
Şekil 2. Bir Atomda İlgili Elektron Geçişleri Sonucu Yayımlanan Karakteristik K Tabakası X-Işınları.....	8
Şekil 3. Sürekli X-Işını Oluşum Mekanizması.	9
Şekil 4. Elektromanyetik Radyasyonun Madde İle Etkileşimi.	11
Şekil 5. Fotoelektrik Olay.	11
Şekil 6. Compton Saçılması.	13
Şekil 7. Çift Oluşumu.	14
Şekil 8. (a) Karakteristik X-Işını Emisyonu, (b) Auger Elektron Emisyonu.....	15
Şekil 9. Dedektör Kristali İle Foton Etkileşimi.....	19
Şekil 10. Bir X-Işını Spektrometresinin Şematik Gösterimi.....	19
Şekil 11. U-LEGe Dedektörün Kullanıldığı Deney Düzeneginin Fotoğrafı.....	21
Şekil 12. Backscattering Geometrisinin Şematik Gösterimi.....	21
Şekil 13. Kolemanit ve Uleksit Numunelerinden Elde Edilen Saçılma Spektrumları.....	24
Şekil 14. Koherent/geri Saçılma Şiddet Oranlarının Ortalama Atom Numarası İle Değişimi.	24

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo 1. <i>X-Işını Diyagram Çizgilerinin Siegbahn ve Iupac Gösterimleri</i>	8
Tablo 2. <i>Numunelerin Özellikleri</i>	22
Tablo 3. <i>İncelenen Bor Bileşiklerinin Ortalama Atom Numaraları ve Koherent/Backscattering Şiddet Oranları</i>	23



GİRİŞ

X-ışınları, bir iç tabaka elektronunun sökülmesi ve sonrasındaki süreçte elektronun yüksek enerjili bir seviyeden düşük enerjili bir seviyeye geçmesi ile üretilen bir elektromanyetik dalga türüdür. Monokromatik bir x-ışını demeti madde üzerine düştüğünde radyografik analizlerin temeli olan soğurma olayı, x-ışını kırınımının temeli olan saçılma olayı ve XRF spektrometrisinin temeli olan flöresans olayı meydana gelmektedir.

Wilhelm Röntgen x-ışınlarını 1895 yılında keşfetmiş, x-ışını soğurulmasının atom numarasına bağlı olduğunu gözlemlemiş ve bunu medikal tanı alanında kullanılmıştır. Günümüzde x-ışını soğurulma ve yayınlanma süreçleri, çeşitli materyallerin incelenmesinde ve birçok analitik teknikte kullanılmaktadır. Örneğin EDXRF tekniği ile periyodik tabloda sodyumdan plütonyuma kadar tüm elementlerin kalitatif analizlerini yapılabilmektedir.

Hedef numune yeterli kinetik enerjiye sahip bir foton veya parçacık tarafından uyarıldığında atomik tabakalardan (örneğin K tabakası) bir elektronu atomun bir üst enerji tabakasına veya atomun dışına (sonsuz uzaklığa) gönderebilir. Bu durumda atom uyarılmış; yani daha yüksek enerjili bir duruma geçmiştir. Dış yörüngelerde bulunan ve geçiş izni olan elektronlardan biri hemen K tabakasında oluşan bu boşluğu doldurur. Bu süreç sonunda enerji yayınlanır ve atom tekrar ilk durumuna dönmüş olur. Bu yayınlanan enerjinin değeri neredeyse iki yörünge arasındaki enerji farkının değerine eşittir. Bu tür x-ışınlarına karakteristik x-ışını denir. Bunlara karakteristik x-ışınları denmesinin nedeni doğada bulunan her elementin K , L , M , ... tabakaları arasındaki enerji seviyelerinin birbirinden farklı olması, ya da bunların o atoma özgü (parmak izleri gibi) ayırt edici özellik göstermesindendir. Bu şekilde K kabuğu uyarılmış bir elementten, K x-ışını spektrumunu, L kabuğu uyarıldığında ise L x-ışını spektrumunu yayınlamaktadır. K x-ışını spektrumunun K_α ve K_β olmak üzere iki ana çizgisi bulunmaktadır. K x-ışını spektrumundaki α çizgisi, en büyük dalga boyuna ve şiddete sahiptir. K_α ve K_β çizgileri çok yakın dalga boylarında olduklarından $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ ve $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$ (spin çiftleri) gibi çiftler içerir. $K_{\alpha 1}$ ve $K_{\alpha 2}$ arasındaki dalga boyu farkı çok küçüktür. Yaklaşık olarak 0,004 Å'dur ve hatta $K_{\beta 1}$ ve $K_{\beta 2}$ çizgileri arasındaki fark bundan daha azdır (yaklaşık 0,0007 Å). Bu çiftler çözünürlüğü düşük olan spektrometrelerle ayrılamazlar ve bu nedenle tek çizgi olarak gözlemlenirler.

“Compton saçılması, yüksek enerjili bir fotonun genellikle durgun ve serbest kabul edilen bir elektrondan veya bağlanma enerjisi gelen foton enerjisine kıyasla küçük olan bağlı bir elektrondan enerji kaybederek saçılması olayıdır” (Demir, 2005). Tipik bir x-ışını spektrumunun yüksek enerjili bölgesinde gözlemlenen saçılma (Compton ve koherent) tepelerinin şiddetleri numunenin atom numarasına bağlıdır. Hafif elementlerde Compton saçılması baskın iken ağır elementlerde koherent saçılma baskın olmaktadır. Saçılma pikleri numunelerin yüzey yansıtma (albedo parametreleri) verimliliği hakkında bilgi vermesiyle birlikte kalitatif ve kantitatif analizlerde de kullanılmaktadır. X-ışını spektrometrik analizlerde şiddet oranlarının kullanılması geometri faktörü gibi bazı parametrelerin elimine edilebilmesi bakımından hesaplamalarda kolaylık sağlamaktadır. Yüksek enerjili fotonun numuneden 180° derece ile saçılmasına karşılık gelen gerisaçılma veya backscattering olayında enerji, bilinen Compton saçılmış fotonun enerji denkleminde saçılma açısının 180° seçilmesiyle teorik olarak hesaplanabilir.

Sabharwal vd (2008), alüminyum numuneden çoklu olarak geri saçılan gama fotonlarının şiddet dağılımı üzerine numune kalınlığının etkisini incelediler. 279, 320, 511 ve 662 keV enerjili fotonlar ve 180° saçılma açısında NaI(Tl) dedektörü ile geri saçılan fotonları dedekte ettiler. Bu çalışmada numune üzerine gelen gama fotonların enerjisi artmasıyla çoklu olarak geri saçılan gama fotonları için satürasyon kalınlığının azaldığı sonucuna ulaşıldı. Sabharwal vd (2009), numunenin atom numarasının ve numune kalınlığının bir fonksiyonu olarak element ve alaşımlardan çoklu olarak geri saçılan 1,12 MeV enerjili gama fotonlarının enerji ve şiddet dağılımını inceleyerek satürasyon kalınlığının artan atom numarasıyla eksponansiyel olarak azaldığını belirlediler. Ayrıca çalışmada çoklu saçılmaların satürasyona uğradığı kalınlıkla, albedo sayı ve enerjisinin önce arttığını sonra sabit kaldığını gözlemlediler. Singh vd (2007a), 20mCi aktifliğe sahip ^{141}Ce radyoaktif kaynağından yayınlanan 145 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak spektrumlarda Compton ve koherent saçılan fotonların oluşturduğu tepelerinin altında kalan alanları oranlayarak etkin atom numarasını hesapladılar. Singh vd (2007b), akrilik ve bakalit numuneleri için ^{203}Hg kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili fotonları kullanarak etkin atom numaralarını belirlediler. Antoniassi vd (2011); 17.44 keV enerjili x-ışınlarını kullanarak normal (adipose ve fibroglandular), iyi huylu (fibroadenoma) ve kötü huylu (ductal carcinoma) göğüs dokularında etkin atom numaralarının değişimini incelediler. İçelli (2006); Sb_2O_3 , BaO , La_2O_3 , CeO_2 ve Nd_2O_3 bileşiklerinde Compton ve koherent tepelerinin oranından faydalanarak etkin atom numarasını belirledi. Kumar ve Umesh (2011), atom numarası $1 \leq Z \leq 56$ olan elementleri içeren bileşiklerin etkin atom numaralarını üç farklı kaynak enerjisinde (279,1; 661,6 ve 1115,5 keV) belirlediler. Kumar vd (2010), H, C, N ve O içeren bileşikler için 280-1150 keV enerji aralığında etkin atom numarasını hesapladılar.

Akkuş ve Yılmaz (2020), ortalama atom numarasının koherent/gerisaçılma şiddet oranlarına bağlılığını 59,54 ve 661,62 foton enerjilerinde incelemişlerdir. Gerisaçılma şiddeti oranlarının belirlenmesinde yapılan deneysel hatayı, farklı faktörlerdeki belirsizliklerin toplamı olarak hesaplamışlar, yani pik alanların değerlendirilmesinden (% 2,12-2,98), numune hazırlamadan (1,95-2,41) ve istatistiksel hata (<1.00) kaynaklanan toplam hatayı % 3,05 - 3,96 arasında olduğunu belirlemişlerdir.

Akkuş vd (2019), EDXRF'de seyreltme tekniği kullanarak saçılma şiddet oranlarının ortalama atom sayısı ile değişimini incelemişlerdir. Bunun için zirkonil klorür oktahidrat ($C_{12}OZr-8H_2O$) ve selüloz ($C_6H_{10}O_5$) tozlarını belirli konsantrasyonlarda karıştırarak ortalama atom numarası 4,268 ile 5,786 arasında olan on farklı numune hazırlamışlardır. EDXRF'de farklı şiddet oranlarının kalitatif analiz için kullanılabilirliğini araştırmışlardır. .

Söğüt vd (2004), bileşiklerde ortalama atom numarasının koherent/inkoherent saçılma şiddet oranlarına bağlılığını incelemişlerdir. EDXRF sisteminde kalitatif analiz için çeşitli spektral oran yöntemleri kullanmışlardır. Çeşitli spektral çizgi şiddet oranlarının ortalama atom sayısına göre çizilmesiyle elde edilen kalibrasyon eğrilerini oluşturarak nitel analiz için oldukça güvenilir sonuçlar elde etmişlerdir.

İçelli (2006), koherent/Compton saçılma şiddet oranının atom numarası ile değişiminin incelenmesinde pratik bir yöntem geliştirmişlerdir.

Singh *et al.* (2013), 145 keV enerjili gama fotonlarının koherent/inkoherent saçılma şiddet oranı üzerine deneysel bir çalışma yapmışlardır. Koherent/Compton saçılma şiddet oranını kullanarak etkin atom numarasını hesaplamak için pratik bir yöntem geliştirilmişlerdir. Bu yöntemin, bileşikteki farklı elementlerin bilinen ağırlık yüzdelere sahip herhangi bir malzeme için uygulanabilir olduğunu gözlemlemişlerdir.

Akkuş vd (2019), 59,54 keV'de dış manyetik alan ile bazı lantanitlerin Compton saçılma diferansiyel tesir kesitlerinin değişimini incelemişlerdir.

Donativi *et al.* (2007), x-ışını tüpünden yayınlanan monokromatik radyasyon ile Rayleigh/Compton saçılma şiddet oranı için deneysel çalışma yapmışlardır. Atom numarası düşük olan elementler ve bileşikler için Rayleigh/Compton saçılma şiddet oranı (R/C) sonuçlarını elde etmişlerdir. Bu materyallerin çok yakın doğrusal soğurma katsayıları nedeniyle diğer radyolojik tekniklerle tanımlanması ve karakterize edilmesinin zor olduğu sonucuna varmışlardır.

Bu tez çalışmasında bazı bor bileşiklerinin (borik asit, boraks, üleksit, kolemanit, boron trioxide, çinkoborat, boron manganese oxide, potassium tetrafluoroborate, titanium boride, iron

monoboride, lanthanum (III) borate ve iron boride) saçılma piklerinin şiddet oranlarının kalitatif analizlerde kullanılabilirliği araştırılmıştır. Gerisaçılma (backscattering) geometrisinde incelenen numunelerin ortalama atom numaralarına karşı şiddet oranı grafiği elde edilmiştir. Literatürde seyreltme metodu ile çalışılacak ortalama atom numarası aralığının belirlenmesine ilaveten bir elementin bileşikleri kullanılarak ortalama atom numarası aralığının belirlenmesi ve şiddet oranlarının değişiminin incelenmesi literatür için bir kazanım olacaktır.



BİRİNCİ BÖLÜM

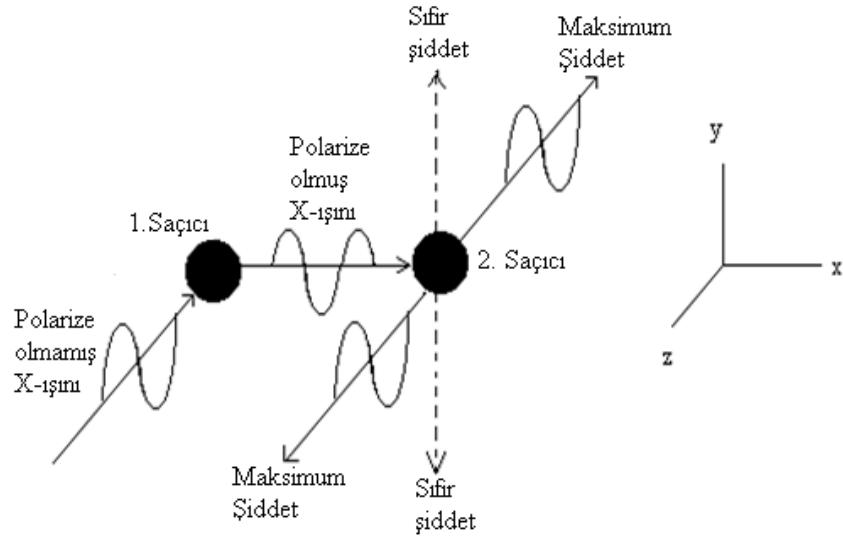
1. KURAMSAL TEMELLER

1.1. X-Işınları

1895 yılında Wilhelm Conrad Röntgen, madde üzerine düşen elektronları incelerken bu elektronların, tanımlayamadığı bir doğaya sahip girici ışımlar meydana getirdiğini gözlemişti. Tam olarak nitelendirilemediklerinden dolayı x-ışınları diye adlandırılan bu ışınların, giricilik ve şiddetlerinin başlangıçtaki elektronların kinetik enerjileriyle doğru orantılı olduğu, yani elektronlar ne kadar fazla kinetik enerjiye sahipse oluşan x-ışınlarının da o kadar giricilik gösterdiği ve şiddetli olduğu sonucuna ulaşmıştı. Fotonun bir madde üzerine düşmesi sonucu maddeden elektron sökülmesi olarak tanımlanan fotoelektrik olay, fotonların elektronlara enerji aktarması ve bunun sonucunda elektronun bağını kopararak serbest kalabilmesidir. X-ışınlarının keşfedilmesi sonucunda ise fotoelektrik olayın tam tersinin de gerçekleşebileceği yani, hareketli bir elektronun sahip olduğu kinetik enerjinin bir kısmını veya tamamını fotona dönüştürebileceği anlaşılmıştır.

Elektromanyetik kurama göre bir elektrik yükünün ivmeli hareketi sonucunda elektromanyetik dalga yayımlanır. Hız sahibi bir elektron birden durdurulduğunda ivmeli hareket yapar, bu nedenle elektronun durdurulmasıyla oluşan x-ışınları da elektromanyetik dalga olarak tanımlanmaktadır. Bu elektromanyetik dalgaların yani x-ışınlarının elektrik ve manyetik alanlar içinde düz bir istikamette ilerlediği, giricilik özelliği nedeniyle görünen ışığın tersine saydam olmayan maddeler içinden kolayca geçtiği, fosfor içeren maddelerin parlamasına neden olduğu ve fotoğraf plakalarına etki ettiği, kısa bir süre sonra bulunmuştu. X-ışınlarının dalga özelliği ilk kez 1906'da, bunların polarizasyonunu göstermeyi başaran Barkla tarafından ortaya konulmuştur. Barkla'nın deney düzeneği Şekil 1'de verilmiştir. Barkla'nın deneyinin anlaşılabilmesi için x-ışınlarının dalga olarak kabul edilmesi gerekmektedir. Deneyde -z yönünde kutuplanmış (polarize olmamış) bir x-ışını demeti soldaki küçük bir karbon blok üzerine düşer. Bu ışınlar karbon tarafından saçılır. Bu demektir ki, karbon atomları içerisindeki elektronlar x-ışınlarının elektrik vektörleri tarafından titreşime geçirilir ve sonra yeniden ışıma yaparlar. Bir elektromanyetik dalgadaki elektrik alan vektörü dalganın yayılma doğrultusuna dik olduğundan, ilk x-ışınları yalnızca x-y düzlemi içinde kalan elektrik alan vektörlerini ihtiva eder. + x yönünde saçılan x-ışını, yalnızca y doğrultusunda elektrik vektörüne sahip olabilir ve bu nedenle düzlem polarize olmuştur. Bu polarizasyonu göstermek için, ışının yolu üzerine sağdaki gibi bir başka karbon blok konur. Bu bloktaki elektronlar, y doğrultusunda titreşmekle kısıtlanmıştır ve bu

nedenle, yalnızca x-z düzlemi içinde yayılan x-ışınları ışıır, y doğrultusunda ışıma olmaz. Saçı-lan x-ışınlarının x-z düzlemi dışında gözlenemeyişi, x-ışınlarının dalga özelliğini doğrular.



Şekil 1. X-ışını Polarizasyonunu Gösteren Barkla Deneyi (Turşucu, 2012).

Kırınım deneyi x-ışınlarının dalga boylarının ölçülebilmesi için en ideal deney olarak tasarlanmıştır. Bir kırınım deneyinde kırınım ağındaki iki komşu çizgi arasındaki mesafenin ışığın dalga boyu ile aynı mertebede olması gerekir. Fakat x-ışınları için önerilen dalga boyları çok küçük olduğundan dönemin mevcut imkânlarıyla x-ışınları için gereken dar aralıklarda kırınım ağı oluşturmak pek mümkün olmamıştır. 1912'de Max Von Laue x-ışınları için önerilen dalga boylarının bir kristalde birbirine komşu iki atom arasındaki uzaklıkla kıyaslanabileceğini ileri sürdü ve örgüleri üç boyutlu bir kırınım ağı gibi davranacak olan kristallerin x-ışınlarını kırınıma uğratmak için kullanılmalarını önerdi. Daha sonra yapılan deneylerde x-ışınlarının dalga tabiatı başarıyla gösterildi. X-ışınlarının dalga boyları $1,3 \times 10^{-12}$ - $4,8 \times 10^{-8}$ m aralığındadır. Görünür ışıkla karşılaştırıldığında 10^{-4} kat daha küçük dalga boyuna sahip olduğundan x-ışınları, görünür ışıktan 10^4 kat daha enerjiktirler.

Elektromanyetik dalgaların frekans değerlerinden hareketle yapılan sınıflandırmaya göre en yüksek enerjili elektromanyetik dalga olan gama (γ) ışınlarından en düşük enerjili radyo dalgalarına kadar olan sürekli ışıma sırasına elektromanyetik spektrum denmektedir. Elektromanyetik ışımların fiziksel özellikleri spektrum farklılıklarına bağlı olarak değişik göstermektedir. Aynı hız ve aynı elektromanyetik özelliklere sahip olan bu ışımların ayırt edici özelliği dalga boylarıdır (frekanslarıdır). X-ışınları, sahip olduğu özelliklerden dolayı sürekli x-ışınları ve karakteristik x-ışınları olmak üzere iki gruba ayrılmıştır.

1.1.1. Karakteristik X-Işınları.

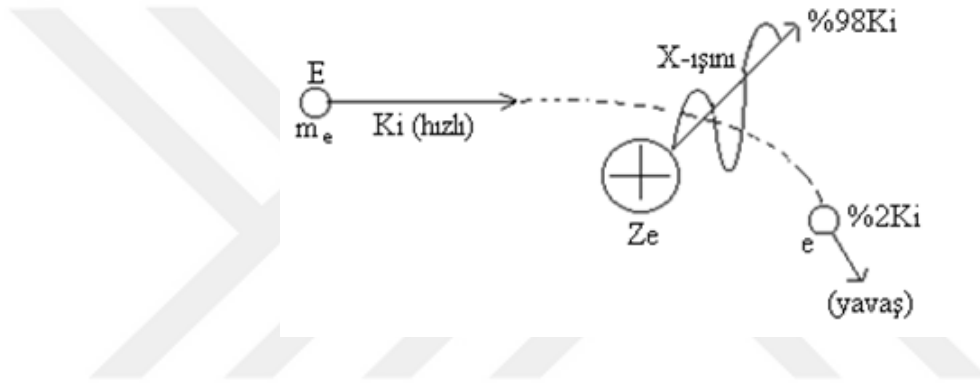
Geçmişten bugüne kadar gelen atom teorileri sonucunda elektronların atomun merkezinde bulunan çekirdek etrafında dolandıkları kabul görmüştür. Her bir elektronun sahip olduğu hızdan dolayı kinetik enerjisi ve çekirdekten uzaklığına göre değişiklik gösteren bir potansiyel enerjisi vardır. Bu yüzden enerji düzeylerinde hareket etmekte olan bu elektronların kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamı kadar enerjileri vardır. İç tabakalardan dış tabakalara doğru gildikçe elektronların sahip oldukları enerji değeri artış gösterir. Bu sayede çok yüksek hızlarla çekirdeğin çevresinde dolanmakta olan elektronlar konumlarını korumaktadırlar. Elektronların konumları bir enerji etkisiyle değişirse iç veya dış tabakalara doğru elektron geçişleri gerçekleşir. Sökülen elektronun yaratmış olduğu boşluk, üst tabakadaki elektronlar tarafından 10^{-8} - 10^{-9} s'de doldurulur. Geçişin ardından enerji farkı bir x-ışını fotonu olarak yayımlanır. Bu foton, yayımlandığı malzemeye ait özellikler (parmak izi gibi) taşıdığı için o elementin karakteristik x-ışını diye adlandırılır.

Kuantum mekaniğine göre atomlar, elektronun yörüngeleri arasındaki enerji farkı kadar enerjiyi soğurarak veya yayımlayarak ancak izinli yörüngeler arasında geçiş yapma kabiliyetine sahiptirler. Bir atomun enerji alarak üst seviyelere çıkmasına uyarma (excitation), uyarılmış olan elektronun enerji yayımlayarak temel hale geçmesine ise uyarılmışlıktan kurtulma (de-excitation) denir. Uyarılmışlıktan kurtulma tek seferde veya birkaç seferde olabilir ve her bir geçişte geçiş yapılan seviyeler arasındaki enerji farkı kadarlık bir enerjiye sahip foton (karakteristik x-ışını) yayımlanır. Bu sayede karakteristik K_{α} , K_{β} , L_{α} , L_{β} , L_{γ} , M_{α} , M_{β} ,... çizgilerini oluştururlar. Bir tabaka veya alt tabakada oluşan bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğunda yayımlanan x-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC gösterimleri Çizelge 1.1'de verilmiştir.

Bir atomun K kabuğunda ortaya çıkarılan bir boşluk şayet bir üst kabuk olan L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulursa, bu elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik spektrumunun K_{α} çizgisine karşılık gelir. K kabuğundaki boşluk L kabuğunun bir üst kabuğu olan M kabuğundaki bir elektron tarafından doldurulursa K_{β} çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. K kabuğundan elektron sökmek üst tabakalara göre daha fazla enerji gerektirir. Bu yüzden eğer hedef metali üzerine çarpan elektronların enerjileri K kabuğundan elektron sökecek enerjiye sahip değilse, L , M , N , ... kabuklarından birinden bir elektron sökülebilir ve bu durumda bir önceki örneğe benzer olarak L kabuğunda meydana gelen boşluğun M , N , ... kabuklarındaki elektronlarla doldurulması esnasında L_{α} , L_{β} , L_{γ} ..., M kabuğu için M_{α} , M_{β} , M_{γ} , ... ve N kabuğu için N_{α} , N_{β} , ... çizgileri yani, L , M ve N serileri ortaya

1.1.2. Sürekli X-Işınları.

“Sürekli x-ışınlarının oluşumu Şekil 3’ de şematik olarak gösterilmiştir. Elektron demeti, hedef atomun çekirdeğine yaklaştığında, çekirdeğin pozitif yükünden kaynaklanan elektrik alandan etkilenir ve ivmeli hareket yapmaya zorlanarak dışarıya fotonlar yayar” (<https://neu.edu.tr/>). Bu tür etkileşme sonucunda yüklü parçacığın yapmış olduğu ışımının enerjisi sürekli spektrum veya Bremsstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumu olarak isimlendirilir. Karakteristik x-ışını spektrumunun aksine sürekli spektrum geniş bir frekans aralığında ışımaya sahiptir. Bu yüzden beyaz x-ışınları da denilmektedir. Klasik elektromanyetik teoriye göre, yükler ivmeli hareket yaptıklarında elektromanyetik ışımada bulunurlar. Yüksek hıza sahip elektronlar bir hedefe çarptıklarında elektronların enerjilerinin çok küçük bir kısmı %1’i sürekli x-ışınlarının oluşmasına neden olur.



Şekil 3. Sürekli X-Işını Oluşum Mekanizması (Turşucu, 2012).

X-ışını tüpleri sürekli x-ışını üretmek için kullanılan temel kaynak olarak kullanılmaktadır. Bir x-ışını tüpünde hedefe çarpan elektronlardan çok az bir bölümü enerjilerini tek seferde ve tamamen bir x-ışını fotonu olarak yayımlayabilir. Bu tür ışıma yapan elektronlar maksimum frekanslı veya minimum dalga boyludur. Minimum dalga boyu (λ_{min}) hedefe çarpan elektronun sahip olduğu kinetik enerjinin tamamını ($E = eV_o$) yalnızca bir fotona verdiği için $E_x = hc/\lambda_{min}$ yayımlanan x-ışınının enerjisi olmak üzere λ_{min} için;

$$\frac{hc}{\lambda_{min}} = eV_o \Rightarrow \lambda_{min} = \frac{hc}{eV_o} \quad (1.1)$$

yazılabilir. Elektronlarla oluşturulan sürekli x-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir. Burada, h Planck sabiti ($6,62 \times 10^{-34}$ J·s), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_o ise tüpe uygulanan potansiyeldir. Kısa dalga boyu sınırı ile uygulanan potansiyel arasındaki bu ilişki Duane-Hunt kanunu olarak bilinir.

Sürekli ışıma ihtimali; $p \propto q^2 Z^2 T / m_0^2$ ifadesi ile verilir. Burada, q parçacığın yükü, Z hedef maddesinin atom numarası, T parçacığın kinetik enerjisi ve m_0 ise parçacığın durgun kütlesidir. Görüldüğü üzere kütle ile ışıma ihtimali ters orantılıdır. Bu yüzden protonlar veya diğer ağır parçacıkların sürekli ışıma ihtimalleri elektronunkine göre daha düşüktür ve elektronların oluşturduğu sürekli x-ışını spektrumunun şiddeti protonların oluşturduğundan dört milyon kez daha büyüktür. X-ışını oluşturmak için kullanılan tüpte şiddet, tüpün voltajı ve hedef maddenin atom numarası (Z) ile doğru orantılıdır. Bir x-ışını tüpünde elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli x-ışını spektrumu $\lambda_{\min}$ ve $\lambda_{\max}$ ile karakterize edilir. Kısa dalga boyu limiti $\lambda_{\min}$ 'in altında radyasyon gözlenmez. Dalga boyunun maksimum değeri $\lambda_{\max}$, minimum dalga boyu $\lambda_{\min}$ 'in yarısı kadardır ($\lambda_{\max} \approx \lambda_{\min}/2$) . Sürekli x-ışınları için şiddet dağılımı;

$$I(\lambda)d\lambda = KiZ \left[\frac{\lambda}{\lambda_{\min}} - 1 \right] \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (1.2)$$

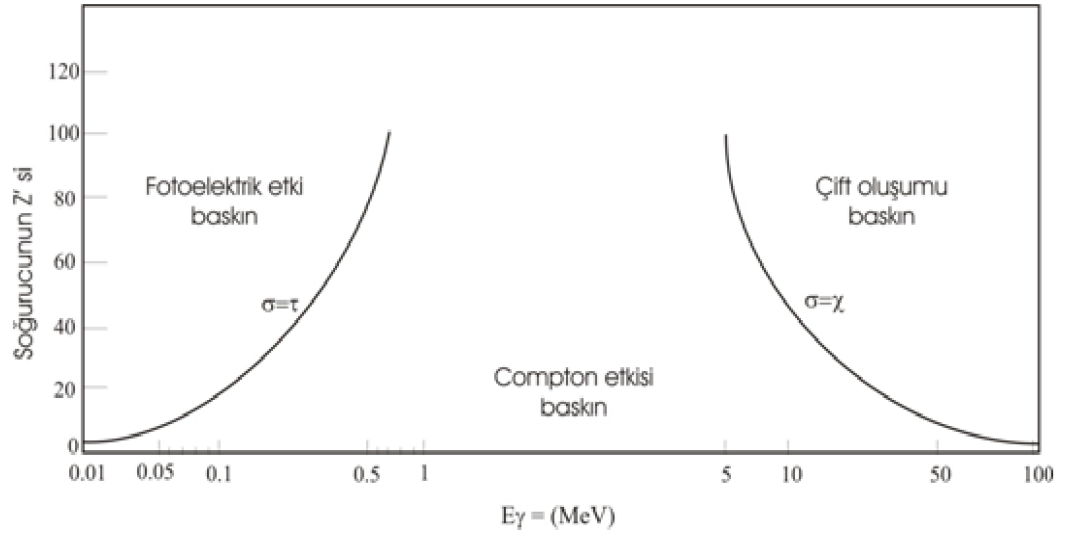
ifadesi ile verilir. Kramer formülü olarak bilinen bu ifade; K orantı katsayısı ve i akımdır. Bu ifadeden görüldüğü gibi şiddet dağılımı tüp akımı (i) ve atom numarası (Z) ile orantılıdır.

1.2. Gama Işınlарının Madde İle Etkileşmesi

“Gama ışınlarının madde ile etkileşmeleri, etkileşme alanına göre

- Atomun elektronu ile etkileşme
- Çekirdek ile etkileşme
- Çekirdek ve elektron etrafındaki elektrik alan ile etkileşme
- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme

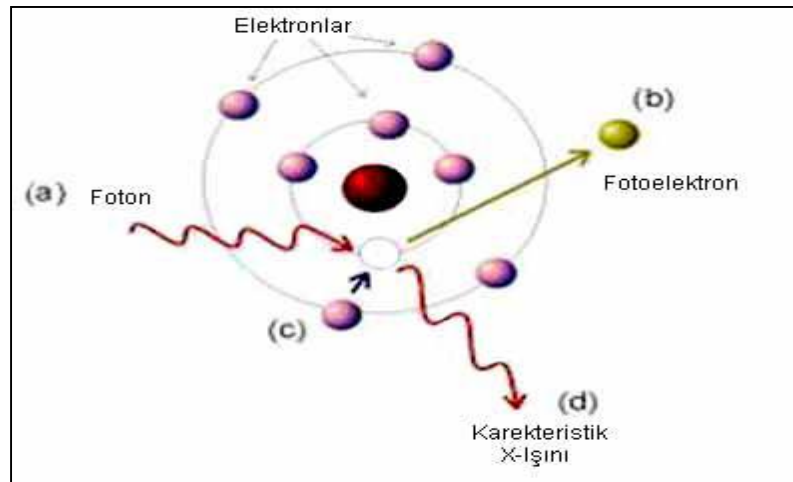
olarak gruplandırılabilir” (Kurudirek, 2011). Gama ışınının madde ile etkileşmesi sonucunda temel olarak Şekil 1.4’te gösterilen fotoelektrik olay, saçılma (Compton saçılması ve koherent saçılma) ve çift oluşumu olmak üzere üç olay meydana gelmektedir. Fotonun sahip olduğu enerjiye göre madde ile etkileşim sonucunda meydana gelecek olay değişiklik gösterir. Fotoelektrik olay için 0,001 MeV ile 0,5 MeV arası, saçılma olayı için 0,1 MeV ve 0,5 MeV arası ve çift oluşumu olayı için ise 1,02 MeV’den başlayıp artan foton enerjilerine ihtiyaç vardır.



Şekil 4. Elektromanyetik Radyasyonun Madde İle Etkileşimi (Turşucu, 2012).

1.2.1. Fotoelektrik Olay.

Işığın tanecikli yapıda olduğunu kanıtlayan olaylardan birisi foto elektrik olaydır. Bir foton madde ile etkileştiğinde ortamda bulunan atomların yörüngelerinde bulunan bir elektrona enerjisini aktarır onu çekirdekten koparabilir. Bu durumda atomun yörüngesinden kopup serbest hale gelen elektrona foto elektron denir. Hemen ardından oluşan elektron boşluğunu dış yörüngede bulunan başka bir elektron tarafından doldurulur ve X-ışını yayımlanır. 0,5 MeV'den daha küçük enerjili fotonların ağır elementler tarafından soğurulmasında bu olay oldukça önemlidir. Foto elektrik olay Şekil 5.'de gösterilmiştir.



Şekil 5. Fotoelektrik Olay (Gedik, 2013).

Gelen foton enerjisinin bir kısmını elektronu koparmak için kullanır. Fazla olan enerjisini ise kopardığı bu elektrona aktarır ve kopmuş olan bu elektron bir kinetik enerji kazanır.

$$h\nu = E_{\text{Bağlanma}} + E_{\text{Kinetik}} \quad (1.3)$$

Gelen fotonun enerjisi $h\nu$ ise fotoelektrik olay için

$$h\nu = W + \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.4)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada W , elektronu çekirdeğin çevresinde oluşturduğu elektriksel kuvvetten kurtarmak için gereken enerjidir ve iş fonksiyonu olarak adlandırılır. Foton sahip olduğu enerjisinin geri kalanını elektrona kinetik enerji olarak aktarır. Bu kinetik enerji $h\nu - W$ kadardır. Burada h Planck sabiti olup $h = 6,62 \times 10^{-34}$ J.s'dir. ν gelen fotonun frekansı olmak üzere eğer

$$h\nu = W \quad (1.5)$$

ise fotoelektronların kinetik enerjisi sıfırdır. Düşük enerjilerde foton-elektron etkileşimleri dış yörüngede gerçekleşirken, yüksek enerjilerde iç yörüngelerde gerçekleşmektedir. Serbest bir elektron için bu ifadeler gerçekleşemez. Çünkü enerji ve momentum aynı anda korunamamaktadır. Fakat serbest olmayan yani bağlı elektronlarda durum bu şekilde değildir. Atom geri tepme ve böylece momentumun korunması sağlanır. Atomun kütlesi çok büyük olduğundan geri tepme enerjisi çok küçüktür ve bu yüzden de kinetik enerji ifadesi ihmal edilmiştir. Fotoelektrik olay atom numarasına bağlı olduğundan Z arttıkça fotoelektrik etki de artar. Eğer fotonun sahip olduğu enerji bir yörüngenin bağ enerjisine eşit değerinde ise bu durumda bu yörüngede fotoelektrik olayın gözlemlenme ihtimali artar.

1.2.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması.

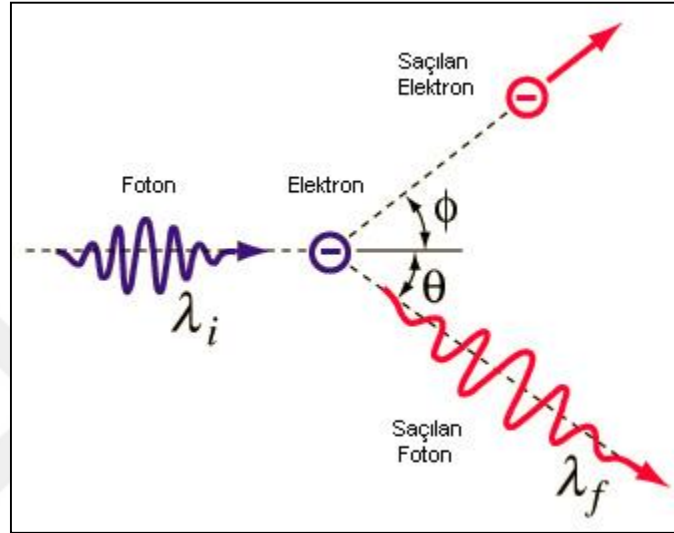
Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucunda gerçekleşen saçılma, saçılan ışının enerjisine göre esnek ve esnek olmayan saçılma olarak iki grupta incelenebilir. Faz ilişkileri dikkate alındığında bu saçılma olayları inkoherent (Compton) ve koherent saçılma olarak da isimlendirilebilir.

1.2.2.1. Compton Saçılması.

“Yüksek enerjiye sahip bir foton, bağlı fakat gelen fotonun enerjisinden daha düşük enerjili bir elektronla veya serbest haldeki bir elektronla çarpıştığında enerji kaybettiği duruma Compton saçılması denir. Şekil 1.6’ da Compton saçılması gösterilmiştir. Elektronun gelen fotonun bütün enerjisini soğurması mümkün değildir. Bunun sebebi elektronun kütlesinin olması ve momentumun korunumu ilkesidir. Bu yüzden elektron fotonun enerjisinin bir kısmını soğurabilir. Şekilde θ ile gösterilen saçılma açısı fotonun enerjisine bağlıdır. Gelen fotonun dalga boyu ile saçılan fotonun dalga boyu arasındaki fark

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) \quad (1.6)$$

ifadesiyle verilir. Burada h/m_0c Compton dalgaboyu olarak adlandırılır. Compton saçılması 0,05 – 5 MeV enerji aralığında ve hafif elementlerde daha baskındır. Compton saçılması özellikle valans elektronlarına hassastır. Bu sebepten dolayı Compton saçılması fiziksel ve kimyasal sistemler hakkında faydalı bilgiler elde etmek için kullanılmaktadır. Gama ışınları bir hedeften Compton saçıldığında, saçılmış ışınım hedef elektronlarının hareketliliğinden dolayı Doppler genişlemesine uğrar. Genişlemiş çizgi şeklinin analizi olan "Compton Profile" metodu saçıcı elektronlarının momentum dağılımları hakkında bilgi sağlamaktadır” (Dumond, 1929).



Şekil 6. Compton saçılması.

1.2.2.2. Koherent Saçılma.

“Koherent saçılma esnek çarpışma sonucu oluşur. Koherent saçılma, fotonun atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu durum, gelen fotonun enerjisinin elektronun bağıni koparacak kadar enerji sahibi olmadığı durumda gözlenir. Bu nedenle düşük foton enerjilerinde ve büyük Z ’li ağır elementlerde gerçekleşme ihtimali daha fazladır. Koherent saçılmada gelen fotonların enerji ve fazlarında saçılmadan sonra herhangi bir değişiklik meydana gelmez. Gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Bu saçılma olayında gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur ve bu toplam kareseldir. Koherent saçılmanın en çok görülen şekli olan Rayleigh saçılmasının tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır” (Dözen, 2006). “Fotonlar atomik elektronlardan Rayleigh saçılmasına uğradıktan sonra hedef atom değişime uğramadan kalır” (Hubbell and Overbo, 1979). “Rayleigh saçılmasında gelen fotonun enerjisinin 0,1-0,5 MeV arasında olması gereklidir” (Grieken and Markowicz, 1992). Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Rayleigh saçılması, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir. Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanabilir.

1.2.2.3. Delbrück Saçılması.

Delbrück saçılması elastik nükleer potansiyel saçılma olarak ta ifade edilmektedir. Delbrück saçılması fotonun, atom çekirdeğinin çevresinde meydana getirdiği Coulomb alanından saçılmasıdır. Bu durumda çekirdek etrafında meydana gelmiş olan Coulomb alanında bir elektron–pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesi ile birlikte bu çiftin yok olması gelen fotonla enerji ve faz olarak aynı olan bir foton oluşmasına neden olur. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok net olarak gözlenmemektedir.

1.2.2.4. Nükleer Rezonans Saçılma.

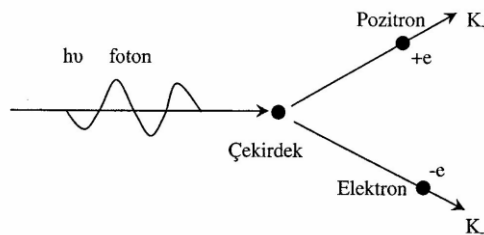
Nükleer rezonans saçılmada, çekirdek ile foton etkileşmektedir. Bu durumun gerçekleşebilmesi için fotonun enerjisinin iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit olması gerekmektedir. Daha sonra bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan kurtulması (deeksitasyonu) takip eder.

1.2.3. Çift Oluşumu.

Fotonun enerji değeri çok yüksek ise ve gelen foton çekirdeğe yakın bir bölgeden geçerse bu durumda fotonun sahip olduğu enerjiden aynı anda bir pozitif yüklü parçacık (pozitron) ve bir de negatif yüklü parçacık (elektron) oluşur. Şekil 1.7’de görüldüğü gibi elektromanyetik bir dalgadan madde oluşur:

$$h\nu = m_{e^+} + m_{e^-} + T_{e^+} + T_{e^-} \quad (1.7)$$

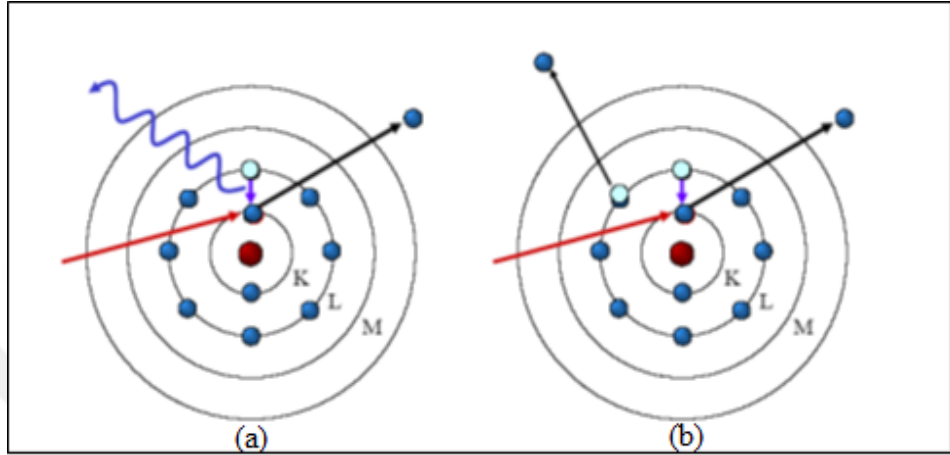
Teorik olarak bir çift oluşumunun meydana gelebilmesi için, gelen fotonun enerjisinin en az $2 \times 0,511 = 1,022$ MeV olması gerekir. Eğer oluşan parçacıklardan sonra gelen fotonun enerjisi var ise bu enerji elektron ve pozitrona kinetik enerji olarak aktarılır. Çift oluşumu sonucu ortaya çıkan elektron, atomla serbest elektronlar gibi etkileşirken, pozitron yörüngede bulunan bir elektron ile birleşir ve zıt yönlü iki foton salarak yok olur. Bu foton ise fotoelektrik yolla soğurulur. Çift oluşumunun gerçekleşme ihtimali 2 MeV'den daha büyük enerjili fotonlar için daha fazladır.



Şekil 7. Çift Oluşumu (Gedik, 2013).

1.3. Auger Olayı

“Bir üst seviyede bulunan elektronun alt seviyede oluşan boşluğu doldurması sonucunda oluşmuş olan karakteristik x-ışınlarının enerjisi, atomda bulunan diğer elektronlardan birisinin kopması için de harcanabilir. Bu olay atomu iki defa uyarılmış halde bırakır (Şekil 8). Sökülen elektron Auger elektronu olarak adlandırılır. Auger olayı genel olarak düşük Z'li elementlerde meydana gelmektedir” (Grieken ve Markowicz, 1992).



Şekil 8. (a) Karakteristik X-Işını Emisyonu, (b) Auger Elektron Emisyonu. (Gedik, 2013)

1.4. Bor Bileşikleri

“Bor madeni yüksek ısıya dayanabilen ve diğer elementlere kimyasal tepkimeye girme arzusundan dolayı tabiatta genellikle başka elementlerle bileşikler oluşturmuş halde, genel olarak tuz halinde bulunmaktadır. Doğada çok fazla bor minerali vardır. Bor, özellikle oksijenle tepkimeye girip bor-oksijen bileşiklerini oluşturur. Bu bileşimlere borat denir.

Bor, atom numarası 5, atom ağırlığı 10,81, yoğunluğu 2,84 gr/cm³, erime noktası 2200°C, kaynama noktası 2250°C ve rengi siyah olan metal ametal arasında yarıiletken özellik gösteren bir element olarak doğada bulunmaktadır. 3A grubunda yer almakta ve en hafif elementtir. Temel durumdayken elektron konfigürasyonu 1s² 2s² 2p¹ dir.

Borun birçok izotopu bulunmaktadır. Bunlardan en kararlı izotopları 10B ve 11B'dir. Bu izotopların tabiatta bulunma oranları sırasıyla %20,3 ve %79,7'dir. 10B izotopunun temel özelliği çok yüksek termal nötron tutmasıdır. Bu sebeple radyasyon zırlama malzemelerinde ve nükleer enerji santrallerinde kullanılabilmektedir. Türkiye'de en çok bulunan bor izotop rezervi 10B'dir.

Bor'un birçok metal ve ametal ile yapmış olduğu bileşiklerin gösterdiği özellikler endüstri sektöründe bor bileşiğinin çeşitli amaçlarla kullanılmasına imkân vermektedir. Endüstride en çok kullanılan ve önem arz eden bor bileşikleri arasında boraks (tinkal, sodyum kökenli bor bileşikleri), kolemanit (kalsiyum kökenli bor bileşikleri) ve üleksit (sodyum-kalsiyum kökenli bor bileşikleri) ana gruplaması altında kernit, probertit, szyabelit, datolit, sasolit, tüvenan, boraks dekahidrat, boraks pentahidrat, susuz boraks, borik asit, sodyum per borat, susuz borik asit ve hidroborasit yer almaktadır. İçerik olarak B_2O_3 (boroksit) miktarı fazla olan bileşikler çok daha değerli olarak nitelendirilmektedirler.

Bor, bileşik ve saf bor hallerinde farklı özellikler gösterebilmektedir. Örneğin bileşiklerinde metal özellik göstermezken, saf bor halindeyken elektriği iletebilmektedir. Dış görüntü olarak elması da andırabilmektedir” (boren.gov.tr, 2020).

“Bor bileşikleri kullanıldığı alanlar ve üretim tekniklerine göre ticari boratlar ve özellikli bor bileşikleri olmak üzere iki grupta incelenebilir: Genellikle sanayide ara madde olarak kullanılan kolemanit ve üleksit cevherleri ile birlikte genel olarak en çok tercih edilen ticari boratlar, rafine edilmiş borakslar (boraks dekahidrat, boraks pentahidrat ve susuz boraks), borik asit ve sodyum perboratlardır (sodyum perborat tetrahidrat ve monohidrat). En önemli özellikleri ise birbirlerinin yerine kullanılabilmeleridir. Özellikli bor bileşiklerinin üretimi ticari boratlara nazaran yaygın değildir ve maliyetleri yüksektir” (tubitak.gov.tr, 2020).

İKİNCİ BÖLÜM

2. MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Germanyum Yarıiletken Dedektörlerin Çalışma Prensibi

Katılarda iyonlaşma enerjisi, bant aralıklarıyla doğru orantılıdır. İletkenlerde yasak enerji aralığı küçük, yalıtkanlarda ise büyüktür. Yarı iletkenlerin düşük sıcaklıklarda iyi bir yalıtkan davranışı göstermesinden istifade ile yapılmış olan yarıiletken dedektörler ikincil x-ışınlarını ölçmek için yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Karakteristik x-ışınlarının hem düşük enerji bölgesinde yer almalarından hem de enerjilerinin birbirlerine çok yakın olmasından dolayı bunların şiddetleri ölçülürken rezolüsyonu ve dedektör verimi çok iyi olan yarıiletken dedektörler tercih edilir. Dedektör kristali ultra saf germanyum kristalden veya lityum sürüklenmiş germanyum kristalden de olabilir. Son yıllarda Si-PIN, HgI₂, Si-DRIFT, CdTe gibi yüksek rezolüsyonlu yarıiletken dedektörler yapılmasına rağmen, Si(Li), Ge(Li), U-LEGe ve HPGe gibi yarıiletken kristal dedektörler uygun şekil ve soğurma şartlarına sahip olmalarından dolayı daha yaygın olarak kullanılmaktadır.

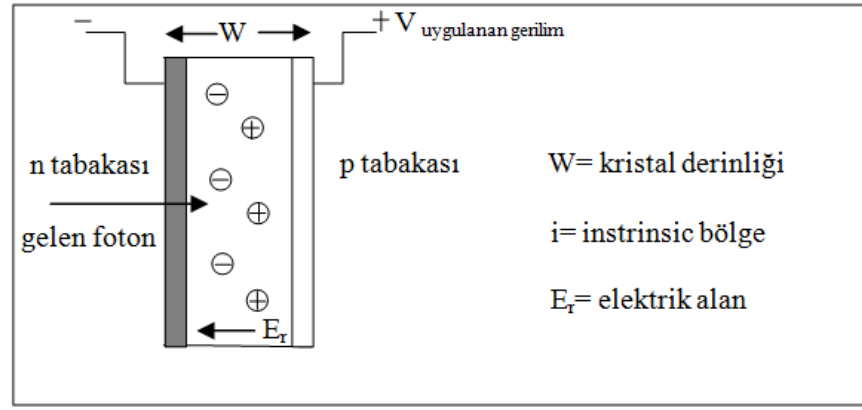
Ge dedektörlerde soğurma verimliliği dedektör kalınlığı arttıkça artar. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verim ise dedektör alanı arttıkça artar, ancak bu rezolüsyonu azaltır. Ge dedektöre gelen fotonlar altın elektrot ve ölü tabakayı geçerek deplasyon bölgesinde bulunan Ge atomlarını uyarır. Böylece + ve – iyon çiftleri meydana gelmiş olur. Bu işlem sırasında fotonlar enerjilerinin büyük bir kısmını foto elektronlara aktarırlar. Bu foto elektronlar enerjileri bitinceye kadar yolları üzerinde elektron-hol çiftleri oluştururlar. Uygulanan ters beslem nedeniyle meydana gelen elektrik alan elektron-hol çiftlerini toplar. Ters beslem nedeniyle elektronlar n-tipi, boşluklar (holler) p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektöre gelen foton enerjisi ile orantılı sayıda elektron-hol çifti oluşur. Sayaç maddesinin seçiminde elektron-hol çifti veriminin büyük olması, yani elektron hol çifti başına düşen enerjinin küçük olması tercih edilir. Aynı fotonun meydana getirdiği + ve – yükler çeşitli etkileşmelerden sonra tekrar birleşebilirler ki bu olaya rekombinasyon denir. Yarıiletken dedektörlerde, dedektör içi bir amplifikasyon olmadığından bu dedektörlerde alçak gürültü ve yüksek kazançlı ön amplifikatöre ihtiyaç vardır. Bu iş için genellikle FET (field-effect-transistor) kullanılmaktadır. FET toplanan yükü, akım pulslarına dönüştürmektedir. Dedektör elementi ve dedektör kapasitansındaki sızıntı akımı sistemin gürültüsüne ve rezolüsyonun düşmesine neden olur. Sızıntı akımından kaynaklanan gürültü sıvı azot sıcaklığında (-196 °C) ihmal edilebilir bir dereceye düşmektedir. Mikrofonik gürültü üretilmesi de rezolüsyon genişlemesinin önemli bir kaynağıdır. FET'in sıvı azot sıcaklığında ve dedektöre yakın tutulması mikrofonikleri azaltmaktadır. Dedektörün sıvı

azot içerisinde tutulması katı materyal içindeki termal olarak uyarılmış taşıyıcılardan kaynaklanan elektriksel gürültüyü de minimuma indirir. Yarıiletken dedektörlerin bütün yük taşıyıcılarını durdurmak için sıvı azot sıcaklığında tutulmasına ek olarak, kristalinin de vakuma alınması gerekir.

Radyasyon, dedektörün hassas hacminde soğurulduğundan, soğrulan foton enerjisi ile orantılı olarak elektrik sinyaline çevrilir. Üretilen bu elektrik sinyali dedektöre yakın olan ön yükselticiye gelir. Oradan ana yükselticiye ve sonra çok kanallı analizöre ulaşır. Buraya gelen sinyal; elektronik gürültü, yük taşıyıcılarda istatistiksel dalgalanma ve tamamlanmamış yük toplanmasından dolayı genişletilmiş çizgi spektrumunu oluşturur. Enerji rezolüsyonu, pik/Compton oranı, dedeksiyon verimi, pencere kalınlığı, temel sayma (background) seviyesi ve dedektör-kaynak mesafesi radyoaktif kaynaktan gelen radyasyonun spektrumunu etkiler.

Ön yükselticiler küçük sinyal akımını daha geniş sinyal pulsuna dönüştürmek için ana yükselticiye düşük dirençli (50 ohm) kablolarla bağlanır. Dirençli geri beslemeli (resistive feedback (RFB)) ve optik pulslu geri beslemeli (pulsed optical feed-back (POFB)) olmak üzere iki farklı ön yükseltici vardır. RFB ön yükselticiler puls şekillendirme çıkışına sahiptirler ve bu yüzden genel amaçlı dedektörlerde kullanılır. POFB ön yükselticiler ise düşük enerji bölgesindeki yüksek rezolüsyonlu spektrometrelerde kullanılırlar. Şekil 2.1’de dedektör kristaline ulaşan fotonun, yarıiletken tabaka ile etkileşimi görülmektedir.

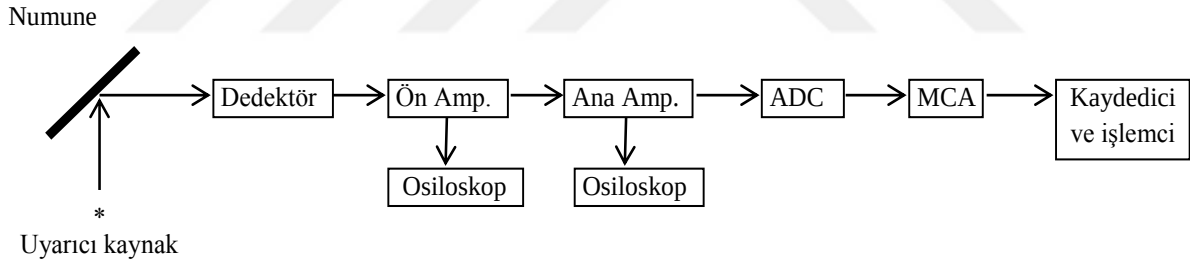
Coaxial (eş eksenli), planar (düzlemsel), well type (kuyu tipi) gibi farklı germanyum dedektör tipleri vardır. Farklı dedektör tiplerinde gama ve x-ışınları için dedektör verimi, enerji aralığı ve enerji rezolüsyonu farklıdır. Coaxial p-tipi germanyum dedektörler gama ışınları için kullanılır ve enerji aralığı 100 keV’den yaklaşık 10 MeV’e kadardır. Bu dedektörler düşük enerjili gama ve x-ışınları için tercih edilmezler. Çünkü yüksek enerjili gama ışınları dedektörün alüminyum penceresiyle dedektörün aktif hacmine geçebilmelidir. X-ışını spektroskopisinde, n-tipi ve planar dedektörler kullanılabilir. Çünkü bu dedektörler ince berilyum pencereden yapılmıştır. Düşük enerjilerde dedektör verimi kesit alanı ve pencere kalınlığının bir fonksiyonu iken, yüksek enerjilerde dedektör veriminin az veya çok olması dedektörün aktif hacmi ile doğrudan bağlantılıdır.



Şekil 9. Dedektör Kristali İle Foton Etkileşimi.

2.1.1. Güç Kaynağı.

Bir x-ışını spektrometresinin şematik gösterimi Şekil 9’da verilmiştir. Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine yüksek gerilim uygulanmalıdır. En iyi çalışma gerilimi, deneyde kullanılan dedektöre ait kullanım bilgilerinin iyi bir analizi sonucunda dedektöre ve sistem bileşenlerine zarar vermeyecek düzeyde olacak şekilde belirlenir. Bu çalışmada kullanılan U-LEGe dedektöre -500 V gerilim uygulanmıştır. Gerilimin dedektöre uygulanması kademeli olarak yapılarak oluşabilecek hasarlardan dedektörün korunması sağlanmıştır.



Şekil 10. Bir X-Işını Spektrometresinin Şematik Gösterimi.

2.1.2. Ön Yükseltici.

“Şekil 10’da gösterilen ön yükselticinin temel görevi, dedektörün çıkışı ile sayma sisteminin geri kalan kısmı arasında en iyi bağlantıyı sağlamaktır. Aynı zamanda ön yükseltici, sinyali değiştirebilen gürültü kaynaklarını minimum yapmak için de kullanılır. Dedektörden çıkan sinyal milivolt mertebesinde ve çok zayıftır. Sinyal kaydedilmeden önce binlerce kez büyütülmelidir. Bunun yapılabilmesi için sayma sisteminde ön yükselticilere ihtiyaç duyulur. Herhangi bir sinyalin bir kablo içinden iletimi, sinyali belirli bir miktar azaltır. Dedektörün çıkışındaki sinyal zayıf olursa, iletime eşlik eden elektronik gürültüde kaybolabilir. Elektronik gürültüde sinyalin kaybolmasını önlemek için ön yükseltici mümkün olduğu kadar dedektörün yakınına yerleştirilir. Bundan dolayı ön yükselticinin girişi dedektörle aynı şekilde soğutulur.

Ön yükseltici sinyale şekil verir yani dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Yükseltici ile dedektörün empedansını eşleyerek sinyalin zayıflamasını azaltır” (Tsoulfanidis, 1995).

2.1.3. Yükseltici.

“Bir yükselticinin ilk görevi; ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek ve sayılması için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek, ikinci görevi ise; pulsları, puls genliği ve x-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi aynen koruyarak işleme uygun bir hale getirmektir. Kullanıcı, puls genişliğini belirleyen şekillendirme zaman sabitinin (shaping time) seçimine dikkat etmelidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi rezolüsyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Çünkü sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri yüklerin rastgele daha fazla toplanmasına neden olur” (Debertin and Helmer, 1988).

2.1.4. Analog Sayısal Dönüştürücü (ADC).

“Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) görevi yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle (dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle) orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları lineer yükselticide büyütüldükten sonra ADC'ye gönderilirler. ADC'de analog işlemleri yapılan bu pulslar çok kanallı analizöre gönderilir ve orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Bu sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili karakteristik x-ışınları bir tepe (pik) oluştururlar. Bu pikler bir araya geldiğinde enerjiye veya dalgaboyuna karşı şiddet desenleri oluştururlar ki bu desene x-ışını spektrumu denir” (Debertin and Helmer, 1988).

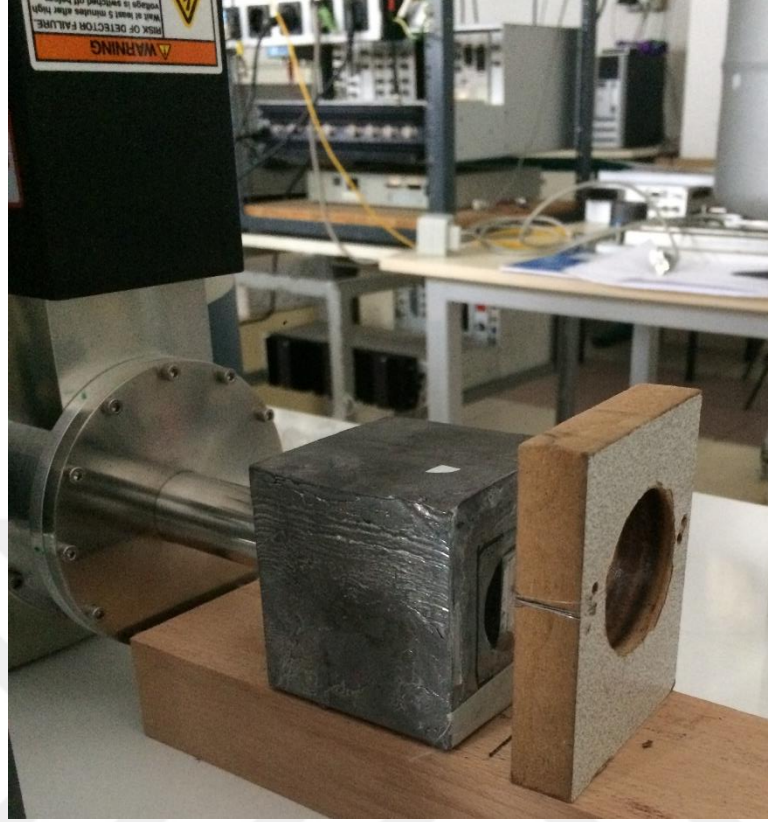
2.1.5. Çok Kanallı Analizör (MCA).

Çok kanallı analizör (multi channel analyzer, MCA) sayısal hale getirilmiş pulsları uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Her kanal kalibrasyon işlemiyle belirlenmiş olan belli bir enerji aralığına düşen pulsları sayar.

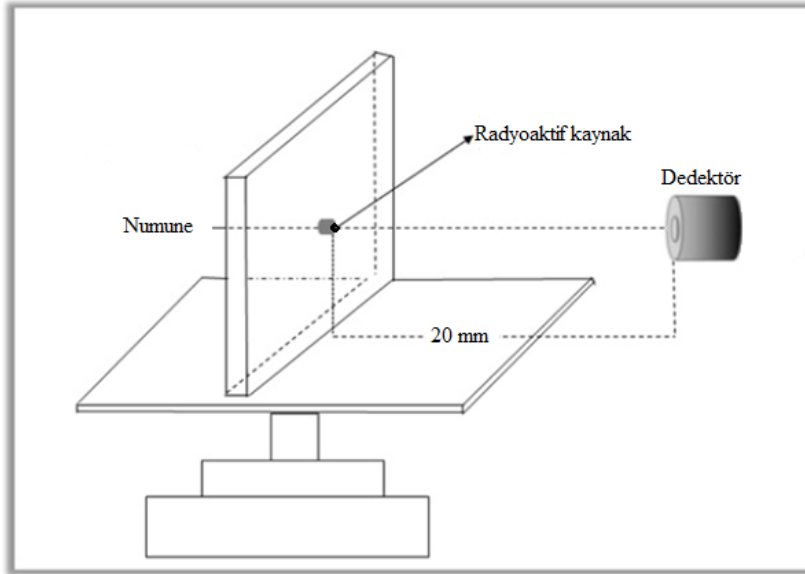
2.2. EDXRF Sayma Sistemi

Bu tez çalışmasında Şekil 10'da görülen EDXRF sayma sistemi, üzerinde ön yükseltici bulunduran bir U-LEGe dedektör, ikincil bir yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, sistemin yönetimini sağlayan ve spektrumların değerlendirilmesinde kullanılan MCA-3A çok kanallı analizör ve FAST ComTec programının yüklü olduğu bir bilgisayardan oluşmaktadır. Deney

sisteminin fotoğrafı Şekil 11’de verilmiştir. Deneyde kullanılan geri saçılma (backscattering) geometrisi ise şematik olarak Şekil 12.’de verilmiştir.



Şekil 11. U-LEGe Dedektörün Kullanıldığı Deney Düzenekinin Fotoğrafı.



Şekil 12. Backscattering Geometrisinin Şematik Gösterimi.

2.3. Numunelerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında incelenmek üzere seçilen bor bileşiklerinden bazıları Eti Maden İşletmeleri Genel Müdürlüğü'nden temin edilmiştir. İncelencek bor bileşikleri kullanılarak pellet formunda numuneler hazırlanmıştır. Hazırlanan numunelerin mümkün olduğunca ince bir yapı oluşması hedeflenmiştir. Böylece, elde ettiğimiz saçılma spektrumunda numuneden gelen çoklu saçılma etkileri en aza indirilmiş olmaktadır. Toz numunelerin tümü 5 tonluk basınç altında preslenerek 0,65 cm yarıçaplı pelletler haline getirilmiştir. Pellet haline getirilen numunelerin kütleleri 10^{-5} gram hassasiyete sahip bir terazide tartılmıştır. Her bir numune için 7200 s'lik ölçümler alınmıştır. Tez çalışmasında kullanılan numunelerle ilgili bilgiler Çizelge 2'de verilmiştir. Şekil 13'de kolemanit ve uleksit numunelerinden gerisaçılma geometrisinde ($\theta=180^\circ$) elde edilen tipik saçılma spektrumları verilmiştir. Numunesiz alınan ölçümlerden faydalanarak background çıkarması yapılmış, ilgilenilen piklerin altında kalan alanlar FAST ComTec programı ile değerlendirilmiştir.

Tablo 2. Numunelerin Özellikleri.

Bileşik (Kimyasal formül)	Bileşik (Adı)	Kütle kalınlığı (g/cm ²)
H ₃ BO ₃	Borik asit	0,4235
Na ₂ [B ₄ O ₅ (OH) ₄]8H ₂ O	Boraks	0,0323
NaCaB ₅ O ₉ 8H ₂ O	Uleksit	0,0365
Ca ₂ B ₆ O ₁₁ 5H ₂ O	Kolemanit	0,0532
B ₂ O ₃	Boron trioxide	0,2214
2ZnO.3B ₂ O ₃ .3,5H ₂ O	Çinkoborat	0,1522
ZrB ₁₂	Zirkonium borid	0,0532
B ₄ MnO ₇	Boron manganese oxide	0,3105
KBF ₄	Potassium tetrafluoroborate	0,0743
B ₂ Ti	Titanium boride	0,0232
FeB	Iron monoboride	0,4423
LaBO ₃	Lanthanum III borate	0,3522
Fe ₂ B	Iron boride	0,5321

ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

3. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

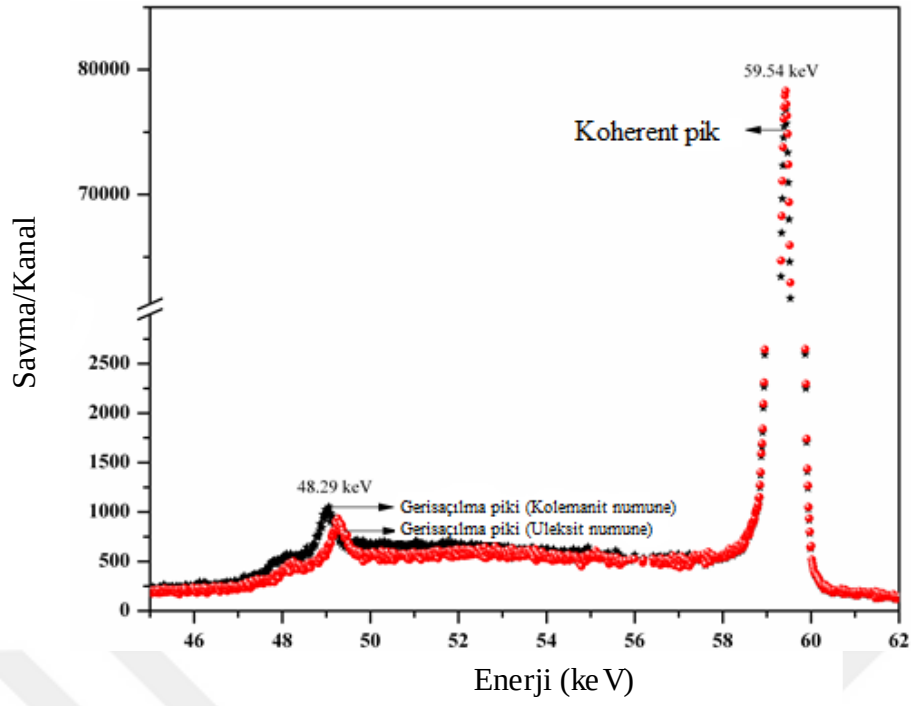
Bu tez çalışmasında borik asit, boraks, uleksit, kolemanit, boron trioxide, çinkoborat, boron manganese oxide, potassium tetrafluoroborate, titanium boride, iron monoboride, lantanum (III) borate ve iron boride bileşiklerinden hazırlanan numuneler EDXRF sisteminde incelenmiştir. Gerisaçılma geometrisinde her bir numunenin koherent saçılma piki (59.54 keV) ve gerisaçılma piki (48,29 keV) altında kalan alanlar belirlenmiştir. Koherent ve geri saçılma pikleri altında kalan alanların oranları hesaplanmıştır. Her bir bileşiğin ortalama atom numarası Denk. (3.1) bağıntısı kullanılarak hesap edilmiş, saçılma pikleri şiddet oranları ile birlikte Çizelge 3.1'de sonuçlar verilmiştir.

$$\bar{Z} = \frac{\sum_i n_i Z_i}{n} \quad (3.1)$$

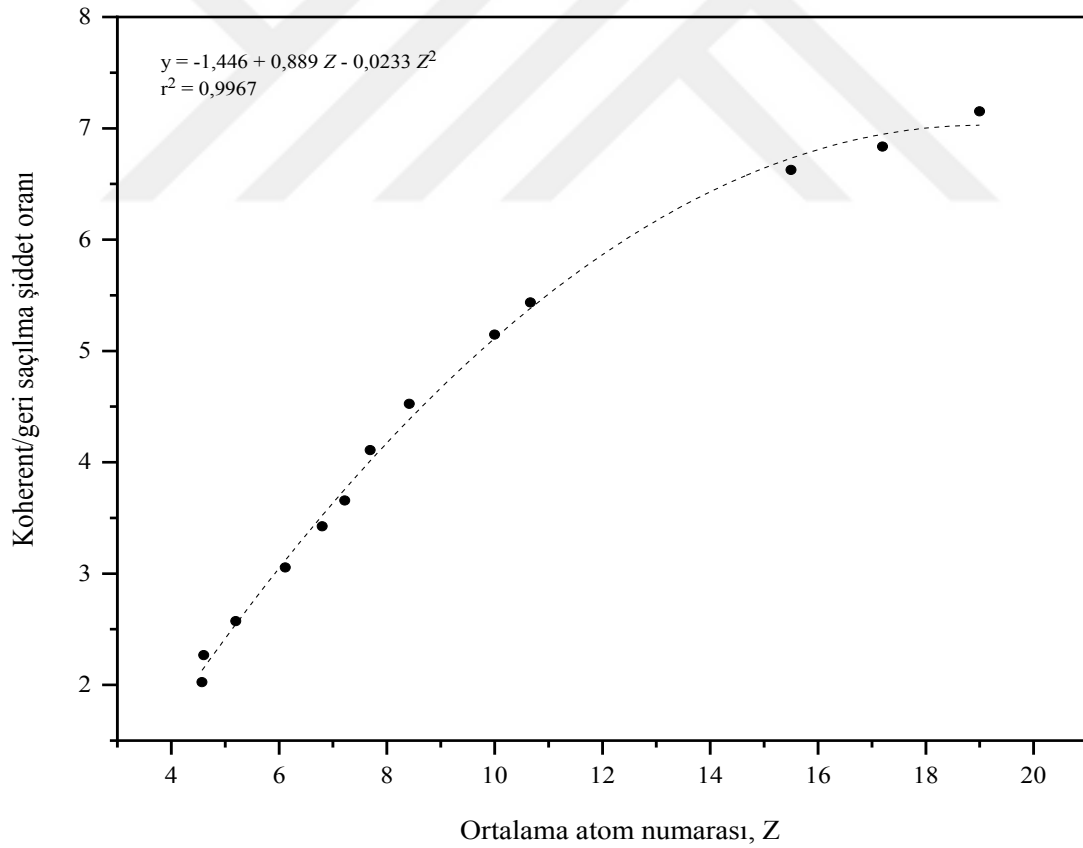
Denk. (3.1)'de Z_i bileşik içerisinde ilgilenilen elementin atom numarası, n_i bileşikte i . elementin atomlarının sayısıdır ve n bileşikteki toplam atom sayısıdır. Tablo 3'deki veriler kullanılarak Şekil 14. çizilmiştir.

Tablo 3. *İncelenen Bor Bileşiklerinin Ortalama Atom Numaraları ve Koherent/Backscattering Şiddet Oranları*

Bileşik adı	Ortalama atom numarası	Koherent/Backscattering şiddet oranı
Borik asit	4,571	2,024
Boraks	4,605	2,268
Uleksit	5,200	2,573
Kolemanit	6,118	3,054
Boron trioxide	6,800	3,425
Çinkoborat	7,220	3,656
Zirkonium borid	7,692	4,108
Boron manganese oxide	8,417	4,525
Potassium tetrafluoroborate	10,00	5,147
Titanium boride	10,67	5,436
Iron monoboride	15,50	6,626
Lanthanum III borate	17,20	6,835
Iron boride	19,00	7,152



Şekil 13. Kolemanit ve Uleksit Numunelerinden Elde Edilen Saçılma Spektrumları.



Şekil 14. Koherent/geri Saçılma Şiddet Oranlarının Ortalama Atom Numarası İle Değişimi.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, EDXRF sisteminde koherent ve gerisaçılan piklerinin şiddet oranları ile ortalama atom numarası arasındaki değişim incelenmiştir. Ortalama atom numarası $4,571 \leq Z \leq 19,00$ arasında olan bazı bor bileşikleri 59,54 keV foton enerjisinde uyarılmış, numunelerden saçılan fotonlar U-LEGe dedektörü tarafından sayılmıştır. Saçılma şiddet oranlarının deneysel olarak belirlenmesinde yapılan hata, spektrumdaki koherent ve gerisaçılma pikleri altındaki alanların değerlendirilmesinden (%2,1-%4,12), numune hazırlamadan (1,95–2,41%) ve istatistik hatalardan (<%1) kaynaklanmaktadır. Deneysel parametreleri etkileyen toplam hata (%3,04-%4,88) arasındadır.

İncelenen her bir numunenin şiddet oranları ortalama atom numarasının fonksiyonu olarak çizilmiştir. Bor bileşiklerinin koherent/gerisaçılma piklerinin şiddet oranlarının artan ortalama atom numarası ile arttığı gözlemlenmiştir. Koherent/gerisaçılma piklerinin şiddet oranları ile ortalama atom numarası arasında ikinci dereceden fonksiyonel bir ilişki vardır. Bu fonksiyonel ilişki için bulunan korelasyon katsayısı $r^2=0,9967$ 'dir. Elde edilen bu sonuç koherent ve gerisaçılma şiddet oranının kompozit bir materyalin etkin atom numarasının tayin edilmesinde, yani kalitatif analizinde, geri saçılma geometrisinde yapılacak çalışmaların hassasiyetini göstermektedir. Dolayısıyla bu çalışmada kullanılan deneysel metot, etkin atom numarasının belirlenmesinde soğurma deneylerine alternatif olabilecek bir yöntemdir. Aynı zamanda bu metot, düzeltme faktörü isteyen soğurma deneylerine nazaran daha hassas sonuçların da elde edilebileceği bir yöntemdir. Literatürde seyreltme metodu ile çalışılacak atom numarası aralığının belirlenmesine ilaveten bir elementin bileşikleri kullanılarak atom numarası aralığının belirlenmesi ve şiddet oranlarının değişiminin incelenmesi literatür için bir kazanım olacaktır. Bilindiği üzere EDXRF'de kalitatif analizin yapılabilirliği $Z=11$ olan elementten itibaren söz konudur. Bu tez çalışmasında elde edilen kalibrasyon denklemi çok hafif elementlerden müteşekkil kompozitlerin etkin atom numaralarının EDXRF sisteminde belirlenmesini mümkün kılmaktadır.

KAYNAKLAR

- Akkus, T., Uzunoglu, Z., Yilmaz, D., 2019. Variation of scattering intensity ratios with mean atomic number using a dilution technique in EDXRF. *Appl. Radiat. Isot.* 145, 7–11.
- Akkus, T., Yilmaz, D., 2020. Mean atomic number analysis by the coherent to backscattering intensity ratios at 59.54 and 661.62 photon energies.
- Akkus, T., Uğurlu, M., Demir, L., 2019. Variation of coherent to Compton scattering differential cross-section ratios of some lanthanides with the external magnetic field at 59.54 keV. *Results Phys.* 13, 102265.
- Antoniassi, M., Conceicao, A.L.C., Poletti, M.E., 2011. Study of effective atomic number of breast tissues determined using the elastic to inelastic scattering ratio. *Nucl. Instr. and Meth. A* 652, 739-743.
- Debertin, K., and Hemler, R.G., 1988. *Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*. Elsevier Science Publishers, 94-97, New York, USA.
- Demir, D., 2005. Dış elektrik ve manyetik alanların Compton saçılması ile K ve L X-ışınlarının açısal dağılımına etkisinin incelenmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Donativi, M., Quarta, S., Cesareo, R., Castellano, A., 2007. Rayleigh to Compton ratio with monochromatic radiation from an X-ray tube. *Nucl. Instrum. Methods B* 264, 189–193.
- Dözen, C., 2006. M tabakası X-ışınları üretim tesir kesitlerinin hesaplanması. Kahraman Maraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi.
- Gedik, Z., 2013. Bazı potansiyel biyoaktif bileşiklerin kütle soğurma katsayıları, etkin atom numaraları, atomik tesir kesitleri ve foton kuvvetlendirme faktörlerinin incelenmesi
- Hubbell, J.H., Overbo, I.J., 1979. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross-section. *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 8, 69-105.
- İçelli, O., 2006. Practical method for experimental effective atomic number in the coherent to Compton scattering ratio. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 101, 151–158.
- Kumar, S.P., Umesh, T.K., 2011. Experimental measurement of effective atomic number of composite materials for Compton effect in the γ -ray region 280-1115 keV by a new method. *Pramana – J. Phys.* 77, 335-344.
- Kumar, S.P., Manjunathaguru, V., Umesh, T.K., 2010. Effective atomic numbers of some H-, C-, N- and O-based composite materials derived from differential incoherent scattering cross-sections. *Pramana J. Phys.* 74, 555-562.
- Kurudirek, M., 2011. Bazı çoklu element yapıdaki maddelerin foton etkileşimi, foton enerji soğurması, foton kuvvetlendirme faktörü ve hızlı nötron azaltma tesir kesitleri açısından incelenmesi, Atatürk Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi.
- Sabharwal, A.D., Singh, M., Singh, B., Sandhu, B.S., 2008. Response function of NaI(Tl) detectors and multiple backscattering of gamma rays in aluminium, *Applied Radiation and Isotopes* 66, 1467-1469.
- Sabharwal, A.D., Singh, B., Sandhu, B.S., 2009. Investigations of multiple backscattering and albedos of 1.12 MeV gamma photons in elements and alloys. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 151–156.
- Singh, M.P., Sandhu, B.S., Singh, B., 2007a. Measurement of effective atomic number of composite materials using scattering of gamma-rays. *Nucl. Instr. and Meth. A* 580, 50-53.

- Singh, M.P., Sandhu, B.S., Singh, B., 2007b. Measurement of the effective atomic number of composite materials using Rayleigh to Compton scattering of 279 keV gamma-rays. Phys. Ser. 76, 281-286.
- Singh, M.P., Sharma, A., Singh, B., Sandhu, B.S., 2013. An experimental study on cross-section ratio of coherent to incoherent scattering for 145 keV incident gamma photons, Radiat. Meas. 59, 30–36.
- Söğüt, Ö., Küçükönder, A., Büyükkasap, E., 2004. Dependence on average atomic number of coherent/incoherent scattering intensity ratios in compounds. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 87 (1), 15–23.
- Tsoufanidis, N., 1995. Measurement and Detection of Radiation, Taylor&Francis, London, UK, 157-158.
- Turşucu, A., 2012, Atom numarası $21 \leq Z \leq 71$ arasında olan nadir toprak elementler ve oksitli bileşiklerinin etkin atom numaralarının gama ışınlarının saçılması ve soğurulmasından faydalanılarak bulunması. Atatürk Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi.
- Van Grieken, R.E., Markowicz, A.A., 1992. Handbook of X-ray spectrometry, Marcell Dekker, Inc., New York.

İnternet Kaynakları

- Anonim, 2020, X Işınları, Yakın Doğu Üniversitesi, <https://neu.edu.tr/wp-content/uploads/2015/11/BMT-211-ders-notu-X-Işınları.pdf> (24.01.2020)
- Bor Araştırma Enstitüsü, 2020. Bor Elementi, Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı, <https://www.boren.gov.tr/Sayfa/bor-elementi/23> (23.01.2020).
- Tübitak, 2020. Tübitak Bor Raporu Ek 2H, https://www.tubitak.gov.tr/tubitak_content_files/vizyon2023/mm/Ek2h.pdf (23.01.2020).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı:	Emrah BİLİCİ
Doğum tarihi:	5 AĞUSTOS 1987
Doğum Yeri:	Posof/Ardahan
Uyruğu:	T.C.
Adres:	Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi
Tel:	0543 434 02 94
E-mail:	emrah.bilici16@ogr.atauni.edu.tr
Eğitim	
Lise:	Bağcılar Lisesi
Lisans:	Zonguldak Karaelmas Üniversitesi/ Fen Fakültesi
Yüksek lisans:	Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Ens. Fizik Anabilim Dalı (2017)
Doktora:	
Yabancı Dil Bilgisi	
İngilizce:	İyi
Almanca:	-
Rusça:	-
Üye Olunan Mesleki Kuruluşlar	