



**BAZI TERMOLÜMİNESANS DOZİMETRİK
BİLEŞİKLERİN COMPTON VE KOHERENT
SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN
59,54 keV FOTON ENERJİSİNDE BELİRLENMESİ**

Ümmühan ŞİMŞEK

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Prof. Dr. Demet YILMAZ

2016

Her Hakkı Saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**BAZI TERMOLÜMİNESANS DOZİMETRİK BİLEŞİKLERİN
COMPTON VE KOHERENT SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN
59,54 keV FOTON ENERJİSİNDE BELİRLENMESİ**

Ümmühan ŞİMŞEK

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

**ERZURUM
2016**

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

**BAZI TERMOLÜMİNESANS DOZİMETRİK BİLEŞİKLERİN COMPTON VE
KOHERENT SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN 59,54 keV FOTON
ENERJİSİNDE BELİRLENMESİ**

Prof. Dr. Demet YILMAZ danışmanlığında, Ümmühan ŞİMŞEK tarafından hazırlanan bu çalışma ..06../01../2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı – Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak **oybirliği/oy çokluğu** (3./3.) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Elif BOYDAS

İmza : E Boydaş

Üye : Prof. Dr. Demet Yılmaz

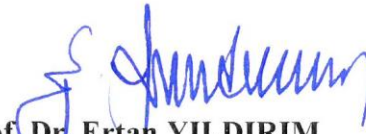
İmza : Demet

Üye : Yard. Doç. Dr. Güner TURKUT

İmza : G. Turkut

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu 07/01/2016 tarih ve 02/25 nolu kararı
ile onaylanmıştır.


Prof. Dr. Ertan YILDIRIM
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BAZI TERMOLÜMİNESANS DOZİMETRİK BİLEŞİKLERİN COMPTON VE KOHERENT SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN 59,54 keV FOTON ENERJİSİNDE BELİRLENMESİ

Ümmühan ŞİMŞEK

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı
Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Demet YILMAZ

Bu çalışmada BaSO_4 , CaF_2 , Mg_2SiO_4 , MgSO_4 ve $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ termolüminesans dozimetrik bileşiklerden hazırlanan numunelerin 95° , 105° , 115° , 125° ve 135° saçılma açılarına karşılık koherent ve Compton saçılma şiddet oranlarındaki değişim EDXRF sistemi ile incelenmiştir. Numuneler Am-241 nokta kaynağından çıkan 59,54 keV enerjili fotonlarla bombardıman edilmiştir. Numunelerden saçılan fotonların sayılmasında rezolüsyonu 5,9 keV’de 199,6 eV olan HPGe dedektör kullanılmıştır. Dedektör-numune arasında kalan havanın soğurma faktörü ($\beta_{\gamma a}$), numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörü ($\beta_{\gamma t}$), ve dedektörün koherent ve Compton saçılma tepelerinin enerjilerinde fotopik veriminin dikkate alınmasıyla elde edilen düzeltilmiş şiddet formülü ile deneysel hesaplamalar yapılmıştır. Termolüminesans dozimetrik bileşiklerin koherent ve Compton saçılma şiddet oranının artan saçılma açısıyla azaldığı gözlemlenmiştir.

2016, 36 sayfa

Anahtar Kelimeler: Termolüminesans dozimetrik bileşik, Compton saçılması, koherent saçılma, diferansiyel tesir kesiti.

ABSTRACT

MS Thesis

DETERMINATION OF COMPTON AND COHERENT SCATTERING CROSS SECTIONS FOR SOME THERMOLUMINESCENCE DOSIMETRIC COMPOUNDS AT 59,54 keV PHOTON ENERGY

Ümmühan ŞİMŞEK

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

Supervisor: Prof. Dr. Demet YILMAZ

In this work, Compton and coherent scattering differential cross sections of some thermoluminescence dosimetric compounds such as BaSO_4 , CaF_2 , Mg_2SiO_4 , MgSO_4 , $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ have been measured for scattering angles $\theta=95^\circ$, 105° , 115° , 125° and 135° with a EDXRF system. The samples were irradiated by 59,54 keV energy photons emitted from an Am-241 radioactive source. The scattering photons were measured using a HPGe detector with a resolution of 199,6 eV at 5,9 keV. The attenuation factor of air between the detector and samples ($\beta\gamma\alpha$), the sample's absorption factor for photons scattered from the sample ($\beta\gamma t$) and the photopeak efficiency of detector for Compton and coherent energies have been made for experimental calculations. It is observed that Compton and coherent scattering intensity ratios decrease with the increasing scattering angle.

2015, 36 Pages

Keywords: Thermoluminescence dosimetric compound, Compton scattering, Coherent scattering, Differential cross sections.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde yapılmıştır. Bu çalışmanın planlanması ve yürütülmesinde tecrübelerini ve kıymetli bilgilerini esirgemeyen çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Demet YILMAZ'a en içten şükranlarımı arz ederim.

Çalışmalarım sırasında yapmış oldukları katkılardan dolayı değerli hocalarım Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN ve Sayın Arş. Gör. Tuba AKKUŞ'a teşekkür ederim.

Teşvik ve desteklerinden dolayı değerli aileme teşekkürlerimi sunarım.

Ümmühan ŞİMŞEK

Ocak, 2016

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	5
2.1. Termolüminesans Olay.....	5
2.2. X-Işınları	7
2.2.1. Karakteristik X-Işınları.....	8
2.2.2. Sürekli X-Işınları	10
2.3. X- ve Gama Işınlarının Madde ile Etkileşmesi	12
2.3.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması	13
2.3.2. Fotoelektrik olay.....	14
2.3.3. Compton saçılması	15
2.3.4. Koherent saçılma	16
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	17
3.1. Deney Geometrisi.....	17
3.1.1. HPGe dedektörünün çalışma prensibi	17
3.2. HPGe Dedektörün Karakteristik Özellikleri	19
3.3. Sayma Sistemi	20
3.3.1. Güç kaynağı.....	21
3.3.2. Ön yükseltici.....	21
3.3.3. Yükseltici.....	21
3.3.4. Analog sayısal dönüştürücü (ADC)	22
3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA).....	22
3.4. Numunelerin Hazırlanması.....	22
3.5. Deneysel Hesaplamalar	24

4. ARAŞTIRMA BULGULARI	27
5. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	33
KAYNAKLAR	35
ÖZGEÇMİŞ	37



SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

ADC	: Analog sayısal dönüştürücü
c	: Işık hızı
e	: Elektron yükü
E_b	: Elektronun bağlanma enerjisi
E_k	: Elektronun kinetik enerjisi
E_x	: Yayımlanan x-ışını enerjisi
FET	: Alan etkili transistör
h	: Planck sabiti
I	: Elektromanyetik radyasyon bir soğurucu maddeden geçtikten sonraki şiddet
i	: Akım
K	: Orantı katsayısı
K_e	: Fotoelektronun sahip olduğu enerji
I_0	: Başlangıçtaki şiddet
m_0	: Durgun kütle
MCA	: Çok kanallı analizör
$N_{\text{gözlener}}$	: Compton veya koherent tepesi alanı
P	: Sürekli ışıma ihtimali
P_e	: Elektronun momentumu
POFB	: Optik pulslu geri beslemeli ön yükseltici
q	: Parçacığın elektron yükü cinsinden yükü
RFB	: Dirençli geri beslemeli ön yükseltici
T	: Parçacığın kinetik enerjisi
t	: Soğurucu maddenin kalınlığı
V_0	: X-ışını tüpüne uygulanan yüksek gerilim
Z	: Atom numarası
$\beta_{\gamma a}$	: Dedektör ve numune arasında kalan havanın soğurma faktörü
$\beta_{\gamma t}$	: Numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörü

ε_γ	: Dedektörün Compton ya da koherent tepesi için fotopik verimi
$\lambda_{\max}$	: Maksimum dalgaboyu
$\lambda_{\min}$	: Kısa dalgaboyu sınırı
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ_m	: Kütle soğurma katsayısı
ρ	: Soğurucu madde yoğunluğu
θ	: Saçılma açısı
$\emptyset$	: Geri tepme açısı
$\Delta\lambda$	: Compton kayması

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Termolüminesans olay.	5
Şekil 2.2. Termolüminesans dozimetre.	6
Şekil 2.3. Termolüminesans olayla arkeolojik yaştın tayin edilmesi.	7
Şekil 2.4. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K tabakası x-ışınları.	10
Şekil 2.5. Sürekli x-ışını oluşumu.	11
Şekil 2.6. Fotoelektrik olay.	14
Şekil 2.7. Compton saçılması	15
Şekil 3.1. Dedektör kristali ile foton etkileşimi	19
Şekil 3.2. Sayma sistemi	20
Şekil 3.3. Deney geometrisi	23
Şekil 3.4. HPGe dedektörün fotopik verimi.	26
Şekil 3.5. CaF_2 bileşğinden elde edilen saçılma spektrumu	26
Şekil 4.1. BaSO_4 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değışimi	30
Şekil 4.2. CaF_2 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değışimi	30
Şekil 4.3. Mg_2SiO_4 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değışimi	31
Şekil 4.4. MgSO_4 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değışimi	31
Şekil 4.5. $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değışimi.	32

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri.	9
Çizelge 3.1. Termolüminesans dozimetrik bileşiklerin özellikleri	24
Çizelge 4.1. BaSO ₄ için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.....	27
Çizelge 4.2. CaF ₂ için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.	28
Çizelge 4.3. Mg ₂ SiO ₄ için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.....	28
Çizelge 4.4. MgSO ₄ için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.	29
Çizelge 4.5. ZnSO ₄ ·7(H ₂ O) için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.....	29

1. GİRİŞ

Termodinamik denge durumunda olan bir sistemin dış enerji kaynağından enerji soğurarak uyarılması sonucunda yarıkararlı duruma geçmesi ve hemen ısı enerjisiyle birlikte fazla enerjinin yayınlanarak sistemin denge durumuna dönmesine "termolüminesans" olayı denir. Uyarılmaya sebep olan dış enerji kaynağı iyonlaştırıcı radyasyondur. Yarıiletken veya yalıtkan kristal iyonlaştırıcı radyasyona maruz bırakıldığında enerji soğurur. Soğurulma işlemi valans bandındaki elektronların birazının serbest kalmasına ve kristal içinde serbest elektron-boşluk çiftlerinin oluşmasına sebep olur. Boşluklar valans ve serbest kalan elektronlar da iletkenlik bandında hareket ederler. Hareket sırasında serbest yük taşıyıcılar zıt işaretli başka yük taşıyıcılar ile yeniden birleşebilir veya kristal içindeki safsızlık ve kusurlar tarafından ortaya çıkmış olan yük taşıyıcı tuzakları tarafından yakalanabilirler. Elektronlar bir müddet bu tuzaklarda kalırlar. İyonlaştırıcı radyasyon uzaklaştırılıp kristal ısıtılırsa burada hapsolan yük taşıyıcıları yeterli ısı enerjisi kazandıklarında tekrardan serbest hale gelerek iletim bandına geçerler. Serbest kalan elektronlar, kristal içinde hareket ederken zıt işaretli yük taşıyıcıları ile yeniden birleşirler. Bu birleşme olayı ışınlı ise termolüminesans bir foton yayınlanır. Termolüminesans olayda yayımlanan ışığın miktarının ölçülmesi termolüminesans dozimetrenin temelini oluşturmaktadır.

Compton ve koherent saçılma tesir kesit oranları ile ilgili çeşitli deneysel ve teorik çalışmalar mevcuttur. Duvauchelle *et al.* (1999), içerisinde alüminyum, potasyum, demir, kalsiyum, bakır, çinko, iyot ve gadolinyum elementleri bulunan sıvı numuneler için Compton ve koherent saçılan fotonların oluşturduğu tepelerin alanlarının oranından etkin atom numaralarını belirlemişlerdir. Söğüt *et al.* (2004), yaptıkları çalışmada bazı bileşikler için koherent/Compton saçılma şiddet oranlarını hesaplamışlardır. Yaptıkları çalışmada ortalama atom numarası arttıkça bu oranın da arttığını gözlemlemişlerdir. Conti *et al.* (2014), x-ışını tüpü ile elde ettikleri 22,16 keV enerjili fotonlarla H_3BO_3 , Na_2CO_3 , $(NH_4)_2SO_4$, MgO , $CaSO_4(2H_2O)$ ve KCl bileşiklerinin koherent ve Compton saçılma şiddet oranını hesaplayarak bileşiklerin kütle soğurma katsayıları ile ilgili hesaplamalar yapmışlar. Kurucu *et al.* (1998), 59,54 keV enerjili fotonlarla Al , Sn ve Ta

elementlerine ait Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerini 81° , $85,5^\circ$, 90° ve $91,5^\circ$ saçılma açılarında hesaplamışlardır.

İçelli *et al.* (2002), atom numarası $26 \leq Z \leq 82$ olan elementler için 55° ve 115° saçılma açılarında Compton ve koherent saçılma şiddet oranı ile ilgili bir çalışma yapmışlar. Yaptıkları çalışmada yüksek atom numaralı elementlerde şiddet oranları ile ilgili deneysel sonuçların teorik sonuçlarla uyuşmadığını belirlemişlerdir. Özellikle küçük saçılma açılarında Compton saçılma diferansiyel tesir kesiti ölçümlerinde elektronların bağlanma enerjilerinin önemli bir parametre olduğu ve ayrıca koherent ve Compton saçılma diferansiyel tesir kesit oranlarının artan saçılma açısıyla azaldığı sonucuna varmışlardır.

Şimşek and Ertuğrul (2004), Zr, Nb ve Mo elementlerinin Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri oranının açisal dağılımın $59,54$ keV enerjili fotonlarla 40° ve 135° saçılma açılarında incelemişlerdir ve teorik sonuçlarla karşılaştırmışlar. İçelli (2006), $59,54$ keV enerjili gama ışınlarının saçılma açısının 60° olduğu deney geometrisinde Sb_2O_3 , BaO , La_2O_3 , CeO_2 ve NdO_3 bileşiklerinden Compton ve koherent tepelerinin şiddet oranını belirleyerek etkin atom numarasını hesaplamıştır.

Singh *et al.* (2007a), 145 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak atom numarası $6 \leq Z \leq 64$ olan elementleri saçılma açısının 70° olduğu deney geometrisinde inceleyerek Compton ve koherent tepelerinin altında kalan alanları oranladılar ve etkin atom numarasını hesaplamışlar. Singh *et al.* (2007b), saçılma açısının 50° olduğu deney geometrisinde Hg kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili fotonları kullanarak akrilik ve bakalit numuneler için etkin atom numarasını belirlemişlerdir. Buldukları sonuçların teorik sonuçlarla oldukça uyumlu olduğunu gözlemlemişlerdir. Singh *et al.* (2010), yaptıkları başka bir çalışmada ise atom numarası $6 \leq Z \leq 82$ olan elementler için numune öz soğurma düzeltmesi, hava öz soğurma düzeltmesi ve dedektör fotopik verim düzeltmesi yaparak Compton ve koherent tepelerinin alanlarının oranını hesaplayıp etkin atom numaralarını belirlemişlerdir.

Kumar *et al.* (2010), saçılma açılarının 60° , 80° ve 100° olduğu deney geometrisinde Be, C, Mg, Al, Ca ve Ti elementlerinden Compton saçılma deneyleri yapmışlardır. Bu çalışmada etkin atom numarasını belirlemede radyoaktif kaynak enerjisinin önemli bir faktör olduğu sonucuna ulaşmışlardır. Kumar and Umesh (2011), atom numarası $1 \leq Z \leq 56$ olan elementleri içeren bileşikler için üç farklı kaynak enerjisinde ve saçılma açısının üç farklı değerinde (60° , 80° ve 100°) etkin atom numaralarını belirlemişlerdir.

Antoniassi *et al.* (2011), x-ışını tüpünden elde ettikleri 17,44 keV enerjili x- ışınlarını kullanarak normal, iyi huylu ve kötü huylu göğüs dokularında etkin atom numaralarını belirlemişlerdir. Singh *et al.* (2012), saçılma açısının 90° olduğu deney geometrisinde 59,54 keV enerjili fotonlarla atom numarası $6 \leq Z \leq 82$ olan elementlerin Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti hesaplamalarını yapmışlardır. Elde ettikleri sonuçları teorik sonuçlarla karşılaştırmışlardır. Deneysel sonuçların düşük atom numaralı elementlerde teori ile uyduğunu ancak yüksek atom numaralı elementlerde teori ile uyumadığını gözlemlemişlerdir.

Singh *et al.* (2013), atom numarası $6 \leq Z \leq 82$ olan elementleri saçılma açısının 50° , 70° ve 90° olduğu deney geometrisinde 145 keV enerjili fotonlar ile uyarak Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları yapmışlardır. Turşucu *et al.* (2013), 167° saçılma açısında 59,54 keV enerjili fotonlarla numune soğurma düzeltmesi, hava soğurma düzeltmesi ve dedektör fotopik verim hesaplamalarını yaparak, atom numarası $4 \leq Z \leq 8$ olan nadir toprak elementleri için Compton ve koherent saçılma tepelerini incelediler ve etkin atom numaralarını belirlemişlerdir.

Bu tez çalışmasında BaSO_4 , CaF_2 , Mg_2SiO_4 , MgSO_4 ve $\text{ZnSO}_4(7\text{H}_2\text{O})$ termoluminesans dozimetrik bileşiklerin Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti oranlarının belirlenmesi amaçlanmıştır. Saçılma tesir kesitleri önemli radyasyon parametrelerindendir. Bu parametrelerin belirlenmesi medikal fizikte dozimetrelerin geliştirilmesi bakımından önemlidir. Fotonun maddeden Compton ve koherent saçılmaya uğratılmasından faydalanılarak materyal hakkında çeşitli bilgiler elde edilebilir. Çünkü Compton ve koherent saçılma şiddetlerinin oranı saçıcı ortamın etkin

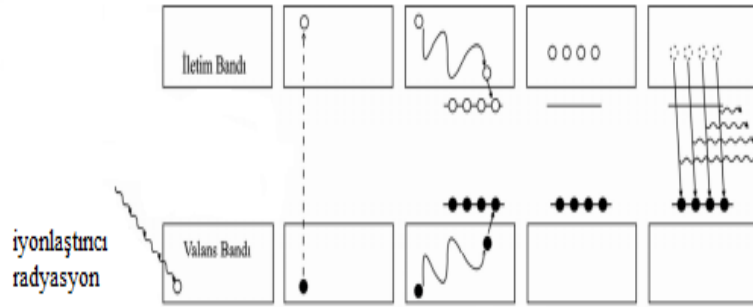
atom numarasına bağlıdır. Bu oran kullanılarak birbirine yakın atom numaralı materyaller ayırt edilebilir.



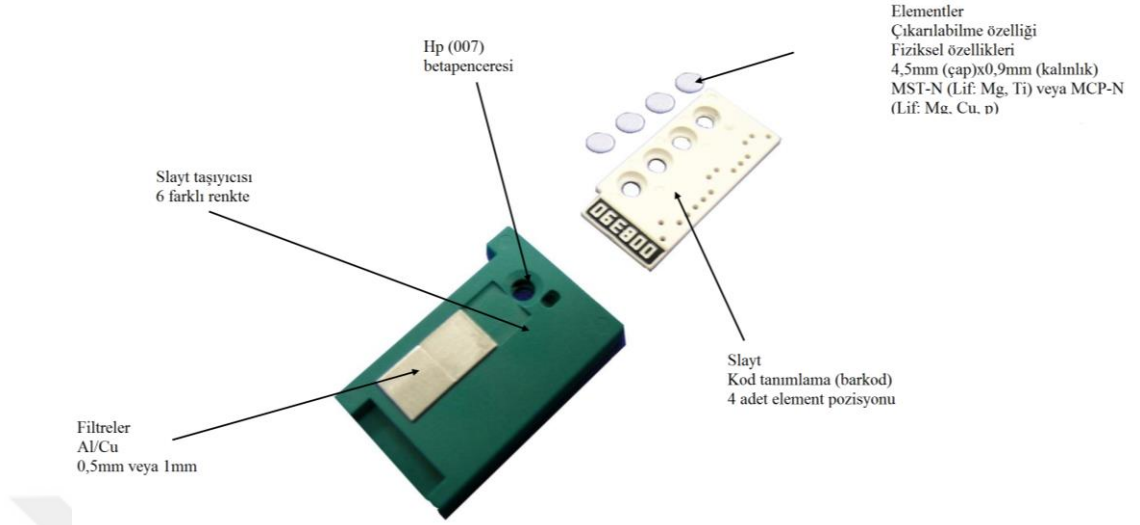
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Termolüminesans Olay

Kristaller radyasyona maruz bırakıldıklarında, kristali meydana getiren bazı atomların elektronları atomu terk ederek kristaldeki kusurlar içerisinde hapsolurlar. Maddenin ısıtılması ile hapsolan elektronların kurtulması sağlanır. Elektronlar kristal örgü içerisindeki iyonlarla birleşerek ışık formunda enerji yayımlar. Bu, termolüminesans olaydır. Yayımlanan ışığın miktarının ölçülmesi termolüminesans dozimetrelerin temelini oluşturur. Çünkü ışık miktarı dozimetrenin maruz kaldığı radyasyon dozuyla orantılıdır. Şekil 2.1’de termolüminesans olay şematik olarak gösterilmiştir. Şekil 2.2’de ise bir termolüminesans dozimetre görülmektedir.



Şekil 2.1. Termolüminesans olay.



Şekil 2.2. Termolüminesans dozimetre.

Termolüminesans olay, katılardaki kusur yapıların incelenmesinde, arkeoloji, jeoloji, sağlık fiziği, tıbbi bilimler ve radyasyon dozimetresi gibi alanlarda kullanılmaktadır. Yarıiletkenler, yalıtkanlar, camlar, seramikler, mineraller, kayalar, inorganik ile organik bileşikler ve biyolojik maddeler termolüminesans yayınlama gösterirler ve dozimetre uygulamalarında sıklıkla kullanılırlar. Seramik, pişmiş tuğla, yanmış çakmaktaşı ve obsidyen, volkanik kül, meteor, curuf, sarkıt ve dikit gibi kalsit oluşumları ve benzeri inorganik obje ve malzemelerin içerisinde şifreli saat gibi çalışan fiziksel mekanizmalar vardır. Bu şifreli saat bir arkeolojik zaman-ölçer aygıtı gibi çalışır; hem sıfırlama özelliği vardır hem de otomatiktir. Temel problem, saatin şifresini çözerek gerçek zamanı, yani arkeolojik yaşı bulmaktır. Saati inceleyip şifresini çözen fiziksel yöntemlerden biri de termolüminesans yöntemidir. Şekil 2.3’de termolüminesans yöntemle arkeolojik yaşı tayin edilen bir malzeme görülmektedir.



Şekil 2.3. Termoluminesans olayla arkeolojik yaşı tayin edilmesi

2.2. X-Işınları

Wilhelm Conrad Röntgen maddeye gelen hızlı elektronların ışımlar yaptığını gözlemlemiştir. Bu ışınların ne olduğu bilinmediği için x-ışınları denilmiştir. Bu ışınların giricilik ve şiddetleri gelen elektronun hızına bağlıdır. Gelen elektron ne kadar hızlı ise oluşan x-ışınlarının da giricilik ve şiddeti de o kadar fazladır. X-ışınlarının bulunması ile fotoelektrik olayın tersinin de olabileceği öğrenilmiştir. Fotoelektrik olay, ışığın maddeden elektron sökmesidir. Bu olay ile foton, enerjisini elektrona aktarır ve elektron harekete geçer.

X-ışınları eczacılık, arkeoloji, tıp, sanayi ve tarımda kullanılmaktadır. Kanser tedavilerinde büyük öneme sahiptirler. Röntgen, bilgisayarlı tomografi ve bilimsel araştırmalarda da kullanılırlar. X-ışınları, karakteristik x-ışınları ve sürekli x-ışınları olarak iki grupta incelenebilir.

2.2.1. Karakteristik X-Işınları

Klasik düşünceye göre bir atomun sahip olduğu elektronlar atomun merkezindeki çekirdek etrafında yörünge denilen enerji katmanlarında dolanırlar. Bu elektronlar hızlarından dolayı bir kinetik enerjiye ve çekirdeğe olan uzaklığına bağlı olarak da bir potansiyel enerjiye sahiptirler. Bu elektronlar hızlı dönmelerine karşın konumlarını muhafaza ederler. Çekirdek etrafındaki elektronların uzaysal durumları herhangi bir enerji etkisiyle bozulabilir. Bu da elektron geçişlerine sebep olur. Atomun herhangi bir iç tabakasından bir elektron sökülürse geride boşluk kalır. Bu boşluk üst tabakadaki elektronlar tarafından belli geçiş kurallarına göre doldurulur. Bu tür doldurma sırasında tabakalar arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir x-ışını fotonu yayımlanır. Yayımlanan bu x-ışınına yayımlandığı maddeye özgü özellikler taşıdığı için karakteristik x-ışınları denir. Atomların enerji soğurarak üst enerji seviyesine çıkması durumuna uyarma (excitation) denir. Uyarılmış elektronun enerji yayımlayarak temel hale geçmesi durumuna ise uyarılmışlıktan kurtulma (de-excitation) denir. Uyarılmışlıktan kurtulma bir basamakta olabileceği gibi birkaç basamakta da olabilir. Her bir geçişte seviyeler arası enerji farkına eşit değerde enerji taşıyan bir foton (karakteristik x-ışını) yayımlanır. Bunlar spektrumda karakteristik çizgiler olarak adlandırılan K_{α} , K_{β} , L_I , L_{α} , L_{β} , L_{η} , L_{γ} , M_{α} , M_{β} , ... çizgilerini oluştururlar.

Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan x-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC gösterimleri Çizelge 2.1'de verilmiştir.

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

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	K-L ₃	$L\alpha_1$	L ₃ -M ₅	$L\gamma_1$	L ₂ -N ₄	$M\alpha_1$	M ₅ -N ₇
$K\alpha_2$	K-L ₂	$L\alpha_2$	L ₃ -M ₄	$L\gamma_2$	L ₁ -N ₂	$M\alpha_2$	M ₅ -N ₆
$K\beta_1$	K-M ₃	$L\beta_1$	L ₂ -M ₄	$L\gamma_3$	L ₁ -N ₃	$M\beta$	M ₄ -N ₆
$K\beta_2'$	K-N ₃	$L\beta_2$	L ₃ -N ₅	$L\gamma_4$	L ₁ -O ₃	$M\gamma$	M ₃ -N ₅
$K\beta_2''$	K-N ₂	$L\beta_3$	L ₁ -M ₃	$L\gamma_4'$	L ₁ -O ₂	$M\xi_1$	M ₅ -N ₃
$K\beta_3$	K-M ₂	$L\beta_4$	L ₁ -M ₂	$L\gamma_5$	L ₂ -N ₁	$M\xi_2$	M ₄ -N ₂
$K\beta_4'$	K-N ₅	$L\beta_5$	L ₃ -O _{4,5}	$L\gamma_6$	L ₂ -O ₄		
$K\beta_4''$	K-N ₄	$L\beta_6$	L ₃ -N ₁	$L\gamma_8$	L ₂ -O ₁		
$K\beta_5'$	K-M ₅	$L\beta_7$	L ₃ -O ₁	$L\gamma_8'$	L ₂ -N ₆		
$K\beta_5''$	K-M ₄	$L\beta_9$	L ₁ -M ₅	$L\eta$	L ₂ -M ₁		
		$L\beta_{10}$	L ₁ -M ₄	$L\iota$	L ₃ -M ₁		
		$L\beta_{15}$	L ₃ -N ₄				
		$L\beta_{17}$	L ₂ -M ₃				

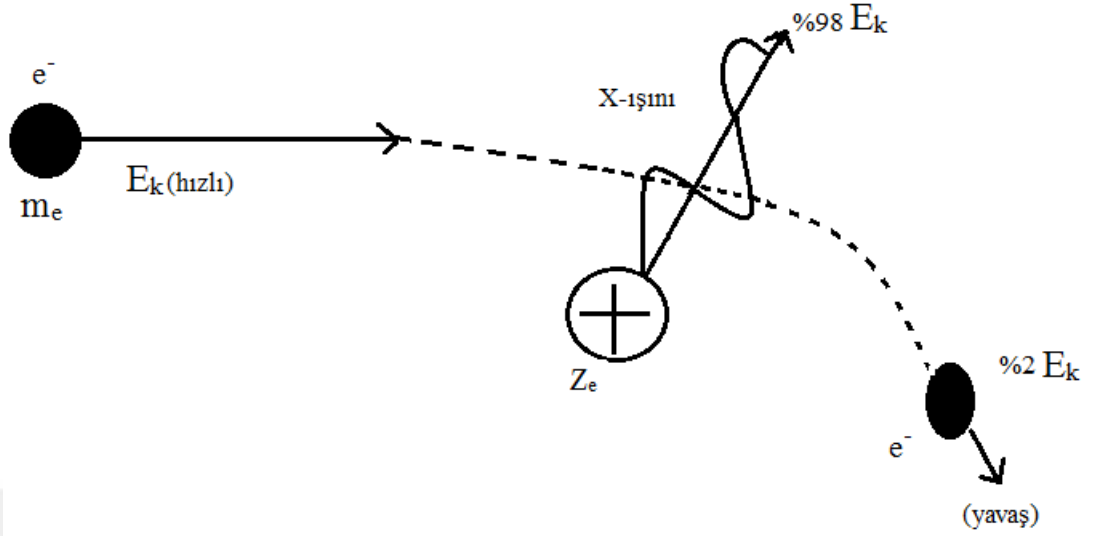
Herhangi bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğu L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik spektrumunun $K\alpha$ çizgisine karşılık gelir. K kabuğunda meydana gelen boşluk M kabuğundaki bir elektron tarafından doldurulursa $K\beta$ çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. Hedef madde üzerine çarpan elektronların K kabuğundan elektron sökecek kadar enerjisi yok ise L, M, N, ... kabuklarından bir elektron sökebilirler. Bu defa da L kabuğunda boşluk meydana gelir. Oluşan bu boşluk M, N, ... kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulursa $L\iota$, $L\alpha$, $L\beta$, ..., M kabuğu için $M\alpha$, $M\beta$, $M\gamma$, ... ve N kabuğu için $N\alpha$, $N\beta$, ... çizgileri kısaca L, M, ve N serileri ortaya çıkar. İlgili elektron geçişleri sonucunda K tabakasından yayımlanan karakteristik x-ışınları Şekil 2.4'de verilmiştir.

Relatif şiddet									Kuantum Sayısı	Dolu orbitallerdeki elektron sayısı		Durum			
Kıyı/ çizgi	K	Kıvrısı β_4	β_2	β_5	β_1	β_3	α_1	α_2	n	l	j	Optik Gösterim	X-ışını Gösterimi		
									5	2	5/2	6	$5^2 D_{5/2}$	OV	
									5	2	3/2	4	$5^2 D_{3/2}$	ÖIV	
									5	1	3/2	4	$5^2 P_{3/2}$	ÖIII	
									5	1	1/2	2	$5^2 P_{1/2}$	ÖII	
									5	0	1/2	2	$5^2 S_{1/2}$	ÖI	
										4	3	7/2	6	$4^2 F_{7/2}$	NVII
									4	3	5/2	6	$4^2 F_{5/2}$	NVI	
									4	2	5/2	6	$4^2 D_{5/2}$	NV	
									4	2	3/2	4	$4^2 D_{3/2}$	NIV	
									4	1	3/2	4	$4^2 P_{3/2}$	NIII	
									4	1	1/2	2	$4^2 P_{1/2}$	NII	
									4	0	1/2	2	$4^2 S_{1/2}$	NI	
										3	2	5/2	6	$3^2 D_{5/2}$	MV
										3	2	3/2	4	$3^2 D_{3/2}$	MIV
										3	1	3/2	4	$3^2 P_{3/2}$	MIII
										3	1	1/2	2	$3^2 P_{1/2}$	MII
										3	0	1/2	2	$3^2 S_{1/2}$	MI
										2	1	3/2	4	$2^2 P_{3/2}$	LIII
										2	1	1/2	2	$2^2 P_{1/2}$	LII
										2	0	1/2	2	$2^2 S_{1/2}$	LI
										1	0	1/2	2	$1^2 S_{1/2}$	K
															Çekirdek

Şekil 2.4. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K tabakası x-ışınları.

2.2.2. Sürekli X-Işınları

Sürekli x-ışınları, yüksek enerjili yüklü parçacıkların ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri ya da nükleer saçılmalarla hedef içerisinde adım adım yavaşlatılmaları sonucu meydana gelirler. Sürekli x-ışınlarının oluşumu Şekil 2.5’de verilmiştir. Bu etkileşimde yüklü parçacığın ısıdığı enerji, sürekli spektrum veya Bremsstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumunu meydana getirir. Sürekli x-ışınlarının frekans aralığı oldukça geniştir. Bu ışınlar beyaz x-ışınları da denir.



Şekil 2.5. Sürekli x-ışını oluşumu.

Klasik elektromanyetik teoriye göre, ivmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışıma yaptığında sürekli x-ışınlarını oluştururlar. Yüksek enerjili elektronlar hedefe çarptıklarında, bu elektronların enerjilerinin %1'i sürekli x-ışınlarının meydana gelmesine sebep olur. Sürekli x-ışınlarının üretilmesinde x-ışını tüpleri temel kaynaktır.

Hedefe (bir x-ışını tüpünde anoda) çarpan elektronlardan çok az bir kısmı enerjilerini bir defada ve tümüyle bir x-ışını fotonu olarak yayımlanabilir. Bu elektronlar maksimum frekanslı (minimum dalgaboylu) ışımaları oluştururlar. Minimum dalgaboyu (λ_{min}) hedef üzerine gelen elektronun tüm kinetik enerjisini ($E=eV_0$) tek bir fotona vermesine karşılık geldiğine göre ve $E_x=hc/\lambda_{min}$ yayımlanan x-ışınının enerjisi olmak üzere, λ_{min} için,

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

yazılabilir. Bir x-ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli x-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir. Burada, h Planck sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg.s), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_0 ise x-ışını tüpüne uygulanan yüksek potansiyeldir. Kısa

dalgaboyu sınırı ile uygulanan potansiyel arasındaki bu ilişki Duane-Hunt kanunu olarak bilinir.

q parçacığının elektron yükü cinsinden yükü, hedef maddesinin atom numarası Z , parçacığının kinetik enerjisi T ve m_o parçacığının durgun kütlesi olmak üzere sürekli ışıma ihtimali $p \propto q^2 Z^2 T / m_o^2$ ile ifade edilir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütlesine göre daha büyük kütleye sahip olduklarından dolayı daha az ışıma yaparlar. Bu sebeple protonların oluşturduğu sürekli x-ışını spektrumunun şiddeti elektronların meydana getirdiğinden dört milyon kat daha küçüktür.

Bir x-ışını tüpünde toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır. Elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli x-ışını spektrumu λ_{min} ve λ_{max} ile karakterize edilir. λ_{min} kısa dalgaboyu limiti olduğundan dolayı λ_{min} 'in altında radyasyon gözlenmez. Maksimum şiddetin dalgaboyu λ_{max} yaklaşık olarak λ_{min} 'in $3/2$ 'si kadardır ($\lambda_{max} \sim 3\lambda_{min}/2$). Sürekli x-ışınları için şiddet dağılımı;

$$I(\lambda)d\lambda = KiZ \left[\frac{\lambda}{\lambda_{min}} - 1 \right] \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.2)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifade Kramer formülü olarak adlandırılır. Burada i akım ve K orantı katsayısıdır. Formülden görüldüğü gibi şiddet dağılımı tüp akımı ve atom numarası ile orantılıdır.

2.3. X- ve Gama Işınlарının Madde ile Etkileşmesi

Gama ışınları kısa dalgaboylu, giricilik özelliği fazla ve yüksek enerjili elektromanyetik radyasyonlardır. Beta ve alfa bozunmaları ya da nükleer reaksiyonlar sonucu, ürün çekirdek uyarılmış durumda kalabilir. Böyle bir durumdaki çekirdek büyük ihtimalle foton yayınlıyarak daha düşük enerjili seviyelere seçim kurallarına göre geçer. Bu geçiş esnasında çekirdekten yayınlanan fotona gama ışını denir.

Elektromanyetik radyasyon maddeyle etkileştiğinde fotoelektrik olay, saçılma (Compton ve koherent) ve çift oluşumu meydana gelir. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisine bağlıdır. Çift oluşumu 1,02 MeV'den başlar ve artan foton enerjisi ile artar. Fotoelektrik olay 0,001 MeV ile 0,5 MeV arasında etkindir. Saçılma olayı ise 0,1 MeV ve 0,5 MeV arasında daha etkindir.

2.3.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması

Elektromanyetik radyasyonun soğurulmasının temel özelliği, belli bir kalınlıktaki maddeden geçerken radyasyon şiddetinde görülen azalmadır. Meydana gelen bu azalma Beer-Lambert yasasına göre soğurucu maddenin kalınlığı t 'ye bağlıdır. I_0 başlangıçtaki şiddet, I ise elektromanyetik radyasyonun bir soğurucu maddeden geçtikten sonraki şiddet ise,

$$dI = -\mu I dt \text{ ise } I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.3)$$

ile verilir. Lineer soğurma katsayısı olan μ (cm^{-1}); birim yüzeyde, birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tarif edilir ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. (2.3) ifadesinden μ için

$$\mu = \frac{\ln(\frac{I_0}{I})}{t} \quad (2.4)$$

ifadesi elde edilir. μ lineer soğurma katsayısı, ρ soğurucu madde yoğunluğu olmak üzere,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.5)$$

ifadesi birim zamanda birim kütle başına soğurulma olarak tanımlanır. Kütle soğurma katsayısı için,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln(\frac{I}{I_0})}{t\rho} \quad (2.6)$$

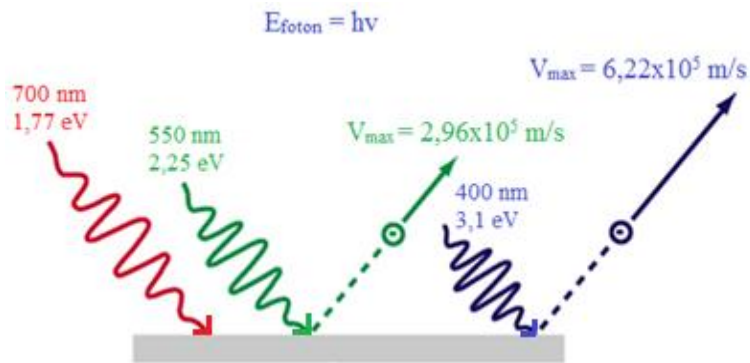
ifadesi yazılabilir. Kütle soğurma katsayısının değeri lineer soğurma katsayısından daha önemlidir. Bunun sebebi μ/ρ 'nın soğurucu materyalin fiziksel özelliğine bağlı olmamasıdır. Kütle soğurma katsayısı direkt olarak soğurucu materyalin tabiatını yansıtır. Bu yüzden kütle soğurma katsayısını ölçmek daha uygundur.

2.3.2. Fotoelektrik olay

$h\nu$ enerjili herhangi bir foton atomun bağlı elektronlarından biri ile etkileştiği zaman elektron fotonun bütün enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Fotoelektrik olay olarak adlandırılan bu olayda serbest hale geçen elektrona fotoelektron denir. Bu fotoelektronun işlem sonunda sahip olduğu enerji yaklaşık olarak;

$$K_e = h\nu - E_b \quad (2.7)$$

ile verilir. Şekil 2.6'da fotoelektrik olay gösterilmiştir.

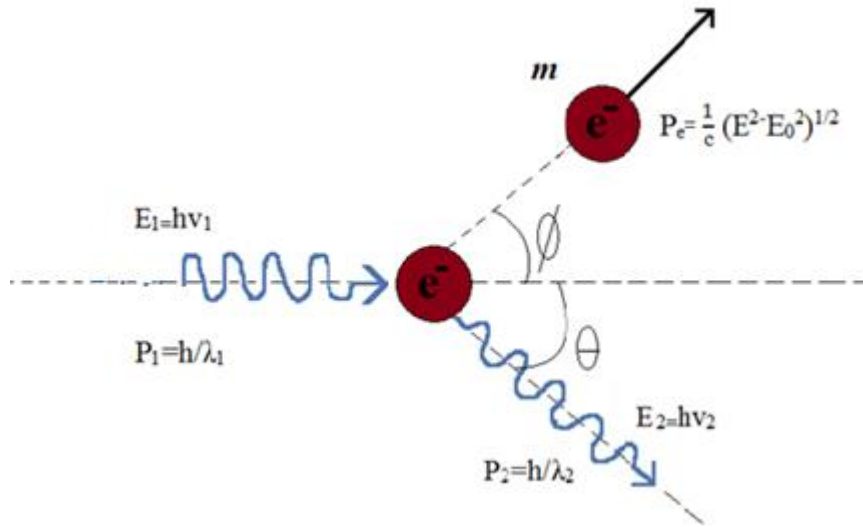


Şekil 2.6. Fotoelektrik olay.

2.3.3. Compton saçılması

Yüksek enerjili fotonun serbest kabul edilen bir elektrondan ya da bağlanma enerjisi gelen foton enerjisine kıyasla küçük olan bağlı bir elektrondan enerji kaybederek saçılmasıdır. Bu saçılma genellikle valans elektronlarına özeldir. Bundan dolayı Compton saçılması fiziksel ve kimyasal birçok sistem hakkında bilgi edinmemizi sağlar.

$E_1 = h\nu_1$ enerjisine sahip ve başlangıç momentumu $P_1 = \frac{h}{\lambda_1}$ olan bir foton m_0 durgun kütesine sahip bir elektron üzerine geldiği zaman çarpışmadan sonraki enerjisi E_2 , momentumu ise P_2 olur. Elektron ise P_e momentumu ile bir ϕ açısında geri teper. Gelen ve saçılan fotonların yolları saçılma düzlemini belirler ve θ saçılma açısı olarak isimlendirilir. Bu düzleme dik momentum sıfır olduğundan dolayı geri tepen elektronun izlediği yol bu düzlemde kalmalıdır. Şekil 2.7’de Compton saçılması şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Compton saçılması

λ_1 ve λ_2 sırasıyla gelen fotonun ve saçılan fotonun dalgaboyu olmak üzere dalgaboyundaki değişim ifadesi,

$$\Delta\lambda=\lambda_2-\lambda_1=\frac{h}{m_0c}(1-\cos\theta) \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada h/m_0c elektronun compton dalgaboyudur. $\Delta\lambda$ ise compton kayması olarak bilinir. Saçılan fotonun enerjisi de,

$$E_1=\frac{E_0}{1+(1-\cos\theta)\frac{E_0}{m_0c^2}} \quad (2.9)$$

ile verilir.

2.3.4. Koherent saçılma

Koherent saçılma genellikle elastik veya Rayleigh saçılmasıyla eşdeğer anlamda kullanılır. Düşük foton enerjilerinde ve yüksek atom numaralı elementlerde daha çok görülür. Koherent saçılma, fotonun atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay, gelen bir 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.

Koherent saçılmada gelen fotonların enerji ve fazlarında saçılmadan sonra herhangi bir değişiklik meydana gelmez. Gelen fotonla saçılan fotonun dalgaboyları 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 saçılmanın tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır. Fotonlar atomik elektronlardan Rayleigh saçılmaya uğradıktan sonra hedef atom değişime uğramadan kalır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Deney Geometrisi

3.1.1. HPGe dedektörünün çalışma prensibi

Katılarda iyonlaşma enerjisi bant aralıklarıyla doğru orantılıdır. Yasak enerji aralığı yalıtkanlarda büyük iletkenlerde ise oldukça küçüktür. Katıhal sayaçlarının yapımında düşük sıcaklıklarda iyi bir yalıtkan özellik gösteren yarıiletkenler kullanılmıştır. Katıhal sayaçları x-ışınlarını ölçmek için yaygın olarak kullanılırlar. Karakteristik x-ışınları düşük enerji bölgesinde yer aldığından dolayı ve enerjileri de birbirlerine çok yakın olduğu için bunların şiddetleri ölçülürken rezolüsyonu ve dedektör verimi çok büyük olan yarıiletken dedektörler tercih edilir. Son zamanlarda Si-PIN, HgI₂, Si-DRIFT, CdTe gibi yüksek rezolüsyona sahip yarıiletken dedektörler yapılmasına rağmen, Si(Li), Ge(Li) ve HPGe gibi yarıiletken kristal dedektörler uygun şekil ve soğurma şartlarına sahip olmalarından dolayı daha çok kullanılmaktadır.

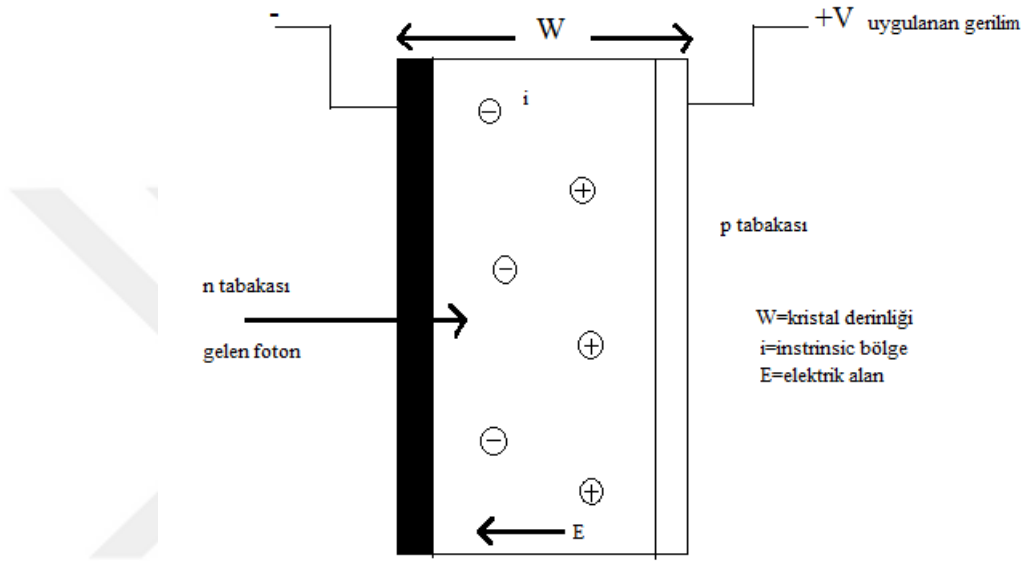
HPGe dedektörün en önemli iki fiziksel özelliği kalınlığı ve alanıdır. Soğurma verimliliği kalınlık ile doğru orantılıdır. Geometrik verim ise dedektörün alanı ile doğru orantılıdır. Fakat bu da rezolüsyonun azalmasına sebep olur. Katıhal dedektöre gelen fotonlar altın elektrot ve ölü tabakayı geçerek deplasyon bölgesindeki Ge atomlarını uyarır. Böylece + ve – iyon çiftleri meydana gelir. Bu olaylar sonucunda fotonlar enerjilerinin çoğunu fotoelektronlara aktarmış olurlar. Fotoelektronlar enerjileri bitene kadar yolları üzerinde elektron-hol çiftleri oluştururlar. Uygulanmış olan ters beslem sebebiyle ortaya çıkan elektrik alan elektron-hol çiftlerini toplar. Ters beslemenden dolayı boşluklar p-tipi, elektronlar ise n-tipi bölgeye hareket ederler. Sonuçta dedektöre gelen foton enerjisi ile orantılı sayıda elektron-hol çifti meydana gelir. Sayaç maddesi seçileceği zaman elektron-hol çifti veriminin büyük olmasına yani elektron-hol çifti başına düşen enerjinin küçük olması tercih edilir. Meydana gelen + ve – yükler çeşitli etkileşimlerden sonra yeniden birleşebilirler. Bu olaya rekombinasyon adı verilir.

Katıhal sayaçlarında sayaç içi bir amplifikasyon olmadığı için bu sayaçlarda yüksek kazançlı ve alçak gürültülü ön amplifikatöre ihtiyaç vardır. Genellikle FET kullanılır. FET toplanan yükü akım pulslarına dönüştürmektedir. Dedektör elementi ve dedektör kapasitansındaki sızıntı akımı sistemin gürültüsüne ve rezolüsyonun düşmesine sebep olur. Sızıntı akımından dolayı oluşan gürültü sıvı azot sıcaklığında ihmal edilebilir bir dereceye düşmektedir. Rezonans genişlemesinin önemli bir kaynağı da mikrofonik gürültü üretilmesidir. Eğer FET sıvı azot sıcaklığında ve dedektöre yakın tutulursa mikrofonikler azalır. Dedektör sıvı azot içinde tutulduğunda katı materyal içindeki termal olarak uyarılmış taşıyıcılardan kaynaklanan elektriksel gürültüyü de minimuma indirir.

HPGe dedektör, diyotları arasına uygulanan ters gerilimle çalışır. Radyasyon dedektörün hassas hacminde soğurulduğu için, soğurulan foton enerjisi ile orantılı olarak elektrik sinyaline çevrilir. Üretilen sinyal dedektöre yakın olan ön yükselticiye gelir. Daha sonra ana yükselticiye oradan da kanallı analizöre gider. Bu sinyal elektronik gürültü, yük taşıyıcılarda istatistiksel dalgalanma ve tamamlanmamış yük toplanmasından dolayı genişletilmiş çizgi spektrumunu oluşturur. Temel sayma (background) radyasyonu spektrumun altında kalır. Spektrumda temel sayma bölgesinin çoğu, dedektöre gelen fotonların Compton saçılmasından bazen de dedektörü çevreleyen materyalden kaynaklanır. Kaynağın içerisindeki radyasyon kirliliği de spektrumunu olumsuz yönde etkiler. Çoğu dedektör de dıştaki aktif olmayan kontak tabakanın güçlü soğurmasından dolayı radyasyon miktarı beklenenden daha düşüktür. Enerji rezolüsyonu, pencere kalınlığı, pik/Compton oranı, temel sayma (background) seviyesi, dedeksiyon verimi ve dedektör-kaynak mesafesi radyoaktif kaynaktan gelen radyasyonun spektrumunu etkiler.

Yarıiletken dedektörlerin bütün yük taşıyıcılarını durdurmak için kristalinin vakuma alınması gerekir. Ön yükselticiler ana yükselticiye düşük dirençli (50 ohm) kablolarla bağlanır. Sebebi küçük sinyal akımının daha geniş sinyal pulsuna dönüştürmek içindir. Dirençli geri beslemeli (RFB) ve optik pulslu geri beslemeli (POFB) olmak üzere iki farklı ön yükseltici vardır. RFB ön yükselticiler puls şekillendirme çıkışına sahip

olduklarından dolayı genel amaçlı dedektörler de kullanılırlar. Bütün POFB ön yükselticilerin ön kısmının (FED ve LED) dedektöre yakın olması ve soğuk tutulması gerekir. Şekil 3.1’de bir HPGe dedektörde, dedektör kristali ile foton etkileşimi görülmektedir.



Şekil 3.1. Dedektör kristali ile foton etkileşimi

3.2. HPGe Dedektörün Karakteristik Özellikleri

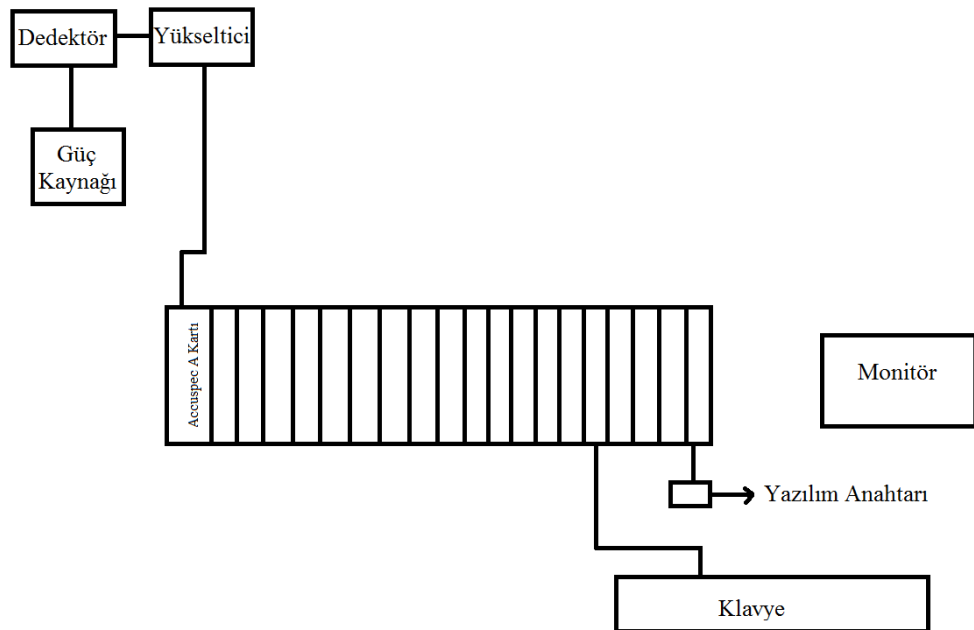
Germanyum dedektörün nemden korunması için vakum odasında ve kaçak akımları kabul edilebilir bir seviyede tutulması için de sıvı azot sıcaklığında bulunması gerekir. Dedektör kristali ultra saf germanyum kristalden veya lityum sürüklenmiş germanyum kristalden de olabilir. Ön yükseltici, elektronik gürültüyü önlemek için dedektör kristali yakınlarında yer alır.

Coaxial (eş eksenli), planar (düzlemsel) ve well type (kuyu tipi) gibi farklı germanyum dedektörlerin verimi, enerji aralığı ve enerji rezolüsyonu farklıdır. P-tipi germanyum dedektörler gama ışınları için kullanılırlar. Enerji aralığı 100 keV’den yaklaşık 10 MeV’e kadardır. Bu dedektörler düşük enerjili gama ve x-ışınları için tercih edilmezler.

Sebebi ise yüksek enerjili gama ışınları dedektörün alüminyum penceresi ile 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 fonksiyonuyken yüksek enerjilerde dedektör veriminin az veya çok olması dedektörün aktif hacmi ile doğrudan bağlantılıdır.

3.3. Sayma Sistemi

Ön yükselticisi olan dedektör sistemi analog sayısal dönüştürücü, ikincil yükseltici ve çok kanallı analizör özelliklerini taşıyan bilgisayar bileşeni, sistemi yönetmemizi sağlayan aynı zamanda da spektrumları değerlendirmemizde kullandığımız Genie-2000 programının yüklenmiş olduğu bir bilgisayardan oluşmaktadır. Yönetici programını çalıştırmak için bilgisayarda arayüz oluşturan yazılım anahtarı vardır. Sayma sisteminde bilgisayardan yalnızca MCA (multi channel analyzer) programı kontrol edilir. Diğer sistem bileşenleri de manuel olarak kontrol edilir. Şekil 3.2’de sayma sistemi görülmektedir.



Şekil 3.2. Sayma sistemi

3.3.1. Güç kaynağı

Dedektör de ortaya çıkan yükleri bir araya getirmek için dedektöre yüksek gerilim uygulanmalıdır. Verimli çalışma gerilimi; çalışma başlamadan önce deneyi yapan kişi tarafından belirlenir ve belirlenen gerilim küçük bir dedektör için birkaç yüz volt, büyük bir dedektör için beş bin volta kadar değişebilir. Bu tez çalışması boyunca dedektöre uygulanan gerilim -1500V'dur.

3.3.2. Ön yükseltici

Yarıiletken dedektörler yüke hassas bir ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü en aza indirebilmek için, genellikle alan etkili bir transistör (FET) olarak bilinen ön yükselticinin girişi dedektör ile birlikte sıvı azot içerisinde muhafaza edilir. Ön yükseltici dedektör den gelen yükü voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektör de toplanan yük miktarı foton enerjisi ile orantılı olmalıdır. Bunun olması içinde fotonun bütün enerjisinin dedektör de soğurulmuş olması gerekir.

3.3.3. Yükseltici

Herhangi bir yükselticinin ilk görevi, ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek aynı zamanda da sayılması için gerekli voltaj seviyelerine yükseltmek, sonraki görevi de pulsları, x-ışını fotonu ve puls genliği arasındaki orantıyı tam anlamıyla koruyarak işleme uygun bir yapıya getirmektir. Deneyi yapan kişi puls genişliğini belirleyen şekillendirme zamanının (shaping time) seçimine dikkat etmelidir. Bir spektrumdaki tepeler (pikler) için en iyi rezolüsyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bunun sebebi ise sistemin daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabilmesidir. Böylece, daha uzun zaman sabitleri yüklerin daha fazla rastgele toplanmasına neden olur (Debertin and Helmer 1988).

3.3.4. Analog sayısal dönüştürücü (ADC)

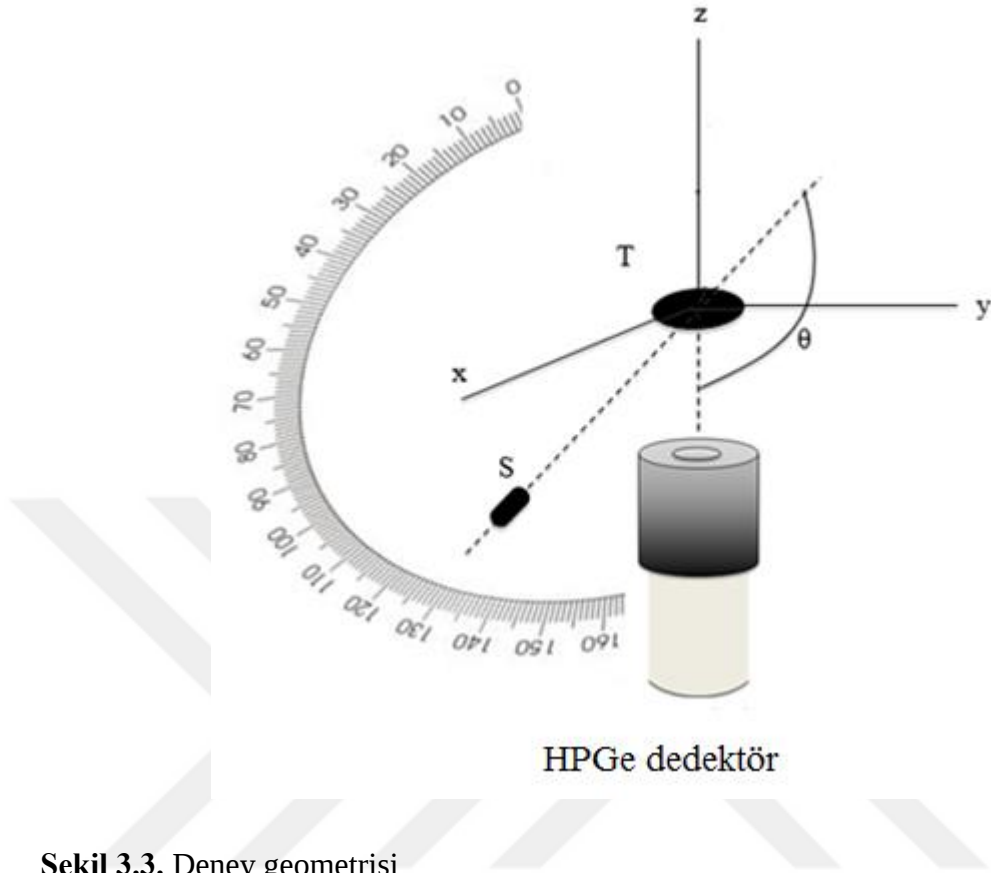
Bu dönüştürücünün (ADC) görevi yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle (dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle) orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları lineer yükselticide büyültüldükten sonra ADC'ye yollanır. ADC'de analog işlemleri yapılan bu pulslar çok kanallı analizöre gönderilir. Orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili karakteristik x-ışınları bir pik oluştururlar. Oluşan pikler bir araya gelir ise enerjiye veya dalga boyuna karşı şiddet desenleri oluştururlar. Oluşan desene x-ışını spektrumu denir.

3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA)

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

3.4. Numunelerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında kullanılan bileşikler nem kapma özelliğine sahip olduğu için, numuneler araştırmanın yapılacağı gün hazırlanmıştır. Numunelerin oldukça ince olarak hazırlanmasına dikkat edilmiştir. Numunelerin ince yapılmak istenmesindeki amaç, elde edilen saçılma spektrumunda numuneden gelen çoklu saçılma etkilerinin en aza indirilmek istenmesidir. Hassas terazide tartılan kimyasal bileşikler 10 tonluk basınç altında preslenmiştir. Bu çalışmada kullanılan deney geometrisi Şekil 3.3'de verilmiştir. Deney geometrisinde Am-241 radyoaktif kaynak ve bir rezolüsyonun 5,9 keV'de 199,6 eV olan bir HPGe dedektör bulunmaktadır. Numuneler radyoaktif kaynaktan çıkan 59,54 keV enerjili fotonlarla bombardıman edilmiştir.



Şekil 3.3. Deney geometrisi

*T: hedef, S: Am-241 nokta kaynak, θ : saçılma açısı

Numuneler tarafımızca yapılan numune tutucuya yerleştirilmiştir. Şekil 3.3’de görülen deney geometrisindeki gonyometre ile saçılma açıları manuel olarak ayarlanmıştır. Numunelerin hazırlanmasında homojen dağılım sağlanmasına özen gösterilmiştir. Bu çalışmada incelenen termoluminesans dozimetrik bileşiklerin kimyasal formülleri, ortalama atom numaraları ve kütle kalınlıkları Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Termolüminesans dozimetrik bileşiklerin özellikleri

Kimyasal Formül	Ortalama Atom Numarası	Kütle kalınlığı (g/cm ²)
BaSO ₄	17,33	0,3705
CaF ₂	12,66	0,3705
Mg ₂ SiO ₄	10	0,3724
MgSO ₄	10	0,1887
ZnSO ₄ 7(H ₂ O)	5,48	0,2253

3.5. Deneysel Hesaplamalar

Koherent saçılma, atom numarasından yararlanarak materyal ile ilgili bilgi verirken, Compton saçılması elektronik yoğunluk hakkında bilgi edinmemizi sağlar. Koherent ve Compton saçılma şiddetlerinin oranı saçıcı ortamın etkin atom numarasına bağlıdır. Bu oranı kullanarak birbirine yakın atom numaralı materyalleri ayırt etmek mümkündür. Bu tez çalışmasında BaSO₄, CaF₂, Mg₂SiO₄, MgSO₄ ve ZnSO₄7(H₂O) termolüminesans dozimetrik bileşikleri kullanılmıştır. Her bir numunenin Şekil 3.3’de gösterilen deney sisteminde x-ışını spektrumları alınarak saçılma tepeleri altında kalan alanlar belirlenmiştir. Numunelerin spektrumları 3 600 s’de alınmıştır. Numunelerden elde edilen koherent ve Compton tepeleri için

$$N_{\text{gerçek}} = \frac{N_{\text{gözlenen}}}{\varepsilon_{\gamma} \beta_{\gamma t} \beta_{\gamma a}} \quad (3.1)$$

düzeltilmesi yapılmıştır. Burada $N_{\text{gözlenen}}$ Compton ya da koherent tepesi alanını, $\beta_{\gamma a}$ dedektör ve numune arasında kalan havanın soğurma faktörünü, $\beta_{\gamma t}$ numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörünü ve ε_{γ} dedektörün Compton ya da koherent tepesi için fotopik verimi ifade etmektedir. Compton ve koherent tepelerinin şiddet oranı da

$$\frac{d\sigma_{(coh)}}{d\sigma_{(comp)}} = \frac{N_{gözlenen(coh)}\beta_{\gamma t(Comp)}\beta_{\gamma a(Comp)}\varepsilon_{\gamma(Comp)}}{N_{gözlenen(Comp)}\beta_{\gamma t(coh)}\beta_{\gamma a(coh)}\varepsilon_{\gamma(coh)}} \quad (3.2)$$

ifadesi ile verilir. Dedektör ve numune arasında kalan havanın soğurma faktörü

$$\beta_{\gamma a} = \frac{1 - \exp\left(-\left(\frac{\mu_i + \mu_s}{\cos\theta}\right)t_a\right)}{\left(\frac{\mu_i + \mu_s}{\cos\theta}\right)t_a} \quad (3.3)$$

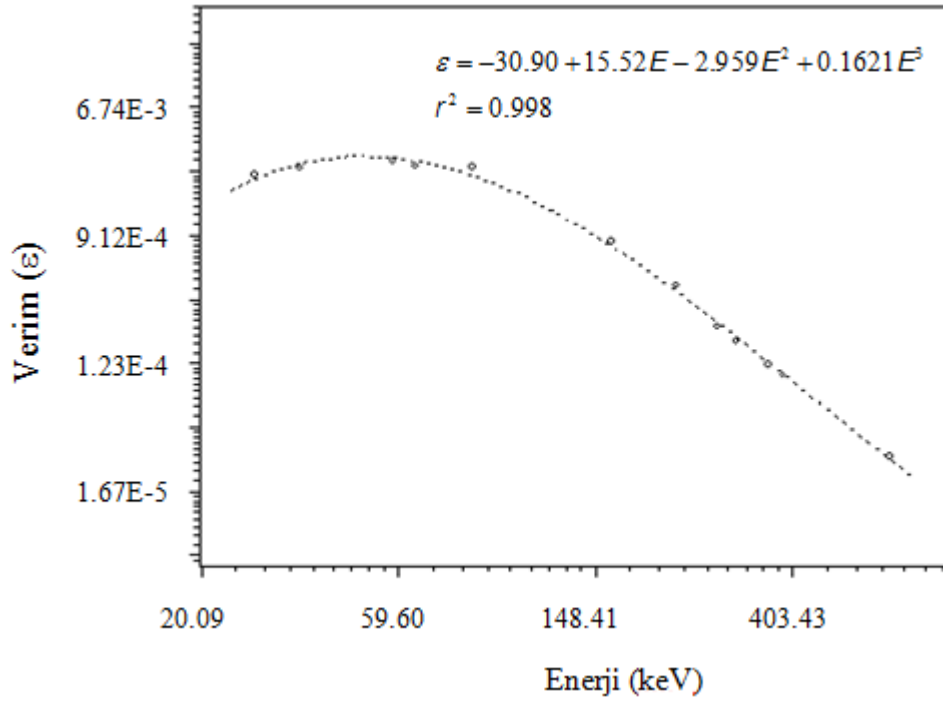
ifadesi ile verilir. Burada, t_a hava tabakası kalınlığıdır. μ_i ve μ_s gelen ve saçılan fotonlar için hedefin soğurma katsayılarıdır. $\beta_{\gamma t}$ numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörüdür ve

$$\beta_{\gamma t} = \frac{1 - \exp\left(-\left(\frac{\mu_i + \mu_s}{\cos\theta}\right)t_t\right)}{\left(\frac{\mu_i + \mu_s}{\cos\theta}\right)t_t} \quad (3.4)$$

ifadesi ile verilir. Burada t_t numune kalınlığıdır. ε_{γ} dedektörün fotopik verimi ise

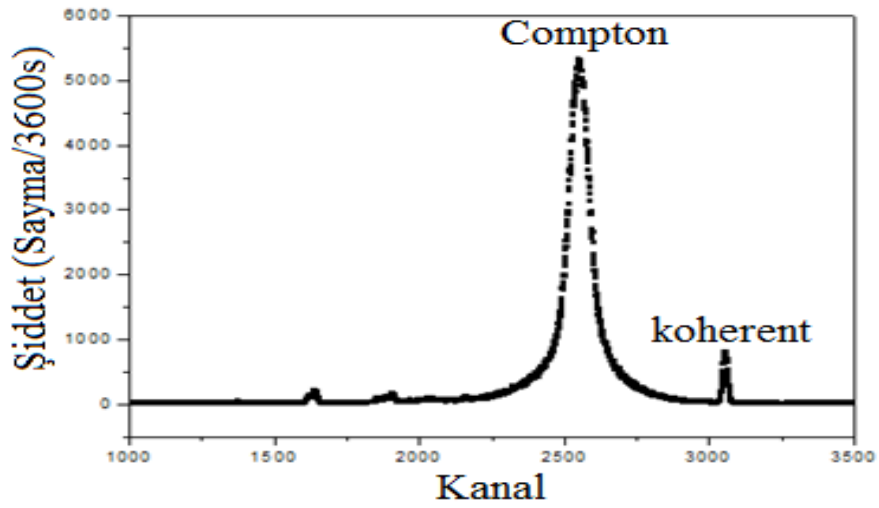
$$\varepsilon_{\gamma} = \frac{A_c}{\lambda N P_{\gamma}} \quad (3.5)$$

ifadesinden faydalanılarak bulunabilir. Burada A_c net pik alanı, λN kaynağın aktivitesi ve P_{γ} kaynaktan gama ışını yayınlanma ihtimalidir (Turşucu 2012).



Şekil 3.4. HPGe dedektörün fotopik verimi

Bu deney sisteminde CaF_2 için elde edilen saçılma spektrumu Şekil 3.4’de verilmiştir.



Şekil 3.5. CaF_2 bileşiğinden elde edilen saçılma spektrumu

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu çalışmada kullanılan BaSO_4 , CaF_2 , Mg_2SiO_4 , MgSO_4 ve $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ termoluminesans dozimetrik bileşiklerin 95° , 105° , 115° , 125° , 135° saçılma açılarında Compton ve koherent tepelerinin alanları belirlenerek (3.2) ifadesine göre saçılma şiddet oranları hesaplanmıştır. Net koherent ve Compton tepelerinin alanlarını bulmak için numunesiz boş ölçümler alınmıştır. Saçılma tepelerinin altındaki alanlar Origin 7.5 programı kullanılarak analiz edilmiştir.

İncelenen numuneler için her bir saçılma açısında Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar ve bu tepelerin backgroundları (temel sayma) Çizelge 4.1-5’de verilmiştir. (3.2) ifadesi kullanılarak hesaplanan koherent ve Compton tepelerinin şiddet oranlarının saçılma açısı ile değişimi Şekil 4.1-5’da verilmiştir.

Çizelge 4.1. BaSO_4 için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.

Saçılma açısı (θ)	Compton tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Compton tepesi için temel sayma (sayma/3600s)	Koherent tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Koherent tepesi için temel sayma (sayma/3600s)
95°	48783	3513	29756	2641
105°	70623	3609	28110	759
115°	91522	3459	28100	245
125°	110509	5643	29873	15
135°	126842	5800	31666	10

Çizelge 4.2. CaF_2 için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.

Saçılma açısı (θ)	Compton tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Compton tepesi için temel sayma (sayma/3600s)	Koherent tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Koherent tepesi için temel sayma (sayma/3600s)
95°	325111	3513	21143	2641
105°	329820	3609	17006	759
115°	404901	3459	15283	245
125°	447944	5643	15767	15
135°	504346	5800	16142	10

Çizelge 4.3. Mg_2SiO_4 için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.

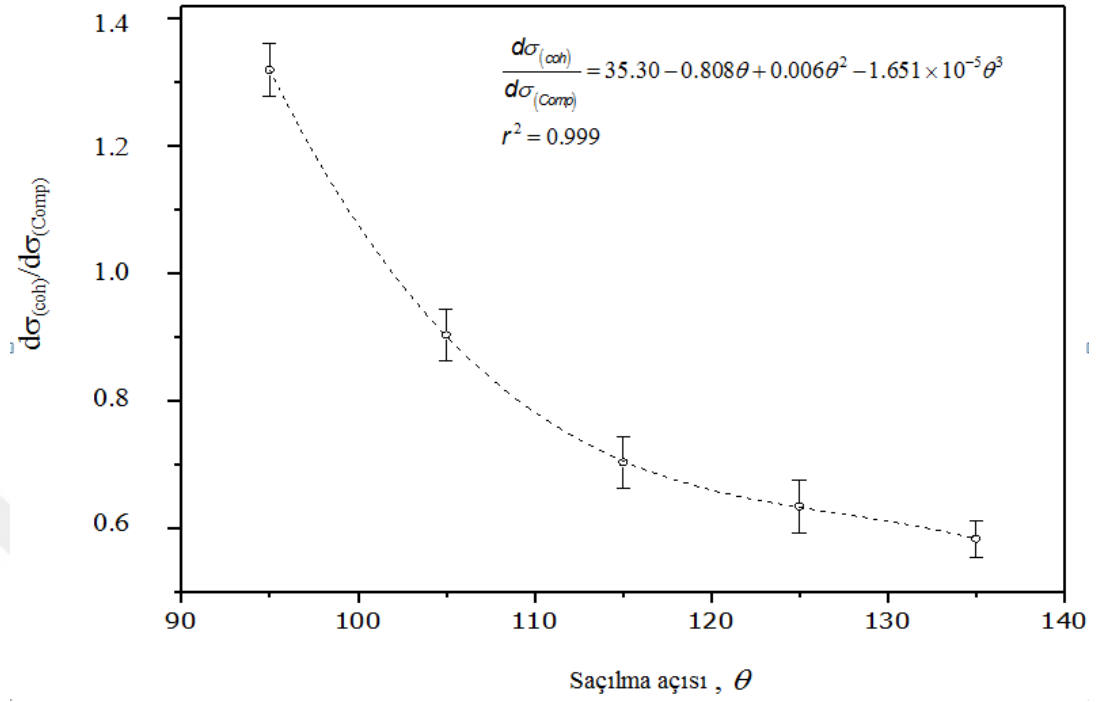
Saçılma açısı (θ)	Compton tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Compton tepesi için temel sayma (sayma/3600s)	Koherent tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Koherent tepesi için temel sayma (sayma/3600s)
95°	272755	3513	19176	2641
105°	347954	3609	15623	759
115°	404786	3459	14549	245
125°	430582	5643	14122	15
135°	546973	5800	15433	10

Çizelge 4.4. MgSO_4 için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.

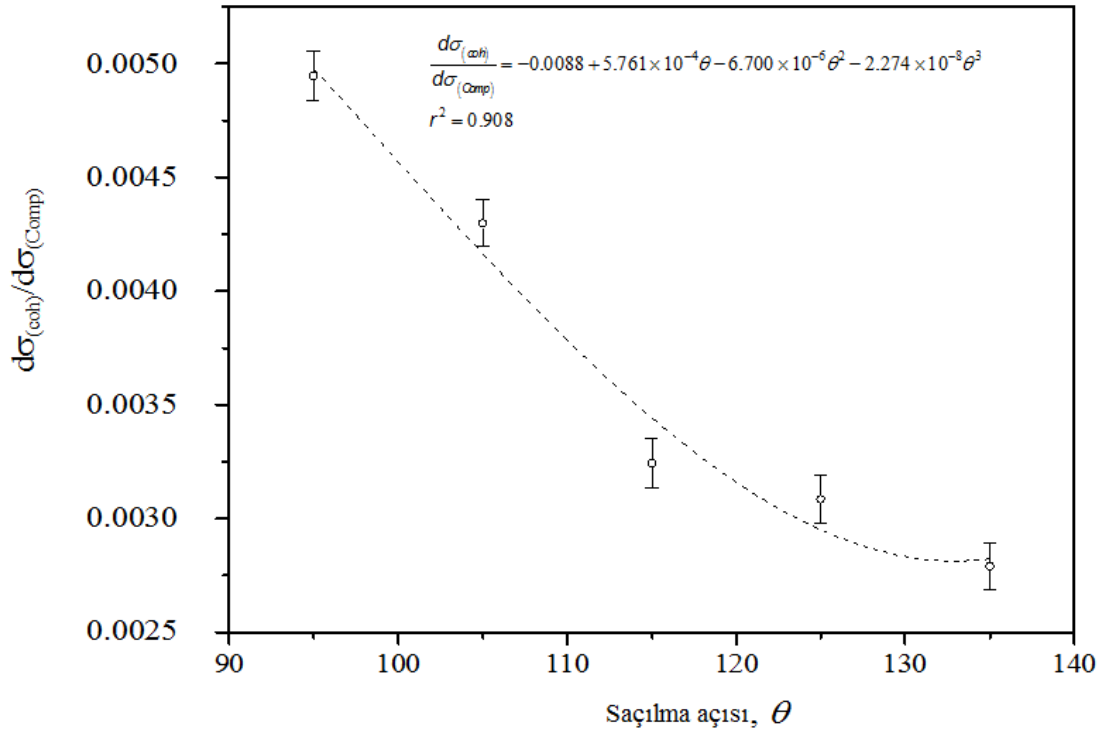
Saçılma açısı (θ)	Compton tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Compton tepesi için temel sayma (sayma/3600s)	Koherent tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Koherent tepesi için temel sayma (sayma/3600s)
95°	481501	3513	15564	2641
105°	216166	3609	4224	759
115°	213897	3459	3084	245
125°	272010	5643	2857	15
135°	316914	5800	2530	10

Çizelge 4.5. $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ için Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlar.

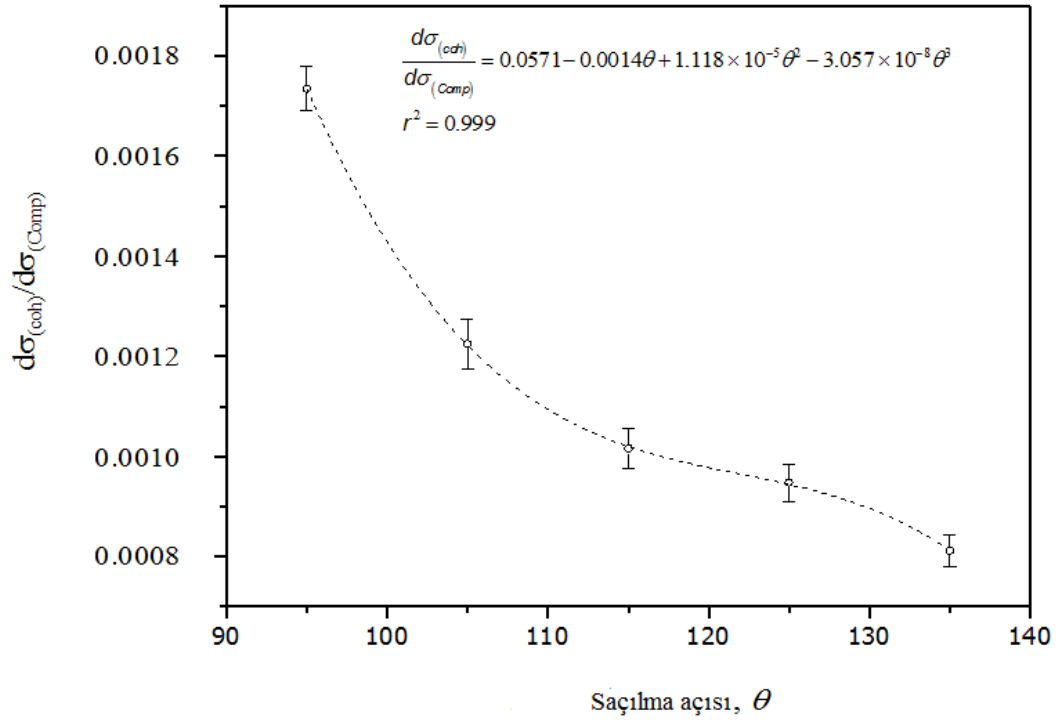
Saçılma açısı (θ)	Compton tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Compton tepesi için temel sayma (sayma/3600s)	Koherent tepesi altında kalan alan (sayma/3600s)	Koherent tepesi için temel sayma (sayma/3600s)
95°	150914	3513	15695	2641
105°	166146	3609	11678	759
115°	184632	3459	11005	245
125°	241396	5643	10895	15
135°	234459	5800	10472	10



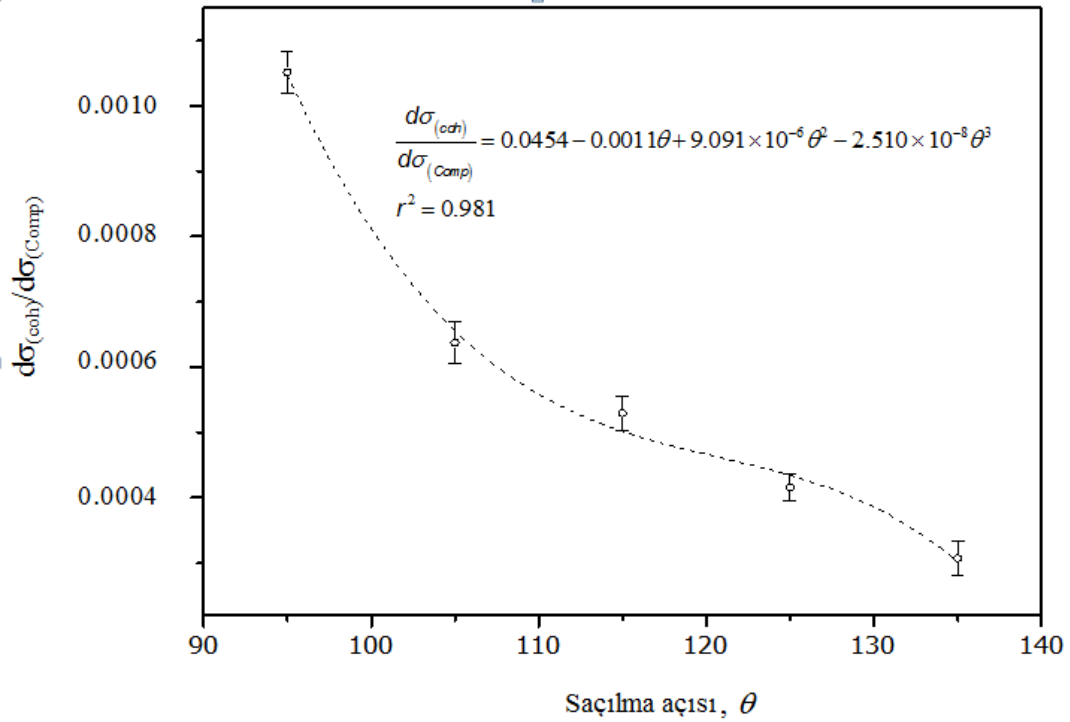
Şekil 4.1. BaSO_4 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değişimi



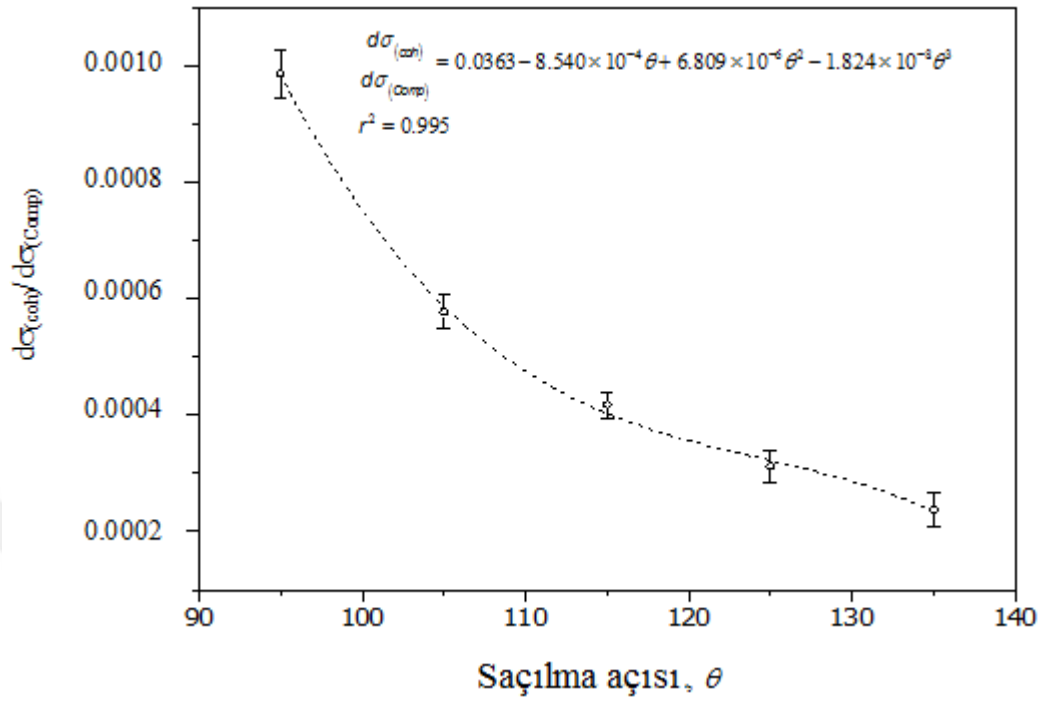
Şekil 4.2. CaF_2 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değişimi



Şekil 4.3. Mg_2SiO_4 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değişimi



Şekil 4.4. MgSO_4 için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değişimi



Şekil 4.5. $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ için saçılma açısıyla koherent/Compton saçılma şiddet oranının değişimi

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında BaSO_4 , CaF_2 , Mg_2SiO_4 , MgSO_4 ve $\text{ZnSO}_4 \cdot 7(\text{H}_2\text{O})$ termolüminesans dozimetrik bileşiklerden hazırlanan numuneler 95° , 105° , 115° , 125° , 135° saçılma açılarında EDXRF bir sisteminde incelenmiştir. Numunelerin saçılma açılarına karşılık koherent ve Compton saçılma şiddet oranlarındaki değişim araştırılmıştır. Numuneleri uyarmak için Am-241 nokta kaynağından yayımlanan 59,54 keV enerjili gama ışınları kullanılmıştır. Numunelerden saçılan fotonların sayılmasında ise rezolüsyonu 5,9 keV'de 199,6 eV olan bir HPGe dedektör kullanılmıştır. Numunelerden elde edilen Compton saçılma tepesinin sol yanındaki kuyruklanmayı azaltmak için numuneler mümkün olduğunca ince hazırlanmıştır. Çizelge 4.1-5'de artan saçılma açısıyla Compton ve koherent tepelerinin altında kalan alanların azalma eğiliminde olduğu görülmektedir. Dedektör-numune arasında kalan havanın soğurma faktörü ($\beta_{\gamma\alpha}$), numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörü ($\beta_{\gamma t}$) ve dedektörün koherent ve Compton tepelerini enerjilerinde fotopik verimlerinin dikkate alınmasıyla elde edilen düzeltilmiş şiddet oranı formülü ile deneysel hesaplamalar yapılmıştır. Şekil 4.1-5'de görüldüğü gibi koherent ve Compton saçılma şiddet oranları artan saçılma açısıyla azalmaktadır. Şekil 4.1-5'den görülmektedir ki saçılma tesir kesiti oranları ile saçılma açılarının değişimi arasında üçüncü dereceden bir ilişki vardır. Her bir şekilde verilen korelasyon katsayıları da bu ilişkiyi doğrulamaktadır. Her bir saçılma açısında ortalama atom numarası büyük bileşikler için saçılma tesir kesiti oranlarının büyük olduğu gözlemlenmektedir. Bu oran ortalama atom numarası ile azalmaktadır.

Termolüminesans bileşikler için saçılma şiddet oranı gibi bir atomik parametrenin saçılma açısıyla değişiminin araştırılması oldukça önemlidir. Çünkü, dozimetrelerin yapımında uygun materyallerin seçilmesi için etkin atom numaralarının bilinmesi gerekir. Etkin atom numaraları Şekil 4.1-5'de verilen grafiklerdeki fit fonksiyonları kullanılarak bulunabilir.

Bu tez çalışması ile literatüre termolüminesans dozimetrik bileşiklerin saçılma spektrumlarının incelenmesi ve saçılma şiddet oranlarının saçılma açısıyla değişiminin incelendiği veriler ile katkıda bulunulmuştur.



KAYNAKLAR

- 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.
- Conti, C.C. Anjos, M.J. Salgado, C.M., 2014. Determination of mass attenuation coefficients for X-ray fluorescence measurements correction by the Rayleigh to Compton scattering ratio, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B., 335, 61-65.
- Debertin, K. and Helmer, H.G., 1988. Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors, Elsevier Science Publishers, 94-97, New York, U.S.A.
- Duvauchelle, P. Peix, G. Babot D., 1999. Effective atomic number in Rayleigh to Compton scattering ratio, Nucl. Instr. and Meth. B., 155, 221-228.
- Erzeneoğlu S., 1993. Koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin açığa ve atom numarasına göre değişiminin incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- İçelli, O., 2006. Practical method for experimental effective atomic number in the coherent to compton scattering ratio, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 101, 151-158.
- İçelli, O. Erzeneoğlu, S., 2002. Experimental study on ratios of coherent scattering to Compton scattering for elements with atomic numbers $26 \leq Z \leq 82$ in 59.5 keV for 55° and 115° . Spectrochimica Acta Part B., 57, 1317-1323.
- Kumar, S.P. Manjunanhaguru, V. Umesh, T. K., 2010. Effective atomic numbers of some H, C-, N-, and O-based composite materials derived from differential incoherent scattering cross section, Pramana J. Phys., 552-562.
- 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.
- Kurucu, Y. Erzeneoğlu, S. Durak, R. Şahin, Y., 1998. Measurement of the Compton and coherent scattering differential cross section, Tr. J. of Physics., 22, 783-788.
- 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.
- Singh, M.P. Sandhu, B. S. Singh, B., 2007a. Measurement of effective atomic number of composite materials using scattering of γ -rays, Nucl. Instr. and Meth. A., 580, 50-53.
- Singh, M.P. Sandhu, B.S. Singh, B., 2007b. Measurement of effective atomic number of composite materials using Rayleigh to Compton scattering of 279 keV gamma rays, Phys. Scr., 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, Radiation Measurements., 59, 30-36.
- Singh, M.P. Sharma, A. Singh, B. Sandhu, B.S., 2010. A non-destructive technique for assigning effective atomic number to scientific sample by scattering of 59.54 keV gamma photons, Nucl. Instr. and Meth. A., 619, 63-66.

- Singh, M.P. Sharma, A. Singh, B. Sandhu, B.S., 2012. Experimental measurement of coherent to incoherent cross section ratio of elements in range $6 \leq Z \leq 82$ for 59.54 keV gamma photons, Indian Journal of Pure & Applied Physics., 50, 490-493.
- Söğüt, Ö. Küçükönder, A. Büyükkasap, E., 2004. Dependence on average atomic number of coherent/incoherent scattering intensity ratios in compounds. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer ., 87, 15-23.
- Turşucu, A., 2012. Atom numarası $21 \leq Z \leq 71$ arasında olan nadir toprak elementlerinin ve oksitli bileşiklerinin etkin atom numaralarının gama ışınlarının saçılması ve soğurulmasından faydalanılarak bulunması ve K X-ışını şiddet oranlarına kimyasal etkinin araştırılması. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Turşucu, A. Demir, D. Önder, P., 2013. Effective atomic number determination of rare earth oxides with scattering ratio, Hindawi Publishing Corporation Science and Technology of Nuclear Installations.

ÖZGEÇMİŞ

1991 yılında Trabzon'da doğan Ümmühan ŞİMŞEK; ilk, orta ve lise eğitimini Trabzon'da tamamladı. 2009 yılında girdiği Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2013 yılında mezun oldu. Aynı yıl Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans çalışmasına başladı. Yüksek lisansını "Bazı termoluminesans dozimetrik bileşiklerin Compton ve koherent saçılma tesir kesitlerinin 59,54 keV foton enerjisinde belirlenmesi" adlı teze Ocak 2016'da tamamladı.