

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**EDXRF TEKNİĞİNİ KULLANARAK CuInSe_2 İNCE FİLMİNİN KALINLIK
TAYİNİ**

Ahmet ÇELİK

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Yüksek Lisans (Fizik)”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 02.06.2006
Tezin Savunma Tarihi : 23.06.2006**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Uğur ÇEVİK
Jüri Üyesi : Prof. Dr. A. İhsan KOBYA
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa ÖZDEMİR**

Enstitü Müdürü: Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2006

ÖNSÖZ

EDXRF tekniğini kullanarak CuInSe_2 ince filminin kalınlığının hesaplandığı bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak gerçekleştirildi.

Deneyisel çalışmalar, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği ve Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarlarında yapıldı.

Yüksek Lisans tez çalışmalarında deneysel ve teorik bilgi yönünden yararlandığım, Yüksek Lisans öğrenciliğimin her aşamasında bilgi ve tecrübeleriyle bana yol gösteren değerli hocam Sayın Doç. Dr. Uğur ÇEVİK'e teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım boyunca ilgilerini ve desteklerini esirgemeyen K.T.Ü. Fizik Anabilim Dalı Başkanı Sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA başta olmak üzere, Sayın Yrd. Doç. Dr. Emin BACAKSIZ'a, Araş. Gör. Hasan BALTAŞ'a, Araş. Gör. Salih Mustafa KARABIDAK'a ve Araş. Gör. Necati KAYA'ya teşekkürlerimi sunarım.

Bugünlere gelmemde en büyük pay sahibi olan, maddi ve manevi destekleriyle sürekli olarak yanımda olan aileme en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Ahmet ÇELİK

Trabzon 2006

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER	III
ÖZET	VI
SUMMARY.....	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
TABLolar DİZİNİ	IX
SEMBOLLER DİZİNİ	X
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. X-ışınları	2
1.2.1. Sürekli X-Işınları	3
1.2.2. Karakteristik X-Işınları	4
1.3. Radyasyonun Madde İle Etkileşmesi.....	6
1.3.1. Fotoelektrik Olayı.....	6
1.3.2. Saçılma.....	9
1.3.2.1. İnkohherent Saçılma (Compton Saçılması)	9
1.3.2.2. Koherent Saçılma	10
1.3.3. Çift Oluşumu	11
1.3.4. Soğurma	12
1.3.4.1. Lineer Soğurma Katsayısı.....	13
1.3.4.2. Kütle Soğurma Katsayısı	14
1.3.4.3. Soğurma Kıyıları	15
1.4. Dedektörler.....	17
1.4.1. Dedektörlerin Gelişimi.....	17

1.4.2. Dedektör Çeşitleri ve Genel Özellikleri.....	20
1.4.2.1.Orantılı Dedektörler.....	21
1.4.2.2.Geiger-Müller Dedektörü.....	22
1.4.2.3.Sintilasyon Dedektörleri	23
1.4.2.4.Yarıiletken Dedektörler	24
1.5. Sayma Sistemi	27
1.5.1. Yüksek Voltaj Kaynağı.....	27
1.5.2. Ön Yükseltici.....	28
1.5.3. Yükseltici	28
1.5.4. Analog Digital Dönüştürücü	29
1.5.5. Çok Kanallı Analizör	29
1.6. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi.....	30
1.6.1. Koherent Pik.....	30
1.6.2. İnkohherent (Compton) Pik.....	31
1.6.3. Karakteristik X-ışını Pikleri	31
1.6.4. Auger Pikleri	31
1.6.5. Üst üste Binme (Pile-Up) Pikleri.....	32
1.6.6. Kaçak (Escape) Pikler.....	32
1.6.7. Satellite Pikleri	32
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	34
2.1. CuInSe ₂ İnce Filminin Üretimi.....	34
2.2. X-Işınları Kırınım Analizi.....	36
2.3. Soğurma Deneyleleri	37
3. BULGULAR	40
3.1. CuInSe ₂ İnce Filminin X-Işını Kırınım Deseninin İncelenmesi.....	40
3.2. Optik Özelliklerinin İncelenmesi.....	41
3.3. Soğurma Katsayıları	41
3.4. Etkin Atom Numarası	50
3.5. Kalınlık Tayini.....	52

4.	SONUÇLAR	54
5.	ÖNERİLER	56
6.	KAYNAKLAR.....	57
	ÖZGEÇMİŞ.....	59

ÖZET

Bu çalışmada, CuInSe_2 ince filminin kalınlığı iki farklı yöntem kullanarak belirlendi. İlk yöntemde, CuInSe_2 'nin yoğunluğu ve kütlesi bir yoğunluk ölçer vasıtasıyla ölçüldü. Daha sonra, birim alan başına kütle hesabından CuInSe_2 ince filminin kalınlığı belirlendi. İkinci yöntemde, Cu, In ve Se elementleri ile CuInSe_2 (bulk ve ince film) yarıiletkenlerinin soğurma katsayılarını kullanarak kalınlık belirlendi. Soğurma katsayıları, 11,9-37,3 keV enerji aralığında bulunan 15 farklı enerjide ikincil uyarma yöntemi kullanılarak ölçüldü. Bu enerjiler, Br, Sr, Mo, Cd, Te ve Ba gibi ikincil kaynaklar kullanılarak elde edildi. İkincil kaynakları uyarmak için, 59,5 keV'lik gama ışınları yayınlayan ^{241}Am radyoaktif halka kaynak kullanıldı. İkincil kaynaktan yayınlanan X-ışınlarını saymak için, 5,9 keV'deki rezolüsyonu 0,16 keV olan bir Si(Li) dedektör kullanıldı. Ayrıca yarıiletken bileşiklerde, soğurma kıyılarının etkin atom numaraları üzerindeki etkisi ve foton enerjisiyle değişimi tartışıldı. Elde edilen değerler teorik değerlerle kıyaslandı.

Anahtar Kelimeler: X-ışını, İnce Film, Kalınlık, Soğurma Katsayısı, Si(Li) Dedektör

SUMMARY

Determination of Thickness for CuInSe₂ Thin Film Using the EDXRF Technique

In this study, thickness of CuInSe₂ thin film was determined using the two different methods. In the first method, the density and mass of CuInSe₂ was measured by using a densitometer. Then, thickness of CuInSe₂ thin film was calculated using the mass per unit area. In the second method, thickness was determined using the attenuation coefficients of Cu, In and Se elements and CuInSe₂ (bulk and thin film) semiconductors. The attenuation coefficients were measured at 15 different energies from 11.9 to 37.3 keV by using secondary excitation method. These energies were obtained using secondary targets such as Br, Sr, Mo, Cd, Te and Ba. 59.5 keV gamma rays emitted from an annular ²⁴¹Am radioactive source were used to excite secondary sources. X-rays emitted of secondary sources were counted by a Si(Li) detector with a resolution of 0.16 keV at 5.9 keV. Additionally, the effect of absorption edges on effective atomic numbers and their variation with photon energy in composite semiconductor sample was discussed. Obtained values were compared with theoretical values.

Key Words: X-ray, Thin Film, Thickness, Attenuation Coefficient, Si(Li) Detector

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Fotoelektrik olay.....	7
Şekil 2. Compton olayı	9
Şekil 3. Çift oluşumu	11
Şekil 4. Mg'un kütle soğurma katsayılarının dalga boyu ile değişimi	12
Şekil 5. Elektromagnetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması	13
Şekil 6. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi	16
Şekil 7. Orantılı ve Geiger dedektörlerinin genel şekli	21
Şekil 8. Sintilasyon dedektörlerin şematik gösterimi	23
Şekil 9. Tipik bir yarıiletken dedektörün şematik gösterimi	26
Şekil 10. Sayma sisteminin şematik gösterimi	27
Şekil 11. İdeal bir x-ışını spektrumu	30
Şekil 12. Varian NRC 840 vakum sistemi.....	34
Şekil 13. Rigaku D/Max-III marka X-ışını difraktometresi.....	36
Şekil 14. Soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi.....	39
Şekil 15. CuInSe ₂ ince filminin x-ışını kırınım deseni.....	40
Şekil 16. CuInSe ₂ ince filminde $(\alpha h\nu)^2$ 'nin fotonun enerjisine göre değişimi	41
Şekil 17. Cu'un kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi.....	47
Şekil 18. In'un kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi	47
Şekil 19. Se'un kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi.....	48
Şekil 20. CuInSe ₂ (bulk)'nin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi	48
Şekil 21. CuInSe ₂ (ince film)'nin kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi	49

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn gösterimleri.....	5
Tablo 2. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik x-ışını enerjileri	38
Tablo 3. Cu, In ve Se'in lineer soğurma katsayıları ve yarı kalınlıkları.....	43
Tablo 4. CuInSe ₂ ince film ve bulk numunelerinin lineer soğurma katsayıları ve yarı kalınlıkları	44
Tablo 5. Cu, In ve Se'in kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri.....	45
Tablo 6. CuInSe ₂ 'nin (bulk ve ince film) kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri	46
Tablo 7. CuInSe ₂ 'nin (bulk ve ince film) etkin atom numaraları	51
Tablo 8. Numunelerin teorik ve deneysel olarak hesaplanan kalınlık (µm) değerleri	53

SEMBOLLER DİZİNİ

- A : Kütle numarası
A_t : Bileşiğin bir molünün ağırlığı
c : Işık hızı
d : Birim yüzeydeki numune kalınlığı
e : Elektronun yükü
E_K : Kinetik enerji
f_i : Bileşikteki elementlerin bolluk kesri
h : Planck sabiti
I : Soğurulup geçen fotonun şiddeti
I₀ : Gelen fotonun şiddeti
m : Kütle
m₀ : Elektronun durgun kütlesi
N_A : Avagadro sayısı
P : Sürekli ışıma ihtimali
q : Elektriksel yük
V : Potansiyel
v : Hız
w_i : Ağırlık kesri
Z : Atom numarası
Z_{et} : Etkin atom numarası
x : Kalınlık
α : Soğurma katsayısı
κ : Spektral sabit
λ : Dalgaboyu
μ : Lineer soğurma katsayısı
 $\frac{\mu}{\rho}$: Kütle soğurma katsayısı
ν : Frekans
ρ : Yoğunluk

- σ : Perdeleme sabiti
 $\sigma_{t,a}$: Toplam atomik tesir kesiti
 $\sigma_{t,m}$: Toplam moleküler tesir kesiti
 ϕ : Elektronun bağlanma enerjisi

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Yarıiletkenler, günlük hayatımızın oldukça farklı alanlarında kullanılmaktadır. Özellikle kalkopirit yapılı ve I-III-VI₂ grubuna ait yarıiletkenler güneş pilleri, optik dedektörler ve fotodiyotlarda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Joseph vd., 1997).

Kalkopirit yapılı bileşiklerin faz diyagramları oldukça karmaşık olduğundan ve kristalin büyütülmesinden sonraki soğuma sürecindeki faz geçişinden dolayı, bu tür tek kristallerin eriyikten üretilmesi büyük bir sorundur (Chichibu vd., 1997). Bu yüzden tek kristallerin büyütülmesi ve uygulama alanları kısıtlıdır. İnce filmlerin üretilip, uygulama alanlarının yaygınlaşması bu sorunun giderilmesinde önemli adımlardan birisi olmuştur. Bu durum ince film teknolojilerine olan ilginin artmasını sağlamıştır. Günümüzde kullandığımız modern cihazların çoğunun kalitesi imal edildikleri ince filmlerin tabakalarının homojenliğine ve kalınlığına bağlıdır. Bu yüzden, ince film tabakalarının homojenliğini ve kalınlığını belirlemek için tam ve kesin yöntemler gereklidir. Bunun için kullanılan yöntemlerin çoğunda, fiziksel temas söz konusu olduğundan ince film yüzeylerinde bozulmalar oluşmaktadır (Vogt vd., 2005; Vander Hear vd., 2004). Bu yüzden fiziksel temasın olmadığı bir yöntemin geliştirilmesine ihtiyaç duyuldu. Yapılan literatür taraması sonucunda, ince filmle fiziksel temasın olmadığı kalınlık ölçümüne dair çok az çalışma bulundu.

CuInSe₂ yarıiletkeni, yüksek soğurma katsayısına ve uygun band genişliğine sahip olması nedeniyle güneş pillerinin üretimi için ümit veren bir malzemedir. 1,12 eV'luk optik band genişliğine sahip Cu(In, Ga)Se₂ ince filmlerinden yapılan güneş pillerinde %18,8'lik bir verime ulaşıldı (Contreras vd., 1999). I-III-VI₂ bileşiklerinden olan CuInSe₂, üretim şartlarına bağlı olarak n tipi veya p tipi yarıiletken olarak elde edilebilir. Malzemenin bu özelliğinden dolayı, CuInSe₂'den p-n kavşağı ve heterokavşaklar yapılabilir. Ayrıca, CuInSe₂ fotovoltaik aletlerin üretimi için uygun elektriksel özelliklere sahiptir (Trykozko vd., 1986; Firoz Hassan vd., 1999).

Yarıiletken malzemelerin soğurma katsayıları astronomi, dozimetre, plazma fiziği, nükleer reaktörler, uydular ve nükleer silahlar gibi birçok radyoaktif uygulama alanında tam olarak belirlenmesi gereklidir. Çünkü soğurma katsayıları, kullanılan malzemenin

kalınlığının kontrol edilmesini ve belirlenmesini sağlar. Soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümleri, x ve gama ışını çalışmalarının ilk zamanlarından beri birçok yazar tarafından yapıp toplanmakta ve teorik değerleriyle kıyaslanmaktadır (Baltaş vd., 2005; Tadashi vd., 2004).

1.2. X-ışınları

X-ışınları Wilhelm Conrad Röntgen tarafından 1895'te keşfedildi. Röntgen, siyah bir kağıtla tamamen kaplı bir boşalma tüpü yakınında bulunan bazı baryum-platinocyanide kristallerinin, boşalma vuku bulduğu zaman ışıdığıı gördü.

Işıkla benzerlik göstermesinden dolayı (ışık gibi doğru boyunca yayılması ve fotoğraf filminde aynı etkiyi göstermesi) Röntgen ve çağdaşları, sınırlı imkanlarla bu ışınlarla polarizasyon, yansıma, kırılma ve kırınım deneyleri yapmaya başladılar. Fakat bu özelliklerden hiçbirisini kanıtlayamadılar. 1897'de Thompson, katot ışınlarının anotta durdurulmasıyla meydana gelen ışınların elektronlar olduğunu söyledi. X-ışınları dalga boyları $\sim 100\text{\AA}$ ile $\sim 10^{-5}\text{\AA}$ arasında olan elektromagnetik radyasyon olarak tanımlanabilir.

1906'da Barkla yaptığı saçılma deneylerinde x-ışınlarının polarize olduğunu gösteren kanıtlar buldu ve bu ışınların dalga olması gerektiğini söyledi. Ancak Bragg'ın iyonizasyon için yapmış olduğu çalışmalar bunların parçacık nitelikli olduğunu da gösterdi. Esas itibariyle x-ışınlarının dalga doğası Laue, Friedrich ve Knipping tarafından tespit edildi. Bunlar x-ışınlarının bir bakır-sülfat-pentahidrat kristalinde kırınıma uğradığını gösterdiler. Baba oğul Bragg'lar x-ışınlarının yansıma kanunlarını buldular. 1908'de Barkla ve Sadler saçılma deneyleri ile bir hedef maddesinin karakteristiklerini ihtiva eden x-ışınlarının varlığını tespit ettiler ve bunlara K ve L radyasyonları dediler. Öyle ki bu radyasyonlar, 1913'te Bragg'ın kırınım deneyleri ile bulduğu kesin dalga boylarına sahiplerdi. Bu deneyler, sürekli bir spektrum üzerine binmiş bir çizgi spektrumunun varlığını açıkça gösteriyordu. Moseley, çizgilerin dalga boylarının hedef maddenin karakteristikleri olduğunu ve atom numarası bakımından aynı zincire bağlı olduklarını gösterdi. Böylece ilk defa atom numaralarının anlamı tayin edilmiş oldu. Karakteristik K soğurması ilk defa De Broglie tarafından gözlemlendi. Bragg ve Siegbahn tarafından açıklandı. X-ışını spektrumlarının teorisi Sommerfield ve arkadaşları tarafından çalışıldı. 1932 başlarında Coster ve diğer araştırmacılar x-ışını floresans spektroskopisinin özelliklerini ayrıntılı bir şekilde araştırdılar (Markowicz, 1993).

1.2.1. Sürekli X-Işınları

Sürekli x-ışınları, yüksek enerjili parçacıkların (elektronlar, protonlar, alfa parçacıkları gibi) ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri sonucu oluşur. Bu etkileşimde parçacığın ısıdığı enerji, sürekli spektrum veya Bremsstrahlung spektrumu olarak adlandırılır. Sürekli x-ışını spektrumları geniş bir frekans aralığına sahiptir. Bu nedenle sürekli x-ışınlarına beyaz x-ışınları da denir (Markowicz, 1993).

Bu iş için genellikle iki metal elektrot ve bir elektron kaynağı içeren x-ışını tüpü kullanılır. Elektronlar, on binlerce voltluk gerilim uygulanan elektrotlar arasında yüksek bir hızla anoda çarpar. X-ışınları etkileşme noktasında üretilir ve tüm yönlerde yayılır. Çarpışma noktasında elektronların sahip olduğu kinetik enerji:

$$E_k = eV = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1)$$

ile ifade edilir. Burada m elektronun kütlesi ($9,11 \times 10^{-31}$ kg), V tüpe uygulanan gerilim, e elektronun yükü ($1,6 \times 10^{-19}$ C) ve v ise elektronun hızıdır. Bu hız, 30000 voltluk potansiyelde ışık hızının yaklaşık üçte biridir. Anoda çarpan elektronların kinetik enerjisinin çoğu ısıya dönüşürken, yaklaşık yüzde birlik kısmı x-ışınlarına dönüşür. Oluşan x-ışınları incelendiğinde, farklı dalga boylarından oluşan bir karışıma sahip olduğu ve dalga boyuyla şiddetin değişiminin potansiyele bağlı olduğu bulunur (Cullity ve Stock, 2001).

Bir x-ışını tüpünde elektronlarla oluşturulan sürekli x-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{\min} kısa dalga boyu limitiyle karakterize edilir.

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV_0} \quad (2)$$

Burada h Planck sabiti ($6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s), c ışık hızıdır ($3 \cdot 10^8$ m/s). Bu ifade Duane Hunt kanunu olarak bilinir. Sürekli ışınma ihtimali ise,

$$P \propto \frac{q^2 Z^2 E_K}{m_0} \quad (3)$$

ile orantılıdır. Burada q parçacığın yükü, Z hedef maddenin atom numarası, E_K parçacığın kinetik enerjisi ve m_0 ise parçacığın durgun kütesidir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütesine göre daha büyük kütleyle sahip olduklarından nispeten daha az ışıma yaparlar.

Bir x-ışını tüpünde elektronlar tarafından oluşturulan sürekli x-ışını spektrumu genel olarak şu iki özelliğe sahiptir:

1-Kısa dalga boyu limiti (λ_{\min}) altında radyasyon gözlenmez.

2-Toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddenin atom numarası ile orantılıdır (Markowicz, 1993).

1.2.2. Karakteristik X-Işınları

Sürekli radyasyonun meydana gelmesini sağlayan elektron etkileşmelerine ilaveten karakteristik radyasyonun meydana gelmesine yol açan elektron etkileşmeleri de vardır. Karakteristik x-ışınları, atomun yörüngeleri veya enerji seviyeleri arasındaki elektron geçişleri sonucu meydana gelir. Eğer yüksek enerjili bir parçacık (elektron, foton vs.) hedef maddesinin bağlı elektronlarından birine çarparsa ve parçacığın kinetik enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden büyükse bu elektronun atomdan sökülmesi mümkün olacaktır. Sökülen elektron atomu, $E - \phi$ kinetik enerjisi ile terk eder. Burada E gelen parçacığın enerjisi, ϕ ise elektronun bağlanma enerjisidir. Bu olay sonucunda atom, kararsız bir durumda veya uyarılmış bir durumda kalır. Uyarılmış durumdaki atom, elektron geçişleriyle kararlı hale geçer. Bu geçişlerde ilk ve son durum arasındaki enerji farkına eşit enerjili x-ışını fotonları yayınlanır. Yayınlanan tüm x-ışını fotonlarının enerjileri elektronik seviyeler arasındaki enerji farkı ile orantılı olduğundan verilen bir elementten elde edilen çizgiler o elementi karakterize ederler. Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğu L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulması sonucunda yayınlanan karakteristik x-ışınına K_α x-ışını, eğer geçiş M veya N kabuğundan olmuşsa yayınlanan karakteristik x-ışınına K_β x-ışını adı verilir. Şayet hedefe uygulanan etki K kabuğundan elektron sökecek kadar enerjik değilse, L, M, N, ...

kabuklarının birisinden bir elektron sökebilir ve bu kez K kabuğuna benzer olarak L kabuğunda meydana gelen boşluğun M, N, ... kabuklarındaki elektronlarla doldurulması esnasında L_{α} , L_{β} , L_{γ} , ... x-ışınları yayımlanır (Markowicz, 1993). Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardaki bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan x-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure Applied Chemistry) gösterimleri Tablo.1’de verilmektedir (Apaydın, 2002).

Karakteristik x-ışını çizgileri W.H. Bragg tarafından keşfedildi ve H.G. Moseley tarafından sistematize edildi. Moseley yasasına göre yayımlanan karakteristik x-ışınının frekansının kareköküyle atom numarası arasında lineer bir ilişki vardır. Buna göre,

$$\sqrt{\nu} = \kappa(Z - \sigma) \quad (4)$$

şeklinde olur. Burada κ her bir spektral seri için farklı değerler alan bir sabittir, σ ise perdeleme sabitidir (Cullity ve Stock, 2001).

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn gösterimleri

Siegbahn gösterimi	Tabakalar Arası geçiş	Siegbahn gösterimleri	Tabakalar Arası geçiş	Siegbahn gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş
$K\alpha_2$	K-L _{II}	$L\gamma_4'$	L _I -O _{II}	$L\beta_6$	L _{III} -N _I
$K\alpha_1$	K-L _{III}	$L\gamma_4$	L _I -O _{III}	$L\beta_{15}$	L _{III} -N _{IV}
$K\beta_3$	K-M _{II}	$L\gamma_{13}$	L _I -P _{II,III}	$L\beta_2$	L _{III} -N _V
$K\beta_1$	K-M _{III}	$L\eta$	L _{II} -M _I	$L\beta_7$	L _{III} -O _I
$K\beta_5$	K-M _{IV,V}	$L\beta_1$	L _{II} -M _{IV}	$L\beta_5$	L _{III} -O _{IV,V}
$K\beta_2$	K-N _{II,III}	$L\gamma_5$	L _{II} -N _I		
$K\beta_5$	K-N _{III}	$L\gamma_1$	L _{II} -N _{IV}		
$K\beta_4$	K-N _{IV,V}	$L\gamma_8$	L _{II} -O _I		
$L\beta_4$	L _I -M _{II}	$L\gamma_6$	L _{II} -O _{IV}		
$L\beta_3$	L _I -M _{III}	$L\zeta$	L _{III} -M _I		
$L\gamma_2$	L _I -N _{II}	$L\alpha_2$	L _{III} -M _{IV}		
$L\gamma_3$	L _I -N _{III}	$L\alpha_1$	L _{III} -M _V		

1.3. Radyasyonun Madde İle Etkileşmesi

Gama ve x-ışınlarının gözlemlenebilmesi, onların madde ile etkileşmelerinin incelenmesi ile mümkündür. Bu ışınların madde ile etkileşmelerini, etkileşme alanlarına göre;

1. Bağlı atomik elektronlarla etkileşme
2. Serbest elektronlar ile etkileşme
3. Çekirdeğin veya elektronların Coulomb alanıyla etkileşme
4. Çekirdekle etkileşme

olarak gruplandırabiliriz.

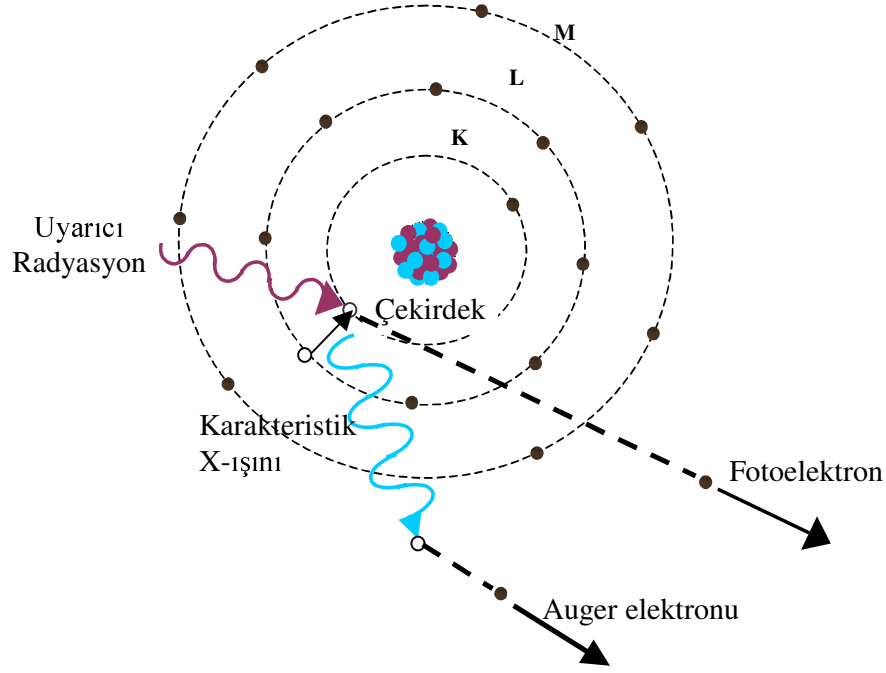
Gama ve x-ışınlarının madde ile etkileşmelerini etkileşme tarzlarına göre soğurma ve saçılma olayları olarak iki grup altında toplayabiliriz. Gama ve x-ışınlarının soğurulması ve saçılması çeşitli olaylar sonucu gözlemlenmekle beraber, bunların içinde en ağırlıklı olanlar, fotoelektrik olay, çift oluşumu, inkoherent saçılma (Compton saçılması) ve koherent saçılmadır (Ekinci, 2000).

1.3.1. Fotoelektrik Olayı

Işığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren olaylardan birisidir. Olay ilk defa 1887 yılında H.Hertz tarafından gözlemlendi. 1905 yılında Einstein tarafından formülize edildi. Fotoelektrik olay, ışığa duyarlı bir yüzeyin fotonlarla bombardıman edilmesi sonucu o yüzeyden elektronların sökülmesi olayıdır. Madde üzerine düşen foton, madde atomunun bağlı elektronlarından bir tanesine tüm enerjisini vererek bu elektronu yörüngesinden ayırıp, serbest hale getirir. Bu olayın gerçekleşmesi için,

$$E_{fe} = h\nu - \phi \quad (5)$$

eşitliğinin gerçekleşmesi gerekir. Yani, $h\nu \geq \phi$ olması gerekir. Burada E_{fe} serbest hale geçen elektronun kinetik enerjisi, $h\nu$ gelen fotonun enerjisi ve ϕ ise sökülen elektronun bağlanma enerjisidir (Aygün ve Zengin, 1992). Bir atomun K kabuğundaki elektronlarından birinin sökülmesi ile sonuçlanan fotoelektrik olay Şekil 1'de gösterilmektedir.



Şekil 1. Fotoelektrik olay

Serbest bir elektronun fotoelektrik olaya sebep olması imkansızdır. Çünkü bu durumda momentum ve enerji korunumlu değildir. Ancak bağlı elektron durumunda atom geri tepir ve böylece momentumun korunması sağlanır. Atomun kütlesi çok büyük olduğundan, geri tepme enerjisi çok küçük olur ve yukarıdaki eşitlikte ihmal edilir. Fotoelektrik olay sonucunda serbest hale geçen elektronun arkasında bırakmış olduğu yörüngedeki boşluk, daha düşük bağlanma enerjili bir yörüngeden bir elektronun bu boşluğa geçişiyle doldurulur. Bu olay sonucunda, iki yörüngenin bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayınlanır. Atomdan yayınlanan bu foton karakteristik x-ışını olarak adlandırılır. Oluşan karakteristik x-ışını her zaman atomu terk etmez, bazen bu foton atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir (Çevik, 1994).

Herhangi bir tabakada oluşturulan boşluğun, karakteristik x-ışını yayınlanarak doldurulması ihtimaline o tabakaya ait flüoresans verim, Auger elektronu yayınlanarak doldurulması ihtimaline de o tabakaya ait Auger verimi denir. Floresans verim artan atom numarasıyla artarken Auger verimi azalır. Bunun nedeni küçük atom numaralı atomlarda iç

kabuklar arası elektron geçişinden yayımlanan foton enerjisinin, dış kabukların soğurma kısıyalarına, büyük atom numaralılara oranla çok daha yakın olmasıdır.

Auger olayından dolayı, verilen serideki çizgiler, ilgili yörüngede meydana getirilen boşluk sayısından daha şiddetli değildir. K floresans verim veya K karakteristik foton verimi ω_K , K serisinde birim zamanda yayımlanan bütün çizgilere ait foton sayısının, aynı zamanda K kabuğunda meydana gelen boşluk sayısına oranıdır.

$$\omega_K = \frac{\sum (n_K)_i}{N_K} = \frac{n_{K\alpha 1} + n_{K\alpha 2} + n_{K\beta 1} + \dots}{N_K} \quad (6)$$

$(n_K)_i$: Yayımlanan K X-ışınlarının sayısı

N_K : K kabuğunda meydana getirilen boşluk sayısı

Benzer şekilde ω_L ve ω_M 'yi de tanımlamak mümkündür. Auger verimi veya Auger elektron verimi, Auger elektronu sayısının aynı zamanda meydana gelen boşluk sayısına oranı olup, $(1 - \omega)$ ' ya eşittir. Bu iki olayın meydana gelme ihtimalleri toplamı 1'e eşittir. Auger olayı olmasaydı daima $\omega_K = 1$ olurdu. Floresans verim ile atom numarası arasında,

$$\omega = \frac{Z^4}{(A + Z^4)} \quad (7)$$

şeklinde ifade edilen bir ilişki vardır. Burada Z atom numarası, A ise K ve L X-ışınları için sırasıyla 10^6 ve 10^8 değerlerini alan bir sabittir (Bertin, 1975).

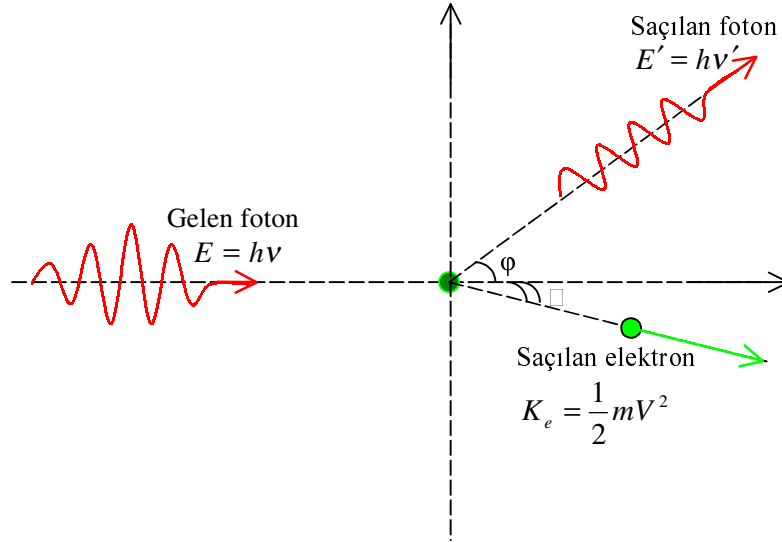
1.3.2. Saçılma

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşimi sonucu gerçekleşen olaylardan biri olan saçılmayı genel olarak iki başlık altında inceleyebiliriz.

1.3.2.1. İnkohherent Saçılma (Compton Saçılması)

Compton olayı da ışığın tanecikli karakterini vurgulayan olaylardan birisidir. Işığın kuantum teorisi, durgun kütlelerinin yokluğu haricinde fotonların parçacıklar gibi davrandığını kabul eder. Bu durum, fotonlarla elektronlar arasında iki parçacığın çarpışması gibi bir çarpışma olayının olmasını gerektirir (Şekil 2).

Compton olayı, bir fotonun atomun çekirdeğine çok zayıf bağlı olan bir elektronla çarpışması olayıdır. Fotoelektrik olay genellikle K ve L tabakalarındaki elektronlarla ilgiliyken, Compton olayı daha çok dış tabaka elektronları ile ilgilidir. Bir başka deyişle Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.



Şekil 2. Compton olayı

Compton olayının teorisi, özel rölativite teorisinin sonuçları ile enerji ve momentumun korunumu kanunları kullanılarak oluşturulmuştur. Oluşturulan bu teorisin sonucunda fotonun dalga boyundaki değişim için,

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi) \quad (8)$$

ifadesi elde edilmiştir. Burada m_0 elektronun durgun kütlesi, θ fotonun saçılma açısı, c ışık hızı ve h ise Planck sabitidir. Ayrıca bu denklemdaki $\frac{h}{m_0c}$ ifadesi Compton dalga boyu olarak adlandırılır ve değeri $0,024 \text{ \AA}$ 'dür. Denklem (8)'den de görüleceği üzere Compton saçılmasında dalga boyundaki değişim sadece fotonun saçılma açısı φ 'ye bağlıdır.

1.3.2.2. Koherent Saçılma

Bir atom üzerine gelen fotonların enerji kaybı olmaksızın saçılmalarına koherent saçılma denir. Bu saçılma olayında gelen ve saçılan fotonların fazları arasında bir ilişki vardır. Atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin karesel toplamından faydalanılarak bulunur. Koherent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, nükleer rezonans saçılma ve nükleer Thomson saçılmasıdır.

Rayleigh saçılması, saçılmadan sonra hedef atomun değişime uğramadan kaldığı, atomun bağlı elektronlarından fotonların esnek saçılmasıdır.

Delbrück saçılması, fotonun çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır.

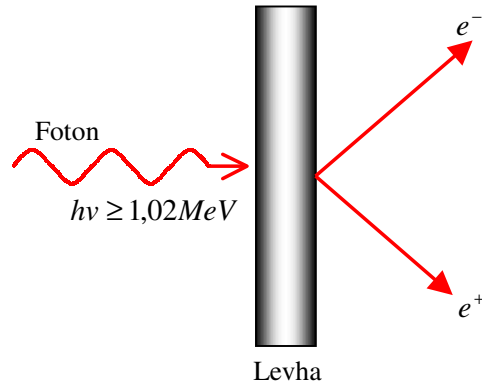
Nükleer rezonans saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan kurtulması takip eder.

Nükleer Thomson saçılması tamamen gelen fotonla çekirdek arasında vuku bulur. Klasik olarak, bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür.

1.3.3. Çift Oluşumu

Relativistik enerjinin bir şekilden bir başka şekle dönüşmesinin en ilginç şekli çift oluşumdur. Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektronla bir pozitrona dönüşmesi olayıdır.

$$\gamma \text{ fotonu} \rightarrow e^+ + e^- \quad (9)$$



Şekil 3. Çift oluşumu

Çift oluşumu olayı çekirdek etrafında olduğu için hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz. Yani hem yük, hem çizgisel momentum ve hem de toplam enerji korunmuş olur. Bir elektronun veya pozitronun durgun kütle enerjisi m_0c^2 ile verilir ve değeri 0,51 MeV'dir. Bu nedenle çift oluşumu için gerekli olan eşik enerjisi 1,02 MeV'dir.

Bu olay ilk defa 1928'de Dirac tarafından belirtilmiş ve 1932'de Anderson tarafından deneysel olarak gözlenmiştir. Bu deneylerde yeterli enerjiye sahip fotonlar yaklaşık 6 mm kalınlığında bir kurşun levhadan geçirilmeye zorlanmışlardır. Çıkan ışınların doğrultusuna dik bir magnetik alan içinde bulunan bir sis odasından geçirilerek çekilen fotoğrafları bu fotondan elektron ve pozitron şeklinde iki yeni parçacığın oluştuğunu göstermiştir (Çevik, 1994).

1.3.4. Soğurma

Belli bir enerjiye sahip fotonlar Z atom numaralı bir maddeyle etkileştiğinde bu fotonların bir kısmı maddenin diğer tarafına geçerken bir kısmı ise soğurulur. Bu soğurma olayı fotonların soğurucu maddenin atomları ile etkileşmesi sonucu oluşur ve genellikle iki farklı yolla gerçekleşir.

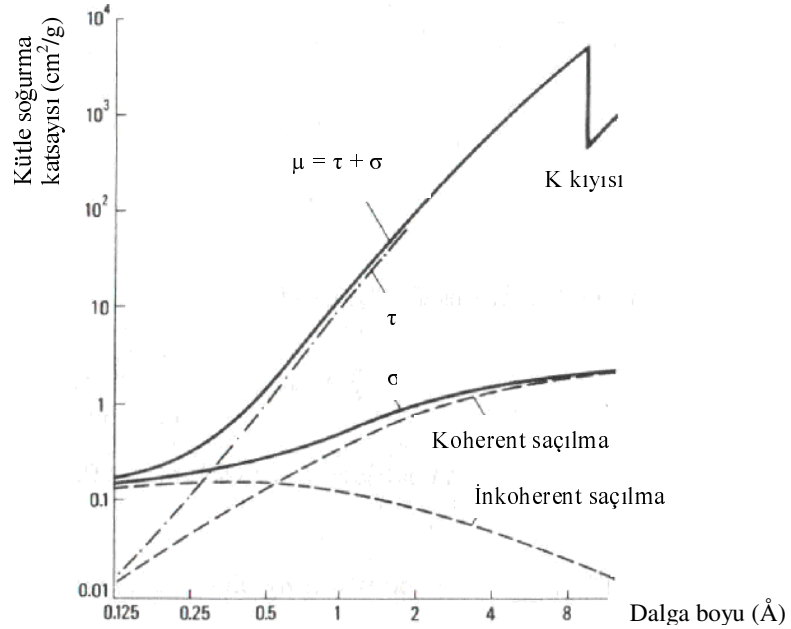
a) Gerçek soğurma (fotoelektrik soğurma), fotonların atomlarla etkileşmesi sonucu elektronik geçişlere sebep olması ile gerçekleşir.

b) Fotonların atomlardan saçılması ile gerçekleşen soğurma. Saçılan fotonlar, gelen fotona oranla daha uzun dalga boyuna (inkoherent saçılma sonucunda) veya aynı dalga boyuna sahip olur (koherent saçılma sonucunda).

Bu etkiler dikkate alındığında toplam soğurma katsayısının,

$$\mu = \tau + \sigma \quad (10)$$

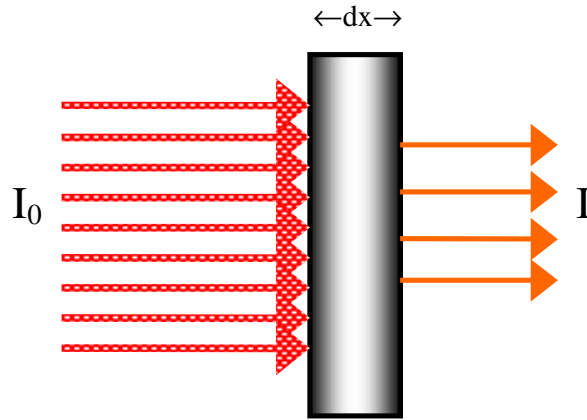
şeklinde olması gerektiği açık bir şekilde görülmektedir. Burada τ fotoelektrik soğurma katsayısı iken, σ ise saçılma soğurma katsayısıdır.



Şekil 4. Mg'un kütle soğurma katsayılarının dalga boyu ile değişimi

0,1 keV ile 100 keV aralığındaki enerji bölgesinde fotoelektrik soğurma katsayısı, saçılma soğurma katsayısından çok daha büyüktür ve toplam soğurma katsayısına katkısı % 95'in üzerindedir. Bundan dolayı bu enerji aralığında yapılan deneylerde elde edilen fotoelektrik soğurma katsayısı sonuçları toplam soğurmayı yeteri kadar yansıtmaktadır. Magnezyum elementinin kütle soğurma katsayısının dalga boyu ile değişimini gösteren grafik Şekil (4)'de verilmektedir. Grafikte, yukarıda bahsettiğimiz enerji aralığına karşılık gelen dalga boylarında toplam soğurmaya fotoelektrik etkinin ve saçılmanın katkıları açık bir şekilde görülmektedir (Tertian ve Claisse, 1982).

1.3.4.1. Lineer Soğurma Katsayısı



Şekil 5. Elektromagnetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması

Soğurma olayı ilk kez Röntgen tarafından izah edilmiştir. Buna göre, I_0 şiddetli bir fotonun (x -ışını, γ -ışını, vs.) soğurucu bir maddenin dx kalınlığında sonsuz ince bir tabakasından geçerken şiddetinde dI kadar bir azalma olur ve bu azalma soğurucunun kalınlığı ile orantılıdır.

$$dI \propto -I dx \quad (11)$$

$$dI = -\mu I dx \quad (12)$$

$$\frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx \quad (13)$$

Burada μ (cm^{-1}) lineer soğurma katsayısıdır ve birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tanımlanır. Lineer soğurma katsayısı, soğurucunun atom numarasına (Z) ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Denklem (13)'ün sonlu bir x kalınlığı üzerinden integralini alırsak,

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^x \mu \, dx \quad (14)$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu x \quad (15)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (16)$$

Lambert Beer yasası olarak bilinen ifade elde edilmiş olur. Buradan da lineer soğurma katsayısı,

$$\mu = x^{-1} \ln(I_0 / I) \quad (17)$$

olarak bulunur.

1.3.4.2. Kütle Soğurma Katsayısı

Fotonların soğurulmasında soğurucu ortamın kalınlığının yanı sıra yoğunluğu da soğurmanın bir ölçüsüdür. Örneğin sıvı cıvanın 1 mm uzunluğunda x-ışınının soğurulması, buhar halindeki cıvadaki (aynı mesafe için) soğurulmadan çok daha büyüktür. Bu nedenle soğurucu maddeyi onun yoğunluğundan bağımsız olan kütle soğurma katsayısı ile belirtmek daha faydalı olur. Denklem (16)'yı yeniden düzenlersek,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho \cdot x} \quad (18)$$

şeklinde olur. Burada μ/ρ kütle soğurma katsayısı (cm^2/g) olarak adlandırılırken, $\rho \cdot x$ ifadesi ise soğurucunun yüzey yoğunluğudur (d (gr/cm^2)). Bu ifadeleri denklem (18)'de yerine yazarsak,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot d} \quad (19)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (19)'u yeniden düzenlersek, kütle soğurma katsayısı için,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (20)$$

ifadesini elde etmiş oluruz.

Bazen bir elementten daha fazla içeren bir maddenin kütle soğurma katsayısını bilmemiz gerekir. Bu madde bir karışım, çözelti veya bileşik olabilir. O zaman maddenin kütle soğurma katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (21)$$

şeklinde olur. Burada w_i , maddeyi oluşturan her bir elementin ağırlık kesri, $(\mu/\rho)_i$ ise her bir elementin kütle soğurma katsayısıdır (Cullity ve Stock, 2001).

1.3.4.3. Soğurma Kıyıları

Herhangi bir element veya bileşiğin kütle soğurma katsayısı, soğurulan x-ışınlarının enerjisiyle veya dalga boyuyla değişir. Kütle soğurma katsayısının seçilen herhangi bir soğurucu için dalga boyuna karşı grafiği çizilirse beklenildiği gibi daha uzun veya yumuşak dalga boyuna doğru genel bir artış gösterecektir (Şekil 6). Aslında bu değişim sürekli değildir ve sürekliliğin bozulduğu bu kırılma aralıkları soğurma kıyıları olarak adlandırılır.

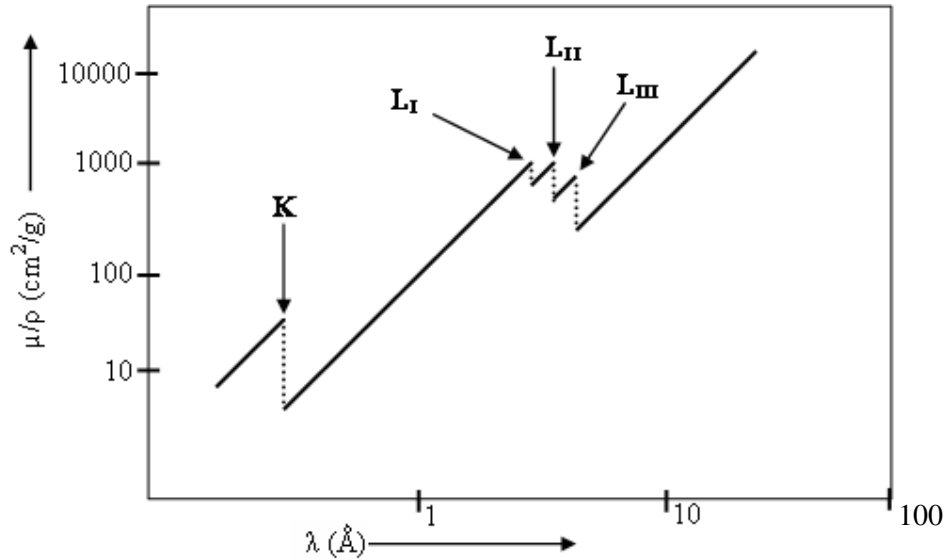
Kıyıları arasında kütle soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır.

$$\frac{\mu}{\rho} = K\lambda^u Z^v \quad (22)$$

Burada K,u ve v sabitlerdir. K'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir. u ve v, λ ve Z'nin belli bir yere kadar fonksiyonlarıdır ve yaklaşık olarak değerleri sırasıyla 3 ve 4'tür. Bu genel açıklamaya deneysel olarak türetilen başka terimler de eklenmiştir. Bunlardan en uygun olanı Dr. Keith Norrish (1969) tarafından türetilen,

$$\frac{\mu}{\rho} = (A + BZ + CZ^2)^3 \lambda^n \quad (23)$$

eşitliğidir. Burada A, B, C ve n değerleri her bir soğurma kıyısında değişir ve n Z'nin bir fonksiyonudur.



Şekil 6. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi

Bazı kütle soğurma katsayılarını özellikle uzun dalga boylu x-ışını radyasyonu ya da radyasyonun büyük bir kısmını çok kısa mesafesinde soğuran ağır soğurucular için ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden soğurma katsayılarını deneysel ölçümlerin daha uygun olan bölgelerden ekstrapolasyonla hesaplamak gereklidir.

Her bir elementin soğurma kıyıları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. K, L, M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kıyıları vardır ve karşılıklı ilişki K, L_I, L_{II}, L_{III}, M_I gibi tanımlanmış olan kıyıya izin verir. Bu yüzden bir elementin K soğurma kıyısı daima bu elementin K_{β_2} emisyonundan daha kısa dalga boylarında (veya daha büyük enerjilerde) bulunur. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur.

Ayrıca soğurma kıyısına karşılık gelen enerjiler bu özel spektral seriler için tam olarak kritik uyarma potansiyeline karşılık gelir. Açık bir şekilde ifade etmek gerekirse, bir atomda verilen bir seviyeden elektron sökebilmek için gerekli maksimum dalga boyu (minimum foton enerjisi) o elementin o seviyedeki soğurma kıyısı olarak bilinir. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Her element için soğurma kıyısı, çekirdeğe yaklaştıkça azalır.

Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma yoluyla büyük oranda soğurulmuş olacaktırlar. Halbuki soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmaya neden olacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve büyük oranda soğurulamayacaklardır (Williams, 1987).

1.4. Dedektörler

1.4.1. Dedektörlerin Gelişimi

X-ışınlarının ölçümü, 1895 yılında Röntgen'in boşalma tüpü yakınındaki bazı maddelerin boşalma sırasında ışıdığı görmeyle başladı. X-ışınlarının ölçümü için yapılan ilk dedektörler, fotoğraf plakaları ve gaz dolu iyonizasyon odaları gibi floresans teknikleri içermekteydi. Bu radyasyonların kısa dalga boyu yüzünden, radyasyonun dağılımını ve dolayısıyla dalga boylarını belirlemek için optik spektroskopide kullanılan yöntemler, sadece 0,1 nm mertebesindeki dalga boylarını belirlemede başarılı oldu. Buna karşın Bragg, bu dalga boyundaki radyasyonların kırınımını, yüksek saflıktaki doğal bir kristalin düzlemlerini kullanarak keşfetti. Bragg kırınımı olarak bilinen bu yöntemle, hem sürekli kısmı hem de kesikli çizgi yapısını içeren spektrumlar gözlemlendi.

γ -ışınlarıyla ilgili çalışmalar da bu dönemde ilerledi. 1896 yılında Becquerel, bir fotoğraf plağının yakınında yayılan radyasyonun kazara dedeksiyonuyla doğal

radioaktiviteyi keşfetti.1900'de Villard, daha önceden bilinen α ve β ışınları gibi, yolları manyetik alanda bükülmeyen ve α parçacıkları gibi kolaylıkla durdurulamayan bu doğal radyoaktiviteden yayılan radyasyonların bir bileşenini keşfetti. Bu yeni bileşen γ ışınları olarak adlandırıldı.

Fotoğraf plakasıyla x ve γ ışınlarının ilk gözleminden sonra, bu ölçüm alanındaki ilerlemeler 1908'de Rutherford ve Geiger ile başlayan gaz-dolu sayaçların değişik tiplerinin geliştirilmesiyle başladı. Fotoğraf dedeksiyonu yöntemiyle kıyaslandığında bu sayıcılar, radyasyonun varlığını tayin etmekle beraber deneyciye mevcut radyasyonun daha kantitatif bir ölçümünü yapma imkanı verdi. Orantılı sayıcılar, birincil olarak fotoelektrik etkiyle etkileşecek kadar yeterince düşük enerjiye sahip γ ve x ışınlarının enerji spektrumlarını elde etmemize izin verir. Burada bu etkileşmeyle üretilen ikincil elektronlar gazın içinde tamamen durdurulabilir. Buna karşın, bu dedektörler sadece sayıcıda oluşan olayların sayısını ölçmek için kullanılır.

1948 'de Hofstadter'in NaI(Tl) dedektörünü keşfiyle γ ve x ışınlarının kantitatif ölçümünde büyük bir aşama kaydedilmiş oldu (Hofstadter, 1948). Bu dedektörler ile geniş enerji aralıklarına sahip spektrumlar elde edildi. Bu dönemden sonra, ticari üreticiler 1 MeV hatta daha büyük enerjili fotonlar için yüksek soğurma oranına sahip, yeterince büyük alanlı kristalleri üretme imkanı buldu. Bu dedektörlerin avantajı, iyi bir ayırma gücüne (662 keV'de 45 keV'lik çizgi genişliğine sahiptir) ve verime sahip olmaları ve kristal malzemenin fiziksel ve kimyasal kararlılığıdır. Bu dedektörlerin iyi ayırma gücü, foton enerjileri iyi ayrıldığında her bir foton pikini gözlemeye izin verir.

NaI(Tl) sintilasyon spektrometresindeki gelişmelere paralel, γ ışını geçişlerini araştırmak için başka metotlar geliştirildi. Uyarılmış nükleer seviyeler yalnız γ ışını yayımıyla değil aynı zamanda iç dönüşüm elektronlarının yayımıyla uyarıldığından, elektron spektrometreleri γ ışını geçişlerinin özelliklerini araştırmak için kullanıldı. Düşük enerjili elektronların spektrumlarını ölçmek için elektrostatik spektrometreler yapılmasına karşın esas gelişme, farklı enerjili elektronları ayırt eden ve gruplandırın manyetik alanın değişik biçimlerine sahip spektrometrelerin yapılması ile oldu. Manyetik elektron spektrometreleri aynı dönemdeki γ ışını spektrometrelerine oranla daha fazla avantaja sahiptiler. Bunların ilki, bu dedektörlerin radyasyon tipini tam belirleyerek elektronları γ -radyasyonundan tamamen ayırmasıdır. İkincisi ise, bu spektrometrelerin çoğunun %1'den daha iyi pik genişliğine (FWHM) sahip olmasıdır. Dolayısıyla NaI(Tl) dedektöründen daha iyi ayırma gücü elde edilir.

1960'ların başında, düz veya eğri bir kristalin düzlemlerinden γ ışınlarının Bragg yansımalarına dayanan kristal veya kırınım spektrometresi geliştirildi. Bu spektrometreler, özellikle düşük enerjilerde çok yüksek ayırma gücüne sahipti. Buna karşın, çok düşük geçirgenliğe ve verime sahip olmaları gibi dezavantajları vardı. Bu yüzden, sadece şiddetli radyasyon kaynaklarının kullanıldığı ölçümler için uygundur. NaI(Tl) dedektörlerinin döneminde, kristal spektrometreleri esasen küçük numaralı radyonüklitlerden çıkan daha şiddetli γ ışınlarının enerjilerini tam olarak ölçmek için kullanılır. Bu enerji değerlerini diğer spektrometrelerin kalibrasyonunda kullanmak uygundur.

Sintilyasyon dedektörlerinin başarısına rağmen, daha yoğun bir maddeden bir iyonizasyon odası yapılabilir mi sorusu sürekli olarak gündemdedi. Bu soru, 1962'lerde Ge(Li) yarıiletken dedektörünün keşfiyle cevabını bulmuş oldu. Bu dedektörlerin ilk başarısından beri birçok farklı yarıiletken materyal, nükleer yüklü parçacık dedektörü gibi foton dedektörü olarak kullanılmak için araştırıldı. İkincil yükü verimli bir şekilde toplamak için tek kristal saf materyalden yapılması gerekirdi. Diğer tek kristallerin üretimindeki zorluklardan dolayı şimdiye kadar yalnızca silisyum ve germanyum tek kristal elementleri, önemli boyutlarda yüksek ayırma güçlü foton dedektörleri olarak kullanılmaktadır. Germanyum dedektörleri geniş bir enerji aralığında kullanılabilirken, silisyum dedektörler düşük enerjili fotonlar için kullanılır (silisyumun düşük atom numaralı olmasından dolayı).

Bu dedektörlerin en ilginç karakteristiği, başlangıçta 5 keV, daha sonraları ise 1332 keV'de 2 keV'den daha düşük olan ayırma güçleridir. Şimdilerde ise 5,9 keV'de 147 eV'a kadar düşmüştür. NaI(Tl) dedektörlerinin ayırma gücünden çok daha iyi olan bu gelişme, hem araştırma hem de uygulama alanlarında x ve γ ışını spektrometresinin gelişiminde çok önemli olmuştur. Başlangıçtan beri bu dedektörler, spektrumda mevcut olan tek enerjili γ ışını gruplarının çoğunu ayırt etmekte spektrometrelere izin verdi. Ge(Li) dedektörünün ticari üretimi başladığından beri, çoğu uygulamalarda NaI(Tl) dedektörlerinin yerini almak için onların boyutları yeterince büyük ve kararlılıkları oldukça iyi oldu.

Silisyum dedektörlerin gelişimi, germanyum dedektörlerin gelişimine paralel olarak ilerlemiştir. Silisyumu işlemek kolay olduğundan, çok ince tabakalı sürüklenmemiş silisyum dedektörler üretilebildi. Bu yüzden onların kullanımı, yüzey bariyer dedektörleri olarak adlandırılan yük parçacıklı spektrometrede sınırlıydı. Si(Li) dedektörleri birkaç mm kalınlıkta yapıldı ve özellikle düşük enerjili fotonlardan oluşan spektrumları ölçmek için kullanıldı.

Yarıiletken dedektörlerin en büyük dezavantajı, sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulma zorunluluğudur. Bu zorunluluk, yeni nesil dedektörlerde giderek ortadan kalkmaktadır. Günümüzde Ge(Li) dedektörleri yerini, yüksek saflıklı Ge yarıiletken dedektörlere bırakmıştır. Ge(Li) dedektörleri her zaman sıvı azot sıcaklığında muhafaza edilmesi gerekirken, yüksek saflıktaki Ge dedektörleri oda sıcaklığında saklanabilir ve taşınabilir.

Silisyum ve germanyum yarıiletken dedektörlerinin başarılı gelişimiyle, benzer yüksek Z'li materyallerden dedektörlerin gelişiminde de hızlı bir büyüme oldu. Özellikle oda sıcaklığında çalışması mümkün olan yarıiletken dedektörler olarak kullanılabilen GaAs, CdTe ve HgI_2 gibi bileşiklerde gelişmeler oldu. Bu dedektörlerin kullanılabilirliği, onların küçük boyutları, sınırlı ayırma gücü ve ticari geçerliliği ile sınırlıdır (Debertin ve Helmer, 1988).

1.4.2. Dedektör Çeşitleri ve Genel Özellikleri

Foton dedektörlerinin çoğu, dedeksiyon ve ölçüm işlemlerinde bir dizi ortak özelliğe göre çalışmaktadır. Buna göre;

1. Fotoelektrik soğurma, Compton saçılması veya çift oluşumuyla foton enerjisinin elektronların (ve pozitronların) kinetik enerjisine dönüşümü.
2. Bu elektronlarla, uyarılmış moleküler seviyelerin, elektron-delik çiftlerinin veya elektron-iyon çiftlerinin üretimi.
3. Moleküler seviyelerin deekzitasyonu ile yayılan ışığın veya yük taşıyıcılarının ölçümü ve toplanması.

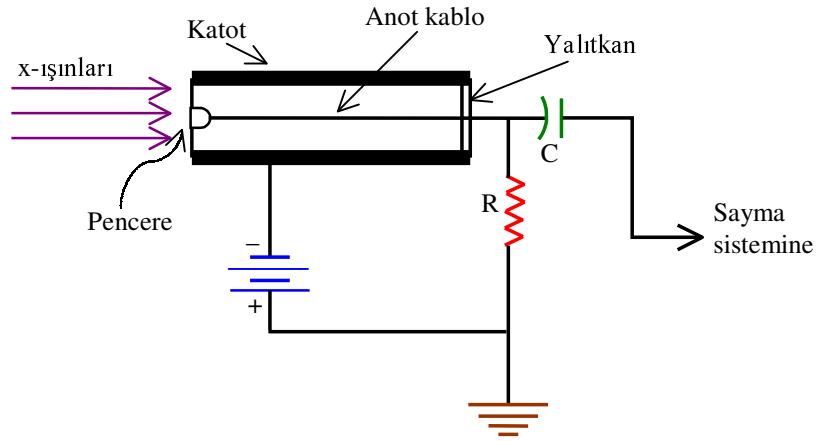
Bir kaynaktan yayılan bir foton spektrumu genellikle her biri tek enerjili olan foton grupları tarafından oluşturulur. Bir dedektör böyle bir çizgi spektrumunu, çizgi ve sürekli bileşenlerin birleşimine dönüştürür. Çizgiler gözlenebildikçe, orijinal fotonların şiddetleri ve enerjileri tayin edilebilir. Eğer çizgiler kontinyumda kaybolmuşsa, bu nicelikeri tayin etmek genellikle imkansızdır. Tek enerjili fotonlar için çizgiler veya pikler üretmede dedektörün kabiliyeti, pik verimi ve pik genişliğiyle karakterize edilir. Pik genişliği (FWHM) genellikle keV birimiyle ifade edilir. Aynı zamanda rezolüsyon (ayırma gücü) olarak ta adlandırılır. Dedektörün pik verimi, tüm foton enerjisinin soğurulmasına uygun pikteki (yani tam enerji pikinde) sayımların sayısının, kaynaktan yayılan o enerjideki

fotonların sayısına oranıdır. Hem pik genişliği hem de pik verimi foton enerjisinin fonksiyonudur.

Yukarıda bahsedilen ilk durum için, dedektör materyalinin yoğunluğu, atom numarası ve hacmi önemlidir. Eğer dedektör materyali düşük yoğunluklu, düşük Z 'li ve küçük hacimli ise fotonun etkileşmeye girme olasılığı düşük olacaktır. Bundan dolayı, böyle bir dedektörün kullanımı düşük enerjili fotonlarla kısıtlıdır. Yüksek enerjili fotonlar için, tek enerjili çizgiler kaybolabilir ve yalnız bir kontinyum gözlenir. Yani, böyle bir dedektör mevcut fotonların sayısını saymak için kullanılabilir. Fakat bir enerji spektrumu ölçmede sınırlı bir değerde kalacaktır.

İkinci durumda, üretilen ışığın miktarı veya çiftlerin sayısı önemlidir. Çünkü üretilen çiftlerin sayısı veya ışığın miktarı ne kadar fazla olursa elde edilen piklerin genişliği o oranda dar olacaktır. Üçüncü ve son durum için, dedektör tipi ve dedektör materyalinin kalitesi önemlidir (Debertin ve Helmer, 1988).

1.4.2.1. Orantılı Dedektörler



Şekil 7. Orantılı ve Geiger dedektörlerinin genel şekli

Radyoaktif parçacıkların aktivitelerinin ölçülmesinde kullanılan en yaygın yöntem, parçacıkların gaz içinde meydana getirdikleri iyonlaşmadan yararlanarak iyonları bir elektrik alan yardımıyla bir elektrot üzerinde toplamak suretiyle yüklü parçacığın dedeksiyonunu sağlamaktır. Bu tür dedektörlere gaz akışlı orantılı dedektörler denir

(Damla, 2005). Şekil 7’de gösterildiği gibi, eksenini boyunca uzanan ince bir metal kablo (anot) içeren ve içi neon, argon, metan veya bunların karışımı olan bir gazla doldurulmuş olan 2 cm çaplı, 10 cm uzunluğunda silindirik bir metal kabuk (katot) düşünelim. Burada ince metal kablo elektriksel olarak kabuktan izole edilmiştir ve elektrotlar 1000 voltluk bir potansiyel fark altında tutulmaktadır. Radyoaktif parçacıktan çıkan fotonlar silindire girdiğinde büyük bir kısmı gaz tarafından soğurulurken küçük bir kısmı aynen yoluna devam eder gider. Fotonların soğurulması sonucu gaz molekülleri (+) ve (-) iyonlara ayrılır. Bu iyonlar uygulanan potansiyelin etkisiyle oluşan elektrik alanının vasıtasıyla anot ve katoda doğru hareket ederler. Anot civarında biriken elektronlar daha fazla çarpışmalarla ilave iyonlaşmalara yol açar. Böylece üretilen elektronlar da ilave iyonlaşmalara sebep olur ve bu böyle devam eder gider. Anotta toplanan bu elektronlar bir anot akımı oluşturur ve bu akım RC devresiyle bir voltaj pulsu haline dönüştürülür. Bu pulslar elektronik sayma devreleri vasıtasıyla sayılır. Orantılı sayacın en büyük dezavantajı orantılılık karakteristiklerinin muhafaza edilebilmesi için oldukça kararlı ve pahalı güç kaynaklarına ihtiyaç duymasındır (Cullity ve Stock, 2001).

1.4.2.2. Geiger-Müller Dedektörü

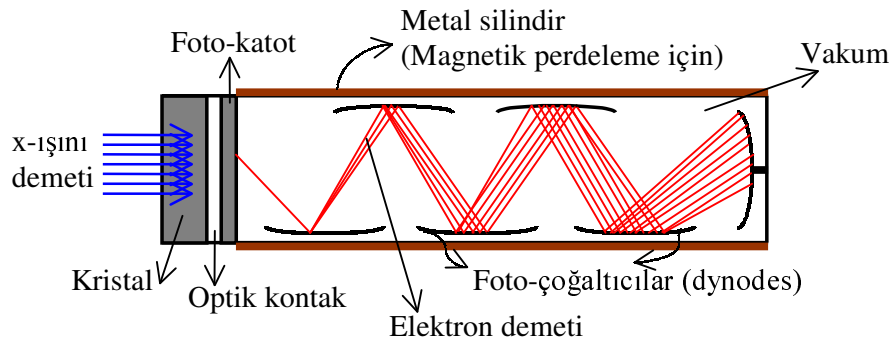
Bir orantılı dedektörün elektrotları arasına uygulanan potansiyel fark orantılılık bölgesinin ötesine kadar arttırılırsa (~1500 volt) sayaç artık bir Geiger-Müller dedektörü olarak çalışır. Elektrotlar arasına uygulanan voltaj o kadar yüksektir ki sayaca giren fotonlar sadece bazı atomları iyonlaştırmakla kalmaz, üstelik diğerlerini de uyarılmış seviyelere çıkararak foton yayınlamalarına neden olur. Bu fotonlar oldukça yüksek hızlarda diğer gaz atomlarına ve katot kabuğa çarparak dedektör boyunca hareket ederler. Bu kadar fazla sayıda üretilen elektronlar peş peşe çığlara yol açar ve sonuçta bu elektron çığları anot kablo boyunca birikir. Bu dedektörün gaz amplifikasyon faktörü orantılı dedektörden oldukça büyük olduğundan üretilen pulsun boyutu da büyük olur. Bu nedenle Geiger-Müller dedektörleri ön yükselteçlere ihtiyaç duymaz. Diğer taraftan dedektöre gelen fotonun enerjisi ne olursa olsun üretilen tüm pulslar aynı büyüklüğe sahiptir. Bu nedenle Geiger-Müller dedektörünün kullanımı tek parçacıkların dedeksiyonu ile sınırlıdır (Cullity ve Stock, 2001).

1.4.2.3. Sintilasyon Dedektörleri

Sintilasyon dedektörleri iki ana kısımdan oluşmaktadır (Şekil 8).

a) Üzerine yüklü bir parçacık (x-ışını, γ -ışını,...) düştüğü zaman ışık pırıltıları meydana getiren, küçük miktarlarda talyum veya eropiyum gibi saf elementlerin sürüklendiği sodyum iyodür, sezyum iyodür, antrasin, naftalin ve fenantrin gibi maddelerden oluşan kristal kısım.

b) Oluşan ışık pırıltılarını ölçülebilir bir voltaj pulsuna dönüştüren fotoçoğaltıcı tüp kısmı.



Şekil 8. Sintilasyon dedektörlerin şematik gösterimi

Şimdi NaI(Tl) sintilasyon dedektörlerinin çalışmasını kısaca açıklayalım. Kristal üzerine düşen x-ışınlarının soğurulması sonucu kristalde ışık pırıltıları oluşur. Bu pırıltılar fotoçoğaltıcı tüpe geçerek fotokatot yüzeyden elektronların sökülmesine neden olur. Sökülen bu elektronlar, 800 ile 1500 voltluk potansiyel uygulanan peş peşe ve voltaj artmaları olacak şekilde yerleştirilen birçok metal çoğaltıcıya doğru sürüklenir. Sürüklenen bu elektronlardan çoğaltıcıya çarpan her elektron iki elektrona dönüşerek, tüp sonundaki çoğaltıcıda büyük miktarlarda elektron oluşmasını sağlar. Bu olayın tamamı bir mikrosaniyeden daha kısa sürelerde gerçekleşir. Bu elektronlar burada bir yük pulsuna dönüştürülür. Bu pulsun yüksekliği gelen fotonların enerjisiyle orantılıdır. Bu pulsar yükseltilerek bir sayıcı ile sayılır (Şahin, 1989).

1.4.2.4. Yarıiletken Dedektörler

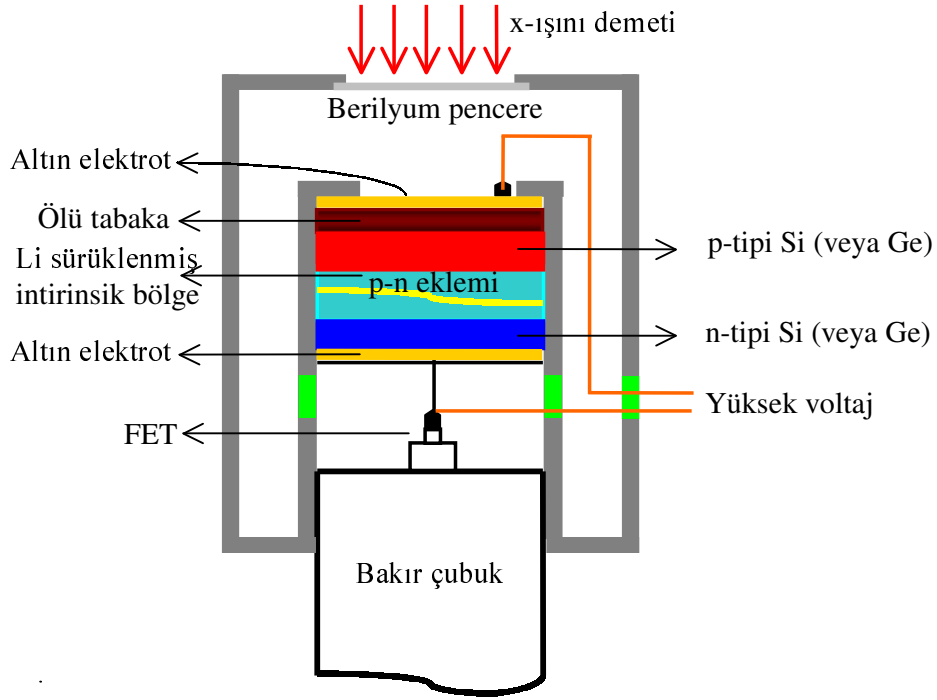
Karakteristik x-ışınları, hem enerjileri birbirine yakın hem de elektromagnetik spektrumun düşük enerji bölgesinde yer almaktadır. Bu yüzden, bu enerji bölgesinde dedektör verimi ve ayırma gücü çok iyi olan yarıiletken dedektörler tercih edilmektedir. X-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden biri Si(Li), Ge(Li) ve HPGe gibi yüksek ayırma gücüne sahip yarıiletken katıhal dedektörlerinin yapılmasıdır. Lityum sürüklenmiş katıhal dedektörleri, pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intrinsik (i-tipi) bölgeye sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Sürüklenme bölgesi p-tipi germanyuma veya silisyuma uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilir. Dedektör yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Sayma işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir (Gürol, 2004).

Hem Si hem de Ge'da en yüksek saflığa sahip madde en iyi arıtma işlemlerinde bile akseptör kirliliklerinin kaldığı p-tipi olma eğilimindedir. Bu yüzden donör atomları istenilen telafi işlemini yaptırmak için maddeye eklenmelidir. Li, Na ve K gibi alkali metaller Si ve Ge kristallerinde ara yer donörleri oluşturma eğilimindedirler. Verilmiş elektron iletkenlik bandına uyarıldığında iyonlaştırılmış donör atomları güçlü bir elektrik alanın etkisi altında günler boyunca sürüklenbilmesi için yüksek sıcaklıklarda yeterince hareketlidir. Yukarıda bahsedilen alkali metallere sadece Li telafi dopantı olarak Si ve Ge kristalinin içerisine istenilen konsantrasyonda sürüklenilmektedir.

Üretim işlemine p-tipi kristalin bir yüzeyi boyunca Li sürüklenerek başlanır ve n-tipi bir bölge oluşturulur. Daha sonra oluşturulan p-n eklemi, kristal sıcaklığı iyonlaştırılmış donörlerinin hareketliliğini arttırmak için yükseltirken uygulanmış gerilimi ters çevirir. Lityum iyonları, konsantrasyonlarının artacağı ve akseptör kirliliğine yaklaşacağı p-tipi bölgeye elektrik alan tarafından yavaşça sürüklenir. 40°C'lik tipik bir sürüklenme sıcaklığında yeterli sonuçlar için günler hatta haftalar gereklidir. Sürüklenme işleminin dikkate değer bir özelliği sürüklenme bölgesindeki Li konsantrasyonu toplam uzay yükünün her noktada sıfır olduğu bir duruma gitme eğiliminde olduğu için neredeyse tam bir telafinin otomatik olarak gerçekleşmesidir. Lityum iyonlarının p-tipi bölgeye artan bir mesafeye sürüklenmeyi sürdürdüğü bir denge kurulur ama bu dengede Li konsantrasyonundaki net değişim sadece kristalin sınırlarında gerçekleşir. Bu Li sürüklenme işlemiyle Si'de 5-10 mm'ye ve Ge'de ise 10-15 mm'ye kadar uzanan dengelenmiş bölgeler elde etmek mümkündür.

Li sürüklenmesi sırasında termal olarak uyarılmış elektron-delik çiftlerinin mevcut olması net uzay yükünün hesaplanmasına katkıda bulunur ve lityum donör ve akseptör kirlilikleri arasındaki doğru telafinin gerçekleşmesi bozulur. Bundan dolayı üretim işlemi iki aşamada yapılır. Uzun süreli “clean-up” sürüklenmesi temel sürüklenme işlemini takip eder. İkinci adımın sıcaklığı, termal olarak uyarılmış yük taşıyıcıların daha az etkide bulunması ve Li'un yeniden dağılımının derece derece neredeyse mükemmel telafiye yaklaşabilmesi için çok daha küçük tutulur. Bununla birlikte dedektörün çalışma sıcaklığının ($77 \text{ }^\circ\text{K}$) “clean-up” sıcaklığından önemli ölçüde küçük olması için bazı kalan yük dengesizlikleri ve eksik telafi için potansiyel uygulanmaya devam edilir. Sonuç etkileri dedektörün ayırma gücünü kötüleştirebilir, çünkü dedektörün bazı kısımlarındaki elektrik alanı başka türlü beklenenden daha zayıf olabilir. Sürüklenmenin başladığı yüzeydeki lityum fazlalığı yüzeyi elektrik kontağı olarak kullanabilecek bir n^+ tabakasına dönüştürmeyi sağlar. Karşı taraftaki telafi edilmemiş p-tipi bölge bir omik kontak olarak davranan bir metalik tabaka verir.

Basitçe intrinsik veya i- bölgesi olarak adlandırılan dengelenmiş bölgede oluşan yüklerin yaşam süresi (live time) onları herhangi bir sınırdan (ya n^+ bölgesi ya da p-tipi bölge) toplanması için gerekli zamandan esas itibarıyla çok daha büyük olabilir ve böylelikle iyi derecede yük toplanması oluşabilir. Bundan dolayı, yüklerin hızlı bir şekilde toplanması gerekir. Bu yüzden, yük toplanması tamamlanmadan önce çok az sayıda elektron ve hole'ün kaybedilmesini sağlamak için büyük gerilimler uygulanabilir. 5–10 mm kalınlıklı i- bölgesi için uygulanan voltaj 400–500 V arasındadır. Uygulanan bu voltaj neticesinde i bölgesinde sabit bir elektrik alan oluşur. Telafi edilmiş i-bölgesinin direnci hem p hem de n^+ bölgesinin direncinden çok daha büyük olacağı için gerçekte uygulanan bütün voltajlar i-bölgesinde görülür ve elektrik alanı onun sınırlarında hızlı bir şekilde sıfıra düşer. Bundan dolayı, i-bölgesinin boyutları dedektörün aktif hacmini belirler ve p-i ve i-n sınırlarında yük taşıyıcılarının toplanması basit sinyal pulslarına neden olur (Knoll, 1999). Tipik bir katıhal dedektörü Şekil 9'da şematik olarak gösterilmiştir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum (veya germanyum) yüzeyine altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektörün altın tabaka kalınlığı üretim sırasında kontrol edilir. Ancak buharlaştırılmış tabakalar çoğu kez düzgün değildir ve bu yüzden düzgün buharlaştırılmış bir tabakayı temel alan hesaplamalar ile uyuşmayan bir sapma meydana getirir (Barfoot vd., 1984).



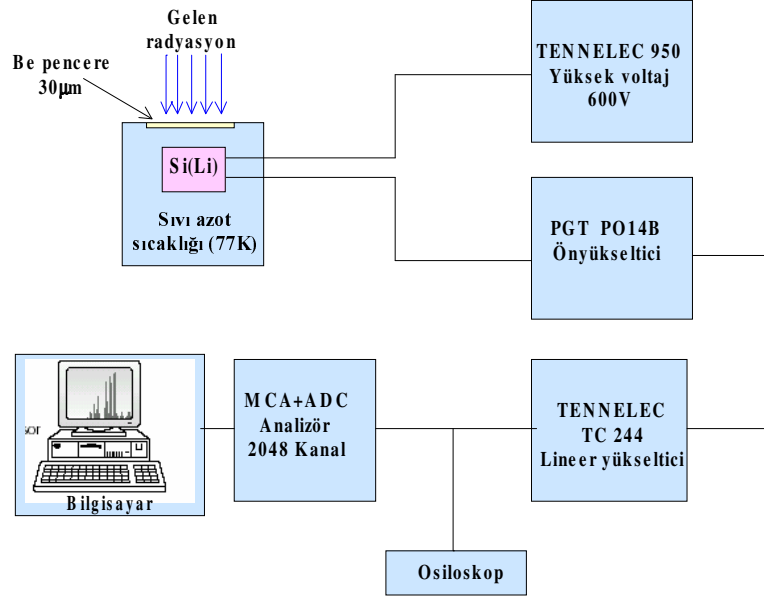
Şekil 9. Tipik bir yarıiletken dedektörün şematik gösterimi

Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında ($-196\text{ }^{\circ}\text{C}$) tutulmaktadır. Bunun için sayaç kristali ve FET (alan etkili transistör), içerisinde sıvı azot bulunan bir kaba (dewar) yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdaki gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için bir pencere (Si(Li) dedektör için yaklaşık $25\text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında olan Be pencere kullanılır) ile koruma altına alınmıştır. Pencerenin ortalama kalınlığı üretici firma tarafından verilmesine rağmen düzgünlük sağlanamaz (Barfoot vd., 1984). Enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde kristalin (silisyumun veya germanyumun) atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron delik çifti oluşturarak dedektör kristali içerisinde hareket ederler.

Dedektöre bir ters besleme potansiyeli uygulanarak elektrik alan oluşturulur. Oluşan elektrik alan, fotonlar tarafından üretilen elektron-delik çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, delikler ise p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisiyle orantılı sayıda elektron-delik çifti oluşur. p- ve n- tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET devresiyle akım pulsundan

potansiyel pulsuna dönüştürülür. Elektronik bir sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala atanır.

1.5. Sayma Sistemi



Şekil 10. Sayma sisteminin şematik gösterimi

Şekil 10'da sayma sistemini oluşturan devre elemanları ve bağlantıları görülmektedir. Görüldüğü gibi bir sayma sistemi; bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır.

1.5.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj dedektörün uçlarına uygulanmaktadır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz volttan, büyük bir dedektör için 4000 V'un üstüne kadar değişebilir.

1.5.2. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile yüke hassas bir ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü en az indirmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) ile ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot sıcaklığında tutulur. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı, oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile doğru orantılı olmalıdır ve eğer fotonun tüm enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle doğru orantılı olmalıdır.

1.5.3. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır:

- a) Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt edilme ve sayılma için uygun voltaj seviyelerine yükseltme
- b) Pulsları, puls genliği ve x-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir forma sokmak.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de dipolar çıkış (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşenlere sahip ile donatılmıştır. En iyi sinyal gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen şekillenme zamanı (shaping time) sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi ayırma gücü, genellikle, o zaman sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun bir zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rasgele toplamaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılacaksa daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir.

1.5.4. Analog Digital Dönüştürücü

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) amacı, yükselticiden gelen analog pulsu onun genliğiyle dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işlemede analogu sayısala dönüştürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında birikir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır (Debertin ve Helmer, 1988).

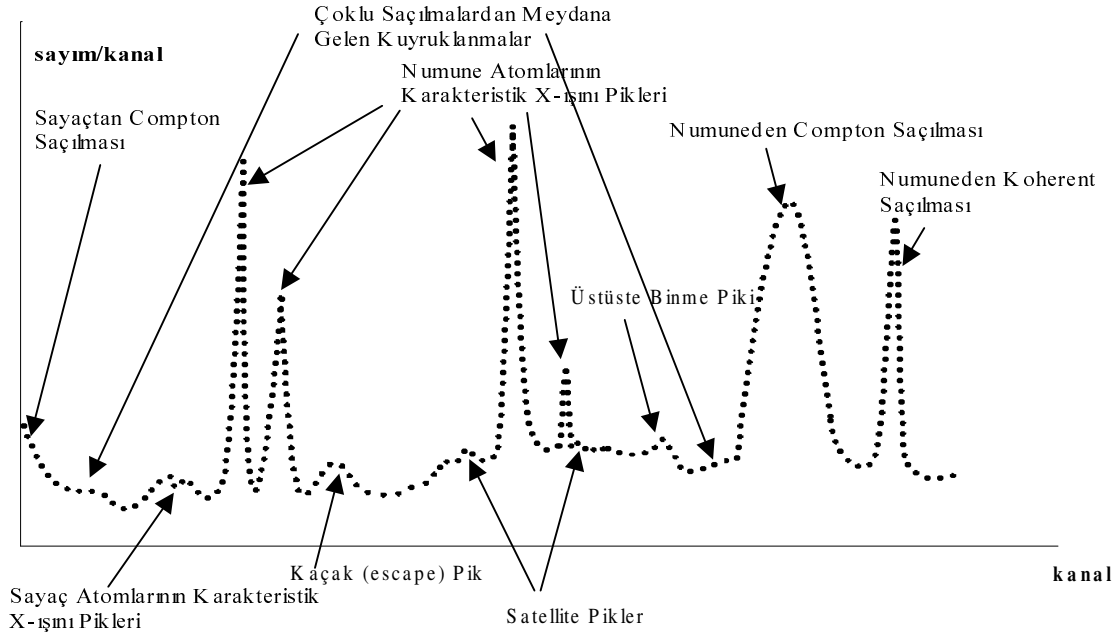
1.5.5. Çok Kanallı Analizör

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte, her bir kanal depolamak için kullanılan bir kutudur ve x-ışını spektrumunda kesin olarak kalibre edilmiş sayısal enerji aralığı olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi standart kaynaklarla işleme başlamadan önce yapılmalıdır (Williams, 1987).

Bu bilgilerin ışığında bir spektrumun oluşması için gerekli aşamalar kısaca aşağıdaki gibidir:

E enerjili bir foton Si(Li) dedektörün aktif bölgesine düştüğünde Si atomlarını iyonlaştırır. Foton enerjisinin tamamını fotoelektronlara aktarır. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron-delik çifti oluşturarak kristal içinde hareket ederler. Si(Li) dedektöre uygulanan ters besleme potansiyeli (~600 volt) elektronları n-tipi bölgeye, delikleri ise p-tipi bölgeye yöneltir. p- ve n-tipi bölgelerde biriken yükler bir FET (field effect transistor) devresiyle akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. FET'de oluşturulan potansiyel pulsları lineer yükselticide lineer olarak büyütüldükten sonra ADC'ye (analog digital converter) gönderilir. Puls, ADC'de genliğiyle dolayısıyla dedektöre gelen fotonun enerjisiyle orantılı olan bir tamsayıya dönüştürülür. Sayısal hale dönüştürülen pulslar çok kanallı analizöre (MCA) gönderilir ve orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Bu sayımlar sonucunda aynı enerjili karakteristik x-ışını fotonları bir pik oluşturur. Bu tür pikler bir araya geldiğinde enerjiye karşı şiddetin çizdiği desenler (spektrumlar) oluşur.

1.6. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 11. İdeal bir x-ışını spektrumu

X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen numunenin karakteristik x-ışını pikleri dışında başka piklerde gözlenebilir (Şekil 11). Bu pikler ve oluşumları aşağıdaki gibi gruplandırılabilir.

1.6.1. Koherent Pik

Uygun bir geometride uyarıcı kaynaktan çıkan primer fotonlarının doğrudan sayacı görmeleri önlenemesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılmasının neticesinde meydana gelmektedir.

1.6.2. İnkohherent (Compton) Pik

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerjisini kaybeden fotonlara ait bu pik koherent pikinin düşük enerji bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının bir veya birkaç kez Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalardan ve sayaçtaki tuzaklanmalardan dolayı gerek compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Sayaç içi Comptonlardan, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa temel sayma meydana gelir.

1.6.3. Karakteristik X-ışını Pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayınlanan karakteristik x-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik x-ışını pikleri enerjilerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen X-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayınlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve dedektör maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

1.6.4. Auger Pikleri

Uyarılmış bir atomun yayınladığı karakteristik x-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklardan elektronlar sökebilir. Sökülen bu elektronlara Auger elektronları denir ve bunların oluşturacağı pik soğurulan X-ışını pikinin düşük enerji bölgesinde yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisiyle bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha çok meydana gelir (Bertin, 1975).

1.6.5. Üst üste Binme (Pile-Up) Pikleri

İki atom aynı anda veya elektronik sistemin pik ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsun büyüklüğü onu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklükleri toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme pulslarının meydana gelmesi mümkündür. Tamamlanmamış yük toplanması ve üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

Üst üste binme etkilerini azaltmak için ölçümler, düşük sayma hızlarında 10^3 sayım/saniye ve düşük ölü zamanlarda %2'den daha az yapılmalıdır (Dojo, 1974).

1.6.6. Kaçak (Escape) Pikler

Sayaca gelen herhangi bir foton, atomun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron elektron-hole çifti meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik x-ışını da yayınlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bir yerlerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilir. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar. Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

1.6.7. Satellite Pikleri

Öje olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_{α} fotonunun yayınlandığı, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının gerçekleştiğini düşünelim. Böylece L kabuğunda iki elektron boşluğu oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında gerçekleşmez. Primer ya da sekonder fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir x-ışını halinin yarı ömrü $\sim 10^{-16}$ sn gibi çok kısa ve uyarıcı şüadaki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard

arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boylarından biraz farklıdır. Bu tür çizgiler satellite (non-diyagram) çizgileri olarak adlandırılmaktadırlar.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. CuInSe₂ İnce Filminin Üretimi

Bu çalışmada kullandığımız CuInSe₂ ince filmi Varian NRC840 vakum düzeneğinde (Şekil 12), cam altlık üzerine ısı buharlaştırma yöntemi ile üretildi. İnce film üretiminde izlenen adımlar kısaca aşağıdaki gibidir:



Şekil 12. Varian NRC 840 vakum sistemi

CuInSe₂ ince filminin üretiminde altlık olarak 1 mm kalınlıklı ve kenarları yaklaşık olarak 5 mm olan adi camlar kullanıldı. Cam altlıklar, sabunlu suda yıkanıp yağlarından arındırıldıktan sonra alkol ve asetonla temizlendi. Temizlenen altlıklar alüminyum folyo ile kaplandı. Yapılan bu son işlemlerle ince film üretimi için hazır hale gelen altlıklar, vakum düzeneğindeki fırın sistemine yerleştirildi. Altlıklar hazırlanıp vakum sistemine yerleştirildikten sonra buharlaştırma işlemine geçildi. Buharlaştırma işlemi iki aşamada gerçekleştirildi.

a) İlk olarak 0,1 gr'lık CuInSe_2 bileşiği, üzerinden elektrik akımı geçirilerek ısıtılan ve buharlaştırma işlemi sırasında Cu, In ve Se ile reaksiyona girmeyen Mo kayıkçık içerisine konuldu. Hazırlanmış olduğumuz cam altlık, Mo kayıkçığı tam olarak görecektir ve aralarında ~12 cm mesafe olacak şekilde vakum düzeneğine yerleştirildi. Daha sonra, vakum sistemi çalıştırılarak 10^{-4} torr'luk vakuma ulaşıldı ve cam altlık $520\text{ }^\circ\text{C}$ 'a kadar ısıtıldı. Bu altlık sıcaklığına ulaşıldıktan sonra, kayıkçık $1200\text{ }^\circ\text{C}$ 'nin üzerine kadar ısıtılarak buharlaştırma işlemi gerçekleştirildi. Buharlaştırma tamamlandıktan sonra altlık ve kayıkçık ısıtıcıları kapatılarak sistem soğumaya bırakıldı. Altlık sıcaklığı oda sıcaklığına kadar düştükten sonra sistem normal atmosfer basıncına açılarak ilk üretim aşaması tamamlanmış oldu. Bu yolla ürettiğimiz CuInSe_2 ince filmleri üzerinde yaptığımız x-ışını kırınım analizleri sonucu, bunların tek fazlı (homojen) olmadıkları tespit edildi. Bu yüzden elde edilen ince filmin ikinci bir işleme tabi tutulmasına ihtiyaç duyuldu.

b) Öncelikle ilk aşama sonunda elde edilen ince film tekrar altlık ısıtıcısına konuldu. Başlangıçta kullandığımız 0,1 gr'lık CuInSe_2 bileşiğini dikkate alarak stokiometrik oranlarda tartılan Cu ve In, Mo kayıkçığına konuldu ve vakum düzeneği çalıştırılarak 10^{-4} torr'luk vakuma ulaşıldı. Bu sırada altlık ısıtıcısı çalıştırılmadan buharlaştırma işlemi gerçekleştirildi. Buharlaştırma tamamlandıktan sonra sistem atmosfer basıncına açıldı ve sistemdeki Mo kayıkçık çıkarılarak yerine, kuvars boru üzerine sarılan tungsten telden oluşan ısıtıcı sistemi yerleştirildi. Bu ısıtıcının içerisine ~0,1 gr Se ve Se'in sıcaklığını ölçmek için bir termoçift konuldu. Vakum düzeneği çalıştırılarak 10^{-4} torr'luk vakuma ulaşıldı ve altlık ısıtıcısı çalıştırıldı. Çok katmanlı $\text{CuInSe}_2\text{-Cu-In}$ yapısının selenleştirilmesi sürecinde katmanların, indiyum erimeye başlamadan önce karşılıklı difüzyonunu sağlamak için altlık $150\text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklığına kadar ısıtıldı ve bu sıcaklıkta 1 saat kalması sağlandı. Bu sırada Se ısıtıcısı çalıştırıldı ve sıcaklık $200\text{ }^\circ\text{C}$ 'a kadar çıkarıldı. Daha sonra altlık sıcaklığı doğrudan selenleştirme sıcaklığı olan $500\text{ }^\circ\text{C}$ 'a çıkarıldı ve altlık bu sıcaklıkta 10 dakika Se ortamında bekletildi. Bu işlem sonunda Se ve altlık ısıtıcılarını kapatıp, sistemi oda sıcaklığına kadar soğutarak CuInSe_2 ince filminin üretimini gerçekleştirmiş olduk.

2.2. X-Işınları Kırınım Analizi

X-ışınları kırınım desenlerinden yararlanılarak, bir malzemenin kristal yapısı hakkında bilgi edinilebilir ve örgü parametreleri hesaplanabilir. CuInSe₂ ince filminin x-ışınları kırınım deseni Rigaku D/Max-IIIC difraktometresi (Şekil 13) ile ölçüldü. Ölçümler sırasında difraktometredeki bakır hedefe 35 keV'lik gerilim ve 30 mA'lik akım uygulanarak elde edilen CuK_α ($\lambda=1,5418 \text{ \AA}$) x-ışınları kullanıldı. Ölçümler, oda sıcaklığında, $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığı boyunca $0,02^\circ$ 'lik adımlar ile yapıldı.

Şekil 13. Rigaku D/Max-IIIC marka X-ışını difraktometresi

Kristallerde, örgü sabitleri (a , b ve c) ile düzlemler arası mesafe (d) arasında;

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (24)$$

şeklinde verilen bir ilişki vardır. Buradaki (h, k, l), kristal yüzeyin miller indisleridir. CuInSe₂ kristali için $a = b$ ve $c = 2a$ olduğundan Denk. (24),

$$a = \frac{d}{2} \sqrt{4h^2 + 4k^2 + l^2} \quad (25)$$

denkleminde indirgenmiş olur. CuInSe₂ ince filminin x-ışını kırınım analizi sonucu elde edilen veriler (h, k, l ve d) Denk. (25)'de kullanılarak CuInSe₂'nin örgü parametreleri tespit edildi.

2.3. Soğurma Deneyleri

CuInSe₂ ince filminin kalınlığının belirlenmesinde en önemli adımlardan birini, bu malzemenin ve bileşenlerinin soğurma ölçümlerinin alınması teşkil etmektedir. Bu ölçümler, ikincil kaynakla uyarma yöntemine uygun olarak hazırlanan deney geometrisi (transmisyon geometrisi) kullanılarak alınmıştır. Kullandığımız deney geometrisi Şekil 14'de gösterilmektedir.

İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve soğurucu numuneler (CuInSe₂ bileşiği ve Cu, In ve Se elementleri) agat havanda öğütüldükten sonra 400 mesh'lik eleklerde elenmiştir. Daha sonra toz halindeki malzemeler preslenerek 13 mm çapında tabletler elde edildi. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik x-ışını enerjileri Tablo 2'de verilmektedir. Bu elementler, ²⁴¹Am radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 59,5 keV'luk gama ışınları ile uyarılmıştır. İkincil kaynaklardan Compton saçılmasına uğrayan x-ışınları uygun bir kolimatör kullanılarak paralel bir demet halinde dedektör penceresine (Be pencere) düşecek şekilde kolime edilmiştir. Ayrıca, istenmeyen küçük açılı saçılmaları en aza indirmek ve numune yerleştirmek için, her biri üzerinde 4 mm çaplı delikler bulunan iki kurşun kolimatör dedektör ile kaynak arasına konulmuştur.

İkincil kaynaktan yayınlanan karakteristik x-ışınlarını saymak için 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 160 eV olan, 13 mm²'lik aktif alana, 3 mm kalınlığa ve 30 µm'lik Be pencere kalınlığına sahip olan bir Si(Li) dedektör kullanılmıştır.

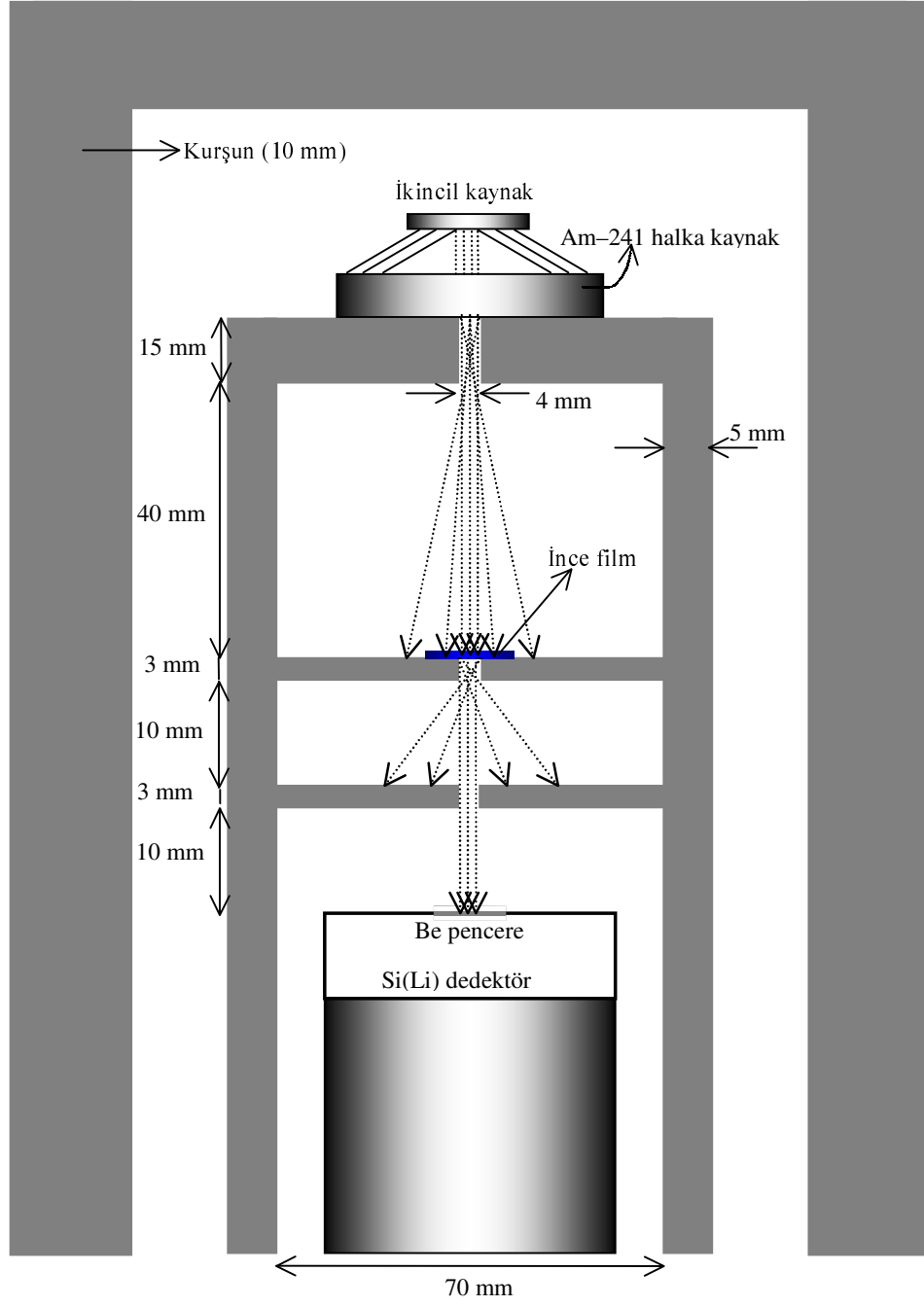
Deney düzeneği, ikincil kaynaklar ve soğurucu numuneler hazırlandıktan sonra sayım işlemine geçildi. Sayım işlemi, önce soğurucu numuneler yokken ikincil kaynaktan

yayınlanan x-ışınları sayılarak yapıldı. Daha sonra, Cu, In, Se, CuInSe₂ (bulk) ve CuInSe₂ (ince film) numuneleri dedektör ile ikincil uyarıcılar arasına konularak sayımlar yapıldı.

Yapılan bu deneyler sonucunda elde edilen ilgili piklerin alanları alınarak, soğuruculara gelen ve onlardan geçen x-ışınlarının şiddetleri bulundu. Bu şiddet değerleri kullanılarak, CuInSe₂ yarıiletkenlerinin (bulk ve ince film) ve bileşenlerinin soğurma katsayıları ve kalınlık gibi parametreleri belirlendi.

Tablo 2. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik x-ışını enerjileri

Atom No (Z)	Element	İkincil Kaynak	Enerji (MeV)
35	Br	K _{α1}	0,0119
		K _{β1}	0,0133
38	Sr	K _{α1}	0,0142
		K _{β1}	0,0158
42	Mo	K _{α1}	0,0175
		K _{β1}	0,0196
48	Cd	K _{α1}	0,0232
		K _{β1}	0,0261
		K _{β2}	0,0266
52	Te	K _{α1}	0,0275
		K _{β1}	0,0310
		K _{β2}	0,0317
56	Ba	K _{α1}	0,0322
		K _{β1}	0,0364
		K _{β2}	0,0373

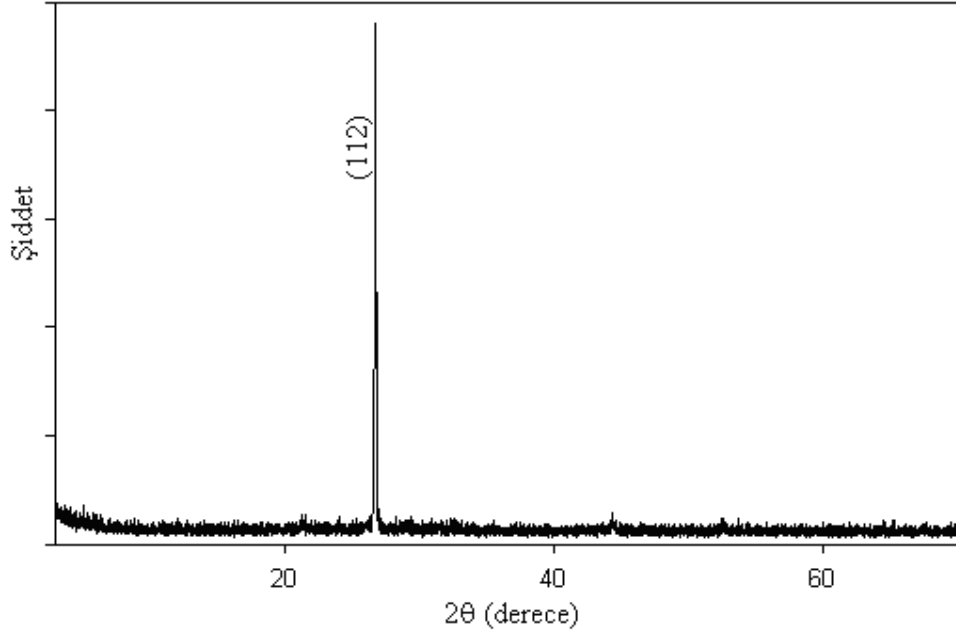


Şekil 14. Soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi

3. BULGULAR

3.1. CuInSe₂ İnce Filminin X-Işını Kırınım Deseninin İncelenmesi

Bu çalışmada kullandığımız CuInSe₂ ince filminin x-ışını kırınım deseni Şekil.15’de gösterilmiştir. Elde edilen x-ışını kırınım deseninde CuInSe₂’nin karakteristik (112) piki gözlenmiştir. CuInSe₂ dışındaki fazlara ait piklerin kırınım deseninde gözlenmemesi, istenilen pik yönelimine sahip bir ince film ürettiğimiz göstergesidir.

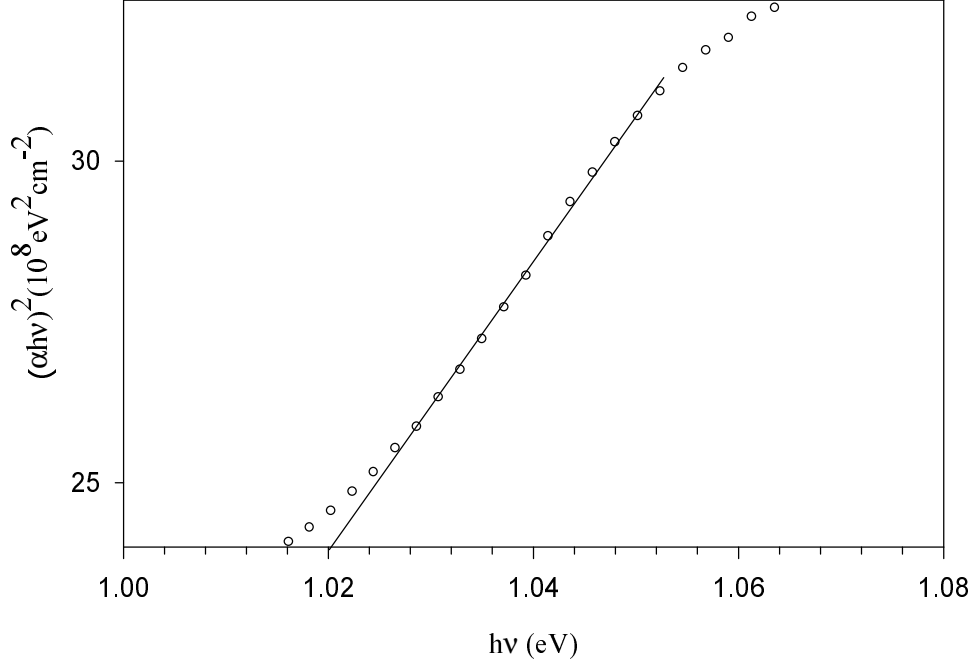


Şekil 15. CuInSe₂ ince filminin x-ışını kırınım deseni

X-ışını kırınım deseninden elde edilen veriler Denk. (25)’de kullanılarak CuInSe₂’nin örgü parametreleri, $a=b=5,57 \text{ \AA}$ ve $c=11,55 \text{ \AA}$ olarak bulundu.

3.2. Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Ürettiğimiz CuInSe₂ ince filminin bant yapısı ve yasak bölgesi hakkında bilgi edinmek için, optik ölçümleri alındı ve $(\alpha hv)^2$ 'nin enerjiye (hv) göre değişimini gösteren Şekil 16'daki grafik elde edildi.



Şekil 16. CuInSe₂ ince filminde $(\alpha hv)^2$ 'nin fotonun enerjisine göre değişimi

Şekil 16'dan da açık bir şekilde görüldüğü gibi, kullandığımız CuInSe₂ ince filminin 1,02 eV'luk yasak enerji aralığına sahip olduğu bulundu.

3.3. Soğurma Katsayıları

Cu, In ve Se elementleri ile CuInSe₂ (bulk ve ince film) yarıiletkenlerinin lineer soğurma katsayıları ve yarı kalınlıkları Tablo 3 ve Tablo 4'de verilmektedir. Lineer soğurma katsayıları (μ), "Lambert-Beer" yasasından yararlanılarak bulunan,

$$\mu = x^{-1} \ln(I_0/I) \quad (26)$$

ifadesinden hesaplandı. Burada x soğurucunun kalınlığı iken, (I_0/I) soğurucuya gelen şuanın soğurucudan geçen şuaya oranıdır. Yarı kalınlıklar, $I = I_0/2$ şartının Denk. (26)'ya uygulanması ile elde edilen,

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (27)$$

eşitliğinden hesaplanmıştır.

Cu, In, Se, CuInSe₂ (bulk) ve CuInSe₂ (ince film)'nin kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri Tablo 5 ve Tablo 6'da verilmektedir. Deneysel değerler, "Lambert Beer" yasasından türetilen,

$$\frac{\mu}{\rho} = d^{-1} \cdot \ln(I_0/I) \quad (28)$$

eşitliğinden hesaplanmıştır. Burada d , soğurucuların yoğunluk ve kalınlıkları ölçülerek,

$$d = \rho \cdot x \quad (29)$$

ifadesinden hesaplanmıştır. Kütle soğurma katsayılarının teorik değerleri WinXcom programından elde edilmiştir. Teorik ve deneysel olarak elde edilen bu sonuçlarla çizilen, kütle soğurma katsayısının enerjiyle değişimini gösteren grafikler Şekil (17–21)'de verilmektedir.

Tablo 3. Cu, In ve Se'in lineer soğurma katsayıları ve yarı kalınlıkları

Enerji (MeV)	Cu		In		Se	
	μ^d (cm ⁻¹)	$X_{1/2}^d$ (μm)	μ^d (cm ⁻¹)	$X_{1/2}^d$ (μm)	μ^d (cm ⁻¹)	$X_{1/2}^d$ (μm)
0.0119	1070 ± 64	6	579 ± 35	12	112 ± 7	62
0.0133	932 ± 75	7	475 ± 38	15	547 ± 44	13
0.0142	847 ± 51	8	369 ± 22	19	591 ± 36	12
0.0158	608 ± 37	11	260 ± 16	27	443 ± 27	16
0.0175	490 ± 30	14	213 ± 13	33	283 ± 17	24
0.0196	365 ± 22	19	155 ± 9	45	208 ± 12	33
0.0232	213 ± 13	32	103 ± 6	67	147 ± 9	47
0.0261	151 ± 9	46	73 ± 4	95	105 ± 9	66
0.0266	124 ± 12	56	55 ± 6	126	79 ± 8	87
0.0275	133 ± 8	52	68 ± 4	102	86 ± 5	81
0.0310	95 ± 6	73	260 ± 16	27	61 ± 4	114
0.0317	86 ± 7	81	241 ± 24	29	53 ± 4	130
0.0322	85 ± 5	82	226 ± 14	31	55 ± 3	125
0.0364	59 ± 4	117	185 ± 11	37	39 ± 2	176
0.0373	52 ± 3	133	140 ± 8	50	34 ± 2	204

Tablo 4. CuInSe₂ ince film ve bulk numunelerinin lineer soğurma katsayıları ve yarı kalınlıkları

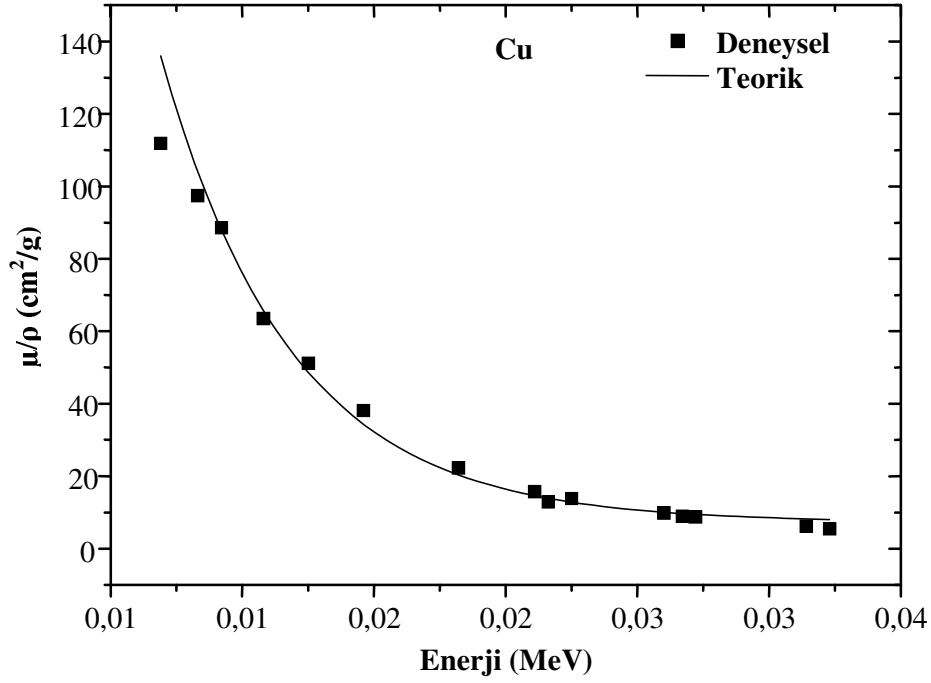
Enerji (MeV)	CuInSe ₂ (Bulk)		CuInSe ₂ (İnce film)	
	μ^d (cm ⁻¹)	$X_{1/2}^d$ (μm)	μ^d (cm ⁻¹)	$X_{1/2}^d$ (μm)
0.0119	375 ± 23	19	395 ± 24	18
0.0133	583 ± 47	12	536 ± 43	13
0.0142	499 ± 30	14	437 ± 26	16
0.0158	328 ± 20	21	320 ± 19	22
0.0175	308 ± 18	23	334 ± 20	21
0.0196	213 ± 13	33	209 ± 13	33
0.0232	143 ± 9	48	156 ± 9	44
0.0261	102 ± 6	68	75 ± 5	93
0.0266	82 ± 8	84	81 ± 8	85
0.0275	83 ± 5	84	81 ± 5	85
0.0310	130 ± 8	53	125 ± 8	55
0.0317	104 ± 8	66	122 ± 10	57
0.0322	108 ± 6	64	98 ± 6	71
0.0364	82 ± 5	70	74 ± 4	94
0.0373	66 ± 4	79	67 ± 4	104

Tablo 5. Cu, In ve Se'in kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri

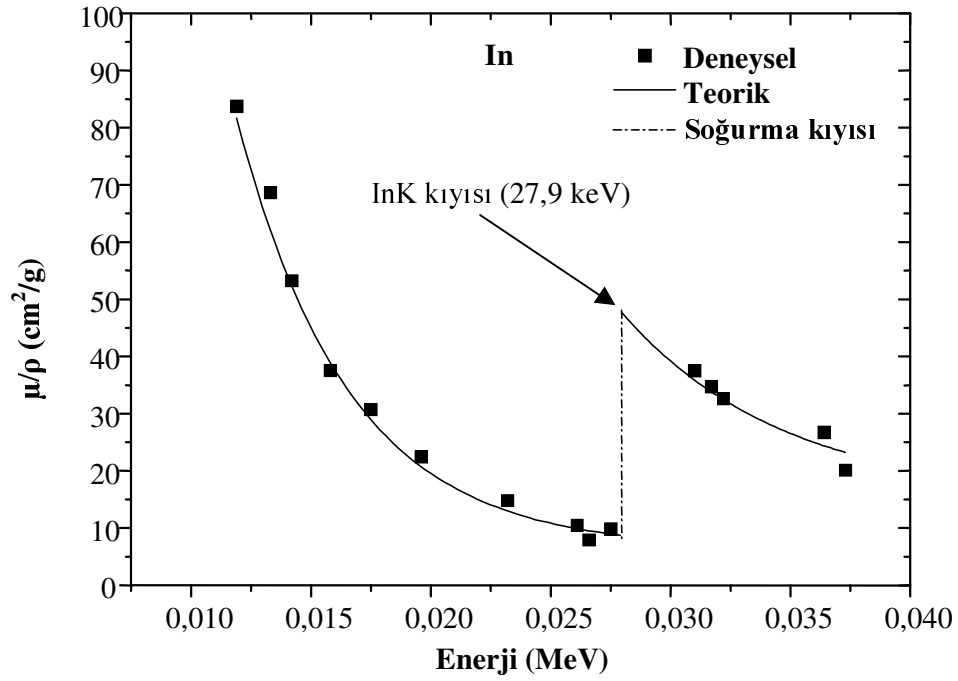
Enerji (MeV)	Cu ($\rho_d=9,56 \text{ g. cm}^{-3}$)		In ($\rho_d=6,92 \text{ g. cm}^{-3}$)		Se ($\rho_d=4,21 \text{ g. cm}^{-3}$)	
	$\mu/\rho^t \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^d \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^t \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^d \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^t \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^d \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$
0.0119	138	112 ± 7	82	84 ± 5	27	27 ± 2
0.0133	103	98 ± 8	62	69 ± 6	141	130 ± 10
0.0142	87	89 ± 6	52	53 ± 3	120	140 ± 8
0.0158	64	64 ± 4	38	38 ± 2	90	105 ± 6
0.0175	49	51 ± 3	29	31 ± 2	69	67 ± 4
0.0196	36	38 ± 2	22	22 ± 1	51	49 ± 3
0.0232	23	22 ± 1	14	15 ± 1	32	35 ± 2
0.0261	16	16 ± 1	10	11 ± 1	23	25 ± 2
0.0266	15	13 ± 1	9	8 ± 1	22	19 ± 2
0.0275	14	14 ± 1	9	10 ± 1	20	20 ± 1
0.0310	10	10 ± 1	36	38 ± 2	15	14 ± 1
0.0317	9	9 ± 1	34	35 ± 3	14	13 ± 1
0.0322	9	9 ± 1	33	33 ± 2	13	13 ± 1
0.0364	6	6 ± 1	24	27 ± 2	9	9 ± 1
0.0373	6	5 ± 1	23	20 ± 1	9	8 ± 1

Tablo 6. CuInSe₂'nin (bulk ve ince film) kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri

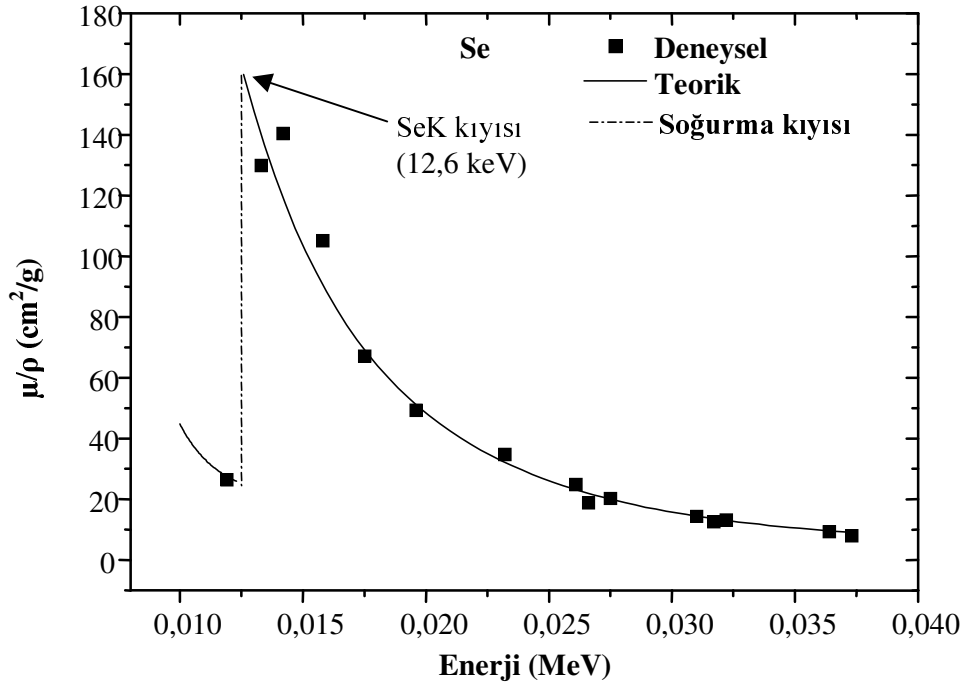
Enerji (MeV)	CuInSe ₂ (Bulk) ($\rho_d=5,66 \text{ g.cm}^{-3}$)		CuInSe ₂ (İnce film) ($\rho_d=5,66 \text{ g.cm}^{-3}$)	
	$\mu/\rho^t \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^d \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^t \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$	$\mu/\rho^d \text{ (cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}\text{)}$
0.0119	67	66 ± 4	67	70 ± 4
0.0133	106	103 ± 8	106	95 ± 8
0.0142	90	88 ± 5	90	77 ± 5
0.0158	67	58 ± 4	67	56 ± 3
0.0175	52	54 ± 3	52	59 ± 4
0.0196	38	38 ± 2	38	37 ± 2
0.0232	24	25 ± 2	24	28 ± 2
0.0261	18	18 ± 1	18	13 ± 1
0.0266	17	14 ± 1	17	14 ± 1
0.0275	15	15 ± 1	15	14 ± 1
0.0310	21	23 ± 1	21	22 ± 1
0.0317	20	18 ± 1	20	22 ± 1
0.0322	19	19 ± 1	19	17 ± 1
0.0364	14	14 ± 1	14	13 ± 1
0.0373	13	12 ± 1	13	12 ± 1



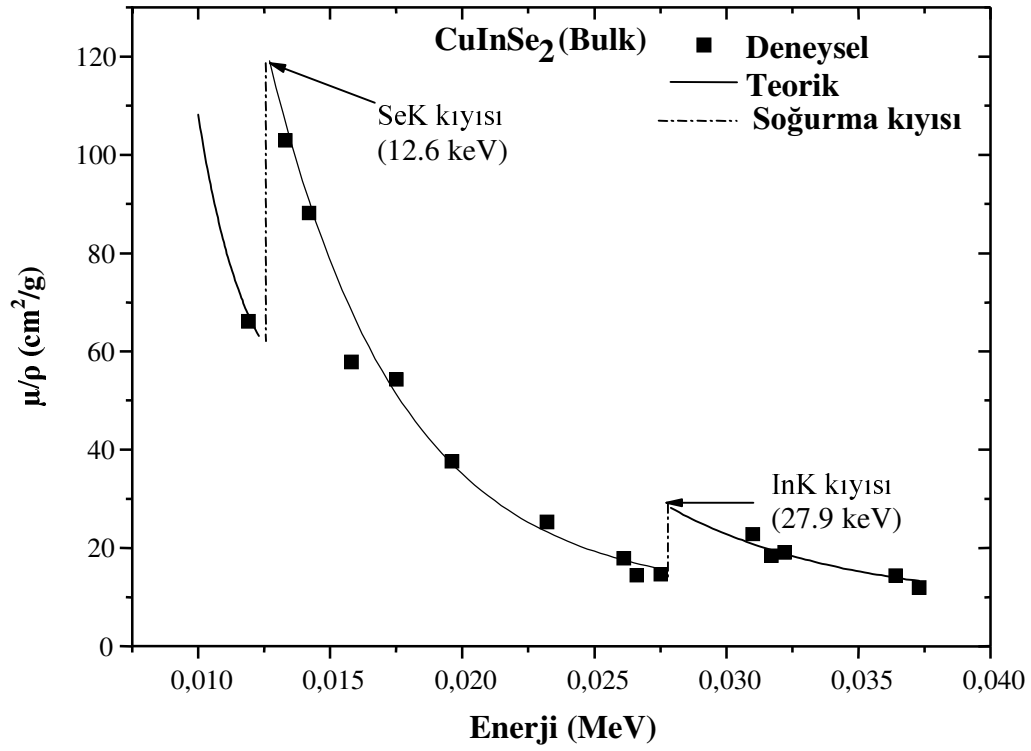
Şekil 17. Cu'ın kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



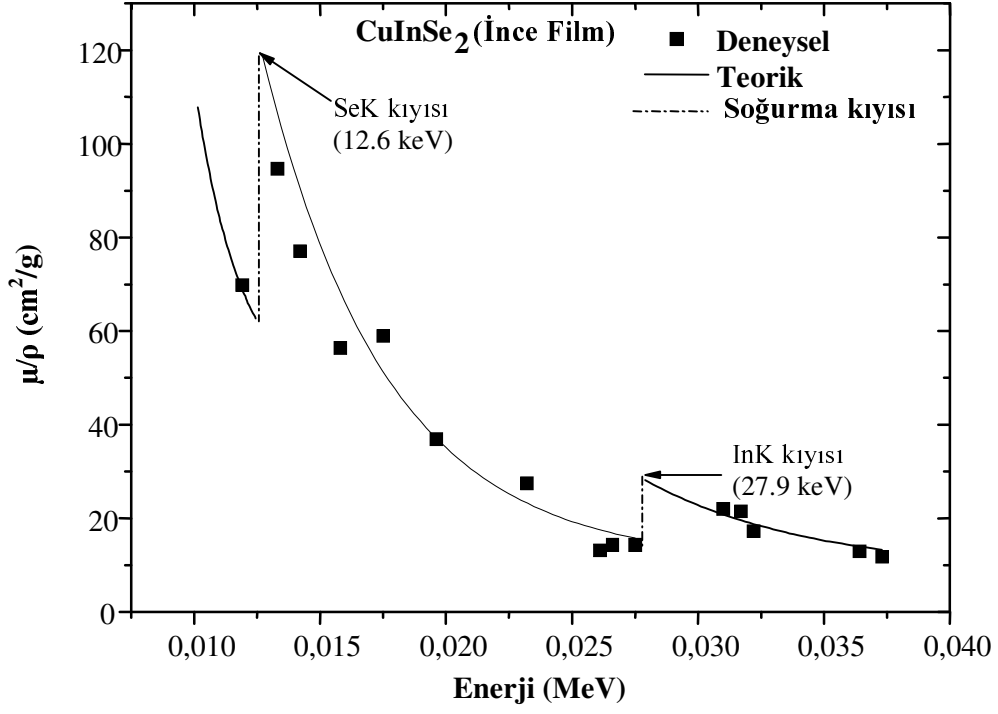
Şekil 18. In'un kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



Şekil 19. Se'un kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



Şekil 20. CuInSe₂ (bulk)'nin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi



Şekil 21. CuInSe₂ (ince film)'nin kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi

3.4. Etkin Atom Numarası

Bileşikler, toprak, plastik gibi malzemelerin fotonla etkileşmelerini, malzemenin ihtiva ettiği tek bir elementin atom numarasıyla ifade etmemiz olanaksızdır. Böyle bir durum “etkin atom numarası” adı verilen ve foton enerjisiyle değişen bir sayıyla ifade edilir. Etkin atom numaralarının tam olarak hesaplanması tıbbi radyasyon dozimetresi, teknolojik ve mühendislik uygulamaları için önemlidir. Bileşiklerin etkin atom numaralarını hesaplayan bir yöntem bulmak için birçok araştırma yapıldı. Bulunan bazı formüller deneysel olarak iyi sonuçlar vermesine rağmen geçerlilikleri deney şartlarıyla sınırlı olduğu için kullanışlı değildir.

Kütle soğurma katsayısı bilinen bir bileşiğin toplam moleküler tesir kesiti ($\sigma_{t,m}$),

$$\sigma_{t,m} = \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \frac{A_t}{N_A} \quad (30)$$

ifadesi ile bulunur. Burada A_t bileşiğin bir molünün ağırlığıdır, N_A ise avagadro sayısıdır. Bileşiğin toplam atomik tesir kesiti ($\sigma_{t,a}$) ise,

$$\sigma_{t,a} = \sigma_{t,m} \frac{1}{\sum_i n_i} \quad (31)$$

eşitliği ile bulunur. Burada $\sum_i n_i$ moleküldeki atomların sayısıdır. Her elementin toplam elektronik tesir kesiti ($\sigma_{t,el}$),

$$\sigma_{t,el} = \frac{1}{N_A} \sum_i \frac{f_i A_i}{Z_i} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \quad (32)$$

eşitliği ile bulunur. Burada, f_i bileşiği oluşturan elementlerin bolluk kesri, A_i bileşiği oluşturan elementlerin kütle numarası, Z_i bileşiği oluşturan elementlerin atom numarasıdır. Toplam elektronik ve atomik tesir kesitlerinden yararlanılarak etkin atom numarası için,

$$Z_{et} = \frac{\sigma_{t,a}}{\sigma_{t,el}} \quad (33)$$

ile verilen bir ifade elde edilmiş olur (Singh vd., 2002). CuInSe₂'nin teorik ve deneysel etkin atom numaraları Tablo 7'de verilmektedir.

Tablo 7. CuInSe₂'nin (bulk ve ince film) etkin atom numaraları

Enerji (MeV)	CuInSe ₂ (İnce film)		CuInSe ₂ (Bulk)	
	Z _{et} ^t	Z _{et} ^d	Z _{et} ^t	Z _{et} ^d
0.0119	28	32 ± 2	28	30 ± 2
0.0133	27	25 ± 2	27	27 ± 2
0.0142	27	20 ± 1	27	23 ± 1
0.0158	27	20 ± 1	27	21 ± 1
0.0175	27	31 ± 2	27	28 ± 2
0.0196	27	26 ± 2	27	26 ± 2
0.0232	27	29 ± 2	27	27 ± 2
0.0261	27	20 ± 1	27	26 ± 2
0.0266	27	27 ± 3	27	28 ± 3
0.0275	27	25 ± 2	27	25 ± 2
0.0310	31	32 ± 2	31	33 ± 2
0.0317	31	35 ± 3	31	30 ± 2
0.0322	31	29 ± 2	31	31 ± 2
0.0364	31	28 ± 2	31	31 ± 2
0.0373	31	32 ± 2	31	31 ± 2

3.5. Kalınlık Tayini

Cu, In ve Se elementleri ile CuInSe₂ (bulk ve ince film) yarıiletkenlerinin kalınlıkları iki farklı yöntem kullanılarak hesaplandı. İlk yöntemde, öncelikle numunelerin kütleleri ve yoğunlukları bir yoğunluk ölçer kullanılarak ölçüldü. Daha sonra numunelerin yüzey alanları hesaplanarak,

$$d = \frac{m}{S} \quad (34)$$

ifadessinden birim alan başına düşen kütleler bulundu. Son olarak, birim alan başına düşen kütle ifadesinin bir başka eşiti olan,

$$d = \rho x \quad (35)$$

ifadesi kullanılarak numunelerin kalınlıkları bulundu.

İkinci yöntemde kalınlıklar, EDXRF tekniği kullanılarak belirlendi. Bu yöntemde öncelikle, numunelerin Si(Li) dedektör vasıtasıyla yapılan soğurma ölçümlerinin sonuçları kullanılarak lineer soğurma katsayıları bulundu (Tablo 3 ve 4). Daha sonra elementler ve bileşikler için ayrı ayrı ifade edilen Lambert-Beer yasası kullanılarak kalınlıklar bulundu. Cu, In ve Se elementlerin kalınlıkları,

$$I = I_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (36)$$

ifadesi kullanılarak hesaplandı. CuInSe₂ (bulk) ve CuInSe₂ (ince film) yarıiletkenlerinin kalınlıkları ise,

$$I = I_0 e^{-(w_{Cu}\mu_{Cu} + w_{In}\mu_{In} + w_{Se}\mu_{Se})x} \quad (37)$$

ifadesinden hesaplandı. Her iki yöntemin kullanılmasıyla bulunan kalınlıklar Tablo 8'de gösterilmektedir.

Tablo 8. Numunelerin teorik ve deneysel olarak hesaplanan kalınlık (μm) değerleri

Enerji (MeV)	Cu		In		Se		CuInSe ₂ (Bulk)		CuInSe ₂ (İnce film)	
	I.Yöntem	II. Yöntem	I.Yöntem	II. Yöntem	I.Yöntem	II. Yöntem	I.Yöntem	II. Yöntem	I.Yöntem	II. Yöntem
0.0119	36 ± 1	38 ± 3	55 ± 2	57 ± 4	19 ± 1	19 ± 1	60 ± 2	58 ± 4	2.5 ± 0.1	2.6 ± 0.2
0.0133	36 ± 1	38 ± 3	55 ± 2	57 ± 4	19 ± 1	19 ± 1	60 ± 2	58 ± 4	2.5 ± 0.1	2.6 ± 0.2
0.0142	52 ± 2	46 ± 3	55 ± 2	55 ± 3	50 ± 2	50 ± 3	60 ± 2	57 ± 3	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.1
0.0158	52 ± 2	46 ± 3	55 ± 2	55 ± 3	50 ± 2	50 ± 3	60 ± 2	57 ± 3	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.1
0.0175	94 ± 3	75 ± 5	136 ± 4	136 ± 8	128 ± 4	128 ± 8	106 ± 3	88 ± 5	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.1
0.0196	94 ± 3	75 ± 5	136 ± 4	136 ± 8	128 ± 4	128 ± 8	106 ± 3	88 ± 5	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.1
0.0232	208 ± 6	190 ± 13	345 ± 10	345 ± 24	266 ± 8	266 ± 19	261 ± 8	261 ± 18	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.2
0.0261	208 ± 6	190 ± 13	345 ± 10	345 ± 24	266 ± 8	266 ± 19	261 ± 8	261 ± 18	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.2
0.0266	208 ± 6	190 ± 13	345 ± 10	345 ± 24	266 ± 8	266 ± 19	261 ± 8	261 ± 18	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.2
0.0275	255 ± 8	244 ± 17	345 ± 10	345 ± 24	397 ± 12	397 ± 28	261 ± 8	260 ± 18	2.5 ± 0.1	2.4 ± 0.2
0.0310	255 ± 8	244 ± 17	345 ± 10	345 ± 24	397 ± 12	397 ± 28	261 ± 8	260 ± 18	2.5 ± 0.1	2.4 ± 0.2
0.0317	255 ± 8	244 ± 17	345 ± 10	345 ± 24	397 ± 12	397 ± 28	261 ± 8	260 ± 18	2.5 ± 0.1	2.4 ± 0.2
0.0322	255 ± 8	244 ± 15	345 ± 10	345 ± 21	397 ± 12	397 ± 24	270 ± 8	256 ± 15	2.5 ± 0.1	2.5 ± 0.2
0.0364	255 ± 8	244 ± 15	345 ± 10	345 ± 21	397 ± 12	397 ± 24	270 ± 8	256 ± 15	2.5 ± 0.1	2.5 ± 0.2
0.0373	255 ± 8	244 ± 15	345 ± 10	345 ± 21	397 ± 12	397 ± 24	270 ± 8	256 ± 15	2.5 ± 0.1	2.5 ± 0.2

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, selenleştirme yöntemi kullanılarak üretilen CuInSe_2 ince filminin kalınlığı iki farklı yöntem kullanılarak belirlendi. Kalınlık ölçümlerinden önce üretilen ince filmin yapısal özellikleri araştırıldı. Bunun için ilk olarak CuInSe_2 ince filminin x-ışını kırınım analizi yapıldı. Elde edilen x-ışını kırınım deseninden CuInSe_2 ince filminin, örgü parametreleri $a = b = 5,57 \text{ \AA}$ ve $c = 11,55 \text{ \AA}$ olan kalkopirit yapıya ve (112) karakteristik pikine sahip olduğu belirlendi. Daha sonra ince filmin soğurma spektrumu elde edilerek optik band genişliği (yasak enerji aralığı) belirlendi. Soğurma spektrumunun incelenmesi sonucunda CuInSe_2 ince filminin, 1,02 eV'luk bir yasak enerji aralığına sahip doğrudan geçişli bir yarıiletken olduğu bulundu. CuInSe_2 tek kristalinin 0,97 eV'luk yasak enerji aralığı ile ince filmin 1,02 eV'luk yasak enerji aralığı arasında kabul edilebilir bir fark vardır. Bu fark, ince film üretimi sırasında gerçekleşen kompozisyon düzensizliklerinden kaynaklanmaktadır.

Tablo 5'de Cu, In ve Se elementlerinin, Tablo 6'da CuInSe_2 yarıiletkenlerinin 15 farklı enerjideki kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel değerleri verildi. Bu tablolarda, kütle soğurma katsayısının foton enerjisine ve soğurucunun yoğunluğuna bağlı olduğu açık bir şekilde görülmektedir. Kütle soğurma katsayısının bu bağımlılığı Şekil (17-21)'de çizilen grafiklerden de kolaylıkla görülebilir. Güçlü atom numarası bağımlılığı olan ve fotoelektrik olayın baskın olduğu düşük enerjilerde, deneysel ve teorik verileri doğru bir şekilde elde etmek için karışımın kompozisyonunun ve elementlerin saflığının bilinmesi gereklidir. Fotoelektrik olayın baskın olduğu bu enerji bölgesinde soğurma tesir kesitinin atom numarasına bağımlılığı $Z^{4,5}$ şeklindedir. Enerjiye bağımlılığı ise E^3 'ün tersi ile orantılıdır (Debertin ve Helmer, 1988). CuInSe_2 'nin ince film ve bulk numunelerinin, teorik olarak hesaplanan kütle soğurma katsayıları birbirinin aynısıdır. Deneysel olarak hesaplanan kütle soğurma katsayıları arasında ise makul ölçülerde olan bir fark gözlenmektedir. Bu fark ince filmin çoklu yapısından kaynaklanmaktadır. Numunelerin kütle soğurma katsayılarından ve Denk. (27)'den yararlanarak hesaplanan lineer soğurma katsayıları ve yarı kalınlıkları Tablo 3 ve 4'te verilmiştir.

X veya gama ışınlarının soğurulması ve saçılması, elementlerde elementin atom numarasına ve yoğunluğuna bağlıyken, bileşiklerde bileşiğin etkin atom numarasına (Z_{etkin}) ve yoğunluğuna bağlıdır. Bu yüzden, CuInSe_2 ince film ve bulk numunelerinin etkin atom

numaraları hesaplanarak Tablo 7’de verildi. Tablo 7 incelendiğinde, etkin atom numarasının foton enerjisiyle değiştiği görülmektedir.

İki farklı yöntem kullanılarak hesaplanan ince filmin kalınlığı Tablo 8’de verilmektedir. Burada farklı enerjilerde farklı miktarlarda Cu, In, Se ve CuInSe₂ (bulk) numuneleri kullandığımız için enerjiyle birlikte kalınlığın değiştiği görülür. Kalınlık tayininde ilk yöntemde, numunelerin kütlesi ve yoğunluğu ölçülerek birim alan başına düşen kütle hesabından kalınlıklar bulundu. Yoğunluk ölçümlerinde Archimed prensibi esas alınarak numunelerin yoğunlukları belirlendi. Yapılan işlemler sonucunda CuInSe₂ ince filminin kalınlığı 2,5 µm olarak bulundu. CuInSe₂ ince filminin kalınlık tayininde ikinci yöntem olarak EDXRF tekniği kullanıldı. Bu yöntem CuInSe₂ yarıiletkeninin ve bileşenlerinin soğurma katsayılarının hesabına dayanmaktadır. Ayrı ayrı herbir bileşenin o enerjilerdeki soğurma katsayılarının ölçümü sonucunda, bileşikler için kullanılan Denk. (37)’de bu veriler yerine konularak ince filmin kalınlığı belirlendi. Yapılan işlemler sonucunda ince filmin kalınlığı ortalama 2,4 µm olarak bulunmuştur.

Bu yöntemle belirlenen kalınlık değeri ince filmde herhangi bir tahribat yapmadığı için, numunenin daha sonraki uygulamalarda kullanılmasında kolaylık sağlamaktadır.

Bu çalışmada kütle soğurma katsayılarının ölçümündeki toplam deneysel belirsizlik, pik alanlarının (I ve I_0) alınmasına, yoğunluk ölçümlerine ve sayım istatistiklerine bağlıdır. Elde edilen deneysel sonuçlardaki toplam belirsizlik %6 ile %8 arasındadır. Pik alanının alınmasındaki belirsizlikler Cu için %3, In için %2, Se için %2 ve CuInSe₂ (bulk ve ince film) için %3 civarındadır. Ancak 26.6 keV’de, %5 ile %7 arasında değişen belirsizlikler elde edilmiştir. Sonuçlarda K_{β} çizgileri için elde edilen belirsizlikler K_{α} çizgilerine oranla daha büyüktür. Kalınlık tayinindeki ilk yöntemde kütle soğurma katsayıları kullanılmadığı için buradaki toplam belirsizlik yoğunluk ve kütle ölçümlerine bağlıdır.

CuInSe₂ (bulk) ve CuInSe₂ (ince film) numunelerinin kütle soğurma katsayılarının deneysel ve teorik değerleri arasında %5 ve %2’lik farklar vardır. Elde edilen belirsizlikler dahilinde, deneysel ve teorik sonuçlar arasında iyi bir uyum gözlenmiştir. Özellikle uydu teknolojisinde kullanılan yarıiletkenlerin bu tür parametrelerinin belirlenmesi ile gelen x-ışını radyasyonunun hangi ölçüde soğurulacağını ve bu enerjinin değişimiyle soğurma katsayısının göstereceği değişim bu çalışma ile belirlenmiş oldu.

5. ÖNERİLER

İnce flmler yoğun bir şekilde teknolojide ve sanayide kullanıldığı için onların temel parametrelerinin yanında, x ve gama ışınlarıyla etkileşmesi sonucunda meydana gelen olayların da belirlenmesi gerekmektedir. Bu çalışmada sadece CuInSe_2 ince filminin gelen radyasyonu (x-ışınlarını) hangi ölçüde soğurduğu belirlenerek bunun yardımıyla numunenin etkin atom numarası ve kalınlığı hesaplandı. İlerideki çalışmalarda, diğer yarıiletken ince filmlerin aynı parametrelerinin belirlenmesi önemli olacaktır. Ayrıca radyasyonun bu madde üzerindeki yapısal etkileri de araştırılabilir. Kalınlığın belirlendiği bu çalışmada ince film tahribata uğramadığı için bu şekilde kalınlık ölçümü yapılması ve bu ölçümlerin daha pratik şekilde olması için yöntemlerin geliştirilmesi önemli olacaktır. Belirli enerji aralığında yaptığımız çalışma daha yüksek veya daha düşük enerjilerde de yapılabilir.

6. KAYNAKLAR

- Apaydın, G., 2002. $69 \leq Z \leq 92$ Bölgesindeki Bazı Elementlerin M Kabuğuna Ait Tesir Kesitlerinin, Ortalama Floresans Verimlerinin ve Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Tek. Üni. Fen Bil. Enst., Trabzon.
- Aygün, E. ve Zengin, M., 1992. Kuantum Fiziği, İkinci Baskı, Bilim Yayınevi, Ankara.
- Baltaş, H., Çevik, U., Tıraşoğlu, E., Ertuğral, B., Apaydın, G. ve Kobyay, A.İ., 2005. Mass Attenuation Coefficients of YBaCuO and BiPbSrCaCuO Superconductors at 511, 661 and 1247 keV Energies, Radiation Measurements 39, 33-37.
- Barfoot, K.M., Mitchell, I.V., Avaldi, L. ve Eschbach, H.I., 1984. Si(Li) Detector Efficiency Below 10 keV, Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. B 5, 534-544.
- Bertin, E. P., 1975. Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis, Second Edition, Planum Press, New York-London.
- Chichibu, S., Shirakata, S., Isomura, S. ve Nakanishi, 1997. Visible and Ultraviolet Photoluminescence from Cu-III-VI₂ Chalcopyrite Semiconductors Grown by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy, Jpn. J. Appl. Phys. 36, 1703-1714.
- Contreras, M., Egaas, B., Ramanathan, K., Hiltner, J., Swartzlander, A., Hasoon, F. ve Noufi, R., 1999. Progress Toward 20% Efficiency in Cu(In,Ga)Se₂ Polycrystalline Thin Film Solar Cells, Prog. Photovolt. Res. Appl. 7, 311-316.
- Cullity, B.D., Stock, S.R., 2001. Elements of X-Ray Diffraction, 3rd. edition, Pearson Edu. Inter., New Jersey.
- Çevik, U., 1994. Doğu Karadeniz Dip Tortularının X-ışını Floresans Yöntemiyle Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Damla, N., 2005. Doğu Karadeniz Bölgesi İçme Sularında Toplam Alfa, Toplam Beta ve Gama Aktivitesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Debertin, K and Helmer, R. G., 1988. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishers, New York.
- Ekinci, N., 2000. X-ışını Spektrometresi ile Mukayeseli Kalınlık Tayini, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum.
- Firoz Hasan, S.M., Quadir, L., Begum, S., Subhan, M.A. ve Mannan, M., 1999. Analysis of the Optical Absorption Characteristics of CuInSe₂ Thin Films, Solar Energ. Mat. Solar Cells 58, 349-360.

- Gürol, A., 2004. Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-ışını Floresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi, Doktora Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum.
- Hofstadter, R., 1948. Alkali Halide Scintillation Counters, Phys. Rev. 74, 100-101
- Joseph, C.M. ve Menon, C.S., 1997. Room Temperature Preparation Method of Polycrystalline CuInSe₂ Thin Films, J. Vac. Sci. Technol. A 15, 431-432.
- Knoll, G.F., 1999. Radiation Detection and Measurements, Third Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Markowicz, A.A., 1993. Handbook of X-Ray Spectrometry: Methods and Techniques, Marcel Dekker Inc., New York.
- Norrish, K and Hutton, J. T., 1969. Accurate X-ray Spectrographic Method for the Analysis of a Wide Range of Geological Samples. Geochemicaat Cosmochimicia Acta 33,431.
- Singh, K., Singh, H., Sharma, V., Nathuram, R., Khanna, A., Kumar, R., Bhatti, S.S. ve Sahota, S.S., 2002. Gamma-ray Attenuation Coefficients in Bismuth Borate Glasses, Nuc. Inst. Meth. Phys. Res. B 194, 1-6.
- Şahin, Y., 1989. Çekirdek Fizikinin Esasları, Ziraat Fak. Ofset Tes., Erzurum.
- Tadashi, A., Tsuyoshi, Y., Ryouyuke, N., Kouichi, S., Ikuo, M. ve Fumiyuki, F., 2004. Measurements of Mass Attenuation Coefficients Around the K Absorption Edge of Semiconductors by Parametric X-rays, Radiat. Phys. Chem. 71, 643-645.
- Tertian, R. ve Claisse, F., 1982. Principles of Quantitative X-ray Fluorescence Analysis, Heyden & Son Ltd., London.
- Troykozko, R., Bacewicz, R. ve Filipowicz, J., 1986. Photoelectrical Properties of CuInSe₂ Thin Films, Solar Cells 16, 351-356.
- Van Der Hear, L.M., Sommer, C. ve Stoop, M.G.M., 2004. New Developments in X-ray Fluorescence Metrology, Thin Solid Film 450, 90-96.
- Vogt, C. ve Dargel, R., 2005. Determination of Layer Thickness with μ XRF, Appl. Surf. Sci. 252, 53-56.
- Williams, K. L., 1987. An Introduction to X-Ray Spectrometry: X-ray Fluorescence and Electron Microprobe Analysis, Allen and Unwin, London.

ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında Trabzon İlinin Akçaabat ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Trabzon merkezde tamamladı. 1998 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde lisans eğitime başladı. 2002 yılında lisans eğitimi tamamladı. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitime başladı. İngilizce bilen Ahmet ÇELİK, halen yüksek lisans eğitime devam etmektedir.