

**PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**CuGaTe<sub>2</sub> İNCE FİLMLEİNİN YAPISAL ELEKTRİKSEL VE OPTİK  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
Yunus KAMAÇ**

**Anabilim Dalı : Fizik**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Koray YILMAZ**

**2013**

## YÜKSEK LİSANS TEZ ONAY FORMU

Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 111401018 nolu öğrencisi Yunus KAMAÇ tarafından hazırlanan “**CuGaTe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Yapısal Elektriksel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi**” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Koray YILMAZ (PAÜ)



Jüri Üyesi : Prof. Dr. Orhan KARABULUT (PAÜ)  
(Jüri Başkanı)



Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Reyhan KESKİN (PAÜ)



Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun  
07/08/2013 tarih ve ..26/11..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü  
Prof. Dr. Nuri KOLSUZ

Bu tezin tasarımı, hazırlanması, yürütülmesi, araştırmalarının yapılması ve bulgularının analizlerinde bilimsel etiğe ve akademik kurallara özenle riayet edildiğini; bu çalışmanın doğrudan birincil ürünü olmayan bulguların, verilerin ve materyallerin bilimsel etiğe uygun olarak kaynak gösterildiğini ve alıntı yapılan çalışmalara atfedildiğine beyan ederim.

İmza



Öğrenci Adı Soyadı : Yunus KAMAÇ

## ÖNSÖZ

Tez çalışmamın hazırlanmasında, beni yönlendiren, bilgi birikim ve tecrübelerinden faydalandığım saygıdeğer danışman hocam Doç. Dr. Koray YILMAZ'a içten teşekkürlerimi sunarım. Çalışmam sırasında yardımlarını benden esirgemeyen değerli hocalarım Prof. Dr. Orhan KARABULUT, Dr. Yusuf ÖZCAN ve Uzm. Süleyman Ş. ÇELİK 'e teşekkür ederim.

Deneysel çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen, başta Meltem CEYLAN ve Duygu TAKANOĞLU olmak üzere tüm Yarıiletken Araştırma Grubumuza teşekkür ederim.

Hayatım boyunca maddi ve manevi desteğini benden esirgemeyen sevgili aileme teşekkür ederim.

Bu çalışma 2012FBE071 numaralı Pamukkale Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi tarafından desteklenmiştir.

Temmuz 2013

Yunus KAMAÇ

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

<b>ÖZET</b> .....	<b>xi</b>
<b>SUMMARY</b> .....	<b>xii</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
1.1 Önceki Çalışmalar .....	2
<b>2. YARIİLETKENLER</b> .....	<b>4</b>
2.1 Giriş.....	4
2.2 Katkılı ve Katkısız Yarıiletkenler .....	6
2.3 Yarıiletkenlerde Taşıyıcı Yoğunluğu .....	7
2.4 Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik .....	9
2.5 Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları .....	12
2.5.1 Amorf Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları.....	12
2.5.2 Polikristal Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları.....	13
2.5.2.1 Termoyonik Emisyon.....	14
2.5.2.2 Tünelleme İletim Mekanizması.....	16
2.5.2.3 Sıçrama (Hopping) İletim Mekanizması .....	17
2.6 Yarıiletkenlerde Optik Soğurma .....	19
2.7 Fotoiletkenlik ve Rekombinasyon Mekanizması .....	22
2.8 Yarıiletken İnce Film Büyütme İşlemi.....	24
2.8.1 Termal Buharlaştırma Yöntemi.....	24
<b>3. DENEYSEL YÖNTEM</b> .....	<b>28</b>
3.1 CuGaTe <sub>2</sub> Bileşiğinin Oluşturulması.....	28
3.2 CuGaTe <sub>2</sub> İnce Filmlerinin Elde Edilmesi .....	29
3.3 Omik Metal Kontakların Elde Edilmesi.....	31
3.4 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sistemi .....	32
3.5 Fotoiletkenlik Ölçüm Sistemi .....	33
3.6 Hall Etkisi Ölçüm Sistemi.....	33
3.7 Soğurma Ölçüm Sistemi.....	39
3.8 X-ışını Kırınım Analizi .....	40
<b>4. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA</b> .....	<b>43</b>
4.1 CuGaTe <sub>2</sub> İnce Filmlerinin Yapı Analizi.....	43
4.2 CuGaTe <sub>2</sub> İnce Filmlerinin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi .....	45
4.2.1 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sonuçları.....	45
4.2.2 Hall Etkisi Ölçüm Sonuçları .....	51
4.3 CuGaTe <sub>2</sub> İnce Filmlerinin Optik Özelliklerinin İncelenmesi .....	57
4.3.1 Fotoiletkenlik Ölçüm Sonuçları .....	57
4.3.2 Optik Soğurma Ölçüm Sonuçları.....	59

<b>5. SONUÇLAR .....</b>	<b>62</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>64</b>

## KISALTMALAR

<b>Cu</b>	: Bakır
<b>Te</b>	: Tellür
<b>Ga</b>	: Galyum
<b>Ge</b>	: Germenyum
<b>C</b>	: Karbon
<b>Si</b>	: Silisyum
<b>As</b>	: Arsenik
<b>T</b>	: Mutlak sıcaklık
<b>K</b>	: Kelvin
<b><sup>0</sup>C</b>	: Santigrad
<b>W</b>	: Tungsten
<b>Mo</b>	: Molibden
<b>Xe</b>	: Ksenon
<b>In</b>	: İndiyum
<b>HNO<sub>3</sub></b>	: Nitrik asit
<b>H<sub>2</sub>O<sub>2</sub></b>	: Hidrojen peroksit
<b>SEM</b>	: Taramalı Elektron Mikroskobu
<b>EDXA</b>	: Enerji Dağılımlı X-ışını Analizi
<b>XRD</b>	: X-ışını kırınımı
<b>TEM</b>	: Geçirimli Elektron Mikroskobu
<b>CGT</b>	: Tavlanmamış CuGaTe <sub>2</sub> ince filmi
<b>CGT-100</b>	: 100 <sup>0</sup> C de tavlanmış CuGaTe <sub>2</sub> ince filmi
<b>CGT-200</b>	: 200 <sup>0</sup> C de tavlanmış CuGaTe <sub>2</sub> ince filmi

## TABLO LİSTESİ

<b>Tablolar</b>	<b><u>Sayfa</u></b>
<b>3.1</b> : Üretilen ince filmlerin genel bilgileri.....	31
<b>4.1</b> : CuGaTe <sub>2</sub> bileşiğinin ve CGT-200 numunesinin EDXA ölçüm sonuçları.....	44
<b>4.2</b> : CGT, CGT-100 ve CGT-200 örneklerine ait oda sıcaklığında elektriksel iletkenlik ve öz direnç değerleri. ....	45
<b>4.3</b> : CGT, CGT-100 ve CGT-200 ince filmlerinin farklı sıcaklık bölgelerindeki aktivasyon enerjileri.....	48
<b>4.4</b> : Yarıiletken ince filmlerin Mott parametreleri. ....	49
<b>4.5</b> : CGT, CGT-100 ve CGT-200 numunelerinin oda sıcaklığında Hall etkisi ölçüm sonuçları .....	51
<b>4.6</b> : CGT, CGT-100 ve CGT-200 numuneleri için elde edilen $n$ değerleri. ....	54
<b>4.7</b> : Yarıiletken ince film numunelerinin oda sıcaklığında elde edilen yasak enerji aralıkları.....	60



## ŞEKİL LİSTESİ

Şekiller	Sayfa
2.1 : (a) Yalıtkanlar, (b) yarıiletkenler ve (c) iletkenlerde basitleştirilmiş elektronik enerji bant yapısı ve 0 K sıcaklıkta Fermi enerji seviyesi.....	5
2.2 : Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu. ....	8
2.3 : Bir yarıiletkende elektrik alanının varlığında elektron ve deşiklerin hareket yönleri. ....	11
2.4 : (a) Amorf katılar, (b) kristal katılar için durum yoğunluğunun şematik gösterimi. ....	12
2.5 : Bir polikristal yarıiletkenin enerji-bant diyagramı. ....	16
2.6 : (a) İletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki doldurulmuş ve boş lokalize durumlar (b) Taşıyıcıların iletim bandına uyarılması (c) Sıçrama İletimi. ....	18
2.7 : Elektronmanyetik radyasyonun x kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması ....	19
2.8 : Yarıiletkenlerde temel soğurma spektrumu.....	20
2.9 : Doğrudan bant aralıklı kristallerin bant yapısı. ....	21
2.10 : Dolaylı bant aralıklı kristallerin bant yapısı ....	22
2.11 : Termal buharlaştırma sisteminin şematik gösterimi. ....	25
2.12 : Termal buharlaştırma sistemi. ....	25
2.13 : Paslanmaz çelik vakum çemberi. ....	26
2.14 : Termal buharlaştırma sisteminin vakum alt birimleri. ....	26
2.15 : Termal buharlaştırma sisteminin elektronik kabin ünitesi. ....	27
3.1 : Yatay fırın ve kuartz tüpler içinde sentezlenen numuneler ....	29
3.2 : Külçe halinde sentezlenen numunenin agat havanda toz haline getirilmesi ...	29
3.3 : Termal buharlaşma sisteminde akım uygulanan pota içerisindeki malzemenin buharlaşma görüntüsü. ....	30
3.4 : Omik kontak maskesi (a) Şerit, (b) Van der Pauw geometrisi. ....	32
3.5 : Fotoiletkenlik ölçümü için kriyostat içerisine yerleştirilmiş numune ve LED'in fotoğrafı ....	33
3.6 : Hall etkisi olayının şematik diyagramı.....	34
3.7 : Hall ölçümünde kullanılan örnek geometrileri. ....	36
3.8 : Van der Pauw tekniği ile Hall voltajı ölçümünün şematik gösterimi. ....	37
3.9 : Van der Pauw tekniği kullanarak direnç ölçümünün şematik gösterimi.....	37
3.10 : Hall etkisi deney sisteminin şematik gösterimi. ....	39
3.11 : Soğurma ölçümlerinde kullanılan UV-Vis spektrometresi. ....	40
3.12 : X-ışınlarının kristal tarafından kırınıma uğratılması. ....	41
3.13 : XRD cihazının üstten görünüşü. ....	42
4.1 : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 ince filmlerinin XRD sonuçları. ....	43
4.2 : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 ince filmlerinin iletkenliğinin sıcaklık ile değişimi ....	46
4.3 : (a)CGT, (b)CGT-100 ve (c)CGT-200 ince filmlerinin $\ln(\sigma)-1000/T$ değişimi ....	48

<b>4.4</b> : CGT-100 numunesine ait $\ln(\sigma) - T^{-1/4}$ değişim grafiği.....	50
<b>4.5</b> : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 ince filmlerinin mobilite-sıcaklık değişimi .....	52
<b>4.6</b> : CGT-200 ince filminin $\ln(\mu T^{1/2}) - 1000/T$ değişimi.....	53
<b>4.7</b> : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerinin $\log(\mu)$ - $\log(T)$ değişimi.....	56
<b>4.8</b> : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerinin farklı ışık şiddetlerindeki iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi.....	58
<b>4.9</b> : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerine ait 400 K sıcaklıktaki fotoakım-ışık şiddeti değişimi.....	59
<b>4.10</b> : (a) CGT, (b) CGT-100, (c) CGT-200 ince filmlerinin soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişimi .....	61

## SEMBOL LİSTESİ

$E_C$	İletim bandı enerji seviyesi
$E_V$	Valans bandı enerji seviyesi
$E_g$	Yasak enerji aralığı enerjisi
$E_f$	Fermi enerji seviyesi
$E_D$	Donör seviyesi
$E_A$	Akseptör seviyesi
$\rho$	Özdirenç
$\sigma$	İletkenlik
$k_B$	Boltzmann sabiti
$h$	Planck sabiti
$E_C$	İletim bandı enerji seviyesi
$m_h$	Değişin kütlesi
$m_e$	Elektronun kütlesi
$m_h^*$	Değişin etkin kütlesi
$m_e^*$	Elektronun etkin kütlesi
$p_0$	Deşik yoğunluğu
$n_0$	Elektron yoğunluğu
$n_i$	Saf yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu
$J$	Akım yoğunluğu
$E$	Elektrik alanı
$\mu$	Mobilite
$\sigma_i$	Katkısız elektriksel iletkenlik
$E_a$	İletkenlik için termal aktivasyon enerjisi
$\alpha$	Soğurma katsayısı
$I_0$	Geçen ışın şiddeti
$I$	Geçen ışın şiddeti
$\lambda$	Işığın dalga boyu
$V_H$	Hall voltajı
$R_H$	Hall katsayısı
$n_s$	Yüzey taşıyıcı yoğunluğu
$\phi_b$	Tanecik sınırı bariyer yüksekliği
$I_{ph}$	Fotoakım
$\phi$	Aydınlatma şiddeti

## ÖZET

### **CuGaTe<sub>2</sub> İNCE FİMLERİNİN YAPISAL ELEKTRİKSEL VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Bu çalışmada I-III-VI grubu bileşiklerinden olan CuGaTe<sub>2</sub> kaynak malzeme olarak kullanılarak termal buharlaştırma metoduyla yarıiletken ince film üretilmiştir. Kaynak malzeme olarak kullanılan CuGaTe<sub>2</sub> bileşiği 1150 °C 'de sinterlenerek elde edilmiştir. Üretilen ince filmler büyütme sonrasında 100 °C ve 200 °C 'de tavlansmıştır. Elde edilen filmlerin elektriksel, yapısal ve optik özellikleri incelenmiş ve tavlama sıcaklığının bu özelliklere etkisi araştırılmıştır.

X-ışını kırınım metoduyla üretilen yarıiletken filmlerin kristal yapısı incelenmiştir. Üretilen ince filmlerin elementel bileşimini belirleyebilmek için EDXA tekniği kullanılmıştır. Filmlerin elektriksel özelliklerini araştırmak için 80-420 K aralığında sıcaklığa bağlı iletkenlik ve Hall etkisi ölçümleri yapılmıştır. İnce filmlerin optik duyarlılıklarını incelemek için ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik deneyi yapılmıştır. Yasak enerji band aralığını belirlemek için 190-1100 nm dalgaboyu aralığında UV-Vis spektrofotometre cihazı ile soğurma ölçümleri yapılmıştır.

Sonuç olarak; tavlama sıcaklığının CuGaTe<sub>2</sub> ince filmlerinin elektriksel, yapısal ve optik özellikleri üzerine etkileri tartışılmış ve yorumlanmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** İnce Film, CuGaTe<sub>2</sub>, Tavlama, Termal Buharlaştırma

## SUMMARY

### INVESTIGATION OF STRUCTURAL ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF $\text{CuGaTe}_2$ THIN FILMS

$\text{CuGaTe}_2$  semiconductor compound thin films which belong to I-III-VI family have been grown onto glass substrates by using thermal evaporation method and obtained films have been annealed at 100 °C and 200 °C temperatures. The  $\text{CuGaTe}_2$  compound which was used as a source powder during the evaporation has been obtained by sintering at 1150 °C temperature. The effect of annealing temperature on the electrical, optical and structural properties of the films were investigated.

The crystal structure of the semiconductor films were investigated by X-ray diffraction (XRD) method. In order to determine the elemental composition of the films EDXA technique has been used. The energy-band structure were determined by using a UV-Vis spectrophotometer in the 190-1100 nm wavelength range. Hall effect and temperature dependent conductivity measurements were used to determine electrical properties of the films in the temperature range of 80-420 K. In order to study photosensitivity of the films, photoconductivity measurements depending on light intensity were carried out.

As a conclusion, the effects of annealing temperature on the structural, optical and electrical properties of the  $\text{CuGaTe}_2$  thin films were discussed and interpreted.

**Key Words:** Thin Film,  $\text{CuGaTe}_2$ , Annealing, Thermal Evaporation

## 1. GİRİŞ

Günümüz elektronik ve optoelektronik endüstrisinin temelini oluşturan yarıiletkenler ile ilgili çalışmalar 19. yy'ın ortalarına kadar uzanmaktadır. 1940'lı yıllarda ilk transistörün yapılmasıyla önem kazanan yarıiletkenlerin; fotodiyot, transistör, lazer, sensör, güneş pili, görüntüleme cihazları, askeri savunma sistemleri ve optik iletişim sistemleri gibi çok geniş bir uygulama alanı bulunmaktadır (Göde, 2007). İnce film teknolojisi, elektronik aygıtların minyatürizasyonuna imkan vermesi ve oldukça ekonomik avantajlara sahip olması nedeniyle büyük ilgi görmektedir. Yarıiletken filmler ilk olarak 1838 yılında elektroliz yöntemi ile elde edilmiştir. Daha sonra 1852 yılında kimyasal tepkime ve sıçratma (glow discharge sputtering) yöntemleri ile metal filmler üretilmiştir (Taner,2010). Günümüzde ise elektron demet epitaksi, elektron demeti ile buharlaştırma, termal buharlaştırma gibi modern yöntemlerle yarıiletken ince filmler üretilmektedir. Üretilen ince filmlerin elektronik ve optoelektronik uygulamalarda kullanılabilmesi için yapısal, elektriksel ve optik özelliklerinin belirlenmesi oldukça önemlidir.

$A^I B^{III} X^{VI}$  üçlü bileşik sınıfına ait olan  $CuGaTe_2$  ince filmleri çeşitli optoelektronik uygulamalarda önemli kullanım potansiyeline sahiptir. Özellikle direk geçişli bant aralığına sahip olması ve soğurma katsayısının büyük olması güneş pili uygulamalarında kullanımını cazip hale getirmektedir. Bunun yanısıra yüksek verimli ince film transistör, ışık yayan diyot (LED), gama ışın detektörleri, optoelektronik aygıt üretimi, kızıl ötesi optik, ışığa bağımlı direnç uygulamalarında yaygın olarak kullanılabilir (Sesha Reddy ve ark., 1996; Bodnar ve ark., 1997; Oda ve ark., 2006).

$CuGaTe_2$  kalkopirit bileşiğinin ince film fiziksel özellikleri, tek kristal özelliklerine göre daha az araştırılmıştır.  $CuGaTe_2$  ince filmleri daha önce ani

buharlaştırma (flash evaporation) yöntemi, yavaş buharlaştırma yöntemi, atmalı lazer püskürtme yöntemi, üç kaynaktan buharlaştırma yöntemi gibi yöntemlerle elde edilmiştir (Sesha Reddy ve ark., 1996; Bodnar ve ark., 1997; Oda ve ark., 2006, Guha ve ark., 2002; Masse ve ark., 1993). Bu çalışmada termal buharlaştırma yöntemi ile elde edilen  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmleri incelenmiştir.

## 1.1 Önceki Çalışmalar

1995 yılında M. Sesha ve arkadaşları, ani buharlaştırma (flash evaporation) metoduyla  $0,1 \mu\text{m} - 0,4 \mu\text{m}$  kalınlıklarında polikristal ince filmleri cam alttaş üzerine  $303-623 \text{ K}$  sıcaklık aralığında üretmiştir. Filmlerin elementel kompozisyonu, enerji dağılımlı X-ışını analizi (EDXA) metoduyla araştırılmıştır. İnce filmlerin yapısal analizi X-ışını kırınımı metodu (XRD) ve taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile araştırılmıştır. Alttaş sıcaklığı  $450 \text{ K}$ 'den küçük olan filmlerin amorf yapıda olduğu gözlenmiştir.  $450-523 \text{ K}$  alttaş sıcaklığı ile üretilen filmlerin polikristal yapıda olduğu ve  $\text{CuGaTe}_2$  fazıyla beraber  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  fazının bulunduğu gözlenmiştir.  $573 \text{ K}$ 'den daha büyük alttaş sıcaklığında üretilen filmlerin polikristal yapıda olduğu ve  $\text{CuGaTe}_2$  fazına ilave olarak  $\text{Cu}_2\text{Te}$  fazının bulunduğu gözlenmiştir.  $523-573 \text{ K}$  alttaş sıcaklık aralığında üretilen filmlerin polikristal yapıda olduğu ve sadece  $\text{CuGaTe}_2$  fazını barındırdığı gözlenmiştir. Tanecik boyutunun  $60-115 \text{ nm}$  aralığında olduğu ve alttaş sıcaklığının artması ile tanecik büyüklüğünün arttığı belirlenmiştir.  $548 \text{ K}$  alttaş sıcaklığında üretilen ince filmlerin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümlerinin analiz edilmesi ile yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde sırasıyla  $425 \text{ meV}$  ve  $125 \text{ meV}$  olmak üzere iki aktivasyon enerjisi hesaplanmıştır. Soğurma ölçümlerinden yasak enerji aralığının farklı alttaş sıcaklığında üretilmiş filmler için  $1,21-1,24 \text{ eV}$  aralığında değiştiği belirlenmiştir. Elde edilen ince filmlerin elektriksel özdirençlerinin  $10-10^{-2} (\Omega.\text{cm})$  aralığında değiştiği gözlenmiştir.  $532-573 \text{ K}$  alttaş sıcaklığında üretilen ve sadece  $\text{CuGaTe}_2$  fazı bulunduran ince filmlerin elektriksel özdirençlerinin  $10^{-2} (\Omega.\text{cm})$ , mobilitelerinin  $55 (\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$  ve taşıyıcı yoğunluğunun  $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  olduğu belirlenmiştir (Sesha Reddy ve ark., 1996).

1998 yılında I.V. Bodnar ve arkadaşları atmalı lazer püskürtme (pulsed laser spraying) yöntemi ile ürettikleri  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmlerinin yapısal ve optik özelliklerini araştırmışlardır. Farklı alttaş sıcaklıklarında ( $380-720 \text{ K}$ ) ve farklı

kalınlıklarda (0,3-1 $\mu$ m) ince filmler üretilmiştir. Alttaş sıcaklığının artması ile ince filmlerin daha kristalize bir yapıya kavuştuğu ve optimum alttaş sıcaklığının 660-690 K olduğu belirlenmiştir. Bu aralıkta alttaş sıcaklığında üretilen filmler kalkopirit yapıda olup, birim hücre parametreleri  $a=6,023 \text{ \AA}$   $c=11,92 \text{ \AA}$  olarak bulunmuştur. Elektriksel ölçümler, filmlerin p-tipi iletkenliğe sahip olduklarını ve artan alttaş sıcaklığı ile özdirençlerinin azaldığını göstermiştir. 383 K alttaş sıcaklığında üretilen ince filmlerin özdirençleri 1-2 ( $\Omega$ .cm) ve 690 K alttaş sıcaklığında üretilen filmlerin özdirençleri  $4 \times 10^{-2}$  ( $\Omega$ .cm) olarak bulunmuştur. Beckman-5270 spektrometre ile 295 K sıcaklığında 500-2000 nm aralığında optik ölçümler yapılmıştır. Alttaş sıcaklığının artışı ile filmlerin yasak enerji aralıklarında  $E_{g1}=1,06-1,35 \text{ eV}$ ;  $E_{g2}=1,33-1,68 \text{ eV}$  ve  $E_{g3}= 1,64-1,88 \text{ eV}$  değişimleri gözlenmiştir (Bodnar ve ark., 1997).

2002 yılında P. Guha ve arkadaşları üç kaynaktan buharlaştırma metoduyla  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmlerini üretmiş, yapısal ve optik özelliklerini araştırmışlardır. İnce filmler 753K sıcaklığındaki cam alttaşlar üzerine  $10^{-5}$  Torr basınç altında büyütülmüştür. Üretilen filmlerin Kristal yapısı X-ışını kırınımı (XRD) ve yüzey yapısı SEM (scanning electron microscope)/TEM(transmission electron microscope) ile incelenmiştir. Filmlerin elementel bileşimi EDXA metodu ile belirlenmiştir. 80 K sıcaklıkta uyarıcı kaynak olarak Xe lamba (300 mW), 0,75 m monokromatör ve Hamamatsu fotoçoğaltıcı kullanılarak fotoluminesans ölçümleri yapılmıştır. XRD ölçümleri sonucunda (112) düzleminde güçlü kırınım desenleri elde edilmiştir. Optik geçirme ölçümlerinden elde edilen izinli direk ve izinsiz direk geçişlere sırasıyla 1,23 eV ve 1,69 eV enerjilerin karşılık geldiği belirlenmiştir.  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmlerinin fotoluminesans ölçümleri sonucunda 0,8 eV ve 1,32 eV 'a karşılık gelen iki belirgin pik elde edilmiştir (Guha ve ark., 2002).

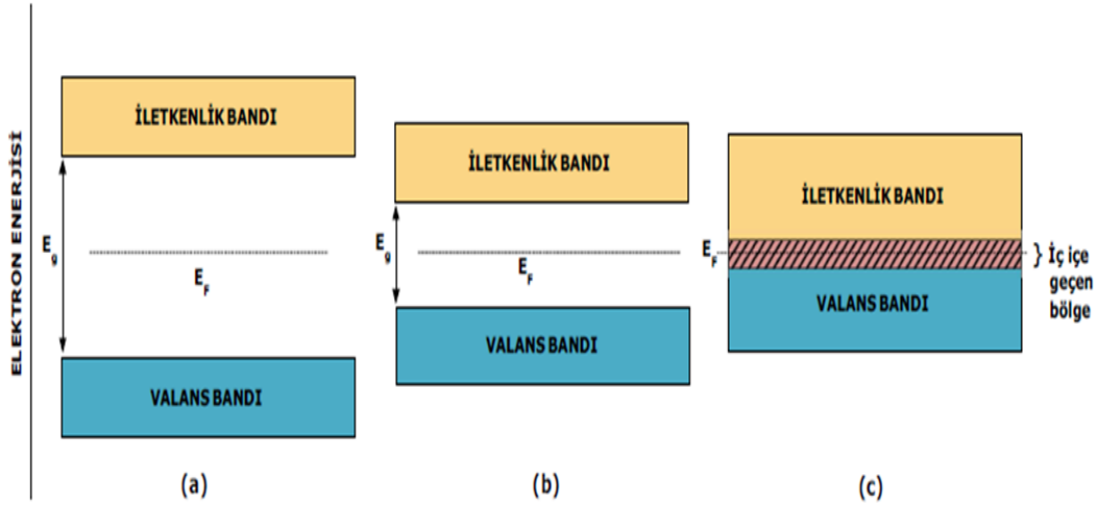


## 2. YARIİLETKENLER

### 2.1 Giriş

Katı haldeki maddeler genel olarak üç sınıfta incelenebilirler. Bunlar elektriksel iletkenlikleri en yüksek olandan en düşük olana doğru sırasıyla iletkenler (metaller), yarıiletkenler ve yalıtkanlar olarak sıralanabilir. İletken maddelerin elektriksel özdirençleri  $10^{-6} - 10^{-4}$  ( $\Omega.m$ ) aralığında değişirken, yarıiletkenler  $10^{-4} - 10^{10}$  ( $\Omega.m$ ) aralığında ve yalıtkanlar  $10^{10}$  ( $\Omega.m$ ) ye eşit veya daha büyük özdirenç değerlerine sahiptirler (Gündüz, 1999).

Yalıtkan, yarıiletken ve iletkenleri karşılaştırmak için enerji bant yapıları göz önünde bulundurulabilir. Serbest bir atomda elektronların bulunabileceği kesikli enerji seviyeleri mevcuttur. Bu serbest atomlar katıyı oluşturmak üzere bir araya geldiklerinde elektronların dalga fonksiyonları üst üste binmeye başlar. Pauli'nin dışarlama ilkesine göre tüm spin-çiftlenimli elektronların durumları izole atomdaki değerlerinden biraz daha farklı enerjiler elde ederler. Bu durumda M adet atom bir araya gelip etkileşirse aynı orbitalin 2M sayıdaki elektronu 2M sayıda durumu işgal edebilirler. Böylece elektronların bulunabileceği hemen hemen sürekli olan bir enerji aralığı oluşur. Oluşan bu yapı enerji bandı olarak adlandırılır (Pankove, J. I. 1971). Şekil 2.1 de iletken, yarıiletken ve yalıtkanlar için basit bir enerji bant şeması verilmiştir.



**Şekil 2.1:** (a) Yalıtkanlar, (b) yarıiletkenler ve (c) iletkenlerde basitleştirilmiş elektronik enerji bant yapısı ve 0 K sıcaklıktaki fermi enerji seviyeleri (Yacobi, 2003).

Yalıtkanlarda değerlik bandı ile iletkenlik bandı birbirlerinden geniş bir yasak enerji aralığı ile ayrılmış durumda iken iletkenlerde değerlik bandı ile iletkenlik bandı üst üste binmiş (iç içe geçmiş) durumdadır. Yarıiletkenlerde ise değerlik bandı ile iletkenlik bandı birbirlerinden küçük bir yasak enerji aralığı ile ayrılmışlardır; öyle ki termal enerji ile elektronlar uyarılarak iletim bandına geçebilirler. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı 0,2 – 4 eV aralığındadır (Özkan, 2010; Orton, 2004).

Optik ve elektriksel özelliklerinin yalıtkan ve iletkenlerden farklı olması, yarıiletkenlerin yoğun bir kullanım alanı bulmalarını sağlamıştır. İletkenlerden farklı olarak yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlik özellikleri değişik yollarla önemli ölçüde değiştirilebilmektedir. Uygun yabancı atom katkılama, elektromanyetik ışımaya maruz bırakma, manyetik alana maruz bırakma bu yollardan bazılarıdır. Ayrıca iletkenlerde sıcaklık artışı ile elektriksel özdirenç artarken yarıiletkenlerde özdirenç üstel bir şekilde azalmaktadır. Tüm bu özellikler yarıiletkenleri elektronik ve optoelektronik alanlarında ilgi çekici hale getirmiş ve geçmişten günümüze birçok pratik uygulamanın geliştirilmesini sağlamıştır. Bu uygulamalardan başlıcaları diyot, transistör, entegre devreler, güneş gözeleri gibi elektronik alanında çok sık kullanılan vazgeçilmez uygulamalardır (Yacobi, 2003; Sze, 1985; Orton, 2004).

Yarıiletkenler element halinde bulunabilecekleri gibi bileşik halinde de bulunabilirler. En çok kullanılan ve bilinen yarıiletkenler periyodik tabloda IV. Grupta bulunan silisyum (Si) ve germanyum (Ge) elementleridir. En önemli bileşik yarıiletkenler periyodik tablonun IIIA ve VA grubundaki elementlerden oluşmaktadır. Galyum arsenik (GaAs), indiyum fosfat (InP), alüminyum arsenik (AlAs), indiyum arsenik (InAs) bunlara örnek olarak verilebilir. Benzer şekilde  $Al_yGa_{1-y}As$  gibi üçlü yarıiletken bileşiklerde oluşturulabilir. Burada y alüminyumun bileşikteki mol oranını belirtmektedir (K. F. Brennan,2005).

## 2.2 Katkılı ve Katkısız Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerde yük taşınımı hem elektronlar hem de boşluklar aracılığı ile yapılmaktadır. Saf yarıiletkenlerde elektron yoğunluğu ile deşik yoğunluğu birbirine eşittir çünkü herhangi bir şekilde enerji kazanan değerlik bandındaki bir elektron iletim bandına uyarılırken geride bir deşik bırakır. Bazı uygulamaların (diyot, güneş gözesi, transistör vb.) oluşturulabilmesi için tek tür taşıyıcının elektriksel iletimde etkin olduğu yarıiletkenlere ihtiyaç vardır. Bunun için yabancı element atomları yarıiletkene eklenerek tek tür taşıyıcının akım mekanizmasında baskın olduğu yarıiletkenler oluşturulurken, taşıyıcı konsantrasyonunun da artması sağlanır. Bu işleme katkılama (doping) denir (İlgaz, 2005; H. J. Jenniches, 2001; M. Razeghi, 2009).

N-tipi ve p-tipi olmak üzere iki tür katkılama mevcuttur. Katkılama yapılarak yarıiletken içerisinde oluşturulan akımın sadece elektronlar ya da sadece deşikler ile yapılabilmesi sağlanır. Gerçekte her iki tip yük taşıyıcısı da akıma katkıda bulunur ancak biri diğerine göre daha etkindir (İlgaz, 2005; H. J. Jenniches, 2001; M. Razeghi, 2009).

Değerlik elektron sayısı dört olan bir saf yarıiletkende iletim bandındaki elektronların sayısını arttırmak için son yörüngesinde beş değerlik elektronu bulunan bir element atomu katkılanması gerekir. Bu atomlara verici (donör) atomlar denir. Bu şekilde katkılanmış yarıiletkenlere akım taşıyıcılarının çoğunun elektronlar olması sebebiyle n-tipi yarıiletkenler denmektedir. N-tipi yarıiletkenlerde elektronlara çoğunluk taşıyıcılar, deşiklere de azınlık taşıyıcılar denmektedir (İlgaz, 2005; H. J. Jenniches, 2001; M. Razeghi, 2009).

Saf yarıiletkenlerde değerlik bandındaki deşiklerin sayısını arttırmak için bu yarıiletkenlere değerlik elektron sayısı üç olan bir element atomu katkılanması gerekir. Bu atomlara alıcı (akseptör) atomlar denir. Bu şekilde alıcı atomlarla katkılanmış yarıiletkenlere akım taşıyıcılarının çoğunun deşikler olması sebebiyle p-tipi yarıiletkenler denir. P-tipi yarıiletkenlerde deşiklere çoğunluk taşıyıcılar, elektronlara da azınlık taşıyıcılar denmektedir (İlgaz, 2005; H. J. Jenniches, 2001; M. Razeghi, 2009).

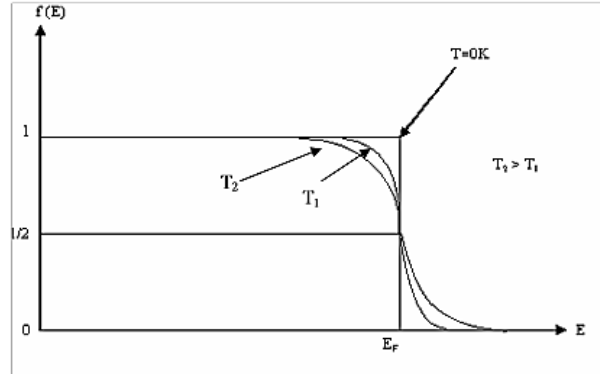
### 2.3 Yarıiletkenlerde Taşıyıcı Yoğunluğu

Yarıiletkenlerin elektriksel özellikleri, sahip oldukları yük taşıyıcılarının sayısı ile ilişkili olduğu için, taşıyıcı yoğunluğu yarıiletkenler için önemli bir özelliktir. Yarıiletkenlerde yük taşıyıcılar elektronlar ve deşiklerdir. Yarıiletkenlerde elektriksel iletkenlik sıcaklığa güçlü bir şekilde bağlıdır. 0 K sıcaklıkta yarıiletkenler iyi bir yalıtkan özelliği gösterirler. Termal enerji ile uyarılan elektronlar değerlik bandından iletim bandına geçerler ve arkalarında birer deşik (boşluk) bırakırlar. Sıcaklığın artması ile iletim bandındaki elektronların yoğunluğu ile değerlik bandındaki deşiklerin sayısı artar. Taşıyıcı sayısının belirlenmesi için istatistik hesaplamalardan yararlanılabilir.

Elektronlar fermiyon oldukları için Pauli dışarlama ilkesine ve Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu  $E$  enerjili bir kuantum durumunun bir elektron tarafından doldurulma olasılığını ifade eder (H. J. Jenniches, 2001). Fermi-Dirac fonksiyonu;

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_f}{k_B T}\right]} \quad (2.1)$$

şeklinde verilir. Burada  $E_f$  fermi enerjisi ve  $k_B$  boltzman sabitidir. Bu fonksiyonun enerji ile değişimi Şekil 2.2 'de verilmiştir.



Şekil 2.2 : Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu.

$E - E_f \gg k_B T$  olması durumunda denklem (2.1) Maxwell-Boltzmann dağılım fonksiyonuna indirgenebilir, yani;

$$f(E) = e^{-\frac{E-E_f}{k_B T}} \quad (2.2)$$

biçiminde yazılabilir.  $E$  ile  $E+dE$  enerji aralığındaki izinli durumların yoğunluğu  $N(E)dE$  ise iletkenlik bandındaki elektronların yoğunluğu;

$$n_0 = \int_{E_C}^{\infty} f(E)N(E)dE \quad (2.3)$$

şeklinde yazılabilir. Bu integral eşitliği daha basit bir forma;

$$n_0 = N_C f(E_C) \quad (2.4)$$

şeklinde indirgenebilir (H. Bube, 1960). Burada  $E_C$ , iletim bandının alt seviyesi ve  $N_C$  etkin durum yoğunluğudur. Yani  $N_C$ , tümü iletkenlik bandının kenarında yerleşmiş gibi kabul edilen iletkenlik bandındaki izinli durumları temsil eder. Bu durumda iletkenlik bandı ve değerlik bandının kenarındaki etkin durum yoğunluğu sırasıyla;

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.5)$$

ve

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.6)$$

şeklinde verilir. Burada  $m_n^*$  ve  $m_p^*$  sırasıyla elektron ve deşiklerin etkin kütleleri,  $h$  ise Planck sabitidir.  $E_f$  Fermi seviyesinin iletim bandının birkaç  $k_B T$  kadar altında bulunduğunu farz edersek Fermi fonksiyonu;

$$f(E) \cong e^{-\frac{(E_C - E_f)}{k_B T}} \quad (2.7)$$

şekinde yazılabilir. Denklem (2.4) 'ü kullanarak iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğunu;

$$n_0 = N_C e^{-(E_C - E_f)/k_B T} \quad (2.8)$$

olarak yazabiliriz. Benzer şekilde deşiklik bandındaki deşik yoğunluğunu;

$$p_0 = N_V e^{-(E_f - E_v)/k_B T} \quad (2.9)$$

şeklinde yazabiliriz. Denklem (2.8) ve (2.9) da ifade edilen taşıyıcı yoğunlukları termal dengede olan saf ve katkılı yarıiletkenler için geçerlidir (Jenniches, 2001).

## 2.4 Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik

Bir dış  $E$  (V/cm) elektrik alanın uygulandığı herhangi bir maddede  $q$  yüküne sahip olan akım taşıyıcılar  $qE$  büyüklüğünde bir kuvvete maruz kalırlar. Bu kuvvet etkisi altında  $v$  hızı kazanan taşıyıcıların oluşturduğu akım yoğunluğu;

$$J = nqv \quad (2.10)$$

şeklinde verilir. Burada  $n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) taşıyıcı yoğunluğudur (Ohring, 1992). Malzeme üzerine uygulanan elektrik alan ile taşıyıcı hızı birbiriyle orantılıdır ve bu orantı;

$$v = \mu E \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki orantı sabiti  $\mu$  ye mobilite denir. Mobilite taşıyıcının uygulanan alan altında ne kadar kolay hareket edebildiğinin bir ölçüsüdür ve taşıyıcı iletimi için önemli bir parametredir. Mobilite, birim elektrik alan başına taşıyıcı hızı ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ ) olarak tanımlanır (Ohring, 1992; Sze, 1985). Denklem (2.11) ve (2.10) u kullanarak;

$$J = nq\mu E \quad (2.12)$$

ve Ohm yasasını ( $J = \sigma E$ ) kullanarak;

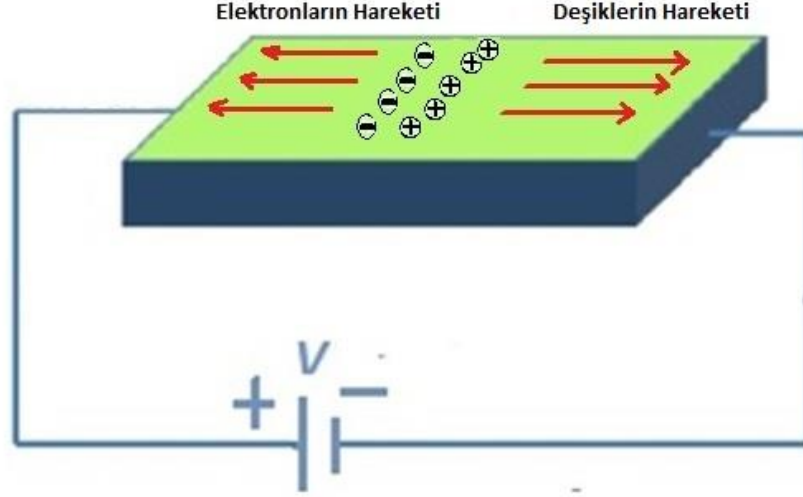
$$\sigma = \frac{1}{\rho} = nq\mu \quad (2.13)$$

yazabiliriz. Burada  $\sigma$  iletkenlik ve  $\rho$  da malzemenin öz direncidir (Ohring, 1992).

Bir yarıiletkende akım elektron ve deşikler tarafından taşınır. Yarıiletken üzerine bir dış elektrik alan uygulandığında iletim bandındaki elektronlar uygulanan alana zıt yönde hareket ederken değerlik bandındaki pozitif yüklü deşikler ise alan ile aynı yönde hareket ederler. Malzeme içerisinde oluşan toplam akım yoğunluğu her iki tür taşıyıcının oluşturduğu akım yoğunluklarının toplamıdır ve

$$J = J_n + J_p = E(qn\mu_n + qp\mu_p) \quad (2.14)$$

biçiminde ifade edilir. Burada  $J_n$  ve  $J_p$  sırasıyla elektronların ve deşiklerin oluşturduğu akım yoğunluğudur.



**Şekil 2.3 :** Bir yarıiletkende elektrik alanının varlığında elektron ve deşiklerin hareket yönleri.

Yarıiletkenin iletkenliği;

$$\sigma = (qn\mu_n + qp\mu_p) \quad (2.15)$$

ile verilir (Sze, 1985). Denklem (2.8), denklem (2.15) 'de yerine yazılırsa;

$$\sigma = q\mu_n N_C e^{-(E_C - E_f)/k_B T} \quad (2.16)$$

şeklinde iletkenliğin sıcaklığa bağlılığını elde ederiz. Denklem (2.5)'de görülebileceği gibi  $N_C \propto T^{\frac{3}{2}}$  dir. Aynı zamanda  $\mu_n$  de  $T$  ile değişmektedir. Eğer mobilite düşük sıcaklıklarda sadece örgü titreşimlerinden etkileniyorsa sıcaklıkla değişimi  $T^{-\frac{3}{2}}$  ile orantılı olur (Ishii ve ark., 1986). Bu durumda denklem (2.16)'yı;

$$\sigma = \sigma_0 e^{-(E_C - E_f)/k_B T} \quad (2.17)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada  $\sigma_0$  sabittir.  $\ln(\sigma)$  'nın  $1/T$  'ye karşı grafiğinin çizilmesiyle elde edilen eğrinin eğimi, aktivasyon enerjisinin hesaplanmasında kullanılabilir. Sıcaklığa bağlı iletkenlikten hesaplanan aktivasyon enerjisi

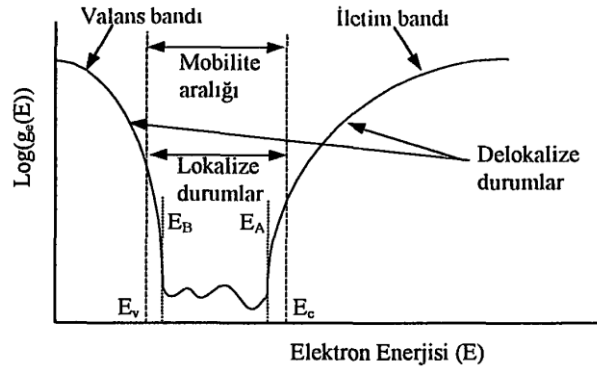


taşıyıcıların değerlilik bandından iletkenlik bandına geçişlerine, değerlilik bandından yasak enerji aralığındaki ara seviyelere ya da yasak enerji aralığındaki ara seviyelerden iletkenlik bandına termal olarak uyarılmaları sonucu geçişlerine karşılık gelebilir (H. Bube, 1960).

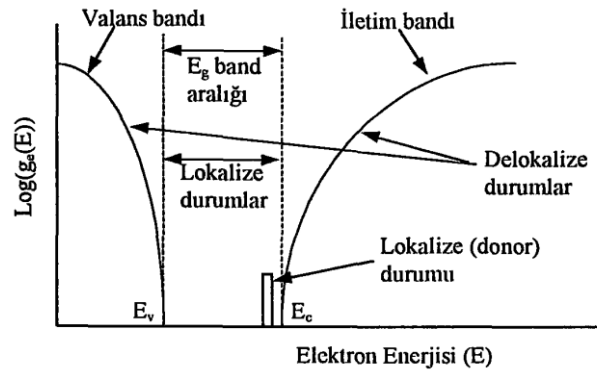
## 2.5 Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

### 2.5.1 Amorf Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

Amorf yarıiletkenlerde elektronik iletim sürecini açıklayabilmek için farklı modeller ileriye sürülmüştür. Bu modeller bant kuyruklarındaki lokalize olmuş durumları temel alır (Kaplan,1993).



(a)



(b)

**Şekil 2.4 :** (a) Amorf katılar, (b) kristal katılar için durum yoğunluğunun şematik gösterimi (Şahin, 1999).

Yarıiletkenlerde elektriksel iletim farklı sıcaklık bölgelerinde incelenebilir. Çok düşük sıcaklıklarda Fermi enerji düzeyinin altındaki tüm düzeyler doludur ve üst düzeylere geçiş mümkün değildir. Düşük sıcaklıklarda ısıl olarak uyarılan elektronlar sadece Fermi enerji düzeyi,  $E_f$ 'nin hemen üstündeki boş yerleşmiş enerji

düzeylerine sıçrama yolu ile uyarılarak iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bu tür iletkenlik değişken mesafeli sıçrama iletkenliği olarak bilinir ve sıcaklığa bağlılığı;

$$\sigma = Ae^{-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{4}}} \quad (2.18)$$

ifadesi ile verilir (Bostancı, 2006). Burada  $A$  ve  $T_0$  birer sabittir. İletim bandına uyarılan elektron yoğunluğu;

$$n_0 = N(E_C)k_B T e^{-(E_C - E_F)/k_B T} \quad (2.19)$$

şeklinde tanımlanır (Bostancı, 2006; M. H. Brodsky, 1985). Oda sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda elektriksel iletkenlik mobilite kenarı,  $E_C$  ve  $E_V$  civarında meydana gelir ve iletkenlik;

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_C - E_F}{k_B T}} \quad (2.20)$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $\sigma_0$  sabittir. Fermi seviyesi ile iletkenlik bandı arasındaki enerji farkı aktivasyon enerjisi,  $E_a = E_C - E_f$  olarak tanımlanırsa iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı;

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}} \quad (2.21)$$

şeklinde yazılabilir (Bostancı, 2006; M. H. Brodsky, 1985).

### 2.5.2 Polikristal Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

Polikristal yarıiletkenlerde elektriksel iletimi sağlayan genel olarak üç mekanizma mevcuttur. Bunlar farklı sıcaklık bölgelerinde baskın mekanizmalardır. Düşük sıcaklıktan yüksek sıcaklık bölgesine doğru baskın olan bu mekanizmalar sırasıyla sıçrama (hopping), tünelleme (tunnelling) ve termoiyonik emisyon (thermionic emission)'dur.

### 2.5.2.1 Termiyonik Emisyon

Polikristal yarıiletkenlerde yüksek sıcaklıklarda baskın olan elektronik iletim mekanizması termiyonik iletim mekanizmasıdır. Yüksek sıcaklıklarda, iletkenlik bandında bulunan serbest taşıyıcılar termal enerji ile uyarılıp tanecik sınırı tarafından oluşturulan potansiyel engelini aşarak elektronik iletimi sağlayabilirler (Çolakoğlu, 2009). İletim mekanizmasını analitik olarak açıklayabilmek için değişik modeller önerilmiştir. Bunlara öncülük edenler; Volger (Volger, 1950), Petritz (Petritz, 1956), Berger (Berger, 1961; Berger ve ark. 1968) ve Seto (Seto ve ark. 1975; Seto, 1975) tarafından ileri sürülen modellerdir (Huş, 2006). Öne sürülen bu modeller içerisinde şimdiye kadar en geniş kapsamlı ve deneysel sonuçlarla en uyumlu olan model Seto tarafından “Tanecik Sınırı Tuzaklama Modeli” adıyla öne sürülen modeldir (Çolakoğlu, 2009). Bu model yarıiletkenin fiziksel yapısı, yük dağılım şeması ve enerji bant yapısını temel alır ve şu varsayımlara dayanır;

- i) Tanecikler birbirlerine benzerdir.
- ii) Yapı içerisinde homojen olarak dağılmış olan tek tip safsızlık atomu mevcuttur.
- iii) Tanecik sınırı kalınlığı ihmal edilebilecek kadar küçüktür ve  $N_t$  ( $m^{-2}$ ) yüzey yoğunluklu tuzak seviyeleri  $E_t$  seviyesinde bulunmaktadır.
- iv) Başlangıçta nötr olan tuzaklar, taşıyıcıları tuzaklayınca yüklü hale gelirler.

Seto ’nun hesaplamaları bir boyutlu, p-tipi bir yarıiletken için tanecik sınırı bölgesinde Poisson denkleminin çözümü ile başlar ve çözüm sonucunda;

$$V(x) = V_v^o + \left( \frac{q^2 N}{2 \epsilon \epsilon_0} \right) x^2 \quad (2.22)$$

ifadesine ulaşılır. Burada  $V_v^o$  valans bant kenarının potansiyelidir. Potansiyel bariyer enerjisi;

$$E_b = q\phi_b = \frac{q^2 L^2 N}{8 \epsilon \epsilon_0} \quad (2.23)$$

biçiminde ifade edilebilir. Tanecik sınırında ortalama taşıyıcı yoğunluğu;

$$P_{av} = \left(\frac{N_V}{qL}\right) \left(\frac{2\pi \epsilon \epsilon_0 kT}{N}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{E_b + E_F}{kT}\right) \operatorname{erf} \left[ \frac{qL}{2} \left(\frac{N}{2 \epsilon \epsilon_0 kT}\right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.24)$$

ve termoiyonik emisyon akım yoğunluğu da;

$$J = qp_{av} \left(\frac{kT}{2\pi m^*}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV_G}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.25)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $V_G$  taneciğin uçları arasındaki potansiyel düşüştür (Çolakoğlu, 2009). Yeterince küçük  $V_G$  değerleri için, ( $qV_G \ll kT$ ), iletkenlik ifadesi denklem (2.25) kullanılarak;

$$\sigma = q^2 L p_{av} (2\pi m^* kT)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.26)$$

şeklinde hesaplanır. İki katkılama bölgesini de göz önünde bulundurursak iletkenlik ifadesi denklem (2.24) , denklem (2.26) da kullanılırsa;

$$\sigma \sim \exp\left[\frac{\left(\frac{E_g}{2} - E_f\right)}{kT}\right], \quad NL < N_t \quad (2.27)$$

ve

$$\sigma \sim T^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_b}{kT}\right), \quad NL > N_t \quad (2.28)$$

şeklinde hesaplanır. Her iki durum için Yük taşıyıcıların etkin mobilitesi;

$$\mu = \mu_0 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) = qL(2\pi m^* kT)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.29)$$

şeklinde verilir (Çolakoğlu, 2009).

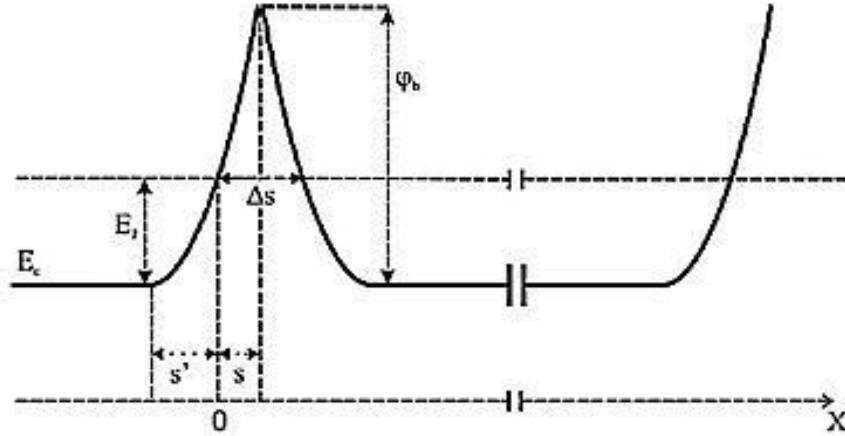
### 2.5.2.2 Tünelleme İletim Mekanizması

Termoionik emisyon polikristal yarıiletkenlerdeki birçok elektriksel özelliği açıklamaktadır. Ancak daha düşük sıcaklıklarda görülen doyum eğilimini açıklamak için yeterli değildir. Taşıyıcıların tanecik sınırlarında yüksek fakat dar potansiyel bariyerlerinden kuantum mekaniksel tünellemesi bir polikristal ince filmin öz direncini sınırlayan mekanizmalardan birisidir.

Garcia ve ark. (Garcia at. Al, 1984) Şekil 2.5 'de verilen enerji bant diyagramına sahip, kısmi olarak boşaltılmış tanecikler için In-katkılı CdS 'nin tanecik sınırı tünelleme akımını açıklayan bir model geliştirdiler ve enerji bariyer yüksekliğinin;

$$\varphi_b = \frac{q^2 N_T^2}{8 \epsilon N_D} + \frac{2E_f}{5} \quad (2.30)$$

olduğunu buldular. Burada  $N_T$  tuzak yoğunluğu ve  $N_D$  taşıyıcı yoğunluğudur.



Şekil 2.5 : Bir polikristal yarıiletkenin enerji bant diyagramı (Huş, 2006).

$E$  enerjili taşıyıcıların bu bariyerden geçiş olasılığı;

$$T = \exp\left(-2 \int \sqrt{\frac{2m^*(V-E)}{\hbar^2}} dx\right) \quad (2.31)$$

şeklinde hesaplanabilir. Tünelleme akım yoğunluğu için uygun bir ifade Simmons (Simmons, 1963) tarafından hesaplandı. Net akım, +x yönüne ve -x yönüne doğru olan akımların toplamıdır ve;

$$J_t = J_0 \left( \frac{FT}{\sin(FT)} \right) \quad (2.32)$$

biçiminde elde edilir. Burada  $\Delta S$  bariyer genişliği,  $\overline{\varphi_b}$  ortalama bariyer yüksekliği,  $m^*$  taşıyıcıların etkin kütlesi ve  $J_0$  da 0 K sıcaklıktaki tünelleme akım yoğunluğu olmak üzere;

$$F = \frac{2\pi^2 k \Delta S \sqrt{2m^*}}{h \sqrt{\overline{\varphi_b}}} \quad (2.33)$$

ve

$$J_0 = V \frac{q^2 \sqrt{2m^* \overline{\varphi_b}}}{h^2 \Delta S} \exp \left( \frac{4\pi \Delta S \sqrt{2m^* \overline{\varphi_b}}}{h} \right) \quad (2.34)$$

dir. Eğer tanecik boyu  $L$  ise iletkenlik  $\sigma_t = L \frac{J_t}{V}$  kullanılarak hesaplanabilir.  $FT$  'nin küçük değerleri için;

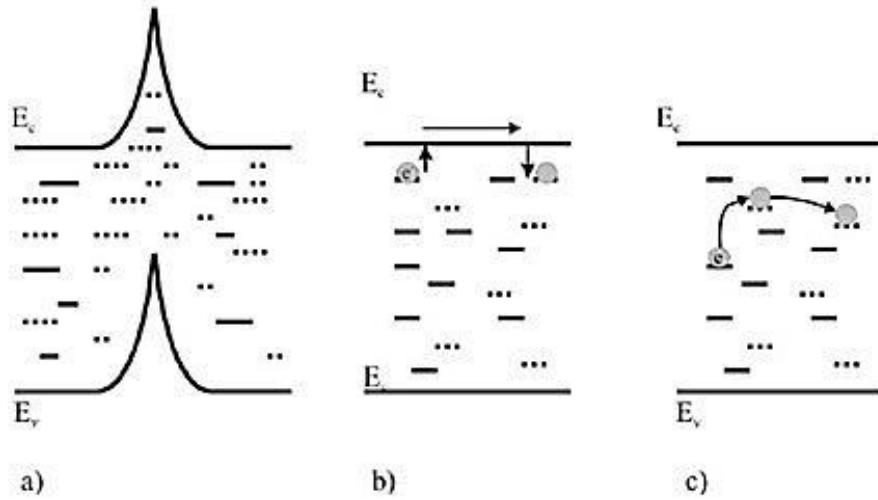
$$\sigma_t = \sigma_0 \left[ 1 + \left( \frac{F^2}{6} \right) T^2 \right] \quad (2.35)$$

şeklinde ifade edilebilir (Huş, 2006).

### 2.5.2.3 Sıçrama (Hopping) İletim Mekanizması

Bir yarıiletkende düşük sıcaklıklarda, iletim bandının altındaki uzanmış (extended) durumları dolduran yük taşıyıcılarının yoğunluğu elektronik iletimi kontrol edebilecek kadar büyük değildir. Oda sıcaklığının çok altındaki sıcaklıklarda polikristal bir yarıiletkende termoiyonik emisyon ve tünelleme, elektriksel iletme çok küçük bir katkıda bulunur ve bu sıcaklıklarda baskın iletim mekanizması,

sıçrama (hopping) iletim mekanizmasıdır (Huş, 2006). Bu yük taşınma mekanizmasının baskın olduğu sıcaklık bölgesinde, taşıyıcılar rastgele dağılmış olan yerel durumlar arasında sıçırıyor gibi bir seri tünelleme geçişi gerçekleştirir. Yük taşıyıcılarının lokalize durumlar arasındaki bu hareketi elektronik iletme belirgin bir katkıda bulunabilir ve baskın akım mekanizması olan sıçrama (hopping) iletim mekanizmasını oluşturur (Çolakoğlu, 2009). Bu iletim mekanizması için Mott ve Davis başarılı bir model geliştirmiştir (Huş, 2006).



**Şekil 2.6 :** (a) İletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki doldurulmuş (düz çizgi) ve boş (noktalı) lokalize durumlar. (b) Taşıyıcıların iletim bandına uyarılması (c) Sıçrama İletimi (Huş, 2006).

Mott (Mott, 1968) tarafından değişken erimli sıçrama mekanizması için hesaplanan iletkenlik ifadesi;

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T_0} \exp \left[ - \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (2.36)$$

şeklindedir. Burada  $\lambda$  boyutsuz bir sabit olmak üzere;

$$\sigma_0 = 3q^2 \nu_{ph} \left( \frac{N(E_f)}{8\pi\alpha k_B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.37)$$

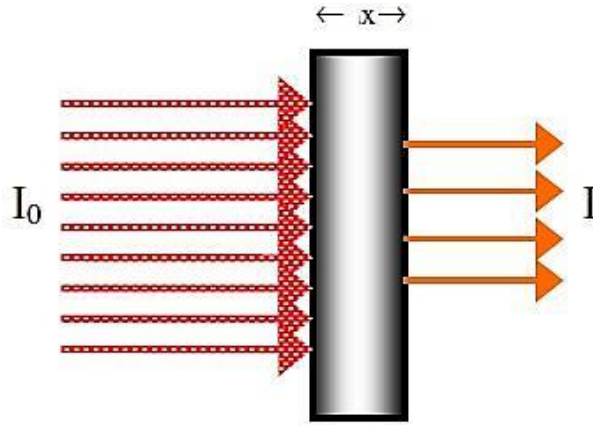
ve

$$T_0 = \frac{\lambda \alpha^3}{k_B N(E_f)} \quad (2.38)$$

dir (Huş, 2006).

## 2.5 Yarıiletkenlerde optik Soğurma

Bir yarıiletkenin bant yapısını belirlemek için kullanılan en yaygın ve en basit yöntem, yarıiletkenin soğurma spektrumunu incelemektir. Soğurma, bir malzemenin içerisindeki yük taşıyıcılarının üzerlerine düşen elektromanyetik dalgalarla etkileşmesi sonucu ortaya çıkan enerji kaybı olarak tanımlanmaktadır (Akaltun, 2006; Ilıcan ve ark. 2005).



**Şekil 2.7:** Elektromanyetik radyasyonun  $x$  kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması (Çelik, 2006).

Kalınlığı  $x$  olan bir numunenin üzerine  $I_0$  şiddetli ışın gönderilirse, bu ışın  $I$  şiddeti ile numuneyi geçecektir.  $I_0$  ile  $I$  arasındaki bağıntı;

$$I_0 = I e^{-\alpha x} \quad (2.39)$$

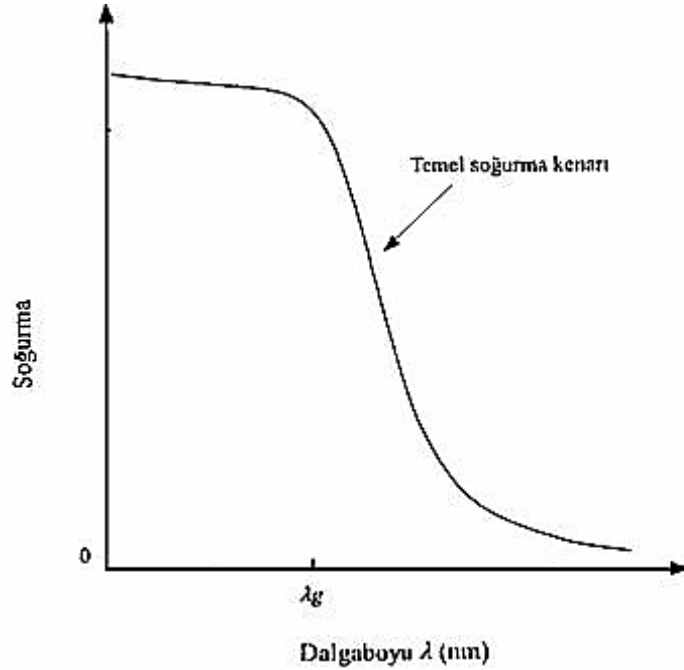
şeklinde verilir. Burada  $\alpha$  lineer soğurma katsayısıdır.

Soğurma sürecinde enerjisi belli bir foton bir elektronu daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. Bu nedenle soğurma spektrumu, yarıiletkenin yasak enerji aralığı ve bant tipi hakkında bilgi verebilir. Yarıiletkenlerde bant yapısından dolayı soğurma olayı farklı şekillerde gerçekleşebilmektedir. Bunlar temel soğurma olayı, eksiton soğurması, serbest yük taşıyıcılarının soğurması, katkı atomlarının soğurması



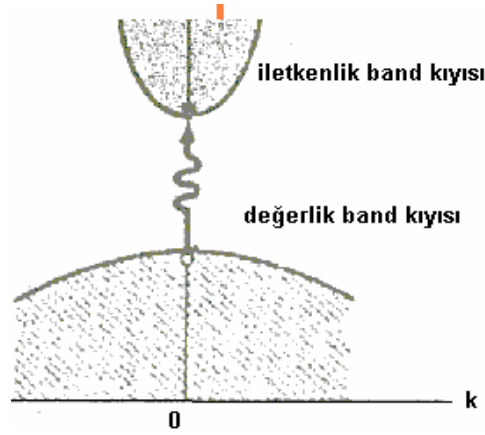
şeklinde sıralanabilir. Bu soğurma olaylarından bazıları aynı anda gerçekleşebilir. Yarıiletkenlerin bant yapılarını belirlemek için kullanılan en yaygın yöntem temel soğurma metodudur (Akaltun, 2006).

Temel soğurma olayında, yarıiletkenin üzerine düşen bir fotonun enerjisi yasak enerji aralığına eşit ya da yasak enerji aralığından daha büyük ise bu foton valans bandındaki bir elektronu uyararak iletim bandına geçmesine neden olur. İletim bandına geçen bu elektron geride bir deşik bırakır ve bir elektron-deşik çifti oluşturulur (Bube, 1960). Temel soğurma olayı Şekil 2.8’de görülmektedir. Temel soğurma, kendisini soğurma spektrumunda hızlı bir artış şeklinde göstermektedir.



**Şekil 2.8 :** Yarıiletkenlerde temel soğurma spektrumu (Akaltun, 2006).

Optik soğurma dolaylı ve dolaysız olmak üzere iki farklı şekilde gerçekleşmektedir. Doğrudan soğurma doğrudan bant yapısına sahip yarıiletkenlerde görülür. İletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji momentum uzayında aynı  $k$  dalga vektörü üzerinde ise ( $\Delta k = 0$ ) bu tür geçişlere doğrudan bant geçişi denmektedir (İlcan ve ark. 2005).



Şekil 2.9 : Doğrudan bant aralıklı kristallerin bant yapısı (Kittel,1996).

Doğrudan geçişlerde eksiton oluşumu ve elektron-deşik etkileşimleri göz önüne alınmazsa soğurma katsayısı ( $\alpha$ )'nın gelen fotonun enerjisine bağımlılığı;

$$\alpha(h\nu) = A^*(h\nu - E_g)^n \quad (2.40)$$

şeklinde verilmektedir. Buradaki  $A^*$  değeri;

$$A^* \approx \frac{q^2 \left( 2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{\frac{3}{2}}}{nch^2 m_e^*} \quad (2.41)$$

ile verilir.  $n$  değeri doğrudan izinli geçişler için 1/2, izinsiz doğrudan geçişler için 3/2 değerlerini alabilen bir sabittir (Ilıcan ve ark. 2005; Pankove, 1971).

Bir yarıiletkende, iletim bandının minimumu ile değerlilik bandının maksimumu enerji momentum uzayında aynı  $k$  dalga vektörü üzerinde ise ( $\Delta k \neq 0$ ) bu tür geçişlere doğrudan bant geçişi denmektedir (Ilıcan ve ark. 2005). Dolaylı geçişlerde enerji korunur ancak momentumun korunması için sürece bir fononun katılması (soğurulması ya da salınımı) gerekir. Fonon soğurmalı geçiş için soğurma katsayısı;

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^n}{\left( e^{\frac{E_p}{k_B T}} - 1 \right)} \quad (2.42)$$

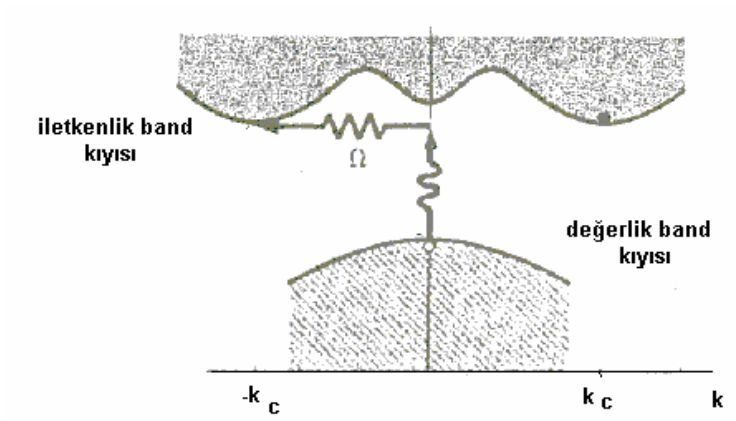
ve fonon salınımlı geçiş için soğurma katsayısı;

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^n}{1 - e^{-\frac{E_p}{k_B T}}} \quad (2.43)$$

ile verilir. Hem fonon soğrulması hem de fonon salınımlı olması durumunda soğurma katsayısı;

$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu) \quad (2.44)$$

şeklinde verilir (Pankove,1971).



Şekil 2.10 : Dolaylı bant aralıklı kristallerin bant yapısı (Kittel,1996).

## 2.6 Fotoiletkenlik ve Rekombinasyon Mekanizması

Fotoiletkenlik, foton soğrulması ile serbest yük taşıyıcılarının sayısındaki artış sonucu elektriksel iletkenlikteki değişim olarak tanımlanmaktadır (Çolakoğlu, 2009). Elektriksel iletkenlikteki bu değişim, yarıiletken üzerine düşen ışığın şiddetine, yük taşıyıcılarının yaşam sürelerine, optik bant aralığına ve yasak enerji aralığında bulunan tuzak seviyelerinin yoğunluğuna bağlıdır (Gündem, 2001). Aydınlatılan bir yarıiletkenin elektriksel iletkenliğinde optik soğurma sonucu oluşan değişim yani fotoiletkenlik;

$$\Delta\sigma_{ph} = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (2.45)$$

olup,  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  sırasıyla elektronların ve deşiklerin mobiliteleri,  $\Delta n$  ve  $\Delta p$  sırasıyla elektron ve deşik yoğunluğundaki değişimdir (Şahin, 1999).

Yeniden birleşme, genellikle safsızlık seviyeleri veya kusur seviyeleri üzerinde gerçekleşir. Bu durumlar lokalize elektronik durumlardır ve yük taşıyıcıları için tuzak seviyeleri şeklinde davranırlar. Bu seviyelerden birine geçen bir yük taşıyıcı elektronik iletme katkıda bulunamaz. Ancak yük taşıyıcı bu banttan geri salınabilir ve değerlilik bandına geri gidebilir. Eğer bu seviyedeki bir taşıyıcının zıt işaretli bir taşıyıcı ile yeniden birleşme olasılığı, banda geri dönme olasılığından daha büyük ise bu seviyelere yeniden birleşme (rekombinasyon) merkezi denir. Ters durum için, yani serbest kalma olasılığı zıt işaretli bir taşıyıcı ile yeniden birleşme olasılığından daha büyükse bu seviyeler tuzak (trap) seviyeleri olarak adlandırılır (H. Bube,1960). Termal denge koşulları altında;

$$\Delta n = G\tau_n \text{ ve } \Delta p = G\tau_p \quad (2.46)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $G$  taşıyıcı üretim hızıdır ve birim zamanda birim hacimde üretilen taşıyıcı (elektron ve deşiklerin) miktarını gösterir.  $\tau_n$  ve  $\tau_p$  sırasıyla elektron ve deşiklerin yaşam süreleridir. Fotoakım,  $I_{ph}$ ,  $G$  taşıyıcı üretim hızına;

$$I_{ph} = G^v \quad 0,5 < v < 1 \quad (2.47)$$

şeklinde bir üstel ilişki ile bağlanabilir (Rose, 1978). Bu tip tamsayı olmayan kuvvet terimini monomoleküler ve biomoleküler süreçlerin bir karışımına bağlı olarak açıklamak mümkündür. Klasik olarak fotoakımın uyarıcı ışık şiddetine bağlılığı, kristal yapıli katılarda iyi bilinen bir süreçtir. Tek tip bir yarıiletken göz önünde bulundurulur. Işıkla uyarım sonucu  $\Delta n$  ekstra elektron yoğunluğu oluşmuş ise malzemenin termal dengede olduğunu ve yük nötralliğinin olduğunu kabul edersek;

$$G = C_n[(\Delta n)^2 + 2n_0\Delta n] \quad (2.48)$$

elde edilir. Bu ifade taşıyıcı üretim hızına ( $G$ ) ve dolayısı ile uyarıcı ışık şiddetine bağlılığı hakkında bilgi verir.  $n_0 \gg \Delta n$  bölgesinde;

$$\Delta n = \frac{G}{2C_n n_0} \text{ (monomoleküler)} \quad (2.49)$$

olur ve foto akım, uyarılma şiddeti ile lineer olarak değişir.  $n_0 \ll \Delta n$  durumunda ise;

$$\Delta n = \left(\frac{G}{C_n}\right)^{1/2} \text{ (bimoleküler)} \quad (2.50)$$

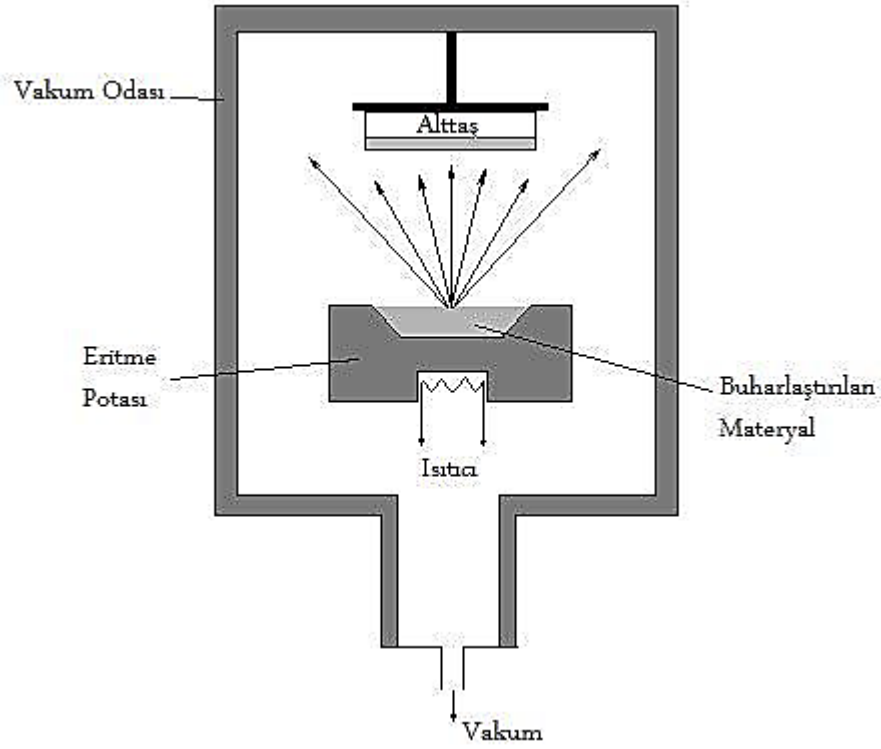
olur ve fotoakım ışık şiddetinin karekökü ile orantılı hale gelir (Gölcür, 2012).

## 2.7 Yarıiletken İnce Film Büyütme İşlemi

Bilimsel çalışmalarda ve teknolojik uygulamalarda kullanılmak üzere üretilen ince filmler termal buharlaştırma, elektron demeti ile buharlaştırma, sol-gel, elektrokimyasal kaplama, moleküler demet epitaksi gibi değişik birçok yöntemle elde edilebilmektedir. İnce filmin fiziksel özellikleri hazırlanma yöntemine güçlü bir şekilde bağlıdır. Bu çalışmada ince film üretimi için termal buharlaştırma yöntemi kullanılmıştır.

### 2.7.1 Termal Buharlaştırma Yöntemi

Termal buharlaştırma yöntemi, yüksek vakum altında katı haldeki bir malzemenin ısı etkisiyle buharlaştırılması işleminin yapıldığı ince film üretme yöntemidir. Buhar halindeki tanecikler alttaş üzerine gider ve burada soğuyarak tekrar katı hale gelir. Bu şekilde taneciklerin üst üste eklenmesiyle istenilen kalınlıkta ince film elde edilir (Aksoy, 2011). Şekil 2.11 de termal buharlaştırma sistemi şematik olarak gösterilmiştir.



**Şekil 2.11** : Termal buharlaştırma sisteminin şematik gösterimi (Özkan, 2010).

Bu çalışmada incelenen  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmlerin büyütüldüğü Vaksis PVD-Handy termal buharlaştırma sistemi Şekil 2.12 'de görülmektedir. Bu sistemde filmler bilgisayar programına bağlı olarak kontrollü bir şekilde büyütülmektedir. Sistem; vakum çemberi, mekanik ve difüzyon pompaları, yüksek akım düşük voltajlı bir devre, hava kompresörü ve bir su soğutma sisteminden oluşur.



**Şekil 2.12** : Termal buharlaştırma sistemi (Gölcür 2012).

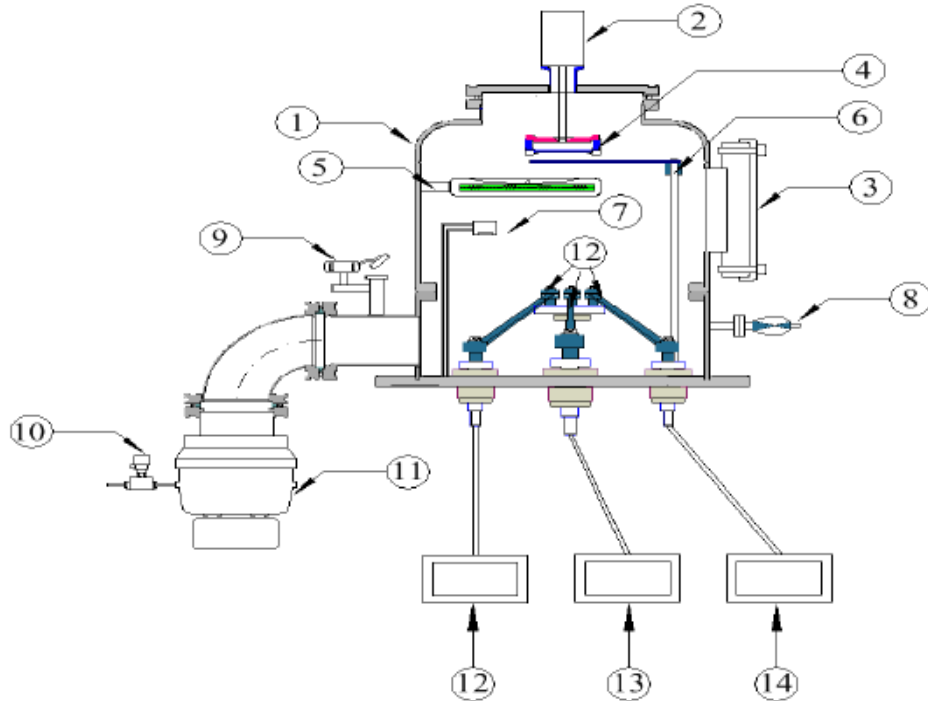
Termal buharlaştırma sistem tasarımı üç ana birimden oluşmaktadır:

- a) **Vakum Çemberi:** Bu birim pompa istasyonu ve basınç ölçüm sisteminden oluşan vakum çemberidir.



Şekil 2.13 : Paslanmaz çelik vakum çemberi.

- b) **Büyütme Kaynakları ve Kontrolleri:** bu ünite termal buharlaştırmayı oluşturan alt öğeleri içerir (Şekil 2.14).



Şekil 2.14 : Termal buharlaştırma sisteminin vakum alt birimleri (şematik) **1**) Vakum çemberi, **2**) DC motor, **3**) ISO 100 gözlem penceresi (View Port), **4**) Altaş tutucu, **5**) Isıtıcı, **6**) Kesici (shutter), **7**) Kalınlık monitör başlığı, **8**) Basınç ölçüm başlığı (Compact Full Range Gauge Head), **9**) Çemberin atmosfer anahtarı, **10**) Turbo pompa vakum kırma vanası, **11**) Turbo pompa, **12-13-14**) Termal buharlaştırma güç kaynakları.

- c) **Elektronik Cihaz Kabini** : Bu birim bilgisayar ve büyütme kaynakları kısmında açıklanan öğelerin elektronik kontrollerinden oluşur (Şekil 2.15).



**Şekil 2.15** : Termal buharlaştırma sisteminin elektronik kabin ünitesi **1)** Kontrol bilgisayarı, **2)** Ampermetreler ve termal buharlaştırma güç kaynakları göstergeleri, **3)**Turbo pompa kontrolör, **4)** Sıcaklık PID kontrolör, **5)** Ana şalter, **6)** Aç/Kapa Anahtarları.

Termal buharlaşma yönteminde kaplanacak olan kaynak malzeme erime sıcaklığı oldukça yüksek olan metallere (W, Mo, Ta gibi) yapılmış potalara konularak vakum çemberinin içine yerleştirilir. Daha sonra basınç  $5 \times 10^{-5}$  Torr'un altına düşürülür. Basıncı çift pompa kullanarak  $1 \times 10^{-5}$  Torr veya daha düşük bir seviyeye indirmek mümkündür. İstenilen basınca ulaşıldığında kaynak malzemeyi ısıtma işlemi, malzemenin yerleştirildiği potanın bağlı olduğu iki elektrot arasına elektrik gerilimi uygulanarak sağlanır. Üzerinden geçen yüksek akım (40-100 A) aracılığı ile pota içerisine yerleştirilen malzeme buharlaştırılır. Vakum çemberi düşük basınçta olduğu için kaynak malzemedan buharlaşarak ayrılan atom ve moleküller bölmenin üst tarafında bulunan döner tabana ulaşır ve homojen film oluşum süreci başlar. Akım değiştirilerek 10-50 Å/s'lik bir hızla büyütme (deposition) sağlanır. Vakum, moleküllerin bölmede serbestçe yol almasını sağlamak için gereklidir ve buharlaşan malzeme hedef yüzeyde yoğunlaşır. Bu prensip bütün buharlaşma teknolojileri için geçerlidir, sadece kaynak malzemeyi ısıtma yöntemi değişiklik gösterir (Gölcür, 2012).



### 3.DENEYSEL YÖNTEM

#### 3.1 CuGaTe<sub>2</sub> Bileşiminin Oluşturulması

Polikristal yarıiletken CuGaTe<sub>2</sub> bileşikleri 1150 °C de sinterlenerek üretilmektedir. Bu çalışmada termal buharlaştırma sisteminde kaynak malzeme olarak kullanılan CuGaTe<sub>2</sub> külçe malzemeler kuvartz cam tüplerin içerisinde üretilmiştir. Kuvartz cam tüpler sentezleme esnasında içerisindeki malzemeler ile kimyasal tepkimeye girmemesi ve erime noktaları bu malzemelerden daha büyük olduğu (yaklaşık 2000 °C) için tercih edilmiştir.

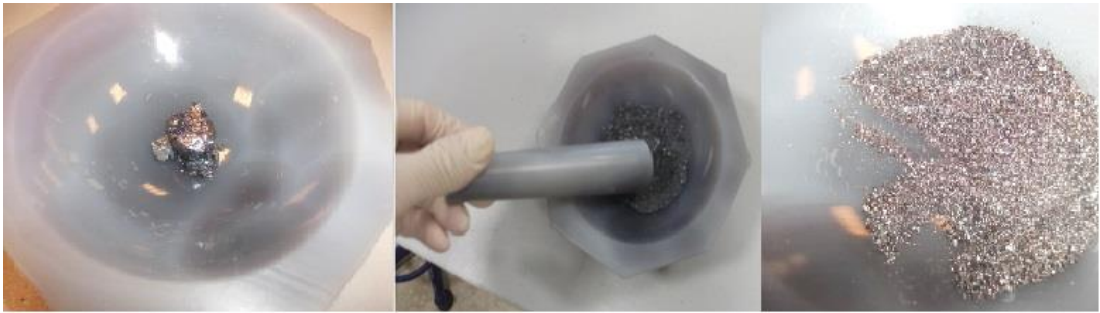
Kuvartz tüpler, içlerindeki toz, yağ ve metalik kirlerden arındırmak için temizleme işleminden geçirilmiştir. Öncelikle yağ ve tozları temizlemek için tüpler deterjan ve sıcak saf su ile yıkanmıştır. Daha sonra metalik kirliliklerden arındırmak için %40'lık HNO<sub>3</sub> (nitrik asit) çözeltisinde iki saat bekletilmiştir. Hemen sonrasında deterjan ile temizlenip saf suyla durulanmıştır. Durulama işleminden sonra 30 dakika izopropil alkolde bekletilmiştir. Tüp içerisinde kalmış olması muhtemel safsızlıkları çıkarabilmek için son olarak tüpler 10<sup>-5</sup> Torr 'luk basınç altında ısıtılmıştır (Karabulut, 2003).

CuGaTe<sub>2</sub> bileşimini oluşturmak için %99,99 saflıkta bakır (Cu), galyum (Ga) ve teller (Te) elementleri molar ağırlıklarına göre 1:1:2 oranında tartılarak temizlenmiş olan kuvartz tüplere yerleştirilmiştir. Tüpler 1x10<sup>-5</sup> Torr 'luk basınca kadar pompalanmış ve bu basınç altında iken tüplerin ağzı eritilerek kapatılmıştır.



**Şekil 3.1 :** Yatay fırın ve kuartz tüpler içinde sentezlenen numuneler.

Vakumda iken ağzı kapatılan tüp bileşik oluşturmak için yatay fırın içerisine yerleştirilmiştir. Elementlerin tamamen erimesi ve bileşiğin oluşabilmesi için 1150 °C ye kadar kontrollü bir şekilde (~10 °C/saat) ısıtılmıştır. Sıvı halde bulunan bileşiğin homojenliğini sağlamak için kuartz tüp belirli aralıklarla çalkalanmıştır. Kristal oluşumu sağlandıktan sonra yavaş yavaş kontrollü bir şekilde oda sıcaklığına inilerek bileşik oluşturulması tamamlanmıştır. Kuartz tüp içerisinden çıkarılan külçe halindeki bileşiği termal buharlaştırma sisteminde kullanıma uygun hale getirebilmek için Şekil 3.2 'de görüldüğü gibi agat havanda toz haline getirilmiştir.



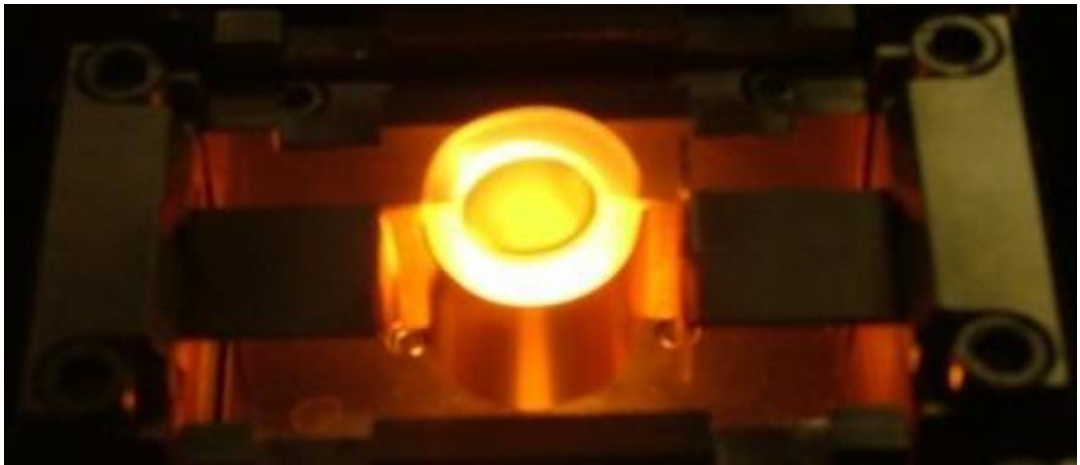
**Şekil 3.2 :** Külçe halinde sentezlenen numunenin agat havanda toz haline getirilmesi.

### 3.2 CuGaTe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Elde Edilmesi

CuGaTe<sub>2</sub> ince filmleri 10 mm<sup>2</sup> boyutundaki lamel camlar üzerine büyütülmüştür. Büyütme işleminden önce alttaş olarak kullanılan bu camlar temizlik işleminden

geçirilmiştir. Öncelikle üzerlerindeki kaba kirden arındırmak için deterjanı suda yıkanmış sonrasında deterjanı gidermek için ultrasonik banyo yardımıyla saf su dolu beherler içerisinde 30 dakika boyunca çalkalanmıştır. Yüzeyle kalmış olabilecek organik maddeleri temizlemek için %30 seyreltilmiş  $H_2O_2$  (hidrojen peroksit) kaynar çözeltisinde çalkalanarak organik kirler suda çözünebilir bileşiklere dönüştürülmüştür. Alttaş temizliğinin son adımı olarak camlar ultrasonik banyoda su dolu beherlerin içerisinde ayrı ayrı çalkalanmıştır. Temizlenmiş olan camlar saf su içinde saklanmış ve büyütmeden hemen önce sıcak hava üflenerek kurutulmuştur (Yılmaz, 2004).

$CuGaTe_2$  ince filmlerini büyütme işlemi Vaksis PVD Handy termal buharlaştırma sisteminde yapılmıştır. Vakum çemberi içerisine, hazırlanmış olan alttaşlar ve kaynak malzemeyi taşıyan potalar yerleştirilerek çember kapatılmıştır. Vakum çemberi  $10^{-5}$  torr 'luk basınca ulaşıncaya kadar vakuma alınmış ve sistem kaplama yapmaya hazır hale getirilmiştir. Kesici (shutter) kapalı konumda iken kaynak malzemenin içerisinde bulunduğu pota üzerinden yavaş yavaş akım geçirilmiş ve buharlaşma hızı takip edilmiştir. Buharlaşma hızı 20-25 ( $\text{\AA}/s$ ) değerinde iken kesici açılarak kaynak malzemedeki buharlaşan atomların alttaşların üzerine yapışması sağlanmıştır. Büyütme sırasında alttaşlar döndürülerek filmlerin daha homojen bir yapıda olmaları sağlanmıştır. Alttaşların üzerinde oluşan filmin kalınlığı istenilen değere ulaştığında kesici (shutter) kapatılmış ve büyütme işlemi sonlandırılmıştır. Elde edilen ince filmlerin kalınlığı  $0,68 \mu m$  dir.



**Şekil 3.3** : Termal buharlaşma sisteminde akım uygulanan pota içerisindeki malzemenin buharlaşma görüntüsü.

Vakum çemberinden çıkarılan ince filmler yatay fırında 100 °C ve 200 °C de tavlammıştır. Tavlama işlemi sırasında ortama azot gazı verilerek filmlerin oksijen ile olan teması kesilmiş, böylece filmlerin oksijenle reaksiyona girmeleri (oksitlenmeleri) engellenmiştir. Tavlama işlemi ile filmlerin daha düzenli bir yapıya kavuşması ve dolayısı ile elektriksel ve optik özelliklerinde değişim olması amaçlanmıştır. Sonuç olarak tavlannmamış, 100 °C ve 200 °C de tavlannmış CuGaTe<sub>2</sub> ince filmler elde edilmiştir. Elde edilen bu ince filmler kullanım kolaylığı için sırasıyla kısaca CGT, CGT-100 ve CGT-200 şeklinde isimlendirilecektir. Elde edilen ince filmler özellikleri ile birlikte Tablo 3.1 'de verilmiştir.

**Tablo 3.1:** Üretilen ince filmlerin genel bilgileri.

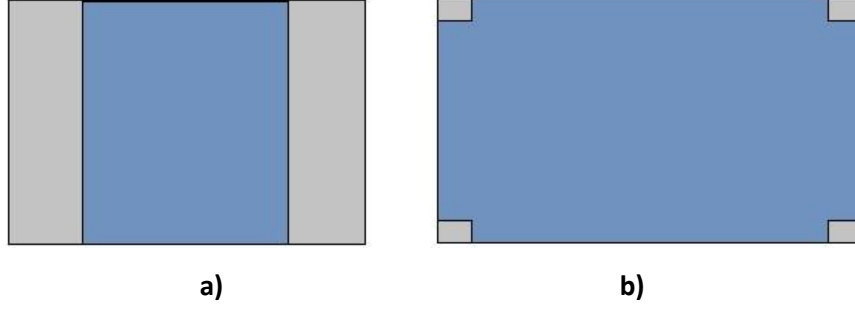
Kaynak Bileşik	Tavlama Sıcaklığı	İsimplendirme	Kalınlık
CuGaTe <sub>2</sub>	-	CGT	0,68 µm
CuGaTe <sub>2</sub>	100 °C	CGT-100	0,68 µm
CuGaTe <sub>2</sub>	200 °C	CGT-200	0,68 µm

### 3.3 Omik Metal Kontakların Elde Edilmesi

Elde edilen numunelerin elektriksel parametrelerinin ölçülebilmesi için omik kontakın yapılması gerekmektedir. Numune yüzeyinden ölçüm sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Elektriksel ölçüm sırasında numune üzerinde oluşacak potansiyel düşmesi, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel ile karşılaştırıldığında omik kontaklar üzerindeki potansiyel düşmesi ihmal edilebilecek kadar küçük olacaktır (Cankuş, 2007). Omik kontakın şu şartları sağlaması gerekmektedir;

- i) Kontakların akım gerilim karakteristikleri doğrultucu olmamalıdır, yani kontak direnci akım yönüne bağlı olmamalıdır ve akım-voltaj değişimi çizgisel (lineer) olmalıdır.
- ii) Kontak direnci akımın değerine bağlı olmamalıdır.
- iii) Kontak direnci yarıiletkenin direncine göre ihmal edilebilecek boyutta olmalıdır.
- iv) Kontaktan akım geçerken gürültü olmamalıdır.
- v) Kontak malzemesi yarıiletken ile mekanik olarak iyi birleşmelidir (Gölcür, 2012).

İnce filmlere termal buharlaştırma sistemiyle indiyum (In) kullanılarak omik kontaklar yapılmıştır. Kontakların yapılabilmesi için özel olarak hazırlanmış maskeler kullanılmıştır. Hazırlanan maskeler Şekil 3.4 de şematik olarak gösterilmiştir.



**Şekil 3.4** : Omik kontak maskesi (a) Şerit, (b) Van der Pauw geometrisi.

### 3.4 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sistemi

Elektriksel iletkenlik sistemi Keithley-2400 kaynak-ölçüm cihazı, azot soğutmalı Janis marka kriyostat, Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi ve Pfeiffer marka D-35614 model vakum pompasından oluşmaktadır.

Hazırlanmış olan numunelerin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümlerinin yapılması için numune kriyostatın içerisine yerleştirilir ve kriyostat vakuma alınır. İstenilen vakum seviyesine ulaşıncaya ( $1 \times 10^{-3}$  Torr) sıvı azot yardımıyla sistemin soğuması sağlanmaktadır. İstenilen sıcaklığa ulaşıldığında bilgisayar yardımı ile deney başlatılır. Bilgisayar programı ile deneyin otomasyonu sağlanır ve gerekli parametrelerin girilmesinden sonra ölçümler bilgisayar tarafından kontrol edilmektedir. Numuneye sabit akım verilerek farklı sıcaklıklarda numune üzerinde oluşan gerilim değerleri ölçülür. Ölçüm sonucu elde edilen veriler; filmlere ait direnç, öz direnç, iletkenlik değerlerin hesaplanması ve bunların sıcaklığa bağlı değişimlerinin incelenmesine olanak sağlamaktadır.

### 3.5 Fotoiletkenlik Ölçüm Sistemi

Fotoiletkenlik ölçümlerinin yapılabilmesi için iletkenlik sisteminde numune üzerine bir LED eklenmiştir. LED 'e farklı akımlar verilerek numuneyi farklı ışık şiddetlerinde aydınlatması sağlanmıştır.



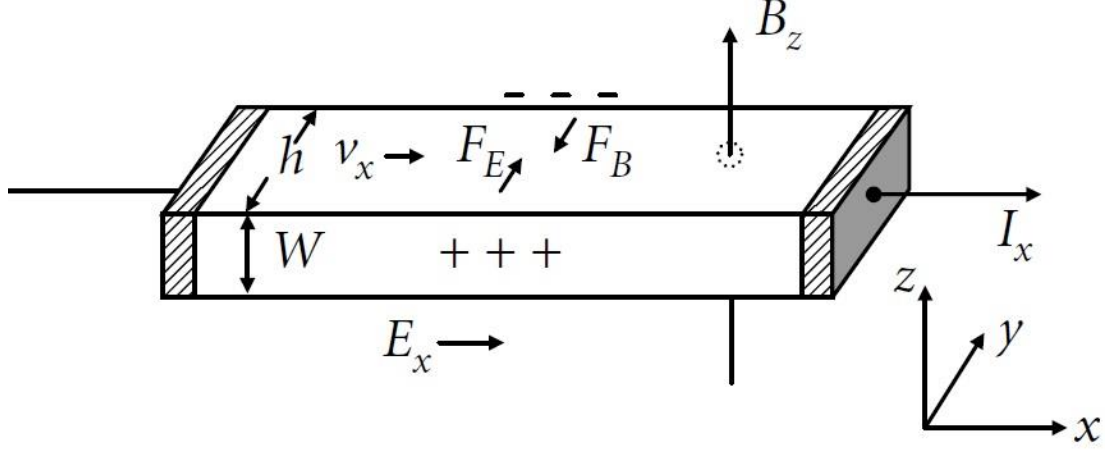
**Şekil 3.5 :** Fotoiletkenlik ölçümü için kriyostat içerisine yerleştirilmiş numune ve LED'in fotoğrafı .

LED 'e 40, 50, 60, 70, 80, 90 ve 100 mA lik akımlar uygulanmış, sırasıyla 5001, 6313, 7616, 8891, 10201, 11445, 12708 lüx şiddetlerinde ışık demetinin numune üzerine düşmesi sağlanmıştır. Elektriksel iletkenlik deneyinde olduğu gibi farklı sıcaklıklarda voltaj uygulanan örnek için önce karanlık ortamdayken akım ölçülmüştür. Daha sonra örnek üzerindeki LED'e 40-100 mA aralığında akım uygulanarak numune aydınlatılmış ve numune üzerinden geçen akım değerleri LED'in her şiddeti için ayrı ayrı kaydedilmiştir.

### 3.6 Hall Etkisi Ölçüm Sistemi

Hall etkisi ölçümleri, yarıiletkenlerin serbest taşıyıcı yoğunluğu, mobilitesi ve yarıiletkenin tipinin belirlenmesi için kullanılan en yaygın yöntemdir. Hall etkisi, 1879 yılında E.H. Hall tarafından, akım taşıyan bir iletken üzerine etkiyen kuvvetleri araştırırken keşfedilmiştir. Üzerinden akım geçen bir yarıiletken numuneye akıma dik doğrultuda manyetik alan uygulandığında numunenin karşılıklı yüzeyleri arasında bir potansiyel farkı oluşur ve bu potansiyel fark Hall voltajı ve bu olay Hall etkisi olarak bilinir. Şekil 3.6 daki gibi dikdörtgenler prizması şeklinde p-tipi bir

yarıiletken numuneden  $E_x$  elektrik alanının etkisinde  $x$  doğrultusunda yoğunluğu  $J_x$  olan bir akım geçtiğini ve bu akıma dik doğrultuda düzgün bir  $B_z$  manyetik alan uygulandığını göz önünde bulunduralım.



**Şekil 3.6 :** Hall etkisi olayının şematik diyagramı (Orton, 2004).

Taşıyıcı hızı  $v_x$  ise manyetik alandan dolayı pozitif yük taşıyıcılarının üzerine etkiyen Lorentz kuvveti;

$$F_B = -eB_z v_x \quad (3.1)$$

şeklindedir ve taşıyıcıların  $-y$  yönünde hareket etmelerine neden olur. Burada  $e$  birim yüktür. Deşiklerin bu hareketinden dolayı yarıiletkende karşılıklı kenarları arasında bir  $E_y$  elektrik alanı oluşur ve bir süre sonra Lorentz kuvveti ile dengelenir. Denge durumunda  $J_y = 0$  olur ve

$$eB_z v_x = eE_y \quad (3.2)$$

yazabiliriz. Yarıiletkenin iki yan yüzü arasında oluşan bu voltaj, Hall voltajı ( $V_H$ ) adını alır ve büyüklüğü;

$$V_H = hE_y \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $h$  malzemenin genişliğidir. Denklem 3.2 den Hall alanı  $E_y$  'nin, manyetik alan  $B_z$  ile orantılı olduğu, dolayısıyla  $J_x$  akım yoğunluğu ile de orantılı olduğu görülebilir ve

$$E_y = R_H J_x B_Z \quad (3.4)$$

biçiminde ifade edilir.  $R_H$  oranı sabitine Hall sabiti denir. Denklem 3.1 ile 3.2 yi  $J_x = ep_0 v_x$  ile birlikte kullanırsak;

$$R_H = \frac{E_y}{B_Z J_x} = \frac{v_x}{J_x} = \frac{1}{ep_0} \quad (3.5)$$

yazılabilir. Bu bağıntı ile  $R_H$  nin ölçülmesi ile  $p_0$  deşik yoğunluğu hesaplanabilir. Benzer şekilde n-tipi bir yarıiletken göz önünde bulundurulursa;

$$R_H = -\frac{1}{en_0} \quad (3.6)$$

yazılabilir. Burada  $n_0$  elektron yoğunluğudur. Bu nedenle  $R_H$  Hall katsayısının işareti yarıiletkendeki iletkenliğin ne tür taşıyıcı (deşikler ya da elektronlar) tarafından yapıldığını yani yarıiletkenin tipini belirler. Göz önünde bulundurduğumuz yarıiletken çubuğun kalınlığı  $W$  ve genişliği  $h$  ise;

$$R_H = \frac{E_y}{B_Z J_x} = \left(\frac{V_H}{h}\right) \left(\frac{B_Z I_x}{Wh}\right) = \frac{V_H W}{B_Z I_x} = \frac{(V_D - V_C)W}{B_Z I_x} \quad (3.7)$$

yazılabilir. Taşıyıcı mobilitesini bulabilmek için öncelikle yarıiletkenin iletkenliğinin dolayısı ile yüzey ve hacim öz direnç değerlerinin bilinmesi gerekmektedir;

$$\sigma = \frac{J_x}{E_y} = \frac{\left(\frac{I_x}{Wh}\right)}{[(V_A - V_B)/l]} = \frac{I_x}{(V_A - V_B) \frac{1}{Wh}} \quad (3.8)$$

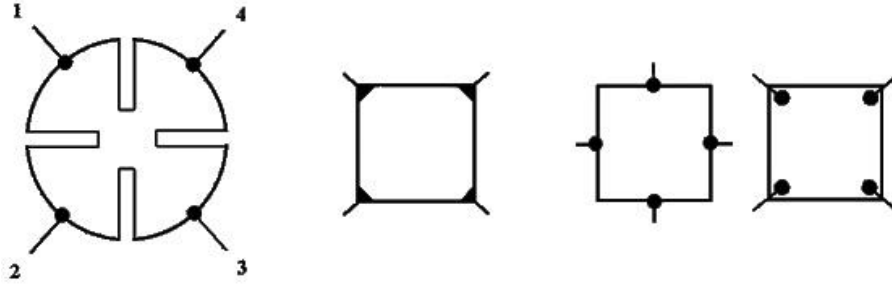
şeklinde yazabiliriz. Taşıyıcı mobilitesini;

$$\mu_P = \frac{\sigma_P}{ep_0} = \sigma_P R_H \quad (3.9)$$

şeklinde ifade edebiliriz (Orton, 2004).



Bir yarıiletken ince filmde mobilite  $\mu$  ve yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s$ 'yi belirlemek için direnç ve Hall ölçümlerinin birlikte yapılabilmesi gerekmektedir. İnce filmlerin direncini belirlemekte yaygın olarak kullanılan en kolay yollardan birisi Van der Pauw metodudur (Van der Pauw, 1958). Hall voltajı ve direnç ölçümü için Şekil 3.7'de gösterildiği gibi numunelere Van der Pauw geometrisinde omik kontaklar alınması gerekir. Omik kontaklara iletken teller, Şekil 3.7 'deki gibi saat yönünün tersinde 1, 2, 3, 4 ile gösterildiği gibi bağlanır.



**Şekil 3.7 :** Hall ölçümünde kullanılan örnek geometrileri.

Direnç ölçümünün amacı ince filmlerin  $R_S$  yüzey direnci belirlemektir. Van der Pauw  $R_A$  ve  $R_B$  gibi iki karakteristik direnç olduğunu açıklamıştır ve bu dirençlere karşılık gelen uçlar Şekil 3.8'de gösterilmiştir.  $R_A$ ,  $R_B$  ve yüzey direnci  $R_S$  arasındaki bağıntı Van der Pauw denklemi ile

$$e^{\frac{\pi R_A}{R_S}} + e^{\frac{\pi R_B}{R_S}} = 1 \quad (3.10)$$

şeklinde ifade edilir (Van der Pauw, 1958).

Van der Pauw tekniğinde Hall ölçümünün amacı  $V_H$  Hall gerilimini ölçerek  $n_s$  yüzey taşıyıcı yoğunluğunu belirlemektir. Hall gerilim ölçümü, sabit bir akım ve örnek düzlemine dik bir manyetik alan uygulanmasıyla birlikte bir dizi gerilim ölçümünden ibarettir.  $V_H$ 'ı ölçmek için bir  $I$  akımı karşılıklı kontak çifti 1 ve 3'ten geçmeye zorlanır ve bunun karşısındaki geri kalan kontak çiftleri 2 ve 4'ten ise  $V_H$  ( $= V_{24}$ ) Hall gerilimi ölçülür.  $I$ ,  $B$ ,  $q$  bilinenleriyle ve  $V_H$  Hall geriliminin belirlenmesiyle yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s = IB/q|V_H|$  eşitliği kullanılarak belirlenebilir. Burada  $R_A$  ve  $R_B$  değerleri;

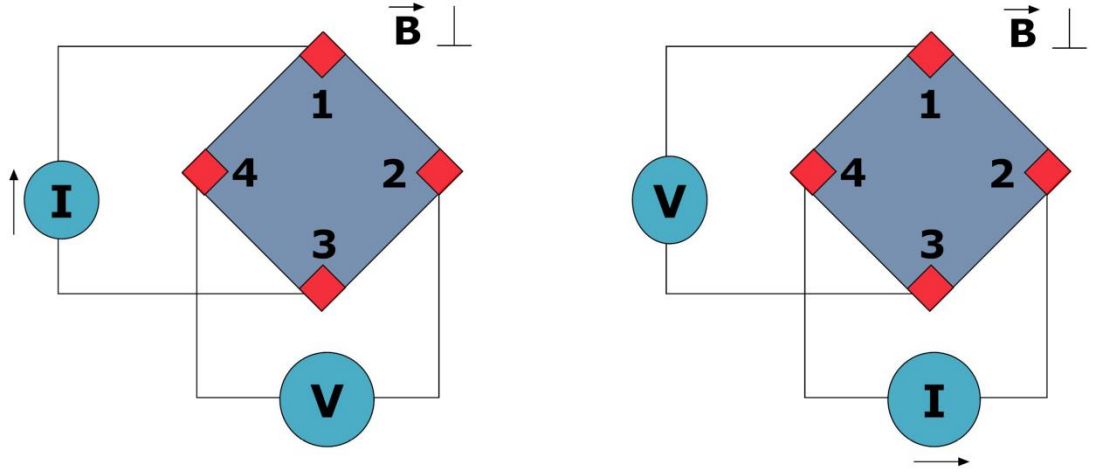
$$R_A = \left( \frac{R_{21,34} + R_{12,43} + R_{43,12} + R_{34,21}}{4} \right) \quad (3.11)$$

$$R_B = \left( \frac{R_{32,41} + R_{34,14} + R_{14,23} + R_{41,32}}{4} \right) \quad (3.12)$$

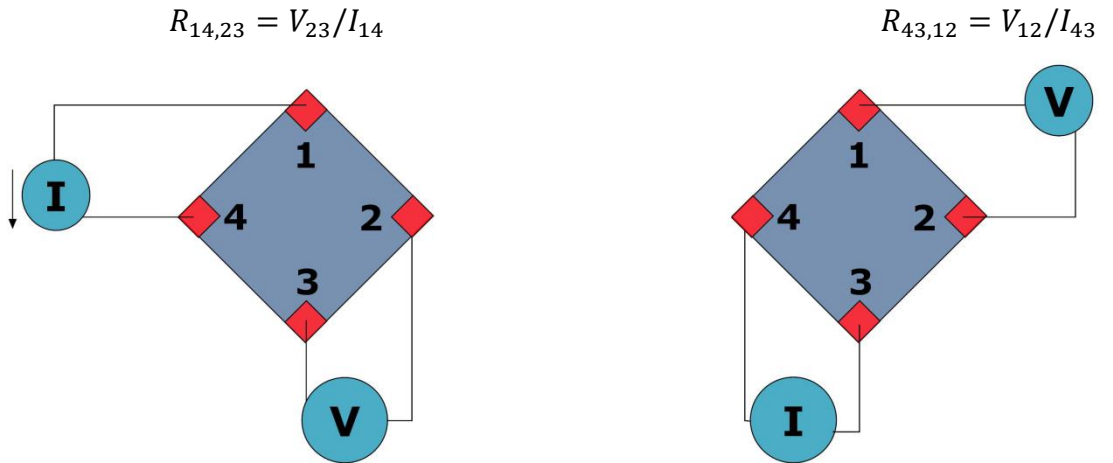
şeklinde hesaplanır. Yarıiletken ince filmin kalınlığı  $d$  olmak üzere hacimsel özdirenç;

$$\rho = R_S d \quad (3.13)$$

şeklinde hesaplanır.



Şekil 3.8 : Van der Pauw tekniği ile Hall voltajı ölçümünün şematik gösterimi.



Şekil 3.9 : Van der Pauw tekniği kullanarak direnç ölçümünün şematik gösterimi.

Eğer gerilimlerin toplamı pozitif ise;

$$p_s = \frac{8 \times 10^{-8} IB}{[q(V_C + V_D + V_E + V_F)]} \quad (3.14)$$

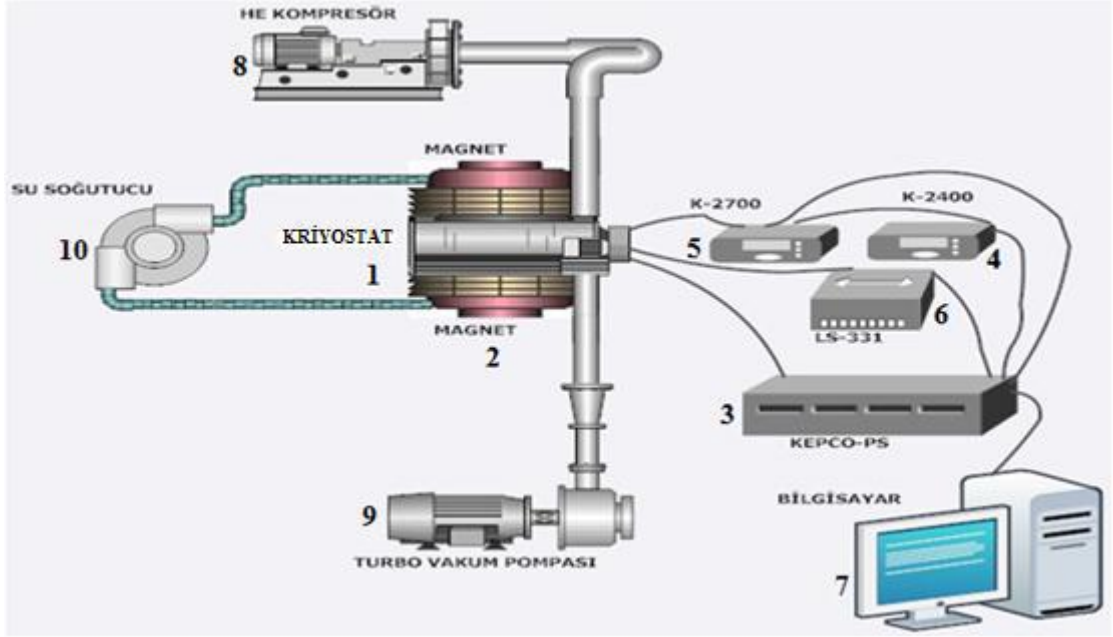
olur ve gerilimler toplamı negatif ise;

$$n_s = \left| \frac{8 \times 10^{-8} IB}{[q(V_C + V_D + V_E + V_F)]} \right| \quad (3.15)$$

şeklindedir. Burada  $B$  manyetik alanı Gauss ve  $I$  akımı Ampere olarak seçilebilir. Eğer numunenin yüzey taşıyıcı yoğunluğu ve kalınlığı ( $d$ ) biliniyorsa hacimsel taşıyıcı yoğunluğu bulunabilir;

$$n_0 = \frac{n_s}{d} \quad ve \quad p_0 = \frac{p_s}{d} \quad (3.16)$$

Hall mobilitesi yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s$  (veya  $p_s$ ) ve yüzey direnci  $R_s$  'den  $\mu = 1/qn_s R_s$  ( $cm^2 V^{-1} s^{-1}$ ) eşitliği kullanılarak hesaplanabilir (Erdoğan, 2010). Hall Etkisi ölçümünü yapmak için Şekil 3.10'da gösterilen bilgisayar kontrollü Hall etkisi ölçüm sistemi kullanılmıştır.



**Şekil 3.10** : Hall etkisi deney sisteminin şematik gösterimi 1) Numunenin yerleştirildiği kriyostat 2) 1,2 Teslalık GMW magnetleri 3) Magnetler için güç kaynağı 4) Akım kaynağı 5) Gerilim ölçümleri için veri kaydedicisi ve ölçülen gerilim uçlarını ölçüm esnasında değiştirmek için anahtarlama kartı 6) Sıcaklık kontrol ünitesi 7) LABVIEW programı ile destekli bilgisayar 8) Sistemi soğutmak için helyum kompresör 9) Turbo moleküler vakum pompası 10) Magnetler için su soğutma sistemi (Gölcür, 2012).

### 3.7. Soğurma Ölçüm Sistemi

Soğurma ölçümleri bir yarıiletkenin yasak enerji aralığını belirlemek için en çok kullanılan metotlardan birisidir. Soğurma ölçümleri oda sıcaklığında UNICO marka SQ 2802 UV/Vis spektrometre cihazı ile gerçekleştirilmiştir. Kullanılan spektrometrenin tarama bölgesi 190-1100 nm arasındadır. Bir spektrometre 5 kısımdan oluşmaktadır:

- 1) Işık kaynağı olarak halojen ve deteryum lambaları,
- 2) İstenen dalga boyunu seçmek için ve ikinci dereceden radyasyonu yok etmek için monokromatör,
- 3) Numune koyma bölmesi,
- 4) Geçen ışığı alan ve elektrik sinyaline dönüştüren dedektör,
- 5) Soğurma ve geçirgenliği gösteren dijital göstergedir. Şekil 3.11’de kullanılan UV/Vis spektrometresinin fotoğrafı gösterilmiştir.

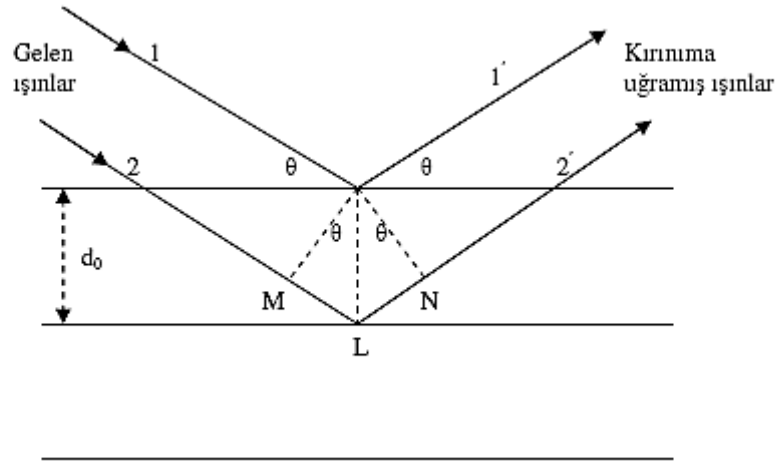


**Şekil 3.11** : Soğurma ölçümlerinde kullanılan UV-Vis spektrometresi.

Bir UV-Vis (mor ötesi ve görünür bölge) spektrometresinin çalışma prensibi kısaca şöyledir. Işık girişe odaklanır ve toplayıcı aynalar ışığı bir prizma üzerine gönderir. Prizma bir spektrum üretecek şekilde ışığı dağıtır ve ışık çıkışa (slit) yönlendirilir. Buradan çıkan ışık filtreden geçerek örnek üzerine düşürülür. Filtreler kırınım açısından gelen ikinci derece istenmeyen radyasyonu engeller. Örneği geçen ışık demeti silikon fotodiyot dedektörüne gelir ve elektrik sinyaline dönüştürülerek dijital göstergede görüntülenir.

### **3.8 X-Işını Kırınım Analizi**

Katıların kristal yapılarını incelemek ve yapı parametrelerini tayin etmek için x-ışının kırınım analizi yapılmaktadır. X-ışını kırınım yöntemiyle bir katının yapısı ilk kez 1912 yılında Max von Laue tarafından incelenmiştir. X-ışınlarının dalga boyları, atomik boyutlarla kıyaslanabilecek kadar küçüktür ve katıların kristal yapıları hakkında bilgi edinebilmek için X-ışınlarının kırınım desenlerinden yararlanır (Demirci, 2006). Bir kristaldeki kırınım olayının basit bir açıklaması W.L. Bragg tarafından yapılmıştır. Bir X-ışını dalgasının, kristaldeki atomların oluşturduğu düzlem tabakalardan yansımalarının bir düzlem aynadaki gibi olduğunu varsayalım. Kırınım olayı Şekil 3.12' de görüldüğü gibi farklı tabakalardan yansıyan dalgaların girişimleri sonucu oluşur. Burada, yansıma sırasında X-ışınlarının elastik olarak saçıldığı, yani enerjilerinin değişmediği varsayılır (Taner, 2010).

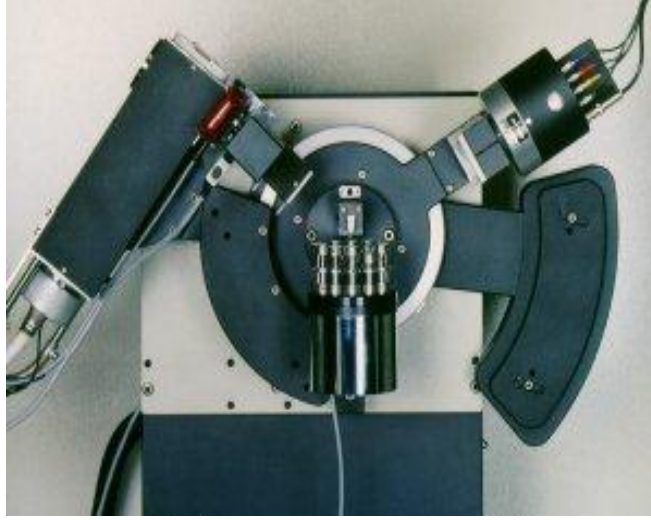


**Şekil 3.12:** X-ışınlarının kristal tarafından kırınımına uğratılması (Taner, 2010).

Paralel atomik tabakaların arasındaki uzaklığın  $d_0$  olduğunu ve monokromatik X-ışınlarının bu paralel düzlemlere  $\theta$  açısı yaparak geldiğini varsayalım. Kristal örgüye gelen X-ışınlarının kırılmadığını kabul edersek, X-ışınları atomik düzlemlerden  $\theta$  açısıyla yansıtacaktır. Bu ışınlar aldıkları yol farkı nedeniyle birbirlerine zayıflatıcı ya da kuvvetlendirici yönde etki yapabilirler. Şekil 3.12’ de görüldüğü gibi eğer bu etki (girişim) kuvvetlendirici ise 1 ve 2 nolu ışınlar arasındaki yol farkı, X-ışınlarının dalga boyunun tam katları şeklinde olmalıdır. Bu durumda ışınların aldığı yol farkı;

$$2d_0 \sin\theta = n\lambda \quad 3.17$$

şeklinde verilir. Burada  $n$  yansıma mertebesi ve  $\lambda$  ışınların dalga boyudur. Bu bağıntı Bragg yasası olarak bilinmektedir. Deneysel olarak  $\lambda$  dalga boyu bilinen bir X-ışını kullanılarak  $\theta$  açıları ölçülür ve düzlemler arası  $d_0$  mesafesi belirlenebilir. Bunun yanında kullanılan başka bir yöntem, düzlemler arası mesafenin bilindiği bir kristal için  $\theta$  açısı ölçülerek kullanılan ışınların  $\lambda$  dalga boyu belirlenmesi şeklindedir. Şekil 3.13 ‘de bir XRD cihazının üstten görünüşü verilmiştir.



**Şekil 3.13:** XRD cihazının üstten görünüşü.

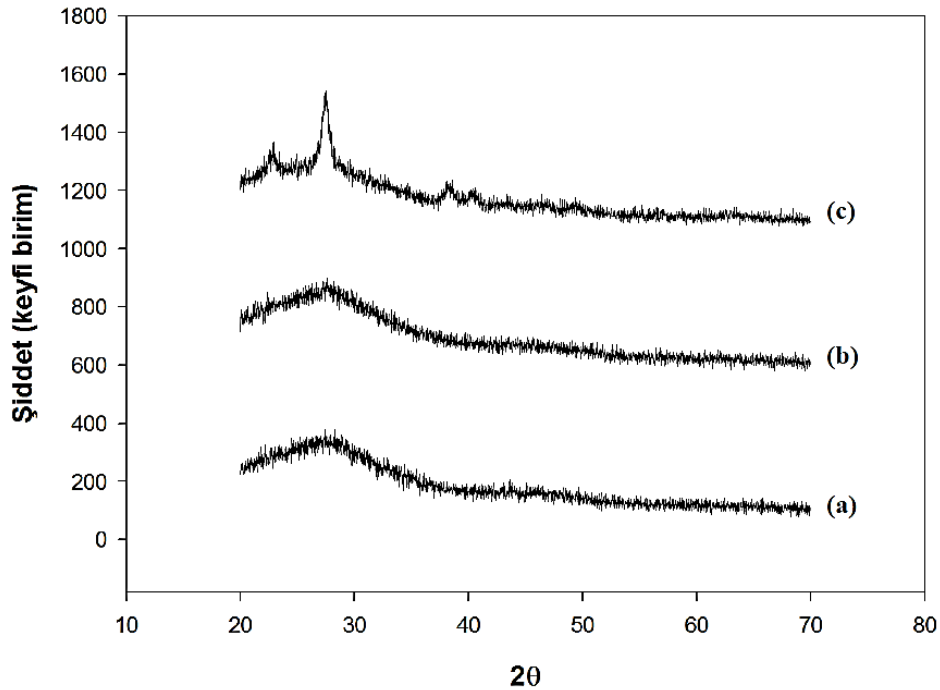
Örneğe X-ışını gönderilerek örnekten alınan kırılma verileri toplanır. Kristal yapısına göre X-ışınını farklı açılarda ve şiddette kıran örnekler çok hassas biçimde analiz edilebilmektedir.

#### 4.DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde termal buharlaştırma yöntemi ile üretilen CGT, CGT-100 ve CGT-200 yarıiletken ince film numunelerinin deneysel ölçüm sonuçları değerlendirilmiştir. İnce filmlerin yapısal özellikleri, XRD ve EDXA yöntemleri ile araştırılmış, elektriksel özelliklerinin incelenmesi için Hall etkisi ve sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Optik özelliklerin araştırılması için ise optik soğurma ve ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik deneyleri yapılmıştır.

##### 4.1 CuGaTe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Yapı Analizi

Üretilen ince filmlerin XRD analizleri yapılarak tavlama sıcaklığının filmlerin yapısal özelliklerini nasıl değiştirdiği araştırılmıştır. Filmlerin X-ışını kırınım desenleri 20°-70° aralığında elde edilmiştir.



Şekil 4.1 : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 ince filmlerinin XRD sonuçları.



Şekil 4.1'deki XRD sonuçlarından görülebileceği gibi CGT ve CGT-100 numuneleri amorf yapıya sahiptir. CGT-200 numunesinde ise polikristal yapıya geçiş olduğu görülebilmektedir.

Kaynak madde olarak kullanılan  $\text{CuGaTe}_2$  bileşiğinin ve CGT-200 ince filminin kompozisyonunu ve yapısında kirlilik bulunup bulunmadığını araştırmak için EDXA ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen ölçüm sonuçları Tablo 4.1 'de verilmiştir.

**Tablo 4.1 :**  $\text{CuGaTe}_2$  bileşiğinin ve CGT-200 numunesinin EDXA ölçüm sonuçları.

Numune	Element	Yüzdece Ağırlık %	Atomik Ağırlık %
<b>CuGaTe<sub>2</sub></b>	<b>Cu</b>	17,35	26,32
	<b>Ga</b>	17,87	24,91
	<b>Te</b>	64,78	48,77
<b>CGT-200</b>	<b>Cu</b>	0,85	11,52
	<b>Ga</b>	5,18	8,06
	<b>Te</b>	93,97	80,42

$\text{CuGaTe}_2$  bileşiğinin ve CGT-200 numunesinin yapısında Cu, Ga ve Te dışında herhangi bir safsızlık atomuna rastlanmamıştır. Kaynak madde olarak kullanılan  $\text{CuGaTe}_2$  bileşiğinin 1:1:2 stokiyometrik oranına uygun olarak oluşturulduğu Tablo 4.1 'de görülmektedir. Kaynak maddeye göre, CGT-200 numunesinde Cu ve Ga 'un atomik yüzdelerinde belirgin bir azalma olduğu görülürken, Te 'nin atomik yüzdesinde belirgin bir artış olduğu gözlenmiştir. EDXA analizi daha çok film yüzeyi ve yakınından inceleme yaptığı için, Tablo 4.1 'e göre üretilen filmlerde Ga ve Cu atomlarının yüzeyden uzak bölgelerde biriktiği (segregation) ve yapıya daha az girdiği düşünülebilir.

## 4.2 CuGaTe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

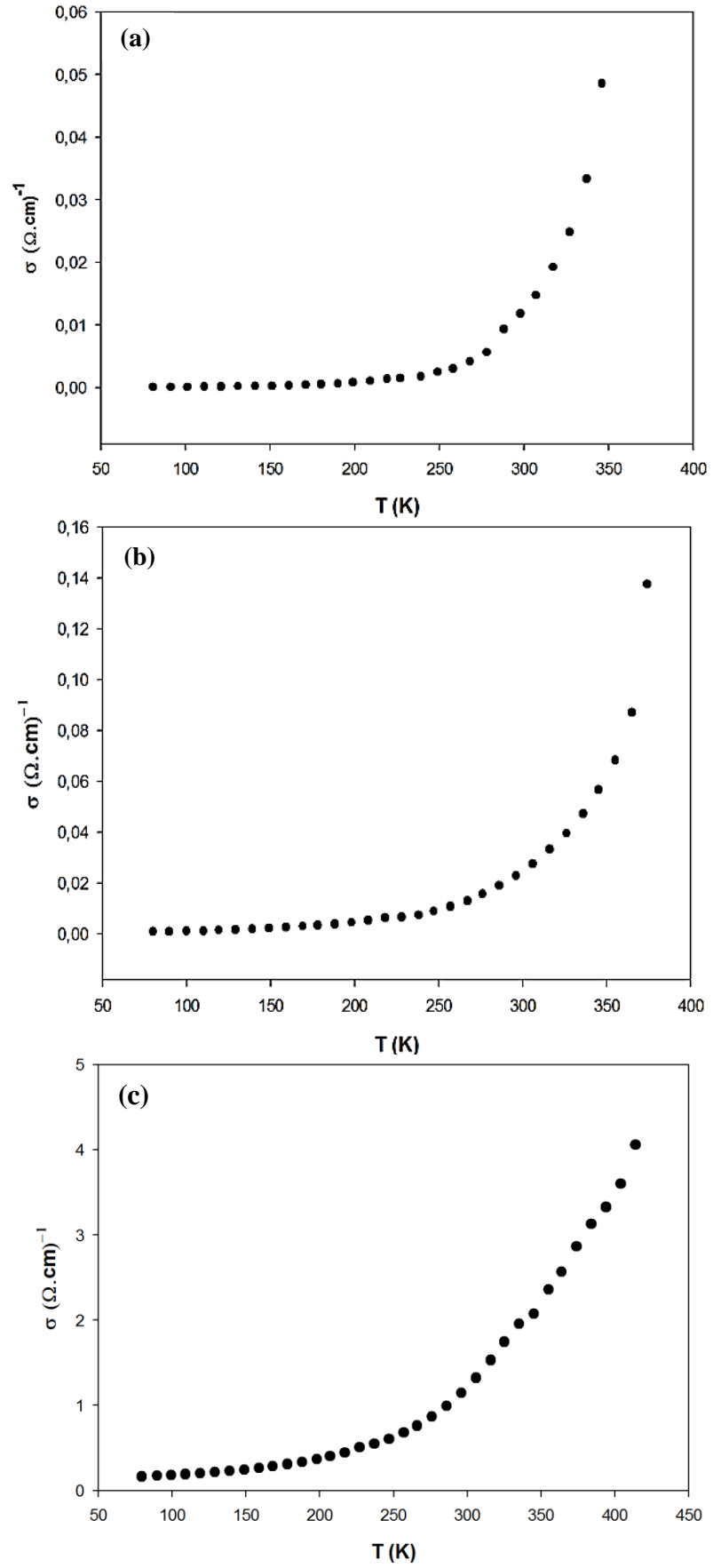
### 4.2.1 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sonuçları

CGT, CGT-100 ve CGT-200 numunelerinin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik özelliklerinin belirlenebilmesi için şerit kontak yöntemi kullanılmıştır. Ölçümler, numuneler sıvı azot soğutmalı kriyostat içerisinde iken Keithley 2400 kaynak-metre ve LakeShore 331 sıcaklık kontrol cihazı ile bilgisayar kontrolünde 80 K ile 420 K sıcaklık aralığında yapıldı. Üretilen filmlerin üzerindeki indiyum kontakların omik olup olmadığı değişik sıcaklıklarda test edildi ve her üç örnek için akım ile voltajın lineer olarak değiştiği gözlemlendi.

Tavlama yapılmamış, 100 °C de ve 200 °C de tavlama yapılmış yarıiletken ince film CuGaTe<sub>2</sub> numunelerinin 80-400 K aralığında iletkenliklerinin sıcaklık ile değişimi Şekil 4.2’de verilmiştir. Şekildeki grafiklerden de görüldüğü gibi numunelerin iletkenliklerinin sıcaklık ile üstel olarak değiştiği ve elde edilen ince filmlerin yarıiletken yapıya sahip oldukları belirlenmiştir. Numunelerin oda sıcaklığındaki (300 K) iletkenlik ve öz direnç değerleri Tablo 4.2 ‘de verilmiştir. Ölçüm sonuçlarından tavlama sıcaklığının artması ile filmlerin öz dirençlerinin azaldığı belirlenmiştir.

**Tablo 4.2 :** CGT, CGT-100 ve CGT-200 örneklerine ait oda sıcaklığında elektriksel iletkenlik ve öz direnç değerleri.

Numune	Özdirenç (Ω.cm)	İletkenlik (Ω.cm) <sup>-1</sup>
CGT	84,60	1,18x10 <sup>-2</sup>
CGT-100	43,60	2,29x10 <sup>-2</sup>
CGT-200	0,87	1,14



**Şekil 4.2 :** (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 ince filmlerinin iletkenliğinin sıcaklık ile değişimi.

Farklı sıcaklık bölgelerindeki iletim mekanizmalarının araştırılması amacıyla, numunelerin elektriksel iletkenlik değişimleri incelendi. İletkenlik mekanizmalarının belirlenebilmesi için iletkenlik verileri,

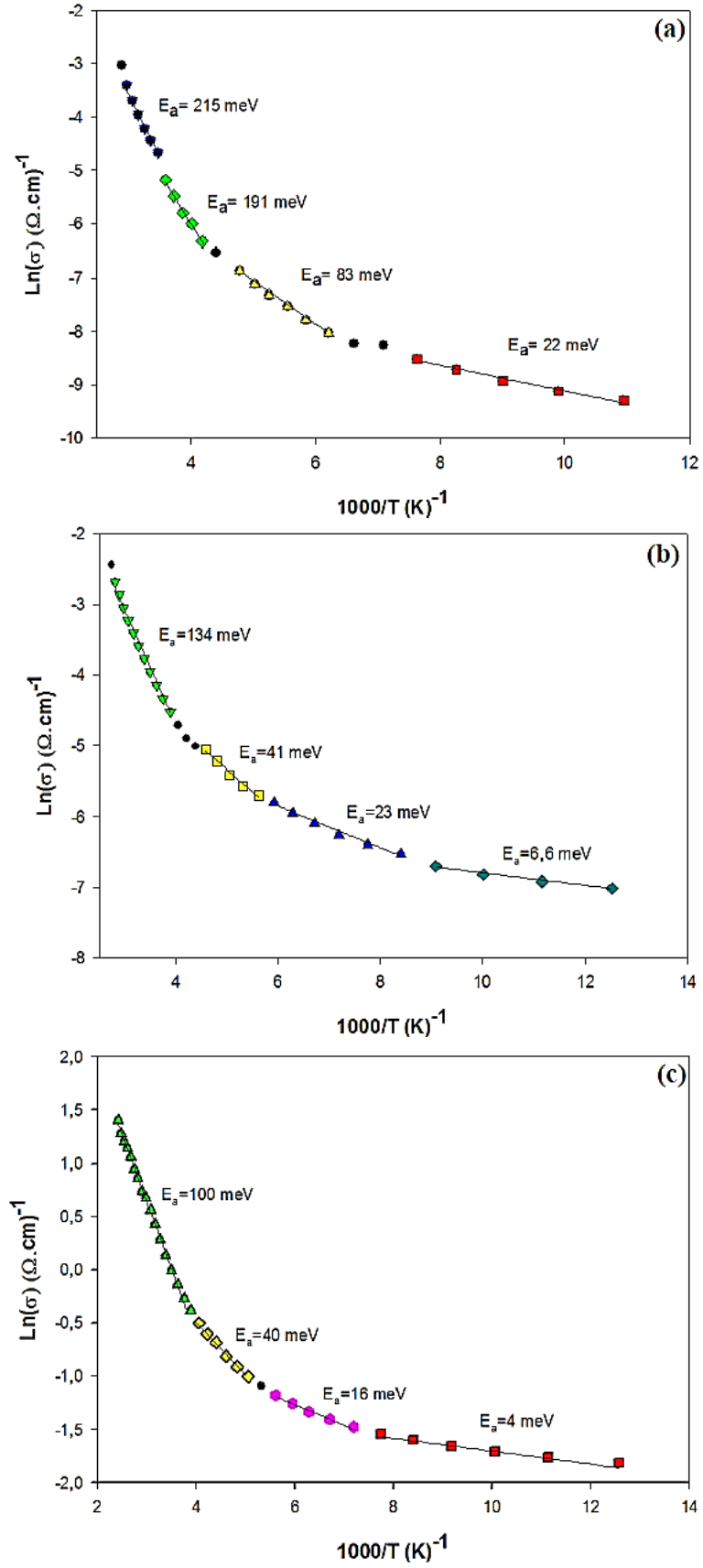
$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (4.1)$$

ile verilen genel iletkenlik ifadesine göre analiz edildi. Bu ifadeye göre Şekil 4.3 'de gösterilen  $\ln(\sigma)-1000/T$  grafiklerinin lineer olduğu farklı sıcaklık bölgelerinin eğimi o sıcaklıklara ait olan aktivasyon enerjilerini hesaplamak için kullanılır. Elektriksel iletkenlik verilerinin denklem (4.1) 'e göre analiz edilmesi sonucu her bir yarıiletken örneğin farklı sıcaklık aralıklarında farklı aktivasyon enerjilerine sahip oldukları görülmüştür. Tüm örnekler için elde edilen aktivasyon enerji değerleri Tablo 4.3 'de verilmiştir.

**Tablo 4.3** : CGT, CGT-100 ve CGT-200 ince filmlerinin farklı sıcaklık bölgelerindeki aktivasyon enerjileri.

Numune	$E_{a1}$ (meV)	$E_{a2}$ (meV)	$E_{a3}$ (meV)	$E_{a4}$ (meV)
CGT	<b>215 meV</b> (290-415 K)	<b>191 meV</b> (240-290 K)	<b>83 meV</b> (180-250 K)	<b>22 meV</b> (90-150 K)
CGT-100	<b>134 meV</b> (230-415 K)	<b>41 meV</b> (170-230 K)	<b>23 meV</b> (110-170 K)	<b>6,6 meV</b> (80-110 K)
CGT-200	<b>100 meV</b> (250-415 K)	<b>40 meV</b> (190-250 K)	<b>16 meV</b> (130-180 K)	<b>4 meV</b> (80-130 K)

Tablo 4.3 'ün incelenmesinden, tavlama sıcaklığı arttıkça her sıcaklık aralığında aktivasyon enerjilerinin azaldığı görülmektedir. Bu durum yapının tavlama ile daha düzenli hale geçmesi sonucu bazı derin tuzak seviyelerinin yok olması ile açıklanabilir. Böylece iletim bandına daha yakın seviyelerdeki donör seviyelerinden gelen elektronlar iletimi sağlar. Her bir numune için ayrı ayrı değerlendirme yapılması durumunda ise, sıcaklık arttıkça aktivasyon enerjisinin arttığı görülmektedir. Bu durum taşıyıcıların termal enerjilerinin artması ile daha derin seviyelerdeki elektronların uyarılarak iletme katkı sağladıklarını göstermektedir.



Şekil 4.3 : (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 ince filmlerinin  $\text{Ln}(\sigma)$ - $1000/T$  değişimi.

İncelenen yarıiletken ince filmler için baskın iletim mekanizmalarını belirlemek amacıyla, sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçüm verileri Mott'un sıçrama iletim mekanizması modeline göre analiz edilmiştir. Mott'un teorisine göre sıçrama iletim mekanizmasında iletkenlik;

$$\sigma\sqrt{T} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{4}}$$

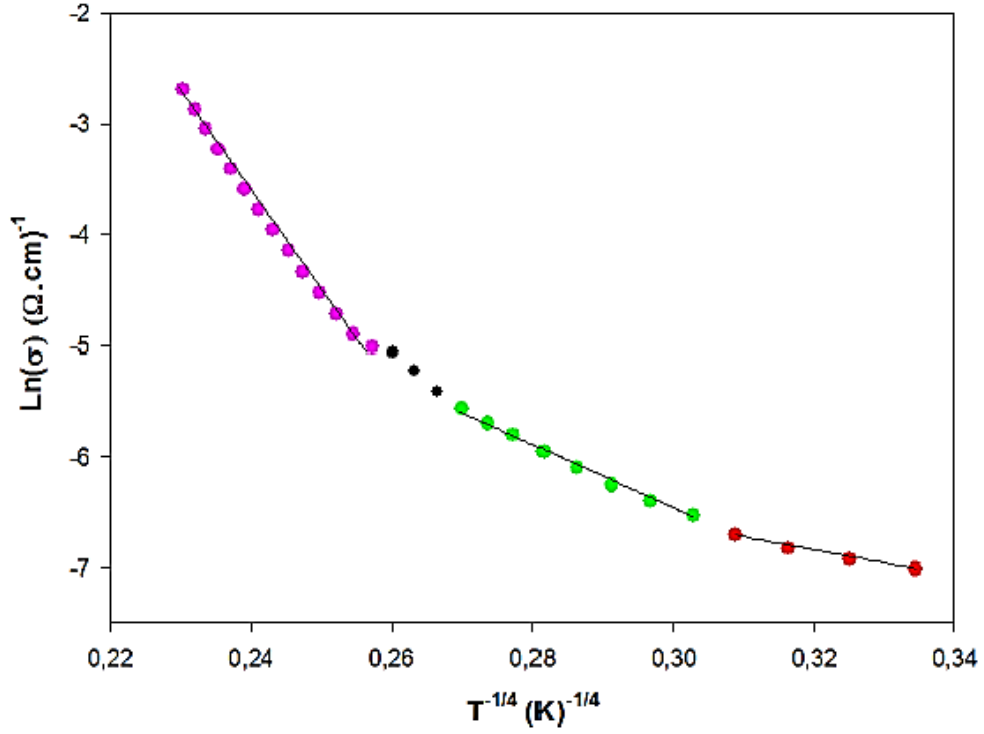
şeklinde verilmektedir. Burada  $\sigma_0$  bir sabit ve  $T_0$  yapıdaki düzensizlik derecesini gösteren bir parametredir (Mott, 1979).

**Tablo 4.4:** Yarıiletken ince filmlerin Mott parametreleri.

Numune	Sıcaklık (K)	$T_0$ (K)	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$N(E_F)$ (cm <sup>-3</sup> eV <sup>-1</sup> )	R(cm)	W (meV)	$\alpha R$	$k_B T$ (meV)
CGT	90-150	$8,2 \times 10^5$	$2,9 \times 10^5$	$5,4 \times 10^{15}$	$1,2 \times 10^{-5}$	21,6	3,7	8,6
	150-395	$1,3 \times 10^6$	$2,0 \times 10^{17}$	$5,0 \times 10^{53}$	$2,5 \times 10^{-18}$	28,8	4,0	10,8
CGT-100	80-110	$2,1 \times 10^4$	$1,9 \times 10^5$	$6,2 \times 10^{16}$	$7,7 \times 10^{-06}$	8,3	1,5	8,1
	110-170	$6,2 \times 10^5$	$6,9 \times 10^5$	$9,2 \times 10^{16}$	$4,6 \times 10^{-6}$	25,9	3,2	12,1
	170-395	$9,7 \times 10^5$	$1,0 \times 10^5$	$3,6 \times 10^{17}$	$2,3 \times 10^{-6}$	50,7	3,0	25,4
CGT-200	80-130	$2,6 \times 10^3$	$6,3 \times 10^3$	$1,6 \times 10^{13}$	$1,4 \times 10^{-4}$	5,4	0,9	9,1
	130-414	$1,5 \times 10^5$	$4,7 \times 10^5$	$1,2 \times 10^{15}$	$1,4 \times 10^{-5}$	61,7	7,9	13,4

Tablo 4.4'de verilen  $N(E_F)$  Fermi enerji seviyesinde lokalize olmuş durum yoğunluğu, W ortalama sıçrama enerjisi, R en yakın seviyeler arasındaki sıçrama mesafesi,  $k_B T$  yapıdaki yük taşıyıcılarının belirli bir sıcaklıktaki termal enerjileri ve  $\alpha$  sönüm parametresidir. Mott'un teorisine göre sıçrama iletim mekanizmasının geçerli olabilmesi için  $W > k_B T$ ,  $\alpha R > 1$  ve  $T_0 > 10^3$  olmalıdır (Mott, 1979).

$\ln(\sigma) - T^{-1/4}$  değişimi kullanılarak,  $T_0$  ve  $\sigma_0$  hesaplanır. Şekil 4.4 'de CGT-100 nununesine ait  $\ln(\sigma) - T^{-1/4}$  değişim grafiği verilmiştir. Tablo 4.4 'de verilen diğer Mott parametreleri bu iki değer kullanılarak bulunabilir. Numuneler için hesaplanan Mott parametreleri Tablo 4.4 'de verilmiştir.



Şekil 4.4 : CGT-100 numunesine ait  $\ln(\sigma) - T^{-1/4}$  değişim grafiği.

CGT numunesinde tüm sıcaklıklarda  $k_B T$  değeri aktivasyon enerjisinden küçük olduğu için iletim taşıyıcıların ısı uyarımıyla gerçekleşmektedir. CGT-100 numunesinde 80-110 K sıcaklık aralığında Mott'un sıçrama (hopping) iletim mekanizması için gerekli tüm şartlar sağlanmaktadır, yani bu sıcaklık aralığında baskın olan iletim mekanizması sıçrama iletim mekanizmasıdır. CGT-100 numunesinde 110 K 'nin üzerindeki sıcaklıklarda  $k_B T$  değeri aktivasyon enerjisinden küçük olduğu için iletim taşıyıcıların ısı uyarımıyla sağlanmaktadır. CGT-200 numunesinde 80-130 K sıcaklık aralığında  $k_B T$  değeri aktivasyon enerjisinden büyük olduğu halde, Mott'un teorisindeki diğer şartlar sağlanmamaktadır. Bu durumda CGT-200 numunesinde düşük sıcaklık bölgesinde (80-130 K) baskın olan iletim mekanizmasının tünelleme iletim mekanizması olduğu söylenebilir. CGT-200 numunesi için 130 K 'den daha yüksek sıcaklıklarda  $k_B T$  değeri aktivasyon enerjisinden küçük olduğu için iletim taşıyıcıların ısı uyarımıyla gerçekleşmektedir.

#### 4.2.2 Hall Etkisi Ölçüm Sonuçları

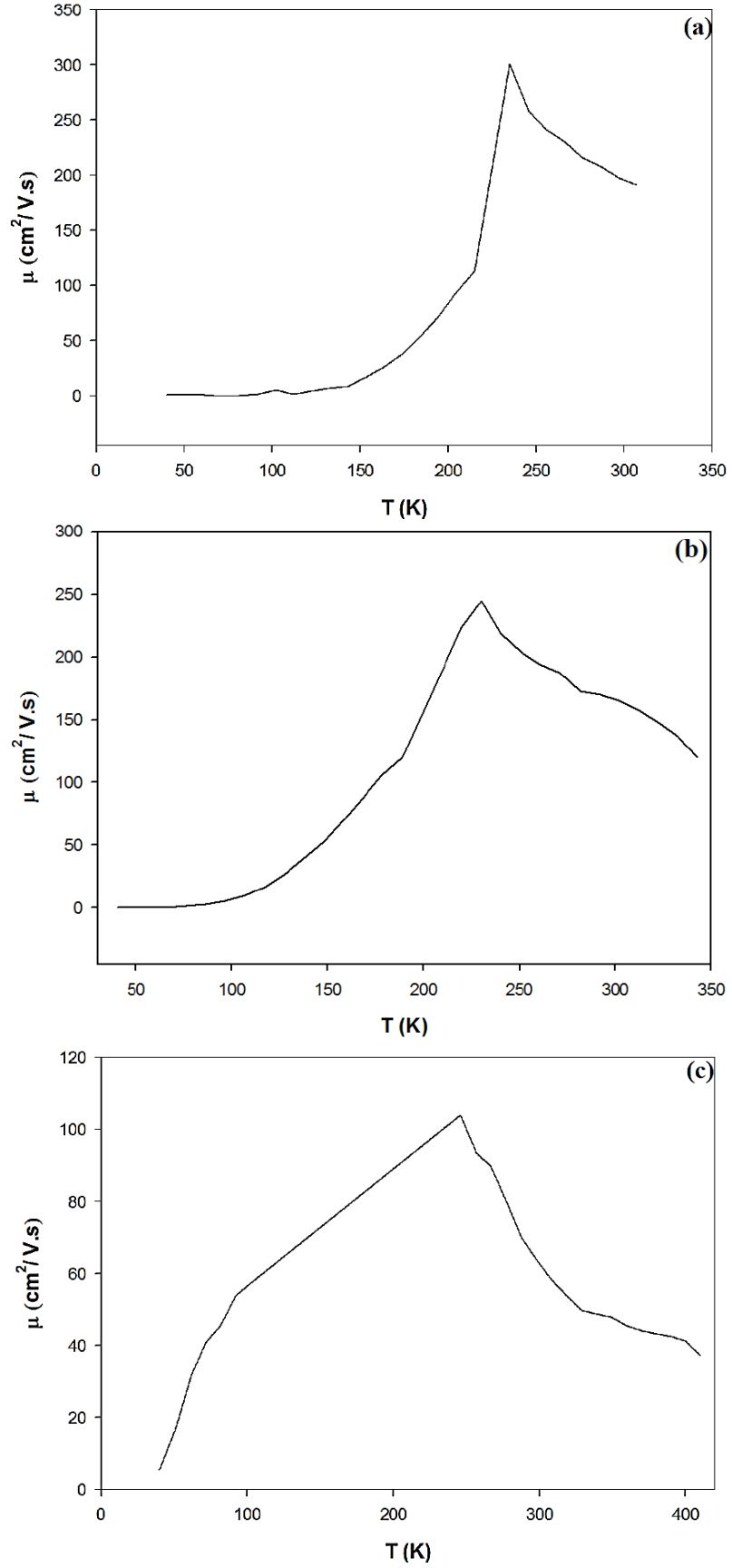
Hall etkisi ölçümleri Van der Pauw geometrisine göre hazırlanmış maskelerle üretilen yarıiletken filmler için yapılmıştır. Ölçümler sırasında 1,2 T büyüklüğünde film yüzeyine dik doğrultuda düzgün bir manyetik alan uygulanmıştır. Akım kaynağı olarak Keithley 2400 ve voltaj ölçümü için Keithley 2700 kaynak-metre kullanılmıştır. Ölçümler 40 K ile 420 K sıcaklık aralığında bilgisayar kontrolünde yapılmıştır. Hall etkisi ölçümleri neticesinde, yarıiletken örnekler için taşıyıcı yoğunluğu ( $n$ ), Hall voltajı ( $V_H$ ), taşıyıcı tipi, Hall mobilitesi ( $\mu_H$ ) değerleri elde edilmiştir. CGT, CGT-100 ve CGT-200 yarıiletken numunelerine ait Hall etkisi ölçüm sonuçlarının oda sıcaklığındaki değerleri Tablo 4.5 'de verilmiştir. Ayrıca CGT, CGT-100 ve CGT-200 numunelerine ait mobilite-sıcaklık değişim grafikleri Şekil 4.5 'de verilmiştir.

**Tablo 4.5 :** CGT, CGT-100 ve CGT-200 numuneleri için oda sıcaklığında Hall etkisi ölçüm sonuçları.

Numune	Sıcaklık (K)	$n$ ( $cm^{-3}$ )	$\mu_H$ ( $cm^2/V.s$ )	$\rho$ ( $\Omega.cm$ )	tip
CGT	300	$3,04 \times 10^{14}$	198	84,60	n
CGT-100	300	$7,01 \times 10^{14}$	166	43,60	n
CGT-200	300	$2,27 \times 10^{17}$	64	0,87	n

Şekil 4.5 'den görülebileceği gibi her üç yarıiletken numunede mobilite sıcaklığın artması ile yaklaşık olarak 230 K sıcaklığa kadar artmaktadır. 230 K 'den daha yüksek sıcaklıklarda ise tüm ince filmlerde mobilite sıcaklığın artmasıyla beraber azalmaktadır.



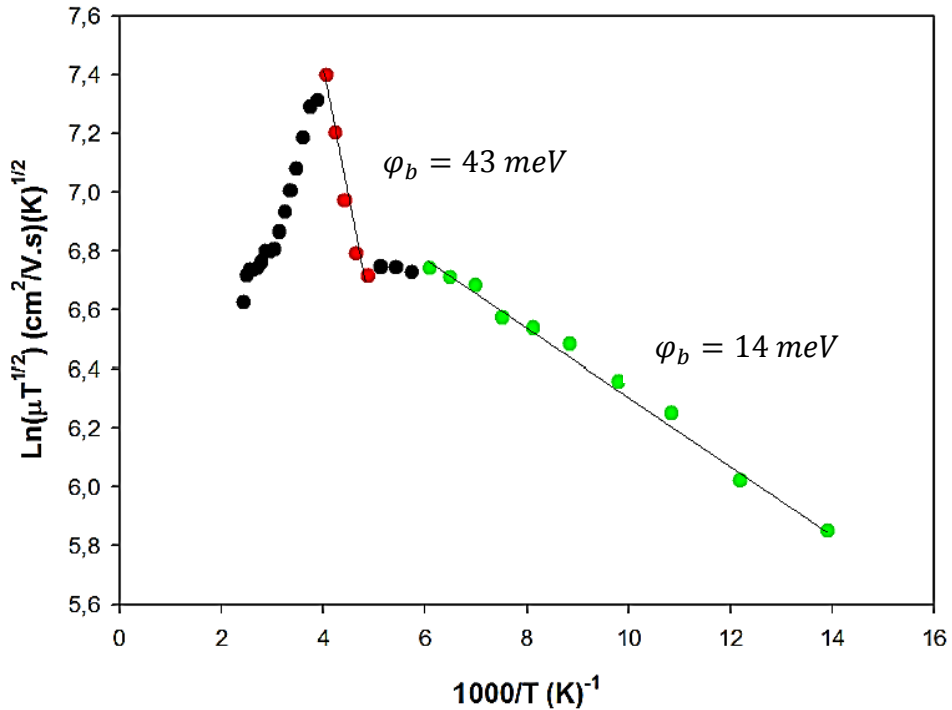


**Şekil 4.5 :** (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerine ait mobilite-sıcaklık değişim grafikleri.

Sıcaklığa bağlı mobilite ölçüm sonuçları, termoiyonik emisyon iletim modeline (Seto, 1975) göre analiz edilmiştir. Bu modele göre yüksek sıcaklıklarda yeteri kadar termal enerji kazanan yük taşıyıcılar tanecik sınırında oluşan potansiyel engelini aşabilirler. Mobilitenin tanecik sınırı bariyer yüksekliği ile ilişkisi;

$$\mu = \mu_0 \exp\left(\frac{-q\varphi_b}{k_B T}\right) \quad (4.2)$$

şeklinde verilir.  $\ln(\mu T^{1/2}) - 1000/T$  grafiğinin eğimi kullanılarak tanecik sınırındaki bariyer yüksekliği,  $\varphi_b$  bulunabilir. CGT ve CGT-100 ince filmleri amorf yapıya sahip oldukları için bu numunelerde tanecik sınırı bariyer yüksekliği hesaplanmamıştır. Polikristal yapıya sahip olan CGT-200 numunesinde tanecik sınırı bariyer yüksekliği hesaplanmıştır. Şekil 4.6 'da CGT-200 numunesinin mobilite-sıcaklık değişim grafiği verilmiştir. CGT-200 incefilmi için 40-145 K, 185-245 K sıcaklık aralıklarında tanecik sınırı bariyer yüksekliği sırasıyla 14 meV ve 43 meV olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.6 : CGT-200 ince filminin  $\ln(\mu T^{1/2}) - 1000/T$  değişimi.

Film üretme sürecinde, yapıda istenmeyen kusurlar (safsızlıklar, dislokasyonlar ve yapı kusurları) oluşmaktadır. Taşıyıcılar örgü içerisinde hareket ederken fononlar, safsızlıklar ve kusurlar tarafından saçılmaya uğrarlar ve hareketleri sınırlanır (Kılıç, 2006). Yarıiletken numunelerdeki saçılma mekanizmalarının belirlenebilmesi için mobilitenin sıcaklığa üstel bağlılığı araştırılır. Bu bağlılık  $\mu \sim T^n$  şeklindedir ve buradaki  $n$  değeri baskın saçılma mekanizması ile ilgili doğrudan bilgi vermektedir. Saçılma mekanizmalarının araştırılması için  $\text{Log}(\mu)$ - $\text{Log}(T)$  değişim eğrisi analiz edilmiş ve  $n$  değerleri elde edilmiştir. Şekil 4.7 'de numunelere ait  $\text{Log}(\mu)$ - $\text{Log}(T)$  değişim grafikleri verilmiştir. Numuneler için elde edilen  $n$  değerleri Tablo 4.6 'da verilmiştir.

**Tablo 4.6 :** CGT, CGT-100 ve CGT-200 numuneleri için elde edilen  $n$  değerleri.

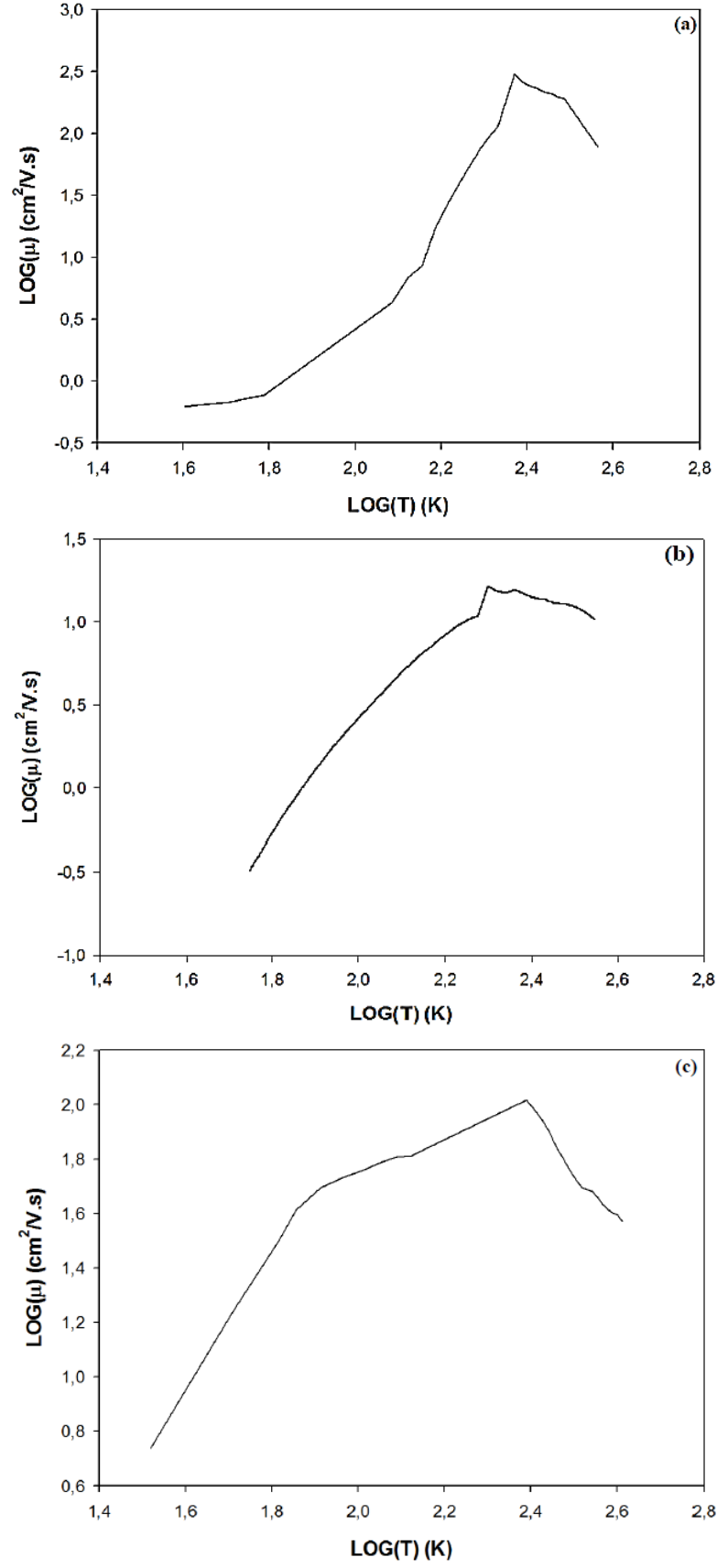
Numune	$n$		
<b>CGT</b>	2,50 (60-150 K)	4,89 (150-235 K)	-1,58 (235-400 K)
<b>CGT-100</b>	5,70 (40-170 K)	2,51 (170-240 K)	-1,51 (240-400 K)
<b>CGT-200</b>	2,57 (40-70 K)	0,57 (70-250 K)	-1,44 (250-410 K)

Düşük sıcaklıkta yavaş hareket eden taşıyıcılar, safsızlıkların yakınından geçerken bu safsızlıklar ile etkileşirler ve Coulomb kuvvetinin etkisiyle saçılmaya uğrarlar. Safsızlıkların yüklü olması durumunda mobilitenin sıcaklığa bağlılığı  $\mu \propto T^{3/2}$  şeklindedir ve bu saçılma mekanizmasına iyonize safsızlık saçılma mekanizması denir. Taşıyıcıların yüklü olmayan safsızlıklardan saçılması durumunda Coulomb etkileşimi daha zayıftır, mobilitenin sıcaklığa bağlılığı  $\mu \propto T^{1/2}$  şeklindedir ve bu saçılma mekanizmasına nötral safsızlık saçılma mekanizması denir. Yüksek sıcaklıklarda örgü titreşimlerinden kaynaklanan (fonon) saçılma mekanizması baskındır. Bu saçılma mekanizmasında taşıyıcılar safsızlıklara oranla, örgü titreşimlerinden daha çok saçılırlar ve mobilitenin sıcaklığa bağlılığı  $\mu \propto T^{-3/2}$  şeklindedir. Örgü titreşimlerinden kaynaklanan bu saçılma mekanizmasına akustik örgü (fonon) saçılma mekanizması denir (Schubert, 2009; Sheng, 1977).

CGT numunesinde düşük sıcaklık bölgesinde (60-235 K)  $n$  değeri 1,5 'den büyüktür. Bu durum, baskın saçılma mekanizmasının iyonize safsızlık saçılma mekanizması olduğu şeklinde açıklanmaktadır. Yüksek sıcaklık bölgesinde (235-400 K) mobilite sıcaklıkla  $\mu \propto T^{-3/2}$  şeklinde değişmektedir ve bu bölgede, baskın olan saçılma mekanizmasının akustik örgü titreşimi (fonon) saçılma mekanizması olduğu görülmektedir.

CGT-100 numunesi için 40-240 K sıcaklık aralığında  $n$  değeri 1,5 'den büyüktür ve bu aralıkta baskın saçılma mekanizmasının iyonize safsızlık saçılma mekanizması olduğu söylenebilir. Yüksek sıcaklık bölgesinde (240-400 K) ise mobilitenin sıcaklığa bağlılığı  $\mu \propto T^{-3/2}$  şeklindedir. Bu durum, CGT-100 numunesinde yüksek sıcaklık bölgesinde baskın olan saçılma mekanizmasının akustik örgü titreşimlerinden kaynaklandığını göstermektedir.

CGT-200 numunesi için 40-70 K sıcaklık aralığında  $n$  değeri 1,5 'den büyüktür ve baskın sıcaklık mekanizması iyonize safsızlık mekanizması olduğu söylenebilir. 70-250 K sıcaklık aralığında mobilitenin sıcaklığa bağlılığı  $\mu \propto T^{1/2}$  şeklindedir. Bu durumda, CGT-200 incefilminde 70-250 K sıcaklık aralığında baskın saçılma mekanizmasının nötral donör saçılma mekanizması olduğu söylenebilir. Yüksek sıcaklık bölgesinde (250-410 K) mobilitenin sıcaklık ile ilişkisi  $\mu \propto T^{-3/2}$  şeklindedir ve bu sıcaklık aralığında baskın olan saçılma mekanizması, akustik örgü (fonon) saçılma mekanizmasıdır (Sheng,1977).



**Şekil 4.7:** (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerinin  $\text{Log}(\mu)$ - $\text{Log}(T)$  değişimi.

### 4.3 CuGaTe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Optik Özelliklerinin İncelenmesi

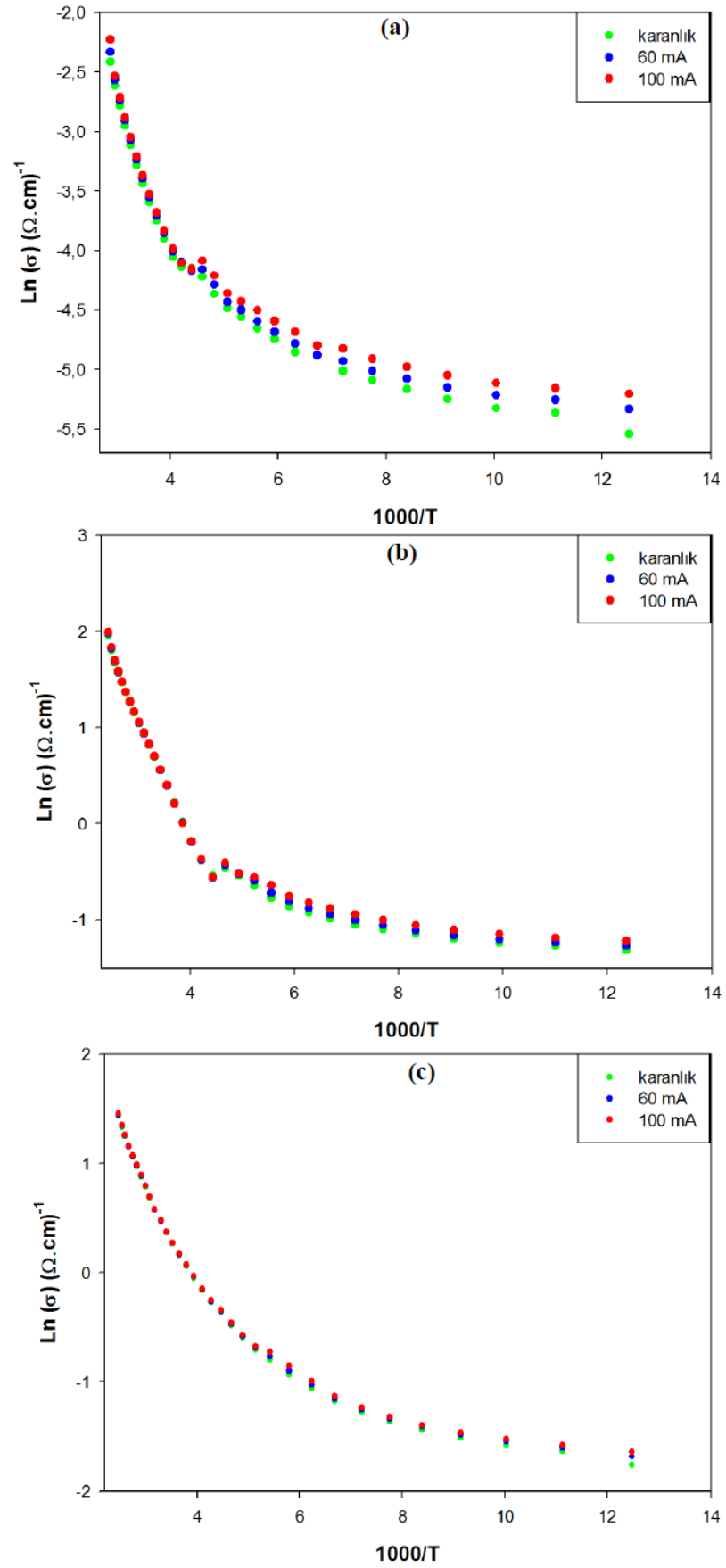
#### 4.3.1 Fotoiletkenlik Ölçüm Sonuçları

CGT, CGT-100 ve CGT-200 örneklerinin ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik ölçümleri 80-400 K sıcaklık aralığında yapılmıştır. Örnekler sırasıyla; 90 (V/cm), 0,5 (V/cm) ve 8 (V/cm) büyüklüğünde elektrik alan uygulanmıştır. Numunelerin farklı ışık şiddetlerinde iletkenliklerinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.8 'de verilmiştir.

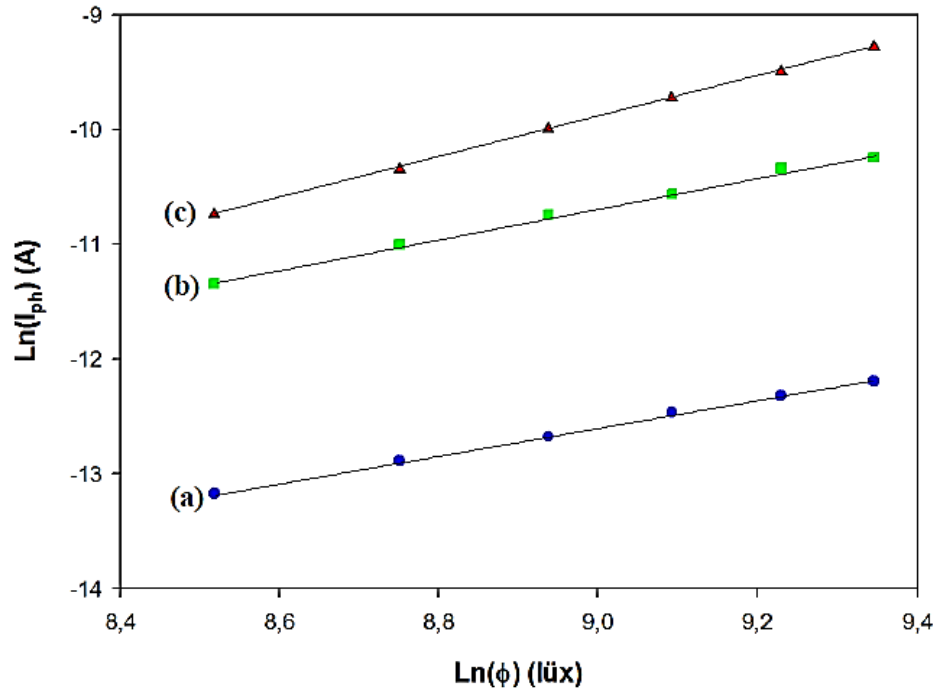
CGT numunesi için ışık şiddeti arttıkça düşük sıcaklık bölgesinde iletkenlik artmaktadır. Yüksek sıcaklık bölgesinde ışık şiddetinin iletkenliğe belirgin bir etkisi görülmemektedir. Bunun sebebi sıcaklık arttıkça iyonize olan tuzak seviyelerinden iletkenliğe gelen katkının azalması ve iletkenlikte belirgin bir değişme olmamasıdır. Tavlama etkisiyle filmlerin daha düzenli bir yapıya ulaşması ve tuzak seviyelerinin azalmasından dolayı foto duyarlılıkta bir azalma görülmektedir. Öyle ki, CGT-200 numunesinde ışık şiddetinin artırılması, yüksek veya düşük sıcaklık bölgelerinde, elektriksel iletkenliğe belirgin bir etkide bulunmamaktadır.

Fotoiletkenliğin ışık şiddetine bağımlılığı dengede olmayan foto-taşıyıcıların yeniden birleşme mekanizmaları ile açıklanır. Bu yeniden birleşme merkezlerinin karakteristiği, fotoakım-ışık şiddeti bağımlılığının değişik sıcaklıklarda ölçülmesi ile elde edilebilir. Fotoakım-ışık şiddeti değişimi CGT, CGT-100 ve CGT-200 numuneleri için 400 K sıcaklıkta Şekil 4.9 'de verilmiştir. Fotoakımla ışık şiddeti arasındaki ilişki  $I_{ph} \sim \phi^m$  şeklindedir (Bube, 1960). Burada m değeri, dengede olmayan taşıyıcıların yeniden birleşme mekanizmasının bir fonksiyonudur.  $\ln(I_{ph}) - \ln(\phi)$  grafiklerinin eğimleri m değerlerini vermektedir. CGT, CGT-100 ve CGT-200 numuneleri için 400 K 'deki m değerleri sırasıyla 1,76 , 1,19 ve 1,34 olarak bulunmuştur.

Eğim değerlerinin 1 olması monomoleküler yeniden birleşme mekanizması, 0,5 olması bimoleküler yeniden birleşme mekanizmasına karşılık gelmektedir (Rose, 1978). Eğim değerlerinin birden büyük olması, yasak enerji aralığında lokalize olmuş safsızlık durumlarının sürekli veya yaklaşık sürekli bir dağılımını gösterir.



**Şekil 4.8:** (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerinin farklı ışık şiddetlerindeki iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi.



**Şekil 4.9:** (a) CGT, (b) CGT-100 ve (c) CGT-200 numunelerine ait 400 K sıcaklıktaki fotoakım-ışık şiddeti değişimi.

#### 4.3.2 Optik Soğurma Ölçüm Sonuçları

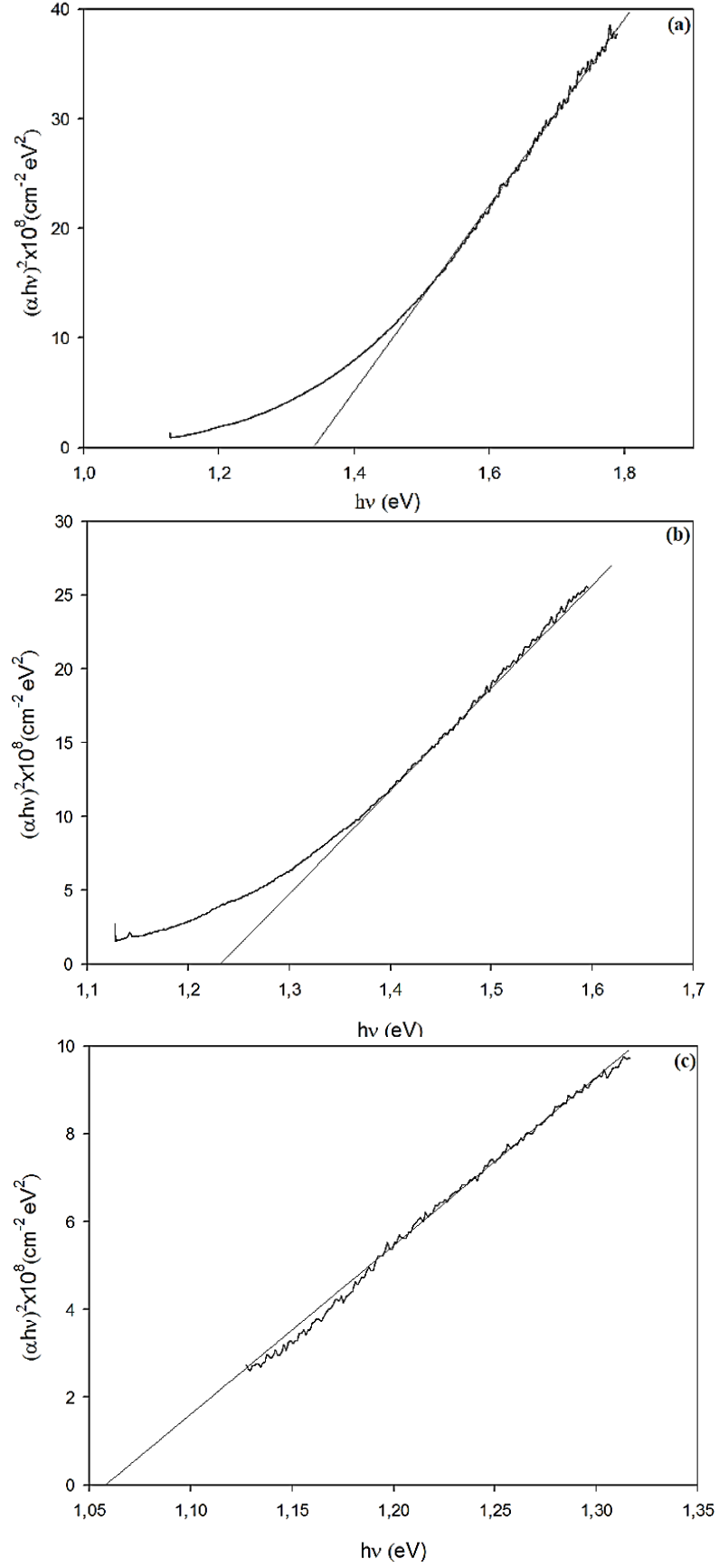
Örneklerin optik soğurma ölçümleri; oda sıcaklığında (300K), 190-1100 nm dalga boyu aralığında, UNICO SQ 2802 UV/VIS spektrometre cihazı kullanılarak yapılmıştır. Elde edilen soğurma spektrumu yarıiletken numunelerin yasak enerji aralıklarını belirlemek için kullanılmıştır. Ölçüm verileri ile optik bant aralığını belirlemek amacıyla  $(\alpha h\nu)^n - h\nu$  grafikleri doğrudan geçiş için  $n=2$  ve indirek geçiş için  $n=1/2$  alınarak analiz edilmiştir. Yapılan analiz sonucunda numunelerin bant yapılarının  $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$  ilişkisine uyduğu ve tüm örneklerin doğrudan geçişli bant aralığına sahip olduğu belirlenmiştir. Elde edilen yasak enerji aralıkları Tablo 4.7 'da verilmiştir.



**Tablo 4.7:** Yarıiletken ince film numunelerin oda sıcaklığında elde edilen yasak enerji aralıkları.

<b>Numune</b>	<b>Yasak Enerji Aralığı (eV)</b>
<b>CGT</b>	1,31
<b>CGT-100</b>	1,21
<b>CGT-200</b>	1,06

CGT, CGT-100 ve CGT-200 numunelerine ait oda sıcaklığında temel soğurma spektrumu  $(\alpha hv)^2$  'nin foton enerjisi  $hv$ 'ye karşı grafikleri Şekil 4.10 'da verilmiştir.  $(\alpha hv)^2 - hv$  değişimindeki lineer kısmın foton enerjisi eksenini  $(hv)$  kestiği nokta yasak enerji aralığını vermektedir. Tablo 4.7'den görüldüğü gibi, tavlama sıcaklığının artışıyla yasak enerji aralığında belirgin bir azalma olduğu görülmektedir.



**Şekil 4.10:** (a) CGT, (b) CGT-100, (c) CGT-200 ince filmlerinin soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişimi.

## 5. SONUÇLAR

Bu çalışmada  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmleri termal buharlaştırma yöntemi ile elde edilmiştir. Elde edilen ince filmler, farklı sıcaklıklarda tavllanmış ve elektriksel, yapısal ve optik özellikleri araştırılmıştır.

Filmlerin yapısal ve stokiometrik özellikleri X-ışını kırınımı ve EDXA yöntemleri ile araştırılmıştır. EDXA sonucu elde edilen külçe halindeki  $\text{CuGaTe}_2$  bileşiğinin sitokiometrik olduğu gözlenmiştir.

Elde edilen CGT, CGT-100 ve CGT-200 ince filmlerinin sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri sonucu tipik yarıiletken davranışa sahip oldukları ve iletkenliklerinin sıcaklıkla üstel olarak değiştiği gözlenmiştir. Farklı sıcaklıklarda tavllanmış olan  $\text{CuGaTe}_2$  ince filmlerinin  $\ln(\sigma)-1000/T$  grafiğinden yararlanarak aktivasyon enerjileri belirlenmiştir. Tavlama sıcaklığının artması ile aktivasyon enerjilerinin azaldığı ve iletkenliklerinin arttığı gözlenmiştir. Sıcaklığa bağlı iletkenlik verilerinin analiz edilmesi ile CGT numunesinde tüm sıcaklık aralığında iletimin taşıyıcıların ısı uyarımı ile gerçekleştiği gözlenmiştir. CGT-100 numunesinde 80-100 K sıcaklık aralığında baskın olan iletim mekanizmasının sıçrama iletim mekanizması olduğu, 110 K'in üzerindeki sıcaklıklarda ise iletimin ısı uyarımla gerçekleştiği gözlenmiştir. CGT-200 numunesinde 80-130 K sıcaklık aralığında baskın olan iletim mekanizmasının tünelleme iletim mekanizması, 130 K'in üzerindeki sıcaklıklarda ise termoyonik emisyon olduğu belirlenmiştir.

Elde edilen filmler için Hall etkisi ölçümleri 40-420 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiş ve bu ölçümler sonucunda filmlerin n-tipi iletkenliğe sahip oldukları belirlenmiştir. Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla üstel olarak değiştiği gözlenmiştir. Ayrıca filmlerde tavlama sıcaklığının artmasıyla mobilite değerlerinin azaldığı, taşıyıcı yoğunluğunun arttığı gözlenmiştir. Seto'nun termoyonik emisyon modeline göre amorf tan polikristal faza geçen CGT-200 ince filmi için 40-145 K ve

185-245 K sıcaklık aralıklarında tanecik sınırı bariyer yüksekliği sırasıyla 14 meV ve 43 meV olarak bulunmuştur.

Sıcaklığa bağlı fotoiletkenlik ölçümleri ile filmlerin foto-duyarlılıkları araştırılmış ve 80-420 K sıcaklık aralığında yapılan ölçümler sonucunda filmlerin yarıiletken yapıya sahip oldukları belirlenmiştir. Işığ şiddetinin artmasıyla filmlerin iletkenliklerinin arttığı gözlenmiş ve ışığa en duyarlı olan numunenin CGT ince filmi olduğu tespit edilmiştir.

Oda sıcaklığında yapılan optik soğurma ölçümleri ile filmlerin yasak enerji aralıkları araştırılmıştır. 190-1100 nm dalga boyu aralığında yapılan ölçümler sonucunda filmlerin direk geçişli bant yapısına sahip oldukları ve tavlama sıcaklığının artmasıyla yasak enerji aralığının belirgin bir şekilde azaldığı belirlenmiştir.

## KAYNAKLAR

- Aksoy Ç.,** 2011 : (In<sub>10</sub>Ga<sub>80</sub>)Se Yarıiletken Kristalinin ve Amorf İnce Filmlerinin Doğrusal Olmayan Optik Soğurma Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Akaltun, Y.,** 2006: CdSe, ZnSe ve CdxZn<sub>1-x</sub>Se Yarıiletken İnce Filmlerinin Sılar Tekniği ile Büyütülmesi Yapısal, Optik ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Atatürk Ünive. Fen Bilimleri Ensti., Erzurum.
- Bodnar, I. V., ve ark.,** 1998: Investigations of Optical Properties of Thin CuGaTe<sub>2</sub> Films, Journal of Applied Spectroscopy, Vol 65, No:6.
- Bube, R.H.,** 1970: Photoconductivity of Solids, John Wiley & Sons Inc., London.
- Bostancı, H.,** 2006: Amorf InTe Yarıiletken Malzemesinin Fiziksel Özelliklerinin Araştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ.
- Brodsky, M.H.,** 1979: Amorphous Semiconductors, Springer Verlag, Berlin.
- Brennan, K. F.,** 2005: Introduction to Semiconductor Devices, Cambridge University Press, New York.
- Berger, H., ve ark.,** 1961: Phys Status Solidi, 28, 97.
- Cankuş Aydın, G.,** 2007: MBE ile Büyütülen Si delta-katkılı GaAs'nin Elektriksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Çolak, Ü.,** 2006: Ge Yarıiletken Numunelerinin Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Çolakoğlu, T.,** 2009: The Effect of Post-Annealing Process On The Physical Properties of Silver-Indium-Selenium Ternary Semiconductor Thin Films Deposited by E-Beam Technique, Doktora Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Çelik, A.,** 2006: EDXRF Tekniği Kullanarak CuInSe<sub>2</sub> İnce Filminin Kalınlık Tayini, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Demirci, B.,** 2006 : İndiyum Katkılı ZnO İnce Filmlerinin Bazı Fiziksel Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.

- Erdoğan, H.**, 2010: P-tipi Çinko Oksit (ZnO) Yarıiletken İnce Filminin Atmalı Katodik Vakum Ark Depolama Yöntemi ile Elde Edilmesi ve Karakterizasyonu Doktora Tezi, Çukurova Üniv. Fen Bilimleri Enst., Adana.
- Garcia-Cuence, M. V., ve ark.**, 1984: J. Appl. Phys., 56.
- Gündem, E. Ü.**, 2001: Electrical and Optical Properties of Amorphous Semiconducting a-Si/A-SiNx : H Multilayer Films, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi, Ankara.
- Gölcür, D.**, 2012: CdInTe İnce Filmlerinin Elektriksel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Denizli.
- Guha, P., ve ark.**, 2002: J. Phys., Appl. Phys., 35, 1504-1511.
- Gündüz, E.**, (1999): Modern Fiziğe Giriş, Ege Üniv. Fen Fakültesi Kitaplar Serisi, No.100, İzmir, Türkiye.
- Göde, F.**, 2007: Kimyasal Depolama Yöntemi ile Elde Edilen ZnS Yarıiletken Filmlerin Yapısal, Optik ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Huş, M., Ş.**, 2006: Physical Properties of CdSe Thin Films Produced by Thermal Evaporation and E-Beam Techniques, Yüksek Lisans Tezi, Middle East Technical University Physics Department, Ankara.
- İlgaz, A.**, 2005: GaN/AlGaIn Hemt Yapılarda Saçılma Mekanizmaları, Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Fakültesi, Balıkesir.
- Ishii, T. and N. Kambe, N.**, 1986: J. Cryst. Growth, 76489, 1986.
- İlcan, S., ve ark.**, 2005: ZnO Yarıiletken Filmlerinin Yasak Enerji Aralıkları, SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, 9. Cilt, 1. Sayı, 48-55 s.
- Jenniches, H. J.**, 2001: Spin Electronics, Edited by M.J. Thornton, M. Ziese, Lecture Notes in Physics, vol. 569, p.172, Springer Berlin Heidelberg.
- Kaplan, R.**, 1993: Optically Modulated Photoconductivity Studies on Amorphous Semiconductors, Doktora Tezi, University of Sheffield, Sheffield.
- Karabulut, O.**, 2003: Structural, Electrical and Optical Characterization of N-an Si Implanted GaSe Single Crystal Grown by Bridgman Method, Doktora Tezi, Ortadoğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Kittel, C.**, 1996: Katıhal Fiziğine Giriş, (Çevr. B. Karaoğlu), Güven Yayınları, İstanbul.
- Kılıç, L.**, 2006: Seçici Katkılı In<sub>0,48</sub>Al<sub>0,52</sub>As/In<sub>0,57</sub>Ga<sub>0,43</sub>As Heteroeklemlili Yapılarda Saçılma Mekanizmaları, Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Balıkesir.
- Mott, N.F. and Davis, E.A.**, 1971: Electronic Processes in Non – Crystalline Materials, Clarendon Press Oxford Univ., London.
- Mott, N. F.** 1968: J. Non-Cryst. Solids, 1, 1.

- Masse, G., ve ark.,** 1993: Study of CuGa(Se,Te)<sub>2</sub> Bulk Materials and Thin Films, J. Appl. Phys. 74 (2).
- Ohring, M.,** 1992: The Materials Science of Thin Films, Academic Press, San Diego.
- Orton, J.,** 2004: The Story of Semiconductors, Oxford University Press Inc., New York
- Oda, Y., ve ark.,** 2006: Electrodeposited CuGa(Se,Te)<sub>2</sub> Thin Film Prepared From Sulfate Bath, Phys. Stat. Sol., (c) 3, No.8, 2581-2584.
- Özkan, M.,** 2010: Termoiyonik Vakum Ark (TVA) Tekniği ile II-VI Grubu Bazı Yarıiletken Bileşiklerin İnce Filmlerinin Üretilmesi ve Bazı Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Pankove, J. I.,** 1971 : Optical Process in Semiconductors, Princeton Press, New Jersey, USA.
- Petritz, R. L.,** 1956: Phys Rev., 104, 1508.
- Pauw, L. J.** 1958: A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape, Philips Res. Repts, 13, 1-9 (No:1).
- Rose, A.,** 1978: Concept in Photoconductivity and Allied Problems, Rber E. Kriger Publishing Co., New York.
- Razeghi, M.** 2009: Fundamentals of Solid State Engineering, Springer Science.
- Sesha, M., ve ark.,** 1996: Investigations on Polycrystalline CuGaTe<sub>2</sub> Thin Films, Thin Solid Films, 292, 14-19.
- Sze, S. M.,** 1985: Physics of Semicnducturs Devices, John Wiley and Sons. 523 s. New.
- Seto, J.Y.W.,** 1975: J. Appl. Phys., 46,5247.
- Simmons, J. G.,** 1963: J. Appl. Phys., 34, 1793.
- Sheng S. Li,** 1977: The Dopant Density and Temperature Depence of Electron Mobility and Resistivity in N-Type Silicon, U.S. Government PrintingOffice, Washington.
- Schubert, E. F.,** 2009: Physical Foundations of Solid State Devices, Rensselaer Polytechnic Institute Troy, New York.
- Şahin, M.,** 1999: Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Güneş Pillerinde Fotoiletkenlik Çalışmaları, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.
- Taner, A.,** 2010: Sılar Yöntemi ile ZnO Yarıiletken Filminin Elde Edilmesi ve Bazı Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Volger, J.,** 1950: Phys Rev., 9, (1950), 1023.
- Yacobi, B.G.,** 2003: Semiconductor Materials, Kluwer Academic Publishers, New York.

**Yılmaz, K.,** 2004: Investigation of InSe Thin Film Based Devices, Doktora Tezi, OrtaDoğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.



## **ÖZGEÇMİŞ**



**Ad Soyad:** Yunus KAMAÇ  
**Doğum Yeri ve Tarihi:** Ağrı 11.07.1987  
**Adres:** Selçukbey Mah. 554 Sok. No:8/12  
Merkez/DENİZLİ  
**Lisans Üniversitesi:** Pamukkale Üniversitesi