

**PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**CdInTe İNCE FİLMLERİNİN ELEKTRİKSEL VE OPTİK  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
Deniz GÖLCÜR**

**Anabilim Dalı: Fizik**

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

**2012**

## YÜKSEK LİSANS TEZ ONAY FORMU

Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 101401006 nolu öğrencisi Deniz GÖLCÜR tarafından hazırlanan “CdInTe İnce Filmlerinin 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 : Doç. Dr. Orhan KARABULUT (PAÜ)  
(Jüri Başkanı)



Jüri Üyesi : Doç. Dr. Ceyhun KARPUZ (PAÜ)

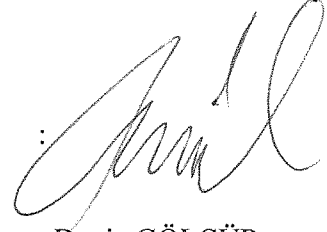


Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 12.12.2012. tarih ve ...30/2.1.... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

  
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 : Deniz GÖLCÜR

## ÖNSÖZ

Bu çalışmanın gerçekleşmesi süresince tecrübelerinden yararlandığım, emeğini, hoşgörüsünü ve bilimsel katkılarını gördüğüm saygıdeğer danışman hocam Doç. Dr. Koray YILMAZ'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Çalışmalarım sırasında bilgilerini benimle paylaşan değerli hocalarım Doç. Dr. Orhan KARABULUT'a ve Dr. Yusuf ÖZCAN'a teşekkür ederim.

Deneysel çalışmalarım esnasında yardımlarını esirgemeyen grup arkadaşlarım Duygu TAKANOĞLU, İlyas ÜNAK, Fatih AŞKIN, Yunus KAMAÇ ve Meltem CEYLAN'a teşekkür ederim.

Yüksek lisans ve lisans eğitimim boyunca her türlü yardım, ilgi ve dostluklarını esirgemeyen, zor zamanlarımda bana destek olan arkadaşlarım Mesut KEŞT, Serkan KAYA ve Halit KAN'a teşekkür ederim.

Ayrıca, Denizli'de bulunduğum süre zarfında beni yalnız bırakmayan ve bu çalışmamın gerçekleşmesinde bana her anlamda destek veren Adem ÖZÖNDEL ve onun ailesine sonsuz teşekkürler ederim.

Son olarak bu günlere gelmemde benden maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen, bana sabrın tükendiği noktada birbirimize duyduğumuz sevgiyle ayakta durmayı öğreten sevgili annem Fatma GÖLCÜR ve babam Halil GÖLCÜR'e teşekkür ediyorum. Bu çalışmayı aileme ithaf ediyorum.

Ekim 2012

Deniz GÖLCÜR

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

<b>ÖZET</b> .....	<b>xii</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>xii</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
1.1 Önceki Çalışmalar .....	2
<b>2. YARIİLETKENLER</b> .....	<b>5</b>
2.1 Giriş .....	5
2.2 Katılarda Bant Teorisi .....	7
2.2.1 Katılarda bant oluşumu .....	7
2.2.2 Bant yapısı .....	8
2.3 Taşıyıcı Yoğunluğu .....	9
2.4 Saf (Intrinsic) Yarıiletkenler .....	12
2.5 Katkılı Yarıiletkenler .....	13
2.5.1 n-tipi yarıiletkenler .....	14
2.5.2 p-tipi yarıiletkenler .....	16
2.6 Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik .....	19
2.7 Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları .....	21
2.7.1 Amorf yarıiletkenlerde iletim mekanizmaları .....	21
2.7.2 Kristal yarıiletkenlerde iletim mekanizması .....	22
2.8 Yarıiletkenlerde Optik Soğurma .....	24
2.8.1 Doğrudan bant geçişi .....	26
2.8.2 Dolaylı bant geçişi .....	28
2.9 Fotoiletkenlik Teorisi ve Rekombinasyon .....	30
2.10 Yarıiletken İnce Film Büyütme İşlemi .....	32
2.10.1 Giriş .....	32
2.10.2 Termal buharlaştırma yöntemi .....	32
2.10.2 a) Vakum çemberi .....	34
2.10.2 b) Büyütme kaynakları ve kontrolleri .....	35
2.10.2 c) Elektronik cihaz kabini .....	36
<b>3. DENEYSEL YÖNTEM</b> .....	<b>37</b>
3.1 Giriş .....	37
3.2 Bileşiklerin Oluşturulması .....	37
3.3 CdInTe ve CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> İnce Filmlerinin Elde Edilmesi .....	39
3.4 Omik Metal Kontağın Oluşturulması .....	40
3.5 Yüzey Yapısı ve Elementel Analiz .....	42
3.5.1 Taramalı elektron mikroskobu (SEM) analizi .....	43
3.5.2 Enerji dağıtım spektrometre (EDS) analizi .....	44

## Sayfa

3.6 X-Işını Kırınım (XRD) Analizi .....	45
3.7 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sistemi .....	47
3.8 Fotoiletkenlik Ölçüm Sistemi .....	48
3.9 Hall Etkisi Ölçüm Sistemi.....	49
3.10 Soğurma Ölçüm Sistemi .....	55
<b>4. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA .....</b>	<b>57</b>
4.1 Farklı Alttaş Sıcaklıklarında Üretilen CdInTe İnce Filmlerinin Analizi .....	57
4.1.1 CdInTe ince filmlerinin yüzey özelliklerinin incelenmesi.....	57
4.1.1.1 SEM ve EDS analizi	57
4.1.1.2 XRD analizi	60
4.1.2 CdInTe ince filmlerinin elektriksel özelliklerinin incelenmesi.....	61
4.1.2.1 Elektriksel iletkenlik ölçüm sonuçları	61
4.1.2.2 Hall etkisi ölçüm sonuçları	64
4.1.3 CdInTe ince filmlerinin optik özelliklerinin incelenmesi .....	67
4.1.3.1 Fotoiletkenlik ölçüm sonuçları	67
4.1.3.2 Optik soğurma ölçüm sonuçları	70
4.2 Farklı Alttaş Sıcaklıklarında Üretilen CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> İnce Filmlerinin Analizi.....	71
4.2.1 CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> ince filmlerinin yüzey özelliklerinin incelenmesi .....	71
4.2.1.1 SEM ve EDS analizi	71
4.2.1.2 XRD analizi	74
4.2.2 CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> ince filmlerinin elektriksel özelliklerinin incelenmesi .....	75
4.2.2.1 Elektriksel iletkenlik ölçüm sonuçları	75
4.2.2.2 Hall olayı ölçüm sonuçları	81
4.2.3 CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> ince filmlerinin optik özelliklerinin incelenmesi .....	89
4.2.3.1 Fotoiletkenlik ölçüm sonuçları	89
4.2.3.2 Optik soğurma ölçüm sonuçları	94
<b>5. SONUÇLAR .....</b>	<b>95</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>98</b>

## KISALTMALAR

<b>Cd</b>	: Kadmiyum
<b>In</b>	: İndiyum
<b>Te</b>	: Tellür
<b>C</b>	: Karbon
<b>Si</b>	: Silisyum
<b>Ge</b>	: Germenyum
<b>As</b>	: Arsenik
<b>T</b>	: Mutlak sıcaklık
<b>K</b>	: Kelvin
<b><sup>0</sup>C</b>	: Santigrat
<b>CVD</b>	: Kimyasal buharlaştırma ile depolama
<b>SP</b>	: Püskürtme
<b>MBE</b>	: Moleküler Demet Epitaksi
<b>W</b>	: Tungsten
<b>Mo</b>	: Molibden
<b>Ta</b>	: Tantal
<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>EDS</b>	: Enerji Dağılım Spektrometresi
<b>XRD</b>	: X-Işını Kırınımı
<b>A0</b>	: Oda sıcaklığında büyütülmüş CdInTe ince filmi
<b>A1</b>	: 100 <sup>0</sup> C altaş sıcaklığında büyütülmüş CdInTe ince filmi
<b>A2</b>	: 200 <sup>0</sup> C altaş sıcaklığında büyütülmüş CdInTe ince filmi
<b>B0</b>	: Oda sıcaklığında büyütülmüş CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> ince filmi
<b>B1</b>	: 200 <sup>0</sup> C altaş sıcaklığında büyütülmüş CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> ince filmi
<b>B2</b>	: 300 <sup>0</sup> C altaş sıcaklığında büyütülmüş CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> ince filmi

## TABLO LİSTESİ

### Tablolar

### Sayfa

3.1 : Üretilen filmlerin genel bilgileri.....	40
4.1 : CdInTe bileşiğinin EDS sonucu .....	59
4.2 : A0 ince filminin EDS sonucu.....	59
4.3 : A1 ince filminin EDS sonucu .....	59
4.4 : A2 ince filminin EDS sonucu.....	59
4.5 : A0 numunesi için oda sıcaklığında Hall etkisi ölçüm sonuçları.....	64
4.6 : CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> bileşiğinin EDS sonuçları. ....	73
4.7 : B0 ince filminin EDS sonucu .....	73
4.8 : B1 ince filminin EDS sonucu. ....	73
4.9 : B2 ince filminin EDS sonucu .....	73
4.10 : B0, B1 ve B2 örneklerinin oda sıcaklığı elektriksel iletkenlik ve öz direnç değerleri.....	75
4.11 : B1 ince filmi için üç sıcaklık bölgesinde Mott parametreleri .....	78
4.12 : B2 ince filmi için üç sıcaklık bölgesinde Mott parametreleri. ....	80
4.13 : B0, B1 ve B2 ince filmleri için oda sıcaklığı ölçüm sonuçları.....	82
4.14 : B0, B1 ve B2 ince filmlerinin sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümlerinden hesaplanan (karanlık) aktivasyon enerjileri . ....	91
4.15 : B0, B1 ve B2 ince filmleri için, fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlılığından hesaplanan foto-aktivasyon enerjileri (12700 Lüks ışık şiddetinde).....	91



## ŞEKİL LİSTESİ

### Şekiller

### Sayfa

2.1 : Katılarda şematik enerji bantları.....	5
2.2 : Atomlar arası uzaklığın fonksiyonu olarak karbonun enerji-bant diyagramı8	
2.3 : Bir yarıiletkenin (a) Mutlak sıfırda (T=0 K) ve (b) Oda sıcaklığında (T=300 K) elektronların ve hollerin ısıl hareketi .....	9
2.4 : Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu. ....	10
2.5 : (a) İletim ve valans bantları (b) Dağılım fonksiyonu (c) Elektron ve hollerin durum yoğunluğu.....	11
2.6 : Saf yarıiletkende, $E_V=0$ kabul edilerek çizilen şematik enerji bant diyagramı ( $m_e^* = m_h^*$ ) ve Fermi enerji seviyesi .....	13
2.7 : (a) Saf yarıiletkende (b) Katkılı yarıiletkenlerde enerji bant yapısı ve Fermi seviyesi... ..	14
2.8 : As katkılanmış Ge kristali. ....	15
2.9 : Oda sıcaklığında n-tipi yarıiletkenin bant yapısı .....	16
2.10 : In atomu katkılanmış Ge kristali. ....	17
2.11 : Oda sıcaklığında p-tipi yarıiletkenin bant yapısı.....	18
2.12 : (a) n-tipi yarıiletkenlerde (b) p-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyeleri .....	18
2.13 : Bir yarıiletkende elektrik alanının varlığında elektron ve hollerin hareket yönleri.....	19
2.14 : Amorf bir yarıiletkende durum yoğunluğunun enerjiye bağlılığı.....	22
2.15 : Yarıiletkenlerde mobilitenin sıcaklıkla değişimi.....	23
2.16 : (a) Enerjisi bant aralığının altında olan fotonlar için (b) Enerjisi bant aralığının üstünde olan fotonlar için soğurma olayı.....	24
2.17 : İnce bir tabakadaki soğurma.....	25
2.18 : Bir yarıiletkende temel soğurma olayı.....	26
2.19 : Doğrudan bant geçişine sahip bir yarıiletkende (a) soğurma (b) ışımanın şematik gösterimi.....	27
2.20 : Dolaylı bant geçişine sahip bir yarıiletkende (a) soğurma (b) ışımanın şematik gösterimi.....	28
2.21 : Tipik bir soğurma spektrumu örneği .....	29
2.22 : Termal buharlaştırma sistemi .....	33
2.23 : Paslanmaz çelik vakum çemberi.....	34
2.24 : Termal buharlaştırma sisteminin vakum alt birimleri (şematik).....	35
2.25 : Termal buharlaştırma sisteminin elektronik kabin ünitesi... ..	36

<b>3.1 :</b> Yatay fırın ve kuartz tüpler içinde sentezlenen numuneler.....	38
<b>3.2 :</b> Külçe halinde oluşturulan bileşiğin agat havanda toz haline getirilmesi...	38
<b>3.3 :</b> Termal buharlaşma sisteminde akım uygulanan pota içerisindeki malzemenin buharlaşma görüntüsü.....	40
<b>3.4 :</b> Omik kontak maskesi (a) Şerit (b) Van der Pauw geometrisi...	41
<b>3.5 :</b> SEM’ unda gelen elektron demeti ile numunenin etkileşmesi.....	42
<b>3.6 :</b> SEM cihazının şematik gösterimi.....	43
<b>3.7 :</b> SEM ve EDS sisteminin bir fotoğrafı.....	44
<b>3.8 :</b> (a) Bir kristal düzleminde X- ışını kırınımının meydana gelişi. (b) Kırınım olayında X-ışınları arasındaki yol farkının gösterimi.....	46
<b>3.9 :</b> XRD cihazının üstten görünüşü.....	47
<b>3.10 :</b> Elektriksel iletkenlik ölçümü deney düzeneği.....	48
<b>3.11 :</b> Fotoiletkenlik ölçümü için kriyostat içerisine yerleştirilmiş numune ve LED’in fotoğrafı.....	49
<b>3.12 :</b> Hall olayı oluşumunun şematik diyagramı.....	49
<b>3.13 :</b> Hall ölçümünde kullanılan örnek geometrileri.....	51
<b>3.14 :</b> Van der Pauw tekniği kullanılarak direnç ölçümünün şematik gösterimi.....	52
<b>3.15 :</b> Van der Pauw tekniği kullanılarak Hall voltajı ölçümünün şematik gösterimi.....	53
<b>3.16 :</b> Hall etkisi deney setinin şematik gösterimi.....	54
<b>3.17 :</b> Soğurma ölçümlerinde kullanılan UV-Vis spektrometresi.....	55
<b>3.18 :</b> Bir UV-Vis spektrometresinin temel bileşenleri.....	56
<b>4.1 :</b> (a) A0, (b) A1 ve (c) A2 ince filmlerinin 20 000 büyütmedeki SEM görüntüleri.....	58
<b>4.2 :</b> A0, A1 ve A2 ince filmlerinin XRD sonuçları.....	60
<b>4.3 :</b> A0 ince filmi için I-V grafiği.....	62
<b>4.4 :</b> A0 ince filmi iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi.....	62
<b>4.5 :</b> A0 ince filminin $\ln(\sigma)-1000/T$ değişimi.....	63
<b>4.6 :</b> (a) A1 ve (b) A2 ince filmlerinin iletkenlik-sıcaklık değişimleri.....	64
<b>4.7 :</b> A0 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi.....	65
<b>4.8 :</b> A0 numunesi için mobilite-sıcaklık değişimi.....	66
<b>4.9 :</b> A0 numunesi için $\log(\mu)-\log(T)$ değişimi.....	67
<b>4.10 :</b> A0 numunesinin değişik ışık şiddetlerinde sıcaklığa bağlı iletkenliğinin değişiminin karanlıktaki iletkenlikle karşılaştırılması.....	68
<b>4.11 :</b> A0 ince filminin değişik ışık şiddetlerinde sıcaklığa bağlı foto-iletkenlik değişimi.....	69
<b>4.12 :</b> Değişik sıcaklıklarda A0 ince filmde fotoakım-ışık şiddeti değişimi ...	69
<b>4.13 :</b> A0 ince filmi için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişimi ..	70
<b>4.14 :</b> (a) B0, (b) B1 ve (c) B2 ince filmlerinin 50 000 büyütmedeki SEM görüntüleri.....	72
<b>4.15 :</b> B0, B1 ve B2 ince filmlerinin XRD sonuçları.....	74
<b>4.16 :</b> B0 ince filminin $\ln(\sigma)-(1000/T)$ grafiği.....	76
<b>4.17 :</b> B1 ince filmi için üç değişik sıcaklık bölgesinde $\ln(\sigma)-(1000/T)$ grafiği	76
<b>4.18 :</b> B1 ince filmi için $\ln(\sigma) - (T^{-1/4})$ grafiği.....	77
<b>4.19 :</b> B2 ince filmi için üç değişik sıcaklık bölgesinde $\ln(\sigma)-(1000/T)$ grafiği	79

4.20 : B2 ince filmi için $\ln(\sigma) - (T^{-1/4})$ grafiği .....	80
4.21 : B0, B1 ve B2 ince filmleri için sıcaklık-iletkenlik değişimlerinin karşılaştırılması.....	81
4.22 : B0 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi .....	82
4.23 : B0 ince filmi için mobilite-sıcaklık değişimi .....	82
4.24 : B0 ince filmi için $\log(\mu)$ - $\log(T)$ değişimi .....	83
4.25 : B1 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi .....	84
4.26 : B1 ince filmi için mobilite-sıcaklık değişimi .....	84
4.27 : B1 ince filmi için $\log(\mu)$ - $\log(T)$ değişimi .....	85
4.28 : B2 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi .....	86
4.29 : B2 ince filmi için mobilite-sıcaklık değişimi .....	86
4.30 : B2 ince filmi için $\log(\mu)$ - $\log(T)$ değişim .....	87
4.31 : B0, B1 ve B2 ince filmlerinin taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimlerinin karşılaştırılması.....	88
4.32 : B0, B1 ve B2 ince filmlerinin mobilite-sıcaklık değişimlerinin karşılaştırılması.....	89
4.33 : (a) B0, (b) B1 ve (c) B2 ince filmlerinin değişik ışığ şiddetlerinde sıcaklığa bağlı iletkenliğinin değişiminin karanlıktaki iletkenlikle karşılaştırılması.....	90
4.34 : (a) B0, (b) B1 ve (c) B2 ince filmlerinin değişik ışığ şiddetlerinde sıcaklığa bağlı foto-iletkenliklerinin değişimleri.....	92
4.35 : 100 K sıcaklıkta B0, B1 ve B2 ince filmlerinin fotoakım-ışığ şiddeti değişimleri .....	93
4.36 : B0, B1 ve B2 ince filmlerinin soğurma spektrumu... ..	94

## 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 enerji seviyesi
$E_A$	Akseptör enerji seviyesi
$\rho$	Özdirenç
$k_B$	Boltzmann sabiti
$h$	Planck sabitini
$m_h$	Holün kütlesi
$m_e$	Elektronun kütlesi
$m_h^*$	Holün etkin kütlesi
$m_e^*$	Elektronun etkin kütlesi
$p$	Hol yoğunluğu
$n$	Elektron yoğunluğu
$n_i$	Saf yarıiletkende taşıyıcı yoğunluğu
$E_H$	Hidrojen atomunun iyonlaşma enerjisi
$J$	Akım yoğunluğu
$E$	Elektrik alan
$\mu$	Mobilite
$\sigma$	İletkenlik
$\sigma_i$	Katkısız elektriksel iletkenlik
$E_a$	İletkenlik için termal aktivasyon
$\alpha$	Soğurma katsayısı
$I_0$	Geçen ışın şiddeti
$I$	Gelen ışın şiddeti
$\lambda$	Işığın dalga boyu
$V_H$	Hall voltajı
$R_H$	Hall katsayısı
$n_s$	Yüzey taşıyıcı yoğunluğu
$D$	Tanecik büyüklüğü
$\phi_b$	Tane sınır yüksekliği
$I_{ph}$	Fotoakım
$\Phi$	Aydınlanma şiddeti

## ÖZET

Bu çalışmada II-III-VI yarıiletken sınıfına ait CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşikleri kaynak malzeme olarak kullanılarak termal buharlaştırma yöntemiyle farklı alttaş sıcaklıklarında ince filmler elde edilmiştir. Elde edilen filmlerin yapısal, elektriksel, optik ve yüzeysel özellikleri farklı analiz teknikleri ile incelenmiş ve bu özellikler üzerine alttaş sıcaklığı etkisi araştırılmıştır.

İnce filmlerin yüzey özellikleri ve elementel analizleri taramalı elektron mikroskobu (SEM), enerji dağıtım (dispersive) spektrometresi (EDS) cihazları ile incelenmiştir. Yarıiletken filmlerin kristal yapıları X-ışını kırınım (XRD) metodu ile araştırılmıştır. Üretilen ince filmlerin enerji-bant yapısını belirlemek için UV-Vis spektrofotometre cihazı kullanılmıştır. Filmlerin elektriksel özelliklerini belirlemek üzere sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümleri ve Hall etkisi ölçümleri yapılmıştır. Son olarak filmlerin ışığa karşı duyarlılığını araştırmak üzere ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik ölçümleri yapılmıştır.

Sonuç olarak; alttaş sıcaklığının CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin yapısal, optik ve elektriksel özellikleri üzerine etkileri tartışılmış ve yorumlanmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** İnce Film, Termal Buharlaştırma, Alttaş Sıcaklığı, CdInTe

## ABSTRACT

In this work, thermally evaporated CdInTe and CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> semiconductor compound thin films which belong to II-III-VI family were studied at different substrate temperatures. The effects of substrate temperature on the electrical, structural and optical properties of thin films were investigated by various experimental techniques.

Surface properties and elemental analysis of the thin films were studied by scanning electron microscope (SEM) and energy dispersive spectrometer (EDS) equipments. The crystal structure of the semiconductor films were investigated by X-ray diffraction (XRD) method. The energy-band structure were determined by using a UV-Vis spectrophotometer. Hall effect and temperature dependent conductivity measurements were used to determine electrical properties of the films. Finally, photoconductivity measurements depend on light intensity were carried out to study photosensitivity of the films.

As a conclusion, the effects of substrate temperature on the structural, optical and electrical properties of the CdInTe and CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> thin films were discussed and interpreted.

**Key Words:** Thin Film, Thermal Evaporation, Substrate Temperature, CdInTe

## 1. GİRİŞ

Mikroelektronik ve optoelektronik endüstrilerinin temelini oluşturan ince filmler son zamanlarda en çok çalışılan konulardan biri olarak teknolojide önemli bir yer tutmaktadır. İnce filmler, farklı üretim teknikleri kullanılarak kaplanacak malzemenin atomlarının ya da moleküllerinin, bir taban üzerine ince bir tabaka halinde oluşturulan ve kalınlıkları tipik olarak 1 µm civarında olan yarıiletken malzemelerdir (Bilgin, 2003). Genelde bir altlık üzerine kaplanan ince filmler, altlığın tek başına sağlayamadığı birçok özelliklere sahip olduklarından dolayı optik ve elektronik alanda ileri teknoloji malzemeleri olarak kullanılmaktadırlar. Ayrıca çok katmanlı üretildiklerinde hacim özelliklerinden tamamen farklı bir şekilde, yeni malzemeler gibi davrandıklarından elektronik devre elemanları olarak kullanılabilirler.

Son günlerde teknolojik ve bilimsel çalışmalar için önemli bir yer tutan yarıiletken ince filmler 1950'li yıllardan beri çeşitli yöntemlerle elde edilmişlerdir. Teknolojinin gelişmesiyle beraber, ince katı filmlerin elde edilme yöntemleri de değişmiştir. Metal ince filmler ilk önceleri cam ve seramikler üzerinde dekorasyon olarak kullanılmıştır. Daha sonraları gümüş tozları kullanılarak cam yüzeyler üzerinde gümüş filmleri elde edilmiştir. 19. yüzyıldaki bilimsel gelişmelerle beraber ince film elde etme yöntemleri de çeşitlenmiştir. İlk film 1838'de elektroliz yöntemiyle elde edilmiştir. 1852'de Busen kimyasal reaksiyon yöntemi ile 1857'de ise Grove, sıçratma yöntemi ile metal film elde etmişlerdir. 1887'de Nahwold platin ince filmini Joule ısıtması ile elde etmek için ilk defa vakum kullanmış ve daha sonraki yüzyılda Kundt aynı yolla metal filmler elde etmiştir. (Zor, 1982)

Günümüzde ise teknolojik imkânların artması ile geliştirilen modern cihazlar kullanılarak elde edilen filmlerin kristal yapıları, elektriksel ve optik özellikleri araştırılmaya başlanmıştır. Teknolojinin gelişmesiyle beraber ince filmlerin kullanım alanları da çeşitlenmeye başlanmıştır. Elektronik cihazların gelişmesinin temelinde bu araştırmalar yatmaktadır (Kul, 1996).

Son yıllarda nanometre büyüklüğünde özellikle ince film formatında yarıiletken yapıda malzeme üretimi kayda değer bir ilgi alanına sahiptir. Güneş pilleri, süper kapasitörler, fotovoltaik araçlar ve elektrokromik pencerelerde kullanılan materyalin fiziksel ve kimyasal özelliklerinin kontrolünün sağlanabilirliği, yarıiletken ince film ve nanoteknoloji içeren çalışmalara olan ilgiyi artıran nedenlerden biridir. İnce film formatında nanokristal yarıiletken materyaller, bu materyallerle yapılan malzeme ve araçların karakteristik özelliklerinin artırılmasına ve iyileştirilmesine imkân verir. Bu tip malzemelerde, materyali oluşturan parçacık sayısının artmasından dolayı katı yapıdan moleküler yapıya doğru aşamalı bir geçiş gözlenir. Bir yarıiletkenin nanokristal büyüklüğü, yarıiletkenin bant yapısını etkilediği için, yarıiletkeni oluşturan parçacıkların yeterince küçük olması yük taşıyıcılarının kuantum sınırında bulunmasını ve bant yapılarının kesikli enerji seviyelerine ayrışmasına neden olur ( Baz, 2008).

Yarıiletken filmler üç farklı yöntemle elde edilir:

- 1) Tek katlı epitaksiyel (homoepitaxial): tek kristal film, aynı materyalden taban üzerine tek kristal olarak büyütülür.
- 2) Çok katlı epitaksiyel (heteroepitaxial): tek kristal film, farklı tek kristal taban üzerine büyütülür.
- 3) Polikristal filmler: yaygın olarak amorf (cam, mika v.b) tabanlar üzerine büyütülür.

İlk iki yöntemle elde edilen filmlerin maliyeti çok yüksektir. Polikristal filmler daha düşük maliyetli yöntemlerle elde edilebilirler. Polikristal filmler büyük yüzeyli metal, cam, seramik, grafit gibi tabanlar üzerinde büyütülebilen, elektrik ve optik özelliklerinden dolayı güneş pili, yarıiletken fotodetektörler, diyotlar gibi birçok uygulama alanı olan, basit ve değişik yöntemlerle elde edilebilen yarıiletken malzemelerdir (Sze, 1981).

Bu çalışmada üçüncü gruba giren ve termal buharlaştırma yöntemiyle üretilen CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> üçlü bileşik ince filmleri elde edilmiştir.

## 1.1 Önceki Çalışmalar

2001 yılında R. Castro-Rodriguez ve arkadaşları yakın alan buhar biriktirme (close spaced vapor deposition) yöntemi ile birlikte serbest buharlaştırma tekniklerini



kullanarak polikristal, Cd-Te-In filmlerini cam alttaşlar üzerine büyütmişlerdir. CdTe katı çözeltilisinin içine  $\text{In}_2\text{Te}_3$  eklenmesi suretiyle indiyumun birleşmesi süresince stokiyometrik, yapısal ve elektriksel özellikler  $\text{In}_2\text{Te}_3$  yoğunluğunun fonksiyonu olarak araştırılmıştır. Film hazırlanması sırasında indiyum buharlaştırmayla eklenmiştir ve bu ekleme indiyum kaynağının sıcaklığı ile kontrol edilmiştir. İndiyumlar film hazırlama sırasında buharlaştırılmaya başlanmış ve bu dahil etme süreci indiyum kaynağının sıcaklığının kontrol edilmesi ile sağlanmıştır. Filmlerin kompozisyonu Auger elektron spektroskopisi ile incelenmiş ve sonuç olarak indiyum yoğunluğu arttıkça Cd yoğunluğunun azaldığı,  $750\text{ }^\circ\text{C}$ 'lik In kaynak sıcaklığında ise aynı değere sahip oldukları gözlenmiştir (%22). Karanlık özdirenç büyüklüğü  $\text{In}_2\text{Te}_4$  yoğunluğuna bağlı olarak dört basamak (order) azalmış ve minimum noktaya ulaşmıştır. Yapısal karakterizasyon sonucunda indiyum atomlarının iki farklı şekilde yapıya girdiği ortaya konulmuştur: (I) düşük indiyum yoğunluğunda, In atomları Cd atomlarının yerini alarak özdirenci düşürmekte ve (II) yüksek indiyum yoğunluğunda ise In atomları CdTe ile birlikte,  $(\text{CdTe})_{1-x}(\text{In}_2\text{Te}_3)_x$  gibi katı bir çözelti meydana getirmektedir. X-ışını spektrumları, Rietveld yöntemi ve genel yapı analiz yazılımı kullanılarak,  $550\text{ }^\circ\text{C}$  ve  $750\text{ }^\circ\text{C}$  indiyum kaynak sıcaklıkları için hesaplanmaktadır. Her iki sıcaklık için de deneysel olarak ölçülen ve hesaplanan spektrum birbiri ile uyumlu olduğu ortaya konmuştur (Castro, 2001).

1998 yılında A. Iribarren ve arkadaşları yakın alan buhar biriktirme yöntemi ile birlikte serbest buharlaştırma tekniklerini kullanarak cam alttaşlar üzerine CdInTe polikristal ince filmleri üretmişlerdir. Filmlerin optoelektronik özellikleri, %0-%22 aralığında değişen indiyum yoğunluğu oranına bağlı olarak 77 K ve 300 K sıcaklıklarında soğurma ve 77 K'de fotoluminesans ölçümleri ile araştırılmıştır. Bant aralığı enerjisinin lineer şekilde değiştiği ve bant aralığı sıcaklık katsayısının indiyum yoğunluğu arttıkça arttığı gözlenmiştir. CdTe örgüsünün katyonik bölgesinde yer değiştiren indiyumların iyonizasyon enerjisi, iletkenlik bandının altında bulunan  $E_D > 32\text{ meV}$ 'luk bir dönör seviyesine karşılık geldiği bulunmuştur (Iribarren, 1998).

2006 yılında P.M. Gorley ve arkadaşları Bridgeman yöntemi ile üretilen  $\text{CdIn}_2\text{Te}_4$  kristalinin farklı sıcaklık aralıklarında (250-420 K) sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenliği ve Hall katsayısı araştırılmıştır. Deneysel sonuçlar ile elde edilen datalardan, taşıyıcı konsantrasyonları, elektron ve hol mobilitesi, Fermi

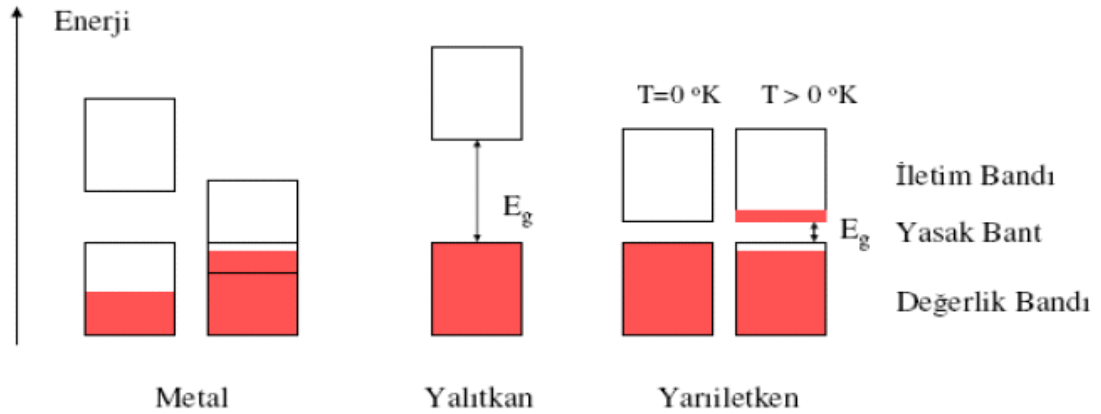
enerjisi, optik polarizasyon titreşimlerinin kristal örgüsü içerisinde baskın olduğu 350-420 K sıcaklık aralığında hesaplanmıştır. Yapılan bu çalışmada 250-420 K sıcaklık aralığında CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> kristaline ait elektron mobilitesi 120-140 cm<sup>2</sup>/V.s olarak bulunmuştur. Yine bu sıcaklık aralığında kristale ait taşıyıcı yoğunluğunu ise 10<sup>11</sup>-10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup> arasında bulunurken, çalışma kapsamında yük taşıyıcılarının saçılmasında kirlilik atomlarının rolünün önemsiz olduğu kanıtlanmıştır (Gorley, 2006).

2005 yılında K. Hong, CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> tek kristalini üç kademeli dikey bir fırında Bridgman yöntemi ile üretmiştir. 300 K sıcaklığında kristale ait taşıyıcı yoğunluğu 8.61x10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup> ve mobilitesi 2.42 cm<sup>2</sup>/V.s olarak bulunmuştur. Fotoakım ölçümlerinden 10-250 K sıcaklık aralığında fotoakımın dalgaboyuna göre çizilmiş grafiğinde üç farklı pike rastlanmıştır. Fakat 300 K'de sadece 2 pik görülmüştür. Bu sonuç göstermektedir ki valans bandında ilettime katılan elektronlar, taşıyıcı yoğunluğundan kaynaklanan elektronlar ile etkileşmeleri sonucunda saçılmıştır (Hong, 2005).

## 2. YARIİLETKENLER

### 2.1. Giriş

Katılar atomlarının dizilişlerine göre amorf yapı ve kristal yapı olmak üzere iki grupta toplanırlar. Bazı katıların atomları gelişigüzel dizilmiş olup, belirli bir düzene sahip değildirler. Bunlara amorf katılar denir ve oluşturdukları yapıya da amorf yapı adı verilir. Bazı katılarda ise, katıyı oluşturan atom, atom grupları ve moleküller, o katıya özgü belirli bir düzen içinde bir araya gelirler. Bu katılara da kristal denir ve oluşturdukları yapıya da kristal yapı adı verilir.



Şekil 2.1 Katılarda şematik enerji bantları (Sarı, 2008)

Katılar elektriksel ve optik özelliklerine göre de, yalıtkanlar, yarıiletkenler ve iletkenler olmak üzere üç grupta toplanırlar. Katıların enerji-bant teorisine göre, valans bandı tamamen dolu ve iletim bandı tamamen boş olan katılara yalıtkanlar adı verilir (Şekil 2.1). Yalıtkanlarda bu iki bant arasındaki yasak enerji aralığının geniş olması nedeniyle, oda sıcaklığında elektronların valans bandından iletim bandına geçmeleri olanaksızdır. Valans ve iletim bantları üst üste binen katılara ise iletkenler adı verilir. Tüm metaller bu gruba girerler. Valans ve iletim bantları arasındaki yasak enerji aralığı yalıtkanlarda olduğu kadar geniş olmayan katılara da yarıiletkenler adı verilir. Yarıiletkenler, çok çeşitli uygulama alanlarına sahiptirler. Yarıiletkenlerin belirgin özelliklerinden biri  $T=0 \text{ K}$ 'de yalıtkan olmalarıdır. Yasak enerji aralıkları

öyle bir değere sahiptir ki, ısı uyarılmayla erime noktalarının altındaki sıcaklıklarda elektriksel iletkenlik gösterirler.

Yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça valans bandındaki elektronlar iletim bandına ısı olarak uyarılacaklardır. Sonuçta, iletim bandındaki elektronlar ile valans bandındaki elektronlar tarafından geride bırakılan yüklü boşluklar iletkenliğe katkıda bulunacaklardır.

Yarıiletkenlerin en belirgin özelliği, sıcaklık ve yabancı madde yoğunluğu arttıkça elektriksel öz direncinin azalmasıdır. Bu özellik, iletkenlerdeki durumun tamamen tersidir. İletkenlik yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça artmasına rağmen, iletkenlerde sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Bu durum yarıiletkenleri iletkenlerden ayıran en önemli özelliktir.

Bir yarıiletken, iletkenlik düzeyi, bir yalıtkan ile bakır gibi yüksek iletkenliğe sahip bir iletkenin sınırları arasında kalan malzeme demektir. Bir maddenin yük akışına veya akıma karşı gösterdiği direnç, iletkenliğiyle ters orantılıdır. Katı malzemelerin direnç düzeyleri karşılaştırılırken sık sık öz direnç ( $\rho$ ) terimi kullanılır. Bir maddenin öz direnci, 1 cm uzunluğa ve 1 cm<sup>2</sup> kesite sahip malzeme örneğinin direnci göz önüne alınarak incelenebilir. Başka bir deyişle, 1 cm<sup>3</sup>'lük numunenin direnci öz direnç tarafından belirlenir.

$$R = \rho \frac{L}{A} \Rightarrow \rho = R \frac{A}{L} \Rightarrow \Omega \frac{cm^2}{cm} \Rightarrow \Omega.cm \quad (2.1)$$

Yukarıdaki ifadeye göre, bir malzemenin öz direnci ne kadar büyükse direnci de o ölçüde büyüktür. Burada  $L$  malzemenin uzunluğunu,  $A$  ise kesitini temsil eder.  $\rho$ 'nun birimi  $\Omega.cm$  cinsinden ifade edilir. Üç genel madde kategorisi için oda sıcaklığında tipik öz direnç değerleri iletkenler için  $10^{-6} \Omega.cm$ , yarıiletkenler için  $10^{-3} \Omega.cm$ , yalıtkanlar için de  $10^{12} \Omega.cm$  olduğu bilinir.

Bir katının yarıiletken sınıfına girebilmesi için elektriksel öz direncinin verilen değerlerde olması yeterli değildir. Ayrıca yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları da dikkate alınmalıdır. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları öyle bir değere sahiptir ki, ısı uyarılmayla erime noktalarının altındaki sıcaklıklarda elektriksel iletkenlik gösterirler. En önemli yarıiletkenlerin yasak enerji aralıklarının,  $E_g=2$  eV mertebesi civarında veya bu mertebeden küçük olduğu söylenebilir (Omar,1975).

Katıların optik özellikleri enerji-bant yapılarıyla yakından ilişkilidir. Görünür ışık fotonları 1.7-3 eV arasında enerjilere sahiptir. Bir metaldeki bir serbest elektron, bu miktarda bir enerjiyi valans bandından ayrılmadan kolayca soğurabileceğinden, metaller saydam değildir. Diğer taraftan, bir yalıtıkandaki bir valans elektronunun bir fotonu soğurması için, eğer elektron yasak enerji aralığını aşır ve iletim bandına geçecekse, foton enerjisinin 3 eV'tan çok olması gerekir. Bundan dolayı yalıtkanlar görünür ışık fotonlarını soğuramazlar ve saydamdırlar. Yalıtkanların saydam görünmemelerinin nedeni fotonların saçılmasına neden olan düzensiz yapılarıdır. Yarıiletkenlerde ise yasak enerji aralığı, görülen ışığın foton enerjisiyle hemen hemen aynı olduğundan, bunlar genellikle görülen ışığı geçirmezler ve saydam değildirler. Fakat daha düşük frekanslardaki kızıl ötesi ışığa karşı saydamdırlar. Bundan yararlanılarak yarıiletken germanyumdan kızıl ötesi mercekle yapılabılır (Beiser, 1997).

Günümüzde en iyi bilinen ve en çok kullanılan yarıiletkenler periyodik tablonun IV. Grubunda bulunan silisyum (Si) ve germanyum (Ge) elementleridir. Bu elementlerin son yörüngelerinde dört valans elektronu bulunmaktadır. Her ikisi de elmas kübik yapıya sahiptir. Oda sıcaklığında yasak enerji aralıkları silisyum için 1.1 eV ve germanyum için 0.7 eV'tur. Yine bu gruptaki karbon elmas yapıda iken yalıtkan; kalay, gri kalay yapısında iken yarıiletkendir (Dineke, 2006).

## **2.2 Katıların Bant Teorisi**

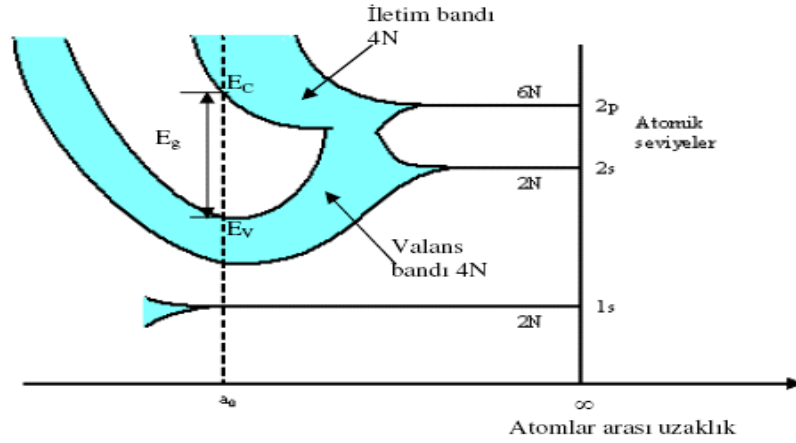
### **2.2.1 Katılarda bant oluşumu**

Yarıiletkenlerin bant yapısını anlamak için birbirine benzeyen atomların bir katıyı oluşturacak şekilde bir araya geldiklerinde neler olacağını bilmek gerekir. Atomlar birbirlerinden sonsuz uzaklıkta bulduklarında birbirlerinden bağımsızdırlar ve her bir atomun kendine ait bir enerji seviyesi vardır. Elektronlar bu enerji seviyelerinde Pauli dışarlama ilkesine göre dizilirler. Örneğin karbon (C) atomunun 6 elektronu vardır. C atomu için elektron konfigürasyonu  $1s^2 2s^2 2p^2$ 'dir. En dış kabukta s durumunda 2 tane ve p durumunda 2 tane olmak üzere 4 tane valans elektronu bulunmaktadır.

İki benzer atom birbirine yaklaştırıldığında elektron dalga fonksiyonları üst üste biner ve elektronlar aynı anda iki atoma birden ait olur. Böyle bir durum Pauli

dışarlama ilkesine aykırı olduğundan, elektronlardan birinin kuantum şartlarının farklı olması gerekir. Bu olayın gerçekleşmesi için de, elektronların enerji seviyelerinin yarılması gerekir. Bu yarılmış enerji seviyeleri arasındaki fark  $10^{-19}$  eV civarındadır. Bu uzaklığın çok küçük olması nedeniyle, enerji aralığı sürekli bir yapı gibi kabul edilir ve enerji bandı adı verilir (McKelvey 1966; Pankove 1971).

Elektron durumlarının enerji dağılımı, atomlar arası uzaklığa bağlıdır. Bu durum Şekil 2.2’de karbon kristali için verilmektedir.



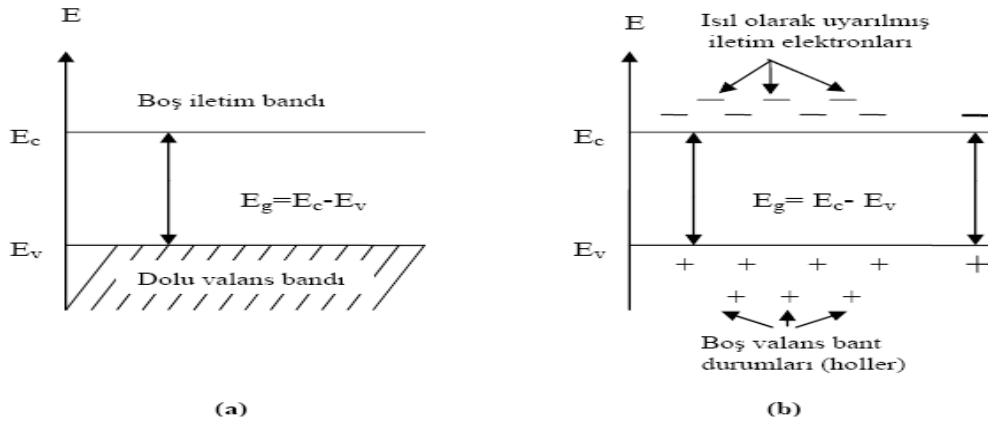
**Şekil 2.2** Atomlar arası uzaklığın fonksiyonu olarak karbonun enerji-bant diyagramı (McKelvey, 1966)

Elektronların dalga fonksiyonlarının kuvvetli etkileşmeleri sonucu, dış yörüngelere ait enerji bantları iç yörüngelerdeki enerji bantlarından daha geniştir. Çünkü iç yörüngelerdeki elektronlar komşu atomlardan daha az etkilenmektedirler. Yarılmadan sonra dış bantlar üst üste binebilir. Genellikle dış bantlarda kuantum durumları ya boş ya da kısmen doludur. Bantlar oluştuğundan sonra bantlar arasındaki elektron geçişleri Pauli dışarlama ilkesine göre başlar ve istatistiksel denge kuruluncaya kadar devam eder. Böylece alt bantlar üst banttaki elektronlarla doldurulur. Dolu banda valans bandı, üstteki boş banda ise iletim bandı adı verilir. İletim bandı ile valans bandı arasındaki enerji aralığı, yasak enerji aralığı ( $E_g$ ) adını alır. Elektronlar bu iki bant arasında bulunamazlar (Streetman, 1980; Omar, 1975; Çağlar, 2001).

### 2.2.2 Bant yapısı

Bir yarıiletkende  $T=0$  K sıcaklıkta elektronik durumları tamamen dolu olan bir valans bandı ile bu banttan yasak enerji aralığı kadar yukarıda tamamen boş olan

bir iletim bandı vardır.  $T=0$  K'de yarıiletkenin bütün elektronları valans bandında olduğu için elektriksel iletim gözlenmez. Şekil 2.3 a'da gösterildiği gibi bu sıcaklıkta yarıiletken mükemmel bir yalıtkan gibi davranmıştır. Sıcaklık  $T=0$  K'den itibaren yükseltirise elektronlar termal enerjiyle yasak enerji aralığını geçerek, iletim bandına Şekil 2.3.b'de görüldüğü gibi geçerler. Valans bandından iletim bandına geçen elektronlar, geride hol adı verilen boşluklar bırakırlar. Holler valans bandında boş kuantum durumları meydana getiriler.



**Şekil 2.3** Bir yarıiletkenin (a) Mutlak sıfırda ( $T=0$  K) ve (b) Oda sıcaklığında ( $T=300$  K) elektronların ve hollerin ısıl hareketi (McKelvey, 1966)

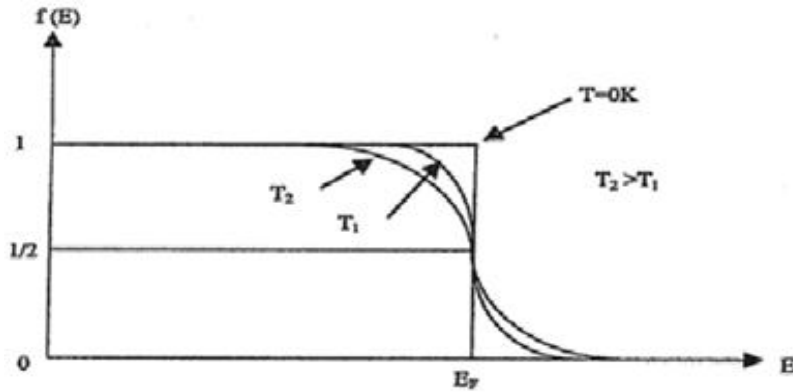
Valans bandındaki bu boş kuantum durumları, valans bandındaki başka elektronlar tarafından doldurulurlar ve bu elektronlar geldikleri yerlerde yeni holler oluştururlar. Yani holler ile elektronlar yer değiştirmiş olurlar. Böylece valans bandındaki holler hareket etmiş olurlar. Bu durum devam ettikçe valans bandındaki holler ve iletim bandındaki elektronlar serbest taşıyıcı gibi hareket ederek iletme katkıda bulunurlar. Böylece elektriksel iletkenliğe hem elektronlar hem de holler katkıda bulunmuş olurlar (McKelvey 1966; Çağlar, 2001; Bal, 2006).

### 2.3 Taşıyıcı Yoğunluğu

Yarıiletkenlerde serbest taşıyıcıların yani elektron ve hollerin yoğunluğu sıcaklığa bağlıdır. Serbest taşıyıcıların yoğunluğunu belirlemek için basit istatistiksel sonuçlardan yararlanılır. Bir katı içinde, sistem  $T$  sıcaklığında olduğunda elektronun  $E$  enerji seviyesini işgal etme olasılığı Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu  $f(E)$ ;

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-E_F)}{kT}} + 1} \quad (2.2)$$

ile verilir. Burada  $E_F$  Fermi enerji seviyesi,  $k$  Boltzmann sabiti ve  $T$  mutlak sıcaklıktır.  $f(E)$  fonksiyonun  $E$  enerjisine göre değişimi Şekil 2.4'te gösterilmiştir.



**Şekil 2.4** Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu (Streetman,1980)

Şekil 2.4'e göre sıcaklık arttıkça Fermi enerji seviyesinden daha küçük enerjili işgal edilmemiş bölge büyük olmaktadır. Yani yüksek enerjili durumların işgal edilmesi, sıcaklık arttığı için artmaktadır. Sıcaklık göz önüne alınmazsa,  $E=E_F$  seviyesinde  $f(E)=1/2$ 'dir. Yani Fermi enerji seviyesinin işgal edilme olasılığı  $1/2$ 'ye eşittir. Denklem (2.2)  $(E-E_F) \gg kT$  olduğunda Maxwell-Boltzman dağılım fonksiyonuna dönüşür. Yani,

$$f(E) = e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \quad (2.3)$$

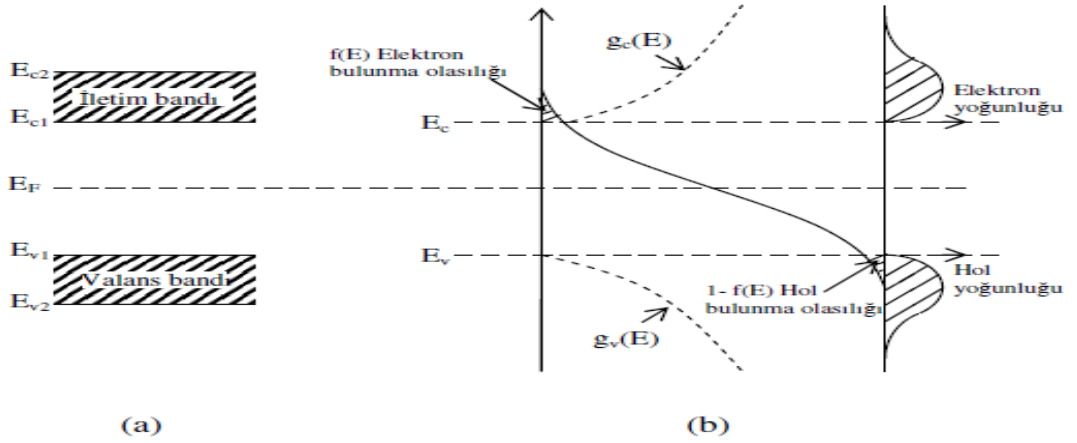
olur. Buna göre iletim bandındaki elektronların yoğunluğu şu şekilde hesaplanır.  $(E, E+dE)$  enerji bölgesindeki durumların sayısı  $g_e(E)dE$ 'ye eşittir, burada  $g_e(E)$  elektron durum yoğunluğudur. Bu durumların her birindeki işgal edilme olasılığı  $f(E)$  ise, bu enerji bölgesinde bulunan elektronların sayısı  $f(E)g_e(E)dE$ 'dir. İletim bandındaki elektron yoğunluğu  $n$ ,

$$n = \int_{E_C}^{E_{C1}} f(E)g_e(E)d(E) \quad (2.4)$$

olur. Burada;  $E_C$ , iletim bandının alt enerji seviyesini,  $E_{C1}$ , iletim bandının üst enerji seviyesini göstermektedir.

Şekil 2.5'te dağılım fonksiyonu ve durum yoğunluğunun enerjiye göre değişimi verilmektedir (Omar,1975).





**Şekil 2.5 (a)** İletim ve valans bantları **(b)** Dağılım fonksiyonu ile elektron ve hollerin durum yoğunluğu (Omar, 1975)

İletim bandındaki elektronların durum yoğunluğu,

$$g_e(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_g)^{1/2} \quad (2.5)$$

bağıntısı ile verilir.  $E < E_g$  ise  $g_e(E)$  sifıra gider.  $E_g < E$  ise  $g_e(E)$  sınırlıdır. Denklem (2.5)' i denklem (2.2) de yerine yazarsak, iletim bandındaki elektron yoğunluğu,

$$n = 2 \left( \frac{2\pi m_e^* kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{E_F - E_c / kT} = N_C e^{-(E_c - E_F / kT)} \quad (2.6)$$

olarak bulunur. Burada  $N_C$  iletim bandındaki etkin durum yoğunluğunu  $m_e^*$  elektronun etkin kütleini,  $h$  Planck sabitini göstermektedir. Bu denklemde iletim bandındaki elektron yoğunluğu sıcaklığa bağlıdır ve eksponansiyel olmayan terim, eksponansiyel terime göre sıcaklıkla daha yavaş değişir (Nag 1980; Omar, 1975). Aynı şekilde valans bandındaki hol yoğunluğu ise;

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} (1 - f(E)) g_v(E) dE \quad (2.7)$$

olarak verilir. Burada;  $g_v(E)$ ; valans bandındaki hol durum yoğunluğunu,  $E_v$ , valans bandının üst enerji seviyesini göstermektedir. Bu durumların her bir işgal edilme olasılığı  $(1-f(E))$ 'ye sahip olduğu için,  $(E, E+dE)$  bölgesinde bulunan hollerin sayısı  $(1-f(E))g_v(E)dE$ 'ye eşittir. Böylece yarıiletkenlerde valans bandındaki hol yoğunluğu  $p$ ;

$$p = 2 \left( \frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_v - E_F / kT} = N_v e^{(E_v - E_F / kT)} \quad (2.8)$$

olarak bulunur. Burada,  $N_v$ ; valans bandındaki etkin durum yoğunluğu,  $h$ ; Planck sabiti ve  $m_h^*$  ise; holün etkin kütesidir. (McKelvey, 1966; Omar,1975; Çağlar, 2001).

#### 2.4 Saf (Intrinsic) Yarıiletkenler

Saf yarıiletkenlerde iletim bandındaki elektron yoğunluğu ( $n$ ), valans bandındaki hol yoğunluğuna ( $p$ ) eşittir. Çünkü valans bandındaki bir elektron ısı uyarılmayla iletim bandına çıkarsa valans bantta bu elektrona karşılık sadece bir tane hol oluşur. Bu nedenle iletim bandındaki elektron yoğunluğu ( $n$ ) valans bandındaki hol yoğunluğuna ( $p$ ) eşit ve çarpımları sabit olup;

$$n = p \quad (2.9)$$

$$np = n_i^2(T) \quad (2.10)$$

ile verilir. Bu bağıntıya kütle etkisi (mass-action) yasası adı verilir (Sze, 1981). Burada  $n_i$  saf yarıiletkenler için taşıyıcı yoğunluğudur ve sadece sıcaklığa bağlıdır. Elektron ve hollerin taşıyıcı yoğunlukları için bulunan bağıntıları denklem (2.10)'da yerine yazarsak, taşıyıcı yoğunluğu  $n_i(T)$ ;

$$n_i(T) = 2 \left( \frac{2\pi (m_e^* m_h^*)^{1/2} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_g / 2kT} \quad (2.11)$$

olarak bulunur. Toplam taşıyıcı yoğunluğu; etkin kütelere, yasak enerji aralığına ve sıcaklığa bağlıdır. Ancak verilen bir yarıiletken için yasak enerji aralığı ve etkin kütleler sabit olduğundan, toplam taşıyıcı yoğunluğu sadece sıcaklığa bağlıdır.

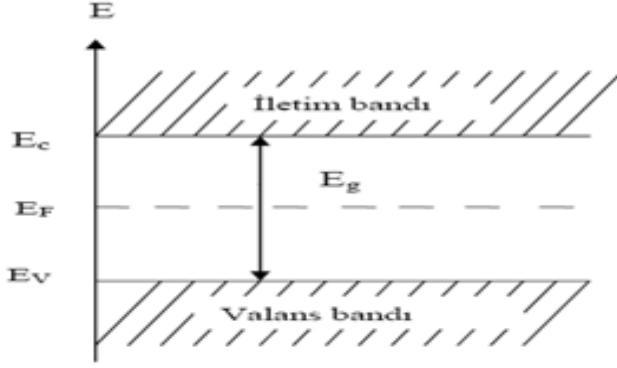
Mutlak sıfır sıcaklığında bir katının elektronlarının Pauli ilkesine uygun olarak bütün enerji seviyelerini doldurması durumunda en üstteki seviyeye Fermi enerji seviyesi ( $E_F$ ) adı verilir. Saf yarıiletkenlerde  $n=p$  eşitliğinden Fermi enerji seviyesi bulunabilir. Bu nedenle denklem (2.6) ve (2.8) birbirine eşitlenirse;

$$N_c e^{E_F - E_c / kT} = N_v e^{E_v - E_F / kT} \quad (2.12)$$

olur ve bu denklemin çözümünden;

$$E_F = \frac{1}{2} E_g + \frac{1}{2} kT \ln \left( \frac{m_h^*}{m_e^*} \right)^{3/2} \quad (2.13)$$

elde edilir. Bu denklemde elektron ve hol etkin kütlelerinin birbirine eşit olması durumunda saf yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının tam ortasında bulunur. Bu durum Şekil 2.6'da gösterilmiştir.



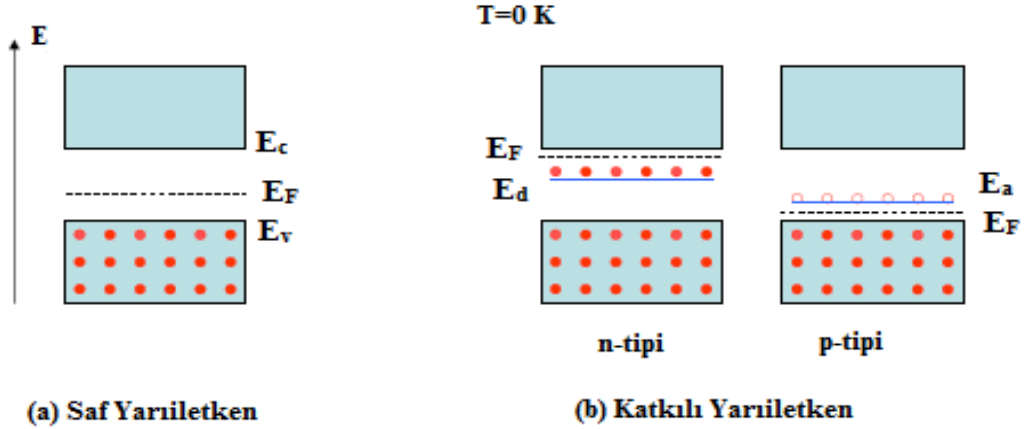
**Şekil 2.6** Saf yarıiletkende,  $E_v=0$  kabul edilerek çizilen şematik enerji bant diyagramı ( $m_e^*=m_h^*$ ) ve Fermi enerji seviyesi

## 2.5 Katkılı Yarıiletkenler

Mutlak sıfırdan itibaren yarıiletkenin sıcaklığı artırıldığında valans bandındaki elektronlar, bantlar arası enerji aralığını aşıp valans bandından iletim bandına geçebilecek enerjii alırlar. Sonuçta iletim bandında elektronlar, valans bandında ise holler oluşmuş olur. Bu şekilde oluşan elektron ve hollere elektron-hol çifti denir. Valans bandından iletim bandına uyarılma sonucunda, valans bandında birçok boş enerji seviyesi oluşmuş olur. Böylece iletim bandındaki bazı elektronlar bu boş seviyeler aracılığı ile serbest hareket ederek iletkenliğe katkıda bulunurlar.

Yarıiletkenlerde uyarılma sonrasında valans bandındaki hol yoğunluğu ile iletim bandındaki elektron yoğunluğu eşittir. Bu şekildeki yarıiletkenler saf (intrinsic) yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Yarıiletken malzemelerin karakteristikleri, saf yarıiletken malzemeye, bazı katkı atomları eklenerek önemli ölçüde değiştirilebilir. Katkı oranı, çok düşük olsa bile yarıiletkenin bant yapısını değiştirebilir. İletkenliğin dışarıdan katkı atomlarının eklenmesiyle oluşturulduğu yarıiletkenlere de katkı (extrinsic) yarıiletkenler denir (Şekil 2.7 a ve b).

Yarıiletken malzemeler akımı iyi iletmezler. Aslında yarıiletkenler ne iyi bir iletken, ne de iyi bir yalıtandırlar. Çünkü valans bandındaki boşlukların ve iletim bandındaki serbest elektronların sayısı sınırlıdır. Saf silisyum veya germanyumun serbest elektron veya boşluk sayısı artırılarak iletkenliği ayarlanabilir. İletkenliği ayarlanabilen silisyum veya germanyum, elektronik devre elemanlarının yapımında kullanılır.

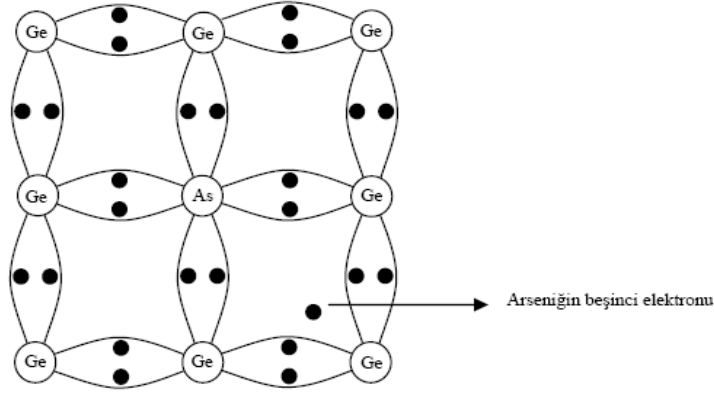


**Şekil 2.7 (a)** Saf yarıiletkende **(b)** Katkılı yarıiletkenlerde enerji bant yapısı ve Fermi seviyesi (Sarı, 2008)

Yarıiletkenlerin önemli özelliklerinden biri de içerisine katkılanan uygun katkı atomları (impurity) ile elektriksel özelliklerinin büyük ölçüde değişim göstermesidir. Bir yarıiletkene uygun katkı atomları katkılандığında, çoğunluk taşıyıcıları ya elektronlar, ya da holler olur. Burada yarıiletkene katkılanan atomlara safsızlık (impurity) atomları denir. Katkılama oranı, arzu edilen özelliğe ve kullanım alanına bağlı olarak değişir. Yarıiletken kristale katkılanan safsızlık atomları ya elektron verici (donör) ya da elektron alıcı (akseptör) olarak görev yaparlar. Yarıiletkenler, katkılama işlemi sonucunda, n-tipi veya p-tipi özellik gösterirler. Hem n-tipi hem de p-tipi malzeme örneğin silisyum veya germanyum tabana önceden belirlenen katkı atomlarının eklenmesiyle oluşturulur.

### 2.5.1 n-tipi yarıiletkenler

Periyodik tablonun IV. grup elementlerinden olan Si veya Ge kristaline belirli yöntemlerle V. grup elementlerinden (As, P, Sb, N) herhangi birisinin katkılanması ile n-tipi yarıiletkenler elde edilir.



**Şekil 2.8.** As katkılanmış Ge kristali (Oral 1979)

Şekil 2.8’de germanyum (Ge) kristaline V. grup elementlerinden olan arsenik (As) atomu katkılandırılmıştır. Ge atomu 4 valans elektronuna sahipken, katkı atomu olan As 5 valans elektronuna sahiptir. Kristal içerisinde As atomunun dört elektronu, Ge atomunun dört elektronu ile kovalent bağ yapar. As atomunun beşinci elektronu bağ yapmaz, ancak As atomuna çok zayıf bir elektriksel kuvvetle bağlıdır. Bu beşinci elektron ortamdan temin edeceği ısıl enerji ile kolayca iyonlaşabilir ve karşımıza ekstra iletim elektronu çıkar. Bu nedenle As atomu, elektron verici (donör) atomdur. Donör atomlarının yarıiletken içerisinde buldukları enerji seviyesi donör enerji seviyesi olarak adlandırılır. Donörün iyonlaşma enerjisinin hesabı Bohr atom modeli kullanılarak yapılır. Hidrojen atomunun iyonlaşma enerjisi,  $E_H$ ;

$$E_H = \frac{e^4 m_e^*}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} = 13,6 eV \quad (2.14)$$

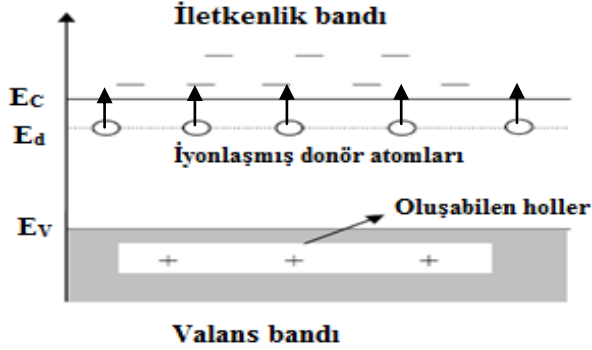
olarak ifade edilir. Donör enerji seviyesi  $E_D$  ise;

$$E_D = \left( \frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 \left( \frac{m_e}{m_e^*} \right) E_H \quad (2.15)$$

bağıntısı ile verilir. Burada;  $m_e^*$  elektronun etkin kütlelerini,  $m_e$  elektronun kütlelerini,  $\epsilon_r$  yarıiletkenin bağıl dielektrik sabitini göstermektedir.

Donörün enerji seviyesi, yasak enerji aralığında yer alır ve iletim bandının alt sınırının biraz aşağısında bulunur. Ayrıca n-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi, yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak iletim bandına doğru, katkı

yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar. Bundan dolayı küçük bir enerji donör atomlarının iyonlaşmasıyla birlikte donör elektronları iletim bandına geçerler. Bu enerjiye katkılanan atomun iyonlaşma enerjisi denir (Allison,1990;Omar,1975).



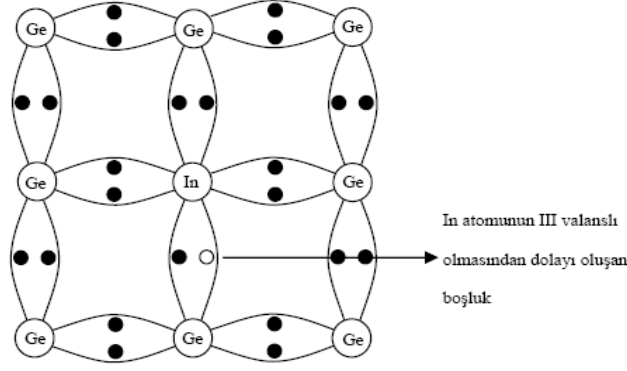
**Şekil 2.9** Oda sıcaklığında n–tipi yarıiletkenin bant yapısı

n-tipi yarıiletkenlerde donör atomlarının iyonlaşma enerjileri, Şekil 2.9’da gösterildiği gibi, iletim bandına yakın olduğu için oda sıcaklığında donör atomlarının hemen hemen tamamı iyonlaşır. İletkenlik bandına çıkan elektronlara karşılık valans bandında holler oluşmaz. Ayrıca yeterli ısıl enerji temin eden valans bandı elektronları da iletim bandına geçer. Dolayısıyla iletim bandındaki elektronların yoğunluğu, valans bandındaki hollerin yoğunluğundan daha fazladır. Bu nedenle iletkenliğin büyük bir kısmı elektronlarla sağlanmış olacaktır (Özkan, 2010).

### 2.5.2 p–tipi yarıiletkenler

Bir yarıiletken kristal akseptör atomlarıyla katkılanırsa, çoğunluk taşıyıcıları holler olur. Böyle yarıiletkenlere p-tipi yarıiletkenler denir. Periyodik tablonun IV. grup elementlerinden olan Si veya Ge kristaline, belirli yöntemlerle III. grup elementlerinden (In, Ga, Al, B) herhangi birisinin katkılanması ile p-tipi yarıiletkenler elde edilir. Bu durum Şekil 2.10’da gösterilmiştir.

Germanyum (Ge) kristalinin III. grup elementlerinden olan indiyum (In) atomu ile katkıldığını düşünelim. Ge atomu 4 valans elektronuna sahipken, katkı atomu olan In ise 3 valans elektronuna sahiptir. Kristal içerisinde In atomunun üç elektronu, Ge atomları ile kovalent bağ yapar. Bu durumda oluşması gereken dördüncü kovalent bağda bir boşluk meydana gelir. Bu hol (boşluk) bir başka bağdan kapılan bir elektron tarafından doldurulur ve hol bu elektronun yerine geçer. Böylece hol kristal içerisinde hareket eder. Buna karşılık, iletim bandına bir elektron çıkmaz.



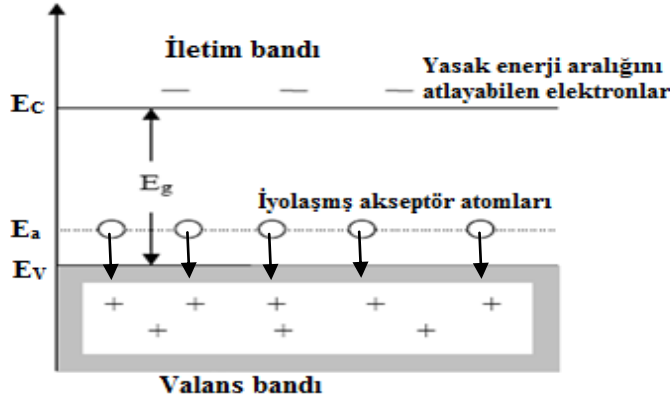
**Şekil 2.10** In atomu katkılanmış Ge kristali (Oral, 1979)

Şekil 2.10'da, In atomunun yapıya girmesi ile Ge kristalinden bir elektron alınmıştır. Bu nedenle In atomu elektron alıcı anlamında kullanılan akseptör atomu olarak adlandırılır. Akseptör atomlarının buldukları enerji seviyesine de akseptör enerji seviyesi denir. Akseptör enerji seviyesi  $E_A$ , donör enerji seviyesine benzer olarak,

$$E_A = \left( \frac{1}{\epsilon_r} \right) \left( \frac{m_h^*}{m_h} \right) E_H \quad (2.16)$$

bağıntısıyla verilir. Burada  $m_h$  holün kütlesi,  $m_h^*$  holün etkin kütlesidir. Akseptörün enerji seviyesi, yasak enerji aralığında yer alır ve valans bandının üst sınırına yakın bir yerdedir. Bu nedenle akseptör atomları çok küçük bir enerjiyle iyonlaşır. Yalnız akseptör atomları, donör atomlarından farklı olarak elektron alarak iyonlaşmazlar. Bunun sonucunda valans bandında holler bırakılırlar. Oluşan bu hollere karşılık iletim bandında elektron oluşmaz. Ancak yeterli ısıl enerji temin eden valans bandı elektronu iletim bandına geçebilir. Dolayısıyla böyle bir durumda valans bandındaki hol sayısı, iletim bandındaki elektron sayısından fazla olur. (Kittel,1996).

Genel olarak; p-tipi yarıiletkenlerde iletme çoğunluk taşıyıcılar olarak holler, azınlık taşıyıcılar olarak elektronlar katkıda bulunurlar. Bu durum Şekil 2.11'de gösterilmiştir.

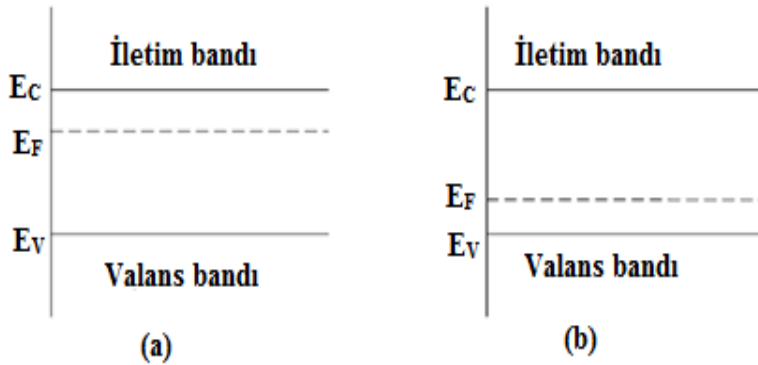


**Şekil 2.11** Oda sıcaklığında p-tipi yarıiletkenin bant yapısı

Katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi saf durumdaki yarıiletkenlerden farklıdır ve yeri katkı atomlarının yoğunluğuna ve cinsine göre değişebilmektedir. Katkılı yarıiletkenler için Fermi enerji seviyesi, n-tipi yarıiletkenlerde iletim bandına, p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandına yakındır. Katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi  $E_F$ ,

$$E_F = E_{Fi} + kT \sinh^{-1} \left( \frac{N_D - N_A}{2n_i} \right) \quad (2.17)$$

bağıntısıyla verilir. Burada;  $N_D$ , donör yoğunluğu,  $N_A$ , akseptör yoğunluğu,  $E_{Fi}$ , saf yarıiletkenlerdeki Fermi enerji seviyesidir. Bu bağıntıya göre Fermi enerji seviyesi  $(N_D - N_A)$  net katkı yoğunluğuna bağlıdır. n-tipi yarıiletkenlerde  $(N_D - N_A) > 0$  olduğu için Fermi enerji seviyesi iletim bandına doğru kayar. p-tipi yarıiletkenlerde  $(N_D - N_A) < 0$  olduğu için Fermi enerji seviyesi valans bandına doğru kayar ( Şekil 2.12).



**Şekil 2.12** (a) n-tipi yarıiletkenlerde (b) p-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyeleri (Dinek, 2006)

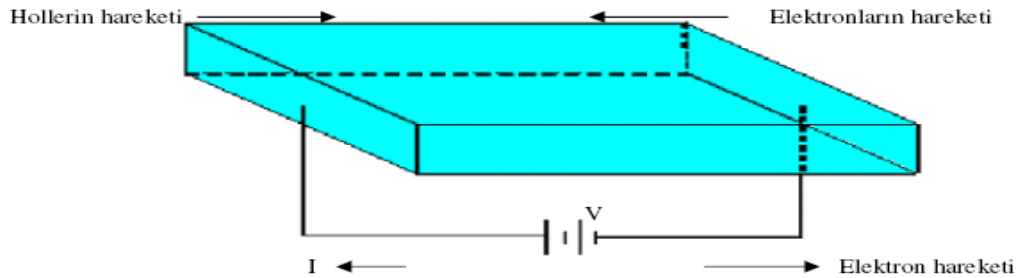


## 2.6 Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik

Elektriksel iletkenlik, yarıiletkenlerin en ilgi çekici özelliklerinden biridir. Yarıiletkenlerde elektrik akımına hem elektronlar hem de holler katkıda bulunurlar. Elektron ve hollerin oluşturduğu akım yoğunluğu, kendi yükleriyle hızlarının çarpımlarıyla orantılıdır.  $E$ , elektrik alanı uygulanan bir yarıiletkende elektronların ve hollerin oluşturduğu toplam akım yoğunluğu  $J$ ;

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_h = -en\mathbf{v}_e + ep\mathbf{v}_h \quad (2.18)$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $-e$ ,  $n$ ,  $\mathbf{v}_e$  sırasıyla elektronların yükünü, yoğunluklarını ve sürüklenme hızlarını,  $+e$ ,  $p$ ,  $\mathbf{v}_h$  sırasıyla hollerin yükünü, yoğunluklarını ve sürüklenme hızlarını göstermektedir. Şekil 2.13'te bir yarıiletkende  $E$  elektrik alan varlığında elektronların ve hollerin hareket yönleri gösterilmektedir. Şekil 2.13'e göre holler elektrik alanla aynı yönde hareket ederlerken elektronlar elektrik alanın tersi yönde hareket ederler.



**Şekil 2.13** Bir yarıiletkende elektrik alanın varlığında elektron ve hollerin hareket yönleri (Streetman, 1980)

Bir yarıiletkene elektrik alan uygulandığında, elektronların ve hollerin sürüklenme hızları, elektrik alanın büyüklüğü ile orantılıdır ve bu orantı sabiti mobilite olarak adlandırılır. Mobilite, birim elektrik alandaki yüklü parçacıkların hızıdır. Serbest elektrik yükünün, içinde hareket ettiği elektrik alanının büyüklüğü  $E$  ile elektrik yükünün hızı  $\mathbf{v}$  ile gösterilirse mobilite;

$$\mu = E/v \quad (2.19)$$

bağıntısı ile verilir (Omar,1975; Kittel, 1986). Elektrik alanının, akım yoğunluğuna oranı ise o maddenin öz direncini tanımlar ve

$$\rho = E/J \quad (2.20)$$

ifadesi ile verilir. Bir maddenin elektriksel iletkenliği, elektrik alan başına düşen akım yoğunluğudur. Bu aynı zamanda öz direncin tersine eşittir ve

$$\sigma = 1/\rho \quad (2.21)$$

olarak tanımlanır. Malzemenin uçlarına uygulanan gerilime bağlı olarak oluşan  $\mathbf{J}$  akım yoğunluğunun büyüklüğü,

$$\mathbf{J} = qn\mathbf{v} \quad (2.22)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Burada  $q$  elektrik yükü,  $n$  birim hacimdeki iletim elektronlarının sayısıdır. Elektriksel iletkenlik ise, mobilite cinsinden,

$$\sigma = qn\mu \quad (2.23)$$

olarak yazılır. Katkısız bir yarıiletkende elektriksel iletkenlik, elektronlar ve holler tarafından sağlanır ve

$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p) \quad (2.24)$$

bağıntısıyla verilir. Burada  $\sigma_i$ , katkısız elektriksel iletkenlik,  $n_i$  katkısız taşıyıcı sayısı,  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  elektronların ve hollerin mobiliteleridir.

Yarıiletken madde bir miktar katkılandırıldığında artık serbest elektron ve hol sayıları eşit değildir. Bundan dolayı katkılı bir yarıiletkende elektriksel iletkenlik;

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada,  $n$  ve  $p$  birim hacimdeki serbest elektron ve hollerin sayısıdır. Buna göre katkılı bir yarıiletkenin öz direnci;

$$\rho = \frac{1}{qn\mu_n + qp\mu_p} \quad (2.26)$$

olur. Yarıiletkenin n-tipi olması durumunda denklem (2.26)'da, paydadaki birinci terim ikinci terimden çok büyüktür. Yani  $qn\mu_n > qp\mu_p$ 'dir. Bu durumda n-tipi yarıiletkende öz direnç;

$$\rho_n \cong \frac{1}{qn\mu_n} \quad (2.27)$$

olarak bulunur ve p-tipi yarıiletkenlerde ise  $qp\mu_p > qn\mu_n$  olduğundan öz direnç;

$$\rho_p \cong \frac{1}{qp\mu_p} \quad (2.28)$$

olur (Omar, 1975). Katkısız yarıiletkenlerde elektriksel iletkenlik, valans bandında oluşan hollerin iletkenliği ile iletim bandında bulunan elektronların yaratacağı iletkenlikler toplamına eşittir ve sıcaklığa bağlılığı;

$$\sigma = \sigma_0 e^{(-E_a/kT)} \quad (2.29)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $\sigma_0$  bir sabittir ve  $E_a$ , iletkenlik için termal aktivasyon enerjisidir (Bar-Lew, 1984; Omar, 1975). Yarıiletkenlerin iletkenliği sıcaklıktan başka, elektrik alan, manyetik alan, aydınlanma, dış basınç gibi çevre şartlarına da bağlıdır. Bunun yanında, kendi özellikleri olan yük taşıyıcıların mobilitesi, sayısı ve kristal yapıdaki kusurların yoğunluğu da iletkenlikte etkilidir.

## 2.7 Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

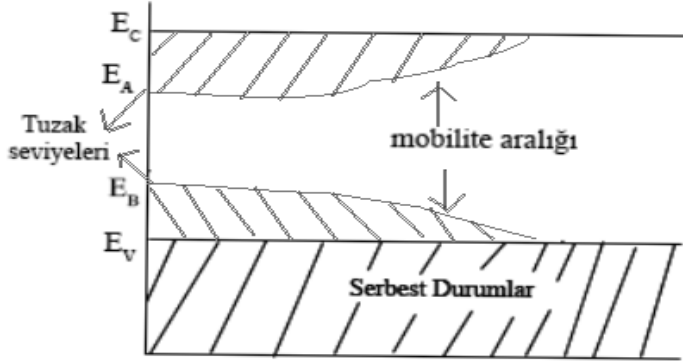
### 2.7.1. Amorf yarıiletkenlerde iletim mekanizmaları

Amorf yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliğini açıklamak için farklı bant modelleri önerilmiştir. Çoğu model, bant kuyruklarındaki tuzak durumlarıyla ilgilidir. Tuzak durumlarının oluşması, amorf malzemelerdeki düzensizliğin neden olduğu potansiyeldeki bölgesel dalgalanmalardan dolayı meydana gelir. Mott-Davis modelinde, tuzak durumlarının kuyrukları, yasak bant aralığında yaklaşık olarak 0.1 eV mertebesinde dir. Mott ve Davis sıcaklığa bağlı olarak amorf yarıiletkenler için aşağıdaki gibi farklı iletkenlik mekanizmaları önermişlerdir;

- i) Düşük sıcaklıklarda, iletkenlik Fermi seviyesindeki durumlar arasında tünellemeyle oluşur.
- ii) Eğer Fermi enerjisi lokalize durumlara ait bir bantta bulunuyorsa taşıyıcılar fonon yardımıyla tünelleme metodu ile durumlar arasında hareket edebilir.
- iii) Bant kenarlarındaki lokalize durumlar içine uyarılan taşıyıcıların oluşturduğu iletimdir. Lokalize durumların enerji seviyesi  $E_A$  veya  $E_B$  ve eğer akım holler tarafından oluşturuluyorsa iletim sıçrayış (hopping) şeklinde olur ve iletkenlik;

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ - \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/n} \right] \quad (2.30)$$

denklemleri ile verilir ve burada,  $T_0$ ; ifadesi düzensizliğin derecesi olup  $n$ ; iletkenliğin boyutunu belirleyen bir sabit olup,  $n=2$  için bir-boyutlu sıçrayış,  $n=3$  için iki boyutlu ve  $n=4$  için üç-boyutlu sıçrayış iletkenlik mekanizmasını verir.



**Şekil 2.14** Amorf bir yarıiletkenin durum yoğunluğunun enerjiye bağımlılığı (Mott ve Davis, 1979)

Sıcaklık düşürüldüğü zaman fononların sayısı azalacaktır. Dolayısıyla fonon yardımlı sıçramalarda azalacaktır. Taşıyıcılar, enerji bakımından en yakın seviyeleri bulmak için daha uzun mesafelere hoplama eğiliminde olacaklardır. Bu mekanizma sıçrama iletim mekanizması (Variable range hopping) olarak adlandırılır. Sıçrama davranışı, iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığının göstergesidir (Brodsky, 1979; Mott ve Davis, 1971).

Eğer iletkenlik değişken aralıklı sıçrayış iletkenliği ya da termal uyarılma davranışı gösterirse, aktivasyon enerjisi ( $E_a$ );

$$\text{Log} E_a = \frac{1}{n} \log T_0 + \log \left( \frac{1}{n} \right) - \log T \quad (2.31)$$

denklemleri ile verilir (Kittel, 1986; Yazıcı, 2007).

### 2.7.2 Kristal yarıiletkenlerde iletim mekanizması

Düşük elektrik alanlarında, sürüklenme hızı  $v$ ,  $E$  elektrik alanı ile orantılı olup denklem (2.20) ile verilen hareketlilik cinsinden,

$$v = \mu E \quad (2.32)$$

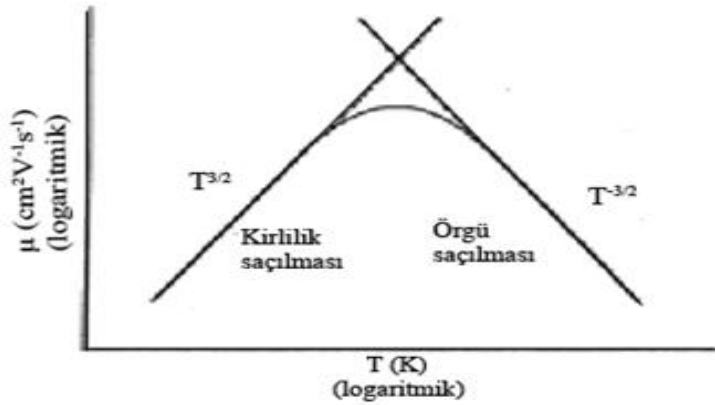
olarak yazılabilir. Burada mobilite yarıiletkenin cinsine, saflığına ve sıcaklığa bağlıdır (Omar,1975, Kittel, 1986). Yarıiletkenlerde iki tür saçılma mekanizması vardır ve bu saçılma mekanizmaları mobiliteyi etkilemektedir. Örgü saçılması atomların termal hareketleriyle ilgilidir ve sıcaklığa bağımlılığı,

$$\mu \propto T^{-3/2} \quad (2.33)$$

şeklindedir. Sıcaklık düştükçe örgü titreşimleri azalacak ve mobilite de artacaktır. Diğer bir saçılma mekanizması ise iyonize safsızlık saçılmasıdır. İyonize safsızlık saçılmasının sıcaklığa bağımlılığı ise,

$$\mu \propto T^{3/2} \quad (2.34)$$

şeklindedir. Katkılı yarıiletkenlerde katkı atomlarının yoğunluğu artarken mobilite düşmektedir. Çünkü yük taşıyıcılarının ortalama serbest yolları azalmaktadır. Mobilitenin sıcaklıkla değişimi Şekil 2.15'te verilmiştir (Neamen,1997; Streetman,1980).



**Şekil 2.15** Yarıiletkenlerde mobilitenin sıcaklıkla değişimi (Streetman,1980)

Taşıyıcı yüklerin mobilitesi;

$$\mu = q \langle \tau \rangle / m^* \quad (2.35)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\tau$  sistemin dengeye gelme zamanı,  $m^*$  etkin küttedir.

Polikristal malzemelerde ise iletkenlik, yapıdaki kusurlara sıkıca bağlıdır. Bu nedenle bu malzemelerde tane sınırları etkin olur. Tane sınırları elektron tuzakları gibi davranarak bant bükülmesine neden olurlar. Bunun sonucunda, elektronik yük taşıma için bir potansiyel engel meydana gelir. Bu tuzakların mobiliteye katkısı, tane

sınırında tuzaklanma modeli ile açıklanabilir. Bu modele göre, taşıyıcılar tane sınırlarında tuzaklanırlar ve mobilite;

$$\mu = D \frac{q}{(2\pi m^* kT)^{1/2}} e^{\left(\frac{\Phi_B}{kT}\right)} \quad (2.36)$$

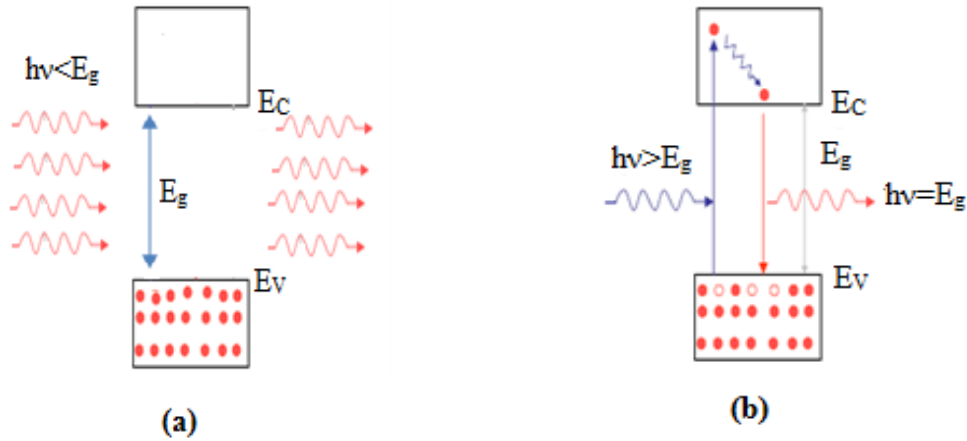
ifadesiyle verilir. Burada  $D$  tane büyüklüğünü ve  $\Phi_B$  enerji cinsinden tane sınırında bariyer yüksekliğidir. Bu ifade iletkenlik cinsinden,

$$\sigma = \sigma_0 T^{-1/2} e^{\left(\frac{\Phi_B}{kT}\right)} \quad (2.37)$$

şeklinde yazılabilir (Oumous ve Hadiri, 2001).

## 2.8 Yarıiletkenlerde Optik Soğurma

Bir yarıiletken üzerine foton gönderildiğinde, kırılma, yansıma, saçılma ve soğurma gibi olaylar meydana gelebilir. Yarıiletken malzemeye gelen fotonlarla maddenin atomlarının elektronlarının etkileşmesi sonucu ortaya çıkan enerji aktarımı temel soğurma olayıdır. Temel soğurma, yarıiletkenlerin bant yapılarını tayin etmenin en yaygın ve temel bir metodudur (Ilıcan, Çağlar vd., 2005).



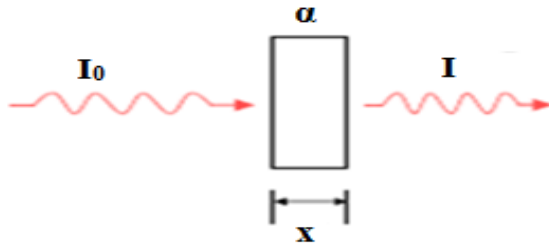
**Şekil 2.16** (a) Enerjisi bant aralığının altında olan fotonlar için (b) Enerjisi bant aralığının üstünde olan fotonlar için soğurma olayı (Sarı, 2008)

Şekil 2.16'da görüldüğü gibi yarıiletken malzemeye belirli dalga boylarında foton gönderildiğinde; enerjisi bant aralığı enerjisinden büyük fotonların engellendiği, enerjisi bant aralığı enerjisinden küçük fotonların diğer tarafa

geçebildiği gözlenir. Burada  $h\nu \geq E_g$  olan fotonların yarıiletken tarafından soğurulduğu açıktır (Streetman ve Banerjee 2006).

Soğurma olayı incelendiğinde, valans bandı birçok elektrona sahiptir ve iletim bandı da elektronların uyarılabileceği birçok boş seviyeye sahiptir, bu durumda fotonun soğurulma ihtimali yüksektir. Optik soğurmayla iletim bandına uyarılan elektronlar başlangıçta, hâlihazırda iletim bandında bulunan bant elektronlarından daha fazla enerjiye sahiptir. Bu şekilde uyarılan elektronlar enerji kaybeder ve diğer bant elektronlarıyla bir denge durumuna ulaşır. Soğurma olayında oluşan elektron ve deşik, ekstra çoğunluk taşıyıcı olarak adlandırılır. Bu şekilde oluşan elektron ve deşikler dengede olmadıklarından, kısa süre de tekrar birleşerek kararlı hale gelirler.

Yarıiletken malzemeye gönderilen  $h\nu \leq E_g$  enerjili fotonlar valans bandından elektron uyaramazlar. Saf bir yarıiletkene  $E_g$ 'den daha küçük enerjili fotonlar gönderildiğinde ihmal edilebilir bir soğurma olur. Bu olay, maddelerin neden bazı dalga boyları için şeffaf özellik gösterdiğini açıklamaktadır.



**Şekil 2.17** İnce bir tabakadaki soğurma

Temel soğurma olayında; maddenin küçük bir  $dx$  kalınlığında soğrulan  $dI$  şiddetli ışın bu kalınlığa gelen  $I_0$  şiddetli ışınla doğru orantılıdır (Şekil 2.17).

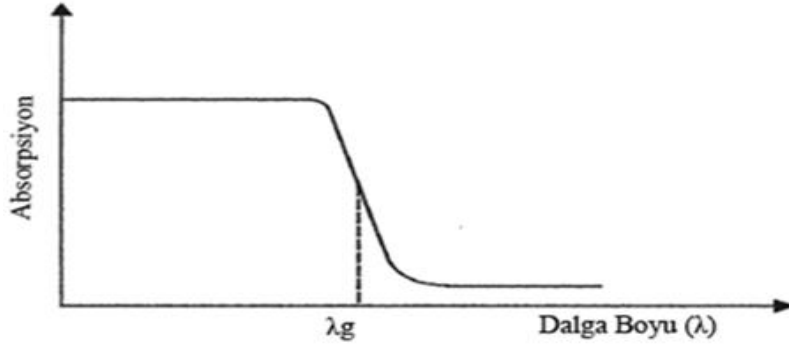
$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \quad (2.38)$$

Denklemin çözümünden;

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

elde edilir. Denklemden  $\alpha$  lineer soğurma katsayısı,  $x$  malzemenin kalınlığı,  $I_0$  gelen ışın şiddeti,  $I$  geçen ışın şiddetidir. Denklemden görüleceği üzere,  $\alpha$  soğurma katsayısı

fotonun dalga boyuna ve malzemeye bağlıdır. Burada; yarıiletkenin, enerjisi bant aralığına eşit ya da daha fazla olan fotonları soğurur (Streetman ve Banerjee 2006).



**Şekil 2.18** Bir yarıiletkende temel soğurma olayı

Soğurma spektrumunda temel soğurma hızlı bir artış olarak kendini gösterdiğinden, yarıiletkenin enerji aralığının belirlenmesinde kullanılır (Bube, 1970). Şekil 2.18’ de yarıiletken için temel soğurma spektrumu görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi  $\lambda_g$  dalga boyuna yakın dalga boylarından itibaren soğurmada sürekli bir artış gözlenir ve  $\lambda_g$ ’den sonra bir denge değerine ulaşır. Yarıiletken numune  $\lambda_g$  dalga boyundan küçük dalga boylarında kuvvetli bir soğurucu,  $\lambda_g$  dalga boyundan büyük dalga boylarında ise hemen hemen geçirgen özellik gösterir. Bu iki bölgeyi ayıran sınır, temel soğurma sınırı olarak adlandırılır. Temel soğurma sınırında yarıiletkenlerde,

- doğrudan bant geçişi
- dolaylı bant geçişi

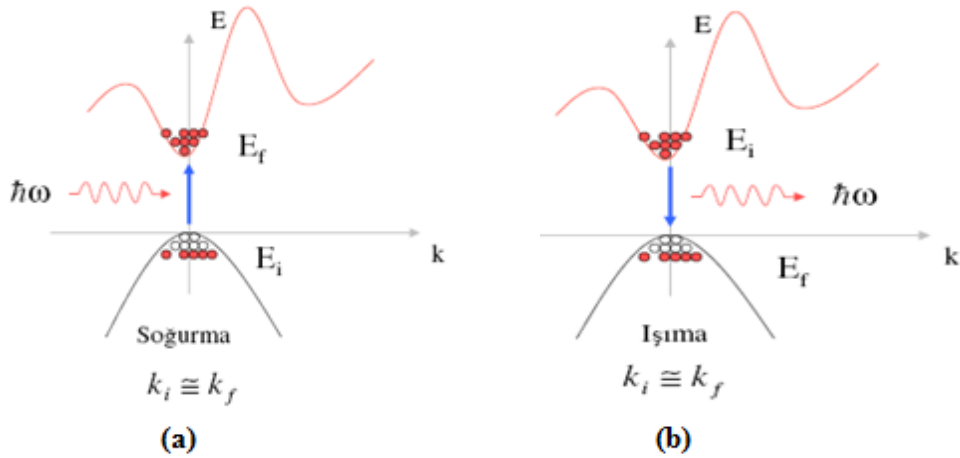
olmak üzere iki tür geçiş olayı vardır. Ayrıca bant kuyukları (tail) arasında da geçişler olabilir.

### 2.8.1 Doğrudan bant geçişi

İletim bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı  $k$  değerinde ise ( $\Delta k=0$ ) bu tür geçişlere doğrudan bant geçişi denilmektedir. Doğrudan bant yapılı yarıiletkenlerde, iletkenlik bant kenarının en alt noktası ile valans bandının üst kenarı enerji-momentum uzayında  $k=0$  değerinde bulunmaktadır.



Doğrudan bant geçişine sahip bir yarıiletkende soğurma ve ışımının şematik olarak gösterimi Şekil 2.19 a ve b'de verilmiştir. Doğrudan bant yapılı yarıiletkenlerde bir valans elektronu, enerjisi yasak enerji aralığının değerine eşit veya daha büyük olan bir fotonu ( $h\nu \geq E_g$ ) soğurması durumunda iletkenlik bandına geçer. Bu geçişte elektronlar dalga vektörlerini değiştirmezler ve  $k=0$ 'da momentum korunur. Soğurma olayından sonra oluşan elektron ve deşikler dengede olmadıklarından, kısa süre de ışımaya yaparak birleşirler ve kararlı hale gelirler.



**Şekil 2.19** Doğrudan bant geçişine sahip bir yarıiletkende (a) soğurma (b) ışımının şematik gösterimi (Sarı, 2008)

Doğrudan bant geçişi için  $E_i$  elektronun ilk enerjisi,  $E_f$  elektronun son enerjisi olmak üzere enerjinin korunumundan;

$$E_f = h\nu - |E_i| \quad (2.40)$$

şeklinde olur. Buradan,

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.41)$$

ve

$$E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.42)$$

olduğundan denklem (2.41) ve (2.42) ifadesi (2.40) denkleminde yerine yazılarak;

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (2.43)$$

elde edilir.

Doğrudan geçişlerde soğurma katsayısı  $\alpha$ , gelen fotonun enerjisine,

$$\alpha(h\nu) = A^* (h\nu - E_g)^n \quad (2.44)$$

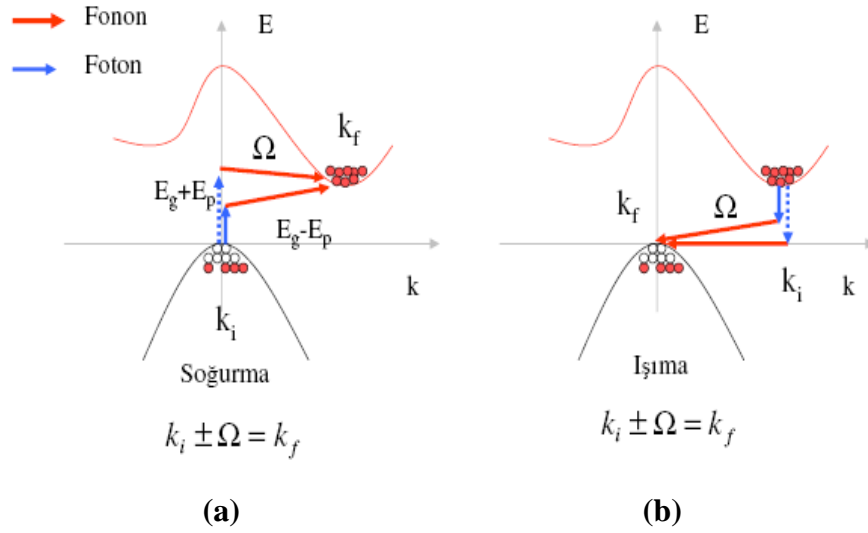
ifadesiyle bağlıdır. Buradaki  $A^*$  değeri,

$$A^* = \frac{q^2 \left( 2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{3/2}}{nch^2 m_e^*} \quad (2.45)$$

ile verilir. Burada  $c$  ışık hızı,  $n$  değeri ise soğurma katsayısı ( $\alpha$ ) ve gelen fotonun enerjisine bağlı olarak izinli doğrudan geçişler için 1/2, izinsiz doğrudan geçişler için ise 3/2 değerlerini alan bir parametredir (Pankove, 1971; Ilıcan, 2005).

### 2.8.2 Dolaylı bant geçişi

Yarıiletkende iletim bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı  $k$  değerine karşılık gelmiyorlarsa ( $\Delta k \neq 0$ ) bu tür geçişlere dolaylı bant geçişi denilmektedir.



**Şekil 2.20** Dolaylı bant geçişine sahip bir yarıiletkende (a) soğurma (b) ışımanın şematik gösterimi(Sarı, 2008)

Dolaylı bant aralığına sahip bir yarıiletkende iletim bandının minimum seviyelerinde bulunan bir elektron doğrudan valans bandının maksimum seviyelerine geçemez, öncelikle momentumunun ve dolayısıyla enerjisinin değişmesi gerekir. Bunun için; Şekil 2.20'de görüldüğü gibi, önce elektron yasak enerji aralığındaki bir

kusur (defect) seviyeye gidebilir. Elektron, k momentum değişimini içeren bir dolaylı geçiş olayında enerjisinin bir kısmını genellikle ısı olarak örgüye verir ya da bir foton yayımlar.

Dolaylı geçişlerde enerji korunur, fakat momentum korunumu için bir fononun salınımı veya soğurulması gereklidir. Bu iki geçiş;

$$h\nu_e = E_f - E_i + E_p \text{ (fonon salınımı için)} \quad (2.46)$$

$$h\nu_a = E_f - E_i - E_p \text{ (fonon soğurulması için)} \quad (2.47)$$

ile verilir.

Fonon soğurmalı geçiş için soğurma katsayısı,  $h\nu > E_g - E_p$  durumu için;

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^n}{e^{E_p/kT} - 1} \quad (2.48)$$

ile verilir.

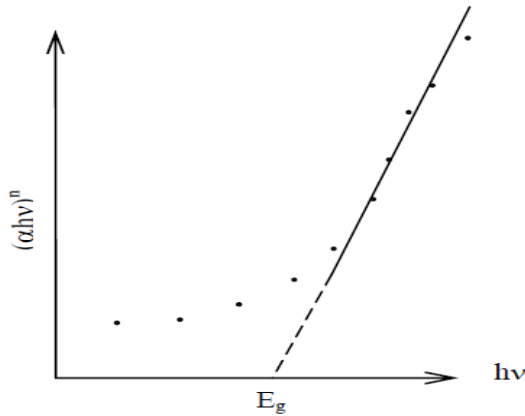
Fonon salınımlı geçiş için soğurma katsayısı,  $h\nu > E_g + E_p$  durumu için;

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^n}{1 - e^{-E_p/kT}} \quad (2.49)$$

ile verilir. Hem fonon salınımı hem de fonon soğurulmasının olması durumunda;

$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu) \quad (2.50)$$

ile verilir (Pankove 1971).



**şekil 2.21** Tipik bir soğurma spektrumu örneği

Çok düşük sıcaklıklarda fonon yoğunluğu küçük olacağından,  $\alpha_a$ 'da küçük olacaktır.  $\alpha_a$  ve  $\alpha_e$  soğurma katsayıları sıcaklığa bağlıdır.  $(ahv)^n$ 'in  $h\nu$ 'ye göre çizilen grafiği incelendiğinde, grafiğin lineer olduğu kısma karşılık gelen doğrunun hveksenini kestiği nokta yasak enerji aralığı  $E_g$ 'yi verecektir. Şekil 2.21'de verilen soğurma grafiği bu durumu ifade etmektedir (Ilıcan, 2005).

## 2.9 Fotoiletkenlik Teorisi ve Rekombinasyon

Fotoiletkenliğin temel nedeni optik uyarma ile serbest yük taşıyıcıları üretmektir. Yarıiletkende optik uyarma, elektronların valans bandından iletkenlik bandına geçmelerini sağlar. İletkenlik bandında serbest hale geçen elektronlar iletme katkıda bulunurlar.

Uyarmadan sonra taşıyıcılar rekombinasyon (elektron ve boşlukların yeniden birleşmesi) yapabilirler. Rekombinasyon, fotoiletkenliği azaltan bir işlemdir. Ancak rekombinasyon gerçekleşinceye kadar taşıyıcılar iletkenliğe katkıda bulunabilirler. Uyarımdan rekombinasyona kadar geçen süreye taşıyıcıların ömrü (lifetime) denir ve  $\tau$  ile gösterilir. Elektron ve hollerden dolayı iletkenlik;

$$\Delta\sigma_{ph} = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (2.51)$$

şeklinde verilir (Rose, 1978). Burada  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  sırasıyla elektron ve hole mobiliteleri,  $\Delta n$  ve  $\Delta p$  çoğunluk taşıyıcı yoğunluklarıdır. Eğer fotoiletkenlik için kullanılan malzeme homojen değilse, ışık altında mobilitede değişiklik meydana gelebilir. Homojen olmayan malzeme, yüksek iletkenlik bölgeleri ve düşük iletkenlik bölgeleri tarafından ayrılmış malzemelerdir. Yüksek iletkenlik bölgeleri arasında akımın akmasında bir bariyer olarak rol oynayan düşük iletkenlik bölgeleri iletkenliği sınırlar. Düşük iletkenlik bölgeleri tarafından soğurulan ışık, bu bariyerlerin direncini azaltır ve malzeme üzerinden akımın akışı, karanlıkta geçen akım değerinden çok daha büyük olur. Termal denge koşulları altında,

$$\Delta n = G\tau_n \quad \text{ve} \quad \Delta p = G\tau_p \quad (2.52)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $G$  birim hacimde birim zamanda üretilen taşıyıcıların (elektron-hol çiftlerinin) miktarını gösterir. Yani taşıyıcı üretim oranıdır veya hızıdır.  $\tau_n$  ve  $\tau_p$  sırasıyla elektronların ve hollerin ömür süreleridir.

Dengede olmayan yük taşıyıcıları genelde üç süreçte meydana gelebilecek rekombinasyon ile yok oluncaya kadar iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bu süreçler;

- i) serbest bir elektronun serbest bir hol ile direkt birleşmesi,
- ii) lokalize olmuş bir boşluğun bulunduğu merkez tarafından bir elektronun yakalanması,
- iii) bağlı olan bir elektronun bulunduğu bir merkez tarafından bir boşluğun yakalanması şeklinde sıralanabilir. Kararlı durumlarda, yüklerin üretim oranı rekombinasyon hızına eşittir.

Klasik olarak fotoakımın uyarıcı ışık şiddetine bağlılığı, kristalli katılarda iyi bilinen bir süreçtir. Bu durumda sadece tek tip bir yarıiletken modeli göz önüne alınır. Şayet ışıkla uyarılma sonucu bir  $\Delta n$  ekstra elektron yoğunluğu ortaya çıkmışsa bu durumda malzemenin termal dengede olduğu ( $n_0=p_0$ ) ve yük nötralliğinin mevcut olduğu ( $\Delta n=\Delta p$ ) kabul edilerek;

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - [C_n N_r (n_0 + \Delta n) - C_n n_0^2] \quad (2.53)$$

bir taşıyıcı üretim hızı veya taşıyıcı oran denklemi yazılabilir. Burada  $n_0$ , ekstra taşıyıcılarla yeniden birleşebilecek mevcut termal dengedeki taşıyıcı yoğunluğu,  $C_n$  kesit yakalama (capture) katsayısı,  $N_r$  ise rekombinasyon merkezlerinin yoğunluğudur.  $d(\Delta n)/dt=0$  kararlı durumunda ve  $N_r = n_0 + \Delta n$  şartı altında;

$$G = C_n [(\Delta n)^2 + 2n_0 \Delta n] \quad (2.54)$$

elde edilir. Bu ifade  $\Delta n$ ' nin taşıyıcı üretim hızına ( $G$ ) ve dolayısıyla  $G$  ile doğru orantılı olan uyarıcı ışık şiddetine bağlılığı hakkında doğrudan bir bilgi verir.  $n_0 \gg \Delta n$  bölgesinde,

$$\Delta n = \frac{G}{2C_n n_0} \quad (\text{monomoleküler}) \quad (2.55)$$

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

$$\Delta n = \left( \frac{G}{C_n} \right)^{1/2} \quad (\text{bimoleküler}) \quad (2.56)$$

olur ve fotoakım, ışık şiddetinin karekökü ile orantılı hale gelir.

Rekombinasyon, ışıkla üretilen elektronların yarıiletkenin iletkenlik bandına çıkmadan, yani iletkenliğe katkıda bulunmadan bir hol ile birleşerek birbirini yok etmesi olayıdır. Ancak, ışık enerjisi soğurarak yeterli potansiyel enerjiye sahip elektron ve deşikler yasak enerji aralığını geçerek iletkenliğe katkıda bulunabilirler. Bu bölgeyi geçemeyenler ise rekombinasyona uğrayarak yok olurlar ve başka enerji tiplerine (ısı ve ışık) dönüşürler. Rekombinasyon sonucu oluşan ısı enerjisi ışıkla üretilen başka elektron–hol çiftlerinin hızlanmasına harcanabilir. Dolayısıyla rekombinasyon olayı fotovoltaj verimi etkileyen komplike bir işlemdir. Rekombinasyon, genellikle ara safsızlık durumları veya bant içerisindeki kusur seviyeleri üzerinden gerçekleşir. Genellikle bu seviyeler lokalize elektronik durumlara karşılık gelir ve bant aralığı içinde elektron ve deşikler için tuzak şeklinde davranır. Bir taşıyıcı, bir geçiş yapıp bu lokalize seviyelerde tuzaklandığında, artık iletkenliğe katkıda bulunamaz (Alkaya, 2005).

## **2.10 Yarıiletken İnce Film Büyütme İşlemi**

### **2.10.1 Giriş**

İnce filmler; araştırma laboratuvarlarında ve endüstriyel çalışmalarda, buharla ve çözeltiyle elde etme olmak üzere iki yöntemle elde edilirler. Yöntem seçiminde fiziksel, kimyasal, teknolojik, teknik ve ekonomik özellikler rol oynar. Saydam yarıiletken ince filmlerin elde edilmesinde yaygın olarak kullanılan ve verimli sonuçlar alınan yöntemler: kimyasal buharlaştırma yöntemi (chemical vapour deposition; CVD), püskürtme yöntemi (spraypyrolysis; SP), termal buharlaştırma yöntemi (thermal evaporation),elektron demeti buharlaştırma (e-beam evaporation), sıçratma yöntemi (sputtering) ve moleküler demet epitaksi (MBE) yöntemidir. Bu çalışmada ince film üretimi için termal buharlaştırma yöntemi kullanılmıştır.

### **2.10.2 Termal buharlaştırma yöntemi**

Son yıllarda optoelektronik ve fotovoltaj devrelerde, güneş pillerinde, gaz sensörlerde yaygın olarak kullanılan II-III-VI bileşikleri, sıçratma (sputtering), ion-beam sıçratma, püskürtme (spray pyrolysis), kimyasal buharlaştırma, termal buharlaştırma, elektron demet buharlaştırma gibi yöntemlerle çok farklı tekniklerle üretilebilmektedir. Bu çalışmada CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşikleri bu tekniklerden birisi olan termal buharlaştırma yöntemiyle elde edilmiştir.

Termal buharlaştırma tekniği diğer tekniklerle kıyaslanacak olursa, diğer tekniklere göre daha avantajlıdır. Termal buharlaştırma yöntemi, oldukça basit yapıda olmasından, gerekli tertibat yönünden daha ekonomik olmasından, üretim işleminde müdahale için elverişli yapıda olmasından ve üretim işleminin adım adım takip edilebilmesinden dolayı diğer metotlara göre çok daha avantajlıdır.

Termal buharlaştırma çalışmaları Edison'un 1884 tarihli akkor halde termal buharlaştırma ve film oluşturma patentiyle ortaya çıkmasına rağmen bu yöntem hiçbir uygulamada kullanılmamıştır. O dönemde kaynağın ısıtılması kullanılan vakum malzemelerine zarar verecek nitelikteydi. 1887'de Nahrwold vakumda süblimasyon yoluyla platin film oluşumunu açıkladı ve vakumda termal buharlaştırma yöntemini film oluşturmak için kullanan ilk bilim adamı oldu. 1917 yılında ise Stuhlman vakumda ayna oluşturmak için akkor gümüş kablo kullanarak, gümüş çökelttiğini açıkladı.



**Şekil 2.22** Termal buharlaştırma sistemi

Termal buharlaştırma, vakum ortamında maddenin ısıtılarak buhar basıncının yükselmesiyle madde yüzeyinden ayrılan atom ve molekülerin taban yüzeyine tutunması işlemidir. Buharlaşma sıvı (erime noktasının üstünde) ya da katı (süblimleşme) bir yüzeyden olabilir (Süvüt, 2005). Sistem; vakum çemberi (tepkime kavanozu), mekanik ve difüzyon pompaları, yüksek akım düşük voltajlı bir devre,

hava kompresörü ve bir su soğutma sisteminden oluşur. Şekil 2.22’de kullanılmakta olduğumuz Vaksis PVD-Handy termal buharlaştırma sistemi gösterilmiştir.

Termal buharlaştırmada, yüksek buharlaşma sıcaklığına sahip potalar içine yerleştirilmiş kaynak malzeme üzerinden yüksek akım geçirilir. Yüksek akımdan dolayı kaynak malzeme ısınır ve kaynak malzemenin üzerine yerleştirilmiş yüzeylere buharlaşarak yapışmaya başlar. Buharlaşmış malzemeler vakum içinde hareket ederek alttaş (substrate) üzerine birikmeye başlar. Büyüme sırasında kullanıcı kaplama yapılacak yüzeyin sıcaklığını değiştirerek filmin yapısını değiştirebilir.

Termal buharlaştırma sistem tasarımı üç ana birimden oluşmaktadır:

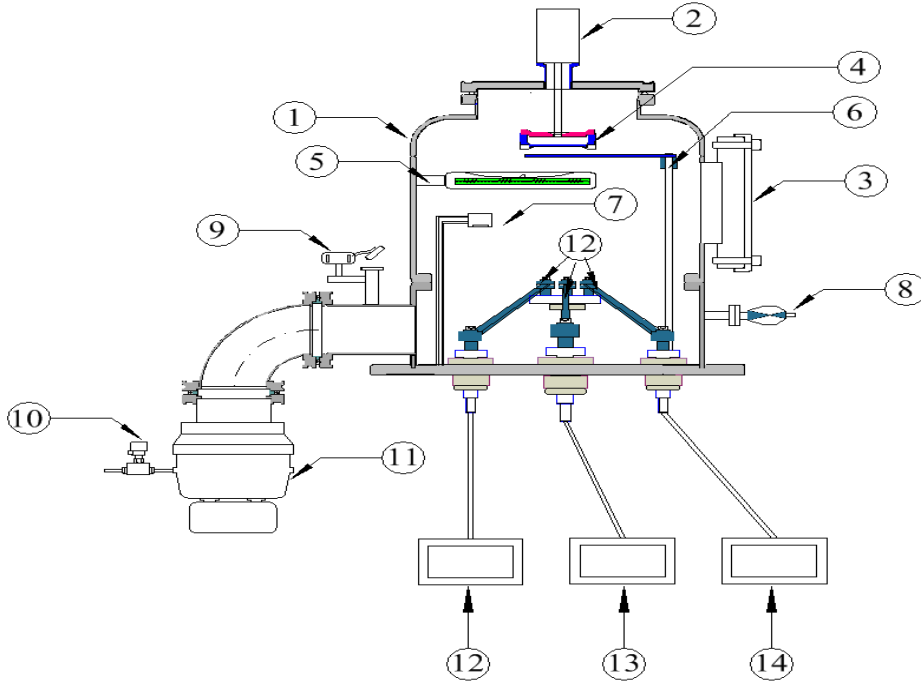
**a) Vakum Çemberi:** Bu birim pompa istasyonu ve basınç ölçüm sisteminden oluşan vakum çemberidir.



**Şekil 2.23** Paslanmaz çelik vakum çemberi



**b) Büyütme Kaynakları ve Kontrolleri:** Bu ünite termal buharlaştırmayı oluşturan alt öğeleri içerir (Şekil 2.24).



**Şekil 2.24** 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 2.25).



**Şekil 2.25** 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 arasında 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  $10-50 \text{ Å/s}$ '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.

### 3. DENEYSEL YÖNTEM

#### 3.1 Giriş

Bu bölümde, öncelikle termal buharlaştırma sisteminde kaynak malzeme olarak kullanılmak üzere CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşiklerinin sentezlenerek hazırlanması daha sonrasında oluşturulan bileşiklerden ince film üretimi ve üretilen filmlerin deneysel olarak ölçüm metotlarından bahsedilmiştir.

#### 3.2 Bileşiklerin Oluşturulması

Polikristal yarıiletken CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşikleri 1150 °C'de sinterlenerek üretilmektedir. Şekil 3.1'de görüldüğü gibi külçe (bulk) numuneler yüksek erime sıcaklığına sahip (yaklaşık 2000 °C) kuartz cam tüpler içerisinde üretilmektedir. Burada kuartz tüp, kristal sentezleme esnasında içerisindeki malzemeler ile kimyasal reaksiyona girmemesi için, tüplerin erime sıcaklığı bileşiği oluşturulacak kimyasalların erime sıcaklığından büyük ve termal iletimi yüksek olmasından dolayı tercih edilmiştir.

Öncelikle kuartz tüpler içlerindeki yağ, toz ve metalik kirlilerden arındırmak için tüpler temizleme işleminden geçirilmiştir. İlk olarak tüpler deterjan ve sıcak su ile yıkanır, daha sonra tüpleri kimyasal kirliliklerden arındırmak için 2 saat %40'luk HNO<sub>3</sub> (nitrik asit) çözeltisinde bekletilir ve hemen ardından tekrar deterjan ile temizlenip saf su ile durulanmıştır. Durulama işleminden sonra 30 dakikada izopropil alkolde bekleyen tüpler son olarak içindeki olası gazları dışarı çıkartmak için 10<sup>-5</sup> Torr vakum altında ısıtılmıştır (Karabulut, 2003).

CdInTe bileşiğini oluşturmak üzere, hassas terazi ile 1:1:1 oranında tartılan %99.99 saflıkta kadminyum (Cd), indiyum (In) ve teller (Te) elementleri temizlenen kuartz tüpler içerisine yerleştirilir. Tüplerin içerisi, katkı oluşturacak gazları boşaltmak için, 1x10<sup>-5</sup> Torr basınca kadar, 2 saat süreyle mekanik pompa ile pompalanır. İçerisi pompalanan tüplerin ağzı cam işleme ocağında eritilerek

kapatılır. Aynı süreç  $\text{CdIn}_2\text{Te}_4$  bileşimini oluşturmak için 1:2:4 oranlarında tartılan elementler ile tekrarlanmıştır.



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

Bileşik oluşumunun son aşamasında ise ağzı kapatılan tüpler yatay fırın içerisinde elementlerin buharlaşma sıcaklığının ( $1150\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) üzerine yavaş ve kontrollü bir şekilde ısıtılarak bileşiğin oluşması sağlanır. Sıvı halde olan bileşiğin bulunduğu kuartz tüpler ısıtma sırasında çalkalanarak yapının homojen olması sağlanır. Tüpler içerisinde kristal oluşumu sağlandıktan sonra yavaş ve kontrollü bir şekilde oda sıcaklığına inilerek bileşik oluşumu tamamlanır. Oluşturulan bileşikler kuartz tüplerin içinden kırılarak külçe halinde çıkartılır. Külçe halinde oluşturulan bileşik, termal buharlaşma sisteminde kullanılmaya elverişli olabilmesi için Şekil 3.2’de gösterildiği gibi agat havanda toz haline getirilir.



**Şekil 3.2** Külçe halinde oluşturulan bileşiğin agat havanda toz haline getirilmesi

### 3.3 CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> İnce Filmlerinin Elde Edilmesi

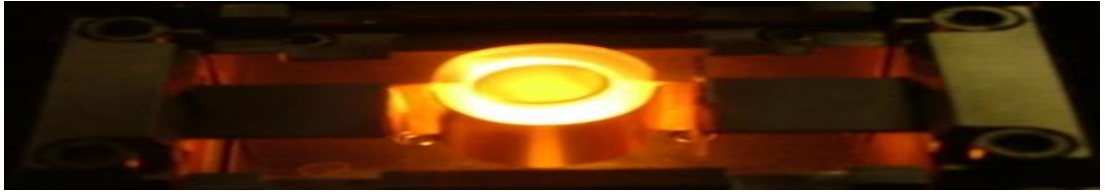
CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmleri termal buharlaştırma yöntemi ile büyütülmeden önce buharlaşan malzemenin kaplanacağı alttaşlar aşağıdaki sıra takip edilerek temizlenir:

8x10 mm<sup>2</sup>, 10x12mm<sup>2</sup> ebatlarında düzgün olarak kesilmiş 1 mm kalınlığında mikroskop lamel camları taban olarak kullanılmışlardır. Bu camlar önce üzerinde bulunan kaba kirliliklerden arındırmak için beher içerisinde deterjan karışımında temizlenirler. Daha sonra bu işlem 70 °C'de başka bir beher içerisinde tekrarlanır. Deterjan karışımını temizlemek için ultrasonik temizleyici kullanılarak camlar saf su dolu beherler içinde 15 dakika çalkalanır. Yüzeyde kalmış olabilecek organik maddeleri temizlemek için %30 seyreltilmiş H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (hidrojen peroksit) kaynar çözeltisi kullanılır ve organik kirler suda çözünebilir bileşiklere dönüştürülür. Alttaş temizliğinin son adımı olarak camlar ultrasonik temizleyicide su dolu beherler içinde ayrı ayrı çalkalanır. Temizlenmiş olan camlar saf su içinde saklanır ve büyütmeden önce sıcak hava üflenerek kurutulur (Yılmaz, 2004).

II-III-VI bileşiklerinden olan CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmleri Vaksis PVD-Handy termal buharlaştırma sisteminde üretilmiştir. Film büyütme işleminde ilk olarak vakum çemberi açılır ve kaynak kısmına yüksek buharlaşma sıcaklığına sahip potalar yerleştirilir. Potalar içerisine daha önceden sinterleyerek bileşik haline getirdiğimiz kaynak malzeme ve alttaş tutucuya da temizlediğimiz camlar yerleştirildikten sonra sistem kapatılıp vakuma alınır. Vakum çemberinin iç basıncı 5x10<sup>-5</sup> Torr aralığına ulaştığında sistem kaplama yapmak için hazır hale gelir. Kesici (shutter) kapalı konumda iken kaynak malzemenin bulunduğu pota üzerinden akım yavaş yavaş artırılarak uygulanır ve kalınlık monitöründen buharlaşma hızı takip edilir. Malzemenin buharlaşma hızı yaklaşık olarak 20-50 Å/s değerinde iken kesici açılarak kaynak malzemenin buharlaşan atomların alttaşlar üzerine yapışması sağlanır. Şekil 3.3'de üzerinden akım geçirilen pota içerisindeki kaynak malzemenin buharlaşmaya başladığı andaki bir fotoğrafı gösterilmiştir. Büyütme esnasında alttaşlar döndürülerek büyümenin daha homojen olması ve bu sayede de daha kaliteli filmler elde edilmesi sağlanır. Kalınlık monitöründen buharlaşan atomların alttaşlar üzerinde birikerek oluşturduğu kalınlığı takip ederek istediğimiz kalınlıkta filmler üretmemiz sağlanır. İstenilen kalınlığa ulaşan filmlerin büyütme işlemi kesici

(shutter) kapatılarak sonlandırılır ve pota üzerinden geçen akım yavaş yavaş azaltılarak sıfıra indirilir.

Farklı alttaş sıcaklıklarında film üretmek için ise,  $5 \times 10^{-5}$  Torr civarında vakuma alınan sistemde pota üzerinden akım geçirilmeden önce alttaş tutucuya yerleştirilen camların ısıtma işlemi yapılır. Bunun için alttaş tutucunun hemen altında bulunan ısıtıcı bilgisayar kontrolü ile istenilen sıcaklık değerine ayarlanarak cam alttaşların ısınması sağlanır. Sıcaklık istenilen set değerine ulaştıktan yaklaşık yarım saat sonra film büyütme işlemi yapılır. Büyütülen filmler, vakum altında oda sıcaklığına kadar soğumaları beklendikten sonra sistem kapatılır.



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

Termal buharlaştırma yöntemiyle farklı alttaş sıcaklıklarında CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> kaynak malzemeleri kullanılarak üretilen ince filmlerin genel bilgileri ve adlandırılması Tablo 3.1’de gösterilmiştir.

**Tablo 3.1** Üretilen filmlerin genel bilgileri

Kaynak Bileşik	Alttaş sıcaklığı (°C)	İsmlendirme	Kalınlığı (µm)
CdInTe	Oda sıcaklığı	A0	0,5
CdInTe	100	A1	0,5
CdInTe	200	A2	0,5
CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub>	Oda sıcaklığı	B0	1
CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub>	200	B1	1
CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub>	300	B2	1

### 3.4 Omik Metal Kontağın Oluşturulması

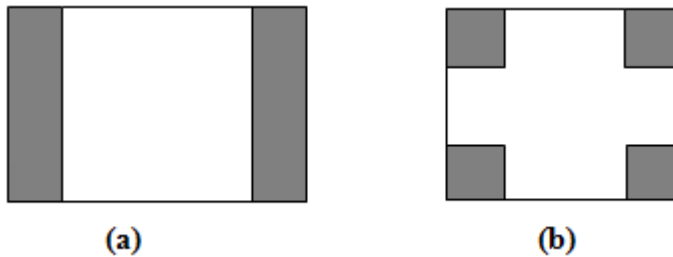
Yarıiletken malzemeler, parametrelerinin ölçülmesi için özel yöntem ile hazırlanırlar. Örnek hazırlaması iki aşamada oluşmaktadır. Birinci aşamada gereken geometrik formda ve boyutta örnek hazırlanmaktadır, ikinci aşamada örneğe omik

metal kontaklar büyütülmektedir. Omik kontakın özellikleri aşağıdaki şartlara uymalıdır:

- 1) Kontakların akım-gerilim karakteristiği doğrultucu olmamalıdır, yani kontak direnci akımın yönüne bağlı olmamalıdır ve aynı akım-voltaj değişimi çizgisel (lineer) olmalıdır.
- 2) Kontak direnci akımın değerine bağlı olmamalıdır.
- 3) Kontak direnci yarıiletkenin direncine göre ihmal edilebilir boyutta olmalıdır.
- 4) Kontakta akım geçerken gürültü olmamalıdır.
- 5) Kontak malzemesi yarıiletkenle mekanik olarak iyi birleşmelidir.

Birçok omik kontak büyütme yöntemi vardır. Bunların en önemlileri; basınçla, elektrik atmasıyla (pulse), eritmeyle, buharlaştırmayla, elektrolizle, kimyasal çökmeyle ve ısıl basınç yöntemleriyedir. Eritme yöntemiyle yapılan kontak en iyi omik karakteristiklere sahip ve mekanik olarak çok dayanıklı kontaklardan biridir. Omik kontak yapma yöntemlerinde kurşun, indiyum, alüminyum, kalay ve altın alaşımları omik malzemeler olarak kullanılmaktadır (Soylu, 2006).

Farklı alttaş sıcaklıklarında üretilmiş CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> filmlerine termal buharlaştırma sistemiyle indiyum kullanılarak omik kontaklar yapılmıştır. Yapıların hazırlanması için Şekil 3.4'te şematik olarak gösterilen ince bakır levhalardan hazırlanan maskeler kullanılmıştır.



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

Maskeler kimyasal olarak ultrasonik banyoda iyice temizlenmiş ve temizlenen maskeler filmin kaplanan yüzeyine filme zarar vermeden yerleştirilmiştir. Maskeyle hazırlanan filmler termal buharlaştırma sisteminin örnek tutucu haznesine yerleştirilmiş ve ısıya dayanıklı tungsten pota içerisine gerekli miktarda indiyum

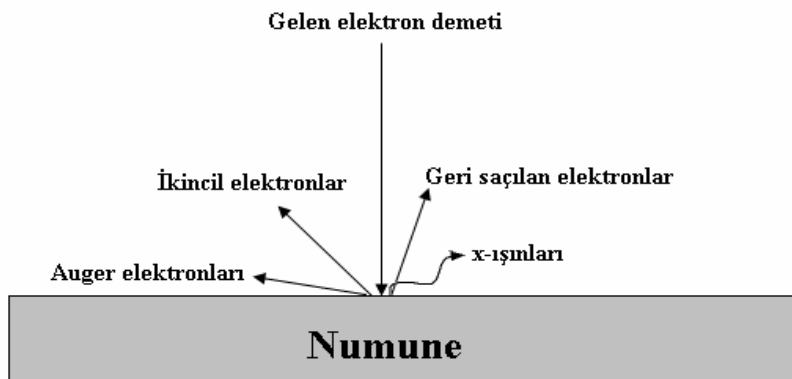
yerleştirilerek vakumlama işlemine geçilmiştir. Uygun vakum değeri ( $1 \times 10^{-5}$  Torr) sağlandıktan sonra potanın üzerinden akım geçirilerek indiyum buharlaştırma işlemi gerçekleştirilmiştir. Buharlaştan indiyum maskenin açıkta kalan film yüzeyine yapışarak film üzerinde omik kontak oluşumu sağlanmıştır.

### 3.5 Yüzey Yapısı ve Elementel Analiz

Termal buharlaştırma tekniği kullanılarak üretilen II-III-VI grubu CdInTe ve  $CdIn_2Te_4$  yarıiletken bileşik ince filmlerin yüzey yapısı ve kompozisyonunu incelemek için enerji dağılım X-ışını spektrometresi enerji dağılım spektrometresi (EDS) ünitesi taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılmıştır.

Günümüz teknolojisi yeni malzemelerin elde edilmesi ve mevcut malzemelerdeki gelişmelerden önemli derecede etkilenmektedir. Malzemelerin faz dağılımı, tane boyutu ve şekli, homojenlik, malzeme içeriği, farklı bölgeler, gözenekli yapı gibi makro ve mikro özellikleri SEM ve EDS kullanılarak incelenebilir. Birçok inceleme ikincil elektron sinyalleri kullanılarak numune yüzeyinin büyütülmesi ile başlar. Geri saçılan sinyallerle bileşik malzemeler ve düzgün dağılımın önemli olduğu malzemeler incelenebilir. Daha sonra elementel bileşimi belirlemek amacıyla mikroanaliz (kimyasal analiz) kullanılabilir. Bu yolla çok küçük boyutlardaki parçacıklar ve ince tabakalar kapsamlı bir şekilde analiz edilebilir.

Elektron mikroskopları numunelerin çok küçük ölçeklerde karakterizasyonu için yüksek enerjili elektronlar kullanan cihazlardır. Bir elektron mikroskopunda elektron demeti ile numune etkileşimi Şekil 3.5'te şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.5 SEM'de gelen elektron demeti ile numunenin etkileşimi

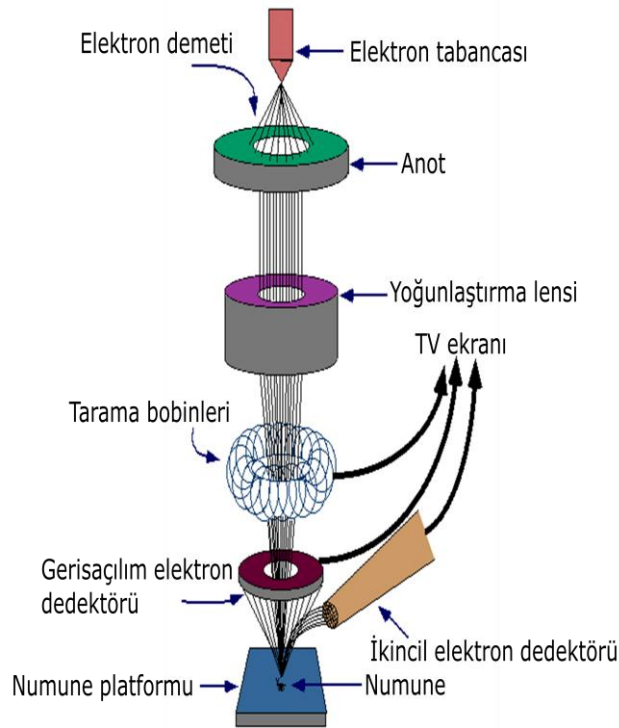


Enerji dağılım spektrometresinin (EDS) eklenmesi ile SEM' de kimyasal analiz numune üzerine odaklanan elektron demetinin yarattığı X-ışınları sinyallerinin şiddet dağılımı ve enerjilerinin ölçülmesi ile gerçekleştirilir (Akyüz, 2005).

### 3.5.1 Taramalı elektron mikroskobu (SEM) analizi

Taramalı elektron mikroskobunda (SEM) görüntü, yüksek voltaj ile hızlandırılmış elektronların numune üzerine odaklanması, bu elektron demetinin numune yüzeyinde taratılması sırasında elektron ve numune atomları arasında oluşan çeşitli girişimler sonucunda meydana gelen etkilerin uygun algılayıcılarda toplanması ve sinyal güçlendiricilerinden geçirildikten sonra bir katot ışınları tüpünün ekranına aktarılmasıyla elde edilir (Flegler,1993).

Taramalı elektron mikroskobu optik kolon, numune hücresi ve görüntüleme sistemi olmak üzere üç temel kısımdan oluşmaktadır. Şekil 3.6'da SEM cihazı şematik olarak gösterilmiştir. Optik kolon kısmında elektron demetinin kaynağı olan elektron tabancası, elektronları numuneye doğru hızlandırmak için yüksek gerilimin uygulandığı anot plakası ve ince elektron demeti elde etmek için yoğunlaştırıcı mercekler bulunur.



Şekil 3.6 SEM cihazının şematik gösterimi (Bahar, 2010)

Mercek sistemleri elektromanyetik alan ile elektron demetini inceltmekte veya numune üzerine odaklamaktadır. Tüm optik kolon ve numune  $10^{-4}$  Pa gibi bir vakumda tutulmaktadır. Görüntü sisteminde, elektron demeti ile numune girişimi sonucunda oluşan çeşitli elektron ve ışınları toplayan detektörler, bunların sinyal çoğaltıcıları ve numune yüzeyinde elektron demetini görüntü ekranıyla senkronize tarayan manyetik bobinler bulunmaktadır (Brundle, 1992).

### 3.5.2 Enerji dağılım spektrometresi (EDS)

EDS tekniği ile yüzeydeki bileşiklerin ya da elementlerin nicel ve nitel analizi yapılmaktadır. Ancak bu teknik taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile birleştirilmiş haldedir. Taramalı elektron mikroskobu tekniğinde elektron demeti kullanılır. Buna göre SEM’de, katı numune yüzeyi ızgara şeklinde sıralı düzende yüksek enerjili bir elektron demetiyle taranır. Tarama neticesinde yüzeyden çeşitli tür sinyaller oluşturulur. Bunlar geri saçılmış ve ikincil elektronlar ve elektron mikropob analizde kullanılan X-ışını emisyonudur. EDS ise elektron bombardımanına maruz bırakılan katı numunenin verdiği X-ışını emisyonunu ölçer. Yüzeydeki türlere göre söz konusu X-ışını emisyonunun enerjisi ya da dalga boyu farklılık gösterir (Özkan, 2010). Şekil 3.7’de numunelerin analizinde kullanılan EDS üniteli SEM mikroskobunun fotoğrafı gösterilmiştir.



Şekil 3.7 SEM ve EDS sisteminin bir fotoğrafı

### 3.6 X-Işını Kırınımı (XRD) Analizi

X-ışınları kırınımı (X-Ray Diffraction; XRD), X-ışınları tarafından oluşturulan kırınım deseninden atomik düzeyde bilgi edinmek için kullanılmaktadır. X-ışınları ölçümleri kristale zarar vermeksizin yapısı hakkında bilgi veren güçlü bir yöntemdir. X-ışınlarının dalga boyu,  $1 \text{ \AA}$  civarındadır ve bu da bir kristal içindeki atomlar arası mesafe mertebesinde dir. Kristallerin atom dizilişlerinin incelenmesinde bu yüzden X-ışınlarına ihtiyaç duyulur. X-ışınları kırınım desenlerinden, bir katıdaki düzlemler arasındaki mesafe (atomların oluşturduğu sıralar), tek kristalin veya taneciğin yönelimi, bilinmeyen bir malzemenin kristal yapısı, tanecik boyutu ve şekli hakkında bilgi elde edilebilir.

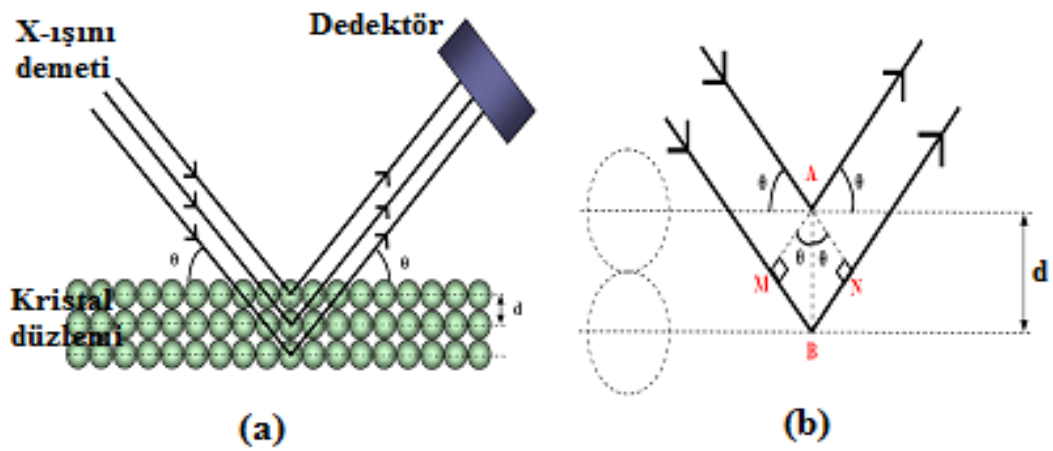
X-ışını kırınımı, basit bir ifadeyle bir kristal düzlemine gönderilen X-ışınlarının kristalin atom düzlemlerine çarparak yansması olayıdır. Ancak buradaki yansıma ışığın bir ayna düzleminden yansması olayından çok farklıdır. Kırınım olayında, gelen X-ışınları kristal yüzeyinin altındaki atom düzlemlerine ulaşır, yani kırınım yüzeysel bir olay değildir. Düzensiz yapıda (amorf) bir kristal düzlemine gelen X-ışını demeti kristal düzlemlerine herhangi bir açıyla çarparsa, kırınım gerçekleşmez. Çünkü kristal düzlemlerinden yansıyan X-ışınlarının aldıkları yolların uzunlukları farklı olduğundan, söz konusu ışınlar arasında faz farkı oluşur ve bu ışınlar birbirlerini yok ederler. Bunun sonucu olarak herhangi bir kırınım (difraksiyon) piki gözlenmez.

X-ışını demetinin atom düzlemlerine Bragg açısı olarak bilinen belirli bir açı ile çarpması durumunda ise yansıyan ışınlar tarafından alınan yol, dalga boyunun ( $\lambda$ ) tam katlarına eşit olacağından, ışınlar aynı faza sahip olur. Kırınımına uğrayan, yani atom düzlemlerinden yansıyan X-ışınlarının aynı fazda olması durumunda kırınım deseni oluşur. Kırınım deseni elde edebilmek için; X-ışınlarının atom düzlemlerine çarpma açısı ( $\theta$ ), atom düzlemleri arasındaki uzaklık ( $d$ ) ve gelen X-ışınlarının dalga boyu ( $\lambda$ ) arasında belirli bir bağıntının bulunması gerekir. Bir X-ışını demetinin birbirine paralel atom düzlemlerine  $\theta$  açısı altında çarpması durumunda kırınım meydana gelir. Yani kristal düzlemi, düzenli tek kristal yapısında ise, X-ışınları kristal düzleminden aynı fazda saçılır. Bunun sonucu olarak kırınım gözlenir. Burada farklı kristal düzlemlerinden yansıyan ışınların dedektöre geldiğinde aynı faz içinde olması gerekir. Bunun gerçekleşebilmesi için X-ışınının kristal düzlemleri arasında

aldığı yol farkının  $\lambda$  dalga boyuna veya  $\lambda$ 'nın tam katlarına eşit olması gerekir. Bu nedenle;

$$2d \sin\theta = n \lambda \quad (3.1)$$

bağıntısı elde edilir. Burada;  $\theta$  Bragg açısı (gelen ışınlarla atom düzlemlerinin yaptığı açı) ve  $\lambda$  (kullanılan X-ışınının dalga boyu) bilirse  $d$  (atom düzlemleri arasındaki uzaklık) hesaplanabilir. Bragg kanunu olarak bilinen bu bağıntı X-ışını kırınımı için gerekli koşulu ifade eder. Şekil 3.8'de kırınımın meydana gelişi şematik olarak gösterilmiştir (Şişman İ.,2006, Taylor J.,1991).

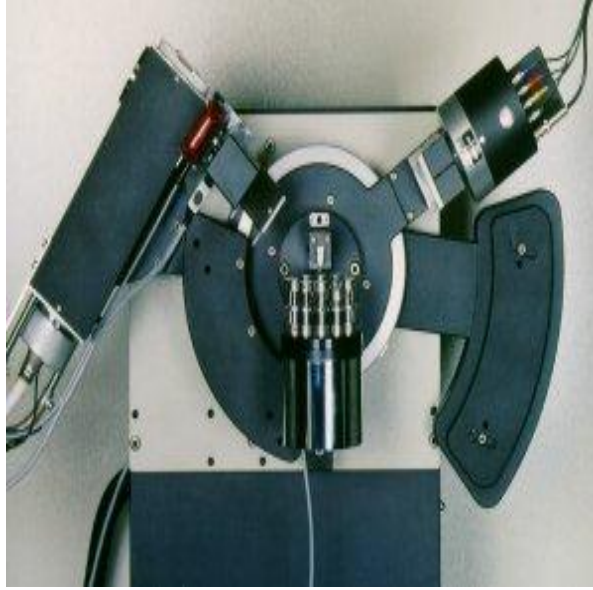


**Şekil. 3.8 (a)** Bir kristal düzleminde X-ışını kırınımının meydana gelişi. **(b)** Kırınım olayında X-ışınları arasındaki yol farkının gösterimi (Şişman İ., 2006).

XRD metodu kullanılarak ince filmlerin tanecik büyüklükleri aşağıda verilen Scherrer formülü kullanılarak hesaplanabilmektedir.

$$D = \frac{K \lambda}{\beta \cos \theta} \quad (3.2)$$

Burada  $D$ , kristal büyüklüğü;  $\lambda$ , kullanılan X-ışını kaynağının dalga boyu;  $\beta$ , radyan cinsinden kırınım pikinin yarı maksimum genişliği,  $\theta$ , XRD pikinin Bragg kırınım açısı ve  $K$ , tanecik büyüklüğü hesaplanan film ile ilgili bir sabittir (P. Scherrer, 1918).

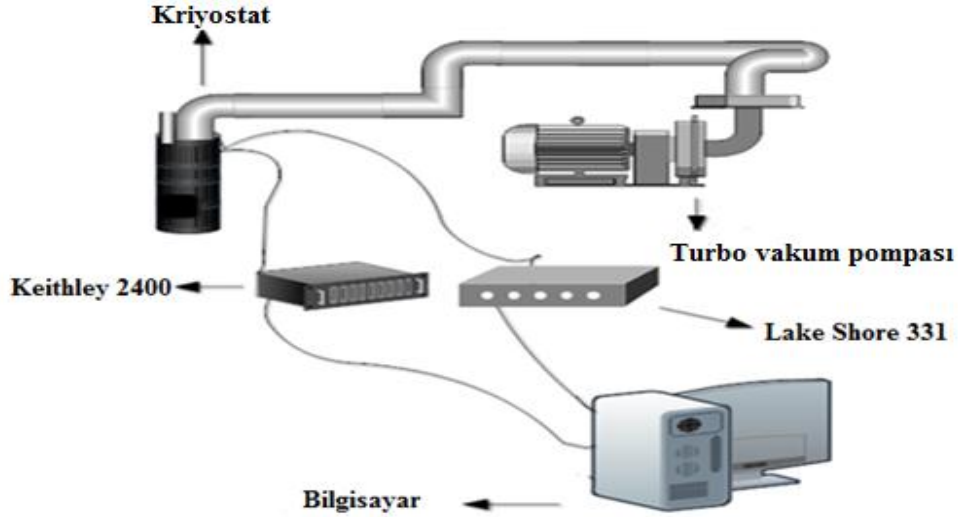


**Şekil 3.9** XRD cihazının üstten görünüşü

XRD cihazının çalışma prensibi; örneğe X-ışını göndererek örnekten kırılma verilerinin toplaması olarak söylenebilir. Kristal yapısına göre X-ışını farklı açılarda ve şiddette kıran örnekler çok hassas biçimde analiz edilebilmektedir. Şekil 3.9'da filmlerin X-ışını kırınım desenlerini elde etmek için kullandığımız Rigaku marka X-ışını kırınım cihazının üstten görünüşünü göstermektedir. Burada X-ışını üreten sol üst başlık ile detektör (sağ üst) birbirine V şeklinde bir açıyla bağlanmıştır. Bu açı değişebilmekte olup orta hazne örnek yüklemesi için kullanılmaktadır. Ölçümler  $\lambda=1.5405 \text{ \AA}$  dalgaboylu X-ışını kullanılarak toz kırınım metodu ile  $3^\circ\text{-}80^\circ$  aralığında  $0.01^\circ$ 'lik hassasiyetle incelenmiştir.

### **3.7 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sistemi**

Üretmiş olduğumuz filmlerin sıcaklığa bağlı I-V karakteristikleri için bilgisayar kontrolünde çalışan ve sistemde akım kaynağı olarak kullanılan KEITHLEY 2400 akım-voltaj kaynak-ölçüm cihazı, azot soğutmalı Janis marka kriyostat, sıcaklığa bağlı ölçümler için  $\pm 0.1 \text{ K}$ 'lik hassasiyete sahip Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi ve numunenin oksitlenme, buzlanma gibi istenmeyen durumlarla karşılaşmaması ve ısı iletkenliğin daha iyi olabilmesi için PFEIFFER marka D-35614 model vakum pompasından oluşan ve Şekil 3.10'da gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır.



**Şekil 3.10** Elektriksel iletkenlik ölçümü deney düzeneği

Elektriksel iletkenlik ölçümleri için, omik kontak alınmış filmler kriyostat içerisine yerleştirildikten sonra sistem vakuma alınır. Sistem istenilen vakum seviyesine ( $1 \times 10^{-4}$  Torr) ulaştığında sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri için kriyostatın üst bölümünden sıvı azot eklenerek numune sıcaklığının düşürülmesi sağlanır. Numune için uygun sıcaklık değerine gelindiğinde bilgisayardan numune için uygun veriler girilerek deney başlatılır.

Deneyin çalışma prensibi kısaca, numune üzerine uygulanan akıma karşılık her sıcaklıkta numune üzerinden gerilim değerlerini ölçmektir. Ölçmüş olduğumuz bu verilerle filmlere ait direnç, öz direnç ve iletkenlik değerleri hesaplanarak sıcaklığa bağlı değişimlerin incelenmesine olanak sağlamaktadır.

### 3.8 Fotoiletkenlik Ölçüm Sistemi

Fotoiletkenlik ölçümünde de elektriksel iletkenlik ölçümlerinde kullanılan, Şekil 3.10'daki düzenek kullanılmıştır. Elektriksel iletkenlik ölçümlerinden farklı olarak numune üzerine Şekil 3.11'de gösterildiği gibi bir LED ışık kaynağı aracılığı ile ışık düşürülmüştür. Ölçüm esnasında kullanılan LED'e 40, 50, 60, 70, 80, 90 ve 100 mA akım uygulanarak sırasıyla her akım değeri için 5001, 6313, 7616, 8891, 10201, 11445, 12708 lüks şiddetlerinde ışık demetinin numune üzerine düşmesi sağlanmıştır. Elektriksel iletkenlik deneyinde olduğu gibi her sıcaklık bölgesinde voltaj uygulanan örnek için önce LED'e akım verilmeden karanlıkta örnek üzerinden geçen akım ölçülmüştür. Daha sonra örnek üzerindeki LED 40-100 mA aralığında

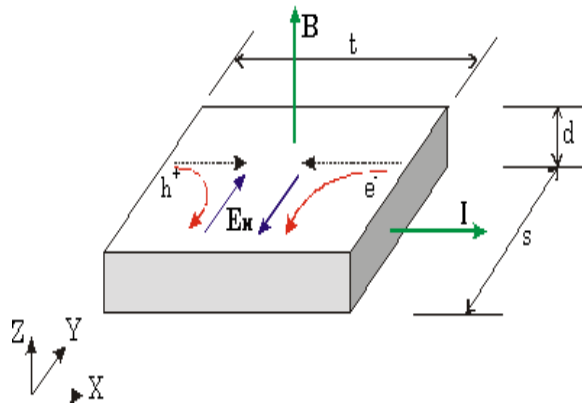
akım uygulanarak numune aydınlatılmış ve numune üzerinden geçen akım değerleri LED'in her şiddeti için ayrı ayrı kaydedilmiştir.



**Şekil 3.11** Fotoiletkenlik ölçümü için kriyostat içerisine yerleştirilmiş numune ve LED'in fotoğrafı

### 3.9 Hall Etkisi Ölçüm Sistemi

İnce filmlerin Hall gerilimleri Hall Etkisi ölçüm sistemi ile Van der Pauw (4 nokta kontak) tekniği kullanılarak incelenmiştir. Hall deneyi malzeme üzerinde yapılan öz direnç ölçümleri ile birleştirildiğinde serbest taşıyıcı tipi, yoğunluğu ve mobilite hakkında direkt bilgiler edinilebilir. Elektron ve hol mobilitesinin bilinmesi malzemenin kalitesinin doğrudan bilinmesi anlamına gelir. Hall olayının şematik diyagramı Şekil 3.12'de verilmiştir (Akyüz, 2005).



**Şekil 3.12** Hall olayı oluşumunun şematik diyagramı

Hall olayının altında yatan temel prensip Lorentz kuvvetidir. Bir elektron, uygulanan bir manyetik alana dik bir yönde hareket ederken, her iki yöne de dik olan bir kuvvete maruz kalır. Şekil 3.12'de gösterildiği gibi, n-tipi bir yarıiletken taşıyıcılar baskın olarak  $n$  hacim yoğunluğuna sahip elektronlardır. z-yönünde bir

manyetik alanın varlığında, x-ekseni doğrultusunda soldan sağa doğru yönelmiş sabit bir  $I$  akımı olduğunu düşünelim. Lorentz kuvvetine maruz kalan elektronlar ilk olarak akım doğrultusundan negatif y-eksenine doğru sürüklenirler. Numunenin bu kenarında fazlalık bir yüzey elektrik yükü oluşur. Bu yük numunenin her iki kenarı arasında bir potansiyel farkı yaratır. Bu enine voltaj, Hall voltajı ( $V_H$ ) adını alır ve büyüklüğü;

$$V_H = \frac{IB}{qnd} = R_H J_n B_z \quad (3.3)$$

şeklinde verilir. Burada;  $I$  akımı,  $B$  manyetik alanı,  $d$  numune kalınlığını ve  $q$  elektronun yükünü göstermektedir. Bu ifadede  $R_H$ ;

$$R_H = -\frac{1}{qn} \quad (3.4)$$

şeklinde ve Hall katsayısı olarak bilinir. Denklem (3.3)'ten taşıyıcı yoğunluğu ifadesi;

$$n = \frac{J_n B_z}{qE_y} \quad (3.5)$$

olarak bulunur. Hall voltajının ( $V_H$ ) ve örneğe uygulanan akımın ( $I$ ) ölçülmesiyle denklem (3.5)'ten;

$$n = \frac{IBd}{qV_H} \quad (3.6)$$

elde edilir ve özdirenç;

$$\rho = R_s \cdot d \quad (3.7)$$

bulunur. Burada  $R_s$  yüzey direncidir. Bu iki ifadedeki bütün nicelikler ölçülebilir niceliklerdir. Sonuç olarak; taşıyıcı tipi ve yoğunluğu ve özdirenç Hall etkisi ölçümlerinden doğrudan belirlenir.

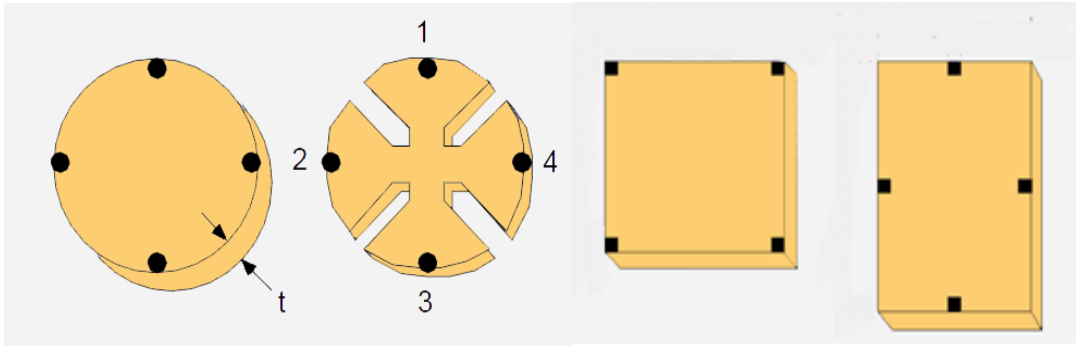
$R_H$  Hall katsayısı  $\sigma = qp\mu$  eşitliğinde yerine konulduğunda Hall mobilitesi;

$$\mu = |R_H| \sigma = \frac{V_H}{R_s IB} = \frac{1}{qn_s R_s} \quad (3.8)$$



hacim yoğunluğu yerine yüzey taşıyıcı yoğunluğu ( $n_s=n.d$ ) kullanılır ve bu eşitlik ölçülen  $R_H$  ve  $\sigma$  değerlerinden Hall mobilitesinin deneysel olarak ölçülebileceğini ifade eder.

Mobilite  $\mu$  ve yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s$ 'yi belirlemek için direnç ve Hall ölçümünün bir birleşimi gerekmektedir. Düzgün örneklerin direncini belirlemede Van Der Pauw tekniği yarıiletken endüstrisinde oldukça yaygın bir biçimde kullanılmaktadır. Hall olayında Hall voltajı ve direnç ölçümü için Şekil 3.13'te gösterildiği gibi numunelere Van der Pauw geometrisinde omik kontaklar alınması gerekir. Omik kontaklara dört iletken tel, örnek üzerindeki dört omik kantağa Şekil 3.13'teki gibi saat yönünün tersinde 1, 2, 3, 4 ile gösterildiği gibi bağlanır. Termomanyetik etkileri minimize etmek için dört iletken telin hepsi aynı gruptan seçilmelidir. Benzer şekilde dört omik kontak da aynı malzemeden oluşmalıdır.

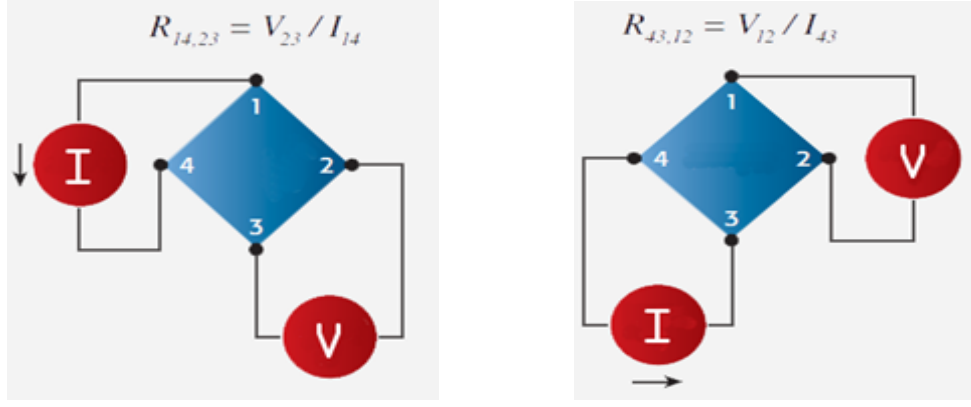


**Şekil 3.13** Hall ölçümünde kullanılan örnek geometrileri

Direnç ölçümünün amacı yüzey direnci  $R_s$  'yi belirlemektir. Van der Pauw  $R_A$  ve  $R_B$  gibi iki karakteristik direnç olduğunu açıklamıştır ve bu dirençlere karşılık gelen uçlar şekil 3.14'te gösterilmiştir.  $R_A$  ve  $R_B$  yüzey direnci  $R_s$  ile bağıntılı olup Van der Pauw denklemi ile aşağıdaki gibi belirlenebilir.

$$e^{(\pi R_A/R_s)} + e^{(\pi R_B/R_s)} = 1 \quad (3.9)$$

Buradan  $R_s$  sayısal olarak elde edilebilir.



**Şekil 3.14** Van der Pauw tekniği kullanılarak direnç ölçümünün şematik gösterimi

Hacimsel elektrik direnci  $\rho$ ,

$$\rho = R_s d \quad (3.10)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir.  $R_A$  ve  $R_B$  değerleri,

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

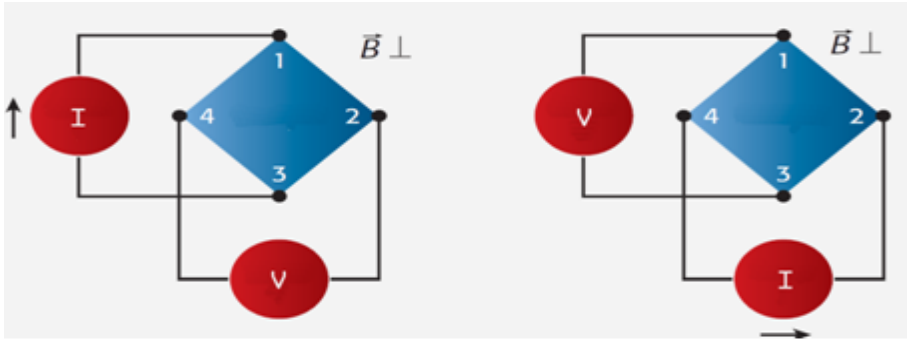
$$R_B = \left( \frac{R_{32,41} + R_{23,14} + R_{14,23} + R_{41,32}}{4} \right) \quad (3.11)$$

şeklinde hesaplanır.

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.

Hall ölçümü manyetik alan varlığında gerçekleştirilir ve eğer tabaka kalınlığı biliniyorsa, yüzey taşıyıcı yoğunluğu ve hacimsel taşıyıcı yoğunluğunu belirlemeye yarar. Hall gerilimi kalın ve aşırı katkılanmış örnekler için oldukça küçük olabilir (mikrovoltlar civarında) Bugün iyi özellikli voltmetreler kullanıldığından Hall geriliminin küçük olması doğru ölçüm sonuçları almamızı etkilememektedir. Fakat

kontakların simetrik olmayan yerleşimi, örnek şekli ve düzensiz sıcaklık dağılımı birçok probleme sebep olabilir.



**Şekil 3.15** Van der Pauw tekniği kullanılarak Hall voltajı ölçümünün şematik gösterimi

Şekil 3.15'e göre  $I_{13}$  = Kontak 1'den giren ve kontak 2'den çıkan bir dc akımı enjekte edilir. Benzer şekilde  $I_{31}$ ,  $I_{42}$ ,  $I_{24}$  uygulanır.

$B$  = Sabit ve düzgün manyetik alan şiddeti  $z$  eksenine paralel sağlanır;

- Pozitif  $z$  ekseninde pozitif
- Negatif  $z$  ekseninde negatif

$V_{24P} = I_{13}$  akımı için pozitif manyetik alanla birlikte 2 ve 4 telleri arasında ölçülen Hall gerilimi, benzer şekilde diğerleride  $V_{42P}$ ,  $V_{13P}$ ,  $V_{31P}$  şeklindedir. Benzer tartışmalar tersine çevrilmiş manyetik alanın varlığında yapılırsa  $V_{24N}$ ,  $V_{42N}$ ,  $V_{13N}$ ,  $V_{31N}$  gerilimleri ölçülür.

Yukarıdaki sekiz Hall gerilim ölçümleri “  $V_{24P}$ ,  $V_{42P}$ ,  $V_{13P}$ ,  $V_{31P}$ ,  $V_{24N}$ ,  $V_{42N}$ ,  $V_{13N}$  ve  $V_{31N}$  ” örneğin tipini (n-tipi veya p-tipi) ve yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s$ ' yi belirlemeye yarar. Hall mobilitesi, yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s$  ve direnç ölçümünden sağlanan  $R_s$  belirlenerek bulunur.

$$\begin{aligned} V_C &= V_{24P} - V_{24N} & V_D &= V_{42P} - V_{42N} \\ V_E &= V_{13P} - V_{13N} & V_F &= V_{31P} - V_{31N} \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$V_H = \left( \frac{V_C + V_D + V_E + V_F}{8} \right) \quad (3.13)$$

Örnek tipi,  $V_C + V_D + V_E + V_F$  gerilim toplamının kutuplanmasından belirlenir. Eğer toplam pozitif (negatif) ise örnek p-tipi (n-tipi) 'dir. Yüzey taşıyıcı yoğunluğu ( $\text{cm}^{-3}$ 'de) aşağıdaki gibi hesaplanır:

Eğer gerilim toplamı pozitif ise;

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

olur ve eğer toplam negatif ise;

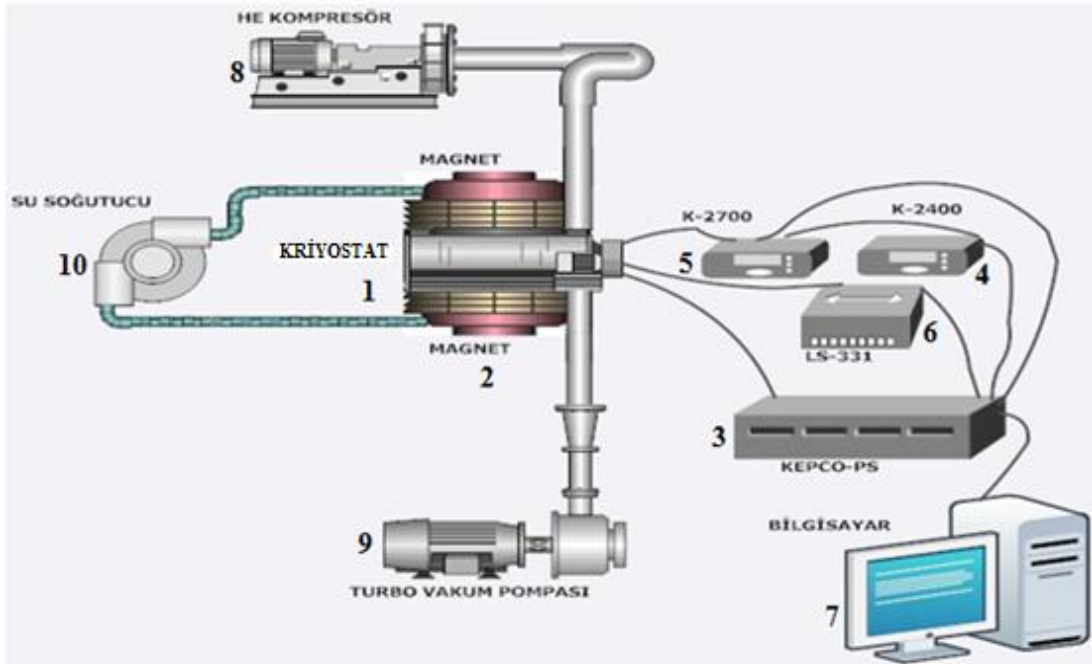
$$n_s = \left| 8 \times 10^{-8} IB / [q(V_C + V_D + V_E + V_F)] \right| \quad (3.15)$$

şeklindedir. B (Gauss), dc akımı  $I(A)$  olarak seçilebilir. Eğer örneğin yüzey taşıyıcı yoğunluğu ve tabaka kalınlığı ( $d$ ) biliniyorsa hacimsel taşıyıcı yoğunluğu belirlenebilir:

$$n = n_s / d \quad \text{ve} \quad p = p_s / d \quad (3.16)$$

Hall mobilitesi, yüzey taşıyıcı yoğunluğu  $n_s$  (veya  $p_s$ ) ve yüzey direnci  $R_s$ 'den  $\mu = 1/qn_s R_s$  ( $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) eşitliği kullanılarak hesaplanabilir (Erdoğan, 2010).

Hall Etkisi ölçümünü yapmak için Şekil 3.16'da gösterilen bilgisayar kontrollü Hall etkisi ölçüm sistemi kullanılmıştır.



**Şekil 3.16** Hall etkisi deney setinin 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

### 3.10. Soğurma Ölçüm Sistemi

Soğurma ölçümleri bir yarıiletkenin yasak enerji aralığını belirlemek için en çok kullanılan metotlardan birisidir. Yapılan bu ölçümler neticesinde numune zarar görmediği için oldukça tercih edilmektedir. Şekil 3.18’de soğurma ölçümünün blok şematik diyagramı verilmektedir. 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:

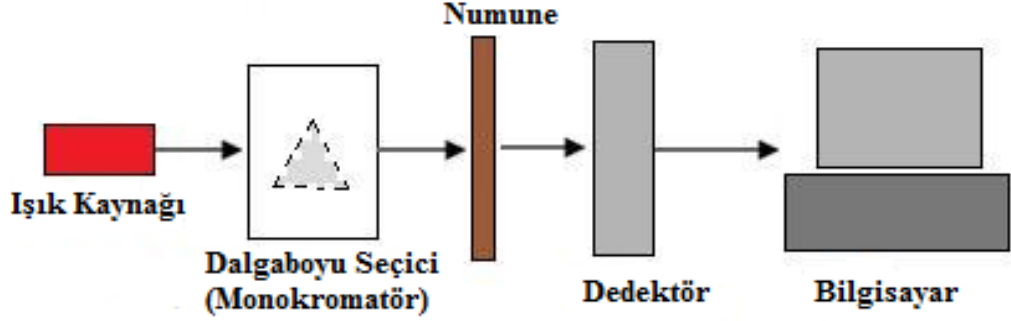
- 1) Işık kaynağı olarak halojen ve deteryum lambaları,
- 2) İstenen dalga boyunu seçmek için ve ikinci dereceden radyasyonu yok etmek için monokromatör,
- 3) Numune koyma bölmesi,
- 4) Geçen ışığı alan ve elektrik sinyaline dönüştüren dedektör,
- 5) Soğurma ve geçirgenliği gösteren dijital göstergedir. Şekil 3.17’de kullanılan UV-Vis spektrometresinin fotoğrafı gösterilmiştir.



**Şekil 3.17** 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 ağından gelen ikinci derece istenmeyen radyasyonu engeller. Örneği geçen ışık demeti silikon fotodiyot dedektörüne gelir ve elektrik sinyaline dönüştürülerek dijital göstergede görüntülenir.



**Sekil 3.18** Bir UV-Vis spektrometresinin temel bileşenleri (Özkan, 2010)

Soğurulmanın ölçülmesi sırasında, ışık kaynağından gelen tek bir dalga boyunda ışık seçilerek örneğe gönderilir. Çok dalga boyulu ışıktan monokromatik ışık elde edilmesini sağlayan düzeneğe monokromatör (dalga boyu seçicileri) adını alır. Monokromatör olarak genellikle prizma kullanılır. Daha sonra tek dalga boyuna ayrıştırılmış olan ışık numune üzerine düşer. Burada eğer fotonun enerjisi, enerji bant aralığından daha büyük ise fotonlar soğurulur, enerji bant aralığından daha küçük ise fotonlar soğurulmadan direk geçer. Maddeden geçen ışığın ne kadar soğurulduğunu anlamak için geçen demet şiddetini ölçmek üzere düzeneğe detektör yerleştirilmiştir. (Şener 2006).

## **4. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA**

### **4.1 Farklı Alttaş Sıcaklıklarında Üretilen CdInTe İnce Filmlerinin Analizi**

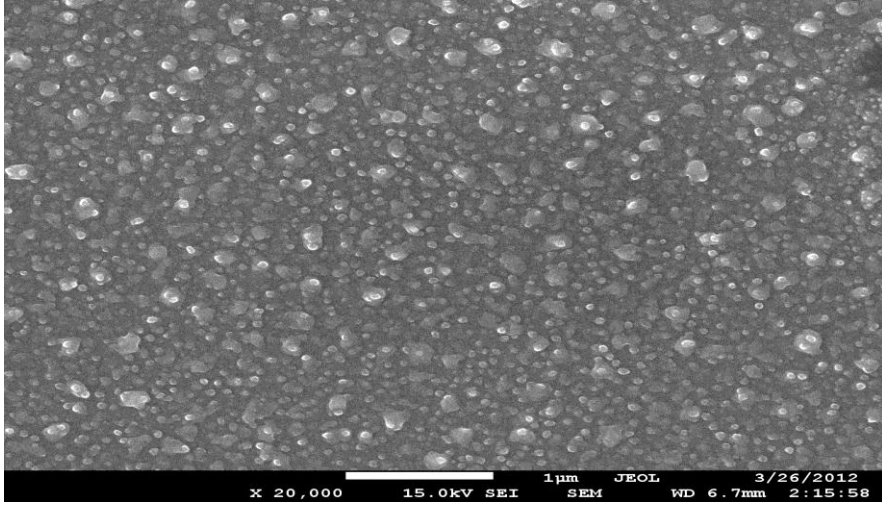
Bu bölümde termal buharlaştırma yöntemiyle soğuk, 100 °C ve 200 °C alttaş sıcaklığında üretilen ve sırasıyla kısaca A0, A1 ve A2 olarak isimlendirilen CdInTe filmlerinin deneysel ölçüm sonuçları değerlendirilmiştir. İlk olarak, üretilen filmlerin yüzey özelliklerini ve elementel kompozisyonunu belirlemek üzere SEM-EDS analizi ve kristal yapısı için X-Işını kırınım (XRD) analizi yapılmıştır. Filmlerin elektriksel özelliklerini belirlemek için sıcaklığa bağlı iletkenlik ve Hall olayı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Son olarak ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik ve optik soğurma deneyleri ile filmlerin optik özellikleri belirlenmiştir.

#### **4.1.1 CdInTe ince filmlerinin yüzey özelliklerinin incelenmesi**

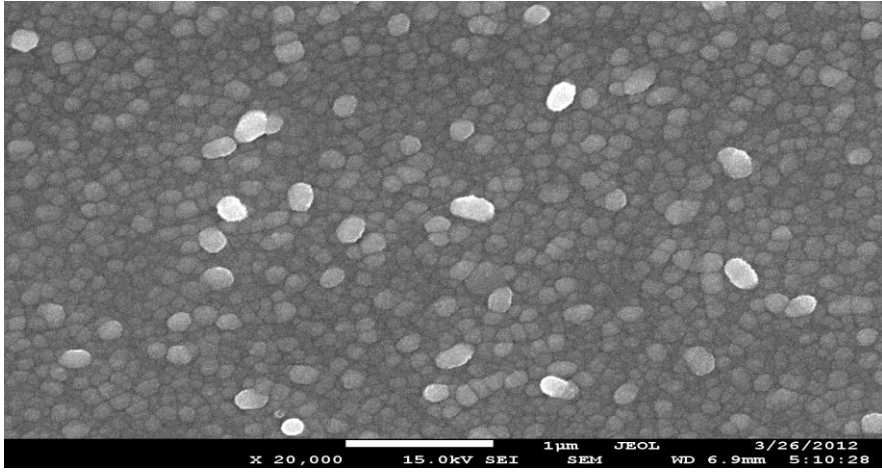
##### **4.1.1.1 SEM ve EDS analizi**

Taramalı elektron mikroskobu (SEM) malzemelerin mikro yapılarının incelenmesinde kullanılmaktadır. Örneklerin SEM görüntüsünün elde edilmesinde JSM-7600 F model JEOL marka taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılmıştır.

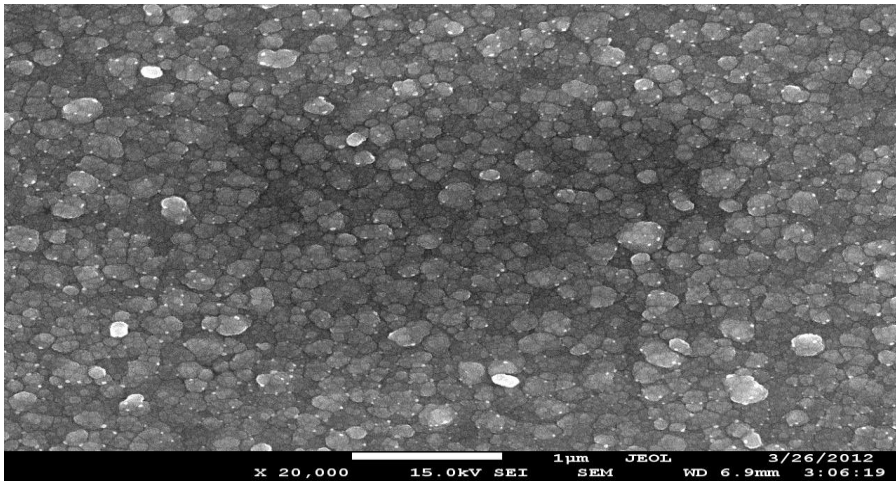
Şekil 4.1 a, b ve c'de sırasıyla A0, A1 ve A2 ince filmlerinin 15 kV hızlandırma gerilimi ile 20 000 büyütme oranında SEM görüntüleri gösterilmiştir.



(a)



(b)



(c)

Şekil 4.1 (a) A0, (b) A1 ve (c) A2 ince filmlerinin 20 000 büyütmedeki SEM görüntüleri



Farklı alttaş sıcaklıklarında üretilmiş filmlerin SEM fotoğraflarından görüldüğü gibi alttaş sıcaklığı arttıkça filmlerin tanecik (grain) büyüklüğünün arttığı ve en büyük tanecik büyüklüğünün 200 °C alttaş sıcaklığında büyütülmüş A2 ince filminde olduğu gözlenmiştir.

**Tablo 4.1** CdInTe bileşiğinin EDS sonucu

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>38.02</b>	<b>40.04</b>
In	<b>23.82</b>	<b>24.55</b>
Te	<b>38.16</b>	<b>35.41</b>

1150 °C’de sinterleyerek oluşturduğumuz bileşiğin oluşma biçimi, Cd:In:Te oranı ve kirlilik atomlarının yapıda olup olmadığını belirlemek için EDS ölçümleri yapılmıştır. Tablo 4.1’de verilen CdInTe bileşiğinin EDS analizi sonuçlarından görüldüğü gibi numune içerisinde Cd, In ve Te atomları dışında başka kirlilik atomlarına rastlanmamıştır. Yine elementel analiz sonucunda, cihazın %5’lik hata payı içerisinde yaklaşık 1:1:1 oranında stokiyometriye uygun CdInTe üçlü bileşiğinin oluşturulduğu gözlenmiştir.

**Tablo 4.2** A0 ince filminin EDS sonucu

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>6.85</b>	<b>7.26</b>
In	<b>55.63</b>	<b>57.71</b>
Te	<b>37.53</b>	<b>35.03</b>

**Tablo 4.3** A1 ince filminin EDS sonucu

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>21.11</b>	<b>22.33</b>
In	<b>39.93</b>	<b>41.36</b>
Te	<b>38.96</b>	<b>36.31</b>

**Tablo 4.4** A2 ince filminin EDS sonucu

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>34.58</b>	<b>36.74</b>
In	<b>19.59</b>	<b>20.38</b>
Te	<b>45.83</b>	<b>42.89</b>

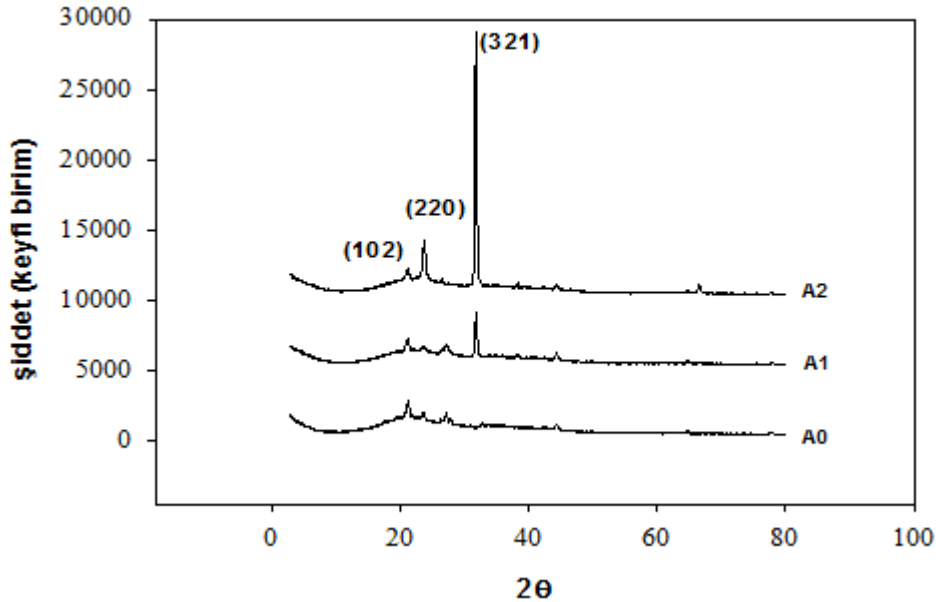
Tablo 4.1’de EDS analizi verilmiş olan kaynak malzeme kullanılarak termal buharlaştırma metodu ile büyütülen A0, A1 ve A2 ince filmlerinin EDS analiz sonuçları sırasıyla Tablo 4.2, 4.3 ve 4.4’te verilmiştir. Filmlerin alttaş sıcaklığı değişimi ile elementlerin atomik yüzdelerinde belirgin bir değişim gözlenmiştir. İnce film yapısında Cd oranının alttaş sıcaklığı ile artarken In oranının alttaş sıcaklığı ile

azaldığı görülmüştür. EDS ölçümlerinde genelde yüzey ve yüzeye yakın film kompozisyonu incelendiği için, alttaş sıcaklığı ile film derinliğinde topaklanmış (segragation) Cd atomlarının alttaş sıcaklığının artması ile yapıya daha homojen olarak girdiği ve In atomlarının ise alttaş sıcaklığı artışı ile daha derinlere difüz ettiği düşünülebilir.

#### 4.1.1.2 XRD analizi

XRD analizleri yapılarak farklı alttaş sıcaklığında üretilen filmlerin alttaş sıcaklığı ile yapısal özelliklerinin nasıl değiştiği incelenmiştir. Filmlerin X-ışını kırınım desenleri  $\lambda=1,54 \text{ \AA}$  dalga boylu X-ışını demeti kullanılarak  $3^\circ\text{-}80^\circ$  aralığında elde edilmiştir.

Filmlerin kırınım desenlerindeki piklerin şiddetleri büyük ve genişlikleri dar ise filmlerde kristallenmenin iyi olduğu, piklerin şiddetleri küçük ve genişlikleri büyük ise filmlerde kristallenmenin iyi olmadığı anlamına gelmektedir. Pik genişlikleri büyük olan filmlerin amorf yapıya yakın olduğu düşünülmektedir. Elde edilen kırınım desenlerindeki pikler TREOR90 programında analiz edilerek piklere ait kırınım düzlemleri ve filmlerin kristal yapıları belirlenmiştir.



Şekil 4.2 A0, A1 ve A2 ince filmlerinin XRD sonuçları

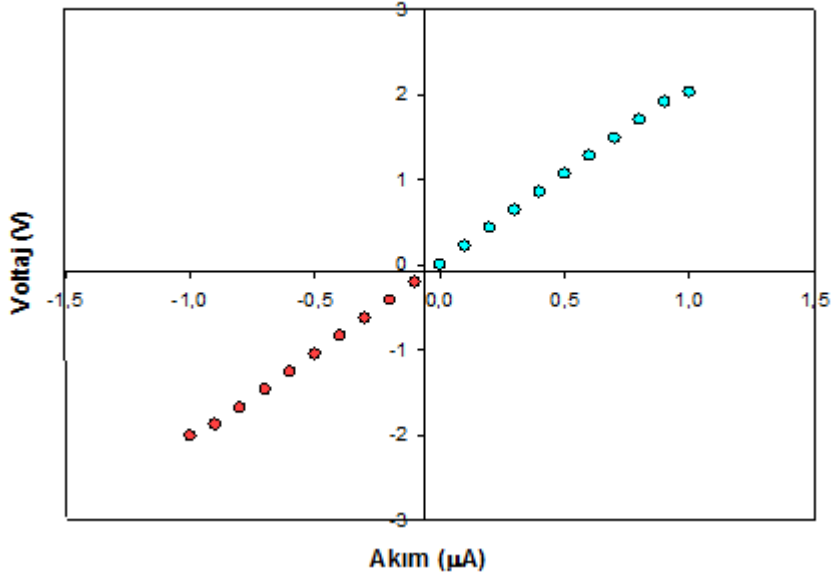
A0, A1 ve A2 ince filmlerinin oda sıcaklığında XRD desenleri Şekil 4.2’de verilmiştir. Farklı alttaş sıcaklıklarında elde edilen CdInTe ince filmlerinde en iyi kristalite yapı 200 °C alttaş sıcaklığında büyütülmüş A2 ince filmde gözlenmiştir. A1 ve A2 ince filmlerinin ikisinde de (321) düzleminde şiddetli bir pik gözlenmiş ve bu pikin şiddetinin alttaş sıcaklığı arttıkça arttığı yani, A0 filmde kristalleşme olmayan (321) düzlemindeki kristalleşmenin alttaş sıcaklığı artışı ile baskın hale geçtiği gözlenmiştir. XRD desenlerinde bulunan farklı şiddetlere ve yönelimlere sahip pikler filmlerin polikristal yapıda olduğunu göstermektedir. XRD kırınım desenleri filmlerin tetragonal yapıda olduğunu göstermiştir.

Filmlerdeki tanecik büyüklüğü XRD verileri kullanılarak hesaplanabilir. XRD desenlerinin genişlikleri tanecik büyümesine paralel olarak azalmaktadır. Scherrer denklemi kullanılarak A0, A1 ve A2 ince filmleri için hesaplanan tanecik büyüklükleri sırasıyla yaklaşık olarak 16, 23 ve 25 nm’dir. Alttaş sıcaklığı arttıkça tanecik büyüklüğünün gittikçe arttığı yani filmlerin amorf yapıdan daha polikristal yapıya geçtiği belirlenmiştir. XRD ile hesaplanan tanecik büyüklüklerinin SEM analizleri ile uyumlu olduğu gözlenmiştir.

#### **4.1.2 CdInTe ince filmlerinin elektriksel özelliklerinin incelenmesi**

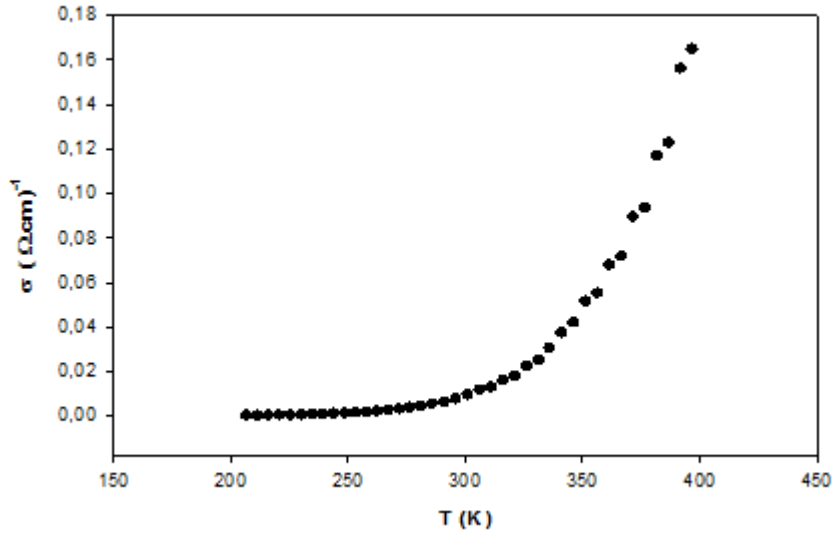
##### **4.1.2.1 Elektriksel iletkenlik ölçüm sonuçları**

Soğuk, 100 °C ve 200 °C alttaş sıcaklıklarında büyütülen A0, A1 ve A2 olarak isimlendirilen ince filmlerin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenliklerini belirlemek için şerit kontak yöntemi kullanıldı. Üretilen filmler üzerindeki indiyum kontakların omik olup olmadığı oda sıcaklığında test edildi. Omik kontak, yarıiletken ile arasında ihmal edilebilir düzeyde direnç sahiptir ve yarıiletkenin lineer I-V karakteristik özelliğini bozmadığı için tercih edilir. Şekil 4.3’te A0 örneği için verilen, I-V ölçümü sonuçları gösterilmiştir. Burada akım voltajla lineer olarak değişmekte ve bu davranış ters bias uygulanması ile de değişmemektedir. Bunun anlamı, indiyum kontakların malzemelere denge değerlerinin ötesinde ekstra direnç eklememesidir; bu da ölçülen iletkenlik değerlerinin sağlıklı sonuçlar vermesini sağlamıştır. Diğer numunelerdeki kontaklar içinde I-V eğrilerinde benzer lineerlik gözlenmiştir.



**Şekil 4.3** A0 ince filmi için I-V grafiği

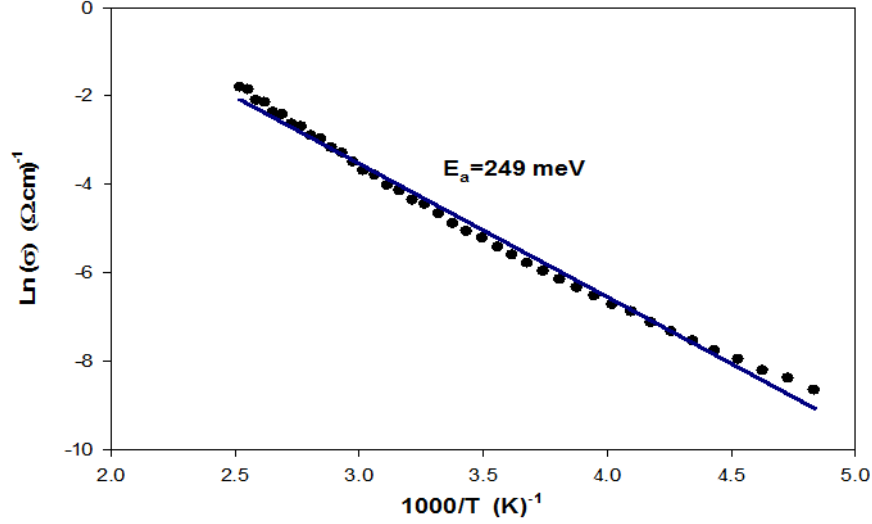
Hazırlanan A0, A1 ve A2 ince filmlerinin sıcaklığa bağlı I-V karakteristikleri için bilgisayar kontrolünde çalışan KEITHLEY 2400 cihazı, sıcaklığa bağlı ölçümler için sıvı azot soğutmalı kriyostat ile alındı. Numune sıcaklığı Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla  $\pm 0.1$  K hassasiyetle kontrol edildi.



**Şekil 4.4** A0 ince filmi iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi

Soğuk alttaş sıcaklığında üretilen CdInTe ince filmlerinin oda sıcaklığı elektriksel iletkenlik ve öz direnç değerleri sırasıyla  $1.84 \times 10^{-2}$  (Ω.cm)<sup>-1</sup> ve  $5.4 \times 10^1$  (Ω.cm) olarak ölçülmüştür. Soğuk alttaş sıcaklığında üretilen filmin iletkenlik ( $\sigma$ )

değerinin 200-400 K sıcaklık aralığında değişimi Şekil 4.4'te gösterilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi soğuk alttaş üzerine büyütülen CdInTe ince filmi için iletkenlik sıcaklık artışıyla beraber üstel olarak artarak yarıiletken bir davranış göstermiştir.



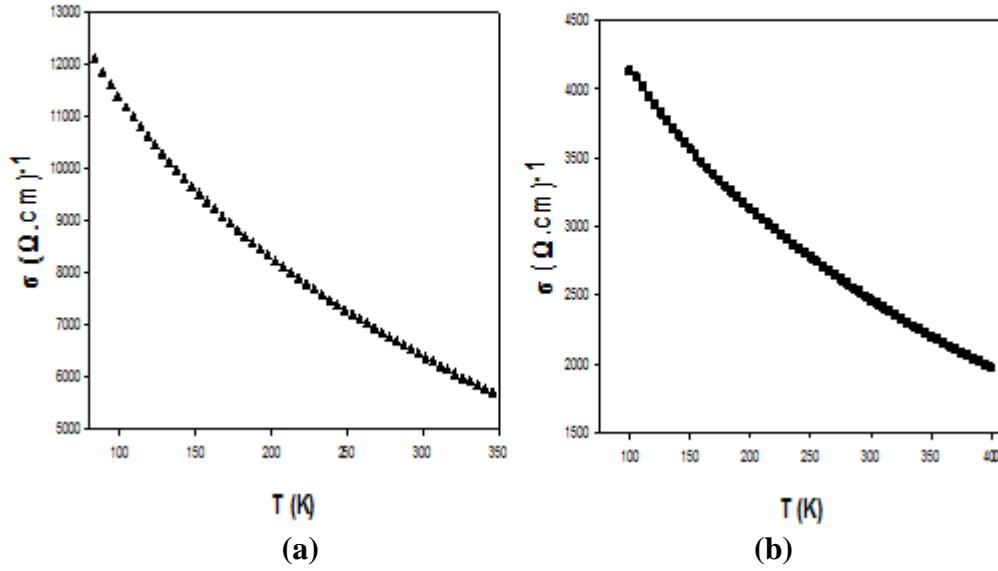
Şekil 4.5 A0 ince filminin Ln(σ)-1000/T değişimi

A0 ince filminin elektriksel iletkenlik değişimi değişik sıcaklık bölgelerinde etkili olan akım mekanizmalarının araştırılması amacıyla incelendi. İletim mekanizmalarının tespiti için iletkenlik verileri,

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

ile verilen genel elektriksel iletkenlik ifadesine göre analiz edildi. Bu ifadeye göre, Şekil 4.5'te gösterilen Ln(σ)-(1000/T) grafiğinin lineer olduğu her değişik sıcaklık bölgesi o sıcaklık aralıklarındaki  $E_a$  aktivasyon enerjilerini verecektir. Soğuk alttaş sıcaklığında üretilen filmlerin elektriksel iletkenlik verilerinin 4.1 denklemine göre analiz edilmesi sonucunda 200-400 K sıcaklık aralığında aktivasyon enerjisi 249 meV olarak hesaplanmıştır.

Şekil 4.6 a ve b'de A1 ve A2 ince filmleri için 80–400 K sıcaklık aralığında iletkenlik değişimleri gösterilmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi her iki örnek için sıcaklık artışıyla iletkenlik değerleri azalmıştır ve her iki numunenin metalik bir davranış gösterdiği belirlenmiştir. A1 ve A2 numunelerinin oda sıcaklığı iletkenlik değerleri sırasıyla  $6 \times 10^3 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  ve  $2 \times 10^3 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  olarak belirlenmiştir.



**Şekil 4.6 (a)** A1 ve **(b)** A2 ince filmlerinin iletkenlik-sıcaklık değişimleri

#### 4.1.2.2 Hall etkisi ölçüm sonuçları

Bu bölümde 0.5 µm kalınlığında hazırlanan soğuk alttaş üzerine büyütülen A0 ince filminin Hall etkisi ölçüm sonuçları incelenmiştir. A1 ve A2 numuneleri metalik davranış gösterdiği için bu malzemeler için Hall etkisi ölçümleri gerçekleştirilmemiştir. Hall etkisi ölçümü ile numunenin iletkenlik tipi, taşıyıcı yoğunluğu ( $n$ ), öz direnci ( $\rho$ ), Hall voltajı ( $V_H$ ) ve Hall mobilitesi ( $\mu_H$ ) bulunmuştur. Tablo 4.5'te A0 numunesi için oda sıcaklığında ölçülen bu sonuçlar gösterilmiştir. 200–400 K sıcaklık aralığında yapılan ölçümler sonucunda A0 numunesinin n-tipi bir iletkenlik gösterdiği belirlenmiştir.

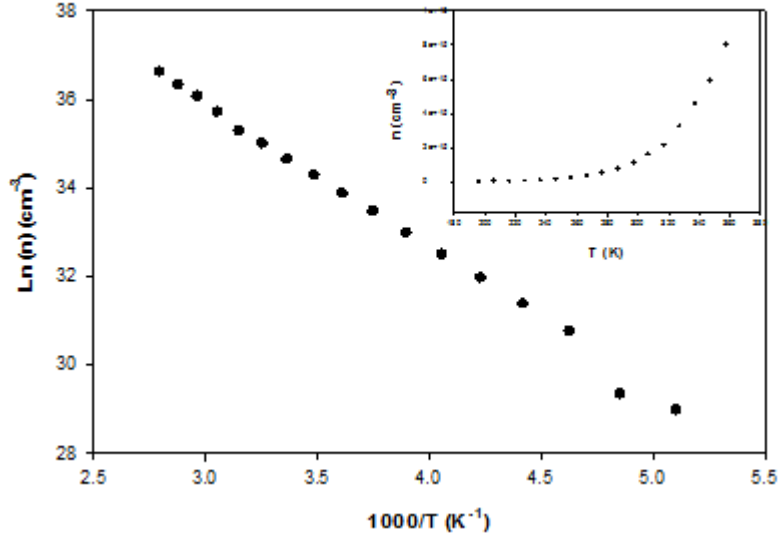
**Tablo 4.5** A0 numunesi için oda sıcaklığında Hall etkisi ölçümü verileri sonuçları

Numune	Sıcaklık (K)	$\rho(\Omega.cm)$	$V_H$ (V)	$\mu_H(cm^2/V.s)$	$n$ ( $cm^{-3}$ )	tip
A0	300	$1.3 \times 10^{-2}$	$-1.35 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^1$	$1.1 \times 10^{15}$	n

A0 numunesinin taşıyıcı yoğunluğunun 200-400 K sıcaklık aralığında sıcaklığa bağımlılığı Şekil 4.7'de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğu;

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (4.2)$$

ifadesine uygun bir şekilde artan sıcaklıkla artmaktadır ve bu sıcaklık bölgesinde A0 numunesinin aktivasyon enerjisi 285 meV olarak hesaplanmıştır. Taşıyıcı yoğunluğundan hesaplanan bu aktivasyon değeri elektriksel iletkenlik verileri ile yaklaşık uyumlu olup numunenin ısı uyarma ile elektriksel iletimde bulunduğu belirlenmiştir.

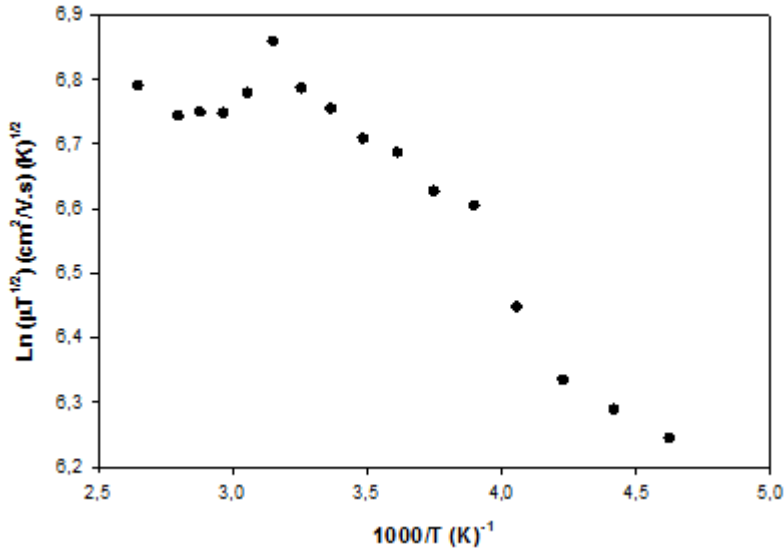


**Şekil 4.7** A0 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi

Hall ölçüm sonuçlarından elde ettiğimiz mobilite verileri Seto tarafından önerilen termiyonik emisyon modeli ile analiz edilmiştir (Seto, 1975). Bu modelde mobilite şu şekilde ifade edilir;

$$\mu = \mu_0 T^{-1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (4.3)$$

burada  $\phi_b$  tane sınırında bariyer yüksekliğidir. A0 numunesi için  $\text{Ln}(\mu T^{1/2})-1000/T$  göre değişimi Şekil 4.8'de gösterilmiştir. Bu grafik mutlak sıcaklık arttıkça mobilitenin arttığını gösterir. Tane sınırı bariyer yüksekliği ( $\phi_b$ ) A0 numunesi için 25 meV olarak bulunmuştur. Yüksek sıcaklık bölgesinde bariyer yüksekliği  $kT$ 'den daha büyük olduğu için bu bölgede baskın iletim mekanizmasının termiyonik emisyon olduğunu doğrular.

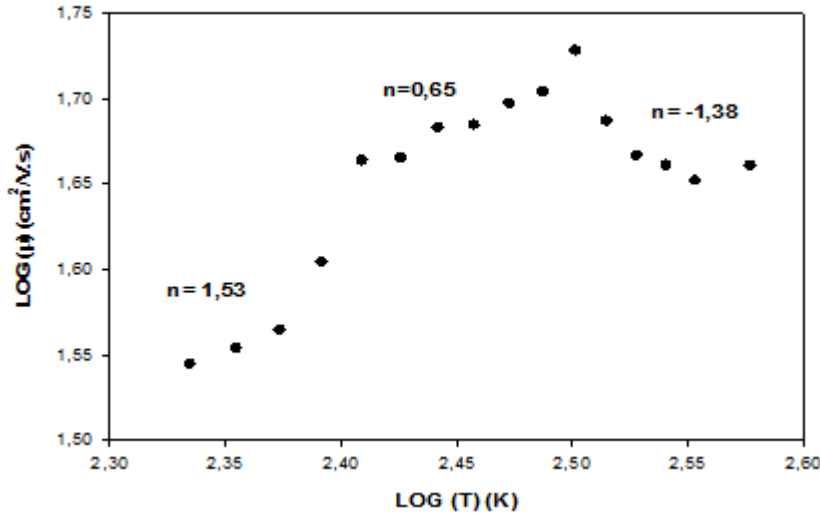


**Şekil 4.8** A0 numunesi için mobilite-sıcaklık değişimi

Film büyütme süresince titiz olunmasına rağmen, oluşturulan ince filmler mükemmel değildir; yapı bozuklukları, kusurlar (dislokasyonlar), ve safsızlıklar içerirler. Yarıiletken içindeki bir elektron safsızlıktan ve örgü titreşimlerinden dolayı hareketini uzun mesafelere kadar devam ettiremez. Elektron bir safsızlık atomuna, bir kristal kusuruna veya başka bir elektrona yaklaştığında durumunu değiştireceği gibi, kristal örgünün ısısal titreşimlerinden dolayı da durumunu değiştirecektir. Elektronun bu durum değişikliği saçılma mekanizması olarak ifade edilir (Yurdugül, 2005).

Mobilite çeşitli saçılma mekanizmalarıyla farklı değerler alan ve ortalama serbest zamana bağlı bir niceliktir. Numunelerin mevcut saçılma mekanizmalarını belirlemek amacıyla,  $\text{Log}(\mu)\text{-Log}(T)$  değişim grafiğinden mobilitenin sıcaklıkla ilişkisi  $\mu \propto T^n$  incelendi. Buradaki n üs değeri, her sıcaklık aralığında baskın saçılma mekanizması belirler.





**Şekil 4.9** A0 numunesi için Log( $\mu$ )-Log(T) değişimi

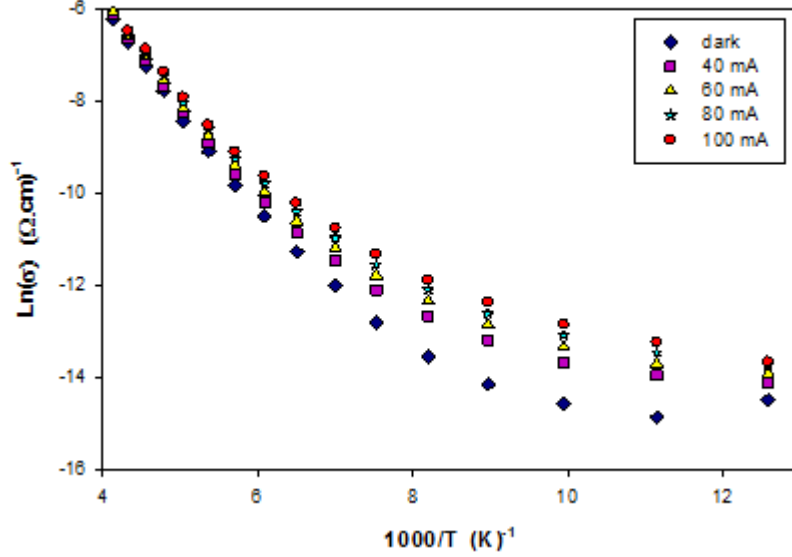
Şekil 4.9’da A0 numunesinin saçılma mekanizmalarını belirlemek için Log( $\mu$ )-Log(T)’ ye göre grafiği gösterilmiştir. Grafikte de görüldüğü gibi mobilite üç farklı sıcaklık bölgesinde değişime uğramıştır. Düşük sıcaklık bölgesinde (216-256 K) mobilitenin sıcaklıkla  $\mu \propto T^{3/2}$  şeklinde doğrusal bir değişim göstermesi bu bölgede baskın mekanizmanın iyonize safsızlık saçılması olduğunu göstermiştir. Burada düşük sıcaklık bölgesinde taşıyıcılar daha yavaş hareket ettiklerinden dolayı safsızlık atomu yakınlarından geçerken etkilenirler ve saçılmaya uğrarlar. Oda sıcaklığına yakın bölgede (256-317 K) ise mobilitenin sıcaklıkla  $\mu \propto T^{1/2}$  şeklinde ilişkili olduğu gözlenmiştir.  $T^{1/2}$  değerine karşılık olarak bu bölgede nötral dörör safsızlık saçılma mekanizmasının baskın olduğu söylenebilir. Son olarak yüksek sıcaklık bölgesinde (317-357 K) ise  $\mu \propto T^{-3/2}$  şeklinde doğrusal bir değişim gösteren sıcaklık ve mobilite için bu bölgede baskın mekanizmanın artan sıcaklıkla ısısal titreşimlerden ortaya çıkan akustik örgü (fonon) saçılma mekanizması olduğu söylenebilir (Sheng, 1977).

### 4.1.3 CdInTe ince filmlerinin optik özelliklerinin incelenmesi

#### 4.1.3.1 Fotoiletkenlik ölçüm sonuçları

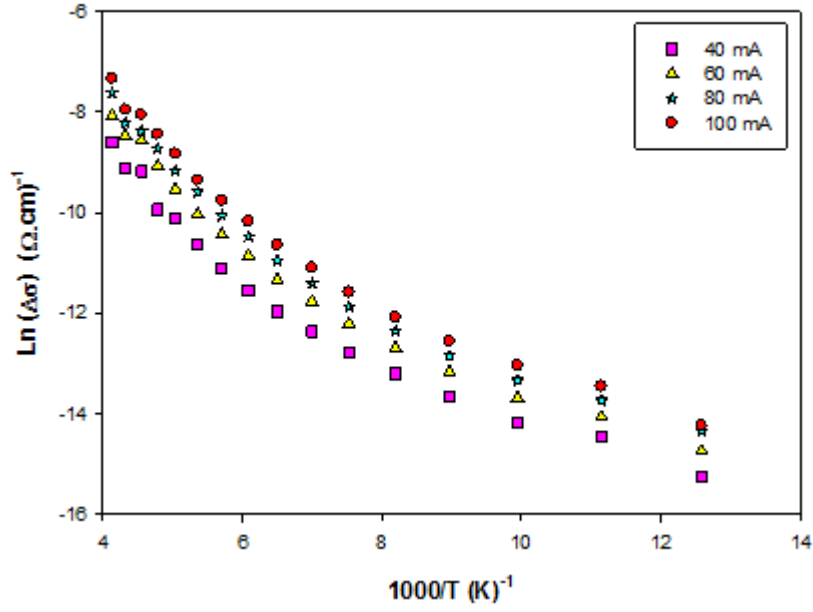
Elektriksel iletkenlik ölçümlerinde yarıiletken davranış gösteren A0 ince filminin ışığa karşı duyarlılığını ölçmek için sıcaklığa bağlı fotoiletkenlik ölçümü 80-400 K aralığında yapılmıştır ve ölçüm sırasında numuneye 40 V/cm elektrik alan

uygulanmıştır. A0 ince filminin değişik ışık şiddetlerindeki iletkenliklerinin sıcaklığa bağlılığı Şekil 4.10'da  $\ln(\sigma)-(1000/T)$  grafiği ile verilmiştir.



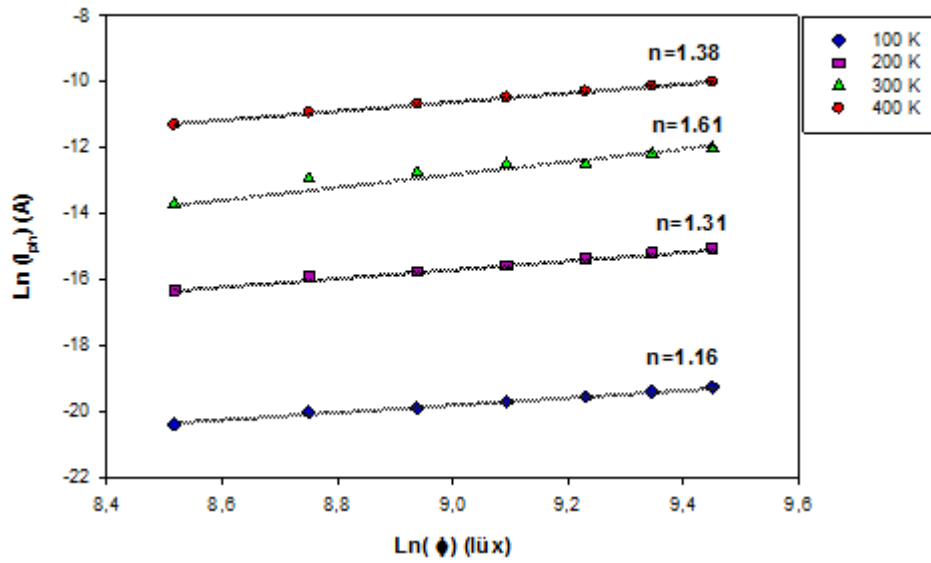
**Şekil 4.10** A0 numunesinin değişik ışık şiddetlerinde sıcaklığa bağlı iletkenliğinin değişiminin karanlıktaki iletkenlikle karşılaştırılması

Şekil 4.10'da görüldüğü gibi A0 ince filminin iletkenliği yarıiletken davranışa uygun olarak sıcaklıkla üstel olarak artmaktadır. Ayrıca, ışık şiddeti arttıkça iletkenlik değerlerinde artış gözlenmektedir. Düşük sıcaklık bölgesinde A0 numunesi için foto-termal aktivasyon enerjisi sıcaklıktan hemen hemen bağımsızdır. Yüksek sıcaklık bölgesinde ise foto-termal aktivasyon enerjisi değişik ışık şiddetleri için birbirine yakın değerler vermektedir. Bu filmin yapısındaki sürekli safsızlık seviyelerinin bir göstergesidir. Yapı öylesine dejenere bir yapıdır ki ışık şiddetinin artmasıyla iletkenliklerde çok fazla bir değişim gözlenmemektedir (Akgöz, 2010).



**Şekil 4.11** A0 ince filminin değişik ışık şiddetlerinde sıcaklığa bağlı foto-iletkenlik değişimi

Fotoiletkenlik  $\Delta\sigma$ , karanlıkta ölçülmüş iletkenliğin aydınlıktaki iletkenlikten çıkarılması ile bulunur. Şekil 4.11, A0 numunesinin foto-iletkenliğinin sıcaklığa göre değişimini değişik ışık şiddetleri için göstermektedir. Şekilden görüldüğü gibi, foto-iletkenlik ışık şiddeti ile artmaktadır. A0 numunesinin yüksek sıcaklıklarda yapısındaki dejenereliği foto-iletkenlik değişiminde de göstermiştir.

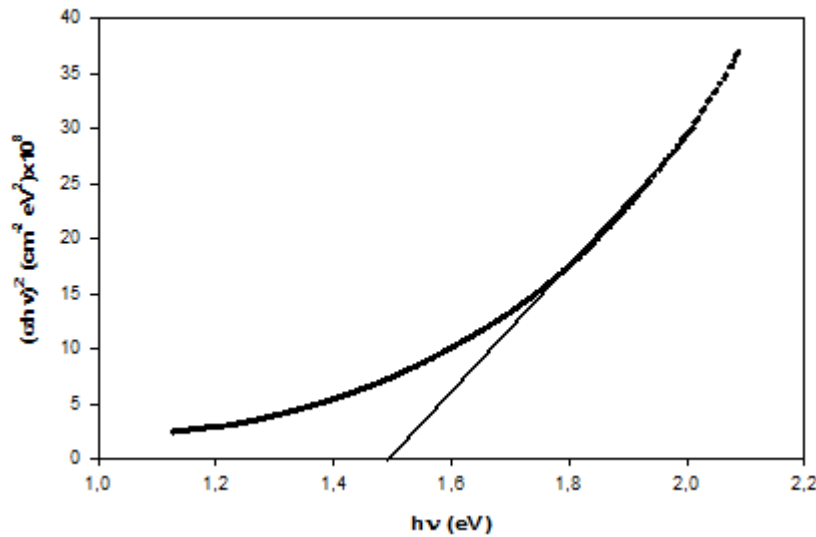


**Şekil 4.12** Değişik sıcaklıklarda A0 ince filmde fotoakım-ışık şiddeti değişimi

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 A0 örneği için 100, 200, 300 ve 400K sıcaklıklarında karşılaştırmalı olarak Şekil 4.12’de verilmiştir. Teoride, fotoakımla ışık şiddeti arasındaki bağıntı  $I_{ph} \sim \phi^n$  olarak verilir (Bube, 1960). Burada n kuvveti, dengede olmayan taşıyıcıların yeniden birleşme mekanizmasının bir fonksiyonudur. Grafikten hesaplanan eğimlerden n değerleri bulunabilir. A0 numunesi için 100, 200, 300 ve 400 K sıcaklıklarındaki n değerleri sırasıyla 1.16, 1.31, 1.61, 1.38 olarak bulunmuştur. Eğim değerlerinin birden büyük olması, yani fotoakımın ışık şiddetine süper lineer bağıllığı, yasak enerji aralığında lokalize olmuş safsızlık durumlarının sürekli veya yaklaşık sürekli bir dağılımını gösterir.

#### 4.1.3.2 Optik soğurma ölçüm sonuçları

Soğuk alttaş sıcaklığında termal buharlaştırma yöntemiyle elde edilen A0 ince filmlerinin oda sıcaklığında temel soğurma spektrumları 190-1100 nm tarama bölgesine sahip UNICO marka SQ 2802 UV/VIS spektrofotometre cihazı ile elde edilmiştir. Elde edilen A0 ince filmlerinin  $h\nu'$  ye karşı  $(\alpha h\nu)^{1/n}$  grafikleri n yerine direk ve indirek geçişler için sırasıyla alabileceği değerler (1/2 ve 2 ) için çizilmiştir. Elde edilen grafiklerde n yerine 1/2 konulduğunda en iyi lineerlik belirlenmiştir. Böylece A0 ince filminin direkt bant geçişine sahip olduğu belirlenmiştir.



Şekil 4.13 A0 ince filmi için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişimi

Şekil 4.13'te soğuk alttaş sıcaklığında elde edilen A0 yarıiletken ince filminin oda sıcaklığındaki temel soğurma spektrumu  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin fotonun enerjisi  $(h\nu)$ 'ye göre değişimi görülmektedir. Soğurma 706 nm dalga boyundan başlayarak 633 nm dalga boyuna kadar hızlı biçimde artmaktadır. Bu soğurma sınırının dışında 706 nm dalga boyundan daha büyük dalga boylarında materyal hemen hemen geçirgen ve 633 nm dalga boyundan küçük dalga boylarında ise kuvvetli soğurma özelliği göstermektedir. Şekil 4.13'teki değişimin lineer kısmının foton enerjisi  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^2=0$ 'da kestiği nokta numunenin yasak enerji aralığı değeridir. Bu yasak enerji aralığı değeri  $E_g=1,48$  eV olarak belirlenmiştir.

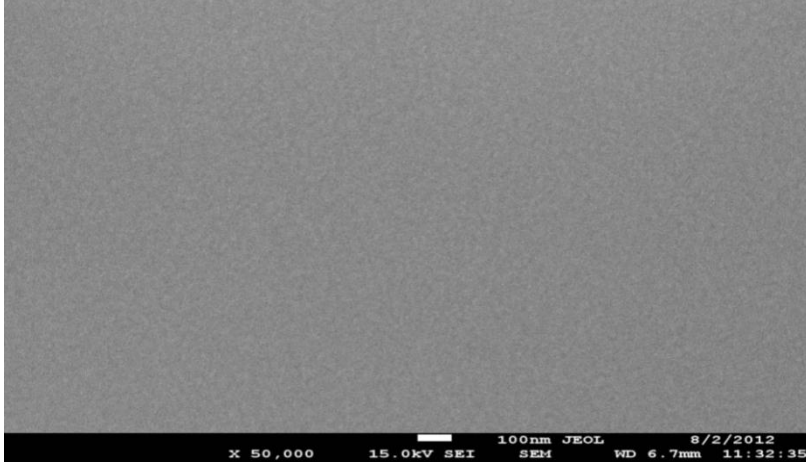
## **4.2 Farklı Alttaş Sıcaklıklarında Üretilen CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> İnce Filmlerinin Analizi**

Bu bölümde 1150 °C'de sinterleyerek üretmiş olduğumuz CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşiğinin termal buharlaştırma sisteminde kaynak malzeme olarak kullanarak soğuk, 200 °C ve 300 °C alttaş sıcaklığında büyütülmüş ve sırasıyla kısaca B0, B1 ve B2 olarak isimlendirilmiş ince filmlerin yapısal, elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir.

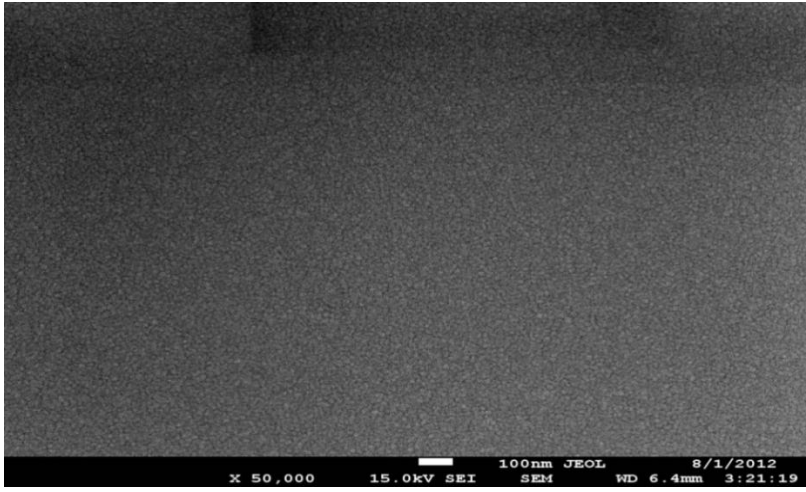
### **4.2.1 CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin yüzey özelliklerinin incelenmesi**

#### **4.2.1.1 SEM ve EDS analizi**

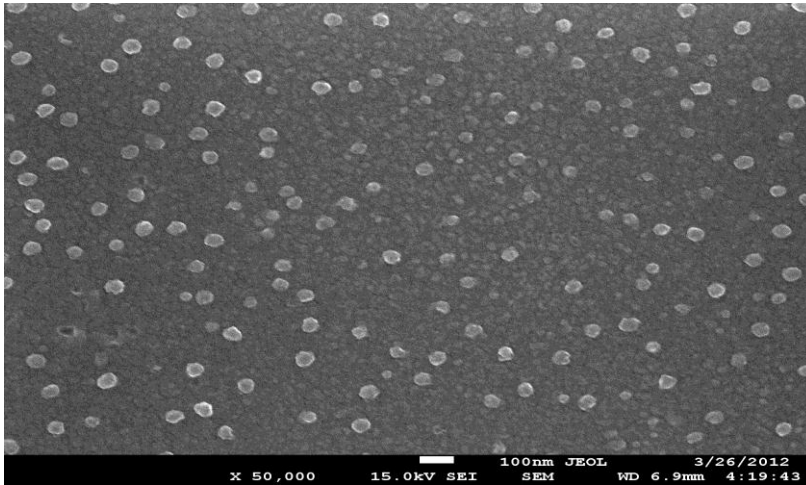
Farklı alttaş sıcaklıklarında üretilmiş B0, B1 ve B2 ince filmlerinin yüzey yapılarının tayini için bilgisayar kontrollü JSM-7600 F modeli JEOL marka taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılmıştır. Şekil 4.14 (a), (b) ve (c)'de sırasıyla B0, B1 ve B2 ince filmlerinin 15 kV hızlandırma gerilimi verilerek hızlandırılmış elektronlar ile 50 000 büyütme oranında SEM görüntüleri gösterilmiştir.



(a)



(b)



(c)

**Şekil 4.14** (a) B0, (b) B1 ve (c) B2 ince filmlerinin 50 000 büyütmede SEM görüntüleri

SEM görüntülerinden filmlerde bulunan küçük nanoboyutlu taneciklerin film yapısı içinde düzgün ve homojen bir şekilde dağıldığını söyleyebiliriz. Filmlerin tanecik büyüklüğünün alttaş sıcaklığı arttıkça arttığı gözlenmiştir.

Farklı alttaş sıcaklığında üretilmiş filmlerin elementel analizi için SEM üniteli EDS tekniği kullanılmıştır. Filmlerin elementel analizinden önce 1150 °C de sinterleyerek oluşturduğumuz CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşiğinin EDS analizi yapılmış ve sonuçlar Tablo 4.6'da verilmiştir. Analiz sonucunda yaklaşık 1:2:4 oranında bileşik oluştuğu belirlenmiştir.

**Tablo 4.6** CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşiğinin EDS sonuçları

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>11.55</b>	<b>12.51</b>
In	<b>29.13</b>	<b>30.88</b>
Te	<b>59.33</b>	<b>56.61</b>

B0, B1 ve B2 ince filmlerinin EDS sonuçları sırasıyla Tablo 4.7, 4.8 ve 4.9'da gösterilmiştir. Analiz sonuçlarından görüldüğü gibi alttaş sıcaklığı arttıkça elementlerin yüzdelerinde belirgin bir değişme olmuştur.

**Tablo 4.7** B0 ince filminin EDS sonucu

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>14.96</b>	<b>16.51</b>
In	<b>7.55</b>	<b>8.16</b>
Te	<b>77.49</b>	<b>75.34</b>

**Tablo 4.8** B1 ince filminin EDS sonucu

Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>4.81</b>	<b>5.29</b>
In	<b>22.94</b>	<b>24.70</b>
Te	<b>72.25</b>	<b>70.01</b>

**Tablo 4.9** B2 ince filminin EDS sonucu

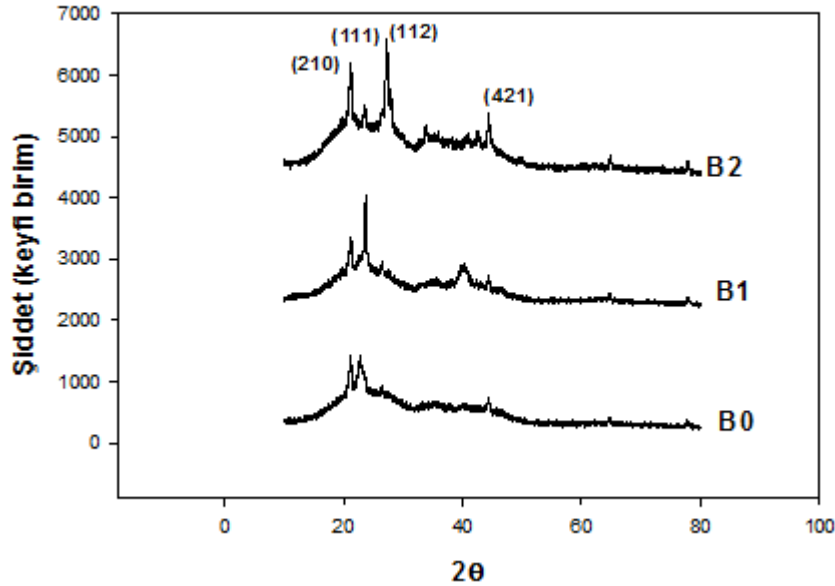
Element	Yüzdece ağırlık %	Atomik ağırlık %
Cd	<b>5.78</b>	<b>6.23</b>
In	<b>40.88</b>	<b>43.13</b>
Te	<b>53.34</b>	<b>50.64</b>

B0, B1 ve B2 ince filmlerinin EDS ölçümlerinden alttaş sıcaklığı arttıkça yapıya giren Cd ve Te atomlarının azaldığı, In atomlarının da belirgin bir şekilde arttığı gözlenmiştir.

#### 4.2.1.2 XRD analizi

Farklı alttaş sıcaklıklarında üretilen  $\text{CdIn}_2\text{Te}_4$  ince filmlerinin X-ışını kırınım desenleri  $\lambda=1,54 \text{ \AA}$  dalga boylu X-ışını kullanılarak  $3^\circ\text{-}80^\circ$  aralığında elde edilmiştir. Elde edilen X-ışını kırınım desenlerindeki piklerin genişlikleri, şiddetleri ve değerleri birbirlerinden farklılık göstermektedir. Pik genişliklerinin dar ve şiddetlerinin yüksek olduğu spektrumlarda filmlerin kristalleşmesinin iyi olduğu anlaşılmaktadır. Pik genişliklerinin büyük ve şiddetlerinin düşük olduğu yerlerde ise kristalleşmenin iyi olmadığı anlaşılmaktadır. Pik genişliklerinin büyük olduğu yerlerde filmlerin amorf yapıya daha yakın olduğu sanılmaktadır.

Deneysel olarak Bragg kanunundan iki şekilde faydalanılmaktadır. Birincisi dalga boyu bilinen X-ışını kullanılarak  $2\theta$  açısının ölçerek kristal düzlemleri arasındaki d mesafesini belirlemektir. İkincisi ise kristal düzlemleri arasındaki d mesafeleri bilinen bir kristal kullanarak  $2\theta$  açısını ölçerek kullanılan X-ışınının dalga boyunu belirlemektir. Ölçümlerimizde bunlardan birincisini kullanarak X-ışını kırınım desenleri elde edilmiştir (Köse, 1993).



**Şekil 4.15** B0, B1 ve B2 ince filmlerinin XRD sonuçları

Şekil 4.15'te B0, B1 ve B2 ince filmlerinin kırınım desenleri görülmektedir. Elde edilen kırınım desenlerindeki pikler TREOR90 programında analiz edilerek piklere ait düzlemler ve filmlerin kristal yapıları belirlenmiştir. XRD sonuçları incelenen filmlerin hepsinin tetragonal yapıya ait oldukları tespit edilmiştir.



Literatürde Iribarrenve ark.'nın yaptıkları çalışma sonuçları bulunan yapıyı teyit etmektedir (Iribarren, 1999). Alttaş sıcaklığı arttıkça (210) ve (421) düzlemlerinde kristalleşmenin arttığı ve en şiddetli gözlenen (112) düzlemine ait pikin sağa doğru az bir açı ile kaydığı gözlenmiştir.

Denklem 3.2 kullanılarak B0, B1 ve B2 ince filmleri için tanecik büyüklüklerinin 11-20 nm arasında değiştiği hesaplanmış ve bu sonuç alttaş sıcaklığı arttıkça tanecik büyüklüğünün arttığını ortaya koymuştur.

#### 4.2.2 CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin elektriksel özelliklerinin incelenmesi

##### 4.2.2.1 Elektriksel iletkenlik ölçüm sonuçları

B0, B1 ve B2 ince filmlerinin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenliklerini belirlemek için şerit kontak yöntemi kullanıldı. Üretilen filmler üzerindeki indiyum kontakların omik olup olmadığı oda sıcaklığında test edildi ve her üç örnek için akımın voltajla lineer olarak değiştiği gözlemlendi. Sıcaklığa bağlı I-V ölçümleri sonucu; B0, B1 ve B2 örneklerinin öz dirençlerinin sıcaklıkla üstel olarak azaldığı ve her üç örneğinde yarıiletken karakteristik gösterdiği tespit edilmiştir.

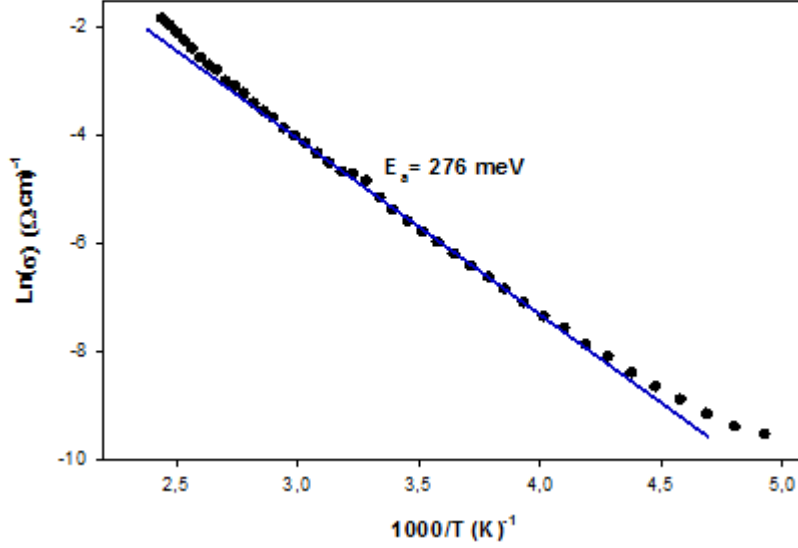
Tablo 4.10'da B0, B1 ve B2 örneklerinin oda sıcaklığında elektriksel iletkenlik ve öz direnç değerlerinin deneysel ölçüm sonuçları verilmiştir. Ölçüm sonuçlarından alttaş sıcaklığı arttıkça filmlerin elektriksel iletkenliğinin de arttığı belirlenmiştir.

**Tablo 4.10** B0, B1 ve B2 örneklerinin oda sıcaklığı elektriksel iletkenlik ve öz direnç değerleri

Numune	Özdirenç ( $\Omega.cm$ )	İletkenlik ( $\Omega.cm$ ) <sup>-1</sup>
B0	$1.7 \times 10^2$	$5.7 \times 10^{-3}$
B1	7.8	$1.2 \times 10^{-1}$
B2	$5.9 \times 10^{-1}$	1.6

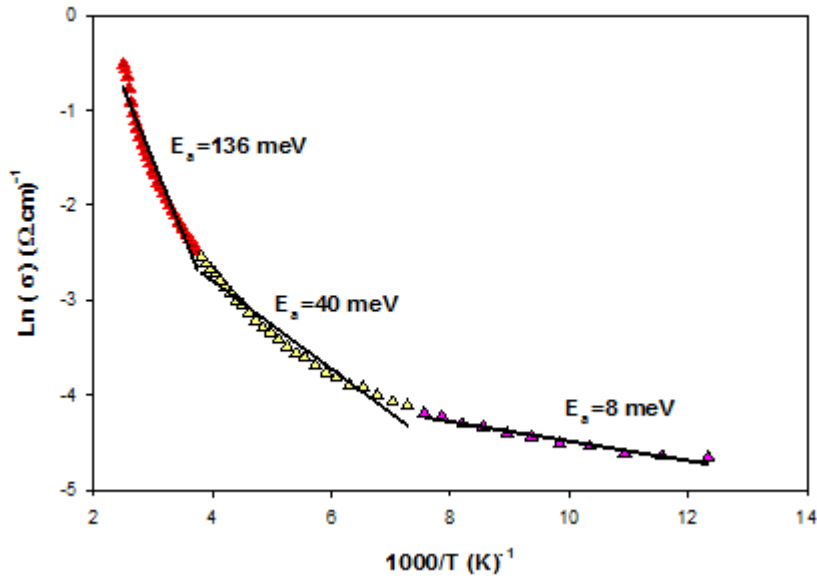
B0 örneğinin 200-400 K sıcaklıkları arasında elektriksel iletkenlik değişimi değişik sıcaklık bölgelerinde etkili olan akım mekanizmalarının araştırılması amacıyla incelendi. İletim mekanizmalarının tespiti için iletkenlik verileri, genel elektriksel iletkenlik ifadesine göre analiz edildi. Şekil 4.16'da görüldüğü gibi  $\ln(\sigma) - (1000/T)$  grafiğinin lineer olduğu sıcaklık bölgesi o sıcaklık aralığındaki  $E_a$  aktivasyon enerjisini verecektir. Bu grafiğin denklem 4.1'e göre analiz edilmesi

sonucu 200-400 K sıcaklık bölgesinde aktivasyon enerjisi yaklaşık 276 meV olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçta iletimin ısı uyarılmayla olduğunu göstermiştir.



Şekil 4.16 B0 ince filminin  $\text{Ln}(\sigma)$ -( $1000/T$ ) grafiği

B1 ince filmi için 80-400 K sıcaklık aralığında ölçülen iletkenlik verileri baskın iletim mekanizmasını belirlemek amacıyla  $\text{Ln}(\sigma)$ -( $1000/T$ ) bağımlılığı grafiği çizilerek incelenir (Şekil 4.17).

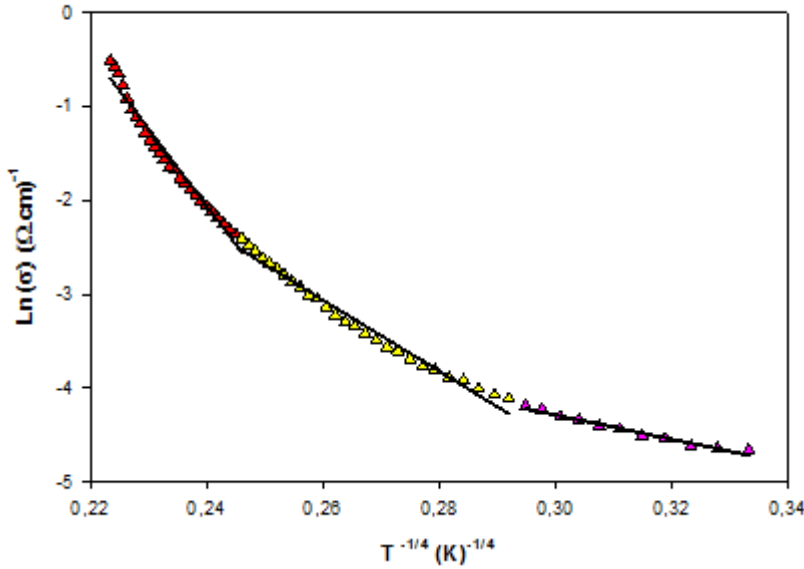


Şekil 4.17 B1 ince filmi için üç değişik sıcaklık bölgesinde  $\text{Ln}(\sigma)$ -( $1000/T$ ) grafiği

Şekil 4.17’de B1 ince filmi için çizilen grafiğin denklem 4.1’e göre analiz edilmesi sonucunda 272-400 K, 137-267 K ve 80-132 K sıcaklık bölgelerinde aktivasyon enerjileri sırayla yaklaşık olarak 136 meV, 40 meV ve 8 meV olarak hesaplanmıştır. Düşük sıcaklık bölgesinde hesaplanan aktivasyon enerjisi  $kT$  değerine göre düşük çıkması B1 ince filmde düşük sıcaklık bölgesinde (180-132 K) baskın akım mekanizmasının termal aktivasyondan çok Mott’un sıçrama iletim mekanizması olabileceğini göstermiştir. Mott’un teorisine göre sıçrama iletim mekanizması aşağıdaki ifade ile verilmektedir;

$$\sigma\sqrt{T} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/4} \quad (4.4)$$

burada  $T_0$  yapıdaki düzensizlik derecesini gösteren bir parametre ve  $\sigma_0$  bir sabittir (Mott 1979). Bu iki parametrenin değeri Şekil 4.18’de verilen  $\ln(\sigma)-(T^{-1/4})$  grafiğinden elde edilebilir. Mott’un sıçrama iletimi için gerekli parametreler,  $T_0$  ve  $\sigma_0$ ’dan hesaplanır. Sıcaklığa bağlı iletkenlik değişimi ölçümlerinden hesaplanan Mott parametreleri değişik sıcaklık bölgelerinde B1 ince filmi için Tablo 4.11’de verilmiştir.

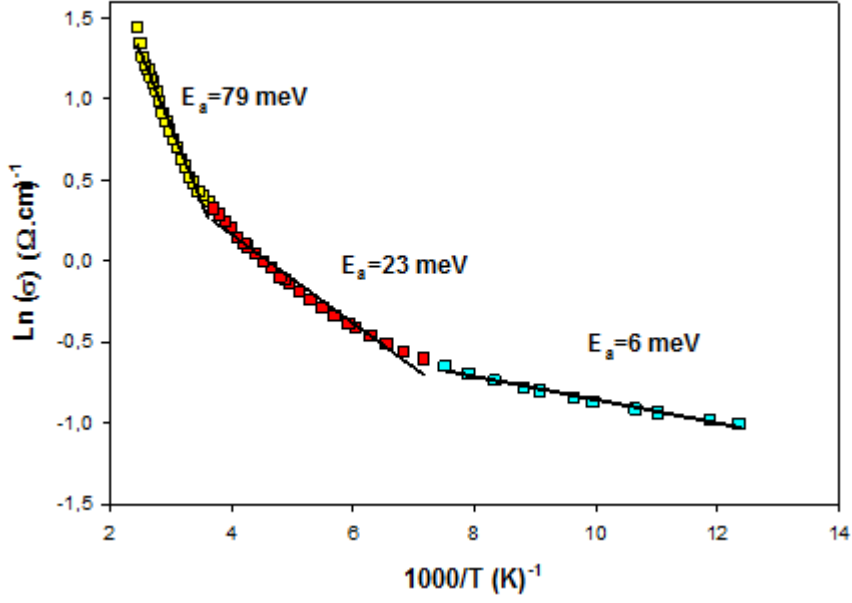


Şekil 4.18 B1 ince filmi için  $\ln(\sigma) - (T^{-1/4})$  grafiği

**Tablo 4.11** B1 ince filmi için üç sıcaklık bölgesinde Mott parametreleri

Sıcaklık (K)	$T_0$ (K)	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$N(E_F)$ (cm <sup>-3</sup> eV <sup>-1</sup> )	R (cm)	W (eV)	$\alpha R$	kT (eV)
272-400	$4,5 \times 10^7$	$2 \times 10^{13}$	$3,9 \times 10^{37}$	$3 \times 10^{-13}$	0,146	7,53	0,029
137-267	$1,9 \times 10^6$	$7 \times 10^7$	$3,5 \times 10^{22}$	$5 \times 10^{-8}$	0,045	3,89	0,017
80-132	$2,7 \times 10^4$	$1,7 \times 10^4$	$3 \times 10^{13}$	$9 \times 10^{-5}$	0,010	1,58	0,009

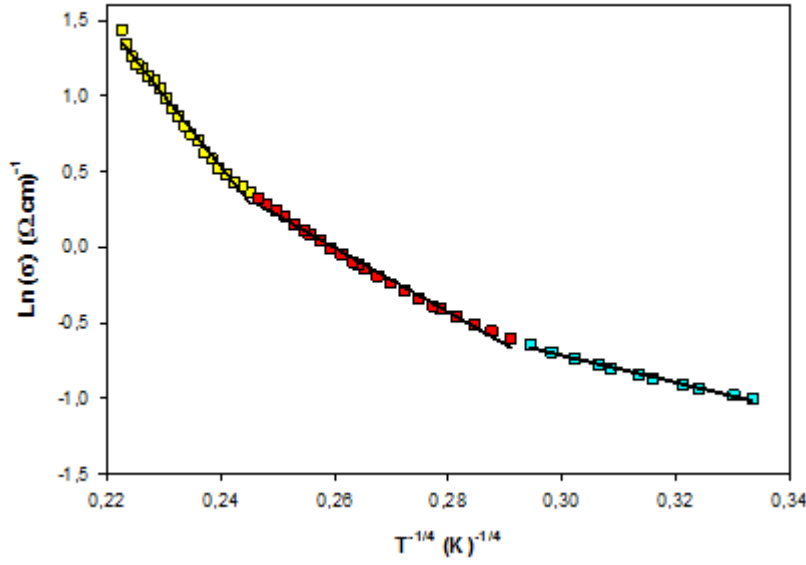
Burada,  $N(E_F)$  Fermi seviyesinde lokalize olmuş durumların yoğunluğu, R en yakın seviyeler arası hoplama mesafesi, W ortalama hoplama enerjisi ve  $\alpha$  sönüm sabitidir. Mott'un teorisine göre hoplama iletim mekanizmasının geçerli olabilmesi için  $W > kT$  ve  $\alpha R > 1$  olmalı ve yapıdaki düzensizlik derecesini gösteren  $T_0 > 10^3$  olmalıdır. Burada  $\alpha R$  parametresi yapıdaki lokalizasyonu gösteren bir parametre ve kT belli bir sıcaklıktaki taşıyıcıların termal enerjisidir. 137-400 K sıcaklık aralığında kT aktivasyon enerjisinden küçük olduğu için hoplama mekanizması baskın değildir. 80-132 K sıcaklık bölgesinde ise tüm şartlar sağlandığından baskın akım mekanizması Mott' un hoplama akım mekanizmasıdır. Bu mekanizmaya göre; iletim, taşıyıcıların uzak mesafelerdeki enerji olarak yakın durumlara hoplaması yoluyla gerçekleşir. Yapıdaki düzensiz yerleşimli atomlar veya moleküller yasak enerji aralığında oluşan tuzak seviyeleri yaratır. Boş enerji seviyeleri ancak Fermi seviyesinin altındaki dolu durumlardan taşıyıcı yakalayabilir, çünkü değerlik bandında yakalanabilecek serbest taşıyıcı yoktur. B1 ince filminde yüksek sıcaklık bölgesinde ise iletim termal uyarılmayla sağlanmaktadır. Aktivasyon enerjisinin yüksek sıcaklıklara çıktığında artması bazı derin tuzak seviyelerinin buna bağlı olarak iyonize olmasından kaynaklanmaktadır.



**Şekil 4.19** B2 ince filmi için üç değişik sıcaklık bölgesinde  $\text{Ln}(\sigma)$ - $(1000/T)$  grafiği

B2 olarak adlandırdığımız 200 °C alttaş sıcaklığında üretilen ince filminin de B0 ve B1 örneklerinde anlatıldığı gibi sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri yapılmış ve geçerli akım mekanizmaları araştırılmıştır.

Şekil 4.19 da B2 ince filmi için değişik sıcaklık bölgelerinde aktivasyon enerjilerini ve bu sıcaklık bölgelerindeki baskın iletim mekanizmalarını belirlemek için  $\text{Ln}(\sigma)$ - $(1000/T)$  grafiği gösterilmiştir. B2 ince filminin iletkenlik değişimi denklem 4.1' de verilen genel elektriksel iletkenlik ifadesine göre 276-400 K, 139-270 K, 80-133K sıcaklık bölgelerindeki analiz sonucunda aktivasyon enerjileri sırasıyla 79, 23, 6 meV olarak hesaplanmıştır. Bu değerler yaklaşık olarak B1 ince filmi için bulunan değerler ile uyumluluk göstermektedir. Bu durum B1 ince filmde olduğu gibi hoplama iletkenlik mekanizmasının geçerli olabileceğini göstermektedir. Yine üç sıcaklık bölgesi için çizilen  $\text{Ln}(\sigma) - (T^{-1/4})$  grafiğinden Mott parametreleri Tablo 4.12 de gösterildiği gibi hesaplandı (Şekil 4.20).

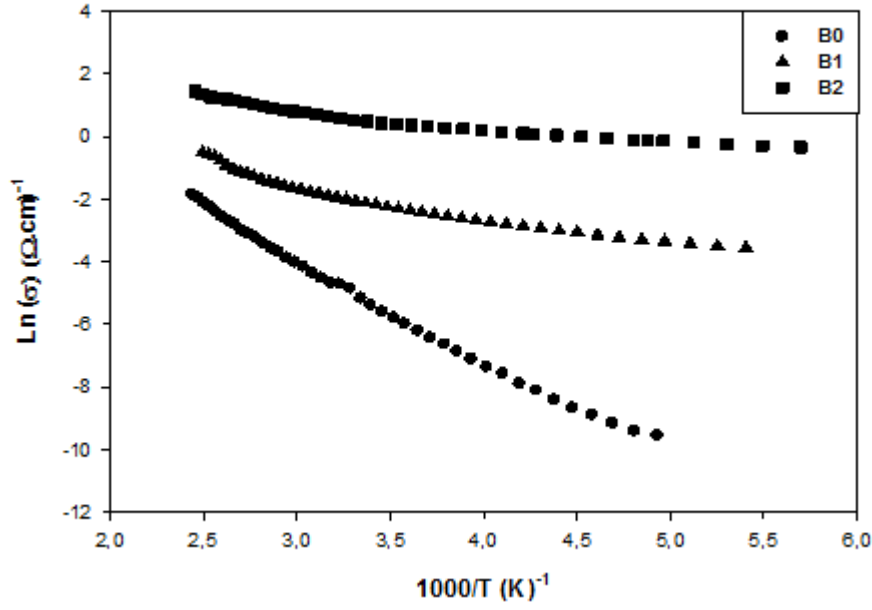


Şekil 4.20 B2 ince filmi için  $\text{Ln}(\sigma) - (T^{-1/4})$  grafiği

Tablo 4.12 B2 ince filmi için üç sıcaklık bölgesinde Mott parametreleri

Sıcaklık (K)	$T_0$ (K)	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$N(E_F)$ (cm <sup>-3</sup> eV <sup>-1</sup> )	R (cm)	W (eV)	$\alpha R$	kT (eV)
276-400	$7 \times 10^6$	$2,6 \times 10^{10}$	$4 \times 10^{29}$	$1,7 \times 10^{-10}$	0,093	4,72	0,029
139-270	$2 \times 10^5$	$8,3 \times 10^6$	$4 \times 10^{20}$	$2,7 \times 10^{-7}$	0,027	2,26	0,018
80-133	$6 \times 10^3$	$3,8 \times 10^4$	$1 \times 10^{15}$	$2,8 \times 10^{-5}$	0,007	1,08	0,009

Tablo 4.12’de verilen sonuçlara göre, hoplama iletim mekanizmasının geçerli olabilmesi için gerekli  $W > kT$ ,  $\alpha R > 1$  ve yapıdaki düzensizlik derecesini gösteren  $T_0 > 10^3$  şartları B2 numunesi için üç sıcaklık bölgesi içinde geçerli değildir, çünkü şartları sağlayan 139-400 K sıcaklık aralığında aktivasyon enerjisi kT’den büyüktür. Bu sonuç, B2 numunesi için üç sıcaklık bölgesinde de elektriksel iletkenliğin ısı ıyırım ile olduğunu gösterir.



**Şekil 4.21** B0, B1 ve B2 ince filmleri için sıcaklık-iletkenlik değişimlerinin karşılaştırılması

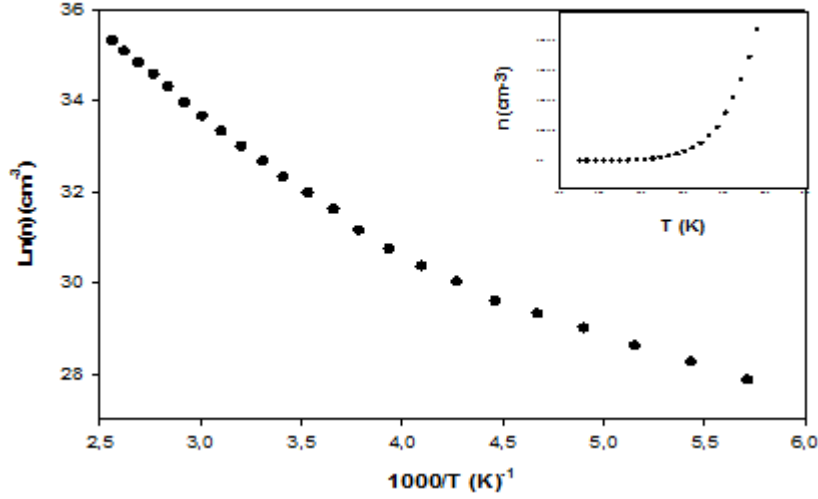
1 µm kalınlığında soğuk, 200 °C ve 300 °C alttaş sıcaklığında hazırlanan CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin ln(σ)-1000/T grafikleri Şekil 4.21’de karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Bu eğrilerin eğiminden yararlanarak filmlerin aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. Burada filmlerin alttaş sıcaklığının artması ile aktivasyon enerjilerinin düştüğü ve iletkenliklerinin arttığı görülmektedir. 200 °C ve 300 °C alttaş sıcaklığında büyütülen B1 ve B2 ince filmlerinin soğuk alttaş sıcaklığında büyütülmüş B0 ince filmine göre iletkenliklerinde belirgin bir artış vardır. Alttaş sıcaklığı arttırıldıkça yapı daha karalı hale gelmiştir ve kusurlardan arındırılmıştır. Teorik olarak tanecik büyüklüğü arttıkça yani yapı daha kristal hale geçtikçe, tanecik sınırlarında saçılmaların azaldığını ve sonuçta filmin elektriksel iletkenliğinin arttığı düşünülebilir. Bu sonuçlar SEM ve XRD sonuçlarını destekler niteliktedir.

#### 4.2.2.2 Hall etkisi ölçüm sonuçları

Farklı alttaş sıcaklıklarında büyütülmüş olan ve kısaca B0, B1 ve B2 olarak isimlendirilmiş ince filmlerin taşıyıcı yoğunlukları, Hall mobiliteleri ve iletkenlik tipleri A0 ince filmi için bölüm 4.1.2 de açıklanan Hall etkisi ölçümleri ile belirlendi. Tablo 4.13’de B0, B1 ve B2 ince filmleri için oda sıcaklığında Hall etkisi ölçüm sonuçları verilmiştir ve bu sonuçlardan filmlerin taşıyıcı yoğunlukları ve Hall mobilitelerinin alttaş sıcaklığına bağlı olduğu bulunmuştur.

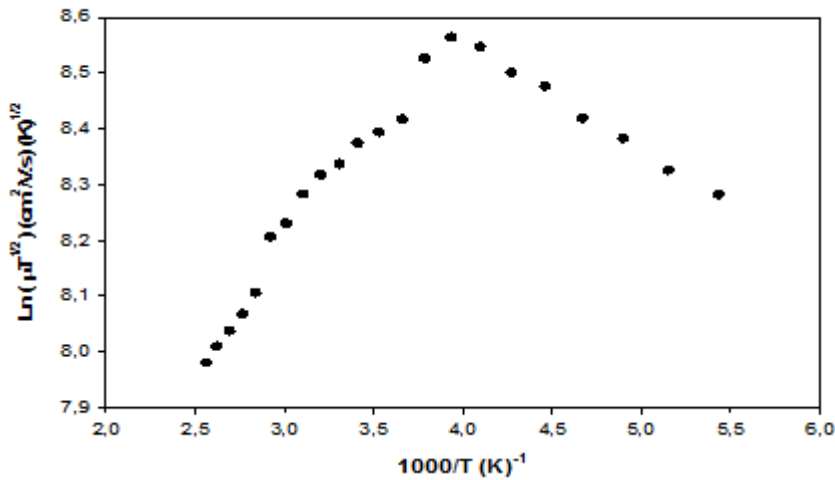
**Tablo 4.13** B0, B1 ve B2 ince filmleri için oda sıcaklığı Hall etkisi ölçüm sonuçları

Numune	Sıcaklık (K)	$\rho$ ( $\Omega.cm$ )	$V_H$ (V)	$\mu_H$ ( $cm^2/V.s$ )	$n$ ( $cm^{-3}$ )	tip
B0	302	700	$-2,4 \times 10^{-3}$	$2,4 \times 10^2$	$1,5 \times 10^{14}$	n
B1	302	17	$-8 \times 10^{-5}$	$5,8 \times 10^1$	$2,7 \times 10^{16}$	n
B2	302	1	$-1,6 \times 10^{-6}$	$1,9 \times 10^1$	$1,3 \times 10^{18}$	n



**Şekil 4.22** B0 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi

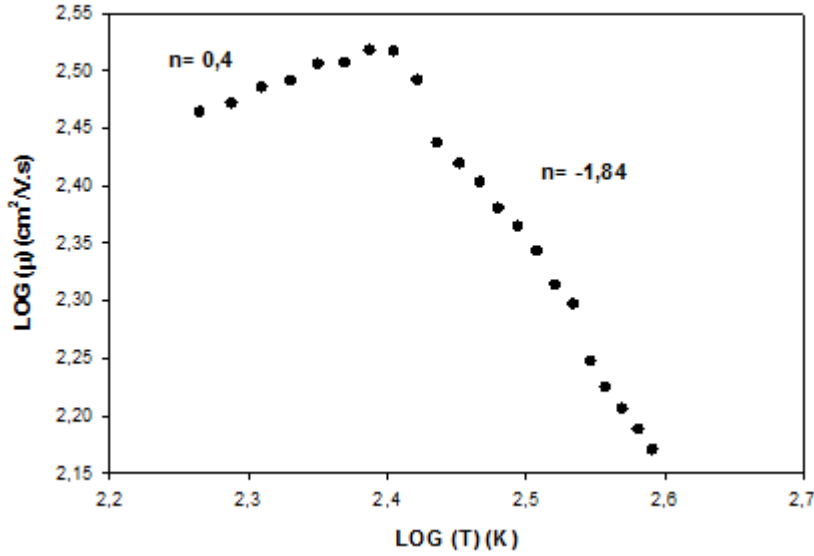
Şekil 4.22’de B0 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğunun 175-400 K sıcaklık aralığında değişimi verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğu 4.2 denklemine uygun bir şekilde sıcaklık arttıkça artar. 290 K sıcaklık bölgesinden itibaren taşıyıcı yoğunluğunun artan sıcaklıkla hızla arttığı gözlenmiştir. B0 ince filmi için 175-400 K sıcaklık aralığında aktivasyon enerjisi 212 meV olarak bulunmuştur ve bu değer elektriksel iletkenlik verileriyle uyumlu olduğu gözlenmiştir.



**Şekil 4.23** B0 ince filmi için mobilite-sıcaklık değişimi

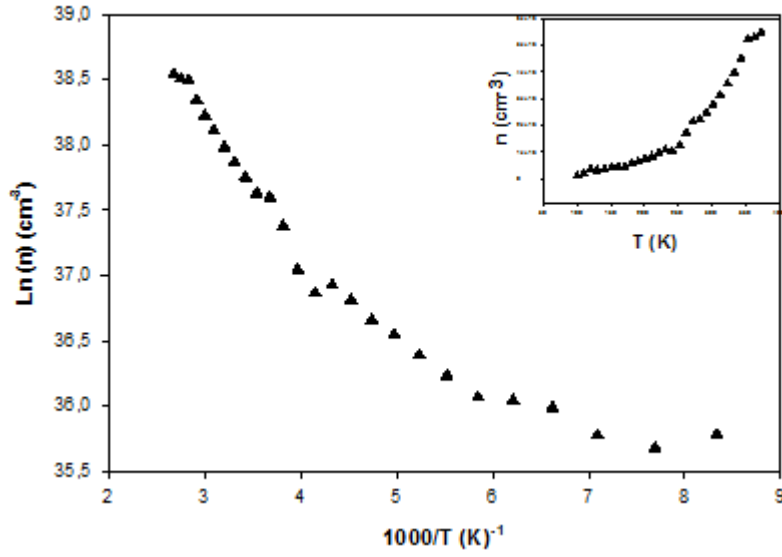


B0 ince filmi için Hall ölçüm sonuçlarından elde ettiğimiz mobilite verileri Seto tarafından önerilen termoiyonik emisyon modeli ile analiz edilmiştir. Bunun için Şekil 4.23'te gösterildiği gibi  $\ln(\mu T^{1/2}) - 1000/T$  değişimi denklem 4.3'e göre analiz edilerek tane sınırında bariyer yüksekliği ( $\phi_b$ ) hesaplanmıştır. B0 numunesi için bariyer yüksekliği 390-254 K, 244-175 K sıcaklık bölgeleri için sırasıyla 36 ve 17 meV olarak hesaplanmıştır.



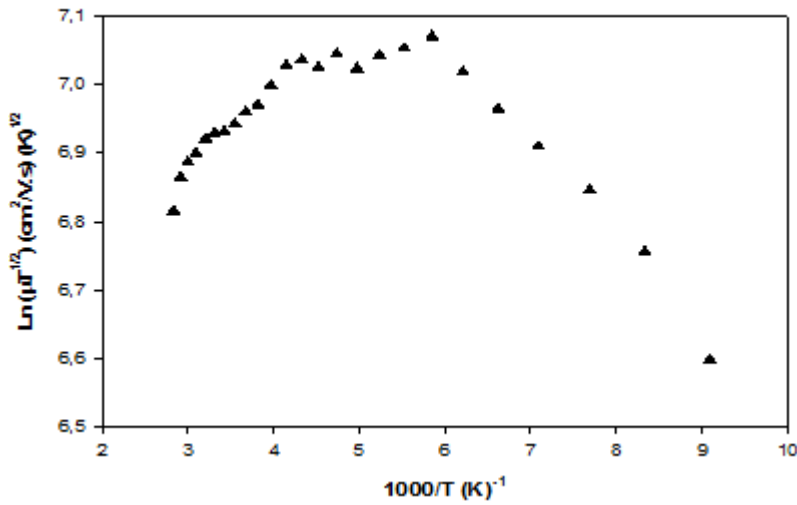
Şekil 4.24 B0 ince filmi için Log(μ)-Log(T) değişimi

Şekil 4.24'te B0 ince filmde değişik sıcaklık bölgelerinde etkin saçılma mekanizmalarını araştırmak için Log(μ)-Log(T) değişimi gösterilmiştir. 184-254 K sıcaklık bölgesinde mobilite sıcaklığa  $\mu \propto T^{1/2}$  şeklinde bağlı olduğu için bu sıcaklık aralığında nötral donör safsızlık saçılma mekanizmasının baskın olduğunu söyleyebiliriz. Yüksek sıcaklık bölgesinde (254-390 K) ise mobilite sıcaklığa  $\mu \propto T^{-3/2}$  şeklinde bağlıdır ve bu sıcaklık bölgesinde akustik örgü titreşimlerinden kaynaklanan bir saçılma mekanizması olduğu söylenebilir (Sheng, 1977).



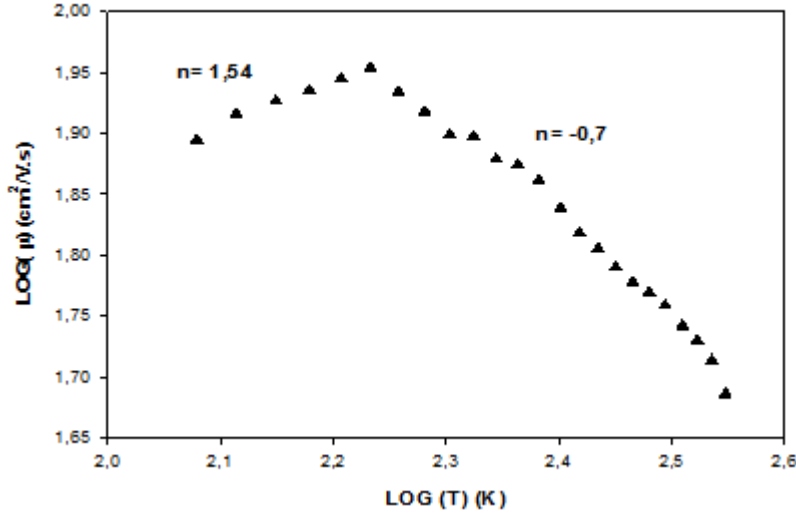
**Şekil 4.25** B1 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi

Şekil 4.25'te 200 °C alttaş sıcaklığında büyütmüş olduğumuz B1 ince filminin Hall olayı ölçüm sonuçlarından taşıyıcı yoğunluğunun 100-400 K sıcaklık aralığında değişimi gösterilmiştir. B1 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu artan sıcaklıkla 4.2 denklemine uygun bir şekilde arttığı gözlenmiştir. 130-272 K sıcaklık bölgesi aralığında aktivasyon enerjisi 38 meV olarak hesaplanmıştır. B1 ince filmi için elektriksel iletkenlik ölçüm sonucunda 137-267 K sıcaklık aralığında hesaplanan aktivasyon enerjisi 40 meV olarak hesaplanmıştır. Bu iki sonucun birbirine yakın çıkması numune için yapılan her iki ölçümünde karalı ve doğru sonuçlar verdiğini ve ayrıca bu seviyede bir safsızlık durumu olduğunu göstermiştir.



**Şekil 4.26** B1 ince filmi için mobilite-sıcaklık değişimi

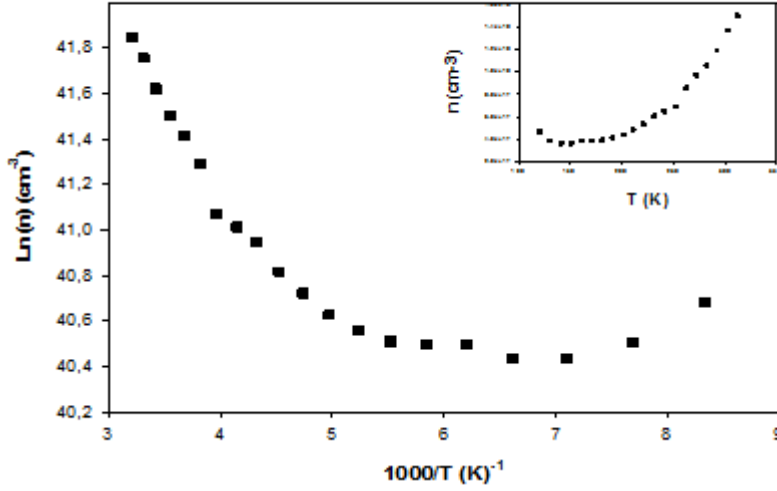
B1 ince filminin Hall etkisi ölçüm verilerinden mobilite denklem 4.3' e göre analiz edilerek iki sıcaklık bölgesi için tane sınır yüksekliği ( $\phi_b$ ) hesaplanmıştır. Yapılan analiz sonucunda B1 ince filmi için 110-161 K ve 171-353 K sıcaklık aralıklarında tane sınır yüksekliği sırasıyla 12 ve 6 meV olarak hesaplanmıştır (Şekil.26).



Şekil 4.27 B1 ince filmi için Log(μ)-Log(T) değişimi

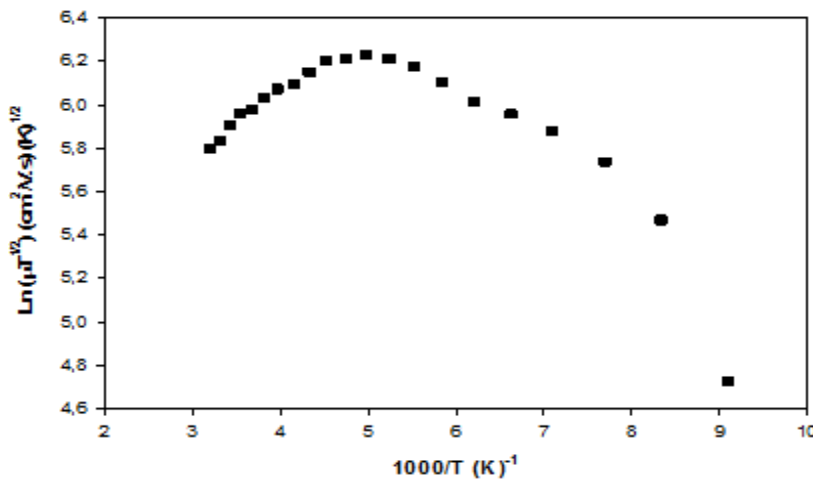
B1 ince filmi için Şekil 4.27'de verilen Hall etkisi ölçüm verilerinden bu ince film için farklı sıcaklık bölgelerinde saçılma mekanizmaları incelenmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi  $T > 171$  K bölgesinde sıcaklık arttıkça mobilite de düşüş gözlenmiştir.  $T > 171$  K sıcaklık bölgesinde mobilite sıcaklığa yaklaşık  $\mu \propto T^{-1/2}$  şeklinde bağlı olduğu için bu sıcaklık bölgesinde polar optik fonon (piezoelektrik) saçılması etkindir. Isısal titreşimlerden ortaya çıkan örgü saçılması örgünün periyodik potansiyelini bozar ve taşıyıcılarla örgü arasında enerji transferi olur. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla artacağından yüksek sıcaklıklarda örgü saçılması baskın olacaktır ve bu yüzden  $T > 171$  K sıcaklık bölgesinde mobilite sıcaklığın artışı ile düşüş gösterir. Düşük sıcaklık bölgesinde ise mobilite değeri safsızlık (impurity) bant iletim mobilitesi olarak taşıyıcı yoğunluğu hesaplamalarında kullanılır. Bu düşük sıcaklık bölgesinde mobilitenin sıcaklıkla davranışı taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı ile ilgili olup, safsızlık bandı iletiminin düşük sıcaklıklarda meydana geldiğini gösterir.  $T < 171$  K sıcaklık bölgesinde mobilitenin sıcaklığa yaklaşık  $\mu \propto T^{3/2}$  şeklinde bağlı olduğu ve bu bölgede iyonize safsızlık saçılmasının baskın olduğu söylenebilir. Bu safsızlık saçılması düşük sıcaklıklarda etkili olup, yüksek

sıcaklıklarda etkisizdir. Yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar daha hızlı hareket ettiklerinden safsızlıklar yakınlarında çok az zaman kalırlar ve fonon saçılmasına göre etkisi az bir şekilde saçılırlar.



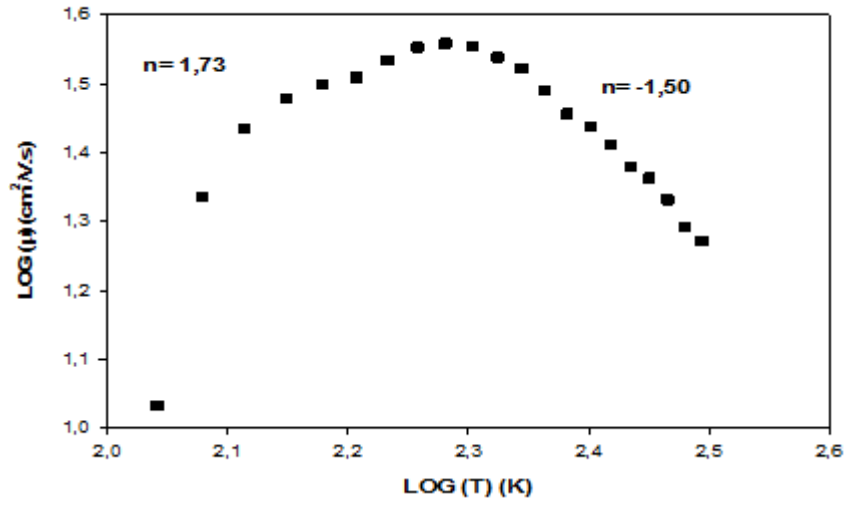
Şekil 4.28 B2 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimi

Şekil 4.28’de B2 ince filmi için taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişim grafiği gösterilmiştir. B2 ince filminin Hall etkisi ölçümleri 100-400 K sıcaklık aralığında yapılmış ve bu sıcaklık bölgesinde taşıyıcı yoğunluğu  $10^{16}$ - $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$  arasında değerler aldığı gözlenmiştir. Artan sıcaklıkla beraber taşıyıcı yoğunluğunun artışı B2 ince filminin yarıiletken davranışıyla bağlantılıdır. 141-272 K sıcaklık bölgesinde hesaplanan aktivasyon 23 meV olup bu sonuç elektriksel iletkenlik verileriyle birebir uyumluluk göstermektedir.



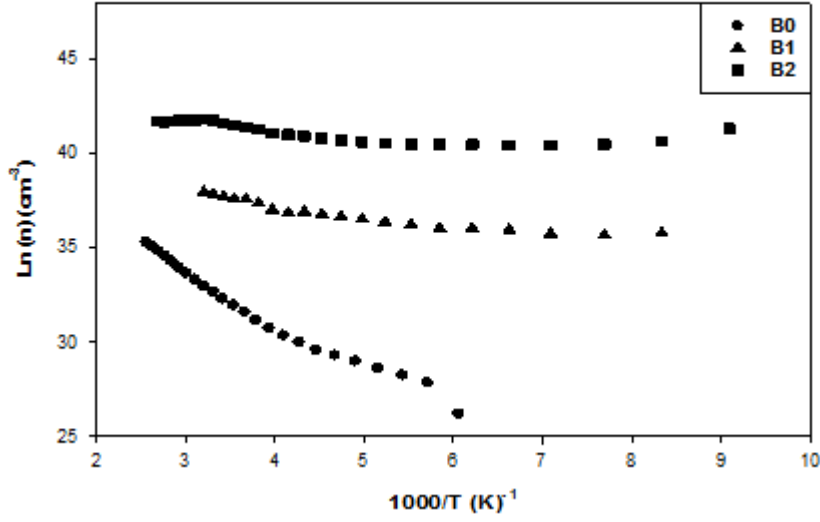
Şekil 4.29 B2 ince filmi için mobilite-sıcaklık değişimi

B2 ince filminin mobilitesinin sıcaklıkla değişimi ise Şekil 4.29'da gösterilmiştir. Mobilite 191 K'e kadar artan sıcaklıkla arttığı 191 K de itibaren de artan sıcaklıkla azaldığı gözlenmiştir. Mobilite verilerinin bu iki sıcaklık bölgesi için denklem 4.3'e göre analiz edilmesi sonucunda tane sınır bariyer yüksekliği ( $\phi_b$ ) hesaplanmıştır. Mobilitenin artan sıcaklıkla arttığı 110-191 K sıcaklık bölgesinde tane sınır bariyer yüksekliği 28 meV iken mobilitenin artan sıcaklıkla azaldığı 191-312 K bölgesinde bariyer yüksekliği 21 meV olarak hesaplanmıştır.



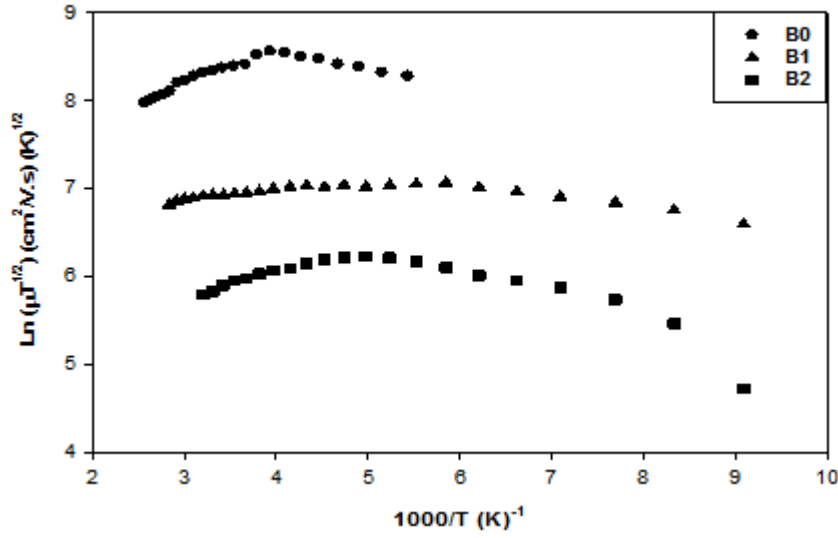
**Şekil 4.30** B2 ince filmi için Log( $\mu$ )-Log(T) değişimi

Şekil 4.30'da B2 ince filmi için geçerli akım mekanizmalarını araştırmak üzere Log( $\mu$ )-Log(T) değişimi incelenmiştir. Mobilitenin düşen sıcaklıkla azalmaya eğilimli olduğu bölgede (110-191 K) iyonize safsızlık saçılması baskın saçılma mekanizmasıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde mobilite sıcaklığa  $\mu \propto T^{3/2}$  şeklinde bağlı olduğu gözlenmiştir. Artan sıcaklıkla mobilitenin azaldığı sıcaklık bölgesinde (201-312 K) ise örgü titreşimlerinden kaynaklanan akustik örgü saçılması baskındır ve mobilite sıcaklığa  $\mu \propto T^{-3/2}$  bağıntısıyla bağlıdır.



**Şekil 4.31** B0, B1 ve B2 ince filmlerinin taşıyıcı yoğunluğu-sıcaklık değişimlerinin karşılaştırılması

Şekil 4.31’de farklı alttaş sıcaklığında üretilmiş  $\text{CdIn}_2\text{Te}_4$  ince filmleri için taşıyıcı yoğunluğu değişimi verilmiştir. Şekilde gözlendiği gibi, her üç örnek içinde taşıyıcı yoğunlukları üstel bir biçimde sıcaklıkla artmaktadır. Bu tipik yarıiletken davranışına uymaktadır. Ayrıca, alttaş sıcaklığı arttıkça oda sıcaklığı taşıyıcı yoğunluklarında belirgin bir artış vardır. Sıcaklıkla her bir örneğin taşıyıcı yoğunluklarının üstel olarak artması banttan banda geçen fazlalık taşıyıcıların sayısındaki artış nedeniyledir. Alttaş sıcaklığındaki artış ise şu şekilde açıklanabilir: ince filmlerde alttaş sıcaklığı ile taşıyıcı yoğunluğundaki artışın numunelerde yer alan safsızlıkların azalması ile olduğu bilinmektedir. Bu ince filmlerde kristal örgünün daha düzgün olması daha düşük aktivasyon enerjisine sahip donörler olmasını gerektirir ki, Şekil 4.31’de alttaş sıcaklığı arttıkça aktivasyon enerjilerinin her sıcaklık bölgesinde azaldığı açıkça gözlenmektedir. Ayrıca safsızlıklarda tuzaklanan elektron sayısı da azalacaktır. Böylece taşıyıcı yoğunluğunda bir artış beklenecektir. Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi sonuçları iletkenlik ölçümleri ile de uyumaktadır öyle ki artan taşıyıcı yoğunluğu iletkenliğe katkı sağlayarak filmlerin alttaş sıcaklığı arttıkça daha yüksek iletkenlik değerlerine sahip olmaları sağlanmıştır.



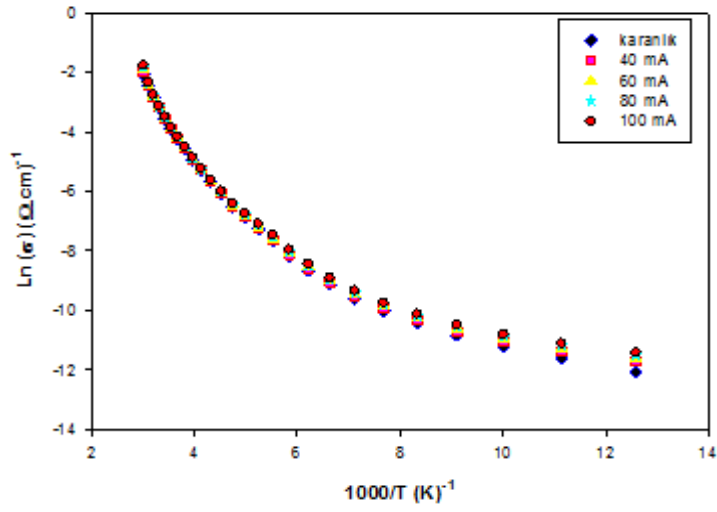
**Şekil 4.32** B0, B1 ve B2 ince filmlerinin mobilite–sıcaklık değişimlerinin karşılaştırılması

Şekil 4.32’de B0, B1 ve B2 ince filmleri için deneysel Hall mobilitesinin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Her üç ince film için belli bir kritik sıcaklığın üzerinde mobilitenin artan sıcaklıkla azaldığı ve yarıiletkenlerin genel karakteristiğini sergiledikleri görülmektedir. Ayrıca Hall mobilitesi değerlerinin artan alttaş sıcaklığı ile iletkenlik ve taşıyıcı yoğunluklarına zıt olarak azaldığı da açıkça gözlenmektedir. Bu durum alttaş sıcaklığı ile taşıyıcı yoğunluğunun artmasına bağlı olarak saçılmalarla taşıyıcıların kinetik enerjilerindeki azalma ve dolayısıyla mobilitenin azalması ile açıklanabilir. Azalmanın başladığı kritik sıcaklık alttaş sıcaklığı arttıkça, düşük sıcaklıklara doğru kaymıştır. Bu durum, bölüm 4.2.3.2’de görüleceği gibi alttaş sıcaklığının artmasıyla yasak enerji band aralığının azalmasına bağlanabilir.

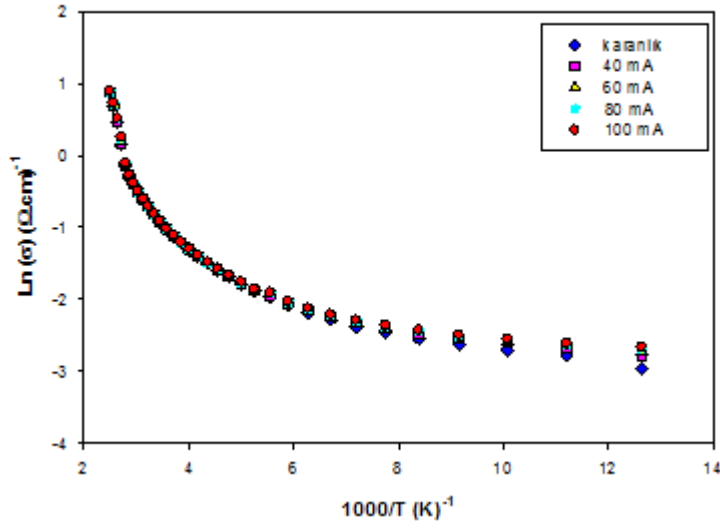
## 4.2.3 CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin optik özelliklerinin incelenmesi

### 4.2.3.1 Fotoiletkenlik ölçüm sonuçları

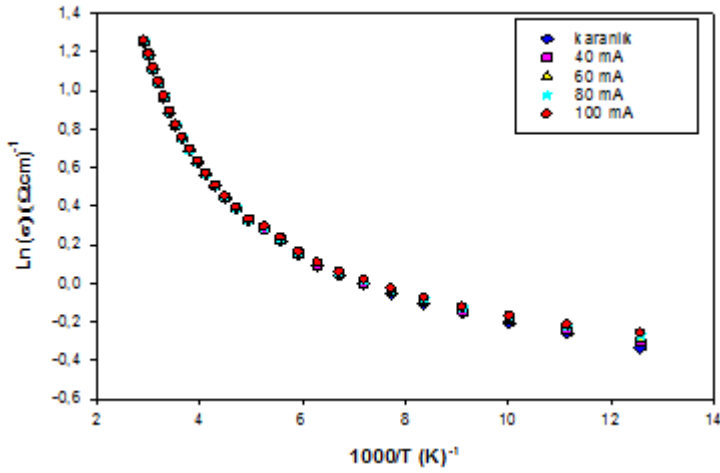
B0, B1 ve B2 ince filmlerinin sıcaklığa bağlı fotoiletkenlik ölçümü 80-400 K aralığında yapılmıştır. Ölçüm sırasında B0, B1 ve B2 numunelerine sırasıyla 100, 5 ve 4 V/cm elektrik alan uygulanmıştır. Ölçüm esnasında kullanılan LED’e 40, 50, 60, 70, 80, 90 ve 100 mA akım uygulanarak sırasıyla her akım değeri için 5001, 6313, 7616, 8891, 10201, 11445, 12708 lüks şiddetlerinde ışık demetinin numune üzerine düşmesi sağlanmıştır.



(a)



(b)



(c)

**Şekil 4.33** (a) B0, (b) B1 ve (c) B2 ince filmlerinin değişik ışık şiddetlerinde sıcaklığa bağlı iletkenliğinin değişiminin karanlıktaki iletkenlikle karşılaştırılması



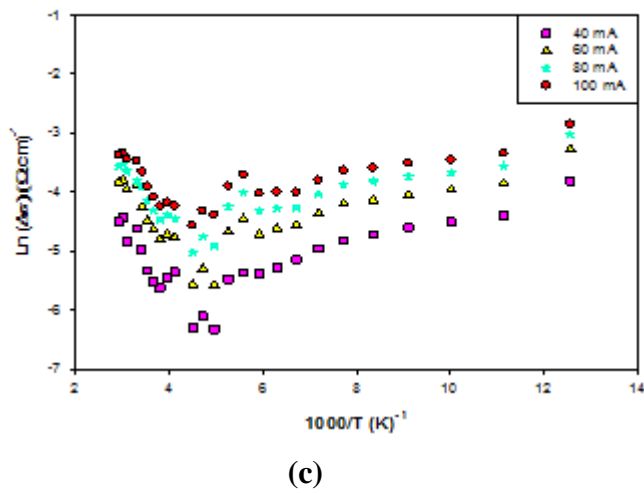
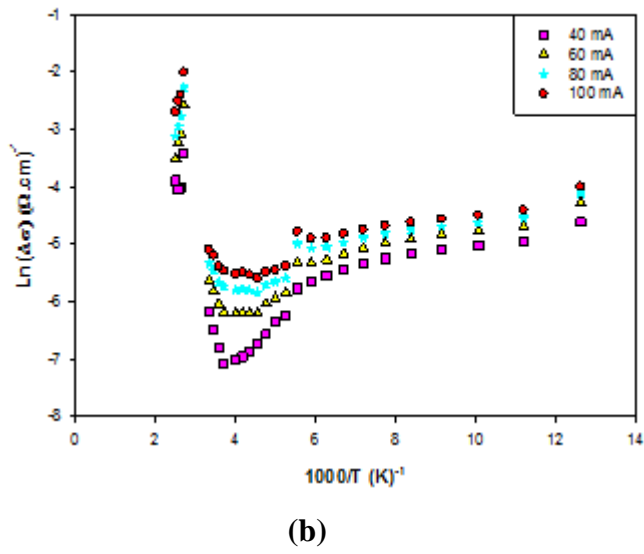
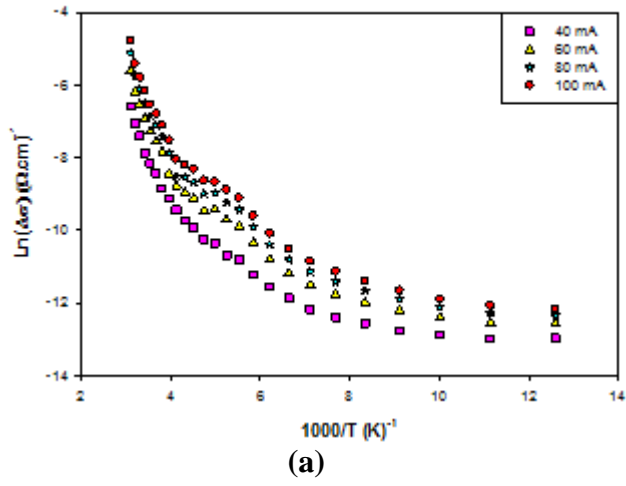
Şekil 4.33 (a), (b) ve (c)'de sırasıyla B0, B1 ve B2 ince filmlerinin iletkenliklerinin sıcaklığa bağlılığı  $\ln(\sigma)-(1000/T)$  grafiği olarak değişik ışık şiddetlerinde göre değişimi verilmiştir. Her üç örnek için de yarıiletken davranışa uygun olarak iletkenlik sıcaklıkla üstel olarak artmaktadır. Ayrıca, ışık şiddeti arttıkça bütün örneklerin iletkenlik değerlerinde artış gözlenmektedir. Foto-termal aktivasyon enerjileri değerlendirildiğinde B0, B1 ve B2 ince filmlerinin aktivasyon enerjileri yüksek sıcaklık bölgesinde ışık şiddetinden tamamen bağımsız bir davranış göstermektedir. Yani ışık şiddeti arttırıldığında da filmlerin yüksek sıcaklık bölgesinde foto-termal aktivasyon enerjisinde bir değişim gözlenmemiştir. Bu sonuç yüksek sıcaklık bölgesinde ışıkla uyarma sonucu sürekli safsızlık durumlarından gelen taşıyıcıların iletme katıldığını gösterir. Yani sıcaklık artınca iyonize olan tuzak seviyelerinden iletkenliğe gelen katkı azaldığı için, aktivasyon enerjilerinde belirgin bir değişim olmamaktadır. Düşük sıcaklık bölgesinde ise her üç örnek için foto-termal aktivasyon enerjisi artan ışık şiddeti ile azalmıştır. Alttaş sıcaklıklarına göre değerlendirildiğinde ise: aktivasyon enerjileri her sıcaklık bölgesinde alttaş sıcaklığı artışı ile Tablo 4.14 ve 4.15'te görüldüğü gibi azalmaktadır. Bu durum alttaş sıcaklığı artışı ile yapıdaki kusurların azalması ve daha düşük sıcaklıklarda iletim bandına daha yakın seviyelerde tuzaklanan taşıyıcıların iletme katılması ile açıklanabilir. İletkenliğin alttaş sıcaklığı ile artışı bunu destekler niteliktedir.

**Tablo 4.14** B0, B1 ve B2 ince filmlerinin sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümlerinden hesaplanan (karanlık) aktivasyon enerjileri

Numune	Sıcaklık (K)	$E_{a1}$ (meV)	Sıcaklık (K)	$E_{a2}$ (meV)
B0	130-332	148	119-79	32
B1	130-330	36	119-79	8
B2	130-332	22	120-79	4,5

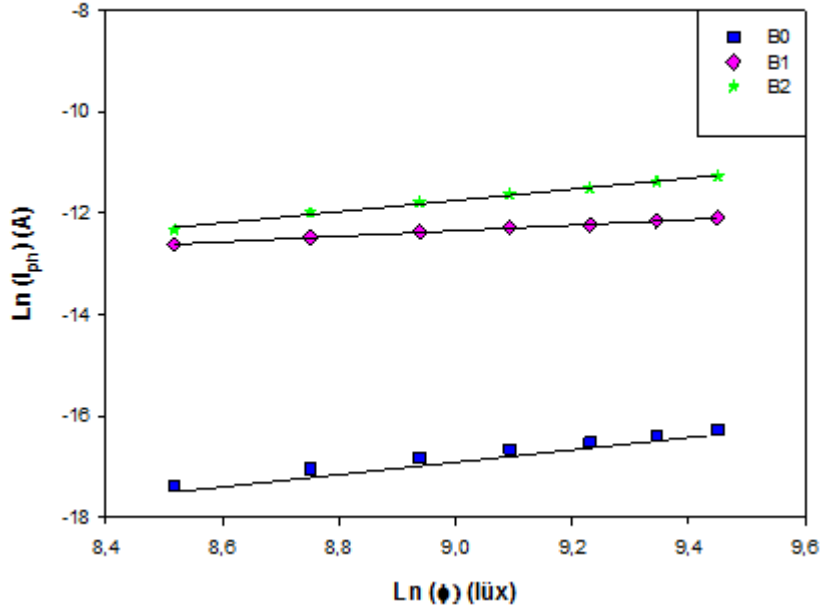
**Tablo 4.15** B0, B1 ve B2 ince filmleri için, fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlılığından hesaplanan foto-aktivasyon enerjileri (12700 Lüks ışık şiddetinde)

Numune	Sıcaklık (K)	$E_{a1}$ (meV)	Sıcaklık (K)	$E_{a2}$ (meV)
B0	130-332	144	119-79	25
B1	130-330	34	119-79	4,5
B2	130-332	21	120-79	3,7



Şekil 4.34 (a) B0, (b) B1 ve (c) B2 ince filmlerinin değişik ışık şiddetlerinde sıcaklığa bağlı foto-iletkenliklerinin değişimleri

Şekil 4.34 (a), (b) ve (c)'den görüldüğü gibi, foto-iletkenlik B0, B1 ve B2 ince filmleri için artan ışık şiddeti ile artmaktadır. Bu da yine yapıdaki safsızlık seviyelerinin varlığını göstermektedir. Safsızlık seviyeleri iyonize oldukça foto-iletkenlik değerleri sıcaklık artışı ile azalmaktadır. Bu analiz, tüm örneklerde foto-iletkenliğin yapıdaki safsızlık veya yeniden birleşme merkezleri tarafından kontrol edildiğini göstermektedir.



**Şekil 4.35** 100 K sıcaklıkta B0, B1 ve B2 ince filmlerinin fotoakım-ışık şiddeti değişimleri

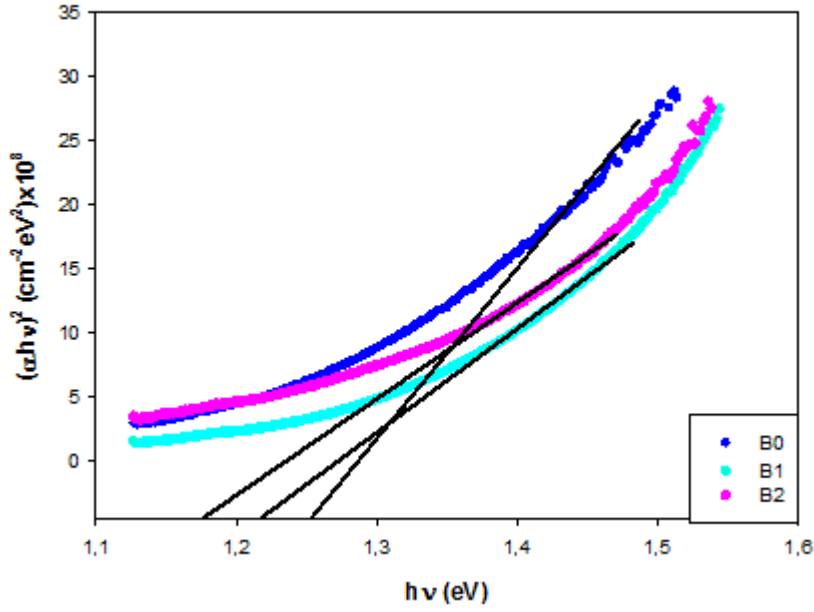
Fotoakım-Işık şiddeti değişimi; B0, B1 ve B2 ince filmleri için 100 K sıcaklığında karşılaştırılmalı olarak Şekil 4.35'te verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi fotoakımın artan ışık şiddeti ile arttığı gözlenmiştir. Fotoakımla ışık şiddetinin bağımlılığı  $I_{ph} \sim \phi^n$  şeklinde verilir (Bube, 1960). Burada n ışıkla uyarma sonucunda oluşan taşıyıcıların yeniden birleşme mekanizmasının bir fonksiyonudur. Eğer  $0.5 < n < 1.0$  değerlere sahip ise, yeniden birleşim mekanizmaları tek bir tuzak seviyesi üzerinden gerçekleşmektedir. Bir merkezli yeniden birleşim mekanizmaları bu bağımlılığı açıklamakta olup,  $n < 1$  değeri bimoleküler yeniden birleşim mekanizmalarına karşı gelmektedir. Tuzak seviyelerinin artması ile n değeri artış göstermektedir.  $n > 1$  değeri ise yasak enerji aralığında bulunan tuzak seviyelerinin sürekli dağılımını gösterir ki örneklerimizde n değerleri 1.10 ile 1.16 arasında değişmektedir.

#### 4.2.3.2 Optik soğurma ölçüm sonuçları

B0, B1 ve B2 ince filmlerinin optik soğurma ölçümleri oda sıcaklığında 190-1100 nm dalgaboyu aralığında yapılmıştır. Direk bant aralığına sahip bir yarıiletken soğurma katsayısı yüksek foton enerjilerinde;

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (4.5)$$

ilişkisini sağlamaktadır. Burada  $E_g$ , ince filmin optik bant aralığını göstermektedir ve  $A$  ise bir sabittir.



Şekil 4.36 B0, B1 ve B2 ince filmlerinin soğurma spektrumu

$(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisine ( $h\nu$ ) göre değişimi Şekil 4.36'da gösterilmiştir. Şekilde her üç numune için gelen fotonun enerjisi arttıkça belli bir eşik değerinden sonra soğurmanın belirgin bir şekilde arttığı görülmektedir. Soğurmanın artmaya başladığı bu eşik enerji değeri valans bandından iletim bandına direk geçişlerin başladığı yeri gösterir. Bu durumda filmlerin optik bant aralığı  $E_g$ ,  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisine ( $h\nu$ ) karşı grafiğinde lineer kısmın enerji eksenini kestiği yer hesaplanarak bulunabilir. B0, B1 ve B2 ince filmleri direk bant aralığına sahip olup yasak enerji aralıkları sırasıyla 1.26 eV, 1.21 eV ve 1.18 eV olarak belirlenmiştir. Bu değerler altta sıcaklığı arttıkça yasak enerji aralığının azaldığını göstermektedir.

## 5 SONUÇLAR

Bu çalışmada termal buharlaştırma yöntemiyle farklı alttaş sıcaklıklarında üretilmiş, II-III-VI yarıiletken grubuna ait olan CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin yapısal, elektriksel ve optik özellikleri araştırılmıştır.

Filmlerin yüzey morfolojileri, stokiyometrilere ve yapıları bir EDS ünitesi taramalı elektron mikroskobu (SEM) ve X-ışını kırınım tekniği ile incelenmiştir. EDS analizi sonucunda elde edilen külçe halindeki CdInTe ve CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşiklerinin stokiyometrik olduğu görülmüştür. Farklı alttaş sıcaklığında üretilmiş CdInTe ince filmlerin EDS analiz sonuçlarından elementlerin atomik yüzdelerinde belirgin bir değişim gözlenmiştir. A0 ince filmde Cd atomlarının yapıya istenilen düzeyde girmediği EDS analizinden belirlenmiş olup, alttaş sıcaklığı artırıldığında Cd atomlarının yapıya daha homojen olarak dağıldığı gözlenmiştir. In atomik yüzdesinin alttaş sıcaklığıyla azalması, yüzey ve yüzeye yakın bölgede yoğunlaşan indiyum atomlarının film hacmine difüz ettiğini göstermiştir. CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> bileşiği kaynak malzeme olarak kullanılarak farklı alttaş sıcaklıklarında üretilen filmlerin EDS analiz sonuçlarında ise Cd ve Te atomlarının atomik yüzdesinin alttaş sıcaklığı ile azalırken, In atomlarının yüzdesinin arttığı gözlenmiştir.

Farklı alttaş sıcaklıklarında üretilmiş CdInTe ince filmlerinin yapı analizleri XRD ölçümleri ile yapılmıştır. Ölçüm sonucu ortaya çıkan piklerden alttaş sıcaklığına bağlı olarak filmlerin amorf yapıdan  $2\theta=31.86^\circ$  de polikristal bir yapıya geçtiği 100 ve 200 °C alttaş sıcaklığında (321) düzleminde kristalleşmenin daha da arttığı gözlenmiştir. XRD analiz sonuçlarından CdInTe ince filmlerinin tetragonal yapıda olduğu belirlenmiştir. SEM ölçümlerinden alttaş sıcaklığı artışı ile filmlerin tanecik büyüklüklerinde artış olduğu, bunun da filmlerin daha düzenli yapıya geçtiğini gösteren XRD ölçümleriyle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Farklı alttaş sıcaklıklarında üretilen CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinin kırınım desenlerindeki pikler TREOR90 programında analiz edilerek piklere ait düzlemler ve filmlerin kristal yapıları belirlenmiştir. XRD sonuçları incelenen CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> filmlerinin

hepsinin tetragonal yapıya ait oldukları tespit edilmiştir. Alttaş sıcaklığı arttıkça (210) ve (421) düzlemlerinde kristalleşmenin arttığı ve en şiddetli gözlenen (112) düzlemine ait pikin sağa doğru az bir açı ile kaydığı gözlenmiştir.

Sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümlerinden A0, B0, B1 ve B2 ince filmlerinin tipik yarıiletken davranış sergiledikleri ve iletkenliklerinin sıcaklığa üstel olarak bağlı olduğu gözlenmiştir. A1 ve A2 ince filmlerinde ise iletkenliklerinin sıcaklıkla azalarak metalik davranış sergiledikleri belirlenmiştir.

Farklı alttaş sıcaklığında üretilen  $\text{CdIn}_2\text{Te}_4$  ince filmlerinin  $\ln(\sigma)-1000/T$  grafiklerinin eğimlerinden yararlanarak filmlerin aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. Alttaş sıcaklığının artması ile aktivasyon enerjilerinin düştüğü ve iletkenliklerinin arttığı belirlenmiştir. Sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümlerinden yarıiletken özellik gösteren A0, B0 ve B2 ince filmleri için elektriksel iletim ısıl uyarılmayla (termal aktivasyon) olurken, B1 ince filmi için sadece düşük sıcaklık bölgesi olan 80-132 K aralığında geçerli olan akım mekanizmasının, yasak enerji aralığındaki safsızlık enerji seviyeleri arasında hoplama (hopping) ile olduğu tespit edilmiştir.

Yarıiletken davranış gösteren A0, B0, B1 ve B2 ince filmlerine sıcaklığa bağlı yapılan Hall etkisi ölçüm sonuçlarından filmlerin n-tipi iletkenliğe sahip oldukları tespit edilmiştir. Bütün numunelerde yarıiletkenken davranışa uygun olarak sıcaklıkla taşıyıcı yoğunluğunun üstel olarak arttığı gözlenmiştir. Hall etkisi ölçümlerinden B0, B1 ve B2 ince filmlerinde alttaş sıcaklığı ile taşıyıcı yoğunluğunun arttığı, mobilite değerlerinin ise azaldığı belirlenmiştir.

Sıcaklığa bağlı fotoiletkenlik ölçümleri ile A0, B0, B1 ve B2 numunelerinin ışığa karşı duyarlılıkları araştırılmış ve 80-400 K sıcaklıklar arasında yapılan fotoiletkenlik ölçümlerinde bütün numunelerin yarıiletken davranış sergiledikleri belirlenmiş ve numunelerin artan ışık şiddetiyle iletkenliklerinin arttığı, ışığa karşı en duyarlı (photo-sensitivity) numunenin A0 ince filmi olduğu tespit edilmiştir.

B0, B1 ve B2 ince filmlerinin fotoiletkenlik ölçümlerinden alttaş sıcaklığının etkisi araştırılmıştır. Deneysel ölçüm sonuçlarından  $\text{CdIn}_2\text{Te}_4$  filmlerinin alttaş sıcaklığı arttıkça aktivasyon enerjilerinin azaldığı ve iletkenliklerinin arttığı gözlenmiştir.

Oda sıcaklığında gerçekleştirilen optik soğurma ölçümleri ile numunelerin enerji-bant yapısı araştırılmıştır. 300 - 900 nm dalga boyu aralığında gerçekleştirilen ölçümler ile bütün filmlerin direk bant aralığına sahip olduğu belirlenmiştir. Soğuk alttaş sıcaklığında üretilmiş CdInTe ince filminin bant aralığının 1.48 eV olduğu belirlenmiştir. Farklı alttaş sıcaklığında üretilen CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> ince filmlerinde alttaş sıcaklığı arttıkça yasak enerji aralığının 1.26 eV'dan 1.18 eV'a azaldığı gözlenmiştir.

## KAYNAKLAR

- Akgöz, A.**, 2010: Polianilin-Pomza Kompozitinin Elektriksel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Denizli
- Akyüz, İ.**,2005: CdO Filmlerinin Bazı Fiziksel Özellikleri Üzerine Al Katkılama ve Tavlama İşlemlerinin Etkileri, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Alkaya, A.**, 2005: Amorf Silikon Güneş Pillerinde Fototaşıyıcı Rekombinasyon Kinetiği, Yüksek Lisans Tezi, Mersin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Mersin.
- Allison, J.**,1990: Electronic Engineering Semiconductors and Devices, Mc Graw - Hill Book Company, London.
- Bar-Lev, A.**, 1984: Semiconductors and Electronic Devices, Prentice - Hall International, London.
- Baz, Z.**, 2008: Atmalı Filtreli Katodik Vakum Depolama Yöntemiyle Çinko Nitrit ( $Zn_3N_2$ ) Üretimi ve Optiksel Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana
- Beiser, A.**, 1997: Modern Fiziğin Kavramları, (çev. G. Önengüt), Akademi Yayınları, İstanbul.
- Bilgin, V.**, 2003: ZnO Filmlerinin Elektriksel, Optik, Yapısal ve Yüzeysel Özellikleri Üzerine Kalay Katkısının Etkisi, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 165 s. (yayınlanmamış).
- Brodsky, M.H.**, 1979: Amorphous Semiconductors, Springer Verlag, Berlin.
- Brundle, C.R., Eves, C.A., Wilson, Jr.S.**, 1992: Encyclopedia of Materials Characterization, Butterworth - Heinemann, ISBN [0-7506-9168-8].
- Bube, R.H.**, 1970: Photoconductivity of Solids, John Wiley & Sons Inc., London.
- Castro, R. et al.**, 2001: Structural Characterization of Polycrystalline Cd-In-Te Films, American Vacuum Society [DOI: 10.1116/1.1322643].
- Çağlar, Y.**, 2001: CdZnSSe Yarıiletken Filmlerinin Bazı Elektriksel ve Optik Özellikleri, Doktora Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
- Dinek, T.**, 2006: CdO Yarıiletken Bileşiminin Spray Pyrolysis Yöntemi ile Elde Edilmesi, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü



- 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 Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Flegler, S.L., Heckman, J.W., Klomparens, K.L.**, 1993: Scanning and Transmission Elektron Microscopy: An Introduction, Oxford Univ. Press, ISBN [0-19-510751-9].
- Gorley, P.M. at al.**,2006: Temperature Dependence of The Concentration of Carriersin CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> Crystals, Yury Fed'kovych Chernivtsi National University, ISSN 0503-1265. Ukr. J. Phys. 2006. V. 51, N 5
- Hong, K.**, 2005: Temperature Dependence of Photo Current and Optical Band Gap in CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> Single Crystals, Journal of Ceramic Processing Research. Vol. 6, No. 2, pp. 106~109.
- Ilıcan, S., Çağlar, Y. ve Çağlar, M.**,2005: ZnO Yarıiletken Filmlerinin Yasak Enerji Aralıkları, SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, 9. Cilt, 1. Sayı, 48-55 s.
- Iribarren, A. at al.**, 1999: Optoelectronic Properties of Polycrystalline CdInTe Films, American Vacuum Society [S0734-2101].
- Karabulut, O.**, 2003: Structural, Electricaland Optical Characterization of N-an Si Implanted GaSe Single Crystal Grow By Brigman Method, Doktora Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Kittel, C.**, 1996: Katılmal Fiziğine Giriş, (Çrv. B. Karaoğlu), Güven Yayınları, İstanbul.
- Köse, S.**, 1993: Spray Pyrolysis Metodu ile Elde Edilen Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>S Filmlerinin Bazı Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Kul, M.**, 1996. Cd(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)S Yarıiletken Filmlerinin Bazı Fiziksel Özellikleri, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Mckelvey, J.P.** 1960: Solid Stateand Semiconductor Physics, Harper & Row Pres, New York.
- Mott, N.F. and Davis, E.A.**, 1971: Electronic Processes in Non - Crystalline Materials, Claredon Press Oxford Univ., London.
- Nag, B.R.**, 1980: Electron Transport in Compound Semiconductors, Springer-Verlay, Berlin.
- Neamen, D. A.**, 1997: Semiconductor Physics and Devices, Irwin Book Team.
- Omar, M. A.**, 1975: Elementary Solid Sta. Rustresistantpotatoes, United Kingdom Patent, Node Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc, Menlo Park California.
- Oral, M.**, 1979: Güneş Pilleri, Ege Üniversitesi Yayınları, İzmir.
- Oumous, H. and Hadiri, H.**, 2001: Optical and Electrical Properties of Annealed CdS Thin Films Obtained From a Chemical Solution, Thin Solid Films, 386, 87-90.

- 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.
- Rose, A.**, 1978: concept in Photoconductivity and Allied Problems, Rber E. Kriger Publishing Co., New York
- Sarı, H.**, 2008: Yarıiletkenler ve Optik Özellikler, Yüksek Lisans Ders Notları, Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü, Ankara.
- Scherrer, P.**,1918: Nach. Ges. Wiss Göttingen, 98
- Seto, J.Y.W.**, 1975: J. Appl. Phys., 46,5247.
- Sheng S. Li**, 1977: The Dopant Density and Temperature Depence of Electron Mobility and Resistivity in N-Type Silicon, U.S. Government Printing Office, Washington.
- Soylu, M.**, 2006: Atmalı Katodik Vakum Ark Depolama Sistemiyle Üretilen ZnO'nun Elektriksel İletkenliği ve Isıl İşleme Değişimi, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Streeman, B.G.**, 1980: Solid State Electronic Devices, Prentice Hall Int., New Jersey.
- Streeman, B.G. andBanerjee, S.K.**, 2006: Solid State Electronic Devices, Prentice-Hall, 581 s.
- Süvüt, H.H.**, 2005: Değişik Yöntemlerle Elde Edilen CdS'un Optik ve Elektriksel Özelliklerinin Karşılaştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
- Sze, S. M.**, 1985. Physics of Semicnducturs Devices, John Wiley and Sons. 523 s. New.
- Şener, D.**,2006: Sol-Gel Yöntemiyle Hazırlana Metal Oksit İnce Filmlerin Elektriksel, Yapısal ve Optiksel Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Şişman, İ.**, 2006: CdS, CdSe ve CdTe Bileşik Yarıiletken İnce Filmlerinin Aynı Çözeltiden Elektrokimyasal Olarak Au(111) Elektrodu Üzerine Büyütülmesi ve AFM, STM, XRD ve Uv-Vis Spektroskopisi ile Karakterizasyonu, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Taylo, J.R., Zafaritos, C.D.**, 1996: (Çev. Bekir Karaoğlu) Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik, Bilgi Tek Yayıncılık, İstanbul, 455s.
- Yazıcı, D.**, 2007: Fosfin Metal Komplekslerin Fiziksel Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Yılmaz, K.** 2004:Investigation of InSe Thin Film Based Devices, Doktora Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

**Yurdagül, Ü.**, 2005: LEC Tekniği ile Büyütölen Te Katkılı n-tipi InSb Yarıiletkeninde Sıcaklık Bağımlı Manyetik ve Elektron İletim Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

**Zor, M.**,1982: Spray-Pyrolysis ile Elde Edilen AgInSn<sub>2</sub> Bileşiminin Bazı Fiziksel Özellikleri, Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi, Ankara.

## ÖZGEÇMİŞ



**Ad Soyad:** Deniz Gölcür  
**Doğum Yeri ve Tarihi:** Trabzon 07.03.1987  
**Adres:** Bahçelievler Mah. 5024. Sok. No:4  
Manavgat/ANTALYA  
**Lisans Üniversitesi:** Pamukkale Üniversitesi

### Yayın Listesi:

- Yılmaz K., Gölcür D., 2012: Termal Buharlaştırma Yöntemiyle Üretilen CdInTe İnce Filminin Yapısal, Optik ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi, Sözlü Sunum, Adım Fizik Günler-II, Pamukkale Üniversitesi, Denizli.
- Gölcür D., Yılmaz K., Karabulut O., 2012: CdInTe İnce Filmlerinin Yapısal, Optik ve Elektriksel Özelliklerine Alttaş Sıcaklığı Etkisinin Araştırılması, Sözlü Sunum, Türk Fizik Derneği 29. Uluslararası Fizik Kongresi, Bodrum.