

**T.C.
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**CuInTe₂ İNCE FİLMLEİNİN YAPISAL, ELEKTRİKSEL VE
OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FATİH AŞKIN

DENİZLİ, ARALIK - 2014

T.C.
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI



**CuInTe₂ İNCE FİLMLEİNİN YAPISAL, ELEKTRİKSEL
VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FATİH AŞKIN

DENİZLİ, ARALIK - 2014

KABUL VE ONAY SAYFASI

Fatih AŞKIN tarafından hazırlanan "CuInTe₂ İnce Filmlerinin Yapısal, Elektriksel Ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi" adlı tez çalışmasının savunma sınavı 30.12.2014 tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

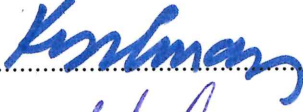
Jüri Üyeleri

İmza

Danışman
Prof. Dr. Orhan KARABULUT


.....

Üye
Doç. Dr. Koray YILMAZ


.....

Üye
Yrd. Doç Dr. Yusuf ÖZCAN


.....

Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
21/01/2015 tarih ve 03/18... sayılı kararıyla onaylanmıştır..


.....

Prof. Dr. Orhan KARABULUT

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

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.

Fatih AŞKIN

ÖZET

**CuInTe₂ İNCE FİMLERİNİN YAPISAL, ELEKTRİKSEL VE OPTİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FATİH AŞKIN
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. ORHAN KARABULUT)

DENİZLİ, ARALIK - 2014

Bu çalışmada I-III-VI yarıiletken sınıfına ait CuInTe₂ bileşiği kaynak malzeme olarak kullanılmıştır. Kaynak malzeme 1100 °C sıcaklıkta sentezlendikten sonra termal buharlaştırma yöntemiyle oda sıcaklığında lamel camlar üzerine büyütülerek ince filmler elde edilmiştir.

Elde edilen bu ince filmlerin bazıları 200 °C ve 400 °C sıcaklıklarda tavlama sıcaklığının filmlerin karakteristiğine etkisi araştırılmıştır. Üretilen filmlerin; elektriksel, optik ve yüzey özellikleri farklı analiz teknikleri ile incelenmiştir. İnce filmlerin yüzey özellikleri ve elementel analizleri taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile incelenmiş, filmlerin enerji-bant yapısını belirlemek için UV-Vis spektrofotometre cihazı ile oda sıcaklığında 190-1100 nm dalga boyu aralığında optik soğurma gerçekleştirilmiştir. Filmlerin elektriksel özelliklerini belirlemek üzere 10-400 K aralığında sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik ölçümleri ve hall etkisi ölçümleri yapılmıştır. Son olarak filmlerin ışığa karşı duyarlılığını araştırmak üzere ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik ölçümleri 80-350 K sıcaklık aralığında yapılmıştır.

Sonuç olarak; tavlama sıcaklığının CuInTe₂ filmlerinin yapısal, optik ve elektriksel özellikleri üzerine etkileri tartışılmış ve yorumlanmıştır.

ANAHTAR KELİMELELER: Yarıiletken, İncefilm, CuInTe₂, Tavlama, Termal Buharlaştırma, Karakterizasyon

ABSTRACT

INVESTIGATION OF STRUCTURAL, OPTICAL AND ELECTRICAL PROPERTIES OF CuInTe_2 THIN FILMS.

MSC THESIS

FATİH ASKIN

PAMUKKALE UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE
PHYSICS

(SUPERVISOR: PROF. DR. ORHAN KARABULUT)

DENİZLİ, DECEMBER 2014

In this study, composite of CuInTe_2 which belongs to the I-III-VI class semiconductors was used as source material. After the source material had been synthesized at 1100 °C, thin film was produced by thermal evaporation and grown onto glass substrates at room temperature.

Some of these films were annealed at 200 °C and 400 °C, effect of annealing temperature on the characteristic of the films were investigated. Electrical, optic and surface properties of the films were studied by different analyze techniques. Surface properties and elemental analyzes of the thin films were examined by SEM, optical absorption was carried out in the range of 190-1100 nm wavelength at room temperature by UV-Vis spectrophotometer to define energy-band structure of the films. Temperature dependent conductivity and Hall effect measurements were used to determine electrical properties of the films in the temperature range of 10-400 K. Finally, photoconductivity measurements depend on the light intensity were carried out at the temperature range of 80-350 K to research the sensitivity of the films to light.

Consequently, annealing temperature effects on electrical, optical, structural properties of the CuInTe_2 were discussed and interpreted.

KEYWORDS: Semiconductor, Thin film, CuInTe_2 , Annealing, Thermal Evaporation, Characterization

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ	v
TABLO LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖNSÖZ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Önceki Çalışmalar	3
2. YARIİLETKENLER	6
2.1 Giriş.....	6
2.2 Bant Yapısı	6
2.3 Saf ve Katkılı Yarıiletkenler.....	10
2.4 Yarıiletkenlerde Fermi-Dirac Fonksiyonu ve Taşıyıcı Yoğunluğu	12
2.5 Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik.....	14
2.6 Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları	17
2.6.1 Amorf Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları	17
2.6.2 Polikristal Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları	18
2.6.2.1 Termoyonik Emisyon.....	18
2.6.2.2 Tünelleme İletim Mekanizması.....	20
2.6.2.3 Sıçrama (Hopping) İletim Mekanizması	22
2.7 Hall Olayı	23
2.8 Saçılma Mekanizmaları	26
2.8.1 Bozulmuş potansiyel saçılması	26
2.8.2 Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması	26
2.8.3 Polar optik fonon saçılma mekanizması	27
2.8.4 Polar olmayan optik fonon saçılması	27
2.8.5 Yüklü safsızlık saçılma mekanizması	28
2.8.6 Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması	29
2.9 Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri.....	29
2.9.1 Optik Soğurma	29
2.9.2 Bant Geçişleri.....	31
2.9.2.1 Direkt Bant Geçışı	33
2.9.2.2 Dolaylı Bant Geçışı	35
2.9.3 Fotoiletkenlik ve Rekombinasyon Mekanizması	36
2.10 Yarıiletken İnce Film Büyütme İşlemi	38
2.10.1 Termal Buharlaştırma	38
3. DENEYSEL YÖNTEM	40
3.1 CuInTe ₂ Bileşiğinin Oluşturulması.....	40
3.2 CuInTe ₂ İnce Filmlerinin Elde Edilmesi	41
3.3 Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Analizi	43

3.4	Ohmik Metal Kontakların Oluşturulması	44
3.5	Elektriksel İletkenlik ve Hall Etkisi Ölçüm Sistemi	45
3.6	Fotoiletkenlik Ölçüm Sistemi	48
3.7	Optik Soğurma Ölçüm Sistemi	49
4.	DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA.....	50
4.1	CuInTe ₂ İnce Filmlerinin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi	50
4.1.1	Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sonuçları.....	50
4.1.2	Hall Etkisi Ölçüm Sonuçları	56
4.2	CuInTe ₂ İnce Filmlerinin Optik Özelliklerinin İncelenmesi	62
4.2.1	Optik Soğurma Ölçüm Sonuçları.....	62
4.2.2	Fotoiletkenlik Ölçüm Sonuçları	64
4.3	CuInTe ₂ İnce Filminin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi	69
5.	SONUÇLAR.....	71
6.	KAYNAKLAR.....	73
7.	ÖZGEÇMİŞ	79

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: Elmas kristalinde enerji bantlarının oluşumu	7
Şekil 2.2: (a) Yalıtkanlar, (b) yarıiletkenler ve (c) iletkenlerde basitleştirilmiş elektronik enerji bant yapısı ve 0 K sıcaklıktaki fermi seviyeleri	8
Şekil 2.3: Saf bir yarıiletkenin (a) mutlak sıcaklıkta (b) oda sıcaklığında iletim ve valans bandında ısıl olarak uyarılmış elektron ve holler	9
Şekil 2.4: Saf ve katkılı yarıiletkenlerde bant yapıları	11
Şekil 2.5: Saf yarı iletkenin T=0 K ve T>0 K'de Fermi enerji seviyesi ve elektronların konumu	12
Şekil 2.6: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu	13
Şekil 2.7: Bir yarıiletkende elektrik alanının varlığında elektron ve hollerin hareket yönleri	15
Şekil 2.8: (a) Amorf katılar, (b) kristal katılar için durum yoğunluğunun şematik gösterimi (Şahin 1999)	17
Şekil 2.9: Polikristal bir yarıiletkenin enerji bant diyagramı	21
Şekil 2.10: (a) İletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki doldurulmuş ve boş lokalize durumlar, (b) Taşıyıcıların iletim bandına uyarılması, (c) Sıçrama İletimi	23
Şekil 2.11: Yarıiletken numune üzerinde Hall olayının şematik gösterimi	24
Şekil 2.12: Üst ve alt bantlardaki enerji durumları	33
Şekil 2.13: Doğrudan bant geçişine sahip bir yarıiletken (a) soğurma, (b) ışımanın şematik gösterimi	34
Şekil 2.14: Dolaylı bant geçişine sahip bir yarıiletken (a) soğurma, (b) ışımanın şematik gösterimi	36
Şekil 2.15: Termal buharlaştırma sistemi	38
Şekil 3.1: Yatay fırın ve kuartz tüpler içinde sentezlenen numuneler	41
Şekil 3.2: Külçe halinde sentezlenen numunenin agat havanda toz haline getirilmesi	41
Şekil 3.3: SEM cihazının şematik gösterimi	43
Şekil 3.4: Elektriksel iletkenlik ve Hall etkisi ölçüm sistemi	45
Şekil 3.5: Van der Pauw tekniğiyle voltaj ölçümü	46
Şekil 3.6: Van der Pauw tekniği ile Hall Voltajı ölçümü	47
Şekil 3.7: Soğurma ölçümlerinde kullanılan UV-Vis spektrometresi	49
Şekil 4.1: CIT numunesine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişimi	51
Şekil 4.2: CIT-200 numunesine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişimi	52
Şekil 4.3: CIT-400 numunesine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişimi	52
Şekil 4.4: CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla değişimlerinin karşılaştırılması	53
Şekil 4.5: CIT numunesine ait $\ln(\sigma)-1000/T$ değişimi	54
Şekil 4.6: CIT-200 numunesine ait $\ln(\sigma)-1000/T$ değişimi	54
Şekil 4.7: CIT-400 numunesine ait $\ln(\sigma)-1000/T$ değişimi	55
Şekil 4.8: CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait $\ln(\sigma)-1000/T$ değişimlerinin karşılaştırılması	55
Şekil 4.9: CIT numunesine ait mobilite-sıcaklık değişimi	57

Şekil 4.10: CIT-200 numunesine ait mobilite-sıcaklık değişimi.....	58
Şekil 4.11: CIT-400 numunesine ait mobilite-sıcaklık değişimi.....	58
Şekil 4.12: CIT-200, CIT-400 numunelerine ait mobilite-sıcaklık değişimlerinin karşılaştırılması	59
Şekil 4.13: CIT-200 için $\text{Log}(\mu)$ - $\text{Log}(T)$ değişimi	59
Şekil 4.14: CIT-400 için $\text{Log}(\mu)$ - $\text{Log}(T)$ değişimi	60
Şekil 4.15: CIT-200, CIT-400 numunelerine ait $\text{Log}(\mu)$ - $\text{Log}(T)$ değişimi	60
Şekil 4.16: CIT için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişim grafığı	63
Şekil 4.17: CIT-200 için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişim grafığı	63
Şekil 4.18: CIT-400 için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişim grafığı	64
Şekil 4.19: Farklı ışık şiddetlerinde CIT numunesine ait fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafığı	65
Şekil 4.20: Farklı ışık şiddetlerinde CIT-200 numunesine ait fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafığı	66
Şekil 4.21: Farklı ışık şiddetlerinde CIT-400 numunesine ait fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafığı	66
Şekil 4.22: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT numunesine ait fotoakım-ışık şiddeti değişim grafığı	67
Şekil 4.23: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT-200 numunesine ait fotoakım-ışık şiddeti değişim grafığı	67
Şekil 4.24: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT-400 numunesine ait fotoakım-ışık şiddeti değişim grafığı	68
Şekil 4.25: CIT numunesine ait SEM görüntüsü	69

TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 3.1: Üretilen incefilmlerin isimlendirilmesi.....	42
Tablo 4.1: 300 K de öz direnç ve iletkenlik değerleri.....	50
Tablo 4.2: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait aktivasyon enerjileri	56
Tablo 4.3: Oda sıcaklığında CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerinin Hall etkisi ölçüm sonuçları.....	57
Tablo 4.4: CIT, CIT-200, CIT-400 numuneleri için elde edilen n değerleri.....	61
Tablo 4.5: CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait yasak enerji aralıkları.....	62
Tablo 4.6: Farklı sıcaklıklarda CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait n değerleri.....	68
Tablo 4.7: CIT numunesine ait EDS analizi	70

SEMBOL LİSTESİ

E_C	İletim bandı enerji seviyesi
E_V	Valans bandı enerji seviyesi
E_g	Yasak enerji aralığı enerjisi
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_D	Donör seviyesi
E_A	Akseptör seviyesi
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
k_B	Boltzmann sabiti
h	Planck sabiti
E_C	İletim bandı enerji seviyesi
m_h	Değişin kütlesi
m_e	Elektronun kütlesi
m_h^*	Değişin etkin kütlesi
m_e^*	Elektronun etkin kütlesi
p_0	Deşik yoğunluğu
n_0	Elektron yoğunluğu
n_i	Saf yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu
J	Akım yoğunluğu
E	Elektrik alanı
μ	Mobilite
σ_i	Katkısız elektriksel iletkenlik
E_a	İletkenlik için termal aktivasyon enerjisi
α	Soğurma katsayısı

ϕ	Aydınlatma şiddeti
I_0	Geçen ışın şiddeti
I	Geçen ışın şiddeti
λ	Işığın dalga boyu
V_H	Hall voltajı
R_H	Hall katsayısı
n_s	Yüzey taşıyıcı yoğunluğu
I_{ph}	Fotoakım
I_a	Alıcı seviyesi

KISALTMALAR

Cu	: Bakır
Te	: Tellür
In	: İndiyum
Ge	: Germenyum
C	: Karbon
Si	: Silisyum
As	: Arsenik
T	: Mutlak sıcaklık
K	: Kelvin
°C	: Santigrad
W	: Tungsten
Mo	: Molibden
Xe	: Ksenon
HNO₃	: Nitrik asit
H₂O₂	: Hidrojen peroksit
SEM	: Taramalı Elektron Mikroskobu
5N	: %99.99987 oranı
FL	: Fotolüminesans
DMM	: Dijital Multi Metre
CIT	: Tavlanmamış CuInTe ₂ ince filmi
CIT-200	: 200 °C de tavlanmış CuInTe ₂ ince filmi
CIT-400	: 400 °C de tavlanmış CuInTe ₂ ince filmi

ÖNSÖZ

Tez çalışmasının her aşamasında büyük bir titizlik, sabır, hoşgörü ve özveriyle desteğini ve katkılarını esirgemeyen tez danışmanım sayın Prof. Dr. Orhan KARABULUT'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında görüş, katkı ve bilgilerini esirgemeyen değerli hocalarım sayın Doç. Dr. Koray YILMAZ, Yrd. Doç. Dr. Yusuf ÖZCAN ve Uzm. Süleyman Ş. ÇELİK'e teşekkür ederim.

Deneysel çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen çalışma arkadaşım Duygu TAKANOĞLU'na teşekkür ederim.

Lisans ve Yüksek Lisans öğrenimim boyunca beni hep motive eden ve hiçbir zaman yardımını esirgemeyen değerli hocam Dr. Tayfun DEMİRTÜRK'e teşekkür ederim.

Son olarak bu günlere gelmemde benden maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen sevgili aileme teşekkür ederim.

1. GİRİŞ

G. Busch'a göre "yarı-iletken" terimi ilk defa Alessandro Volta tarafından 1782 yılında kullanılmıştır. 1833 yılında Michael Faraday'ın gümüş sülfür direncinin, diğer metallere oranla farklı sıcaklık değerleri ile azaldığını fark etmesi yarı-iletken etkisinin belgelenmiş ilk gözlemi olarak kabul edilmektedir (Laeri 2003). Daha sonraları Ag_2S ve Cu_2S malzemelerinin, elektriksel iletkenliklerinin, sıcaklığa bağımlılığının kapsamlı bir analizi, Johann Hittorf tarafından 1851 yılında yayınlanmıştır (Busch 1989). 1940'lı yıllarda ilk transistörün yapılmasıyla önem kazanan yarıiletkenlerin; fotodiyot, transistör, lazer, sensör, güneş pili, görüntüleme cihazları, askeri savunma sistemleri ve optik iletişim sistemleri gibi çok geniş bir uygulama alanı bulunmaktadır (Göde 2007).

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). İnce film teknolojisi, elektronik aygıtların minyatürizasyonuna imkân vermesi ve oldukça ekonomik avantajlara sahip olması nedeniyle büyük ilgi görmektedir. Yarıiletken filmler ilk olarak 1838 yılında elektroliz yöntemi ile elde edilmiştir. Daha sonra 1852 yılında kimyasal tepkime ve sıçratma yöntemleri ile metal filmler üretilmiştir (Taner 2010). Günümüzde ise elektron demet epitaksi, elektron demeti ile buharlaştırma, termal buharlaştırma gibi modern yöntemlerle yarıiletken ince filmler üretilmektedir.

Kaplamanın önemi ve endüstri için yeni malzemelerin sentezi, ince film işleme teknolojisinde büyük ve önemli bir artışa neden olmuştur. Şu anda bu gelişmeler, mikroelektronik, optik ve nanoteknolojideki bilimsel ve teknolojik patlamalarla büyük bir alanda ilerlemektedir. Kalınlığı 1 ile 10 μm arasında değişen kalınlılardaki filmler için yapı ve işlem teknolojisi çok sayıdaki üretim alanı için önemlidir. Bu üretim

alanları, ısıya dayanıklı malzeme kaplama işlemleri ve korumalı giyimler, malzemelerin ömür süresinin artırılması, atmosfer basıncına ve ısıya karşı malzemelerin korunması, güneş pilleri, optik ve elektronik devreler, bilgisayarlarda hafıza bölümleri gibi alanlardır (Eckertova 1986).

İnce filmler, hacimli malzemelerin yüzeyine kaplandığında onlara tek başına sağlayamadıkları birçok özellik kattıklarından dolayı optik, elektronik, manyetik, kimyasal ve mekanik alanlarını ilgilendiren endüstrilerde ileri teknoloji malzemeleri olarak kullanılmaktadırlar. Ayrıca çok katmanlı üretildiklerinde hacim özelliklerinden tamamen farklı bir şekilde, yeni malzemeler gibi davrandıklarından elektronik devre elemanları olarak kullanılabilirler. In_2S_3 , CdS ve üçlü bileşik yarıiletken ince filmler, gaz sensörleri, ışık yayan diyotlar, optik fiberler ve fotoelektrokimyasal güneş pilleri için uygun özelliklere sahip olduğundan dolayı son 20 yıl içerisinde oldukça cazip hale gelmişlerdir. Bu yarıiletken ince filmlerin ilginç karakteristikleri ve ilgili uygulamaları yüzey morfolojisi, tanecik büyüklüğü, kristalleşme, yasak enerji aralığı ve özdirenç gibi birkaç faktör nedeniyle etkin hale gelmektedirler. Parçacık büyüklüğünün değişmesi elektronların tuzaklanma derecesini değiştirir ve yarıiletkenin elektronik yapısını özellikle de yasak enerji aralığını etkiler. Son yirmi yılda çeşitli yöntemler ile elde edilen yarıiletken ince filmler, katıların yapısı ve fiziksel özellikleri arasındaki ilişkiyi araştırmada ve entegre devreler, optik ile ilgili aletler, anahtarlama ve manyetik bilgi depolayan aletler gibi uygulamalarda kullanılmaktadır. Başta güneş enerjisi sistemleri olmak üzere, elektronik ve optoelektronik devre elemanlarında kullanılan yarıiletken ince filmlerin optik, elektrik ve yapısal özelliklerinin incelenmesi teknoloji açısından büyük önem arz etmektedir.

Yarıiletken ince filmler yapısal mükemmellik derecelerinin azalmasına bağlı olarak üç ana gruba ayrılırlar. Bunlar; (i) Tek katlı (homoepitaksiyel) olarak adlandırılan aynı materyalin tek kristal tabanı üzerine çöktürülen tek kristal filmler, (ii) Çok katlı (heteroepitaksiyel) olarak adlandırılan farklı materyalin tek kristali üzerine büyütülen tek kristal filmler, (iii) Cam, kuartz gibi amorf tabanların üzerine çöktürülen polikristal filmlerdir. 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 1985).

Bu çalışmada termal buharlaştırma yöntemi ile elde edilen CuInTe_2 ince filmleri incelenmiştir.

1.1 Önceki Çalışmalar

1998 Yılında K. R. Allakhverdiev ve arkadaşları Bridgman metodu ile ürettikleri p-tipi CuInTe_2 kristali üzerinde Hidrostatik basınca bağlı olarak elektriksel iletkenlikte meydana gelen değişiklikleri araştırmışlardır. 77-300 K sıcaklık aralığında ve 0,5-0,92 GPa hidrostatik basınç aralığı altında yapılan ölçümler sonucunda basınç arttıkça iletkenliğinde arttığı gözlenmiş, bu olayın gerekçesi taşıyıcı yoğunluğundaki artıştan ziyade taşıyıcı mobilitelerinde ki değişimle ilişkilendirilmiştir. Düşük sıcaklık aralığında (77-180 K) kristalde polar optik fonon saçılmasının etkin olduğu gözlemlenirken artan basıncın polar optik titreşimlere etki ederek iletkenliği arttırdığı ifade edilmiştir. Yapılan ölçümlerde oda sıcaklığında; atmosfer basıncı altında numunenin iletkenliği $\sigma=63 (\Omega.\text{cm})^{-1}$ bulunurken, 0,92 GPa basınç altında bu değer $\sigma=120 (\Omega.\text{cm})^{-1}$ olarak ölçülmüştür. CuInTe_2 kristali için herhangi bir tip değişimi rapor edilmemiş fakat 1,3 GPa basıncın bir yarıiletken-iletken geçişi sağlayabileceği öngörülmüştür (Allakhverdiev ve diğ. 1998).

S. Roy ve arkadaşları 2001 yılında üç farklı kaynaktan eş buharlaştırma metodu ile Cu, In, Te'yi 750-790 K sıcaklık ve 10^{-5} Pa basınç ortamında cam alttaşlar üzerine buharlaştırarak CuInTe_2 elde etmişlerdir. Elde edilen malzemelerin XRD ve SEM kullanılarak yapısal analizleri, spektrofotometre ile optik özellikleri, elektriksel ve manyetik karakterizasyonları çalışılmıştır. Yapısal analizler sonucunda 750 ve 790 K sıcaklıklar altında üretilen CuInTe_2 incefilmlerinde farklı Cu/In oranları tespit edilirken en stabil yapının 770 K sıcaklık altında üretilen malzemede görüldüğü belirtilmiştir. Oda sıcaklığında (300 K) yapılan optik ölçümler sonucunda numunelerin yasak enerji aralıklarının 0,86 – 0,93 eV aralığında oldukları rapor edilmiştir. Ayrıca 4 nokta Van der Pauw tekniği ile ohmik kontak alınan numunelerin; 190-400 K sıcaklık aralığında elektriksel iletkenlik ve Hall ölçümleri yapılmıştır. Bu çalışmalar

sonucunda üretilen bütün filmlerin p-tipi özellik gösterdikleri, iletkenliğin, taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitenin Cu/In oranı 1 olan numunede en yüksek, diğerlerinde bu orana bağlı olarak değişim gösterdiği belirtilmiştir (Roy ve diğ. 2001).

1997 yılında M. Boustani ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada, 100 °C'nin üzerinde, ani buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan CuInTe₂'nin yapısal özellikleri incelenmiş, GIXD ve X-ray reflektometre teknikleriyle karakterize edilmiştir. Bu çalışma optik iletim ölçümüyle tamamlanmıştır. 5N saf bakır, indium ve tellerium elementleri stokiometrik oranlarda birleştirilerek CuInTe₂ tozu deneyde kullanılmak üzere elde edilmiştir. Karışım vakumlu kuartz cam tüpe kapatılmıştır. Kapalı tüp yatay fırına koyulmuş ve sıcaklık her saat başı 100 °C artacak şekilde 900 °C'ye kadar çıkarılmıştır. Bu sıcaklıkta karışım 40 saat bekletilmiştir. Daha sonra oda sıcaklığına soğutulmuştur. Ani buharlaştırmayla toz halindeki CuInTe₂ molibden teknesinden, 10⁻⁵ torr vakum altında ince tabakalar oluşturmuştur. CuInTe₂ tozu ısıtılmış Mo teknesine mekanik olarak titreşen toz tutucu vasıtasıyla yedirilmiştir. 2 cm² alanda her yeri aynı kalınlıkta ince film tabakası oluşmuştur. Film kalınlığı mikroskop ile ölçülmüştür. 0,2 – 0,8 µm aralığında kalınlık elde edilmiştir. Yüzey ve hacmin kristalografik özellikleri, aynı zamanda CuInTe₂ filminin elektronik yoğunluğu GIXD ve X-ray reflektometre yöntemiyle belirlenmiştir. Bu deneyler bakır X-ray anot tüpü bulunan Siemens M386-X-A3 açıölçer ile yapılmıştır. Örneklerin iletkenlikleri sıcak-prob yöntemi ile bulunmuştur. Özdirenci 4-prob ölçümü ile ölçülmüştür. Indium, ohmik direnç için kullanılmıştır. Optik iletim, Shimadzu UV3101 PC spektrofotometre ile ölçülmüştür. 100 °C'nin üstündeki sıcaklıklarda, GIXD spektra tesadüfi olarak alınan açılarda kalkopirit karakteristik tepelerinin varlığını göstermiştir. Hacimde ise ikincil bir bileşiğin veya elementin izine XRD ile yapılan ölçümlerde rastlanmamıştır. X-ray reflektometre ölçümüyle CuInTe₂ yoğunluğu yaklaşık 6 g/cm³ bulunmuştur. Elektriksel ölçümler 100 °C'deki oluşan film tabakasında, p tipi iletkenlik ve 0,3-2 ohm.cm özdirenci olduğunu göstermiştir. Optik ölçümlerde, 100 °C'de oluşan tabakada yasak enerji aralığı E_g yaklaşık 0,94 eV ve etkin kütle m_r^* yaklaşık 0,07 m_e bulunmuştur (Boustani ve diğ. 1997).

2003 yılında J. Krustok ve arkadaşları ağır derecede katkılı CuInTe₂ kristalleri üzerinde FL çalışmaları yapmışlar ve deneysel sonuçlarını, Shklovskij, Efros,

Levanyuk ve Osipov tarafından 1970'lerde geliştirilen ağır derecede katkılı yarı iletkenler teorisi ile yorumlamışlardır. Çalışmada kullanılan ağır katkılı CIT numunesi dikey Bridgman tekniği ile oluşturulmuştur. X-ray kırınım analizi ile beraber yapılan x-ray ışınım ölçümüyle oluşturulan topak üstünde tek CIT kalkoprit safhanın varlıkları gözlemlenmiştir. Hazırlanan örnekler sıcak nokta probu ile ölçülmüş, p-tipi iletkenlik gözlemlenmiştir. Birkaç numune, 2 meV He+ Rutherford geri saçılım spectrometresi ile kanalize modunda analiz edilmiştir. Eksendeki normalize edilmiş minimum kırılma yaklaşık %6 olduğu ve düzgün olarak yüzey boyunca yayıldığı gözlemlenmiştir. Yüzey boyunca bulunan RBS/C problemleri homojenik yapıda tek kristalleri oluşumunu raporlamışlardır. Numune, kapalı devre He kriyostat içinde soğutulur ve 40 mW güce sahip 441 nm He-Cd lazer ile uyarılır. Standart hapsedme tekniği, bilgisayar kontrollü SPM-2 monokromatör ve InGaAs dedektörü ile yeni bölünmüş yüzeydeki FL sinyali kaydedilmiştir. Ağır derece katkılı CIT'in içindeki FL spektrumunun tipik şeklinin asimetric olduğu gözlemlenmiştir. Düşük sıcaklıklarda, spektrumun enerji tepe noktasının, sıcaklığın artmasıyla arttığı belirlenmiştir. Taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olarak dalganın derinliğinin ve pozisyonunun değiştiği rapor edilmiştir. 10 K sıcaklıkta CIT için yasak enerji aralığı $E_g=1,06-1,02$ eV aralığında, maksimum spektrum 0,98 eV ve I_a 'nın 40-80 meV aralığında olduğu raporlanmıştır (Kurustok ve diğ. 2003).

2014 yılında Mobarak, M. ve Shaban, H. T. tarafından yapılan çalışmada dikey Bridgman tekniği ile hazırlanan $CuInTe_2$ (CIT) kristalinin X-ray kırınımı, elektrik iletkenliği, Hall etkisi ve Termoelektrik güç (TEP) ölçümleri geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümlerden; taşıyıcı hareketleri, yük taşıyıcılarının etkin kütleleri, difüzyon katsayısı, dinlenme zamanı ve dominant ve resesif taşıyıcılar için difüzyon uzunluğu gibi fiziksel parametreler hesaplanmıştır. Oda sıcaklığında yasak enerji aralığı 1,057 eV, Hall mobilitesi $1540 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}$, taşıyıcı yoğunluğu $5.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuş ve iletim türü, Hall katsayısının ve termoelektrik gücün pozitif işaretinde gösterildiği gibi p-tipi olarak gözlendiği rapor edilmiştir (Mobarak ve Shaban 2014).

2. YARIİLETKENLER

2.1 Giriş

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

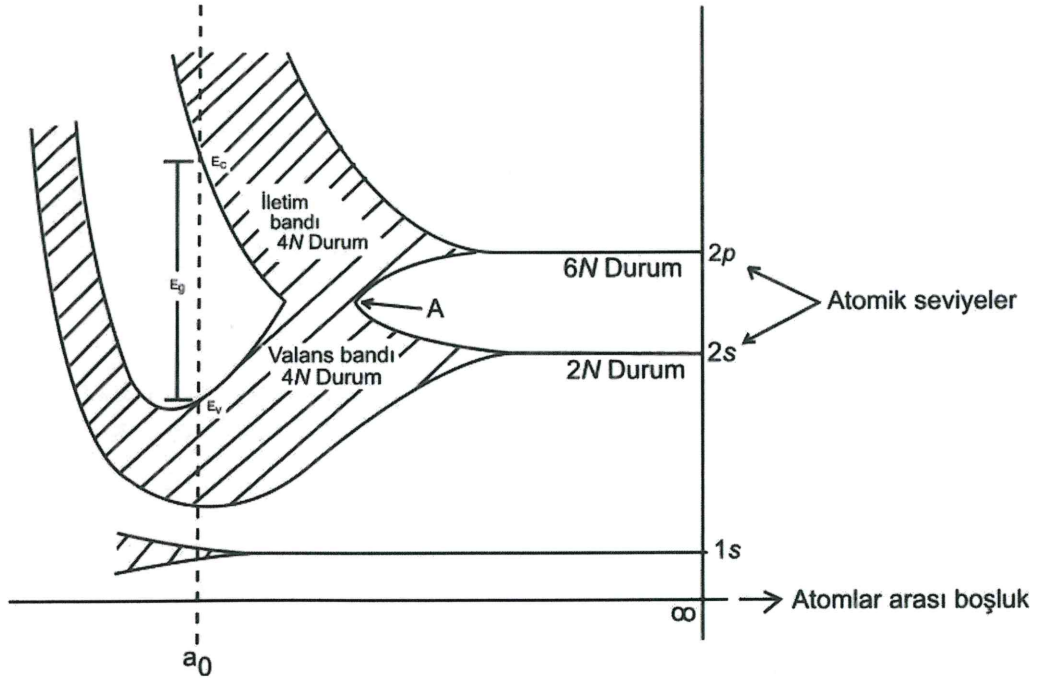
Oda sıcaklığında ve açık hava basıncında, metallerin özdirençleri 10^{-8} - $10^{-4} \Omega\text{cm}$ arasında, yarıiletkenlerin özdirençleri 10^{-2} - $10^9 \Omega\text{cm}$ arasında yalıtkanların özdirençleri ise 10^9 - $10^{20} \Omega\text{cm}$ arasında değişmektedir. Bu sınırlar keskin olmamakla beraber özdirençleri $10^9 \Omega\text{cm}$ ' den büyük olan maddelere yalıtkan denilirse mutlak sıfırda saf yarıiletkenlerin çoğu yalıtkan olurlar (Kittel 1996).

2.2 Bant Yapısı

Yalıtkan, yarıiletken ve iletkenleri karşılaştırmak için enerji bant yapıları göz önünde bulundurulabilir. Yarıiletkenlerin bant yapısını daha iyi anlamak için, benzer atomlar katı bir kristali oluşturacak şekilde bir araya getirildiklerinde, bu atomların elektronik seviyelerinin nasıl davranacağını bilmek gerekir. Periyodik şekilde dizilmiş N tane atomdan oluşan bir kristali ele alırsak, atomlar birbirinden ayrıken aralarında bir etkileşme olmayacağı ve bu sistemin izinli durumlarının uzayda N kez tekrar edilen

tek bir atomun durumları şeklinde olacaktır. İki benzer atom birbirlerine yaklaşırken bunların elektronlarının dalga fonksiyonları örtüşmeye başlar. Pauli dışarlama ilkesine göre, tüm spin çiftlenimli elektronların durumları izole atomdaki değerlerinden biraz farklı enerjiler elde ederler. Böylece eğer N atom bir etkileşim menziline bir araya gelirse, aynı orbitalin $2N$ elektronu $2N$ farklı durumu işgal edebilir. Bunlar izole atomdaki gibi ayrı bir seviye yerine, durumların bir bandını oluşturur (Pankove 1971).

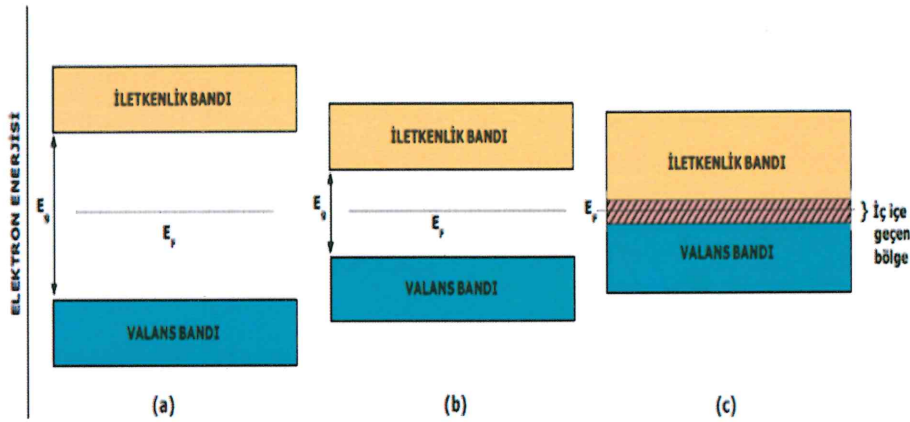
Durumların enerji dağılımları atomlar arası mesafeye kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Karbon, germanyum ve silisyum gibi elmas yapıda kristallenen kovalent yarıiletkenlerde elektron ve hol iletiminin fiziksel mekanizması Şekil 2.1'den anlaşılabilir. Bu şekil elmasın hesaplanmış enerji bant yapısının atomlar arası mesafeye karşı çizilmiş grafiğini gösterir. Silisyum ve germanyum için de karşılık gelen diyagramlar oldukça benzerdir.



Şekil 2.1: Elmas kristalinde enerji bantlarının oluşumu (Mckelvey 1966)

N tane izole edilmiş atom, bir kristalde bir araya getirildiğinde, $2s$ ve $2p$ atomik seviyeleri önce enerji bantlarına genişler, atomlar arası mesafe azaldığında bu bantlar

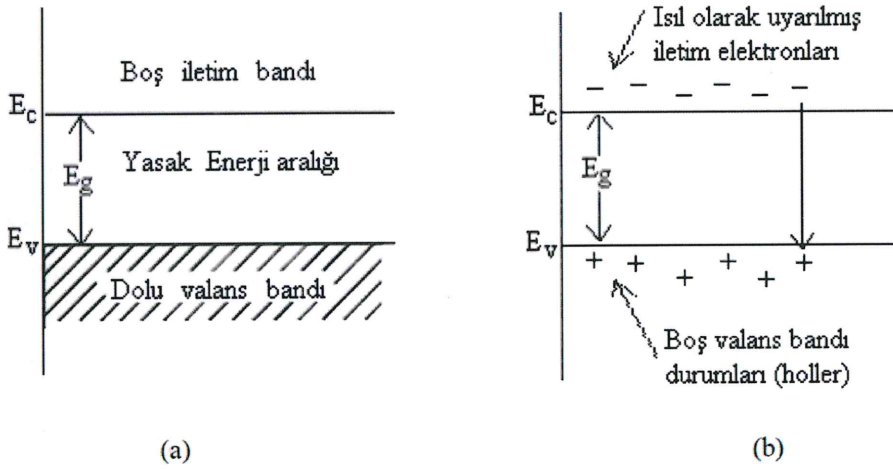
daha da genişler ve sonunda üst üste gelirler. Atomlar arası mesafe küçülmeye devam ederken, aslında 2s ve 2p olan durumların sürekliliği bir kez daha 2 banda yarılr. Bu iki bandın her biri, şimdi tam olarak 4N durum içerirler. Atomlar arası denge mesafesinde, bu bantlar E_g genişliğinde bir “enerji aralığı” ya da yasak bölge ile ikiye ayrılır. Karbonun elektronik yapısı $1s^2 2s^2 2p^2$ olduğundan 4N değerlik elektronu vardır. Bu iki banttandır daha alçak olan bant elektronlar kadar durum içerir. Bu değerlik elektronları iki bandın daha altta olanını doldurmaya tam yeterli gelir ve kristalin valans bandını oluşturur. Valans bandı tamamen elektronlarla dolu olması gerçeğiyle karakterize edilir. Durumların elektron içermeyen üstteki bandına ise iletim bandı denir (Streetman 1980; Omar 1975). Şekil 2.2’de iletken, yarıiletken ve yalıtkanlar için basit bir enerji bant şeması verilmiştir.



Şekil 2.2: (a) Yalıtkanlar, (b) yarıiletkenler ve (c) iletkenlerde basitleştirilmiş elektronik enerji bant yapısı ve 0 K sıcaklıktaki fermi seviyeleri (Yacobi 2003)

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

Bir yarıiletkenin enerji bant yapısı, mutlak sıfır sıcaklığında tamamen dolu elektronik durumlardan oluşan bir valans bandı, tamamen boş bir iletim bandı ve bu iki bant arasında dar bir yasak enerji aralığı şeklindedir (Şekil 2.3a). Yarıiletken, mutlak sıfır sıcaklığında kısmen dolu bant bulunmadığı için mükemmel bir yalıtkandır. Bununla birlikte, daha yüksek sıcaklıklarda, valans bandından birkaç elektron yeterli rastgele ısı enerjisi elde ederek yasak bant üzerinden uyarılıp daha önce boş olan iletim bandında iletim elektronu olabilir. Geride kalan valans bandındaki hol adı verilen pozitif yüklü boş durumlarda iletkenliğe katkıda bulunurlar (Şekil 2.3b). Artan sıcaklıkla iletme katkıda bulunan elektronların ve hollerin yoğunluğu artar. Bundan dolayı elektriksel iletkenlik sıcaklıkla artmış olur (Mckelvey 1966).



Şekil 2.3: Saf bir yarıiletkenin (a) mutlak sıcaklıkta (b) oda sıcaklığında iletim ve valans bandında ısıl olarak uyarılmış elektron ve holler

Yarıiletkenler element halinde bulunabilecekleri gibi bileşik halinde de bulunabilirler. En çok kullanılan ve bilinen yarıiletkenler periyodik tabloda IV. Grupta bulunan silisyum (Si) ve germanyum (Ge) elementleridir. En önemli bileşik yarıiletkenler periyodik tablonun IIIA ve VA grubundaki elementlerden oluşmaktadır. Galyum arsenik (GaAs), indium fosfat (InP), alüminyum arsenik (AlAs), indium arsenik (InAs) bunlara örnek olarak verilebilir. Benzer şekilde AlyGa1-yAs gibi üçlü

yarıiletken bileşiklerde oluşturulabilir. Burada y alüminyumun bileşikteki mol oranını belirtmektedir (Brennan 2005).

2.3 Saf ve Katkılı Yarıiletkenler

Saf yarıiletkenlerde mutlak sıfır sıcaklığında ($T = 0$ K) yarıiletkende herhangi bir taşıyıcı hareketi gözlenmez. Ancak sıcaklık yükseltildiğinde, yasak enerji aralığı kadar bir enerjiyi ortamdaki temin eden bir kısım elektronlar valans banttan iletim bandına geçer. Bu durumda iletim bandında ve valans bantta (boşaltılan enerji durumlarından dolayı) iletim gözlenmeye başlar. Doğal olarak iletme katkısı, iletim bandındaki elektronlardan ve valans bandındaki hollere geçen elektronlardan gelecektir. Valans bantta boş duruma geçen bir elektron, geldiği yerde bir hol bırakacaktır, tekrar bir başka hole giderse bu kez en son olduğu yerde hol bırakmış olacaktır. Bu olay, elektronla holün yer değiştirmesi gibi görülebilir.

Yukarıdaki açıklamalardan anlaşılacağı gibi, valans bandındaki hol yoğunluğu ile iletim bandındaki elektron yoğunluğu birbirine eşit olmaktadır. Bu durumdaki yarıiletkenlere saf yarıiletken denir (Zor 1998).

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 katkılı (extrinsic) yarıiletkenler denir.

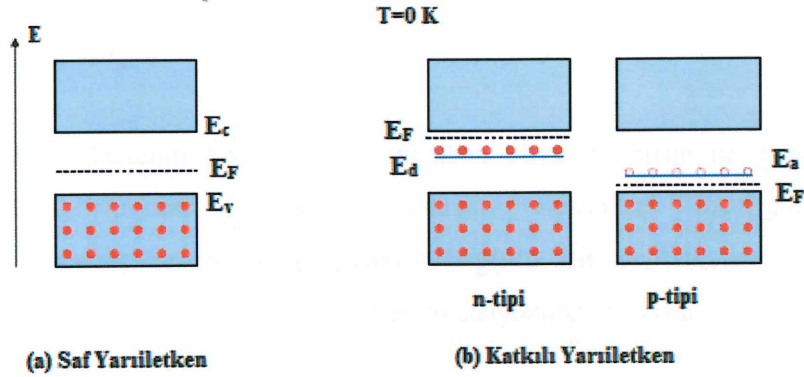
Bazı uygulamaların (diyot, güneş gözesi, transistör vb.) oluşturulabilmesi için tek tür taşıyıcının elektriksel iletimde etkin olduğu yarıiletkenlere ihtiyaç vardır. Bunun için yabancı element atomları yarıiletkene eklenerek tek tür taşıyıcının akım mekanizmasında baskın olduğu yarıiletkenler oluşturulurken, taşıyıcı konsantrasyonunun da artması sağlanır. Bu işleme katkılama (doping) denir (İlgaz 2005; Jenniches 2001; Razeghi 2009).

N-tipi ve p-tipi olmak üzere iki tür katkılama mevcuttur. Katkılama yapılarak yarıiletken içerisinde oluşturulan akımın elektronlar ya da deşikler ile yapılabilmesi

sağlanır. Gerçekte her iki tip yük taşıyıcısı da akıma katkıda bulunur. Ancak biri diğerine göre daha etkindir (Ilgaz 2005; Jenniches 2001; Razeghi 2009).

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

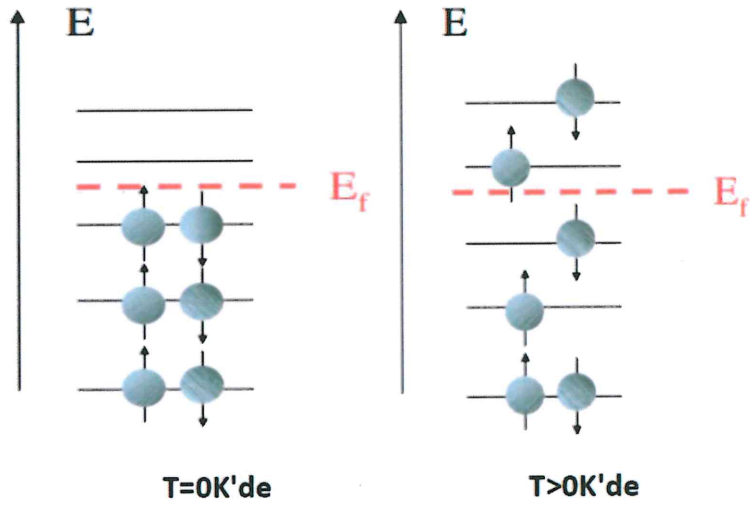
Saf yarıiletkenlerde değerlik bandındaki deşiklerin sayısını arttırmak için bu yarıiletkenlere değerlik elektron sayısı üç olan bir element atomu katkılamak gerekir. Bu atomlara alıcı (akseptör) atomlar denir. Bu şekilde alıcı atomlarla katkılanmış yarıiletkenlere akım taşıyıcılarının çoğunun deşikler olması sebebiyle p-tipi yarıiletkenler denir. P-tipi yarıiletkenlerde deşiklere çoğunluk taşıyıcılar, elektronlara da azınlık taşıyıcılar denmektedir (Ilgaz 2005; Jenniches 2001; Razeghi 2009). Şekil 2.4'te saf ve katkılı yarıiletkenlere ait bant yapıları şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.4: Saf ve katkılı yarıiletkenlerde bant yapıları (Sarı 2008)

2.4 Yarıiletkenlerde Fermi-Dirac Fonksiyonu ve Taşıyıcı Yoğunluğu

Elektronlar bant içindeki moleküler orbitalleri (enerji düzeylerini) Pauli dışarlama ilkesine göre doldururlar. Eğer sadece s bandı dikkate alınır ve her bir atom bir s elektronu verirse $T=0$ K'de bandın en az $1/2 N$ 'si dolar. $T=0$ K'de dolu en yüksek orbitale fermi seviyesi denir. Şekil 2.5'te saf bir yarıiletken için Fermi enerji seviyeleri ve elektronların konumu gösterilmiştir.

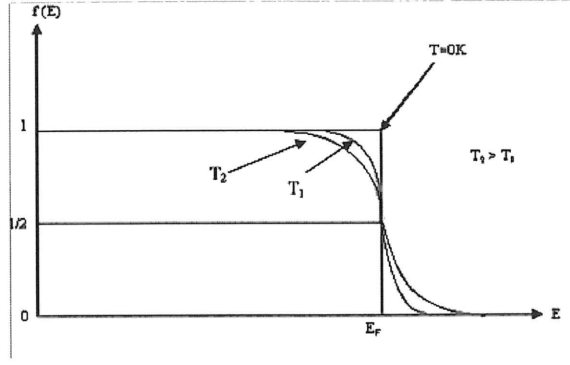


Şekil 2.5: Saf yarı iletkenin $T=0$ K ve $T>0$ K'de Fermi enerji seviyesi ve elektronların konumu

Bir yarıiletkenin önemli özelliklerinden birisi de birim hacimdeki taşıyıcı yoğunluğudur ve bu özellik yarıiletkenin elektriksel özelliğini belirler. Yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlıdır. Bir yarıiletkendeki taşıyıcıların sayısını bulmak için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonundan yararlanır. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu,

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

şeklinde verilir. Burada E_f fermi enerjisi ve k_B boltzman sabitidir. Bu fonksiyonun enerji ile değişimi Şekil 2.6'da verilmiştir.



Şekil 2.6: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu

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

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

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

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

şeklinde yazılabilir. Bu integral eşitliği, denklem (2.4) teki gibi daha basit bir forma;

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

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

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

ve

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

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

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

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

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

olarak yazabiliriz. Benzer şekilde deşiklik bandındaki deşik yoğunluğunu;

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

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

2.5 Yarıiletkenlerde Elektriksel İletkenlik

Yarıiletkenlerde elektriksel iletkenliğe hem elektronlar hem de holler katkıda bulunurlar. Elektronların ve hollerin oluşturduğu akım yoğunluğu, kendi yükleriyle hızlarının çarpımına eşittir. Dışardan E elektrik alanı uygulanan bir maddede q yüküne sahip olan akım taşıyıcılar E büyüklüğünde bir elektriksel kuvvete maruz kalırlar. Bu kuvvet etkisi altında v hızı kazanan taşıyıcıların oluşturduğu akım yoğunluğu;

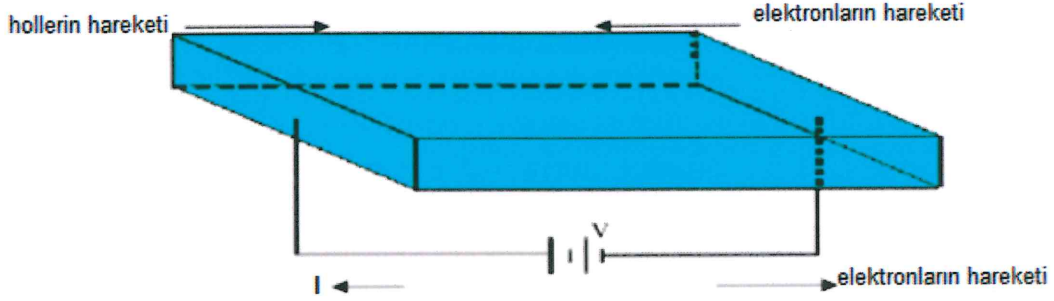
$$J = nqv \quad (2.10)$$

şeklinde verilir. Bu durumu yarıiletkenler için yorumlayacak olursak; elektron ve hollerin oluşturduğu toplam akım yoğunluğu

$$J = Jn + Jp = -enV_n + epV_p \quad (2.11)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Burada $-e, n, V_n$, sırasıyla elektron yükünü, yoğunluğunu hızını, e, p, V_p , ise hol yükünü, yoğunluğunu ve hızını ifade etmektedir. Şekil 2.7'de

elektrik alan etkisi altındaki bir yarıiletkendeki elektron ve hollerin hareket yönleri gösterilmektedir. Şekle göre elektronlar elektrik alan yönüne zıt yönde hareket etmekteken, holler elektrik alan yönünde hareket etmektedir.



Şekil 2.7: 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 taşıyıcının uygulanan elektrik alan altında ne kadar kolay hareket edebildiğinin bir ölçüsüdür ve taşıyıcı iletimi için önemli bir parametredir. Mobilite, birim elektrik alan başına taşıyıcı hızı $cm^2/V.s$ olarak tanımlanır (Ohring 1992; Sze 1985). Serbest elektrik yükünün, içinde hareket ettiği elektrik alanının büyüklüğü E ile elektrik yükünün hızı v ile gösterilirse mobilite;

$$\mu = E/v \quad (2.12)$$

bağıntısı ile verilir (Omar 1975; Kittel 1986). Bu durumda elektrik alan etkisi altındaki bir yarıiletkende elektron ve hollerin toplam mobiliteleri

$$\mu_T = \mu_e + \mu_p = \frac{V_n}{E} + \frac{V_p}{E} \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir. Elektrik alanının, akım yoğunluğuna oranı ise o maddenin özdirencini tanımlar ve elektriksel iletkenlik, birim elektrik alan başına akım yoğunluğudur. Bu tanımlardan yola çıkarak özdirenç ve iletkenlik değerleri sırasıyla;

$$\rho = \frac{E}{J} \quad (2.13)$$

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{J}{E} \quad (2.14)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada σ iletkenlik ve ρ da malzemenin özdirencidir (Ohring 1992). Denklem (2.11) de verilen akım yoğunluğunu elektrik alan ve mobilite cinsinden;

$$J = J_n + J_p = q(n\mu_n + p\mu_p)E \quad (2.15)$$

biçiminde ifade edilir. Denklem (2.14) ve (2.15) ten iletkenliği;

$$\sigma = (qn\mu_n + qp\mu_p)E \quad (2.16)$$

ile verilir (Sze, 1985). Denklem (2.8), denklem (2.16)'da yerine yazılırsa;

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

şeklinde iletkenliğin sıcaklığa bağlılığını elde ederiz. Denklem (2.5)'de görülebileceği gibi $N_C \propto T^{\frac{3}{2}}$ dir. Aynı zamanda μ_n de T ile değişmektedir. Eğer mobilite düşük sıcaklıklarda sadece örgü titreşimlerinden etkileniyorsa sıcaklıkla değişimi $T^{-\frac{3}{2}}$ ile orantılı olur (Ishii ve diğ. 1986). Bu durumda denklem (2.17)'yi;

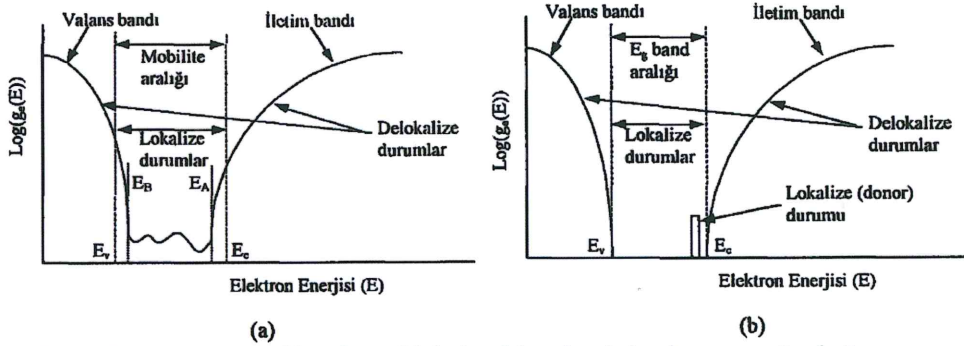
$$\sigma = \sigma_0 e^{-(E_C - E_f)/k_B T} \quad (2.18)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada σ_0 sabittir. $\ln(\sigma)$ 'nın $1/T$ 'ye karşı grafiğinin çizilmesiyle elde edilen eğrinin eğimi, aktivasyon enerjisinin hesaplanmasında kullanılabilir. Sıcaklığa bağlı iletkenlikten hesaplanan aktivasyon enerjisi taşıyıcıların değerlilik bandından iletkenlik bandına geçişlerine, değerlilik bandından yasak enerjialığındaki ara seviyelere ya da yasak enerji aralığındaki ara seviyelerden sonucu geçişlerine karşılık gelebilir (Bube 1960).

2.6 Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

2.6.1 Amorf Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

Amorf yarıiletkenlerde elektronik iletim sürecini açıklayabilmek için farklı bant modelleri ileriye sürülmüştür. Bu modeller bant kuyruklarındaki tuzak durumlarını temel alır (Kaplan 1993).



Şekil 2.8: (a) Amorf katılar, (b) kristal katılar için durum yoğunluğunun şematik gösterimi (Şahin 1999)

Yarıiletkenlerde elektriksel iletim farklı sıcaklık bölgelerinde incelenebilir. Çok düşük sıcaklıklarda Fermi enerji düzeyinin altındaki tüm düzeyler doludur ve üst düzeylere geçiş mümkün değildir. Düşük sıcaklıklarda ısıl olarak uyarılan elektronlar sadece Fermi enerji düzeyi, E_f 'nin hemen üstündeki boş yerleşmiş enerji düzeylerine sıçrama yolu ile uyarılarak iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bu tür iletkenlik değişken mesafeli sıçrama iletkenliği olarak bilinir ve sıcaklığa bağlılığı;

$$\sigma = A e^{-\frac{T_0}{T}} \quad (2.19)$$

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

$$n_0 = N(E_C) k_B T e^{-(E_C - E_F)/k_B T} \quad (2.20)$$

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

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

bağıntısı ile verilir. Burada σ_0 sabittir. Fermi seviyesi ile iletkenlik bandı arasındaki enerji farkı aktivasyon enerjisi, $E_a = E_C - E_f$ olarak tanımlanırsa iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı;

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}} \quad (2.22)$$

şeklinde yazılabilir (Bostancı 2006; Brodsky 1985).

2.6.2 Polikristal Yarıiletkenlerde İletim Mekanizmaları

Polikristal yarıiletkenlerde elektriksel iletimi sağlayan genel olarak üç mekanizma mevcuttur. Bunlar farklı sıcaklık bölgelerinde baskın mekanizmalardır.

2.6.2.1 Termioyonik Emisyon

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

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

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

$$V(x) = V_v^o + \left(\frac{q^2 N}{2 \epsilon \epsilon_0} \right) x^2 \quad (2.23)$$

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

$$E_b = q\phi_b = \frac{q^2 L^2 N}{8 \epsilon \epsilon_0} \quad (2.24)$$

biçiminde ifade edilebilir. Tanecik sınırında ortalama taşıyıcı yoğunluğu;

$$P_{av} = \left(\frac{N_V}{qL} \right) \left(\frac{2\pi \epsilon \epsilon_0 kT}{N} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{E_b + E_F}{kT} \right) \operatorname{erf} \left[\frac{qL}{2} \left(\frac{N}{\epsilon \epsilon_0 kT} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.25)$$

ve termiyonik emisyon akım yoğunluğu da;

$$J = qp_{av} \left(\frac{kT}{2\pi m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT} \right) \left[\exp\left(\frac{qV_G}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

şeklinde yazılabilir. Burada V_G taneciğin uçları arasındaki potansiyel düşüştür (Çolakoğlu, 2009). Yeterince küçük V_G değerleri için, ($qV_G \ll kT$), iletkenlik ifadesi denklem (2.26) kullanılarak;

$$\sigma = q^2 L p_{av} (2\pi m^* kT)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT} \right) \quad (2.27)$$

şeklinde hesaplanır. İki katkılama bölgesini de göz önünde bulundurursak iletkenlik ifadesi denklem (2.25), denklem (2.27) de kullanılırsa;

$$\sigma \sim \exp \left[\frac{\left(\frac{E_g}{2} - E_f \right)}{kT} \right], \quad NL < N_t \quad (2.28)$$

ve

$$\sigma \sim T^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{E_b}{kT} \right), \quad NL > N_t \quad (2.29)$$

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

$$\mu = \mu_0 \exp \left(-\frac{q\varphi_b}{kT} \right) = qL(2\pi m^* kT)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{q\varphi_b}{kT} \right) \quad (2.30)$$

şeklinde verilir (Çolakoğlu 2009).

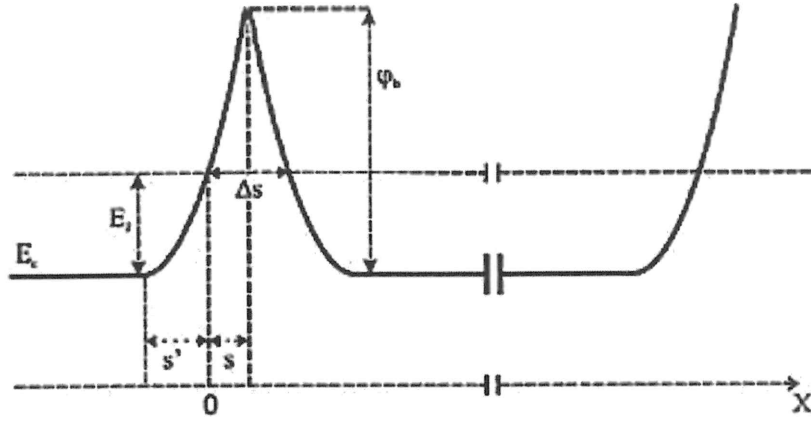
2.6.2.2 Tünelleme İletim Mekanizması

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

Garcia ve diğ. (1984) Şekil 2.9'da verilen enerji bant diyagramına sahip, kısmi olarak boşaltılmış tanecikler için In-katkılı CdS'nin tanecik sınırı tünelleme akımını açıklayan bir model geliştirdiler ve enerji bariyer yüksekliğinin;

$$\varphi_b = \frac{q^2 N_T^2}{8 \epsilon N_D} + \frac{2E_f}{5} \quad (2.31)$$

olduğunu bulmuşlardır. Burada N_T tuzak yoğunluğu ve N_D taşıyıcı yoğunluğudur.



Şekil 2.9: Polikristal bir yarıiletkenin enerji bant diyagramı (Huş, 2006)

E enerjili taşıyıcıların bu bariyerden geçiş olasılığı;

$$T = \exp\left(-2 \int \sqrt{\frac{2m^*(V - E)}{\hbar^2}} dx\right) \quad (2.32)$$

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

$$J_t = J_0 \left(\frac{FT}{\sin(FT)} \right) \quad (2.33)$$

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

$$F = \frac{2\pi^2 k \Delta S \sqrt{2m^*}}{h \sqrt{\overline{\phi_b}}} \quad (2.34)$$

ve

$$J_0 = V \frac{q^2 \sqrt{2m^* \overline{\phi_b}}}{h^2 \Delta S} \exp\left(\frac{4\pi \Delta S \sqrt{2m^* \overline{\phi_b}}}{h}\right) \quad (2.35)$$

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

$$\sigma_t = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{F^2}{6} \right) T^2 \right] \quad (2.36)$$

şeklinde ifade edilebilir (Huş 2006).

2.6.2.3 Sıçrama (Hopping) İletim Mekanizması

Bir yarıiletkende düşük sıcaklıklarda, iletim bandının altındaki uzanmış durumları dolduran yük taşıyıcılarının yoğunluğu elektronik iletimi kontrol edebilecek kadar büyük değildir. Oda sıcaklığının çok altındaki sıcaklıklarda polikristal bir yarıiletkende termiyonik emisyon ve tünelleme, elektriksel iletme çok küçük bir katkıda bulunur ve bu sıcaklıklarda baskın iletim mekanizması, sıçrama (hopping) iletim mekanizmasıdır (Huş 2006). Bu yük taşınma mekanizmasının baskın olduğu sıcaklık bölgesinde, taşıyıcılar rastgele dağılmış olan yerel durumlar arasında sıçırıyor gibi bir seri tünelleme geçişi gerçekleştirir. Şekil 2.10'da gösterildiği gibi, yük taşıyıcılarının lokalize durumlar arasındaki bu hareketi elektronik iletme belirgin bir katkıda bulunabilir ve baskın akım mekanizması olan sıçrama (hopping) iletim mekanizmasını oluşturur (Çolakoğlu 2009). Bu iletim mekanizması için Mott ve Davis başarılı bir model geliştirmiştir (Huş 2006).

Mott tarafından değişken erimli sıçrama mekanizması için hesaplanan iletkenlik ifadesi;

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T_0} \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (2.37)$$

Mott tarafından değişken erimli sıçrama mekanizması için hesaplanan iletkenlik ifadesi;

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T_0} \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (2.37)$$

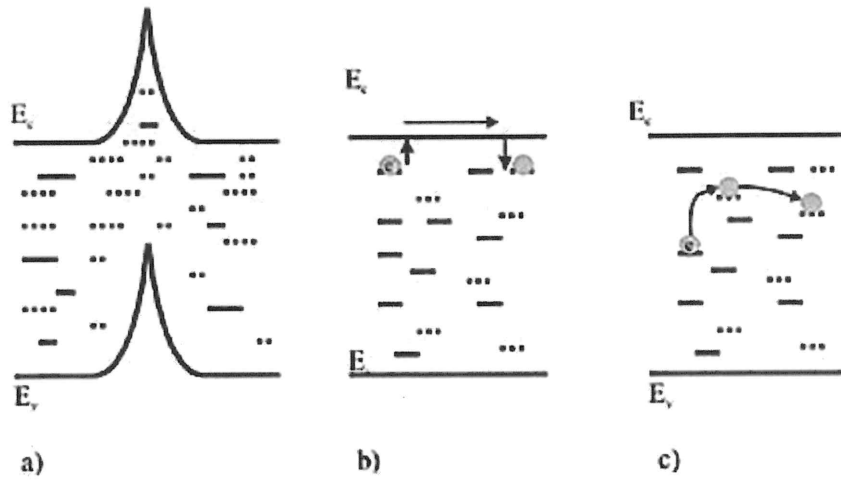
şeklindedir. Burada λ boyutsuz bir sabit olmak üzere;

$$\sigma_0 = 3q^2 \vartheta_{ph} \left(\frac{N(E_f)}{8\pi\alpha k_B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

ve

$$T_0 = \frac{\lambda\alpha^3}{k_B N(E_f)} \quad (2.39)$$

dir (Huş 2006).



Şekil 2.10: (a) İletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki doldurulmuş (düz çizgi) ve boş (noktalı) lokalize durumlar. (b) Taşıyıcıların iletim bandına uyarılması (c) Sıçrama İletimi (Huş 2006)

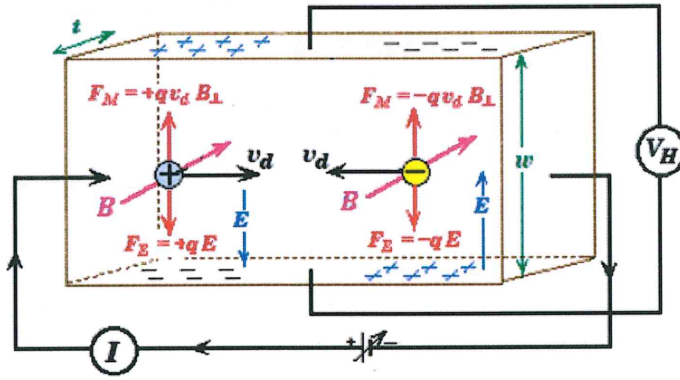
2.7 Hall Olayı

Hareketli elektrik yüklerine, manyetik alanın etki etmesi sonucu ortaya çıkan önemli bir olaydır. 1879'da Edwin Hall tarafından keşfedilmiştir. Üzerinden x doğrultusunda akım geçen bir yarıiletkene z doğrultusunda bir B manyetik alanı uygularsak; manyetik alan tarafından hareketli yüklere bir Lorentz kuvveti etki etmeye başlar. Lorentz kuvveti elektronları $-y$ yönünde saptırır ve sapan elektronlar yarıiletkenin alt kenarından kaçamayacağı için basitçe altta eksi, üstte artı yüze yükü tabakası oluşur. Bu yüzden manyetik alandan kaynaklanan yeni bir elektrik alanı

meydana gelir. Bu alana Hall alanı, bu olaya ise Hall olayı denir. Şekil 2.11'de bir yarıiletken numune üzerinde ki Hall olayı şematik olarak gösterilmiştir.

Hall olayı temel olarak şu amaçlar için kullanılır.

- Yarıiletken tipini belirlemek
- Taşıyıcıyı yoğunluğunu belirlemek
- Taşıyıcıların hareketliliğini (mobilité) belirlemek
- Saçılma mekanizmalarını belirlemek



Şekil 2.11: Yarıiletken numune üzerinde Hall olayının şematik gösterimi

E_x elektrik alanı etkisinde üzerinden x doğrultusunda yoğunluğu J_x olan p-tipi bir yarıiletken numuneyi bu akıma dik doğrultuda düzgün bir B_z manyetik alanına bıraktığımızda pozitif taşıyıcıların üzerine F_B Lorentz kuvveti etki eder ve taşıyıcılar v_x hızı ile sürüklenmeye başlar. Manyetik alandan dolayı pozitif yük taşıyıcılarının üzerine etkiyen Lorentz kuvveti;

$$F_B = -eB_z v_x \quad (2.40)$$

şekindedir ve taşıyıcıların $-y$ yönünde hareket etmelerine neden olur. Burada e birim yüküdür. Deşiklerin bu hareketinden dolayı yarıiletkenin karşılıklı kenarları arasında

bir E_y elektrik alanı oluşur ve bu alan bir süre sonra Lorentz kuvveti ile dengelenir. Denge durumunda $J_y = 0$ olur ve

$$eB_z v_x = eE_y \quad (2.41)$$

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

$$V_H = hE_y \quad (2.42)$$

şeklinde ifade edilir. Burada h malzemenin genişliğidir. Denklem (2.41) den Hall alanı E_y 'nin, manyetik alan B_z ile orantılı olduğu, dolayısıyla J_x akım yoğunluğu ile de orantılı olduğu görülebilir ve

$$E_y = R_H J_x B_z \quad (2.43)$$

biçiminde ifade edilir. R_H oranı sabitine Hall sabiti denir. Denklem (2.41) ile (2.42) yi, $J_x = ep_0 v_x$ ile birlikte kullanırsak;

$$R_H = \frac{E_y}{B_z J_x} = \frac{v_x}{J_x} = \frac{1}{ep_0} \quad (2.44)$$

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

$$R_H = -\frac{1}{en_0} \quad (2.45)$$

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

$$R_H = \frac{E_y}{B_z J_x} = \left(\frac{V_H}{h}\right) \left(\frac{B_z I_x}{Wh}\right) = \frac{V_H W}{B_z I_x} = \frac{(V_D - V_C)W}{B_z I_x} \quad (2.46)$$

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

$$\sigma = \frac{J_x}{E_y} = \frac{\left(\frac{J_x}{Wh}\right)}{[(V_A - V_B)/l]} = \frac{I_x}{(V_A - V_B) \frac{1}{Wh}} \quad (2.47)$$

şeklinde yazabiliriz. Taşıyıcı mobilitesini;

$$\mu_P = \frac{\sigma_P}{ep_0} = \sigma_P R_H \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edebiliriz (Orton 2004).

2.8 Saçılma Mekanizmaları

2.8.1 Bozulmuş potansiyel saçılması

Akustik fononlar iki yolla kristal potansiyelinin periyodikliğini etkilerler. Bunlardan birincisi akustik titreşimler örgü uzayında değişiklikler meydana getirirler bunlar da ilgili noktada yasak enerji aralığının değişmesine sebebiyet verir. Kristalin deforme (bozulma) olmasıyla oluşan potansiyele deformasyon potansiyel ve deformasyon potansiyel nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına deformasyon potansiyel saçılması denir. Bu saçılma mekanizması için mobilite;

$$\mu_{AC} = \frac{2(2\pi)^{1/2} h^4 \rho U_1^2 e}{3k_B^{3/2} E_{AC}^2} T^{-3/2} m^{*-5/2} \quad (2.49)$$

ile verilir (Barden 1950). Bu ifadede ρ kütle yoğunluğu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyeldir.

2.8.2 Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması

Eğer yarıiletken kristali oluşturan atomlar kısmen iyonize iseler akustik titreşimler ikinci bir tip deforme potansiyel üretirler. Piezoelektrik etki olarak adlandırılan bu etki simetri merkezi noksanlığı gösteren yarıiletkenlerde ortaya çıkar.

Hem enine hem boyuna akustik fononlar bu mekanizma ile elektronları saçarlar. Fakat boyuna fononlardan saçılma baskın saçılmadır. Bu saçılma ile ortaya çıkan mobilite;

$$\mu_{PE} = \frac{1.74 \times 10^{-58} \varepsilon_s^2 e}{e_{14} (4/C_t + 3/C_l)} T^{-1/2} m^{*-3/2} \quad (2.50)$$

ile verilir. Burada e_{14} piezoelektrik sabiti C_t ve C_l sırasıyla enine ve boyuna elastik sabitleridir (Barden 1950).

2.8.3 Polar optik fonon saçılma mekanizması

Birçok yarıiletkende 300 K civarında baskın bir mekanizmadır. Bu mekanizma iyonik yüklerle optik titreşimler arası etkileşimlerden oluşan dipol momentlerden kaynaklanır. Bu mekanizma için mobilite;

$$\mu_{PO} = \frac{16 \hbar \varepsilon_0 (2\pi k_B) G(z) [\exp(z) - 1]}{3e\omega_l (1/\varepsilon_\infty - 1/\varepsilon_s)} T^{-1/2} m^{*-3/2} \quad (2.51)$$

ile verilir. Burada $z = (\hbar\omega)/k_B T$ dir. $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_l boyuna optiksel frekans, ε_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ε_∞ yüksek frekans dielektrik sabitidir. Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık aralığında en önemli saçılma mekanizmasıdır.

2.8.4 Polar olmayan optik fonon saçılması

Optik modda örgü titreşimleri akustik modda olduğu gibi yasak enerji aralığında yerel değişimlere sebebiyet veren perturbe potansiyel üretebilirler. Bu moddaki deforme potansiyel birim gerilme başına enerji olarak alınır. Bu mekanizmada mobilite limit durum için;

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2}} \quad k_B T \gg \hbar\omega_0 \quad \text{için} \quad (2.52)$$

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0 e}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2} n_0} \quad k_B T \ll \hbar \omega_0 \quad \text{için} \quad (2.53)$$

denklemleri ile verilir. Yukarıdaki ifadelerde; $n_0 = \frac{1}{[\exp(\hbar \omega_0 k_B T) - 1]}$, ω_0 polar olmayan optik fonon frekansı ve D_0 polar olmayan deforme potansiyeldir.

2.8.5 Yüklü safsızlık saçılma mekanizması

Bütün yarıiletkenlerde normal olarak yabancı atomların bulunacağı gibi bununla birlikte istenilen yoğunlukta serbest taşıyıcılar elde edebilmek için yarıiletken, katkı maddesiyle katkılanır. Bağlı olarak saf materyallerde safsızlık atomları çok düşük sıcaklıklarda (sıvı helyum civarında) nötrdürler. Sıcaklığın artmasıyla (sıvı azot sıcaklığına kadar) safsızlık atomları iyonize olurlar ve yüklü safsızlık saçılması önem kazanır. Bununla birlikte yüksek seviyede katkılı materyaller için bu saçılma mekanizması oda sıcaklığında da etkilidir. Yüklü safsızlık saçılmasının genel anlamda tanımlanması; safsızlık atomlarının potansiyelinin ana maddenin atomlarınıninkinden farklı olması gerçeğine dayandırılır. Bu potansiyel hem atomların hem de komşu safsızlıkların perdelenmiş potansiyellerin etkisini de içeren bir Coulomb potansiyeli olarak göz önüne alınır. Bu yaklaşımla safsızlık saçılması için mobilite Brooks-Herring teorisi ile

$$\mu_{BH} = \frac{128(2\pi)^{1/2} \epsilon_s k_B^{3/2}}{N_l Z^2 e^3} T^{3/2} m^{*1/2} \left[\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} - 1 \right]^{-1} \quad (2.54)$$

olarak verilir. Burada;

$$b = \frac{4k_B}{\beta_s^2} \quad \text{ve} \quad \beta_s^2 = \frac{e}{e_0 \epsilon_s k_B T} \left[\frac{n F_{-1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D} \right] \quad (2.55)$$

dir.

$F_j(\eta)$, j durumunda Fermi integrali, burada η indirgenmiş Fermi enerjisi. Dejenere olmayan materyaller için bu integraller ihmal edilir. Bu integraller Blakemore tarafından tablo haline getirilmiştir. N_l iyonize safsızlık yoğunluğu ve Z ,

toplam safsızlık yüküdür. Brooks-Herring teorisi Born yaklaşımına dayanır ve teorinin geçerlik sınırları Born yaklaşımının geçerliliğine bağlıdır, bu genellikle $b \gg 1$ olarak verilir. Bu dejenere olmayan durumu ifade eder. Brooks-Herring teorisinin temel kabullerinden biri safsızlık atomlarının rasgele dağılmış olması ve aralarında herhangi bir korelasyon söz konusu olmamasıdır. Teorinin diğer önemli bir kabulü ise elektron tek bir safsızlık atomunun potansiyeli ile saçılır (Brooks 1955).

2.8.6 Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması

Verici safsızlık atomları düşük sıcaklıklarda genellikle nötrdürler. Yüksüz safsızlıktan elektron saçılması düşük sıcaklıklarda (serbest taşıyıcıların sıcaklığın düşmesiyle düştüğü bölgelerde) ve yüksek katkı yoğunluklu materyallerde etkin bir saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizmasından kaynaklanan mobilite Erginsoy formalizmi ile;

$$\mu_N = \frac{e^3 m^*}{80 N_N \pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3} \quad (2.56)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_N nötr safsızlık yoğunluğudur (Erginsoy 1950).

2.9 Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri

2.9.1 Optik Soğurma

Bir yarıiletken üzerine foton gönderildiğinde; atomların elektronları ile fotonların etkileşmesi sonucu soğurma, yansıma ve kırılma gibi bazı optik olaylar meydana gelir (Askeland 1998).

Soğurma bir malzemenin içerisindeki elektriksel yüklerin malzeme üzerine düşürülen elektromanyetik dalgalarla etkileşmesi sonucunda ortaya çıkan enerji kaybı olarak tanımlanmaktadır (Omar 1993). Bu enerji kaybı materyalin atomları tarafından

kullanılır. t kalınlığında herhangi bir materyal, elektromanyetik dalga ile etkileştiğinde, soğurma;

$$I_0 = I e^{-\alpha t} \quad (2.57)$$

eşitliği ile verilir. Burada, I_0 ; malzeme üzerine gönderilen elektromanyetik dalganın şiddetini, I ; t kalınlığında ki materyalden geçen elektromanyetik dalganın şiddetini ve α ; soğurma katsayısını ifade etmektedir. α ,

$$A = \log\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (2.58)$$

$$\alpha = 2.303 \frac{A}{t} \quad (2.59)$$

eşitlikleri ile bulunur. A soğurganlık olup, soğurma katsayısı α , elektromanyetik dalganın dalgaboyuna, malzemenin yoğunluğuna ve malzemenin yasak enerji aralığına bağlı olarak değişir (Nadeem ve diğ. 1999). Bir numuneden yayınlanan bir karakteristik ısının dalgaboyu bu materyale özgü bir özellik olduğu gibi, soğurma sınırının dalgaboyu da soğurucu numunenin bir karakteristiğidir. Yarıiletkenlerin bant yapılarının araştırılmasında en yaygın olarak optik soğurma yöntemi kullanılır. Bir yarıiletkenin sahip olduğu bant tipi ve yasak enerji aralığı hakkında bilgiyi bu yöntemle elde etmek mümkündür (Cullity 1966). Değerlik ve iletim bantları arasındaki geçişler soğurma kenarına yol açar ve direkt geçişler için yasak enerji aralığının altında soğurma olayı beklenmez (Natsume ve Sakata 1995). Soğurma olayında, yarıiletken malzeme üzerine gelen bir foton enerjisi, yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit veya ondan daha büyük olduğunda, yarıiletkenin değerlik bandındaki bir elektron bu fotonu soğurur ve elektron değerlik bandından iletim bandına geçer. Bu geçişin ardından elektron ardında bir deşik bırakır, böylece elektron deşik çifti oluşur. Temel soğurma olayında frekansı ν olan bir fotonun enerjisi $h\nu$ olmak üzere,

$$h\nu \geq E_g \quad (2.60)$$

$$E_g = \frac{hc}{\lambda_g} \quad (2.61)$$

şeklinde verilir. Bu eşitlikte, λ_g yarıiletkenin yasak enerji aralığının enerji değerine karşılık gelen fotonun dalgaboyunu, c ise ışığın boşluktaki hızını göstermektedir. Bu dalgaboyu değerinden daha küçük dalgaboylu fotonlar yarıiletken tarafından soğurulurken, daha büyük dalgaboylu fotonlar soğurulmadan geçerler (Bedeaux 1977; Mott 1987).

Yarıiletken malzemelerin optik ölçüm sonuçlarından biri de yasak enerji aralığının belirlenebilmesidir. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı temel soğurma spektrumunun ölçülmesiyle bulunur. Temel soğurma spektrumu kullanılarak çizilen $(\alpha hv)^2 - hv$ değişim grafiğiyle yasak enerji aralığı hesaplanabilir. Bu grafiğin lineer kısmının doğrultusunun, hv eksenini $(\alpha hv)^2 = 0$ 'da kestiği noktanın enerji değeri yarıiletkenin yasak enerji aralığını vermektedir (Nadeem ve diğ. 1999; Subramanyam ve diğ. 1998).

Malzeme üzerine gönderilen fotonlar, bir elektronu daha yüksek bir enerji seviyesine uarmak için yeterli enerjiye sahip değillerse, soğurulmak yerine geçirilirler ve malzeme saydam olarak davranır. Bu yüzden yarıiletkenler kısa dalgaboylu fotonlar için soğurucu, çok uzun dalga boylu fotonlar için ise saydamdırlar (Smith 1997). Bir fotonun soğurulması veya geçirilmesi, fotonun enerjisine, yarıiletkenin yasak enerji aralığına ve atomların dizilisine bağlıdır (Askeland 1998).

2.9.2 Bant Geçişleri

Yarıiletkenler, morötesi, görünür bölge veya kızılötesine yakın spektrum bölgelerinde temel soğurma sınırına sahiptirler. Soğurma sınırının nedeni, malzemenin temel bant aralıklarında optik geçişlerin olmasıdır. Bantlar arası soğurma, katı bir maddenin bantları arasında elektronların optik geçiş yaparak uyarılmasıdır. Bu işlemin tersine, yani elektronların uyarılma durum bantlarından foton salarak geri gelmesi işlemine ise bantlar arası ışımaya denir. Bantlar arası geçiş bütün katılarda gözlenir. Bir malzemenin soğurma spektrumu, o malzemenin bant yapısı ve geçiş durumlarındaki yoğunlukla ilgilidir. Bantlar arası soğurma, kuantum mekaniğindeki ışık-madde etkileşiminin, katılarda bant geçiş durumlarına uygulanmasıyla anlaşılır (Kılınç 2006).

Bir atomun enerji seviye diyagramı, o atomun kuantum enerji seviyelerinden (kesikli enerji seviyeleri) oluşur. Bu seviyeler arasındaki optik geçişler, soğurma ve yayılma spektrumlarında düz ve net çizgiler meydana getirirler. Geçiş enerjileri ve salınım değerleri kuantum mekaniği kullanarak hesaplanır. Soğurma katsayısının frekansa bağlı olduğu görülür.

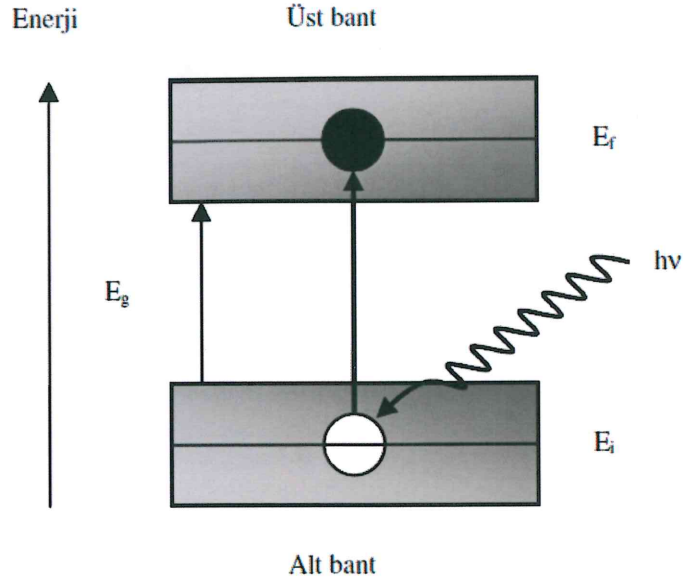
Şekil 2.12’de bir yarıiletken için iki ayrı bandın oldukça basitleştirilmiş enerji diyagramı gösterilmektedir. Bantlar arasındaki enerji boşluğu yasak enerji aralığı olarak adlandırılır ve E_g olarak gösterilir. Seçim kurallarına bağlı olarak bantlar arası optik geçiş mümkündür. Geçiş esnasında, bir elektron düşük enerjili banttan yüksek enerjili banda foton soğurarak atlar. Bu geçiş sadece, düşük enerjili bandın ilk durumunda bir elektron varken meydana gelir. Pauli dışarlama prensibi ise, üst enerji bandındaki son durumun boş olmasını sağlar. Şekil 2.12’de gösterilen bantlar arası geçişlere enerji korunum kuralı uygulanırsa,

$$E_f = E_i + hv \quad (2.62)$$

eşitliği elde edilir. Burada E_i alt banttaki elektronun enerjisi, E_f üst banttaki son durumun enerjisi, hv ise soğurulan fotonun enerjisidir. Üst ve alt bantlardaki enerji durumları sürekli olduğu için, bantlar arası geçiş, sürekli frekans aralığında mümkün olmaktadır.

Şekil 2.12’den görüleceği üzere $E_f - E_i$ ’nin minimum değeri E_g ’dir. Bantlar arası geçişlerin, $hv \geq E_g$ olması durumunda gerçekleşmesi, soğurmanın bir eşik davranışı gösterdiğine işaret eder. Bu yüzden bantlar arası geçişler, alt eşik enerjisinden, bir üst eşik enerjisine doğru sürekli bir soğurma spektrumu oluşturur. Kesikli enerji seviyelerindeki atomların soğurma spektrumları ile bu spektrum çelişmektedir. Çelişkinin nedeni, bantlar arası geçiş işlemi elektron-deşik çifti oluşumudur (Fox 2001).

Brillouin bölgesindeki iletim bandının minimum ve değerlik bandının maksimum konumlarında olması bantlar arası geçişlerinin direkt ve indirekt geçişler olarak adlandırılmasına neden olur.



Şekil 2.12: Üst ve alt bantlardaki enerji durumları (Fox 2001)

Bantlar arasındaki fark, optik özellikler için çok önemlidir. Şekil 2.12'den görüleceği üzere, momentum korunumunun, elektronun dalga vektörünün foton soğurulması esnasında önemli ölçüde değişmediği görülmektedir (Fox 2001).

Temel soğurma bölgesinde, direkt ve indirekt bant geçişi olmak üzere iki çeşit bant geçişi gözlenir (Fox 2001). Direkt bant geçişinde α ve gelen fotonun enerjisi $h\nu$ ile E_g arasındaki ilişki;

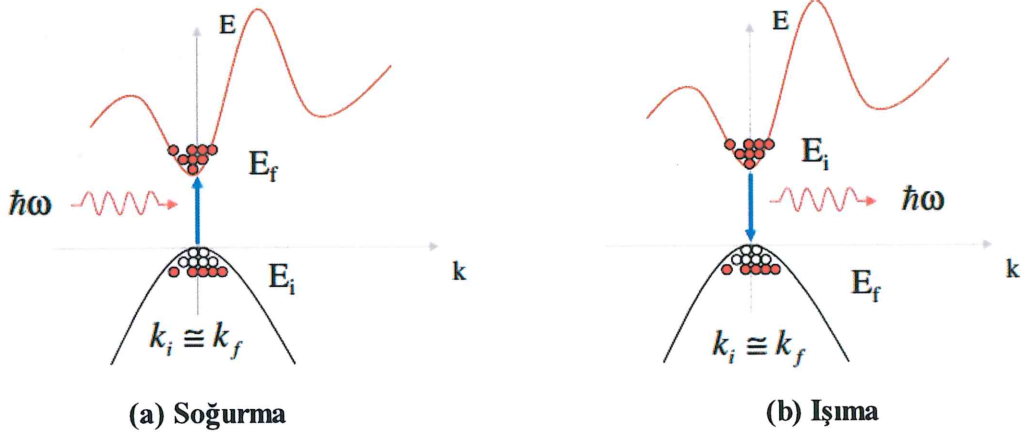
$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^{1/N} \quad (2.63)$$

ifadesi ile verilir. Burada A sınır genişliği parametresi, N ise elektron geçişine bağlı sabit bir değeri temsil eder N , direkt geçişler için 2 ve indirekt geçişler için ise 2/3 değerini alır (Subramanyam ve diğ. 1998).

2.9.2.1 Direkt Bant Geçişi

Direkt bant yapılı yarıiletkenlerde iletkenlik bant kenarının en alt noktası ile değerlik bandının üst kenarı enerji-momentum uzayında $k = 0$ değerinde bulunmaktadır (Öztürk 2003). Şekil 2.13'te gösterildiği gibi direkt bant geçişinde

değerlik bandında bulunan bir elektron, yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit veya bu değerden daha büyük olan bir fotonu ($h\nu \geq E_g$) soğurarak iletkenlik bandına geçer.



Şekil 2.13: Doğrudan bant geçişine sahip bir yarıiletkente (a) soğurma (b) ışımının şematik gösterimi (Sarı 2008)

Bu geçiş sonrasında değerlik bandında bir deşik meydana gelir. Geçiş sırasında elektronlar dalga vektörlerini değiştirmezler ve $k = 0$ 'da momentum korunur. Bu durumda, bu geçiş için momentum korunumu ve enerji korunumu aşağıdaki denklemlerle verilir.

$$\hbar\vec{k}_e + \hbar\vec{k}_h = 0 \quad (2.64)$$

$$\frac{hc}{\lambda} = E_e - E_\lambda \geq E_g \quad (2.65)$$

Burada \vec{k}_e ve \vec{k}_h sırasıyla elektrona ve deşiğe eşlik eden dalga vektörleridir. Eşitliklerde \hbar Planck sabiti olup, $\hbar = h/2\pi$ dir. E_e , elektron ve E_λ , deşiık için, iletkenlik ve değerlik bantlarında herhangi bir konumdaki enerjilerini verir. Doğrudan bant geçişlerinde enerji korunmaktadır (Fox 2001). ZnS, GaAs, CdS, CdSe ve InSb gibi yarıiletken malzemeler direkt bant yapısına sahiptirler (Nag 1980). Doğrudan bant aralığından dolayı iletim ve değerlik bandına geçiş yapan elektronlar aynı k değerine sahip olduklarından momentumun korunması için üçüncü parçacıklara (fonon) ihtiyaç duyulmaz. Bu sebepten optik geçişler verimlidir ve bu tür yarıiletken malzemeler ışık üretiminde kullanılırlar.

2.9.2.2 Dolaylı Bant Geçişi

Dolaylı bant geçişlerinde iletim bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı \vec{k} değerine sahip olmadığından ($\Delta k \neq 0$), elektron, değerlik bandının üst sınırından iletim bandının alt sınırına doğrudan geçiş yapamaz. Değerlik bandından iletim bandına bir elektronun momentumunu koruyarak geçiş yapabilmesi için bir fotonun soğurulması ve ardından da bir fononun salınması veya saçılması gerekir. Foton, elektronun iletim bandına geçebilmesi için yarıiletkenin yasak enerji aralığı değeri kadar ya da bu değerden daha büyük enerjiyi sağlarken, fonon bu geçişte momentum korunumu için gerekli momentumu sağlar. Bu durumda momentum korunumu,

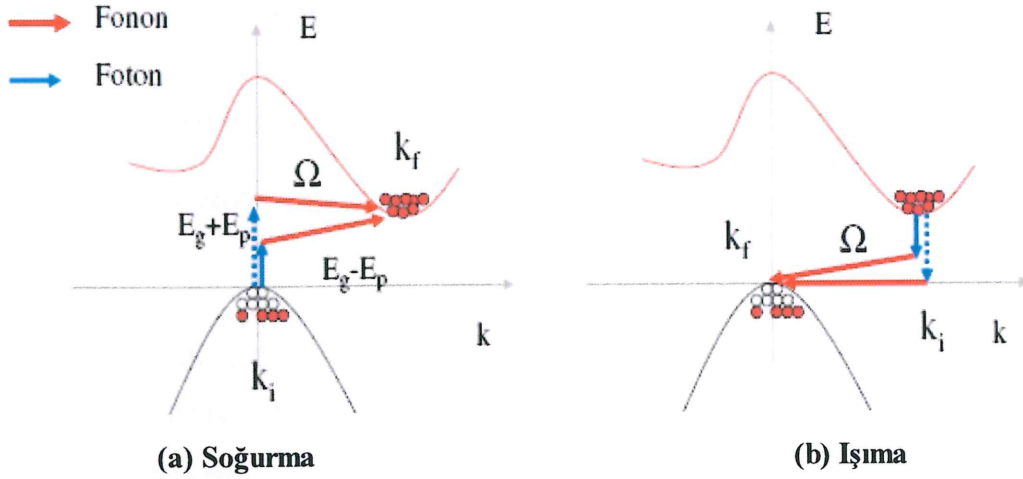
$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}_c \pm \hbar\vec{k}_{fn} = 0 \quad (2.66)$$

bağıntısı ile verilir (Kittel, 1996). Bu eşitlikte, k fotona ve k_{fn} fonona eşlik eden dalga vektörleri olup, k_c , momentum uzayında değerlik bandının maksimumu ile iletim bandının minimumu arasındaki farktır. Denklemden bulunan (+) işaret fonon salınımını, (-) işaret ise fonon soğurulmasını ifade etmektedir. Dolaylı bant geçişlerinde ν frekansına sahip bir foton için enerji korunumu,

$$h\nu = E_g \pm h\nu_{fn} \quad (2.67)$$

eşitliği ile verilir. Burada $h\nu_{fn}$ fononun enerjisi, E_g ise yarıiletken malzemenin yasak enerji aralığıdır. Denklemden bulunan (+) işaret fonon salınımını, (-) işaret ise fonon soğurulmasını ifade etmektedir (Bilgin 2003; Arabacı 2001).

Şekil 2.14'den açıkça görüleceği üzere, elektron dalga vektörü, değerlik bandından iletim bandının alt tarafına atlama esnasında önemli derecede değişime uğrar. Bu atlama, tek bir fotonun soğurulması ile mümkün değildir. Geçiş, momentumu korumak için mutlaka bir fonon içermelidir. Bu ise herhangi bir fonon olmadan işlemin gerçekleşebileceği malzemedeki direk bant durumu ile çelişir (Fox 2001).



Şekil 2.14: Dolaylı bant geçişine sahip bir yarıiletkende (a) soğurma (b) ışımının şematik gösterimi (Sarı 2008)

2.9.3 Fotoiletkenlik ve Rekombinasyon Mekanizması

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

$$\Delta\sigma_{ph} = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (2.68)$$

olup, μ_n ve μ_p sırasıyla elektronların ve deşiklerin mobiliteleri, Δn ve Δp sırasıyla elektron ve deşik yoğunluğundaki değişimdir (Şahin 1999).

Yeniden birleşme, genellikle safsızlık seviyeleri veya kusur seviyeleri üzerinde gerçekleşir. Bu durumlar lokalize elektronik durumlardır ve yük taşıyıcıları için tuzak seviyeleri şeklinde davranırlar. Bu seviyelerden birine geçen bir yük taşıyıcı elektronik iletme katkıda bulunamaz. Ancak yük taşıyıcı bu banttan geri salınabilir ve değerlilik bandına geri gidebilir. Eğer bu seviyedeki bir taşıyıcının zıt işaretli bir taşıyıcı ile yeniden birleşme olasılığı, banda geri dönme olasılığından daha büyük ise bu

seviyelere yeniden birleşme (rekombinasyon) merkezi denir. Tersî durum için, yani serbest kalma olasılığı zıt işaretli bir taşıyıcı ile yeniden birleşme olasılığından daha büyükse bu seviyeler tuzak (trap) seviyeleri olarak adlandırılır (Bube 1960).

Termal denge koşulları altında;

$$\Delta n = G\tau_n \text{ ve } \Delta p = G\tau_p \quad (2.69)$$

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

$$I_{ph} = G^v \quad 0,5 < v < 1 \quad (2.70)$$

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

$$G = C_n [(\Delta n)^2 + 2n_0\Delta n] \quad (2.71)$$

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

$$\Delta n = \frac{G}{2C_n n_0} \text{ (monomoleküler)} \quad (2.72)$$

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

$$\Delta n = \left(\frac{G}{C_n}\right)^{1/2} \text{ (bimoleküler)} \quad (2.73)$$

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

2.10 Yarıiletken İnce Film Büyütme İşlemi

Bilimsel çalışmalarda ve teknolojik uygulamalarda kullanılmak üzere üretilen ince filmler termal buharlaştırma, elektron demeti ile buharlaştırma, sol-gel, elektrokimyasal kaplama, moleküler demet epitaksi gibi değişik birçok yöntemle elde edilebilmektedir. İnce filmin fiziksel özellikleri hazırlanma yöntemine güçlü bir şekilde bağlıdır (Kamaç 2013). Bu çalışmada ince film üretimi için termal buharlaştırma yöntemi kullanılmıştır.

2.10.1 Termal Buharlaştırma

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 2.15'te tez çalışmasında kullanılan Vaksis PVD-Handy termal buharlaştırma sistemi gösterilmiştir.



Şekil 2.15: Termal buharlaştırma sistemi (Gölcür 2012)

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 yüzeyle buharlaşarak yapışmaya başlar. Buharlaşmış malzemeler vakum içinde hareket ederek alttaş (substrate) zerine birikmeye başlar. Büyüme sırasında kullanıcı kaplama yapılacak yüzeyin sıcaklığını değiştirerek filmin yapısını değiştirebilir.

Termal buharlaştırma tekniği diğer tekniklerle kıyaslanacak olursa, diğer tekniklere göre daha avantajlıdır. Termal buharlaştırma yöntemi, oldukça basit yapıda olmasından, 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 (Gölcür 2012).

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1 CuInTe₂ Bileşiğinin Oluşturulması

Bu çalışmada kaynak malzeme olarak kullanılan CuInTe₂ külçesi termal buharlaştırma sisteminde tüp içerisinde üretilmiştir. Kuvartz cam tüpler sentezleme esnasında içerisindeki malzemeler ile kimyasal tepkimeye girmemesi ve erime noktaları bu malzemelerden daha büyük olduğu (yaklaşık 2000 °C) için tercih edilmiştir.

Kuvartz tüpler, içlerindeki toz, yağ ve metalik kirlilerden arındırmak için temizleme işleminden geçirilmiştir. Öncelikle yağ ve tozları temizlemek için tüpler deterjan ve sıcak saf su ile yıkanmıştır. Daha sonra metalik kirliliklerden arındırmak için %40'lık HNO₃ (nitrik asit) çözeltisinde iki saat bekletilmiştir. Hemen sonrasında deterjan ile temizlenip saf suyla durulanmıştır. Durulama işleminden sonra 30 dakika izopropil alkolde bekletilmiştir. Tüp içerisinde kalmış olması muhtemel safsızlıkları çıkarabilmek için son olarak tüpler 10⁻⁵ Torr'luk basınç altında ısıtılmıştır (Karabulut 2003).

CuInTe₂ bileşiğini oluşturmak için %99,99 saflıkta bakır (Cu), indium (In) ve teller (Te) elementleri molar ağırlıklarına göre 1:1:2 oranında tartılarak temizlenmiş olan kuvartz tüplere yerleştirilmiştir. Tüpler 1x10⁻⁵ Torr'luk basınca kadar vakumlanmış ve bu basınç altında iken tüplerin ağzı cam işleme ocağında eritilerek kapatılmıştır.

Vakumda iken ağzı kapatılan tüp fırın içerisine yerleştirilmiştir. Elementlerin tamamen erimesi ve bileşiğin oluşabilmesi için 1100 °C ye kadar kontrollü bir şekilde ısıtılmıştır. Bileşiğin homojenliğini sağlamak için kuvartz tüpe belirli aralıklarla titreşim uygulanmıştır. 1100 °C ki tüp, kristal oluşumu sağlanması için 24 saat bu sıcaklıkta bekletildikten sonra kontrollü bir şekilde oda sıcaklığına indirilerek bileşik oluşturulması tamamlanmıştır. Şekil 3.1'de gösterilen kuvartz tüp kırılarak içerisinde bulunan külçe halindeki bileşik Şekil 3.2'de gösterildiği gibi agat havanda ezilerek toz haline getirilmiştir.



Şekil 3.1: Yatay fırın ve kuartz tüpler içinde sentezlenen numuneler



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

3.2 CuInTe₂ İnce Filmlerinin Elde Edilmesi

CuInTe₂ ince filmleri 1 cm² boyutundaki lamel camlar üzerine büyütülmüştür. Büyütme işleminden önce alttaş olarak kullanılan bu camlar temizlik işleminden geçirilmiştir. Öncelikle üzerlerindeki kaba kirden arındırmak için deterjanı suda yıkanmış sonrasında deterjanı gidermek için ultrasonik banyo yardımıyla saf su dolu beherler içerisinde 30 dakika boyunca çalkalanmıştır. Yüzeyle kalmış olabilecek organik maddeleri temizlemek için %30 seyreltilmiş H₂O₂ (hidrojen peroksit) kaynar çözeltisinde çalkalanarak organik kirler suda çözünebilir bileşiklere dönüştürülmüştür. Alttaş temizliğinin son adımı olarak camlar ultrasonik banyoda su dolu beherlerin

içerisinde ayrı ayrı çalkalanmıştır. Temizlenmiş olan camlar saf su içinde saklanmış ve büyütmeden hemen önce sıcak hava üflenerek kurutulmuştur (Yılmaz 2004).

CuInTe₂ ince filmlerini büyütme işlemi Şekil 2.15'te gösterilen PVD termal buharlaştırma sisteminde yapılmıştır. Vakum çemberi içerisine, hazırlanmış olan alttaşlar ve kaynak malzemeyi taşıyan potalar yerleştirilerek çember kapatılmıştır. Vakum çemberi 10⁻⁵ torr'luk basınca ulaşıncaya kadar vakuma alınmış ve sistem kaplama yapmaya hazır hale getirilmiştir. Kesici (shutter) kapalı konumda iken kaynak malzemenin içerisinde bulunduğu pota üzerinden yavaş yavaş akım geçirilmiş ve buharlaşma hızı takip edilmiştir. Buharlaşma hızı 35-40 (Å/s) değerinde iken kesici açılarak kaynak malzemenin buharlaşan atomların alttaşların üzerine yapışması sağlanmıştır. Büyütme sırasında alttaşlar döndürülerek filmlerin daha homojen bir yapıda olmaları sağlanmıştır. Alttaşların üzerinde oluşan filmin kalınlığı istenilen değere ulaştığında kesici (shutter) kapatılmış ve büyütme işlemi sonlandırılmıştır. Elde edilen ince filmlerin kalınlığı büyütme sisteminden 0,6 µm olarak okunmuştur.

Vakum çemberinden çıkarılan ince filmlerin bazıları yatay fırında 200 °C ve 400 °C de tavlanaştırılmıştır. Tavlama işlemi sırasında ortama azot gazı verilerek filmlerin oksijen ile olan teması kesilmiş, böylece filmlerin oksitlenmeleri engellenmiştir. Tavlama işlemi ile filmlerin daha düzenli bir yapıya kavuşması ve dolayısı ile elektriksel ve optik özelliklerinde değişim gözlenmesi amaçlanmıştır. Sonuç olarak tavlanaştırılmamış, 200 °C ve 400 °C de tavlanaştırılmış CuInTe₂ ince filmler elde edilmiştir. Elde edilen ince filmler özellikleri ile birlikte Tablo 3.1'de verilmiştir.

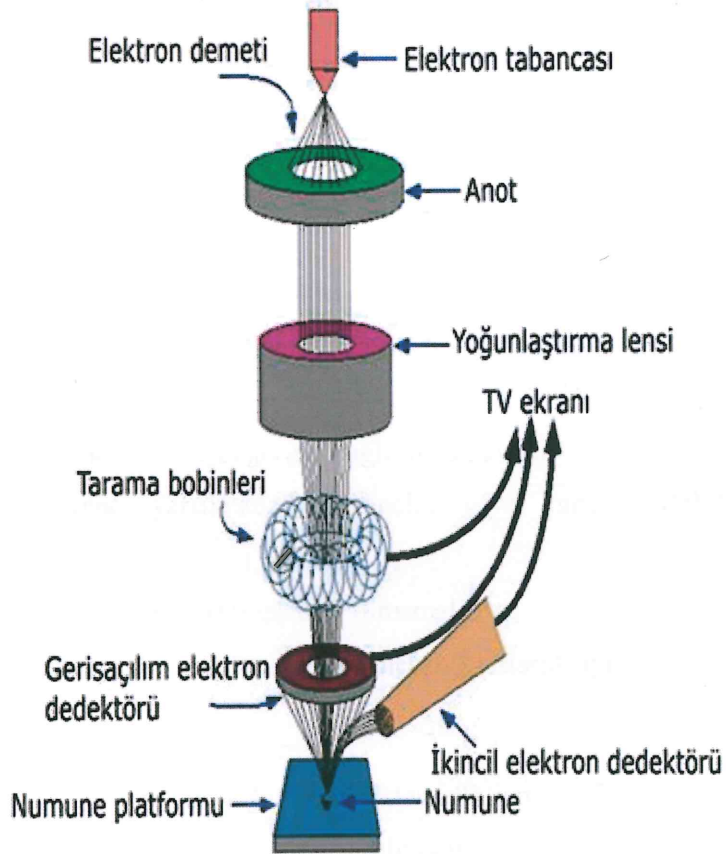
Tablo 3.1: Üretilen incefilmlerin isimlendirilmesi

Kaynak Bileşik	Tavlama Sıcaklığı	İsimlendirme	Kalınlık
CuInTe ₂	-	CIT	0,6 µm
CuInTe ₂	200 °C	CIT-200	0,6 µm
CuInTe ₂	400 °C	CIT-400	0,6 µm

3.3 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 3.3'te SEM cihazı şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.3: SEM cihazının şematik gösterimi

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. Mercek sistemleri elektromanyetik alan ile elektron demetini inceltmekte veya numune üzerine odaklamaktadır. Tüm optik kolon ve numune yaklaşık 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).

3.4 Ohmik Metal Kontakların Oluşturulması

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

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

İnce filmlere termal buharlaştırma sistemiyle indium (In) kullanılarak Van der Pauw tekniğine uygun ohmik kontaklar yapılmıştır.

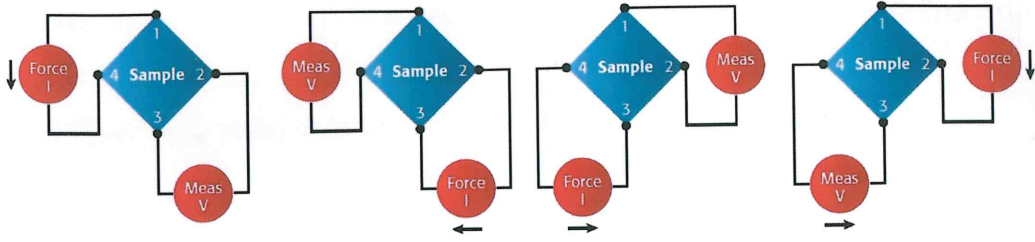
3.5 Elektriksel İletkenlik ve Hall Etkisi Ölçüm Sistemi

4-prob kontak alınan yarıiletken incefilmler Şekil 3.4'te gösterilen; Keithley 2400 akım kaynağı, Keithley 2700 DMM (Digital Multi Meter), Keithley 7709 6x8 matrix kart, 1.2 Tesla manyetik alan üretebilen magnetler, helyum soğutucu, kreyostat, Pfeiffer D-35614 turbo vakum pompası, Kepco-PS akım kaynağı (magnetler için) ve LabView yazılımlı bilgisayardan oluşan deney sistemine yerleştirilmişlerdir. Ölçümler 10^{-5} Torr basınç altında sistemin sıcaklığı 8 K den başlayarak 10 K'lik artışlarla 400 K sıcaklığa kadar her sıcaklık basamağında gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.4: Elektriksel iletkenlik ve Hall etkisi ölçüm sistemi

Manyetik alan uygulanmadan Şekil 3.5'te gösterildiği gibi Van der Pauw tekniğiyle kontak alınan numunelere dört farklı kutuptan sabit akım uygulanarak geriye kalan dört kutupta voltaj ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümler sonucu elde edilen voltaj değerleri sabit akım değerine bölünerek numunenin direnci bulunmuştur.



Şekil 3.5: Van der Pauw tekniğiyle voltaj ölçümü

Burada direnç hesaplamaları sırasıyla;

$$R_{14,23} = \frac{V_{23}}{I_{14}}, \quad R_{23,14} = \frac{V_{14}}{I_{23}}, \quad R_{43,12} = \frac{V_{12}}{I_{43}}, \quad R_{12,43} = \frac{V_{43}}{I_{12}} \quad (3.1)$$

şeklinde hesaplanır. Daha sonra;

$$R_A = \left(\frac{R_{21,34} + R_{12,43} + R_{43,12} + R_{34,21}}{4} \right) \quad (3.2)$$

ve

$$R_B = \left(\frac{R_{32,41} + R_{34,14} + R_{14,23} + R_{41,32}}{4} \right) \quad (3.3)$$

şeklinde hesaplanır. R_A , R_B ve yüzey direnci R_S arasındaki bağıntı Van der Pauw denklemi ile

$$e^{\frac{\pi R_A}{R_S}} + e^{\frac{\pi R_B}{R_S}} \neq 1 \quad (3.4)$$

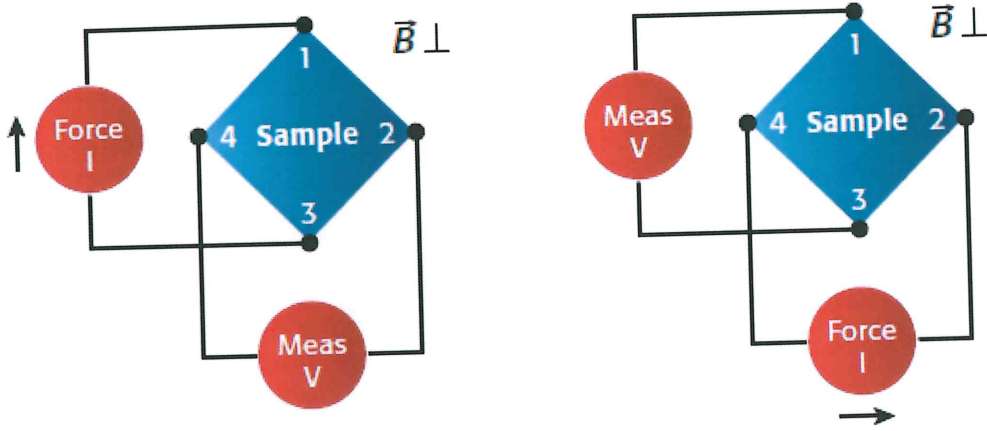
şeklinde ifade edilir (Van der Pauw 1958). Yarıiletken ince filmin kalınlığı d olmak üzere hacimsel öz direnç;

$$\rho = R_S d \quad (3.5)$$

ifadesi ile elde edilir. Bu şekilde iletkenlik hesaplamaları için gerekli olan değerler her sıcaklıkta elde edilmiş olur.

Şekil 3.6'ya göre yarıiletken numune $+z$ yönünde sabit ve düzgün bir \vec{B} manyetik alanı etkisinde iken; I_{13} ; kontak 1'den giren ve kontak 3'ten çıkan bir dc akımı enjekte edilir ve bu akıma karşı gelen V_{24P} voltajı ölçülür. Benzer şekilde I_{31} ,

I_{24} , I_{42} uygulanarak sırasıyla bu akımlara karşılık gelen V_{42P} , V_{31P} ve V_{13P} voltaj değerleri ölçülür. Bu olay \vec{B} manyetik alanı tersine çevirilerek tekrarlanır ve V_{24N} , V_{42N} , V_{31N} , V_{13N} voltaj değerleri elde edilir.



Şekil 3.6: Van der Pauw tekniği ile Hall Voltajı ölçümü

Sonuç olarak;

$$V_C = V_{24P} - V_{24N}, V_D = V_{42P} - V_{42N}, V_E = V_{13P} - V_{13N}, V_F = V_{31P} - V_{31N} \quad (3.6)$$

ve Hall Voltajı;

$$V_H = \frac{V_C + V_D + V_E + V_F}{8} \quad (3.7)$$

olarak elde edilir.

Burada V_H in işareti bize yarıiletken malzemenin tipini verir. Eğer V_H pozitif ise yarıiletken malzeme p-tipi, V_H negatif ise n-tipidir. Bu durumlarda pozitif ve negatif taşıyıcı yoğunlukları sırasıyla;

$$p_s = \frac{8 \times 10^{-8} IB}{[q(V_C + V_D + V_E + V_F)]} \quad (3.8)$$

ve

$$n_s = \left| \frac{8 \times 10^{-8} IB}{[q(V_C + V_D + V_E + V_F)]} \right| \quad (3.9)$$

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

$$n_0 = \frac{n_s}{d} \quad ve \quad p_0 = \frac{p_s}{d} \quad (3.10)$$

Hall mobilitesi yüzey taşıyıcı yoğunluğu n_s (veya p_s) ve yüzey direnci R_s 'den

$$\mu = 1/qn_s R_s \quad (cm^2 V^{-1} s^{-1}) \quad (3.11)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir (Erdoğan 2010).

3.6 Fotoiletkenlik Ölçüm Sistemi

Fotoiletkenlik deney sistemi; Keithley-2400 DMM (2 adet), sıvı azot soğutmalı Janis marka kriyostat, Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi, power LED, mekanik vakum pompası ve Labview yazılımlı bilgisayardan oluşmaktadır.

Hazırlanmış olan numuneler sıcaklığa bağlı foto iletkenlik ölçümlerinin yapılması için kriyostatın içerisine yerleştirilir ve LED numunenin üzerine sabitlendikten sonra kriyostat vakuma alınır. İstenilen vakum seviyesine ulaşıncaya (1×10^{-3} Torr) sıvı azot yardımıyla sistemin soğutulur. Sistem sıvı azot sıcaklığına ulaştığında bilgisayar yardımı ile deney başlatılır. Bilgisayar programı ile deneyin otomasyonu sağlanır ve giriş parametreleri programa girildikten sonra bütün işlemler bilgisayar tarafından kontrol edilir. Deneyde numuneye sabit voltaj uygulanır. Farklı sıcaklıklarda sabit voltaj uygulanan örnek için önce karanlık ortamdayken akım ölçülmüştür. Daha sonra numune üzerindeki LED'e 40, 50, 60, 70, 80, 90 ve 100 mA lik akımlar verilerek, sırasıyla 5001, 6313, 7616, 8891, 10201, 11445, 12708 lüks şiddetlerinde ışık demetinin numune üzerine düşmesi sağlanarak numune aydınlatılmış ve numune üzerinden geçen akım değerleri LED'in her şiddeti için ayrı ayrı kaydedilmiştir.

3.7 Optik Soğurma Ölçüm Sistemi

Lamel cam üzerine büyütülen amorf yapıdaki CuInTe_2 ince filmlerinin doğrusal optik soğurma spektrumları Şekil 3.7’de gösterilen doğrusal soğurma spektrometresi (UNICO SQ 2802 UV/Vis) ve bilgisayar ile gerçekleştirilmiştir. Bu doğrusal soğurma spektrometresi yardımıyla morötesi (ultraviyole) ile kızılötesi (infrared) (190-1100 nm) arasındaki bölgenin doğrusal soğurma spektrumu alınabilmektedir.



Şekil 3.7: Soğurma ölçümlerinde kullanılan UV-Vis spektrometresi

Yarıiletken kristallerin doğrusal soğurma spektrumları alınırken, ortamdaki gürültüyü yok etmek için spektrumun alınacağı bölge, malzeme yok iken tarandı. Daha sonra malzeme ışığa dik gelecek şekilde konularak, tekrar aynı spektrum bölgesi tarandı. Amorf yapıdaki ince filmlerin doğrusal soğurma spektrumları belirlenirken, önce referans spektrumu (baseline) almak için spektrometrenin içinde hem referans hem de malzemenin konulacağı yerlere cam lamel altaşlar (ince filmler cam lamel altaşlar üzerine büyütüldükleri için) konularak, alınacak spektrum bölgesi tarandı. Daha sonra malzemenin konulacağı yerden cam lamel altaş kaldırılıp, onun yerine üzerine ince film kaplanmış cam lamel altaş konuldu ve spektrum bölgesi tarandı.

4. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde termal buharlaştırma yöntemi ile oda sıcaklığında soğuk alttaş üzerine büyütülen CIT, daha sonra 200 °C’de tavlanan CIT-200 ve 400 °C’de tavlanan CIT-400 yarıiletken ince film numunelerinin deneysel ölçüm sonuçları değerlendirilmiştir. İnce filmlerin yüzey yapıları SEM ve EDS ile incelenmiş, elektriksel özelliklerinin belirlenmesi için sıcaklığa bağlı Hall etkisi ve iletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Optik özelliklerin araştırılması için ise oda sıcaklığında optik soğurma ve farklı sıcaklıklarda ışık şiddetine bağlı fotoiletkenlik deneyleri yapılmıştır.

4.1 CuInTe₂ İnce Filmlerinin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

4.1.1 Elektriksel İletkenlik Ölçüm Sonuçları

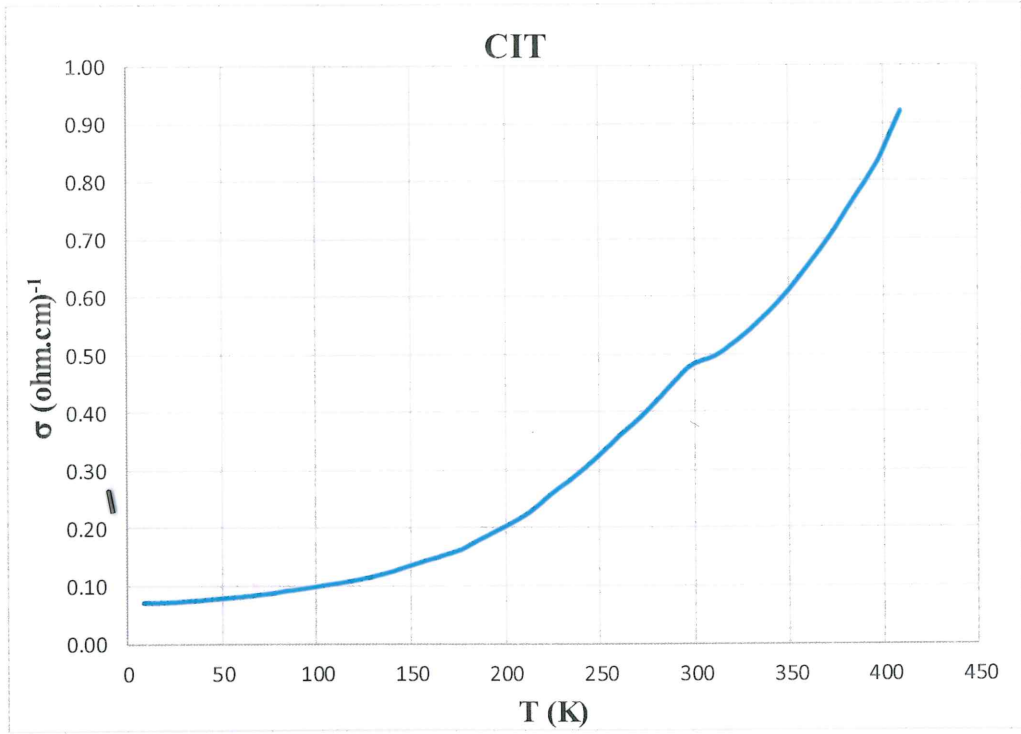
Soğuk alttaş üzerine büyütüldükten sonra; tavlammamış, 200 °C ve 400 °C sıcaklıklarında tavlammış CIT, CIT-200 ve CIT-400 olarak isimlendirilen ince filmlerin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenliklerini belirlemek için indium ile 4-prob kontak alındı. Üretilen filmlerin üzerindeki indium kontaktların omik olup olmadığı değişik sıcaklıklarda test edildi ve her üç örnek için akım ile voltajın lineer olarak değiştiği gözlemlendi. Numunelerin oda sıcaklığındaki iletkenlik ve özdirenç değerleri Tablo 4.1’de verilmiştir.

Tablo 4.1: 300 K’de özdirenç ve iletkenlik değerleri

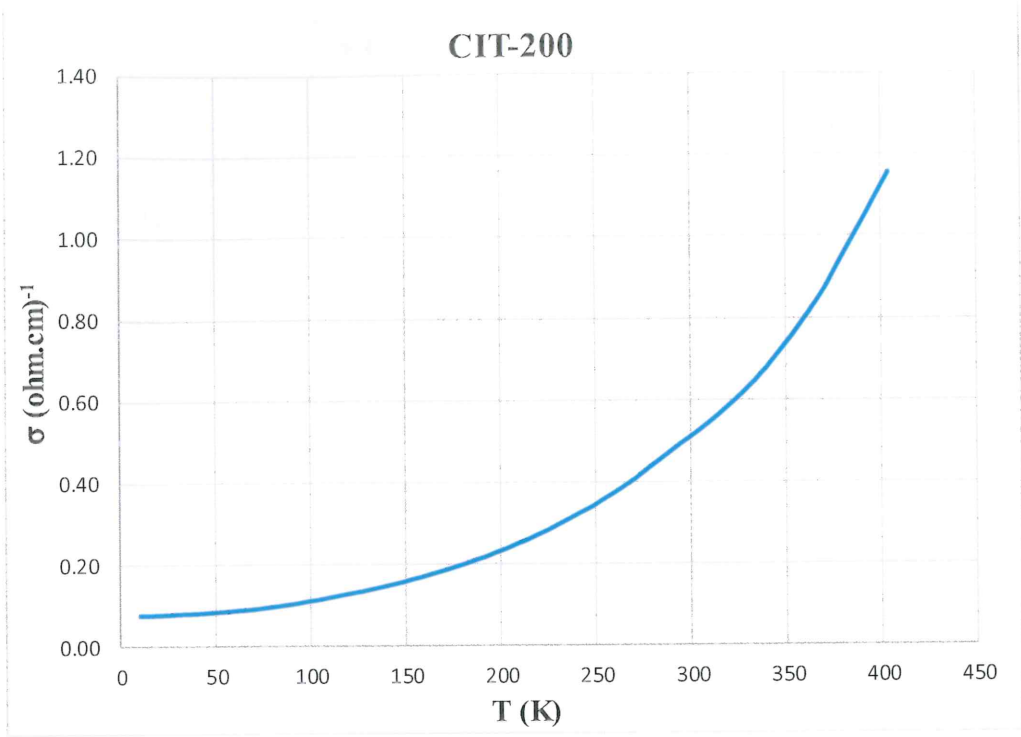
Numune	Sıcaklık (K)	Özdirenç ($\Omega.cm$)	İletkenlik ($\Omega.cm$) ⁻¹
CIT	300	2,1	0,48
CIT-200	300	1,9	0,55
CIT-400	300	1,5	0,67

Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3 te sırasıyla CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişim grafikleri gösterilmiştir. Şekildeki grafiklerden de görüldüğü gibi numunelerin iletkenliklerinin sıcaklık ile üstel olarak değiştiği ve elde

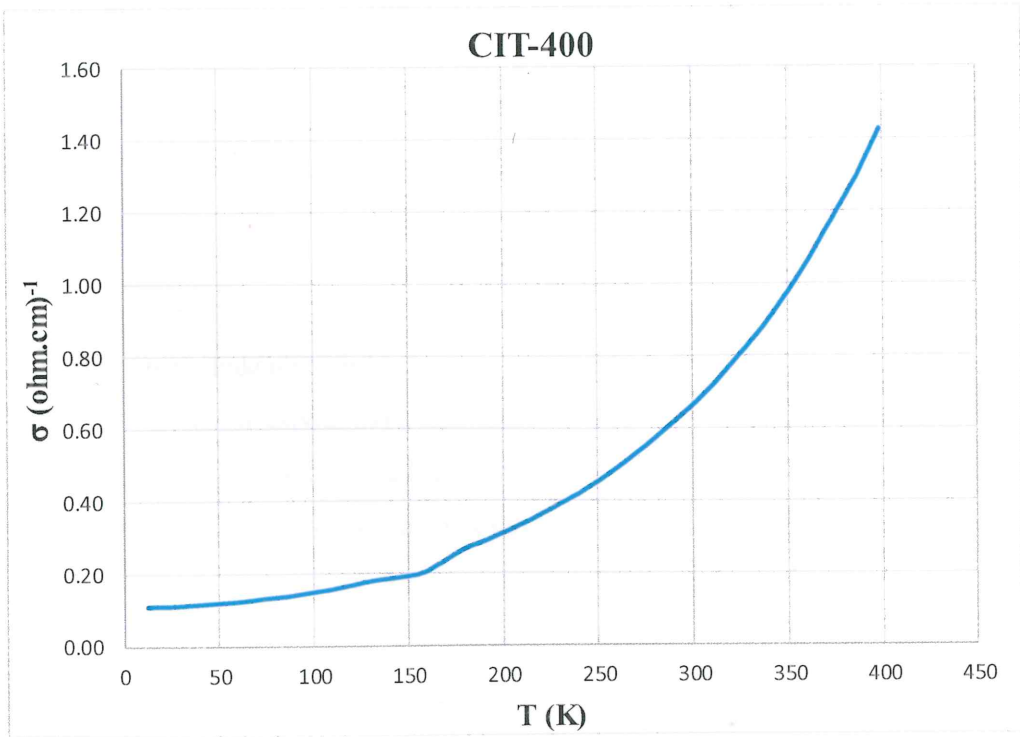
edilen ince filmlerin yarıiletken yapıya sahip oldukları belirlenmiştir. Bu grafikleri Şekil 4.4'te bir araya getirdiğimizde 10-400 K sıcaklık aralığında CIT-400 numunesinin iletkenliğinin CIT-200'den, CIT-200 numunesinin iletkenliğinin de CIT numunesinin iletkenliğinden her bölgede daha fazla olduğu açıkça görülmektedir. Buradan tavlama sıcaklığının numunenin iletkenliğine 10-400 K sıcaklık aralığında olumlu katkı sağladığını ifade edebiliriz. Bu durum tavlama etkisi ile filmlerin daha düzenli yapıya geçmeleri ve buna bağlı olarak bazı derin lokalize seviyelerin küçülmesi veya yok olması ile açıklanabilir.



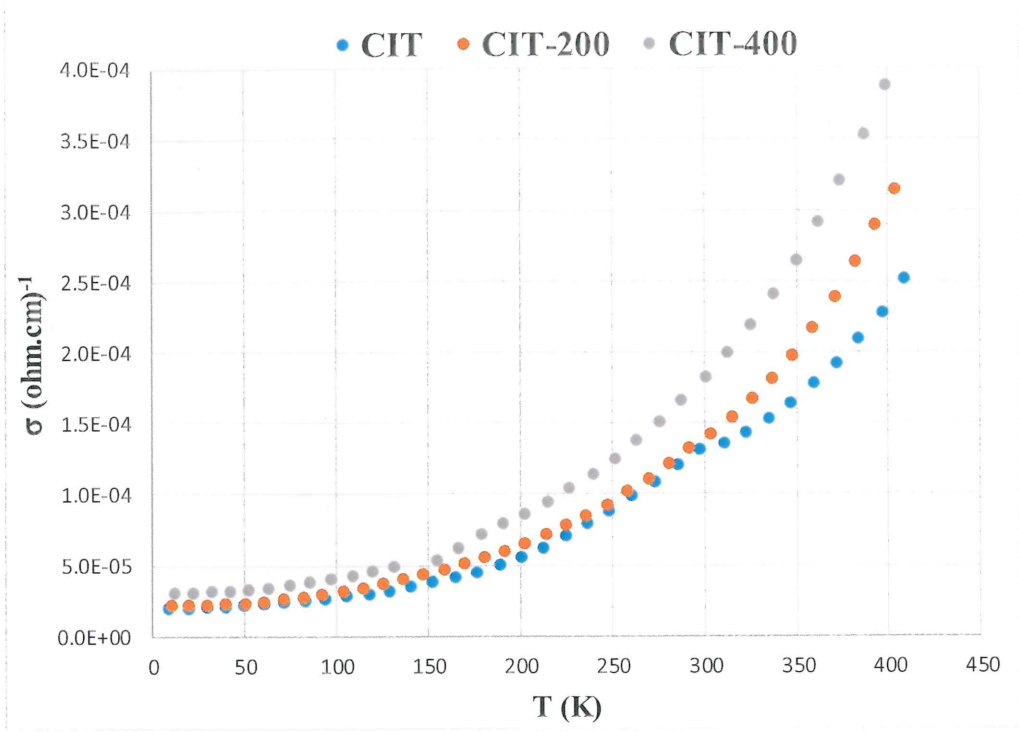
Şekil 4.1: CIT numunesine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.2: CIT-200 numunesine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.3: CIT-400 numunesine ait iletkenliğin sıcaklıkla değişimi

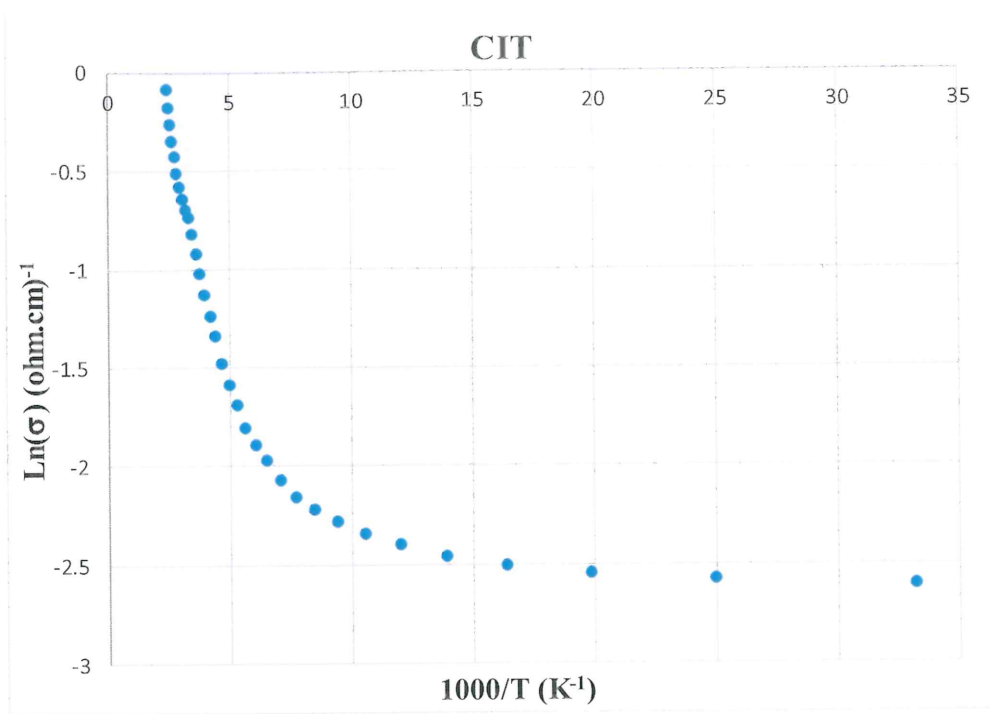


Şekil 4.4: CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla değişimlerinin karşılaştırılması

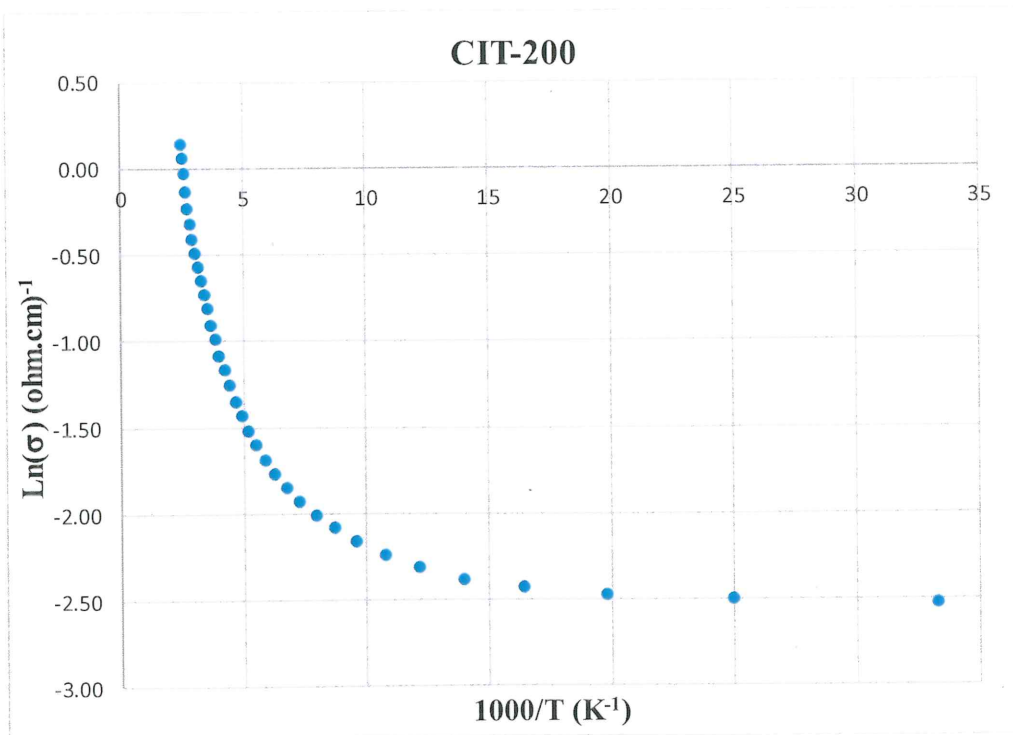
Farklı sıcaklık bölgelerindeki iletim mekanizmalarının belirlenmesi amacıyla, numunelerin elektriksel iletkenlik değişimleri incelendi. İletkenlik mekanizmalarının belirlenebilmesi için iletkenlik verileri,

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

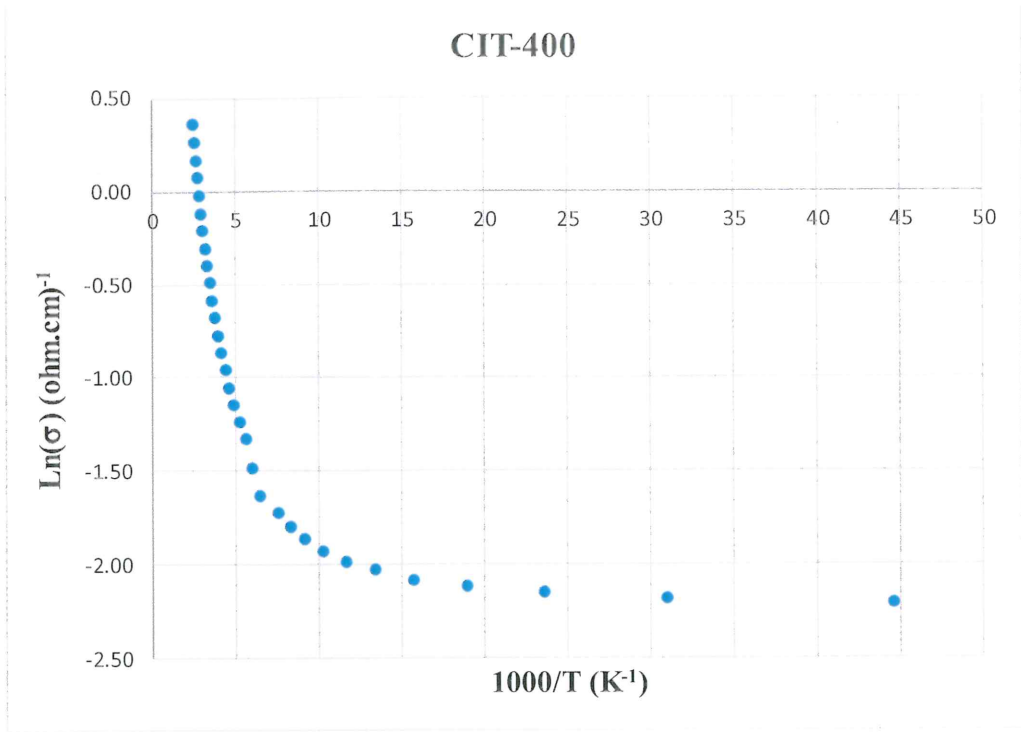
ile verilen genel iletkenlik ifadesine göre analiz edildi. Bu ifadeye göre Şekil 4.5, 4.6 ve 4.7’de verilen sırasıyla CIT, CIT-200 ve CIT-400 numunelerine ait $\ln(\sigma) - 1000/T$ grafiklerini Şekil 4.8’de birleştirirsek değişimin lineer olduğu farklı sıcaklık bölgelerinin eğimi o sıcaklıklara ait olan aktivasyon enerjilerini hesaplamak için kullanılır.



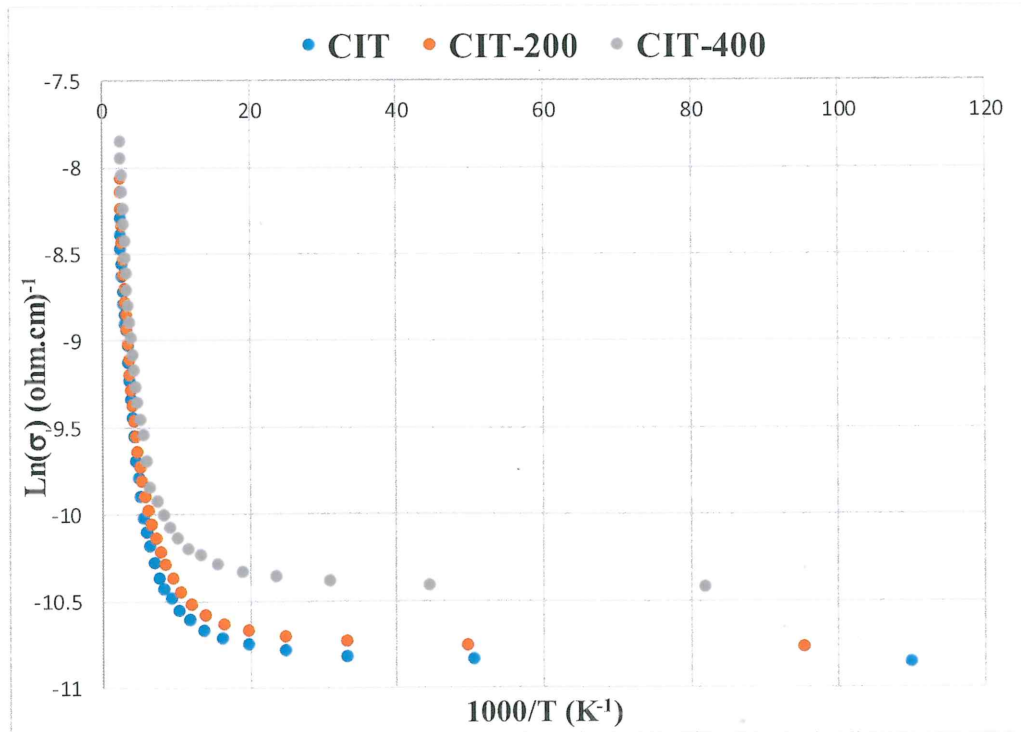
Şekil 4.5: CIT Numunesine ait $\text{Ln}(\sigma)$ - $1000/T$ değişimi



Şekil 4.6: CIT-200 Numunesine ait $\text{Ln}(\sigma)$ - $1000/T$ değişimi



Şekil 4.7: CIT-400 Numunesine ait Ln(σ)-1000/T değişimi



Şekil 4.8: CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait Ln(σ)-1000/T değişimlerinin karşılaştırılması

Elektriksel iletkenlik verilerinin denklem (4.1)'e göre analiz edilmesi sonucu her bir yarıiletken numunenin farklı sıcaklık aralıklarında farklı aktivasyon enerjilerine sahip oldukları görülmüştür. Tüm örnekler için elde edilen aktivasyon enerji değerleri Tablo 4.2'de verilmiştir.

Tablo 4.2: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait aktivasyon enerjileri

Numune	E_{a1} (meV)	E_{a2} (meV)
CIT	35,34 meV (118-360 K)	2,59 meV (50-106 K)
CIT-200	37,50 meV (180-405 K)	3,45 meV (90-170 K)
CIT-400	43,10 meV (230-350 K)	3,70 meV (85-155 K)

Tablo 4.2'yi her numune için ayrı ayrı incelersek; sıcaklık arttıkça aktivasyon enerjisinin arttığı görülmektedir. Bu durum taşıyıcıların termal enerjilerinin artması ile daha derin seviyelerdeki elektronların uyarılarak iletme katkı sağladıklarını göstermektedir. Tabloyu genel olarak ele aldığımızda ise tavlama sıcaklığı arttıkça numunelerin aktivasyon enerjilerinin artıkları gözlenmektedir. Bu durum tavlama ile daha düzenli bir yapıya geçen numunelerin kristal yapıya yaklaştıklarını ifade eder.

4.1.2 Hall Etkisi Ölçüm Sonuçları

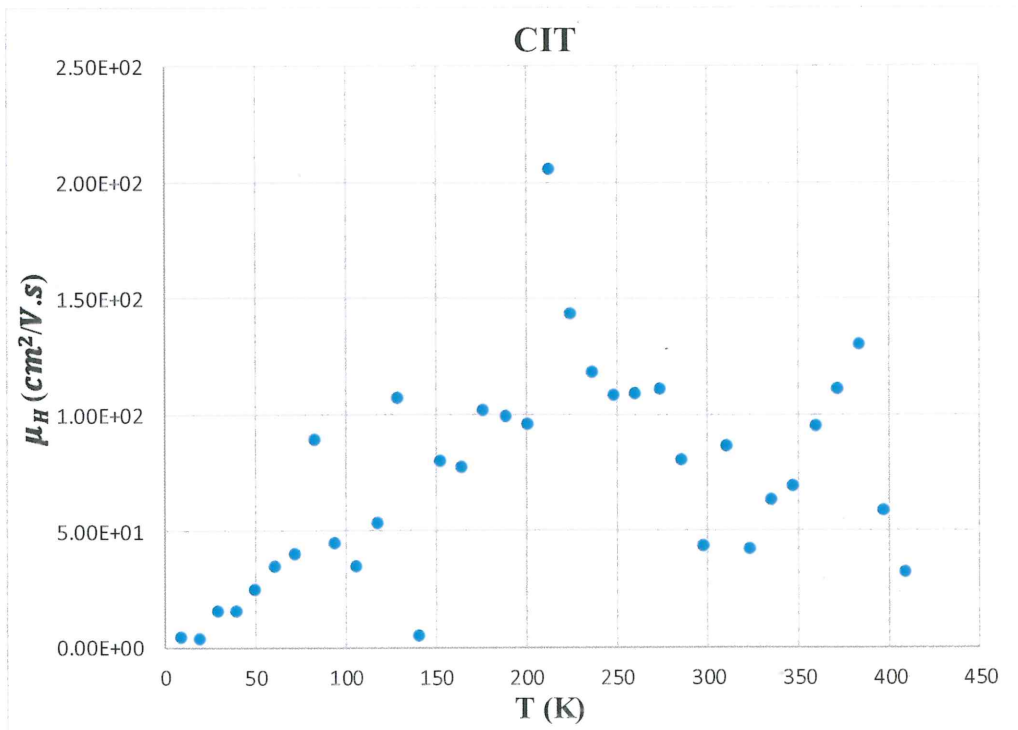
Üretilen yarıiletken incefilmlerin oda sıcaklığında Hall Etkisi ölçüm sonuçları Tablo 4.3'te verilmiştir. Hall etkisi ölçümleri neticesinde, yarıiletken örneklere ait taşıyıcı yoğunluğu (n), Hall voltajı (V_H), taşıyıcı tipi, Hall mobilitesi (μ_H) değerleri elde edilmiştir. Tablodan numunelerin hepsinin p-tipi olduğu görülmektedir. Mobilite değerleri tavlama sıcaklığına bağlı olarak artmıştır.

Tablo 4.3: Oda sıcaklığında CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerinin Hall etkisi ölçüm sonuçları

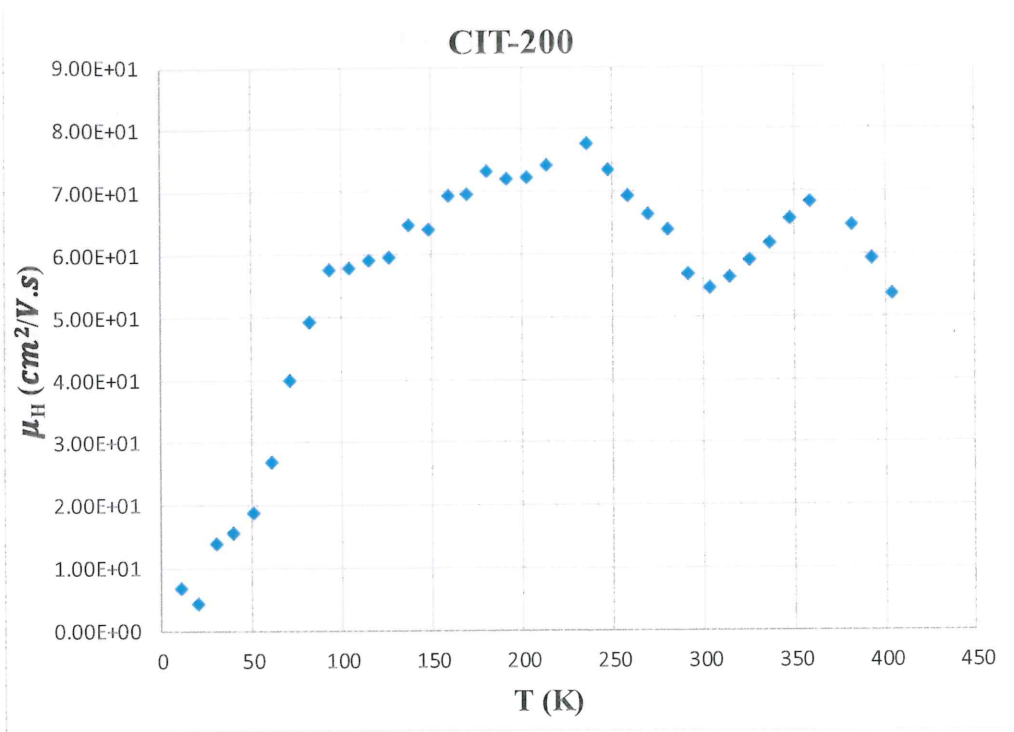
Numune	Sıcaklık (K)	p (cm^{-3})	μ_H ($cm^2/V.s$)	ρ ($\Omega.cm$)	tip
CIT	300	3,09E+17	43,8	2,1	p
CIT-200	300	2,71E+17	54,5	1,9	p
CIT-400	300	2.11E+17	89,1	1,5	p

Şekil 4.9, 4.10, 4.11’de sırasıyla CIT, CIT-200 ve CIT-400 numunelerine ait mobilite, sıcaklık değişim grafikleri verilmiştir. CIT-200 ve CIT-400 için mobilite, sıcaklık değişimlerini Şekil 4.12’de karşılaştırdığımız zaman tavlama sıcaklığına bağlı olarak mobilitede artış meydana geldiğini görebiliriz. Ayrıca CIT numunesinin mobilitesi, CIT-200 ve CIT-400 numunelerinden daha düşük ve düzensizdir.

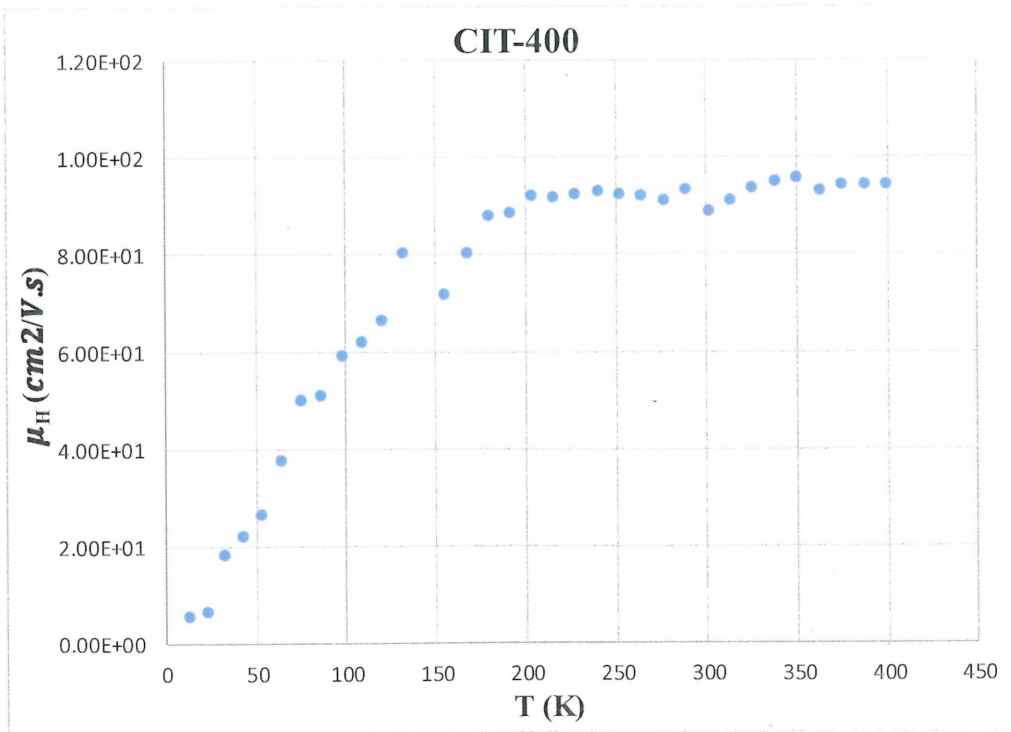
CIT-200 ve CIT-400 numunelerine ait sıcaklık, mobilite grafikleri Şekil 4.13 ve 4.14’te log-log ölçeğinde çizilmiştir. Bu grafikleri Şekil 4.15’te birleştirdiğimizde $\mu \propto T^n$ ifadesinde belirtilen ve sıcaklığın üstel değeri olan n ’i hesaplayabiliriz.



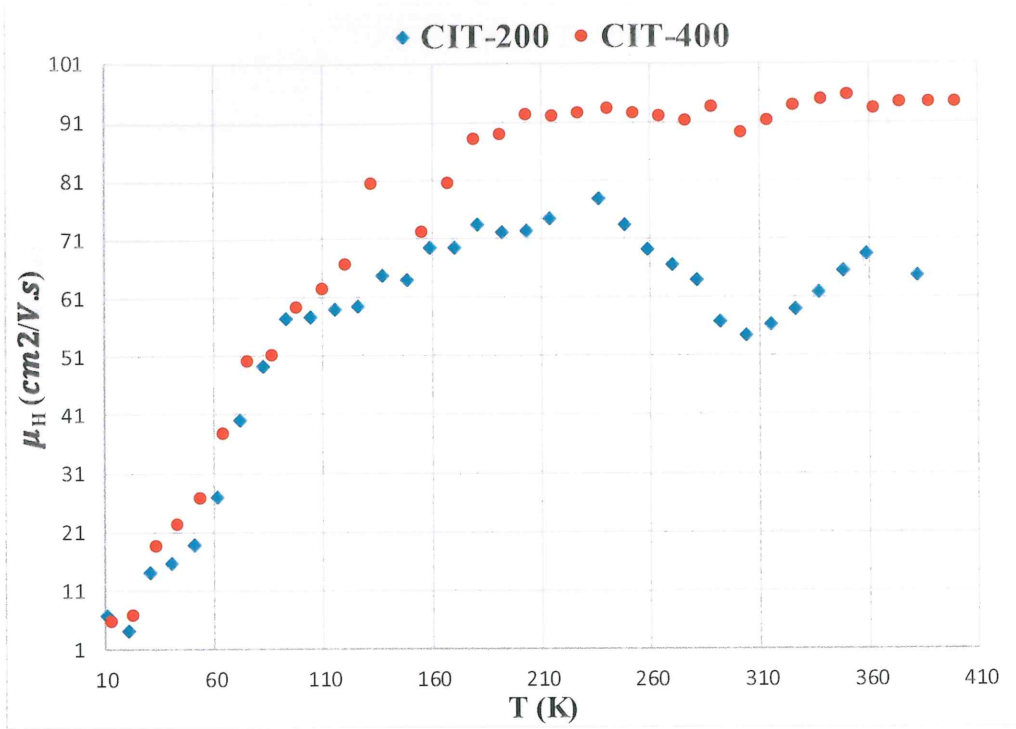
Şekil 4.9: CIT numunesine ait mobilite-sıcaklık değişimi



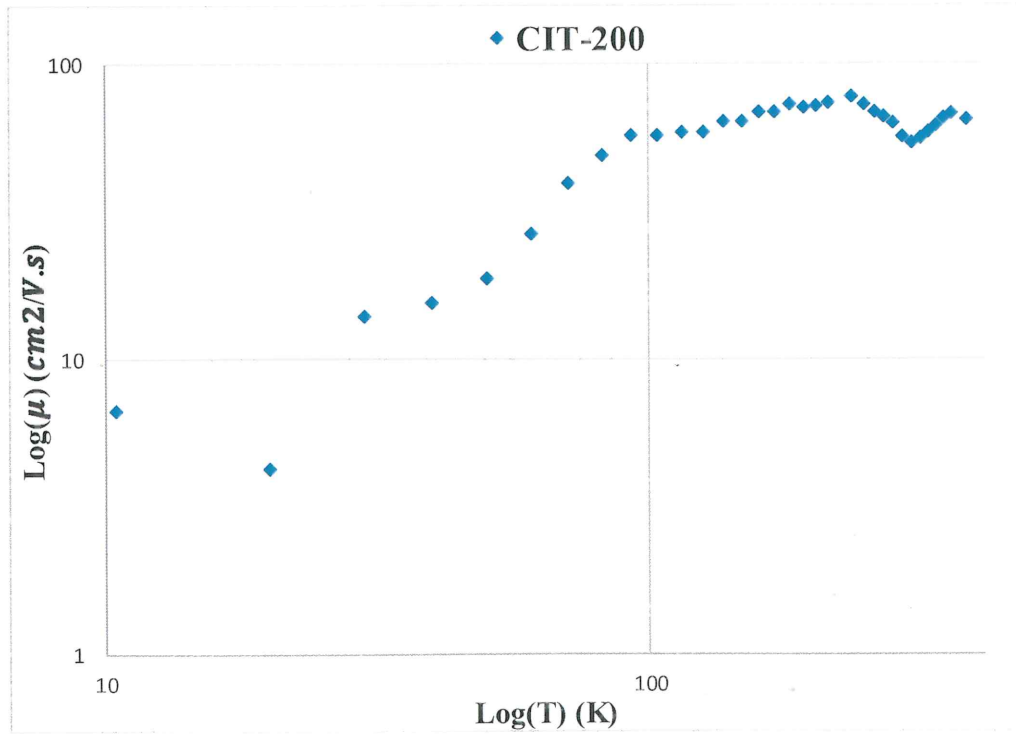
Şekil 4.10: CIT-200 numunesine ait mobilite-sıcaklık değişimi



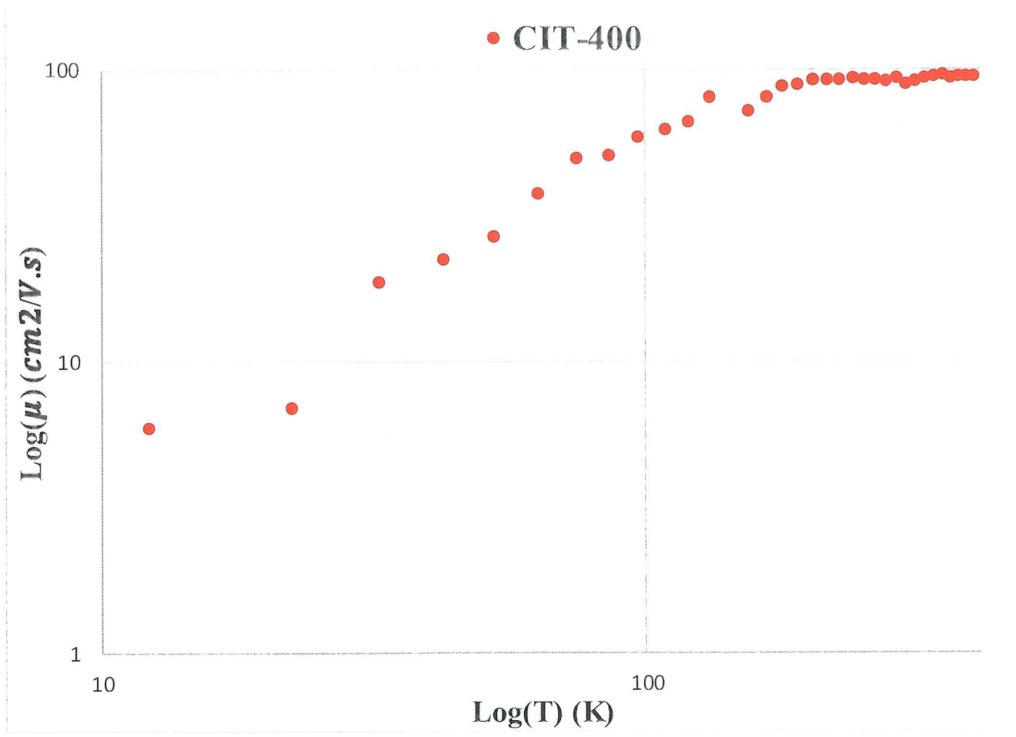
Şekil 4.11: CIT-400 numunesine ait mobilite-sıcaklık değişimi



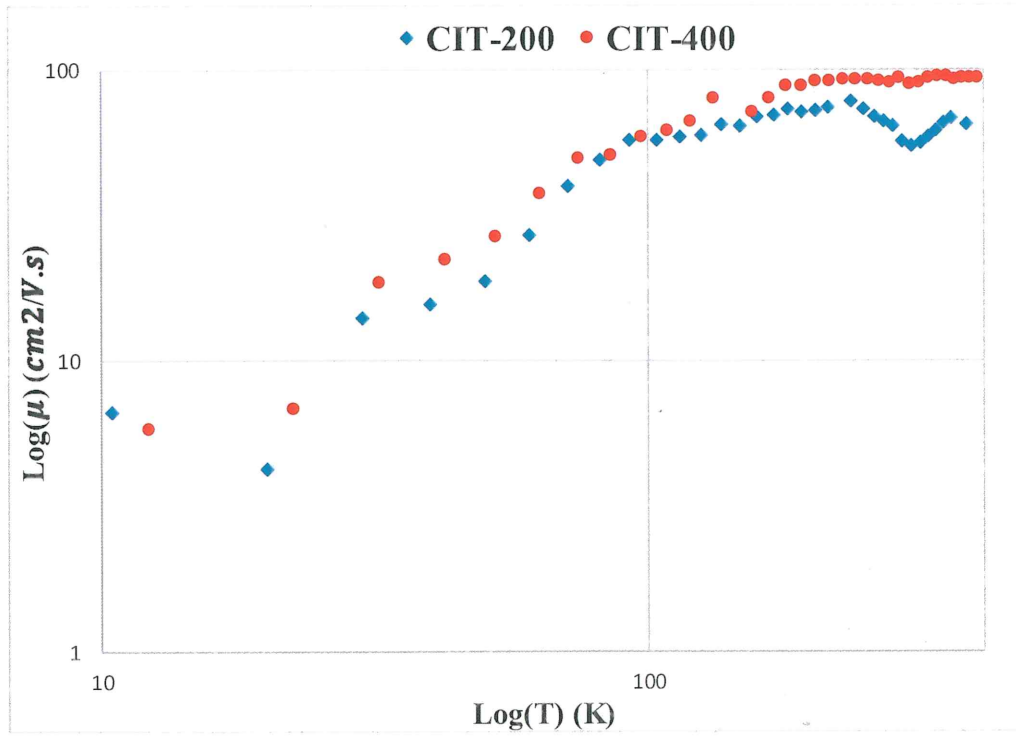
Şekil 4.12: CIT-200, CIT-400 numunelerine ait mobilite-sıcaklık değişimlerinin karşılaştırılması



Şekil 4.13: CIT-200 için Log(μ)-Log(T) değişimi



Şekil 4.14: CIT-400 için Log(μ)-Log(T) değişimi



Şekil 4.15: CIT-200, CIT-400 numunelerine ait Log(μ)-Log(T) değişimi

Tablo 4.4'deki n değerleri, $\mu \propto T^n$ 'de ki saçılma mekanizmalarını belirlemek için kullanılan sıcaklığın üstel bir değeridir ve n 'in aldığı değerlere bağlı olarak incefilmlerin saçılma mekanizmaları hakkında bilgi elde edilmektedir.

Tablo 4.4: CIT, CIT-200, CIT-400 numuneleri için elde edilen n değerleri

Numune	n		
CIT	-	-	-
CIT-200	1,88 (50-100 K)	0,37 (100-240 K)	-1,29 (250-315 K)
CIT-400	1,15 (40-110 K)	0,10 (170-400 K)	-

CIT numunesinde mobilite oldukça kararsız olduğu için bu malzemenin saçılma mekanizmaları incelenememiştir. Numune amorf yapıdadır.

CIT-200 için düşük sıcaklık bölgesinde (50-100 K) n değeri 1,88'dir. Bu durum, baskın saçılma mekanizmasının iyonize safsızlık saçılma mekanizması olduğunu gösterir. Orta sıcaklık bölgesinde (100-240 K) n değeri 0,37 olduğundan bu bölgede nötral donör safsızlık saçılma mekanizmasının etkin saçılma mekanizması olduğu söylenebilir. Yüksek sıcaklık bölgesinde ise (250-315 K) n değeri -1,29 olarak gözlenmiştir. Bu bölgede, baskın olan saçılma mekanizmasının akustik örgü titreşimi (fonon) saçılma mekanizması olduğu görülmektedir.

CIT-400 için düşük sıcaklık bölgesinde (40-110 K) n değeri 1,15' dir. Bu durum, baskın saçılma mekanizmasının iyonize safsızlık saçılma mekanizması olduğunu gösterir. Yüksek sıcaklık bölgesinde (170-400 K) n değeri 0,1 olarak elde edilmiştir. Bu bölgede nötral donör safsızlık saçılma mekanizmasının etkin saçılma mekanizması olduğu söylenebilir.

4.2 CuInTe₂ İnce Filmlerinin Optik Özelliklerinin İncelenmesi

4.2.1 Optik Soğurma Ölçüm Sonuçları

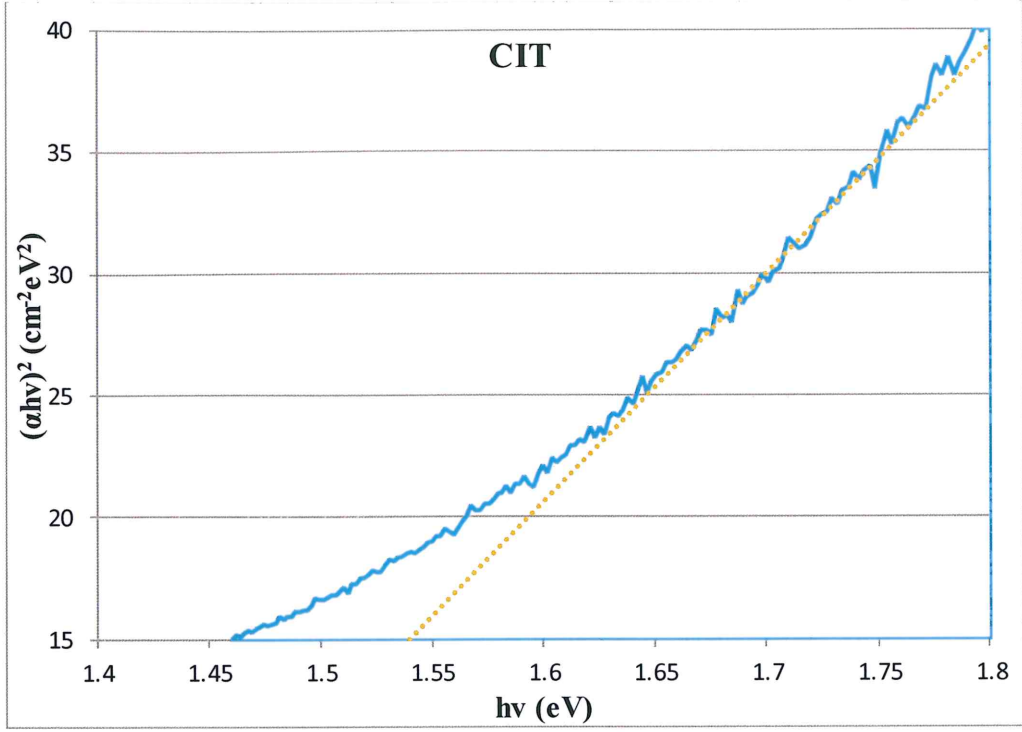
Yarıiletken numunelerin oda sıcaklığında yasak enerji aralıklarını belirlemek için soğurma spektrumu kullanılmıştır. Ölçüm verileri ile optik bant aralığını belirlemek amacıyla $(\alpha h\nu)^n - h\nu$ grafikleri doğrudan geçiş için $n=2$ ve dolaylı geçiş için $n=1/2$ alınarak analiz edilmiştir. Yapılan analiz sonucunda numunelerin bant yapılarının $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ ilişkisine uyduğu ve tüm örneklerin doğrudan geçişli bant aralığına sahip olduğu belirlenmiştir. Elde edilen yasak enerji aralıkları Tablo 4.5'te verilmiştir.

Tablo 4.5: CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait yasak enerji aralıkları

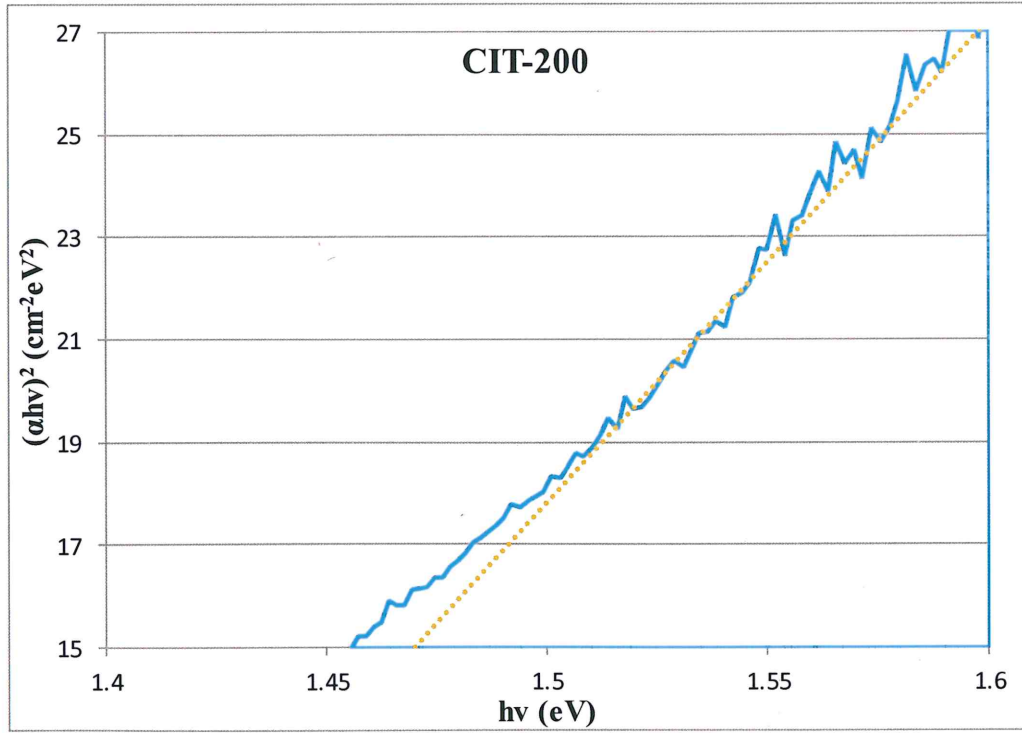
Numune	Yasak Enerji Aralığı (eV)
CIT	1,54
CIT-200	1,47
CIT-400	1,42

Tablo 4.5'te görüldüğü üzere, tavlama sıcaklığına bağlı olarak yasak enerji aralığında azalma meydana gelmiştir.

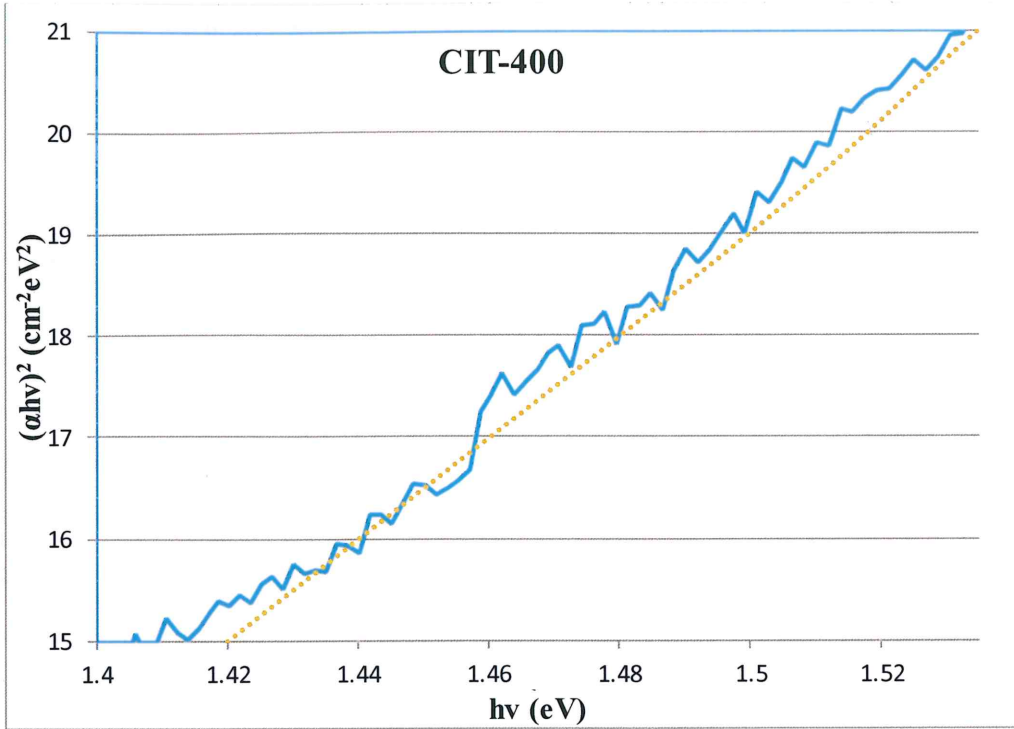
Aşağıda gösterilen Şekil 4.16, 4.17 ve 4.18 de sırasıyla CIT, CIT-200 ve CIT-400 numunelerine ait oda sıcaklığında 190-1100 nm dalga boyu aralığında temel soğurma spektrumu $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi $h\nu$ 'ye göre değişim grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.16: CIT için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişim grafiği



Şekil 4.17: CIT-200 için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişim grafiği



Şekil 4.18: CIT-400 için soğurma katsayısının foton enerjisine göre değişim grafiği

4.2.2 Fotoiletkenlik Ölçüm Sonuçları

80-350 K sıcaklık aralığında CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait $\ln(\sigma) - 1000/T$ grafikleri sırasıyla; Şekil 4.19, 4.20 ve 4.21'de gösterilmiştir. Numunelerin hepsine ölçüm esnasında 40 V gerilim uygulanmıştır.

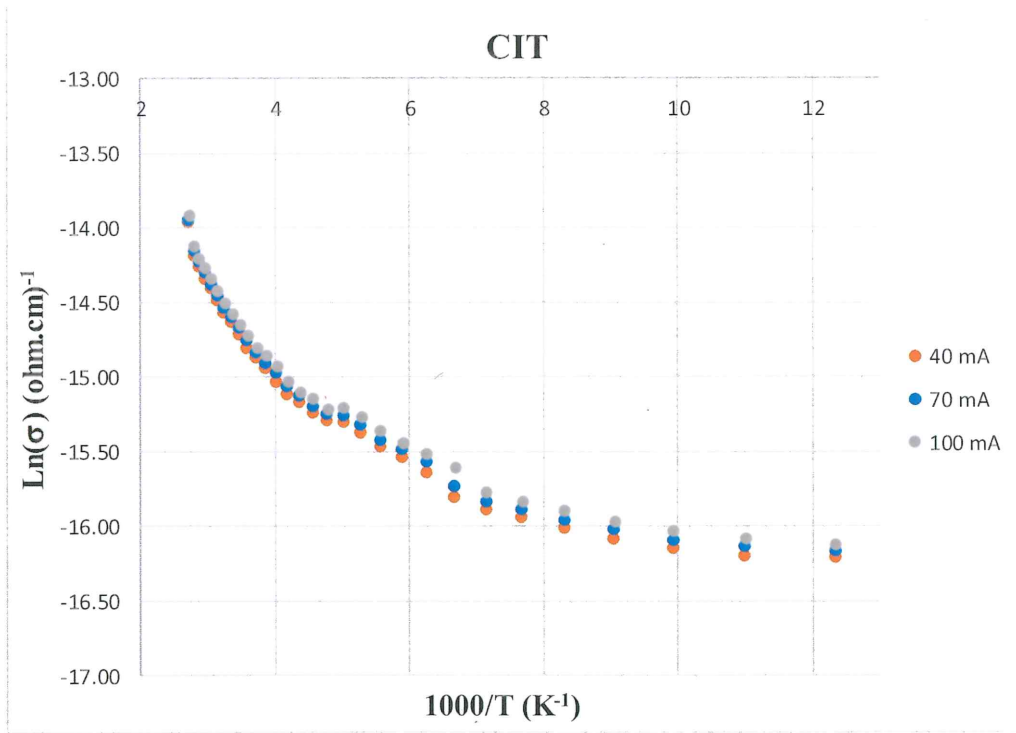
CIT numunesinde bütün sıcaklık bölgeleri için ışık şiddetinin iletkenliğe belirgin bir etkisi görülmemektedir. Bu numunede ışık şiddetine bağlı bir iletkenlik artışından ziyade sıcaklığa bağlı iletken artışı daha baskındır. Bunun sebebi bu numunenin amorf yapıda olması ve yapısında lokalize olmuş tuzak seviyeleri barındırmasıdır.

CIT-200 numunesinde, CIT numunesine oranla düşük sıcaklık bölgelerinde ışık şiddetinin fotoiletkenliğe katkısı daha fazladır. Sıcaklık arttıkça bu numunede de ışık şiddetinin iletkenliğe etkisi giderek azalmaktadır. Bunun sebebi sıcaklık arttıkça iyonize olan tuzak seviyelerinden iletkenliğe gelen katkının azalması ve iletkenlikte belirgin bir değişme olmamasıdır. Tavlama etkisiyle filmlerin daha düzenli bir yapıya

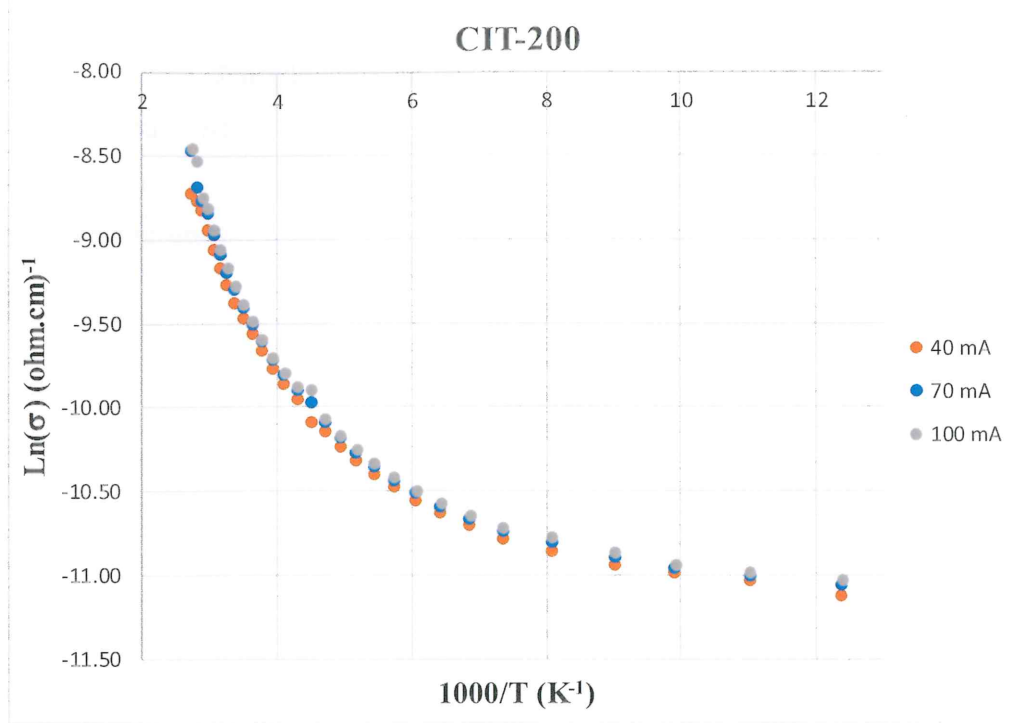
ulaşması ve tuzak seviyelerinin azalmasından dolayı foto duyarlılıkta bir azalma görülmektedir.

CIT-400 numunesi ise özellikle düşük sıcaklık bölgelerinde ışık şiddetine karşı daha belirgin bir duyarlılık göstermektedir. Fakat yüksek sıcaklık bölgelerinde tıpkı CIT-200 numunesinde olduğu gibi foto duyarlılıkta azalma görülmektedir.

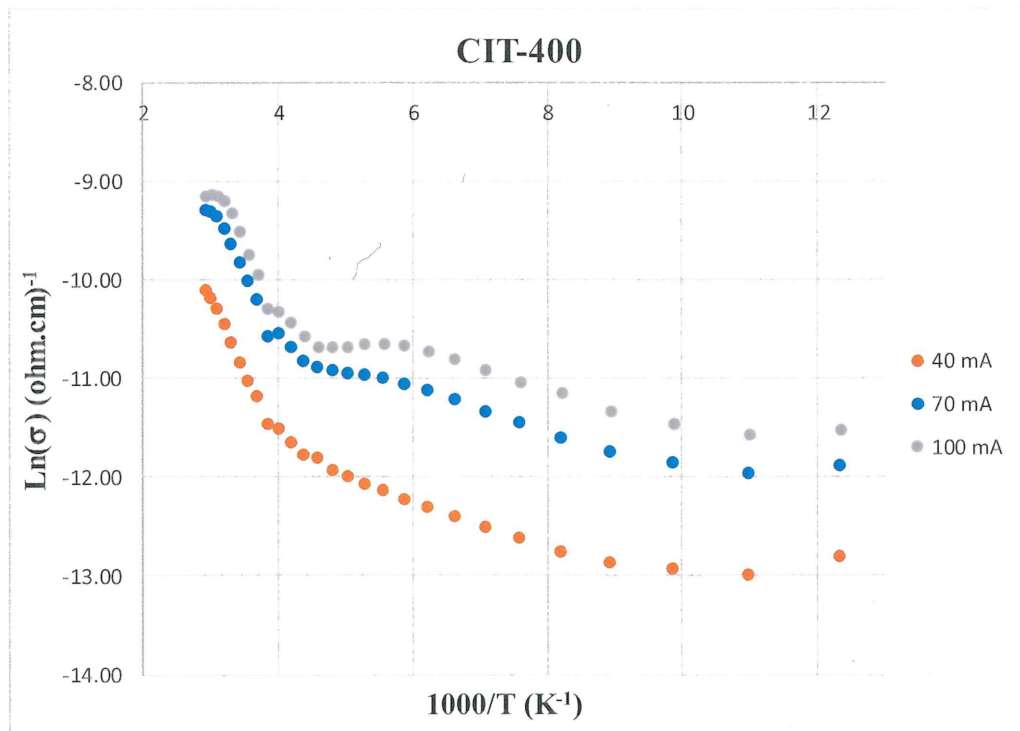
Fotoiletkenliğin ışık şiddetine bağımlılığı dengede olmayan foto-taşıyıcıların yeniden birleşme mekanizmaları ile açıklanır (Kamaç 2013). Yeniden birleşme merkezlerinin karakteristiği, fotoakım-ışık şiddeti bağımlılığının farklı sıcaklıklarda ölçülmesi ile elde edilebilir. Fotoakım-ışık şiddeti değişimi CIT, CIT-200 ve CIT-400 için farklı sıcaklıklarda sırasıyla Şekil 4.22, 4.23 ve 4.24'te verilmiştir.



Şekil 4.19: Farklı ışık şiddetlerinde CIT numunesine ait fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

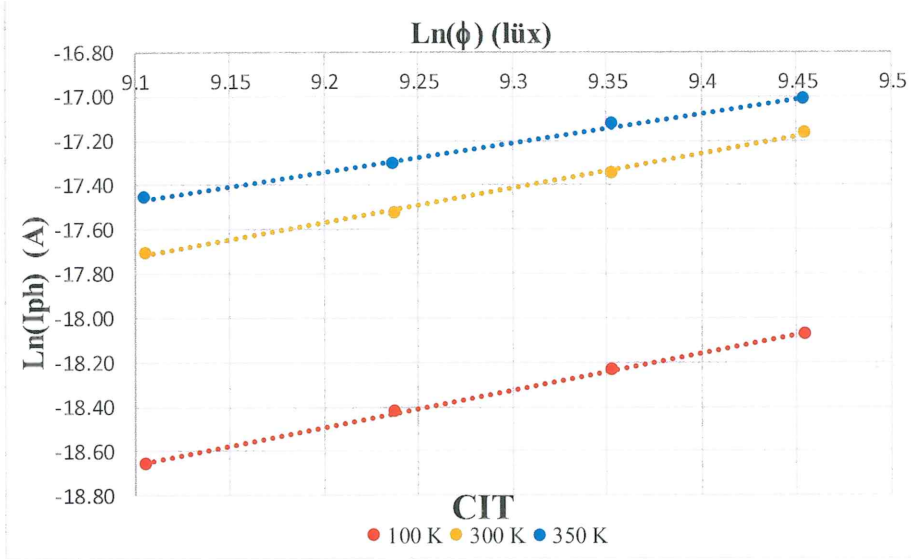


Şekil 4.20: Farklı ışık şiddetlerinde CIT-200 numunesine ait fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

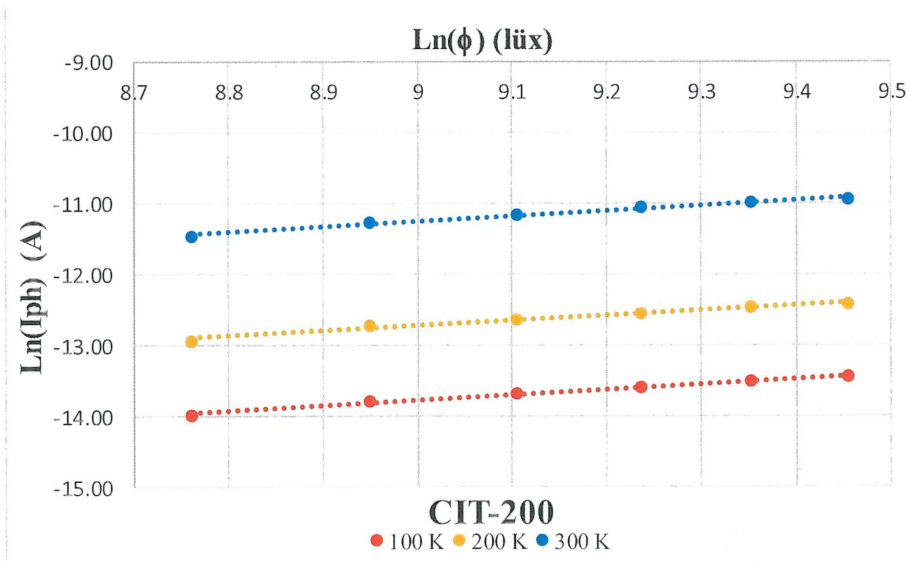


Şekil 4.21: Farklı ışık şiddetlerinde CIT-400 numunesine ait fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

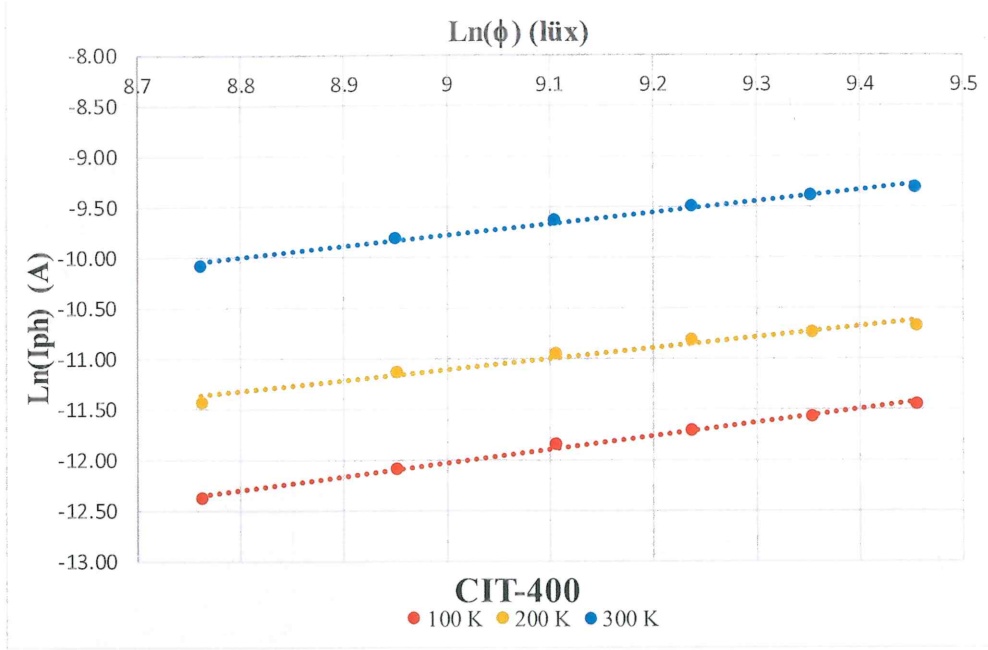
Fotoakımla ışık şiddeti arasındaki ilişki $I_{ph} \sim \phi^n$ şeklindedir (Bube 1960). Burada n değeri, dengede olmayan taşıyıcıların yeniden birleşme mekanizmasının bir fonksiyonudur. Şekil 4.22, 4.23 ve 4.24'te sırasıyla CIT, CIT-200 ve CIT-400 numunelerine ait farklı sıcaklık bölgelerindeki fotoakım-ışık şiddeti değişim grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.22: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT numunesine ait fotoakım-ışık şiddeti değişim grafiği



Şekil 4.23: Farklı sıcaklık bölgelerinde CIT-200 numunesine ait fotoakım-ışık şiddeti değişim grafiği



Şekil 4.24: Farklı ışık şiddetlerinde CIT-400 numunesine ait fotoakım-ışık şiddeti değişim grafiği

$I_{ph} \sim \phi$ grafiklerinin eğimleri n değerlerini vermektedir. CIT, CIT-200 ve CIT-400 için n değerleri Tablo 4.6'da verilmiştir.

Tablo 4.6: Farklı sıcaklıklarda CIT, CIT-200, CIT-400 numunelerine ait n değerleri

Numune	n		
CIT	1,67	1,55	1,30
	(100 K)	(300 K)	(350 K)
CIT-200	0,77	0,72	0,75
	(100 K)	(200 K)	(300 K)
CIT-400	1,33	1,08	1,11
	(100 K)	(200 K)	(300 K)

Eğim değerlerinin 1 olması monomoleküler yeniden birleşme mekanizması, 0,5 olması bimoleküler yeniden birleşme mekanizmasına karşılık gelmektedir. Eğim değerlerinin 1 den büyük olması, yasak enerji aralığında sınırlandırılmış safsızlık durumlarının sürekli veya yaklaşık sürekli bir dağılımını gösterir.

4.3 CuInTe₂ İnce Filminin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi

1100 °C’de sentezlenen CuInTe₂ filmlerinden, tavlama işlemi uygulanmayan CIT numunesi için yapılan yüzey analizi çalışmasına ait taramalı elektron mikroskobu (SEM) görüntüsü Şekil 4.25’te verilmiştir. 3 kV hızlandırma gerilimi ve 20.000 büyütme oranı ile elde edilen SEM görüntüsünde numune yüzeyinin homojen görünümüne sahip olduğu görülmektedir.



Şekil 4.25: CIT numunesine ait SEM görüntüsü

Tablo 4.7’de verilen CIT numunesine ait EDS ölçümleri incelendiğinde yarıiletken bileşiğin içerisinde Cu, In, Te haricinde başka kirlilik atomlarına rastlanılmamıştır. EDS ölçümlerinde genelde yüzey ve yüzeye yakın film kompozisyonu incelendiği için, tablodaki oranlara bakarak Cu atomlarının film derinliğinde kümelenildiğini (segregation) ve yüzeye yakın bölgelerde daha az oranda bulunduğunu söyleyebiliriz.

Tablo 4.7: CIT numunesine ait EDS analizi

Element	Yüzdece Ağırlık %	Atomik Ağırlık %
Cu	4,66	8,67
In	29,85	30,71
Te	65,48	60,62

5. SONUÇLAR

Bu çalışmada termal buharlaştırma yöntemi ile soğuk altaş üzerine büyütülmüş I-III-VI sınıfına ait CuInTe_2 ince filmlerinin farklı tavlama sıcaklıklarında yapısal, elektriksel ve optik özellikleri araştırılmıştır.

Sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümlerinden CIT, CIT-200 ve CIT-400 filmlerinin iletkenliklerinin sıcaklıkla üstel olarak değiştiği ve elde edilen ince filmlerin 10-400 K sıcaklık aralığında yarıiletken karaktere sahip oldukları belirlenmiştir. 10-400 K sıcaklık aralığında tavlama sıcaklığının numunelerin iletkenliklerinde artışa sebep olduğu gözlemlenmiştir. CIT, CIT-200 ve CIT-400 ince filmlerinin $\ln(\sigma)$ -1000/T grafiklerinin eğimlerinden yararlanarak filmlerin farklı sıcaklık bölgelerinde ki aktivasyon enerjileri hesaplanmıştır. Bu sonuçlara göre tavlama sıcaklığı arttıkça filmlerin amorf yapıdan kristal yapıya doğru geçiş eğiliminde olduklarını ve buna bağlı olarak aktivasyon enerjilerinin arttığı gözlemlenmiştir.

CIT, CIT-200 ve CIT-400 ince filmlerinin Hall etkisi ölçüm sonuçlarına göre p-tipi iletkenliğe sahip oldukları tespit edilmiştir. Numunelerin oda sıcaklığında taşıyıcı yoğunluğunun tavlama sıcaklığı arttıkça azaldığı görülmüştür. Mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi incelendiğinde, tavlama sıcaklığına bağlı olarak mobilite değerlerinin arttığı gözlemlenmiştir. $\mu \propto T^n$ ifadesi ile CIT-200 ve CIT-400 numunelerine ait farklı bölgelerde ki baskın saçılma mekanizmaları analiz edildiğinde; CIT-200 numunesi için düşük sıcaklık bölgesinde baskın saçılma mekanizmasının iyonize safsızlık saçılma mekanizması, orta sıcaklık bölgesinde nötral donör safsızlık saçılma mekanizması ve yüksek sıcaklık bölgesinde ise akustik örgü titreşimi (fonon) saçılma mekanizması olduğu görülmüştür. CIT-400 numunesi için düşük sıcaklık bölgesinde baskın saçılma mekanizmasının iyonize safsızlık saçılma mekanizması ve yüksek sıcaklık bölgesinde nötral donör safsızlık saçılma mekanizmasının etkin saçılma mekanizması olduğu belirlenmiştir.

Numunelerin yasak enerji aralıklarını belirlemek amacıyla 190-1100 nm dalga boyu aralığında oda sıcaklığında yapılan optik soğurma ölçümleri incelendiğinde filmlerin direk geçişli bant yapısına sahip oldukları ve tavlama sıcaklığının artmasıyla yasak enerji aralığının belirgin bir şekilde azaldığı belirlenmiştir. CIT numunesi için

oda sıcaklığında bant aralığı 1,54 eV, CIT-200 için 1,47 eV ve CIT-400 için 1,42 eV olarak elde edilmiştir.

CIT, CIT-200 ve CIT-400 ince filmlerinin 80-350 K sıcaklık aralığında ışık şiddetine karşı duyarlılıkları incelenmiş ve ışık şiddetine bağlı olarak her sıcaklık bölgesinde numunelerin iletkenliklerinin arttığı tespit edilmiştir. Işık şiddetine en az duyarlı olan numunenin CIT, en fazla duyarlı olan numunenin ise CIT-400 olduğu gözlenmiştir.

CIT numunesi için yapılan SEM ve EDS çalışmalarında bileşiğin yapısında Cu, In ve Te haricinde bir kirlilik atomunun bulunmadığı görülmüş ve Cu atomunun yüzeyden daha uzak derin bölgelerde kümelendiği tespit edilmiştir.

6. KAYNAKLAR

Allakhverdiev, K. R., Gasymov G., Ismailov A., Salaeva, Z. and Mikailov, F., “The Influence of Hydrostatic Pressure on the Electrical Conductivity and Hall Effect of CuInTe_2 Crystals”, Journal of Applied Spectroscopy, phys. stat. sol. (b) 211, 571, 1999.

Arabacı E., “ZnS Yarıiletken Bileşiminin Spray Pyrolysis Yöntemi ile Elde Edilmesi”, Yük. Lis. Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Eskişehir, 2001.

Askeland, D. R., Malzeme bilimi ve mühendislik malzemeleri, (Çev. M. Erdogan), Cilt 2, Nobel Yayın Dağıtım Ltd. Şti., Ankara, 1998.

Barden, J. and Shocley, W., “Deformation potentials and mobilities in non polar crystals”, Phys. Rev., 80(1): 72-80, 1950.

Bedeaux, D. and Mazur, P., The Physics of Instabilities in Solid State Electron Devices, Physica 86a, 355, 1977.

Fox, A. M., Behan, A. J., Neal, J. R., Ibrahim, R. M., Mokhtari, A., Ziese, M., Blyte, J. and Gehring, G. A., Magneto-optical and transport studies of ZnO-based dilute. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 310, Pages 2158-2160, 2007.

Berger, H., Böer, K. W. and Weber, E. H., “Ein Beitrag Zur Klärung Der Spektralen Verteilung Der Photoleitung Von Cds Einkristallen” Monatsberichte DAW 2.2, Pages 95-101, 1961.

Bilgin, V., ZnO Filmlerinin Elektriksel, Optik, Yapısal ve Yüzeysel Özellikleri, Üzerine Kalay Katkısının Etkisi, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 165 s. (yayınlanmamış), 2003.

Bostancı, H., Amorf InTe Yarıiletken Malzemesinin Fiziksel Özelliklerinin Araştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ, 2006.

Boustani, M., Bekkay, T., Assali, K., Kahira, A and Dreesen, L., “Characterization of CuInTe_2 thin films prepared by flash evaporation”, Semicond. Sci. Technol. 12 P: 1658–1661, 1997.

Brennan, K. F., The Physics of Semiconductors, Cambridge University Press, England, 1999.

Brodsky, M. H., Amorphous Semiconductors, Springer Verlag, Berlin, 1979.

Brooks, H., Advances in Electronics and electron Physics”, edited by L., Marton, Academic., New York, 21-29, 1955.

Brundle, C. R., Evans, C. and Shaun, W., Ebcyclopedia of Materials Characterizatın, Butterworrrth - Heinemam, ISBN [0-7506-9168-8], 1992.

Bube, R. H., Photoconductivity of Solids, John Wiley & Sons Inc., London, 1970.

Busch, G., “Early history of the physics and chemistry of semiconductors from doubts to fact in a hundred years”, Eur. J. Phys., vol. 10, no. 4, pp. 254–263, 1989.

Cankuş A. G., MBE ile Büyütülen Si delta-katkılı GaAs'nin Elektriksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2007.

Cullity, B. D., X-ışınlarının difraksiyonu, (Çev. A. Sümer), İstanbul Teknik Üniversitesi Yayınları, İstanbul, 1966.

Çayır, T., Nio Yarıiletken ince filmlerinin sırlar tekniği ile büyütülmesi, yapısal, optik ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Erzincan Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2012.

Çolakoğlu, T., The Effect of Post-Annealing Process On The Physical Properties of Silver-Indium-Selenium Ternary Semiconductor Thin Films Deposited by E-Beam Technique, Doktora Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2009.

Eckertova, L., Pysics of Thin Films, Plenum Press, New York and London, 340 s, 1986.

Erginsoy, C., Neutral impurity scattering in semiconductors, Phys. Rev. 79: 1013-1094, 1950.

Flegler, S. L., Heckman, J. and Klomprens, L., Scanning and Transmission Elektron Microscopy: An Introduction, Oxford Univ. Press, ISBN [0-19-510751-9], 1993.

Garcia-Cuence, Varella, M., Fontcuberta, J. and Herranz, G., Physical vapor deposition of functional complex oxides: Mechanisms of epitaxy and

self-organization of low-dimensional structures, IV Reunión Nacional de Física del Estado Sólido (GEFES), Alicante (Spain), 1984.

Göde, F., Kimyasal Depolama Yöntemi ile Elde Edilen ZnS Yarıiletken Filmlerin Yapısal, Optik ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir, 2007.

Gölcür, D., CdInTe İnce Filmlerinin Elektriksel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Denizli, 2012.

Gündem, E. Ü., Electrical and Optical Properties of Amorphous Semiconducting a-Si:/A-SiN_x: H Multilayer Films, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi, Ankara, 2001.

Huş, M. Ş., Physical Properties of CdSe Thin Films Produced by Thermal Evaporation and E-Beam Techniques, Yüksek Lisans Tezi, Middle East Technical University Physics Department, Ankara, 2006.

Ilgaz, A., GaN/AlGaN Hemt Yapılarda Saçılma Mekanizmaları, Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Fakültesi, Balıkesir, 2005.

Ishii, T. and Kambe, N., "The Crystal Growth of BEDT-TTF Complexes with Linear Chain Anions", Physica B, 143, 293-295, 1986.

Jenniches, H. J., Spin Electronics, Edited by M.J. Thornton, M. Ziese, Lecture Notes in Physics, vol. 569, p.172, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, 2001.

Kamaç, Y., CuGaTe₂ İnce Filmlerinin Elektriksel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Denizli, 2013.

Kaplan, R., Optically Modulated Photoconductivity Studies on Amorphous Semiconductors, Doktora Tezi, University of Sheffield, Sheffield, 1993.

Karabulut, O., Structural, Electrical and Optical Characterization of N-and Si Implanted GaSe Single Crystal Grown by Bridgman Method, Doktora Tezi, Ortadoğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2003.

Kittel, C., Katılmal Fiziğine Giriş, (Çevr. B. Karaoğlu), Güven Yayınları, İstanbul, 1996.

Kurustok, J., Grossberga, M., and Jagom, A., “Photoluminescence studies of heavily doped CuInTe₂ crystals”, Elsevier, Physica B 337 P 369–374, Tallin, 2003.

Laeri, F., Ullrich, S., Wark, M. and Schüth, F., “Host Guest Systems Based on Nanoporous Crystals”, Weinheim, Wiley, 2003.

Mckelvey, J. P., Solid State and Semiconductor Physics, Harper & Row Pres, New York, 1966.

Mobarak, M. and Shaban, H. T., Characterization of CuInTe₂ crystals, Elsevier, Materials Chemistry and Physics B 147 P 439-442, South Valley University, Qena, 2014.

Mott, N. F., Conduction in glasses containing transition metal ions, J. Non-Cryst. Solids, 11-17, 1968.

Mott, N. F. and Davis, E. A., Electronic Processes in Non – Crystalline Materials, Clarendon Press Oxford University, London, 1971.

Nadeem, M. Y. and Ahmed, W., Optical Properties of ZnS Thin Films, Turk J. Phy. 24: 651- 659, 2000.

Nag, B. R., Electron Transport in Compound Semiconductors, Springer-Verlay, Berlin, 1980.

Natsume, Y. and Sagata, H., Direct synthesis and characterization of optically transparent conformal zinc oxide nanocrystalline thin films by rapid thermal plasma CVD, Phys. Stat. Sol. A 148, 485, 1995.

Ohring, M., The Materials Science of Thin Films, Academic Press, San Diego, 1992.

Omar, M. A., Elementary Solid Sta. Rustresistant potatoes, United Kingdom Patent, Node Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc, Menlo Park California, 1975.

Orton, J., The Story of Semiconductors, Oxford University Press Inc., New York, 2004.

Özkan, M., Termoiyonik Vakum Ark (TVA) Tekniği ile II-VI Grubu Bazı Yarıiletken Bileşiklerin İnce Filmlerinin Üretilmesi ve Bazı Fiziksel

Süvüt, H. H., Değişik Yöntemlerle Elde Edilen CdS'in Optik ve Elektriksel Özelliklerinin Karşılaştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir, 2005.

Sze, S. M., Physics of Semiconductors Devices, John Wiley and Sons. 523 s. New Jersey, 1985.

Şahin, M., Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Güneş Pillerinde Fotoiletkenlik Çalışmaları, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri, 1999.

Taner, A., Sılar Yöntemi ile ZnO Yarıiletken Filminin Elde Edilmesi ve Bazı Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir, 2010.

Volger, J., Note on the Hall Potential Across an Inhomogeneous Conductor, Phys. Rev., 79, 1023, 1950.

Yacobi, B. G., Semiconductor Materials, Kluwer Academic Publishers, New York, 2003.

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

Yüksel, Z. M., Ticari Yarı-İletken Karakteristiklerinin Simülasyonu Ve Deneysel Analizlerinin Karşılaştırılması, Yüksek Lisans Tezi, Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Denizli, 2014.

Zor, M., Spray-Pyrolysis ile Elde Edilen AgInSn₂ Bileşiğinin Bazı Fiziksel Özellikleri, Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi, Ankara, 1982.

7. ÖZGEÇMİŞ



Adı Soyadı

:Fatih AŞKIN

Doğum Yeri ve Tarihi

:10.06.1985

Lisans Üniversite

:Pamukkale Üniversitesi

Elektronik posta

:fatihaskin@msn.com

İletişim Adresi

:Manastır Yolu Caddesi Zambak Apartmanı
No:36/4 Tuzla/İstanbul