

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE BÜYÜTÜLEN SN KATKILI ZNO FİMLERİN
ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Elif ÖZTÜRK

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2017**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Elif ÖZTÜRK tarafından hazırlanan “Püskürtme Yöntemiyle Büyütülen Sn Katkılı ZnO Filmlerin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi” adlı tez çalışması 15.06.2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Tülay SERİN
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı



Jüri Üyeleri:

Başkan : Prof. Dr. Aytunç ATEŞ
Yıldırım Beyazıt Üniversitesi Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi
Enerji Sistemleri Mühendisliği Bölümü



Üye : Prof. Dr. Tülay SERİN
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı



Üye : Prof. Dr. Mehmet KABAK
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı



Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Atila YETİŞEMİYEN
Enstitü Müdürü

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

15.06.2017


Elif ÖZTÜRK

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE BÜYÜTÜLEN SN KATKILI ZNO FİMLERİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Elif ÖZTÜRK

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Tülay SERİN

Bu tez çalışmasında katkısız ve Sn katkılı ZnO filmler cam alt tabakalar üzerinde, 400°C’de püskürtme yöntemi kullanılarak kaplanmıştır. ZnO filmlerin katkılama oranları sırasıyla %3, %5 ve %10’dur. Filmlerin yapısal özellikleri X ışını kırınım yöntemi yardımıyla ve optiksel özellikleri UV-Vis geçirgenlik spektrumundan yararlanılarak incelenmiştir. Bu filmlerin elektriksel iletkenlik özellikleri ise iki nokta yöntemi kullanılarak 125-300K sıcaklık aralığında iletkenlik değerleri belirlenerek incelenmiştir.

X-ışını kırınım spektrumlarından katkısız ve Sn katkılı ZnO filmlerin hekzagonal wurtzite polikristal yapıda olduğu belirlenmiştir. Katkısız, %5 ve %10 Sn katkılı ZnO filmlerin tercih edilmiş yönelimi (100) düzlemidir, %3 Sn katkılı ZnO filmlerin ise tercih edilmiş yönelimi (002) düzlemidir. Sn katkı oranı arttıkça grain boyutunun azaldığı, kusur oranının arttığı, mikrozorlamanın azaldığı ve dislokasyon yoğunluğunun azalması ile kristalleşmenin daha iyi olduğu gözlenmiştir. Katkısız ZnO’nun optiksel bant aralığı 3.23eV’ dan Sn katkısı arttıkça katkılı ZnO filmlerin optiksel enerji bant aralığı 3.14 eV’ a azalmıştır.

Filmlerin sıcaklığa bağlı iletkenlik datalarının incelenmesi ile katkısız ve Sn katkılı ZnO filmlerin aktivasyon enerjileri 125-165K sıcaklık aralığında 7,5-20 meV ve 170-300K sıcaklık aralığında ise yaklaşık 17-39 meV bulunmuştur. Elektriksel iletim mekanizmaları sırasıyla, 125-165K sıcaklık bölgesinde Efros-Shklovskii iletim mekanizmasına ve 170-300K sıcaklık bölgesinde Mott’un değişken iletim mekanizmasına uyduğu belirlenmiştir.

Haziran 2017, 73 sayfa

Anahtar Kelimeler: Püskürtme tekniği, çinko oksit, elektriksel özellik, optiksel özellik, katkılama, ince film, Mott-VRH, ES-VRH.

ABSTRACT

Master Thesis

THE INVESTIGATION OF ELECTRICAL PROPERTIES OF SN DOBED ZNO DEPOSITED BY MEANS OF SPRAY METHOD

Elif ÖZTÜRK

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof. Dr. Tülay SERİN

In this thesis, undoped and Sn-doped ZnO films were grown on glass sublayers at 400°C by spraying technique. The doping ratios of ZnO films are 3%, 5% and 10%, respectively. The structural properties of these films with X-ray diffraction patterns and the optical properties of these films with by UV-Vis-NIR were examined. The electrical conductivity properties of these films were examined by determined of conductivity values in 125-300K temperature range with two point process.

The X-ray diffraction patterns of the films were investigated and it was seen that the films are polycrystalline structure with hexagonal wurtzite-type structure of ZnO. It is observed that are the preferential orientation at the (100) plane of undoped, 5% and 10% Sn-doped ZnO films but that at the (002) plane of 3% Sn-doped ZnO films. It is observed the crystallization is better that as the Sn doping ratio decreases, with increasing in the crystallite size, decreasing in defect ratio, increasing in microstrain and decreasing in dislocation density. The optical energy bandgap of Sn-doped ZnO films decreased from the range of 3.23eV to of 3.14eV with increasing Sn doping level.

With investigated of the temperature-dependent conductivity data of the films, the activation energies of undoped and Sn-doped ZnO films were found as 7,5-20 meV in 125-165K temperature range and as 17-39 meV in 170-300K temperature range. The electrical conductance mechanisms in the films were explained by Efros-Shklovskii variable region hopping model in 125-165K temperature range and Mott's variable region hopping model in 170-300K temperature range, respectively.

June 2017, 73 pages

Key Words: Spraying technique, zinc oxide, electrical properties, optical properties, doping, thin film, Mott-VRH, ES-VRH.

ÖNSÖZ VE TESEKKÜR

Tezi hazırlamamda, teorik bilginin deneysel çalışmalar ile incelenerek yorumlanması ve akademik çalışma olarak hayata geçirilmesi konusunda bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan ve zaman ayıran değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Tülay SERİN'e (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı), çalışmalarına destek olan Sayın Doç. Dr. Abdullah YILDIZ' a (Yıldırım Beyazıt Üniversitesi Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi Enerji Sistemleri Mühendisliği Bölümü), laboratuvar çalışmalarımda yardımcı olan Sayın Arş. Gör. Dr. Sibel GÜRAKAR'a (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı), hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman benden esirgemeyen ve fedakârlıkta bulunan her zaman yanımda olan annem Hale ÖZTÜRK, babam Metin ÖZTÜRK, kardeşim Aslıhan Nur ÖZTÜRK ve teyzem Hayal TEKİN'e sonsuz ve içten teşekkürlerimi sunarım.

Elif ÖZTÜRK

Ankara, Haziran 2017

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI	
ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ÖZETLERİ	3
2.1 Yapısal Özellikler	3
2.2 X-Işınları Kristalografisi ve Bragg Yasası.....	3
2.3 Poli-Kristal Yapılar.....	5
2.4 Kristal Yapılarda Kusurlar.....	7
2.4.1 Dislokasyonlar	7
2.4.2 Tane sınırları	9
2.4.3 Oksit kristallerde noktasal kusurlar	10
2.5 Atomik Düzensizliğe Sahip Metal Oksit Yarıiletkenlerde Donör ve Akseptör Seviyelerinin Oluşumu	13
2.6 ZnO Yarıiletken Bileşiklerin Yapısal Özellikleri	23
2.7 Yarıiletkenlerin Optiksel Özellikleri	25
2.8 Filmlerin Kalınlık Hesabı.....	29
2.9 Elektriksel Özellikler	30
2.9.1 Tane Sınırı Modeli	31
2.9.2 En Yakın Komşular Arası Sıçrama Modeli (NNH)	33
2.9.3 Değişken Mesafeli Sıçrama Modeli (VRH)	34
2.9.4 Werner Modeli	37
3. MATERYAL VE YÖNTEM	39
3.1 ZnO Malzemelerin Özellikleri	39
3.2 İnce Film Kaplama Yöntemleri	39
3.3 Püskürtme ile İnce Film Kaplama	40
3.4 Kimyasal Çözeltilerin Hazırlanması ve İnce Filmlerin Kaplanması	41
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	43
4.1 Filmlerin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi	43
4.2 Filmlerin Optiksel Özelliklerinin İncelenmesi	47
4.3 Filmlerin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi	50
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	64
KAYNAKLAR	68
ÖZGEÇMİŞ	73

SİMGELER DİZİNİ

\AA	Angstrom
A^x	Akseptör kusuru
A^*	Etkin Richardson sabiti
C	Metal-yalıtkan geçişi kritik taşıyıcı konsantrasyonu
$^{\circ}\text{C}$	Santigrat derece
D	Grain boyutu
D^x	Donör kusuru
d_{hkl}	X- ışınları arasındaki yol farkı
e'	Elektron
E_F	Fermi enerji seviyesi
E_p	Fonon enerjisi
\vec{E}	Elektrik alan
E_a	Aktivasyon enerjisi
E_1	Elektron sıçramasının aktivasyon enerjisi
E_b	Bariyer enerjisi
ε'	Mikrozorlama değeri
ε	Düşük frekans dielektrik sabiti
ε_0	Havasız ortamdaki dielektrik sabiti
E_g	Yasak enerji bant aralığı
F_M^x	Yabancı atomların metal alt- örgüsündeki nötr altyapı kusuru
F_O^x	Yabancı atomların oksijen alt- örgüsündeki nötr altyapı kusuru
$F(E)$	İletkenlik bandı doluluk oranı
$F_m(E_F^*)$	Fermi integrali
g_D	Donör safsızlık seviyesinin kararlı durum bozulması
g_A	Akseptör safsızlık seviyesinin kararlı durum bozulması
G_e	Işık emilimi
g	Gram
\hbar	Planck sabiti
h^{\bullet}	Deşik
\vec{j}	Elektriksel akım yoğunluğu

$^{\circ}K$	Kelvin
k_e	Sönümlenme katsayısı
k_B	Boltzman sabiti
L_D	Debye perdeleme uzunluğu
M_c	İletkenlik bandındaki eşdeğer minimum değeri sayısı
m_{de}	Elektronların etkin kütle durum yoğunluğu
m_1^*, m_2^*, m_3^*	Elipsoit enerji yüzeylerinin ana eksen boyunca ki etkin kütleleri
M_O^x	M atomlarının oksijen alt- örgüsündeki nötr altyapı kusuru
M_i^x	Nötr metal ara-bölge atomu
m^*	Yüklü taşıyıcının etkin kütlesi
Ni^{2+}	Nikel iyonu
$N(E)$	Durum yoğunluğu
N_D	Donör durum yoğunluğu
N_D^+	Donör iyonize yoğunluğu
N_A	Akseptör durum yoğunluğu
N_A^-	Akseptör iyonize yoğunluğu
n	Elektronların konsantrasyonu
\bar{n}	Karmaşık kırılma indeksi
n_r	Kırılma indisinin gerçek kısmı
n_s	Alt tabaka kırılma indisi
n_f	Film kırılma indisi
N_c	İletkenlik bandı etkin durum yoğunluğu
$N(E_F)$	Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu
O^{2-}	Oksijen iyonu
O_i^x	Nötr oksijen ara-bölge atomu
O_M^x	O atomlarının metal alt-örgüsündeki nötr altyapı kusuru
p	Deşiklerin konsantrasyonu
P_{op}	Işık yoğunluğu
P_o	Dışardan gelen ışık şiddeti
ρ	İletkenin öz direnci
R	Ortamdaki yarıiletken ara-yüzeyin normal yansımaları
R_{Σ}	Toplam yansımaya katsayısı

R_{Mott}	Mott teorisine göre ortalama sıçrama mesafesi
R_{ES}	ES-VRH teorisine göre ortalama sıçrama mesafesi
Sn_{Zn}^x	Kalay atomunun çinko alt- örgüsündeki nötr altyapı kusuru
t	Filmin kalınlığı
T_{Σ}	Toplam geçirgenlik katsayısı
u	İç örgü parametresi
V_M^x	Metal alt-örgüsü içindeki nötr boşluk
V_{Ni}^x	Nikel katyonik alt-örgüsü içindeki nötr boşluk
V_0^x	Oksijen alt-örgüsü içindeki nötr boşluk
V_{gb}	Grain sınırındaki potansiyel bariyer
v	Ortamdaki yayılma hızı
Zn_i^x	Nötr çinko ara-bölge atomu
α, γ, β	Birim hücre vektörleri arasındaki açılar
α'	Soğurma katsayısı
$\beta_{1/2}$	X- ışını pik şiddetinin yarı-maksimum genişliği
θ_B	Kırınım açısı
θ_{hkl}	Bragg yansıma açısı
λ	Dalga boyu
λ_0	Vakumlu ortamın dalga boyu
δ	Dislokasyon yoğunluğu
π	Pi sabiti
σ	Elektriksel iletkenlik
σ_0^l	Sıcaklıktan bağımsız exponensiyel faktör
σ_{Φ}	Gauss dağılımının standart sapması
ξ	Lokalizasyon uzunluğu
Δ_{Mott}	Mott teorisine göre ortalama sıçrama enerjisi
Δ_{ES}	ES-VRH teorisine göre ortalama sıçrama enerjisi
Δ_C	Coulomb aralığı
$\bar{\Phi}$	Ortalama bariyer yüksekliği
%	Yüzde
Ω	Ohm

Kısaltmalar

Cd	Kadmiyum
cm	Santimetre
dk	Dakika
ES-VRH	Efros–Shklovskii VRH iletim modeli
FSHM	X-ışını kırınım deseninde maksimum şiddetin yarısındaki genişlik
JCPDS	Toz Kırınımı Standartları Ortak Komitesi
MO	Metal oksit
Mg	Magnezyum
NiO	Nikel Oksit
NNH	En yakın komşular arası sıçrama modeli
nm	Nanometre
Sn	Kalay
SnO_2	Kalay oksit
$SnCl_3 \cdot 2H_2O$	Kalay klorür dihidrat
VRH	Değişken mesafeli sıçrama modeli
Zn	Çinko
ZnO	Çinko oksit
$Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$	Çinko asetat

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 X-ışını kırınımı ve Bragg yasasının şematik gösterimi	4
Şekil 2.2 Poli-kristal bir malzemenin katılaşmasındaki değişken aşamaların şematik gösterimi: sırasıyla küçük kristalit çekirdekler, kristalitin büyümesi ve kristalleşme sonucunda oluşan tane sınırları	5
Şekil 2.3 Kırınım eğrisine sonlu parçacık boyutunun etkisinin şematik gösterimi	6
Şekil 2.4 Kenar dislokasyonuna sahip örgü kısmı: ABCD ek atomik yarı düzlem, CD- dislokasyon çizgisi, b- Burger vektörü	8
Şekil 2.5 Vida dislokasyonuna ve Burger devresine sahip örgü kısmı: a-dislokasyon çizgisi ve b- Burger devresi	8
Şekil 2.6 Tane sınırının dislokasyon modeli.....	9
Şekil 2.7 Varsayılan MO kristalindeki boşluklar: a) Mükemmel kristal b) MO kristalindeki V_M^x ve V_O^x nötr boşlukları	10
Şekil 2.8 MO kristalindeki M_i^x ve O_i^x nötr ara-bölge atomları	11
Şekil 2.9 MO kristalindeki O_M^x ve M_O^x nötr altyapı kusurları	11
Şekil 2.10 MO kristalindeki nötr yabancı atomlar F_M^x , F_O^x ve F_i^x	12
Şekil 2.11 MO kristalinde bir donör yabancı atomunun etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu: 1- iletkenlik bandı, 2- değerlik bandı, e^- -donör seviyesindeki elektron	14
Şekil 2.12 MO kristalinde bir (a) ara-bölge atomları, (b) oksijen boşluğu etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu	15
Şekil 2.13 MO kristalinde bir akseptör yabancı atomunun etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu: 1- iletkenlik bandı, 2- değerlik bandı, h^+ -akseptör seviyesindeki bir deşik	16
Şekil 2.14 MO kristalinde bir katyonik boşluğun etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu: 1- iletkenlik bandı, 2- değerlik bandı, h^+ -akseptör seviyesindeki bir deşik	17
Şekil 2.15 Termal dengedeki a) saf, b) n tipi, ve c) p tipi yarıiletkenlerin şematik bant diyagramı	19
Şekil 2.16 Fermi Seviyesi ile donör ve akseptörlerin konsantrasyonu	21

Şekil 2.17 ZnO .a. doğal kusurlar için enerji seviyesi ve b) görünür ışın emisyon mekanizması diyagramı	22
Şekil 2.18. a. kübik Rocksalt ve (b) kübik Zincblende (c) altıgen Wurtzite kristal yapılarının şematik gösterimi	23
Şekil 2.19 Wurtzite ZnO kristal yapının şematik gösterimi	24
Şekil 2.20. a. direk (doğrudan) ve b) indirek (dolaylı) bant geçişleri	27
Şekil 2.21 I akımı geçen iletkenin şematik gösterimi.....	30
Şekil 3.1 Püskürtme yöntemi düzeneğinin şematik gösterimi.....	41
Şekil 3.2 Sprey yönteminde püskürtülen çözelti damlacıklarının aerodinamiği	41
Şekil 4.1 Katkısız ve %3, %5, %10 Sn katkılı ZnO filmlerinin XRD kırınım spektrumu.....	43
Şekil 4.2 ZnO filmlerinin grain boyutunun katkılama ile değişimi.....	45
Şekil 4.3 ZnO filmlerinin dislokasyon yoğunluklarının katkılama ile değişimi.....	46
Şekil 4.4 ZnO filmlerinin mikrozorlama değerlerinin katkılama ile değişimi.....	46
Şekil 4.5 Katkısız, %3, %5 ve %10 Sn katkılı ZnO filmlerin geçirgenlikleri.....	47
Şekil 4.6 Katkısız ve katkılı ZnO filmlerinin $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafikleri.....	49
Şekil 4.7 ZnO filmlerinin optiksel enerji bant aralığının katkılama ile değişimi.....	50
Şekil 4.8 Katkısız, %3, %5 ve %10 Sn katkılı ZnO filmlerinin $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	51
Şekil 4.9 ZnO filminin 125-165 K' de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	51
Şekil 4.10 ZnO filminin 125-165K' de ki $\ln(\sigma T) - T^{1/2}$ eğrisi.....	52
Şekil 4.11 ZnO filminin 170-290 K' deki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	53
Şekil 4.12 ZnO filminin 170-290K' de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{1/4}$ eğrisi.....	53
Şekil 4.13 %3 Sn katkılı ZnO filminin 125-165 K' de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	54
Şekil 4.14 %3 Sn katkılı ZnO filminin 125-165K' de ki $\ln(\sigma T) - T^{1/2}$ eğrisi.....	55
Şekil 4.15 %3 Sn katkılı ZnO filminin 170-300 K' deki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	55
Şekil 4.16 %3 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K' de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{1/4}$ eğrisi.....	56

Şekil 4.17 %5 Sn katkılı ZnO filminin 125-165 K' de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	57
Şekil 4.18 %5 Sn katkılı ZnO filminin 125-165K' de ki $\ln(\sigma T) - T^{1/2}$ eğrisi.....	58
Şekil 4.19 %5 Sn katkılı ZnO filminin 170-300 K' deki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	59
Şekil 4.20 %5 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K' de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{1/4}$ eğrisi.....	59
Şekil 4.21 %10 Sn katkılı ZnO filminin 125-165 K' de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	60
Şekil 4.22 %10 Sn katkılı ZnO filminin 125-165K' de ki $\ln(\sigma T) - T^{1/2}$ eğrisi.....	61
Şekil 4.23 %10 Sn katkılı ZnO filminin 170-300 K' deki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi.....	62
Şekil 4.24 %10 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K' de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{1/4}$ eğrisi.....	62

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Kristal örgü sistemlerinin özellikleri.....	3
Çizelge 2.2 Farklı kristal yapılar için hesaplanan d_{hkl} denklemleri.....	5
Çizelge 4.1 Katkısız, %3, %5 ve %10 Sn katkılı ZnO filmleri için (100) düzleminde hesaplanan poli-kristal yapıların özellikleri.....	44
Çizelge 4.2 Katkısız, %3, %5 ve %10 Sn katkılı ZnO filmleri için UV-VIS geçirgenlik spektrumuna göre hesaplanan optiksel parametre değerleri.....	48
Çizelge 4.3 ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi.....	54
Çizelge 4.4 %3 Sn katkılı ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi.....	57
Çizelge 4.5 %5 Sn katkılı ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi.....	60
Çizelge 4.6 %10 Sn katkılı ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi.....	63

1. GİRİŞ

Çinko oksit, elektronik endüstrisinde II-VI grubu yarı iletken metal oksit olup Si, Ge ve III-V bileşiklerine kıyasla daha yüksek iyonikliğe sahiptir. Saf çinko oksit, oda sıcaklığında 3.2 eV'lik optiksel enerji bant aralığı, yüksek şeffaflık ve 60 meV' lik geniş eksiton bağlama enerjisine sahip (Bougrine vd. 2003) altıgen wurtzite örgüde kristalleşen bir yarı iletkenidir. Bileşimin kimyasal tepkime ile değişen ortalama örgü sabitleri $a=3.25 \text{ \AA}$ ve $c=5.206 \text{ \AA}$ 'dır (Bhaumik vd. 1998). Bu özellikler, şeffaf iletken kontak (Chopra vd. 1983, Smith ve Clemente 1999), varistör (Ramanchalam vd. 1995, Chen vd. 1997), ultraviyole (UV) lazer (Reynolds vd. 1996, Tang vd. 1998), lüminesans malzemeler (Studenikin 1998), güneş pilleri (Schmidt 2001), gaz sensörleri (Shishiyanu vd. 2005) gibi optoelektronik uygulamalarında tercih sebebidir (Bougrine vd. 2003, Chahmat vd. 2014).

Kristaller; büyüme, mekanik veya ısıl işlem ve çeşitli radyasyon etkiler sonucunda oluşabilecek yapısal kusurlar içerirler. Kristal örgünün yapısal kusurları, dislokasyonlar, tane sınırları ve oksit kristallerde nokta kusurlardır (Jarzebski 1974). Bu kusurlar kristalin elektriksel iletkenliğini etkilemektedir. Poli-kristal malzemelerde, katkılama, filmin kalınlığı ve tane boyutu sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenliği değiştirir. Elektron geçişinde tane sınırının etkisi önemlidir. Poli-kristal yapıda yarıiletken ince filmlerde gözlenen farklı elektriksel iletim modellerinden bazıları; en yakın komşular arası sıçrama modeli (NNH) (Miller ve Abrahamas 1960, Street 1991), değişken mesafeli sıçrama modeli (VRH) (Mott ve Davis 1971, Efros ve Shklovskii 1984), tane sınırı modeli (Seto 1975, Baccarani vd. 1978), Werner modeli (Werner 1994) olarak bilinmektedir.

Mott'a göre, en yakın komşular arası elektron sıçraması (NNH), düşük sıcaklıklarda her zaman tercih edilmez; çünkü enerji seviyelerinde önemli farklılıklar olabilir. Dolayısıyla, elektronların Fermi seviyesine yakın enerji durumundan sıçraması ve benzer uzaklıktaki bölgeye geçmesi ile iletkenlik gözlenir (Efros ve Shklovskii 1984). Fermi seviyesinde durum yoğunluğunun sabit olduğu varsayılırsa, Mott VRH değişken mesafeli sıçrama modeli gerçekleşir. Öte yandan, Fermi seviyesinde "Coulomb aralığı"

olarak adlandırılan bir aralığı varsa, Efros–Shklovskii (ES) VRH değişken mesafeli sıçrama modeli gözlenir (Serin vd. 2011).

Çeşitli uygulama alanlarının taleplerini karşılamak için ZnO' ya çok çeşitli iyonlar katılabilir. Tipik katkı elementleri (F, B, Al, Ga, In, Sn, vb.) ZnO iletken filmleri üretmek için kullanılmıştır. Farklı kimyasal kaplama yöntemleri sol-jel yöntemi (Klein 1988), püskürtme yöntemi (Young vd. 1996), buharlaştırma yöntemi (Haga vd. 1999), MOCVD (Goria vd. 1999), RF sıçratma yöntemi (Minami vd. 2000) vb. ile ince filmler elde edilebilmektedir (Bougrine vd. 2003, Çaęlar vd. 2007).

Bu çalışmada, ZnO ince filmler için kaplanırken püskürtme yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemde 7,41 g çinko asetat dihidrat ($Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$) 75 ml etanolde çözülerek elde edilen çözeltinin 400°C de cam alt tabakalar üzerine püskürtülmesi sonucunda katkısız ZnO filmler elde edilmiştir. Katkılı filmler için çözeltiye ayrıca %3, %5 ve %10 oranında kalay klorür ($SnCl_2 \cdot 2H_2O$) ilave edilmiştir. Filmlerin yapısal, optiksel ve elektriksel özellikleri incelenmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ÖZETLERİ

2.1 Yapısal Özellikler

İdeal kristal, üç boyutlu uzayda birim hücrelerin belirli bir düzen içinde tekrar ederek bir araya gelmesiyle oluşmaktadır. Örgü vektörlerinin görelî uzunluğuna ve bu vektörler arasındaki açığa göre yedi kristal örgü sistemi vardır ve kristal örgü sistemlerinin özellikleri çizelge 2.1’de listelenmiştir (Böer 2013).

Çizelge 2.1 Kristal örgü sistemlerinin özellikleri (Böer 2013)

Kristal sistemler	Bravais örgü	Örgü, vektör ve açı bağlantısı
Triklinik	Basit	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$
Monoklinik	Basit, Taban Merkezli	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90 \neq \beta$
Ortorombik	Basit, Taban Merkezli Hacim Merkezli, Yüzey Merkezli	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = \beta = 90$
Tetragonal	Basit, Hacim Merkezli	$a = b \neq c$ $\alpha = \gamma = \beta = 90$
Kübik	Basit, Hacim Merkezli Yüzey Merkezli	$a = b = c$ $\alpha = \gamma = \beta = 90$
Trigonal	Basit	$a = b = c$ $\alpha = \gamma = \beta < 120, \neq 90$
Hegzagonal	Basit	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90, \gamma = 120$

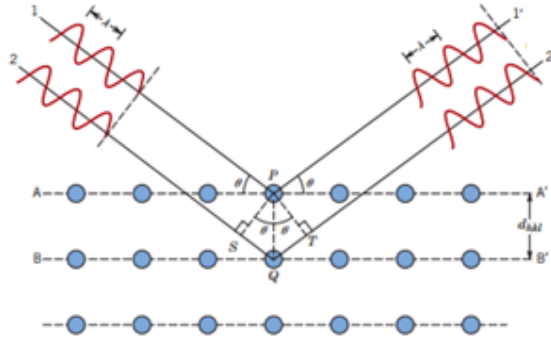
2.2 X-Işınları Kristalografisi ve Bragg Yasası

X ışınları, görünür ışıktan daha kısa dalga boyuna sahip (yüksek frekanslı) elektromanyetik dalgalardır. Kristalin incelenmesi için kullanılacak radyasyonun dalga boyu, kristal içindeki atomlar arası mesafe mertebesinde olmalıdır. Kristallerin atom dizilişlerinin incelenmesinde bu yüzden X-ışınlarına ihtiyaç duyulur.

Şekil 2.1’de periyodik bir örgüdeki X-ışınları kırınımı gösterilmiştir. Denklem 2.1’de belirtilen Bragg yasasına göre, paralel iki düzlemden yansıyan X-ışınları arasındaki yol farkı (d_{hkl}) dalga boyunun tam katlarına eşit olunca yapıcı girişim olur.

$$2 d_{hkl} \sin(\theta_{hkl}) = n\lambda_{hkl} \quad (2.1)$$

Burada, θ_{hkl} yansıma açısını, d_{hkl} iki paralel düzlem arasındaki mesafenin büyüklüğü, λ x-ışınının dalga boyunu, n ise yansıma derecesini gösteren bir tamsayıyı ifade eder.



Şekil 2.1 X-ışını kırınımı ve Bragg yasasının şematik gösterimi (Callister 2000)

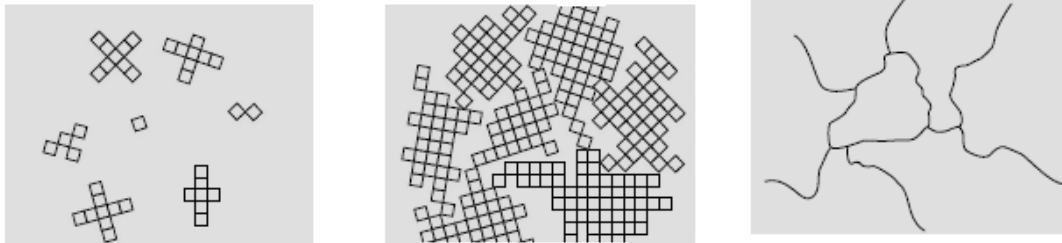
İki bitişik ve paralel atom düzlemi arasındaki mesafenin büyüklüğü (d_{hkl}), örgü parametrelerinin (a , b ve c) yanı sıra miller indislerinin de (h , k ve l) bir fonksiyonudur. Çizelge 2.2’de farklı kristal yapılar için hesaplanan d_{hkl} denklemleri yer almaktadır (Callister 2000, Raghavan 2015).

Çizelge 2.2 Farklı kristal yapılar için d_{hkl} denklemleri (Tilley 2006)

Kristal yapılar	d_{hkl} denklemleri
Triklirik	$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{1}{v^2} (S_{11}h^2 + S_{22}k^2 + S_{33}l^2 + 2S_{12}hk + 2S_{23}kl + 2S_{13}hl)$
Monoklinik	$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2}{a^2 \sin^2 \beta} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2 \sin^2 \beta} - \frac{2hl \cos \beta}{ac \sin^2 \beta}$
Ortorombik	$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2}$
Tetragonal	$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}$
Kübik	$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2}$
Hegzagonal	$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2}$

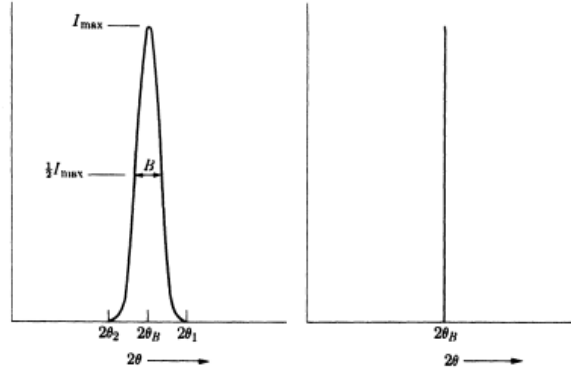
2.3 Poli-kristal Yapılar

Çoğu kristal katılar, çok küçük kristalit veya tanelerin (grain) bir araya gelmesiyle poli-kristal yapı özelliği taşımaktadır. Eriyik haldeki metalin atomları küçük kristalitler veya çekirdek etrafında farklı kristografik yönelim ile toplanarak ardışık olarak büyür. Büyüme ile oluşan taneler katılma işlemi tamamlanınca birbirlerine çarpar ve kristalleşme gerçekleşir. Farklı yönelime sahip bu taneler arasında atom uyumsuzluklarının (kristal kusurların) oluştuğu bölge, tane sınırı olarak adlandırılır (Callister 2001),



Şekil 2.2 Poli-kristal bir malzemenin katılmasındaki değişken aşamaların şematik gösterimi (Callister 2001)

Sırasıyla küçük kristalit çekirdekler, kristalitin büyümesi ve kristalleşme sonucunda oluşan tane sınırları



Şekil 2.3 Kırınım eğrisine sonlu parçacık boyutunun etkisinin şematik gösterimi (Cullity 1956)

Grain boyutunu bulmak için denklem 2.2’de verilen Debye Scherrer eşitliğinden yararlanılır.

$$D = \frac{0,9 \lambda}{\beta_{1/2} \cos \theta_B} \quad (2.2)$$

Burada, θ_B kırınım açısı, $\beta_{1/2}$ kırınım açısına karşı gelen pik şiddetinin yarı-maksimum genişliği ve D grain boyutudur (Cullity 1956).

Şekil 2.3’deki gibi X-ışını kırınım desenindeki piklerin yarı genişliklerinin artması grain boyutunun azaldığının bir göstergesidir. X-ışını kırınım deseninden elde edilen daha büyük grain boyutu ve daha küçük FWHM değerleri, kristalleşmenin daha iyi olduğunu gösterir. Kristalleşme sırasında kristaldeki kusurların miktarını gösteren dislokasyon yoğunluğunun değerinin küçük olması kristalleşmenin iyi olduğunu gösterir. Williamson ve Smallman tarafından dislokasyon yoğunluğu (δ) denklem 2.3’deki bağıntıyla verilmiştir.

$$\delta = 1/D^2 \quad (2.3)$$

Mikrozorlama değeri ϵ' ise denklem 2.4’den hesaplanabilir (Mariappan vd. 2011).

$$\varepsilon' = \frac{D \cos\theta}{4} \quad (2.4)$$

2.4 Kristal Yapılarda Kusurlar

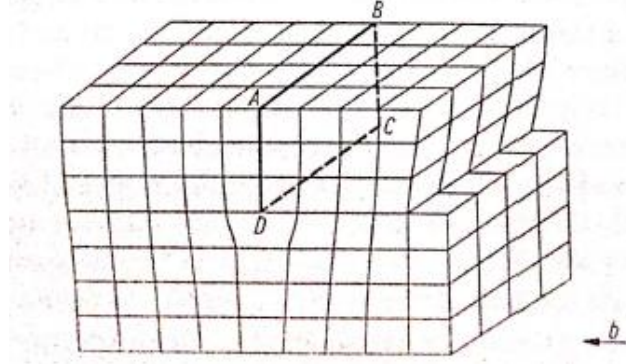
İdeal bir kristal, tüm ara-bölge konumlarının boş olduğu, tüm normal örgü bölgelerinin uygun atomlar veya iyonlar tarafından işgal edildiği örgü yapısı mükemmel düzenlenmiş kristaldir. İdeal kristalin iç enerjisi en küçüktür ve teorik olarak sadece mutlak sıfır sıcaklığında var olabilir. Kristaller; büyüme sırasında, mekanik, termal işlem ve çeşitli radyasyon vb. gibi etkiler sonucunda oluşacak yapısal kusurlar içerirler.

Kristal örgünün kusurları iki ana gruba ayrılabilir:

- 1) Daha büyük boyuttaki kusurlar, örneğin; dislokasyonlar ve tane sınırları.
- 2) Örgü ve kristali çevreleyen başka bir faz ile dengede olan çok küçük boyutlardaki kusurlar: nokta kusurlarıdır.

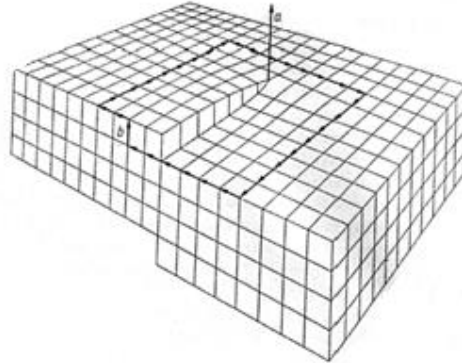
2.4.1 Dislokasyonlar

Dislokasyonlar kenar ve vida dislokasyonlar olarak iki grupta incelenmektedir. Kenar dislokasyonu, kristale ek yarım bir düzlemin girmesi ile oluşan çizgisel hatalardır. Bu ek yarım-düzlemin sınırı bir dislokasyon çizgisi oluşturmaktadır. Bu çizgi kristalin içinden geçer ve yüzeyinde veya diğer dislokasyonlar üzerinde son bulabilir. Dislokasyon çizgisinin doğrusal veya tek bir düzlem üzerinde olması gerekmez. Kenar dislokasyonu, pozitif ve negatif kenar dislokasyonları olmak üzere iki türde görülebilir.



Şekil 2.4 Kenar dislokasyonuna sahip örgü kısmı: ABCD ek atomik yarı düzlem, CD-dislokasyon çizgisi, b- Burger vektörü (Jarzebski 1974)

Vida dislokasyonu, atomik düzlem üzerinde kristal atomlarının diğerlerine göre bir vidanın helezoid karakteristiğinde kayarak, dislokasyon çizgisini bir eksen olarak düzenleyen yapının çizgisel bir kusuru olarak kabul edilir (Şekil 2.5). Vida dislokasyonu saat yönünde veya saatin ters yönünde olabilir.



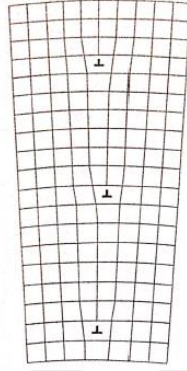
Şekil 2.5 Vida dislokasyonuna ve Burger devresine sahip örgü kısmı (Jarzebski 1974)

a.dislokasyon çizgisi, b.Burger devresi

Gerçek kristallerdeki dislokasyonlar, Burger devre adı altında tanımlanan; bir dislokasyon etrafında, bozulmamış kristal bölgesindeki (atomların kaymadığı) tüm kristal alanları içeren isteğe bağlı formda kapalı bir devre çizilerek gösterilmektedir. Devrenin kapatılması için gerekli b vektörü, bu devrenin şeklinden bağımsızdır ve burger vektörü olarak adlandırılır. Burger vektörü, belirli bir dislokasyonun karakteristiğidir ve türünü belirler. Ve kenar dislokasyonu, Burger vektörüne dikken (Şekil 2.4), bir vida dislokasyonu ise paraleldir (Şekil 2.5).

2.4.2 Tane sınırları

Yarıiletkenlik özellikleriyle ilgili diğer eşitsizlik kusurları tane sınırları tarafından sağlanmaktadır. Bu süreç, iki veya daha fazla noktada kristalin bağımsız olarak büyümesi ile başlayarak kristalleşme sırasında oluşabilirler. Kristaller temas ettiğinde atom skalasında tamamen eşleşemediğinden kristallerin kristalografik eksenini farklı yönelim kurallarına sahip olacaktır. Bu şekilde oluşan yapı kusuruna tane sınırı denir.



Şekil 2.6 Tane sınırının dislokasyon modeli (Jarzebski 1974)

Şekil 2.6, iki tane tek kristalden oluşan bir kübik kristalin bir kesitini ve birkaç kenar dislokasyonunun olduğu durumdaki tane sınırının dislokasyon modelini göstermektedir.

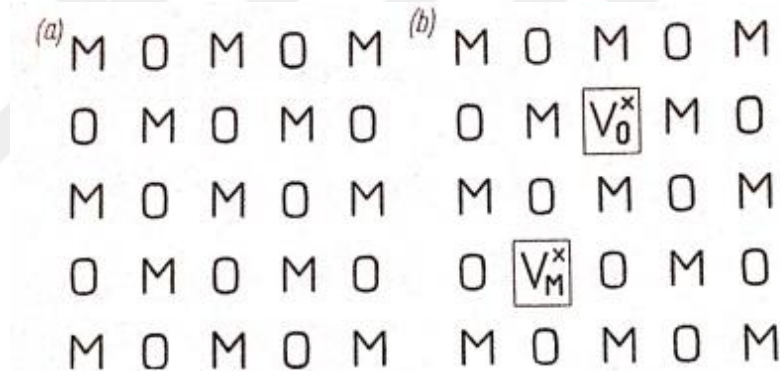
Bir kristalin serbest yüzeyi özel bir kusur türü oluşturur ve çoğu durumda yarıiletkenlerin özellikleri üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. İdeal atom dizilişindeki mükemmel bir yüzey bile, kristal örgünün atomik düzlemlerinin sürekliliğinin bozulmasıyla bir kusur oluşturabilir. Genellikle elde edilen gerçek yüzey ideal olmaktan uzaktır ve atomlar arasındaki bozukluk, kristalin yüzlerce atomik mesafesinde bile olabilir. Dahası, yüzey atomları kimyasal olarak aktiftir ve bu nedenle serbest yüzey, çevreleyen atmosfer atomlarını adsorbe eder veya onlarla reaksiyona girebilir. Bunun sonucunda, kristal yüzey üzerinde başka bir kimyasal bileşiğin tekli- veya poli-atomik katmanı oluşur. (Jarzebski 1974)

2.4.3 Oksit kristallerde noktasal kusurlar

Fröger ve Vink sistemine göre, MO tipi saf bir kristal örgünün atom kusurlarına göre elektriksel olarak nötr olma durumu aşağıdaki hususlarda gözlenir:

1) Alt-örgü M içindeki nötr boşluklar: M alt-örgüsündeki boş örgü bölgeleri V_M^x sembolü ile gösterilir. Böylece, NiO gibi bir iyonik örgüde, V_{Ni}^x katyonik alt-örgüden iki elektron ile birlikte bir Ni^{2+} iyonunun uzaklaştırılmasından kaynaklanan bir yapı kusurunu gösterir.

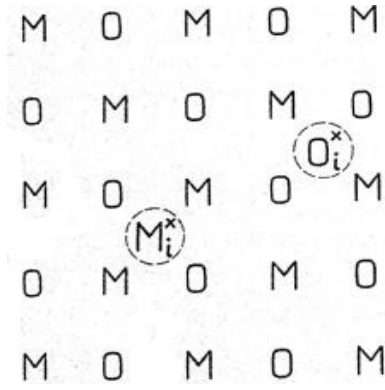
2) Oksijen alt-örgüsü içindeki nötr boşluklar: bu alt-örgüdeki boş örgü bölgeleri V_O^x 'dir. V_O^x sembolü, oksijen alt-örgüsünden bir oksijen atomu (bir O^{2-} iyonu değil) çıkarılarak oluşan kusur anlamına gelmektedir. V_M^x ve V_O^x hataları şekil 2.7' de gösterilmektedir.



Şekil 2.7 Varsayılan MO kristalindeki boşluklar (Jarzebski 1974)

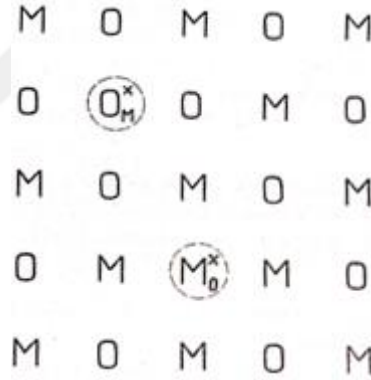
a. Mükemmel olan kristal, b. MO kristalindeki V_M^x ve V_O^x nötr boşlukları

3) Nötr ara-bölge atomları M_i^x ve O_i^x simgeleriyle gösterilir. Örneğin bir ZnO kristalinde, Zn_i^x ara-bölgesine bir Zn atomunun katılmasıyla oluşan kusur anlamına gelir (Şekil 2.8).



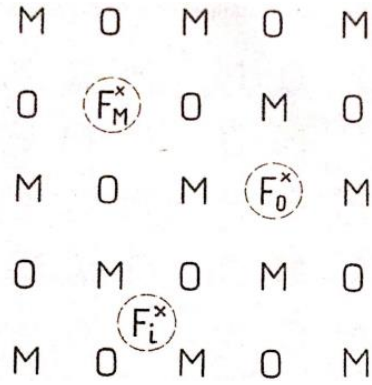
Şekil 2.8 MO kristalindeki M_i^x ve O_i^x nötr ara-bölge atomları (Jarzebski 1974)

4) Nötr altyapı kusurları: Bu kusurlar ile, oksijen atomlarının M alt-örgüsünün bazı örgü bölgelerine ve M atomlarının ise oksijen alt-örgüsünün bazı bölgelerine dâhil edilmesiyle oluşan kusurlar kastedilmektedir. Bunlar, sırasıyla O_M^x ve M_O^x sembolleri ile gösterilir (Jarzebski 1974).



Şekil 2.9 MO kristalindeki O_M^x ve M_O^x nötr altyapı kusurları (Jarzebski 1974)

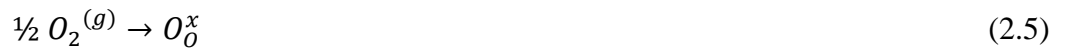
Yukarıda sayılan kusurlar kristal içinde istatistiksel olarak dağılıbilir veya birleştirme işlemi ile kompleksler oluşturabilirler. Örgüde elektriksel olarak nötr, parantezlerle gösterilir. Örneğin; $(V_M V_O)^x$, $(V_M M_1)^x$, $(V_O O_1)^x$, $(M_O O_M)^x$. Görüldüğü gibi, Kröger ve Vink sisteminde kusurlar kendi doğasını belirleyen sembollerle gösterilirken, alt simgeler kusurların konumunu işaret etmektedir. Çarpı, örgüdeki nötr etkiyi vurgular. Kusurların konsantrasyonu genellikle köşeli parantez uygulanmasıyla gösterilir. Örneğin $[M_i^x]$, ara-bölge atomlarının M_i^x konsantrasyonunu gösterir.



Şekil 2.10 MO kristalindeki nötr yabancı atomlar F_M^x , F_O^x ve F_I^x (Jarzebski 1974)

Yukarıda verilen tüm nokta kusurlarına doğal atomik kusurlar denir. Doğal kusurun yanı sıra safsızlık içeren kristalde yabancı atomların varlığı nedeniyle oluşan diğer nokta kusurları da vardır. Bu yabancı atomlar ya normal örgü alanına ya da ara-bölge boşluklarına dahil olabilir. Onlara atanan semboller, ilk durumda F_M^x veya F_O^x , sonra F_i^x dir (Şekil 2.10). Kristal örgüdeki atomların veya iyonların termal titreşimleriyle çeşitli nokta kusurlarının oluşumu, yarı-kimyasal reaksiyonların denklemleri yardımıyla şematik olarak tarif edilebilir. Bu reaksiyonların doğru formülasyonu, kusurların teorisinde önemli bir öneme sahiptir. Kusur reaksiyon kuralları:

- 1) Bir MO kristalinin M alt-örgüsündeki yerleşim noktalarının sayısı, O alt-örgüsündeki yerleşim noktalarının sayısına eşit olmalıdır ve yerleşim noktalarının toplam sayısı değişebilir.
- 2) M_i^x , O_i^x ve F_i^x haricinde, kusur sembolleri, bir yerleşim noktası yaratma yolunda kullanılır. Örneğin, gaz fazından bir oksijen atomunun bir MO kristali içerisine dahil edilmesi şu şekilde yazılabilir:



Yukarıda verilen süreç, kural 1' i yerine getirmemesi nedeniyle, sanal bir değişim karakterine sahiptir. Reaksiyonun tanımını gerçek bir değişimle uyumlu yapmak için, aşağıda denklem 2.6 ile verilen sanal reaksiyonun tanımlanması gereklidir:

$$\text{Sıfır (normal düzen)} \rightarrow V_M^x \quad (2.6)$$

Burada, normal düzen ideal bir örgüyü gösterir. Elde ettiğimiz iki reaksiyon toplandığında:



Bu düzenleme, kristaldeki gerçek değişimi temsil eder. Çinko oksidin kristal örgüsüne kalay oksidin katılmasının gerçek reaksiyonunun iki sanal reaksiyona dönüştürülmesi (Vaezi ve Sadrnezhaad 2007):



Yukarıdaki değerlendirmelerden yola çıkarak, kusurların oluşumunda yer alan gerçek reaksiyonların sanal reaksiyonların bir kombinasyonu ile temsil edilebileceği görülmektedir.

3) Kütle korunumu, kusur reaksiyonlarını yazarken dikkat edilmesi gereken üçüncü kuraldır. Bu, reaksiyon denkleminin her iki tarafındaki kütle toplamının eşit olması gerektiği anlamına gelir. Boşlukların kütlesi sıfıra eşittir.

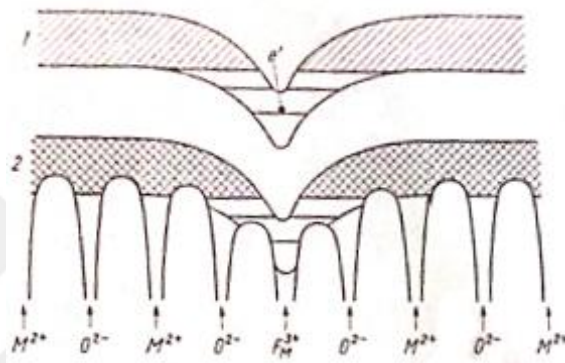
4) Kristalde ara-bölge atomları varsa, ara-bölge uzayında bir ara-bölge boşluğu V_i^x kavramı ayrı olarak tanımlanır. Eğer, örneğin, gaz fazından bir $M^{(g)}$ atomu MO kristalinin ara-bölge boşluğuna dahil edilirse, ilgili reaksiyon aşağıdaki gibi gösterilmektedir (Jarzebski 1974).



2.5 Atomik Düzensizliğe Sahip Metal Oksit Yarıiletkenlerde Donör ve Akseptör Seviyelerinin Oluşumu

Yarıiletken kristallerde bağ oluşumu dikkate alındığında değerlik ve iletim bandındaki enerji seviyelerinin durumu donör ve akseptör atomlarına göre değişkenlik göstermektedir. M alt-örgüsünde M atomlarının yerini alan yabancı atomları içeren bir

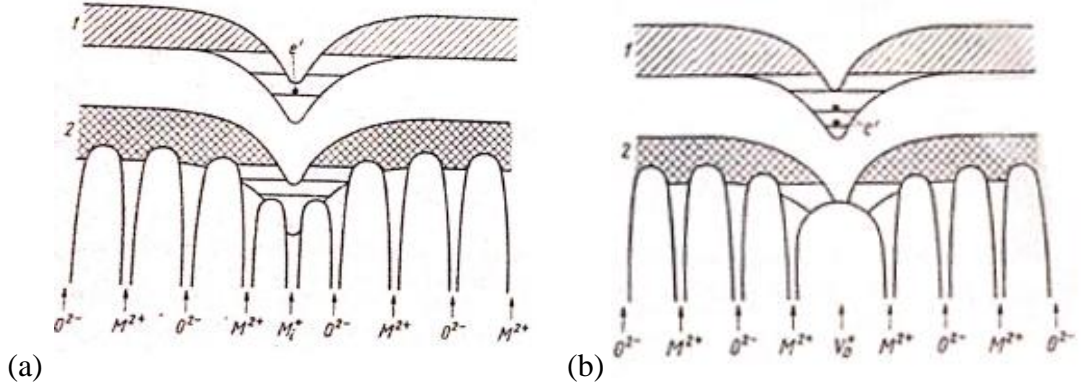
MO kristali düşünülürse, bu atomların değeri M atomunun değerinden bir fazladır. Bu durumda, katkının bir elektronu bağ yapamaz. Böyle bir atomik kusur, kristal içindeki periyodik potansiyel enerjiyi bozarak örgüde pozitif etkin yük sergilemekte ve ek bir Coulomb alanı oluşmaktadır. Ana örgü atomlarının değerlik elektronları ve bağ katılan katkı maddesinin elektronları değerlik bandını doldurmakta ve iletkenlik bandının altında kalan seviyeye ilave elektronlar yerleşmektedir (Şekil 2.11). İlave elektronlar ana iyonuna bağlanarak bir hidrojen atomundaki bir protonun etrafında bir elektronun dolaştığı gibi dönmektedir.



Şekil 2.11 MO kristalinde bir donör yabancı atomunun etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu(Jarzebski 1974)

1- iletkenlik bandı, 2- değerlik bandı, e' -donör seviyesindeki elektron

MO kristali oksijen alt-örgüsünde bir boşluk içerdiğinde veya M ara-bölge atomu durumunda, şekil 2.11'deki enerji seviyelerine benzer sistem elde edilmektedir (Şekil 2.12). Bu son durumda, ilave M atomunun değerlik elektronları, pozitif etkin yük gibi davranan oksijen boşluklarına yakalanır ve bu durum ek bir Coulomb alan oluşturur. İletim bandının altında kalan enerji seviyelerine donör seviyeler denir ve yukarıda bahsedilen kusurlara sahip bir oksit, n tipi yarıiletkenidir. Donör enerji seviyeleri iletim bandının altında yerleşir. Bu nedenle, bu seviyelerden iletim bandına bir elektron aktarımı için gerekli enerji küçük bir termal uyarımla sağlanır (Jarzebski 1974).



Şekil 2.12 MO kristalinde bir a. ara-bölge atomları, b. oksijen boşluğu etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu (Jarzebski 1974)

MO kristalindeki donör kusurlarının iyonizasyon aşamaları aşağıdaki yarı-kimyasal reaksiyonlar ile gösterilmektedir:



Açıkça, tek iyonlu atomik kusurlar reaksiyonlara göre daha ileri iyonizasyona uğrayabilir:



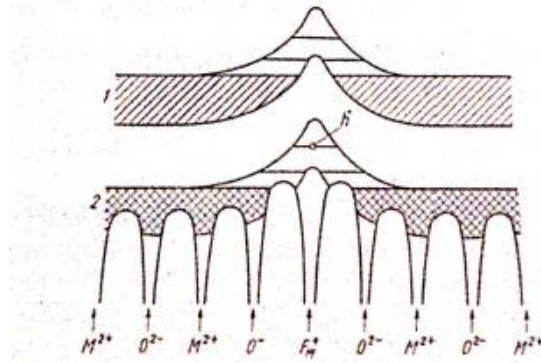
Üst simgedeki nokta, örgüye göre bir pozitif yükü, çizgi negatif yükü göstermektedir. Kristalin bir bütün olarak elektrik yükü olmadığına, yüklü kusurların reaksiyonları elektronegatiflik şartlarına uymalıdır. Bu durum, reaksiyon denkleminin sağında yazılı olan kusurların toplam etkin yükünün, sol taraftaki kusurların toplam etkin yüküne eşit olması gerektiği anlamına gelir.

Bir kristal MO'nun D sembolü ile gösterilen yalnızca tek tip donör kusurlarına sahip olduğunu varsayalım. Onların kristaldeki varlığı şekil 2.15.b'de gösterildiği gibi yasak enerji aralığında E_{Dx} enerji düzeyiyle gösterilir. $T > 0$ K sıcaklığında, donörlerin bir kısmı denklem 2.15'deki reaksiyona göre iyonizedir:



iletim bandına elektron verir.

Öte yandan, M alt-örgüsünde yabancı F atomlarını içeren bir MO kristali düşünülürse, bu atomların değerlik sayısı M atomunun değerlik sayısından bir daha düşükse, bağda bir elektron eksikliği vardır. Bu yüzden, bu tür bir katkının iyonu, örgüde negatif etkin yük oluşturarak, şekil 2.13'de gösterildiği gibi ek bir Coulomb alanı oluşturmaktadır. Bu kusur durumunu açıklamak için, F_M atomuna ek bir elektron girdiği düşünülür. Bu elektron, diğer değerlik elektronlarından ziyade ana iyonu zayıf olarak bağlıdır ve değerlik bandının tepesinden daha yüksek bir enerji seviyesinde bulunmaktadır. Bunlara akseptör seviyeleri denir.



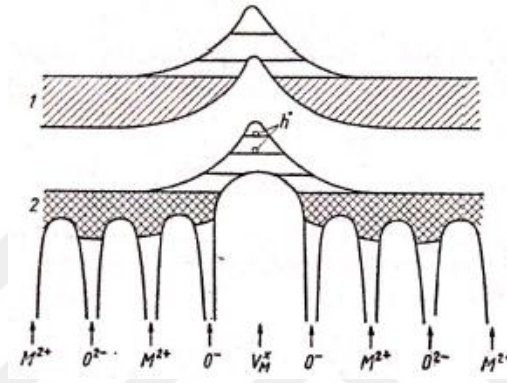
Şekil 2.13 MO kristalinde bir akseptör yabancı atomunun etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bantlarının deformasyonu (Jarzebski 1974)

1- iletkenlik bandı, 2- değerlik bandı, h^1 -akseptör seviyesindeki bir deşik

Mutlak sıfır sıcaklığında akseptör seviyesi boştur, çünkü bağdaki tüm değerlik elektronları, aşağıda bulunan değerlik seviyesini tamamen doldurmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda, bu bandın elektronları, termal uyarım ile akseptör seviyelerine

atlayabilmektedir. Bu atlama sonucunda, değerlik bandında deşik adı verilen boş enerji seviyeleri oluşmaktadır. Bu enerji seviyeleri şekil 2.13’de gösterilmektedir.

Bir MO kristali M alt-örgüsünde boşluklar içerdiği zaman, şekil 2.13’deki enerji seviyelerine benzer durum elde edilir (Şekil 2.14). Bu boşlukların her biri, yabancı atom gibi lokalize bir negatif yük oluşturmaktadır. Aynı zamanda, komşu oksijen atomu kusurlu bağlara sahiptir. Bu durum, değerlik bandının üstündeki akseptör seviyelerinde gözlemlenir.



Şekil 2.14 MO kristalinde bir katyonik boşluğun etrafındaki periyodik potansiyel enerji ve enerji bandlarının deformasyonu (Jarzebski 1974)

1- iletkenlik bandı, 2- değerlik bandı, h[•]-akseptör seviyesindeki bir deşik

Böylece, M atomlarından daha düşük değerlikte yabancı atomlar içeren bir oksit veya katyonik boşluklar, bir p-tipi yarıiletken gibi davranır. Bu kusurların iyonlaşması aşağıdaki reaksiyonlarla açıklanabilir:

$$F_M^x \rightleftharpoons F_M' + h^\bullet \quad (2.16)$$

$$V_M^x \rightleftharpoons V_M' + h^\bullet \quad (2.17)$$

$$V_M' \rightleftharpoons V_M'' + h^\bullet \quad (2.18)$$

Bir MO kristalinde genellikle A ile gösterilen yabancı atomlar veya katyonik boşluklardan oluşan akseptör kusurları olduğunu kabul edelim. Bunlar, şekil 2.15.c’de gösterildiği gibi yasak enerji aralığında E_{Ax} enerji düzeyiyle gösterilir. Mutlak sıfırdan

daha yüksek bir sıcaklıkta bu seviye değerlik bandından gelen ve denklem 2.19'deki reaksiyona uyarak elektronlarla kısmen doldurulmuştur. (Jarzebski 1974)

$$A^x \rightleftharpoons A' + h^* \quad (2.19)$$

Dejenere olmayan yarıiletken malzemelerde iletim bandındaki elektron sayısı denklem 2.20' den bulunur.

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E)F(E)dE \approx F(E_c)N_c \quad (2.20)$$

Burada, $F(E)$ dolu olma olasılığı, $N(E)dE$, dE enerji aralığındaki durum yoğunluğu ve $N_c(E)$ iletim bandı, E_c seviyesindeki etkin durum yoğunluğudur. $N_c(E)$ denklem 2.21'de verilmiştir.

$$N_c(E) = M_c \frac{\sqrt{2} m_{de}^{3/2} (E - E_c)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (2.21)$$

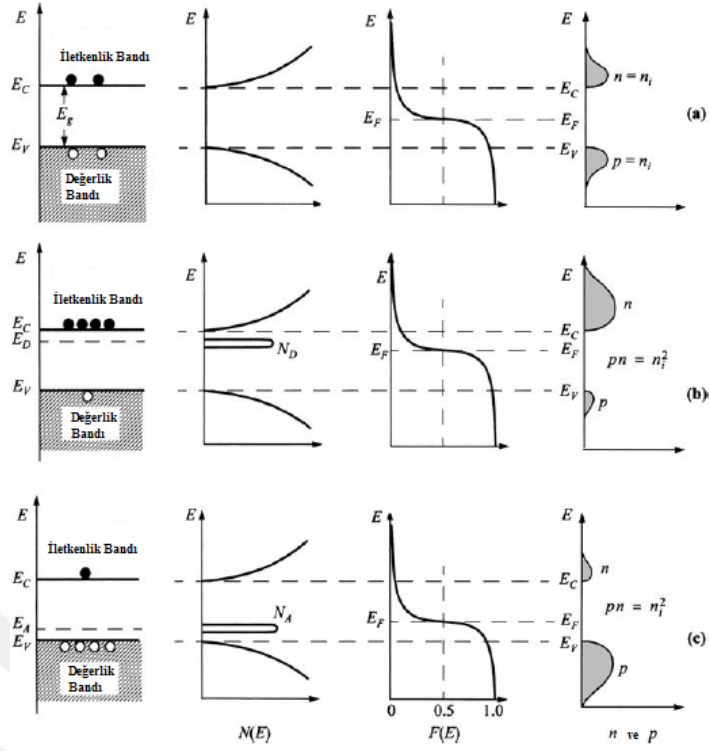
Burada, M_c iletkenlik bandındaki eşdeğer minimum sayısını ve m_{de} ise elektronların etkin kütesidir.

$$m_{de} = (m_1^* m_2^* m_3^*)^{1/3} \quad (2.22)$$

Burada, m_1^*, m_2^*, m_3^* elipsoit enerji yüzeylerinin ana eksen boyunca ki etkin kütleleridir. Dolu olma olasılığı Fermi Dirac dağılım fonksiyonu ile gösterilir enerji ve sıcaklığın güçlü bir fonksiyonudur.

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (2.23)$$

Burada, E_F Fermi enerji seviyesidir (Sze ve Kwok 2007).



Şekil 2.15 Termal dengedeki a. saf, b. n tipi ve c. p tipi yarıiletkenlerin şematik bant diyagramı (Sze ve Kwok 2007)

Saf yarıiletken için Fermi seviyesi, bant aralığının ortasına çok yakın uzanır. Şekil 2.15.a' da soldan sağa şematik olarak gösterilen basitleştirilmiş bant diyagramı, durum yoğunluğunu $N(E)$, Fermi-Dirac dağılımını $F(E)$ ve taşıyıcı yoğunluklarını tasvir etmektedir. İletim bandı ve değerlik bandındaki gölgeli alanlar elektronları ve deşikleri temsil eder. Saf yarıiletkenlerde elektron ve deşik taşıyıcı sayısı aynıdır ($n = p = n_i$).

Katkılı yarıiletkenlerde sıcaklıkla donörlerin ve akseptörlerin çoğu iyonlaşır. N_D yoğunluğunda donör atomları yarıiletkene katkılı olduğunda iyonlaşmış donör yoğunluğu:

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D \exp[(E_F - E_D)/kT]} \quad (2.24)$$

denklemleriyle verilir. Burada, g_D donör safsızlık seviyesinin kararlı durum dejenereliğidir ve 2'ye eşittir. N_A yoğunluğunda akseptör atomu yarıiletkene katkılı olduğunda, iyonlanmış akseptör yoğunluğu için de benzer bir ifade yazılabilir:

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp[(E_A - E_F)/kT]} \quad (2.25)$$

Burada, g_A akseptör safsızlık seviyesinin kararlı durum dejenereliğidir ve 4' ye eşittir.

Yüksek sıcaklıkta birçok donör ve akseptörün iyonize olduğu nötr koşulda;

$$n + N_A = p + N_D \quad (2.26)$$

$N_D > N_A$ olan n tipi yarıiletkenlerde Fermi seviyesi aşağıdaki denklemden elde edilir:

$$n_{no} = \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \approx N_D = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \quad (2.27)$$

Benzer olarak, $N_D < N_A$ olan p tipi yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu aşağıdaki gibidir (Sze ve Kwok 2007).

$$p_{po} = \frac{1}{2} \left[(N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \approx N_A = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad (2.28)$$

Fermi seviyesinin yasak enerji aralığındaki konumu, kristaldeki donörlerin ve akseptörlerin yoğunluğu ile belirlenir. Şekil 2.16'de, donör seviyesinin iletim bandının tabana yakın ve akseptör seviyesinin değerlik bandının tepesine yakın olduğu durum için, donör ve akseptör konsantrasyonunun Fermi seviyesi konumuna bağlılığı gösterilmektedir. Bu durumda, tüm donörlerin ve akseptörlerin iyonize olduğunu ve dolayısıyla $n = [D]$ ve $p = [A]$ olduğu varsayılabilir. Bu durumda, elektron ve deşiklerin konsantrasyonları aşağıdaki formüller ile verilir:

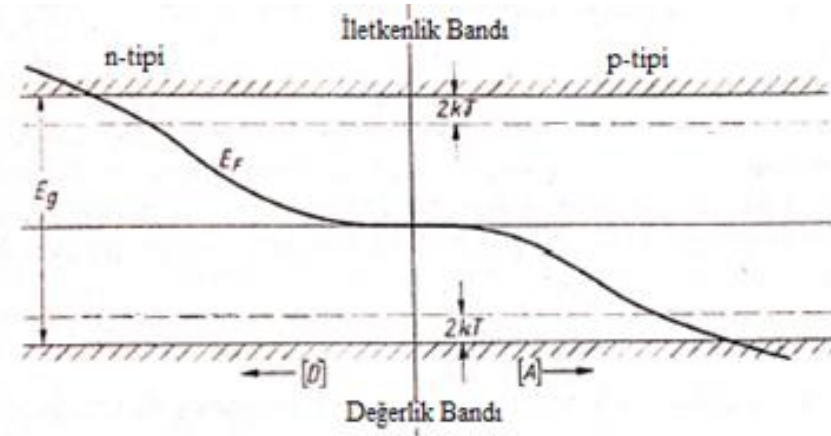
$$n = \frac{4\pi(2m_e^*kT)^{3/2}}{h^3} F_{1/2}(E_F^*) \quad (2.29)$$

$$p = \frac{4\pi(2m_h^*kT)^{3/2}}{h^3} F_{1/2}(E_F^*) \quad (2.30)$$

Burada, $F_m(E_F^*)$ Fermi integralidir:

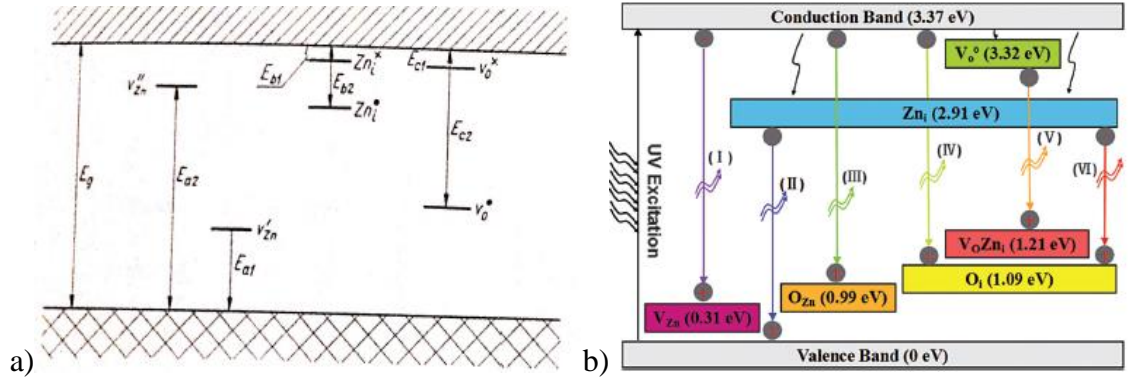
$$F_m(E_F^*) = \int_0^{\infty} \frac{x^m dx}{\exp(x-E_F^*)+1} \quad (2.31)$$

Burada, $x = \frac{E}{kT}$ elektronun azalan enerjisidir. $E_F^* = \frac{E_F}{kT}$ ise azalan Fermi seviyesidir (Jarzebski 1974).



Şekil 2.16 Fermi Seviyesi ile donör ve akseptörlerin konsantrasyonu (Jarzebski 1974)

Çinko oksidin elektriksel ve optiksel özellikleri ve bu bileşikte oluşan difüzyon işlemine ilişkin çok sayıda çalışması olan Kröger, yasak enerji aralığındaki enerji seviyelerinin konumuna benzer bazı kesintiler (enerji seviyeleri) göstermiştir (Şekil 2.17.a). Kröger, ZnO'nun her iki alt-örgüsünde boşlukların oluşma ihtimalini ve ara-bölge çinko atomlarının var olduğunu farz etmiştir. Enerji seviyelerinin konumunu tahmin ederek ve özellikle difüzyon katsayısı verilerindeki deneysel sonuçları kullanarak, Kröger, termodinamik teoriye dayalı, ZnO'daki kusur oluşumunun olası reaksiyonlarının denge sabitlerini belirleyen parametreleri türetmiştir (Jarzebski 1974).



Şekil 2.17 ZnO a. doğal kusurlar için enerji seviyesi (Jarzebski 1974) ve b. görünür ışın emisyon mekanizması diyagramı (Liu vd 2015)

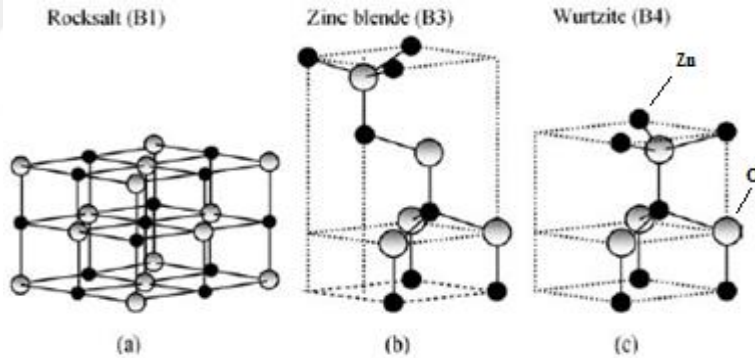
Örnek UV ışığı altındayken, yeterli enerjiye sahip UV fotonlar ZnO'ya çarpar ve çok sayıda elektron değerlik bandından iletkenlik bandına uyarılır. Aynı zamanda, ışıkla yaratılmış boşluklar üretilir. Işıklı yaratılmış elektronların ve boşlukların bazıları sırasıyla sığ enerji seviyeleri ve derin enerji seviyeleri tarafından tuzaklanır. Daha sonra, altı adet görünür emisyon prosesi meydana gelir. Şekil 2.17.b' de, V_{Zn} , Zn_i , O_{Zn} , O_i ve V_o sırasıyla bir çinko boşluğunu, çinko ara-bölge, oksijen çinkonun yerinde, oksit ara-bölge ve oksijen boşluğunu ifade eder. $V_o Zn_i$ oksijen boşluğu ve çinko ara-bölgesini ifade eder. Kusur sembolünün ardından gelen parantez içindeki sayı, kusur seviyesinin göreceli enerji değerini ifade etmektedir. Şekil 2.17.b' de belirtilen proseler (Liu vd 2015):

- I: İletkenlik bandındaki bir elektron ve V_{Zn} tarafından tuzaklanan bir boşluğun birleşmesi mor (405 nm)
- II: Zn_i tarafından tuzaklanan bir elektron ve değerlik bandındaki bir boşluğun birleşmesi mavi (426nm)
- III: O_{Zn} tarafından tuzaklanan bir boşluk ile iletkenlik bandındaki bir elektronun birleşmesi yeşil (521nm)
- IV: O_i tarafından tuzaklanan boşluklar ve iletkenlik bandındaki elektronların birleşmesi sarı-yeşil (544nm)
- V: $V_o Zn_i$ 'deki boşluk ve V_o^0 'daki elektronun birleşmesi sarı (587nm)
- VI: O_i tarafından tuzaklanan boşluklar ve Zn_i tarafından yakalanan elektronların birleşmesi kırmızı (681nm) şeklindedir.

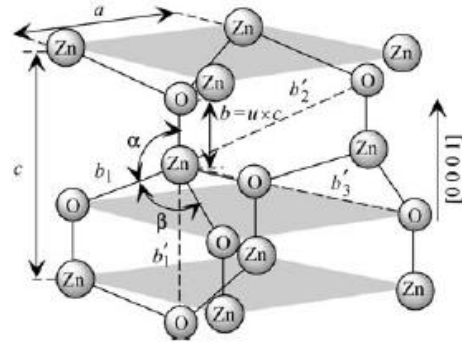
2.6 ZnO Yarıiletken Bileşiklerin Yapısal Özellikleri

Grup II-VI ikili yarı iletken bileşiklerin çoğu, bir tetrahedronun köşelerinde dört kationla çevrilen bir anyonun yer aldığı kübik Zincblend veya altıgen Wurtzite yapısında kristalleşir ve bunun tam tersi de geçerlidir. Bu tetrahedral koordinasyonu, sp^3 kovalent bağlanmanın tipik bir örneğidir, ancak bu materyaller, aynı zamanda, kovalent bağlamadan beklenen aksine bant aralığının artma eğilimi gösterdiği önemli bir iyonik karaktere de sahiptir. ZnO kristal yapıları, şekil 2.18'de şematik olarak gösterildiği üzere Wurtzite, Zincblend ve Rocksalt (veya Rochelle tuzu)'dır.

Ortam koşulları altında Wurtzite ZnO'nun en kararlı fazıdır. Zincblende yapısı kübik bir yapıda ZnO'nun büyütülmesiyle; Rocksalt yapısı ise yüksek basınç altında elde edilebilir.



Wurtzite yapısı, a ve c oranı $c/a = \sqrt{8/3} = 1.633$ olan iki örgü parametrelili hegzagonal birim hücreye sahiptir. Bazal düzlem örgü parametresi (bazal düzlem altıgeninin kenar uzunluğu) evrensel olarak a ile gösterilir; bazal düzleme dik olan eksensel örgü parametresi (birim hücre yüksekliği) ise c olarak tanımlanmıştır.



Şekil 2.19 Wurtzite ZnO kristal yapının şematik gösterimi (Morkoç ve Özgür 2009)

Wurtzite ZnO yapısının şematik bir gösterimi şekil 2.19’de verilmiştir. Yapı iç içe geçmiş iki hekzagonal sıkı-paketlenmiş örgünün birleşimidir. u iç parametresi $u=3/8=0,375$ ‘e eşit olup c -eksenine paralel bağın uzunluğudur.

Wurtzite’ in kristalografik vektörleri: $\vec{a} = a(\frac{1}{2}, \sqrt{\frac{3}{2}}, 0)$, $\vec{b} = a(\frac{1}{2}, -\sqrt{\frac{3}{2}}, 0)$, $\vec{c} = a(0,0, c/a)$ ‘ dir. Kartezyen koordinatlardaki temel atomlar: $(0,0,0)$, $(0,0,uc)$, $a(\frac{1}{2}, \sqrt{3}/6, c/2a)$, $a(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{6}, (u + \frac{1}{2})c/a)$ ’ dir.

Gerçek bir ZnO kristalinde wurzite yapı, c/a oranının veya u değerinin değişmesiyle ideal düzenlemeden sapar. Deneysel olarak gözlenen c/a oranları, zincblend fazına yol açmayacağı varsayımına göre, idealden daha küçüktür. Bu durum, c/a oranı ve bu oranının azaldığı u parametresi arasında güçlü bir ilişki olduğunu; u parametresi uzun bölge polar etkileşimleri sebebiyle tetrahedral açılarının bozulumu boyunca bu 4 tetrahedral mesafenin neredeyse sabit kalmasından dolayı arttığını göstermektedir. Eger (Denklem 2.32) bağıntısı sağlanırsa bu iki farklı sınır uzunlukları eşit olacaktır.

$$u = \left(\frac{1}{3}\right) \left(\frac{a^2}{c^2}\right) + \frac{1}{4} \quad (2.32)$$

c eksenini boyunca en yakın komşu bağ uzunluğu b olarak, c eksenini dışındaki ise b_1 olarak aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

$$b = cu \quad \text{ve} \quad b_1 = \sqrt{\frac{1}{3}a^2 + \left(\frac{1}{2} - u\right)^2 c^2} \quad (2.33)$$

En yakın komşulara ek olarak, ikinci en yakın komşuların bağ uzunluğuna sahip b'_1 , b'_2 ve b'_3 olmak üzere üç tipi vardır.

$$b'_1 = c(1 - u), b'_2 = \sqrt{a^2 + uc^2} \text{ ve } b'_3 = \sqrt{\frac{4}{3}a^2 + c^2\left(\frac{1}{2} - u\right)} \quad (2.34)$$

Bağ açıları olan α ve β ise:

$$\alpha = \frac{\pi}{2} + \arccos \left[\left(\sqrt{1 + 3(c/a)^2(-u + 1/2)^2} \right)^{-1} \right] \quad (2.35)$$

$$\beta = 2 \arcsin \left[\left(\sqrt{\frac{4}{3} + 4(c/a)^2(-u + 1/2)^2} \right)^{-1} \right] \quad (2.36)$$

Örgü parametreleri genellikle oda sıcaklığında Bragg kanunu kullanılarak XRD ölçümlerinden yararlanılarak hesaplanır. Örgü parametresi, serbest yük, kusurlar, basınç ve sıcaklıktan etkilenebilir. c/a oranı, iki bileşenin elektronegatifliklerinin farkıyla bağlantılı olduğundan, en büyük farklılıkları olan bileşenler ideal c/a oranından en büyük sapmayı gösterirler.

Wurtzite ZnO, c eksenine dik bir düzleme sahip değildir; bu nedenle, yüzeyler ya 2. grup elementi (Zn, Cd veya Mg) $(0\ 0\ 0\ 1)$ ya da $(0\ 0\ 0\ \bar{1})$ A yapılı ya da O polariteli $(0\ 0\ 0\ \bar{1})$ ya da $(0\ 0\ 0\ 1)$ B yapılıdır. Bu iki yön arasındaki fark polarizasyon yükünden dolayı önemlidir (Morkoç ve Özgür 2009).

2.7 Yarıiletkenlerin Optiksel Özellikleri

Optiksel ölçümler, yarıiletkenlerin optiksel enerji bant yapılarını belirlemede büyük önem teşkil eder. Fotonun indüklediği elektronik geçişler, enerji bant aralığını

belirleyen farklı bantlar arasında veya serbest taşıyıcı soğurumu gibi tek bir bantta meydana gelebilir. Optik ölçümler örgü titreşimlerini (fononlar) incelemek için de kullanılabilir. Yarıiletkenin optik özellikleri karmaşık kırılma indisi ile karakterize edilir:

$$\bar{n} = n_r - ik_e \quad (2.37)$$

n_r kırılma indisinin gerçek kısmı:

$$n_r = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (2.38)$$

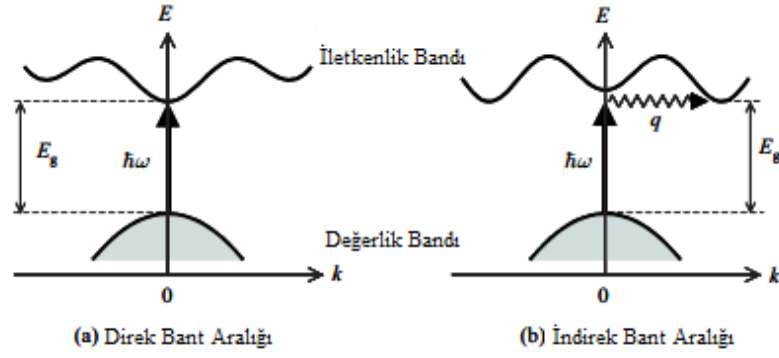
dır. Burada c , v , λ_0 ve λ sırasıyla boşluktaki ve ortamdaki ışık hızlarını ve dalgaboylarını gösterir. Sönüm katsayısı olarak adlandırılan sanal kısım k_e , soğurma katsayısını belirler.

$$\alpha' = \frac{4\pi k_e}{\lambda} \quad (2.39)$$

Yarıiletkenlerde soğurma katsayısı dalga boyu veya foton enerjisinin güçlü bir fonksiyonudur. Soğurma katsayısı denklem 2.40 ile ifade edilebilir:

$$\alpha' \propto (h\nu - E_g)^\gamma \quad (2.40)$$

Burada, $h\nu$ foton enerjisi ve γ bir sabittir. Yarıiletken malzemeler direk ve indirek geçişli malzemeler olmak üzere ikiye ayrılır. İletim bandından değerlik bandına direk geçiş aynı momentumda olur şekil 2.20.a'daki gibi gösterilir. İndirek geçişlerde momentum değişimi gerekir. Önce elektron momentumunu değiştirir sonra değerlik bandındaki aynı k değerindeki deşikle birleşir.



Şekil 2.20 a. Direk (doğrudan), b.İndirek (dolaylı) bant geçişleri (Fox 2010)

Dikey ok, foton soğurumunu temsil ederken, yatay ok işareti bir fononun emisyonunu veya soğurumunu temsil eder (Şekil 2.20). Tek elektron yaklaşımında, γ değeri izinli ve yasaklı direk bant geçişleri için sırasıyla $1/2$ ve $3/2$ 'ye eşittir. İndirek bant geçişleri [Şekil 2.20'da ki b geçişi], momentum korunumu için fononlar gerekmektedir. Bu geçişlerde, fononlar (E_p enerjisi ile) ya yayılır ya da soğurulur. Buna göre, soğurum katsayısı aşağıdaki gibi belirtilir:

$$\alpha' \propto (h\nu - E_g \pm E_p)^\gamma \quad (2.41)$$

Burada γ sabiti, izinli ve yasaklı indirek bant geçişleri için sırasıyla 2 ve 3'e eşittir. Arttırılmış soğurum pikleri kristal örgü boyunca hareket eden bant aralığındaki bağlı elektron-deşik çiftlerinin oluşturduğu eksitonların enerji seviyeleri nedeniyledir. Soğurum kenarında, $(E_g - h\nu)$ değerlerinin bir eksitonun bağ enerjisiyle kıyaslanabilir. Serbest elektron ile deşik arasındaki Coulomb etkileşimi de göz önüne alınmalıdır. Soğurum için gerekli foton enerjisi, bu bağ enerjisi kadar az olmalıdır.

$E_g \geq h\nu$ için soğurum sürekli olarak temel soğurum ile birleşir. $E_g \ll h\nu$ olduğunda ise, daha yüksek enerji bantları bant geçişi sürecine katılır ve karmaşık bant yapıları soğurum katsayısına yansır.

Işık, bir yarıiletken içinden geçtiğinde, ışığın soğurumu ile elektron-deşik çiftlerinin (G_c) yaratılması gerçekleşir ve ışık şiddeti P_{op} mesafe ile azalır:

$$\frac{dP_{op}}{dx} = -\alpha' P_{op}(x) = G_e h\nu \quad (2.42)$$

$$P_{op}(x) = P_{op}(1 - R) \exp(-\alpha' x) \quad (2.43)$$

Burada, P_0 dışardan gelen ışık şiddetidir ve R ortamdaki yarıiletken ara-yüzeyin normal yansımalarıdır:

$$R = \frac{(1-n_r)^2 + k_e^2}{(1+n_r)^2 + k_e^2} \quad (2.44)$$

t kalınlığına sahip yarıiletken bir örnekte, iki ara-yüzey arasında çoklu yansımalar oluşacaktır. Geriye kalan tüm ışık bileşenlerinin toplamı, toplam yansımaya katsayısı ile hesaplanır.

$$R_{\Sigma} = R \left[1 + \frac{(1-R)^2 \exp(-2\alpha' t)}{1-R^2 \exp(-2\alpha' t)} \right] \quad (2.45)$$

Ve toplam geçirgenlik katsayısı aşağıdaki şekilde ifade edilir (Sze ve Kwok 2007).

$$T_{\Sigma} = \left[\frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha' t)}{1-R^2 \exp(-2\alpha' t)} \right] \quad (2.46)$$

Bu denkleme göre, soğurum katsayısı ışığın şiddeti ve filmin kalınlığına bağlı olarak değişir. Yansımaya derecesi (R) ihmal edildiğinde ve soğurum kesitine yakınlığı önemsenmediğinde, T geçirgenliğinin yüzdeleri ifadesi için, aşağıdaki gibi soğurum katsayısı daha basit şekilde hesaplanabilir (Tüzemen vd. 2009).

$$T = \exp(-\alpha' t) \quad (2.47)$$

$$\alpha' = \frac{1}{t} \ln \left(\frac{100}{T} \right) \quad (2.48)$$

E_g optiksel bant aralığını belirlemek için, gelen foton enerjisi ($h\nu$) ve optiksel bant aralığının parabolik bir fonksiyonu olan (α') soğurum sabiti, Tauc bağıntısına göre incelendiğinde (Tauc vd 1966):

$$\alpha' = \frac{A(h\nu - E_g)^{1/2}}{h\nu} \quad (2.49)$$

Burada $h\nu$ foton enerjisi, E_g yarıiletkenin yasak enerji bant aralığı, A malzemenin kırılma indisinin fonksiyonu olan bir sabit ve γ değeri ise izinli direkt bant geçişi için $1/2$ 'ye eşittir. $(h\nu\alpha')^{(2)} - h\nu$ grafiği çizilerek, lineer bölgenin $h\nu$ eksenini kestiği noktadan E_g yasak bant aralığı elde edilir (Tüzemen vd. 2009).

2.8 Filmlerin Kalınlık Hesabı

Filmlerin kalınlığı, bant aralığı gibi optiksel parametrelerini hesaplamak için UV-VIS geçirim spektrumundan yararlanılmaktadır. Film kalınlığı alt tabaka boyunca düzgün yayılmamışsa tüm arayüzey etkileri bozulur ve geçirim spektrumu düz bir eğriye sahip olur, herhangi bir pik gözlenmez. Film kalınlığının alt tabaka üzerinde düzgün dağıldığı durumlarda geçirim spektrumunda girişim pikleri gözlenir. Geçirim spektrumundaki piklerin minimum noktalarındaki geçirgenlik değeri denklem 2.50 ile verilir.

$$T_{min} = \frac{4n_f^2 n_s^2}{(n_f^2 + n_s)^2} \quad (2.50)$$

n_f ve n_s sırasıyla film ve alt tabakanın kırılma indisleridir. Bu denklemden n_f :

$$n_f = \left\{ \frac{n_s(2 - T_{min}) + 2n_s(1 - T_{min})^{1/2}}{T_{min}} \right\}^{1/2} \quad (2.51)$$

şeklinde elde edilir. Ardışık iki minimum noktasının kırılma indisi denklem 2.51 yardımıyla bulunup denklem 2.52 yerine konularak film kalınlığı hesaplanır.

$$t = \frac{M\lambda_1\lambda_2}{2[n_f(\lambda_1)\lambda_2 - n_f(\lambda_2)\lambda_1]} \quad (2.52)$$

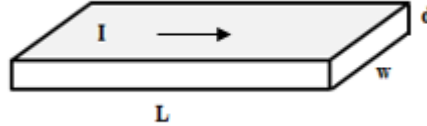
Burada M , λ_1 , λ_2 , $n_f(\lambda_1)$ ve $n_f(\lambda_2)$ sırasıyla bir sabit, girişim piklerinin minimum noktalarındaki dalga boyları, bu dalga boylarındaki kırılma indisleridir. Genellikle bu bölgede n_f neredeyse sabittir: $n_f \approx n_f(\lambda_1) \approx n_f(\lambda_2)$. Filmler ince olduğunda girişim pik sayısı azdır, yalnızca bir maksimum ve bir minimum olduğunda M ' nin değeri $\frac{1}{2}$ olarak alınır (Manifacier ve Fillard 1981).

2.9 Elektriksel Özellikler

Şekil 2.21'de verilmiş olan ince film malzemenin direncinin, boyu, kesit alanı ve öz direncine (ρ) bağlılığı denklem 2.53'de verilmiştir.

$$R = \rho \frac{L}{A} = \rho \frac{L}{wd} \quad (2.53)$$

$$\rho = R \frac{wd}{L} \quad (2.54)$$



Şekil 2.21 I akımı geçen iletkenin şematik gösterimi

Elektriksel iletkenlik (σ) ile öz direnç (ρ) arasındaki bağıntı aşağıdaki gibidir:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{L}{Rwd} \quad (2.55)$$

Şekil 2.21'deki gibi bir iletkenin uçları arasına potansiyel farkı uygulanırsa, iletken içindeki \vec{J} akım yoğunluğu ve \vec{E} elektrik alanı arasındaki bağıntı denklem 2.56'de verilmiştir.

$$\vec{j} = nq\vec{v} = nq\mu\vec{E} = \sigma\vec{E} \quad (2.56)$$

Elektriksel iletkenlik sıcaklığın fonksiyonu olarak denklem 2.57 ile verilir (Rao ve Santhoshkumar 2009).

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right) \quad (2.57)$$

Burada, σ_0 bir sabit, k Boltzman sabiti, E_a aktivasyon enerjisi ve T mutlak sıcaklıktır. E_a aktivasyon enerjisi $\ln\sigma-1/T$ eğrisinin (Arrhenius eğrisi) eğiminden hesaplanabilmektedir. Elektriksel iletimi açıklamak için çeşitli modeller ileri sürülmüştür. Malzemenin elektriksel iletkenliğinin sıcaklığa bağlı ölçümlerinden yararlanılarak malzemedeki iletkenlik mekanizmaları belirlenebilir. Farklı sıcaklık bölgelerinde farklı iletim mekanizmaları söz konusu olabilir. Bu mekanizmaların bazılarında aşağıda bahsedilecektir.

2.9.1 Tane Sınırı Modeli

Poli-kristal filmlerde, kristalitler arasındaki tane sınırları filmin iletkenliğini belirlemede önemli bir rol oynamaktadır. Poli-kristal malzemelerde, tane sınırı bölgesindeki çok sayıda kusurların varlığı, taşıyıcıları tuzaklayan tuzak seviyelerinin oluşmasına yol açar. Bu durum, serbest taşıyıcıların sayısını azaltır. Bu da elektriksel olarak yüklü bir potansiyel bariyer olarak da davranan tükenme bölgesini oluşturur. Tane sınırı modeli, mevcut poli-kristal numunenin orta ve yüksek sıcaklık verilerini açıklayabilmektedir. Bu modele göre, sıcaklık ile elektriksel iletkenlikteki değişim, tanelerin tamamen tüketilmesine veya yüklü taşıyıcıların kısmi tüketilmesine bağlıdır. Katkısız n-tipi bir yarıiletken malzemenin donör konsantrasyonu N_D olduğu farz edilirse, tane sınırı modeline göre, safsızlık konsantrasyonu N_D^* belirlenebilir. $N_D < N_D^*$ için kristalitler tamamen tüketilmiştir. Bu durumda, iletkenlik değeri ve taşıyıcı hızı aşağıdaki gibi yazılır.

$$\sigma = \frac{L^2 e^2 N_v N_D \nu_c}{2k_B T (N_t - L N_D)} \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \quad (2.58)$$

$$\nu_c = \left(\frac{k_B T}{2\pi m^*}\right)^{1/2} \quad (2.59)$$

Burada, e elektron yükü, k_B Boltzman sabiti, m^* yüklü taşıyıcının etkin kütlesi ve N_c iletkenlik bandı etkin durum yoğunluğudur ve aşağıdaki gibi gösterilir.

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{\hbar^2}\right)^{3/2} \quad (2.60)$$

Burada, \hbar Plank sabitidir. $N_D > N_D^*$ durumunda ise, taneler kısmi tüketilmiştir. Buna göre elektriksel iletkenlik ise aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\sigma = \left(\frac{L e^2 n \nu_c}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{-E_b}{k_B T}\right) \quad (2.61)$$

Burada, n kristalitlerin nötr bölgesindeki elektron konsantrasyonudur. Bu durumda, E_a aktivasyon enerjisi, tane sınırındaki E_b bariyer enerjisine karşılık gelmektedir. Buna göre, bariyer enerjisi:

$$E_b = \frac{L^2 e^2 N_a}{8\epsilon} \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \quad (2.62)$$

olarak elde edilir. Burada ϵ düşük frekans dielektrik sabitidir. Tane sınırı modelinin uygulanabilirliği, L ile karşılaştırılan L_D ' nin değerlendirilmesi ile incelenmektedir.

$$L_D = \sqrt{k_B T \epsilon \epsilon_0 / e^2 N_a} \quad (2.63)$$

Burada ϵ_0 havasız ortamdaki dielektrik sabiti, L_D Debye perdeleme uzunluğudur. Eğer $L_D < L/2$ olursa, ara-yüzey tuzak seviyelerinden dolayı tane sınırı bölgesinde potansiyel bariyerler oluşur. Eğer $L_D > L/2$ olursa, iletkenlik bandı potansiyel bariyer

olmaksızın var olur. Yani, taşıyıcılar tane sınırı saçılması olmaksızın iletilirler (Yıldız vd. 2010)

2.9.2 En Yakın Komşular Arası Sıçrama Modeli (NNH)

Poli-kristal filmlerin aktivasyon enerji değerlerinin çok düşük olması, kullanılan sıcaklık aralığının donör seviyesinden iletim bandına iletim için yetersiz olduğunu gösterir. Poli-kristal oksitlerde oksijen boşlukları en sık görülen kusurlardır. Aktivasyon enerjisi düşük değerde olması, yalıtkan özelliğin oldukça yüksek olduğunu gösterir. Bu durumda, bu sıcaklık bölgesinde en yakın komşular arası iletim (NNH) mekanizmasının baskın olması beklenebilmektedir.

n-tipi yarıiletkenler için, düşük sıcaklıklarda serbest elektronların çoğu, donörler tarafından tekrar yakalanırlar. Bu nedenle, elektronların donör seviyelerinden iletim bandına atlamak için yeterli enerjisi bulunmaz. Bu durumda, iletim bandı daha az önem kazanır ve doğrudan safsızlık bandındaki donör durumları arasında gerçekleşen elektron sıçraması iletim mekanizmasına katkıda bulunur.

Numunelerin iletkenliği, Mott' un minimum metalik iletkenliğinden (σ_{min}) daha azdır.

$$\sigma_{min} = C \left(\frac{e^2 n_c^{1/3}}{\hbar} \right) \quad (2.64)$$

Burada, e elektron yükü, \hbar Plank sabiti, metal-yalıtkan geçişine karşılık gelen kritik taşıyıcı konsantrasyonu, C ise 0,03 değerinde sayısal bir sabittir.

Numuneler düşük iletkenlik ($\sigma < \sigma_{min}$) nedeniyle yalıtkan özellik gösterdiğinde, sıçramalı iletim mekanizması tanımlanabilir. Bu durumda, Fermi seviyesi safsızlık bandında bulunur ve safsızlık durumları üzerinden çok küçük aktivasyon enerjisine sahip yük taşıyıcılarının sıçraması ile iletkenlik gözlenir. NNH modelindeki iletkenlik (σ_{NNH}) aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\sigma_{NNH} = \sigma_1 \left(\frac{-\gamma}{aN_D^{1/3}} \right) \exp \left(\frac{-E_1}{k_B T} \right) \quad (2.65)$$

Burada, σ_1 ve γ birer sabit, a donör dalga fonksiyonunun Bohr yarıçapı, N_D donör konsantrasyonu ve E_1 elektron sıçramasının aktivasyon enerjisidir.

$$E_1 = \frac{0,99e^2 N_D^{1/3}}{4\pi\epsilon} \quad (2.66)$$

Burada, ϵ düşük frekans dielektrik sabitidir (Serin vd. 2011)

2.9.3 Değişken Mesafeli Sıçrama Modeli (VRH)

Mott' a göre, en yakın komşular arası elektron sıçraması (NNH), düşük sıcaklıklarda her zaman tercih edilmez; çünkü enerji seviyelerinde önemli farklılıklar olabilir. Dolayısıyla, elektronlar Fermi seviyesine yakın enerji durumundan sıçraması ve benzer uzaklıktaki bölgeye geçmesi ile iletkenlik gözlenir (Efros ve Shklovskii 1984, Serin vd. 2011). Ve bu durum Mott' un değişken mesafeli sıçrama modelinde ki iletkenliği açıklar:

$$\sigma_{VRH} = \left(\frac{\sigma_0^l}{T^{1/2}} \right) \exp \left(-\frac{T_0}{T} \right)^s \quad (2.67)$$

Burada, Burada σ_0^l sıcaklıktan bağımsız exponensiyel faktör ve T_0 karakteristik sıcaklığı ifade eder. s değeri, sıçrama sürecinin doğasına bağlıdır. Bununla birlikte, sıçrama teorisine göre:

$$\sigma_0^l(T) = \sigma_0 T^{-2s} \quad (2.68)$$

olarak tahmin edilir. VRH iletim mekanizmasında $0 < s < 1$ koşulu etkindir. Fermi seviyesinde durum yoğunluğunun sabit olduğu varsayılırsa, Mott VRH iletim modeli için $s = 1/4$ olur. Öte yandan, Fermi seviyesinde “Coulomb aralığı” olarak adlandırılan

bir aralık varsa, Efros–Shklovskii (ES) VRH iletim modeli için $s = 1/2$ ile ifade edilmektedir (Serin vd. 2011).

Mott VRH iletim modeli için iletkenlik ve sıcaklık arasındaki bağıntı aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\sigma_{Mott} = \left(\frac{\sigma_{0,Mott}^l}{T^{1/2}} \right) \exp \left(-\frac{T_{0,Mott}}{T} \right)^{1/4} \quad (2.69)$$

Burada, $\sigma_{0,Mott}^l$ ve $T_{0,Mott}$ aşağıdaki bağıntılar ile gösterilir.

$$\sigma_{0,Mott}^l(T) = 3e^2\nu \left(\frac{N(E_F)\xi}{8\pi k_B T} \right)^{1/2} \quad (2.70)$$

$$T_{0,Mott} = \left(\frac{18}{N(E_F)\xi^3 k_B} \right) \quad (2.71)$$

Burada, $N(E_F)$ Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu, ξ lokalizasyon uzunluğu, $T_{0,Mott}$ düzensizlik derecesi, k_B Boltzmann sabiti, e elektrik yükü ve ν yaklaşık 10^{13} Hz değerinde tipik fonon frekansıdır. Denklem 2.72 ve denklem 2.73' den ξ ve $N(E_F)$ bağıntıları elde edilmektedir (Serin vd. 2011, Chandel 2011).

$$1/\xi = 22.52\sigma_{0,Mott}^l T_{0,Mott}^{1/2} \quad (2.72)$$

$$N(E_F) = 2.12 * 10^9 \sigma_{0,Mott}^l T_{0,Mott}^{1/2} \quad (2.73)$$

Ortalama sıçrama mesafesi ve sıçrama enerjisi ise aşağıdaki denklemlerden hesaplanabilmektedir.

$$R_{Mott} = \frac{3\xi}{8} \left[\frac{T_{0,Mott}}{T} \right]^{1/4} \quad (2.74)$$

$$\Delta_{Mott} = \frac{1}{4} k_B T \left[\frac{T_{0,Mott}}{T} \right]^{1/4} \quad (2.75)$$

Efros–Shklovskii (ES) VRH iletim modeli için iletkenlik ve sıcaklık arasındaki bağıntı ise aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\sigma_{ES} = (\sigma_{0,ES}^l T^{-1}) \exp\left(-\frac{T_{0,ES}}{T}\right)^{1/2} \quad (2.76)$$

Burada, $T_{0,ES}$ aşağıdaki denklem ile gösterilir.

$$T_{0,ES} = \left(\frac{2.8e^2}{\xi \epsilon k_B} \right)^{1/2} \quad (2.77)$$

Burada, ϵ dielektrik sabitidir. Ortalama sıçrama mesafesi ve sıçrama enerjisi ise aşağıdaki denklemlerden hesaplanabilmektedir:

$$R_{ES} = \frac{\xi}{4} \left[\frac{T_{0,ES}}{T} \right]^{1/2} \quad (2.78)$$

$$\Delta_{ES} = \frac{1}{2} k_B T \left[\frac{T_{0,ES}}{T} \right]^{1/2} \quad (2.79)$$

Efros–Shklovskii (ES) VRH teorisine göre, Coulomb aralık enerjisi ise aşağıdaki denklem ile hesaplanabilmektedir (Yıldız vd. 2008).

$$\Delta_C = \frac{e^3 N(E_F)^{1/2}}{\epsilon^{3/2}} \quad (2.80)$$

Denklem 2.71, 2.77 ve 2.80 eşitlikleri birleştirildiğinde Coulomb aralığı aşağıdaki gibi elde edilir (Huang vd. 2010):

$$\Delta_C \approx k_B (T_{0,ES}^3 / T_{0,Mott})^{1/2} \quad (2.81)$$

2.9.4 Werner Modeli

Poli-kristal malzemelerde, tane sınır bölgesindeki kusurlar nedeniyle serbest taşıyıcıları tuzaklayan tuzak seviyeleri oluşur. Bu tuzaklar, elektriksel olarak yüklü potansiyel engeli oluşturur ve taşıyıcıların hareketini engeller. Kristalit sınırları engel yüksekliğinde dalgalanmalara sebep olur. Bu durum söz konusu ise filmlerdeki elektriksel iletkenlik Werner modeline göre incelenmelidir. Bu modele göre, filmlerin düşük homojenliği ile birlikte potansiyel engel yüksekliğindeki dalgalanmalar, Arrhenius eğrisinde kavisse sebep olmakta ve tane sınırları boyunca elektriksel akım yoğunluğu (J) denklem 2.82 ile ifade edilmektedir.

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\xi}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{qV_{gb}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{qV_d}{k_B T}\right) \quad (2.82)$$

Burada, A^* etkin Richardson sabiti, N_c etkin durum yoğunluğu, $q\xi$ ise tane içindeki Fermi seviye konumu: $q\xi = k_B T \ln(N_c/n)$ ve V_{gb} grain sınırındaki potansiyel engelidir.

$V_{gb} \ll k_B T/q$ olduğu kabul edilirse, tane sınırı iletkenliği aşağıdaki denklem 2.83 ile ifade edilir.

$$\sigma = D \frac{dJ}{dV_{gb}} = \frac{DTqA^*}{k_B} \exp\left(-\frac{q\varphi}{k_B T}\right) \quad (2.83)$$

Burada, D ortalama grain boyutudur ve $\varphi = V_{gb} + \xi$ 'dir. Werner, farklı tane sınırları arasındaki potansiyel değişimlerin varlığını öne sürmüş ve kararsız bariyerleri Gauss olasılık dağılımı ile modellemiştir.

$$P(\Phi) = \frac{1}{\sigma_\Phi \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\bar{\Phi}-\Phi)^2}{2\sigma_\Phi^2}\right) \quad (2.84)$$

Burada, $\bar{\Phi}$ ortalama bariyer yüksekliğini (taşıyıcıların iletimini sınırlayan) ve σ_Φ bariyer değerleri üzerindeki hataların bir değerlendirmesini yapan bant bükülmesinin Gauss

dağılımının standart sapmasını belirtir. Tüm olası bariyer yüksekliklerinin integrali ile etkin bariyer yüksekliği (Φ) elde edilir.

$$\Phi_{eff}(T) = \bar{\Phi}(T) - \frac{\sigma_{\Phi}^2 q}{2k_B T} \quad (2.85)$$

Sıcağa bağlı aktivasyon enerjisi aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$W(T) = -k_B \frac{d}{dT^{-1}} [\ln(\sigma/T)] \quad (2.86)$$

Yukarıdaki denklemlere göre, Werner iletkenliğe bağlı sıcaklığı aşağıdaki gibi bir parabol tarafından tanımlamıştır:

$$\ln(\sigma/T) = \frac{a}{T^2} - \frac{b}{T} - c \quad (2.87)$$

Burada a, b ve c parametreleri sıcaklığa bağlı değildir, fakat ortalama bariyer yüksekliği Φ ve standart sapma σ_{Φ} ile ilişkili olup, aşağıdaki 2.88 denklemler ile bulunur:

$$\sigma_{\Phi} = \sqrt{\frac{2ak_B^2}{q^2}} \quad (2.88)$$

$$\bar{\Phi} = \frac{bk_B}{q} \quad (2.89)$$

Werner' in de savunduğu gibi, potansiyel bariyerdeki dalgalanmalar ve Gauss dağılımı ile tane sınırlarının etkisi yorumlandığında, W ile 1000/T arasında lineer bir bağıllık elde edilmektedir. Tüm filmlerin aktivasyon enerjisi (W) ile bağıllığının lineer özellik göstermesi, Werner modelinin etkin olduğunu gösterir (Yıldız vd. 2012).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 ZnO Malzemelerin Özellikleri

ZnO altıgen birim hücrenin örgü parametreleri $a = 3.2495 \text{ \AA}$ ve $c = 5.2069 \text{ \AA}$ ve yoğunluğu ise 5.605 g cm^{-3} tür (Lide 1992). Zn atomları, O'nin p-elektronları ile Zn'nun d-elektronlarının hibritleştiği dört O atomu ile tetrahedral olarak uyum sağlar. Elektronegatiflik değerlerindeki büyük farklılıktan (Zn için 1.65, O için 3.44) dolayı Zn atomları ile O atomları arasındaki bağlar oldukça iyoniktir.

ZnO, elektronik ve optoelektronik cihazlar için sayısız cazip özelliklere sahiptir. Ayrıca, ZnO 3.37 eV ' luk doğrudan bant aralığı enerjisine ve oda sıcaklığında 60 meV ' luk geniş eksiton bağ enerjisine sahiptir (Coleman ve Jagadish 2006).

ZnO' in Sn ile katılanması ile elde edilen ince filmler farklı elektriksel iletkenlik özelliği gösterir (Yıldız vd 2012). Sn katkılı ZnO kristal yapısında, Sn^{+4} iyonunun, Zn^{+2} iyonunun yerine geçmesiyle 2 elektron elektriksel iletkenliğe katkıda bulunur. Sn^{+4} ve Zn^{+2} iyonik yarıçaplarının hemen hemen yakın değerlerde olması ($r_{\text{Zn}}=0.74 \text{ \AA}$ ve $r_{\text{Sn}}=0.69 \text{ \AA}$) (Tsay vd. 2008, Sangeetha ve Muthukumaran 2016) geçiş işlemini kolaylaştırır fakat eşit olmaması örgü yapısında farklı kusurların oluşmasına da sebep olur.

3.2 İnce Film Kaplama Yöntemleri

Modern teknolojiye ince filmlerin kaplama uygulanması oldukça yaygındır. İnce film kaplama yöntemleri fiziksel ve kimyasal olmak üzere iki grupta incelenebilmektedir. Bu kaplama yöntemleri de kendi arasında buhar, sıvı ve katı fazda büyütme olarak ayrılmaktadır.

Buhar fazda büyütme yöntemi, fiziksel buhar biriktirme (PVD), kimyasal buhar biriktirme (CVD) olarak incelenmektedir. Fiziksel buhar biriktirme ile kaplama yöntemi

ise buharlaştırma (rezistans, endüktif, ark, elektron bombardımanı, lazer buharlaştırma yöntemleri vb.) ve sıçratma (manyetik, diyot, triyot, iyon demeti sıçratma sistemleri vb.) olmak üzere iki grupta incelenmektedir.

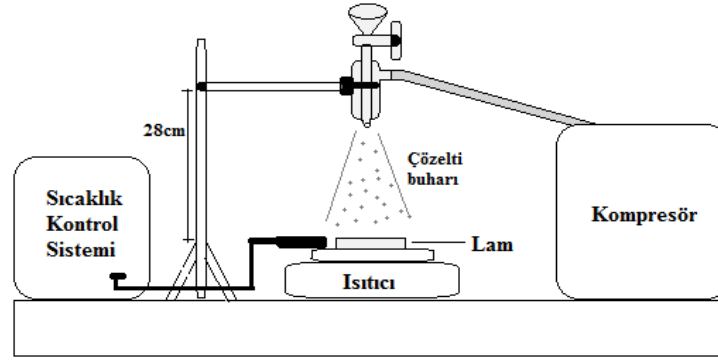
Sıvı fazda büyütme yöntemi, sol-jel (döndürme ile kaplama yöntemi (spin coating), daldırma ile kaplama yöntemi (dip coating), püskürtme ile kaplama yöntemi (spray pyrolysis), kimyasal banyo ile kaplama (CBD) metodu, elektrokimyasal biriktirme tekniği olarak üç grupta incelenmektedir.

Katı fazda büyütme yöntemi ise, mekanik aşındırma ve devitrifikasyon olmak üzere iki grupta incelenmektedir (Perednis ve Gauckler 2005, Sönmezoğlu vd. 2012).

Bu çalışmada ZnO ince filmlerini elde etmek için püskürtme yöntemi ile kaplama tekniği kullanılmıştır

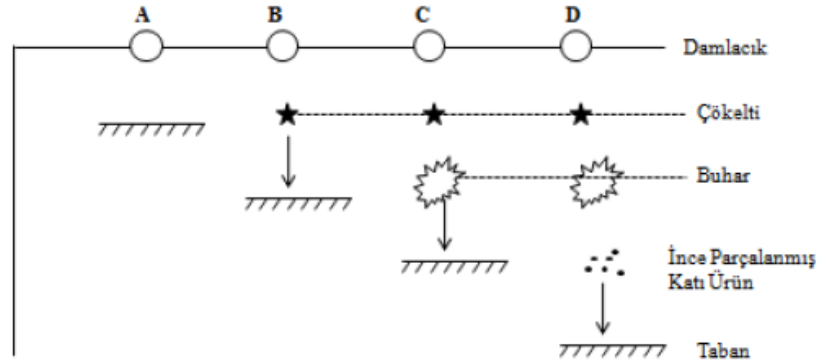
3.3 Püskürtme ile İnce Film Kaplama

Püskürtme yöntemi, ince ve kalın filmleri, seramik kaplamaları ve tozları hazırlamak için araştırmada dikkate alınan bir işleme tekniğidir. Birçok başka film kaplama tekniğinin aksine, püskürtme yöntemi çok basit ve ekipman maliyetleri açısından uygundur. Püskürtme yöntemi, cam endüstrisinde ve güneş pil üretiminde kullanılmıştır. Sprey püskürtme tekniği kullanarak ince film oluşturulması, hazırlanan çözeltinin ısıtılmış bir alt tabakaya atomize edilerek püskürtülmesi ile gerçekleşir. Şekil 3.1’de püskürtme yönteminin sıcaklık kontrol sistemi, ısı çifti, kompresör, püskürtme cihazı, lam (alt tabaka), ısıtıcı ve tutacaktan oluşan deney düzeneğinin şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.1 Püskürtme yöntemi düzeneğinin şematik gösterimi

Damlacıklar alt tabaka yüzeyine çarpar, alt tabakaya yayılır ve termal ayrışma geçirir (Şekil 3.2). Oluşan filmlerin kalitesi alt taban sıcaklığı, püskürtme hızı ve zamanı, taban ile püskürtme başlığı arasındaki mesafe, çözeltinin aerodinamiği, taşıyıcı gaz gibi parametrelere bağlıdır (Perednis ve Gauckler 2005).



Şekil 3.2 Sprey yönteminde püskürtülen çözelti damlacıklarının aerodinamiği (Sönmezoglu vd. 2012)

3.4 Kimyasal Çözeltinin Hazırlanması ve İnce Filmlerin Kaplanması

Püskürtme yöntemi düzeneği kullanılmadan önce alt tabaka (lam) temizliği ve çözeltinin hazırlanması aşamaları önemlidir. Alt tabaka (lam) temizliği elde edilen filmin geçirgenliğinin yüksek olması açısından önemli bir etkidir. Bunun için, cam lamlar ultrasonik su banyosunda 10dk ethanol ve 10dk saf su ile temizlenmiş ve sonra kurutulularak ısıtıcı üzerine yerleştirilmiştir. Ayrıca, sıcaklık kontrol cihazı yaklaşık 400

°C de sabitlenerek alt tabaka ısıtılmıştır. Daha sonra, yaklaşık 0,45 M' lik çözelti 75 ml etanol ve 7,41 g $Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$ (çinko asetat) ile şeffaf bir çözelti elde edilinceye kadar yaklaşık 30-45dk sabit bir ısıda karıştırılmıştır.

Elde edilen tüm çözelti püskürtme işlemi sırasında başka bir ısıtıcı üzerinde sabit 45 °C bekletilmiştir. Her seferinde yaklaşık 3ml çözelti, yaklaşık 28cm yükseklikten, alt tabaka üzerine kompresör yardımıyla püskürtülmüştür. Aynı işlem, ZnO çözeltisi % 3, %5 , % 10 $SnCl_2 \cdot 2H_2O$ katkılanarak tekrarlanmış ve farklı iletkenliklere sahip filmler elde edilmiştir. Püskürtme işlemi sona erdiğinde, film oluşan alt tabakalar diğer işlemler için soğumaya bırakılmıştır.

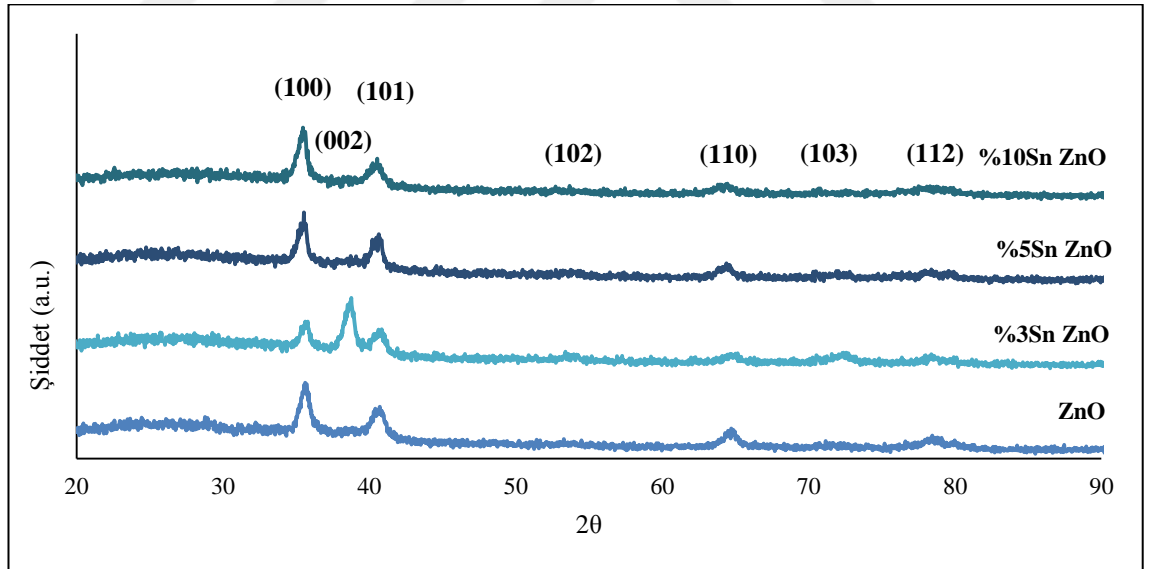


4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1 Filmlerin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi

Sn katkılı ve katkısız ZnO ince filmleri için x- ışını kırınım desenleri, Inel-EQUINOX 1000 serisi X-ışını difraktometresinde $\lambda=0.179$ nm dalga boyuna sahip CoK_α ışını kullanılarak $20^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$ aralığında ölçülmüştür.

Şekil 4.1'de katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmlere ait x-ışını kırınım deseni verilmiştir. Kırınım desenlerinde genel olarak (100), (002), (101), (102), (110), (103) ve (112) düzlemlerinden kaynaklanan yedi adet pik gözlenmiştir. Bu da filmlerin poli-kristal yapısında olduğunu gösterir. Gözlenen bu pikler ZnO' nun pikleridir ve JCPDS- 36- 1451 kartı ile uyum içerisindedir.



Şekil 4.1 Katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmlerinin XRD kırınım spektrumu

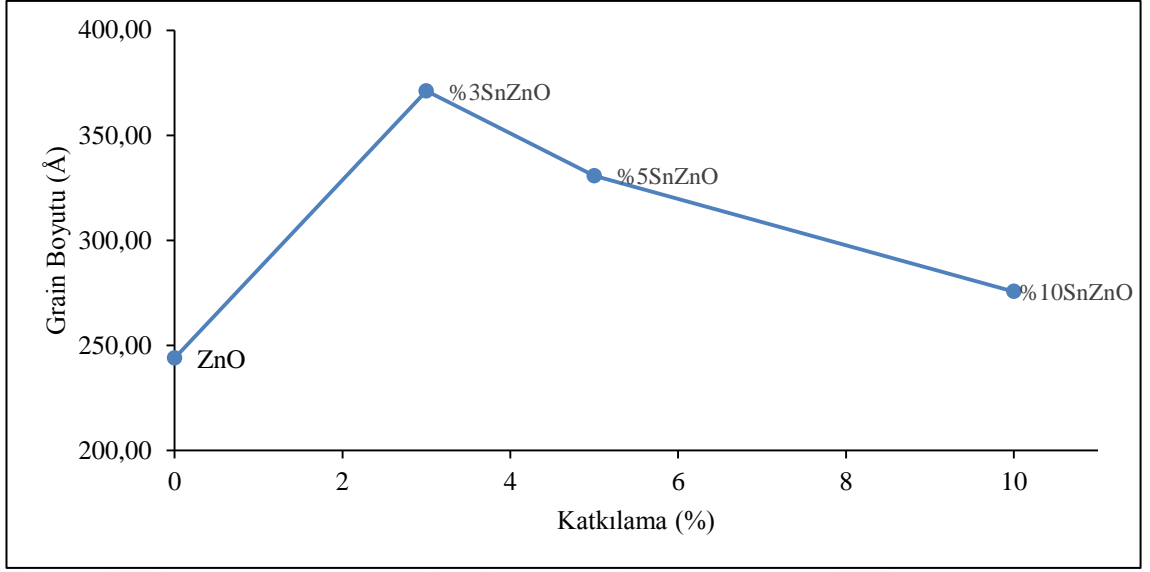
Sn ilavesi ile X-ışını kırınım desenlerinde ZnO' nun piklerine ilave bir pik gözlenmemiştir. Buda ilave edilen katkı atomlarının kristal örgüyü bozmadığı ve farklı bileşiklerin oluşmadığını gösterir. En fazla pik, % 3 Sn katkılı ZnO ince filminde görülmektedir. Ayrıca, katkısız, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmler için tercih edilmiş

yönelim en büyük pik şiddetine sahip olan (100) düzlemidir. %3 Sn katkılı ZnO ince filmi için tercih edilmiş yönelim ise (002) düzlemidir. Katkısız ve katkılı ZnO filmlerinin X-ışını kırınım desenindeki düzlem piklerine ait 2θ değerlerinden yararlanılarak denklem 2.1 yardımıyla hegzagonal wurtzite yapının düzlemler arası mesafeleri (d_{hkl}) ve çizelge 2.2’de ki hegzagonal d_{hkl} denklemi yardımıyla da örgü parametreleri (a ve c) hesaplanmış ve çizelge 4.1’de verilmiştir.

Çizelge 4.1 Katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmleri için (100) düzleminde hesaplanan poli-kristal yapıların özellikleri

(100)	% Sn	2θ	d_{hkl}	D(Å)	a	c	a/c	δ Dislokasyon yoğunluğu (Å ⁻²)	ϵ' Mikrozorlama (Å)
ZnO	0	35,62	2,927	243,97	3,38	5,41	0,62	1,68E-05	30,77
%3SnZnO	3	35,83	2,910	371,13	3,36	5,42	0,62	7,26E-06	54,94
%5SnZnO	5	35,53	2,934	330,77	3,39	5,39	0,63	9,14E-06	38,46
%10SnZnO	10	35,53	2,934	275,64	3,39	5,42	0,63	1,32E-05	32,05

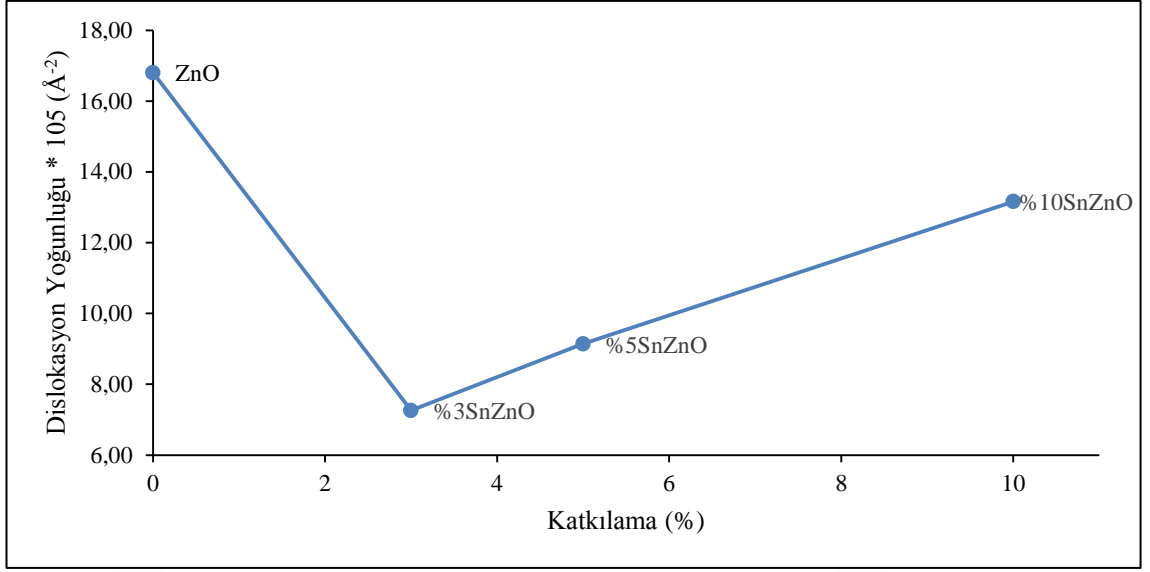
Ayrıca, (100) düzlemine ait yarı-pik genişlikleri, denklem 2.2 yardımıyla D(Å) grain boyutu, denklem 2.3 kullanılarak δ dislokasyon yoğunluğu ve denklem 2.4’ den de ϵ' mikrozorlama değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerler çizelge 4.1’ de verilmiştir.



Şekil 4.2 ZnO filmlerinin grain boyutunun katkılama ile değişimi

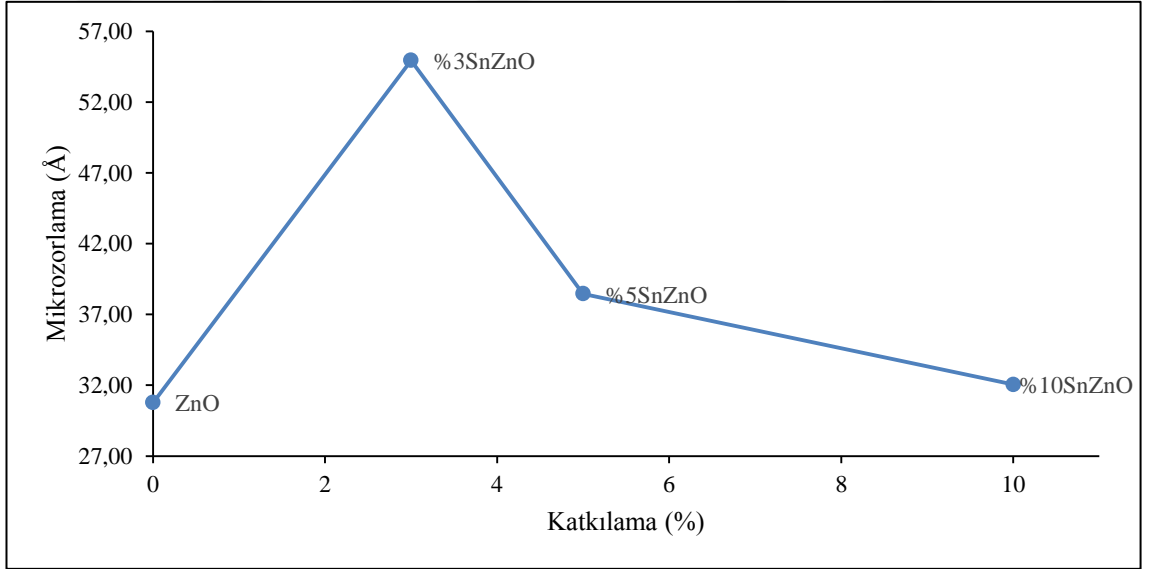
Şekil 4.2’de katkılamayla grain boyutunun değişimi görülmektedir. % 3 Sn katkıli filmlerin grain boyutunun arttığı görülmüştür. Grain boyutunun büyük olması tane sınırlarını azaltacağından kristalleşmenin daha iyi olduğu düşünülmektedir. Bu sebeple, Sn katkıli filmler arasında en iyi kristalleşmenin % 3 Sn katkıli ZnO filminde olduğu söylenebilir. Ve katkı oranı arttıkça grain boyutunun azaldığı dolayısıyla kusur oranının da arttığı düşünülmektedir.

Şekil 4.3’de dislokasyon yoğunluğunun katkılama ile değişimi görülmektedir. % 3 Sn katkıli ZnO filminde grain boyutu arttığı için dislokasyon yoğunluğunun arttığı söylenebilir.



Şekil 4.3 ZnO filmlerinin dislokasyon yoğunluklarının katkılama ile değişimi

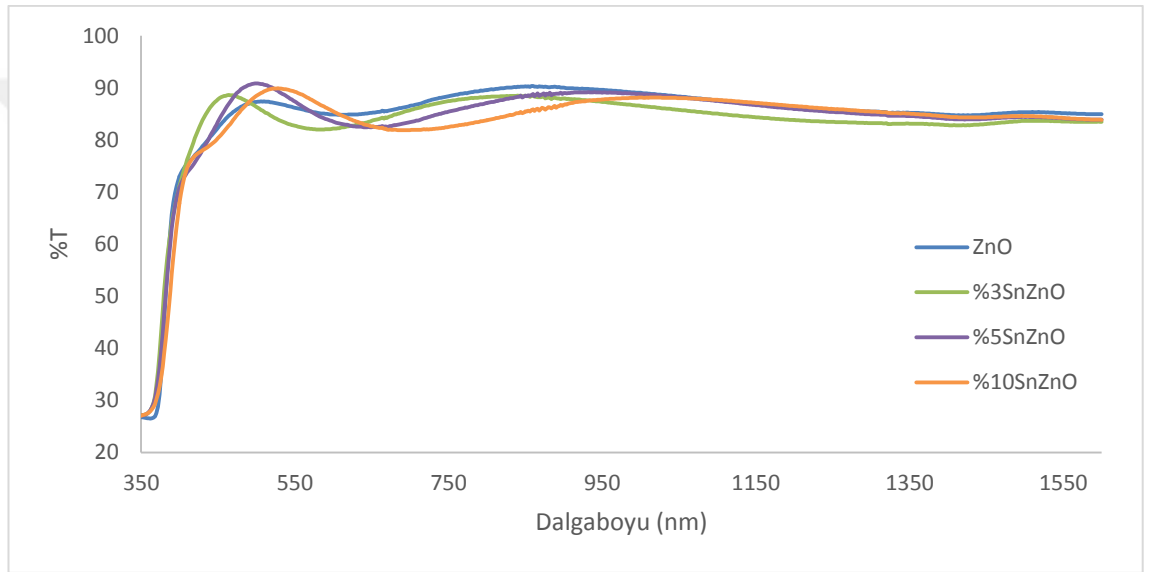
Şekil 4.4'de ise, mikrozorlamanın katkılama ile değişimi gösterilmiştir. % 3 Sn katkı ZnO filmlerde mikrozorlama değerinin arttığı görülmüştür.



Şekil 4.4 ZnO filmlerinin mikrozorlama değerlerinin katkılama ile değişimi

4.2 ZnO Filmlerinin Optiksel Özelliklerinin İncelenmesi

Katkısız ve Sn katkılı ZnO filmlerinin kalınlıkları, kırılma indisleri, soğurma sabitleri ve optiksel yasak enerji bant aralıklarını bulmak için, UV-VIS geçirgenlik spektrumundan yararlanılmıştır. Geçirgenlik spektrumları Shimadzu UV-3600 cihazı kullanılarak, 350-1600nm dalga boyu aralığında ölçülmüştür. Şekil 4.5’de katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmlerin geçirgenlik spektrumu gösterilmiştir.



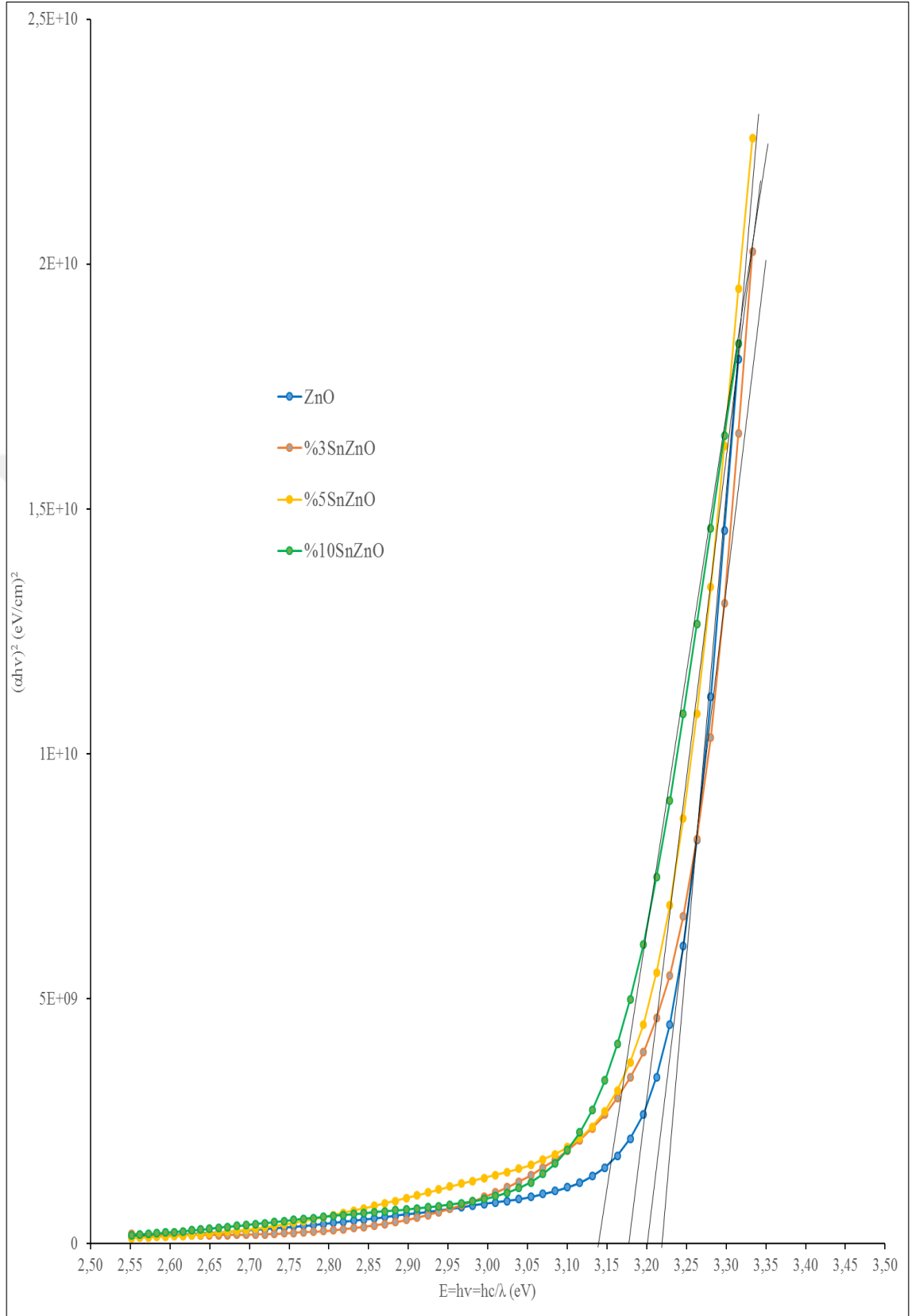
Şekil 4.5 Katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmlerin geçirgenlikleri

Filmlerin ortalama geçirgenlikleri %81 ile %91 arasında değişir. Filmlerin kırılma indisleri geçirme spektrumlarının minimum noktalarındaki geçirgenlik değerlerinin denklem 2.51’de kullanılması ile bulunmuştur. Bulunan kırılma indislerinin denklem 2.52’de kullanılmasıyla hesaplanan film kalınlıklarının yaklaşık 242-288 nm aralığında değiştiği görülmüştür (Çizelge 4.2).

Filmlerin soğurma bölgesindeki soğurma sabitleri dalgaboyuna bağlı olarak denklem 2.48 yardımıyla hesaplanmıştır. Şekil 4.6’da $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafikleri çizilmiştir. Grafiklerin lineer bölgelerinin $h\nu$ eksenine ekstrapolasyonundan E_g optiksel yasak enerji bant aralıkları bulunmuş ve çizelge 4.2’de verilmiştir.

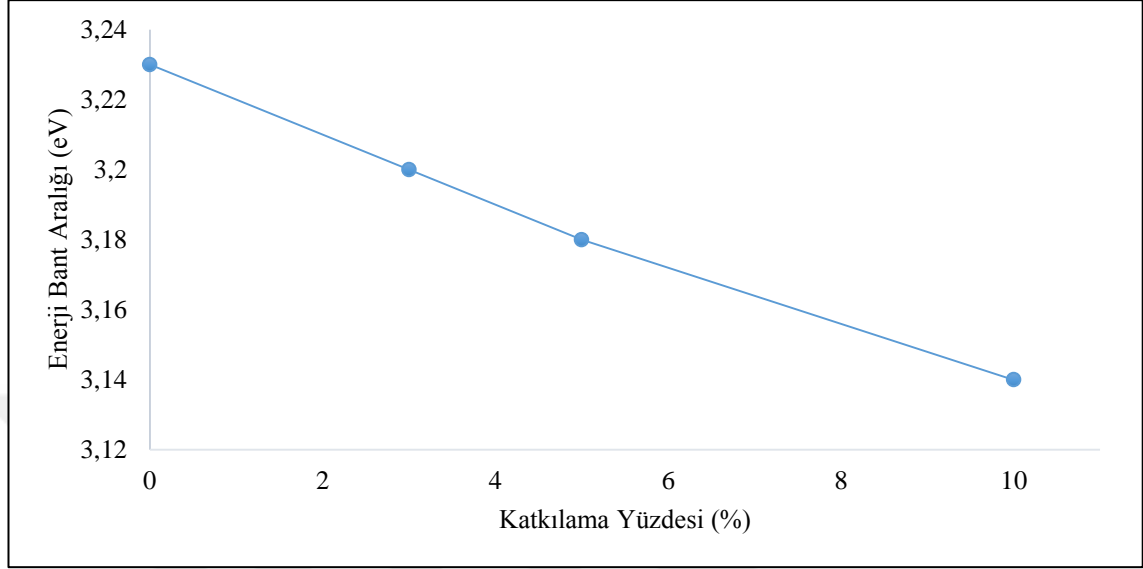
Çizelge 4.2 Katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmleri için UV-VIS geçirgenlik spektrumuna göre hesaplanan optiksel parametre değerleri

	t(nm)	E_g (eV)
ZnO	288,06	3,23
%3SnZnO	242,30	3,2
%5SnZnO	240,58	3,18
%10SnZnO	274,19	3,14



Şekil 4.6 Katkısız ve katkılı ZnO filmlerinin $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ grafikleri

Şekil 4.7 'de optiksel yasak enerji bant aralığının katkılama arttıkça 3,23 eV' den 3,14 eV' e azaldığı görülmüştür.



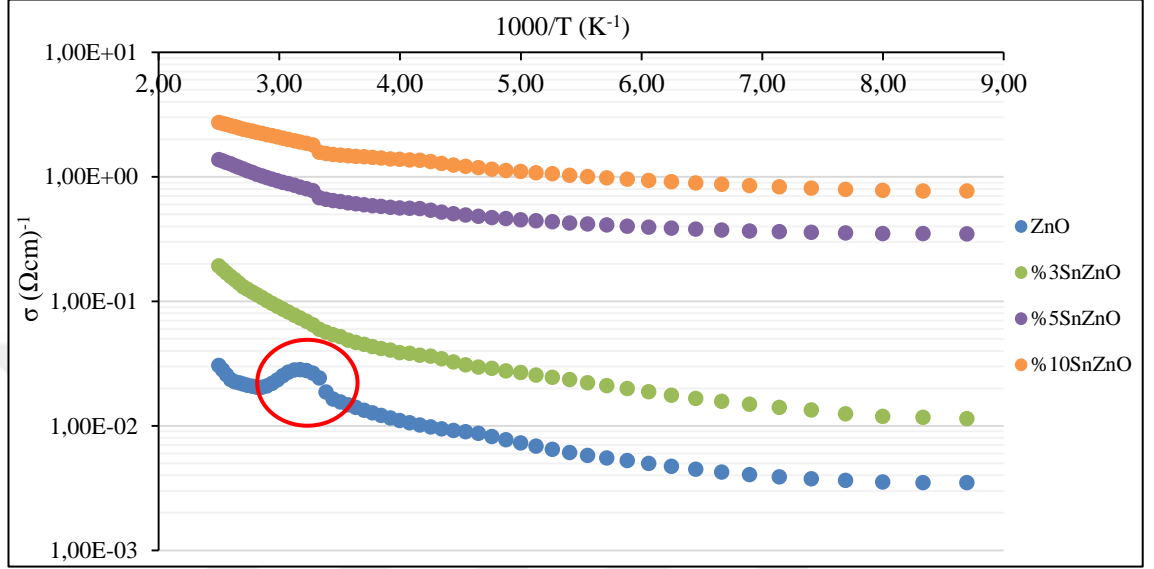
Şekil 4.7 ZnO filmlerinin optiksel enerji bant aralığının katkılama ile değişimi

4.3 Filmlerin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

Katkısız, % 3, % 5 ve % 10 katkılı ZnO filmlerin elektriksel iletkenliği iki nokta yöntemi kullanılarak incelenmiştir. Katkısız ve katkılı ZnO filmlerin $\ln\sigma-1000/T$ grafikleri Şekil 4.8'da verilmiştir. Grafiklerden sıcaklık ve Sn katkısı arttıkça elektriksel iletkenliğin arttığı görülmektedir.

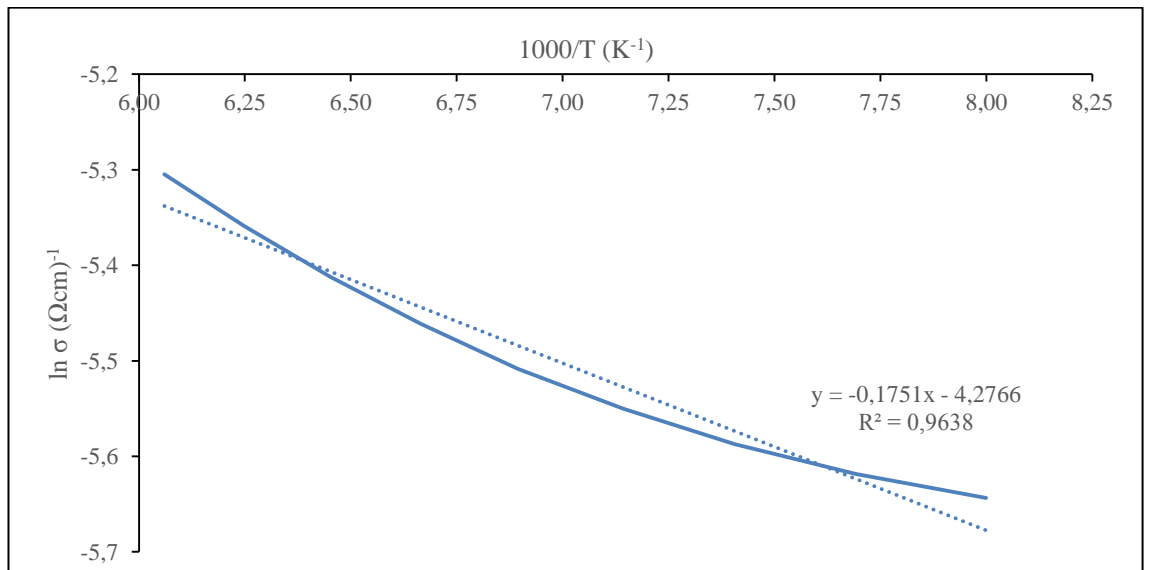
$\ln\sigma$ ve $1000/T$ grafiklerinde iki farklı eğimli doğrusal bölgenin varlığı, filmlerde birden fazla iletim mekanizmasının olduğunu gösterir. Filmlerde etkili olan iletim mekanizmalarının tespitinde farklı mekanizmalarda iletkenlik-sıcaklık bağıllığının farklılığından yararlanılmıştır. 120 ile 300 K sıcaklık aralığındaki yapılan analizler sonucunda 125-165 K sıcaklık bölgesinde ES-VRH ve 170-300 K sıcaklık bölgesinde ise Mott-VRH iletim mekanizmalarının etkili olduğu belirlenmiştir. Katkısız ZnO ince filmlerin yaklaşık 300-360 K sıcaklık bölgesinde metalik davranış gösterdiği düşünülen (Kahraman vd. 2012) tümsek (Şekil 4.8 yuvarlak içinde gösterilen) görülmektedir. Bu davranış, değişim (exchange) etkileşimi (özdeş parçacıklar arasında oluşan bir kuantum

mekanik etki) ile manyetik spin dalgalanmalar sonucunda taşıyıcıların saçılmasından kaynaklı olmakta ve manyetik yarıiletkenlerde yaygın olarak görüldüğü belirtilmektedir (Kahraman vd. 2012, Shinde vd. 2006).



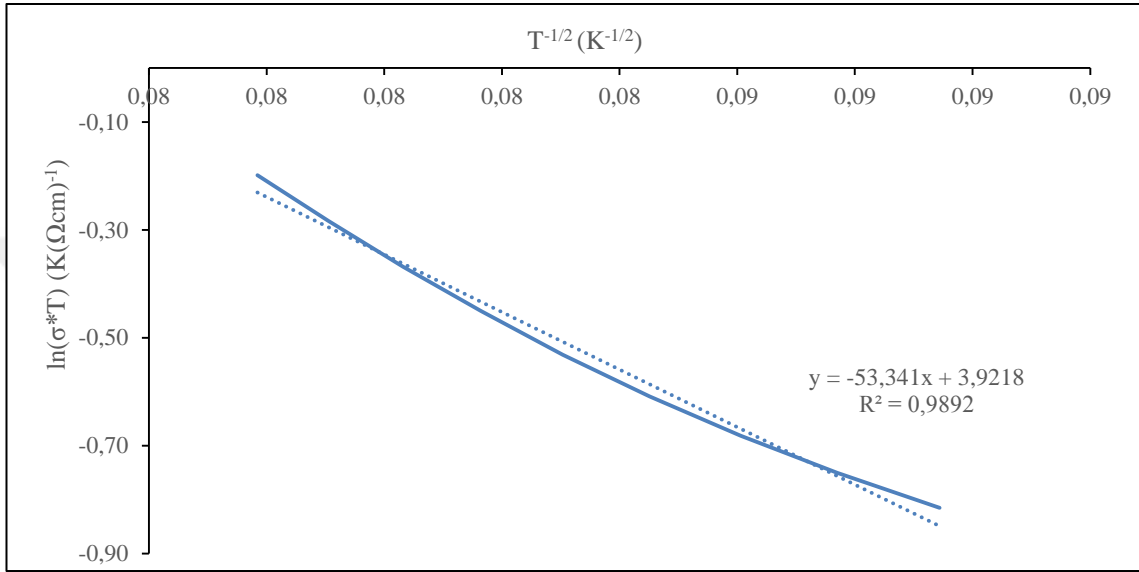
Şekil 4.8 Katkısız ve % 3, % 5, % 10 Sn katkılı ZnO filmlerinin $\ln \sigma - 1000/T$ eğrisi

Düşük sıcaklıktaki aktivasyon enerjisini bulmak için ZnO ince filmin, 125-165 K sıcaklık aralığında $\ln \sigma - 1000/T$ grafiği şekil 4.9’ da gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.3’ de belirtildiği gibi yaklaşık 15 meV olarak bulunmuştur.



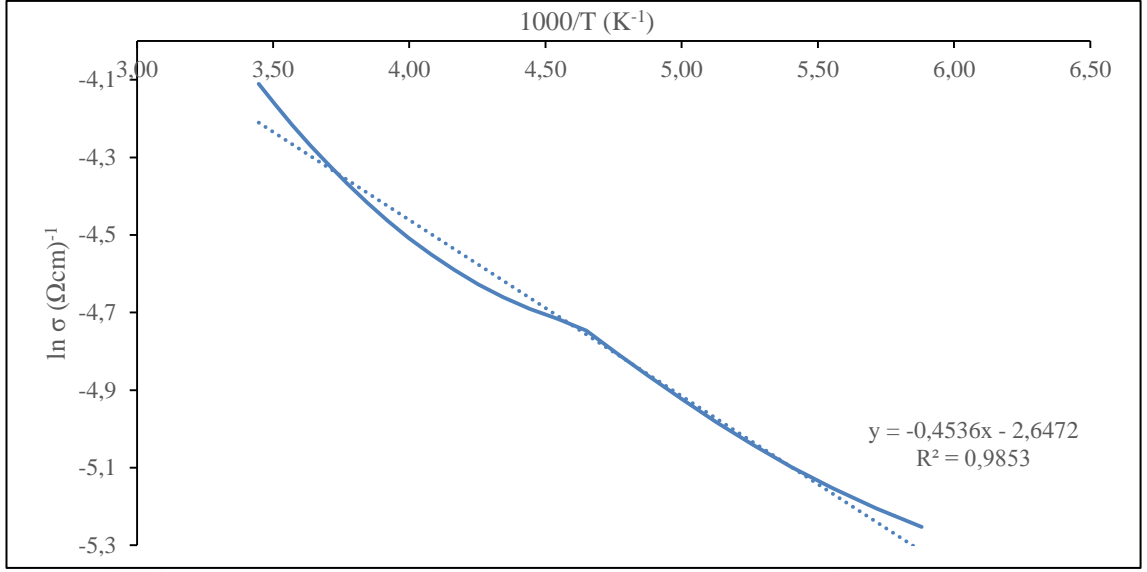
Şekil 4.9 ZnO filminin 125-165 K’ de ki $\ln \sigma - 1000/T$ eğrisi

ZnO filminin düşük sıcaklık iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ ve ES VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağılılığını gösteren grafik şekil 4.10'de çizilmiştir. Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.78, 2.79 ve 2.81' e göre bulunan ES VRH mekanizmalarında sıçrama mesafesi, sıçrama enerjisi ve Coulomb aralık değerleri çizelge 4.3'de belirtilmiştir.



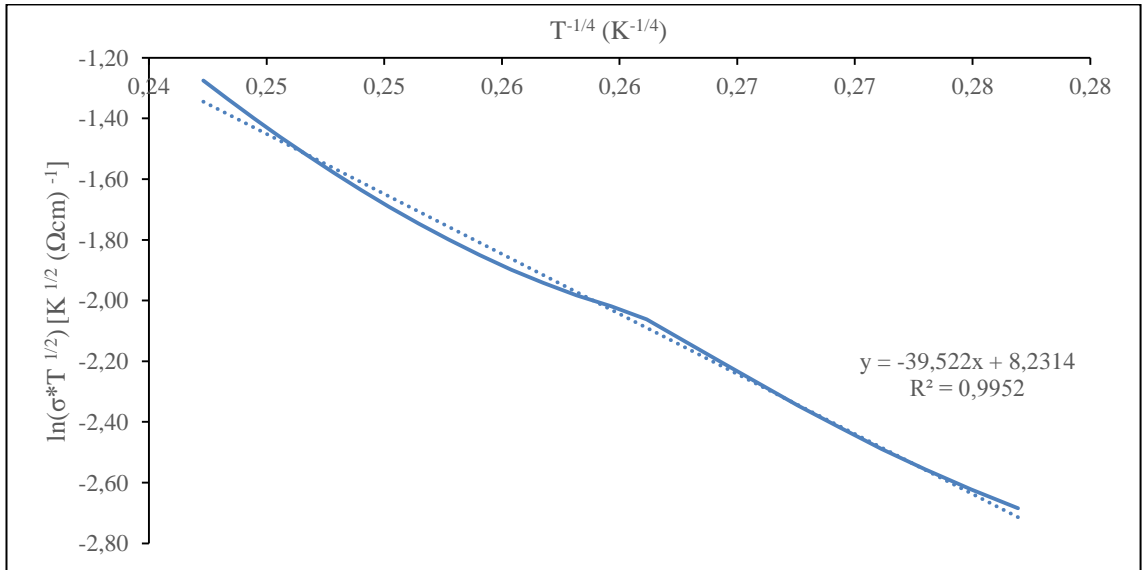
Şekil 4.10 ZnO filminin 125-165K' de ki $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ eğrisi

170-290K sıcaklık aralığındaki aktivasyon enerjisini bulmak için ZnO ince filmin, $\ln\sigma - 1000/T$ grafiği şekil 4.11' de gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.4'de belirtildiği gibi yaklaşık 39 meV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.11 ZnO filminin 170-290 K'deki $\ln \sigma$ - $1000/T$ eğrisi

ZnO filminin 170-300K sıcaklık aralığındaki iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ ve Mott VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.12'de çizilmiştir. Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.73, 2.74 ve 2.75'e göre bulunan sırasıyla Mott VRH mekanizmalarında Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu, sıçrama mesafesi ve sıçrama enerjisi değerleri çizelge 4.3' de belirtilmiştir.



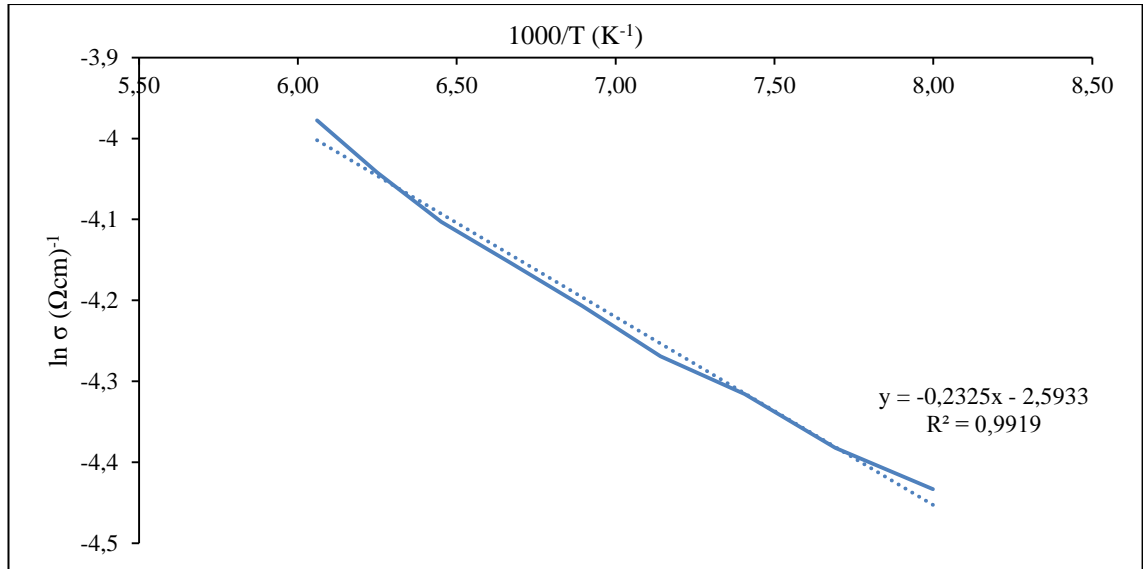
Şekil 4.12 ZnO filminin 170-290K'de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ eğrisi

Şekil 4.9 ve şekil 4.11'den elde edilen aktivasyon enerjileri, şekil 4.10 ve şekil 4.12'den elde edilen sıçrama enerjileri ile yakın değerdedir (Çizelge 4.3).

Çizelge 4.3 ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi

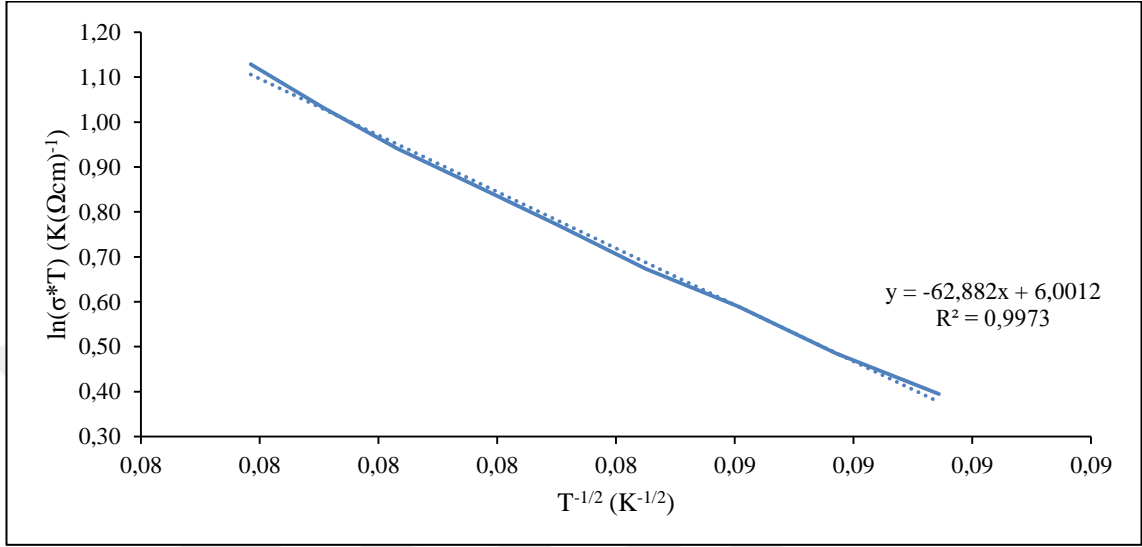
ES VRH Hesabı (T=150K)		Mott VRH Hesabı (T=200K)	
$y = -53,341x + 3,9218$ $R^2 = 0,9892$ (125-165K)		$y = -39,522x + 8,2314$ $R^2 = 0,9952$ (170-290K)	
Ea	1,509E-02	Ea	3,909E-02
σ_{ES} (Ωcm)⁻¹	5,05E+01	σ_{Mott} (Ωcm)⁻¹	3,76E+03
T_{0ES} (K)	2,85E+03	T_{0Mott} (K)	2,44E+06
R_{ES} (cm)	8,24E-09	R_{Mott} (cm)	2,98E-08
Δ_{ES} (eV)	2,81E-02	Δ_{Mott} (eV)	4,53E-02
Δ_C (eV)	8,37E-03	N(E_f) (eV⁻¹ cm⁻³)	1,76E+23
R_{ES} /ξ	1,09	R_{Mott} /ξ	3,94

Düşük sıcaklıktaki aktivasyon enerjisini bulmak için %3 Sn katkılı ZnO ince filmin, 125-165 K sıcaklık aralığında $\ln\sigma-1000/T$ grafiği şekil 4.13' de gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.3'de belirtildiği gibi yaklaşık 20 meV olarak bulunmuştur.



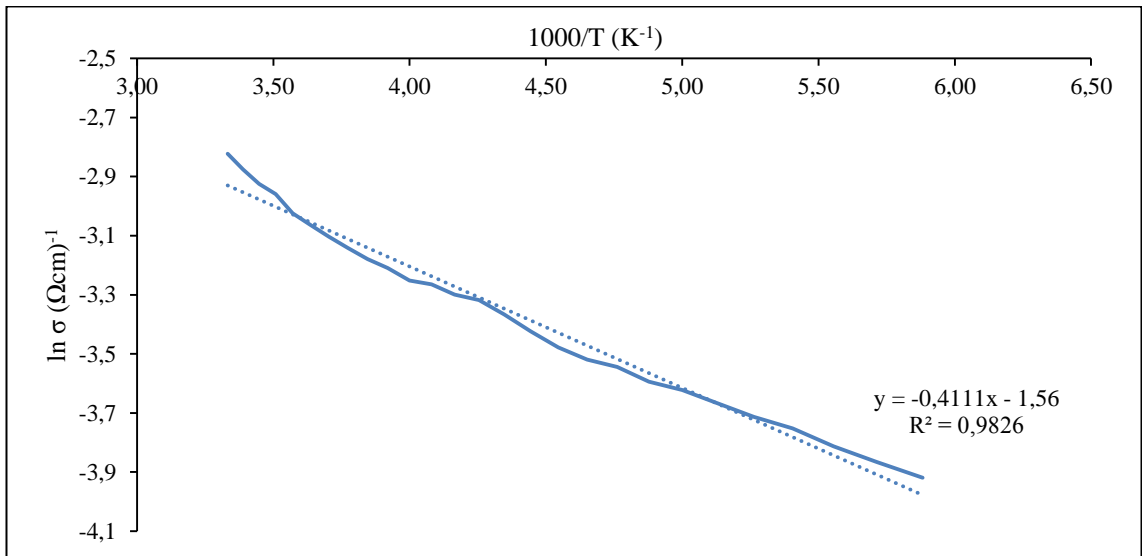
Şekil 4.13 % 3 Sn katkılı ZnO filminin 125-165 K' de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi

%3 Sn katkılı ZnO filminin düşük sıcaklık iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ ve ES VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.14’ de çizilmiştir.



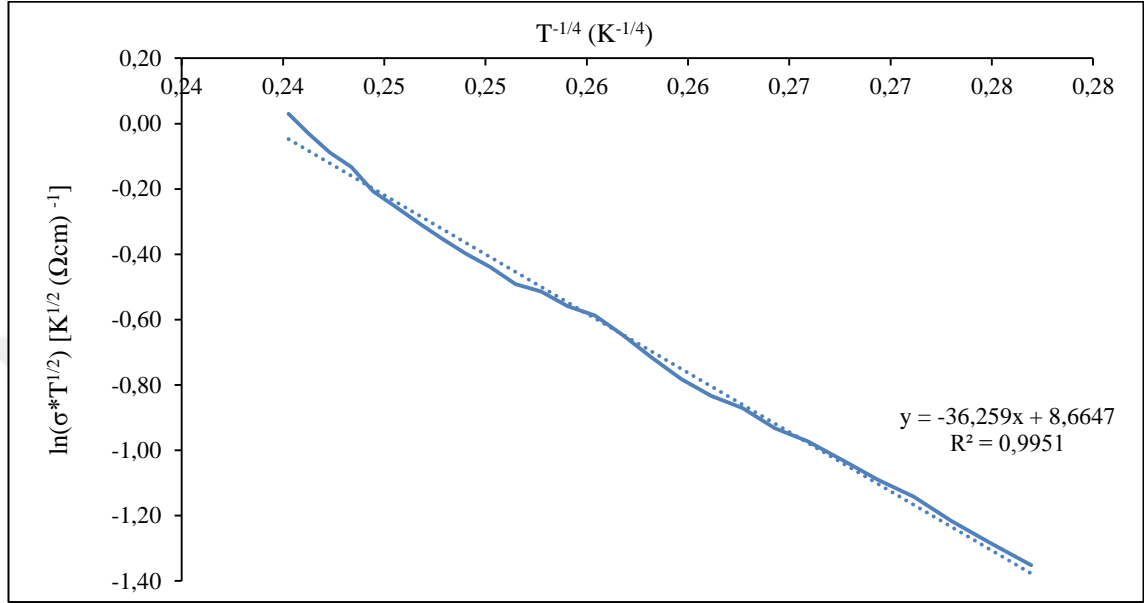
Şekil 4.14 % 3 Sn katkılı ZnO filminin 125-165K’ de ki $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ eğrisi

Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.78, 2.79 ve 2.81’e göre bulunan sırasıyla ES VRH mekanizmalarında sıçrama mesafesi, sıçrama enerjisi ve Coulomb aralık değerleri çizelge 4.4’de belirtilmiştir.



Şekil 4.15 % 3 Sn katkılı ZnO filminin 170-300 K’ deki $\ln \sigma - 1000/T$ eğrisi

170-300K sıcaklık aralığındaki aktivasyon enerjisini bulmak için % 3 Sn katkılı ZnO ince filmin, $\ln\sigma-1000/T$ grafiği şekil 4.15’de gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.4’de belirtildiği gibi yaklaşık 35 meV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.16 % 3 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K’ de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ eğrisi

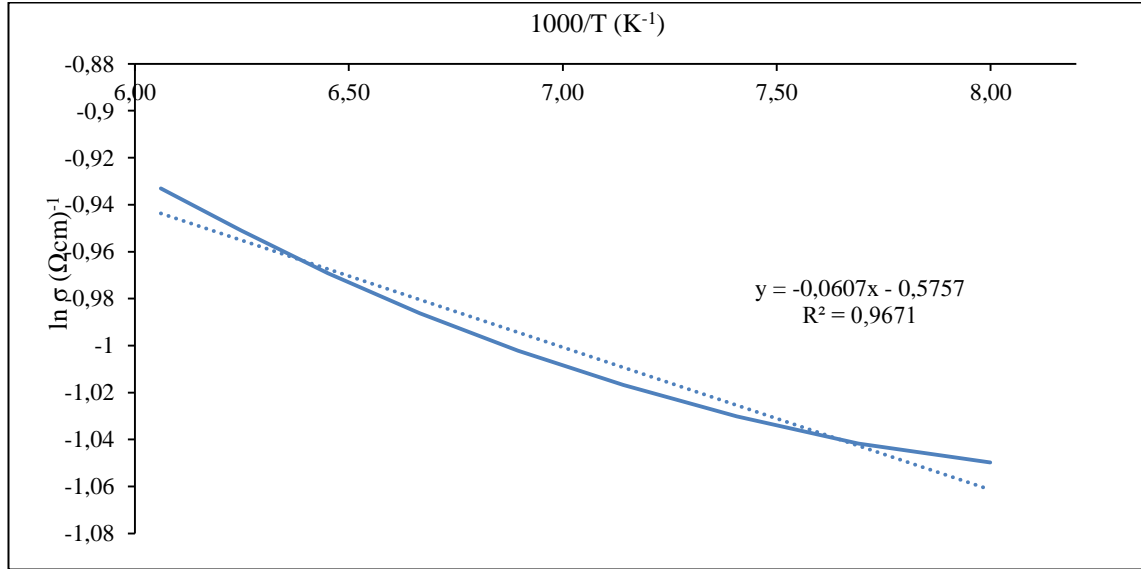
% 3 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K sıcaklık aralığındaki iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ ve Mott VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.16’de çizilmiştir. Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.73, 2.74 ve 2.75’e göre bulunan sırasıyla Mott VRH mekanizmalarında Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu, sıçrama mesafesi ve sıçrama enerjisi değerleri çizelge 4.4’ de belirtilmiştir.

Şekil 4.13 ve şekil 4.15’ den elde edilen aktivasyon enerjileri, şekil 4.14 ve şekil 4.16’ dan elde edilen sıçrama enerjileri ile yakın değerdedir (Çizelge 4.4).

Çizelge 4.4 % 3 Sn katkılı ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi

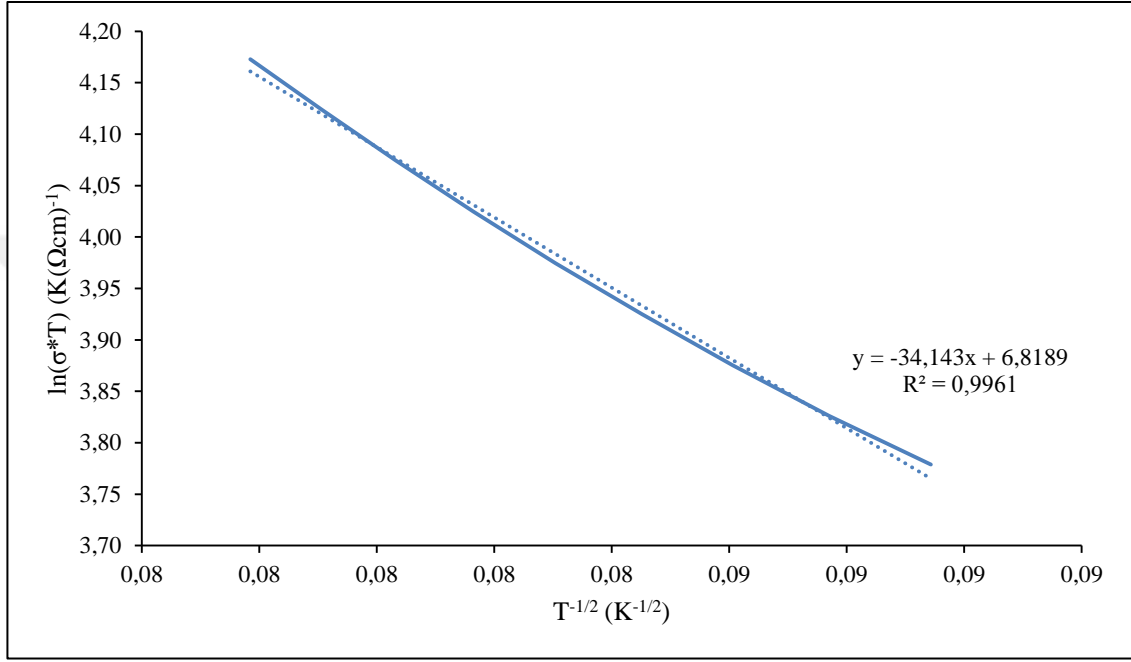
ES VRH Hesabı (T=150K)		Mott VRH Hesabı (T=200K)	
$y = -62,882x + 6,0012$ $R^2 = 0,9973$ (125-165K)		$y = -36,259x + 8,6647$ $R^2 = 0,9951$ (170-300K)	
Ea	2,004E-02	Ea	3,543E-02
$\sigma_{ES} (\Omega\text{cm})^{-1}$	4,04E+02	$\sigma_{Mott} (\Omega\text{cm})^{-1}$	5,79E+03
T_{0 ES} (K)	3,95E+03	T_{0 Mott} (K)	1,73E+06
R_{ES} (cm)	7,48E-09	R_{Mott} (cm)	2,11E-08
Δ_{ES} (eV)	3,32E-02	Δ_{Mott} (eV)	4,15E-02
Δ_C (eV)	1,63E-02	N(E_f) (eV⁻¹ cm⁻³)	5,42E+23
R_{ES} /ξ	1,28	R_{Mott} /ξ	3,62

Düşük sıcaklıktaki aktivasyon enerjisini bulmak için % 5 Sn katkılı ZnO ince filmin, 125-165 K sıcaklık aralığında $\ln\sigma-1000/T$ grafiği şekil 4.17’de gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.5’ de belirtildiği gibi yaklaşık 5 meV olarak bulunmuştur.



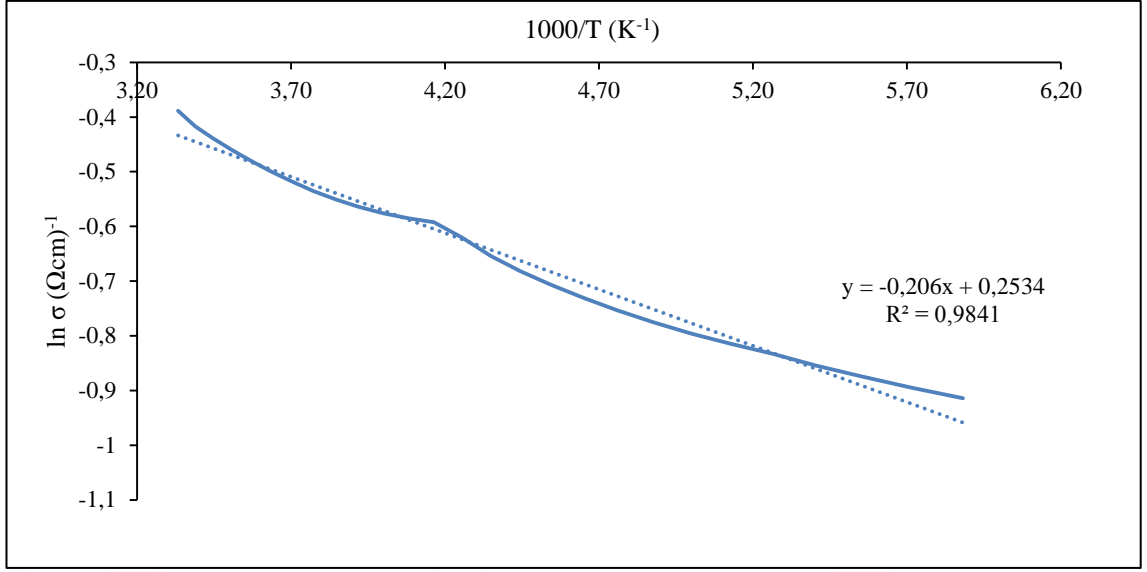
Şekil 4.17 % 5 Sn katkılı ZnO filminin 125-165 K’ de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi

%5 Sn katkılı ZnO filminin düşük sıcaklık iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ ve ES VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.18’de çizilmiştir. Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.78, 2.79 ve 2.81’ e göre bulunan sırasıyla ES VRH mekanizmalarında sıçrama mesafesi, sıçrama enerjisi ve coulomb aralık değerleri çizelge 4.5’de belirtilmiştir.



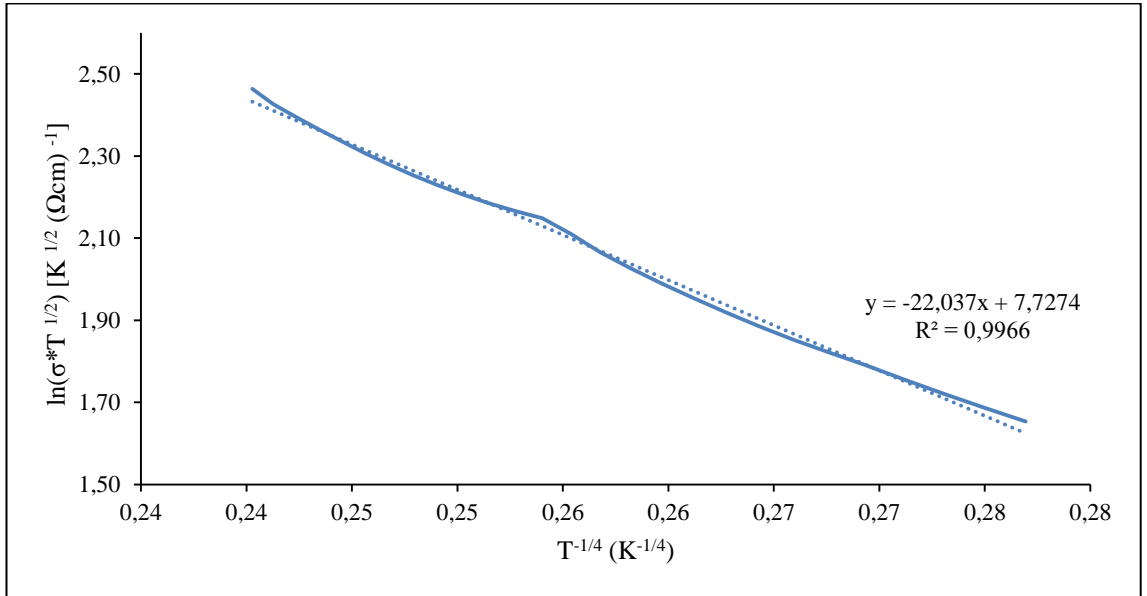
Şekil 4.18 % 5 Sn katkılı ZnO filminin 125-165K’ de ki $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ eğrisi

170-300K sıcaklık aralığındaki aktivasyon enerjisini bulmak için % 5 Sn katkılı ZnO ince filmin, $\ln\sigma - 1000/T$ grafiği şekil 4.19’de gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.5’ de belirtildiği gibi yaklaşık 18 meV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.19 % 5 Sn katkılı ZnO filminin 170-300 K' deki $\ln \sigma - 1000/T$ eğrisi

% 5 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K sıcaklık aralığındaki iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ ve Mott VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.20' de çizilmiştir.



Şekil 4.20 % 5 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K' de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ eğrisi

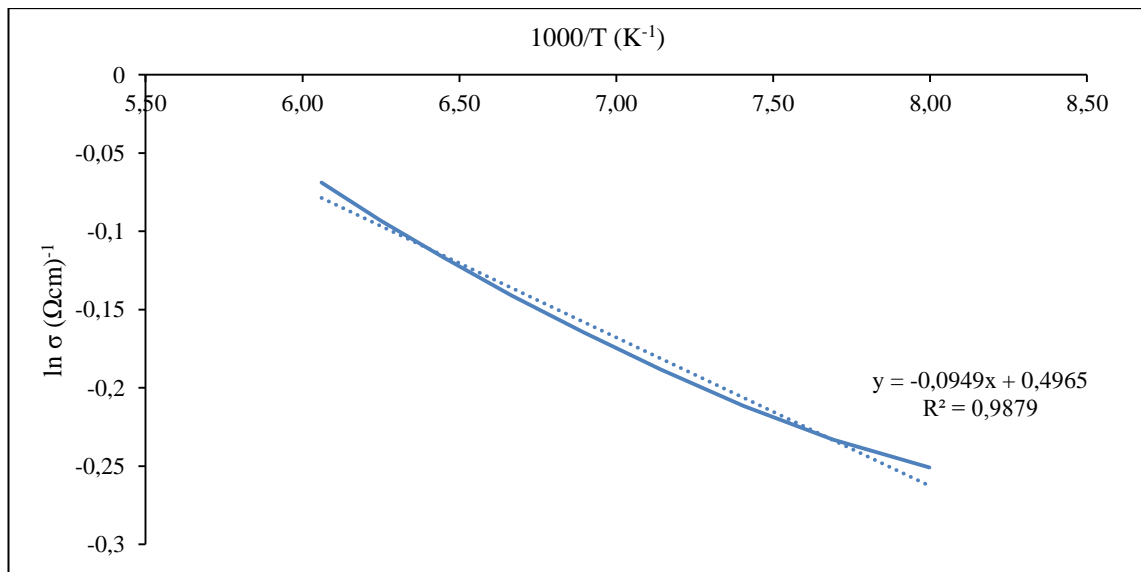
Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.73, 2.74 ve 2.75' e göre bulunan sırasıyla Mott VRH mekanizmalarında Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu,

sıçrama mesafesi ve sıçrama enerjisi değerleri çizelge 4.5’ de belirtilmiştir. Şekil 4.17 ve şekil 4.19’ dan elde edilen aktivasyon enerjileri, şekil 4.18 ve şekil 4.20’ den elde edilen sıçrama enerjileri ile yakın değerdedir (Çizelge 4.5).

Çizelge 4.5 % 5 Sn katkılı ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi

ES VRH Hesabı (T=150K)		Mott VRH Hesabı (T=200K)	
$y = -34,143x + 6,8189$ $R^2 = 0,9961$ (125-165K)		$y = -22,037x + 7,7274$ $R^2 = 0,9966$ (170-300K)	
E_a	5,231E-03	E_a	1,775E-02
σ_{ES} (Ωcm)⁻¹	9,15E+02	σ_{Mott} (Ωcm)⁻¹	2,27E+03
T_{0 ES} (K)	1,17E+03	T_{0 Mott} (K)	2,36E+05
R_{ES} (cm)	2,81E-08	R_{Mott} (cm)	8,85E-08
Δ_{ES} (eV)	1,80E-02	Δ_{Mott} (eV)	2,52E-02
Δ_C (eV)	7,06E-03	N(E_f) (eV⁻¹ cm⁻³)	1,20E+22
R_{ES} /ξ	0,70	R_{Mott} /ξ	2,20

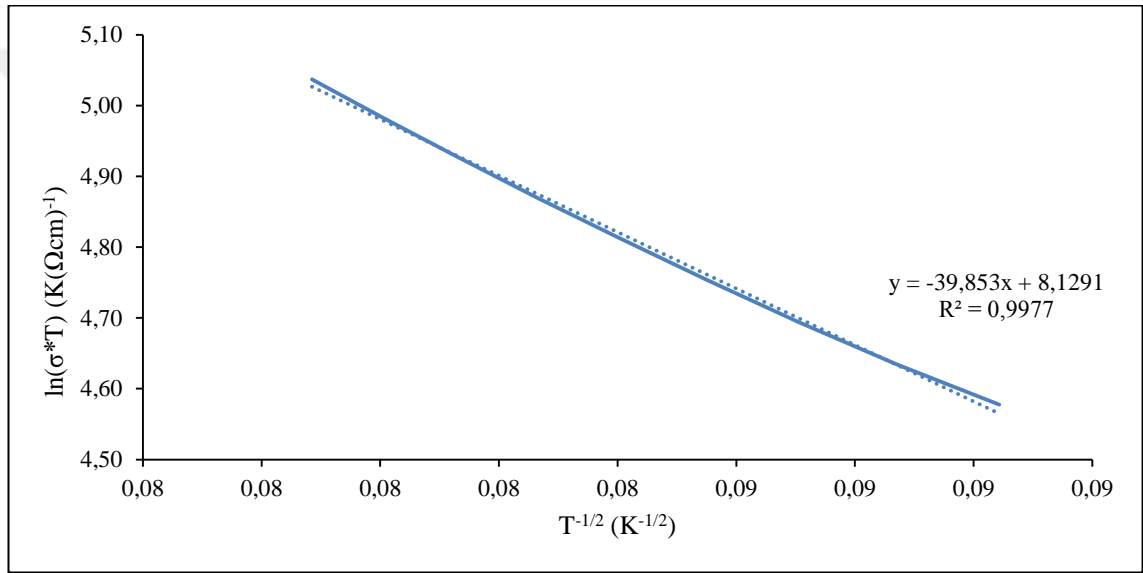
Düşük sıcaklıktaki aktivasyon enerjisini bulmak için % 10 Sn katkılı ZnO ince filmin, 125-165 K sıcaklık aralığında çizilen $\ln\sigma-1000/T$ grafiği şekil 4.21’de gösterilmiştir.



Şekil 4.21 % 10 Sn katkılı ZnO filminin 125-165 K’ de ki $\ln\sigma - 1000/T$ eğrisi

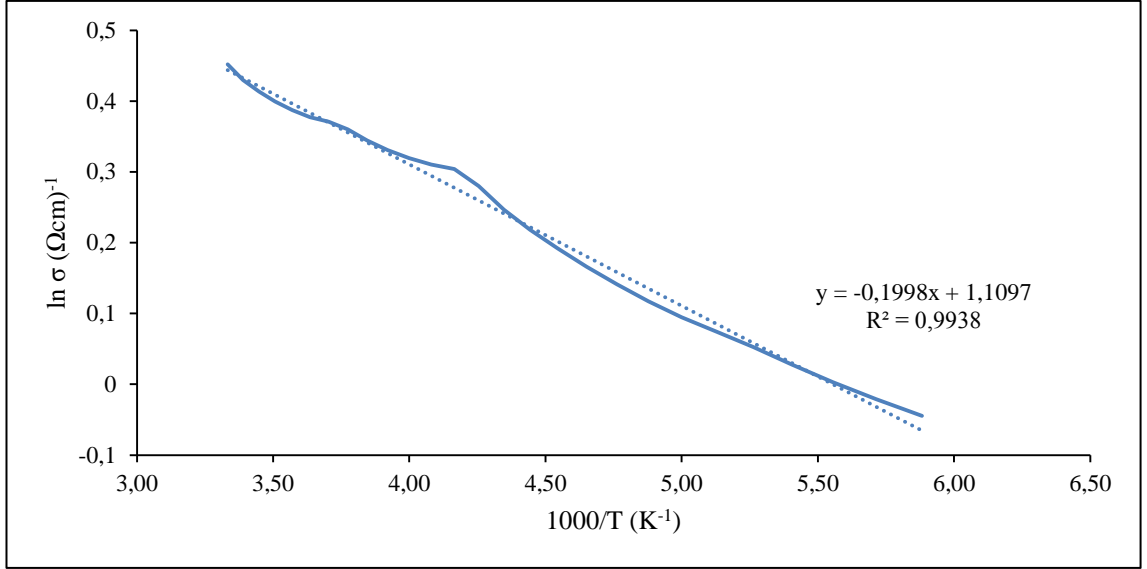
Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.6'de belirtildiği gibi yaklaşık 7,5 meV olarak bulunmuştur.

% 10 Sn katkılı ZnO filminin düşük sıcaklık iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ ve ES VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.22'de çizilmiştir. Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.78, 2.79 ve 2.81'e göre bulunan sırasıyla ES VRH mekanizmalarında sıçrama mesafesi, sıçrama enerjisi ve Coulomb aralık değerleri çizelge 4.6'de belirtilmiştir.



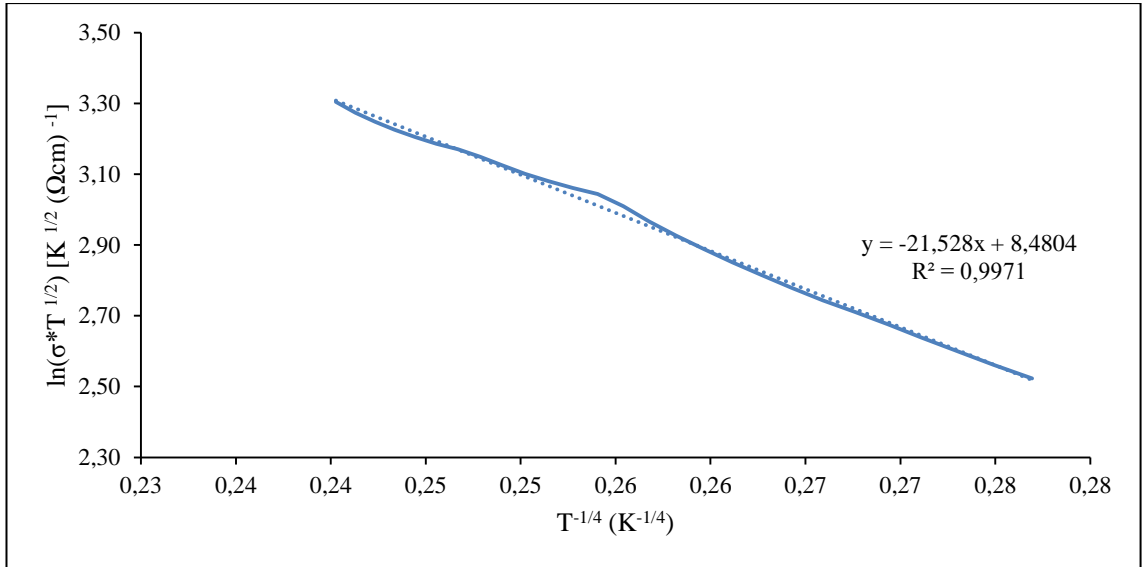
Şekil 4.22 % 10 Sn katkılı ZnO filminin 125-165K' de ki $\ln(\sigma T) - T^{-1/2}$ eğrisi

170-300K sıcaklık aralığındaki aktivasyon enerjisini bulmak için % 10 Sn katkılı ZnO ince filmin, $\ln\sigma - 1000/T$ grafiği şekil 4.23'de gösterilmiştir. Bulunan aktivasyon enerjisi çizelge 4.5'de belirtildiği gibi yaklaşık 17 meV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.23 % 10 Sn katkılı ZnO filminin 170-300 K' deki $\ln \sigma - 1000/T$ eğrisi

% 10 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K sıcaklık aralığındaki iletim mekanizmasını belirlemek için $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ ve Mott VRH iletim mekanizmasının sıcaklık bağıllığını gösteren grafik şekil 4.24'de çizilmiştir. Grafiğin kesim noktası ve eğimi yardımıyla, denklem 2.73, 2.74 ve 2.75'e göre bulunan sırasıyla Mott VRH mekanizmalarında Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu, sıçrama mesafesi ve sıçrama enerjisi değerleri çizelge 4.6'de belirtilmiştir.



Şekil 4.24 % 10 Sn katkılı ZnO filminin 170-300K' de ki $\ln(\sigma T^{1/2}) - T^{-1/4}$ eğrisi

Şekil 4.21 ve şekil 4.23'den elde edilen aktivasyon enerjileri, şekil 4.22 ve şekil 4.24'den elde edilen sıçrama enerjileri ile yakın değerdedir (Çizelge 4.6).

Çizelge 4.6 % 10 Sn katkılı ZnO filmlerinin ES VRH ve Mott VRH elektriksel özelliklerinin hesaplama çizelgesi

ES VRH Hesabı (T=150K)		Mott VRH Hesabı (T=200K)	
y = -39,853x + 8,1291 R ² = 0,9977 (125-165K)		y = -21,528x + 8,4804 R ² = 0,9971 (170-300K)	
E_a	7,514E-03	E_a	1,722E-02
σ_{ES} (Ωcm)⁻¹	3,39E+03	σ_{Mott} (Ωcm)⁻¹	4,82E+03
T_{0 ES} (K)	1,59E+03	T_{0 Mott} (K)	2,15E+05
R_{ES} (cm)	1,62E-08	R_{Mott} (cm)	4,27E-08
Δ_{ES} (eV)	2,10E-02	Δ_{Mott} (eV)	2,47E-02
Δ_C (eV)	1,18E-02	N(E_f) (eV⁻¹ cm⁻³)	1,10E+23
R_{ES} /ξ	0,81	R_{Mott} /ξ	2,15

Katkısız, % 3, % 5 ve % 10 katkılı ZnO ince filmlerin 125-300K sıcaklık aralığında çizilen $\ln\sigma-1000/T$ eğrisinden elde edilen aktivasyon enerjisi sonuçları incelendiğinde, katkılama ile aktivasyon enerjisinin azaldığı görülmüştür. Ayrıca, $\ln(\sigma T)-T^{-1/2}$ eğrisi ile elde edilen ES VRH iletkenlik değeri (σ_{ES}) ve $\ln(\sigma T^{1/2})-T^{-1/4}$ eğrisinden elde edilen Mott VRH iletkenlik değerlerinin (σ_{Mott}) ise katkılama ile arttığı görülmüştür.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada, püskürtme yöntemi ile kaplama tekniği kullanılarak katkısız, %3, %5 ve %10 Sn katkılı ZnO ince filmler elde edilmiş, yapısal, optiksel ve elektriksel özellikleri incelenmiştir.

Elde edilen katkısız ve Sn katkılı ZnO filmlerin x-ışını toz kırınım desenleri (CoK_{α} ışını kullanılarak) incelenerek gözlenen pikler, poli-kristal ve hekzagonal Wurtzite yapısına sahip olduğunu gösterir (JCPDS 36-1451). Toz kırınım desenlerinde genel olarak (100), (002), (101), (102), (110), (103) ve (112) düzlemlerinden kaynaklanan yedi adet pik gözlenmiştir. Sn ilavesi ile x-ışını kırınım desenlerinde ZnO'nun piklerine ilave bir pik gözlenmemiştir. Bu da literatürdeki gibi, ZnO içerisine Sn katkısının homojen olarak dahil edilmesi sebebiyle, ilave edilen katkı atomlarının kristal örgüyü bozmadığı, farklı bileşiklerin oluşmadığı ve kalay etkili piklerin olmadığı görülmüştür (Yıldız vd. 2012). En fazla pik, %3 Sn katkılı ZnO ince filmde görülmektedir.

Katkısız ve Sn katkılı ZnO filmler için tercih edilmiş yönelim (100) ve (002) düzlemleri olarak gözlenmiştir. Katkısız, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmler için tercih edilmiş yönelim en büyük pik şiddetine sahip olan (100) düzlemdir. % 3 Sn katkılı ZnO ince filmi için tercih edilmiş yönelim ise (002) düzlemdir. Benzer değişim, Chahmat vd. (2014) makalesinde görülmektedir.

Filmlerin a ve c örgü parametreleri, tüm filmlerde (100) ortak düzlemi dikkate alınarak, denklem 2.2 yardımıyla $D(\text{Å})$ grain boyutu, denklem 2.3 ve denklem 2.4 yardımıyla sırasıyla δ dislokasyon yoğunluğu ve ϵ' mikrozorlama değerleri hesaplanmıştır (Çizelge 4.1). Katkılı ve katkısız ZnO filmleri için hesaplanan örgü parametrelerinin yaklaşık değerleri $a=3,36-3,39$ ve $c= 5,39-5,42$ olarak bulunmuştur. Bu sonuç, literatürdeki çalışmalarla uyum göstermektedir (Mariappan vd. 2012, Chahmat vd. 2014).

Sn katkısının artması ile tercih edilmiş yönelim şiddetinin arttığı ve grain boyutunun azaldığı, dolayısıyla katkılamanın kristalleşmede önemli bir etkisi olduğu

görülmektedir. Sonuçlar incelendiğinde ise, ZnO filmlere Sn katkısı arttıkça; grain boyutunun azaldığı, dislokasyon yoğunluğunun arttığı, dolayısıyla kusur oranında arttığı, mikrozorlama değerinin ise azaldığı görülmüştür. Bu sonuçlar, Ilıcan vd. (2010), Yıldız vd. (2012) ve Mariappan vd. (2012) makaleleri ile uyum göstermektedir.

Grain boyutunun azalmasından dolayı tane sınırı da artacağından kusur oranının arttığı düşünülmektedir. Sn^{+4} iyonik yarıçapının Zn^{+2} iyonik yarıçapından küçük olmasının ($r_{\text{Zn}}=0.74 \text{ \AA}$ ve $r_{\text{Sn}}=0.69 \text{ \AA}$) grain boyutu ve kusur oranında etkili olduğu düşünülmektedir. Benzer durum, farklı kaynaklarda incelenerek yorumlanmıştır (Tsay vd. 2008, Sangeetha ve Muthukumaran 2016).

Şekil 4.5’de katkısız, % 3, % 5 ve % 10 Sn katkılı ZnO filmlerin 350-1600 nm aralığındaki geçirgenlik spektrumu gösterilmiş olup % 81 ile % 91 aralığında ortalama geçirgenlik gözlenmiştir. Denklem 2.52 kullanılarak hesaplanan film kalınlıklarının yaklaşık 242-288 nm aralığında değiştiği görülmüştür. Yasak enerji bant aralığı 3.14-3.23 eV aralığında olduğu ve Sn katkı yüzdesi arttıkça yasak enerji bant aralığının da azaldığı görülmüştür. Elde edilen sonuçlar, Yıldız vd. (2012) makalesi ile uyum göstermektedir.

Elektriksel ölçüm sonuçları incelendiğinde ise, sıcaklık arttıkça elektriksel iletkenliğin arttığı görülmüştür. Ayrıca, aynı sıcaklık değeri için Sn katkısı arttıkça film içerisindeki grain boyutunun azaldığı, kusur oranının (Çizelge 4.1) ve elektriksel iletkenlik değerinin arttığı (Şekil 4.9) görülmüştür. Bu durum, literatürdeki makaleler ile uyum göstermektedir. (Yıldız vd. 2012, Mariappan vd. 2012)

Katkısız ve Sn katkılı ince filmlerde, σ ve $1000/T$ logaritmik eğrisinde (Şekil 4.9) farklı sıcaklık aralıklarında 2 doğrusal bölgenin olduğu gözlenmiş olup aktivasyon enerjileri ayrı ayrı hesaplanmıştır. Filmlerin sıcaklığa bağlı iletkenlik datalarının incelenmesi ile katkısız ve Sn katkılı ZnO filmlerin aktivasyon enerjileri (125-165K) sıcaklık bölgesinde 7,5-20 meV ve (170-300K) sıcaklık bölgesinde ise yaklaşık 17-39 meV bulunmuştur. Filmlerdeki elektriksel iletkenlik mekanizması sırasıyla, Efros-Shklovskii değişken bölge sıçraması ve Mott’un değişken bölge sıçrama modeli ile açıklanmıştır.

Ayrıca, katkısız ZnO ince filmlerin metalik davranış gösterdiği düşünülen (Kahraman vd. 2012) yaklaşık 300-360 K aralığında tümsek (Şekil 4.9' de yuvarlak içinde gösterilen) görülmüştür. Bu davranış, değişim (exchange) etkileşimi (özdeş parçacıklar arasında oluşan bir kuantum mekanik etki) ile manyetik spin dalgalanmalar sonucunda taşıyıcıların saçılmasından kaynaklı olduğu ve manyetik yarıiletkenlerde yaygın olarak görüldüğü belirtilmektedir (Kahraman vd. 2012, Shinde vd. 2006).

170K-300K sıcaklık aralığında, Mott VRH iletim modelinde aktivasyon enerji değerleri ile hesaplanan sıçrama enerjilerinin (Δ_{Mott}) yakın değerlerde olduğu görülmüştür. % Sn katkısı arttıkça grain boyutunun azaldığı, aktivasyon enerjisinin azaldığı, sıçrama enerjisinin azaldığı ve elektriksel iletkenlik değerlerinin arttığı gözlenmiştir. Ayrıca, T = 200K için, Δ_{Mott} ve R_{Mott} değerleri katkısız ve Sn katkılı ZnO ince filmler için ayrı ayrı listelenmiştir. Δ_{Mott} , Sn katkısının artması ile azalmaktadır. Lokalize duruma katkıda bulunan taşıyıcıların konsantrasyonu arttıkça, elektronun bir tünel olayında geçeceği mesafe daha küçük olur ve iletkenlikte bir artışa neden olur. Δ_{Mott} ve R_{Mott} 'un tüm filmler için hesaplanan değerleri, Mott'un lokalize durum modeline ($R_{Mott}/\xi \geq 1$ ve $\Delta_{Mott} > k_B T$) uygundur. Poli-kristal malzemelerde, VRH iletim prosesi, taşıyıcıların potansiyel bariyeri aşmak için yeterli enerjiye sahip olmadığı sıcaklıklarda grain sınırları içinde gerçekleşir. Bu durum, literatürdeki makaleler ile uyum göstermektedir (Swanepoel 1983, Yıldız vd. 2008 ve 2010, Huang vd. 2010, Serin vd. 2011). Ölçüm sonuçlarında, sıçrama mesafesi ve Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu değerlerinde katkılama ile dalgalanmalar görülmüştür. Sonuçlar incelendiğinde, %3 Sn ve %10 Sn katkılı ZnO filmlerinde Mott-VRH elektriksel iletkenlik (σ_{Mott}) ve Fermi seviyesindeki lokalize durum yoğunluğu (N_{EF}) değerlerinde ani artış gözlenirken sıçrama mesafesinde (R) ise azalma gözlenmiştir.

Düşük sıcaklık aralığında (125K-165K), ES VRH iletim modelinde aktivasyon enerji değerleri ile hesaplanan sıçrama enerjilerinin (Δ_{ES}) yakın değerlerde olduğu görülmüştür. % Sn katkısı arttıkça grain boyutunun azaldığı, aktivasyon enerjisinin azaldığı, sıçrama enerjisinin azaldığı ve elektriksel iletkenlik değerlerinin arttığı gözlenmiştir. Ayrıca, T = 150K için, Δ_{ES} ve R_{ES} değerleri katkısız ve Sn katkılı ZnO ince filmler için ayrı ayrı listelenmiştir. Δ_{ES} , Sn katkısının artması ile azalmaktadır.

Tüm filmler için hesaplanan değerler incelendiğinde, $R_{ES}/\xi \geq 1$ durumu elde edilmemektedir. Bu durum, üç boyutlu (3D) filmlerde gözlenmektedir. 3D VRH filmlerde sıçrama parametleri; $\Delta_{ES} > k_B T$ veya $T_0 > T$ ve $t > R_{ES}$ olarak verilmektedir (Adkins vd. 1989, Yıldız vd. 2008). Tüm filmler için bu parametler incelendiğinde sıçrama enerjisinin $k_B T$ ' den ve filmin kalınlığının sıçrama mesafesinden büyük olduğu görülmüştür. Bu durum literatürdeki makaleler ile uyum göstermektedir. Ayrıca, ES-VRH iletim modelinde, $\Delta_C > \Delta_{ES}$ durumu elde edilmemektedir. Coulomb aralık değerleri ortalama sıçrama enerjisinden daha büyük değildir. Bu durumda, küçük bir Coulomb aralık değerleri ile Mott-VRH iletim mekanizmasından ES-VRH iletim mekanizmasına geçiş olduğu düşünülebilir. Bu durum, literatürdeki makaleler ile uyum göstermektedir (Yıldız vd. 2008 ve Huang vd. 2010). Ölçüm sonuçlarında, sıçrama mesafesi ve Coulomb aralık değerleri değerlerinde katkılama ile dalgalanmalar görülmüştür. Buna ek olarak, % 3 Sn ve % 10 Sn katkılı ZnO filmlerinde ES-VRH elektriksel iletim modelinin Coulomb aralık değerleri ani artış gösterirken sıçrama mesafesinde (R) ise azalma gözlenmiştir.

Mott-VRH ve ES-VRH ölçüm sonuçlarındaki dalgalanmalara, daha fazla Sn iyonu, bariyer gibi davranan Sn^{+2} veya Sn^{+4} iyonlarının artması yol açabilmektedir. Bu durumda, taşıyıcılar bu bariyerleri aşmak zorundadırlar. Benzer durum bazı kaynaklarda gözlenmiştir (Horzum vd. 2013, Yıldız vd. 2014). Bu duruma, katkısız ve % Sn katkılı filmlerin kalınlığındaki veya x-ray kristalografisi ölçümlerindeki tercih edilmiş yönelimlerdeki (% 3Sn katkılı filmler için (002), katkısız ve diğer % Sn katkılı filmler için (001)) değişimlerin de etkili olduğu söylenebilir.

Ayrıca, metal oksitlerde doğal atomik kusurlar ve Sn atomlarının varlığı nedeniyle oluşan nokta kusurları, ya normal örgü alanına ya da ara-bölge boşluklarına dahil olarak ölçüm sonuçlarında dalgalanmalara sebep olabileceği düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

- Ayouchi, R., Leinena, D., Martina, F., Gabasa, M., Dalchieleb E. and Ramos-Barrado, J.R. 2003. Preparation and characterization of transparent ZnO thin films obtained by spray pyrolysis, *Thin Solid Films* 426, 68-77
- Baccarani, G., Ricco, B. and Spandini, G. 1978. Transport properties of polycrystalline silicon films, *J. Appl. Phys.* 49, 5565
- Bougrine, A., El Hichou, A., Addoua, M., Ebothé, J., Kachouane, A. and Troyon, M. 2003. Structural, optical and cathodoluminescence characteristics of undoped and tin-doped ZnO thin films prepared by spray pyrolysis, *Materials Chemistry and Physics* 80, 438–445
- Böer, K.W. 2013. *Handbook of the physics of thin-film solar cells*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 882
- Caglar, Y., Ilican, S., Caglar, M. and Yakuphanoglu, F. 2007. Effects of In, Al and Sn dopants on the structural and optical properties of ZnO thin films, *Spectrochimica Acta Part A* 67, 1113–1119
- Callister, W.D. Jr and Rethwisch, D.G. 2000. *Materials science and engineering: An introduction*, John Wiley & Sons, Inc, 8th ed., 885, United States of America
- Callister, W.D. Jr. 2001. *Fundamentals of Materials Science and Engineering*, John Wiley & Sons, Inc, 5th ed., 885, United States of America
- Chahmat, N., Souier, T., Mokri, A., Bououdina, M., Aida, M.S. and Ghers, M. 2014. Structure, microstructure and optical properties of Sn-doped ZnO thin films, *Journal of Alloys and Compounds* 593, 148–153
- Chandel, N., Mehta, N. and Kumar, A. 2011. Estimation of Mott parameters in amorphous Se₈₀Te₂₀ and Se₈₀Te₁₀M₁₀ (Cd, In, Sb) alloys, *Vacuum* 86, 480-482
- Chen, C.S., Kuo, C.T., Wu, T.B. and Lin, I.N. 1997. Microstructures and electrical properties of V₂O₅-based multicomponent ZnO varistors prepared by microwave sintering process, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, 1169-1175
- Chopra, K.L., Major, S. and Pandya, D.K. 1983. Transparent conductors-A status review, *Thin Solid Films* 102, 1-46
- Coleman V.A. and Jagadish, C. 2006. *Zinc oxide bulk, thin films and nanostructures: basic properties and applications of ZnO*, Elsevier Limited, 1-20
- Cullity, B.D. 1956. *Elements of X-Ray diffraction*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 513, the United States of America

- Efros, A.L. and Shklovskii, B.I. 1984. Electronic properties of doped semiconductors, Springer, 388, Berlin
- Eswaramoorthi, V., Sebastian, S. and Williams, R. V. 2015. Influence of Ga doping on the structural, optical and electrical properties of Ba_{0.6} Sr_{0.4} TiO₃ thin films, International Journal Of Scientific & Technology Research Volume 4, 86-91
- Goria, C.R., Emanetoglu, N.W., Liang, S., Mayo, W.E. and Lu, Y. 1999. Control of morphology and orientation of ZnO thin films grown on SiO₂/Si substrates, J. Appl. Phys. 85, 2595–2602
- Haga, K., Katahira, F. and Watanabe, H. 1999. Preparation of ZnO films by atmospheric pressure chemical-vapor deposition using zinc acetylacetonate and ozone, Thin Solid Films 344, 145–147
- Horzum, S., Yildiz, A., Serin, N. and Serin, T. 2013. Carrier transport in In-doped CuO thin films, Phil. Mag. 93, 3110-3117
- Huang, Y.-L., Chiu, S.-P., Zhu, Z.-X., Li, Z.-Q. and Lin, J.J. 2010. Variable-range hopping conduction processes in oxygen deficient polycrystalline ZnO films, Journal Of Applied Physics 107, 063715-1-6
- Hwangbo, S., Lee, Y.J. and Hwang, K.S. 2008. Photoluminescence of ZnO layer on commercial glass substrate prepared by sol–gel process, Ceram Int 34: 1237–1239
- Jarzebski, Z. M. 1974. Oxide semiconductors, Oxford: Pergamon Press, 285, Newyork
- Kahraman, S., Bayansal, F., Çakmak, H.M., Çetinkara, H.A. and Güder, H.S. 2012. Synthesis and characterization of undoped and tin-doped ZnO nanostructures, Appl Phys A 109:87–93
- Klein, L.C. 1988. Sol-gel technology for thin films, fibers, preforms, electronics, and specialty shapes, William Andrew,
- Langford, J.I. and Wilson, A.J.C. 1978. Scherrer after sixty years: a survey and some new results in the determination of crystallite size, Journal of Applied Crystallography, 11, 102-113
- Lide, D. R. 1992. CRC Handbook of chemistry and physics, CRC Press, 73rd Edition,
- Liu, C.Y., Zhang, B.P., Binh, N.T., Wakatsuki, K. and Segawa, Y. 2006. ZnO nanobelt/nanowire Schottky diodes formed by dielectrophoresis alignment across Au electrodes, J. Cryst. Growth 381 20, 263-266
- Liu, X., Xing, X., Li, Y., Chen, N., Djerdjb, I. and Wang, Y. 2015. Controllable synthesis and change of emission color from green to orange of ZnO quantum dots using different solvents, New J. Chem., 39, 2881—2888

- Manificier, J.C. and Fillard, J.P. 1981. Deposition of $\text{In}_2\text{O}_3 - \text{SnO}_2$ layers on glass substrates using a spraying method, *Thin Solid Films*, 67-80
- Mariappan, R., Ragavendar, M. and Ponnuswamy, V. 2011. Structural and optical characterization of SnS thin films by electrodeposition technique zinc oxide: fundamentals, materials and device technology, *Optica Applicata*, Vol. XLI, No. 4, 989-997
- McKelvey, J. P. 1966. *Solid state and semiconductor physics*, Harper ve Row Pres, 512, Nem York
- Mishra, U.K. and Singh, J. 2008. *Semiconductor device physics and design*, Springer, 559, The Nethe and rlands.
- Miller, A. and Abrahamas, E. 1960. Impurity conduction at low concentrations, *Phys. Rev.* 120, 745
- Minami, T., Yamamoto, T. and Miyata, T. 2000. Highly transparent and conductive rare earth-doped ZnO thin films prepared by magnetron sputtering, *Thin Solid Films* 366, 63–68
- Morkoç, H. and Özgür, Ü. 2009. *Zinc oxide fundamentals, materials and device technology*, Wiley-Vch Verlag GmbH & Co. KGaA, 477, Weinheim
- Mott, N.F. and Davis, E.A. 1971. *Electronic properties in non-crystalline materials*, Clarendon Press, Oxford, 403-413
- Nunes, P., Fortunato, E., Tonello, P., Braz Fernandez, F., Vilarinho, P. and Martins, R. 2002. Effect of different dopant elements on the properties of ZnO thin films, *Vacuum* 64, 281-285
- Paraguay F.D., Estrada, L.W., Acosta N. D.R., Andradeb, E. and Miki-Yoshidac, M. 1999. Growth, structure and optical characterization of high quality ZnO thin films obtained by spray pyrolysis, *Volume 350, Issues 1–2*, 192–202
- Perednis, D. and Gauckler, L.J. 2005. Thin film deposition using spray pyrolysis, *journal of electroceramics*, 14, 103–111
- Raghavan, V. 2015. *Materials science and engineering: a first course*, PHI Learning Private Limited, 463, New Delhi
- Ramanchalam, M.S., Rohatgi, A., Carter, W.B., Shaffer, J.P. Gupta, T.K. 1995. Photoluminescence study of ZnO varistor stability, *J. Electron. and Mater.* 24, 413-419
- Rao, T.P. Santhoshkumar, M.C. 2009. Effect of thickness on structural, optical and electrica and l properties of nanostructured ZnO thin films by spray pyrolsis, *Applied Surface Science* 255, 4579-4584

- Raoufi, D. and Raoufi, T. 2009. The effect of heat treatment on the physical properties of sol-gel derived ZnO thin films, *Applied Surface Science* 255, 5812–5817
- Rau, U., Schmitt, M., Parisi, J., Riedl, W. and Karg, F. 1998. Persistent photoconductivity in Cu(In,Ga)Se₂ heterojunctions and thin films prepared by sequential deposition, *Applied Physics Letters*, Vol. 73, No. 2, 223–225
- Reynolds, D. C., Look, D. C. and Jogai, B. 1996. Optically pumped ultraviolet lasing from ZnO, *Solid State Commun* 99, 873-875
- Sangeetha, R. and Muthukumaran, S. 2016. Investigation of optical, structural, FTIR and magnetic properties of Sn substituted Zn_{0.98}Mn_{0.02}O nanoparticles, *Ceramics International* 42, 5921–5931
- Santhosh M.C. and Kumar, B. 2002. Pradeep, *Semicond. Sci. Technol.* 261
- Serin, T., Yildiz, A., Horzum Sahin, S. and Serin, N. 2011. Extraction of important electrical parameters of CuO, *Physica B*, 575-578
- Seto, J.Y.W. 1975. The electrical properties of polycrystalline silicon films, *Journal Of Applied Physics* 46, 5247-5254
- Shinde, V.R., Gujar, T.P., Lokhande, C.D., Mane, R.S. and Han, S.H. 2006. Mn doped and undoped ZnO films: a comparative structural, optical and electrical properties, *Materials Chemistry and Physics*, Volume 96, Issues 2–3, 326–330
- Shishiyanu, S.T., Shishiyanu, T.S. and Lupan, O.I. 2005. Sensing characteristics of tin doped ZnO thin films as NO₂ gas sensors, *Sens. Actuators, B* 107, 379-386
- Shockley, A.W. 1950. *Electrons and holes in semiconductors*, D. Van. Nostrand Co. Inc., 558, NewYork
- Smith. A. and Rodriguez-Clemente, R. 1999. Morphological differences in ZnO films deposited by the pyrosol technique: effect of HCl,” *Thin Solid Films*, Vol. 345, 192–196
- Sönmezoğlu, S., Koç, M. ve Akın, S. 2012. İnce film üretim teknikleri, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 28(5); 389-401
- Street, R.A. 1991. *Hydrogenated amorphous silicon*, Cambridge University Press, Cambridge, 417
- Studenikin, S.A., Golego, N. and Cocivera, M. 1998. Fabrication of green and orange photoluminescent, undoped ZnO films using spray pyrolysis, *J. Appl. Phys.* 84, 2287-2294
- Sze, S. M. and Kwok, K. Ng. 2007. *Physics of semiconductor devices: third edition*, John Wiley & Sons, Inc., 815, New Jersey

- Tang, Z.K., Wong, G.K.L., Yu, P., Kawasaki, M., Ohtomo, A., Koinuma, H. and Segawa, Y. 1998. Room-temperature ultraviolet laser emission from self-assembled ZnO microcrystalline thin films, *Appl. Phys. Lett* 72, 3270-3272
- Tauc, J., Grigorovichi, R. and Vancu, A. 1966. *Phys. Status Solidi* 15, 627
- Tilley, R.J.D. 2006. *Crystals and crystal structures*, John Wiley & Sons Inc., 255, England
- Tsay, C.Y., Cheng, H.C. Tung, Y.T. Tuan, W.H and. Lin, C.K. 2008. Effect of Sn-doped on micro structural and optical properties of ZnO thin films deposited by sol-gel method, *Thin Solid Films* 517, 1032–1036.
- Tüzemen, E.Ş., Eker, S., Kavak, H. and Esen, R. 2009. Dependence of film thickness on the structural and optical properties of ZnO thin films, *Applied Surface Science* 255, 6195-6200
- Vaezi, M.R. and Sadrnezhad S.K. 2007. Improving the electrical conductance of chemically deposited zinc oxide thin films by Sn dopant, *Materials Science and Engineering B* 141, 23–27
- Waseda, Y., Matsubara, E. and Shinoda, K. 2011, *X-Ray diffraction crystallography: introduction, examples and solved problems*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 310
- Werner, J.R. 1994. Origin of curved arrhenius plots for the conductivity of polycrystalline semiconductors, *Solid State Phenomena* 37-38, 213-218
- Yildiz A., Lisesivdin, S.B., Kasap, M. and Mardare, D. 2008. Electrical properties of TiO₂ thin films, *Journal of non-crystalline solids*, 354, 4944–4947
- Yildiz, A., Serin, N., Kasap, M., Serin, T. and Mardared, D. 2010. The thickness effect on the electrical conduction mechanism in titanium oxide thin films, *Journal of Alloys and Compounds* 493, 227–232
- Yildiz, A., Serin, T., Öztürk, E. S and erin, N. 2012. Barrier-controlled electron transport in Sn-doped ZnO polycrystalline thin films, *Thin Solid Films* 522, 90–94

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Elif ÖZTÜRK
Dogum Yeri : BOLU
Dogum Tarihi : 10.07.1987
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dili : İngilizce

Çalıştığı Kurum

- Dönüşüm İş Sağlığı ve Güvenliği Dan. Eğt. Yaz. Müh. Orgn. San. Ve Tic. Ltd. Şti.
(Eylül 2012- Halen) / B Sınıfı İş Güvenliği Uzmanı

Eğitim Durumu

Lise : Hendek Lisesi (2004)
Lisans : Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik
Bölümü (2010)
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği
Anabilim Dalı (Haziran 2017)

SCI Yayın

-Yildiz, A., Serin, T., **Öztürk, E.**, Serin, N. 2012. Barrier-controlled electron transport in Sn-doped ZnO polycrystalline thin films, Thin Solid Films 522, 90–94