

**T.C.  
NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FARKLI YÖNTEMLERLE BÜYÜTÜLEN ZnO İNCE  
FİLMLERİN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**Tezi Hazırlayan  
Aliye ÇANKAYA**

**Tezi Yöneten  
Doç. Dr. Tacettin YILDIRIM**

**Fizik Anabilim Dalı  
Yüksek Lisans Tezi**

**Ağustos 2015  
NEVŞEHİR**

Doç. Dr. Tacettin YILDIRIM danışmanlığında Aliye ÇANKAYA tarafından hazırlanan “Farklı Yöntemlerle Büyütülen ZnO İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin İncelenmesi” başlıklı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

07/08/2015

### JÜRİ

Başkan : Doç. Dr. Tacettin YILDIRIM



Üye : Doç. Dr. Sezen AKSÖZ



Üye : Yrd. Doç. Dr. Mehmet IŞIK



### ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 17.08.2015 tarih ve 2015/34-03 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

16/09/2015

Enstitü Müdürü



## TEZ BİLDİRİM SAYFASI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada yer alan bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu ve bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

.....  
Aliye ÇANKAYA

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans öğrenimim ve tez çalışmam süresince tüm bilgilerimi benimle paylaşmaktan kaçınmayan, her türlü konuda desteğini benden esirgemeyen ve tezimde büyük emeği olan Sayın Hocam Doç. Dr. Tacettin YILDIRIM'a,

Maddi ve manevi olarak her zaman desteklerini hissettiren değerli AİLEME,

Destek ve yardımlarını benden esirgemeyen Gülsüm ORDU ve İlker ÖÇALAN'a,

Teknik ve idari yardımlarından dolayı Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Rektörlüğü'ne, Fen-Edebiyat Fakültesi Dekanlığı'na, Fizik Bölüm Başkanlığı'na ve Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi BAP Birimi'ne teşekkür ederim.

**FARKLI YÖNTEMLERLE BÜYÜTÜLEN ZnO İNCE FİLMLERİN OPTİK  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ  
(Yüksek Lisans Tezi)**

**Aliye ÇANKAYA**

**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ağustos 2015**

**ÖZET**

Reaktif püskürtme yöntemiyle farklı oksijen oranına sahip ortamlarda safir üzerine büyütülmüş ( $O_2/Ar=0.41$  ve  $O_2/Ar=1.7$ ) ZnO ince filmlerde sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçümleri alındı. Her iki örnekte de sıcaklık arttıkça yasak bant aralığında daralama olduğu görüldü. Aynı yöntemle silisyum taban malzemesi üzerine büyütülen n-tipi ve p-tipi ZnO ince filmler üzerinde de 300-1100 nm aralığında spektral fotoakım ölçümleri yapıldı. Görünür bölgede 570 nm, 500 nm ve 404 nm dalga boylarına karşılık gelen soğurma pikleri ve ultraviyole bölgede 400 nm'den itibaren artan akım değeri ve 350 nm'ye karşılık gelen bir soğurma piki elde edildi.

Kuartz üzerine başlangıç çözeltilisine değişik oranlarda amonyum asetat ilave edilerek ZnO ince filmler hazırlandı. Hazırlanan ince filmler 700 °C'de azot ortamında 2 saat tavlandı. Başlangıç çözeltilisindeki amonyum asetat oranı arttıkça ZnO ince filmlerin yüzey morfolojisinin değiştiği görüldü ve yasak bant aralığının daraldığı optik soğurma ölçümlerinden bulundu. Optik haberleşme malzemelerinin araştırılmasında optik sabitler önemli olduğundan kuartz üzerine hazırlanan bütün ince filmlerin optik sabitleri de incelendi.

**Anahtar Kelimeler:** *Reaktif püskürtme, Fotoakım, Sol jel ve Döndürerek kaplama, X-ışını kırınımı (XRD), Optik özellikler.*

**Tez Danışman:** Doç. Dr. Tacettin YILDIRIM

**Sayfa Adeti:** 103

**INVESTIGATION OF OPTICAL PROPERTIES OF ZnO THIN FILMS  
GROWN USING DIFFERENT METHODS**

**(M. Sc. Thesis)**

**Aliye ÇANKAYA**

**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ UNIVERSITY  
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

**August 2015**

**ABSTRACT**

Optical absorption measurements in ZnO thin films grown on sapphire by reactive sputtering method in environments with different oxygen content ( $O_2 / R = 0.41$  and  $O_2 / Ar = 1.7$ ) were taken depending on the temperature. In both of the samples, we have observed that bandgap decreases while the temperature increases. Photocurrents in n-type and p-type ZnO thin films grown on silicon substrate by the reactive sputtering methods were measured in the spectral range of 300-1100 nm. The absorption peaks were obtained in the visible region of 570 nm, 500 nm and 404 nm and in the ultraviolet region of 400 nm and 350 nm. It has been observed that the current values increase in the ultraviolet region.

Adding ammonium acetate precursor solution at different rates, ZnO thin films were also prepared on quartz. Thin films prepared were annealed in a nitrogen atmosphere at 700 °C for 2 hours. It was seen that the bandgap energy of the thin films can be decreased at the room temperature while ammonium acetate rate in precursor increases. Since the optical constants in the study of optical communication materials are important, this constants for all thin films prepared on quartz were investigated.

***Key Words: Reactive Sputtering, Photocurrent, Sol gel and Spin coating, XRD, Optical properties.***

**Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Tacettin YILDIRIM**

**Page Number: 103**

## İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY SAYFASI .....	i
TEZ BİLDİRİM SAYFASI .....	ii
TEŞEKKÜR .....	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT .....	v
İÇİNDEKİLER .....	vi
TABLOLAR LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	x
RESİMLER LİSTESİ .....	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xv

### 1. BÖLÜM

GİRİŞ .....	1
-------------	---

### 2. BÖLÜM

GENEL BİLGİLER .....	4
2.1. Yarıiletkenler.....	4
2.1.1. Bant teorisi .....	4
2.1.2. Yarıiletkenlerde katkılama .....	5
2.1.3. Kristal kusurları.....	7
2.1.3.1. Noktasal kusurlar.....	7
2.1.3.2. Çizgisel kusurlar.....	7
2.1.3.3. Düzlemsel kusurlar.....	7
2.2. İnce Film Büyütme Teknikleri .....	7
2.2.1. Sol jel yöntemi .....	8

2.2.2.	İnce film oluşum fiziği .....	8
2.2.2.1.	Döndürme yöntemi ile film kaplama .....	8
2.3.	X-Işını Kırınımı (XRD).....	10
2.4.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) .....	12
2.5.	Optiksel Sabitler .....	12
2.6.	Soğurma Katsayısı.....	17
2.7.	Optik Yansıma ve Geçme .....	18
2.8.	Optik Geçişler .....	22
2.8.1.	Direkt geçişler .....	22
2.8.2	İndirekt geçişler ( $k_{min} \neq k_{max}$ ).....	25
2.9.	Kirlilik Soğurması .....	26
2.10	Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralıklarına Etki Eden Faktörler.....	28
2.10.1.	Sıcaklığın etkisi .....	28
2.10.2	Kusur konsantrasyonunun etkisi .....	29
2.11.	Yarıiletken Kuantum Kuyusu Yapılar.....	30
2.11.1.	Elektronik seviyeler.....	32
2.12.	Fotoiletkenlik .....	32

### 3. BÖLÜM

MALZEME VE YÖNTEM .....	35	
3.1.	Reaktif Püskürtme Yöntemi.....	35
3.2.	Sıcaklığa Bağlı Soğurma Ölçümlerinin Alınması.....	35
3.3.	Fotoiletkenlik Ölçümleri .....	37
3.4.	Kuartz Altlık Üzerine ZnO İnce Filmleri Kaplamak İçin Taşıyıcı Belirlenmesi ve Temizliği .....	38
3.5.	Çözeltilerin Hazırlanması.....	40



3.5.1.	Hazırlanan çözeltiye C <sub>2</sub> H <sub>7</sub> NO <sub>2</sub> ilavesi .....	40
3.6.	Filmin Kaplanması .....	42
3.7.	Oda Sıcaklığında Optik Soğurma Ölçümlerinin Alınması.....	44
3.8.	XRD Ölçümleri .....	45
3.9.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Analizleri .....	46

#### 4. BÖLÜM

BULGULAR VE TARTIŞMA		48
4.1.	Reaktif Püskürtme Yöntemiyle Hazırlanmış ZnO İnce Filmlerinde Sıcaklığa Bağlı Optik Soğurma.....	48
4.2.	Reaktif Püskürtme Yöntemiyle Büyütme Ortamına Azot Gazı İlave Edilerek Hazırlanan ZnO Kristalinde Sıcaklığa Bağlı Optik Soğurma .....	51
4.3.	Fotoiletkenlik Ölçümleri Sonuçları.....	54
4.4.	Sol-jel Spin Kaplama Yöntemiyle Hazırlanan ZnO ve ZnO:N İnce Filmler	57
4.4.1.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin X-ışını kırınımı analizleri .....	57
4.4.2.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin taramalı elektron mikroskobu (SEM) analizleri .....	59
4.4.3.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin optik özelliklerinin belirlenmesi	63

#### 5. BÖLÜM

SONUÇLAR VE ÖNERİLER .....		77
KAYNAKLAR .....		79
ÖZGEÇMİŞ .....		86

## TABLULAR LİSTESİ

Tablo 2. 1	SEM ile malzemededen elde edilen salınımlar ve sağladıkları bilgi.....12
Tablo 4. 1	Reaktif püskürtme yöntemiyle safir üzerine $O_2/Ar=0.41$ oranında tutularak büyütülmüş ZnO ince filmlerin bazı sıcaklıklarda yasak enerji aralığı değerleri ( $E_g$ ).....50
Tablo 4. 2	Reaktif püskürtme yöntemiyle safir üzerine $O_2/Ar=1.7$ oranında ve büyütme ortama azot ilave edilerek büyütülmüş ZnO ince filmlerin bazı sıcaklıklarda yasak enerji aralığı değerleri ( $E_g$ ).....53
Tablo 4. 3	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde bazı dalga boylarına karşılık gelen absorbans değerleri.....64
Tablo 4. 4	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde bazı dalga boylarına karşılık gelen yüzde transmitans değerleri.....65
Tablo 4. 5	Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde katkılanan N yüzdesine göre Yasak enerji aralığının ( $E_g$ ) değişimi.....71
Tablo 4. 6	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde katkılanan N yüzdesine göre yansıma katsayısı R'nin (%) değişimi.....72

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Çeşitli kristallerde mümkün olan enerji bantlarının doluluğu . . . . .5
Şekil 2.2.	(a) Ayrık donör enerji hali ve b) İyonize olmuş bir donör halinin enerji-bant diyagramı. . . . . 6
Şekil 2.3.	a) Ayrık akseptör enerji hali ve b) İyonize olmuş bir akseptör halinin enerji-bant diyagramı. . . . . 6
Şekil 2.4.	Döndürme yöntemi ile film kaplama şematik gösterimi. . . . . 9
Şekil 2.5.	X-ışınları elde edilmesinde kullanılan düzenek. . . . . 10
Şekil 2.6.	Bir kristal yapıdaki ardışık düzlemlerden x-ışınlarının saçılması. . . 11
Şekil 2.7.	Bir yarıiletkende elektron-boşluk çiftinin oluşumu. . . . . 19
Şekil 2.8.	dx kalınlıklı numunede optik soğurma. . . . . 19
Şekil 2.9.	Yüzeyine gelen, yansıyan ve diğer tarafa geçen ışık şiddetini gösteren x kalınlıklı bir yarıiletken numune . . . . . 22
Şekil 2.10.	Bantlar arası direkt geçiş ( $k_{min} = k_{max}$ ). . . . . 25
Şekil 2.11.	$k_{min} \neq k_{max}$ olduğu durumda direkt ve indirekt geçişler. . . . . 26
Şekil 2.12.	n- tipi yarıiletkende kirlilik soğurması. . . . . 28
Şekil 2.13.	Bir kuantum kuyusu yapının şematik gösterimi. . . . . 32
Şekil 2.14.	Bir yarıiletkende oluşan fotoakım. . . . . 34
Şekil 3.1.	Reaktif püskürtme yönteminin şematik gösterimi. . . . . 36
Şekil 3.2.	Soğurma ölçümlerinin yapıldığı sistemin blok diyagramı. . . . . 36
Şekil 3.3.	Fotoiletkenlik ölçümlerinin yapıldığı deneysel düzeneğin blok diyagramı. . . . . 37
Şekil 3.4.	Taban malzemelerin uygun boyutta kesilmesi . . . . . 39
Şekil 3.5.	ZnO ve ZnO:N çözeltisini hazırlanma aşamaları. . . . . 41
Şekil 3.6.	ZnO ve ZnO:N çözeltisini hazırlanma aşamaları. . . . . 44

Şekil 3.7.	Perkin Elmer Lambda 25 UV/VIS spektrometresi için yapılan numune tutucu. . . . .	45
Şekil 4.1.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=0.41$ ortamında büyütülmüş ZnO ince filminin sıcaklığa bağlı optik soğurma spektrumu. . . . .	48
Şekil 4.2.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=0.41$ ortamında büyütülmüş ZnO ince filmde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi. . . . .	49
Şekil 4.3.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=0.41$ ortamında safir üzerine büyütülmüş ZnO ince filmde sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığının $(E_g)$ değişimi. . . . .	50
Şekil 4.4.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=1.7$ oranında ve büyütme ortamına azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da soğurma spektrumu. . . . .	51
Şekil 4.5.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=1.7$ oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da soğurma spektrumu . . . . .	52
Şekil 4.6.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=1.7$ oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da $(\alpha E)^2$ 'nin örnek üzerine gelen fotonun dalga boyuna göre soğurma spektrumu. . . . .	52
Şekil 4.7.	Reaktif püskürtme yöntemiyle $O_2/Ar=1.7$ oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi. . . . .	53
Şekil 4.8.	N-ZnO (as-grown) ince filmde 2 volt gerilim uygulanarak dalga boyuna bağlı alınan karanlık akımı çıkarıldıktan sonra fotoakımdaki spektral değişim. . . . .	56
Şekil 4.9.	P-ZnO (as-grown) ince filmde 2 volt gerilim uygulanarak dalga boyuna bağlı alınan fotoakımdaki spektral değişim. . . . .	56
Şekil 4.10.	X-ışını kırınımı desenleri: (a) Mikroskop camları kullanılarak hazırlanan ve $400\text{ }^\circ\text{C}$ 'de hava ortamında tavlama işlemi yapılan ZnO ince film. Kuartz taban malzemesi üzerine hazırlanan ve $700\text{ }^\circ\text{C}$ 'de	

	azot ortamında tavlama işlemi yapılmış ZnO:N ince filmler: (b), (c) ve (d). . . . .	58
Şekil 4.11.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre absorbands değerlerinin spektral değişimi.	64
Şekil 4.12.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre yüzde transmitans değerlerinin spektral değişimi. . . . .	65
Şekil 4.13.	Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde numune yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre soğurma katsayısının spektral değişimi. . . . .	67
Şekil 4.14.	Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişim. . . . .	67
Şekil 4.15.	Hazırlanan ZnO ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi. . . . .	68
Şekil 4.16.	Hazırlanan ZnO:N (%5) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi. . . . .	68
Şekil 4.17	Hazırlanan ZnO:N (%10) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi. . . . .	69
Şekil 4.18.	Hazırlanan ZnO:N (%15) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi. . . . .	69
Şekil 4.19.	Hazırlanan ZnO:N (%20) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi. . . . .	70
Şekil 4.20.	Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde katkılanan N yüzdesine göre yasak enerji aralığının ( $E_g$ ) değişimi. . . . .	70
Şekil 4.21.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre yansıma katsayısı R'nin değişimi. . . . .	72
Şekil 4.22.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre sönüm katsayısı k'nın değişimi. . . . .	73
Şekil 4.23.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre kırılma indisi n'nin değişimi. . . . .	74

Şekil 4.24.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde dielektrik sabitinin reel kısmının dalga boyuna göre spektral değişimi	..... 75
Şekil 4.25.	Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde dielektrik sabitinin sanal kısmının dalga boyuna göre spektral değişimi	..... 75

## RESİMLER LİSTESİ

Resim 3.1.	Ultrasonik Banyo. . . . .	51
Resim 3.2.	DAIHAN scientific wisd MSH-20A model manyetik karıştırıcı. . .	53
Resim 3.3.	Döndürerek kaplama cihazı. . . . .	55
Resim 3.4.	Azot Gazı Bağlanmış Yüksek Sıcaklık Tüp Fırın. . . . .	56
Resim 3.5.	Perkin Elmer lambda 25 UV/VIS spektrometresi. . . . .	57
Resim 3.6.	X-Işınları Difraktometresi (Bruker AXS D8 Advance Model) . . .	58
Resim 3.7.	Taramalı Elektron Mikroskobu (LEO 440 Computer Controlled Digital). . . . .	59
Resim 4.1.	(a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%5) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri. . . . .	74
Resim 4.2.	(a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%10) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri. . . . .	75
Resim 4.3.	(a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%15) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri. . . . .	76
Resim 4.4.	(a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%20) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri. . . . .	77

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

SAW	Akustik dalga devreleri
XRD	X-ışını kırınımı
SEM	Taramalı elektron mikroskobu
O. D.	Optiksel yoğunluk
$E_g$	Yasak enerji aralığı
R	Yansıma katsayısı
UV/VIS	Ultraviyole ve görünür ışık
LD	Lazer diyot
LED	Işık yayan diyot
$V_0$	Oksijen boşluğu kusurlarının denge durumu
K	Kelvin derece
$\Omega.cm$	Ohm santimetre
$h(t)$	t süre sonraki filmin kalınlığı
$\rho$	Yoğunluk
$\eta$	Vizkozite
$\omega$	Açısal hız
$\lambda$	Dalga boyu
d	Atom düzlemleri arası mesafe
D	Tanecik çapı
B	Kırınım deseninde gözlenen maksimum piklerin yarı maksimumdaki genişliklerinin radyan cinsinden değeri
R	Yansıma sabiti
A	Soğurma sabiti
T	Geçirgenlik sabiti
n	Kırılma indisi
c	Işık hızı
v	Işığın ortamdaki hızı
I	Işık şiddeti
N	Birim hacimdeki saçılma merkezlerinin sayısı



$\sigma_s$	Saçılma merkezinin saçılma tesir kesiti
$\tilde{n}$	Kompleks kırılma indisi
$\kappa$	Sönüm katsayısı
$k$	Dalga vektörü
$\omega$	Açısal frekans
$\alpha$	Soğurma katsayısı
$\epsilon_r$	Kompleks dielektrik sabiti
$N$	Kirlilik konsantrasyonu
$P$	Momentum
$h$	Planck sabiti
$m_o$	Serbest elektronun kütlesi
$m_e^*$	Elektronun etkin kütlesi
$R_H$	Rydberg sabiti
$C$	Bozulma sabiti
$H$	Hamiltonyen fonksiyonu
$c$	Bowing parametresi
$k_B$	Boltzmann sabiti
MBE	Molecular beam epitaxy
MOCVD	Metal-organic chemical vapour deposition
$\Psi$	Dalga fonksiyonu
$G_L$	Taşıyıcı artış hızı
$\tau_p$	Artan azınlık taşıyıcı yaşam süresi
$J$	Akım yoğunluğu
$\mu$	Mikro
eV	Elektron volt
FWHM	Maksimum yüksekliğin yarı genişliği

## 1. BÖLÜM

### GİRİŞ

Geniş yasak enerji aralıklı ZnO, II-VI grubu bileşik yarıiletkenlerindedir ve diğer geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlere göre sahip olduğu üstün özellikleri nedeniyle son yıllarda ilgi alanı haline gelmiştir. ZnO, sahip olduğu elektrik optik ve akustik özellikleri nedeniyle, güneş pilleri, sıvı kristal ekranları, piezoelektrik transduserler, kablosuz haberleşmede kullanılan yüzey akustik dalga devreleri (SAW), ısı aynaları, varistörler, kimyasal gaz sensörleri, lüminesans malzemeler ve şeffaf (trasparant) iletken filmlerde kullanılır [1, 2]. ZnO'nun, ucuz ve bol miktarda bulunması, büyük boyutlarda üretilebilmesi, ultraviyole bölgede soğurma ve emisyon vermesi, hidrojen plazmasında yüksek kararlılığa sahip olması, düşük sıcaklıklarda büyütülebilmesi ve toksik olmaması diğer üstün özellikleridir [3, 4].

ZnO, hekzagonal wurtzite kristal yapıda olup  $C_{6v}^4$  uzay grubuna aittir. Wurtzite yapının birim hücrelerinde dört atom vardır. Bu atomların ikisi Zn ikisi de O atomudur [5]. ZnO direkt yasak enerji aralığına sahiptir ve iletkenlik bandının minimumu Brillouin bölgesindeki  $\Gamma$  noktasındadır. Oda sıcaklığında yasak enerji aralığı 3.4 eV'dur [6]. Literatürde örgü sabitleri  $a=b=3.249 \text{ \AA}$  ve  $c=5.205 \text{ \AA}$  olarak verilmektedir [7].

ZnO'dan lazer diyot (LD), ışık yayan diyot (LED) ve kuantum kuyusu yapılar oluşturmak için iki temel problem vardır. Birisi p-tipi ZnO'yu büyütme, diğeri daha büyük yasak enerji aralığına sahip ZnO'yu elde etmektir [8].

Katkılanmamış ZnO, doğal olarak n-tipi olarak büyümektedir. Bu fiziksel özelliğin nedenleri araştırılmış ve farklı görüşler ileri sürülmüştür. Bunlardan birisi, oksijen boşluklarının n-tipi büyümeye neden olduğudur [9]. Diğeri, Çinko arayer atomları sığ donör olarak davranmakta ve ZnO'nun n-tipi büyümesine neden olmaktadır. Çinko arayer atomu ( $Zn_i$ ) iletkenlik bandının  $(30 \pm 5) \text{ meV}$  altına yerleşmiş bir sığ donördür [10]. Üçüncü neden Van de Walle [11] tarafından ileri sürülmüş ve Van de Walle, yoğunluklu fonksiyonel teoriyi kullanarak, oksijen boşluğu kusurlarının  $[V_O]$  denge

durumunda serbest elektron kaynağı olamayacağını ve Hidrojen (H) atomlarının n-tipi iletkenliğin kaynağı olduğunu belirtmiştir.

p-tipi ZnO büyütme, ışık yayan diyotlar (LED) ve laser diyotlar (LDs) gibi lüminesans cihazları yapmak için önemlidir. Çünkü, bu cihazların temelinde p-n eklemi kullanılmaktadır. Özel telafi mekanizmaları nedeniyle p-ZnO büyütme zordur; i) Zn arayer atomları ya da oksijen boşlukları gibi doğal donörler sığ akseptörleri kompanse eder. ii) V. Grup akseptörler derin seviyelere yerleştiğinden tuzaklanmış holler ısısal olarak iyonize olamazlar [12]. Bu güçlükler rağmen p-tipi ZnO büyütülebilmektedir. G. Xiong [13], reaktif püskürtme yöntemiyle sabit basınç altında büyütme ortamındaki oksijen oranını değiştirerek p-tipi ZnO büyütülmüştür. Bu, reaktif püskürtme ve vakum tavlama kullanılarak büyütülen ilk p-tipi ZnO'dur. Y. R. Ryu [14], tarafından ilk kez p-tipi ZnO, Arsenik (As) katkılayarak pulsed laser ablation metoduyla GaAs taban malzemesi üzerine büyütülmüştür. Büyütme işlemi 35 mTorr basınç ve %99,999'lük oksijen ortamında 300-450 °C sıcaklık aralığında yapılmış, 400 ve 450 °C sıcaklıklarında As katkılanarak büyütülen ZnO filmlerin p-tipi olduğu görülmüştür.

Mavi ve mor lazerde kullanılan ZnO tek kristali, D. C. Look [15] tarafından buhar fazı taşıma yöntemi kullanılarak büyütülmüş ve elektriksel özellikleri incelenmiştir. Bu n-ZnO kristali 2-inch çapındadır. Sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri yapılarak 300 K'de taşıyıcı yoğunluğu  $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ve mobilite  $205 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  olarak bulunmuştur. 50 K'de pik mobilitesi  $2000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  civarında olup daha önce hesaplanan en yüksek değer ile karşılaştırılabilecek büyüklüktedir. Baskın donör yoğunluğu  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ve eksiton enerjisi 60 meV'dur. Bu değer, beklenen hidrojenik değere çok yakındır. Toplam akseptör yoğunluğu  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  den çok daha düşüktür. Bu değerler büyütülen ZnO'nun yüksek kalitede olduğunu gösterir.

ZnO ile ilk p-n eklemi Ryu Y. R. [14] tarafından yapıldı. ZnO:Al/ZnO:As/GaAs:Zn şeklinde büyütülen film ekleminde yapılan I-V ölçümlerinde p-n eklemine karakterize eden akım-voltaj karakteristiğini gösterdi. Böylece optoelektronikte ZnO'dan yapılacak LED ve Laser Diyotlara (LD) doğru ilk adım atılmış oldu. Herhangi bir katkılama yapmadan büyütme ortamındaki oksijen oranını değiştirerek ZnO'dan p-n eklemi ilk

olarak S. Tüzemen [9] tarafından yapılmış ve aldıkları I-V ölçümleri p-n homoelektronik karakteristiğini göstermiştir.

ZnO'nun yasak enerji aralığını değiştirme çalışmaları yapılmış ve bu şekilde kuantum çukuru (quantum wells) yapıların yapılması hedeflenmiştir. Iwata K. [16], ZnO'ya selenyum (Se) katkılayarak yasak enerji aralığını azaltmışlar ve küçük örgü uyumsuzluğu (lattice mismatch) ile yeni bir bant aralığı kontrol tekniği olabileceğini önermiştir. A. Ohtomo [17], ZnO'ya Magnezyum (Mg) katkılayarak yüksek kaliteli  $Mg_xZn_{1-x}O$  ince filmleri atımlı lazer biriktirme tekniği ile büyütmüş ve katkılama oranını değiştirerek bant aralığı enerjisini oda sıcaklığında 3.99 eV'a kadar artırabilmiştir. Bu artış, elektron tuzaklamaya yeterli bir büyüklüktür.  $Mg_xZn_{1-x}O$  filmlerin örgü sabiti de %1 oranında değişmiş x oranı artarken a-ekseni yönünde artma c-ekseni yönünde azalma olmuştur. G. Santana [18], spray pyrolysis yöntemiyle cam üzerine  $(ZnO)_x(CdO)_{1-x}$  filmleri büyütürken kristal yapıdaki ve yasak enerji aralığındaki değişimi çalışmışlar yasak enerji aralığının x=0'dan x=1'e geçerken CdO'inkinden (2,29eV) ZnO'inkine (3,28eV) doğru arttığını açıklamışlardır. R. D. Vispute [19], ZnO/GaN heteroeklemler büyütürken luminesans özelliklerini araştırmış ve ultraviyole lazerlerin yapılabileceğini açıklamışlardır.

T. Chien-Yie [20] Sol jel yöntemiyle ZnO'ya Ga katkılamış ve artan Ga yüzdesi ile yasak enerji aralığının arttığını gözlemlemiştir. T. Yıldırım ve ark. (2005) tarafından yapılan çalışmada, Chemical Spray Pyrolysis (CSP) metoduyla ZnO'ya Sn katkılanmış ve Sn oranı arttıkça (x=0 dan x=0.6'ya) yasak enerji aralığının 3.28 eV'den 3.45 eV'ye arttığı görülmüştür [8]. Xiong ve ark. (2002), azot katkılayarak reaktif püskürtme yöntemiyle büyüttüğü ZnO'nun ışık altında p-tipi karanlıkta n-tipi özellik gösterdiğini Hall etkisi ölçümleriyle gözlemlemiştirler [13, 21]. Optoelektronikte önemli bir aday yarıiletken olan ZnO'nun kusur merkezleri üzerindeki araştırmalar bugün güncel olarak devam etmektedir.

## 2. BÖLÜM

### GENEL BİLGİLER

#### 2.1. Yarıiletkenler

Yarıiletkenler, iletkenlikleri metallere yalıtkanlar arasında olan malzemelerdir [22]. Yarıiletkenlerin özdirençleri oda sıcaklığında  $10^{-2}$  ile  $10^9$   $\Omega$ .cm aralığındadır. Bu aralık;  $10^{-6}$   $\Omega$ .cm'den daha küçük özdirençlere sahip olan iyi iletkenler ile özdirençleri  $10^{14}$  ile  $10^{20}$   $\Omega$ .cm aralığında olan yalıtkanlar arasındaki bölgeye düşer. Yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliği sıcaklıkla değişiklik göstermektedir. Sıcaklık arttıkça özdirenç küçülür, sıcaklık azaldıkça özdirenç artar ve mutlak sıfır noktasında yarıiletken yalıtkan özellik gösterir [23].

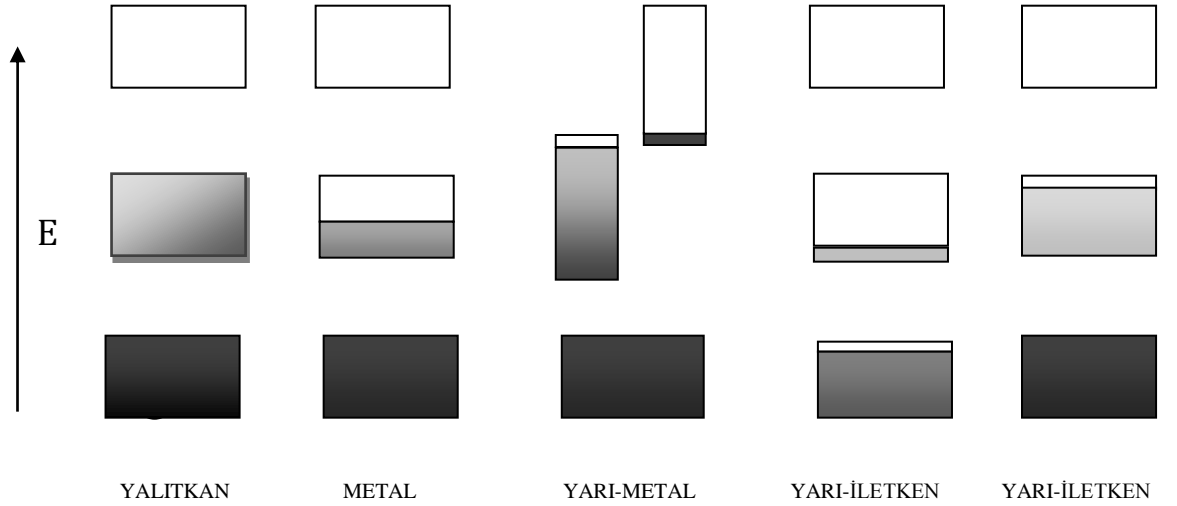
Yarıiletken malzemelerin bir çok teknolojik uygulaması vardır ve yarıiletken güneş pili, diyot, transistör ve tümeleşik devre gibi elektroniğin bir çok alanında uygulamaya sahiptir [24]. Yarıiletken malzemeler ışığa duyarlıdır, ohm yasasına uymazlar ve tek yönde akım geçmesine izin veren doğrultucu devrelerde, optoelektronik devre uygulamalarında, lazer diyot (LDs) ve ışık yayan diyot (LED) gibi devre elemanı yapımında kullanılmaktadır [8].

Yarıiletkenler genel olarak iki grupta sınıflandırılabilir; bunlardan ilki periyodik tablonun IV. grubunda bulunan elementel yarıiletkenlerdir, bunlar C, Si, Ge' dur. Diğerleri ise III-V ve II-VI grubu elementlerin birleşmesiyle oluşan ikili bileşik yarıiletken malzemelerdir Bu malzemelere örnek olarak GaAs, GaP, InP, AlAs, ZnS, CdS, ZnSe, CdSe ve ZnO yarıiletken malzemeler gösterilebilir [22]. Yarıiletkenlere katkılama yaparak elektriksel ve optik özelliklerini değiştirebiliriz.

##### 2.1.1. Bant teorisi

Bir kristal örgü için, potansiyel uzaklığın periyodik bir fonksiyonudur ve ancak ortalama sabit bir değere sahiptir. Elektronların böyle periyodik bir alanda hareketi incelenirse; dalgaların belirli seçilmiş yansıma durumları olacaktır. Bu, enerjinin sürekli bir değişim göstermeyeceği buna karşılık enerji aralıklarının bulunması gerektiği anlamına gelir. Bu şekilde oluşan kristalin yarı sürekli enerji spektrumu, yasaklanmış ve izinli enerji durumlarına karşılık gelen bantlara bölünmüştür. Yasaklanmış bölgeler

enerji aralıkları veya bant aralıkları denir. Yasaklanmamış enerji bantları tümü ile dolu ya da boş ise kristal yalıtkan özellik gösterir. Bantlardan bir veya daha çoğu kısmen doldurulmuş ise bu defa da kristal metalik özelliğe sahip olur. Bunların dışında bantların, birkaç tanesi çok az bir miktar dolu ya da boş ise bu tür bir kristal yarıiletken veya yarı metal özellik gösterir (Şekil 1) [26].



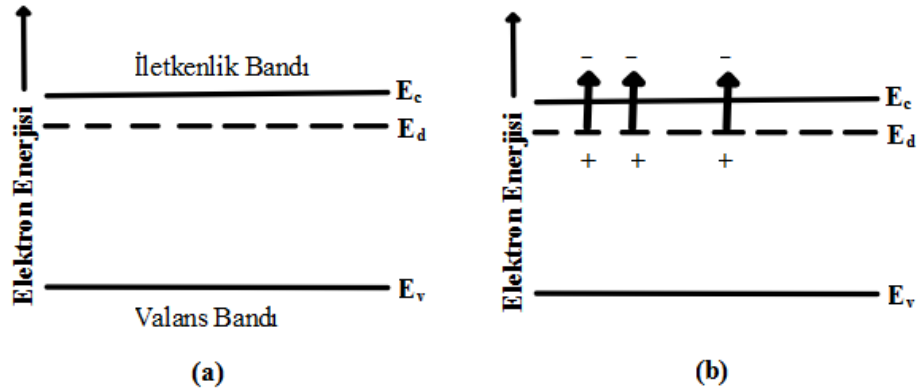
**Şekil 2.1.** Çeşitli kristallerde mümkün olan enerji bantlarının doluluğu

### 2.1.2. Yarıiletkenlerde katkılama

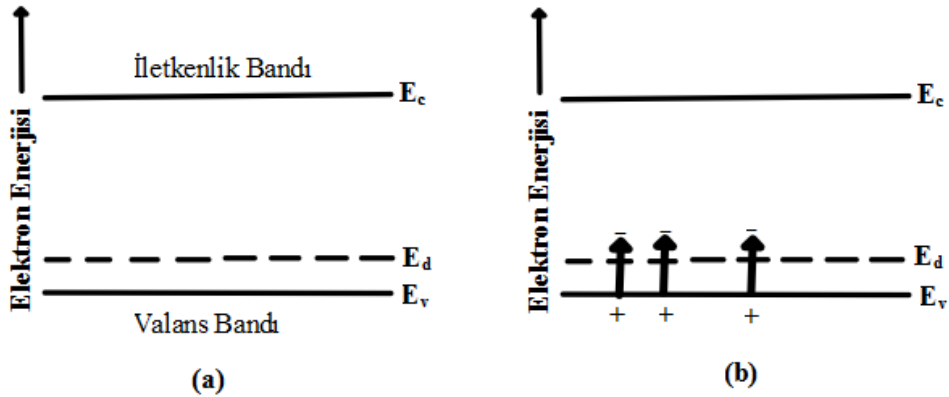
Yarıiletkenlere özel katkı veya kirlilik atomlarının kontrollü miktarının ilave edilmesiyle elektriksel karakteristikleri önemli ölçüde değiştirilebilir. Katkılanmış yarıiletken değişik yarıiletken devre elemanının fabrikasyonunda önemlidir. Si IV: grup bir elementtir ve 4 valans elektronuna sahiptir. V. grup bir element olan ve 5 valans elektronuna sahip P'un katkılандığını düşünelim. Fosforun (P) 4 elektronu Si atomlarıyla kovalent bağ yapacak ve fosfor atomuna daha gevşekçe bağlı beşinci elektron atomdan ayrılacaktır. Beşinci valans elektronu bir donör elektronu olarak adlandırılır. Eğer donör elektronu küçük bir termal enerji kazanırsa, geride pozitif yüklü bir fosfor iyonu bırakarak iletkenlik bandı içine çıkabilir. İletkenlik bandına bir elektron veren kirlilik atomları donör kirlilik atomu olarak adlandırılır. Donör kirlilik atomları,

iletkenlik bandında elektron oluştururlar. Bu şekilde elde edilen maddeler n-tipi yarıiletken olarak adlandırılır (Şekil 2.2).

Silisyuma bir yerdeğiştirme kirliliği olarak bor (B) gibi bir III. Grup bir elementi katkıladığımızı düşünelim. III. grup element üç valans elektronuna sahiptir ve bunların hepsi Si'daki kovalent bağlanmaya katılır. Bir kovalent bağlanma pozisyonu boştur. Eğer bir elektron bu boş pozisyonu işgal ederse bor atomunun net yük durumu şimdi negatif olacağından dolayı, bu elektronun enerjisi valans elektronunun enerjisinden daha büyük olacaktır. Bu III. Grup atom valans bandından bir elektron aldığı için akseptör kirlilik atomu olarak adlandırılır. Bu akseptör atomu, iletkenlik bandında holler oluşturabilir. Bu tip yarıiletken maddeler p-tipi yarıiletken malzeme olarak adlandırılır (Şekil 2.3) [22].



Şekil 2.2. a) Ayrık donör enerji hali ve b) İyonize olmuş bir donör halinin enerji-bant diyagramı



Şekil 2.3. a) Ayrık akseptör enerji hali ve b) İyonize olmuş bir akseptör halinin enerji-bant diyagramı

### **2.1.3. Kristal kusurları**

Kristaller daima kusurlar olarak adlandırılan fazla veya eksik atom ya da kirlilik (safsızlık) atomları gibi mükemmelliği bozan düzensizliklere sahiptirler. Temelde kristallerde oluşabilecek üç tip örgü kusuru vardır.

#### **2.1.3.1. Noktasal kusurlar**

Periyodik düzenden sapma sadece birkaç atomun civarında yerleşmişse, bu tür kusurlar nokta kusurlar olarak adlandırılır. Nokta kusurlarda; arayer bölgesinde fazla bir atom bulunması durumunda arayer atomu kusuru, Atomun olması gereken yerde olmaması durumunda schottky kusuru Atomun kendi yerinde bir boşluk oluşturarak arayer bölgesine yerleşmesi durumunda Frenkel kusuru oluşmaktadır.

#### **2.1.3.2. Çizgisel kusurlar**

Çizgisel kusurlar bir kristalde bir çizgi şeklinde ilerleyen kusurları tanımlar. Kayma düzlemi Burgers vektörüne dik ise kenar dislokasyonu, Burgers vektörü kayma düzlemine paralel ise vida dislokasyonu oluşur.

#### **2.1.3.3. Düzlemsel kusurlar**

Düzlemsel kusurlar iki boyutlu, yani bir alan genişliğince oluşan kristal kusurlarını ifade eder. Polikristal bir katıda iki kristal bölgesi arasındaki sınır tanecik sınırları olarak adlandırılır. Ardışık yığılmalara sahip sıkı paketlenmiş iki parça arasındaki sınır yığınsal kusurları ifade eder [26].

## **2.2. İnce Film Büyütme Teknikleri**

İnce film büyütme teknikleri arasında fiziksel buharlaştırma ile kaplama, ısı dirençten buharlaştırma, elektron demeti ile buharlaştırma, lazerle buharlaştırma, flaş buharlaştırma, katodik ark buharlaştırma, koparma tekniği, kimyasal buharlaştırma ile kaplama, anodizasyon, kimyasal buhar birikimi, elektro kaplama gibi yöntemler de kullanılmaktadır, bu çalışmada büyütme tekniği olarak sol-jel yöntemi kullanıldı.



### **2.2.1. Sol jel yöntemi**

Geleneksel yöntemlerle, cam seramik gibi inorganik maddeler yüksek sıcaklık gerektiren işlemler sonucunda oluşturulur. Bu işlemler sırasında sıcaklık 1500 °C –1600 °C' ye kadar çıkabilir. Bu sıcaklık çalışmaları zorlaştırır ve taşıyıcıya zarar verebilir. Daha kolay ince film oluşturabilmek için birçok kimyasal yöntem geliştirilmiş ve araştırmalara devam edilmektedir. Bu kimyasal yöntem, başlangıç malzemesi olarak bir solüsyon içerdiği ve bu solüsyon kullanarak jel gibi bir yapı elde edildiği için Sol-Jel yöntemi adı altında toplanmıştır. Sol-jel yönteminde, geleneksel yöntemlere oranla daha düşük sıcaklıklara (100-600 °C) ihtiyaç duyulur. Sol-jel yöntemi, özellikle organik olmayan ince film kaplamalarında kullanılmaktadır [27]. Ayrıca Sol-jel yönteminin teknolojik olarak en önemli noktası; katılaşmadan önce çözeltinin, daldırma, döndürme ve püskürtme gibi yaygın yöntemleri ile ince film hazırlanmasında ideal olmasıdır [28]. Etkili ince film oluşturma tekniklerinden Sol-jel yöntemi, geniş alanların kolayca kaplanabilmesi ve de çok katlı filmlerin homojen şekilde oluşturulabilmesi bakımından geniş kullanım alanına sahiptir. Sol jel yönteminin diğer yöntemlere göre avantajları ve dezavantajlarından bazıları şöyle sıralanabilir.

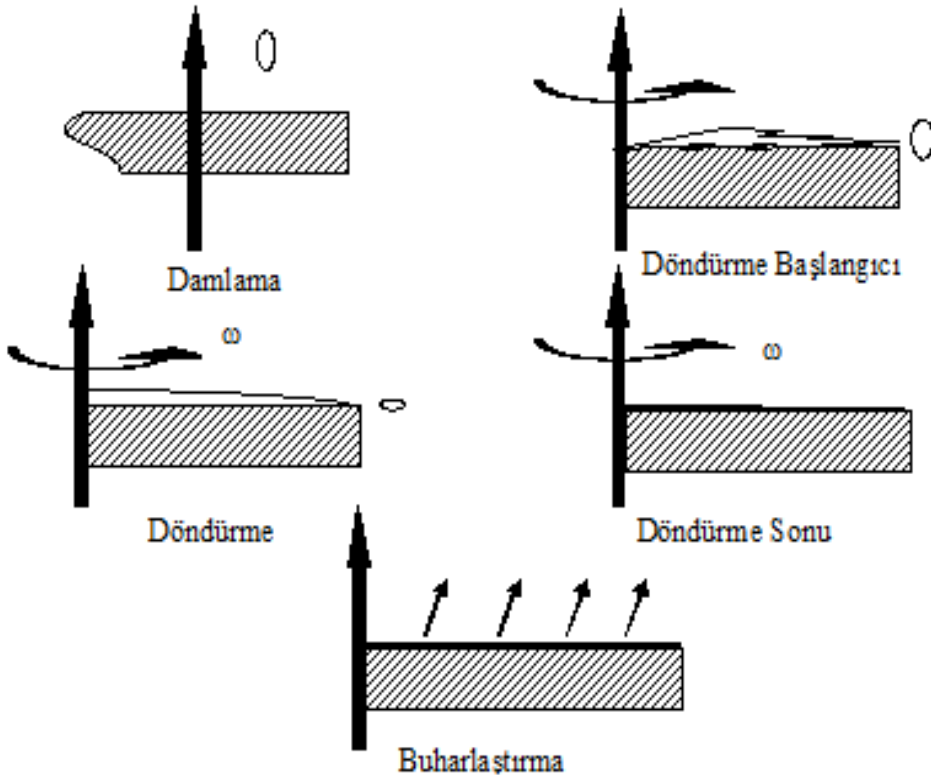
### **2.2.2. İnce film oluşum fiziği**

#### **2.2.2.1. Döndürme yöntemi ile film kaplama**

Bu yöntem sert yüzeyler veya hafif pürüzlü taşıyıcılar üzerinde ince filmler oluşturmak için kullanılan yöntemdir. Bu yöntemde taşıyıcılar, çok yüksek dönme hızında, örneğin 1500-4000 devir/ dakika hızla döndürülürler. Döndürme yöntemi ile film kaplama işlemi beş aşamaya ayrılabilir [29]. Bu beş aşama birbirini takip eden süreçlerdir (Şekil 2.4). Bu aşamaları Birikim (Damlatma), Döndürme Başlangıcı, Döndürme, Döndürme sonu (Durdurma) ve Buharlaştırma olarak sıralayabiliriz.

Birikim aşamasında filmi kaplayabilecek çözüldüden daha fazlası duran veya yavaşça dönen taşıyıcı üzerine damlatılır. Daha sonra taşıyıcı yüksek bir devirle (2000-2500 devir/dakika) döndürülür. Sıvının fazlası film üzerinde merkezci kuvveti yenerek dışarı doğru ilerler ve taşıyıcıyı damlalar halinde terk eder. Üçüncü ve dördüncü aşamada taşıyıcının üzerindeki ıslak film, taşıyıcı üzerine homojen olarak dağılır. Film inceldikçe kalan sıvının akışkanlığı azalır. Besinci aşamada, film buharlaşmadan dolayı daha da

incelir. Bu aşamada gaz haline dönüşmeyen çözeltinin koyulaşması, durdurma sürecinin sonuna kadar devam eder. Film kalınlığı durdurma sürecinden sonra değişimi devralan buharlaşma sürecinin oluşturduğu incelmeyi sonucudur. Buharlaşmayan bileşenlerden ne kadar kalırsa kalsın, film oldukça incelmiş ve yapışkanlık akışı durduğu zaman ince film oluşturulmuş olur. Film kalınlığının düzgün olmasını sağlayan iki kuvvet vardır; merkezci kuvvet ve buna ters yönde sürtünme kuvveti. Döndürme sonunda oluşan film kalınlığı şu ifade ile verilir:



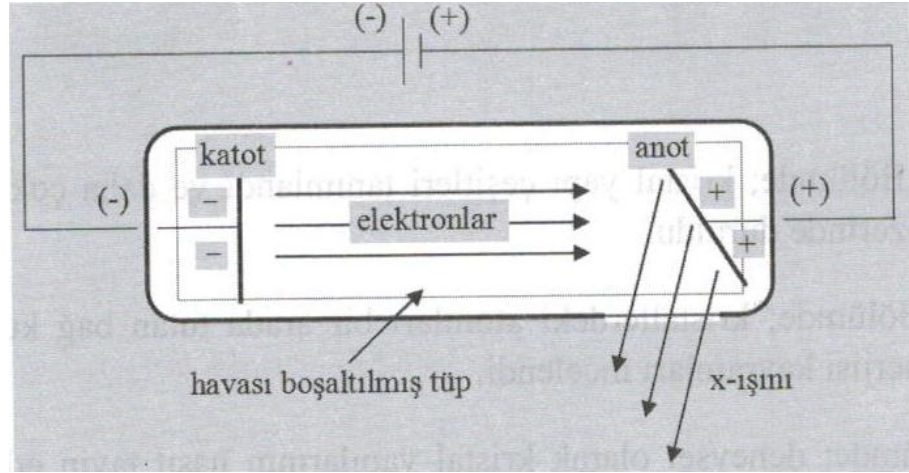
Şekil 2.4. Döndürme yöntemi ile film kaplama şematik gösterimi [30].

$$h(t) = \frac{h_0}{\sqrt{1 + \frac{4\rho\omega^2 h_0^2 t}{3\eta}}} \quad (2.1)$$

Buradaki  $h(t)$ ;  $\rho$  yoğunluğundaki, viskozitesi  $\eta$  olan ve  $\omega$  açısal hızıyla döndürülen filmin t süre sonraki kalınlığıdır [27].

### 2.3. X-Işını Kırınımı (XRD)

X-ışını elde etmek için kullanılan düzeneğin çalışma esası Şekil 2.5'te şematik olarak gösterilmektedir. Katot ışınları tüpünde hızlı elektronlar metal hedefe çarptıklarında; hedef tarafından yavaşlatılırlar ve bu yavaşlama sırasında sürekli spektruma sahip x-ışınları yayılır.



Şekil 2.5. X-ışınları elde edilmesinde kullanılan düzenek

X-ışınları tüpü yeteri kadar yüksek gerilim altında çalıştırıldığında, yüksek hızlara sahip elektronlar hedef metaldeki atomların iç yörünge elektronlarını da uyarırlar. Uyarılan bu elektronlar eski durumlarına geri dönerken sürekli spektruma ilave olarak, keskin çizgili x-ışınları salınır [23].

Şekil 2.6' da görüldüğü gibi kristaldeki iki ardışık düzlemden aynı fazlı X-ışını saçılmalarında yol farkı, dalga boyunun tam katları ise kırınım maksimum gerçekleşecektir. Bu

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (2.2)$$

ifadesi ile verilebilir. Burada;

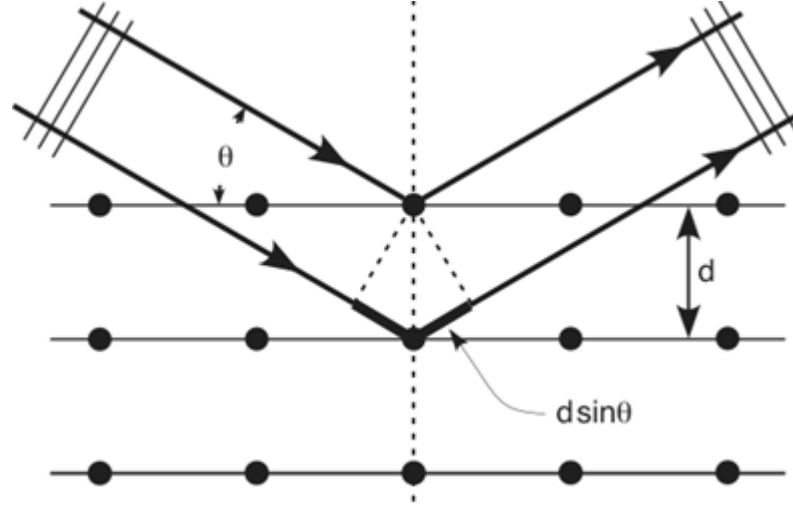
n: tam sayı

$\lambda$ : dalga boyu

$\theta$ : gelen ışının yüzey ile yaptığı açı

d: atom düzlemleri arası mesafe

olarak tanımlanır ve (2.2) denklemi Bragg yasası olarak bilinir [31]. Denklemdaki x-ışınının dalga boyu  $\lambda$  ve  $\theta$  açısı bilindiğine göre düzlemler arasındaki uzaklık  $d$  hesaplanabilir. Eğer atomlar arasına yabancı bir atom yerleşirse bu mesafe değişeceğinden oluşan faz incelemesi de mümkün olacaktır.



**Şekil 2.6.** Bir kristal yapıdaki ardışık düzlemlerden x-ışınlarının saçılması.

Düzlemler arasındaki uzaklık  $d_{hkl}$ , birim hücrenin cinsine, örgü sabitlerine ve miller indislerine bağlıdır ve (2. 3) eşitliği ile verilebilir [32-33].

$$d_{hkl} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4(h^2+k^2+hk)}{3a^2} + \frac{l^2}{c^2}}} \quad (2. 3)$$

Bu denklemde  $h$ ,  $k$ ,  $l$  miller indisleri;  $a$  ve  $c$  örgü sabitleridir. X-ışınımı kırınım deseninden büyütülen ZnO kristallerin tanecik boyutunu (grain size), Scherrer formülünü kullanarak hesaplamak mümkündür [34-35]. Scherrer formülü,

$$D = \frac{0,9 \lambda}{\beta \cos \theta} \quad (2. 4)$$

ile verilir.

D: Tanecik çapı

$\beta$ : Kırınım deseninde gözlenen maksimum piklerin yarı maksimumdaki genişliklerinin radyan cinsinden değeri

$\theta$ : Dikkate alınan pikin Bragg yansıma açısıdır

$\lambda$ : X-ışınının dalga boyu

#### 2.4. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)

SEM (Scanning Electron Microscope) materyalleri görüntülemek için ışık yerine elektronları kullanan bir mikroskoptur. SEM yüksek çözünürlükte resimler elde etmemizi sağlar. Bu şekilde materyallerin birçok özelliği yüksek büyütme oranı ile analiz edilebilir. İncelenecek örneklerin SEM ile görüntülenmesi görece kolaydır. Yüksek büyütme oranı, derinlemesine odaklanma, yüksek çözünürlük ve örneğin kolay gözlemlenebilir olması SEM’i birçok araştırma alanında sıkça kullanılan bir araç yapar.

SEM’de gönderilen elektron demetinin örneğe çarpmasının ardından birçok foton ve elektron salınımı gerçekleşir. Bunlar Tablo 2.1’de ki gibi sıralanabilir.

**Tablo 2.1.** SEM ile malzemeden elde edilen salınımlar ve sağladıkları bilgi

Salınım	Sağladığı Bilgi
X-Işınları	Örneğin bütün hacmindeki atomik kompozisyon hakkında bilgi sağlar.
Auger Elektronlar	Yüzeydeki atomik kompozisyon hakkında bilgi sağlar
Birincil Geri Saçılan Elektronlar	Atom numarası ve topolojik bilgi sağlar.
Katot Işıması	Elektriksel bilgi sağlar.
İkincil Elektronlar	Topolojik bilgi sağlar.
Örnek akımı	Elektriksel bilgi sağlar.

SEM ile bütün bu sinyaller elde edilebilmekle beraber genellikle X-ışınları, birincil geri saçılan elektronlar ve ikincil elektronlar ile elde edilen bilgiler kullanılır [36].

#### 2.5. Optiksel Sabitler

Bir ortamın yüzeyine yüzey normali ile açı yapacak şekilde gelen ışığın bir kısmı yansır diğer kısmı kırılarak ortama geçer. Ortamla etkileşen ışık saçılmaya uğrar ve ortamın arka yüzeyinden de yansıma ve kırılmaya uğradıktan sonra bu ortamı terk eder. Bu bölümde ışığın özelliklerini ve ortamla etkileşimini tanımlayan kavramlar üzerinde durabiliriz.

**Yansıma:** Bir yüzeye gelen ışık dalgalarının yansıma kanunlarına uyarak geldiği ortama tekrar dönmesine denir. Yansıma sabiti ( R ) ile gösterilir. Yansıma sabitini bir yüzeyden yansıyan ışığın gücünün yüzeye gelen ışığın gücüne oranı olarak ifade edilir.

**Geçme:** Ortamı geçen ışık miktarının ortama gelen ışık miktarına oranı olarak tanımlanabilir. Bir örnek için absorbans (A), yansıma sabiti (R) ve transmittans (T) arasında aşağıdaki eşitlik

$$A+R + T = 1 \quad (2.5)$$

yazılabilir. Yansıma ve Transmittans konusu üzerinde bölüm 2.8' de ayrıntılı olarak durulacaktır.

**Kırılma:** Bir yüzeye gelen ışığın yön ve doğrultu değiştirerek yoluna devam etmesidir. Kırılmaya uğrayan ışık Snell yasasına uyar, hızı değişir, frekansı kaynağa bağlı olduğu için değişmez. Bir ortamda ışığın yayılması kırılma indisi ( n ) ile tanımlanır. Ortamın kırılma indisi, ışığın boşluktaki hızının bu ortamdaki hızına oranıdır ve

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.6)$$

olarak ifade edilir ( $c \approx 3.10^8$  m / sn). Kırılma indisi ışığın frekansına bağlıdır. Bu özellik ayrılma (dispersiyon ) olarak adlandırılır.

**Soğurma:** Bir ortamda ilerleyen ışığın frekansı ortamdaki atomları uyarmaya ( kuantum mekaniksel olarak ) yeterli ise; bu durumda, gelen ışığın miktarında azalma olur. Bu olaya soğurma denir. Soğurma nicel olarak soğurma sabiti  $\alpha$  ile gösterilir. Ortamın ışığı geçirmesi soğurmayla ilgilidir. Soğurulmayan ışık ortamdan geçerek yoluna devam eder. Numunelerdeki renklemelerde bu olayla ilgilidir. Bu konu bölüm 2.6 da ayrıntılı olarak incelenecektir.

**Lüminesans:** Lüminesans bir bakıma soğurma olayının tersidir. Bir foton soğuran atom uyarılmış duruma geçer, sonra relaksasyona uğrar. Sonuçta, bir foton yayınlarken ( emission ) temel hale döner. Yayınlanan fotonun enerjisi soğurulan fotonun enerjisinden daha küçüktür. Bu Stokes değişimi ( Stokes Shift ) olarak adlandırılır.

**Saçılma:** Işığın ortamla etkileşmesiyle yönünü bazen de frekansını değiştirmesi olayıdır. Saçılmadan sonra toplam foton sayısı değişmez ancak aynı yönde giden

fotonların sayısı değişir. Saçılan ışığın frekansı değişmiyorsa elastik saçılma, frekansı değişiyorsa elastik olmayan saçılma olur. Saçılmaya ortamın homojen olmaması, kusurlar ve kirlilikler sebep olabilir. Saçılma, soğurma olayındaki gibi ışık şiddetinde eksponansiyel olarak azalmaya neden olur.

$$I(z) = I_0 \exp(-N\sigma_s z) \quad (2.7)$$

$N$ , birim hacimdeki saçılma merkezlerinin sayısı ve  $\sigma_s$  saçılma merkezinin saçılma tesir kesitidir. Soğurma sabiti  $\alpha \equiv N\sigma_s$  dir.

Saçılma merkezinin boyutu gelen ışığın dalga boyundan çok küçükse bu saçılma Rayleigh saçılması olarak adlandırılır. Bu durumda saçılma tesir kesiti şöyle yazılabilir;

$$\sigma_s(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^4} \quad (2.8)$$

Rayleigh saçılma kanunu homojen olmayan örneğin kısa dalga boylu ışığı daha kuvvetli saçacağını söyler.

**Optiksel Yoğunluk (O.D. ):** Işığın soğurulması optiksel yoğunluk (Absorbans) terimiyle de ifade edilir. Absorbansı,

$$O.D. = -\log\left(\frac{I(l)}{I_0}\right) \quad (2.9)$$

olarak yazabiliriz. Burada  $l$  örneğin uzunluğudur. Görüldüğü gibi optiksel yoğunluk soğurma sabiti  $\alpha$  ile doğrudan ilgilidir.

Optiksel yoğunluğu,

$$O.D. = \frac{\alpha l}{\log_e^{(10)}} = 0.434\alpha l \quad (2.10)$$

şeklinde düzenleyebiliriz.

### **Kompleks kırılma indisi ve dielektrik sabiti**

Bir ortamın ışığı soğurması ve kırması bir tek nicelik olan kompleks kırılma indisiyle tanımlanabilir ve  $\tilde{n}$  ile gösterilir.

$$\tilde{n} = n + i\kappa \quad (2.11)$$

(2.11) eşitliğinin reel kısmı (n), eşitlik (6) ile verilen normal kırılma indisiyle aynıdır. Sanal kısmı ( $\kappa$ ), sönüm katsayısı (extinction coefficient) olarak adlandırılır ve soğurma sabiti  $\alpha$  arasındaki ilişki, elektromagnetik düzlem dalganın bir ortamda yayılması düşünülerek türetilir. z-yönünde ilerleyen bir elektromagnetik dalganın elektrik alan bileşeni zaman ve konuma bağlı olarak şöyle yazılabilir;

$$\varepsilon(z, t) = \varepsilon_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.12)$$

(2.12) eşitliğinde  $k$ , dalga vektörü;  $\omega$ , açısal frekansı;  $|\varepsilon_0|$ ,  $z = 0$ 'daki genliktir. Soğurmanın olmadığı ortamda kırılma indisi  $n$  ile ışığın boş uzaydaki dalga boyu ( $\lambda$ ), dalga vektörü ( $k$ ) ve açısal frekans ( $\omega$ ) arasındaki bağıntı;

$$k = \frac{2\pi}{(\lambda/n)} = \frac{n\omega}{c} \quad (2.13)$$

şeklinde yazılabilir. (2.13) eşitliğini soğurmanın olduğu bir ortam için genelleştirir ve böylece (2.14) eşitliğini elde ederiz.

$$k = \tilde{n} \frac{\omega}{c} = (n + i\kappa) \frac{\omega}{c} \quad (2.14)$$

(2.14) eşitliğini, (2.12) eşitliğinde yerine yazarak;

$$\varepsilon(z, t) = \varepsilon_0 e^{i(\omega \tilde{n} z / c - \omega t)} = \varepsilon_0 e^{-\kappa \omega z / c} e^{i(\omega n z / c - \omega t)} \quad (2.15)$$

elde edilir. Bu eşitlikten, sönme sabiti ( $\kappa$ ) sıfırdan farklı olduğunda bir ortamdaki dalganın eksponansiyel olarak azaldığı görülür. (2.11) eşitliğinin gerçel kısmı dalga cephesinin faz hızını gösterir.

Işığın optik yoğunluğu elektrik alanın karesiyle ( $I \propto \varepsilon \varepsilon^*$ ) orantılıdır. Böylece optik yoğunluğun  $2(\kappa\omega/c)$  sabiti ile eksponansiyel olarak azaldığını söyleyebiliriz. Bunu Beer yasası (Bouguer yasası);

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.16)$$

ile karşılaştırıldığında,

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (2.17)$$



elde edilir. Burada  $\lambda$ , ışığın boşluktaki dalga boyudur ve görülüyor ki sönme (sönüm) sabiti ( $\kappa$ ) soğurma sabiti ( $\alpha$ ) ile orantılıdır.

Maxwell eşitliklerinden türetilen,

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.18)$$

eşitliğini kullanarak ortamın dielektrik sabiti ve kırılma indisi arasındaki bağıntıyı bulabiliriz. Kompleks dielektrik sabitini şöyle tanımlayalım;

$$\epsilon_r = \epsilon_1 + i \epsilon_2 \quad (2.19)$$

(2.19) eşitliğiyle (2.18) eşitliğini karşılaştırarak,

$$\tilde{n}^2 = \epsilon_r \quad (2.20)$$

yazabiliriz. (2.11), (2.19) ve (2.20) eşitliklerini birleştirerek  $\tilde{n}$  ve  $\epsilon_r$ 'nin gerçel ve sanal kısımları arasındaki ilişkiyi çözebiliriz. Bunlar;

$$\epsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \quad (2.21)$$

$$\epsilon_2 = 2n\kappa \quad (2.22)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ -\epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

eşitlikleridir. Buradan görülür ki  $\tilde{n}$  ve  $\epsilon_r$  bağımsız değerler değildir. Eğer  $\epsilon_1$  ve  $\epsilon_2$  değerlerini biliyorsak  $n$  ve  $\kappa$  değerlerini hesaplayabiliriz. Ortamda soğurma küçükse,  $\kappa$  değeri çok küçüktür ve (2.23) ile (2.24) eşitliği,

$n = \sqrt{\epsilon_r}$  ya da  $n$ ,  $R$  ve  $k$ 'ya bağlı olarak

$$n = \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\frac{4R}{(1-R)^2} - k^2} \quad \text{yazılabilir.} \quad (2.25)$$

$$\kappa = \frac{\epsilon_2}{2n} \quad (2.26)$$

şeklinde sadeleştirilebilir. Bu eşitlikler bize kırılma indisinin dielektrik sabitin gerçel kısmıyla ve soğurmanın dielektrik sabitin sanal kısmıyla tanımlandığını gösterir. Bu genelleştirme soğurma sabiti çok büyükse geçerli değildir [37].

## 2.6. Soğurma Katsayısı

Soğurma ölçüsü çalışmaları kirlilik ve kusurların titreşim özellikleri, katının uyarılmalarının tabiatı ve bunlar arasındaki etkileşmeler hakkında sağlıklı bir bilgi vermesinden dolayı, yıllardır katıhal fiziği alanında ana çalışma konularından birini teşkil etmektedir.

Bir yarıiletken üzerine ışık düşürelim. Bu ışığın fotonu sahip olduğu enerji değerine ve yarıiletkenin yasak enerji aralığına bağlı olarak soğurulur ya da yarıiletkenden geçer. Metal olmayan malzemelerde kusurlar ve kirlilikler yasak enerji aralığında elektronik seviyelere sahip olan lokalize olmuş elektron ya da boşluk merkezleri olarak düşünülebilir.

Eğer fotonun enerjisi ( $E_f = h\nu$ ) yasak enerji aralığından daha küçük  $E_f < E_g$  ise fotonlar kolayca soğurulmazlar. Bu durumda ışık malzeme boyunca geçirilir ve yarıiletken bu fotonlar için şeffaf (transparent ) diye adlandırılır. Eğer yarıiletkenin yasak enerji aralığında kusurlardan dolayı enerji seviyeleri varsa, bu seviyeler arasındaki geçişler ana malzemenin şeffaf olduğu spektral bölgede soğurma ve lüminesans spektrumu tarafından karakterize edilir.

Fotonun enerjisi  $E_f = h\nu > E_g$  olduğu zaman foton valans elektronları ile etkileşir ve elektronları iletkenlik bandına uyarabilir. Valans bandı birçok elektron ve iletkenlik bandı da bir çok boş seviye içerdiğinden dolayı etkileşme ihtimali  $E_f > E_g$  olduğu zaman daha yüksektir. Bu etkileşme sonucu iletkenlik bandında bir elektron ve valans bandında ise bir boşluk oluşturulur.

$E_f$  ' nin farklı değerleri için temel soğurma işlemleri Şekil 2.7' de verilmiştir.  $E_f = h\nu > E_g$  olduğu zaman bir elektron-boşluk çifti oluşturulur ve fazlalık enerji yarıiletkene ısı olarak aktarılır. Şekil 2.8' de numune yüzeyine gelen foton akısı şiddetinin  $I_0(x)$  ile gösterilir ve birimi enerji/cm<sup>2</sup>.sn 'dir. Şekil 2.8'de sonsuz küçük dx kalınlığına düşen

ışık şiddeti ve  $x+dx$  mesafesinden çıkan ışık şiddeti gösterilmektedir.  $dx$  mesafesinde birim zamanda soğurulan enerji

$$\alpha I_v(x) dx \quad (2.27)$$

şeklinde verilir.

Burada  $\alpha$  soğurma katsayısıdır. Soğurma katsayısı  $\text{cm}^{-1}$  biriminde olup birim uzunlukta soğurulan foton sayısı ile ilişkilidir. Şekil 2.8'den yararlanarak

$$I_v(x+dx) - I_v(x) = \frac{dI_v(x)}{dx} dx = -\alpha I_v(x) dx \quad (2.28)$$

ya da

$$\frac{dI_v(x)}{dx} = -\alpha I_v(x) \quad (2.29)$$

yazabiliriz. Eğer  $x=0$  'da  $I_v(x) = I_{v0}$  şartını kullanarak (2.29) eşitliğini çözerek,

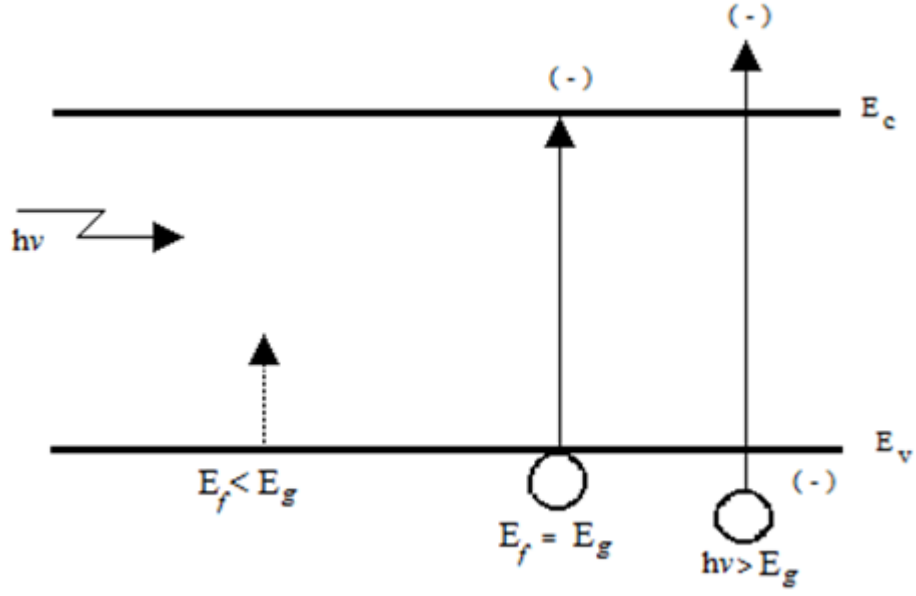
$$I_v(x) = I_{v0} e^{-\alpha x} \quad (2.30)$$

elde edilir [22].

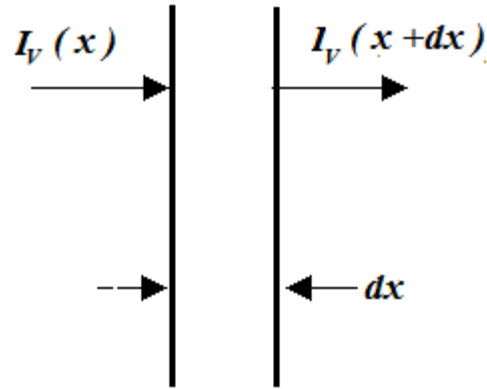
(2.30) eşitliğinden görüldüğü gibi ışık akısının şiddeti yarıiletken malzeme boyunca mesafe ile eksponansiyel olarak azalmaktadır. (2.30) eşitliğinin çözümünden  $\alpha$  kolaylıkla hesaplanabilir.  $\alpha$  'nın ölçülmesi bir ışık kaynağı ve monokromatör içeren bir spektrometre ile kolaylıkla yapılabilir. Soğurma katsayısı yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı ve fotonun enerjisi ile sıkı sıkıya ilişkilidir. Soğurma katsayısı  $h\nu > E_g$  ya da  $\lambda < 1.24 E_g$  olduğu durumda hızlı bir şekilde artmaktadır.  $h\nu < E_g$  durumunda ise küçük değerler alır ve bu durumda bu enerji bölgesinde yarıiletken şeffaf olarak görünür.

## 2.7. Optik Yansımaya ve Geçme

Pratik uygulamalarda yarıiletken yüzeyinde meydana gelen ve % 40- 50'lere varan bir yansımaya olduğundan denklem (2.30) 'in uygulamasında yansımaya katsayısının hesaba katılması gerekmektedir. Optik spektroskopisi, örnek yüzeyinin ön kısmından yansıtılan veya numunenin geometrisine bağlı olarak arka yüzeyine geçen ışık miktarını ölçer. Elektromagnetik dalgaların ara yüzeydeki davranışı Maxwell'in kısmi diferansiyel



Şekil 2.7 Bir yarıiletkende elektron-boşluk çiftinin oluşumu



Şekil 2.8.  $dx$  kalınlıklı numunede optik soğurma

denklemleri kullanılarak sınır şartlarından belirlenir. Buradan hareketle örnek yüzeyine yansıtılan kısmını ve numune boyunca ışığın geçirilen kısmını hesaplamak mümkündür. Şekil 2.9'da gösterilen  $x$  kalınlığına sahip tek kristal özellik gösteren ve soğurmaya sebep olan kusurların dağılımının homojen olduğu paralel kenarlı bir yarıiletken dilimini göz önüne alalım. Numune üzerine gelen ışığın yansıtma katsayısı

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (2.31)$$

ile verilir. Eğer sonlu kalınlıktaki numune hiçbir soğurma yapmıyorsa, bu durumda söndürme sabiti (  $\kappa$  ) küçüktür. Buradan hareketle (2.32) eşitliği,

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (2.32)$$

olarak elde edilir. Bu durumda yansımaya katsayısının davranışı kırılma indisinin reel kısmını içerip soğurma kısmını içermemektedir. Spektrometrenin okuduğu verileri değerlendirirken gelen ışığın  $R(\lambda)$  kesrinin numune-hava ara yüzeyi tarafından yansıtılacağı hesaba katılacağından dolayı toplam geçen ışık şiddeti,

$$I = I_0 (1 - R(\lambda))^2 \exp(-\mu x) + I_0 (1 - R(\lambda))^2 \exp(-\mu x) R(\lambda)^2 \exp(-2\mu x) + \dots \quad (2.33)$$

ile verilir.

Şekil 2.9' da gösterilen örnek için geçirilen ışık şiddeti

$$I_T(\lambda) = I_0(\lambda) \frac{[1-R(\lambda)]^2 e^{-\alpha(\lambda)x}}{1-R(\lambda)^2 e^{-2\alpha(\lambda)x}} \quad (2.34)$$

olarak yazılabilir. Burada  $I_T(\lambda)$  geçen şiddeti,  $I_0(\lambda)$  numune yüzeyine düşen ışık şiddeti,  $R(\lambda)$  yansımaya katsayısı ve  $\alpha(\lambda)$  soğurma katsayısıdır. Eğer soğurma yalnızca nokta kusurlardan oluşuyorsa soğurma katsayısı,

$$\alpha(\lambda) = \sum_{i=1}^n \sigma_i(\lambda) N_i \quad (2.35)$$

olarak yazılabilir. Burada  $n$  soğurmaya sebep olan farklı kusurların sayısı;  $N_i$ ,  $i$ , kusurların yoğunluğu ve  $\sigma_i$ ,  $i$ . Kusurun optik tesir kesitidir.

Eğer bir dalga boyunda ya da dalga boyları aralığında herhangi bir kusurun ( $k$ . kusur) konsantrasyonu ile optik tesir kesitinin çarpımı yer alan diğer kusurların konsantrasyonu ve optik tesir kesitlerinin çarpımı çok büyük ise, yani,

$$\alpha_k(\lambda_0) N_k \gg \sum_{n=k}^n \sigma_i(\lambda_0) N_i \quad (2.36)$$

olduğu zaman soğurmanın  $k$ .nci kusur tarafından meydana getirildiği söylenebilir ve soğurma katsayısı yaklaşık olarak

$$\alpha(\lambda_0) = \alpha_k(\lambda_0)N_k \quad (2.37)$$

şeklinde verilir. Şimdi gelen ışığın düştüğü düzlemde kusur konsantrasyonlarının homojen olmadığını ( $N_i(x,y)$ ) düşünelim. Ayrıca kusur konsantrasyonundaki değişimin yansımaya katsayısında değişikliğe sebep olmadığını ve saçılmanın ihmal edildiğini de kabul edelim. Bu durumda geçen ışık şiddeti,

$$I_T(\lambda, x, y) = I_0(\lambda) \frac{[1-R(\lambda)]^2 e^{-\alpha(\lambda,x,y)x}}{1-R(\lambda)^2 e^{-2\alpha(\lambda,x,y)x}} \quad (2.38)$$

olarak yazılır. Burada,

$$\alpha_k(\lambda, x, y)N_k = \sum_{i=1}^n \sigma_i(\lambda)N_i(x, y) \quad (2.39)$$

şeklinindedir. Örnek yüzeyine gelen ışık şiddeti  $I_0(\lambda, x, y)$  homojen olmadığı zaman (2.38) eşitliği,

$$I_T(\lambda, x, y) = I_0(\lambda, x, y) \frac{[1-R(\lambda)]^2 e^{-\alpha(\lambda,x,y)x}}{1-R(\lambda)^2 e^{-2\alpha(\lambda,x,y)x}} \quad (2.40)$$

olarak yazılabilir. (2.40) eşitliğinin her iki tarafı  $I_0(\lambda, x, y)$  'a bölünerek geçen ışığın gelen ışığa oranı yani geçme katsayısı (T) hesaplanabilir. Buna göre,

$$T = \frac{I_T(\lambda,x,y)}{I_0(\lambda,x,y)} = \frac{[1-R(\lambda)]^2 e^{-\alpha(\lambda,x,y)x}}{1-R(\lambda)^2 e^{-2\alpha(\lambda,x,y)x}} \quad (2.41)$$

elde edilir.  $R(\lambda)$  ile  $\alpha(\lambda, x, y)$  yerine kısaca R ve  $\alpha$  yazılacak olursa (2.41) eşitliği

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha x}}{1-R^2 e^{-2\alpha x}} \quad (2.42)$$

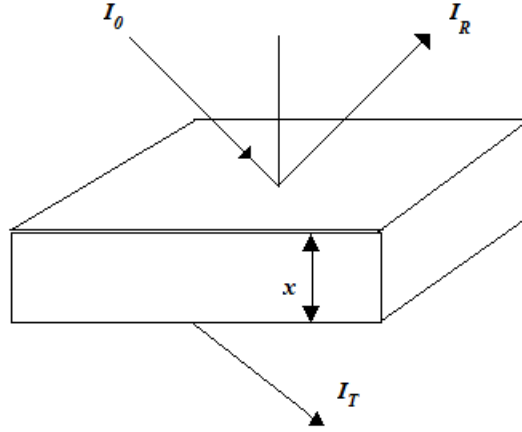
eşitliğine dönüşür.

(2.42) eşitliği kullanılan en genel eşitlik olup uygulamada, örneğin düşük yansıtma kabiliyetine sahip alkali malzemeler için  $R_i \cong \% 5$  dir. Bu durumda geçen ışığın şiddeti yansımaya kayıplarından dolayı azalmayacaktır. Buna göre arka yüzeyden çıkan ışığın şiddeti  $I_T(\lambda, x, y)$  numune yüzeyine gelen ışık şiddeti olan  $I_0(\lambda, x, y)$  ile

$$I_T(\lambda, x, y) = I_0(\lambda, x, y) e^{-\alpha x} \quad (2.43)$$

formülü ile ilişkili olacaktır. Bunun aksine yüksek yansıtma kabiliyetine sahip malzemeler için  $R_i \cong \% 20$  dir ve (42) eşitliği sadeleştirilmeden kullanılmalıdır.

Fiziksel işlemlerdeki bu direkt ilişki transmittanstan ziyada  $\alpha$ 'yı çok faydalı bir spektroskopik nicelik yapar. Buradan soğurmanın, soğurma yapan niceliklerin (kirliliklerin) konsantrasyonu (N ) ile direkt ilişkili olduğunu söylemek kesinlikle



**Şekil 2.9.** Yüzeyine gelen, yansıyan ve diğer tarafa geçen ışık şiddetini gösteren x kalınlıklı bir yarıiletken numune

doğrudur. Yansıma katsayısı (R ) uygun koşullar altında ölçülürse kalınlık (x) ölçülebileceğinden soğurma katsayısı (2.43) eşitliğinden ( $\alpha$  ) kolaylıkla hesaplanabilir. Yukarıdaki tüm ifadeler paralel düzlemler için geçerlidir.

## 2.8. Optik Geçişler

Bir elektron yasak enerji aralığına eşit enerjiye sahip olan bir foton ile uyarıldığında bu fotonu soğurur ve valans bandından iletkenlik bandına geçer. Bu olaya temel soğurma denir. Elektronun geçişi fonon içermiyorsa direkt geçiş; fonon içeriyorsa indirekt geçiş olarak adlandırılır.

### 2.8.1. Direkt geçişler

İletkenlik bandındaki en düşük enerji seviyesinin dalga vektörü ( $k_{min}$  ) valans bandındaki maksimum enerji seviyesinin dalga vektörü ( $k_{max}$  ) ile aynı değere sahipse direkt geçişler olur. Işığın soğurulması olayında kristal momentumu korunur. Kristale gelen fotonun momentumu  $P_p = (h / \lambda) i$  şeklinde verilir. i fotonun soğurulmadan önceki ilerleme yönü,  $\lambda$  fotonun dalga boyudur. Böylece momentumun korunumu ifadesi,

$$P_2 - P_1 = (\hbar/\lambda)i \quad (2.44)$$

ile verilir. Burada  $P_1$  ve  $P_2$ , foton soğurulmadan önce ve sonra elektronlar tarafından işgal edilen durumlarla ilgili kristal momentumlarıdır. Kristal momentumunun korunumu kuantum mekaniksel bir sonuçtur. Bir  $F$  pertürbasyon potansiyeli altında meydana gelen geçiş ihtimali matris elemanı  $|M_{if}|^2$  ile orantılıdır ve

$$M_{if} = \int \Psi_i F \Psi_f^* dr \quad (2.45)$$

şeklinde yazılır.  $\Psi_i$  ve  $\Psi_f$  elektronun ilk ve son durumdaki dalga fonksiyonlarıdır. Banttan banda geçişlerde yalnızca dikey geçişler müsaadeli geçişlerdir ve bu geçişler fononsuz geçişler olduğundan  $\Delta k = 0$  'dır. Bu durum şekil 2.10'da gösterilmiştir. Bir elektron, kristal momentumunun  $P_1$  olduğu dolu banttaki geride bir hol bırakarak yine kristal momentumunun  $P_1$  olduğu iletkenlik bandına geçerse, elektron ve hol zıt yönlerde hareket eder. Hol hızı  $-P_1/m_h$  ile verilir. Böyle bir direkt geçiş için, bu frekans bölgesinde başka bir geçiş yoksa, minimum frekans  $\nu_0 = (E_g / h)$  'dır. Minimum frekansın hemen kısa dalga boylu kenarında soğurma eğrisinin şekli, geçişin müsaadeli ya da müsaadesiz oluşuna bağlıdır. Müsaadeli geçişlerde söz konusu durumlar arasındaki geçiş ihtimali  $P_k$ , yaklaşık olarak  $k$ 'dan bağımsızdır. Valans bandındaki  $k$  ve  $k+dk$  arasındaki durumlardan olan geçişler için gerekli foton enerjisi,

$$\hbar\nu = E_c(k) - E_v(k) \quad (2.46)$$

ile verilir.  $\nu_0$  frekans aralığındaki bir fotonun soğurulma ihtimali valans bandındaki durumların sayısı ile orantılıdır ve  $k = 0$  civarında iletkenlik bandı düzdür.  $E_c(k) = \text{sbt}$  olduğunda direkt müsaadeli geçişin soğurma katsayısı ( $\alpha_d$ )

$$\alpha_d = A' P_k (\hbar\nu - \Delta E)^{1/2} \quad \hbar\nu > \Delta E \text{ ya da } (\alpha \hbar\nu) = C(\hbar\nu - E_g)^{1/2}$$

$$\alpha_d = 0 \quad \hbar\nu \leq \Delta E \quad (2.47)$$

burada  $A'$  bir sabittir. Eğer iletkenlik bandı düz değilse,

$$\hbar d\nu = \frac{\partial E_c}{\partial k} dk - \frac{\partial E_v}{\partial k} dk \quad (2.48)$$

şeklinde yazılır. Müsaadeli geçişler için bunun etkisi soğurma sabitini bir sabit ile

çarpmak olacaktır.  $P_k$  sabit olduğu için,



$$\alpha_d = B (h\nu - \Delta E)^{1/2} \quad h\nu > \Delta E$$

$$\alpha_d = 0 \quad h\nu \leq \Delta E \quad (2.49)$$

olur. Burada B bir sabittir. (2.48) denkleminin  $(h\nu - \Delta E)$  değerlerinin sınırlı bir aralığı için geçerlidir. Daha büyük değerler için soğurma  $\nu$  ile yavaşça değişen bir değere artar. Valans bandının dalga fonksiyonları her bir atomun s-orbitalindeki durumlarla ve iletkenlik bandındaki dalga fonksiyonları p-orbitalindeki durumlarla ifade ediliyorsa müsaadeli geçişler; d-orbitalindeki durumlarla ifade ediliyorsa müsaadesiz geçişler oluşur. Müsaadesiz geçişlerde  $k = 0$  iken  $P_k = 0$  olur.  $k$  sıfırdan uzaklaştıkça geçiş ihtimali  $k^2$  ya da  $(h\nu - \Delta E)$  ile orantılı olur. böylece geçiş ihtimalini

$$P_k = s_b t \times (h\nu - \Delta E) \quad (2.50)$$

şeklinde yazarız. Direkt müsaadesiz geçişin soğurma sabiti  $\alpha_d$  'yi de (50) denkleminle veririz.

$$\alpha_d = C (h\nu - \Delta E)^{3/2} \quad (2.51)$$

Burada C bir sabittir. B ve C değerleri kuantum mekaniği yardımıyla

$$B = \frac{\pi e^2 (2m_r)^{3/2}}{nc h^2 m \epsilon_0} f_{cv} \quad (2.52)$$

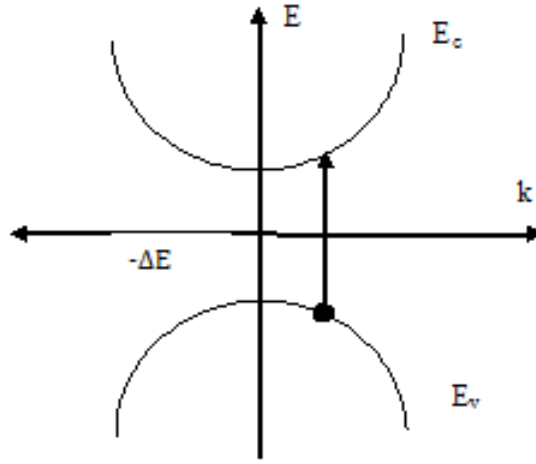
$$C = \left(\frac{2}{3}\right) B \left(\frac{2m_r}{m}\right) f'_{cv} / h\nu \quad (2.53)$$

şeklinde bulunmuştur. Burada  $m_e = m_h = m$ , kırılma indisinin reel kısmı,  $m_r$  değeri

$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}$  eşitliği ile indirgenmiş kütle ve  $f_{cv}$  geçiş osilatör şiddeti olarak bilinen 1 mertebesinde bir çarpandır.

DeneySEL verileri değerlendirirken direkt müsaadeli geçişlerde  $\alpha_d^2 - h\nu$  grafiği çizilir. Grafiğin yüksek enerjili bölgesinde fit edilen doğru ekstrapole edilerek, doğrunun  $\alpha_d^2 = 0$  olduğu yerde  $h\nu$  eksenini kestiği enerji değeri  $\Delta E$  'yi yani  $E_g$  'yi verir.

Valans bandındaki en yüksek enerji seviyesinin  $k_{max}$  değeri iletkenlik bandındaki en düşük enerji seviyesinin  $k_{min}$  değeriyle aynı olmadığı ( $k_{min} \neq k_{max}$ ) durumlarda da



**Şekil 2.10** Bantlar arası direkt geçiş ( $k_{\min} = k_{\max}$ )

direk geçişler meydana gelebilir. Bu geçişler,  $h\nu$  ' nün en küçük değerine karşılık gelmez. Bu durum Şekil 2.11' de gösterilmiştir. Bu şekilde,  $k_{\max}$  değeri  $k = 0$  ' da alındığında  $k_{\min}$  değeri kristalde özel bir yönde birinci Brillouin bölgesinin kenarına yakın olacak şekilde gösterilmiştir.  $k_{\min}$ ,  $k_c$  ' ye eşit olabilir ve  $k$  'nın bir değeri Brillouin bölgesinin kenarına karşılık gelir.  $k_{\min} \neq k_{\max}$  olduğu durumlarda, direkt geçişler (A) için gerekli enerji değeri indirekt geçişler (B) için gerekli enerji değerinden daha büyük olacaktır [38].

### 2.8.2 İndirekt geçişler ( $k_{\min} \neq k_{\max}$ )

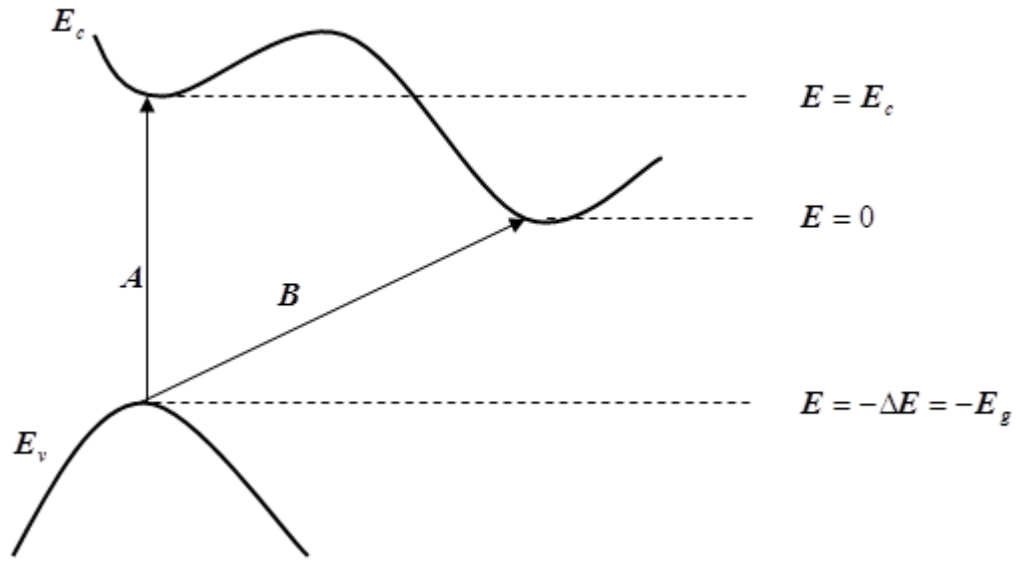
Elektronun geçişinden önce kristal momentumu  $P_1$ , elektronun geçişinden sonra kristal momentumu  $P_2$  olsun. Soğurulan fotonun momentumu ihmal edilsin.  $(P_1 - P_2)$  momentum değeri kristal tarafından sağlanmalıdır. Bu da ya momentumu  $-(P_1 - P_2)$  olan bir fonon soğurarak ya da momentumu  $(P_1 - P_2)$  olan bir fonon yayınlarak mümkün olur.  $k_1 = 0$  alırsak,  $k_{\min} = P_2 / \hbar$  olur ve dalga vektörü  $k_{\min}$  olan bir fonon soğurulmalı ya da yayınlanmalıdır. Şekil 2.11'deki gibi B tipi geçiş için,  $E_p$  fonon enerjisini göstermek üzere, minimum frekans fonon soğurulması durumunda

$$h\nu = E_g - E_p \quad (2.54)$$

ve fonon yayınlanması durumunda

$$h\nu = E_g + E_p \quad (2.55)$$

şeklinde verilir. bu tip bir geçiş için en düşük  $h\nu$  değeri, çoklu fonon soğurma durumu hariç, temel soğurma bandı kuyusunu tanımlayan (2.54) eşitliği ile verilir. İndirekt geçişler için soğurma katsayısını yazacak olursak,



Şekil 2.11.  $k_{\min} \neq k_{\max}$  olduğu durumda direkt ve indirekt geçişler [18]

$$\alpha_i = \alpha_e + \alpha_a \quad (2.56)$$

olacaktır. Bu eşitlikte;  $\alpha_e$  fonon yayınlanma katkısını,  $\alpha_a$  fonon soğurulma katkısını göstermektedir. Böylece,

$$\alpha_e = 0, \quad h\nu (E_g + E_p) \quad (2.57)$$

$$\alpha_a = 0, \quad h\nu (E_g - E_p) \quad (2.58)$$

yazılır [18].

## 2.9. Kirlilik Soğurması

Bir yarıiletken donör atomları ile katkılanırsa n-tipi olur ve iletkenlik bandının altında hidrojenik seviyeler oluşur. Bu kuantize olmuş seviyeler donör seviyeleri olarak

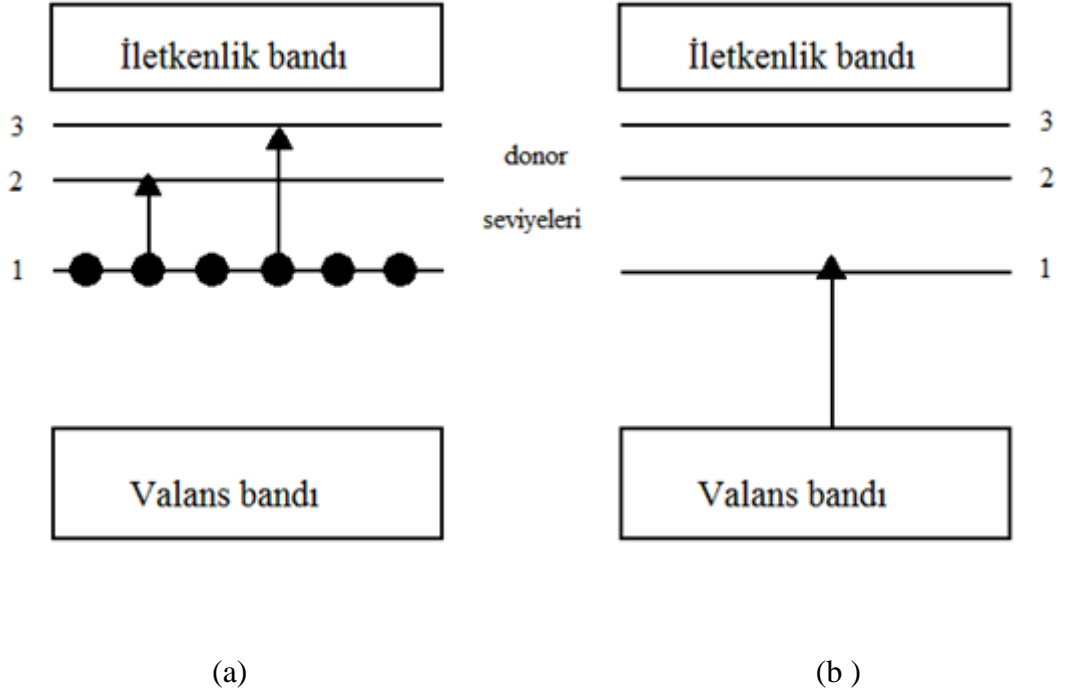
adlandırılır. Bu durum Şekil 2.12' de görülmektedir. Kirlilik seviyeleri iki yeni soğurma mekanizmasına neden olur. bu mekanizmalar, elektronun donör seviyeleri arasında geçişinden dolayı foton soğurulması ve valans bandındaki elektronun donör seviyelerine uyarılmasıyla olan foton soğurulmasıdır. Şekil 2.12'de gösterilen birinci soğurma mekanizması, donör seviyelerini işgal eden elektronların bu seviyelerden iletkenlik bandına uyarılması için gerekli termal enerji yeterli değilse olur. donör seviyesi geçişlerinin frekansları, kirlilik seviyelerinin enerjileri bilinirse hesaplanabilir. Kirlilik atomun elektronu kristale bıraktığını düşünelim. Elektron, pozitif yüklü kirlilik atomu ile Coulomb etkileşimi oluşturur. Burada Bohr formülü kullanılabilir. Donör seviyelerinin enerjisi,

$$E_n^D = - \frac{m_e^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2} \quad (2.59)$$

ile verilir. Burada  $m_0$ , serbest elektron kütlesi;  $m_e^*$ , elektronun etkin kütlesi;  $\epsilon_r$ , yarıiletkenin dielektrik sabiti;  $R_H$ , Rydberg sabiti (13.6 eV) ve  $n$  bir tamsayıdır. Donör seviyelerindeki tüm elektronlar, düşük sıcaklıklarda,  $n=1$  seviyesinde bulunacaktır. Bu durumda, optik geçişler foton soğurulması ile elektronların donör seviyelerine ya da iletkenlik bandına geçmesi şeklinde olur.  $n=1$  seviyesinden  $n=2$  ve  $n=3$  donör seviyelerine geçiş hidrojen atomunun Lyman serisindeki soğurma çizgilerine benzer ve soğurma frekansı

$$h\nu = \frac{m_e^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (2.60)$$

ile verilir. Burada  $n$ , son kirlilik seviyesinin kuantum sayısıdır.(2. 60) eşitliğinde tipik değerleri yerine koyarsak foton enerjileri 0.01-0.1 ev aralığına karşılık gelir. Bu da geçişlerin infrared bölgede olduğunu gösterir. Şekil 2.12 b de gösterilen ikinci soğurma mekanizması, elektronların termal yolla iletkenlik bandına uyarılması nedeniyle donör seviyelerinin kısmen boş olması durumunda meydana gelir. Bu soğurma mekanizmasında, Valans bandının tepesinden boş donör seviyelerine elektronlar uyarılır. Bu geçişler, yasak enerji aralığının ( $E_g$ ) altındaki foton enerjileriyle meydana gelir ve eşik enerji  $E_g - E_1^D$  dir. Kirlilik soğurma şiddeti, eksitonik geçişler ve bant arası geçişlerle karşılaştırıldığında, kirlilik atomları sayısının az olması nedeniyle zayıftır.  $n$ -tipi yarıiletkenler için açıkladığımız kirlilik soğurması mekanizmaları  $p$ -tipi yarıiletkenler için de aynen geçerlidir.



Şekil 2.12. n- tipi yarıiletkende kirlilik soğurması

## 2.10. Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralıklarına Etki Eden Faktörler

Yarıiletkenlerin yasak enerji aralıklarına etki eden faktörler şunlardır: Sıcaklık, Basınç, Magnetik Alan, Elektrik Alan ve Kusur Konsantrasyonudur.

### 2.10.1. Sıcaklığın etkisi

Sıcaklık arttıkça kristal örgünün titreşimi artar ve kristal örgüsü genişler. Çoğu yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı küçülür. Bu ise soğurmanın uzun dalga boylu bölgeye kaymasına neden olur. Bunun dışında sıcaklığın artmasıyla birlikte kristaldeki elektron-fonon etkileşmesi artar. PbS, PbSe ve PbTe’de sıcaklık artması ile yasak enerji aralığı artar [39]. Yasak enerji aralığının sıcaklığa bağılılığı aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$\frac{dE_g}{dT} = \left(\frac{dE_g}{dT}\right)_p + \left(\frac{dE_g}{dT}\right)_{e-f} \quad (2. 61)$$

Bu eşitlikteki ilk terim sabit basıncın etkisini göstermektedir. Basınç ile kristal örgü değişecektir ve kristalde bir bozulma meydana gelecektir. Bunun sonucunda yasak enerji aralığı değişecektir. (2. 61) eşitliği aşağıdaki şekilde de ifade edilebilir.

$$\left(\frac{dE_g}{dT}\right)_p = 2b(\pm C_n \pm C_p) \quad (2. 62)$$

Burada  $C_n$ , elektronların;  $C_p$ , boşlukların kristalde bozulma sabitleridir. Bir kristalde basınç iki şekilde oluşabilir:

1-Dışarıdan uygulanan basınç

2-Kristal örgü içerisinde oluşan basınç

Yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlılığı, Debye sıcaklığından düşük sıcaklık bölgesinde

$$E_g(T) = E_{g0} - \alpha \frac{T^2}{T + \theta} \quad (2. 63)$$

ile verilir. bu eşitlikteki  $\alpha = dE_g /dT$ ;  $\theta$ , debye sıcaklığı ve  $E_{g0}$  mutlak sıfırda yasak enerji bandının enerji değeridir.  $T > \theta$  olduğu zaman yasak enerji aralığı sıcaklığa kuvvetlice bağlı, elektron-fonon etkileşmesi fazla ve değerce negatiftir. Düşük sıcaklıklarda  $E_g$  sabit ve sıcaklığa bağlı değildir.

### 2.10.2. Kusur konsantrasyonunun etkisi

Dejenere olmuş yarıiletkenlerin temel soğurma spektrumlarının hesaplanması çok zordur. Çünkü

$$N^{1/3} \alpha_0 \gg 1, \alpha_0 = \frac{4\pi\epsilon h^2}{m_0 e^2} \quad (2. 64)$$

Olması için kusur merkezleri konsantrasyonunun (N) çok büyük olması gerekir. (2. 64) eşitliğine göre, iletkenlik ve valans bandı kenarları arasında optik geçişler mümkün değildir ve soğurma kenarı kısa dalga boylu bölgeye kayar. Eğer yarıiletkende hem akseptör hemde donör seviyeleri varsa, diğer bir deyişle birbirlerini kompanse eden seviyeler mevcut ve bu seviyeler band meydana getiriyor ise o zaman kompanse oranı derecesinin değişmesi ile soğurma eğrisinin kenarının uzun dalga boylu bölgeye kayması mümkündür. Dejenere olmuş yarıiletkenlerde yukarıda bahsedilenlerden başka, band kenarının bozulmasından dolayı optik geçişlerin ihtimali değişir. Bunun çok veya az olması mümkündür. AB ve CD bileşiklerinden oluşan  $(AB)_x(CD)_{1-x}$  yarıiletken bileşiğin yasak enerji aralığının mol fraksiyonuna (x) bağlılığı

$$E_g(x) = a + bx + cx^2 \quad (2. 65)$$

ile verilir [8]. Burada  $c$ , lineerlikten sapmanın bir ölçüsü olan bowing parametresi,  $a$  ve  $b$  saf yarıiletken bileşiklerin yasak enerji aralığı ( $E_g$ ) değerleridir. Bowing parametresi  $c$  daha açık olarak

$$c = c_i + c_e \quad (2. 66)$$

şeklinde yazılır.  $c_i$ , fiziksel kusurların katkısını gösterir ve gerçek kristal yaklaşımından bulunur.  $c_e$ , kimyasal kusurların katkısını yani periyodikliğin bozulması etkisini gösterir.

## 2.11. Yarıiletken Kuantum Kuyusu Yapılar

Kuantum kuyusu (Quantum wells ) yapılar yarıiletken fiziğinde önemli bir adımdır ve çok ilginç optik özelliklere sahiptir. Bu yapılarda elektronlar ve holler bir yönde iki yönde yada üç yönde sınırlandırılmıştır. Çok küçük kristallerde optik özelliklerin boyut bağımlılığı kuantum sınırlama etkisinin bir sonucudur. Heisenberg belirsizlik ilkesini, konumunda  $\Delta x$  kadar belirsizlik olan bir parçacığın momentumundaki belirsizlik için yazalım;

$$\Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} \quad (2. 67)$$

olur. Bu parçacığın sahip olduğu kinetik enerji,

$$E \approx \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} \quad (2. 68)$$

ile verilir. Bu enerji,  $x$ -yönünde hareket eden parçacığın termal enerji nedeniyle sahip olduğu kinetik enerjiden büyük ya da karşılaştırılabilir büyüklükte ise anlamlı olur. Bu şartı tekrar yazalım.

$$E \approx \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} > \frac{1}{2} k_B T \quad (2. 69)$$

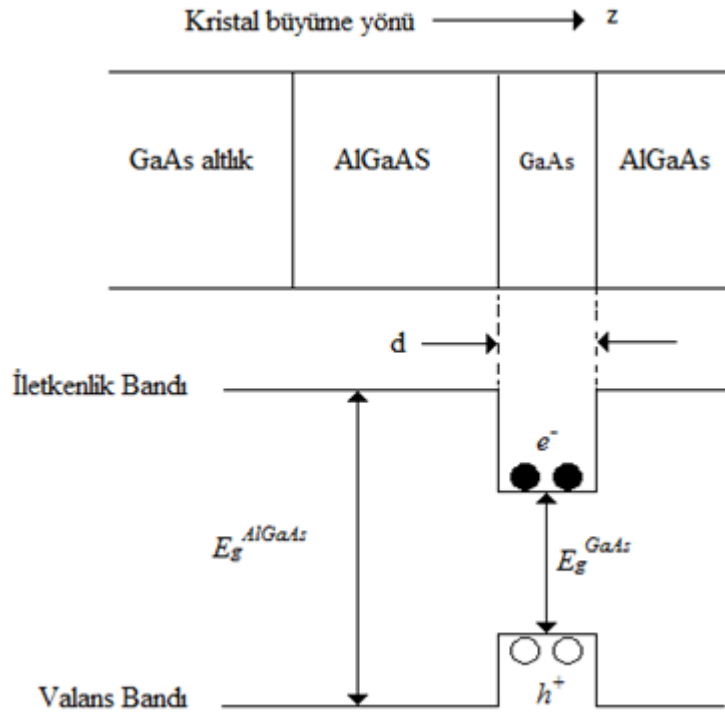
olur. Buradan  $\Delta x$ 'i yalnız bırakalım.

$$\Delta x \approx \sqrt{\frac{\hbar^2}{mk_B T}} \quad (2. 70)$$

bulunur ve bu boyutta olma özelliği ortaya çıkar ve aynı zamanda şu anlama gelir; Termal hareket için  $\Delta x$ , de Broglie dalga boyu ( $\lambda = p_x / \hbar$ ) büyüklüğü ile karşılaştırılabilir

büyükte olmalıdır. Bir örnek olarak, oda sıcaklığında, kuantum sınırlama etkilerini gözlemlemek için  $\Delta x \approx 5nm$  büyüklüğünde olmalıdır. Kuantum sınırlamalı yapıları üç şekilde gruplandırabiliriz; Bir boyutta sınırlanmış yapılar (Quantum wells), İki boyutta sınırlanmış yapılar (Quantum wire), Üç boyutta sınırlanmış yapılar (Quantum dots). Bir kuantum kuyusu yapı Şekil 2.13'te gösterilmiştir.

Kuantum kuyusu yapılar, Molecular beam epitaxy (MBE) ve Metal-organic chemical vapour deposition (MOCVD) gibi iki önemli büyütme tekniği ile büyütülebilir.



Şekil 2.13 Bir kuantum kuyusu yapının şematik gösterimi [37]

### 2.11.1 Elektronik seviyeler

Kuantum kuyusu yapıların iletkenlik ve valans bandlarındaki kuantize olmuş seviyelerin enerjileri ve dalga fonksiyonları Schödinger denklemi ve etkin kütle yaklaşımını kullanarak bulunabilir. Elektron ve holler  $x, y$  düzleminde serbest hareket edebilirken  $z$ -yönünde sınırlandırılmış olsun. Böyle bir durumda dalga fonksiyonu

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x, y)\varphi(z) \quad (2.79)$$



şeklinde yazılır.  $\Psi(x, y)$  ve  $\varphi(z)$  ayrı ayrı çözülür. Toplam enerjiyi yazmak istediğimizde

$$E(n, k) = E_n + E(k) \quad (2.80)$$

yazılır. Burada  $E_n$ , n. kuantize enerji seviyesidir. (x, y) düzlemindeki serbest hareketin dalga fonksiyonu, düzlem dalga olarak aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\Psi_k(x, y) = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{ikr} \quad (2.81)$$

k, parçacığın dalga vektörü; A, normalizasyon sabiti, k ve r de x, y düzleminde tanımlıdır. Bu hareketin kinetik enerjisi,

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.82)$$

ile verilir. elektron ya da hol için toplam enerji,

$$E(n, k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.83)$$

olarak bulunur.

## 2.12. Fotoiletkenlik

Optik uyarma nedeniyle iletkenlikteki değişime fotoiletkenlik denir. Termal dengedeki bir yarıiletkende iletkenlik,

$$\sigma_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (2.84)$$

ile verilir. Yarıiletkende çoğunluk taşıyıcı üretilirse iletkenlik,

$$\sigma = e[\mu_n (n_0 + \delta n) + \mu_p (p_0 + \delta p)] \quad (2.85)$$

olur. Burada  $\delta n$  ve  $\delta p$  elektron ve hol konsantrasyonlarındaki artış miktarını gösterir.

Bir n-tipi yarıiletken ele alalım ve  $\delta n = \delta p \equiv \delta p$  olsun. Denge durumunda taşıyıcı konsantrasyonundaki artış  $\delta p = G_L \tau_p$  ile verilir.  $G_L$ , taşıyıcı artış hızı ( $\text{cm}^{-3} \text{sn}^{-1}$ ) ve  $\tau_p$ , artan azınlık taşıyıcı yaşam süresidir. (2.85) eşitliğini tekrar yazalım.

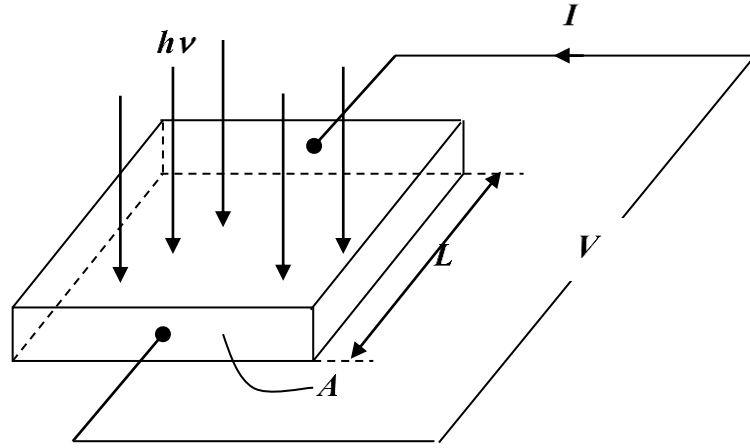
$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) + e(\delta p)(\mu_n + \mu_p) \quad (2.86)$$

olur. Buradan fotoiletkenlik

$$\Delta\sigma = e(\delta p)(\mu_n + \mu_p) \quad (2.87)$$

olarak elde edilir.

Şekil 2.14’de görülen yarıiletkenin uçları arasına omik kontaklar vasıtasıyla bir potansiyel uygulanırsa, yarıiletkende oluşan elektrik alan E olur.



Şekil 2.14. Bir yarıiletkende oluşan fotoakım

Oluşan akım yoğunluğu,

$$J = (J_0 + J_L) = (\sigma_0 + \Delta\sigma)E \quad (2.88)$$

ile verilir.  $J_0$ , optik uyardan önceki akım yoğunluğu;  $J_L$ , fotoakım yoğunluğudur.

$J_L = \Delta\sigma \cdot E$  'dir. Buradan fotoakım ( $I_L$ ),

$$I_L = J_L \cdot A = \Delta\sigma \cdot AE = eG_L \tau_p (\mu_n + \mu_p) AE \quad (2.89)$$

ile verilir. Burada A, yarıiletkenin kesit alanıdır. Fotoakım, taşıyıcı artış hızı ve yarıiletken üzerine düşen ışık akısıyla orantılıdır. Elektron ve hol konsantrasyonlarındaki artış yarıiletken numune boyunca düzgün değilse toplam fotoakım, fotoiletkenliğin yarıiletkenin kesit alanı üzerinden integrasyonu ile bulunur. Elektron sürüklenme hızı  $v_d = \mu_n E$  ile verilir. Elektronun yarıiletkeni geçiş hızı

$$t_n = \frac{L}{\mu_n E} \quad (2.90)$$

ile verilir. Fotoakım (2.89) eşitliğinden

$$I_L = eG_L \left( \frac{\tau_p}{t_n} \right) \left( 1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) AL \quad (2.91)$$

bulunur [63].

### 3. BÖLÜM

#### MALZEME VE YÖNTEM

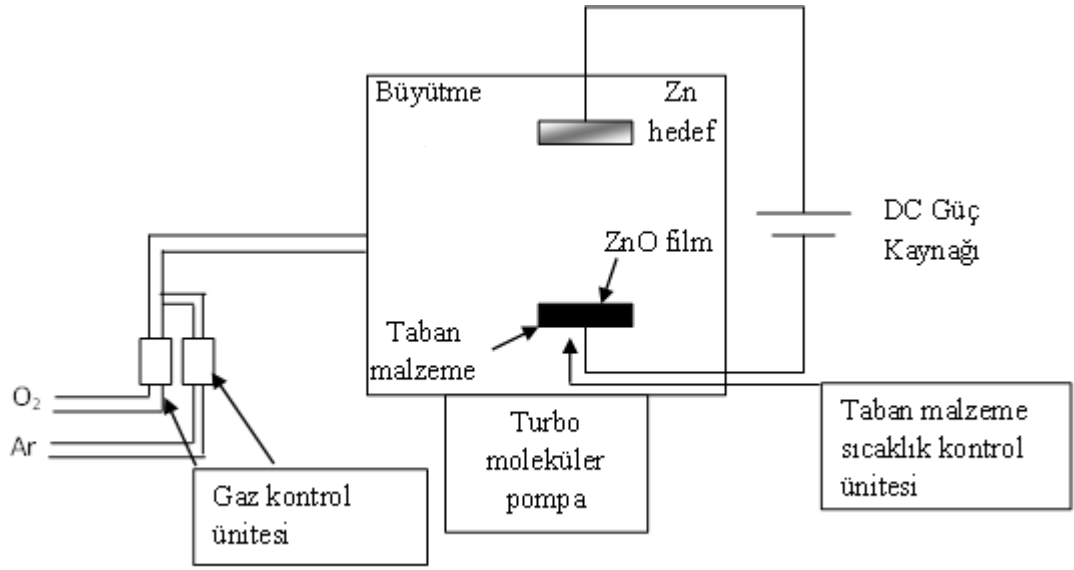
Bu bölümde, reaktif püskürtme yöntemiyle safir üzerine büyütülen ZnO ince filmlerinde sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçümleri ile oda sıcaklığında fotoakım ölçümleri alınmasının deneysel aşamaları ve sol jel yöntemiyle ZnO nanokristallerinin hazırlanması ve hazırlanan başlangıç çözeltisine  $C_2H_7NO_2$  katkılanmasının deneysel aşamaları, hazırlanan jelin kuartz üzerine kaplanması ve oluşturulan filmlerin XRD, optik soğurma ve SEM ölçümlerinin alınmasının deneysel süreçleri hakkında bilgi verilmektedir.

##### 3.1. Reaktif Püskürtme Yöntemi

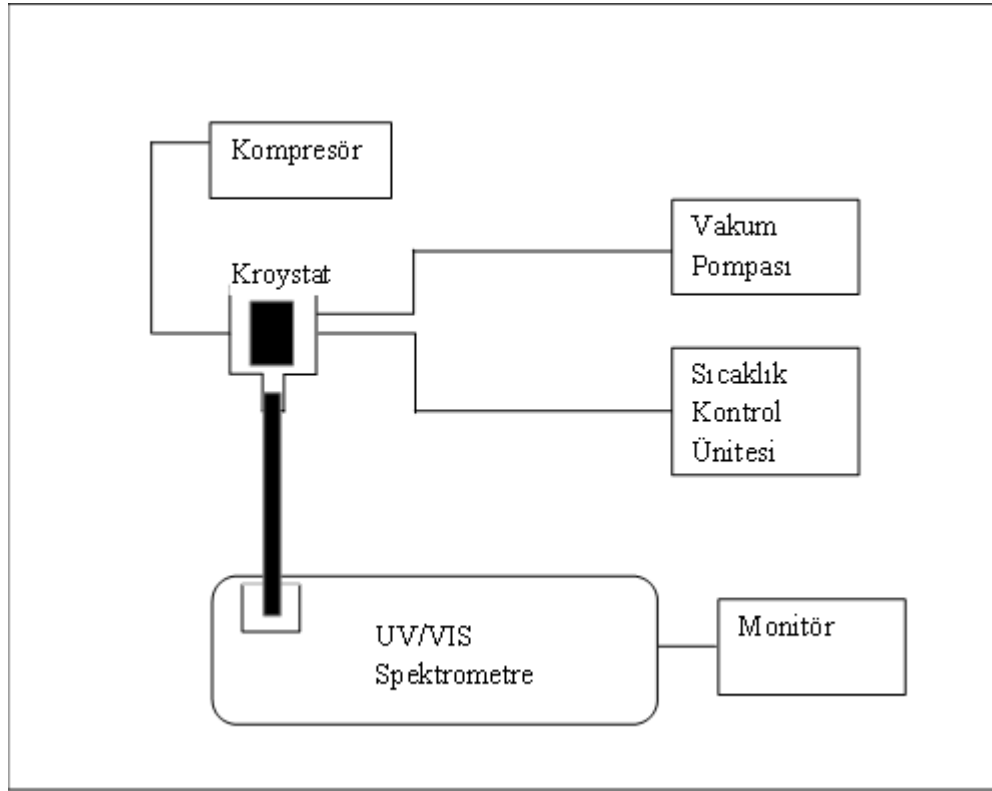
Bu yöntem, büyütülecek örneği oluşturan elementlerden en az birinin belli bir kesrinin gaz fazında büyütme sistemi içerisine püskürtülmesi olarak tanımlanabilir. Bu yöntemin avantajları arasında bileşik malzemenin metalik hedef kullanılarak oluşturulması ve filmlerin bileşiklerinin istenilen oranlarda elde edilmesi sayılabilir. Dezavantajları olarakta, içeriye gönderilen gazın kesrinin filmin özelliklerini etkilemesi ve bu etkinin tahmin edilmesinin zor olması sayılabilir. Şematik diyagramı Şekil 3.1’de gösterilen bu teknikte ZnO ince filmler 4N’lik Zn hedeften (%99.99)  $O_2$  /Ar atmosferinde turbo moleküler pompa tarafından havası boşaltılmış kapalı bir büyütme odasında DC düzlemsel magnetron kaynağı kullanılarak  $3.10^{-2}$  torr oksijen basıncı altında büyütülmüş ve büyütme işlemi esnasında taban malzemenin sıcaklığı 350 °C olarak tutulmuştur.

##### 3.2. Sıcaklığa Bağlı Soğurma Ölçümlerinin Alınması

Yarıiletkenlerin kristal yapısı, direkt ve indirekt yasak bant aralığının belirlenmesi, kirlilik atomlarının ve yapısal kusurlarının araştırılması, fonon enerjilerinin hesap edilmesi, yaklaşık bant yapısı, yarıiletkenin tanımlanması ve özelliklerinin ortaya çıkarılması birkaç teknik haricinde genellikle soğurma deneyleri ile tayin edilir. Sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçümleri Atatürk Üniversitesi Fizik Bölümünde alındı.



Şekil 3.1. Reaktif Püskürtme Yönteminin şematik gösterimi

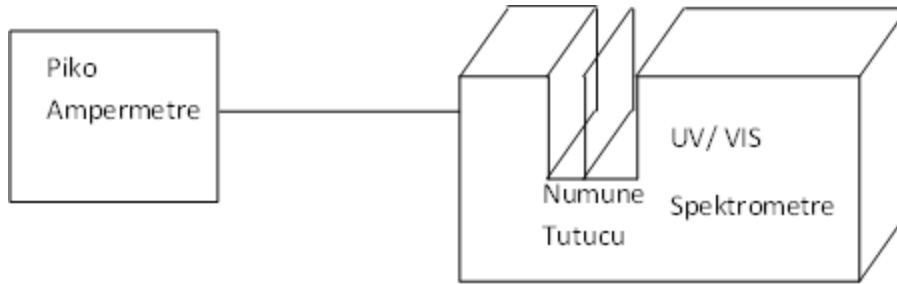


Şekil 3.2. Soğurma ölçümlerinin yapıldığı sistemin blok diyagramı

Safir üzerine reaktif püskürtme yöntemiyle büyütülmüş örneklerin üzerinde gönderilen ışığın dalga boyuna bağlı soğurma ölçümlerini almak için her bir kristal numune tutucu yardımıyla kapalı devre helyum kroystatına sırasıyla yerleştirildi. Kapalı devre kroystat, çalışma aralığı dalga boyu cinsinden 190-1100 nm olan Perkin Elmer UV/VIS Lambda 2S spektrometresi içerisine uygun şekilde konumlandırıldı. Spektrometrenin dalga boyu rezulasyonu seçiciliği 2 nm'den daha küçüktür. Kroystattaki basınç,  $10^{-6}$  mbar değerine düşüncüye kadar vakum pompası yardımıyla sistem vakum altına alındı ve sistemin sıcaklığı 40K'e düşürüldü. Bu sıcaklık değeri kroystat içerisine yerleştirilen orijinal Si sensör yardımıyla sıcaklığa karşılık set edilen volt değeri okunarak tayin edildi. Her bir numune için soğurma ölçüsü Perkin Elmer tarafından yazılan UV/WinLab Version 2.0 paket programı vasıtasıyla alındı. Bu ölçümlerde Blok diyagramı Şekil 3.2'de gösterilen sistem kullanıldı ve sıcaklık 10 K artırılarak 40-320K sıcaklık aralığında bu soğurma ölçümleri yapıldı.

### 3.3. Fotoiletkenlik Ölçümleri

Fotoiletkenlik ölçümleri oda sıcaklığında yapıldı ve ölçümlerde Silisyum üzerine büyütülmüş n-tipi ve p-tipi ZnO (as-grown) numuneleri kullanıldı. Numuneye daha önceden hazırlanan omik kontaklar yardımıyla sabit bir gerilim uygulanarak belirli dalga boylarında ışık düşürüldü ve akımın değişimi incelendi. Kullanılan deney sisteminin blok diyagramı Şekil 3.3'te görülmektedir. Numuneye bir gerilim uygulamak ve buna karşı oluşan akımı ölçmek için "Keithley 487 Picoampermetre/Voltage Source" kullanıldı. Elektriksel ölçümler sırasında numune üzerine tek dalga boylu ışık düşürebilmek için yaklaşık olarak  $\pm 2$  nm hassasiyete sahip Perkin Elmer UV/VIS Lambda 2S spektrometresi kullanıldı.



**Şekil 3.3.** Fotoiletkenlik ölçümlerinin yapıldığı deneysel düzeneğin blok diyagramı

Şekil 3.3'te blok diyagramı gösterilen deney düzeneği yardımıyla n- ZnO (as-grown) ve p-ZnO (as-grown) örneklerinde V=2 volt uygulandı ve üzerine UV/VIS spektrometre yardımıyla 300-1100 nm dalgaboyu aralığında ışık düşürülerek dalga boyuna bağlı spektral fotoakım değişimi ölçüldü

#### **3.4. Kuartz Altlık Üzerine ZnO İnce Filmleri Kaplamak İçin Taşıyıcı Belirlenmesi ve Temizliği**

Kullanılan yöntem nedeniyle oluşan filmin homojen ve düzgün olması gerekir bu yüzden filmin kaplanacağı taşıyıcı seçimi büyük önem taşır. Filmin kaplanacağı taşıyıcının çalışma sıcaklığına dayanabilen, saydam ve düzgün bir yüzeye sahip malzemedir olması gerekir, ZnO ve ZnO:N filmlerini kaplamak için taşıyıcı olarak kuartz seçildi.

Film kaplamadan önce taşıyıcı temiz olmalıdır. Taşıyıcıların çıplak elle tutulmaması gerekir, elimizden bulaşan organik yağların temizlenmesi oldukça güçtür, bu nedenle camlar kutusundan eldivenle çıkartıldı.

Kuartz camlar üzerinde yapısal bozukluk olup olmadığı gözle kontrol edildikten sonra kimyasal temizleme işlemi için taşıyıcılar sırasıyla aşağıdaki işlemlere tabi tutuldular

1. Ultrasonik banyoda etanol ile 30° de 10 dakika yıkandı,
2. Ultrasonik banyoda aseton ile 30° de 10 dakika yıkandı,
3. Ultrasonik banyoda ultra saf su ile 10 dakika yıkandı.

Ultrasonik banyo yüksek genlikli ses dalgaları üretir, bu dalgalar temizlik sıvısında girişime neden olur, oluşan karın ve düğüm noktaları sıvı içinde kabarcıklar oluşmasına ve bu kabarcıkların patlamaları sırasında oluşan kuvvet temizlenen numuneye zarar vermeden üzerindeki kirlerin çıkmasını sağlar.

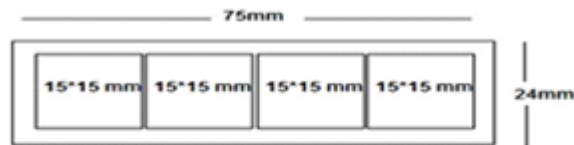
Etanol ve aseton ile temizlenen taşıyıcılar dikkatli bir şekilde çıkartılıp içinde ultra saf su bulunan ultrasonik banyoya tekrar konularak, 10 dk ultrasonik temizleme işlemi yapıldı (Resim 3.1). Taşıyıcılar üzerinde leke bırakmayacak şekilde kaplama olacak yüzeylere dokunmadan banyodan çıkartıldı.



**Resim 3.1.** Ultrasonik Banyo

Çıkarılan taşıyıcıların üzerinde kalan su damlaları basınçlı azot gazı yardımıyla taşıyıcı üzerinden uzaklaştırıldı. Temizlenen taşıyıcıların saklanması da önemlidir, kaplama yapılmadan önce taşıyıcı üzerine yapışan tozlar kaplama sırasında filmin homojen dağılmasını engelleyecektir, taşıyıcıların tozlardan etkilenmemesi için kaliteli, leke bırakmayan kâğıttan saklama gözleri yapılarak muhafaza edildi.

Kullandığımız taşıyıcıların boyutları 75mm x 24mm'dir. Bu boyutlardaki taban malzemeler kaplama yöntemimiz için uygundur. Fakat optik soğurma, XRD ve SEM için oldukça büyüktür. Kaplama işleminden sonra analiz yapacağımız örneklerin uygun boyutlara (15mm x 15mm ) getirilmesi gerekiyordu (Şekil 3.4). Taşıyıcı üzerindeki filme zarar vermeden taşıyıcı malzemeler yumuşak bir zemin üzerinde film olmayan yüzeyinden elması ile uygun boyutlara getirildi, kesme işlemi sırasında plastik eldiven kullanıldı. Uygun boyutlara getirilen örnekler üzerindeki kesme sırasında oluşan kirlere de temizleme işlemi yapıldı.



**Şekil 3.4.** Taban malzemelerin uygun boyutta kesilmesi



### 3.5. Çözeltilerin Hazırlanması

#### 3.5.1. Hazırlanan Çözeltiye C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO<sub>2</sub> İlavesi

Film başlangıç bileşiği olarak molekül kütlesi 219,528 g/mol olan ( Zn (CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub>. 2H<sub>2</sub>O ) (çinko asetat dihidrat) kullanıldı ve katkı maddesi olarak molekül kütlesi 77,0825 gram/mol olan (C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO<sub>2</sub>) (amonyum asetat) seçildi. Hazırlanan çözelti 0.5 Molar'dı. N' un katkılamadaki etkisini anlayabilmek için ZnO ve çözücü kimyasalların çözeltideki miktarları sabit tutularak C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO<sub>2</sub>'ın mol oranları değiştirildi, referans olabilmesi için ilk hazırlanan çözelti katkısız ZnO çözeltisidir daha sonra ZnO çözeltisine sırayla N mol oranları %0, %5, %10, %15, %20, olacak şekilde C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO<sub>2</sub> eklenerek yeni çözeltiler hazırlandı. Mol oranlarına göre çözeltiye eklenen C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO<sub>2</sub> miktarları aşağıdaki Tablo 3.1'de gösterilmiştir. Kütleler tartılırken Precisa XB220A hassas terazisi kullanıldı.

**Tablo 3.1.** Başlangıç Çözeltisine Katılan Amonyum Asetat Mol Oranları

Amonyum Asetat Mol Oranları				
%0	%5	%10	%15	%20
0g	0,06749 g	0.1348 g	0.2023 g	0.3854 g

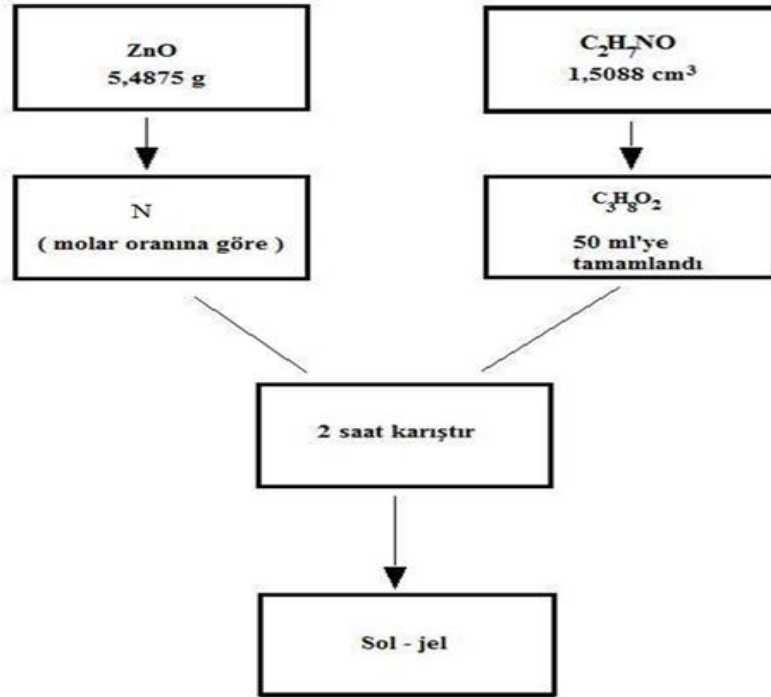
Çözücü kimyasal olarak 1 molü 61.08 gram ve hacimce 1.5088 cm<sup>3</sup> olan C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO ( monoetonolamin ) ve stabilizatör olarak 1 molü 76.09 gram olan C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub> ( etilen glikol mono metil eter ) kullanıldı. Çözelti hazırlanırken çinko asetat'ın monoethanol amin'e oranı 1/1 olarak tutuldu.

Zn (CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub>. 2H<sub>2</sub>O ve C<sub>2</sub>H<sub>7</sub>NO<sub>2</sub> çözeltilerde kullanılacak miktarlar hassas terazi yardımıyla ölçülerek cam beherde belirlenen miktarlarda çözücülerle karıştırıldı, hazırlanan çözelti 2 saat süreyle 80 °C sıcaklıkta DAIHAN Scientific Wisd marka ve MSH-20A model manyetik karıştırıcı ile karıştırıldı (Resim 3.2), 2 saat sonunda manyetik karıştırıcıdan alınan çözeltilerin ortamdaki tozlardan etkilenmemesi için beher ağzına streç film gerilerek 2 gün boyunca beklemeye alındı. 2 günden fazla bekleme olursa çözeltide çökme ve homojenliğinde bozulma olacağından çözeltiyi manyetik

karıştırıcıdan indirdiğimiz andan 48 saat sonra kaplama yapılmasına özen gösterildi. ZnO:N çözeltisini hazırlama aşamaları Şekil 3.4’de gösterilmiştir.



**Resim 3.2.** DAIHAN scientific wisd MSH-20A model manyetik karıştırıcı



**Şekil 3.5.** ZnO ve ZnO:N çözeltisini hazırlanma aşamaları

### 3.6. Filmin Kaplanması

Bu çalışmada döndürerek kaplama ( spin kaplama, spin coating ) yöntemi kullanılmıştır. Deneyde kullandığımız cihaz MİDAS Spin process controller kaplama cihazıdır (Resim 3.3). ZnO ve ZnO:N ince filmlerini hazırlamak içinde kuartz taşıyıcılar vakum yardımıyla döner tablaya tutturuldu. Bütün ince filmleri kaplama süresince tablanın dönme hızı 2000 rpm ve dönme süresi 20 s olarak seçilmiştir.



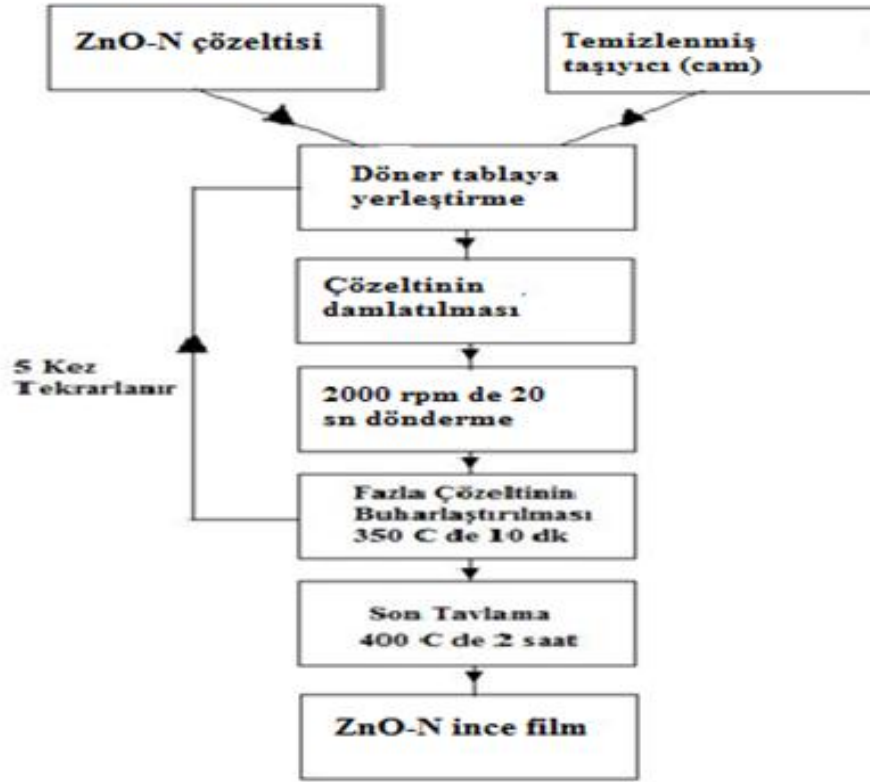
**Resim 3.3.** Döndürerek kaplama cihazı

Kaplama işlemi, temizlenmiş taşıyıcının (kuartz taban malzemesi) döner tablaya yerleştirilmesiyle başlatıldı. Kompresör çalıştırılarak taşıyıcının döner tablaya tutunması sağlandı. 2 gün bekleyen çözeltide çökeltme olup olmadığı kontrol edildikten sonra taşıyıcı üzerine pipet yardımıyla 6-8 damla damlatılarak cihaz çalıştırıldı. Döner tabla 20 s boyunca taşıyıcıyı 2000 rpm döndürülerek taşıyıcı üzerindeki fazla çözücünün merkezci kuvvet yardımıyla taşıyıcı üzerinden akması sağlandı. Böylece adezyon kuvvetinin etkisiyle taşıyıcıya yapışan çözelti ilk katmanı oluşturmuş oldu. İlk kaplama yapıldıktan sonra taşıyıcı üzerindeki ince filmin uçucu maddelerden ayrılması için 350

$^{\circ}\text{C}$  de 10 dk tavlama işlemi uygulandı, tavlama işleminden sonra 2. 3. 4. ve 5. katmanları oluşturmak için kaplama işlemi 5 kez tekrarlandı. Bu işlemler bütün örnekler için yapıldı. Kuartz üzerine hazırlanmış ZnO ve ZnO:N ince film örnekleri yüksek sıcaklık tüp fırının içine yerleştirilerek azot gazı ortamında  $700^{\circ}\text{C}$  de 2 saat tavlama işlemi yapılmıştır (Resim 3.4). ZnO, ZnO:N ince filmlerini kaplama aşamaları şekil 3.5'de gösterilmiştir.



**Resim 3.4.** Azot gazı bağlanmış yüksek sıcaklık tüp fırın



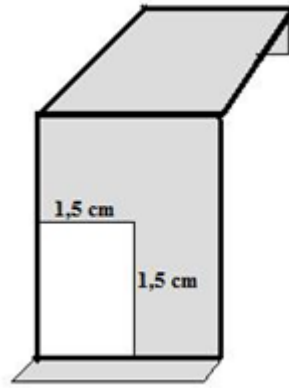
Şekil 3.6. ZnO ve ZnO:N ince filmlerinin hazırlanma aşamaları

### 3.7. Oda Sıcaklığında Optik Soğurma Ölçümlerinin Alınması

Optik soğurma ölçümleri 300-1100 nm dalga boyu aralığında ve 1 nm aralıklı adımlarla alınmıştır, optik soğurma ölçümleri alınan cihaz Perkin Elmer lambda 25 UV/VIS spektrometresi Resim 3.5' te görülmektedir. Örneği spektrometreye tutturmak için kullanılan numune tutucu şekil 3.6'da gösterilmiştir.



**Resim 3.5.** Perkin elmer lambda 25 UV/VIS spektrometresi



**Şekil 3.7.** Perkin elmer lambda 25 UV/VIS ppektrometresi için yapılan numune tutucu

### **3.8. XRD Ölçümleri**

Uygun boyutlarda hazırlanan ZnO, ZnO:N örneklerinin XRD ölçümleri Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama merkezi laboratuvarında gerçekleştirildi. Ölçüm yapan cihaz Bruker AXS D8 Advance model olup tarama hızı 0,02°/s olarak seçilmiştir. Difraktometre Resim 3.6' da görülmektedir.



**Şekil 3.6.** X-ışınları difraktometresi (Bruker AXS D8 Advance Model)

### **3.9. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Analizleri**

Büyütülen ince filmlerin SEM analizleri Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama merkezi laboratuvarında gerçekleştirildi. SEM analizlerinin yapıldığı sistem Resim 3.7’de gösterilmiştir.



**Resim 3.7.** Taramalı elektron mikroskobu (LEO 440 Computer Controlled Digital)

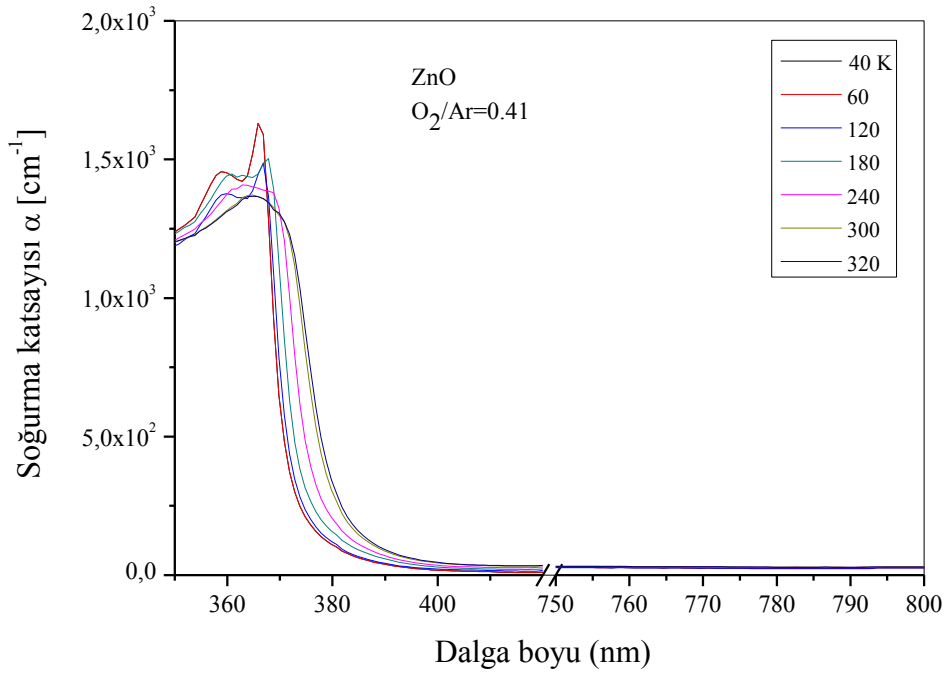


## 4. BÖLÜM

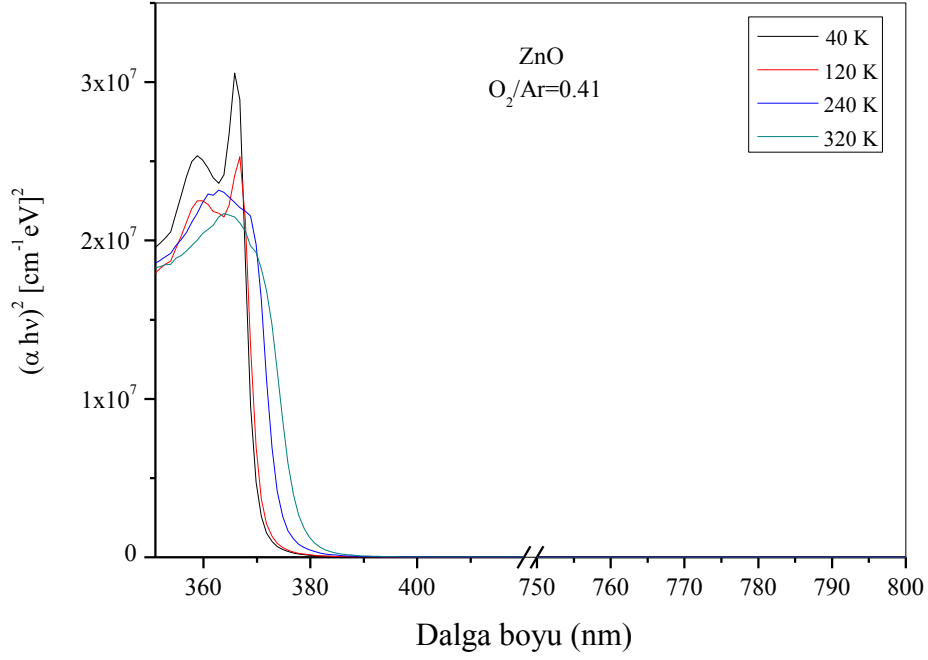
### BULGULAR VE TARTIŞMA

#### 4.1. Reaktif Püskürtme Yöntemiyle Hazırlanmış ZnO İnce Filmlerinde Sıcaklığa Bağlı Optik Soğurma

Bu bölümde, reaktif püskürtme metoduyla  $O_2/Ar=0.41$  oranındaki ortamda safir taban malzemesi üzerine büyütülmüş ZnO ince filmlerinde sıcaklığa bağlı alınan optik soğurma sonuçları verilecektir. Bu örneklerin optik soğurma ölçümleri Şekil 3.2'deki düzenek yardımıyla sıcaklığa bağlı olarak alındı. Sıcaklık 40 K'den 320 K'e kadar 10 K aralıklara değiştirildi. Absorbans değerleri, (2.40) ve (2.41) eşitlikleri kullanılarak soğurma katsayısı değerlerine dönüştürüldü. Soğurma katsayısı değerleri hesaplanırken, absorbans değerinin minimum olduğu noktada soğurma katsayısı sıfır kabul edildi. Soğurma katsayısının örnek üzerine gelen fotonun dalga boyuna göre sıcaklığa bağlı değişim spektrumları Şekil 4.1'de verilmiştir. Sıcaklığa bağlı  $(\alpha hv)^2$ 'nin örnek üzerine gelen fotonun dalga boyuna göre sıcaklıkla değişim grafiği de Şekil 4.2'de verilmiştir.



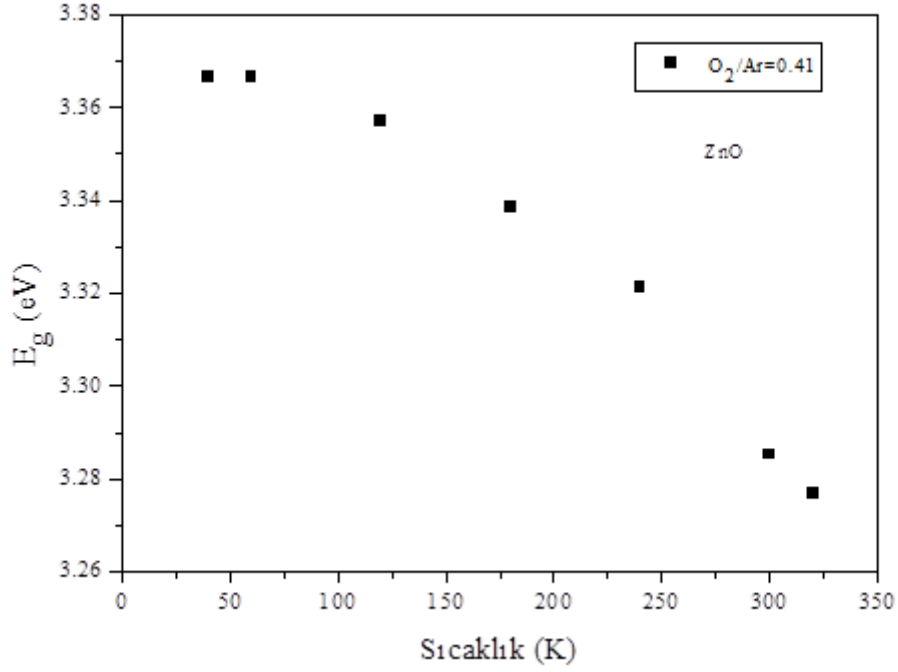
Şekil 4.1. Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=0.41$  ortamında büyütülmüş ZnO ince filminin sıcaklığa bağlı optik soğurma spektrumu



**Şekil 4.2.** Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=0.41$  ortamında büyütülmüş ZnO ince filmde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi

Maddenin ışığı soğurması, elektronik geçişlerle olmaktadır. Eşik frekansa sahip fotonun, valans bandındaki elektronu iletkenlik bandına uyarılmasıyla soğurma meydana gelir. Bant aralığında kusur seviyeleri varsa; elektron, valans bandından bu kusur seviyelerine uyarılabildiği gibi kusur seviyelerinden de iletkenlik bandına uyarılabilir. Bu durumda, soğurma spektrumunun yasak enerji aralığında soğurma görülür. Işığın soğurulma miktarı kusur konsantrasyonu ve onun soğurma tesir kesiti ile orantılıdır. G. Xiong ve ark. (2002), reaktif püskürtme yöntemiyle Si taban malzemesi üzerine ZnO büyütmüşler ve yaptıkları Hall etkisi ölçümleriyle ZnO'nun iletkenliğinin büyütme ortamında bulunan  $O_2/Ar$  oranına bağlı olduğunu bulmuşlardır. Oksijen oranı %55'den küçük olduğu durumda örneğin n-tipi iletkenlik; %55'den büyük olduğu durumlarda p-tipi iletkenlik gösterdiği sonucuna varmışlardır. Büyütme şartları oksijence zengin iken örnek p-tipi olmakta; büyütme şartları oksijence fakir iken örnek n-tipi olmaktadır. Böylece yarıiletkenin n-tipi olmasının kaynağı oksijen boşluklarına atfedilebilir.

Şekil 4.2'den ZnO ince filmlerin sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığındaki değişimleri incelendi ve bulunan  $E_g$  değerleri Şekil 4.3 ve Tablo 4.1'de verilmiştir.



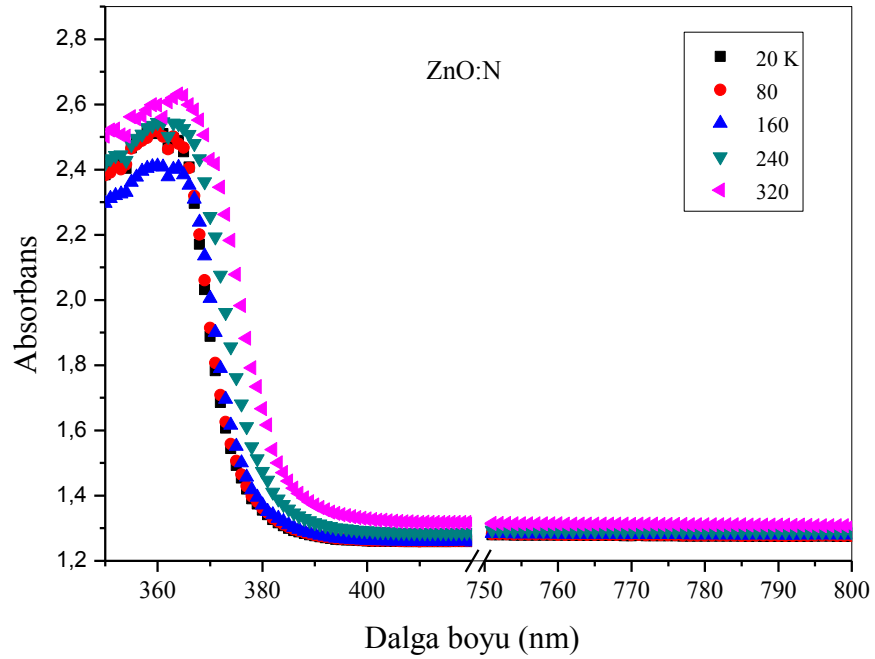
**Şekil 4.3.** Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=0.41$  ortamında safir üzerine büyütülmüş ZnO ince filmde sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığının ( $E_g$ ) değişimi

**Tablo 4.1.** Reaktif püskürtme yöntemiyle safir üzerine  $O_2/Ar=0.41$  oranında tutularak büyütülmüş ZnO ince filmlerin bazı sıcaklıklarda yasak enerji aralığı değerleri ( $E_g$ )

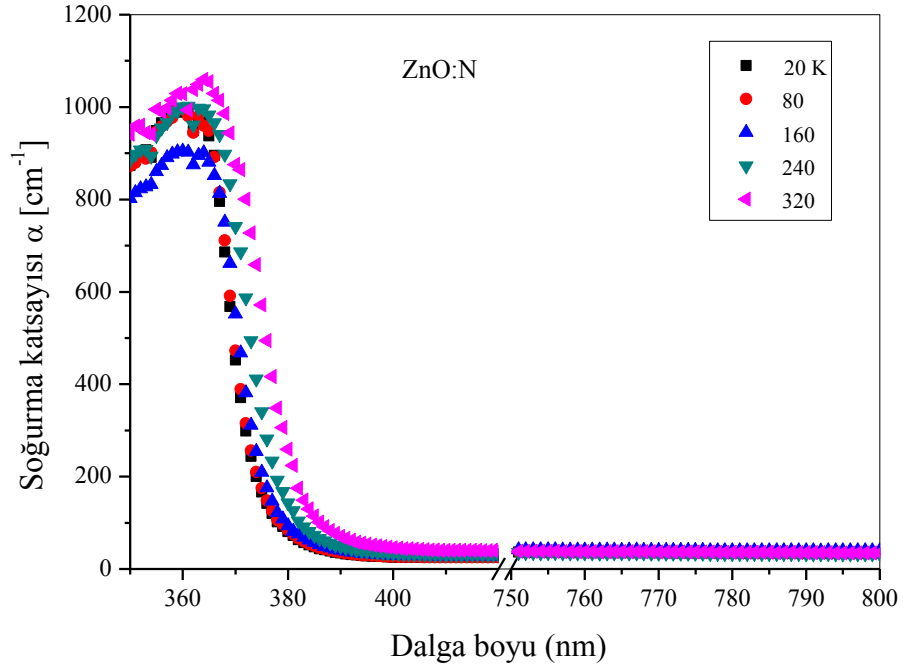
Sıcaklık (K)	Yasak Enerji Aralığı ( $E_g$ , eV)
40	3.367
60	3.367
120	3.357
180	3.339
240	3.321
300	3.285
320	3.277

#### 4.2. Reaktif Püskürtme Yöntemiyle Büyütme Ortamına Azot Gazı İlave Edilerek Hazırlanan ZnO Kristalinde Sıcaklığa Bağlı Optik Soğurma

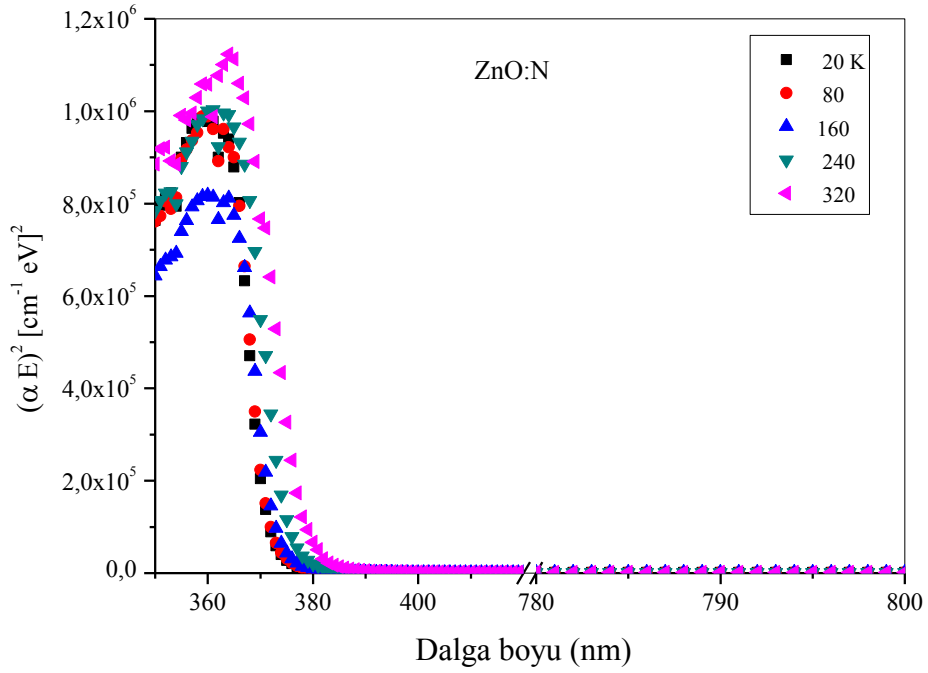
Büyütme ortamında  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve azot (N) gazı ilave edilerek safir taban malzemesi üzerine büyütülmüş ZnO ince filmi üzerinde sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçümleri yapıldı. Bu örneğin optik soğurma ölçümleri daha önceki örneklerde olduğu gibi Şekil 3.2'deki düzenek yardımıyla sıcaklığa bağlı olarak alındı. Sıcaklık 10 K aralıklara 40 K'den 320 K'e kadar değiştirildi. Perkin Elmer UV/VIS Lambda 2S Spektrometresi yardımıyla alınan absorbans değerleri, (2.40) ve (2.41) eşitlikleri kullanılarak soğurma katsayısı değerlerine dönüştürüldü. Soğurma katsayısı değerleri hesaplanırken, her bir örnek için, absorbans değerinin minimum olduğu noktada soğurma katsayısı sıfır kabul edildi. Absorbans ve soğurma katsayısının örnek üzerine gelen fotonun dalga boyuna göre değişimi Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'te verilmiştir. Bazı sıcaklıklar için hesaplanan yasak enerji aralığı değerleri de Tablo 4.2'de gösterilmiştir.



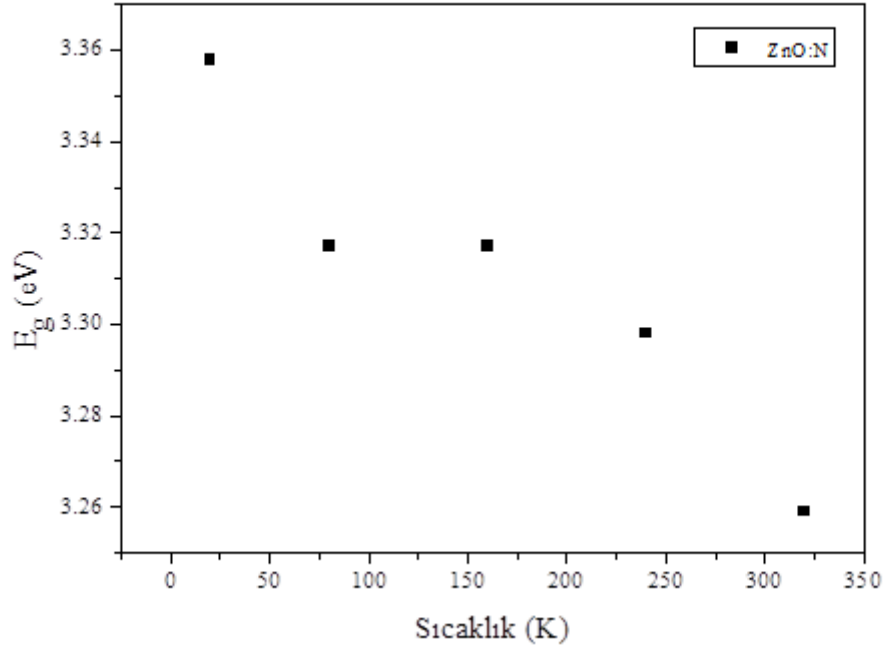
Şekil 4.4. Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve büyütme ortamına azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da soğurma spektrumu



**Şekil 4.5.** Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da soğurma spektrumu



**Şekil 4.6.** Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da  $(\alpha E)^2$ 'nin örnek üzerine gelen fotonun dalga boyuna göre soğurma spektrumu



**Şekil 4.7.** Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ince film ZnO'da yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi

**Tablo 4.2.** Reaktif püskürtme yöntemiyle safir üzerine  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve büyütme ortamına azot ilave edilerek büyütülmüş ZnO ince filmlerin bazı sıcaklıklarda yasak enerji aralığı değerleri ( $E_g$ )

Sıcaklık (K)	Yasak Enerji Aralığı ( $E_g$ , eV)
20	3.358
80	3.317
160	3.317
240	3.298
320	3.259

Şekil 4.3 ve 4.7'de görüldüğü gibi, sıcaklık arttıkça band kenarı soğurması düşük enerjili bölgeye kaymakta ve yasak enerji aralığı daralmaktadır. X. Wang ve ark. (2001), MOCVD (Metal-organic chemical vapor deposition) büyütme metodunu

kullanarak safir üzerine ZnO filmleri azot katkısız ve azot katkıyla büyütülmüştür. Azot katkılı örnekte soğurmanın daha fazla olduğunu gözlemlemiştir. Azot katkılı örneklerde aldığımız soğurma ölçümlerini,  $O_2/Ar$  oranı 1.41 olan numunedeki soğurma ölçümleri ile karşılaştırıldığında soğurmanın daha büyük olduğu görülür. E. C. Lee ve ark. (2001), ZnO'ya katılan azot (N) akseptörlerinin oksijen boşlukları ( $V_o$ ) ve  $N_o - Zn_o$  kompleksleri tarafından kompanse edildiğini, teorik olarak, göstermiştir.

Bölüm 2'de açıklandığı gibi sıcaklık arttıkça örgü titreşimi artmaktadır ve yasak enerji aralığı sıcaklık değişimine bağlı olmaktadır. Genel olarak yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça yasak enerji aralığı küçülmektedir. Yukarıda sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığı hesaplanan her iki örnekte sıcaklık arttıkça yasak enerji aralığı daralmıştır. Reaktif püskürtme yöntemiyle  $O_2/Ar=0.41$  oranında safir üzerine büyütülen ZnO ince filmde sıcaklık 40 K'den 320 K'e artarken yasak enerji aralığı da 3.367 eV'dan 3.277 eV'a  $\Delta E_g=90$  meV azalmaktadır. Yine aynı yöntemle  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve azot ilave edilerek safir üzerine büyütülen ZnO ince filmde sıcaklık 20 K'den 320 K'e artarken yasak enerji aralığı 3.358 eV'dan 3.259 eV'a  $\Delta E_g=99$  meV daralmıştır.

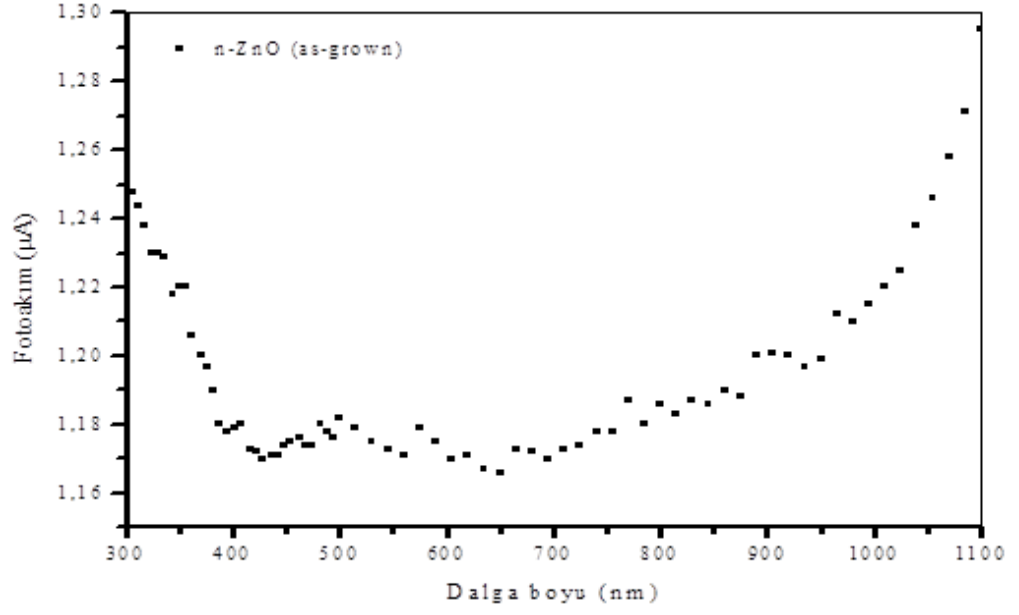
### 4.3. Fotoiletkenlik Ölçümleri Sonuçları

Çalışmamızın bu bölümünde, reaktif püskürtme yöntemiyle silisyum (Si) taban malzemesi üzerine n-tipi ve p-tipi olarak büyütülmüş ZnO ince filmlerinde alınan fotoiletkenlik sonuçları verilecektir. Öncelikle; n-ZnO (as-grown) ve p-ZnO (as-grown) numunelerinde, numune üzerine gönderilen ışığın dalga boyuna bağlı fotoiletkenlik ölçümleri alındı. Bu sonuçlar, şekil 4.8 ve şekil 4.9'de gösterilmiştir. şekil 4.8'de bakıldığında, kızıl ötesi bölgede geniş bir soğurma bölgesi, görünür bölgede 570 nm, 500 nm ve 404 nm dalga boylarına karşılık gelen soğurma pikleri ve morötesi bölgede 400 nm'den itibaren artan akım değeri ve 350 nm'ye karşılık gelen bir soğurma piki görülür.

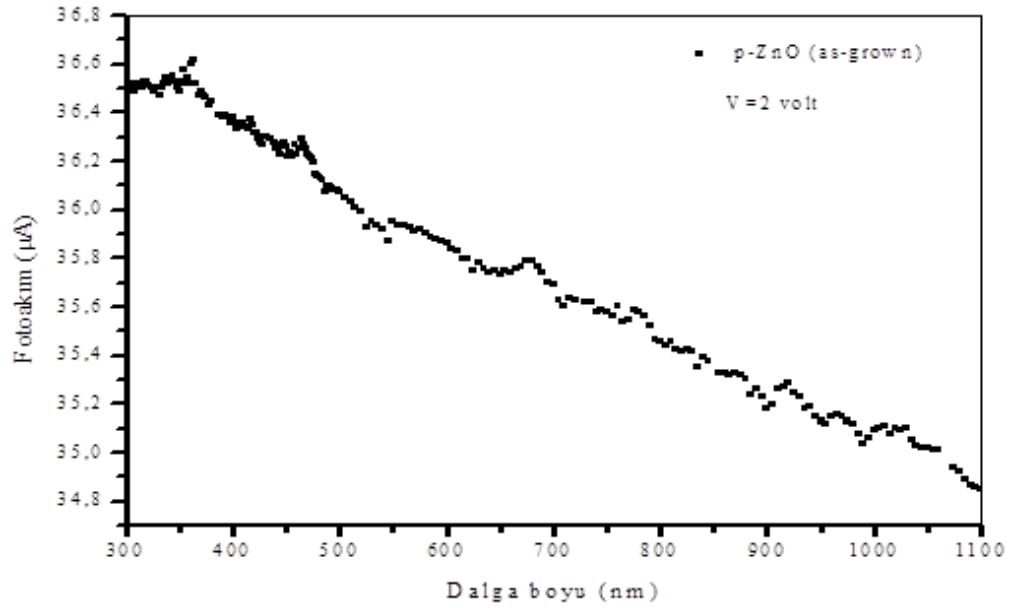
Görünür bölgedeki 570 nm ve 500 nm dalga boyları yeşil ışığa, 404 nm dalga boyu da mor ışığa karşılık gelmektedir. A. F. Kohan ve ark. (2000), tarafından ZnO'nun iletkenlik tipinde etkin olan kusurların  $V_o$  ve  $V_{Zn}$  olduğu gösterilmiştir. S. Tüzemen ve ark (2001), ZnO'daki iletkenlik tipini oksijen boşluğu kusurlarının belirlediğini tesbit

etmiştir. Bizim numunemiz n-ZnO (as-grown) olduğundan çoğunluk taşıyıcılar elektronlardır ve fotoiletkenlikte elektron halleriyle ilgili olmalıdır. K. Vanheusden ve ark. (1996), 510 nm yeşil ışık emisyonunda serbest taşıyıcı konsantrasyonu ve paramagnetik oksijen boşluğu ( $V_o^+$ ) yoğunluğu arasındaki ilişkiyi fotoluminesans, optik soğurma ve elektron paramagnetik rezonans deneyleriyle araştırmıştır. ZnO'daki yeşil emisyon yoğunluğu ile serbest taşıyıcı yoğunluğu ve oksijen boşluğu kusuru arasında iyi bir kolerasyonun olduğunu görmüştür. Bu gözlemlerden hareketle yeşil emisyonun, ( $V_o^+$ )'daki elektronların valans bandındaki ışıkla uyarılmış holler ile rekombinasyonu sonucunda olduğunu önermiştir. Aynı zamanda, yüzeydeki serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalması ile yeşil emisyonunda ciddi bir azalmanın olduğunu bulmuştur. D. C. Reynolds ve ark. (1998), yeşil emisyon bandının numunenin elektriksel iletkenliğine bağlı olduğunu ve  $V_o$ ,  $Zn_i$ , ve  $Zn_o$  kusurlarıyla ilgili olduğunu ve ZnO'daki yeşil bandın  $Zn_o$  kusurunu içerdiğini belirlemiştir. Buradan da görüldüğü gibi yeşil dalga boyuna karşılık gelen soğurma pikleri bu kusurlarla ilgilidir. 350-400nm dalga boyu aralığındaki fotoakım artışı bant kenarı soğurmasıyla valans bandından iletkenlik bandına fotonlar ile elektronların uyarılmasıyla olmaktadır. 300-350nm arasındaki fotoakım artışı denge dışı durumların iletkenliğe katkısından kaynaklanabileceği gibi valans bandındaki daha derin seviyelerdeki elektronların iletkenlik bandına uyarılmasıyla da olabilir. Şekil 4.8'de numune aydınlatılmadan önceki karanlık akımını çıkardıktan sonra kalan fotoakımın dalga boyuna bağlı değişimi görülmektedir. Karanlık akımı değeri  $I_{karanlık}=5.220 \mu A$ 'dir. Şekil 4.9'da p-ZnO numunesindeki dalga boyuna bağlı fotoiletkenlik spektral değişimi görülmektedir. Ultraviyole bölgede, 364 nm dalga boyuna karşılık gelen bir soğurma piki vardır. Bu pik band kenarı soğurmasına karşılık gelir. Görünür bölgede; 466 nm, 550 nm ve 675 nm dalga boyuna karşılık gelen soğurma pikleri görülmektedir. 466 nm mavi ışığın dalga boyuna, 550 nm yeşil ışığın dalga boyuna ve 675 nm'de kırmızı ışığın dalga boyuna karşılık gelmektedir. Kızılötesi bölgede n tipi ZnO'da olduğu gibi geniş bir soğurma bölgesi görülmemektedir.





Şekil 4.8. N-ZnO (as-grown) ince filminde 2 volt gerilim uygulanarak dalga boyuna bağlı alınan karanlık akımı çıkarıldıktan sonra fotoakımdaki spektral değişim



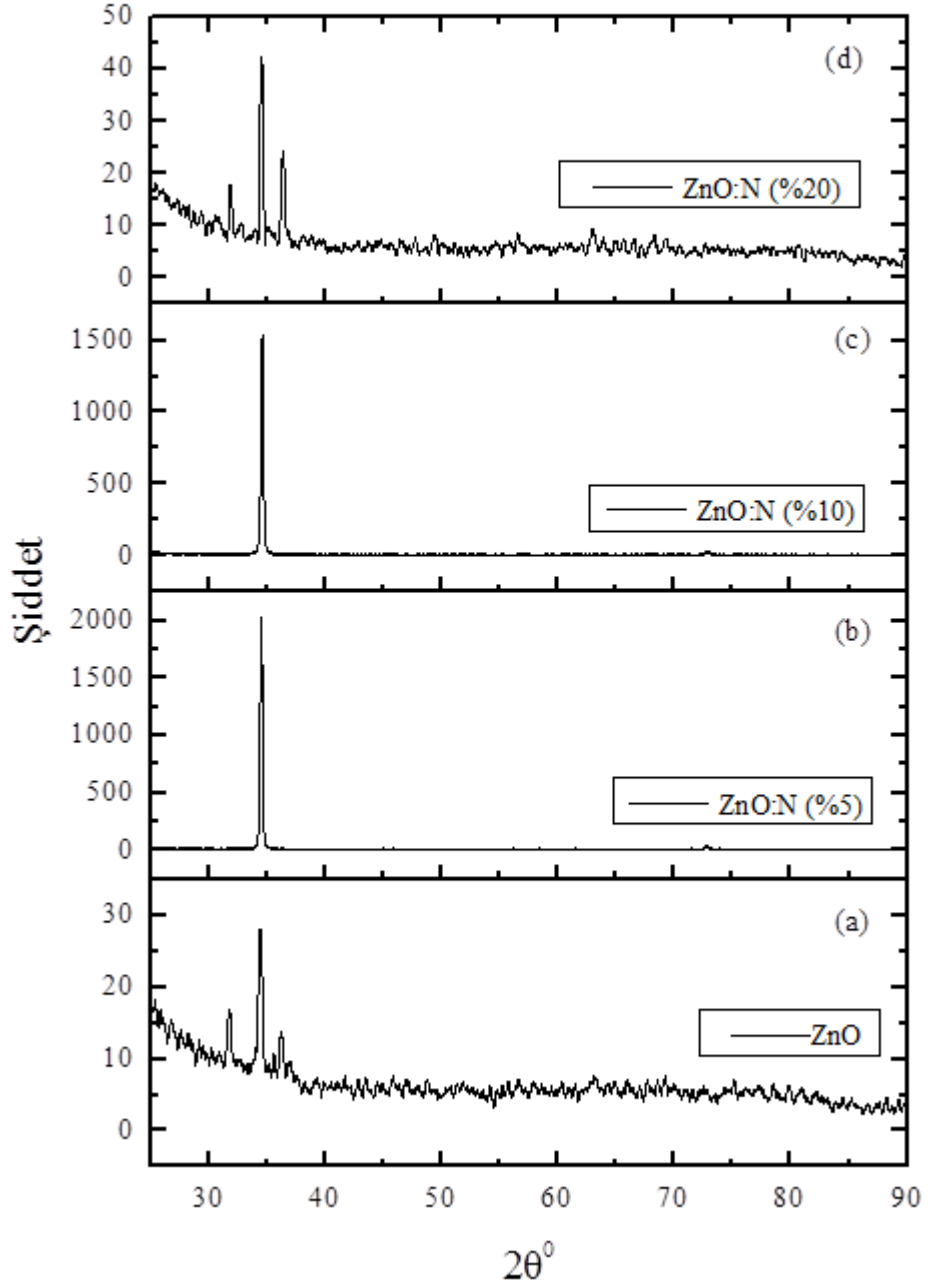
Şekil 4.9. P-ZnO (as-grown) ince filminde 2 volt gerilim uygulanarak dalga boyuna bağlı alınan fotoakımdaki spektral değişim

P-ZnO'nun oksijence zengin ortamda büyütüldüğü düşünülürse, n-ZnO'daki soğurma merkezlerinin p-ZnO'da olmadığı yada konsantrasyonunun düşük olduğu sonucuna varılabilir.

#### **4.4. Sol-jel Spin Kaplama Yöntemiyle Hazırlanan ZnO ve ZnO:N İnce Filmler**

##### **4.4.1. Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin X-ışını kırınımı analizleri**

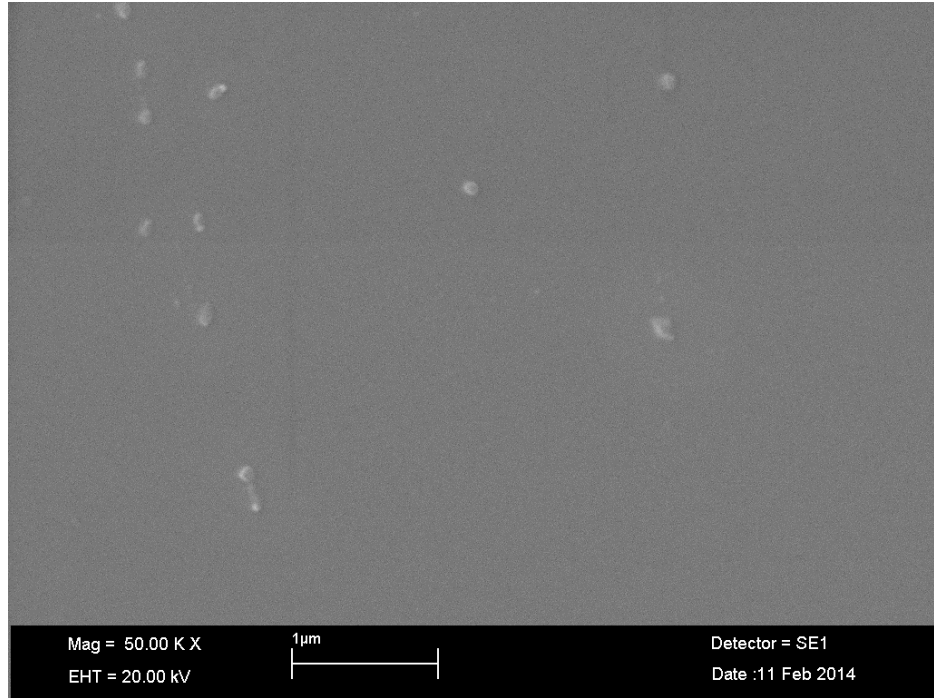
Sol jel ve spin kaplama yöntemleriyle kuartz altlık üzerine hazırlanan ZnO:N ince film kristallerin x-ışını kırınımı ölçümleri Bruker AXS D8 Advance model difraktometrede  $\lambda=0.15406$  nm dalga boylu  $\text{CuK}_\alpha$  ışığı kullanılarak yapılmış ve tarama adımı  $0.02^\circ/\text{s}$  olarak seçilmiştir. Hazırlanan ZnO:N (%0, 5, 10, 15 ve 20) ince film kristallerin x-ışını kırınım desenleri Şekil 4.10'da gösterilmiştir. Bu örneklerden sadece ZnO:N (%0)'ın x-ışını kırınımı mikroskop camları üzerine hazırlanmış örnekten alınmıştır. Öncelikle, x-ışını kırınımı verilerinden  $2\theta$  açısına karşılık gelen piklerin miller indisleri tesbit edilmiştir. ZnO ince filmde (100), (002) ve (101) yansıma düzlemlerinden gelen kırınım pikleri görülürken [40-42]; ZnO:N (%5) ve ZnO (%10) ince filmlerinde (002) düzlemlerinden gelen kırınım pikleri ve ZnO:N (%20) ince filmde de (100), (002) ve (101) yansıma düzlemlerinden gelen kırınım pikleri görülmektedir. Şekil 4.10'dan tanecik büyüklükleri scherrer formülü yardımıyla hesaplanmıştır. Tanecik büyüklükleri ZnO için 14.75 nm; ZnO:N (%5) için 35.10 nm; ZnO:N (%10) için 57.30 nm ve ZnO:N (%20) için 28.59 nm olarak bulunmuştur. Bu değerlerden anlaşıldığı gibi ZnO:N örnekleri içinde en büyük tanecik sınırları ZnO:N (%10) örneğinde en küçük tanecik sınırları da ZnO:N (%20) ince filmde olduğu bulunmuştur. Ayrıca, (002) piklerinin FWHM ( maksimum yüksekliğin yarı genişliği ) değerleri de hesaplanmış ve ZnO:N (%5), ZnO:N (%10) ve ZnO:N (%20) örneklerinde  $0.237^\circ$ ,  $0.145^\circ$  ve  $0.291^\circ$  olarak elde edilmiştir. Bu değerlerden, ZnO ince film örneğiyle karşılaştırdığımızda, başlangıç çözeltisinde kullanılan ( $\text{CH}_3\text{COONH}_4$ ) oranı değiştikçe kristalleşme kalitesinde de bir değişim olduğunu söyleyebiliriz.



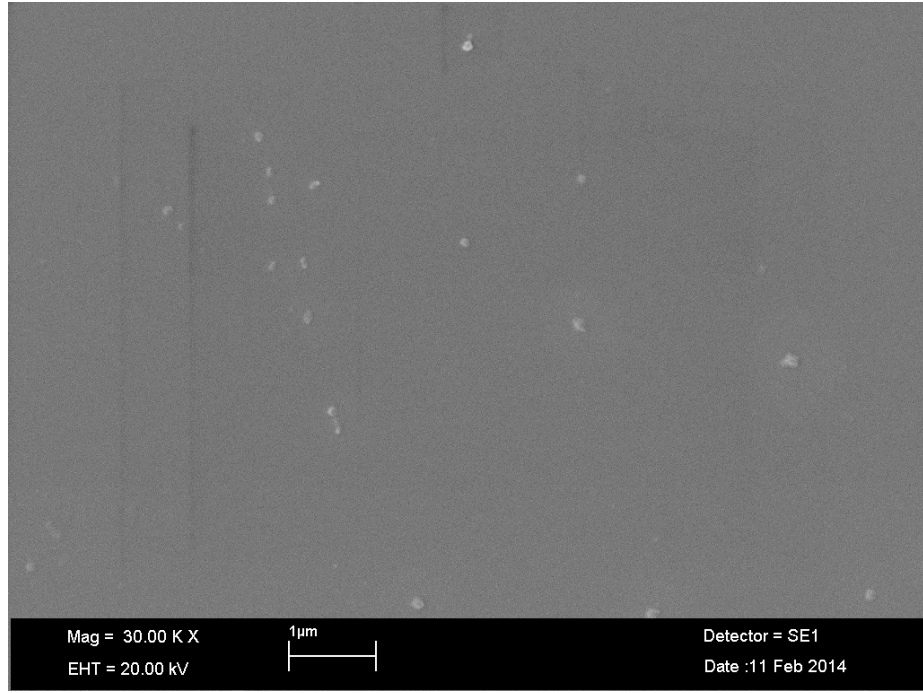
**Şekil 4.10.** X-ışını kırınımı desenleri: (a) Mikroskop camları kullanılarak hazırlanan ve  $400^{\circ}\text{C}$ 'de hava ortamında tavlama işlemi yapılan ZnO ince film. Kuartz taban malzemesi üzerine hazırlanan ve  $700^{\circ}\text{C}$ 'de azot ortamında tavlama işlemi yapılmış ZnO:N ince filmler: (b), (c) ve (d).

#### 4.4.2. Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin taramalı elektron mikroskobu (SEM) analizleri

Kuartz altlık üzerine hazırlanan ve 700 °C azot ortamında iki saat tavlama işlemi yapılmış ZnO:N ince filmlerin farklı büyütme oranlarında alınmış SEM resimleri Resim 4.1'den Resim 4.4'e kadar gösterilmiştir. Bu Resimlerden yüzey morfolojisi incelendiğinde, başlangıç çözeltisindeki (CH<sub>3</sub>COONH<sub>4</sub>) oranı arttıkça birbirine bağlı tanecik sınırları daha belirgin olmaya başladığı ve hekzagonal şekilli tanecikler olduğu görülür. SEM analizinden tanecik boyutlarının amonyum asetat oranı %20 olan örnekte 100 nm ile 220 nm arasında değiştiği bulunmuştur. Bu değerlerin XRD spektrumundan hesaplanan tanecik boyutlarına göre daha büyük olduğu görülmektedir.

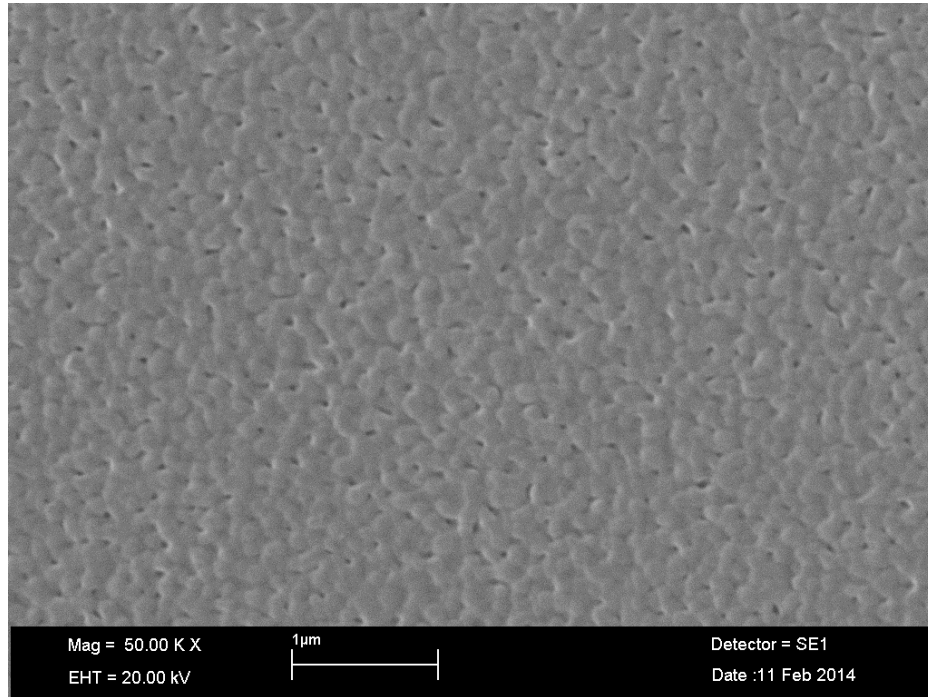


(a)

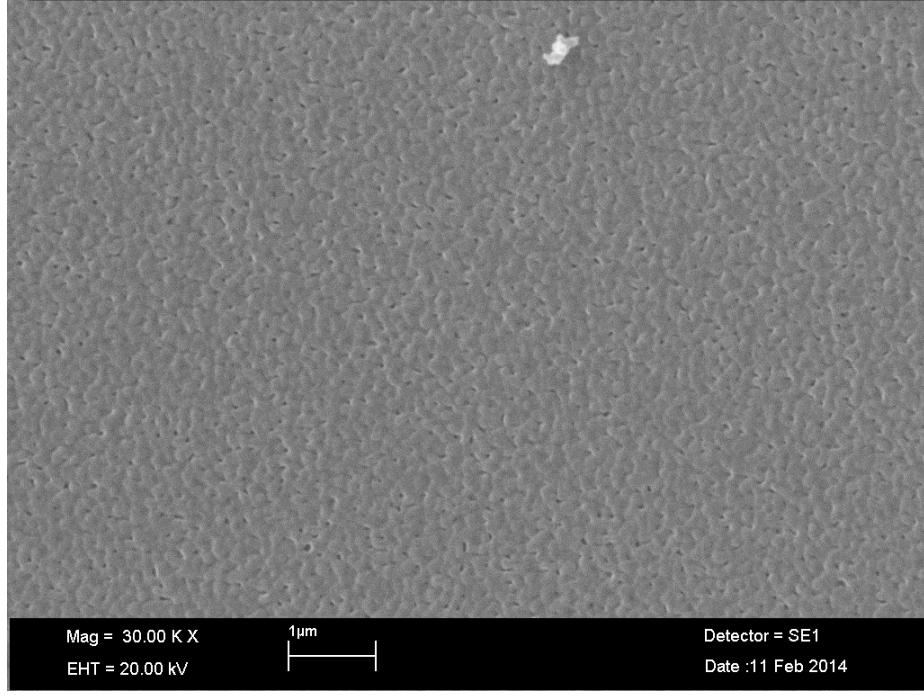


(b)

**Resim 4.1.** (a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%5) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri

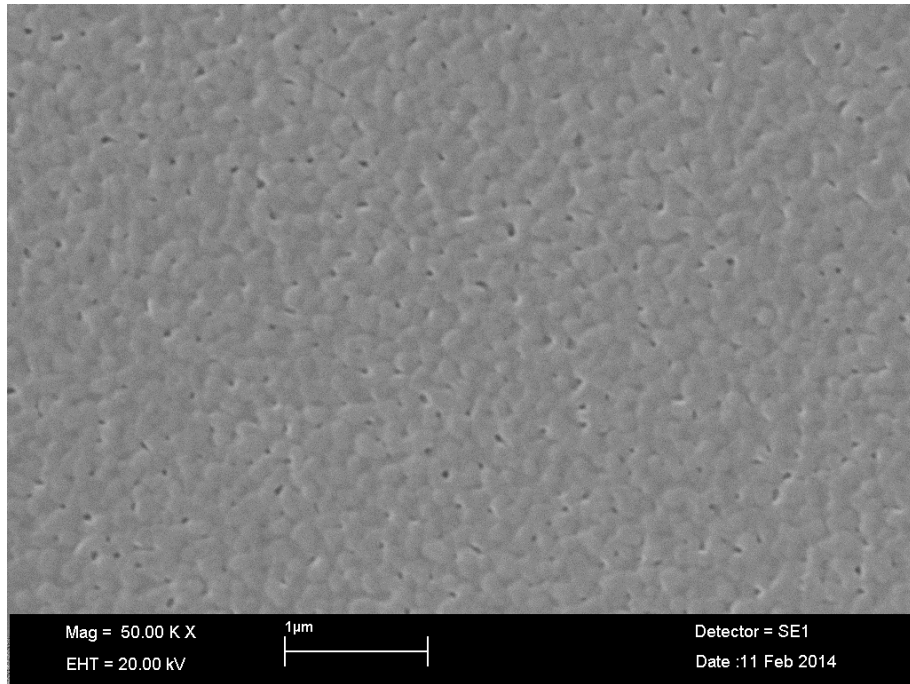


(a)

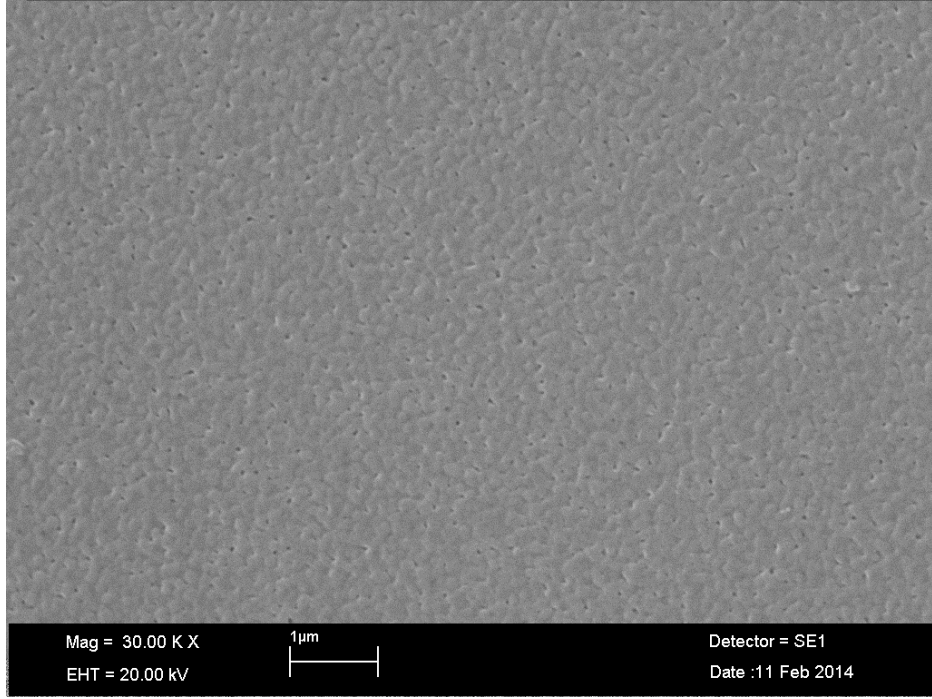


(b)

**Resim 4.2.** (a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%10) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri

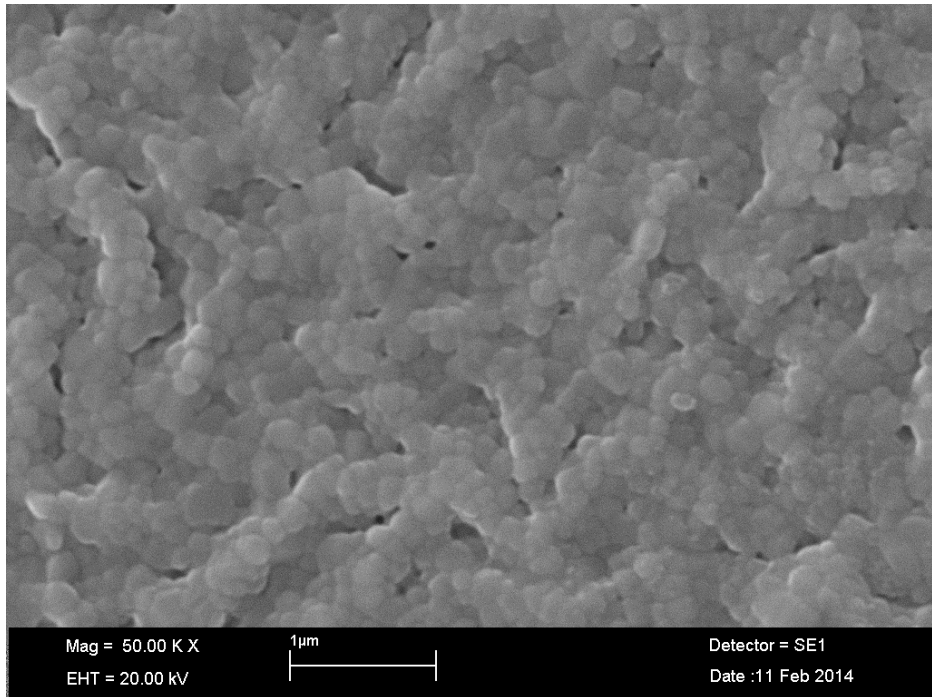


(a)

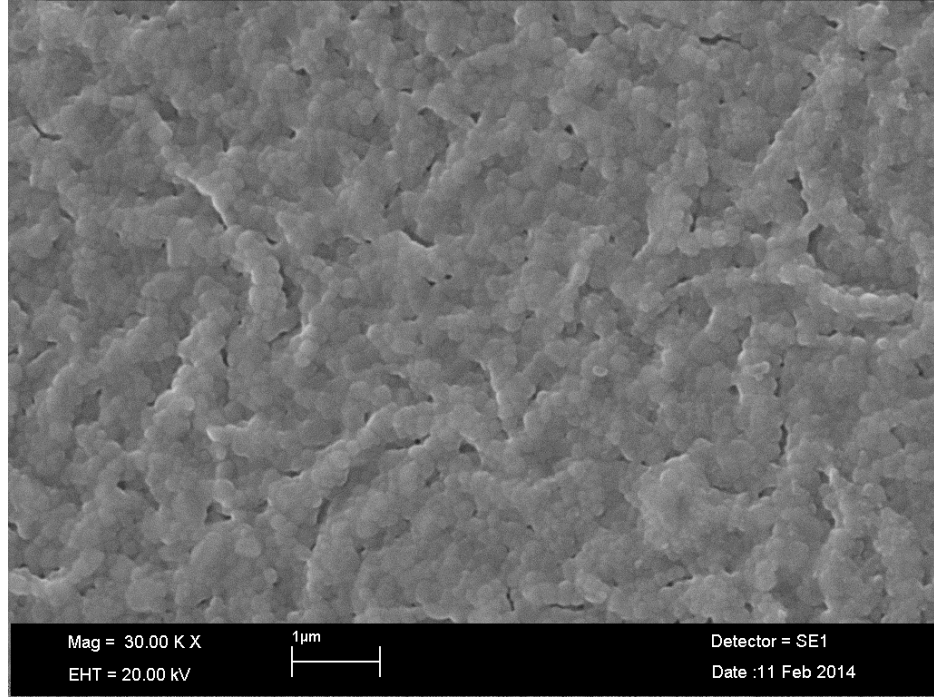


(b)

**Resim 4.3.** (a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%15) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri



(a)



(b)

**Resim 4.4.** (a) ve (b) Hazırlanan ZnO:N (%20) ince filmlerden farklı büyütme oranlarında alınmış SEM görüntüleri

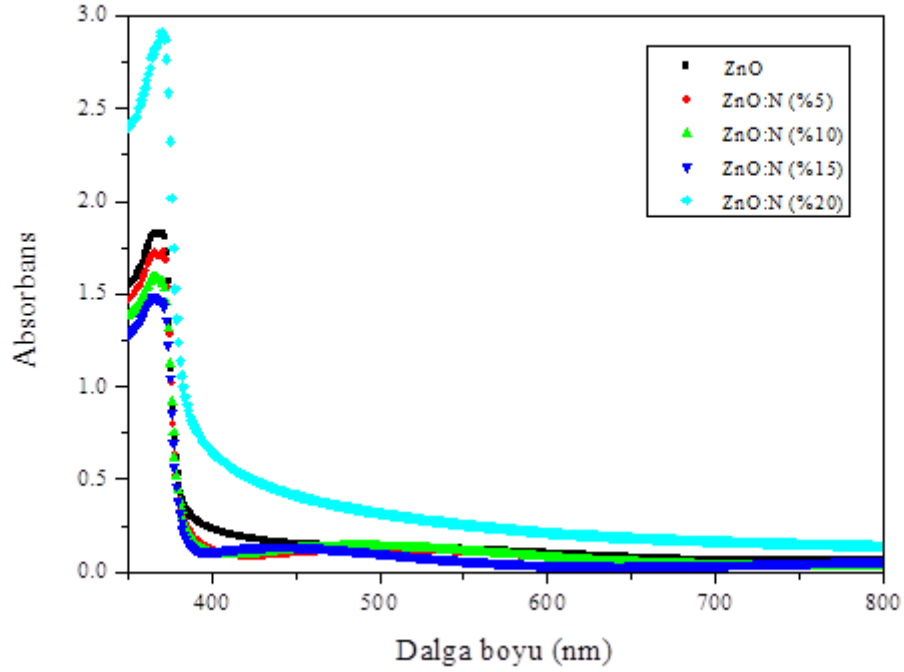
#### 4.4.3. Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin optik özelliklerinin belirlenmesi

Kuartz altlık üzerine hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin optik soğurma ölçümleri Perkin Elmer lambda 25 UV/VIS spektrometresi kullanılarak oda sıcaklığında alındı. Absorbans ve Transmittans değerlerinin numune üzerine gelen fotonun dalga boyuna göre 380- 800 nm aralığındaki spektral değişimi Şekil 4.11 ve Şekil 4.12’de verilmiştir. Bu aralıkta bazı dalga boyuna karşılık gelen absorbans ve transmittans değerleri de Tablo 4.3 ve 4.4’te gösterildi. Absorbans değerleri, soğurma katsayısı değerlerine dönüştürüldü. Bu spektral değişim Şekil 4.13’de görülmektedir. N katkılama yüzdesine bağlı olarak yasak enerji aralığının değişimi, ZnO kristali direkt yasak enerji aralığına sahip olduğundan, eşitlik (2.47) kullanılarak hesaplandı. Yasak enerji aralıklarının nasıl bulunduğu ve başlangıç çözeltisindeki ( $\text{CH}_3\text{COONH}_4$ ) yüzdesine göre değişimi Şekil 4.15’den Şekil 4.20’ye kadar ve Tablo 4.5’te gösterilmiştir.

Şekil 4.11 ve Tablo 4.3 incelendiğinde, ZnO ince filmin görünür bölgedeki 700, 600, 500 ve 400 nm dalga boylarına karşılık gelen absorbans değerlerinin ZnO:N (%5),



ZnO:N(%10) ve ZnO:N(%15) ince filmlerin aynı dalga boylarına karşılık gelen absorban değerlerinden daha büyük olduğu görülür. ZnO:N(%20) filmi için ise adı geçen dalga boylarına karşılık gelen absorban değerlerinin bütün diğer filmlerin absorban değerlerinden daha büyüktür. Hazırlanan ince filmlerin hepsinde dalga boyu 400 nm'den aşağıya doğru küçülürken absorban değerlerinde keskin bir artış olmaktadır.

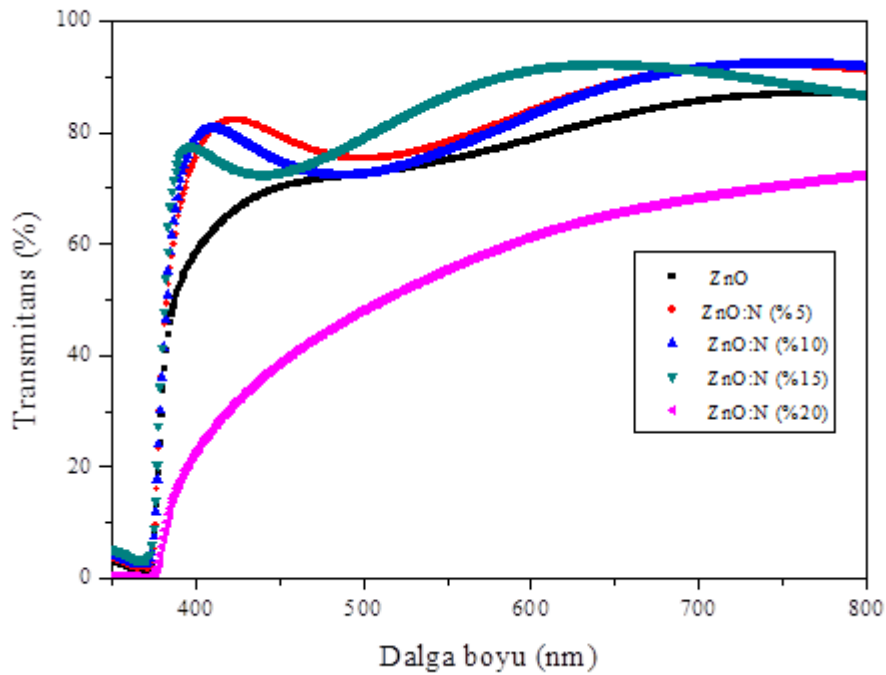


**Şekil 4.11.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre absorban değerlerinin spektral değişimi

**Tablo 4.3.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde bazı dalga boylarına karşılık gelen absorban değerleri

$\lambda$ (nm)	Numune				
	ZnO	ZnO:N(%5)	ZnO:N(%10)	ZnO:N(%15)	ZnO:N(%20)
700	0.0676	0.0384	0.0387	0.0399	0.1652
600	0.1038	0.0767	0.0801	0.0393	0.2121
500	0.1394	0.123	0.1395	0.1021	0.3172
400	0.2356	0.1226	0.1019	0.112	0.6481

Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerin yüzde transmittanslarının dalga boyuna göre değişimi Şekil 4.12’de ve bu değişimlere ait veriler Tablo 4.4’te verilmiştir. İnce filmler hazırlanırken başlangıç çözeltisindeki ( $\text{CH}_3\text{COONH}_4$ ) oranı sıfırdan %15’e doğru arttığında transmittans değerlerinin de arttığı ve filmlerin geçirgenliğinin %80 civarında olduğu belirlenmiş olup ( $\text{CH}_3\text{COONH}_4$ ) oranı %20 olan filmde geçirgenliğin düştüğü ve en düşük geçirgenliğe bu filmin sahip olduğu tespit edilmiştir. Transmittans değerlerini dalga boyuna göre incelediğimizde filmlerin hepsinde 400 nm’den daha küçük dalga boylarında keskin bir azalma görülmektedir.



**Şekil 4.12.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre yüzde transmittans değerlerinin spektral değişimi

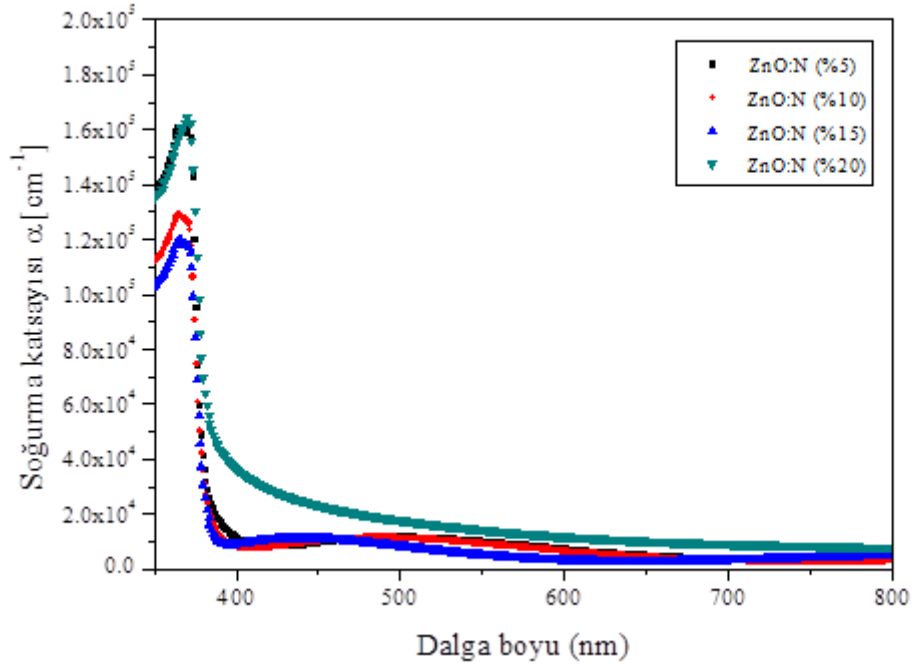
**Tablo 4.4.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde bazı dalga boylarına karşılık gelen yüzde transmittans değerleri

$\lambda$ (nm)	Numune				
	ZnO	ZnO:N (%5)	ZnO:N (%10)	ZnO:N (%15)	ZnO:N (%20)
700	85.58	91.54	91.48	91.22	68.36
600	78.73	83.81	83.16	91.34	61.36
500	72.54	75.34	72.53	79.06	48.18
400	58.13	75.41	79.09	77.28	22.29

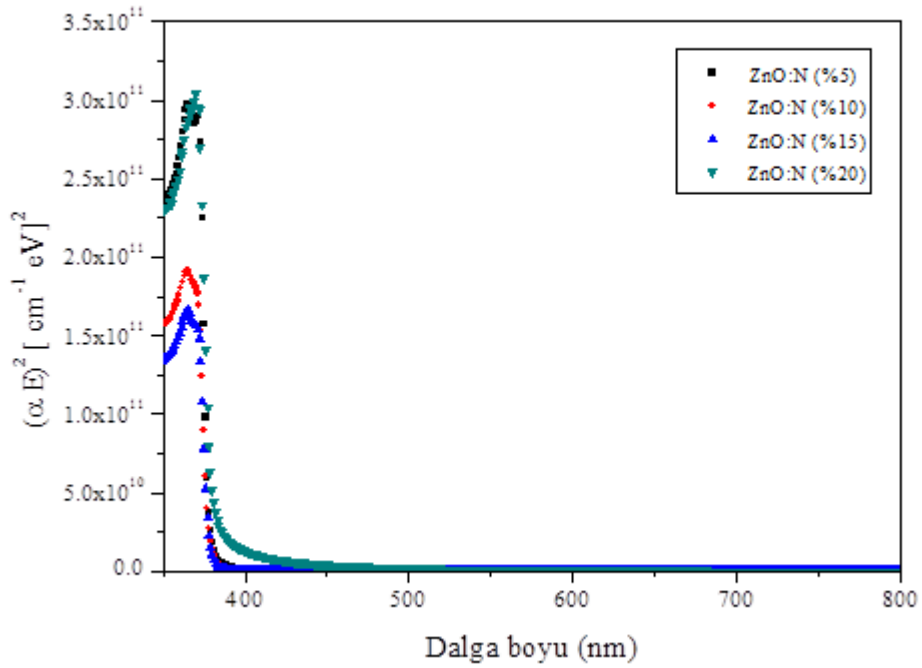
Perkin Elmer 25 UV/VIS spektrometresi kullanılarak ölçülen absorbanans değerleri  $\alpha = 2.303 \frac{\log(\frac{1}{T})}{d}$  eşitliği [37] yardımıyla soğurma katsayısı değerlerine dönüştürüldü. Burada T transmittans, d ise film kalınlığıdır. Şekil 4.16'da soğurma katsayısının dalga boyuna bağlı spektral değişimi verilmiştir. Dalga boyu 400 nm'den aşağı doğru küçüldükçe keskin bir soğurma kenarı görülmektedir. Bu bölgedeki temel optik soğurma direkt ya da indirekt olabilmektedir. Hazırlanan ince filmlerde optik soğurma direkt geçişlerle olduğundan yasak enerji aralığı bulurken  $(\alpha hv)^2 = C(hv - E_g)$  eşitliği kullanıldı [47]. Burada  $(\alpha hv)^2 = 0$  iken yasak enerji aralığı hv'ye eşit ( $E_g= hv$ ) olmaktadır.  $(\alpha hv)^2$ 'nin örnek yüzeyine gelen fotonun dalga boyuna göre spektral değişimi Şekil 4.14'de katkılanan bütün ince filmler için verilmektedir. Her bir ince filmde  $E_g$ 'nin nasıl bulunduğu Şekil 4.15'den Şekil 4.19'a kadar gösterilmiştir. Hesaplanan  $E_g$  değerlerinin başlangıç çözeltisindeki azot oranına göre değişimi Şekil 4.20 ve Tablo 4.5'te görülmektedir. Buradan, katkılanan azot (N) yüzdesi artarken yasak enerji aralığının da 3.286 eV'dan 3.259 eV'a  $\Delta E_g=27$  meV kadar daraldığını kırmızıya kaydığını söyleyebiliriz. Katkılanan N yüzdesi artarken optik soğurma katsayısı  $\alpha$  ZnO ince filme göre artış göstermiştir.

H. Nian ve ark.. (2009), daldırma yöntemiyle kuartz taban mazlemesi üzerine farklı oranlarda azot katkılı olarak ve N ortamında 800 °C'de 1 saat tavlama işlemi yaparak ZnO ince filmler hazırlamışlardır. Yaptıkları elektriksel ve optiksel incelemede yasak enerji aralığının, artan N katkılama (%5, 10, 20) bağlı olarak, 3.28 eV'dan 3.25 eV'a azaldığı ve kırmızıya kaydığını bulmuşlardır ki bu sonuç bizim yaptığımız çalışmayı destekler niteliktedir [52]. Spektrumlardaki zayıf dalgalanmalar, ince film katmanlarındaki girişim olayları nedeniyledir. ZnO:N ince filmlerin yakın bant kenarındaki optik soğurma artışı saydam iletken oksit filmlerin tipik bir özelliğidir. Tavlama işlemi esnasında,  $(CH_3COONH_4)$  süblimleşir ve  $N_2$ , NO,  $NO_2$  ve  $O_2$ 'ye ayrılır. Azot düşük çözülebilirliği nedeniyle az verimli bir katkı elementidir ve ihmal edilebilir. Bu nedenle katkılama, donör kusuru olarak  $NO_2$  moleküllerine akseptör kusuru olarak ta NO moleküllerine bağlıdır. Moleküler katkılama nedeniyle daha yüksek N kimyasal potansiyeli kusur oluşum enerjisine azalır [53-54].

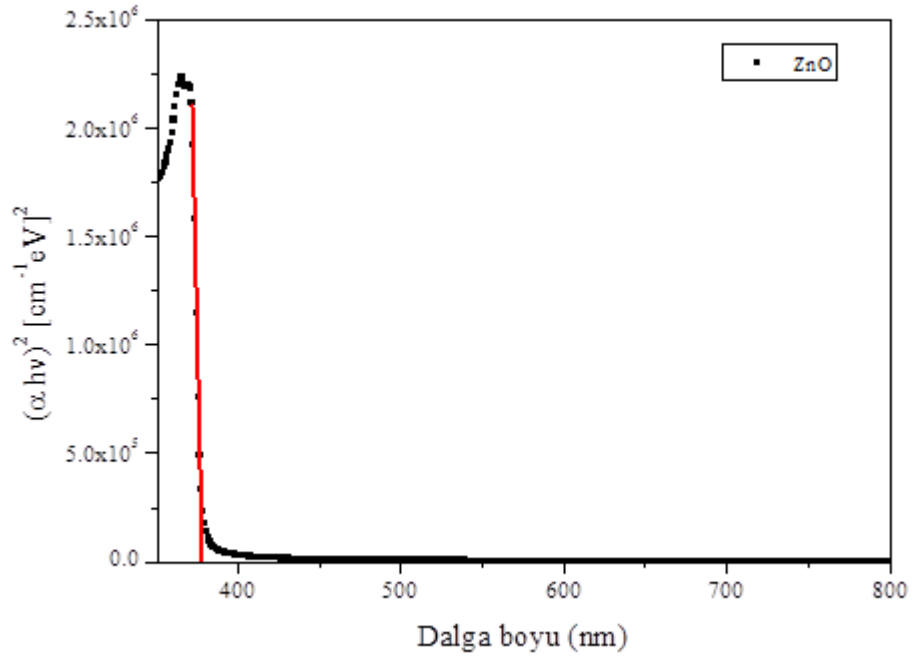
C. Ravichandran ve ark.., (2010), sol jel ve spin kaplama yöntemiyle N katkılı ZnO ince filmler kaplamışlar ve fotolüminesans (PL) özelliklerini incelemişlerdir. 3.29



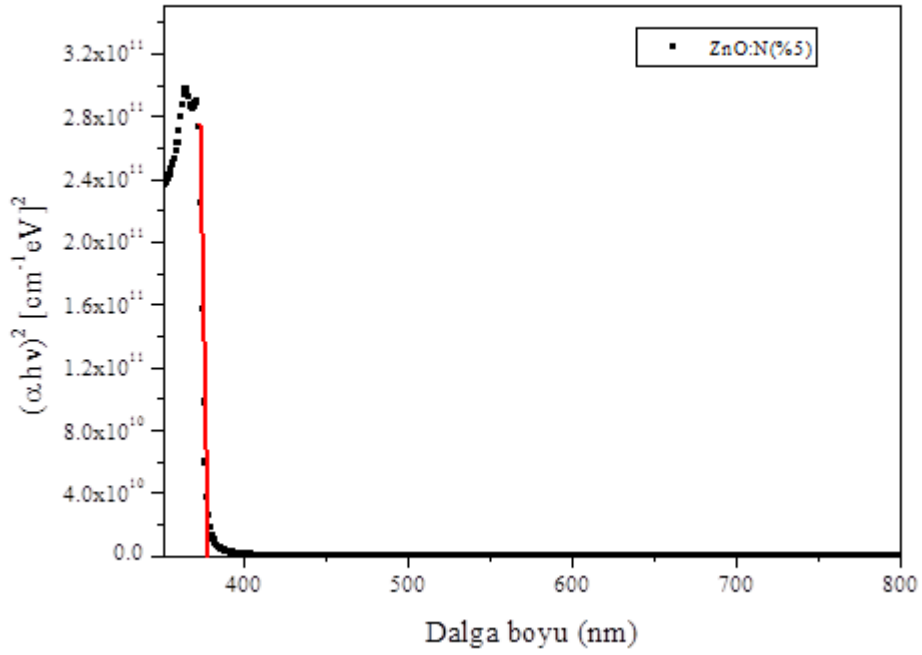
Şekil 4.13. Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde numune yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre soğurma katsayısının spektral değişimi



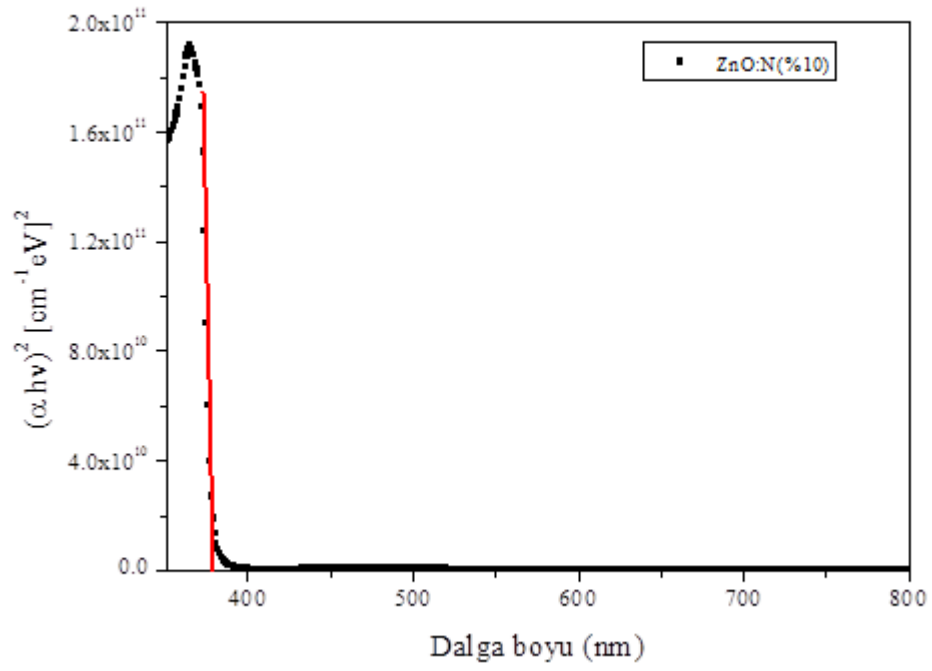
Şekil 4.14. Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi



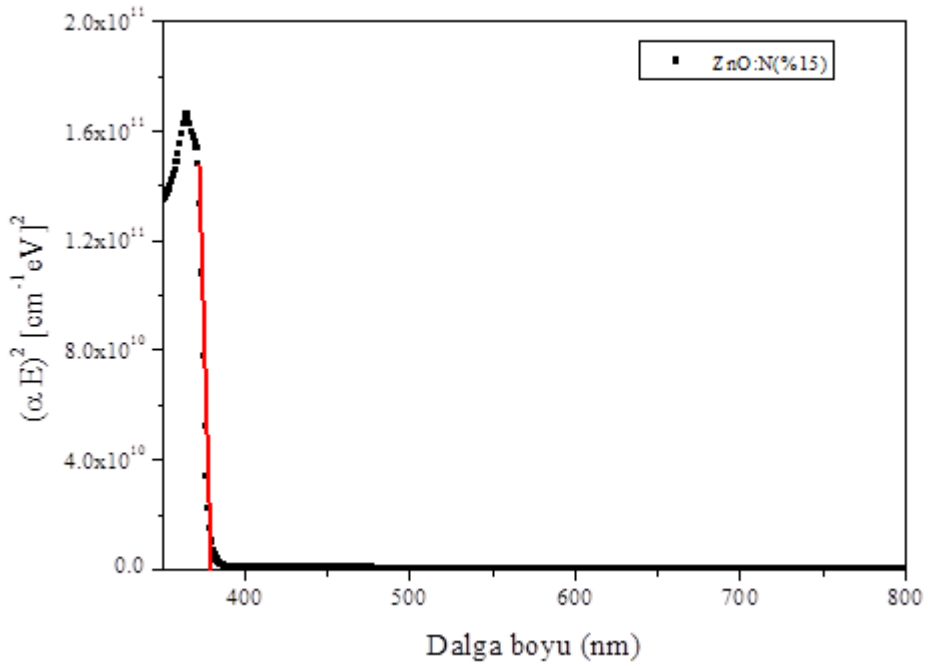
Şekil 4.15. Hazırlanan ZnO ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi



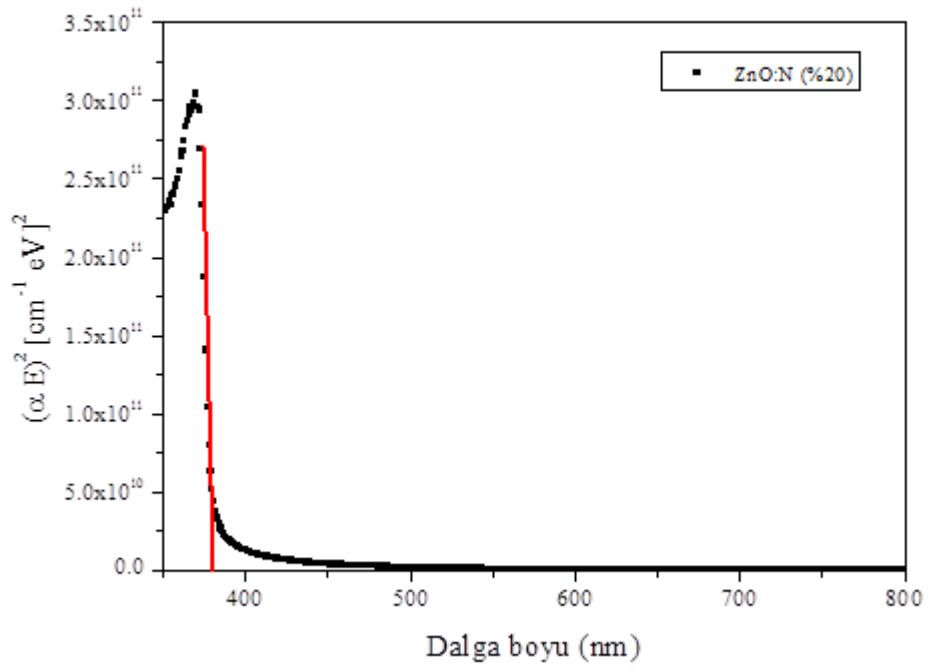
Şekil 4.16. Hazırlanan ZnO:N (%5) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi



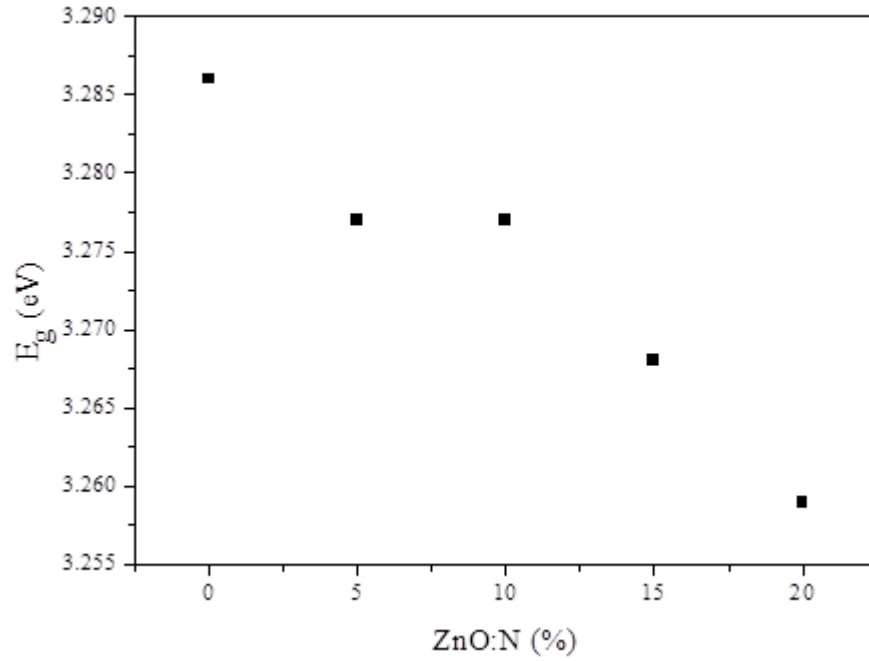
**Şekil 4.17.** Hazırlanan ZnO:N (%10) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi



**Şekil 4.18.** Hazırlanan ZnO:N (%15) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi



**Şekil 4.19.** Hazırlanan ZnO:N (%20) ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre  $(\alpha E)^2$ 'nin spektral değişimi



**Şekil 4.20.** Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde katılan N yüzdesine göre yasak enerji aralığının ( $E_g$ ) değişimi

**Tablo 4.5.** Hazırlanan ZnO:N ince filmlerinde katkılanan N yüzdesine göre yasak enerji aralığının ( $E_g$ ) değişimi

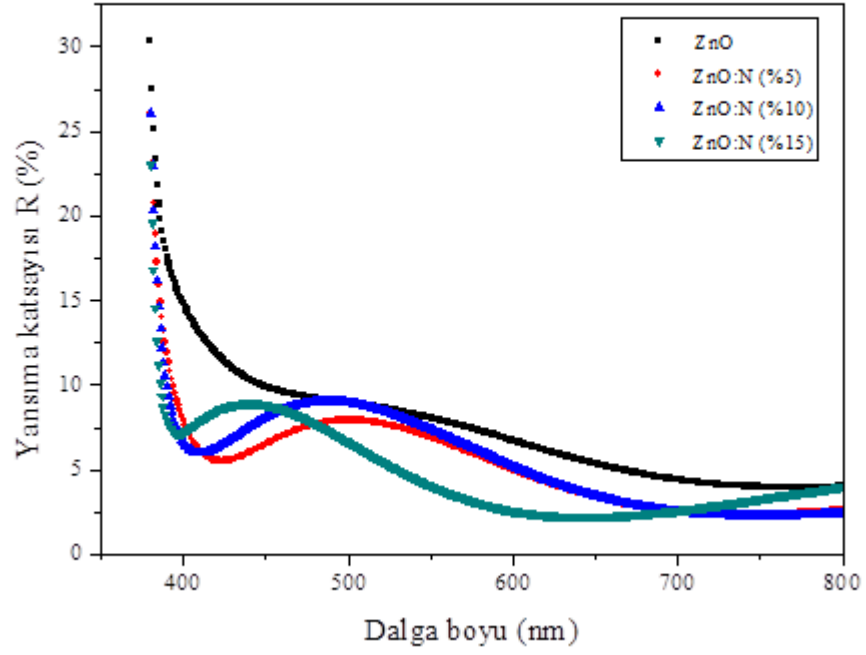
Numune	Yasak Enerji Aralığı ( $E_g$ , eV)
ZnO	3.286
ZnO: N(%5)	3.277
ZnO: N(%10)	3.277
ZnO: N(%15)	3.268
ZnO: N(%20)	3.259

eV'teki PL pikinden katkılanmış N'nin bir sığ akseptör olarak davrandığını önermişlerdir [55]. ZnO:N filmlerinde derin seviyelerden gelen radyasyon katkılanmış N ile ilgili olabilir [56].

Hazırlanan ZnO ve ZnO:N (%5, 10 ve 15) ince film örneklerin yansımaya katsayıları hesaplandı. Yansımaya katsayısı R'nin dalga boyuna göre değişimi Şekil 4.21'de ve bazı dalga boylarına karşılık bulunan yüzde yansımaya katsayısı değerleri Tablo 4.6'da verilmiştir. Bu şekil ve tablodan görüldüğü gibi, katkılama yapılan ZnO:N ince film örneklerin yansımaya katsayısı ZnO ince filmlerinkine göre daha küçük bulunmuştur. ZnO ince filmim yansımaya katsayısı R, 800 nm dalga boyundan 400 nm dalga boyuna %3.99'dan %14.81'e değişerek artarken ZnO:N ince film örneklerin yansımaya katsayıları 800 nm'de minimum %2.43'ten 400 nm'de maksimum %7.90'a artmaktadır. Buradan, gelen ışığın dalga boyu küçülürken enerjisi artmakta ve örneklerin kırıcılığı artarken de yansımaya miktarı artmaktadır sonucunu çıkarabiliriz.

Sönüm katsayısı hesaplanırken  $\kappa = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$  eşitliği kullanıldı [48]. ZnO ve ZnO:N ince filmlerin hesaplanan sönüm katsayısı değerleri örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna bağlı olarak Şekil 4.22'de ve bazı dalga boyuna karşılık değerleri gösterilmiştir. ZnO ince filmde sönüm katsayısı 800 nm'de  $3.17 \times 10^{-2}$  iken 400 nm'de  $6.06 \times 10^{-2}$  değerine arttığı görülmektedir. Bu sonuç beklenmelidir; çünkü, örnek yüzeyine gelen ışığın enerjisi arttıkça soğurma katsayısı da artmakta ve sönüm katsayısı soğurma katsayısı ile orantılı olduğundan sönüm katsayısı artmaktadır. ZnO:N ince film

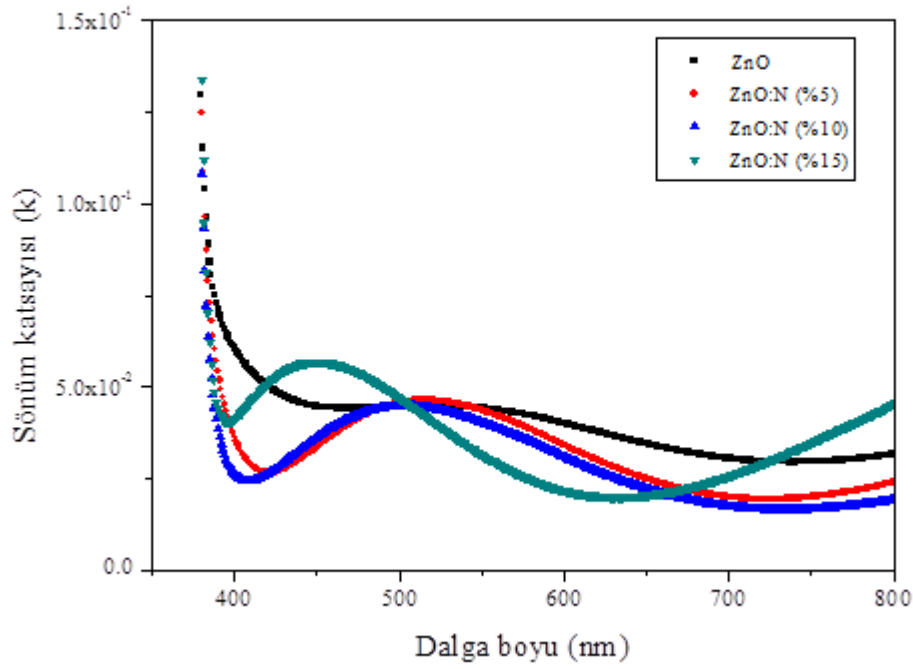




**Şekil 4.21.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre yansımaya katsayısı R'nin değişimi

**Tablo 4.6.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde katılanan N yüzdesine göre yansımaya katsayısı R'nin (%) değişimi

$\lambda$ (nm)	Numune R (%)			
	ZnO	ZnO:N (%5)	ZnO:N (%10)	ZnO:N (%15)
800	3.99	2.63	2.43	4.00
700	4.39	2.50	2.51	2.60
600	6.71	4.97	5.19	2.56
500	8.96	7.92	8.96	6.59
400	14.81	7.90	6.58	7.22

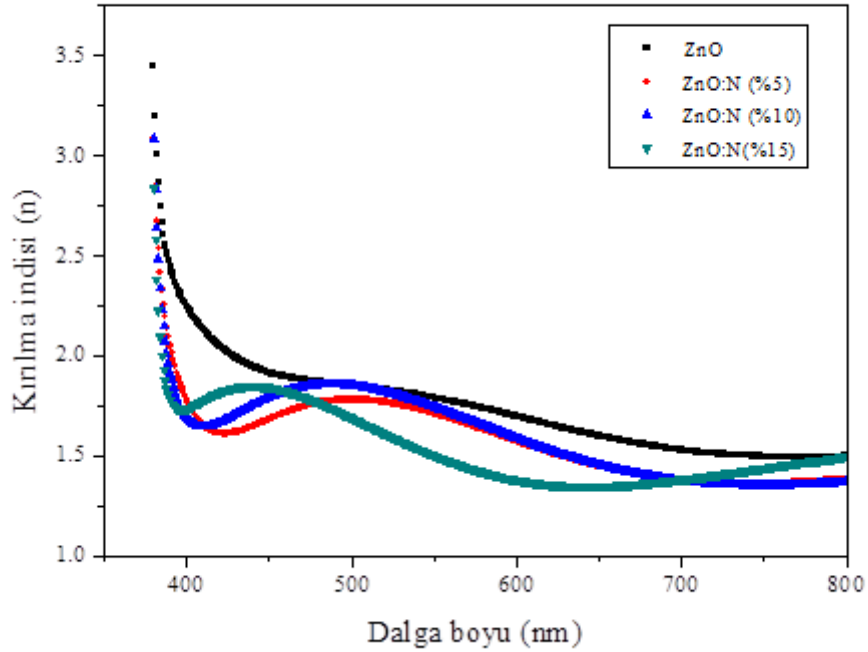


**Şekil 4.22.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre sönüm katsayısı  $k$ 'nın değişimi

örneklerinde sönüm katsayılarının ZnO ince film örneklere göre daha küçük olduğu görülmektedir. 800 nm'de en küçük sönüm katsayısı  $1.93 \times 10^{-2}$  iken 400 nm'de en büyük sönüm katsayısı değeri  $4.12 \times 10^{-2}$  olmaktadır. ZnO:N ince film örneklerinde de örnek yüzeyine gelen ışığın enerjisi artarken sönüm katsayısı artmaktadır ki bu beklenen bir sonuçtur. Katkılanan N oranı arttıkça sönüm katsayısı da genel olarak artmıştır.

Yansıma katsayısı ve sönüm katsayısı değerlerinden yararlanarak hesaplanan kırılma indisinin örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre değişimi Şekil 4.23'de gösterilmiştir. ZnO ince filmlerin kırılma indisi 800 nm'de 1.5 iken 400 nm'de 2.25 olmaktadır. Işığın frekansı arttıkça kırılma indisi belirli bir frekans değerine kadar artar sonra frekans değeri artmaya devam ederken tekrar azalma gösterir ve 1'in altında bir değer alıp tekrar toparlanarak sabit bir değere ulaşır [49]. Bizim kırılma indisini incelediğimiz dalga boyu aralığında frekans artarken kırılma indisinin arttığı görülmektedir. ZnO:N ince filmlerinin kırılma indisi değerlerini incelediğimizde 800 nm'de en küçük kırılma indisi değerinin 1.39, 400 nm'de en büyük kırılma indisi

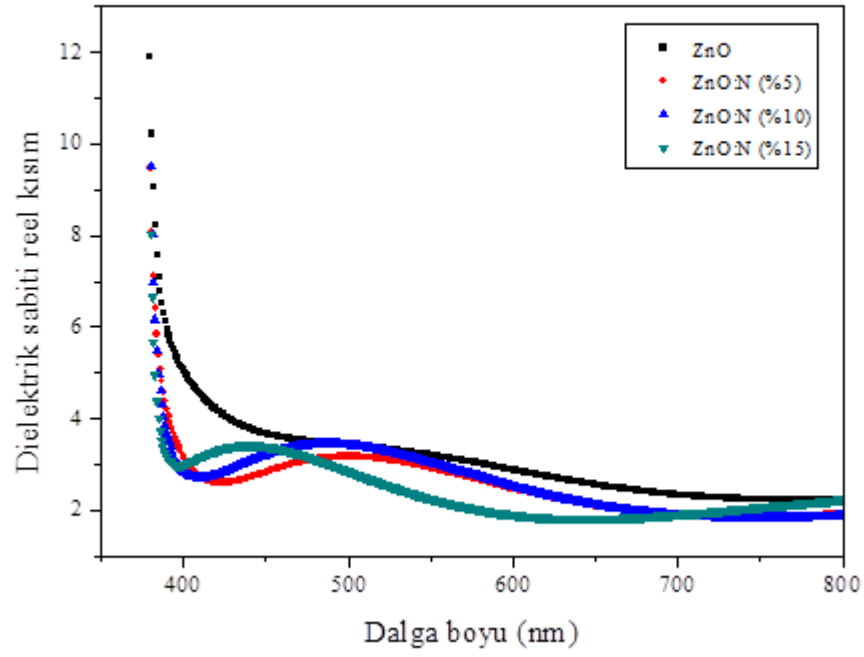
değerinin de 1.78 olduğu görülmektedir. ZnO:N ince filmlerin bu kırılma indisi değerlerini, ZnO ince film için bulunan kırılma indisi değerleriyle karşılaştırdığımızda kırılma indisi değerlerinde filmin kalınlıklarına da bağlıdır [50].



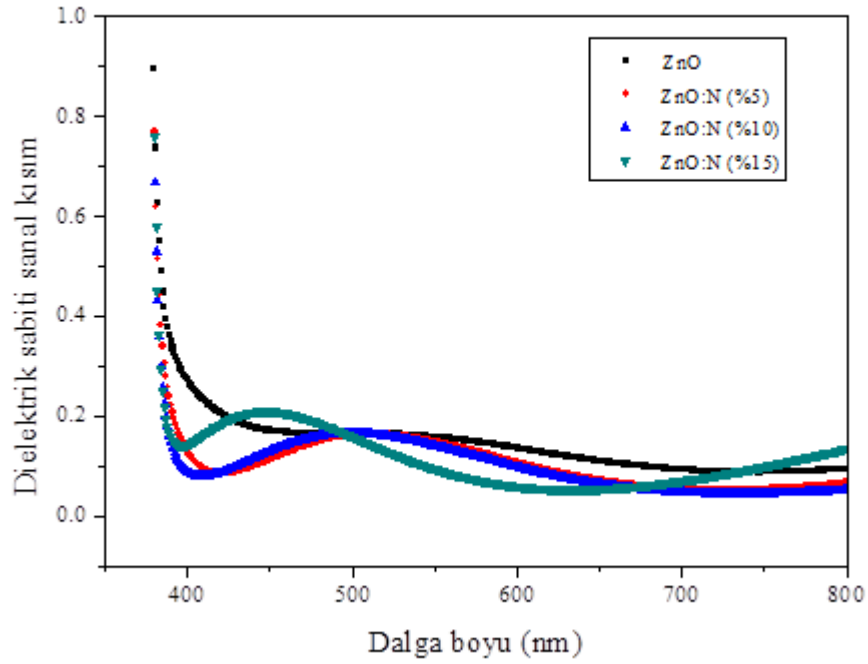
**Şekil 4.23.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre kırılma indisi n'nin değişimi

Dağınım optik haberleşme malzemelerini araştırmada ve aygıt tasarımında önemli bir yere sahip olduğundan kırılma indisi ve sönüm sabitinin araştırılması önemlidir [51].

Dielektrik sabitlerinin reel ve sanal kısımlarına ait örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna göre değişimi Şekil 4.24 ve Şekil 4.25'de gösterilmiştir. Hazırlanan ZnO ince filmin dielektrik sabitinin reel kısmının değeri 800 nm'de 2.24 iken 400 nm'de 5.06 olmaktadır. Sanal kısmının en küçük değeri 800 nm'de 0.09 en büyük değeri de 400 nm'de 0.27'dir. ZnO:N filmlerin dielektrik sabitlerinin reel ve sanal kısımlarının değerleri genel olarak ZnO ince filmlerinkinden daha küçüktür. ZnO:N ince filmlerin dielektrik sabitlerinin reel kısmının 800 nm'de en küçük değeri 1.87, 400 nm'de en büyük değeri 3.17'dir. Sanal kısmın 800 nm'de en küçük değeri 0.05, 400 nm'de en büyük değeri 0.14'tür. Bu sonuçları incelediğimiz de görülmektedir ki ZnO ince filmlerin dielektrik sabitinin reel kısmı sanal kısmından daha büyüktür ve dalga boyu



**Şekil 4.24.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde dielektrik sabitinin reel kısmının dalga boyuna göre spektral değişimi



**Şekil 4.25.** Hazırlanan ZnO ve ZnO:N ince filmlerinde dielektrik sabitinin sanal kısmının dalga boyuna göre spektral değişimi

azalırken yani frekans artarken dielektrik sabitlerinin reel ve sanal kısımlarının değerleri de artmaktadır [40].

## 5. BÖLÜM

### SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Reaktif püskürtme yöntemiyle oksijence fakir ortamda ( $O_2/Ar=0.41$ ) safir üzerine büyütülen ZnO ince filmlerin sıcaklığa bağlı, 40-320 K aralığında, optik soğurma ölçümleri alındı. ZnO ince filmlerinde bant kenarı temel soğurmanın direkt geçişlerle olduğu belirlendikten sonra yasak enerji aralıkları hesaplandı. Yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi incelendi ve sıcaklık arttıkça yasak enerji aralığının 3.367 eV'dan 3.277 eV'a  $\Delta E_g=90$  meV azaldığı bulundu. Oksijence fakir ve oksijence zengin ortamlarda büyütülen ZnO ince filmlerin elektriksel özellikleri bir inceleme konusu olarak önerilebilir.

Reactive sputtering yöntemiyle  $O_2/Ar=1.7$  oranında ve büyütme ortamına azot gazı ilave edilerek safir üzerine hazırlanan ZnO ince filmlerin de sıcaklığa bağlı, 20- 320 K aralığında, optik soğurma ölçümleri alındı. Temel soğurma kenarının direkt geçişlerle olduğu belirlendikten sonra yasak enerji aralıkları hesaplandı. Yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı incelenmesinden hazırlanan ince filmin yasak enerji aralığının sıcaklık 20 K'den 320 K'e artarken 3.358 eV'dan 3.259 eV'a  $\Delta E_g=99$  meV daraldığı bulundu. Yarıiletkenlerin sahip olduğu bu genel özelliği bu ince filmlerinde gösterdiği saptandı.

Reaktif püskürtme yöntemiyle silisyum (Si) taban malzemesi üzerine n-tipi ve p-tipi olarak büyütülmüş ZnO ince filmlerinde fotoiletkenlik ölçümleri alındı. n-ZnO (as-grown) ve p-ZnO (as-grown) örneklerinde, örnek üzerine gönderilen ışığın dalga boyuna bağlı fotoiletkenlik sonuçları, Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'da verilmiştir. Şekil 4.8'e bakıldığında, kızılötesi bölgede geniş bir soğurma bölgesi, görünür bölgede 570 nm, 500 nm ve 404 nm dalga boylarına karşılık gelen soğurma pikleri ve ultraviyole bölgede 400 nm'den itibaren artan akım değeri ve 350 nm'ye karşılık gelen bir soğurma piki görülür. Görünür bölgedeki 570 nm ve 500 nm dalga boyları yeşil ışığa, 404 nm dalga boyu da mor ışığa karşılık gelmektedir.

Sol jel ve spin kaplama yöntemleri kullanılarak kuartz taban malzemesi üzerine ZnO ince filmler hazırlandı. Başlangıç çözeltisindeki ( $CH_3COONH_4$ ) oranı artırılarak hazırlanan ince filmlerin yapısal, morfolojik ve optiksel özellikleri incelendi. Alınan x-ışını kırınımı desenlerinde (100), (002) ve (101) yansıma düzlemlerinden gelen yansıma

pikleri elde edildi. Bu piklerden en büyük şiddete sahip pik (0 0 2) düzlemlerinden gelen yansımalara ait pikti. Hazırlanan ZnO ince filmlerin tanecik büyüklükleri de x-ışını kırınımı deseninden scherrer formülü yardımıyla hesaplandı. Tanecik büyüklüklerinin 14.75 nm ile 57.30 nm arasında değiştiği bulundu.

Hazırlanan ZnO ince filmlerin değişik büyütme oranlarında SEM analizleri yapıldı. Başlangıç çözeltisindeki (CH<sub>3</sub>COONH<sub>4</sub>) oranı arttıkça tanecik sınırları daha belirgin olmaya başladı ve (CH<sub>3</sub>COONH<sub>4</sub>) oranı %20 olan ince film örnekte hegzagonal tanecik sınırları görüldü. Bu örnekte yapılan ölçümde tanecik sınırlarının büyüklüğünün 100 nm ile 220 nm arasında değiştiği görüldü. Bu değerlerin XRD spektrumundan hesaplanan tanecik boyutlarına göre daha büyük olduğu görülmektedir ve büyük olmasının nedeni olarak daha küçük tanecik sınırlarına sahip kristallerin birlikte görünmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Lazer diyot ve ışık yayan diyot yapımında yasak enerji aralığı değişimi [8] önemli bir konu olduğundan hazırlanan ZnO ince filmlerde yasak enerji aralığındaki değişim de incelendi. Başlangıç çözeltisindeki (CH<sub>3</sub>COONH<sub>4</sub>) oranı arttıkça yasak enerji aralığının daraldığı hesaplandı. Hesaplanan yasak enerji aralıkları ve yasak enerji aralığındaki değişim, literatürdeki yasak enerji aralığı değerleriyle uyumludur [52]. Optik haberleşme malzemelerinin araştırılması ve aygıt tasarımında optik sabitlerin bilinmesi önemli bir yere sahip olduğundan [51] yansıma katsayısı, transmitans, kırılma indisi, sönüm katsayısı, dielektrik sabitinin reel ve sanal kısımları hesaplandı. Bu değerlerin örnek yüzeyine gelen ışığın dalga boyuna bağlı değişimleri incelendi. Kuartz taban malzemesi üzerine hazırlanan ve 700 °C'de tavlama işlemi yapılan bu ince film örneklerin elektriksel özellikleri de inceleme konusu olabilir.

## KAYNAKLAR

1. Jin, B.J., Bae, S.H., Lee, S.Y., Im, S., “Effects of native defects on optical and electrical properties of ZnO prepared by pulsed laser deposition”, *Materials Science and Engineering B*, 71, 301-305, 2000.
2. Studeniken, S.A., Golego, N., Cocivera, M., “Optical and electrical properties of undoped ZnO films grown by spray pyrolysis of zinc nitrate solution”, *J. Appl. Phys.*, 83(4), 2104-2111, 1998.
3. Subramanyam, T.K., Naidu, B.S., Uthanna, S., “Physical properties of zinc oxide films prepared by dc reactive magnetron sputtering at different sputtering pressures”, *Cryst. Res. Technol.*, 35, 1193-1202, 2000.
4. Fang, G., Li, D., Yao, B.L., “Fabrication and characterization of transparent conductive ZnO:Al thin films prepared by direct current magnetron sputtering with highly conductive ZnO(ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) ceramic target” , *J. Cryst. Growth*, 247, 393-400, 2003.
5. Kobayashi, A., Sankey, O.F., Volz, S.M., and Dow, J.D., “Semiempirical tight-binding band structure of wurtzite semiconductors: AlN, CdS, CdSe, ZnS, and ZnO” , *Physical Review B*, 28, 935-945, 1983.
6. Kucheyev, S.O., Williams, J.S., Jagadish, C., Zou, J., Evans, C., Nelson, A.J., Hamza, A.V., “Ion-beam-produced structural defects in ZnO”, *Physical Review B*, 67, 094115-1-094115-11, 2003.
7. Hahn, S., “SnO<sub>2</sub> thick film sensors at ultimate limits; Performance at low O<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O concentrations; Size reduction by CMOS technology”. *Ph.D. Thesis, Erlangung University, Germany*, 2002.
8. Yıldırım T, Gür E., Tüzemen S., Bilgin V., Köse S., Atay F., Akyüz İ., "Wide-bandgap modification of polycrystalline ZnO using Sn Component on the basis of developing quantum-well hetero-structure” , *Physica E*, 27, 290-295, 2005.



9. Tüzemen, S., Xiong, G., Wilkinson, J., Mischunk, B., Ucer, K.B., Williams, R.T., “Production and properties of p-n junctions in reactively sputtered ZnO”, *Physica B*, 308-310, 1197-1200, 2001.
10. Look, D.C., Hemsley, J.W., Sizelove, J.R., “Residual Native Shallow Donor in ZnO”, *Physical Review Letters*, 82, 2552-2555, 1999.
11. Van de Walle, C.G., “Hydrogen as a Cause of Doping in Zinc Oxide” , *Physical Review Letters*, 85, 1012-1015, 2000.
12. Kobayashi, A., Sankey, O.F., Dow, J.D., “Deep energy levels of defects in the wurtzite semiconductors AlN, CdS, CdSe, ZnS, and ZnO”, *Physical Review B*, 28, 946-956, 1983.
13. Xiong G., Wilkinson, J., Tüzemen, S., Ucer, K.B., and Williams, R.T., “Toward a new ultraviolet diode laser: luminescence and p-n junctions in ZnO films.” *Proceeding of SPIE*, 4644, 256-264, 2002.
14. Ryu, Y.R., Kim, W.J., White, H.W., “Fabrication of homostructural ZnO p-n Junctions”, *J. Cryst. Growth*, 219, 419-422, 2000.
15. Look, D.C., Reynolds, D.C., Sizelove, J.R., Jones, R.L., Litton, C.W., Cantwell, G. and Harsch, W.C., “Electrical Properties of Bulk ZnO”, *Solid State Communications*, 105, 399-401, 1998.
16. Iwata, K., Fons, P., Yamada, A., Matsubara, K., Niki, S., “Nitrogen-induced defects in ZnO:N grown on sapphire substrate by gas source MBE”, *J. Of Cryst. Growth*, 209, 526-531, 2000.
17. Ohtomo, A., Kawasaki, M., Koida, T., Masubuchi, K., Koinuma, H., Sakurai, Y., Yoshida, Y., Yasuda, T., Segawa, Y., “Mg<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>O as a II-VI widegap semiconductor alloy”, *Appl. Phys. Lett.*, 72, 1998.
18. Santana, G., Acevedo, A.M., Vigil, O., Cruz, F., Puente, G.C., Vaillant, L., “Structural and optical properties of (ZnO)<sub>x</sub>(CdO)<sub>1-x</sub> thin films obtained by spray pyrolysis”, *Superficies Vacio*, 9, 300-302, 1999.
19. Vispute, R.D., Talyansky, V., Choopun, S., Sharma, R.P., Venkatesan, T., He, M., Tang, X., Halpern, J.B., Spencer, M.G., Li, Y.X., Salamanca-Riba, L.G., Iliadis,

- A.A., Jones, K.A., “Heteroepitaxy of ZnO on GaN and its implications for fabrication of hybrid optoelectronic devices”, *Appl. Phys. Lett.*, 73(3), 348-350, 1998.
20. Chien-Yie T., Chun-Wei W., Chien-Ming L., Fan-Shiong C., Chung-Kwei L., “Thin Solid Films”, 519, 1516-1520, 2010.
21. Xiong G., Wilkinson, J., Mischuck, B., Tüzemen, S., Ucer, K.B., and Williams, R.T., “Control of p- and n-type conductivity in sputter deposition of undoped ZnO”. *Appl. Phys. Lett.*, 80(7), 1195-1197, 2002.
22. Neaman A. D., “Yarıiletken Fiziği” (Çeviri: Sağlam M., Ateş A.), *Aktif yayınevi*, İstanbul, pp.11, 180-181, 2012.
23. Dikici M., “Katıhal Fiziği”, *Seçkin Yayıncılık*, Ankara, s. 82, 307, 2013.
24. Yıldırım T., “Yarıyalıtkan ve N-tipi GaAs Kristallerinin Yakın Bant Kenarı Bölgesinde Optik Soğurma Olaylarının İncelenmesi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*”, *Yüksek Lisans Tezi*, Erzurum, 1999.
25. Durlu T. N., “Katıhal Fiziğine Giriş”, *Set Ofset Lmt.*, Ankara, s. 126, 1992.
26. Aydoğan Ş., “Katıhal Fiziği”, *Nobel yayın dağıtım*, Ankara, s. 124-126, 2011.
27. Türhan İ., “TiO<sub>2</sub> ve katkılı TiO<sub>2</sub> ince filmlerin hazırlanması ve karakterizasyonu, *İstanbul Teknik Üniversitesi*” *Yüksek Lisans.*, 2000.
28. Tığlı, S., “ZrO<sub>2</sub> ve TiO<sub>2</sub> ince filmlerinin oluşturulması ve karakterizasyonu. *İstanbul Teknik Üniversitesi*” *Yüksek Lisans*, 2000.
29. Bornside, D. E., Macosko, C. W., Scriven, L.E., “Photocatalysis of TiO<sub>2</sub> as a semiconductor.” *J. Imaging Tech.* ;13, 122-129, 1997.
30. Bardakçı S. “Sol-Jel yöntemi ile hazırlanan TiO<sub>2</sub> İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi, *Sakarya Üniversitesi*” *Yüksek Lisans Tezi*, 2007.
31. Hook, J.R., Hall, H.E., “Katıhal Fiziği” ( Çeviri: Köksal F.), *Literatür Yayıncılık*, s. 344, 1999.

32. Fang G., Li D., Yao B-L., “Fabrication and vacuum annealing of transparent conductive AZO thin films prepared by DC magnetron sputtering, Vacuum Surface Engineering”, *Surface Instrumentation & Vacuum Technology*, 68, 363-372, 2003.
33. Patil L. A., Bari A. R., Shinde M. D., Vinita Deo, Kaushik M. P., “Effect of aerosol carriers on ultrasonically prepared nanocrystalline ZnO powders”, *Advanced Powder Technology*, 22(6), 722-727, 2011.
34. Azam A., Ahmet F., Arshi N., Chaman M., Naqvi A. H., “Formation and characterization of ZnO nanopowder synthesized by sol-gel, method”, *Journal of Alloy and Compounds*, 496, 399-402, 2010.
35. Lee Y. C., Yang C. S., Huang H. J., Hu S. Y., Lee J. W., Cheng C. F., Huang C. C., Tsai M. K., Kuang H. C., “Structural and optical properties of ZnO nanopowder prepared by microwave-assisted synthesis”, *Journal of Luminescence*, 130, 1756-1759, 2010.
36. Bilgen, Y., “Sol-gel Yöntemiyle Üretilen Nanokristal ZnO:Ga İnce Filmlerinin Optik ve Mikroyapısal Özelliklerinin İncelenmesi, *Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü*”, *Yüksek Lisans Tezi*, 2008.
37. Fox, M., “Optical Properties of Solids”, *Oxford University Press*, s. 4, 115, London, 2001.
38. Smith R. A., “Semiconductors”, *Cambridge University Press*, s. 309-320, London, 1978.
39. Seeger K., “Semiconductor Physics”, *Springer-Verlag*, Newyork, s. 305, 1989.
40. Xue S. W., Zu X. T., Zhou W. L., Deng H. X., Xiang X., Zhang L., Deng H., “Effects of post-thermal annealing on the optical constants of ZnO thin film”, *J alloy. Comp.*, 448, 21-26, 2008
41. Reeber R. R., “Lattice parameters of ZnO from 4.2 to 296 K”, *J. Appl. Phys.*, 41, 5063-5066, 1970.
42. Cline C. F., Stephens D. R., “Volume Compressibility of BeO and Other II-VI Compounds”, *J. Appl. Phys.*, 36, 2869-2873, 1965.

43. Sahal M., Hartiti B., Ridah A., Mollar M., Mari B., “Structural, electrical and optical properties of ZnO thin films deposited by sol-gel method”, *Microelectronics journal*, 39, 1425-1428, 2008.
44. Kim H., Pique A., Horwitz J. S., Murata H., Kafafi Z. H., Gilmore C. M., Chrisey D. B., “Effect of aluminum doping on zinc oxide thin films grown by pulsed laser deposition for organic light-emitting devices”, *Thin Solid Films*, 377-378, 798-802, 2000
45. Huang K., Tang Z., Zhang L., Yu J., Lv J., Liu X., Liu F., “Preparation and characterization of Mg doped ZnO thin films by sol-gel method”, *Applied Surface Science*, 258, 3710-3713, 2012.
46. Heiba Z. K., Arda L., “Structural properties of  $Zn_{1-x}Mg_xO$  nanomaterials prepared by sol-gel method”, *Cryst. Res. Technol.*, 44, 845-850, 2009.
47. N. Serpone , D. Lawless , R. Khairutdinov, “Size Effects on the Photophysical Properties of Colloidal Anatase TiO<sub>2</sub> Particles: Size Quantization versus Direct Transitions in This Indirect Semiconductor?”, *J. Phys. Chem.*, 99 (45), 16646–16654, 1995.
48. Bhat J. S., Patil A. S. , Swami N., Mulimani B. G. , Gayathri B. R., Deshpande N. G., Kim G. H., Seo M. S. and Lee Y. P., “Electron irradiation effects on electrical and optical properties of sol-gel prepared ZnO films”, *J. Appl. Phys.*, 108, 043513, 2010.
49. [http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1060/mod\\_resource/content/1/Bolum-6.pdf](http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1060/mod_resource/content/1/Bolum-6.pdf)
50. Krishna M. G., Pillier J.S., Bhattacharya A.K., “Variable optical absorption edge in ion beam sputtered thin ytterbium oxide films”, *Thin Solid Films*, 357, 218-222, 1999.
51. El Nahass M. M., Farag A. M. M., Atta A. A., “Influence of heat treatment and gamma-rays irradiation on the structural and optical characterizations of nanocrystalline cobalt phthalocyanine thin films”, *Synthetic Metals*, 159, 589-594, 2009.

52. Nian H., Hahn S. H., Koo K. K., Shin E. W. and Kim E. J., "Sol-gel derived N-doped ZnO thin films", *Materials Letters*, 63, 2246-2248, 2009.
53. Wang L. G. and Zunger A., "Cluster-Doping Approach for Wide-Gap Semiconductors: The Case of *p*-Type ZnO", *Phys. Rev. Lett.*, 90, 256401:1-4, 2003.
54. Yan Y., Zhang S. B., Pantelides S. T., "Control of Doping by Impurity Chemical Potentials: Predictions for *p*-Type ZnO", *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5723, 2001.
55. Ravichandran C., Srinivasan G., Lennon C., Sivanathan S., Kumar J., "Investigations on the structural and optical properties of Li, N and (Li, N) co-doped ZnO thin films prepared by sol-gel technique", *Mater. Sci. Semicond. Process.*, 13, 46-50, 2010.
56. Look D.C., "Claflin B.P-type doping and devices based on ZnO", *Phys. Status Solidi B*, 241, 624-630, 2004.
57. Wang, X., Yang S., Wang J., Li M., Jiang X., Du G., Liu X., Chang R. P. H., "Nitrogen doped ZnO film grown by the plasma-assisted metal organic chemical vapor deposition", *Journal of Crystal Growth*, 226, 123-129, 2001.
58. Lee, E.C., Kim, Y.S., Jin, Y.G., Chang, K.J., "First-principles study of the compensation mechanism in N-doped ZnO". *Physica B*, 308-310, 912-915, 2001.
59. Lee, E.C., Kim, Y.S., Jin, Y.G., Chang, K.J., "Compensation mechanism for N acceptors in ZnO". *Physical Review B*, 64, 085120-1, 085120-5, 2001.
60. Kohan, A.F., Ceder, G., and Morgan, D., Van de Walle, C.G., "First-principles study of native point defects in ZnO". *Review B*, 61(22), 15019-15027, 2000.
61. Reynolds, D.C., Look, D.C., Jogai, B., Nostrand, J.E.V., Jones, R. and Jenny, J., "Source of the yellow luminescence band in GaN grown by gas-source molecular beam epitaxy and the green luminescence band in single crystal ZnO". *Solid State Communications*, 106, 701-704, 1998.

62. Vanheusden K., Seager C. H. Warren W. L., Tallant D. R., Voigt J. A.,  
“Correlation between photoluminescence and oxygen vacancies in ZnO  
phosphors”, *Appl. Phys. Lett.*, 68(3), 403-405, 1996.
63. Neamen D. A., “Semiconductor Physics and Devices”, *IRWIN*, s.625-627, 1992.

## ÖZGEÇMİŞ

Aliye ÇANKAYA 1990 yılında Ankara’da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Ankara’da tamamladı. 2008’de kazandığı Nevşehir Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden 2012 yılında mezun oldu. Aynı yıl Nevşehir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalında Yüksek Lisansa başladı. Şu anda özel bir bankada yetkili yardımcısı olarak çalışmaktadır.

### **Bilimsel Çalışmalar:**

- 1) Yıldırım, T., Çankaya, A., Öcalan İ., “Sol-Jel Spin Kaplama Yöntemiyle Hazırlanmış ZnO İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin İncelenmesi”, gönderildi, 2015.
- 2) Yıldırım, T., Çankaya A., Öcalan İ., Hasanli N. M. and Tüzemen S., “An Investigation of Optical Properties of ZnO and ZnO:N Thin Films Prepared Using Sol Gel method”, Adım Fizik Günleri IV, Kütahya, 28-29 Mayıs 2015.

Adres: Vatan Cad.(8.Cad.) No: 10/13-14 Demetevler  
Yenimahalle - ANKARA  
Telefon: 0 312 332 09 96 - 5611  
Belgegeçer: 0 216 453 72 13  
e-posta : aliyecankaya@hotmail.com