

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

131471

II-VI BİLEŞİK YARIİLETKEN ÇİNKO OKSİT'TE NOKTA
KUSURLARIN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞE ETKİLERİ

Emre GÜR

FİZİK ANABİLİM DALI

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ERZURUM

2003

Her hakkı saklıdır

Prof. Dr. Sebattin Tüzener danışmanlığında, Emre GÜR tarafından hazırlanan bu çalışma 21.09.23 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan Prof. Dr. Sebattin Tüzener

İmza :

Üye: Prof. Dr. Muhammet Yıldırım

İmza :

Üye: Yrd.-Doç. Dr. Bekir Gürbulak

İmza :

Üye:

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylarım

(imza)

Prof. Dr. Ümit DEMİR
Enstitü Müdürü
Enstitü Müdürü

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
BÜKÜMANTASYON MERKEZİ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

II-VI BİLEŞİK YARIİLETKEN ÇİNKO OKSİT'TE NOKTA KUSURLARIN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞE ETKİLERİ

Emre GÜR

Atatürk Üniversitesi

Fen-Edebiyat Fakültesi

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN

Reaktif Püskürtme metodu ile Si taban malzemesi üzerine büyütülen n-tipi ve p-tipi ZnO ince filmler ortadan ikiye bölünerek dört numune elde edildi. Bu numunelerden birer tanesi vakumda tavlama işleminin etkisinin araştırılması için vakumda 750 °C'de 10⁻⁵ torr'luk basınç altında 30 dakika tavlama işlemine maruz bırakıldılar. N-tipi ZnO (as-grown) numunesi üzerinde oda sıcaklığında Hall ve özdirenç ölçümü yapıldı. Bununla birlikte n-tipi ve p-tipi (as-grown) numuneleri üzerinde spektral fotoiletkenlik ölçümleri ve bütün numuneler üzerinde zamana bağlı fotoiletkenlik ölçümleri yapıldı. İlave olarak, n-tipi (as-grown) numunesinin sabit gerilim altında (0.5V ve 0.2V) oluşan akımın zamanla değişimi incelendi.

Hall ve özdirenç ölçümü sonucunda n-tipi ZnO (as-grown) numunesinin taşıyıcı yoğunluğu 8.2x10¹⁹cm⁻³ olarak mobilitesi ise 13.37cm²/V-s olarak belirlendi. N-tipi ve p-tipi ZnO (as-grown) numuneleri üzerinde alınan spektral fotoiletkenlik ölçümleri ile, n-tipi numunede 700nm'den başlayan ve 1100nm'de son bulan geniş bir kusur bandı elde edildi. Ayrıca ZnO'da iyi bilinen mavi ve yeşil bandı olarak adlandırılan yaklaşık olarak 400 ve 500nm'de yerleşen lüminesans merkezleri gözlemlendi. Bununla birlikte P-tipi numunesinde bu geniş kusur bandı ve mavi yeşil kusur bantları gözlenemedi ve bunun sebebi V_o kusurunun p-tipi numunelerde çokça bulunmamasından kaynaklandığı açıklandı. Dört numunenin de 1100nm ile aydınlatılması ile zamanla fotoakımdaki değişimin miktarı yüzde olarak belirlendi ve as-grown numunelerindeki bu değişim %10-14 civarında iken, vakumda tavllanmış numunelerdeki değişimin %1-1.5 civarında olduğu gözlemlendi. Vakumda tavlanan numunelerdeki değişimin az olmasının sebebi V_o kusur seviyesini foto-quench olması ile açıklandı. N-tipi (as-grown) numunesinin sabit gerilim uygulanması ile oluşan akımın zamanla azalması ZnO'da V_o kusurunun negatif-U davranışı ile açıklandı.

2003, 67 sayfa

Anahtar Kelimeler: ZnO, II-VI bileşik yarıiletken, Nokta kusurlar, ZnO'da elektro ve foto-quench, spektral fotoiletkenlik

ABSTRACT

Master Thesis

EFFECTS OF POINT DEFECTS ON ELECTRICAL PROPERTIES OF II-VI COMPOUND SEMICONDUCTOR ZINC OXIDE

Emre GÜR

Atatürk University

Faculty of Arts and Sciences

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN

N-type and p-type ZnO samples grown by the Reactive Sputtering method on the Si substrate, were cutted into identical pieces in order to obtain four samples. To investigate vacuum annealing process two of the specimens are annealed at 750 °C under a pressure of 10^{-5} torr for 30 minutes. Hall and resistivity measurements were performed on n-type ZnO (as-grown) at room temperature. Also, spectral photoconductivity measurements were performed on n-type and p-type (as-grown) samples and time dependent photoconductivity measurements were performed on all samples. In addition to these measurements, under the applied constant voltage (0.5V and 0.2V) time dependency of current was investigated on n-type (as-grown) ZnO.

Hall and resistivity measurements yield an electron concentration of $8.2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ and an electron mobility of $13.37 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Spectral photoconductivity measurements gave rise to a defect band between 700-1100nm in n-type (as-grown) sample. Also, well known green and blue luminescence bands in ZnO which settle down to 500nm and 400nm were observed, whereas, p-type ZnO (as-grown) sample did not show any defect band and green and blue luminescence bands like n-type sample. This fact is explained that considering p-type samples do not include V_o defect centers as much as in n-type samples. With the illumination of the four samples by the 1100nm wavelength, the photocurrent variation is determined as percentage. This variation has seemed to be about 10-14% in as-grown samples and about 1-1.5% in vacuum annealed samples. The reason of the weak variation in vacuum annealed samples have been explained with photo-quenchability of the V_o defect centers. Also, decreasing in current with time under the applied constant voltage has been explained negative-U behaviour of the V_o defects.

2003, 67 pages

Keywords: ZnO, II-VI compound semiconductors , Point defects, Electro and photo-quench in ZnO, spectral photoconductivity.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu alışma Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır.

Bu tez konusunu çalışmamı sağlayan, çalışmalarımnda ve tezin hazırlanışında yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen hocam Sayın Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN'e en içten teşekkürlerimi arz ederim. Ölçülerin alınmasında yardımlarını esirgemeyen Sayın Tacettin YILDIRIM'a ve değerli fikirlerinden faydalandığım Sayın Prof.Dr. Muhammet YILDIRIM'a, Sayın Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Aytun ATEŞ'e ayrıca teşekkür ederim. Amerika'da bulunun ve elektronik posta ile yardımlarını esirgemeyen Sayın Arř.Gör. Dr. Seydi DOĞAN'a, tezin hazırlanması sırasında Sayın Arř.Gör. Mutlu KUNDAKÇI'ya ve Fizik Bölümü başkanı Sayın Prof.Dr. Yusuf ŐAHİN'e ve bütün fizik bölümü öğretim elemanlarına en içten teşekkürlerimi arz ederim.

Emre GÜR

Ađustos 2003

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	12
2.1. İntrensik ve Ekstrinsik Yarıiletkenler	12
2.2. İletkenlik	15
2.2.1. Mobilite	19
2.2.2. Özdirenç	20
2.2.3. Van der Pauw Metodu	21
2.3. Hall Olayı	22
2.3.1. Hall Katsayısının Deneysel Tayini	24
2.4. Kristal Kusurları	25
2.4.1. Noktasal Kusurlar	26
2.4.1.1. Boşluklar	27
2.4.1.2. Arayer Atomu	28
2.4.2. Derin Seviye Kusurları	29
2.5. Yarıiletkenlerde Telafi Olayı	32
2.5.1. Telafi Edilmiş Yarıiletkenlerde Serbest Taşıyıcı Yoğunluğu	34
2.4.2. Fotoiletkenlik	37
3. MATERYAL ve YÖNTEM	39
3.1. Reactive Sputtering (Reaktif Püskürtme)	39
3.2. Numune Hazırlanması	40
3.3. Deney Sistemleri ve Ölçümlerin Alınması	41
3.3.1. Özdirenç ve Hall Ölçümü	41
3.3.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri	43
3.4. Numunelerin Vakumda Tavlama İşlemi	44

4. ARASTIRMA BULGULARI	46
4.1. Özdirenç ve Hall Ölçümü	46
4.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri	47
5. SONUÇ ve TARTIŞMA	53
5.1. Spektral Fotoiletkenlik Ölçümleri	53
5.2. Elektro-Quench Sonuçları	58
5.3. Foto-Quench Sonuçları	60
KAYNAKLAR	63
ÖZGEÇMİŞ	67



SİMGELER DİZİNİ

$^{\circ}\text{C}$	Santigrad Derece
E_a	Akseptör Enerjisi
E_d	Donor Enerjisi
E_F	Fermi Enerjisi
E_t	Tuzak Seviyesi Enerjisi
I-V	Akım-Voltaj
K	Kelvin
kG	Kilo Gauss
LED	Işık Yayan Diyot
meV	Mili Elektron Volt
MeV	Milyon Elektron Volt
nA	Nano Amper
n_0	Termodinamik Denge Halinde İletkenlik Bandındaki Elektron Yoğunluğu
n_i	İntrinsik Elektron Hol Yoğunluğu
nm	Nanometre
O_I	Oksijen Arayer Atomu
p_0	Termodinamik Denge Halinde Valans Bandındaki Hol Yoğunluğu
r_H	Hall Sabiti Faktörü
R_H	Hall Sabiti
T	Sıcaklık
UV	Ultraviolet (Morötesi)
V	Volt
V_H	Hall Voltajı
V_o	Oksijen Boşluğu
V_{Zn}	Çinko Boşluğu
Zn_I	Çinko Arayer Atomu

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. a) İntrensik bir yarıiletkende serbest iletkenlik bandı elektronları ve serbest valans bandı hollerinin eşit yoğunlukları.....	13
Şekil 2.2. a) İntrensik yasak enerji aralığında donör kusur enerjisine bağlı bir elektronun gösterimi b) Fosfor katkılanmış Silikon kristalinin iki boyutlu gösterimi.....	14
Şekil 2.3. a) Yasak enerji aralığında tek bir nötral akseptör kusurunun gösterimi b) Boron katkılanmış Silikon kristalinin iki boyutlu gösterimi.....	15
Şekil 2.4. Özdirenç ölçümü için numune şekli.....	21
Şekil 2.5. f fonksiyonunun $\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$ oranı ile değişimi.....	22
Şekil.2.6. Hall etkisinin ölçülmesi için örnek yarıiletken geometrisi.....	23
Şekil.2.7. Durumların yoğunluğunu ve işgal edilebilirliği	33
Şekil.2.8. N-tipi ekstrinsik bir yarıiletken için basitleştirilmiş enerji durumu şekli. Yarıiletken tek tip donör kusuru ve kusurların kısmi telafisi tarafından kontrol edilir.....	34
Şekil.2.9. Fermi Enerjisinin sıcaklıkla değişimi	37
Şekil.2.10. Fotoiletkenliğin gözlenmesini sağlayan deneysel düzenek.....	37
Şekil 3.1. Reaktif Püskürtme metodunun şematik gösterimi.....	39
Şekil 3.2. Elektrik alan ölçümlerinde kullanılan n-tipi (as-grown) ZnO/Si şekli.....	40
Şekil.3.3. Numunelerde ohmik kontak olduğunu gösteren tipik bir I-V grafiği	41
Şekil.3.4. Hall ve özdirenç ölçümlerinde kullanılan n-tipi (as-grown) ZnO/Si şekli.....	41
Şekil.3.5. Hall ölçümlerinin yapıldığı sistemin blok diyagramı	42
Şekil.3.6. İletkenlik ölçümlerinde kullanılan sistemin blok diyagramı	44
Şekil.4.1. N-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan sabit bir voltaj altında oluşan fotoakımın dalgaboyuna göre değişimi	47
Şekil.4.2. P-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan sabit bir voltaj altında oluşan fotoakımın dalgaboyuna göre değişimi	48
Şekil.4.3. N-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan 0.5V gerilime karşı oluşan akımın zamana göre değişimi	49

Şekil.4.4. N-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan 0.2Vgerilime karşı oluşan akımın zamana göre değişimi değişim yüzdesi	49
Şekil.4.5. N-tipi ZnO (as-grown) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi.....	50
Şekil.4.6. P-tipi ZnO (as-grown) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi.....	50
Şekil.4.7. N-tipi ZnO (vakumda tavlanmış) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi	51
Şekil.4.8. P-tipi ZnO (vakumda tavlanmış) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi	52
Şekil.5.1. N-tipi ZnO (as-grown) numunesinde spektral fotoiletkenlik sonuçları	55
Şekil.5.2. P-tipi ZnO (as-grown) numunesinde spektral fotoiletkenlik sonuçları	57

1. GİRİŞ

Son zamanlarda GaN, 6H-SiC, ZnSe ve ZnO gibi geniş yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenlere olan ilgi, kısa dalgaboylu fotonik aygıtlara (mor ötesi ışık yayan diyotlar (LED), mavi ve morötesi laser diyotlar gibi) ve yüksek güç, yüksek frekanslı elektronik aygıtlara olan ihtiyaçları karşılayabilmelerinden dolayı gün geçtikçe artmaktadır. Bu konudaki çalışmalar başlangıçta ZnSe ile başlamış ve sonrasında GaN tabanlı teknolojiler sayesinde büyük gelişmeler sağlanmıştır (Bagnall *et al.* 1997). Örnek olarak GaN'dan 1991 yılında mavi ve morötesi LED üretilmiştir (Akasaki *et al.* 1991). Ayrıca Nakamura *et al.* (1996), tarafından GaN tabanlı enjeksiyon laser'i elde edilmiştir. Bu teknolojik gelişmeler karşısındaki problemlerden biri GaN'ın yüksek kalitede ve örgü parametreleri açısından uygun taban malzemesi eksikliğidir. ZnO'in şimdiye kadarki uygulamaları polikristal şeklini içermektedir. Bununla beraber ZnO'in büyük alanlı tek kristal olarak büyütülmesi ve ZnO örgü parametreleri ve kristal yapısı açısından GaN ile çok büyük benzerlik göstermesinden (GaN ve ZnO'in her ikisinde wurzite kristal yapısına sahip olup örgü parametreleri sırasıyla $a=3.189^{\circ}\text{Å}$, $c=5.185^{\circ}\text{Å}$, $a=3.252^{\circ}\text{Å}$, $c=5.213^{\circ}\text{Å}$ 'dur (Reynolds *et al.* 1996)) dolayı GaN için uygun bir taban malzemesi olabileceği anlaşılmış ve morötesi ve mavi ışık yayan aygıtların önünü açmıştır (Look *et al.* 1999a).

II-VI bileşik yarıiletkenlerin çoğu wurzite kristal yapısına sahiptirler ve genellikle geniş yasak enerji aralığına sahip olma eğilimindedirler. Wurtzite kristal yapısının birim hücresi dört atom içerir. Bunların ikisi anyon diğer ikisi katyondur (Kobayashi *et al.* 1983a). Geniş yasak enerji aralığından dolayı elektromanyetik dalga spektrumunun mavi ve morötesi bölgesinde LED için uygun malzeme olarak kabul edilmektedir (Kobayashi *et al.* 1983b). ZnO II-VI gruplarına ait, yasak enerji aralığı oda sıcaklığında 3.37eV (Minegishi *et al.* 1997) olan direk bant geçişli bileşik bir yarıiletkenidir. ZnO geniş yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenlere göre bir çok avantaja sahip olmasına karşı diğerlerine göre daha az ilgi görmüştür.

Look (2001), yaptığı çalışmada farklı metotlarla büyütülmüş üç külçe ZnO numunesinin elektriksel ve optik özelliklerini diğer yarıiletkenler (GaN, Si, GaAs) ile karşılaştırmıştır. Bunun sonucunda ZnO malzemelerin diğer yarıiletkenlere göre daha düşük donör ve akseptör konsantrasyonuna sahip olduğunu Hall ölçümleriyle göstermiştir. Ayrıca Look *et al.* (1999b), çalışmalarında 1MeV ve 2MeV enerjiye sahip elektronlarla bombardıman ederek ZnO'de nokta kusurlar üretmişlerdir. Bu çalışmanın sonucunda yüksek enerjili ışınımaya karşı diğer yarıiletkenlere göre daha dayanıklı olduğunu göstermişlerdir. Bütün bunların ışığında ZnO II-VI bileşik yarıiletkenlerin elektronik ve optik aygıtların yapımında diğer yarıiletkenlere göre daha verimli olabileceğini belirtmiştir.

ZnO'in diğer yarıiletkenlere göre sahip olduğu üstün özellikleri aşağıdaki gibi sıralanabilir.

- 1) Günümüzde kullanılan geniş yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenlerden (GaN gibi) yaklaşık olarak 3 kez daha büyük eksiton bağlanma enerjisine sahiptir (60meV). ZnO'in bu özelliği oda sıcaklığında ve hatta üzerinde daha verimli eksitona dayalı davranış göstermesini sağlar (Tüzemen *et al.* 2001).
- 2) Diğer yarıiletkenlere göre (Si, GaAs, ve hatta GaN) yüksek enerjili ışınımaya daha dirençlidir. Bu özelliğinden dolayı uzay uygulamalarında kullanılabileceği öngörülmektedir (Look 2001).
- 3) Farklı elementler ile katkıldığında farklı ilginç özellikler gösterir.
- 4) Değiştirilebilir yasak enerji aralığına sahiptir (2.8eV'dan 3.3eV'a kadar). CdO ve MgO ile alaşımlarında yasak enerji aralığı 3.3eV'dan 4eV'a kadar genişletilebilir (Vispute *et al.* 1998).
- 5) Doğal taban malzemesine sahiptir (Look 2001).
- 6) Örgü parametreleri açısından GaN ile mükemmel uyum içerisinde olmasından dolayı GaN tabanlı teknolojilerde taban malzemesi olarak kullanılabilir (Reynolds *et al.* 1996).
- 7) Düşük maliyete sahiptir ve çevre dostu bir yarıiletkendir (Tüzemen *et al.* 2003).

1950'li yılların sonlarından itibaren araştırılmaya başlanmış olan ZnO'nin diğer yarıiletkenlere nazaran az ilgi görmesinin sebeplerinden biri yüksek kalitede kristal büyütememek olarak gösterilebilir. Fakat teknolojinin gelişmesi ve büyütme tekniklerindeki gelişmenin 1990'lı yılların başlarında hızla ilerlemesi sonucunda, günümüzde ZnO yüksek kalitede polikristal, epitaksiyel ve tek kristal olarak bir çok büyütme tekniği ile büyütülmektedir.

Bu teknikler,

- 1) Molekular Beam Epitaxy (MBE) (Fons *et al.* 2000)
- 2) Pulsed Laser Deposition (PLD) (Joseph *et al.* 1999)
- 3) Metal Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) (Minegishi *et al.* 1997)
- 4) Spray Prolysis (SP) (Studenikin *et al.* 1998)
- 5) Hyride and Chloride Vapor Phase Deposition (H/CVDP) (Look *et al.* 1998)
- 6) Hydrothermal Method (HM) (Sekiguchi *et al.* 2000)
- 7) D.C. ve R.F. Reactive Magnetron Sputtering (Kohiki *et al.* 1994, Meng ve dos Santos 1995)

şeklinde sıralanabilir. Yüksek erime sıcaklığından (2000 °C) dolayı ZnO'ü şimdilik eriyikten büyütme mümkün görünmemektedir.

ZnO'nun az ilgi görmesinin sebeplerinden biri de doğal olarak n-tipi iletkenliğe sahip olması ve son yıllara kadar p-tipi iletkenliğin elde edilememesi olarak gösterilebilir. ZnO'nun doğal n-tipi iletkenliğe sahip olmasının sebepleri yıllardan beri araştırılmış ve hala araştırılmaktadır. Araştırmacıların çoğu n-tipi iletkenliğin sebebi olarak baskın donörün doğal bir kusur olduğunu varsaymakta, bir kısmı da büyütme sırasında istek dışında hidrojen gibi numuneye dahil olan katkı atomlarını göstermektedirler. ZnO'nun elektriksel özelliklerini anlamak ve mükemmel elektriksel özelliklere sahip malzeme elde etmek için malzemenin kusur kimyasını araştırmak çok önemlidir. Bu yüzden bir çok araştırmacı bu konu üzerinde çalışmış ve ZnO'nin kusur oluşum enerjilerini ve n-tipi iletkenliğin sebebi olan baskın donörü incelemeye çalışmışlardır. Baskın doğal kusurlar olarak genellikle oksijen boşluğu (V_o) veya çinko arayer atomu (Zn_i) gibi nokta kusurların n-tipi iletkenlikte etkin olduğu genel bir kanı olmasına rağmen n-tipi

iletkenliğe oksijen boşluğunun mu yoksa çinko arayer atomunun mu veya hidrojen gibi başka bir kimyasal kusurun mu sebep olduğu hala bir paradokstur ve bu konudaki çalışmalarda araştırmacılar üçe bölünmüş durumdadırlar. Bunun sebebi ise bu nokta kusurların birbirlerine çok benzer elektriksel özellikler göstermesi ve bu kusurları birbirinden ayırt etmenin zor olmasındandır. Bu yüzden araştırmacıların bir kısmı çinko arayer atomunun (Look *et al.* 1999b), bir kısmı oksijen boşluğunun (Tüzemen *et al.* 2003) bir kısmı da hidrojen atomunun (Van de Walle 2001) n-tipi iletkenliğe sebep olduğunu savunmaktadır.

Look *et al.* 1999b, tarafından yapılan çalışmada ZnO'yi yüksek enerjili elektronlarla bombardıman etmişler ve enerjileri 1.6MeV'dan daha büyük enerjilere sahip elektronların belirgin bir konsantrasyona sahip donörler ve akseptörler ürettiğini görmüşlerdir. Kusur üretim oranının Zn-yüzünde O-yüzünden fazla olduğundan dolayı sığ donör veya n-tipi iletkenlikten sorumlu donör çinko ara yer atomu Zn_I olarak ve akseptörü de çinko boşluğu V_{Zn} olarak veya bunların kompleksi olarak tanımlamışlardır.

Bu tip deneysel çalışmaların yanında bir çok araştırmacı teorik metotlar yardımıyla ZnO'daki doğal kusurların elektronik yapılarını ve oluşum enerjilerini araştırmışlardır. Buna örnek olarak Oba *et al.* (2001), ilk prensip pseudopotential metodunu kullanarak elde ettikleri sonuçlarda oksijen zengin ortamda çinko boşluğunun (V_{Zn}) en düşük oluşum enerjisine sahip olduğunu ve p-tipi durum göz önüne alındığında V_o 'nun ve Zn_I 'nin V_{Zn} 'den daha düşük oluşum enerjisine sahip olduğunu göstermişlerdir. Zn zengin durum göz önüne alındığında ise V_o ve Zn_I 'nin yaklaşık olarak aynı oluşum enerjisine sahip olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca bu kusurlardan Zn_I 'nin ve çinko yerine yerleşen oksijen atomu kusurlarının katkısız ZnO'da n-tipi iletkenlikten sorumlu kusurlar olduğunu açıklamışlardır. Oysa n-tipi iletkenlik göz önüne alındığında V_o 'nun en düşük oluşum enerjisine sahip olduğunu bulmuşlardır.

Bu çalışmalara ilave olarak Kohan *et al.* (2000), yaptıkları çalışmada V_o 'nun Zn_I 'den daha düşük oluşum enerjisine sahip olduğunu ve doğal n-tipi iletkenlikten V_o 'nun

sorumlu olduğunu bildirmişlerdir. Ayrıca V_o 'nun negatif-U kusuru olduğunu yani; Fermi seviyesinin artmasıyla +2 yüklü V_o durumundan nötral duruma direk olarak bir geçişin olduğu ve +1 yüklü durumun bunlardan daima daha yüksek bir enerjide bulunduğu açıklamışlardır. Yine Lee *et al.* (2001a), yaptıkları çalışmada doğal kusurlar arasında V_o 'nu en düşük oluşum enerjisine sahip olduğunu bildirmişlerdir.

Van de Walle (2001), V_o 'nun negatif-U davranışı gösterdiğini yoğunluk fonksiyonlu teorisine dayanan ilk prensip çalışmaları ile göstermiştir. Negatif-U davranışını yasak enerji aralığında $E(2+/+)$ seviyesinin $E(+/0)$ 'ın üstünde uzandığını açıklamıştır. Negatif-U davranışını açıklayan bir diğer yolun ise V_o^+ yük durumunun enerji bakımından her zaman V_o^{2+} ve V_o yük durumlarından daha yüksek olduğunu ve Fermi seviyesi yukarı doğru hareket ederken valans bandından 2.7 eV yukarısında $2+$ seviyesinden 0 yük durumuna bir geçişin olduğunu göstermiştir.

Tüzemen *et al.* (2003), V_o 'nun negatif-U davranışının, çinkoca zengin durumda reaktif püskürtme metodu ile büyütülen ince filmlerdeki beklenmeyen serbest taşıyıcı özelliklerini açıklayabileceğini bildirmişler ve 210K üzerindeki sıcaklıklarda V_o 'nun serbest elektron konsantrasyonunun kaynağı olduğunu ve bu sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda yük durumunu nötral yük durumu ile değiştirmesiyle serbest elektron kaynağı olarak davranmadığını açıklamışlardır.

Bu çalışmaların aksine Zhang *et al.* (2001), yaptıkları çalışmaların sonuçlarını aşağıdaki gibi açıklamışlardır.

- a) Zn-zengin durum göz önüne alındığında n-tipi iletkenliğe sahip olduğunu ve bunun sebeplerinin Zn_I 'nin elektron sağlayan sığ bir donör olmasından, Zn_I 'nin oluşum entalpisinin hem Zn-zengin durumda hem de O-zengin durumun her ikisinde göz önüne alındığında düşük olmasından dolayı kusurun malzemedeki çokça bulunmasından,
- b) ZnO'daki doğal akseptör kusurlarının (O_I , V_{Zn}) sığ olmasına karşın p-tipi olarak katkılanamayacağını bunu sebebinin ise hem Zn-zengin durum hem de O-zengin durumda p-tipi katkılama telafi eden doğal kusurların çok düşük oluşum enerjisine sahip olmalarından kaynaklandığını açıklamıştır. Sun ve Wang (2003), yaptığı

çalışmada yine aynı şekilde Zn_I 'nın 31 ve 61 meV'de sığ donörleri domine ettiğini ve n-tipi iletkenlikten sorumlu olduğunu açıklamışlardır.

ZnO 'nun doğal olarak n-tipi büyümesinin sebebinin istenmeyen katkılardan kaynaklandığını savunan araştırmacılar da bulunmaktadır. Van de Walle (2000), kristal büyütme ortamından arındırılmayan hidrojenin sığ donör olarak oluşması sonucunda n-tipi iletkenliğin gerçekleştiğini açıklamıştır. Bunun sebebinin ise geleneksel olarak n-tipi iletkenlikten sorumlu olarak bilinen V_o ve Zn_I gibi doğal kusurların yüksek konsantrasyonlu sığ bir donör özelliği gösteremeyeceğini ve sadece yeterli derecede düşük enerjiye sahip boşluk kusurlarının sığ donör özelliği gösterebileceğini açıklamıştır. ZnO 'da V_{Zn} kusurunun derin akseptör özelliği gösterdiğini ve V_o 'nun derin donör özelliği gösterdiğini ve dolayısı ile V_o 'nun ve Zn_I 'nin n-tipi iletkenlikten sorumlu olmadığını açıklamıştır. Bununla birlikte Studenikin *et al.* (2000), spray pyrolysis tekniği ile çinko nitrat çözeltisinden büyütülen filmlerin hidrojen ortamında tavlama ile iletkenliklerinin birkaç mertebe arttığını, oksijen ortamında tavlama ile de filmlerin iletkenliklerinde birkaç mertebe azalma gözlediklerini bildirmişlerdir. Tüzemen *et al.* (2003) ve Xiong *et al.* 2002, hidrojen ortamında tavlama filmlerin iletkenliklerinin artışının sebebinin V_o konsantrasyonunun artmasından kaynaklandığını, ayrıca reactive sputtering metodu ile büyüttükleri ZnO filmlerinde O_2/Ar oranının artmasıyla serbest elektron konsantrasyonunun birkaç mertebe azaldığını gözlemişlerdir. Bunun sonucunda serbest taşıyıcı yoğunluğunun büyük bir oranda oksijen oranına bağlı olduğunu ve dolayısı ile serbest elektron konsantrasyonunun ekstrinsik kusurlardan ziyade intrinsik kusurlardan kaynaklandığını açıklamışlardır.

ZnO 'da karşılaşılan önemli sorunlardan biriside tekrar üretilebilir p-tipi iletkenliğin elde edilememesidir ve LED'ler ve laser diyotların elde edilebilmesi için p-tipi malzemeye ihtiyaç duyulmaktadır. Kobayashi *et al.* (1983b), wurtzite kristal yapısına sahip olan yarıiletkenlerin çoğu n-tipi iletkenliğe sahip olduğunu, ZnO 'nun p-tipi katkılamaya direnç göstermesinde iki mekanizmanın önemli olduğunu ve bunların,

1) termal olarak veya katkılama sonucunda oluşan doğal donör kusurlarının sığ akseptörleri telafi etmesi,

2) sığ akseptör seviyelerinin oluşturması beklenen grup 5 elementlerinin yasak enerji aralığında derin seviyeler oluşturması sonucunda tuzaklanan boşlukların (hole) termal olarak kolayca iyonize olamaması

olarak göstermişlerdir. Ayrıca yaptıkları çalışmada N, P, Sb, As, Bi gibi elementlerin ZnO'de sığ seviyeler oluşturması beklenirken P, As, Sb, Bi yasak enerji aralığında sığ-derin sınırında seviyeler oluşturduğunu fakat ilginç bir şekilde azotun büyük elektronegatifliğinden dolayı sığ akseptör seviyesi oluşturabileceğini açıklamışlardır. Aslında Minegishi *et al.* (1997) tarafından bildirildiğine göre Kasuga *et al.* (1983) tarafından düşük sıcaklıklarda p-tipi iletkenlik elde edilmiştir. Bununla birlikte Butkhuzi *et al.* (1992), ZnS ve ZnO taban malzemeleri üzerine ZnO kristali, aktive edilmiş oksijen ortamında ısıtılması ile tek kristaller elde etmişlerdir. Bu ısıtma metodu ile iletkenlik dönüşümünü bildirmişlerdir. Hall ölçümleri ile boşluk öz direncini $10^3 \Omega \text{cm}$ boşluk mobilitesini $23 \text{cm}^2/\text{V.s}$ ve boşluk yoğunluğunu $4 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ olarak tespit etmişlerdir. Azot katkılayarak oda sıcaklığında p-tipi iletkenlik elde etme çalışmalarının ilki Sato ve Sato (1996) tarafından denenmiştir. Yaptıkları çalışmada Al_2O_3 taban malzemesine taban malzeme sıcaklığı 400°C 'de karıştırılmış O_2 , N_2 radyo frekans plazmasında çinko buharlaştırarak c-eksen yönelimli ZnO filmleri elde etmişlerdir. ZnO'ya N_2 katkılamışlar fakat p-tipi iletkenlik gözleyememişlerdir. İlk kez azot katkılayarak oda sıcaklığında p-tipi iletkenlik Minegishi *et al.* (1997) tarafından elde edilmiştir. Çalışmalarında Chemical Vapor Deposition tekniği ile kaynak malzeme olarak ZnO tozuna fazla Zn ve NH_3 katkılanması ile p-tipi iletkenlik elde etmişlerdir. Elde ettikleri filmin öz direncini $100 \Omega \text{cm}$ olarak Van der Pauw metodu ile belirlemişlerdir. Ayrıca ZnO'da p-tipi iletkenlik elde etmek için azot katkısını fazla çinko ile birlikte katkılama gerektiğini sadece azot katkıladıkları filmlerde p-tipi iletkenlik elde edemediklerinden dolayı zorunlu olduğunu bildirmişlerdir. Xiong *et al.* 2002, çalışmalarında O-zengin durumdan Zn-zengin duruma geçişte DC magnetron reactive sputtering tekniği ile büyütülen numunelerde n-tipinden p-tipine dönüşüm gerçekleşebileceğini göstermişlerdir.

Yamamoto ve Yoshida (1999), p-tipi ZnO elde etmek için ab-initio elektronik bant yapısı hesaplarına dayanarak codoping (ikili katkılama) metodunu açıklamışlardır. Bu

metot, azotun akseptör olarak kullanılması ve grup III elementlerinin de aktif donörler olarak kullanılmasına dayanmaktadır. Ayrıca azot katkılama yönteminin Madelung enerjisinin artmasıyla derin akseptör seviyesine sebep olarak p-tipi iletkenliğin elde edilebileceğini ve grup III elementleri ile katkıldığında (Al, Ga, İn) Madelung enerjisinin azalmasına sebep olarak yasak enerji aralığında sığ donör seviyesine sebep olarak n-tipi iletkenliğin elde edilebileceğini bildirmişlerdir. Yamamoto ve Yoshida (2000), yaptıkları çalışmada ZnO'ya Li katkısının yasak enerji aralığında sığ akseptör seviyesine sebep olduğunu ve Li'yi akseptör olarak fosforunda aktif donör olarak kullanılması ile düşük dirençli p-tipi ZnO kristalleri elde etmenin verimli olduğunu gösterdiler. Yamamoto ve Yoshida (2001), Ga ve N'nin, Li ve F'nin, As ve Ga'nın uygun ikili katkılama çiftleri olduğunu açıkladılar.

Joseph *et al.* (1999a), PLD metoduyla hazırlanan ZnO filmleri p-tipi iletkenlik elde etmek için sadece azot ve ikili katkılama metodunu kullanmışlardır. Sadece azot katkıladıkları filmlerde yüksek özdirençli ($5 \times 10^5 \Omega \text{cm}$) ve düşük taşıyıcı yoğunluğuna ($2 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$) sahip malzeme elde etmişlerdir. Ama ikili katkılama metodu ile Ga'yı donör olarak ve N'yi akseptör olarak kullanarak elde ettikleri filmlerde düşük özdirençli ($2 \Omega \text{cm}$) ve yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip p-tipi ZnO elde ettiler. Ayrıca N_2O gazının N katkı kaynağı olarak kullanılmasının V_o kusurunu engellemede etkin olduğu için en verimli N kaynağı olduğunu açıkladılar. Aynı büyütme tekniğini kullanarak cam ve safir üzerine büyüttükleri filmlerde düşük özdirençli ($0.5 \Omega \text{cm}$ ve $6 \times 10^{-3} \Omega \text{cm}$, sırasıyla) ve 5×10^{19} taşıyıcı yoğunluklu ideal p-tipi iletkenliğe sahip filmler elde ettiler.

Ryu *et al.* (2000), yaptıkları çalışmada farklı bir büyütme tekniği ile As'yi katkı olarak kullanıp p-tipi iletkenlik elde ettiler. GaAs taban malzemesi üzerine çeşitli taban sıcaklıklarında ZnO filmlerini Pulsed Laser Ablation metodu ile büyüttüler ve taban malzeme sıcaklığı 400 ve 450°C olduğu durumlarda p-tipi özellik ve 300 ve 350°C olduğu durumlarda ise n-tipi özellik gösterdiğini Hall ölçümleri ile saptadılar. Ayrıca GaAs filmleri üzerine büyütülen n-tipi filmlerin 550°C 'de 20 dakika 40mTorr oksijen basıncı altında tavlanması ile p-tipine dönüşümünü bildirdiler.

Tüzemen *et al.* (2001), yaptıkları çalışmada reactive sputtering büyütme tekniği ile büyütülen filmlerde ilk kez katkısız p-tipi ZnO filmlerini elde ettiler. Büyütme ortamındaki O₂/Ar oranı değiştirilerek n-tipi iletkenlikten p-tipi iletkenliğe dönüşümünü gösterdiler. Düşük O₂/Ar oranında n-tipi, yüksek O₂/Ar oranında ise p-tipi ZnO filmlerinin elde edilebileceğini açıkladılar ve bu numunelerden uygun karakteristiklere sahip p-n eklemeleri elde etmeyi başardılar.

Guo *et al.* (2002), Pulsed laser reactive deposition tekniği ile safhir taban malzemesi üzerine yüksek kristal yapıya sahip epitaksiyel ZnO filmleri elde ettiler. Elde ettikleri bu p-tipi filmlerin düşük özdirençli (2-5Ωcm) ve 4-6x10¹⁸cm⁻³ taşıyıcı yoğunluğuna sahip olduğunu 4 nokta probe Van der Pauw metodunu kullanarak bildirdiler.

ZnO'daki karşılaşılan bir çok probleme rağmen son yıllarda bir çok araştırmacı bu yarıiletken üzerinde çalışmaktadır ve ZnO'nun bir çok yarıiletken teknolojilerindeki uygulamalar için iyi elektriksel özelliklere sahip olduğu bildirilmektedir. Look *et al.* (1998), yaptıkları çalışmada vapor phase transport metodu ile n-tipi bulk ZnO büyütmüşler ve elde ettikleri bu bulk ZnO kristalinin elektriksel yapısını sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ile analiz etmişlerdir. Oda sıcaklığındaki hall ölçümü sonucunda 6x10¹⁶cm⁻³ taşıyıcı yoğunluğuna ve 205cm²V⁻¹s⁻¹ mobiliteye sahip olduğunu, ayrıca yaklaşık 50K sıcaklığında en yüksek mobilitе değeri (2000cm²V⁻¹s⁻¹) sahip olduğunu bildirmişlerdir. Özellikle elde edilen bu mobilitenin ZnO için literatürde bildirilen en yüksek mobilitе olduğunu açıklamışlardır. Bununla birlikte baskın donörün yaklaşık olarak 1x10¹⁷cm⁻³ yoğunluğа ve 60meV enerjiye sahip olduğunu toplam akseptör yoğunluğunun (2x10¹⁵cm⁻³) ise çok düşük olduğunu açıklamışlardır.

Jin *et al.* (1999), yaptıkları çalışmada katkısız ve alüminyum katkılı ZnO filmlerini çinko asetat ve alüminyum kloritin ısıtılmış taban malzeme üzerine buharlaştırılması ile elde etmişlerdir. Alüminyum katkılı numunelerin özdirençlerinin katkılı olan numunelerden 6 mertebe düşük olduğunu ve büyütülen filmlerden en düşük özdirenç değeri 4.3x10⁻³Ωcm olarak açıklamışlardır. Katkılanan alüminyum konsantrasyonunun artması ile taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitenin arttığını Hall

ölçümleri ile elde etmişlerdir. Elektron taşıyıcı konsantrasyonlarını $0.2-7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ mobilitelerini $22-58 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ aralığında bulduklarını bildirmişlerdir.

Chen *et al.* (2001), Alüminyum ile karıştırılmış çinko hedeften dc magnetron reactive sputtering büyütme metodu ile geçirgen iletken alüminyum filmleri başarılı bir şekilde büyütmüşlerdir. Elde ettikleri filmlerin özdirençlerini $4.80 \times 10^{-3} \text{cm}^{-3}$, taşıyıcı yoğunluğunu $1.5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ ve mobilitelerini $12 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ olarak oda sıcaklığında Van der Pauw metodu ile belirlemişlerdir.

ZnO'nun ilginç bir özelliği ise, farklı elementler ile katkılanmasının, farklı ilginç özellikler ile sonuçlanmasıdır. ZnO'ya alüminyum, galyum ve indiyum katkısı optik soğurmayı etkilemeden elektriksel iletkenliğine katkıda bulunur (Ko *et al.* 2000). Bununla birlikte, bu katkılar özdirençleri azaltma eğilimindedir. Ayrıca lityum katkısı sonucu ferroelektrik davranış gözlenir fakat özdirençin artmasına sebep olur (Joseph *et al.* 1999b). Hidrojen atomları ile iyon katkılanması sonucu ZnO filmlerin iletkenliklerini artırır (Kohiki *et al.* 1994). Alüminyum ve diğer katkı elementleri sonucunda bozulan kristal yapı selyum katkısı ile geliştirilebilir (Morinaga *et al.* 1997). Nitrojen katkısı ise ZnO akseptör seviyeleri yaratarak filmin p-tipi olarak büyümesine katkıda bulunur .

ZnO'nun bütün bu elektriksel özellikleri, büyütülen yarıiletken kristallerin son derece kaliteli olması ile birleştirildiğinde, bir çok yarıiletken aygıt uygulaması için kabul edilebilir düzeyde olması ZnO'nun gelecek vaat eden bir bileşik yarıiletken olmasının göstergesidir.

Bu çalışma, n-tipi ZnO (as-grown), p-tipi ZnO (as-grown), n-tipi ZnO (vakumda tavlanmış), p-tipi ZnO (vakumda tavlanmış) numunelerin elektriksel karakterizasyonu ile kusurların elektriksel etkileri üzerine bir çalışmadır. Bu çalışmanın birinci bölümünde ZnO'nun genel özellikleri, bir yarıiletken olarak önemi ve ZnO'nun son zamanlarda çok fazla ilgi görmesinin sebebi üzerine literatür taramasından oluşan bir giriş bulunmaktadır. İkinci bölümünde ise bir yarıiletkenin elektriksel

karakterizasyonun da önemli yer tutan Hall olayı ve özdirencin, yarıiletkenlerde kusurların; genel özellikleri ve bunların yarıiletkenler üzerine etkilerine ilave olarak fotoiletkenlik konuları teorik olarak anlatılmıştır. Üçüncü bölümde ise alınacak ölçümlerde kullanılan numunelerin büyütme teknikleri, ölçümler için hazırlanması ve ölçümler için kullanılan deney sistemleri hakkında bilgiler verilmiştir. Bu çalışmanın dördüncü bölümünde elde edilen ölçümlerin sonuçları grafikler halinde verilmiştir. Beşinci bölümde ise dördüncü bölümde elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir. Buna uygun olarak elektro-quench ve foto-quench olayları ZnO'da tartışılmıştır. Böylece kararlı bir iletkenliğin sağlanması için gerekli olan şartların belirlenmesine çalışılmıştır. Bunların yanında fotoiletkenlik ölçümleri ile ZnO'da iletkenlik tipinde etkin olan kusurların davranışları incelenmeye çalışılmış vakumda tavllanmış ve tavlannamış numunelerin kullanılması ile birlikte vakum tavlamanın etkileri incelenmiştir. Bu çalışmanın bütün bölümleri birlikte değerlendirildiğinde ZnO'da genel bir kusur karakterizasyonu elde edilmeye çalışılmıştır. Son bölümde ise yararlanılan kaynaklar verilmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Katkılı ve Katkısız Yarıiletkenler

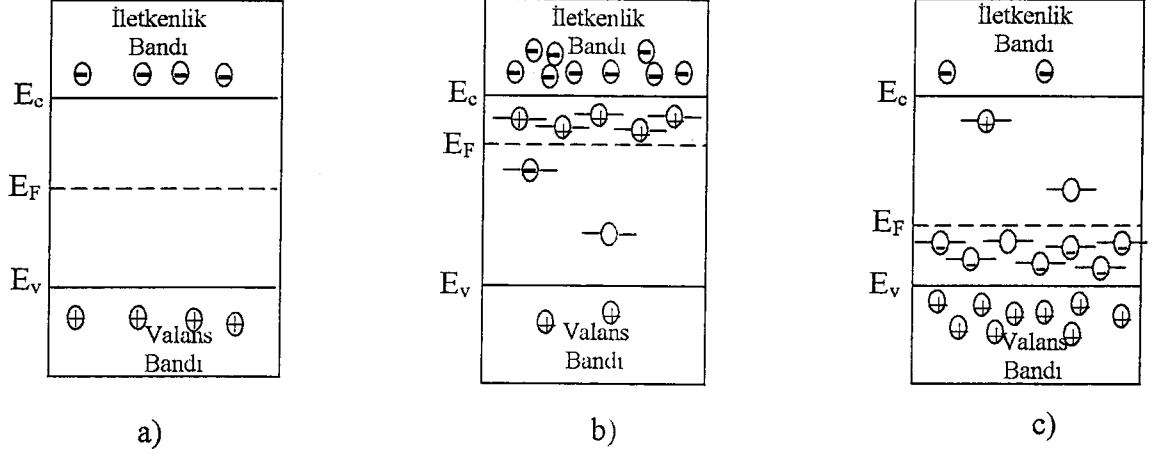
Asal (intrinsik) yarıiletken ilginç bir malzeme olabilir. Fakat yarıiletkenlerin gerçek gücüne az ve kontrol edilebilir miktarda özel katkı atomları eklenmesi ile ortaya çıkmıştır. Bu katkılama işlemi yarıiletkenin elektriksel ve optik karakterizasyonunu büyük ölçüde değiştirir. Katkılanmış bir yarıiletken katkılı (ekstrinsik) bir malzemedir ve bir çok farklı yarıiletken aygıtın oluşturulabilmesinin en önemli sebebidir.

Intrinsik yarıiletken davranışı yalıtkan katılarda k_0T enerjisinin yeterince büyüklükte olması ile elektronların termal olarak dolu bandın üst kısmından diğer boş bandın alt kısmına uyarılması ile elde edilir. Dolu bant valans (değerlik) bandı olarak bir sonraki boş bant ise iletkenlik bandı olarak tanımlanır.

Eğer yarıiletken tamamen saf ve kristal yapısı açısından mükemmel ise n_0 ve p_0 yoğunluğu eşit olmalıdır. Burada n_0 ve p_0 sırasıyla termodinamik denge durumu için iletkenlik bandı elektronlarının ve valans bandı boşluklarının yoğunluğunu verir. İletkenlik bandı elektronları sadece valans bandı elektronlarının uyarılması ile üretilir. Fermi seviyesi serbest boşlukların ve elektronların her ikisinin de enerji dağılımını karakterize eder ve asal yarıiletkenlerde taşıyıcı kütlelerinin de eşit olması durumunda bant aralığının tam ortasındadır (şekil 2.1a). Taşıyıcı kütlelerinin ve mobilitelrinin farklı olmasından dolayı Fermi seviyesi az da olsa iletkenlik veya valans bandına doğru yaklaşabilir.

Sadece çok saf yarıiletken kristallerde ve oldukça yüksek sıcaklıklarda asal uyarılma yarıiletkene hakim olur. Özellikle düşük sıcaklıklarda asal elektron-boşluk çifti yoğunluğu n_i , kusur seviyelerinin termal uyarılması ile üretilen serbest taşıyıcıların bir türünün yoğunluğu ile karşılaştırıldığında ihmal edilecek kadar küçüktür. Sonuç olarak

yarıiletken soğutulduğu zaman asal iletkenliğin n-tipine veya p-tipine dönüşümü kaçınılmazdır.



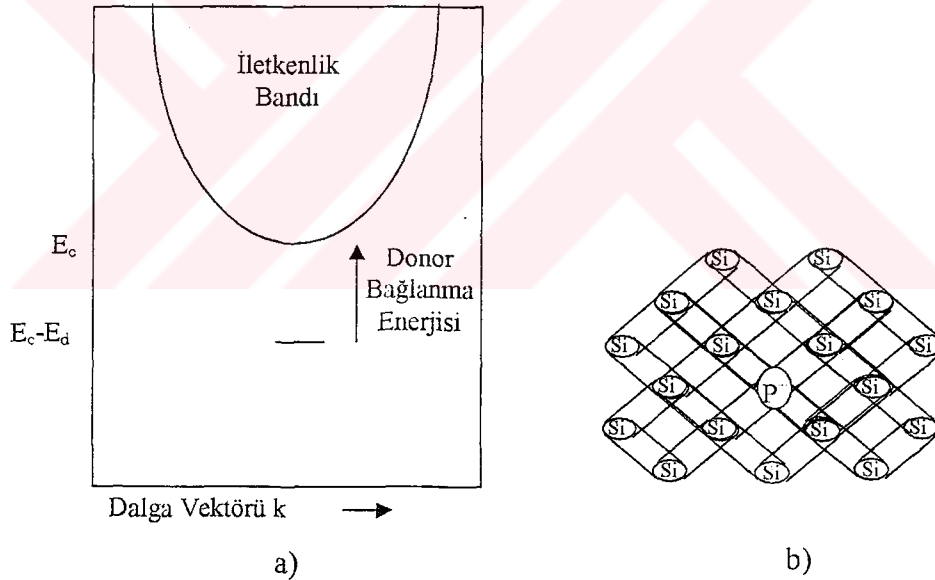
Şekil 2.1. a) Asıl bir yarıiletkende serbest iletkenlik bandı elektronları ve serbest valans bandı boşlukların eşit yoğunlukları. $n_0=p_0=n_i$ şartının sağlanması için Fermi seviyesi genellikle yasak enerji aralığı ortasındadır b) Aynı yarıiletkende $n_0 > n_i > p_0$ şartını sağlamak için karmaşık kusur seviyeleri ilave edilmiş n-tipi bir yarıiletken c) p-tipi iletkenlik $p_0 > n_i > n_0$ şartının sağlanması için Fermi seviyesi valans bandına yakın

N-tipi olan katkı yarıiletkenlerde serbest elektronlar boşluklardan daha fazladır. “n-tipi” ifadesi bize bir yarıiletkendeki iletkenlik işleminin negatif yüklü hareketli parçacıklar tarafından sağlandığını ve Hall etkisi ile termo elektrik etkinin negatif olduğunu bildirir. Aynı şekilde “p-tipi” yarıiletkende bu etkiler pozitif ve pozitif yüklü serbest boşluklar baskın olan serbest taşıyıcılardır.

Bir donör katkısı pozitif olarak yüklenmiş bir kusur seviyesidir ve bunun için sisteme bir veya daha fazla elektron serbest bırakır. Serbest bırakılan elektron iletkenlik bandında hareketli hale geçebilir. Benzer olarak akseptör katkısı bir veya daha fazla negatif yükü kabul edebilen bir kusurdur ve elektronik yükleri kabul eder. N-tipi yarıiletkende donörler akseptörlerden fazladır ve p-tipi davranış gösteren yarıiletkende ise azdırlar.

Katkılı yarıiletkenlerde n_0 ve p_0 değerleri sıcaklık ve konumlanmış kusur durumlarının her ikisine birden bağlıdır. Kusur durumunun iyonize olması serbest elektron yoğunluğunun artışı ile sonuçlanır. Bununla birlikte serbest boşluk yoğunluğunun azalmasını sağlar. Şekil 2.1 b ve c'de görüldüğü gibi $n_0 p_0$ çarpımının değeri asal yarıiletken durumundan uzaklaştığımızda n_i^2 'ye eşittir.

Bir yarıiletkende bir donör kusurunun basit bir örneği için silikon kristalinin bir atomik yerinin fosfor atomuyla işgal edildiğini düşünelim. Kristaldeki her bir atomun etrafındaki dört komşu atomuyla dört kovalent bağı kurduğu Şekil 2.2b'de görülmektedir. Fakat fosfor atomu ekstra bir elektrona sahiptir ve bu elektronun bağ yapmaya ihtiyacı yoktur. Bu ekstra elektron tamamen serbest değildir. Fosfor çekirdeği

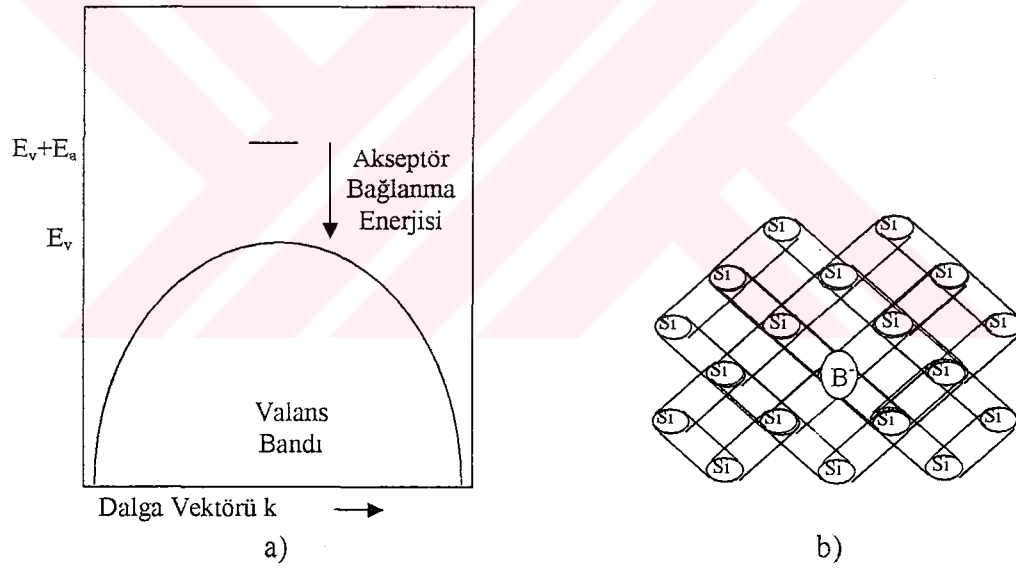


Şekil 2.2. a) Yasak enerji aralığında donör kusur enerjisine bağlı bir elektronun gösterimi b) Fosfor katkılanmış Silikon kristalinin iki boyutlu gösterimi

silikon çekirdeğinden bir tane fazla pozitif yüke sahiptir. Bu fazla elektron kusura hafifçe bağlıdır. Böylece kusurun nötral durumu (elektron bulunması) iletkenlik bandının altında konumlanmış elektron durumu ile betimlenmiştir. Şekil 2.2a iletkenlik bandı aşağısındaki E_d enerjisi kadar bir ilave enerji ile yükseltilebileceğini ifade ederek

gösterir. Bu durum gerçekleştiğinde donör iyonize olur ve konumlanmış net pozitif yük gösterir.

Şekil 2.3b silikonda en basit akseptör katkısının oluşumunu gösterir yani boron atomunun silikon atomu yerine yerleşmesidir. Boron atomunun bağlı dört kovalent bağdan birisinin bağ yapamayacağı açıktır. Ama gerçekte bu bağ yapmamış kısmın konumu bir atomik pozisyondan diğerine hareket edebilir. Bu boşluk eğer E_a enerjisi sağlanmamışsa tamamen konumlanmamıştır ve akseptörün nötral durumunu valans bandının üzerindeki E_a enerjisi ve işgal edilmemiş elektron durumu ile tanımlanır. Bu durum şekil 2.3b'da gösterilmektedir.



Şekil 2.3. a) Yasak enerji aralığında tek bir nötral akseptör kusurunun gösterimi b) Boron katkılanmış Silikon kristalinin iki boyutlu gösterimi

2.2. İletkenlik

Yarıiletken bir katımın özelliklerinin belirlenmesinde yapılan en genel ölçümler elektriksel iletkenliğidir. Bu ölçüm hareketli yüklü taşıyıcıların sayısına, termal hızlarının dağılımına ve denge dağılımında değişime neden olan uygulanan elektrik alana bağlıdır.

Havadaki moleküller gibi yarıiletkendeki akım taşıyıcıları da bir elektrik alan uygulanmasa bile bir kinetik enerjiye sahiptirler. Taşıyıcıların sahip oldukları bu kinetik enerji kristalin termal enerjisidir ve bu termal enerji üç boyutlu durum için $E_{kin} = 3/2(kT)$ ile verilir. Buradaki k Boltzman sabitini, T ise sıcaklığı verir. Taşıyıcıların bu termal hareketi havadaki moleküllerin hareketi gibi, birbirleri ile ve kristal örgüdeki düzensizlikler ile çarpışmalarından dolayı geliştiği güzeldir. Elektron ve boşlukların bu çarpışmaları taşıyıcı saçılması olarak adlandırılır.

Taşıyıcıların sahip oldukları bu termal enerjiden dolayı geliştiği güzel hareketleri herhangi bir elektrik akımı üretmez. Bir çok saçılmadan sonra, elektronlar net bir mesafe kaydedemezler, yani şerit şeklindeki bir yarıiletkenin bir ucundan diğer ucuna ulaşamazlar. Bu hareket genelde taşıyıcıların sürüklenme hızının sıfır veya çok küçük olduğu anlamına gelir.

Eğer bu elektron gazına bir elektrik alan uygulanırsa elektrik alan kuvveti bu çarpışmalar arasında elektronun yolunu elektrik alan yönüne ters yönde bir miktar kaydırır. Bu kuvvetten dolayı elektronlar ve boşluklar net bir ivme ve hareket kazanacaktır. Fakat bu ivme ve hareket iletkenlik ve valans bandındaki durumlar ile sınırlıdır. Yükün bu net sürüklenmesi sürüklenme akımı ile sonuçlanır.

Eğer ortalama V_d sürüklenme hızıyla hareket eden pozitif bir hacim yük yoğunluğu ρ 'ya sahipsek sürüklenme akım yoğunluğu

$$J_{drf} = \rho V_d \quad (2.1)$$

ile verilir ve burada J_{drf} 'nin birimi coul/cm² veya amper/cm²'dir. Eğer hacimce yük yoğunluğu boşluklardan dolayı ise sürüklenme akım yoğunluğu

$$J_{p/drif} = (ep)V_{dp} \quad (2.2)$$

denklemleri ile verilir burada V_{dp} boşlukların sürüklenme hızı, e elektronun yükü ve p ise boşlukların yoğunluğudur. Elektrik alanının varlığında pozitif yüklü bir boşluğun hareketinin denklemi,

$$F = m_p^* a = eE \quad (2.3)$$

ile verilir. Burada a ivmeyi, E elektrik alanı ve m_p^* ise boşluğun etkin kütleini temsil eder. Eğer elektrik alanı sabit ise hızın zamanla lineer bir şekilde artmasını bekleriz. Fakat bir yarıiletkendeki yüklü parçacıklar iyonize olmuş yabancı atomlar ile çarpışmalara maruz kalır ve örgü atomlarının termal olarak titreşim yapmasını sağlar. Bu çarpışmalara veya saçılma olayları parçacığın hız karakteristiğini değiştirir. Elektrik alandan dolayı boşluk ivme kazanırken hızı artar. Parçacık kristaldeki bir atom ile çarpıştığı zaman enerjisinin bir kısmını veya tamamını kaybeder. Bunun ardından parçacık tekrar ivmelenmeye başlayacaktır ve bir saçılma işlemine kadar enerji kazanır. Bu işlem boyunca parçacık ortalama bir sürüklenme hızı kazanır ve küçük elektrik alanları için direkt olarak elektrik alanı ile orantılıdır. Dolayısıyla ile,

$$V_{dp} = \mu_p E \quad (2.4)$$

yazılabilir. Burada μ_p oran faktörüdür ve boşluk mobilitesi diye adlandırılır. Mobilite elektrik alandan dolayı bir parçacığın nasıl hareket ettiğini açıkladığı için yarıiletkenler için önemli bir parametredir. Mobilitenin birimi genellikle $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ olarak tanımlanır. Elektron ve boşluk mobiliteleri sıcaklığın ve katkılama konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. 2.2 ve 2.4 denklemlerinin birleştirilmesi ile boşluklardan dolayı sürüklenme akım yoğunluğu,

$$J_{p/dif} = (ep)V_{dp} = e\mu_p pE \quad (2.5)$$

şeklinde yazılabilir. Boşluklardan kaynaklanan sürüklenme akımı uygulanan elektrik alan ile aynı yönlüdür. Elektronlar için sürüklenme akım yoğunluğu elektronun negatif yüklü olmasından ve elektronun net hareketi elektrik alan yönüne zıt olmasından dolayı

$$J_{n/dif} = (-en)(-\mu_p E) = e\mu_p nE \quad (2.6)$$

yazılır. Elektronlardan dolayı oluşan akım yoğunluğu, elektronların hareketi uygulanan alana zıt olmasına rağmen uygulanan alan ile aynı yönlüdür.

Elektronlar ve boşlukların her ikisi de sürüklenme akımına katkıda bulunduğu için toplam sürüklenme akım yoğunluğu ayrı ayrı elektron ve boşluk sürüklenme akım yoğunluklarının toplamıdır ve

$$J_{n/drf} = e(n\mu_p + p\mu_p)E \quad (2.7)$$

şeklinde yazılır, aynı zamanda,

$$J_{n/drf} = e(n\mu_p + p\mu_p)E = \sigma E \quad (2.8)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada σ yarıiletken malzemenin iletkenliğidir ve birimi $(\Omega\text{cm})^{-1}$ 'dir. İletkenlik elektron ve boşluk konsantrasyonuna ve mobilitesine bağlıdır. Mobilite kirlilik konsantrasyonunun bir fonksiyonudur iletkenlik ise kirlilik konsantrasyonuna karmaşık bir şekilde bağımlılık gösterir. İletkenliğin tersi özdirenç, ρ ile gösterilir ve birimi Ωcm 'dir. Sonuç olarak özdirenç,

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (2.9)$$

şeklinde yazılır.

Dikdörtgenler şeklinde bir yarıiletken düşünürsek, V voltajı uygulanan bir yarıiletken malzeme bir I akımı üretir. Dolayısı ile

$$J = \frac{I}{A} \quad \text{ve} \quad E = \frac{V}{L} \quad (2.10)$$

yazabiliriz burada L yarıiletken malzemenin boyunu, A ise yarıiletken malzemenin kesit alanını verir. Denklem 2.10'u tekrar yazarsak $\frac{I}{A} = \sigma \frac{V}{L}$ ve buradan da

$$V = \left(\frac{L}{\sigma A}\right)I = \left(\rho \frac{L}{A}\right)I = I.R \quad \text{yazıp Ohm kanununu elde ederiz. Direnç özdirençin veya}$$

iletkenliğin bir fonksiyonu olduğu kadar yarıiletkenin geometrisinin de bir fonksiyonudur.

Eğer akseptör katkısının asal taşıyıcı yoğunluğundan büyük olan bir p-tipi yarıiletken düşünürsek ve elektron ve boşluk mobiliteleri aynı büyüklükte olduğunu varsayarsak

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \approx ep\mu_p \quad (2.11)$$

şeklinde yazılır ve tam iyonizasyon şartı kabul edilirse

$$\sigma \cong e\mu_p N_a \cong \frac{1}{\rho} \quad (2.12)$$

yazılır. Sonuçta iletkenlik aslında katkılı yarıiletkenin çoğunluk taşıyıcı parametresinin bir fonksiyonudur. İntrinsik bir malzemenin iletkenliği için $\sigma_i = e(\mu_n + \mu_p)n_i$ yazılır. Boşlukların elektronların konsantrasyonu eşit olduğu için asal iletkenlik hem boşluk hem de elektron mobilitesi içerir.

Basitçe iletkenliği etkileyen iki faktör vardır. Bunlar

- a) Elektrik alan uygulandığı zaman akıma katkıda bulunan mevcut taşıyıcıların konsantrasyonu,
- b) bu taşıyıcıların mobilitesi

olarak gösterilebilir. Daha yüksek taşıyıcı konsantrasyonu aynı elektrik alan altında daha yüksek akım anlamına gelir ve bu da iletkenliğin yüksek olduğu demektir. Mobilite farklı taşıyıcıların etkilerini veya aynı taşıyıcıların farklı durumlardaki etkilerini göz önüne alır ve incelenmesi çok basit değildir. Fakat bir elektrik alan uygulandığında taşıyıcıların mobilitelerinin sıfır olduğu düşünülürse herhangi bir akım oluşmaz. Dolayısı ile iletkenlik taşıyıcı yoğunluğu ve taşıyıcı mobilitesi ile orantılıdır. Bunların yanında taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi sıcaklığa bağlıdır ve sonuçta iletkenlik de sıcaklığa bağlıdır.

2.2.1. Mobilite

Şerit şeklinde her iki ucunda iyi kontakları olan bir yarıiletkeni düşünelim. Eğer bir elektrik alan uygulanırsa yarıiletkenin iletkenliği Ohm kanunundan elde edilir ve denklem 2.11 ile verilir. Eğer yarıiletken p-tipi ise iletkenlik 2.12 denkleminde eşit olacaktır.

Ohm kanunu aslında katıhal fiziği için bir temel oluşturmaz ve sadece akım yoğunluğunun uygulanan elektrik alana lineer bir şekilde bağlı olduğunu ifade eder. Bununla birlikte bir orantı katsayısı içerir. Denklem 2.4'te verilen bu orantı sabiti

mobilitedir ve deneysel olarak belirlenmelidir. Denklem 2.4 sadece sürüklenme hızı ve elektrik alan arasında basitçe lineer bir ilişki olduğunu açıklar. Fakat deneysel veriler bu ilişkinin sadece küçük elektrik alanlarda geçerli olduğunu gösterir. Bu da açık bir şekilde Ohm kanununu yarıiletkenlerde sınırlar ve yüksek elektrik alanlarda mobilité uygulanan elektrik alandan bağımsızdır.

Akım taşıyıcılarını mobiliteleri bakımından farklı yapan bir faktör etkin kütlelerdir. Taşıyıcılar farklı yarıiletkenlerde farklı etkin kütlelere sahiptirler. Taşıyıcının etkin kütlelerinin büyük olduğu bir yarıiletkende elektrik alan kuvveti onu daha zor sürükler ve sürüklenme hızı daha düşüktür. Sonuç olarak mobilitede küçük değerlere sahip olur. Mobilitéyi etkileyen bir diğer faktör ise kristal örgüdeki düzensizlikten dolayı taşıyıcı saçılmasıdır. Daha sık olan saçılma olayının anlamı iki saçılma arasındaki ortalama mesafenin az olduğu anlamına gelir. Bu durumda elektrik alan taşıyıcıları daha kısa mesafe sürükler. Bu da sürüklenme hızının ve mobilitenin daha küçük olması anlamına gelir.

2.2.2. Özdirenç

Bir malzemenin elektriksel karakterizasyonu üç aşamada incelenebilir. Bunlardan birincisi 1800'lü yılların başlarında yapılmaya başlanmış olan iki terminalli I-V ölçümleriyle direnç karakterizasyonudur. Direnç ölçümlerinin tek başına yeterli olmadığı, farklı geometriye sahip numunelerin farklı direnç değerine sahip olmalarından dolayı anlaşılmıştır. İkinci aşamada ise özdirenç gibi malzemenin katkısız özelliklerini tanımlayan ve malzeme geometrisine bağılı olmayan ölçümler gösterilebilir. Bu yolla bilim adamları ilk kez malzemelerin akım taşıma kapasiteleri ve farklı malzemeler arasında anlamlı karşılaştırma yapmak için önemli bir parametre elde etmişlerdir. Fakat farklı malzemelerin aynı özdirence sahip olmaları aynı zamanda aynı malzemenin inceleme şekline göre farklı özdirenç değerleri göstermesi, özdirençin de malzemenin elektriksel karakterizasyonu için yeterli bir parametre olmadığı anlaşılmıştır. Bütün bu problemler 1879 yılında Edwin H. Hall tarafından manyetik alan içinde akım taşıyan bir telde küçük bir yatay voltaj gözlenmesi ile aşılmıştır. Daha sonradan Hall Olayı olarak

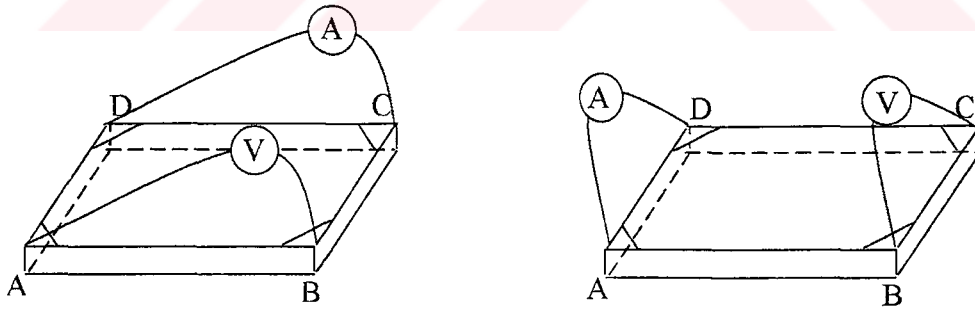
adlandırılan bu olay günümüzde de malzemelerin tam bir karakterizasyonu için öz direnç ölçümleri ile birlikte gerekli olan bir çok parametreyi sağlamaktadır.

2.2.3. Van der Pauw Metodu

Araştırmacıların çoğu numune geometrisine daha az bağlı olmasından dolayı öz direnç ölçümlerinde Van der Pauw metodunu kullanmaktadırlar. Bu metod Van der Pauw tarafından 1958 yılında yayınlanmış ve öz direnç ölçümlerinde $R_{ABCD} = \frac{V_{AB}}{I_{CD}}$ ve

$R_{BCDA} = \frac{V_{BC}}{I_{DA}}$ gibi karakteristik iki direncin olduğunu açıklamıştır. Bu dirençler şekil

2.4'te gösterilmiştir. Öz direnç ölçümü numunenin dört köşesine yerleştirilen çizgi kontaklar ile yapılır. Kullanılacak malzeme kalınlığı ve katkılama düzeyi sabit olmalıdır. Burada V_{AB} ve V_{BC} A, B ve B, C kontaklara uygulanan gerilimi, I_{CD} ve I_{DA} ise ampermetre ile C, D ve D, A kontakları arasında ölçülen akımı verir.



Şekil 2.4. Öz direnç ölçümü için numune şekli

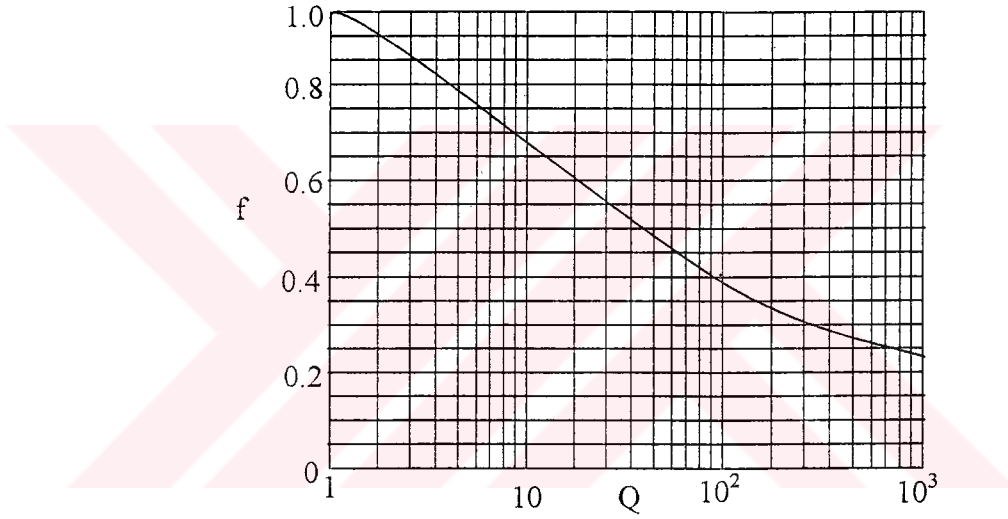
Bu iki karakteristik direnç 2.13 denklemi ile verilen Van der Pauw denklemini sağlamaktadır.

$$\exp\left\{-\frac{\pi R_{ABCD} W}{\rho}\right\} + \exp\left\{-\frac{\pi R_{BCDA} W}{\rho}\right\} = 1 \quad (2.13)$$

Burada W numune kalınlığını ρ ise numunenin öz direncini verir. Denklem 2.13 çözülebilir ve

$$\rho = \frac{\pi W}{\ln 2} \left\{ \frac{R_{ABCD} + R_{BCDA}}{2} \right\} f \left(\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}} \right) \quad (2.14)$$

elde edilir. Burada $f \left(\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}} \right)$ fonksiyonu sadece $\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$ oranına bağlıdır ve bu fonksiyon şekil 2.5'te gösterilmiştir. Numune kalınlığının bilinmesi, R_{ABCD} ve R_{BCDA} dirençlerinin ölçülmesi ve f fonksiyonun değerinin bulunması ile numune öz direnci elde edilir.



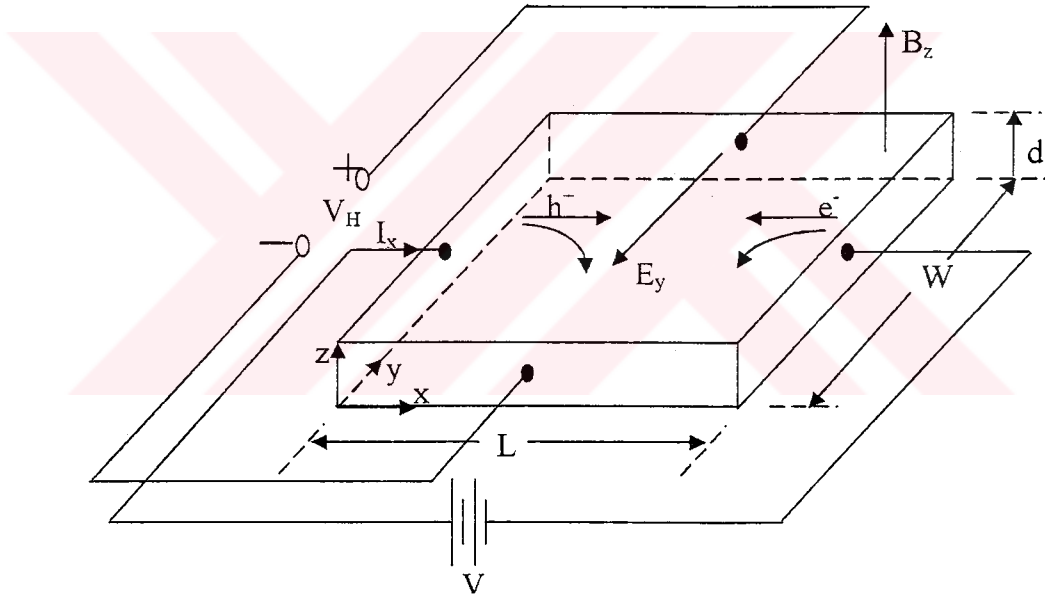
Şekil 2.5. f fonksiyonunun $\frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}}$ oranı ile değişimi

2.3. Hall Olayı

Bir yarıiletkendeki serbest taşıyıcıların elektrik alan ve manyetik alan altındaki hareketi bir yüz yılı aşkın süredir incelenmektedir. Hall olayı ilk olarak Edwin H.Hall tarafından metallerde bildirilmiştir. Hall etkisi yarıiletkenlerin gelişiminin tarihi boyunca önemli karakterizasyon tekniklerinden biridir ve yakın gelecekte de aynı önemini koruyacakmış gibi görünmektedir. Bunun sebebi ise katkılı yarıiletkenler için aynı malzeme üzerinde yapılan öz direnç ölçümleri ile birleştirildiğinde serbest taşıyıcı tipi ve yoğunluğu hakkında direk bilgiler vermesidir. Serbest taşıyıcı yoğunluğu da uygun taşıyıcı

mobilitelerini verir. Elektron ve boşluk mobilitelerinin bilinmesi malzemenin kalitesinin doğrudan bilinmesi anlamına gelir.

Hall etkisi elektrik ve manyetik alan tarafından hareketli yükler üzerine etkiyen kuvvetlerin bir sonucudur. Hall olayının oluşmasına neden olan temel fiziksel prensip Lorentz kuvvetidir. Üzerinden akım geçen bir yarıiletkeni akım yönüne dik bir manyetik alan uygulanırsa akım ve manyetik alan yönlerine dik olacak şekilde yarıiletkenin iki ucunda bir gerilim farkı oluşur. Bu olaya Hall olayı oluşan gerilime de Hall voltajı denir.



Şekil 2.6. Hall etkisinin ölçülmesi için örnek yarıiletken geometrisi

Şekil 2.6'da görüldüğü gibi üzerinden x yönünde bir akım geçen yarıiletkeni z yönünde bir manyetik alan uygulanırsa yarıiletkeni ki yük taşıyıcıları elektronlar ve boşluklar üzerine bir manyetik kuvvet etki eder. Bu kuvvet,

$$F = qVxB \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilir. Burada q parçacığın yükünü, V parçacığın sürüklenme hızını ve B manyetik alanı temsil eder. Şekil 2.6 elektronlar ve boşluklar üzerine etkiyen manyetik kuvvetin “-y” yönünde olduğunu gösterir. Eğer yarıiletken n-tipi ise çoğunluk

taşıyıcılar elektronların konsantrasyonu boşluk konsantrasyonundan fazla olduğu için numunenin $y=0$ konumunda negatif yük yoğunluğu oluşacaktır ve numunenin $y=0$ konumu $y=w$ konumuna göre daha negatif bir potansiyelde olduğundan yarıiletkenin karşılıklı uçları arasında “-y” yönünde bir elektrik alan oluşur. Denge durumu olduğunda elektronlar üzerine etkiyen elektrik alan kuvveti ve manyetik alan kuvveti birbirini dengeleyecektir. Sonuç olarak,

$$F = -e(E + V_x B) = 0 \quad (2.16)$$

yazılabilir. Bu durum altında x yönündeki akım yoğunluğu değişmeyecektir. $y=0$ ve $y=w$ konumlarından ölçülen voltaj Hall voltajıdır ve değeri

$$V_H = E_y w \quad (2.17)$$

ile verilir. N-tipi yarıiletkenlerde çoğunluk taşıyıcılar elektronlar olmasından dolayı Hall voltajı negatiftir ve p-tipi yarıiletkenlerde ise pozitifdir. Eğer V_H değerini 2.16 denkleminde yerine yazarsak,

$$V_H = V_x B_z w \quad (2.18)$$

olur. Burada w numunenin y yönündeki uzunluğudur. X yönündeki akım yoğunluğu da,

$$J_x = neV_x = \frac{I_x}{wd}, V_x = \frac{I_x}{newd} \quad (2.19)$$

ile verilir burada d numunenin kalınlığıdır. Hall voltajı,

$$V_H = \frac{I_x}{ned} B_z \quad (2.20)$$

olarak bulunur. Hall katsayısı $R_H = \frac{1}{ne}$ olarak tanımlanırsa Hall voltajı,

$$V_H = \frac{R_H I_x B_z}{d} \quad (2.21)$$

elde edilir. Hall katsayısının deneysel olarak bulunması ile çoğunluk taşıyıcı yoğunluğu elde edilebilir.

2.3.1. Hall Katsayısının Deneysel Tayini

Hall katsayısı deneysel olarak belirlenirken dikkat edilmesi gereken bazı noktalar vardır. Bunların başında numune geometrisi gelir. Geleneksel olarak hazırlanmasının

basit olmasından ve akım çizgilerinin düzgün dağılımını sağladığı için Hall ölçümlerinde dikdörtgenler prizması şeklinde numuneler kullanılır. Bununla birlikte Hall ölçümünün alınacağı kontakların aynı eş potansiyel çizgi üzerinde olması gerekmektedir. Bunun sağlanması deneysel olarak zordur. Fakat bu durumdan kaynaklanan etkiler manyetik alanın her iki yönü için ölçümler yapıp bunun ortalaması alınır. Kontak civarındaki termal potansiyeli ortadan kaldırmak için ise akımın her iki yönü için ölçümler alınır ve Hall voltajının ortalamasının alınması ile bu etkiler yok edilebilir. N-tipi yarıiletkenler için Hall sabiti R_H ,

$$R_H = \frac{r_H}{ne} = \frac{V_H d}{IB} \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada r_H Hall sabiti faktörüdür ve değeri 1-2 arasında değişir, n taşıyıcı yoğunluğunu, w numune kalınlığını, I numuneden geçen akımı temsil eder. Hall sabitinin değeri sürüklenme hızını sınırlandıran saçılma işlemlerinin detaylarına bağlılık gösterir. Uygulanan manyetik alan taşıyıcı hareketinde bir düzensizliğe sebep olduğundan, Hall sabiti ayrıca manyetik alana da bağlıdır ve manyetik alanın değeri arttıkça Hall sabitinin değeri bire yaklaşır. Hatta düşük manyetik alanlarda bile Hall sabitinin değerinin 1'in %20'sinden daha fazla değişmeyeceği bir çok durum vardır. Dolayısı ile genellikle 1 olarak alınır.

Denklem 2.5'deki V_H ise deneysel olarak akım ve manyetik alanın her iki yönü için ölçülen Hall voltajıdır ve

$$V_H = \frac{1}{4} \left\{ [V_{(B)} - V_{(-B)}]_{I^+} - [V_{(B)} - V_{(-B)}]_{I^-} \right\} \quad (2.23)$$

ile verilir.

2.4. Kristal Kusurları

Kristal yapı birbirine özdeş yapıların ard arda eklenmesi ile oluşur. Bu yapıtaşları tek atomlar veya atom grupları olabilir. Bir kristal bu atom ve atom gruplarının yerleştiği varsayılan üç boyutlu örgüden oluşur ve kristaller bu üç boyutlu örgü noktalarına

yerleşen atomların periyodik dizilişi ile meydana gelir. İdeal bir kristalde atomların örgüdeki dizilişi mükemmeldir. Fakat bir yarıiletkenin 10^{22}cm^{-3} yoğunluğunda atom olduğu düşünülürse bütün atomların kristal örgüde yerleşmeleri gereken yerde bulunmaları beklenemez. Her zaman bazı atomlar kristal örgüde olmaları gereken yerde olmazlar. Sonuç olarak gerçekte mükemmel bir kristal örgü sistemi yoktur ve örgü kusurlar ve bazı eksiklikler içerir.

Bu kusurların varlığı malzemenin özelliklerini çok az etkileyebileceği düşünülebilir. Fakat açıktır ki katıların elektriksel dirençleri, mekanik özellikleri gibi bazı parametreleri örgüdeki belirli türdeki kusurların varlığı ile belirlenir. Bir kristaldeki kusurlar ikiye ayrılır; bunlar son derece konumlanmış olan ve atomik boyutta olanlardır. Atomik boyutta olan kusurlar noktasal kusurlardır. Diğer konumlanmış (dislokasyonlar) kusurlar ise genellikle boyutlarına göre incelenir ve bunlar çizgisel kusurlar, düzlemsel kusurlar (dislokasyonlar) ve hacimsel kusurlardır.

Bir kristalde kusurların oluşmasında etkin olan önemli bir faktörde stokiyometridir. Genellikle bir AB şeklindeki bileşiğin eşit sayıda A ve B atomu içerdiğini düşünürüz. Bu tip bir kristalin stokiyometrik olduğu söylenir. Anyon katyon oranı birden farklı olan kristaller stokiyometrik değildir. Stokiyometrinin birden farklı olması bir çok katı için iyi bir üstünlük değildir ve bu tip bileşik yarıiletkenler yapılarını boşluklar, arayer atomları ya da her ikisi ile birlikte dengelerler.

2.4.1. Noktasal Kusurlar

Bir katıdaki noktasal kusurlar başlıca iki gruba ayrılabilir. Bunlar kirlilikler (yabancı atomlar) ve doğal nokta kusurlardır. Nokta kusurların maksimum boyutları birkaç atomik aralıktan fazla değildir. Kirlilik atomları katının elektriksel özellikleri, optik, manyetik, termal ve mekanik özellikleri üzerinde bir çok etkiye sahiptir. İmpurite atomları özellikle metal olmayan iletkenler üzerinde baskın bir etkiye sahiptirler. Ayrıca doğal kusurların denge konsantrasyonlarını etkilerler.

Noktasal kusurları kendi aralarında dörde ayrılırlar. Bunlar

- a) boşluklar (vacancy),
- b) arayer atomları (interstitial),
- c) ters yerleşim kusurları (antisite)
- d) kusur çiftleridir (pairs).

2.4.1.1. Boşluklar

Boşluklar en basit doğal kusur türüdürler ve basitçe örgüde bir atomun bulunması gereken yerde bulunmaması ve yüzeye ilave bir atom yerleşmesi ile oluşur. Eğer örgüde atomik dizilişin tamamen düzgün olduğunu varsayarsak örgüden bir atomu ayırmak için E_v enerjisi gereklidir. Bununla birlikte bu atomun kristal yüzeyine yerleşmesi ile E_s enerjisi serbest bırakılır. Düzenli bir örgüde bir boşluğun oluşum enerjisi (E_v-E_s)'dir ve yaklaşık olarak 10eV/boşluk'tur. Örgü tam olarak düzgün ve değişmez yapıya sahip olmadığından boşluğun etrafındaki bölgede atomik düzenin tekrar ayarlanması için bir eğilim olacak ve bütün komşu atomların yerlerinden bir miktar hareketi ile örgü gevşeyecektir ve örgü gevşemesi ile E_v-E_s enerjisinin bir kısmı geri alınır. Bu gevşeme sonucunda kristal örgüsü değişmiş olur.

Kristal örgüde boşluğun varlığı atomları kristalin bir kısmından diğerine oldukça kolay bir şekilde hareket etmesini sağlar ve atom örgüde ayrıldığı yerde bir boşluk bırakır. Atomların bu hareketi boşlukların hareket yönünün tersi istikamettedir. İyonik bir kristalde pozitif iyon konumunda bir boşluğun varlığı kristalin elektriksel nötralliğini bozar ve boşluk etkin negatif yüke sahip olur. Bu da sistemin elektrostatik enerjisini artırır. Sonuç olarak elektriksel nötralliğin sağlanması için pozitif ve negatif iyon boşlukları eş olarak bulunur.

İyonik bir kristalde boşlukların varlığı sadece atomların örgüde hareketlerini sağlamakla kalmaz uygulanan elektrik alanında elektriksel iletkenliğe katkıda bulunur. Bir boşluğun

oluşum enerjisi ($E_v - E_s$) ise N atom içeren bir kristalde n boşluğun varlığı düşünülürse, boşluk konsantrasyonu

$$n = N \exp\left(-\frac{(E_v - E_s)}{kT}\right) \quad (2.24)$$

ile verilir. Denklem 2.24'e göre boşluk sayısının sıcaklık ile arttığı söylenebilir. Boşluk konsantrasyonundaki değişim kristaldeki atomların diffüzyon oranları ölçümleri ile veya iyonik kristalin elektriksel iletkenliğindeki artışın ölçülmesi ile belirlenir.

2.4.1.2. Arayer Atomu

Fazla bir atom örgüde yerleşebileceği uygun bir yer yokken örgüye yerleşmesi için zorlanırsa örgünün sıkıştırılması ile örgü dışına yerleşir. Bu noktasal kusur arayer atomu olarak adlandırılır. Bir arayer atomu kusurunun oluşması için gerekli olan enerji genellikle bir boşluk kusurunun oluşması için gerekli olan enerjiden daha fazladır (5 ile 10 kat arasında). Sonuçta verilen bir T sıcaklığında arayer kusuru konsantrasyonu boşluk konsantrasyonuna göre daha azdır. Bununla birlikte arayer atomları kristalin hızlı iyonlar ve nötronlar tarafından bombardıman edilmesi ile oluşturulabilirler. Ayrıca kristalin mekanik olarak bozulması sırasında da oluşturulabilir.

Metallerde özellikle bakır ve çinko gibi sıkı paketlenmiş kristal yapılarda bir arayer atomu kusuru oluşturmak hemen hemen imkansızdır. Bununla birlikte elmas gibi açık örgüye sahip kristallerde arayer atomu kusuru bolca bulunmaktadır.

Eğer arayer atomu örgüde arkasında bir boşluk bırakarak oluşmuşsa bu boşluk arayer çifti Frenkel çifti diye adlandırılır. Böylece toplam elektriksel nötrallik ve stokiyostride bir değişim olmaması sağlanmış olur. Frenkel kusuru termal dengede oluşabilir veya nükleon bombardımanı ile oluşturulabilir.

Ters yerleşim kusuru ise bileşikte yanlış atomik bölgeyi işgal eden atomların kombinasyonu ile karakterize edilir. Bu kusur sadece iki tür atomun boyutları

karşılaştırılabilir olduğunda oluşur. Bununla birlikte ters yerleşim kusuru stokiyometriyi bozmaz.

2.4.2. Derin Seviye Kusurları

Bir yarıiletkendeki kusurlar yasak enerji aralığında buldukları yere göre derin ve yüzeysel seviyeler diye ikiye ayrılır. Yüzeysel seviyeler basit hidrojenik kirlilikler ile benzer alınabilir. Hidrojenik kirliliklerde elektron uygun bant kenarında etkin kütlesiyle genişletilmiş seviyede Coulomb potansiyeli ile hafifçe bağlıdır. Bu tip dışındaki diğer seviyeler derindir ve kirlilik potansiyelinin daha güçlü şekilde konumlanması elektronların sıkıca bağlanmasına sebep olur ve bir enerji seviyesi oluşumuyla sonuçlanır. Genel yarıiletkenler için (Si, GaAs) derin seviyeler bant kenarından yaklaşık olarak 0.05 eV'dan daha büyüktür ve termal olarak iyonize olmazlar.

Eğer derin seviye kirliliği yeterli derecede büyük bir konsantrasyonda bulunuyorsa, belli sıcaklık aralıkları üzerinde Fermi seviyesinin pozisyonu belirler. Derin seviyeler üzerine yapılan çalışmaların çoğunluğu bazı malzeme özelliklerinden yararlanılarak yapılmıştır. Örnek olarak azınlık taşıyıcı tekrar birleşme ömrü bu merkezlerin çok düşük konsantrasyonu ile kontrol edilebilir. Bu aslında büyük bir öneme sahiptir. Çünkü azınlık taşıyıcı ömrü bir çok yarıiletken aletin kalitesini belirler. Bir çok durumda derin seviye konsantrasyonu yüzeysel seviye konsantrasyonundan birkaç mertebe küçüktür. Dolayısı ile genellikle Fermi seviyesi pozisyonu ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu yüzeysel seviyeler ile kontrol edilir.

Bazı durumlarda derin seviye merkezleri istenerek oluşturulabilir. Ama bir çok durumda kristal büyütülürken istenmeyen kirlilikler ve kusurların sonucunda bulunurlar. Derin seviyelerin özelliklerinin ölçümü sadece onların taşıyıcı rekombinasyonu üzerindeki etkileri için değil onları sınıflandırmak ve nitelendirmek için çok önemlidir.

Derin seviyelerin dinamik elektronik davranışlarını açıklayan dört işlem vardır bunlar elektron ve boşluklar için ayrı ayrı emisyon ve yakalama işlemleridir. Yakalama işlemi yakalama tesir kesiti ile karakterize edilir.

N serbest elektron $\langle V_n \rangle$ ortalama termal hızıyla hareket ederse birim zamanda ve alandaki elektronların sayısı $n \langle V_n \rangle$ ile verilir. N_t derin seviyelerin toplam konsantrasyonu ise ve herhangi bir anda bunlardan n_t kadarı elektronlar tarafından işgal ediliyorsa $(N_t - n_t)$ kadarı elektronlar tarafından işgal edilmeyen enerji durumu sayısını verir. İşgal edilmeyen durumlara kısa zaman aralığında yakalanan elektronların sayısı

$$\frac{\Delta n_t}{\Delta t} = \sigma_n \langle V_n \rangle n (N_t - n_t) \quad (2.25)$$

ile ve her bir işgal edilmeyen durum için yakalama oranı

$$c_n = \frac{\Delta n_t}{\Delta t} \frac{1}{(N_t - n_t)}, \quad c_n = \sigma_n \langle V_n \rangle n \quad (2.26)$$

ile tanımlanır. Burada σ_n yakalama tesir kesitini ve alt indislerde elektronlar için yakalama kesitini temsil eder. Aynı şekilde boşluklar için yakalama oranı

$$c_p = \frac{\Delta(N_t - n_t)}{\Delta t} \frac{1}{n_t} = \sigma_p \langle V_n \rangle p \quad (2.27)$$

ile verilir. Her taşıyıcı için yakalama oranı azınlık taşıyıcı ömrü ile ilgilidir.

Düşük enjeksiyon durumu göz önüne alındığında azınlık taşıyıcıların sayısı çoğunluk taşıyıcılarından az olduğu için ($n \gg p$ olduğu durum) seviyedeki boşlukların yüksek yakalama oranı 2.26 denklemi ile karşılaştırıldığında, çoğunluk taşıyıcı durumlarının daima boş olduğunu belirtir. Sonuç olarak denge durumunda $n_t = 0$ 'dır. Bir seviyenin işgal edilmesi emisyon yeteneği ve yakalama işlemi tarafından belirlenir.

Elektronlar ile işgal edilmiş seviyelerde boşluklar yakalanır ve elektronlar emisyon yaparlar, diğer yandan elektronlar tarafından işgal edilmemiş seviyelerde boşluklar

emiyon yapar ve elektronlar yakalanır. N_t net katkılama oranı ($N_d - N_a$) ile karşılaştırıldığında küçük olduğunda bu işlemlerin serbest taşıyıcı yoğunluğu üzerindeki etkileri ihmal edilecek kadar küçüktür.

Termal dengedeki tuzakların işgal edilmesinin düşünülmesi emiyon ve yakalama oranları arasındaki ilişki kurmak için faydalı olur. Termal dengedeki yakalama ve emiyon işlemleri sadece basit denge durumunun gereği olarak $\frac{dn_t}{dt} = 0$ şartını değil ayrıntılı denge durumlarını sağlamalıdır. Ayrıntılı denge durumunda bir işlem için oran ve bu oranın tersi birbirine eşit olmalıdır. Dolayısı ile tuzakların termal denge durumunda işgal edilmesi

$$\frac{n_t}{N_t} = \frac{c_n}{c_n + e_n} = \frac{e_p}{e_p + c_p} \quad (2.28)$$

şartını sağlamalıdır (e_n emiyon oranı). Ayrıca termal dengedeki işgal edilebilme Fermi-Dirac dağılımı ile verilir.

$$\frac{e_n}{c_n} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right), \quad \frac{e_p}{c_p} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) \quad (2.29)$$

denklemleri sırasıyla elektron ışımasını ve boşluk ışıması için termal dengede Fermi-Dirac dağılımını verir. Bu dağılım sonucunda üç koşul açığa çıkar. Bunlar

- 1) $E_t < E_F$ olduğunda $c_n > e_n$ ve $c_p > e_p$ sağlanır ve seviye elektronlar ile işgal edilir.
- 2) $E_t > E_F$ olduğunda $c_n < e_n$ ve $c_p < e_p$ sağlanır ve seviye boştur.
- 3) $E_t = E_F$ olduğunda $c_n \cong e_n$ ve $c_p \cong e_p$ olur ve işgal edilebilirlik $\frac{1}{2}$ 'ye eşittir.

Fermi seviyesinin pozisyonu ile e_n ve c_n 'in (e_p ve c_p) birbirlerine göre değerlerinin değişiminin sebebi, yakalama oranının serbest taşıyıcı konsantrasyonu tarafından belirlenmesidir. c_p ve c_n 'in değeri numunenin katkılamasına bağlı olmasına rağmen e_n ve e_p derin seviyenin kendi katkısız özelliğine bağlıdır.

Bir çok yarıiletkenin iletkenliği isteyerek katkılanmış sığ seviyeler ile belirlenmesine rağmen, yasak enerji aralığında yarıiletkenin iletkenliğine diğer özelliklerine etkileri olabilir. Derin seviyeler telafi etme mekanizmaları gibi çalışabilir. Telafi edilmiş yarıiletkenlerdeki $n = N_a - N_d$ değerindeki N_a parametresi yasak enerji aralığında sığ donör seviyesinin altındaki tamamen işgal edilmiş akseptör tipi seviyelerin yoğunluklarının toplamı olarak yorumlanabilir. Akseptör tipi derin seviyeler iyonize olurlar ve kirlilik saçılmasına katkıda bulunurlar ve böylece serbest taşıyıcı mobilitesini sınırlandırır. Ayrıca yarıiletkenin rekombinasyon özellikleri üzerinde önemli etkilere sahiptirler.

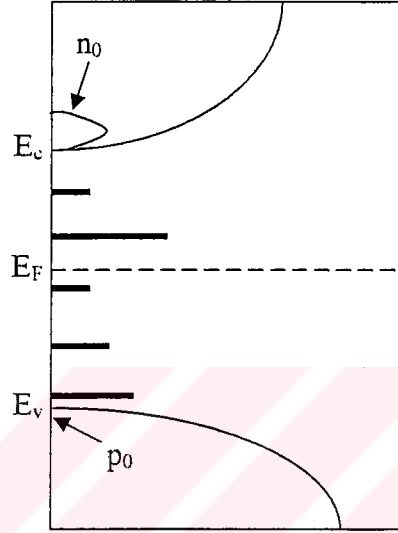
2.5. Yarıiletkenlerde Telafi Olayı

Yarıiletkenin kristal yapısına, saflığına ve hazırlanma işlemlerine yeterince önem gösterilmedikçe, belirgin bir yoğunlukta donör ve akseptör kusurları farklı enerjilerde farklı durumlara bağlı olması mümkündür. Termodinamik dengede, Fermi enerjisi kristalde bütün enerjilerde (konumlanmış veya konumlanmamış) bütün elektron durumlarının tanımına uygun olmalıdır.

Yeterince yüksek karakteristik enerjili herhangi bir donörün sahip olduğu elektron konsantrasyonu kendisinden daha düşük bir enerjide bulunan bir akseptör seviyesi tarafından kabul edilmesi durumunda düşük enerjideki akseptör durumlarının daha yüksek enerjideki donör seviyesini telafi ettiği söylenir. Şekil 2.7 telafi edilmiş bir yarıiletkenin yasak enerji aralığında farklı enerjilerde bir çok çeşit donör ve akseptör kusurlarının temsilini gösterir. Yüksek enerjilerdeki donör seviyeleri daha düşük enerjideki akseptör seviyesinin iyonize olması ile iyonize olma eğilimindedir. Kusur durumlarının yoğunlukları ve telafi olma derecesi n_0 ve p_0 denge yoğunluklarının asal durumla nasıl ilişkili olduğunu belirler. Dengedeki toplam elektriksel nötralliğin durumu ,

$$(n_0 - p_0) = N_r = \sum_j N_{dj} [1 - P_e(E_{dj})] - \sum_k N_{ak} P_e(E_{ak}) \quad (2.30)$$

ile verilir ve bir yarıiletken için herhangi bir sıcaklıkta verilen kusurların dağılımı tek bir Fermi enerjisi gerektiren bir durumdur.



Şekil 2.7. Durumların yoğunluğu ve işgal edilebilirliği

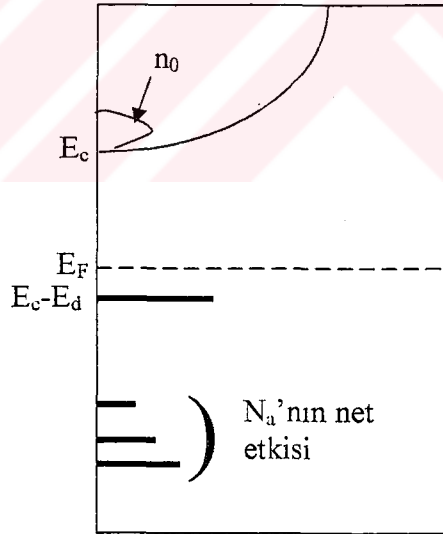
Denklem 2.30'un sağındaki ilk terim elektronlarını kaybeden j türü donörün toplam etkisidir ve ikinci terim elektronları kabul eden k türü akseptörlerin toplam etkisidir. İki toplam terimi arasındaki fark N_r 'dir ve p_0 arasındaki farka zorlayan kusurların toplam etkilerini gösterir.

Fermi enerjisinin iyice altındaki donör durumlarının ve Fermi enerjisinin fark edilir derecede üstündeki akseptör durumlarının denklem 2.30'a ihmal edilebilir derecede katkı sağlayacaklardır. Fermi enerjisinin iyice üzerindeki donör durumlarının ve iyice altındaki akseptör durumlarının katkıları belirgin derecede olacaktır fakat bu katkı sıcaklıktan etkilenmeyen bir katkı olacaktır. Fermi enerjisine yakın enerjilerdeki kusur durumları için işgal edilebilirliğin sıcaklığa bağlılığını çalışmak genellikle uygulanabilir. Fakat diğer durumların işgal edilebilirliğini T ve E_F değişimine oldukça duyarlı olduğu varsayımı yapılması gereklidir. Diğer bütün kusur durumları en azından

Fermi enerjisinden $3k_0T$ kadar daha yüksek veya düşük olursa, bu varsayım fark edilir bir hataya sebep olmayacaktır.

2.5.1. Telafi Edilmiş Yarıiletkende Serbest Taşıyıcı Yoğunluğu

Yukarıdaki şart sağlandığı zaman, sadece bir bandın veya kusur durumlarının bir takımının işgal edilebilirliği sıcaklığın oldukça geniş bir aralığında değişir. Bu şekil 2.7'de gösterilen durumda oluşabilir ve bu durumda iletkenlik bandı altındaki E_d enerjisinde N_d yoğunluklu donör kusuru baskındır. Bu kusur dışındaki diğer bütün kusurların etkileri net telafi edici yoğunluk N_a olarak tanımlanır. Basit bir şekilde yasak enerji aralığının çok büyük olduğu ve p_0 'ın bütün sıcaklık aralığında sıfır olduğu varsayılabilir.



Şekil 2.8. N-tipi katkılı bir yarıiletken için basitleştirilmiş enerji durumu şekli. Yarıiletken tek tip donör kusuru ve kusurların kısmi telafisi ile tarafından kontrol edilir

Bu varsayım sonucunda denklem 2.30

$$n_0 = N_d [1 - P_e(E_d)] - N_a \quad (2.31)$$

denkleminde indirgenir. Bu denklem tekrar yazılarak

$$(N_d - N_a - n_0) = N_d P_e(E_d) = \frac{N_d}{1 + \beta \exp\left[\frac{E_c - E_d - E_F}{k_0 T}\right]} \quad (2.32)$$

denklemine dönüşür. Tartışmaya devam etmek için kusur seviyelerinden üretilen serbest elektron sayısını bütün sıcaklık aralıklarında $n_0 \ll N_c$ olması için yeterince küçük olduğu varsayılabilir, ve bu ilişki sayesinde serbest elektron yoğunluğu ve Fermi enerjisi arasındaki basit ilişki

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{k_0 T}\right) \quad (2.33)$$

kullanılabilir. Denklem 2.32 ve 2.33 her ikisi birlikte geçerlidir ve n_0 ve E_F ile ilişkili iki duruma sahibiz. Bu iki denklemin ortak çözümü ile hem n_0 hem de $\exp(E_F / kT)$ için bir denklem

$$\frac{n_0(N_a + n_0)}{N_d - N_a - n_0} = \beta N_c \exp(-E_d / kT), n_0 \ll N_c \quad (2.34)$$

elde edilir. Kısmen N_d yoğunluklu donörler ile telafi edilmiş E_a iyonizasyon enerjili N_a akseptöründen uyarılan serbest boşluk yoğunluğu,

$$\frac{p_0(N_d + p_0)}{N_d - N_a - p_0} = (N_v / \beta) \exp(-E_a / kT), p_0 \ll N_v \quad (2.35)$$

ile verilir. Denklem 2.34 ve 2.35 sıcaklığın ve telafi oranının (N_a / N_d) fonksiyonu olarak davranışları tamamen aynıdır ve her iki denklem de çokça kullanılır.

Termal dengedeki bir yarıiletken enerji iletimi ve tersi olan işlemler arasında bir dengeye sahip olma eğilimindedir. İletim işlemlerinden dolayı (fononlar ile elektron enerjisi değişimi gibi) elektronlar sabit bir şekilde iletkenlik bandına uyarılır ve o bantdan yine sabit bir şekilde düşerler. Elektron üretimi ve rekombinasyonu termal dengede eşittir ve n_0 'ın zamandan bağımsız yoğunluğu gözlenir. Eğer yarıiletken kusurlar tarafından telafi edilirse n_0 yoğunluğu denklem 2.34 ve 2.35'i sağlar. Bu denklemler "kütle etkileşim" denklemi olarak adlandırılır. Bunun sebebi ise açıkça kütle etkileşim kanununu yansıttığıdır.

Denklem 2.33'ün logaritmasının alınması ile Fermi enerjisi için sıcaklığa ve taşıyıcı yoğunluğuna bağlı iyi bilinen denklem

$$E_F = E_c - k_0 T \ln\left(\frac{N_c}{n_0}\right) \quad (2.36)$$

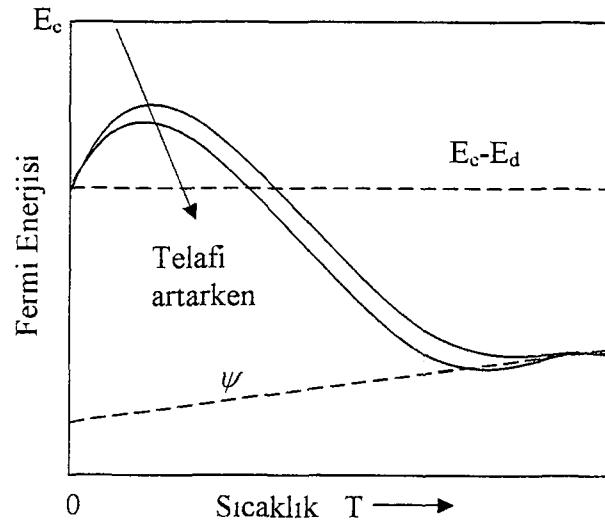
elde edilir. Kusurların etkin hale geçmesi ile E_F 'nin sıcaklıkla değişimini sınırlandıran iki durum vardır. Bu durumlar

$$1) E_F = (E_c - E_d) + k_0 T \ln\left[\frac{\beta(N_d - N_a)}{N_a}\right] \quad T \text{ küçük, } n_0 \ll N_a \ll N_d \quad (2.37)$$

$$2) E_F = E_c - k_0 T \ln\left[\frac{N_c}{(N_d - N_a)}\right] \quad T \text{ büyük, } n_0 \approx (N_d - N_a) \quad (2.38)$$

olarak gösterilir.

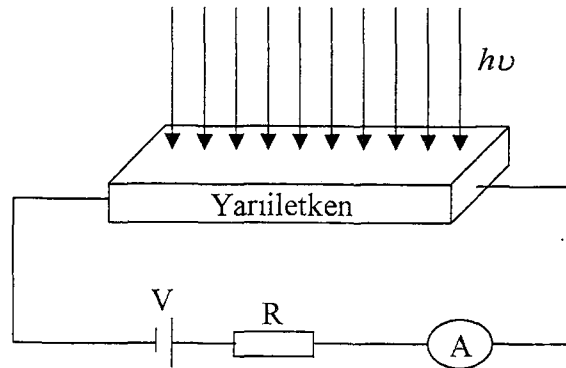
Fermi enerjisi, n-tipi bir yarıiletkende iletkenlik bandının yardımıyla kısmen telafi edilmiş donörlerin yoğunluğunu azaltması için sıcaklıkla değişim göstermelidir. Sonuçtaki serbest elektron yoğunluğu denklem 2.34 ile verilir ve E_F bütün sıcaklık aralıkları için denklem 2.36 ile tanımlanır. Şekil 2.8'in solunda görülen artış denklem 2.37'nin davranışını gösterir ve sıcaklığın artışı ile E_F 'nin azalma eğilimi denklem 2.38'in davranışını betimler. Şekildeki ok daha fazla telafi merkezinin yapıya dahil olması ile kaymayı göstermektedir. Tabii ki Fermi seviyesi yeterince yüksek sıcaklıklarda asal Fermi pozisyonu ψ ile birleşmelidir.



Şekil 2.9. Fermi enerjisinin sıcaklıkla değişimi

2.6. Fotoiletkenlik

Şekil 2.10'daki deneysel düzenek fotoiletkenlik olayının gözlenmesini sağlar. Yarıiletken üzerine gönderilen ışığın soğurulması ile fazla yük taşıyıcıları üretilir ve yarıiletkenin iletkenliği değişir.



Şekil 2.10. Fotoiletkenliğin gözlenmesini sağlayan deneysel düzenek

Bununla birlikte yarıiletken üzerine gönderilen ışığın enerjisine göre iletkenliği etkileyen üç mekanizma vardır. Bunlar

- 1) bantlar arası soğurma ile elektron-boşluk çifti üretimi ($E_{hv} \geq E_g$),
- 2) sırasıyla elektron ve boşlukların donör veya akseptör kirliliklerinde iletkenlik veya valans bandına uyarılması ($E_{hv} < E_g$),
- 3) serbest taşıyıcı soğurması ($E_{hv} < E_g$)

olarak gösterilebilir. Birinci ve ikinci mekanizma ile taşıyıcı sayısı artarken, üçüncü mekanizma sonucunda taşıyıcı sayısı sabit kalır. Birinci mekanizmada ışık valans bandındaki bir elektrona yeterli enerjiyi sağlayarak iletkenlik bandına uyarılmasını sağlar ve elektron-boşluk çifti üretilir. İkinci mekanizmada ise n-tipi bir yarıiletken için donör seviyesindeki elektronlar iletkenlik bandına uyarılır ve iletkenlik bandında ilave elektron üretilir. Bu iki mekanizma sonucunda iletkenlik bandında üretilen ilave elektronlar yarıiletkenin iletkenliğini değiştirir. Bu değişim dış devredeki akımda bir değişikliğe sebep olur. Dış devredeki akım düşük güç seviyelerinde ışığın şiddeti ile lineer bir şekilde orantılıdır.

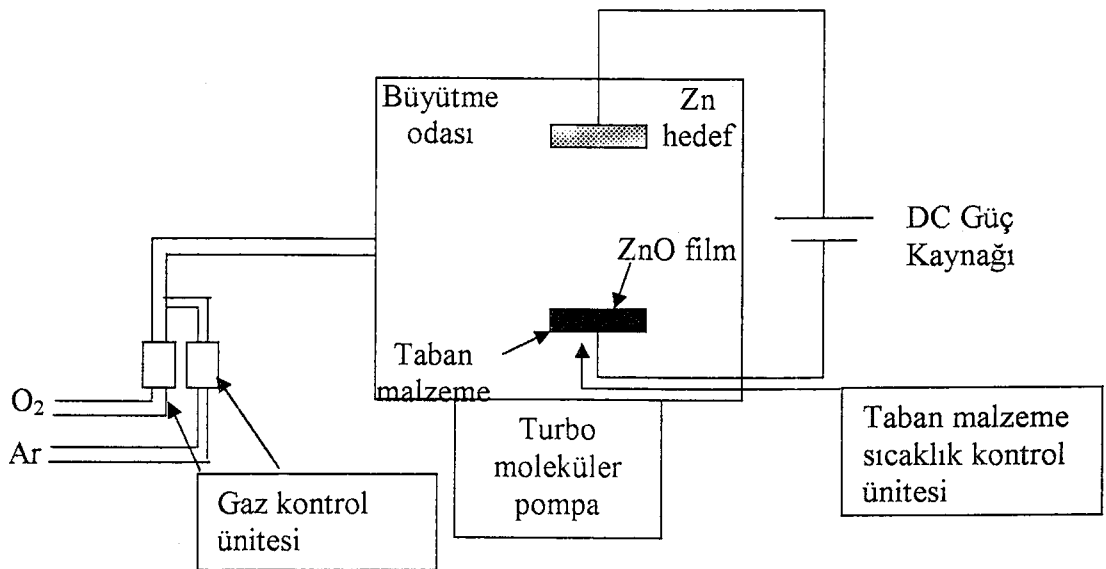
Kirlilik seviyelerinin genellikle sığ olmasından dolayı bu seviyeleri uyarmak için düşük foton enerjisi gereklidir. Bu da uzun dalgaboyu anlamına gelir (kızılötesi veya uzak kızılötesi). Üçüncü mekanizmada taşıyıcı sabit kalmasına rağmen mobilite değişimi ile iletkenlik değişir. Bu durum genellikle taşıyıcı etkin kütlesi küçük olduğunda ve bant yapısı parabolik olmadığı durumlarda (dar yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenlerin iletkenlik bandı gibi) gözlenir. Serbest taşıyıcı soğurması ile iletkenlik düşük enerjilerde hızlı bir şekilde artar.

Sonuç olarak, bu bölümde genel bir katıhal teorisi olarak asal ve katkı yarıiletkenler anlatılmıştır. Sonrasında alınan elektriksel ölçümlerin açıklanabilmesi için yarıiletkenlerde iletkenlik konusu teorik olarak ele alınmıştır. Bununla birlikte yarıiletkenlerde kusurlar ve elektriksel iletkenliğe etkileri genel olarak açıklanmıştır. İlave olarak yarıiletkenlerde telafi olayı ve telafi edilmiş yarıiletkenlerde serbest taşıyıcı konsantrasyonu araştırılmıştır. Son olarak, Fotoiletkenlik ölçümlerinin açıklanabilmesi için yarıiletkenlerde fotoiletkenlik olayı teorik olarak incelenmiştir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Reactive Sputtering (Reaktif Püskürtme) Tekniği

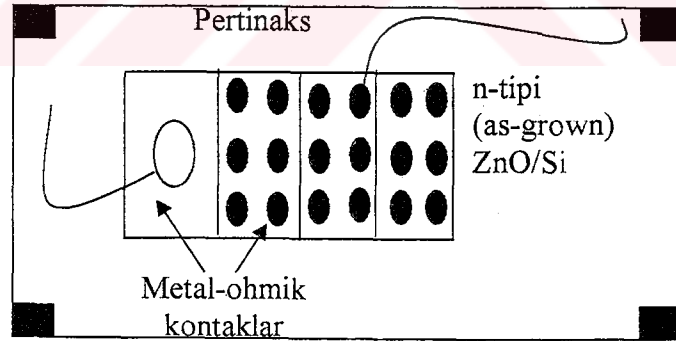
Bu çalışmada kullanılan n-tipi (as-grown), p-tipi (as-grown), n-tipi (tavlanmış) ve p-tipi (tavlanmış) ZnO numuneleri reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüştür (Tüzemen *et al.* 2001). Bu teknik kısaca büyütülecek olan numuneyi oluşturan elementlerden en az birinin belli bir kesrinin gaz fazında büyütme sistemi içerisine püskürtülmesi olarak tanımlanabilir. Bu metodun avantajları arasında bileşik malzemenin metalik hedef kullanılarak oluşturulması ve filmlerin bileşiklerinin istenilen oranlarda elde edilmesi sayılabileceği gibi, içeriye gönderilen gazın kesrinin filmin özellikleri etkilemesi ve bu etkinin tahmin edilmesinin zor olması da dezavantajları arasında gösterilebilir. Şematik diyagramı şekil 3.1'de gösterilen bu teknikte ZnO ince filmler 4N'lik (%99.99) Zn hedeften O₂/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 sırasında taban malzemenin sıcaklığı 350⁰C olarak tutulmuştur (Tüzemen *et al.* 2001).



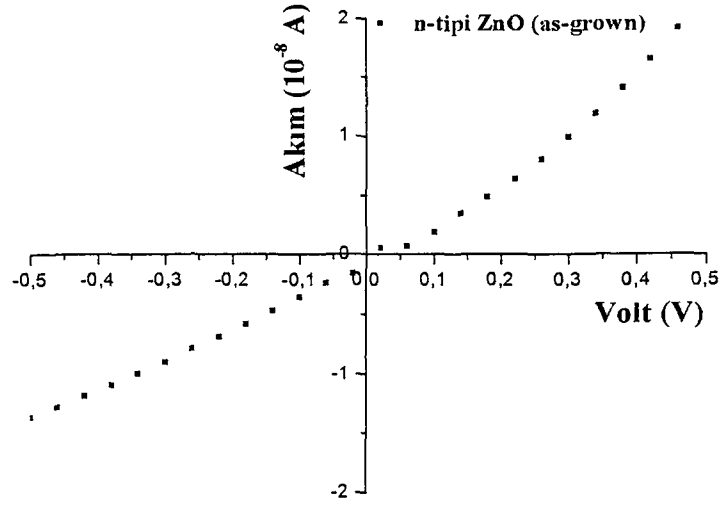
Şekil 3.1. Reaktif Püskürtme metodunun şematik gösterimi

3.2. Numune Hazırlama

Elektriksel ölçümler için kullanılan, Si taban üzerine büyütülen n-tipi ZnO (as-grown) numunesinin, bir köşesine dikdörtgen şeklinde (0.4 mm'ye 0.5 mm) alüminyum buharlaştırılarak, p-tipi ZnO (as-grown) numunesine altın buharlaştırılarak, vakumda tavllanmış n-tipi ZnO numunesi de alüminyum buharlaştırılarak ohmik kontak yapıldı. Ohmik kontaklar yapıldıktan sonra 600°C 'de 3 dakika tavlandı. Numunelerin diğer geri kalan kısımlarına altın, gümüş ve kalaydan oluşan 6'şar tane nokta kontaklar yapıldı. I-V ölçümleri sonucunda kontakların ohmik olup olmadıkları tespit edildi. Bütün ölçümler ohmik kontaklar üzerinden alındı. Bu işlemlerden sonra ZnO numuneleri pertinaks malzeme üzerine yapıştırıldı. Alüminyum ohmik kontaktan I-V ve diğer elektriksel ölçümlerden kullanılması için ince bir telle uç alındı (şekil 3.2.). Ayrıca Hall ve öz direnç ölçümleri yapabilmek için numunelerin dört köşesine indiyumdan oluşan nokta kontaklar yapılarak kontakların dirençleri ohmik olup olmadıkları I-V karakteristikleri ölçülerek kontrol edildi (şekil 3.3).



Şekil 3.2. Elektrik alan ölçümlerinde kullanılan n-tipi (as-grown) ZnO/Si'un şematik görünümü

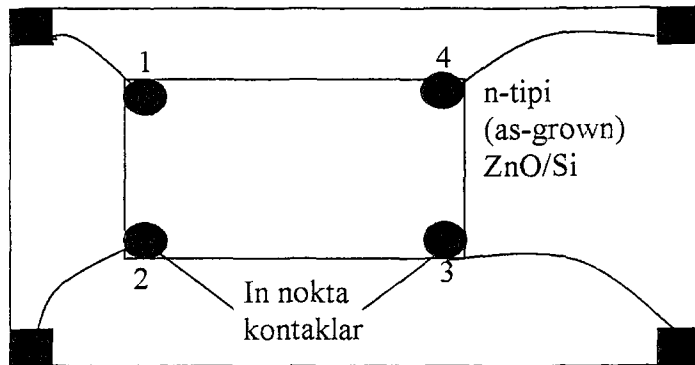


Şekil 3.3. Numunelerde ohmik kontak olduğunu gösteren tipik bir I-V karakteristiği

3.3. Deney Sistemleri ve Ölçümlerin Alınması

3.3.1 Özdirenç ve Hall Ölçümü

Oda sıcaklığında özdirenç ve Hall ölçümlerinde kullanılan n-tipi ZnO (as-grown) numunesi şekil 3.4'deki gibi dört kontak hazırlandı.



Şekil 3.4. Hall ve özdirenç ölçümlerinde kullanılan n-tipi (as-grown) ZnO/Si'un şematik görünümü

Kontaktların hazırlanmasından sonra numunenin özdirençinin belirlenmesi için, şekilde kontak numaraları verilen kontaktardan ikisine voltaj uygulanıp diğer ikisinden akım

ölçüldü. 1 ve 2 kontaklarına bir gerilim uygulanıp, 3 ve 4 kontaklarından akım ölçülerek $R_{12-34}=V_{12}/I_{34}$ direnci belirlendi. Sırasıyla 2, 3 kontaklarına, 3, 4 kontaklarına ve 4, 1 kontaklarına gerilim uygulanarak bu gerilimlere karşılık gelen akımların ölçülmesiyle R_{23-41} , R_{34-12} , R_{41-23} dirençleri belirlendi. Daha sonra bu kontaklara uygulanan gerilim ve akım uçları ters çevrildi ve hata payını azaltmak için bu ters uçlarla R_{21-43} , R_{32-14} , R_{43-21} ve R_{14-32} dirençleri belirlendi. Ölçümlerin güvenilir olması için bu sekiz direncin sağlanması gereken şartlar araştırıldı. Bu şartlar,

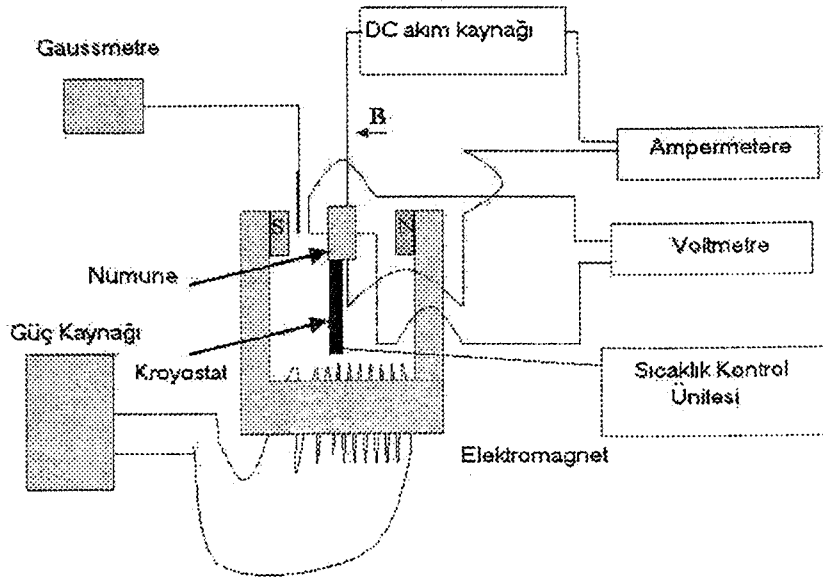
$$a) R_{12-34} = R_{21-43}, R_{23-41} = R_{32-14}, R_{34-12} = R_{43-21}, R_{41-23} = R_{14-32}$$

$$b) R_{21-43} + R_{12-34} = R_{43-21} + R_{34-12} \text{ ve}$$

$$c) R_{32-14} + R_{23-41} = R_{14-32} + R_{41-23}$$

Van der Pauw metodu ile ölçüm yapılırken dikkat edilmesi gereken şartlardır ve ölçümler sonucunda bu şartlardan %5 civarındaki bir hata öz direnç ölçümünün hatalı olduğunu bildirir ve hata kaynaklarının araştırılması gereklidir.

N-tipi ZnO (as-grown) üzerinde yapılan Hall ölçümü sisteminin blok diyagramı şekil 3.5’de verilmiştir. Pertinaks malzeme üzerine tutturulan numunenin iki çapraz ucuna



Şekil 3.5. Hall ölçümlerinin yapıldığı sistemin blok diyagramı (Ateş 2002)

sabit akım kaynağı bağlandı ve diğer iki çapraz kontak ise Hall voltajını ölçmek için kullanıldı. Sabit akım kaynağı olarak akım hassasiyeti 100 nA olan Keitley 610C I-V seti kullanıldı. Hall voltajı ölçümleri, hassasiyeti 100 nV olan Hameg programlanabilir sayısal multimetresi (Hm 8112-2 model) yardımıyla ölçüldü.

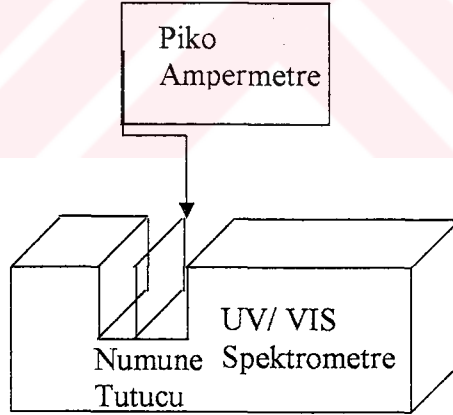
Manyetik alanda ölçüm yapabilmek için numune 2.5 cm aralığında 12 kG'luk maksimum alan üretebilen Varian V-2900 elektromagnetin kutupları arasına yerleştirildi. Bilinmeyen manyetik alan F.W.Bell Gauss/Teslametre (model 5080) yardımıyla belirlendi. Ayrıca numune üzerine ışık düşürülerek Hall voltajı belirlendi. Numune üzerine tek dalga boylu 1100 nm ışık yaklaşık olarak ± 3 nm hassasiyete sahip "Perkin Elmer UV/VIS Lambda 2S Spektrometresi" kullanıldı. Spektrometreden ışık fiber optik kablo ile elektromagnetin kutupları arasına taşındı ve numune üzerine düşmesi sağlandı.

3.3.2.Fotoiletkenlik Ölçümleri

İletkenlik ölçümlerinde n-tipi (as-grown), p-tipi (as-grown), n-tipi (vakumda tavllanmış), p-tipi (vakumda tavllanmış) numuneleri kullanıldı ve basitçe numuneye daha önceden hazırlanan ohmik kontaklar yardımıyla sabit bir gerilim uygulanarak belirli dalga boylarında ışık düşürülerek akımın değişimi incelendi. Kullanılan deney sisteminin blok diyagramı şekil 3.6'de görülmektedir. Numuneye bir gerilim uygulamak için ve buna karşı oluşan akımı ölçmek için "Keitley 487 Picoampermeter/Voltage Source" kullanıldı. Elektriksel ölçümler sırasında numune üzerine tek dalga boylu ışık düşürebilmek için yaklaşık olarak ± 3 nm hassasiyete sahip UV/VIS spektrometresi kullanıldı.

Şekil 3.6'de blok diyagramı gösterilen deney düzeneği yardımıyla alınan ölçümler aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir.

- a) N-tipi (as-grown) ve p-tipi (as-grown) numuneler üzerinde, $V=2V$ uygulanarak, UV/VIS spektrometre yardımıyla 200-1100nm dalgaboyu ile aydınlatılarak akım değişimi incelendi.
- b) N-tipi (as-grown) numunesine, sadece gerilim uygulanıp akımın zamana karşı değişimi incelendi ve uygulanan gerilime karşı oluşan akımın sabitleşmesinden (kararlı hale geldikten) belli bir süre sonra gerilim kaynağı kapatıldı ve belli zaman aralıklarında sadece oluşan akımı incelemek amacı ile aynı gerilim uygulandı ve akım değişimi incelendi.
- c) N-tipi ZnO (as-grown) ve p-tipi ZnO (as-grown) numunelerine, aynı anda UV/VIS spektrometre yardımı ile numune üzerine tek dalgaboylu ışık (1100nm) düşürüldü ve sabit gerilim uygulanarak buna karşı oluşan akımın zamana karşı değişimleri ölçüldü.
- d) N-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) ve p-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numuneleri UV/VIS spektrometre yardımı ile numune üzerine dalga boyu 1100nm ışık düşürüldü ve sabit bir gerilim uygulanarak buna karşı oluşan akım ölçüldü.



Şekil 3.6. İletkenlik ölçümleri için kullanılan deney sisteminin blok diyagramı

3.4. Numunelerin Vakumda Tavlama İşlemi

Numuneler üzerinde alınan ölçümlerde vakum tavlamanın etkisini araştırabilmek için birbirleri ile aynı şekilde büyütülmüş n-tipi ve p-tipi ZnO numuneleri vakumda tavlama yapılmış diğer n-tipi ve p-tipi ZnO numuneleri büyütüldükleri gibi bırakılmıştır.

Vakumda tavlama işleminde Edwards 6E4 kaplama ünitesi kullanılmıştır. Tavlama sıcaklığı potaya uygulanan akımın verdiği sıcaklık değeri kalibre edilerek 750°C 'de sabit kalacak şekilde ayarlanmıştır ve numune potanın üstüne yerleştirilmiştir. 10^{-5} torr'luk basınç altında vakum ortamında 30 dakika tavlama işlemi yapılmıştır.



4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Özdirenç ve Hall Ölçümü

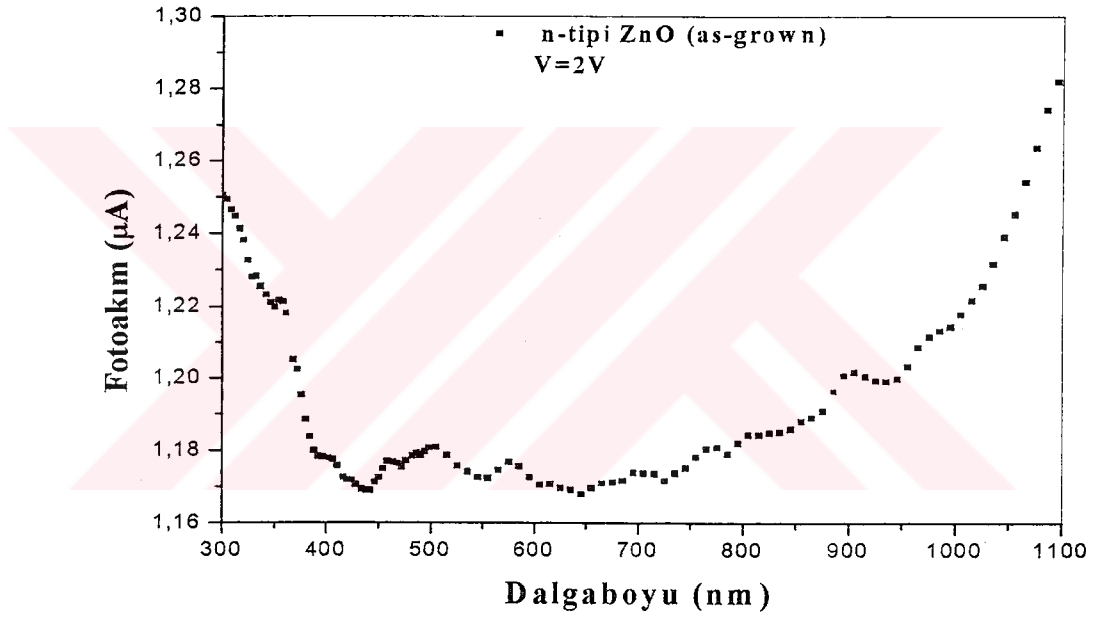
Özdirenç ve Hall ölçümlerinde kullanılan n-tipi ZnO (as-grown) numunesi ve ölçümlerin alınacağı kontaklar şekil 3.3'de gösterilmektedir. Oda sıcaklığında yapılan özdirenç ölçümlerinde bölüm 3.3.1'e uygun olarak kontaklara sırasıyla gerilim uygulanıp akımın ölçülmesi ile 8 direnç değeri elde edildi. Elde edilen bu direnç değerlerinin ölçümün doğruluğunu kontrol etmek için bölüm 3.3.1'de verilen şartlar araştırıldı ve hata payının yeterince düşük olması ile ölçümün güvenilir olduğuna karar verildi. N-tipi ZnO (as-grown) numunesinin özdirenci elde edilen direnç değerlerinin denklem 2.13'de kullanılması ile bulundu ve numunenin özdirenci hesaplamalar sonucunda $5.7 \times 10^{-3} \Omega\text{-cm}$ olarak bulundu.

Oda sıcaklığında yapılan Hall ölçümünde, pertinaks üzerine tutturulan numune 1Tesla olarak ölçülen alan içine yerleştirildi. Sabit akım kaynağından 3 mA'lik akım uygulanarak Hall voltajını ölçmek için bağlanan multimetrede ölçülen voltaj sıfırlandı ve manyetik alan uygulandı. Hall voltajı -15.4mV olarak ölçüldü. Hall voltajı ölçümünde Hall sabiti R_H -5.13×10^{-4} olarak ve elektron yoğunluğu $n=8.2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ olarak bulundu. Numunenin n-tipi olmasından dolayı çoğunluk taşıyıcılar elektronların mobilitesi denklem 2.12'de deneysel verilerin yerine konması ile $13.37 \text{cm}^2/\text{V-s}$ olarak bulundu. Bununla birlikte n-tipi (vakumda tavllanmış) numunesinin oda sıcaklığındaki elektron yoğunluğu $5.2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ve mobilitesi $3.5 \text{cm}^2/\text{V-s}$ olarak ve p-tipi (vakumda tavllanmış) hol yoğunluğu $7 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ve mobilitesi $1.5 \text{cm}^2/\text{V-s}$ olarak bulunmuştur (Doğan, 2002).

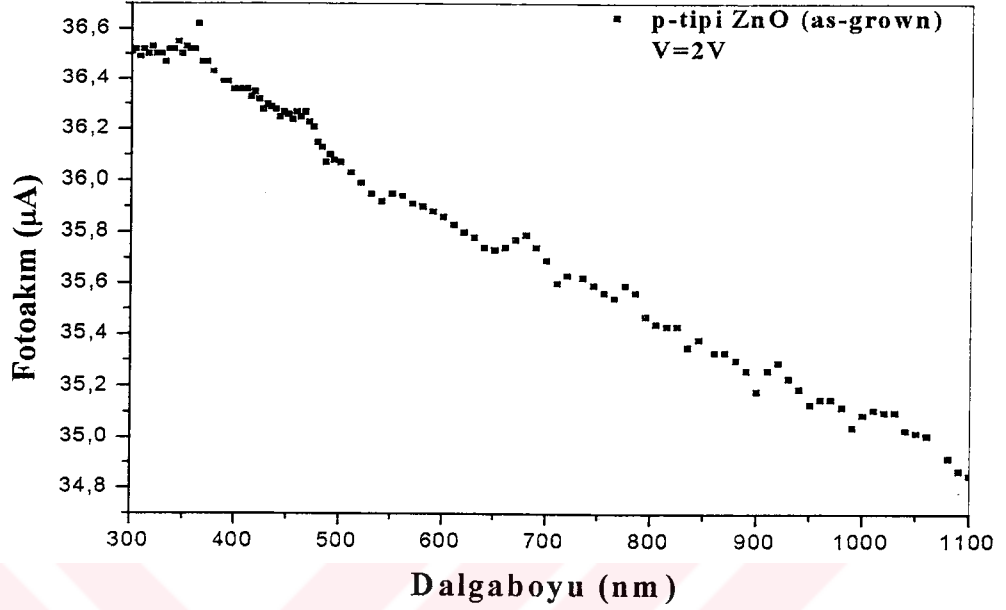
4.2. Fotoiletkenlik Ölçümleri

Fotoiletkenlik ölçümleri şu şekilde sıralanabilir.

1) İlk olarak n-tipi (as-grown) ve p-tipi (as-grown) numunelerine sabit bir voltaj uygulanıp (2V) 200-1100nm dalgaboyu aralığında UV/VIS spektrometre yardımıyla ışık düşürülerek buna karşı fotoakımın değişimi incelendi. Dalgaboyuna karşı akımın değişimi şekil 4.1 ve 4.2’de gösterilmektedir.



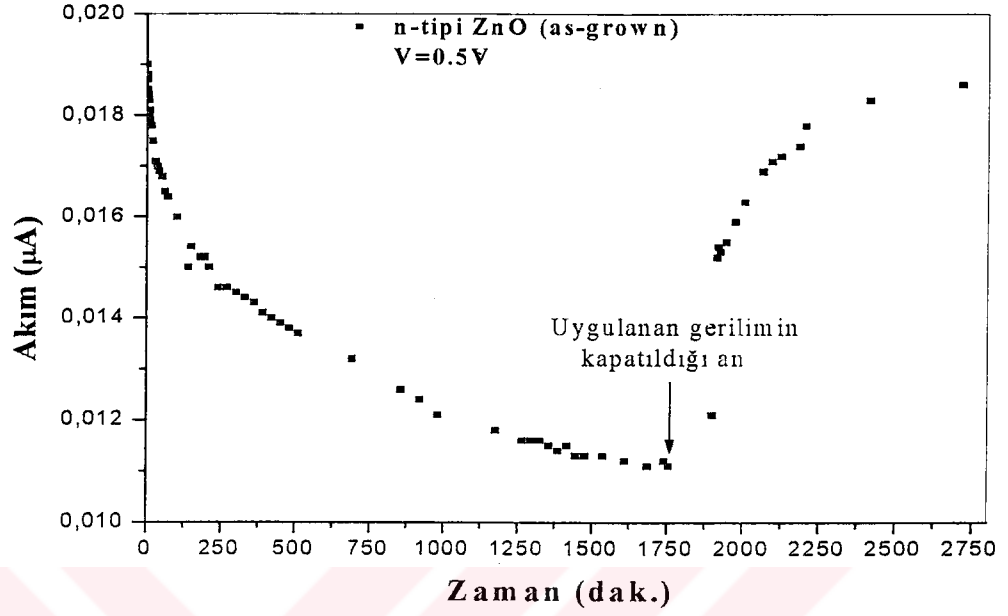
Şekil 4.1. N-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan sabit bir voltaj altında oluşan fotoakımın dalgaboyuna göre değişimi



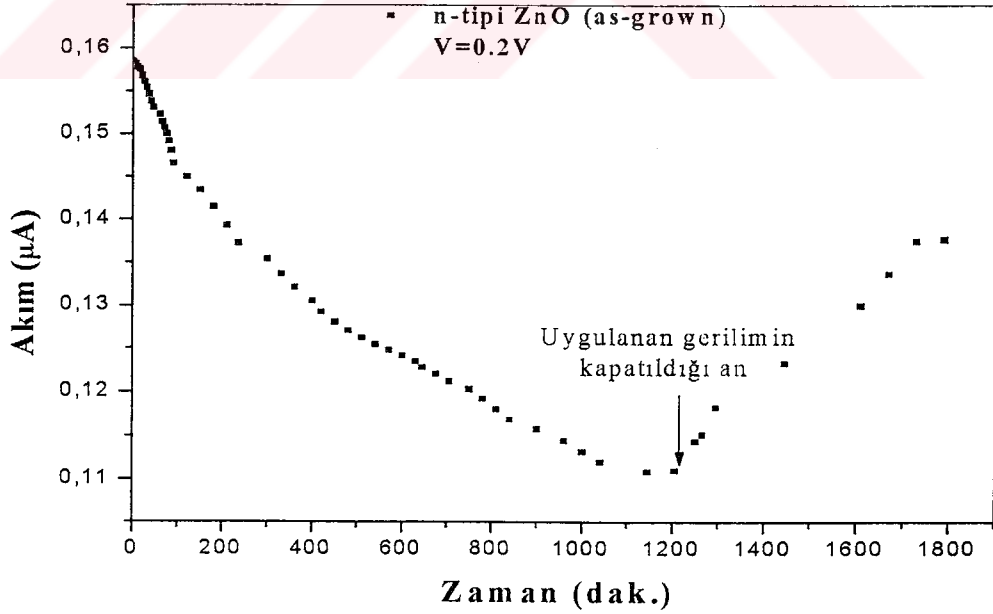
Şekil 4.2. P-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan sabit bir voltaj etkisinde oluşan fotoakımın dalgaboyuna göre değişimi

2) N-tipi ZnO (as-grown) numunesine 0.5V uygulanan gerilimde akımın zamana göre değişimi şekil 4.3'de ve 0.2V uygulanıp akımın zamana göre değişimi şekil 4.4'de incelendi. Şekil 4.3'de 1755. dakikada uygulanan gerilim kapatıldı ve belli zaman aralıklarında numuneye sadece aynı gerilim uygulanıp buna karşı oluşan akım tespit edilip uygulanan gerilim tekrar kapatıldı. Şekil 4.4'de 1220. dakikada aynı şekilde uygulanan gerilim kapatıldı.

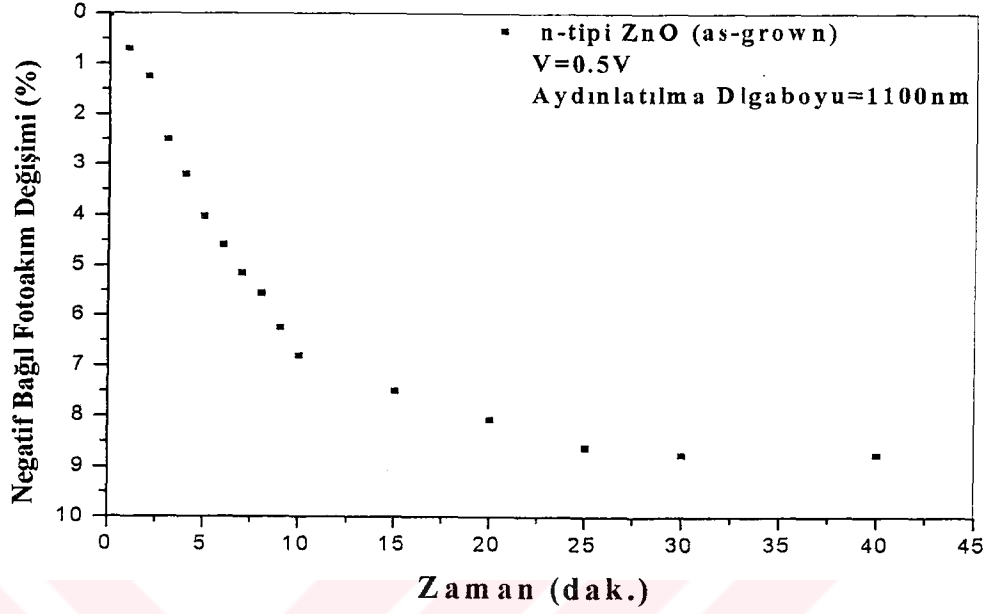
3) Foto-quench olayını gözlemek için n-tipi ZnO (as-grown) ve p-tipi ZnO (as-grown) numunelerine aynı anda UV/VIS spektrometre yardımı ile numune üzerine tek dalga boylu ışık (1100nm) düşürüldü ve sabit gerilim uygulanarak buna karşı oluşan fotoakımdaki değişim zamanın fonksiyonu olarak incelendi. Bu değişim şekil 4.5 ve 4.6'da gösterilmektedir.



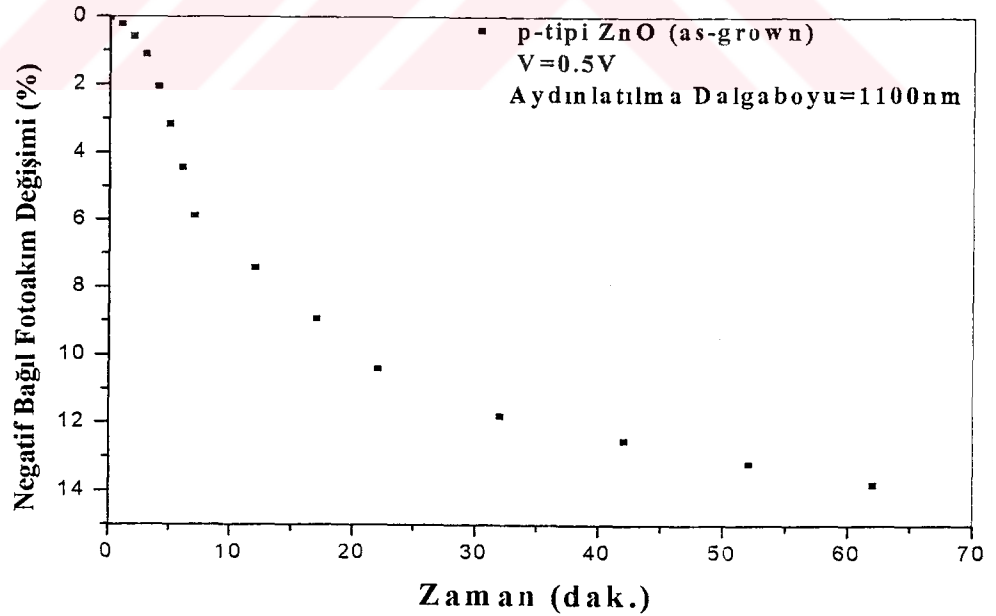
Şekil 4.3. N-tipi ZnO (as-grown) numunesine uygulanan 0.5V gerilime karşı oluşan akımın zamana göre değişimi



Şekil 4.4. N-tipi ZnO (as-grown) numunesine 0.2V uygulanan gerilime karşı oluşan akımın zamana göre değişimi

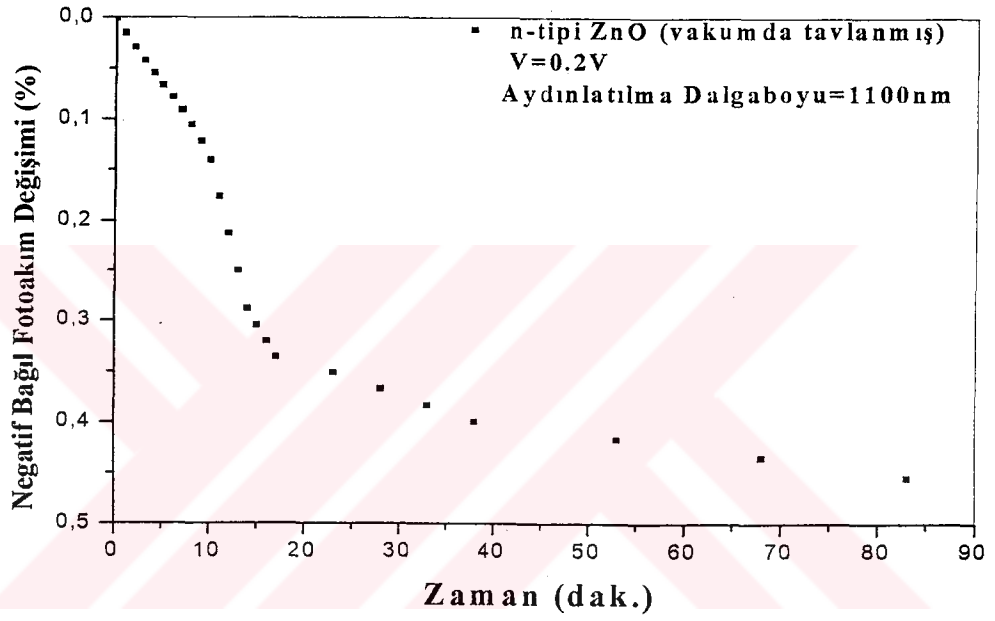


Şekil 4.5. N-tipi ZnO (as-grown) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi

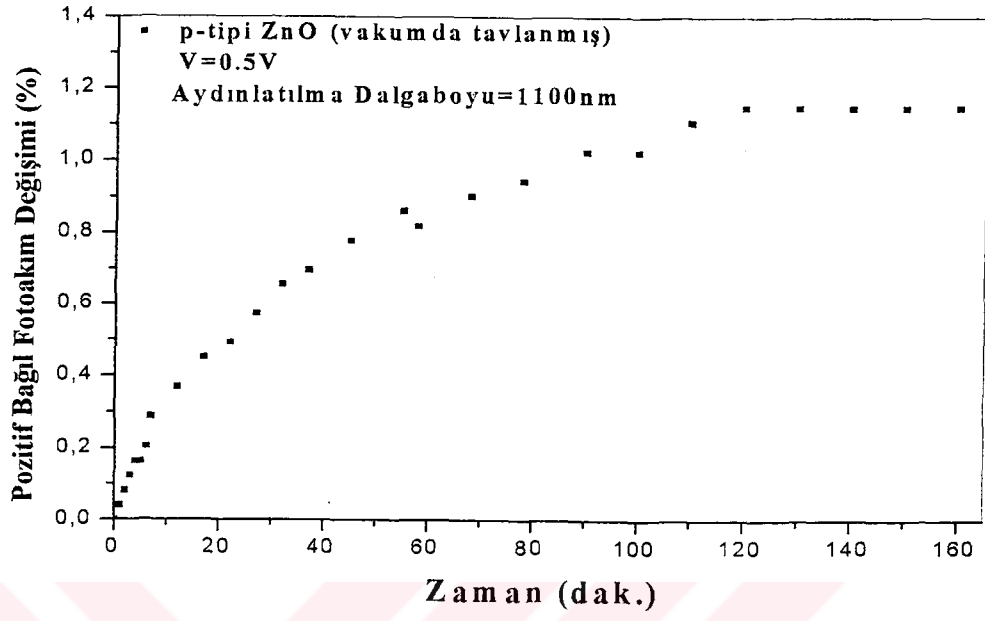


Şekil 4.6. P-tipi ZnO (as-grown) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi

4) Aynı foto-quench olaylarının n-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) ve p-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numunelerinde olup olmadığını gözlemek için, aynı anda UV/VIS spektrometre yardımı ile numune üzerine tek dalga boylu ışık (1100nm) düşürüldü ve sabit gerilim uygulanarak buna karşı oluşan fotoakımdaki değişim yüzdesi zamana göre incelendi. Bu değişimler şekil 4.7 ve 4.8’de gösterilmektedir.



Şekil 4.7. N-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi



Şekil 4.8. P-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numunesinde zamana bağlı fotoakımdaki değişim yüzdesi

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

5.1. Spektral Fotoiletkenlik Ölçümleri

Wurtzite kristal yapısına sahip yarıiletkenlerde nokta kusurların iletkenlik tipine ve malzemenin iletkenliğine çok büyük etkileri vardır. GaN, ZnS ve ZnO gibi bileşik yarıiletkenlerin doğal olarak n-tipi iletkenliğe sahip olması büyütme sırasında oluşan doğal nokta kusurların bir sonucudur (Look *et al.* 1999c). Bununla birlikte H gibi yapıya istek dışında büyütme sırasında dahil olan kusurların etkin olduğu düşünülmesine rağmen pek fazla ilgi görmemektedir (Van de Walle 2001). ZnO numunelerini O₂ ortamında tavlama yapılması ile iletkenliğin değişim göstermesi, yapıya istek dışında dahil olan kusurların iletkenlik tipinde etkin olmadığının bir göstergesi olarak düşünülebilir.

İletkenlik tipinin değişiminin sebeplerinin araştırılması kararlı iletkenliğe sahip olan malzeme elde etmek için gereklidir. ZnO'da iletkenlik tipinin dönüşümü (n-tipinden p-tipine veya tam tersi) büyütme ortamındaki faktörlerin değiştirilmesi ile gerçekleşebilmektedir. Ayrıca ZnS ve ZnO taban malzemeleri üzerine ZnO tek kristal tabakaları büyütme için aktifleştirilmiş oksijen atmosferinde kristalin ısıl işleme tabi tutulmasına dayanan yeni bir metot açıklanmıştır. Bu metotla büyütülen filmlerdeki iletkenlik tipinin n-tipinden p-tipine dönüşümünü gerçekleştirilmiş ve bu metodu II-VI bileşik yarıiletkenlerin genelinde kullanılabileceği açıklanmıştır (Butkhuzi *et al.* 1992).

ZnO'da n-tipi iletkenlikte etkin olan kusurlar Zn_i veya V_o olarak gösterilmektedir (Han *et al.* 2002). Bununla birlikte Kohan *et al.* (2000), tarafından ise ZnO'da iletkenlik tipinde etkin olan doğal nokta kusurlar V_o ve V_{Zn} olarak gösterilmiştir. Reactive Sputtering metodu ile büyütülen filmlerde O₂ basıncının artması iletkenlik tipinin p-tipine kayması ile sonuçlanmaktadır (Tüzemen *et al.* 2001, Xiong *et al.* 2002). Ortamdaki oksijen fazlalığının bulunması oksijen eksikliğinden kaynaklanan kusur

merkezlerinin azalmasına sebep olmaktadır ve bu durum iletkenlik tipinin değişmesi ile sonuçlanmaktadır. Yukarıda belirtilen sebeplerden dolayı n-tipi iletkenlikten sorumlu olan kusur V_o olarak gösterilebilir.

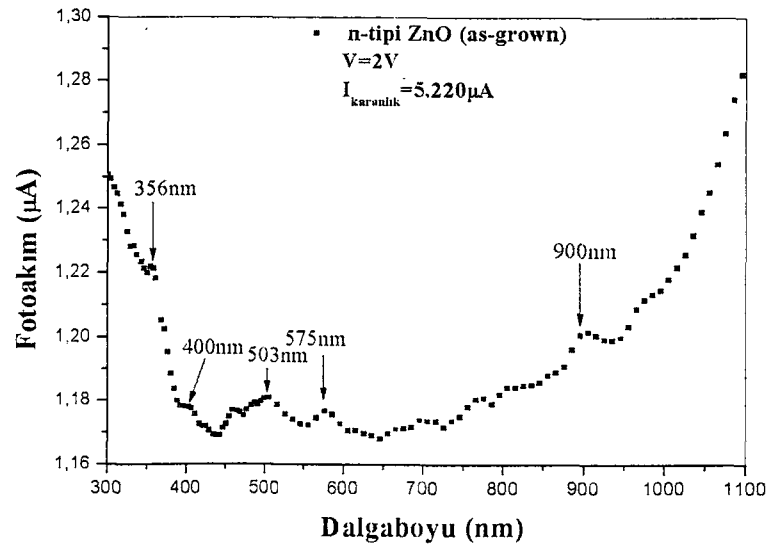
ZnO'da V_o kusuru kararlı durum göz önüne alındığında üç farklı yük durumunda bulunmaktadır. Bunlar V_o durumu iki elektron tuzaklamıştır ve örgüye göre nötral durumdadır, tek iyonize olmuş durum V_o^+ ve iki kez iyonize olmuş durum V_o^{++} durumlarıdır. Bu durumlardan V_o çok sığ bir donordur ve V_o^{++} durumunun elektron tuzaklamamasından dolayı çoğu V_o durumu V_o^+ durumunda bulunur ve paramanyetik özellik gösterir. Sonuç olarak EPR (Electron Paramagnetic Resonance) ölçümleri ile gözlemlenebilir. EPR ölçümleri ile V_o^+ yoğunluğu ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu arasında 10^3 cm^{-3} farkla bire bir ilişki bulunmuştur. Dolayısı ile V_o 'nun serbest taşıyıcı konsantrasyonu ile arasındaki bu farktan dolayı baskın donör olmadığı öngörülmüştür (Vanhausden *et al.* 1996). Bununla birlikte V_o 'larının negatif potansiyel davranışı göz önüne alındığında Fermi seviyesinin pozisyonuna bağlı olarak V_o^{++} ve V_o^+ arasındaki geçişin V_o^+ ve V_o^0 yük durumu arasındaki geçişten 1.2eV ve V_o^{++} ve V_o^0 yük durumu arasında geçişten 0.7eV üzerindedir (Kohan *et al.* 2000, Lee *et al.* 2001b, Van de Walle 2001). Bu teorik çalışmaların yardımıyla serbest taşıyıcı konsantrasyonunda etkin olan geçiş V_o^{++} ve V_o^+ olarak gösterilebilir (Tüzemen *et al.* 2003).

Ayrıca V_o^+ durumunun aydınlatmaya karşı duyarlı olduğu bildirilmiştir (Vanhausden *et al.* 1996). Bununla birlikte Van de Walle (2001) tarafından bildirildiğine göre: Smith ve Vehse, (1970), Gonzalez *et al.* (1975) V_o^+ kusur merkezinin aydınlatmaya karşı duyarlı olduğunu ve EPR ölçümlerinde gözlenmesi için aydınlatmanın şart olduğunu bildirmişlerdir.

Sonuç olarak numunelerin aydınlatılması ile V_o kusur merkezinin davranışını incelemek için spektral fotoiletkenlik ölçümleri alındı. İlk olarak, n-tipi ZnO (as-grown) numunesinin karanlıkta $V=2V$ 'a karşılık gelen karanlık akımı $5.520\mu A$ olarak ölçüldü. Daha sonra bu numune 300 ile 1100nm arasında aydınlatılarak sabit bir gerilim altında akımın değişiminin dalgaboyuna karşı bir spektrumu elde edildi (şekil 4.1).

Karanlıkta elde edilen akım değeri aydınlanma sonucunda oluşan akım değerinden çıkarılarak saf fotoakımın dalgaboyuna karşı spektrumu elde edildi (şekil 5.1). Bu grafiğe göre iletkenlik 440-300nm arasında ve 700-1100nm arasında artmakta, 440-700nm arasında 503 ve 575nm'deki pikler dışında yaklaşık olarak sabit kalmaktadır. Bu ölçümler sonucunda 440-300nm arasındaki banttan banda geçişler, 400, 573nm'deki soğurma pikleri dışında 700nm'den başlayan 1100nm'de maksimum olan geniş bir kusur bandı ortaya çıkmaktadır. Maksimum fotoiletkenliğin 1100nm'de olmasından ve bu kusur bandını inceleme amacı için fotoiletkenlik ölçümlerinin çoğu numunelerin 1100nm ışık ile aydınlatılması ile alınmıştır.

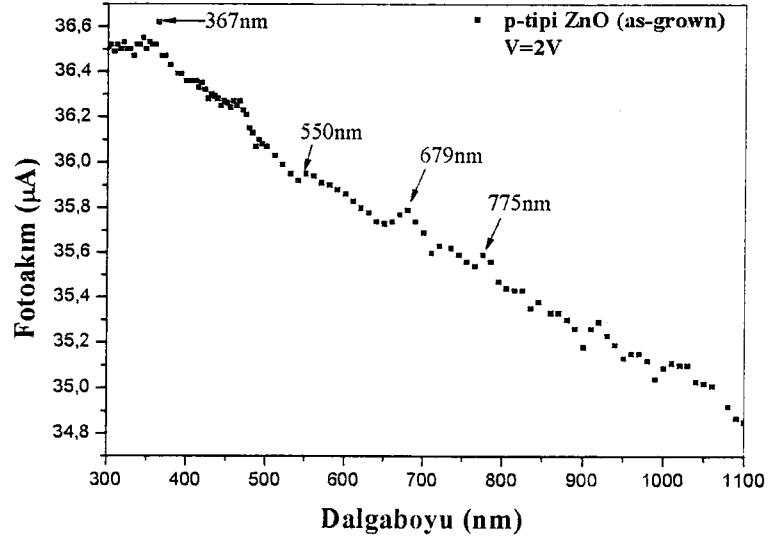
400-356nm arasında iletkenlikteki keskin artış numune üzerine düşen foton enerjisinin yarıiletkenin tarafından soğurulup valans bandından iletkenlik bandına foto-taşıyıcıların metal yarıiletken kontak boyunca uyarılması sonucundadır. Buna benzer bir açıklama Basak *et al.* (2003), tarafından yapılmıştır. Dalgaboyuna karşı almış oldukları fotoakımın 400-350nm'deki artışın sebebinin bant kıyısı soğurması olarak açıklamışlardır. 356-300nm arasındaki yasak enerji aralığından daha büyük enerjilerdeki artış hassas yüzey soğurması sonucunda denge dışı yük taşıyıcı konsantrasyonundaki artış ile açıklanabilir (Pejova *et al.* 2003)



Şekil 5.1. N-tipi ZnO (as-grown) numunesinde spektral fotoiletkenlik sonuçları

390 ile 410nm arasında fotoiletkenlikteki sabitleşme fazla keskin olmayan 400nm civarında yerleşmiş bir pik olarak alınabilir ve bu pik ZnO'da mavi-UV emisyonuna karşılık gelir ve genellikle V_0^+ kusur merkezinden valans bandına emisyonundan kaynaklandığı açıklanır (Yee *et al.* 2002, Hwang *et al.* 2003). ZnO yeşil bant lüminesansı olarak bilinen kusur merkezi bir çok araştırmacı tarafından 500-510nm civarında bildirilmiştir (Vanhausden *et al.* 1996, Choopun *et al.* 1999, Muth *et al.* 1999, Joseph *et al.* 2001, Ohta *et al.* 2001). Şekil 5.1'de gösterilen 440nm ile 543nm arasında maksimumu 503nm'de bulunan soğurma piki ZnO'de yeşil bant lüminesansına sebep olan kusurlara atfedilebilir. Şekil 5.1'de gösterilen 575nm ve 900nm'de gösterilen pikler ZnO'da yasak enerji aralığından küçük olan fotonun enerjisi tarafından derin kusur seviyelerinden iletkenlik bandına uyarılan foto-taşıyıcılardan kaynaklanmaktadır (Basak *et al.* 2003). Bununla birlikte 700-1100nm arasında fotoakım eksponansiyel olarak artmaktadır.

Aynı tip ölçümler p-tipi ZnO (as-grown) numunesi üzerinde de yapılmıştır. Numunenin karanlıkta $V=2V'$ 'a karşılık gelen karanlık akımın elde edilmiştir. Alınan ölçümler sonucunda 200-1100nm arasında fotoakımda genel bir azalma eğilimi gözlenmiştir (şekil 5.2). 367-350nm arasındaki hafif artış ZnO numunesinin bant kıyısındaki soğurmaya atfedilebilir. Bununla birlikte 550, 679 ve 775nm'deki küçük pikler derin seviyelerin soğurmasına atfedilebilir.



Şekil 5.2. P-tipi ZnO (as-grown) numunesinde spektral fotoiletkenlik sonuçları

N-tipi numunesinde gözlenen mavi-UV, yeşil bant lüminesansı ve 700-1100nm arasındaki geniş kusur bandı p-tipi numunede gözlenmemektedir. Bununla birlikte n-tipi numunede maksimum fotoiletkenlik 1100nm'de iken, p-tipi numunede 1100nm'de minimum fotoiletkenlik gözlenmiştir. ZnO'da yeşil ışık lüminesans şiddeti ile V_o ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu arasında bire bir ilişki gözlenmiştir ve yeşil ışık yayılımının tek işgal edilmiş V_o^+ kusurundan valans bandındaki boşluklar ile rekombinasyonundan kaynaklandığı bildirilmiştir (Vanhausden *et al.* 1996). Aynı şekilde Yee *et al.* (2000), tarafından yeşil ışık yayılımının V_o kusurundan kaynaklandığını açıklanmıştır. ZnO'da mavi-UV lüminesansının ise tek işgal edilmiş V_o^+ kusur seviyesinden valans bandına geçişten kaynaklandığı bildirilmiştir (Hwang *et al.* 2003). Sonuç olarak n-tipi ZnO (as-grown) numunesinde 400 ve 503nm'de mavi-UV ve yeşil bant lüminesansına atfedilen soğurma pikleri literatürde genellikle V_o kusurlarından kaynaklandığı açıklanmaktadır.

Bu kusur merkezleri ile birlikte 700-1100nm arasındaki geniş kusur bandının p-tipi numunede gözlenmemesi, p-tipi numunelerin yüksek oksijen basıncı altında büyütülmesi sonucunda bu numunelerde V_o kusurlarının oluşmasının mümkün olmamasından kaynaklanmaktadır. Dolayısı ile n-tipi numunede 400, 503nm'deki

soğurma pikleri ve 700-1100nm'de oluşan bu bant V_0 kusurlarına atfedilebilir. Bununla birlikte Reynolds *et al.* (1998), tarafından ZnO'da yeşil bant lüminesansının yüksek derecede n-tipi iletkenliğe sahip numunelerde gözlenebileceğini açıklamışlardır. Bu da p-tipi numunede bu kusurların gözlenememesinin ve bu kusurların V_0 kaynaklı olmasının bir göstergesidir.

Bu kusurların negatif-U davranışına sahip olduğu daha önce birinci bölümde açıklanmıştır (Kohan *et al.* 2000, Van de Walle *et al.* 2001, Tüzemen *et al.* 2003). Dolayısı ile bu tip kusurların elektro ve foto-quench olayları muhtemel olacaktır.

5.2. Elektro-Quench Sonuçları

Yarıiletken filmlerin relaksasyon özellikleri hem iletim mekanizmalarının temelinin anlaşılması hem de yeni malzemelerin test edilmesi için kullanılır (Studenikin *et al.* 2000). Çeşitli malzemelerin relaksasyon sabitleri birkaç nanosaniyeden birkaç haftaya kadar değişebilir. Şekil 4.3 ve 4.4'de gösterilen n-tipi ZnO (as-grown) numunesinde 0.2 ve 0.5V'a karşılık zamanla akımın değişimi incelenmiştir. Sabit gerilim altında zamana karşı elde edilen akım her iki ölçümde de azalma eğilimi göstermektedir. Akım değerinin sabitleşmesi ile uygulanan gerilim sıfırlanması ile akımın geri dönüşümü gözlenmiştir. Akım değerinin gerilimin kapatılmasından sonra başlangıçtaki değerine hızlı bir şekilde geri dönmesi numunenin küçük relaksasyon sabitine sahip olduğunun göstergesidir. Bu ölçümlerin sonucunda numunenin başlangıçtaki değerine yaklaşık olarak 1000 dakikalık süre içerisinde dönmesi numunenin büyük relaksasyon sabitine sahip olduğu sonucuna varılabilir.

0.5V gerilim uygulanan durumda gerilimin sıfırlanmasına kadar geçen süre içerisinde akım eksponansiyel olarak azalmakta ve gerilimin sıfırlanmasından sonra ise yine eksponansiyel olarak artmaktadır. 0.2V gerilim uygulanan gerilim durumunda ise diğerinden farklı olarak yaklaşık akım değeri lineer olarak azalmakta ve lineer olarak

artmaktadır. Bu durumun metal ohmik kontaklarda oluşan yüksek elektrik alanın etkisiyle meydana gelen elektro-quench olayı olduğu düşünülmektedir.

Basitçe bir yarıiletkenin elektriksel iletkenliği ve dolayısı ile uygulanan elektrik alan sonucunda oluşan akımı etkileyen faktörler serbest taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilitedir. Serbest taşıyıcı konsantrasyonundaki artış akımdaki artış ile sonuçlanır. Bununla birlikte bir yarıiletkenine uygulanan elektrik alan sonucunda oluşan akım bir artış gösterir fakat birbirlerine lineer olarak bağlı değildirler. Uygulanan elektrik alan değeri arttıkça yarıiletkenin iletkenliği doyuma ulaşmaya başlar ve yeterince yüksek elektrik alanlarda sabitleşir. Dolayısı ile yarıiletkenler yüksek elektrik altında Ohm kanununa uymaz.

N-tipi ZnO (as-grown) numunesinde sabit elektrik alan altında zamana karşı alınan akım ölçümleri belli bir süre azalmakta ve sonra yaklaşık olarak sabitleşmektedir. Akımdaki azalma numunenin iletkenliğindeki azalmadan kaynaklandığı düşünülebilir. Yarıiletken malzemenin elektriksel iletkenliği direk olarak serbest taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olmasından dolayı akımdaki azalmanın sebebi olarak serbest taşıyıcı konsantrasyonundaki azalma gösterilebilir.

ZnO bileşik yarıiletkeninde V_0 kusurunun negatif-U davranışından dolayı V_0^{++} ve V_0^+ arasındaki geçişin serbest taşıyıcı konsantrasyonunda önemli bir rol oynadığı bölüm 5.1'de açıklanmaktadır. Serbest elektron konsantrasyonunun direk olarak Fermi seviyesi pozisyonu ile birlikte bu geçişe bağlı olması, bu geçişin dış bir etki tarafından aktifliğini kaybetmesi (quench olması) sonucunda taşıyıcıların derin seviyeler tarafından tuzaklanması ile serbest taşıyıcı konsantrasyonundaki azalma ile sonuçlanabilir. Fermi seviyesinin pozisyonuna bağlı olarak 2. bölümde derin bir tuzak seviyesinin Fermi-Dirac istatistiğine bağlı olarak verilen şartın, $E_t < E_F$ olduğunda $c_n > e_n$ ve $c_p > e_p$, sağlanması ile tuzak seviyesi elektronlar ile işgal edilir ve elektronlar tuzaklanır. Buna bağlı olarak serbest elektron konsantrasyonunda bir azalma gözlenebilir. Sonuç olarak

V_o^{++} ve V_o^+ arasındaki geçişin uygulanan yüksek elektrik alan etkisiyle elektro-quench olması ile serbest taşıyıcı konsantrasyonundaki azalma akımdaki azalma ile sonuçlanır.

5.2. Foto-Quench Sonuçları

N-tipi ZnO (as-grown), p-tipi ZnO (as-grown), n-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) ve p-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numunelerinin 1100nm dalgaboyu altında aydınlatılmaları sonucunda $V=0.5V$ ve $0.2V$ gerilim altında oluşan fotoakımın zaman göre değişimi incelenmiştir. Bu değişimler şekil 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 grafikleri ile verilmiştir. Zamana karşı fotoakımdaki değişim yüzdeleri, fotoakımdaki artmanın veya azalmanın $t=0$ anındaki değerinden zamanla elde edilen değerlerden çıkarılıp ilk değere bölünmesi ile yüzde olarak belirlenmiştir. Yüzdelik fotoakımdaki değişimin belirlenmesindeki amaç farklı numunelerdeki fotoakımdaki değişimin belirlenmesidir. Sonuç olarak n-tipi ve p-tipi ZnO (as-grown) numunelerindeki değişim sırasıyla %10 ve %14 civarında iken, n-tipi ve p-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numunelerdeki değişim %0.4 ve %1.1 civarındadır. P-tipi ZnO (vakumda tavllanmış) numunesi haricinde fotoakımda genel bir azalma eğilimi vardır.

Normalde bir yarıiletkenin aydınlatılması ile serbest taşıyıcı yoğunluğunda bir artışın olması beklenir. Bununla birlikte aydınlatma ile iletkenlikteki azalma elektron konsantrasyonunun azalması ile sonuçlanır veya birinci bölümde açıklandığı üzere serbest taşıyıcı konsantrasyonunda sorumlu olan V_o^{++} ve V_o^+ arasındaki geçişin aktif olmaması ile gerçekleşebilir. Bu da taşıyıcıların tuzaklanması anlamına gelir.

Şekil 4.5, 4.6, 4.7 ve 4.8'den görüldüğü gibi vakumda tavllanmış numunelerde foto-quench olayı diğer as-grown numunelerine göre çok az etki göstermektedir. As-grown ve vakumda tavllanmış numunelerdeki aynı dalgaboyu ile aydınlatma sonucunda fotoiletkenlikte birbirlerinden farklı olarak değişim göstermeleri vakumda tavlama etkisinden kaynaklanmaktadır. Vakumda tavlama işleminin filmin kristal yapısı, iletkenliği ve elektron yoğunluğu üzerinde etkisi vardır. Vakumda tavlanan filmlerin

iletkenliklerinde ve elektron konsantrasyonundaki fark edilir derecedeki artış, oksijen kusurlarının artışından dolayı olduğu bildirilmiştir ve vakumda tavlanan numunelerdeki iletkenliğin artışı için oksijen boşluklarının etkin olduğu sonucuna varılmıştır (Fang *et al.* 2003). Bununla birlikte, ZnO ince filmlerinin vakumda tavlama ile ZnO içindeki oksijenin dışarıya diffüze olmasını sağladığından dolayı oksijen boşluklarının sayısının artması ile iletkenlik artışı bildirilmiştir (Chen *et al.* 2000). Doğan (2002), tarafından yapılan çalışmaya göre numunelerin vakum ortamında tavlama ile soğurma spektrumunda 405nm'de belirlenen pik tavlama sıcaklığının 600°C olduğu durumda kaybolduğu bildirilmiştir. Sonuç olarak bu durum vakumda tavlama yapılması ile bazı kusur seviyelerinin quench olmasının bir göstergesidir.

Vakumda tavlama işlemi ile ZnO malzemelerinin yakın kızıl ötesi elektromanyetik ışınımına karşı duyarlılıklarını azalttığı sonucuna varılabilir. Böylece kararlı bir iletkenliğe sahip malzeme elde edilebilir.

Vakumda tavlama işlemi ile ZnO malzemelerinin yakın kızıl ötesi elektromanyetik ışınımına karşı duyarlılıklarını azalttığı sonucuna varılabilir. Böylece kararlı bir iletkenliğe sahip malzeme elde edilebilir.

Genel olarak, Reaktif Püskürtme metodu ile Si taban malzemesi üzerine büyütülen n-tipi ve p-tipi ZnO ince filmler ortadan ikiye bölünerek dört numune elde edildi. Bu numunelerden birer tanesi vakumda tavlama işleminin etkisinin araştırılması için vakumda 750 °C'de 10⁻⁵ torr'luk basınç altında 30 dakika tavlama işlemine maruz bırakıldılar. N-tipi ZnO (as-grown) numunesi üzerinde oda sıcaklığında Hall ve öz direnç ölçümü yapıldı. Bununla birlikte n-tipi ve p-tipi (as-grown) numuneleri üzerinde spektral fotoiletkenlik ölçümleri ve bütün numuneler üzerinde zamana bağlı fotoiletkenlik ölçümleri yapıldı. İlave olarak, n-tipi (as-grown) numunesinin sabit gerilim altında (0.5V ve 0.2V) oluşan akımın zamanla değişimi incelendi.

Hall ve özdirenç ölçümü sonucunda n-tipi ZnO (as-grown) numunesinin taşıyıcı yoğunluğu $8.2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ olarak mobilitesi ise $13.37 \text{cm}^2/\text{V-s}$ olarak belirlendi. N-tipi ve p-tipi ZnO (as-grown) numuneleri üzerinde alınan spektral fotoiletkenlik ölçümleri ile, n-tipi numunede 700nm'den başlayan ve 1100nm'de son bulan geniş bir kusur bandı elde edildi. Ayrıca ZnO'da iyi bilinen mavi ve yeşil bandı olarak adlandırılan yaklaşık olarak 400 ve 500nm'de yerleşen lüminesans merkezleri gözlemlendi. Bununla birlikte P-tipi numunesinde bu geniş kusur bandı ve mavi yeşil kusur bantları gözlenemedi ve bunun sebebi V_o kusurunun p-tipi numunelerde çokça bulunmamasından kaynaklandığı açıklandı. Dört numunenin de 1100nm ile aydınlatılması ile zamanla fotoakımdaki değişimin miktarı yüzde olarak belirlendi ve as-grown numunelerindeki bu değişim %10-14 civarında iken, vakumda tavllanmış numunelerdeki değişimin %1-1.5 civarında olduğu gözlemlendi. Vakumda tavlanan numunelerdeki değişimin az olmasının sebebi V_o kusur seviyesini foto-*quench* olması ile açıklandı. N-tipi (as-grown) numunesinin sabit gerilim uygulanması ile oluşan akımın zamanla azalması ZnO'da V_o kusurunun negatif-U davranışı ile açıklandı.

6. KAYNAKLAR

- Akasaki, I., Amoni, H., Kito, M. and Hiramatsu, K., 1991. Photoluminescence of Mg-doped p-type GaN and electroluminescence of GaN p-n junction LED. *Journal of Luminescence*, 48-49, 666-670.
- Ateş, A., 2002. InSe, InSe:Ho Tek Kristallerinin Büyütülmesi, Sıcaklığa Bağlı Elektriksel ve Optik Özelliklerin İncelenmesi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü (Yayımlanmamış), Erzurum.
- Bagnall, D.M., Chen, Y.F., Zhu, Z., and Yao. T., 1997. Optically pumped lasing of ZnO at room temperature. *Appl. Phys. Lett.*, 70 (17), 2230-2232.
- Basak, D., Amin, G., Mallik, B., Paul, G.K. and Sen, S.K., 2003. Photoconductive UV detectors on sol-gel-synthesized ZnO films. *Journal of Crystal Growth*, in press.
- Blakemore, J.S., 1985. *Solid State Physics*. Cambridge University Press, 506, İngiltere.
- Blood, P. and Orton, J.W., 1992. *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*. Academic Press Limited, 734, London.
- Butkhuzi, T.V., Bureyev, A.V., Georgobiani, A.N., Kekelidze, N.P. and Khulordava T.G., 1992. Optical and electrical properties of radical beam getting epitaxy grown n- and p-type ZnO single crystals. *Journal of Crystal Growth*, 117, 366-369.
- Chen, M., Wang, X., Yu, Y.H., Pei, Z.H., Bai, X.D., Sun, C., Huang, R.F., Wen and L.S., 2000. X-ray photoelectron spectroscopy and auger electron spectroscopy studies of Al-doped ZnO films. *Applied Surface Science*, 158, 134-140.
- Chen, M., Pei, Z.L., Sun, C., Wen, L.S. and Wang, X., 2001. Formation of Al-doped films by dc magnetron reactive sputtering. *Materials Letters*, 48, 194-198.
- Choopun, S., Vispute, R.D., Noch, W., Balsamo, A., Sharma, R.P. and Venkatesan, T., 1999. Oxygen pressure-tuned epitaxy and optoelectronic properties of laser-deposited ZnO films on sapphire. *Applied Physical Letters*, 75, 25, 3947-3949.
- Doğan, S., 2002. Bazı III-V ve II-VI Bileşik Yarıiletkenlerde Elektriksel ve Optik Karakterizasyon. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü (Yayımlanmamış), Erzurum.
- Fang, G., Li, D. and Yao, B.A., 2003. Fabrication and vacuum annealing of transparent conductive AZO thin films prepared by DC magnetron sputtering. *Vacuum*, 68, 363-372.
- Ferendeci, A.M., 1991. *Physical Foundations of Solid State and Electron Devices*. McGraw-Hill Book Co, 443, Singapore.
- Fons, F., Iwata, K., Yamada, A., Matsubara, K., Niki, S., Nakahara, K., Tanebe, T. and Takasu, H., 2000. Uniaxial locked epitaxy of ZnO on the a face of sapphire. *Appl. Phys. Lett.*, 77 (12), 1801-1803.
- Guo, X.L., Tabata, H. and Kawai, T., 2002. P-type conduction in transparent semiconductor ZnO thin films induced by electron cyclotron resonance N₂O plasma. *Optical Materials*, 19, 229-233.
- Han, J., Mantas, P.Q. and Senos, A.M.R., 2002. Defect chemistry and electrical characteristic of undoped and Mn-doped ZnO. *Journal of the European Ceramic Society*, 22, 49-59.

- Hwang, D.K., Bang, K.H., Jeong, M.C. and Myoung, J.M., 2003. Effects of RF power variation on properties of ZnO thin films and electrical properties of p-n homojunctions. *Journal of Crystal Growth*, 254, 449-455.
- Jin M., Feng, J., De-heng, Z., Hong-lei, M. and Shu-ying, L., 1999. Optical and electronic properties of transparent conducting ZnO and ZnO:Al films prepared by evaporating method. *Thin Solid Films*, 357, 98-101.
- Joseph, M., Tabata, H. and Kawai, T., 1999a. P-type electrical conduction in ZnO thin films by Ga and N codoping. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38, L1205-L1207.
- Joseph, M., Tabata, H. and Kawai, T., 1999b. Ferroelectric behavior of Li-doped ZnO thin films on Si(100) by pulsed laser deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 74 (17), 2534-2536.
- Joseph, M., Tabata, H., Saeki, H., Ueda, K. and Kawai, T., 2001. Fabrication of the low-resistive p-type ZnO by codoping method. *Physica B*, 302-303, 140-148.
- Ko, H.J., Chen, Y.F., Hong, S.K., Wenisch, H., Yao, T. and Look D.C., 2000. Ga-doped ZnO films grown on GaN templates by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 77 (23), 3761-3763.
- Kobayashi, A., Sankey, O.F., Volz, S.M. and Dow, J.D., 1983a. Semiempirical tight-binding band structures of wurtzite semiconductors: AlN, CdS, CdSe, ZnS and ZnO. *Physical Review B*, 28 (2), 935-945.
- Kobayashi, A., Sankey, O.F., Volz, S.M. and Dow, J.D., 1983b. Deep energy levels defects in the wurtzite semiconductors AlN, CdS, CdSe, ZnS and ZnO. *Physical Review B*, 28 (2), 945-956.
- Kohan, A.F., Ceder, G., Morgan, D. and Van de Walle, C.G., 2000. First principle study of native point defects in ZnO. *Physical Review B*, 61 (22), 15019-15027.
- Kohiki, S., Nishitani, M., Wada, T. and Hirao, T., 1994. Enhanced conductivity of zinc oxide thin films by ion implantation of hydrogen atom. *Appl. Phys. Lett.*, 64 (21), 2876-2878.
- Lee, E.C., Kim, Y.S., Jin, Y.G. and Chang K.J., 2001a. First Principle study of the compensation mechanism in N-doped ZnO. *Physica B*, 308-310, 912-915.
- Lee, E.C., Kim, Y.S., Jin, Y.G. and Chang K.J., 2001b. Compensation mechanism for N acceptors in ZnO. *Physical Review B*, 64, 085120-1-5.
- Look, D.C., Reynolds, D.C., Sizelove, J.R., Jones, R.L., Litton, C.W., Cantwell, G. and Harsch, W.C., 1998. Electrical properties of bulk ZnO. *Solid State Communication*, 105 (6), 399-401.
- Look, D.C., Reynolds, D.C., Hemskey, J.W., Jones, R.L. and Sizelove, J.R., 1999a. Production and annealing of electron irradiation damage in ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 75 (6), 811-813.
- Look, D.C., Hemskey, J.W., Sizelove, J.R., 1999b. Residual native shallow donor in ZnO. *Physical Review Letters*, 82 (12), 2252-2255.
- Look, D.C., Reynolds, D.C., Fang, Z.-Q., Hemskey, J.W., Sizelove, J.R. and Jones, R.L., 1999c. Point defect characterization of GaN and ZnO. *Materials Science and Engineering*, B66, 30-32.
- Look, D.C., 2001. Recent advances in ZnO materials and devices. *Materials Science and Engineering*, B80, 383-387.
- Meng, L. and dos Santos, M.P., 1995. Characterization of ZnO films prepared by dc reactive magnetron sputtering at different oxygen partial pressures. *Vacuum*, 46 (8-10), 1001-1004.

- Minegishi, K., Korvai, Y., Kikuchi, Y., Yano, K., Kasuga, M. and Shimizu A., 1997. Growth of p-type zinc oxide films by chemical vapor deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 36 (2), L1453-L1455.
- Morinaga, Y., Sakuragi, K., Fujimura, N. and Ito, T., 1997. Effect of Ce doping on the growth of ZnO thin films. *Journal of Crystal growth*, 174, 691-695.
- Muth, J.,F., Kolbas, R.M., Sharma, A.,K., Oktabrsky, S. and Narayan, J., 1999. Exitonic structure and absorption coefficient measurements of ZnO single crystal epitaxial films deposited by pulsed laser deposition. *Journal of Applied Physics*, 85, 7884-7887.
- Neamen, D.A., 1992. *Semiconductor Physics and Devices*. Ricahard D. Irwin, Inc, 746, USA.
- Nakamura, S., 1999. Blue Light Emitting Laser Diode. *Thin Solid Films*, 343-344, 345-349.
- Oba, F., Nishitani, S.R., Isotani, S., Adachi, H. and Tanaka, I., 2001. Energetics of native defects in ZnO. *Journal of Applied Physics*, 90 (2), 824-828.
- Ohta, H., Orita, M., Hirano, M. and Hosono, H., 2001. Fabrication amd characterization of ultraviolet-emitting diodes composed of transparent p-n heterojunction, p-SrCu₂O₂ and n-ZnO. *Journal of Applied Physics*, 89, 10, 5720-5725.
- Pejova, B., Tanusevski, A. and Grozdanov, I., 2003. Investigation of photoelectrical properties and relaxation dynamics in photoexcited CdSe nanocrystals in thin film form. *Journal of Solid State Chemistry*, article in press.
- Reynolds, D.C., Look, D.C., Jogai, B., 1996. Optically pumped ultraviolet lasing from ZnO. *Solid State Communication*, 99 (12), 873-875.
- Rosenberg, H.M., 2000. *The Solid State*. Oxford University Press, 316, New York.
- Ryu, Y.R.; Zhu, S., Look, D.C., Wrobel, J.M., Jeong, H.M. and White, H.W., 2000. Synthesis of p-type ZnO films. *Journal of Crystals Growth*, 216, 330-334.
- Sato, Y. and Sato, S., 1996. Preparation and some properties of nitrogen-mixed ZnO thin films. *Thin Solid Films*, 281-282, 445-448.
- Seeger, K., 1991. *Semiconductor Physics*. Springer-Verlag, 502, New York.
- Sekiguchi, T., Miyashita, S., Obara, K., Shishido, T. and Sakagami, N., 2000. Hydrothermal growth of ZnO single crystals and their optical characterization. *Journal of Crystal Growth*, 214-215, 72-76.
- Studenikin, S.A., Golego, N. and Cocivera, M., 2000. Carrier mobility and density contribution to photoconductivity transients in polycrystalline ZnO films. *Journal of Applied Physics*, 87 (5), 2413-2421.
- Sun, Y. and Wand, H., 2003. The electronic properties of native interstitials in ZnO. *Physica B*, 325, 157-163.
- Tüzemen, S., Xiong, G., Wilkinson, J., Mischuck, B., Uçer, K.B. and Williams, R.T., 2001. Production and properties of p-n junctions in reactively sputtered ZnO. *Physica B*, 308-310, 1197-1200.
- Tüzemen, S., Doğan, S., Ateş, A., Yıldırım, M., Xiong, G., Wilkinson, J. and Williams, R.T., 2003. Convertibility of conductivity type in reactively sputtered ZnO thin films. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 195 (1), 165-170.
- Van de Walle, C.G., 2000. Hydrogen as a cause of doping in zinc oxide. *Physical Review Letters*, 85 (5), 1012-1015.
- Van de Walle, C.G., 2001. Defect analysis and engineering in ZnO. *Physica B* 308-310, 899-903.

- 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., and Jones, K.A., 1998. Heteroepitaxy of ZnO on GaN and its implications for fabrication of hybrid optoelectronic devices. *Appl. Phys. Lett.*, 73 (3), 348-350.
- Xiong, G., Wilkinson, J., Mishuck, B., Tüzemen, S. and Uçer, K.B., 2002. Control of p- and n-type conductivity in sputter deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 80 (7), 1195-1197.
- Yamamoto, T. and Yoshida, H.K., 1999. Solution using a codoping method to unipolarity for the fabrication of p-type ZnO. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38, L166-L169.
- Yamamoto, T. and Yoshida, H.K., 2000. Unipolarity of ZnO with a wide-band gap and its solution using codoping method. *Journal of Crystal Growth*, 214/215, 552-555.
- Yamamoto, T. and Yoshida, H.K., 2001. Physics and control of valance states in ZnO by codoping method. *Physica B*, 302-303, 155-162.
- Ye, J., Gu, S., Zhu, S., Chen, T., Hu, L., Qin, F., Zhang, R., Shi, Y. and Zheng, Y., 2002. The growth and annealing of single crystalline ZnO films by low-pressure MOVCD. *Journal of Crystal Growth*, 243, 151-156.
- Zhang, S.B., Wei, S.H. and Zunger A., 2001. Intrinsic n-type versus p-type doping asymetry and the defect physics of ZnO. *Physical Review B*, 63, 075205, 1-7.

ÖZGEÇMİŞ

1976 yılında Erzurum'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İzmir'de tamamladı. 1993 yılında ODTÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 1999 yılında aynı bölümden mezun oldu. 2000 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde yüksek lisansa başladı ve aynı yıl Araştırma görevlisi olarak Fen Bilimleri Enstitüsünde göreve başladı ve hala görevine devam etmektedir.

