

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**KİMYASAL PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN ZnO
MİKROÇUBUKLARIN BAZI YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Eda ABBASOĞLU

**OCAK 2013
TRABZON**

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

KİMYASAL PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN ZnO
MİKROÇUBUKLARIN BAZI YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Eda ABBASOĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 03.01.2013
Tezin Savunma Tarihi : 25.01.2013

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU

Trabzon 2013

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Ana Bilim Dalında

Eda ABBASOĞLU Tarafından Hazırlanan

**KİMYASAL PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN ZnO
MİKROÇUBUKLARIN BAZI YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 08 / 01 / 2013 gün ve 1488 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda
YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak kabul edilmiştir.**

Jüri Üyeleri

Başkan : Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU

Üye : Doç. Dr. Emin BACAKSIZ

Üye : Doç. Dr. Gençaga PÜRÇEK

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında “Yüksek Lisans Tezi” olarak gerçekleştirildi ve deneysel çalışmalar Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Katihal Fiziği Araştırma Laboratuvarı’nda yapıldı.

İlk olarak, yüksek lisans öğrenciliğimin her aşamasında desteğini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU’na en içten dileklerle teşekkür ederim. Çalışmalarım sırasında görüş ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Emin BACAKSIZ’a, Arş. Gör. Dr. İsmail POLAT’a, Arş. Gör. Salih YILMAZ’a ve Arş. Gör. Yavuz ATASOY’a teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca her türlü imkânı sağlayan K.T.Ü. Fizik Bölüm Başkanı Prof. Dr. Ekrem YANMAZ’a teşekkür ederim.

Ayrıca, değerli anne ve babama, canım kardeşlerime, yeğenime, arkadaşlarıma her zaman yanımda olup, bana destek verdikleri için sonsuz teşekkür ederim.

Eda ABBASOĞLU
Trabzon 2013

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “KİMYASAL PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN ZnO MİKROÇUBUKLARIN BAZI YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU’nun sorumluluğunda tamamladığımı, deneyleri ve analizleri ilgili laboratuvarlarda yaptığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 03/01/2013

Eda ABBASOĞLU

İÇİNDEKİLER

Sayfa No:

ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	VII
SUMMARY	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ	XII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Literatür Araştırması	3
1.3. Metal-Yarıiletken Kontaklar	4
1.3.1. n-tipi Yarıiletken-Metal Doğrultucu (Schottky) Kontaklar.....	4
1.3.2. Metal n-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar	7
1.4. Önbeslemesiz p-n Eklemi.....	10
1.5. Poisson Eşitliği.....	13
1.6. Ön Beslemeli p-n Eklemi	16
1.7. İmaj-Kuvvet (Schottky) Etkisi	17
1.8. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları ve Termoionik Emisyon Teorisi.....	19
1.9. Homojen Olmayan Metal-Yarıiletken Engel Yüksekliğine Gaussian Dağılımının Uygulanması	25
1.10. ZnO'in Kristal Yapısı.....	26
1.11. ZnO'in Optik Özellikleri	27
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	28
2.1. Giriş.....	28
2.2. Çekirdek Tabakasının Oluşturulması	28
2.3. Kimyasal Püskürtme Yöntemi ile ZnO Mikroçubukların Elde Edilmesi.....	29
2.4. X-ışını Kırınım (XRD) Analizi	32
2.5. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Ölçümleri	33

2.6.	Ultra Viyole Işınımı Spektrofotometresi İncelenmesi.....	33
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA	35
3.1.	ZnO Mikroçubukların Bazı Yapısal ve Optik Özelliklerin İncelenmesi.....	35
3.2.	ZnO Mikroçubukların Elektrik Özelliklerinin İncelenmesi	37
4.	SONUÇLAR	46
5.	ÖNERİLER	47
6.	KAYNAKLAR.....	48
	ÖZGEÇMİŞ	

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

KİMYASAL PÜSKÜRTME YÖNTEMİYLE HAZIRLANAN ZnO MİKROÇUBUKLARIN BAZI YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Eda ABBASOĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU

2013, 51 Sayfa

Bu çalışmada, kimyasal püskürtme yöntemiyle, çekirdek tabakası oluşturulmuş cam ve SnO₂ kaplanmış altlıklar üzerine ZnO mikroçubuklar büyütüldü. ZnO mikroçubukların bazı yapısal, optik ve elektrik özellikleri incelendi. ZnO mikroçubukların polikristal ve hekzagonal yapıda olduğu görüldü. XRD kırınım deseninden ZnO mikroçubuklarının en şiddetli pikinin (002) düzlemine ait olduğu belirlendi. ZnO mikroçubukların a ve c örgü parametre değerleri sırasıyla 3,24 Å ve 5,19 Å olarak bulundu. SEM fotoğrafları incelendiğinde ZnO çubukların ana yapı içerisinde homojen olarak dağıldığı ve mikroçubukların altlık yüzeyine dik olarak büyüdüğü görüldü. Optik ölçümlerden ZnO mikroçubuklarının yasak enerji aralığının 3,22 eV olduğu belirlendi. In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag yapısının 125-300 K aralığında 25 K'lık adımlar ile doğru ve ters besleme I-V karakteristikleri incelendi. Termiyonik emisyon teorisi yardımıyla incelenen doğru besleme I-V karakteristiklerinden elde edilen sonuçlar doğrultusunda, sıcaklığın artmasıyla sıfır besleme engel yüksekliğinin arttığı, idealite faktörünün ise azaldığı görüldü. Ayrıca $\ln(I_0/T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre değişim eğrisinin lineerlikten saptığı görüldü. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin q/nkT 'ye göre değişim eğrisinden engel yüksekliği ve Richardson sabitinin değeri sırasıyla 0,32 eV ve $3,27 \times 10^{-9} \text{ A.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ olarak bulundu. $\ln(I_0/T^2) - (\sigma_0^2 q^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre değişim eğrisinden, ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti sırasıyla 0,88 eV ve $27,5 \text{ A.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ olarak bulundu.

Anahtar Kelimeler: In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag Schottky yapısı, Akım-iletim mekanizması, Engel yüksekliği

Master Thesis

SUMMARY

THE INVESTIGATION OF SOME STRUCTURAL, OPTICAL AND SCHOTTKY
DIODE PROPERTIES OF ZnO MICRORODS PREPARED BY SPRAY PYROLYSIS
METHOD

Eda ABBASOĞLU

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU
2013, 51 Pages

In this study, ZnO microrods were grown on ZnO seeded glass and SnO₂ coated substrates by the spray pyrolysis method. Some structural, optical and electrical properties of these ZnO microrods were investigated. It was observed that ZnO microrods had a polycrystalline and hexagonal structure. From the XRD diffraction pattern, it was obtained that ZnO sample had a (002) peak in the highest intensity. The *a* and *c* lattice parameter values of ZnO microrods were found to be 3.24 Å ve 5.19 Å, respectively. As SEM images were investigated, it was seen that ZnO rods homogeneously distributed in the ZnO host matrix and also they vertically grew on the substrate surface. From optical measurements, the band gap value of ZnO microrods was determined to be 3.22 eV. The forward and reverse bias I-V characteristics of In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag structure were studied between 125 and 300 K with a step of 25 K. From obtained results of forward bias I-V characteristics where thermionic emission theory was applied, zero bias barrier height increased with an increase of temperature whereas ideality factor decreased. In addition, it was observed that $\ln(I_0/T^2)$ vs. q/kT curve deviated from the linearity. From this curve, the barrier height and Richardson constant values were determined as 0.32 eV and 3.27×10^{-9} A.cm⁻².K⁻², respectively. By means of $\ln(I_0/T^2) - (\sigma_0^2 q^2 / 2k^2 T^2)$ vs. q/kT curve, mean barrier height and Richardson constant values were found to be 0.88 eV and 27.5 A.cm⁻².K⁻², respectively.

Key Words: In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag Schottky structure; Current-transport mechanism; Barrier height

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No:

Şekil 1-1. a) Kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı, b) Kontak yapıldıktan sonraki enerji bant diyagramı	7
Şekil 1-2. a) $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için kontakdan önceki enerji bant diyagramı, b) $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için kontak yapıldıktan sonra enerji bant diyagramı	9
Şekil 1-3. Doğru ve Ters Besleme altındaki Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak a) $V < 0$ olması durumunda enerji band diyagramı b) $V > 0$ olması durumunda enerji band diyagramı	9
Şekil 1-4. Elektronlar (dolu daireler) ve deliklerden (açık daireler) oluşan bir p-n eklemi	11
Şekil 1-5. (a) Konumla değişimi gösteren keskin bir p-n eklemi; (b) taşıyıcı, n ve p'nin konsantrasyonları; (c) net yük yoğunluğu ρ ; (d) elektrik alanı E; e) elektrostatik potansiyeli ϕ	11
Şekil 1-6. Metal yarıiletken kontaklarda Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engelinin alçalması	19
Şekil 1-7. Doğru beslemede meydana gelen 4 farklı akım mekanizması (Sze, 1981).	20
Şekil 1-8. Doğru besleme altındaki bir Schottky diyot için taşıyıcı geçişleri ve akımları (Güllü, 2008).	21
Şekil 1-9. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji bant diyagramı (Atasoy, 2012).	25
Şekil 1-10. ZnO'nin farklı kristallenme biçimleri a) hekzagonal sıkı paket yapı b) kübik çinko-blend yapı ve c) sodyum klorür yapı (Kahraman, 2010).	26
Şekil 2-1. Kimyasal püskürtme yöntemi için kullanılan deneysel düzeneğin şematik gösterimi	30
Şekil 2-2. Varian 840 vakum buharlaştırma sistemi	31
Şekil 2-3. In-Ga/SnO ₂ /ZnO/Ag Schottky yapısı	31
Şekil 2-4. Rigaku D/Max-IIIIC marka X-ışını difraktometresi	32
Şekil 2-5. Taramalı elektron mikroskobu (ZEISS EVO LS15)	33
Şekil 2-6. UV-Visible spektrofotometresi (Shimadzu UV-1601)	34
Şekil 3-1. ZnO mikroçubuklarının X-ışını kırınım deseni	35
Şekil 3-2. ZnO mikroçubuklarının farklı büyütme oranlarında alınan SEM fotoğrafları	36
Şekil 3-3. ZnO mikroçubuklarında $(ah\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre değişimi	37
Şekil 3-4. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag yapısına ait doğru ve ters besleme yarı-logaritmik I-V grafiği	39

Şekil 3-5. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag yapısında idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişim eğrisi	40
Şekil 3-6. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag yapısında $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT ve q/nkT 'ye göre değişimi	41
Şekil 3-7. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag yapısında sıfır besleme engel yüksekliğinin ve görünür engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.....	43
Şekil 3-8. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag yapısında $n_{ap}^{-1} - 1$ 'in $q/2kT$ 'ye göre değişimi	44
Şekil 3-9. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag yapısında modifiye edilmiş Richardson eşitliğinin q/kT 'ye göre değişimi	45

TABLULAR DİZİNİ

Sayfa No:

Tablo 3-1. In-Ga/SnO ₂ /n-ZnO/Ag Schottky yapısı için I_0 , n ve Φ_{Bo} 'ın sıcaklığa bağlı değerleri.....	42
--	----

SEMBOLLER DİZİNİ

A^*	: Richardson sabiti
A^{**}	: Modifiye Richardson sabiti
AE	: Alan emisyonu
α	: Soğurma katsayısı
e	: Elektron yükü
E	: Elektrik alan
E_c	: İletkenlik bandının tabanı
E_F	: Fermi enerji seviyesi
E_g	: Yasak enerji aralığı
ϵ	: Yarıiletkenin Dielektrik sabiti
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
Φ_m	: Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	: Yarıiletkenin elektron ilgisi
Φ_b	: Schottky engel yüksekliği
Φ_{bo}	: Sıfır besleme engel yüksekliği
$\Delta\phi$: Elektrostatik potansiyel
I_0	: Ters besleme doyma akımı
J	: Akım yoğunluğu
k	: Boltzmann sabiti
m_e^*	: Elektronun etkin kütlesi
n	: İdealite faktörü
N_A	: Akseptör (alıcı) konsantrasyonu
N_D	: Donor (verici) konsantrasyonu
n_i	: Asal elektron konsantrasyonu
V_a	: Uygulanan potansiyel
V_{bi}	: Ekleme potansiyeli
V_d	: Difüzyon potansiyeli
W	: Arınma bölgesinin genişliği

ρ :Yük yoğunluğu
 σ : İletkenlik
 μ : Taşıyıcıların mobilitesi
TE :Termoionik emisyon
TFE :Termoionik alan emisyonu
T : Sıcaklık

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Yarıiletkenlerin tarihi, M. Faraday'ın çalışmalarına dayanır. 1833'de M. Faraday, bazı iletkenlerin özellikle de gümüş sülfidin sıcaklığı düşürüldüğü zaman daha iyi bir iletken haline geldiğini gözledi. Kısa bir süre sonra 1835'de M.A. Rosenschild Almanya'da yaptığı çalışmada, katılardaki elektrik iletiminin antisimetrik olduğunu gözlemledi. (Ancak, bu çalışmalar 1874 yılında F. Braun tarafından yeniden keşfedilene kadar ihmal edildi). 1839'da E. Becquerel, aynı elektrolitik çözeltisi içerisine daldırılmış olan iki elektrottan birinin üzerine foton (ışık) düşürüldüğünde bu iki elektrot arasında bir potansiyel fark oluştuğunu gözlemledi. Bu fotovoltajik olay güneş pilleri ile ilgili çalışmaların temelini oluşturur. Fotoiletkenlik olarak bilinen ışık altında bazı maddelerin iletkenliklerinin değiştiği ilk olarak 1873'de Willoughby-Smith tarafından keşfedildi. 1877'de Adam ve Day, selenyum ve metal arasında kontak yapıldığında bir fotovoltajik etki oluştuğunu keşfetti (Braun ve Macdonald, 1978).

1874 yılında Braun, demir ve kurşun sülfid yarıiletkenler ile metal kontaklar arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik bir davranış gösterdiğini gözlemledi (Braun, 1874). Bu nokta kontak, metal-yarıiletken yapılarda diyot araştırmalarına önemli katkılar sağladı. Schottky diyotlar ise yüksek verim, düşük gürültü ve yüksek güç kapasitesine sahip olmalarından dolayı nokta kontak diyotlara göre daha avantajlıdır.

1906 yılında G.W Pickard silisyum kristali kullanarak nokta kontak dedektör yapmayı başardı (Pickard, 1906). 1907'de Pierce metali yarıiletken üzerine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu belirledi (Pierce, 1907).

1930 yılında Schottky ve Spenke, enerji engelinden taşıyıcıların difüzyonu üzerine kurulmuş doğrultma teorisini geliştirmiştir (Schottky, Spenke 1930). 1932 yılında Wilson, metal-yarıiletken diyotlar için kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultma için ters polariteyi açıklamaya çalışmıştır (Wilson, 1932).

1940'lı yıllarda Bethe, Schottky diyot çalışmalarına termoiyonik emisyon teorisi (TE) ile önemli bir katkı sağladı ve Schottky difüzyon teorisini geliştirdi (Bethe, 1942). Daha sonraları Crowell ve Sze bu iki teoriyi birleştirerek ideal Schottky diyotlarda akım iletim mekanizmasını termoiyonik difüzyon emisyon teorisi olarak sundular (Crowell ve

Sze, 1965). 1947'de Bardeen, kovalent yarıiletkenlerin yüzeyinde Fermi seviyesi üzerinde yer alan yüzey hallerinin varlığını ifade etti, ve bu nedenle engel yüksekliğinin sabitleştiği fikrini ortaya attı (Bardeen, 1947). Bu durum, birçok pratik uygulamada doğrultucuların engel yüksekliğinin, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonu farklarından tayin edilemeyeceğini göstermektedir.

1960'lı yıllar metal-yarıiletken kontaklar üzerine araştırma ve geliştirme çalışmaları yapıldı. Bu yıllarda düzlemsel Schottky diyotlarının yapımı birkaç önemli uygulamaya sebep oldu. 1964'de Biard, Schottky engelini silisyum transistörle birleştirerek, Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistör (MESFET) yapmayı başardı (Biard, 1964).

Schottky kontaklar, eklem alanı üzerinde daha düzgün kontak potansiyeli ve akım dağılımı elde etmek için yarıiletken yüzeyine belirli alanlarda metal buharlaştırılarak oluşturulan düzlemsel yapılardır. Schottky diyotların daha çok kullanılmasının sebebi düşük seri direnç, yüksek güç kapasitesi ve daha düşük sinyale (gürültü) sahip olmalarıdır. Ayrıca, Schottky diyotlarda yeniden birleşim ve üretim olmayacağından akımda bir azalma meydana gelmez ve verim yüksek olur (Önal, 2007). Schottky diyotların dezavantajı ise yüzey elemanı olduklarından, yüzey kirliliğine karşı duyarlı olmalarıdır. Ayrıca, Schottky kontaklar yüksek sıcaklıklarda yapılan işlemlere karşı dayanıksızdır. Başka bir deyişle, yüksek sıcaklık, diyotun elektriksel özelliklerini azaltabilir. Orta sıcaklıklarda tavlama işlemi, omik kontakın direncini azaltırken Schottky diyotların doğrultma özelliklerini olumsuz etkileyebilir.

Metal-yarıiletken (MS), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) ve güneş pilleri gibi yarıiletken aygıtlardaki akım iletim mekanizmaları çeşitli parametrelere bağlıdır. Bu parametreler, yüzey hazırlama süreci, metal-yarıiletken arasında engel yüksekliği (BH) oluşumu ve engel yüksekliğindeki homojensizlikler, yarıiletkenlerdeki katkı atomlarının dağılımı, ara yüzey durumları veya dislokasyonların yoğunluğu, seri direnç (R_s), aygıt sıcaklığı ve uygulanan voltaj şeklinde sıralanabilir (Bayrak, 2011).

Son zamanlarda, MS, MIS ve güneş pilleri gibi aygıtların akım iletim mekanizmaları hakkında literatürde birçok çalışma bulunmaktadır (Özdemir ve Altındal, 1994; Bengi vd., 2009). Bunlar arasında, temel akım iletim mekanizmasının çok basamaklı tünelleme ve tuzak destekli tünelleme olduğunu gösteren çalışmalar da vardır (Kar vd., 1982; Cao vd., 2002).

1.2. Literatür Araştırması

II-VI grubu yarıiletken bileşiklerinden olan ZnO, geniş yasak enerji aralığına (oda sıcaklığında 3,37 eV) ve hekzagonal yapıya sahiptir. ZnO'in diğer geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlere (GaN) göre en önemli avantajlarından biri yaklaşık olarak üç kat büyük eksiton bağlanma enerjisine (60 meV) sahip olmasıdır (Liang ve Yoffe, 1968).

Romero ve arkadaşları (Romero vd., 2006) kimyasal püskürtme yöntemiyle 400 °C altlık sıcaklığında ZnO ince filmleri, çinko asetat ve çinko klorid tuzlarını kullanarak ürettir. Çinko asetat tuzu kullanılarak elde edilen X-ışını kırınım desenlerinden yönelimin [101] doğrultusunda olduğunu, çinko klorid tuzu kullanılarak üretilen ZnO ince filmlerinin ise [002] yönelimine sahip olduğu görüldü. Ayrıca, Alver ve arkadaşları (Alver vd., 2007) cam altlıklar üzerinde ultrasonik kimyasal püskürtme yöntemiyle, farklı altlık sıcaklıklarında ZnO mikroçubukları ürettir. X-ışını kırınım deseninden çubukların wurtzite yapıda ve baskın pikin [002] yöneliminde olduğu gözlemlendi. SEM görüntülerinden, altlık sıcaklığının artmasıyla hem ZnO çubuklarının çapları hem de çubuklar arasındaki mesafenin arttığı gözlemlendi. Optik ölçümlerden, altlık sıcaklığının artmasıyla ZnO mikroçubukların geçirgenliklerinin ve yasak enerji aralık değerlerinin arttığı görüldü.

Zhang ve arkadaşları (Zhang vd., 2012) lazer atımlı çökeltme yöntemiyle (PLD) F-katkılı SnO₂ kaplı cam altlıklar üzerinde Ag/ZnO Schottky diyotlar üretilip, bunların akım-voltaj (I-V) ve kapasitans-voltaj (C-V) ölçümlerini incelediler. I-V ölçümlerinden, idealite faktörü ve Schottky engel yükseklik değerleri sırasıyla 1,64 ve 0,85 eV olarak bulundu. Ayrıca Cheung's fonksiyonları ve Norde metodu kullanılarak I-V karakteristik özellikleri daha detaylı olarak değerlendirildi ve Schottky kontakın seri direnci elde edildi (Cheung ve Cheung, 1986; Norde, 1979). C-V ölçümlerinden, frekansın azalmasıyla kapasitansın arttığı gözlemlendi. C-V ölçüm sonuçlarındaki engel yüksekliğinin I-V ölçüm sonuçlarına göre daha büyük olduğu anlaşıldı. Mtangi ve arkadaşları (Mtangi vd., 2009) 20-300 K sıcaklık aralığında Pd/ZnO Schottky diyotlarının sıcaklığa bağlı olarak I-V ve Hall ölçümlerini gerçekleştirdi. 60-160 K sıcaklık aralığında Richardson sabitini $8,60 \times 10^{-9} \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$, 180-300 K aralığında ise ortalama engel yüksekliğini 0,50 eV olarak buldular. Engel yükseklik düzeltilmesi yapıldıktan sonra 80-180 K aralığında, Richardson sabitinin ve ortalama engel yüksekliğinin değerlerinin sırasıyla $167 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ ve 0,61 eV olduğu tespit edildi. Mtangi ve arkadaşlarının başka bir çalışmasında (Mtangi vd., 2009) ZnO üzerine Pd Schottky kontaktları yapılarak, 60-300 K sıcaklık aralığında I-V ve C-V ölçümleri gerçekleştirildi.

Oda sıcaklığı I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen sıfır besleme engel yükseklik değerleri sırasıyla 0,52 eV ve 3,83 eV olarak bulundu. İleri beslem sıcaklığına bağlı I-V ölçümlerinden, engel yüksekliğinin sıcaklığın artmasıyla birlikte arttığı ve bu sonucun yarıiletken materyallerdeki negatif sıcaklık katsayısıyla uyumlu olmadığı görüldü. C-V ölçümlerinde ise engel yüksekliğinin sıcaklıkla birlikte azaldığı ve bu davranışın yarıiletkenlerdeki negatif sıcaklık katsayısıyla uyumlu olduğu tespit edildi.

1.3. Metal-Yarıiletken Kontaklar

Metal ile yarıiletken, arada başka madde olmaksızın kontak durumuna getirilmesi ile oluşan ikili yapı metal-yarıiletken kontaklar olarak adlandırılır. Bu kontaklar, metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak ikiye ayrılır:

i) Taşıyıcıların bir yöndeki hareketi diğer yöndeki hareketinden çok daha büyük ise bu tür kontaklara doğrultucu kontak denir.

ii) Metal-yarıiletken arasında hiçbir potansiyel mevcut değil ise yani taşıyıcıların hareketi her iki durumda da aynı ise bu tür kontaklara omik kontak denir.

Metalin iş fonksiyonu (ϕ_m), yarıiletkenin iş fonksiyonu (ϕ_s) ise, n ve p metal-yarıiletken için doğrultucu ve omik kontak aşağıdaki gibi oluşur;

1) n tipi metal-yarıiletken için: $\phi_m > \phi_s$ ise doğrultucu kontak; $\phi_s > \phi_m$ durumunda ise omik kontak oluşur (Sze, 1981).

2) p-tipi metal yarıiletken için: $\phi_s > \phi_m$ ise doğrultucu kontak; $\phi_m > \phi_s$ durumunda ise omik kontak oluşur.

Yalıtkan ve yarıiletkenlerin iletkenlik özellikleri hakkında bilgi edinmek için kristale uygun metallerle kontak haline getirmek gerekir. Kontak, genel durumda en az, idealde ise sıfır dirençle temas etmesi olarak düşünülebilir. İdeal bir kontakın özelliği kontak yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmasına bağlıdır (Cowley ve Sze, 1965).

1.3.1. n-tipi Yarıiletken-Metal Doğrultucu (Schottky) Kontaklar

Taşıyıcıların, kutuplama sonrası bir yöndeki hareketi kutuplama değiştirildiğinde diğer yöndeki hareketinden çok daha büyük ise bu tür kontaklara doğrultucu kontak denir. n-tipi yarıiletken ve bir metal eklemine ele alalım. Metalin iş fonksiyonu ϕ_m , n-tipi

yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s ve yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s 'dir. n-tipi yarıiletkenin ve metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\phi_m > \phi_s$ durumunda metal ve n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağı oluşturur. Kontak yapılmadan önce Şekil 1-1(a)'da görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi, metalin Fermi enerji seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontak yapıldıktan sonra, metal ile yarıiletken arasında yük geçişi olur. Yarıiletkenin yüzey tabakasından elektronlar, geride iyonize olmuş donörler bırakarak metalin içine geçerler ve metal tarafta negatif yük oluştururlar. Yük geçişleri tamamlandıktan sonra yarıiletkenin fermi seviyesi ile metalin fermi seviyesi eşit olur. Bu yarıiletken gövdedeki enerji seviyelerinin $\phi_m - \phi_s$ kadar aşağıya kaydığını ifade eder. Sonuçta termal denge durumunda her iki taraftaki elektron sayıları aynıdır ve net bir akım yoktur. Çünkü arınma bölgesinde taşıyıcı yok denecek kadar azdır. Bu durumda serbest yüklerden arınmış pozitif ve negatif uzay yüklerinin bulunduğu bir bölge oluşur. Bu bölgeye arınma bölgesi veya uzay yük bölgesi denir. Bu bölgenin yarıiletken tarafı pozitif, metal tarafı negatif yüklü olduğu için bu bölgede dipol tabakası meydana gelir. Metal taraftaki yüzey yükleriyle, n-tipi yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası, kontakta bir potansiyel engelin oluşmasına neden olur. Bu engelin metal taraftaki yüksekliği $\phi_m - \chi_s$, yarıiletken taraftaki yüksekliği $\phi_m - \phi_s$ farkına eşittir. Metal ile n-tipi yarıiletkenin kontakta sonraki enerji bant diyagramı Şekil 1-1(b)'de gösterildi. Şekil 1-1(b)'de görüldüğü gibi potansiyel engeli, metal tarafında dik olarak yükselirken yarıiletken tarafında ise W kalınlığına sebep olur. Yarıiletken taraftaki engel yüksekliği

$$eV_d = \phi_m - \phi_s \quad (1)$$

eşitliği ile ifade edilir. Metal taraftaki engel yüksekliği ise,

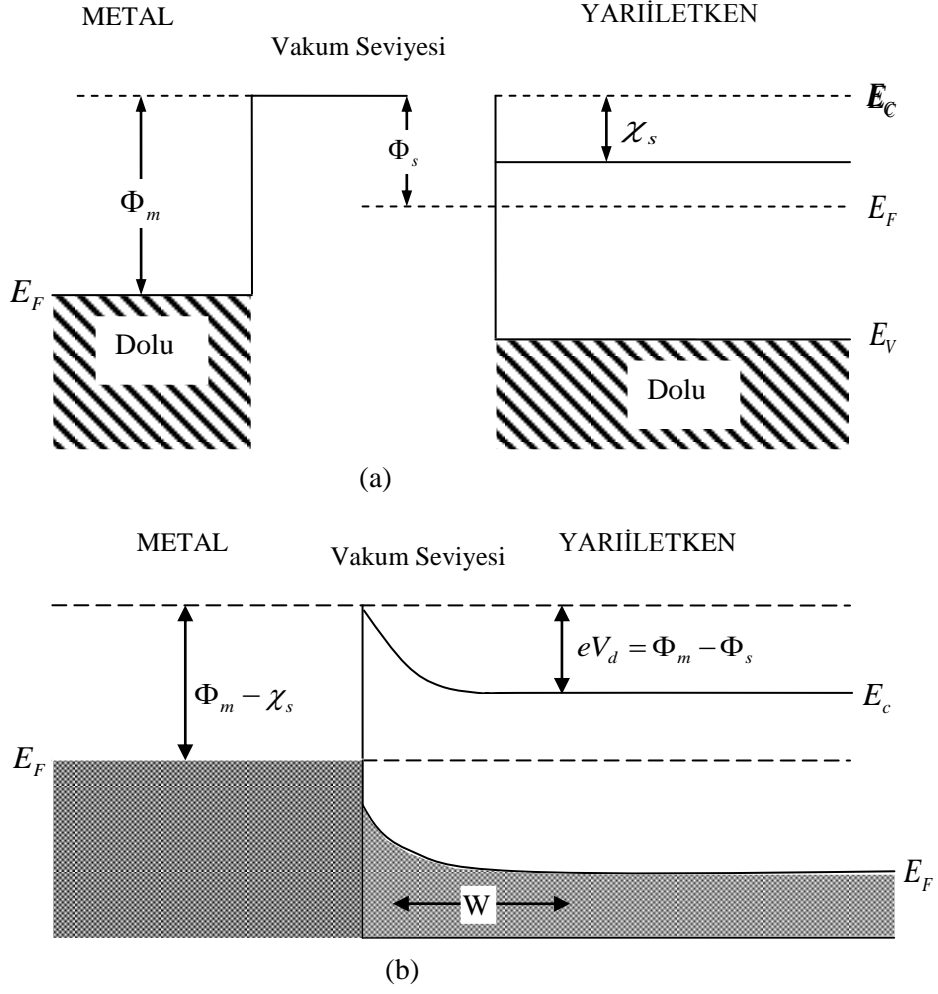
$$eV_b = \phi_m - \chi_s \quad (2)$$

ile verilir. Burada V_d difüzyon potansiyelidir (Büget, 1992). Yarıiletkene negatif gerilim ($-V$) uygulandığı durumda metalden yarıiletkene geçen elektron sayısı değişmez. Dolayısıyla yarıiletkenden metale geçen akım da değişmeyecektir. Fakat, yarıiletken tarafında iletkenlik bandındaki enerji seviyesi eV kadar artarken yarıiletkenden metale

giden elektronlar için engel yüksekliği eV kadar alçalır. Böylece metalden yarıiletkeneye doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar artar. Dolayısıyla, bu durumda kontak, doğru beslemedir. Akım,

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3)$$

ile verilir (Rhoderick ve Williams, 1988; Ziel, 1968). Bu ifadede I_o ters besleme doyma akımı, V uygulanan potansiyel, T Kelvin cinsinden mutlak sıcaklık, k Boltzmann sabiti ve e elektron yüküdür. Yarıiletkeneye pozitif gerilim (+V) uygulandığı iletkenlik bandındaki enerji seviyesi eV kadar azalırken, yarıiletkenden metale geçen elektronlar için engel yüksekliği eV kadar artar. Dolayısıyla, elektronlar daha yüksek bir engelle karşılaşır ve metal taraftaki engel yüksekliği değişmez. Bu durumda kontak ters beslemedir.



Şekil 1-1. a) Kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı, b) Kontak yapıldıktan sonraki enerji bant diyagramı

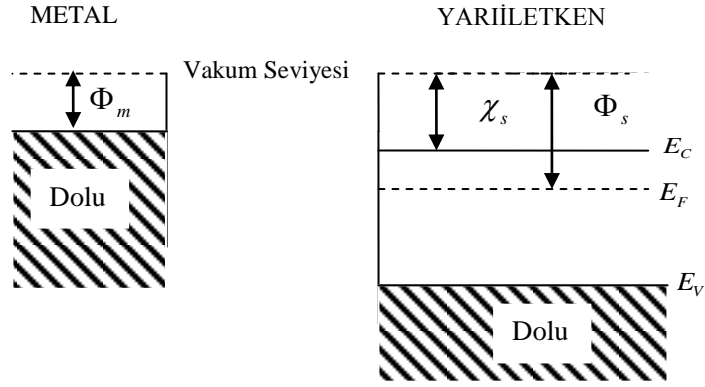
1.3.2. Metal n-tipi Yarıiletken Omik Kontaktlar

Omik (metal) kontak, elektronların her iki doğrultuda kolayca hareket edebildiği kontak türüdür. Omik kontakta yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru yük akışı olur. Omik kontaklardaki amaç, yarıiletkene minimum dirençte akım vermek veya yarıiletkenden akım almaktır. Kontakın kalitesini belirleyen en önemli parametre kontak direncidir. Kontak direncinin büyüklüğü,

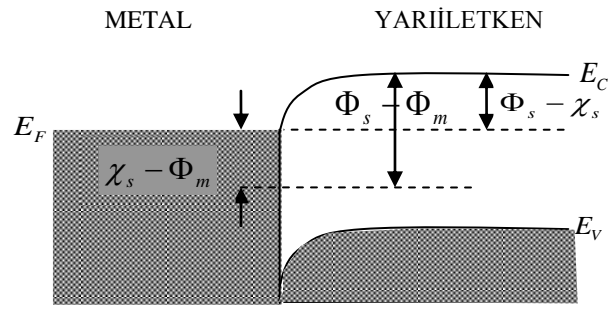
$$R_C = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (4)$$

ile verilir. Potansiyel engelin yüksekliği, kontağın elektriksel olarak omik ya da doğrultucu karaktere sahip olup olmadığı hakkında önemli bilgiler verir (Güllü, 2008). Omik kontak oluşabilmesi için yarıiletkenin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan daha büyük olması gerekir. $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için omik kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı Şekil 1-2(a)'da verildi. Şekil 1-2(a)'da görüldüğü gibi metalin Fermi enerji seviyesi, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yukarıdadır. Kontak yapıldıktan sonraki enerji bant diyagramı Şekil 1-2(b)'de verildi. Termal denge durumunda metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur ve elektronlar, arkalarında pozitif uzay yükü bırakırlar. Yarıiletken tarafında ise negatif yüzey yükü oluştururlar. Bu durumda yarıiletken tarafının n-tipi özelliği artar (aşırı n-tipi). Termal denge sonucunda, kontağın her iki tarafında meydana gelen yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Böyle bir kontakta, taşıyıcılar metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale serbestçe geçerler.

Metal- n-tipi yarıiletken omik kontaklarda Şekil 1-3(b)'de görüldüğü gibi metale pozitif gerilim (+V) uygulandığında yarıiletkenden metale doğru hareket eden elektronlar için engel yoktur. Şekil 1-3(a)'da ise metal tarafına negatif gerilim (-V) uygulandığında yarıiletkenin aşırı n-tipililiğinden dolayı elektronların karşılaşıcağı engel yine çok küçük olur ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene doğru akabilirler (Bayrak, 2011).

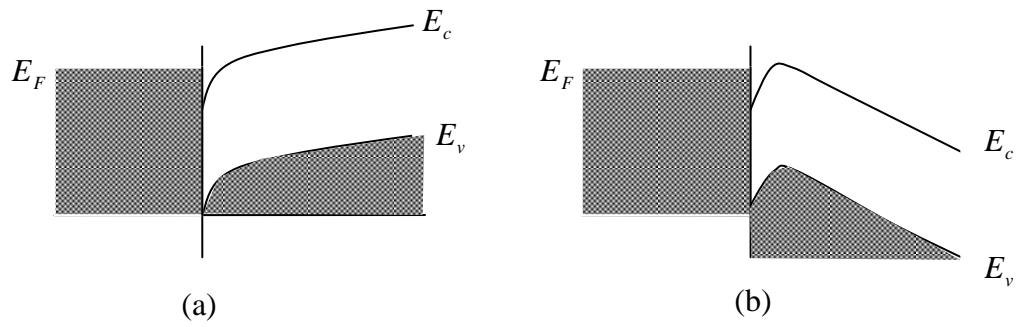


(a)



(b)

Şekil 1-2. a) $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için kontak öncesi enerji bant diyagramı,
 b) $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için kontak yapıldıktan sonra enerji bant diyagramı



(a)

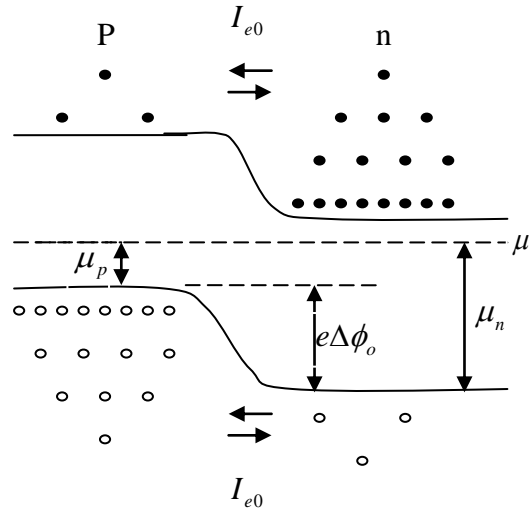
(b)

Şekil 1-3. Doğru ve Ters Besleme altındaki Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak a) $V < 0$ olması durumunda enerji bant diyagramı b) $V > 0$ olması durumunda enerji bant diyagramı

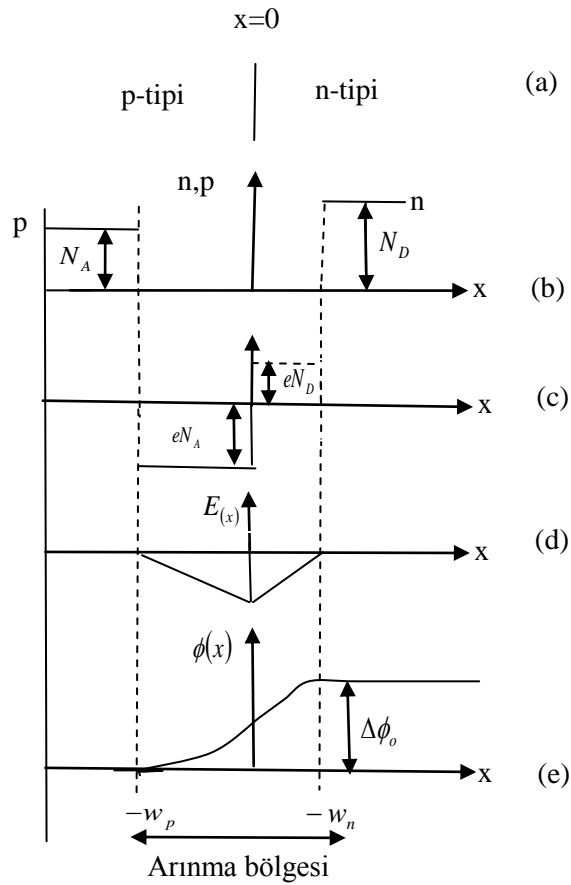
1.4. Önbeslemesiz p-n Eklemi

p ve n bölgeleri arasında bir sınır bir çok yolla elde edilebilir. Verici safsızlıklarının ince bir tabakasının p-tipi bir yarıiletken üzerine yerleştirilmesi ve ardından da belirli bir zaman aralığı için vericilerin alt tabakaya yüksek bir sıcaklıkla difüzyonunun sağlanması, yüzeye yakın bölgede n-tipi bir bölge oluşturur; bu bölgede vericiler, başlangıçtaki alıcıların sayısını aşar. Bir p-n eklemi, verici safsızlıklar içeren p-tipi bir altlık üzerine, epitaksi büyütme ile de elde edilebilir. Yukarıdaki yöntemlerden her ikisi de, kuşkusuz, alternatif olarak bir n-tipi tabakaya değen alıcı-zengin bir bölge oluşturulabilir. p tipinden n tipi davranışa geçişin bir uzunluk ölçeğinde olduğu bir yarıiletken bölgesini oluşturmak için başka yöntemler de mevcuttur. Bir p-n eklemnin yararlı davranışı, Şekil 1-4'de gösterildiği gibi, eklem bölgesindeki elektron enerji düzeyleri üzerindeki etkiden ileri gelir. Enerji düzeyleri yalnızca konumun bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. İletim bandındaki elektronlar şematik olarak dolu dairelerle, değerlik bandındaki delikler boş daireler ile gösterildi. Eklemnin her iki yanındaki düzeylerin bağlı konumlarını kontrol eden faktör, düzgün bir kimyasal potansiyelin gerekliliğidir.

Bir p-n eklemi için denge, n bölgesinden p bölgesine az sayıda elektron aktarımı ile gerçekleştirilir. Geçiş yapan bu elektronlar deliklerle birleşerek yok olurlar ve geride, ekleme yakın, çok az serbest taşıyıcısı olan bir bölge yaratılır. Bu bölge arınma bölgesi olarak bilinir (Şekil 1-5 (b)). Arınma bölgesinin n bölgesindeki pozitif yüklü, iyonlaşmış vericiler ve p bölgesindeki negatif yüklü iyonlaşmış alıcılar, n bölgesini pozitif yüklü ve p bölgesini negatif yüklü bırakırlar (Şekil 1-5(c)). Şekil 1.4'de gösterilen bu durum, elektron enerjisi düzeylerinin n kenarında azalması, p kenarında yükselmesiyle sonuçlanır ve istenildiği gibi kimyasal potansiyelin konumdan bağımsız olmasına neden olur. $e\Delta\phi_o = \mu_n - \mu_p$ bağıntısı Şekil 1-4 (Denklem 7) şeklinin incelenmesiyle elde edilir. Burada μ_n , n tarafındaki kimyasal potansiyel, μ_p ise p tarafındaki kimyasal potansiyeldir. Oklar eşit ve zıt olan elektron (I_e) ve delik (I_h) akımlarını göstermektedir.



Şekil 1-4. Elektronlar (dolu daireler) ve deliklerden (açık daireler) oluşan bir p-n eklemi



Şekil 1-5. (a) Konumla değişimi gösteren keskin bir p-n eklemi; (b) taşıyıcı, n ve p'nin konsantrasyonları; (c) net yük yoğunluğu ρ ; (d) elektrik alanı E; e) elektrostatik potansiyeli ϕ

Düzgün bir kimyasal potansiyel oluşturmak için gerekli olan $\Delta\phi_o$ toplam potansiyel farkı, $\mu = E_G - k_B T \ln(N_C / (N_D - N_A))$ ve $\mu = k_B T \ln(N_V / (N_A - N_D))$ denklemlerinden türetilir. Burada N_C , iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, N_V ise değerlik bandındaki etkin durumların yoğunluğudur. Bu nedenle, p-n eklemının n tarafındaki alıcı konsantrasyonunu (N_A) ihmal edersek ve buradaki verici konsantrasyonunu N_D ile gösterirsek, n tarafında eklemden uzak mesafedeki kimyasal potansiyel μ_n , değerlik bandı kenarına göre;

$$\mu_n = E_G - k_B T \ln(N_C / N_D) \quad (5)$$

olarak verilir. Benzer biçimde birim hacim başına N_A alıcı içeren ve verici barındırmayan bir p bölgesi için, p tarafında eklemden uzak mesafelerdeki μ_p kimyasal potansiyeli, değerlik bandı kenarına göre;

$$\mu_p = k_B T \ln(N_V / N_A) \quad (6)$$

şeklinde verilir. Buradan, kimyasal potansiyellerin eşit olması için, eklemının iki tarafındaki değerlik bandı kenarlarının Şekil 1-4'te görüldüğü gibi,

$$e\Delta\phi_o = \mu_n - \mu_p = E_G + k_B T \ln\left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V}\right) \quad (7)$$

kadar farklı olması gerekir ve bu, Denklem (8) kullanılarak yeniden

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-E_G/2kT} \quad (8)$$

$$\Delta\phi_o = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad (9)$$

olarak yazılabilir. Burada n_i , aynı sıcaklıkta katkısız bir yarıiletken için elektron veya delik konsantrasyonu ve $\Delta\phi_o$ ise eklem (bult-in) potansiyelidir. Eklem potansiyeli, ısı dengede arınma bölgesi boyunca görülen potansiyeldir ve herhangi bir dış potansiyel içermez. Aynı zamanda eklem potansiyelinde net akım oluşmaz.

Arınma bölgesinin genişliği ve bu bölge içinde $\Delta\phi(x)$ elektrostatik potansiyelin değişimi, iki basitleştirici varsayım yapılarak iyi bir yaklaşıklıkla hesaplanabilir.

1) Şekil 1-5 (a)'da gösterildiği gibi, n ve p bölgeleri arasındaki sınır keskindir; burada sınır $x=0$ alınır.

2) Çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonları, arınma bölgesinin kenarlarında ana kristaldeki değerlerinden çok hızlı bir şekilde azalır; bu azalma mesafeleri, p-tipi tarafta $x = -\omega_p$ ve n-tipi tarafta $x = \omega_n$ olarak alınırlar.

Bu varsayımlar yapılırsa eklem dolayındaki yük yoğunluğu Şekil 1-5 (c)'de gösterildiği gibi, iyi bir yaklaşımla,

$$\rho(x) = \begin{cases} -N_A e & ; -\omega_p < x < 0 \\ +N_D e & ; 0 < x < \omega_n \\ 0 & ; \text{başka yerlerde} \end{cases} \quad (10)$$

olur. Elektrostatik potansiyel, yük yoğunluğuna Poisson denklemi ile bağlıdır.

1.5. Poisson Eşitliği

Poisson denklemi, metal-yarıiletken ekleminde elektrostatik arınma bölgesindeki elektrik alanı ve yük yoğunluğu ile ilgili bilgi verdiği için önemlidir. Bu bilgiler diyotun kapasitans-voltaj ölçümlerinden faydalanılarak elde edilebilir. Genel analiz Poisson denkleminin kurulması ile başlar. p-n eklemindeki elektrik alan ve potansiyel dağılımları Poisson denkleminin çözümünden elde edilir. Hesaplamaları kolaylaştırmak için bütün yarıiletken üç farklı bölgeye bölünür. Bunlar n, p-tipi nötr bölgeler ve arınma bölgesidir. Nötr bölgelerde elektrik alan olmadığı varsayılır. Yük yoğunluğu ve elektrostatik potansiyel (ϕ) arasındaki ilişki Poisson denklemi ile verilir:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_o} \quad (11)$$

Burada $\rho(x)$, uzaya bağılı yük yoğunluğu, ϵ ise yarıiletkenin dielektrik sabiti ve ϵ_o , boşluğun dielektrik sabitidir. Bütün donör (verici) ve akseptör (alıcı) atomlarının iyonize olduğunu varsayalım. Yük yoğunluğu (ρ), $\rho = q(N_D^+ + p - N_A^- - n)$ şeklinde yazılabilir. Bu durumda Poisson denklemi;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{q}{\epsilon}(N_D^+ + p - N_A^- - n) \quad (12)$$

haline gelir.

Elektron ve delik konsantrasyonları (n ve p) elektrostatik potansiyel ϕ ile değişirler ve Denklem (12) oldukça karmaşık bir hale gelir. Bu yüzden arınma bölgesinin tamamen hareketli taşıyıcılardan boşaltıldığı ve nötr bölgelerin yük içermediği varsayımı yapılır. Bu varsayımı arınma yaklaşımı denir. Bu yaklaşıklık ile arınma bölgesi olarak adlandırılan w_d genişliğindeki yarıiletken bölgede sadece yüksüz iyonların bulunduğu kabul edilebilir. Bu kabul tam yük dağılımı için tam doğru değil iken, yarıiletken arınma bölgesindeki elektrik ve potansiyeli açıklamakta yeterli bilgi sunmaktadır.

Arınma yaklaşıma dayanarak, arınma bölgesinin tamamen hareketli taşıyıcılardan serbest olduğu düşünüldüğünde $n = p = 0$ dır. Bu durumda,

$$\rho = q(N_D^+ - N_A^-) \quad (13)$$

olur. Poisson eşitliğinin birinci integrali arınma bölgesi içindeki elektrik alanını verir:

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{N_A e}{\epsilon_o}(x + \omega_p) \\ \frac{N_D e}{\epsilon_o}(x - \omega_n) \end{cases} \quad (14)$$

Elektrik alanı, arınma bölgesinin dışındaki ana yarıiletken bölgelerde sıfır olmalıdır ve Denklem (14)'deki integral sabitleri, arınma bölgesinin sınırlarında E'nin sürekliliğini garanti edecek biçimde seçilir. Denklem (14)'ün kullanılması ve E'nin ($x = 0$) da sürekli olmasının istenmesi,

$$N_A e w_p = N_D e w_n \quad (15)$$

bağıntısını sağlar. Bu sadece bir bütün olarak elektriksel nötrülüğün ifadesidir; yani arınma bölgesinin p tarafındaki iyonlaşmış alıcıların sayısı, n tarafındaki iyonlaşmış vericilerin sayısına eşittir. Denklem (14)'de ki elektrik alan Şekil 1-5 (d)' de gösterilmiştir. Elektrik alanın [Denklem (14)] integralinin alınması, potansiyel için,

$$\phi(x) = \begin{cases} \frac{N_A e}{2\epsilon_0} (x + \omega_p)^2 & ; -\omega_p < x < 0 \\ \Delta\phi_0 - \frac{eN_D}{2\epsilon_0} (x - \omega_n)^2 & ; 0 < x < \omega_n \end{cases} \quad (16)$$

bağıntılarını verir. Denklem (14)'deki E'nin x ile lineer değişim Denklem (16)'daki ϕ 'nin x'e bağımlılığını karesel hale getirir. İntegral sabitleri, arınma bölgesinin dışında p bölgesinin potansiyeli sıfır olacak biçimde seçilirler ve eklem boyunca toplam potansiyel farkı, Denklem (7) veya Denklem (9) ile verildiği gibi, $\Delta\phi_0$ 'dır. $\phi(x)$ potansiyeli $x=0$ 'da sürekli olmalıdır ve süreklilik

$$\Delta\phi_0 = \frac{e}{2\epsilon_0} (N_A w_p^2 + N_D w_n^2) \quad (17)$$

bağıntısını sağlar. Potansiyel Şekil 1-5 (e)'de konumun bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Denklem (15) ve Denklem (17)'nin eş zamanlı çözülmesi eklemdeki arınma bölgesinin genişliklerini verir:

$$w_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 N_A \Delta\phi_0}{eN_D (N_A + N_D)}} \quad ; \quad w_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 N_D \Delta\phi_0}{eN_A (N_A + N_D)}} \quad (18)$$

Buradan, daha az yoğun katkılandırılan eklemlerde (daha küçük N_A ve N_D), arınma bölgesinin daha geniş olduğu sonucunu ortaya çıkarır.

1.6. Ön Beslemeli p-n Eklemi

Bir p-n eklemine ek bir V potansiyel farkının uygulanması, eklem üzerinden bir elektrik akımı geçmesine neden olur. Eğer potansiyelin pozitif tarafı p bölgesi ile birleştirilirse, eklem doğru beslemede olduğu söylenir ve V pozitif olarak alınır. Eğer pozitif tarafı n bölgesi ile birleştirilirse, eklem ters beslenmiştir ve V negatiftir. Arınma bölgesindeki düşük taşıyıcı yoğunluğu nedeniyle, bu bölge, her iki taraftaki nötr yarıiletken bölgelere kıyasla yüksek bir öz dirence sahiptir. Böylece arınma bölgesi boyunca toplam potansiyel farkı:

$$\Delta\phi = \phi_n - \phi_p = \Delta\phi_o - V \quad (19)$$

olur. Burada Denklem (7) ve Denklem (9) ile verildiği gibi, $\Delta\phi_o$, beslemenin yapılmadığı haldeki potansiyel düşmesidir. Doğru besleme, bu nedenle, toplam potansiyel farkını azaltır, bu arada ters besleme toplam potansiyel farkını artırır.

Potansiyelin arınma bölgesi içindeki değişimi, Kesim 1-5'de olduğu gibi Poisson denklemi Denklem (11) çözülerek elde edilir. Arınma, bölgesinin genişliği, böylece, Denklem (18)'de $\Delta\phi_o$ yerine $\Delta\phi$ yerleştirilmekle elde edilir.

$$w_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_o N_A (\Delta\phi_o - V)}{e N_D (N_A + N_D)}} \quad ; \quad w_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_o N_D (\Delta\phi_o - V)}{e N_A (N_A + N_D)}} \quad (20)$$

Arınma bölgesinin genişliğinin, doğru besleme ile azaldığını, ters besleme ile arttığını görüyoruz. Arınma bölgesindeki iyonlaşmış safsızlık atomlarının yükleri, taşıyıcılar tarafından dengelenemedikleri için, bu arınma bölgesinin genişliğindeki bir değişim, bir p-n eklemine eşlik eden birim alan başına düşen yükte, büyüklükleri $d\sigma = e N_D dw_n = e N_A dw_p$ olan bir değişikliğe neden olur (Şekil 1-5 (c)). Besleme geriliminde dV kadarlık küçük bir değişim için eklem birim alanı için, aşağıdaki sığaya sahipmiş gibi davranır.

$$C = \left| \frac{d\sigma}{dV} \right| = eN_D \left| \frac{dw_n}{dV} \right| = \left(\frac{\varepsilon_o e N_D N_A}{2(N_A + N_D)(\Delta\phi_o - V)} \right) \quad (21)$$

sığası varmış gibi davranır (Hook ve Hall, 1991).

1.7. İmaj-Kuvvet (Schottky) Etkisi

İdeal bir Schottky diyot için engel yüksekliği,

$$\phi_b = \phi_m - x_s \quad (22)$$

olarak ifade edilir. Schottky engel yüksekliği, bazı durumlarda değişime uğrayabilir. Bu durumlardan biri imaj-kuvvet etkisi (Schottky etkisi) dir. Bu etki, engel yüksekliğinin azalması olarak ortaya çıkar.

Metal yüzeyden x kadar uzakta (yariletken eklem tarafına doğru), bir elektron dikkate alalım. Bu elektron, çevresinde elektrik alan meydana getirir. Oluşan alan çizgileri, metal yüzeyine diktir ve metal yüzeyden içe doğru x mesafesi uzaklığında yerleşmiş olan $+q$ imaj yükünün çizgileri ile aynıdır. Bu imaj etkisi Şekil 1-6'da verildi. Ele alınan elektron ile imaj yükü arasındaki Coulomb etkileşmesinden dolayı, elektron üzerine etki eden kuvvet,

$$F = -\frac{q^2}{4\pi(2x)^2 \varepsilon_o} = -qE \quad (23)$$

şeklinde ifade edilebilir (Neamen, 1992). Burada ε_o , uzayın dielektrik geçirgenliğidir. Arınma bölgesindeki potansiyel,

$$-\phi(x) = +\int_x^\infty E dx = +\int_x^\infty \frac{q}{4\pi\varepsilon_s(4x')^2} dx = \frac{-q}{16\pi\varepsilon_s x} \quad (24)$$

olarak ifade edilir. Burada x , integral değişkeni olup, $x = \infty$ için potansiyel sıfır olarak kabul edilmektedir. Şekil 1-6'da elektronun potansiyel enerjisinin $-q\phi(x)$ değişimi, başka

elektrik alanın var olmadığı kabul edilerek gösterildi. Metal-yarıiletken ara yüzeyindeki toplam potansiyele, bu imaj potansiyeli de katkıda bulunacağından yeni toplam potansiyel ifadesi aşağıdaki gibi düzenlenir.

$$-\phi(x) = \frac{-q}{16\pi\epsilon_s x} - E \cdot x \quad (25)$$

Şekil 1-6'da sabit bir elektrik alanının varlığında elektronun potansiyel enerji değişimi ve potansiyel engelinin maksimum değerinin azaldığı gösterildi. Dolayısıyla potansiyel engelin bu şekilde azalması, imaj-kuvvet etkisi ile engel yüksekliğinin azalması olarak bilinir. Toplam potansiyelin türevi, değerinin maksimum olduğu noktada sıfır olur.

$$\frac{d(q\phi(x))}{dx} = 0 \quad (26)$$

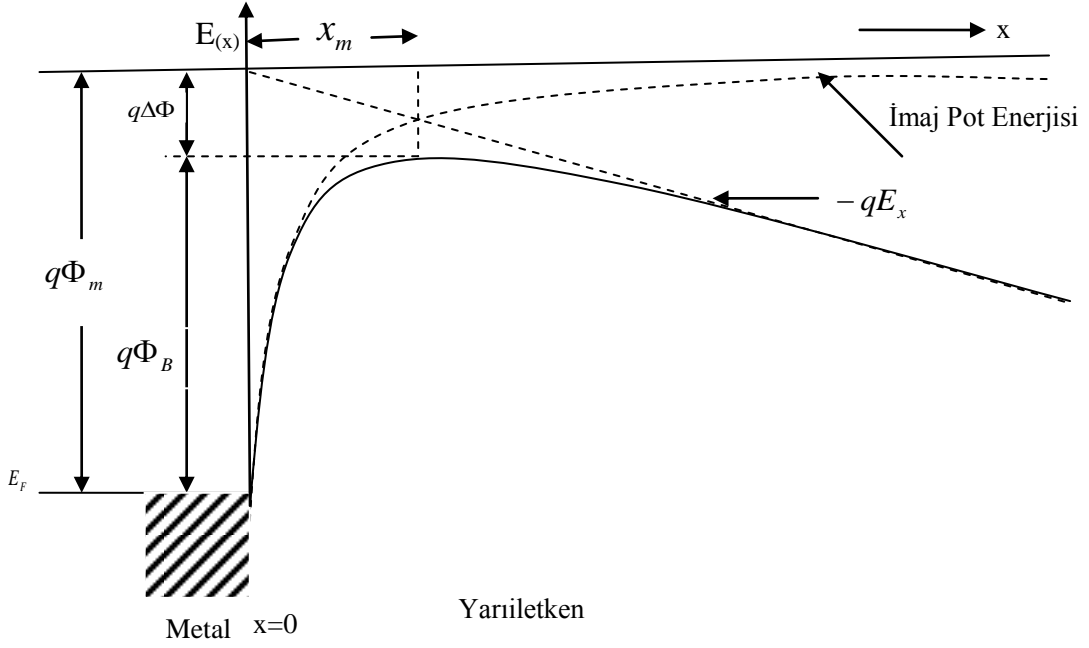
Böylelikle potansiyel engelinin maksimum olduğu konum,

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (27)$$

şeklinde ifade edilir. İmaj-kuvvet etkisinden dolayı Schottky engel yüksekliğinin azalması,

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (28)$$

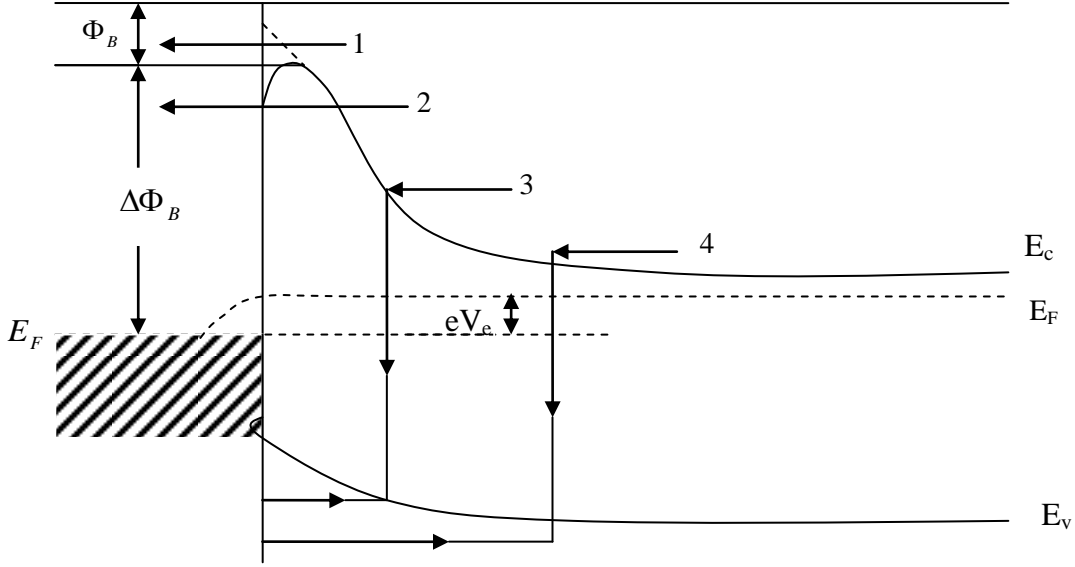
ile verilir ve engel yüksekliğinin azalması gerilimin bir fonksiyonudur (Ziel, 1968).



Şekil 1-6. Metal yarıiletken kontaklarda Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engelinin alçalması

1.8. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları ve Termoionik Emisyon Teorisi

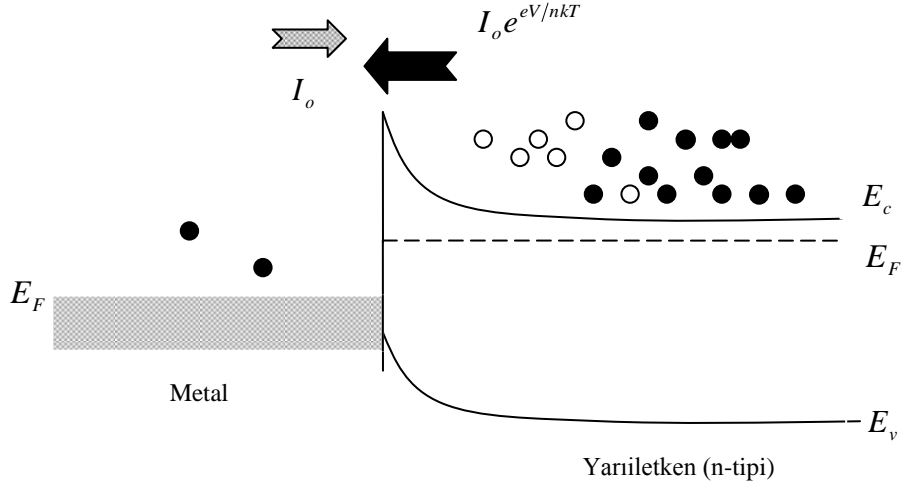
Metal-yarıiletken ara yüzeyinden birden fazla akım iletimi mekanizması gerçekleşir. Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletimi çoğunlukla taşıyıcılar tarafından sağlanır. Taşıyıcılar tarafından gerçekleştirilen doğru beslem altında temelde dört farklı akım iletim mekanizması vardır (Sze,1981). Bu mekanizmalar; engel üzerinden geçen taşıyıcıların oluşturduğu termoionik emisyon akımı, engelin içine doğru kuantum mekaniksel olarak tünelleme, arınma bölgesinde yeniden birleşim veya üretimi, nötr bölgede yeniden birleşimidir (Şekil 1-7). Termoionik emisyon, Schottky engel yüksekliğini elde etmede yaygın olarak kullanılan standart bir modeldir (Rhoderick, 1988).



Şekil 1-7. Doğru beslemede meydana gelen 4 farklı akım mekanizması (Sze, 1981).

Termoiyonik emisyon; sıcak bir yüzeyden termal enerjilerinden dolayı taşıyıcıların salınması olayına denir. Schottky kontaklarda termoiyonik emisyon teorisi ise taşıyıcıların yeterli termal enerjileri kazanmalarıyla potansiyel engel üzerinden yarıiletken den metale ya da metalden yarıiletkene geçmeleri sırasında gerçekleşen akım olaylarını açıklamaya çalışmaktadır. Metal ve n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda bu olay elektronlar tarafından, metal ve p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise delikler tarafından sağlanır.

Metal-yarıiletken kondağa bir V gerilimi uygulandığında metal ve yarıiletkendeki Fermi enerji seviyeleri aynı seviyede olmaz ve termal olarak uyarılan elektronlar engelin diğer tarafına geçerler (Şekil 1-8). Yarıiletken tarafındaki elektronlar için engel yüksekliği, uygulanan gerilime göre değişir. Doğru beslemede elektronlar için engel yüksekliği azalacaktır ve dolayısı ile metalden yarıiletkene geçen akım artar, ancak ters beslemede engel yüksekliği artacağı için yarıiletkenden metale geçen akım azalır. Metaldeki elektronlar için engel yüksekliği önemli oranda değişmez. Dolayısıyla metalden yarıiletkene geçen akımda bir değişiklik olmaz (Güllü, 2008).



Şekil 1-8. Doğru besleme altındaki bir Schottky diyot için taşıyıcı geçişleri ve akımları (Güllü, 2008).

Metal-yarıiletken kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek termoiyonik emisyon teorisinin temel varsayımları şunlardır (Bethe, 1942):

- 1) Potansiyel engel yüksekliğinin, kT/q enerjisinden çok büyüktür.
- 2) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır,
- 3) Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve engelin biçimi önemsiz olup akım engel yüksekliğine çok bağlı değildir (Sze,1981).

$J_{s \rightarrow m}$, yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğudur. Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu ise $J_{m \rightarrow s}$ ile ifade edilir. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu x yönünde hareket eden ve engeli aşabilecek hızlara sahip elektronların konsantrasyonudur. Böylece,

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_c}^{\infty} e v_x dn \quad (29)$$

şeklinde ifade edilebilir. V_x , x doğrultusundaki sürüklenme hızıdır. E_c ise metale termoiyonik emisyon için gerekli olan enerjidir. Artan elektron konsantrasyonu,

$$dn = N(E) F(E) d(E) \quad (30)$$

ile ifade edilir. Burada $N(E)$ iletkenlik bandındaki hal yoğunluğudur. $F(E)$ Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur. Maxell-Boltzman yaklaşımından faydalanılarak elektron konsantrasyonu,

$$dn = \frac{4\pi(2m_e^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_C} \exp\left[-\frac{(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (31)$$

olarak verilir. $(E - E_C)$, serbest elektronun kinetik enerjisi olarak kabul edilirse,

$$E - E_C = \frac{1}{2} m_e^* v^2 \quad (32)$$

$$dE = m_e^* v dv \quad (33)$$

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{\frac{m_e^*}{2}} \quad (34)$$

olur yazılabilir. Denklem (32), (33) ve (34) kullanılarak Denklem (31) yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_e^*}{h}\right)^3 \exp\left(-\frac{e\Phi_n}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m_e^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (35)$$

elde edilir. Bu denklem, hızları v ile $(v+dv)$ arasında değişen elektronların sayını ifade eder. Hız bileşenlerine ayrılırsa,

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (36)$$

şeklinde olur. Buradan Denklem (29) yeniden düzenlenirse,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_e^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_e^*} \right)^2 \exp \left(- \frac{e\Phi_n}{kT} \right) \exp \left[\frac{-e(V_D - V)}{kT} \right] \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(- \frac{m_e^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(- \frac{m_e^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \quad (37)$$

şeklinde olur. V_{ox} hızı, x yönünde elektronun potansiyel engeli aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. Denklem (37)'nin çözümü için aşağıdaki değişken değiştirmeler yapılabilir.

$$\left(\frac{m_e^* v_x^2}{2kT} \right) = \alpha^2 + \frac{e(V_D - V)}{kT} \quad (38 a)$$

$$\left(\frac{m_e^* v_y^2}{2kT} \right) = \beta^2 \quad (38 b)$$

$$\left(\frac{m_e^* v_z^2}{2kT} \right) = \gamma \quad (38 c)$$

Ayrıca, engeli geçebilmek için minimum enerji,

$$\frac{1}{2} m_e^* v_{ox}^2 = e(V_D - V) \quad (39)$$

olarak yazılabilir. α değeri $v_x \rightarrow v_{ox}$ için sıfır olur. Bu durumda,

$$v_x dv_x = \frac{2kT}{m_e^*} \quad (40)$$

olarak ifade edilir. Denklem (29)'un yeniden düzenlenmesi için gerekli diğer denklemler kullanılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_e^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_e^*} \right)^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_n}{kT}\right) \exp\left[\frac{-e(V_D - V)}{kT}\right] \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{+\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad (41)$$

olur. Denklem (41)'in integrali alınarak yeniden düzenlenirse,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e k^2 m_e^*}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (42)$$

şeklinde ifade edilir. Termal denge durumunda, metalden yarıiletkene ya da yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunlukları aynıdır.

$$J_{m \rightarrow s} = J_{s \rightarrow m} \quad (43)$$

Metalden yarıiletkene giden elektronlar için engel yüksekliği uygulanan voltajla değişmez. Dolayısıyla akım, uygulanan voltajdan bağımsızdır. Bu durumda akım yoğunluğu,

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \quad (44)$$

şeklinde ifade edilir. Bu durumda eklemden akan net akım yoğunluğu bu akımların toplamına eşit olur.

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (45)$$

olur. Bu ifadede ϕ_B , Schottky engel yüksekliği, A^* ise Richardson sabitidir. Bu sabit,

$$A^* = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} \quad (46)$$

ile ifade edilir. Doyma akım yoğunluğu

$$J_o = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (47)$$

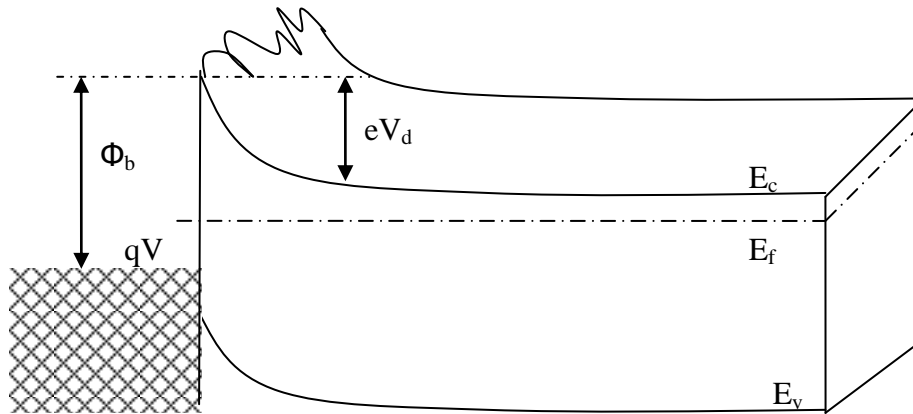
ise, akım yoğunluğu

$$J = J_o \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (48)$$

şeklinde olur.

1.9. Homojen Olmayan Metal-Yarıiletken Engel Yüksekliğine Gaussian Dağılımının Uygulanmaması

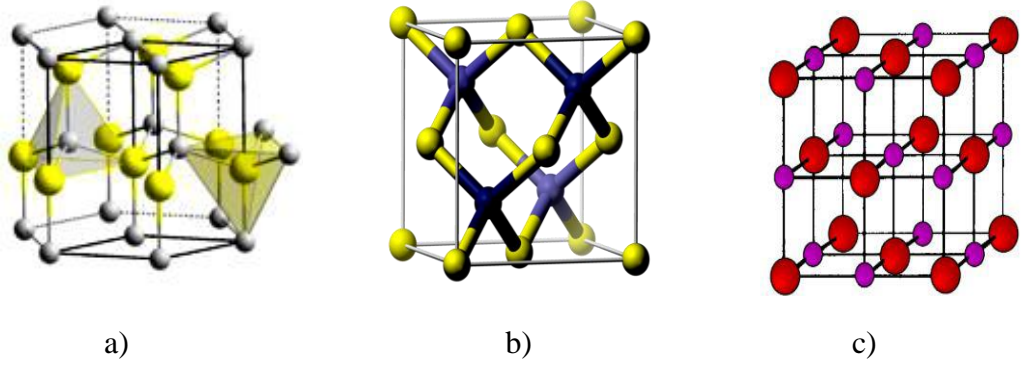
Metal-yarıiletken ara yüzeyinin pürüzlü olması, metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir (Werner and Gutter 1991; Sullivan vd., 1991). Bu gibi durumlar homojen olmayan engel yüksekliğine neden olur. Şekil 1-9, homojen olmayan bir Schottky kontağının iki boyutlu enerji band diyagramı göstermektedir.



Şekil 1-9. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji band diyagramı (Atasoy, 2012).

1.10. ZnO'in Kristal Yapısı

ZnO, II-VI grubuna ait, direk geçişli ve geniş bant aralıklı yarıiletken bir bileşiktir. ZnO, ya kübik çinko-blend ya da hekzagonal (wurtzite) sıkı paket yapıda kristalleşir. Ayrıca nadir olarak da çok yüksek basınç altında kübik sodyum klorür (NaCl) yapısında bulunurlar. Fakat ZnO'in en kararlı olarak genellikle hekzagonal yapıda kristalleşir. Hekzagonal ZnO yapısında, her bir anyon bir dört yüzlünün köşelerinde yer alan dört kationla çevrilidir. Bu tetrahedral koordinasyon, sp^3 kovalent bağlanmanın tipik bir özelliği olsa da, bu yapıların azımsanmayacak ölçüde iyonik karakterleri yasak bant aralığı değerlerinin, kovalent bağlanmadan beklenen değer üstüne çıkmasını sağlar (Morkoç ve Özgür, 2009). Şekil 1-10(a)'da çinko oksit hekzagonal (wurtzite) kristal örgü yapısı gösterildi. Ayrıca ZnO, (Şekil 1-10(b)) kübik kristal yapı altlıklar üzerine çinko-blend yapıda ve 10 GPa gibi yüksek basınç altında sodyum klorür yapıda elde edilebilir (Şekil 1-10(c)).



Şekil 1-10. ZnO'in farklı kristallenme biçimleri a) hekzagonal sıkı paket yapı b) kübik çinko-blend yapı ve c) sodyum klorür yapı (Kahraman, 2010).

ZnO, genel olarak hekzagonal (wurtzite) sıkı paket yapıda olup, örgü sabitleri $a=3,25$ Å $c=5,21$ Å olarak verilmektedir (Zhiyong ve Jia, 2005). Ayrıca, ince film formunda büyütülen ZnO malzemesinin wurtzite yapısını koruduğu, tanecik boyutlarının 50-100 Å aralığında olduğu gözlemlendi (Fend, 1993.). Cam altlık üzerine ZnO kristali büyütülmek istendiğinde, cam altlıkların amorf yapıda olması, tane sınırlarının olmayışı ve atomlar arası mesafesinin uzak olmamasından dolayı ZnO kristalleri kolay bir şekilde (002) düzlemi boyunca en düşük enerjiyle biriktirilebilir (Gao vd., 2005).

1.11. ZnO'in Optik Özellikleri

ZnO direk geçişli bant aralığına (3,37 eV) ve büyük eksitonik bağlanma enerjisine (60 meV) sahiptir. Kendine özgü özellikleri, geniş bant aralığı ve büyük eksitonik bağlanma enerjisi nedeniyle ZnO, kimyasal sensörler, güneş hücreleri gibi alanlarda kullanılır. Yarıiletkenin optik özellikleri iç ve dış etkiler olarak gruplandırılabilir. İç geçişler valans bandındaki delikler ile iletim bandındaki elektronlar arasında olmaktadır, dış geçişler ise, katkılama veya kusurların enerji band aralığında kesikli enerji seviyelerini oluşturmalarıyla ilişkilidir (Şahin, 2011).

Işımanın sona ermesi ve ışınım pikinin genişleme etkileri olduğu için yarıiletkenlerin optik geçişleri düşük sıcaklıklarda gözlenir. Bu yüzden yarıiletkenlerin optik geçişleri, düşük sıcaklıkta (~ 4 K) incelenir. Yarıiletkenlerin boyutlarının küçülmesiyle kuantum etkileri ve yüzey etkilerine bağlı olarak optik özelliklerde ilginç değişimler ortaya çıkar (Chung 2007).

ZnO bileşiği görünür bölgede yaklaşık %80-%90 optik geçirgenliğe sahiptir. Serbest taşıyıcı yoğunluğu 5×10^{17} - $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, mobilite $180 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ve kırılma indisi 1,95-2,1 arasında değişmektedir (Major vd., 1983; Gould ve Rahman 1981).

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

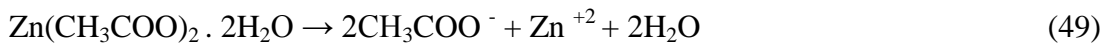
2.1. Giriş

Bu çalışma, son yıllarda ZnO üzerine literatürde yoğun araştırmalar bulunmasına rağmen, ZnO'in püskürtme yöntemiyle elde edilen mikroçubuk formunun hala bazı elektriksel ve optik özelliklerinin belirlenmemiş olması nedeniyle seçilmiştir. Bilindiği gibi yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerinin incelenmesinde kullanılan en önemli yöntemlerden biri, yarıiletken üzerine metal kontak yapılarak, eklem mekanizmalarının incelenmesi şeklindedir.

Bu çalışmada, ilk olarak temizlenen kalay oksit kaplı cam ve cam altıklar üzerine ZnO çekirdek tabakası (seed layer) kaplandı. Bu kaplamanın üzerine kimyasal püskürtme yöntemiyle ZnO mikroçubuklar büyütüldü. Schottky kontağı olarak ise Ag seçildi.

2.2. Çekirdek Tabakasının Oluşturulması

Oluşturulmak istenilen yapı için öncelikle altlık üzerine çekirdek katmanı kaplaması yapıldı. Bu işlem için hazır satın alınan SnO₂ kaplı camlar ve adi camlar belirli boyutlarda (1x1,5cm) kesildi. Elde edilen altlıklar, önce asetonla, sonra da ultrasonik banyoda etanol ile temizleme işlemine tabii tutuldu ve azot gazı üflenerek kurutuldu. Temizleme işlemi sonrasında elde edilen altlıklarda ön çekirdeklenme merkezlerinin oluşturulabilmesi için çinko asetat dihydrate (Zn(OOCCH₃)₂·2H₂O) (5 mM), saf etanol'ün içerisinde çözüldü. Elde edilen solüsyon içerisine, SnO₂ kaplı cam ve cam altlıklar 20 s'lik bekleme süreleri ile daldırıldı ve daldırma işlemi sonrasında etanol ile yıkanarak temizlendi. Temizleme işlemi sonrasında kurutma gazı olarak azot gazı tercih edildi. Bu aşamalarda gerçekleşen reaksiyonlar aşağıda verildiği gibidir (Fragala vd., 2010 ; Byrne vd., 2010).



Bu reaksiyonda (Denklem 49), çinko asetat, etanol çözeltisi içerisinde çözünerek, CH₃COO⁻ ve Zn⁺² olacak şekilde iyonlarına ayrıştı.



Bu reaksiyonda (Denklem 50) ise, asetat iyonları havadaki su molekülleriyle birleşerek asetik asidi (CH_3COOH) ve hidroksil iyonlarını (OH^-) oluşturdu.



Denklem (51), oluşan bu hidroksil iyonları ile Zn^{+2} iyonlarının reaksiyonu sonucunda ara faz olan çinko hidroksit $\text{Zn}(\text{OH})_2$ fazının meydana geldiği gösterilmektedir. Bu basamaklar, her altlık malzemesine, yüzeyinde homojen kaplama olması için 5 defa tekrarlandı. Tavlama işlemi, 350°C 'de 30 dakika boyunca hava ortamında yapıldı.



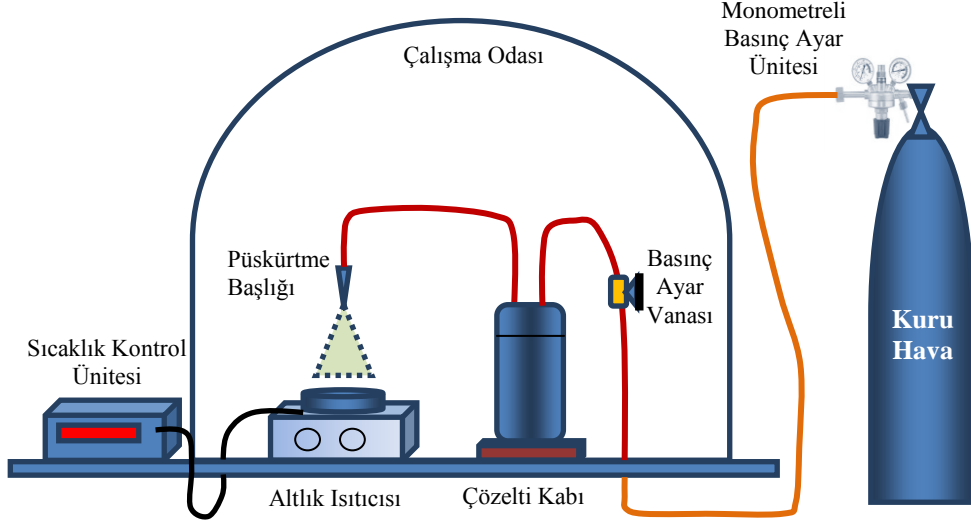
Denklem (52)'de ara faz $\text{Zn}(\text{OH})_2$ 'in hava ortamında tavllanmasıyla, ZnO çekirdek tabakasının SnO_2 kaplı cam ve cam altlıklar üzerinde elde edilmesi gösterilmektedir. Bu aşamadaki ZnO çekirdek katmanının oluşturulma amacı, SnO_2 kaplı cam altlıklar üzerinde çekirdeklenme merkezleri oluşturmak ve bu merkezler üzerinde kimyasal püskürtme yöntemiyle ZnO mikroçubukların kolayca elde edebilmesini sağlamaktır. Ayrıca çalışmadaki çekirdek katmanı ilavesi, oluşturulmak istenen ZnO mikroçubukların, SnO_2 kaplı cam altlıklar üzerinde epitaksiyel büyümeye elverişli ortamı oluşturmak diğer bir deyişle örgü parametresi uyumu sağlanmasına katkıda bulunmaktadır (Greene vd., 2005; Byrne vd., 2010).

2.3. Kimyasal Püskürtme Yöntemi ile ZnO Mikroçubukların Elde Edilmesi

Kimyasal püskürtme yöntemi, elde edilecek malzemenin elementlerini içeren çözeltinin ısıtılmış altlıklar üzerine basınçlı hava yardımıyla belirli bir sürede püskürtülmesidir. Çözeltilerde çözücü olarak saf su ve bazı durumlarda da (180°C 'den düşük altlık sıcaklıkları için) etanol kullanılmaktadır (Duchemin vd., 1986).

Kimyasal püskürtme yöntemi, numune elde etme yöntemleri arasında en kolay ve ucuz olan yöntemdir. Kimyasal püskürtme yöntemiyle elde edilen filmlerin fiziksel özellikleri değişik parametrelere bağlıdır. Bunlar; altlık sıcaklığı, püskürtme hızı, altlık ile

püskürtme başlığı (nozzle) arasındaki mesafe, çözeltinin bileşim oranları, püskürtme zamanı ve püskürtülen toplam çözelti miktarıdır (Feigelson vd., 1977). Bu çalışmada kullanılan Kimyasal püskürtme düzeneğinin şematik gösterimi Şekil 2-1’de verilmektedir.



Şekil 2-1. Kimyasal püskürtme yöntemi için kullanılan deneysel düzeneğin şematik gösterimi

Kimyasal püskürtme yöntemiyle ZnO mikroçubuklarını elde etmek için, ZnCl₂ (%98) tuzu Aldrich Chemical Co.’dan temin edildi. 0,1 M’lık, 200 ml çözeltiler hazırlandı. Bu işlem için 2,73 g ZnCl₂ tuzu kullanıldı. Hazırlanan çözeltiler, 550°C altlık sıcaklığında, basınçlı hava yardımıyla cam altlıklar üzerine püskürtüldü.

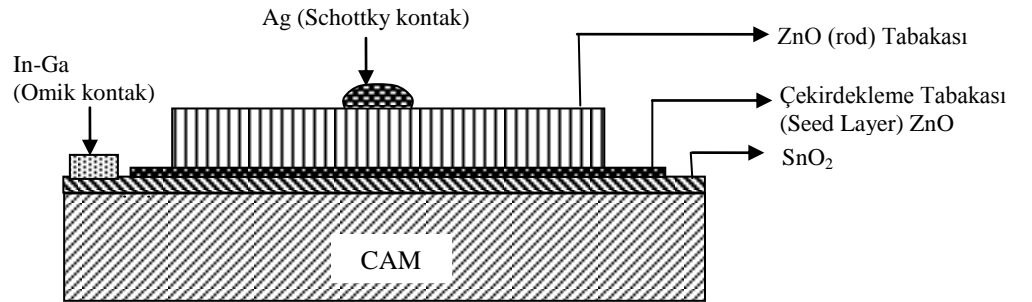
Denklem (53), çinko klorürün suda çözünmesiyle, Zn⁺² ve Cl⁻ iyonlarına ayrıştığını gösteren reaksiyonu içermektedir. Denklem (54) ise Zn⁺² iyonlarının havadaki oksijen molekülleri ile birleşmesi sonucunda ZnO mikroçubukların kimyasal oluşum reaksiyonunu göstermektedir.



Püskürtme sırasında homojen bir film elde etmek için altlık tablası 10 devir/dk hızla döndürüldü. Püskürtme işlemi için püskürtme hızı yaklaşık 1,67 ml/dk, püskürtme başlığı ile altlık arasındaki mesafe 20 cm ve püskürtme süresi 120 dk olacak şekilde ayarlandı. Püskürtme işlemi bittikten sonra filmlerin beyaz renkte olduğu görüldü. %99.99 saflıkta Ag (0,10 g olmak üzere) külçeleri vakum buharlaştırma sisteminde (yaklaşık 2×10^{-5} Torr) (Şekil 2-2), daha önce kimyasal püskürtme yöntemiyle elde edilen ZnO mikroçubuklarının üzerine buharlaştırıldı. Şekil 2-3’de ise In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısının şematik gösterimi verildi.



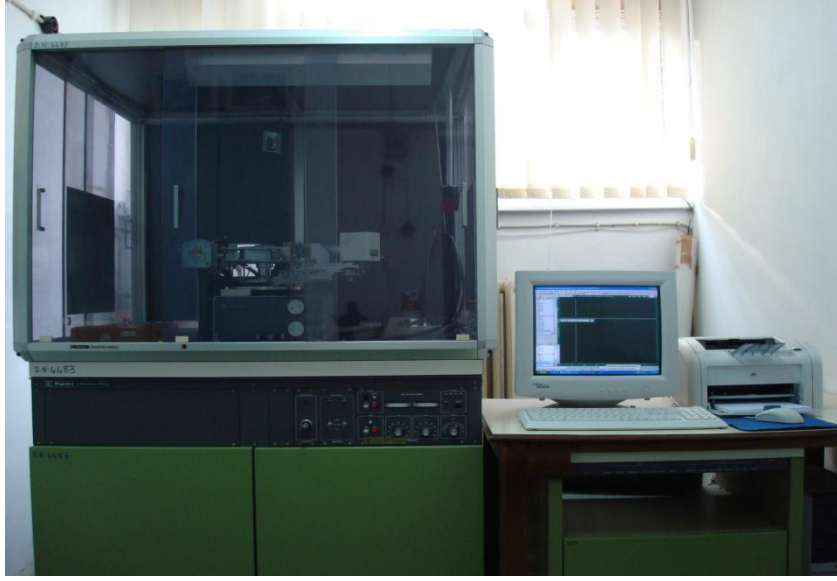
Şekil 2-2. Varian 840 vakum buharlaştırma sistemi



Şekil 2-3. In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag Schottky yapısı

2.4. X-ışını Kırınım (XRD) Analizi

Üretilen yarıiletken filmlerin X-ışını kırınım desenleri Rigaku D/Max-III C difraktometresi (Şekil 2-3) ile ölçüldü. Difraktometredeki bakır hedefe 40 kV gerilim ve 30 mA'lik akım uygulanarak elde edilen CuK_α ($\lambda = 1,5418 \text{ \AA}$) x-ışınları kullanıldı. Ölçümler, oda sıcaklığında, $20^\circ \leq 2\theta \leq 60^\circ$ aralığında $0,02^\circ$ 'lik adımlar ile yapıldı.



Şekil 2-4. Rigaku D/Max-III C marka X-ışını difraktometresi

II-VI yarıiletken bileşikler grubunda bulunan ZnO mikroçubuklar hem kübik hem de hekzagonal yapıda kristalleşmektedir. Kübik yapıda kristalleşen ZnO için,

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad (55)$$

ifadesi kullanılarak a , örgü parametresi bulunabilir. Hekzagonal yapıda kristalleşen numuneler için ise;

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2} \quad (56)$$

ifadesi kullanılarak a ve c örgü parametreleri bulunabilir. Burada d , düzlemler arası mesafeyi, h, k, l ise Miller indislerini göstermektedir.

Bu çalışmada üretilen örnekler hekzagonal yapıya sahip oldukları için Denklem (56) ifadesi kullanıldı. Örgü parametresi c , en şiddetli yansımanın gerçekleştiği (002) düzleminden hesaplandı.

2.5. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Ölçümleri

ZnO mikroçubukların yüzey şekillerini ve çubuk çaplarını incelemek için ZEISS EVO LS15 taramalı elektron mikroskobu kullanıldı. Kullanılan taramalı elektron mikroskobu Şekil 2-4'te gösterildi.



Şekil 2-5. Taramalı elektron mikroskobu (ZEISS EVO LS15)

2.6. Ultra Viyole Işınımı Spektrofotometresi İncelenmesi

ZnO mikroçubukların yasak enerji aralıkları geçirgenlik eğrileri yardımıyla belirlendi. Örneklerin, oda sıcaklığında 190 nm ile 1100 nm dalga boyu aralığında geçirgenlik deneyleri yapıldı. Üretilen filmlerin optik ölçümleri “Shimadzu 1601 UV Vis spektrofotometresi”yle (Şekil 2-6) yapıldı.



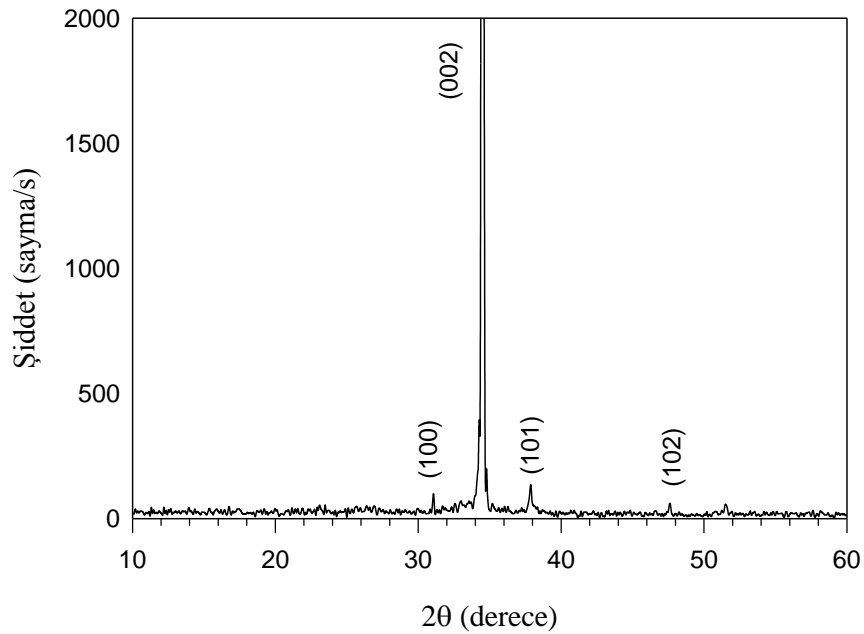
Şekil 2-6. UV-Visible spektrofotometresi (Shimadzu UV-1601)

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. ZnO Mikroçubukların Bazı Yapısal ve Optik Özelliklerin İncelenmesi

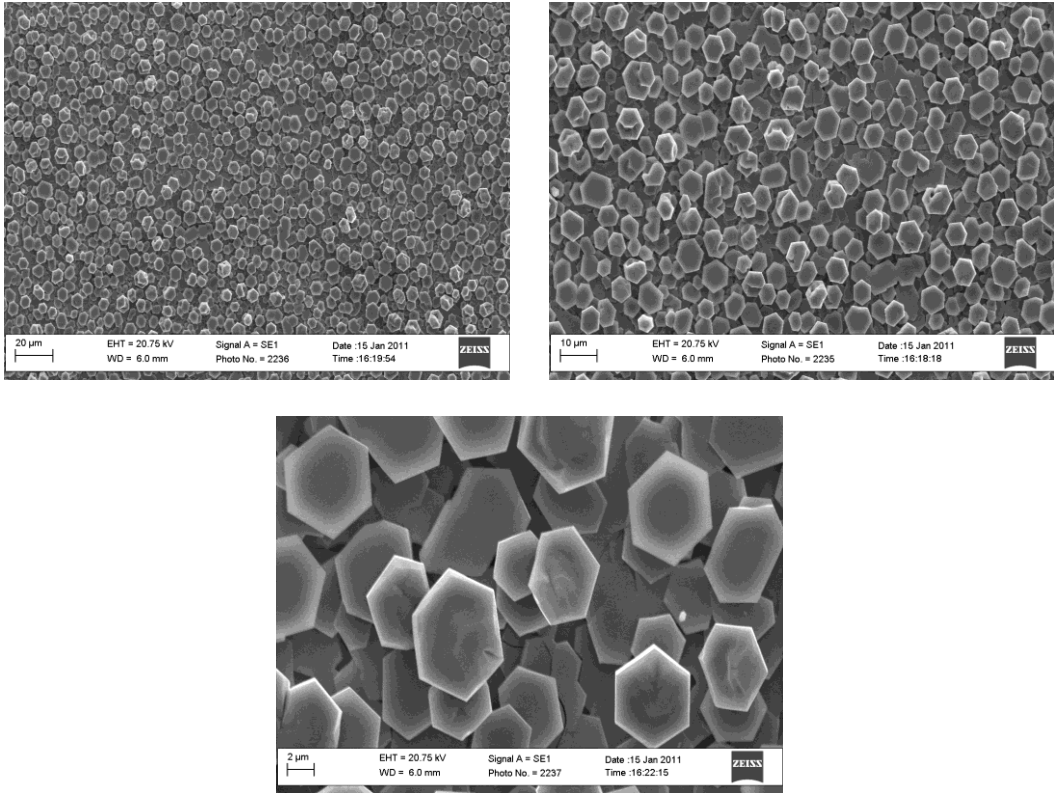
Kimyasal püskürtme yöntemiyle, çekirdek tabakası oluşturulmuş cam altlıklar üzerinde elde edilen ZnO mikroçubukların X-ışını kırınım deseni Şekil 3-1’de gösterildi. ZnO mikroçubukların polikristal ve hekzagonal yapıda olduğu görüldü. Kırınım deseninde görülen piklerin, ZnO hekzagonal yapı için (100), (002), (101), ve (102) yansıma düzlemlerine ait oldukları ve en şiddetli pikin (002) yansıma düzlemine ait olduğu belirlendi. Elde edilen kırınım deseninin literatür ile uyum içerisinde olduğu anlaşıldı (Alver vd., 2007). ZnO mikroçubuklarının a ve c örgü parametre değerleri sırasıyla 3,24 Å ve 5,19 Å olarak hesaplandı. c örgü parametresi, en şiddetli yansımanın gerçekleştiği (002) düzlemine ait pikten bulundu.

Örgü parametresi c’deki değişimin düzgün (uniform) stres, farklı iyonik yarıçaplara sahip olan safsızlık atomlarının örgü konumlarına girmesi, stokiometride kayma gibi birçok parametreye bağlı olduğu bilinmektedir. Bu nedenle bu tez çalışmasında gözlenen c örgü parametresindeki değişim, c örgü parametresini artırıcı ve azaltıcı etkilerin birbiriyle yarışmasından dolayı toplam etki olarak ortaya çıkmaktadır (Polat, 2011).



Şekil 3-1. ZnO mikroçubuklarının X-ışını kırınım deseni

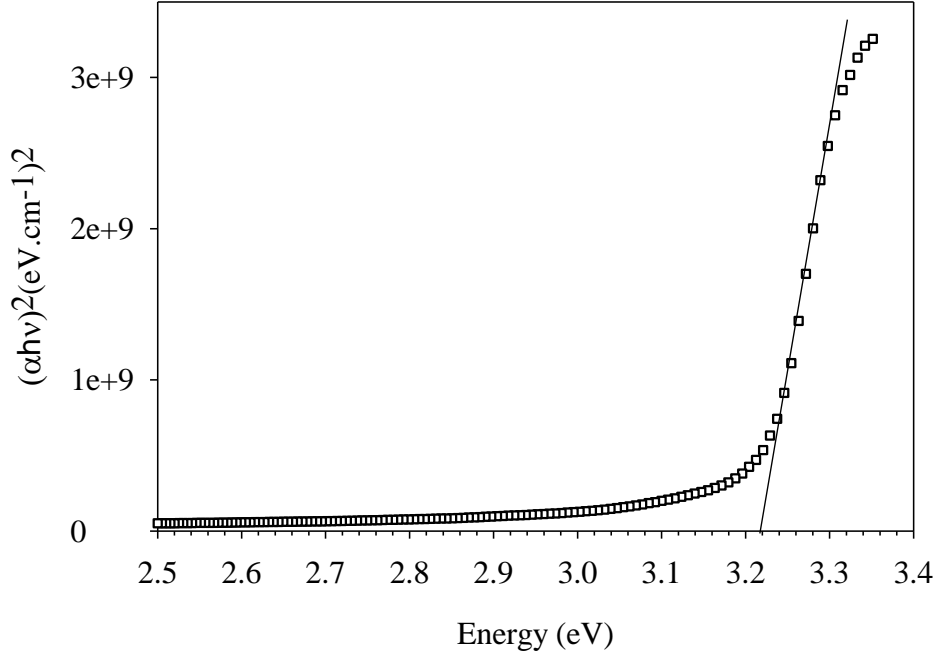
Şekil 3-2, Kalay oksit (SnO_2) kaplı cam altlıklar üzerine çekirdek kaplama (seed layer) yapıldıktan sonra, kimyasal püskürtme yöntemi ile elde edilen ZnO mikroçubuklarının farklı büyüklüklerde alınan yüzey fotoğrafları göstermektedir. ZnO mikroçubuklarının yüzey şekilleri, homojen olarak dağılmış, 1 ila 3 μm çapında hekzagonal yapıda olduğu görüldü. Ayrıca çubukların [002] doğrultusu boyunca tercihli olarak büyüdüğü anlaşıldı. Mikroçubukların altlığı dik olarak büyümesi, daha önce verilen XRD datalarıyla uyum içerisinde olduğunu göstermektedir.



Şekil 3-2. ZnO mikroçubuklarının farklı büyütmelelerde alınan SEM fotoğrafları

ZnO mikroçubuklarının yasak enerji aralığı, soğurma katsayısı yardımıyla ($\alpha = 2,303 \cdot \ln(1/T)/d$) hesaplandı. Burada, T örneğin geçirgenliğini, d filmin kalınlığını göstermektedir. Daha sonra (ZnO doğrudan geçişli bir yarıiletken olduğu için) $(ah\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre grafiği çizildi. Bu grafiğin doğrusal kısmı uzatılarak enerji ekseninin kestirildiği nokta belirlendi ve örneklerin yasak enerji aralıkları hesaplandı. ZnO mikroçubuklarında $(ah\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre grafiği, Şekil 3-3'de verildi. ZnO mikro çubuklarının yasak enerji aralığının 3,22 eV olduğu bulundu. Bu değer, bulk ZnO (~3,37 eV)'ün yasak enerji aralığı ile kıyaslandığında daha düşük bir değerdir. Yasak

enerji aralığında meydana gelen değişim; tane büyüklüğü, yapısal parametreler, taşıyıcı yoğunluğu, safsızlığın varlığı, filmdeki stokiometrik kayma ve örgü zorlanması gibi değişik etkenlerden ileri gelebilir (Tomakin, 2008; Zelaya-Angel vd., 1999). Bu parametrelerden her birinin yasak enerji aralığına etkisini ortaya koymak için ayrıntılı bir analiz yapmak gerekir.



Şekil 3-3. ZnO mikroçubuklarında $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre değişimi

3.2. ZnO Mikroçubukların Elektrik Özelliklerinin İncelenmesi

Termoiyonik emisyon teorisine göre, ideal olmayan durumlar için ($n > 1$), Schottky Diyotlarının I-V bağıntısı modifiye edilmiş bir denklem olarak (Donoval vd., 1991),

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \left\{ 1 - \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right] \right\} \quad (57)$$

ifade edilir. Burada I_o , ters besleme doyma akımı, IR_s ise seri direnç üzerindeki voltaj düşümü, idealite faktörü (n) ise ideal durumlardan sapmaları ifade eder. $V > kt/q$ yaklaşıklığında, Denklem (57)'de eşitsizliğin her iki tarafının logaritmasını alıp, V 'ye göre de türevi alınırsa idealite faktörü (n),

$$n = \frac{q}{kT} \frac{d(V)}{d(\ln I)} \quad (58)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada $d(V)/d(\ln I)$ ifadesi, $\ln(I)$ - V grafiğinin doğrusal bölgesinin eğimidir.

I_o doyma akım, her bir sıcaklık için $\ln(I)$ - V eğrilerinin sıfır voltajındaki akım eksenine uzatılmasıyla bulunur. Buna göre I_o doyma akımı,

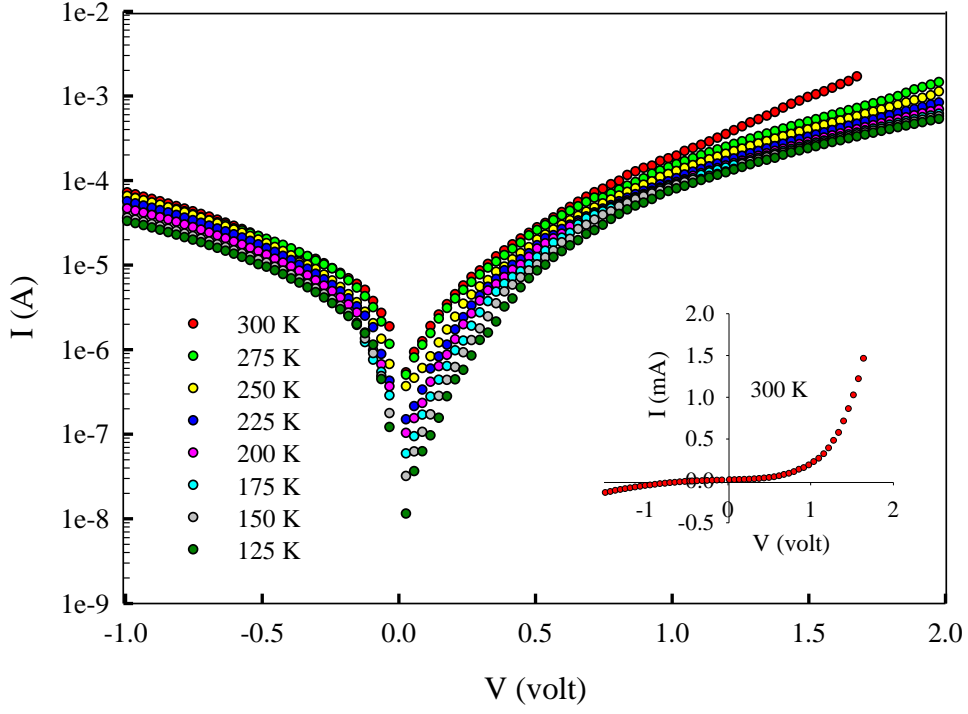
$$I_o = A^* AT^2 \exp(-q\phi_{B0}/kT) \quad (59)$$

ifadesi ile verilir. Burada A^* etkin kütle değerine bağlı olan Richardson sabiti, A etkin diyot alanı, ϕ_{B0} ise sıfır besleme engel yüksekliğidir. Denklem (59)'un her iki tarafının logaritması alınarak sıfır besleme engel yüksekliği (ϕ_{B0}),

$$\phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{AA^*T^2}{I_o} \right] \quad (60)$$

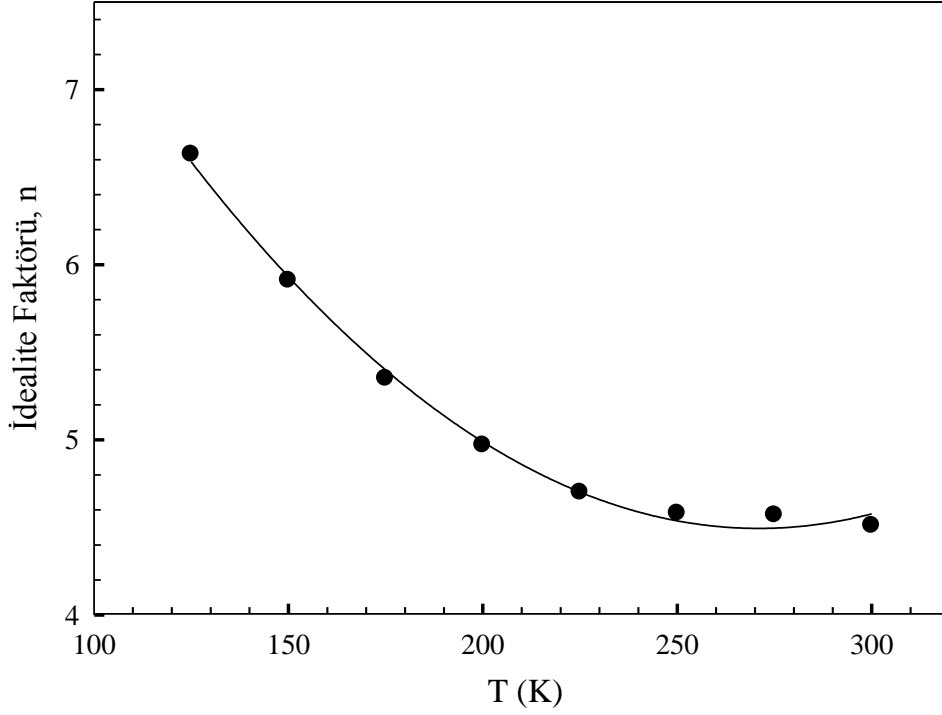
bağıntısı ile verilir.

In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısının, 125 K ile 300 K aralığında 25 K adımlarla ölçülen, doğru ve ters besleme yarı-logaritmik I-V karakteristikleri Şekil 3-4'de gösterildi. Şekil 3-4'deki grafik içerisinde ise 300 K'de ölçülen yapının I-V grafiğini göstermektedir. Bu grafikler incelendiğinde In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısının doğrultucu karakterde olduğu açıkça görülmektedir. 300 K ölçüm sıcaklığı için dönme voltajı (turn on voltage) 1,2 V'tur.



Şekil 3-4. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısına ait doğru ve ters besleme yarı-logaritmik I-V grafiği

Şekil 3-5, idealite faktörünün (n) sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Şekil 3-5'ten, idealite faktörünün sıcaklığa güçlü bir şekilde bağlı olduğu anlaşılmaktadır. Ölçüm sıcaklığının 300 K'den 125 K'e azalmasıyla, idealite faktör değerinin 4,51'den 6,63'e arttığı görüldü. 300 ile 250 K aralığında idealite faktöründe belirgin bir değişim gözlenmedi. Ancak 250 K'den daha düşük ölçüm sıcaklıklarında ise belirgin bir artış olduğu tespit edildi. İdealite faktörü, diyotun ideal diyot denkleminde ne denli uyum içerisinde olduğunu gösteren bir parametredir. İdealite faktörünün standart değeri, 1 ile 2 arasında değişmektedir. İdealite katsayısının büyük çıkması engel yüksekliğinin homojen olmamasından, film kalınlığının değişken olmasından, ara yüzey tabakasının kompozisyonundan veya ara yüzey yüklerinin homojen olmamasından kaynaklanabilir (Song vd., 1986; Werner and Guttler 1991; Sullivan vd., 1991).



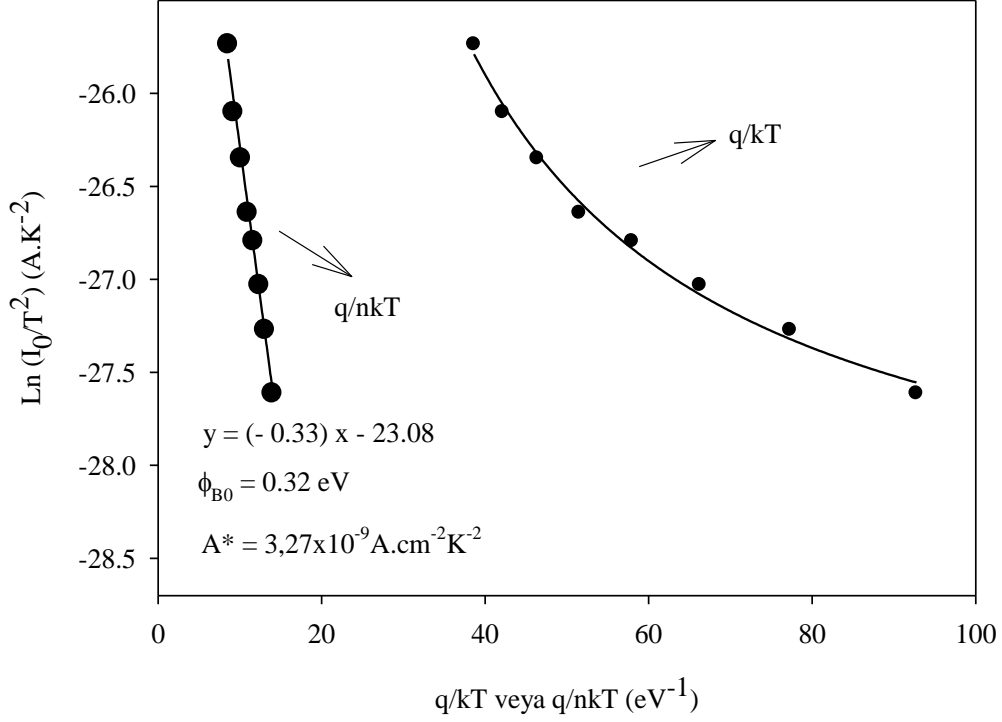
Şekil 3-5. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişim eğrisi

Denklem (59) kullanılarak, $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre grafiğinin çizimi, Richardson sabitinin (A^*) ve ortalama engel yüksekliğinin bulunmasında kullanılan önemli bir yöntemdir.

Şekil 3-6, In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT ve q/nkT 'ye göre değişimini göstermektedir. Şekil 3-6'dan, $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT göre grafiğinin önemli ölçüde lineerlikten saptığı görülmektedir. Bu durum, deneysel veriler kullanılarak Richardson sabitinin ve ortalama engel yüksekliğinin bulunmasının mümkün olmadığını göstermektedir. Engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olması, $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre grafiğinin lineerlikten sapmasına neden olmaktadır (Cimilli vd., 2009). Richardson eğrisinin lineerlikten sapması, metal-yarıiletken ara yüzeyinde uzaysal olarak homojen olmayan engel yüksekliği ve potansiyel dalgalanmaların varlığından kaynaklanabilir (Tung, 1992; Huang, vd., 2007). Yani diyottan akan akım, tercihli olarak daha düşük engel yüksekliği boyunca akacaktır.

Şekil 3-6'da, $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/nkT 'ye grafiği çizildi ve grafikteki değişimin lineer olduğu görüldü. Bu grafik yardımıyla engel yüksekliği ve Richardson sabitinin değeri

sırasıyla 0,32 eV ve $3,27 \times 10^{-9} \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$ olarak bulundu. Elde edilen Richardson sabitinin değeri, teorik değeri olan $32 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$, den oldukça küçüktür (Mtangi vd., 2009).



Şekil 3-6. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında $\ln(I_0/T^2)$ 'nin q/kT ve q/nkT 'ye göre değişimi

Şekil 3-7, In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında sıfır besleme engel yüksekliğinin ve görünür engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Şekil 3-5 ve Şekil 3-7'den görüldüğü gibi sıcaklığın artmasıyla, idealite faktörü azalırken sıfır besleme engel yüksekliği (ϕ_{B0}) artmaktadır. Genellikle, literatürde sıcaklığın azalmasıyla sıfır besleme engel yüksekliğinin azaldığı ve idealite faktörünün arttığı bilinmektedir (Song vd.,1986; Yang vd., 2006). Metal-yarıiletken ara yüzeyinde akım iletimi, sıcaklığa bağımlı bir süreç olmasından dolayı, düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük engel yüksekliklerini rahatlıkla aşarlar. Bu durum daha düşük Schottky engel yüksekliğine ve daha büyük idealite faktörüne neden olur. Sıcaklığın artmasıyla, daha fazla sayıda elektron daha büyük engel yüksekliğini aşmak için yeterli enerjiye sahip olur (Osvold J., 1999; Biber ve Türüt, 2002 ; Tung, 1992). Metal-yarıiletken kontaklardaki düzensiz ara yüzey yüklerinin varlığı, tane sınırları, kusurlar gibi ideal olmayan durumlar, homojen olmayan engel yüksekliğine neden olur.

In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısına ait I₀, n, ϕ_{Bo} 'ın sıcaklığa bağlı değerleri Tablo 3-1'de listelendi.

Tablo 3-1. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag Schottky yapısı için I₀, n ve ϕ_{Bo} 'ın sıcaklığa bağlı değerleri

T (K)	I ₀ (A)	n	ϕ_{Bo} (eV)
300	5,98x10 ⁻⁰⁷	4,51	0,67
275	3,49x10 ⁻⁰⁷	4,57	0,62
250	2,25x10 ⁻⁰⁷	4,58	0,57
225	1,36x10 ⁻⁰⁷	4,7	0,52
200	9,22x10 ⁻⁰⁸	4,97	0,46
175	5,58x10 ⁻⁰⁸	5,35	0,41
150	3,22x10 ⁻⁰⁸	5,91	0,35
125	1,59x10 ⁻⁰⁸	6,63	0,30

Gaussian dağılım kullanılarak, termiyonik emisyon mekanizmasıyla engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklık ile değişimi başarılı bir şekilde açıklanmaktadır. Görünür engel yüksekliğinin (ϕ_{ap}) ve görünür idealite faktörünün (n_{ap}) sıcaklıkla değişimi sırasıyla Denklem (61) ve Denklem (62) ile verilir (Song vd., 1986; Werner ve Guttler, 1991).

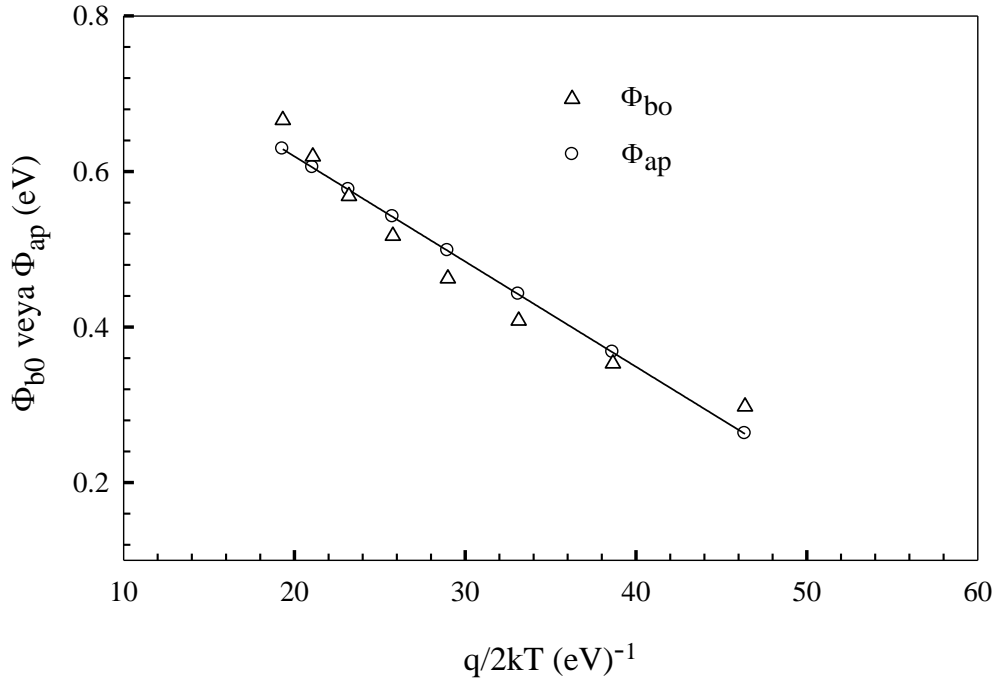
$$\phi_{ap} = \overline{\phi_{Bo}} - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \quad (61)$$

Burada, $\overline{\phi_{Bo}}$ ortalama engel yüksekliği ve σ_o standart sapmadır. ϕ_{ap} 'ın, $q/2kT$ 'ye göre grafiği çizilirse, bu grafiğin eğimi σ_o^2 'yi ve düşey ekseni kestiği nokta ise $\overline{\phi_{Bo}}$ 'ı vermektedir.

$$\frac{1}{n_{ap}(T)} - 1 = -\rho_1(T) = -\rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (62)$$

Burada ρ_1 , ρ_2 ve ρ_3 , sıcaklığa bağlı voltaj katsayılarıdır.

Şekil 3-7, In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında sıfır besleme engel yüksekliğinin ve görünür engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Şekil 3-7 yardımıyla $\overline{\phi_{bo}}$ ve σ_o sırasıyla 0.89 eV ve 0.118 V olarak bulundu. Standart sapma, engel homojenliğinin bir ölçüsüdür. Düşük standart sapma, daha homojen bir engel yüksekliğine karşılık gelir. Fakat standart sapma, 0,89 eV'luk ortalama değere kıyasla küçük bir değer değildir. Bu durum, ara yüzeyde büyük bir homojensizliğin olduğunu göstermektedir.

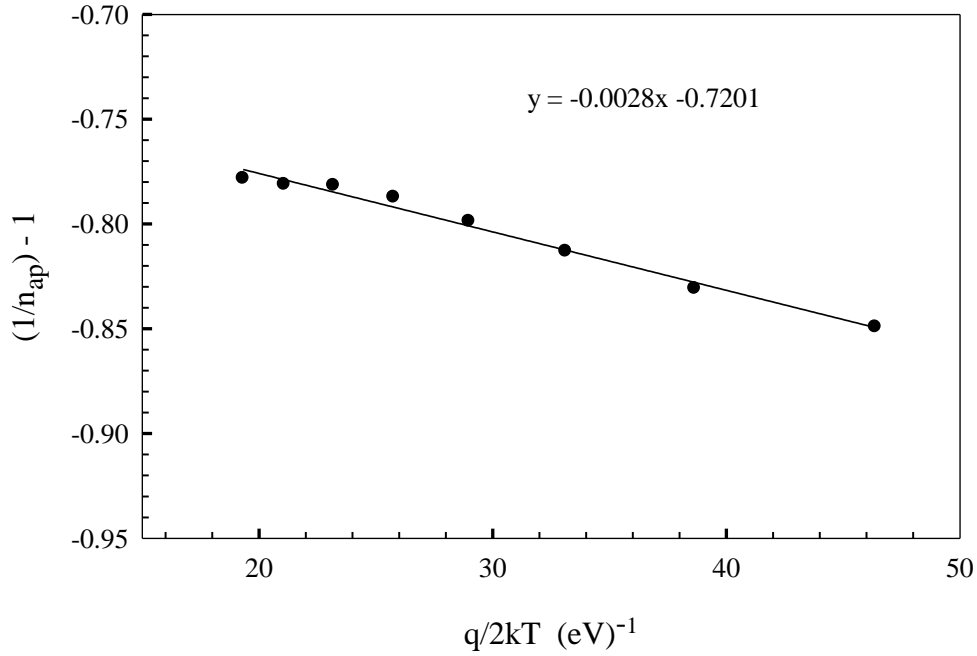


Şekil 3-7. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında sıfır besleme engel yüksekliğinin ve görünür engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 3-8, In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında $(n_{ap}^{-1} - 1)$ 'in $q/2kT$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Denklem (62)'e göre, $(n_{ap}^{-1} - 1) - q/2kT$ grafiği çizildiğinde çizilen grafiğin eğimi ρ_3 ve düşey eksenini kestiği nokta ise ρ_2 'yi vermektedir. Şekil 3-8 yardımı ile ρ_2 ve ρ_3 voltaj katsayıları sırasıyla -0,7201 V ve -0,0028 V olarak bulundu. Grafiğin lineer

davranış göstermesi, idealite faktörünün Gaussian dağılımı ile uyum içerisinde olduğunu göstermektedir.

Denklem (62)'de görüldüğü gibi ρ_3 negatiftir ve sıcaklığın azalmasıyla n_{ap} değerinin artmasına neden olur. Ayrıca ρ_2 de negatif olduğu için voltaj artırıldığında, hem engel yüksekliğindeki dalgalanma hem de standart sapma azalır. Bu sonuçlardan, uygulanan voltaj, açık bir şekilde engel yüksekliğindeki dalgalanmaların azalmasına yol açar. Yani uygulanan voltaj ne kadar büyük olursa, engel yüksekliğindeki dalgalanma miktarı o kadar az olur (Zhu vd., 2000).



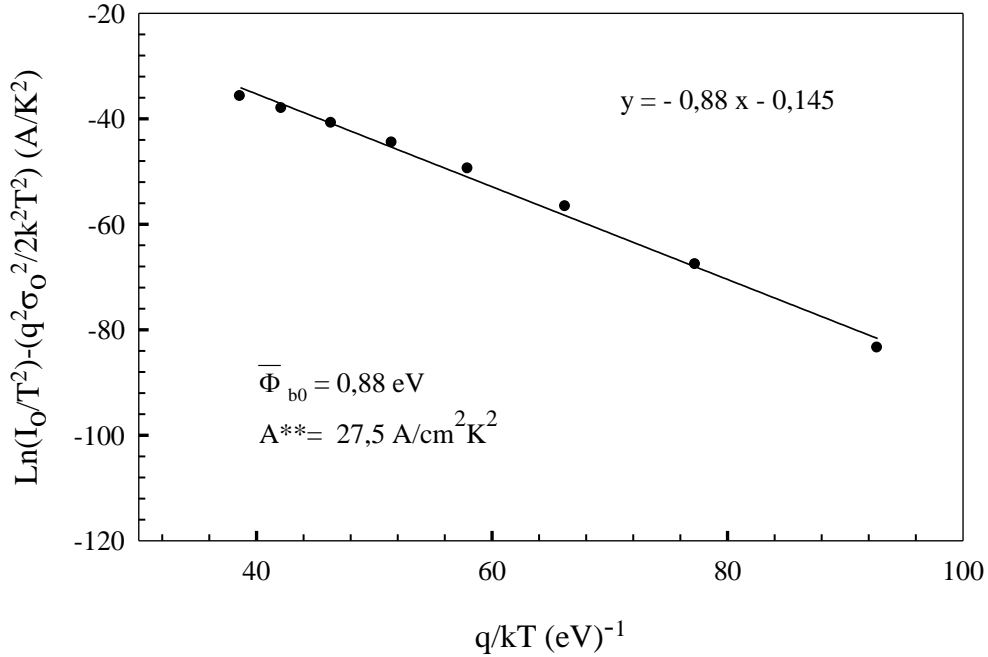
Şekil 3-8. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında $n_{ap}^{-1} - 1$ 'in $q/2kT$ 'ye göre değişimi

$\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre grafiği, lineer olmayan davranış göstermektedir. Bu durumu açıklamak için, Denklem (59) ve Denklem (61)'in birleştirilmesi ile modifiye edilmiş Richardson sabitini içeren,

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) - \left(\frac{\sigma_o^2 q^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln AA^{**} - \frac{q\overline{\phi}_{bo}}{kT} \quad (63)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlik yardımıyla, $\ln(I_o/T^2) - (\sigma_o^2 q^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre grafiği çizilir. Grafiğin eğimi $\overline{\phi_{bo}}$ verirken düşey eksenini kestiği nokta yardımıyla A^{**} bulunur.

Şekil 3-9, In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında $\ln(I_o/T^2) - (\sigma_o^2 q^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre grafiğini göstermektedir. Şekil 3-9'dan görüldüğü gibi $\ln(I_o/T^2) - (\sigma_o^2 q^2 / 2k^2 T^2)$ 'nin q/kT değişimi lineer davranış göstermektedir. Bu grafik yardımıyla ortalama engel yüksekliği ve modifiye edilmiş Richardson sabitinin değeri sırasıyla 0,88 eV ve 27,5 A.cm⁻².K⁻² olarak bulundu. Elde edilen modifiye edilmiş Richardson sabitinin değeri, teorik değeri olan 32 A.cm⁻².K⁻²'ye oldukça yakındır. Şekil 3-7 yardımıyla bulunan $\overline{\phi_{Bo}}$ (0,89 eV) da Şekil 3-9 ile elde edilen değere (0,88 eV) oldukça yakındır. Böylece In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında, Gaussian dağılım kullanılarak, termoiyonik emisyon mekanizmasıyla $\overline{\phi_{Bo}}$ ve A^{**} başarılı bir şekilde açıklanabilmektedir.



Şekil 3-9. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısında modifiye edilmiş Richardson eşitliğinin q/kT 'ye göre değişimi

4. SONUÇLAR

Kimyasal püskürtme yöntemiyle, çekirdek tabakası oluşturulmuş cam altlıklar üzerinde elde edilen ZnO mikroçubukların bazı yapısal, optik ve elektrik özellikleri araştırıldı. ZnO mikroçubukların polikristal ve hekzagonal yapıda olduğu görüldü. XRD kırınım deseninde ZnO hekzagonal yapı için (100), (002), (101) ve (102) yansıma düzlemlerine ait oldukları ve en şiddetli pikin (002) yansıma düzlemine ait olduğu belirlendi. Ayrıca ZnO mikroçubukların örgü parametre değerleri a ve c sırasıyla 3,24 Å ve 5,19 Å olarak bulundu. Yüzey fotoğrafları incelendiğinde ZnO mikroçubukların homojen olarak dağıldığı görüldü. Optik ölçümlerden, ZnO mikroçubukların yasak enerji aralığı 3,22 eV olarak bulundu. In-Ga/SnO₂/n-ZnO/Ag yapısının 125-300 K aralığında 25 K'lık adımlarla doğru ve ters besleme I-V karakteristikleri incelendi ve doğru beslemede, sıcaklığın artması ile sıfır besleme engel yüksekliğinin arttığı, idealite faktörünün ise azaldığı tespit edildi. Gaussian dağılım kullanıldığında engel yüksekliğinin homojen olmadığı anlaşıldı. Gaussian dağılımı yardımıyla ortalama engel yüksekliğinin ($\overline{\phi_{Bo}}$) ve standart sapmanın (σ_o) değerleri sırasıyla 0,89 eV ve 0.118 V olarak hesaplandı. $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT ve q/nkT 'ye göre değişim eğrisi incelendi. $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/kT 'ye göre grafiğinin lineerlikten sapması nedeniyle Richardson sabitinin ve ortalama engel yüksekliğinin bulunmasının mümkün olmadığı görüldü. $\ln(I_o/T^2)$ 'nin q/nkT 'ye göre çizilen grafik yardımıyla engel yüksekliği ve Richardson sabitinin değeri sırasıyla 0,32 eV ve $3,27 \times 10^{-9} \text{ A.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ olarak bulundu. Modifiye edilmiş Richardson sabitini içeren eşitliğin q/kT 'ye göre değişim eğrisinden, ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti sırasıyla 0,88 eV ve $27,5 \text{ A.cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ olarak bulundu.

5. ÖNERİLER

In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag yapısının C-V ölçümleri yapılarak yapı hakkında daha fazla bilgi sahibi olunabilir.

In-Ga/SnO₂/ZnO yapısına, Au, Pt ve Pd gibi metaller ön kontak (Schottky kontak) olarak kullanılmak suretiyle elde edilen yapının akım-iletim mekanizmaları araştırılabilir.

In-Ga/SnO₂/ZnO/Ag yapısındaki ZnO tabakası farklı bir üretim tekniği olan kimyasal banyoda çökeltme (CBD) yöntemiyle nanoçubuk formunda büyütülerek, nano morfolojinin yapının fiziksel üzerine olan etkileri incelenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Alver, U., Kılınc, T., Bacaksız E. ve Nezir, S., 2007. Temperature dependence of ZnO rods produced by ultrasonic spray pyrolysis method, Materials Chemistry and Phy., 106, 227-230.
- Atasoy, Y., 2012. İki Aşamalı Büyütme Tekniği İle Hazırlanan CuInSe₂Filmlerinin Yapısal, Optik ve Schottky Diyot Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Bardeen, J., 1947. Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact, Phys. Rev., 71, 717-727.
- Bayrak, H., 2011. Cu/CdS/SnO₂/In-Ga Yapısının Akım İletim Mekanizmalarının İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Bengi, A., Altındal, Ş., Özçelik, S., Agaliyeva, S.T. ve Mammadov, 2009. Analysis of Temperature Dependent Electrical Characteristics of Au/n-GaAs/GaAs Structures in a Wide Temperature Range T.S., Vacuum 83, 276-281.
- Bethe, H.A., 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers, MIT Radiation Lab. Rep., 43-12.
- Biard, J., 1964. Unitary Semiconductor High Speed Switching Device Utilizing a Barrier Diode, 3463975.
- Biber, M. ve Türüt, A., 2002. The Cu/n-GaAs Schottky Barrier Diodes Prepared Anodization Process, J. Electron. Mater., 31,12, 1362-1368.
- Braun, E. ve Macdonald, S., 1978. Revolution in Miniature: The History and Impact of Semiconductor Electronics, Cambridge and New York: Cambridge University Press 1.
- Braun, F., 1874. On the Current Conduction through Metal Sulphides, Ann. Phys. Chem., Germany, 153,506.
- Büget, U., 1992. Metal-Semiconductor Contacts and Related Phenomena, University of Gaziantep, Gaziantep.
- Byrne, D., McGlynn, E., Kumar, K., Biswas, M., Henry, M.O. ve Hughes, G., 2010. A study of drop-coated and chemical bath-deposited buffer layers for vapor phase deposition of large area, aligned, zinc oxide nanorod arrays, Cryst. Growth Des., 10, 2400-2408.
- Cao, X.A., LeBoeuf, S.F., Kim, K.H., Sandvik, P.M., Stokes, E.B., Ebong, A., Walker, D., Kretchmer, J., Lin, J.Y. ve Jiang H. X., 2002. Investigation of Radiative Tunneling in GaN/InGaN Single Quantum Well Light-Emitting Diodes, Solid-State Electron. 46, 2291-2294.
- Cheung, S. K. ve Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics, J. Appl. Phys., Let.,49, 85.

- Chung, T. F., 2007. Patterned synthesis and luminescent properties ZnO nanowire arrays, Master of Philosophy, City University of Hong Kong, China.
- Cimilli, F.E., Sağlam, M., Efeoğlu, H. ve Türüt, A., 2009. Temperature-dependent current-voltage characteristics of the Au/n-InP diodes with inhomogeneous Schottky barrier height Physica B. 404, 1558–1562.
- Cowley, A.M. ve Sze, S.M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor System. J. Appl. Phys., 36, 10, 3212.
- Crowell, S. R. ve Sze, S. M., 1965. Electron-Optical-Phonon Scattering in the Emitter and Collector Barriers of Semiconductor-Metal-Semiconductor Structures, Solid State Electron. 8, 979.
- Donoval, D., Barus, M. ve Zdimal, M., 1991. Analysis of I-V measurements on PtSi-Si Schottky structures in a wide temperature range, Solid State Electron. 34, 1365.
- Duchemin, S., Bougnot, J. ve Kaka, M., 1986. Crystallographic and Morphological Characterization of Sprayed CdZnS Thin Films, Thin Solid Films. 136, 289-298.
- Feigelson, R.S., Abdourahim, N.D., Shaiw-Yih, Y. ve Richard, H.B., 1977. II - VI solid-solution films by spray pyrolysis, J. Appl. Phys., 48, 3162-3164.
- Fend, Z.C., 1993. Semiconductor Interface, Microstructures and Devices, IOP Publishing Ltd.
- Fragala, M.E., Aleeva, Y. ve Malandrino, G., 2010. ZnO nanorod arrays fabrication via chemical bath deposition: Ligand concentration effect study, Superlattices Microstruct. 48, 408-415.
- Gao, X. D., Li, X. M. ve Yu, W. D., 2005. Rapid preparation, characterization and photoluminescence of ZnO films by a novel chemical method. Materials Research Bulletin, 40, 1104-1111.
- Gould, R.D. ve Rahman, M.S., 1981. Power-Law Currents in Some ZnO-Sn Composite Materials, J. Phys. D:Appl. Phys., 14, 79-89.
- Greene, L.E., Law, M., Tan, D.H., Montano, M., Goldberger, J., Somorjai, G. ve Yang P., 2005. General route to vertical ZnO nanowire arrays using textured ZnO seeds, Nano Lett., 5, 1231-1236.
- Güllü, Ö., 2008. H2 Öntavlamalı Au/n-GaAs Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Schottky Metal Kalınlığı ve Sıcaklığa Bağlı Değişiminin İncelenmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Hook, J.R. ve Hall, H.E., 1991. Solid State physics, second edition, John walley&Sons Ltd., England.
- Huang, S., Shen, B., Wang, M. J., Xu, F. J., Wang, Y., Yang, H. Y., Lin, F., Lu, L., Chen, Z. P., Qin, Z. X., Yang, Z. J. ve Zhang, G. Y., 2007. Current transport mechanism of Au/Ni/GaN Schottky diodes at high temperatures, Appl. Phys. Lett., 91, 072109.
- Kahraman, S., 2010. ZnO Yarıiletken Yapıların Üretilmesi ve Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Mustafa Kemal Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Hatay.

- Kar, S., Panchal, K.M., Bhattacharya, S. ve Varma S., 1982. On the Mechanism of Carrier Transport in Metal-Thin-Oxide Semiconductor Diodes on Polycrystalline Silicon IEEE Trans. Electron. Devices, 29, 1839-1845.
- Liang, W.Y. ve Yoffe A.D., 1968. Transmission Spectra of ZnO Single Crystals, Phys. Rev. Lett., 20, 59-62.
- Major, S., Banerjee, A. ve Chopra, K.L., 1983, "Highly Transparent and Conducting Indium-Doped Zinc Oxide Films by Spray Pyrolysis, ThinSolid Films." 108, 333-340.
- Morkoç, H. ve Özgür, Ü., 2009. Zinc oxide: fundamentals, materials and device technology, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- Mtangi, W., Auret, F. D., Nyamhere, C., Janse van Rensburg P. J., Chawanda, A., Diale, M., Nel, J. M. ve Meyer, W.E., 2009. The dependence of barrier height on temperature for Pd Schottky contacts on ZnO, Physica B. 404, 4402-4405.
- Mtangi, W., Auret, F. D., Nyamhere, C., Janse van Rensburg P. J., Dia, M. ve Chawanda, A., 2009. Analysis of temperature dependent I-V measurements on Pd/ZnO Schottky barrier diodes and the determination of the Richardson constant, Physica B. 404, 1092-1096.
- Neamen, D. A., 1992. Semiconductors Physics and Devices, R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney.
- Norde, H., 1979. A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance, J. Appl. Phys., 50, 5052.
- Osvald, J., 1999. Numerical study of electrical transport in inhomogeneous Schottky diodes, J.Appl.Phys. 85, 1935.
- Önal, S., 2007. Mn/n-GaAs Schottky Diyotunun Hidrostatik Basınç Altında Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Gaziosmanpaşa Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Tokat.
- Özdemir S.ve Altındal, Ş. 1994. Temperature Dependent Electrical Characteristics of Al---SiOx---pSi Solar cells, Sol. Energ. Mater. Sol. C., 32, 115-127.
- Pickard, G.W., 1906. Means for Receiving Intelligence Communicated by Electric Waves, 836531.
- Pierce, G. W., 1907. Understanding metal and semiconductor structures, Phys. Rev. 25, 31-34.
- Polat, İ., 2011. ZnS: Mn, Co ve Ni Spintronik Sistemlerinde Bazı Yapısal,Optik ve Manyetik Özelliklerin İncelenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Estitüsü, Trabzon.
- Rhoderick, E.H. ve Williams R.H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts. 2nd ed., Oxford: Clarendon Press.
- Romero, R., Leinen, D., Dalchiele, E.A., Ramos-Barrado, J.R. ve Martín, F., 2006. The effects of zinc acetate and zinc chloride precursors on the preferred crystalline orientation of ZnO and Al-doped ZnO thin films obtained by spray pyrolysis, Thin Solid Films. 515, 1942-1949.
- Schottky , W. ve Spenke, E., 1939. Wiss.Veröff. Siemens-Werken, 18, 225.

- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H. ve Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers, Solid State Electronics, 29, 6, 633-638.
- Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R. ve Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. J. Appl. Phys., 70, 7043-7424.
- Sze, S.M., 1981. Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed., Willey, New York.
- Şahin, H., 2011. ZnO Bileşik Yarıiletkenin Optik Parametrelerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Cumhuriyet Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Sivas.
- Tomakin, M., 2008. CdS İnce Film Örneklerinin Soğuk Altlık Üzerinde Üretilmesi, Yapısal Elektriksel Ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, KTU, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Tung, R.T., 1992. Phys. Rev. B, 45, 13509.
- Werner, J. H. ve Güttler, H. H., 1991. Barrier Inhomogeneities at Schottky Contacts, J. Appl. Phys., 69, 1522.
- Wilson, A. H., 1932. A Note on the Theory of Rectification, Proc. R. Soc., 136, 487-498.
- Yang, W., Marino, j., Monson, A. ve Wolden, C., 2006. An investigation of annealing on the dielectric performance of TiO₂ thin films. Semicond. Sci. Tech., 21, 1573.
- Zelaya-Angel, O., Picos-Vega, A., Ramirez-Bon, R. ve Espinoza-Beltran, F.J., 1999. Interstitial Cd doping CdTe films by co-sputtering, Vacuum, 52, 99-102.
- Zhang, X., Hai, F., Jia, C., Sun, X., Ding, L. ve Zhang, W., 2012. Analysis of the electrical characteristics of the Ag/ZnO Schottky barrier diodes on F-doped SnO₂ glass substrates by pulsed laser deposition, Microelektronik Engineering, 93, 5-9.
- Zhiyong, F. ve Jia, G.L., 2005. Zinc Oxide Nanostructures: Synthesis and Properties, Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 5, 10, 1561-1573.
- Zhu, S., Detavernier, C., Meirhaeghe R.L.V., Cardon, F., Ru, G.P., Qu, X.P. ve Li, B. Z., 2000. Electrical characteristics of CoSi₂/n-Si(100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction, Solid State Electron. 44. 1807-1818.
- Ziel, A.V., 1968. Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, 245.

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında aykara/Trabzon'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Trabzon'da tamamladı. 2004-2008 yılları arasında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü lisans programını bitirdi. 2009 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat fakültesi Fizik Bölümü'nde başladığı Yüksek Lisans eğitiminden 2013 yılında mezun olan Eda ABBASOĞLU iyi derecede İngilizce bilmektedir.