

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

Yüksek Lisans Tezi

**Al/POLY(PENTACHLOROPHENYL METHACRYLATE)
HETEROJUNCTION YAPILARIN ELEKTRONİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Saniye Songül ERTUĞRUL

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. Hatice Kanbur ÇAVUŞ

Yozgat 2011

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

Yüksek Lisans Tezi

**Al/POLY(PENTACHLOROPHENYL METHACRYLATE)
HETEROJUNCTION YAPILARIN ELEKTRONİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Saniye Songül ERTUĞRUL

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. Hatice Kanbur ÇAVUŞ

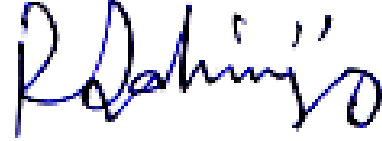
Yozgat 2011

T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEZ ONAYI

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı 7011050017 numaralı öğrencisi Saniye Songül ERTUĞRUL'un hazırladığı "A1Poly(pentachlorophenyl methacrylate) Heterojunction Yapıların Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi" başlıklı YÜKSEK LİSANS tezi ile ilgili TEZ SAVUNMA SINAVI, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği uyarınca 19/08/2011 Cuma günü saat 14:00'te yapılmış, tezin onayına OY BİRLİĞİYLE karar verilmiştir.

Başkan : Doç. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ



Üye : Yrd. Doç. Dr. Hatice Kanbur ÇAVUŞ (Danışman)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Sait YILMAZ



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun 19/08/2011 tarih ve 10 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

19/08/2011
T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Enstitü Müdürü
(Alfabetik Soyadı)



İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜRLER	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
KISALTMALAR LİSTESİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER	5
2.1. Polimerler.....	5
2.2. Uzay Yüğüyle Sınırlandırılmış Akım (SCLC).....	7
2.3. Poole-Frenkel Emisyonu.....	10
2.4. Optik Özellikler.....	12
2.4.1. Optik soğurma.....	12
2.4.2. Temel absorpsiyon olayı.....	14
2.5. Spin Kaplama Yöntemi.....	19
2.5.1. Spin kaplama yöntemi teorisi.....	19
2.5.2. Spin kaplama aşamaları.....	20
2.6. Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	22
2.6.1. Schottky engelini oluşumu.....	25
2.6.2. Schottky-Mott teorisi.....	25

2.6.3. Arayüzey tabaka modeli, yüzey seviyelerinin etkisi ve Bardeen modeli.....	27
2.7. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları.....	31
2.7.1. Termiyonik emisyon teorisi.....	33
2.8. Termiyonik Emisyon Teorisi ile Akım-Voltaj Karakteristiklerinin İncelenmesi.....	37
2.9. Norde Fonksiyonları ile Schottky Diyot Karakteristiklerinin Belirlenmesi.....	39
2.10 Cheung Fonksiyonları ile Schottky Diyot Karakteristiklerinin Belirlenmesi...	42
3. DENEYSEL ANALİZ.....	45
3.1. Numunenin Hazırlanması ve Deney Sistemleri	45
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	47
4.1. Polimerin Optik Özellikler	47
4.2. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri.....	52
5. SONUÇ.....	59
KAYNAKLAR.....	61
ÖZGEÇMİŞ.....	66

**Al/ POLY(PENTACHLOROPHENYL METHACRYLATE)
HETEROJUNCTION YAPILARIN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Saniye Songül ERTUĞRUL

**Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

2011; Sayfa: 66

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Hatice Kanbur ÇAVUŞ

ÖZET

Bu çalışmada Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction yapının elektrik ve optik özellikleri incelendi. Elde edilen poly(pentachlorophenly methacrylate)'in optik özellikleri ultraviyole-görünür bölge (UV-Vis) absorpsiyon spektroskopisi kullanılarak çözücü içinde test edildi. Direkt ve indirekt optik yasak enerji aralığı (E_g) sırasıyla 4,96 eV ve 4,76 eV elde edildi. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO hetero yapının elektriksel özellikleri oda sıcaklığında akım-voltaj (I-V) ölçümlerinden elde edildi. Temel elektriksel parametreler engel yüksekliği Φ_{bo} idealite faktörü n ve ters doyma akımı I_0 termiyonik emisyon teorisi kullanılarak sırasıyla 0,634 eV, 4,26, $1,21 \times 10^{-6}$ A olarak hesaplandı. Ayrıca seri direnç (R_s), Φ_{bo} , n, doğru beslem I-V verilerinden Cheung-Cheung metodu ve Norde metodu ile hesaplandı ve bu metotların bu yapıya başarılı bir şekilde uygulanabileceği görüldü.

Anahtar Kelimeler: poly(pentachlorophenly methacrylate), engel yüksekliği, optik özellikler, elektriksel özellikler, idealite faktörü

THE INVESTIGATION OF ELECTRONIC PROPERTIES OF Al/ POLY(PENTACHLOROPHENYL METHACRYLATE) HETEROJUNCTION STRUCTURES

Saniye Songül ERTUĞRUL

Bozok University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master of Science Thesis

2011; Page: 66

Thesis Supervisor: Asst. Prof. Dr. Hatice Kanbur ÇAVUŞ

ABSTRACT

In this study, electrical and optical properties of Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction structure have been investigated. Optical properties of the obtained poly(pentachlorophenyl methacrylate) insolution were tested by ultraviolet-visible (UV-Vis) absorption spectroscopy. Direct and indirect optical band gap of polymer have been calculated by UV-Vis measurements as 4,96 eV and 4,76 eV respectively. The electrical properties of a spin-coated Al/polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction structure has been investigated by current-voltage (I-V) measurements at room temperature. The main electrical parameters such as barrier height Φ_{BO} , ideality factor n and reverse saturation current I_0 have been calculated by applying thermionic emission theory as 0,634 eV, 4.26, $1,21 \times 10^{-6}$ A respectively. Additionally, series resistance R_s , Φ_{BO} and n were calculated from the forward bias I-V data using the methods of Cheung and Cheung with Norde and showed that these methods can be applied succesfully for this structure.

Keywords: poly(pentachlorophenyl methacrylate), barrier height,optical properties, electrical properties, ideality factor

TEŐEKKÜR

Tez konusunun belirlenmesinde ve tezi hazırlama sürecimde benden bilgi ve birikimlerini esirgemeyen değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hatice Kanbur ÇAVUŞ'a teőekkürlerimi arz ederim. Yüksek lisans eğitimim boyunca yanımda olan ve benden manevi desteğini esirgemeyen sevgili arkadaşım Satiye Kormaz'a çok teőekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarımın bütün aşamaları boyunca en büyük maddi ve manevi desteğini aldığım değerli aileme teőekkürü bir borç bilirim.

ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil.2.1. Poole-Frenkel emisyonu.....	11
Şekil 2.2: Tuzak ve donör enerji seviyeleri.....	12
Şekil 2.3. Yarıiletkende temel soğurma spektrumu.....	15
Şekil 2.4. Direkt bant geçişi.....	16
Şekil 2.5. Bir yarıiletkende indirekt bant geçişi	19
Şekil.2.6. Spin kaplama aşamalarının şematik gösterimi.....	21
Şekil 2.7.(a). Kontak yapılmadan önce bir metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı.....	23
Şekil 2.7.(b). Kontak yapıldıktan sonra metal/n-tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı $\Phi_m > \Phi_s$	23
Şekil.2.8.(a). Bir metal-yarıiletken eklemnin ideal enerji bant diyagramı-ters beslem.....	24
Şekil.2.8.(b).Bir metal-yarıiletken eklemnin ideal enerji bant diyagramı-doğru beslem.....	24
Şekil.2.9. Metal-yarıiletken (MY) kontaklarda akım-iletim mekanizmaları.....	32
Şekil 3.1. Poly(pentachlorophenly methacrylate) polimerinin kimyasal bağ yapısı.....	45
Şekil 3.2. Al/polymer/PEDOT/ITO yapının şematik gösterimi.....	46
Şekil 3.3. Hach Lange UV DR 5000 cihazına ait resim.....	46
Şekil 3.4. Keithley 614 electrometer cihazına ait resim.....	46
Şekil4.1. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) ait soğurma-dalgaboyu grafiği...	47

Şekil4.2. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) yüzde geçirgenlik-dalga boyu grafiği.....	48
Şekil:4.3. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate)'in $d[\ln(\alpha hv)/d(hv)]- hv$ grafiği.....	50
Şekil 4.4. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) ait $(\alpha hv)^2- hv$ grafiği.....	50
Şekil 4.5. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) ait $(\alpha hv)^{1/2}- hv$ grafiği.....	51
Şekil.4.6. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO yapının oda sıcaklığındaki akım-voltaj grafiği.....	52
Şekil.4.7. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO yapının yarı logaritmik akım-voltaj grafiği.....	53
Şekil 4.8. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO yapının tam logaritmik Log(I)-Log(V) grafiği.....	53
Şekil.4.9. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO yapının doğrusal olmayan $\ln(I/V) -V^{1/2}$ grafiği.....	55
Şekil.4.10. F(V)-V grafiği.....	57
Şekil 4.11. $dV/d\ln(I)$ ve H(I)'nin akıma bağlı grafiği.....	58

KISALTMALAR

E_t	Valans bandının üst seviyesi üzerindeki tuzakların pozisyonu
T	Mutlak sıcaklık
T_c	Kritik sıcaklık
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
k_B	Boltzman sabiti
q	Elektron yükü
N_t	Tuzak yoğunluğu
μ	Taşıyıcıların mobilitesi
J	Akım yoğunluğu
θ	Kırılma açısı
E_v	Yarıiletkenin valans bandının enerji seviyesi
N_o	Termal denge tuzak yoğunluğu
ρ	Uzay yükü yoğunluğu
v_d	Sürüklenme hızı
P_o	Serbest hol yoğunluğu
N_n	n-tipi yarıiletken konsantrasyonu
E_v	Yarıiletkenin valans bandının enerji seviyesi
β_{PF}	Poole-Frenkel sabiti
β_s	Schottky sabiti
E	Elektrik alan
E_F	Fermi enerjisi
E_d	Donor merkezlerinin enerji seviyeleri
α	Soğurma katsayısı

x	Materyal kalınlığı
$L(h\nu)$	Absorbsiyon şiddeti
ν	Gelen fotonun frekansı
E_g	Yasak enerji aralığı
λ_g	Gelen fotonun dalga boyu
h	Planck Sabiti
c	Işık hızı
\vec{k}	Dalga vektörü
m_e^*	Elektronun etkin kütlesi
m_h^*	Değişin (Hole) etkin kütlesi
n_o	Kırılma indisi
A^*	Etkin Richardson sabiti
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_{bn}	n-tipi yarıiletkenin engel yüksekliği
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
V_{bi}	“built-in” potansiyel engeli
V_F	Doğru beslem voltajının büyüklüğü
V_R	Ters beslem voltajının büyüklüğü
δ	Ara yüzey tabakasının kalınlığı
Q_s	Yarıiletken üzerindeki birim alan başına yük
Q_m	Metal üzerindeki birim alan başına yük
Q_{sc}	Yarıiletkenin birim alanı başına uzay yükü
Q_{ss}	Yüzey seviyelerindeki yük

Φ_{bp}	p-tipi yarıiletkenin engel yüksekliği
Φ_b	Engel yüksekliği
Φ_{bn}	n-tipi yarıiletkenin engel yüksekliği
N_{ss}	Ara yüzey seviye yoğunluğu
ϵ_i	Dielektrik sabiti
V_d	Uygulanan voltaj
N_c	İletim bandındaki elektronların etkin durum yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru olan termiyonik emisyon akım yoğunluğunu
J_0	Doyma akım yoğunluğu
TE	Termiyonik Emisyon Teorisi
R_s	Seri direnç
A	Malzemenin kesit alanı
$I-V$	Akım-voltaj
Al	Alüminyum
ITO	İndium thin oksit
UV-Vis	Ultraviolet-visible (ultraviole-görünür bölge)
σ	Elektriksel iletkenlik
Ω	Ohm
A	Absorbans ifadesi
J-V	Akım yoğunluğu voltaj karakteristiği
T_d	Difüzyon sıcaklığı
v	Taşıyıcının hızı
V_o	Minimum noktadaki gerilim değerleri

1.BÖLÜM

1.GİRİŞ

Yirminci yüzyılda metal-yarıiletken kontaklar üzerine düzenli çalışmalar yapılmaya başlanmıştır. Bu konulardaki ilk çalışma, 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır [1]. Braun metal-yarıiletken eklemlerin doğrultucu özellik gösterdiğini ortaya koymuştur. Bu şekilde elde edilen kontaklar dedektör gibi birçok farklı cihazlarda kullanılmıştır. 1895 yılında Marconi, Braun'un çalışmalarından yola çıkarak, telekomünikasyon için deneyler yapmış ve nokta kontak metal-yarıiletken doğrultucularını dedektör olarak kullanmıştır. 1907 yılında Pierce metali yarıiletken yüzeyine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu yayınlamıştır. Marconi ve Braun 1909 yılında telsiz telgraf çalışmalarına katkılarından dolayı Fizik Nobel Ödülünü almışlardır [2].

1931 yılında Schottky, Störmer ve Waibel, kontağın tamamında akım akışının başlamasıyla potansiyelin düştüğünü gözlemlemiş ve bir çeşit engel yüksekliğinin olduğunu öne sürmüşlerdir. 1930'un sonlarında ise Schottky ve Spence, enerji üzerinden taşıyıcı difüzyonunu esas alan doğrultma teorisini bulmuşlardır. Tüketim tabaka engeli, metal ile yarıiletken arasındaki iş fonksiyonunu farkından kaynaklanan engel yüksekliğinin bağımlılığı, engel üzerinden çoğunluk taşıyıcılarının iletimi ve imaj kuvvetinin düşüşünün önemini vurgulamışlardır. Schottky ve Mott 1938'de birbirlerinden bağımsız olarak, elektronların (gözlenen doğrultma yönünde) potansiyel engel üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçtiğini söylemişlerdir. Mott'a göre potansiyel engeli metal ve yarıiletkene ait iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle ortaya çıkmaktadır. Mott, ara yüzey bölgesinde, yüklü safsızlık (kirlilik) atomlarının olmadığını ve dolayısıyla elektrik alanın sabit olduğunu, elektrostatik potansiyelin metale kadar uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky ise engel bölgesinin sabit yoğunlukta safsızlık atomlarını içerdiğinden elektrik alanın lineer olarak arttığını, elektrostatik potansiyelin metale kadar Poisson denklemi ile uyumlu olarak, kuadratik şekilde değiştiğini ifade etti. Daha sonra bu durum Schottky engeli olarak adlandırılmıştır. Schottky ve Mott tarafından öne sürülen modellere göre elektronlar,

gözlenen doğrultma yönünde, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçmektedirler [2-5].

1940'lı yıllarda Schottky, difüzyon teorisini, Bethe ise termiyonik emisyon teorisini geliştirmiştir [6]. Bethe'nin öne sürdüğü termiyonik emisyon teorisine göre; elektronların engelden geçişi ile metaldeki elektronların vakum ortamına geçişi aynı şekilde gerçekleşmektedir. Elektrodaki serbest yolun engel bölgesi kalınlığından daha büyük olması gerektiği düşünülse de Bethe'nin yaptığı araştırmalar bu serbest yolun engelin maksimum yüksekliğinden kT kadar aşağıda oluşan mesafeden büyük olması gerektiğini göstermiştir. Daha sonra Bardeen, yüzey seviyelerinin belirli bir düzeye ulaşmasıyla, engel yüksekliği değerinin kontakta kullanılan metalin cinsinden bağımsız olacağını göstermiştir.

1945'lerde mikrodalga radarların geliştirilmesi sağlanmıştır [6]. Heine tarafından Schottky metalinin doğasına bağlı olarak iki farklı ara yüzey seviyesi tanımlanmıştır. İlki yarıiletken kaynaklanan ve yarıiletkenle dengede olan gerçek seviye, ikincisi metalle dengede olan ve metalden kaynaklanan sanal seviyedir. Crowell ve Sze bu iki teoriyi birleştirmiş ve ideal Schottky diyotlarda akım iletim mekanizmasını Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi olarak sunmuşlardır [7]. Ayrıca Cowley ve Sze de Schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonunun, ara yüzey seviyeleri ve ara yüzey tabaka kalınlığı ile ilişkisini araştırmışlardır.

1960'lı yıllar Schottky engel diyotlar için önemli yıllar olmuş ve düzlemsel Schottky diyotlar bulunmuştur. İlk olarak Alan Etkili Transistörlerin, kapı terminalinde Schottky eklemeni kullanılmış ve daha hızlı tek kutuplu transistörler üretilmiştir. Yeni metal-yarıiletken eklemlerin ve üretim tekniğinin temeli atılarak yüzey kirliliğinden uzak, yarıiletken yüzeyi altında silisyum ile metalin alaşımı yapılarak düşük sıcaklıkta silisit elde edilmiştir. Baird ise 1964 yılında bir silikon bipolar transistör ile Schottky engelini aynı yapı üzerinde birleştirerek patent almıştır [8].

1970'li yıllarda teorik çalışmalar uygulamaya dönüşerek ticari hayata geçirilmiştir. Yüksek frekanslar ve çok yüksek anahtarlama hızları Schottky diyotları için tercih sebebi olmuştur. En önemli uygulamaları bilgisayar ve diğer anahtarlama sistemleri için

yüksek hızda tek kutuplu entegre devrelerindeki kesim-doyum arasındaki süreleri azaltmaktır. Ayrıca mikrodalga iletişim sistemlerindeki yükseltme devreleri ve sinyal algılaması için yüksek frekans elemanları olarak uygulamalarda kullanılmıştır [8].

Metal-yarıiletken ve metal-yalıtkan-yarıiletken yapılarının temel fiziksel özellikleri ve iletim mekanizmaları ayrıntılı bir şekilde araştırılmıştır [2,9]. Bu çalışmalara ek olarak yüksek seri dirence sahip Schottky diyotlarda; seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi temel fiziksel parametrelerin bulunmasında yeni yöntemler geliştirilmiştir. Norde tarafından, ideal durum ($n=1$) için seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlayan bir $F(V)$ fonksiyonu kullanılmıştır [10]. İleriki yıllarda Bohlin (1986), bu modeli modifiye etmiştir. Daha sonra ideal ve ideal olmayan diyotlar için Cheung tarafından doğru beslem I-V karakteristikleri kullanılarak Schottky diyotlarda engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnci hesaplamak için farklı bir hesaplama modeli daha ileri sürülmüştür [11].

Yarıiletkenlerle yapılan kontaklar uzun yıllardır araştırmacılar için ilgi çeken bir konu olmuştur. Bu sürede hem temel fiziksel özellikler üzerine hem de metal yarıiletken ekleme ile ilgili teknolojik devre elemanlarının özellikleri üzerine kitaplar yazılmıştır. Yarıiletken devre elemanlarının yapılarını ilerletmek için kullanılan teknolojik işlemler, etkin engel yüksekliğini artırmak veya azaltmak için metotlar bulunmasına yardımcı olmuştur. Büyütme ve üretme tekniklerini gelişmesi ara yüzeyin fiziğini ve kimyasını anlamak, metal-yarıiletken eklemleri tasarlamak ve hazırlamak için büyük öneme sahiptir. Böylece devre elemanının performansının, güvenilirliğinin ve yeniden üretilebilirliğinin sorunları atomik boyutta ki ara yüzeyin temel kimyasal, geometrik ve elektronik özellikleri ile yakından ilişkili olacaktır [12].

Polimer konusu üzerine ilk çalışmalar 19.yy'ın ortalarına rastlar. 1839 yılında Goodyear kauçuğu kükürtle sertleştirerek Ebonit' i elde etmiştir. 1846 yılında Schönbein selüloz ile nitrik asitin reaksiyonundan nitroselülozu, 1862 yılında Cross rayonu, 1865 yılında Schutzenberger selüloz asetatı bulmuşlardır. Böyle maddelere bugün için yarı sentetik maddeler denilmektedir. 1907 yılında Bakeland fenol-formaldehitten % 100 sentetik olan bakalit'i elde etmiştir. 1926 yılında Alman kimyacı Staudinger selüloz ve proteinlerin birer makromolekül olduğunu ileri sürmüştür. Yine 1929 yılında

Almanya’da polistiren elde edilmiştir. Amerika’da Carothers ve arkadaşları poliadiyon ve polikondensasyon reaksiyonlarını başararak çeşitli polimerleri elde etmişlerdir. Böylece Staudinger ve Carothers bugünkü polimer kimyasının temelini atmış oldular. Plastik maddelerin günlük hayatımıza girişi ise 1950’ li yıllardan sonra başlamıştır [13].

“Polimerler yalıtkan malzemelerdir” fikri 70’li yıllarda son bulmaya başlamıştır ve daha önce iletkenlik özelliğinden bahsedilmeyen bazı polimerlerin, şartlara bağlı olarak, elektrik akımını iletebildiği gözlenmiştir. Son yıllarda, polimerlerin kullanım alanlarının artması, polimer bilim ve teknolojisindeki çalışmalara hız kazandırmıştır. Bunun sonucu olarak da bilim adamları yeni polimerlerin sentezlenmesi ve bunların özelliklerinin iyileştirilmesi için çalışmalar yapmaya başlamışlardır. Bunlar içerisinde iletken polimerlerin iletkenliklerini, sentez koşullarını ve sentez yöntemlerini değiştirerek kontrol altına almak önde gelen çalışmalar arasındadır. Bu amaçla yapılan çalışmalarda, kimyasal ve elektrokimyasal yöntemlerle pek çok iletken polimer sentezlenmiştir [14].

Bu çalışmada poly(pentachlorophenly methacrylate) polimeri seçilmiş ve polimerin optik özellikleri ile polimerden elde edilen Al/polymer/PEDOT-PSS/ITO hetero yapının elektriksel özellikleri incelenmiştir. Çalışmanın birinci bölümü, konu ile ilgili literatür araştırması ve konunun amacı ile önemini belirten “Giriş” kısmından oluşmaktadır. İkinci bölüm, konu ile ilgili teorik bilgi ve ifadelerden oluşmaktadır. Üçüncü bölüm numune hazırlanması ve Al/polymer/PEDOT/ITO yapıların üretilmesinde kullanılacak aletler ve teknikleri içeren ”Deneysel Analiz” kısmından oluşmaktadır. Dördüncü bölümde ise polimerin UV-vis absorpsiyon spektroskopisi ve polimerden elde edilen Al/polymer/PEDOT/ITO hetero yapının I-V karakteristikleri incelenmiştir. Tezin son bölümünde ise elde edilen sonuçların genel bir değerlendirilmesi bulunmaktadır.

2. TEORİK İNCELEME

2.1. Polimerler

Monomerler birbirine kovalent bağlarla bağlanarak büyük moleküller oluşturabilen küçük mol kütleli kimyasal maddelerdir. Monomerler, basit olarak çift bağlı, üç bağlı veya çift fonksiyonlu moleküllerdir. Örneğin; $\text{CH}_2=\text{CH}_2$, $\text{CH}_3-\text{C}\equiv\text{CH}$, $\text{CH}_2=\text{CHCl}$, $\text{HOCH}_2\text{CH}_2\text{OH}$, HOCH_2COOH molekülleri aynı zamanda monomer olarak adlandırılır. Aynı ya da farklı cins monomerlerle kimyasal bağlar yaparak polimerleri oluştururlar. Polimerler monomerlerin çeşitli şekillerde bir araya gelmesiyle oluşan makro moleküllü maddelerdir [15]. En basit ve genel şekliyle bir polimerdeki polimer zincirleri, monomere çok benzeyen atomlardan oluşan tek bir karakteristik grubun zincir boyunca tekrarlanmasıyla meydana gelir; böyle bir polimere homopolimer denir. Örneğin etilen grubunun tekrarlandığı polietilen bir homopolimerdir. İki ya da daha fazla monomerden meydana gelen polimere ise kopolimer adı verilir [16]. Kopolimer zincirleri değişik şekillerde bulunabilmektedir [17]. Bunlar ardışık, blok ve gelişigüzel olabilirler.

Polimer moleküllerinin büyük ve karmaşık oluşu değişik ve üstün özellikler göstermelerine yol açmıştır. Doğal polimerlerin yapıları son yıllarda fiziksel ve kimyasal analiz yöntemlerinin geliştirilmesiyle açıklanmaya çalışılmıştır. Polimerler hem amorf hem de kristal bir yapı özelliği gösterirler. Polimerlerin çoğu kristal bir katı düzenindeki katı ile viskozitesi çok yüksek sıvı halinin amorf karışımından oluşur. Bir polimerin kristallenme derecesi; moleküldeki yapı birimlerinin kristal düzene kolayca girebilmesi durumuna ve polimer zinciri arasındaki çekim kuvvetlerine bağlıdır [18].

Monomerlerden polimerik maddelerin elde edilmesini sağlayan reaksiyonlara da polimerleşme reaksiyonları adı verilmektedir. Fotokimyasal yöntemle elde edilen polimerlere fotoiletken polimerler denir ve bu polimerlerde iletkenlik fotokimyasal yöntemle gerçekleşmektedir. Buna göre metallere yalıtkanlar arası bir iletkenliğe sahip polimerlere iletken polimerler denilmektedir [15].

Doğada canlı varlıkların bünyelerinde oluşan büyük molekülü bileşiklere ise doğal polimerler denir. Bunlar biyopolimerler olarak da adlandırılmaktadırlar. Proteinler, nükleik asitler (DNA, RNA), enzimler, selüloz, nişasta ve doğal kauçuk bunlara örnek olarak gösterilmektedir.

Günümüzde polimerler çeşitli eşya yapımında, biyotıp alanında, yapay organ yapımında, uzay teknolojisinde, tarımsal vb. alanlarda kullanılmaktadırlar. Polimerik malzemelerin bu kadar geniş kullanım alanlarına sahip olmalarının nedeni, yüksek molekül ağırlığına sahip oluşlarından kaynaklanan yüksek viskozite, elastik ve plastik özellikleri ile yapısal özelliklerinin istenildiği gibi ayarlanabilir olmasıdır. Uygun fonksiyonel gruplu monomerler kullanılarak istenilen fonksiyonlara sahip polimerlerde elde edilebilmektedir. Polimerlerin mol kütleleri çok büyük sayılarla ifade edilir. Mol kütlelerini ifade eden bu sayı bir polimer örneğindeki tüm zincirlerin kütlelerini değil, birbirinden farklı büyüklükteki zincirlerin ortalama mol kütlelerini ifade etmektedir [19].

Polimerlerin Yapılarına Göre Sınıflandırılmaları

Polimerler doğal veya sentetik olabilirler. Doğal polimerlerin modifikasyonu ile elde edilen polimerlere yarı sentetik polimerler denir. Buna örnek olarak doğal selülozdan elde edilen rejenere selüloz ve diğer selüloz türevleri gösterilebilir. Sentetik polimerler genellikle, çok sayıda tekrarlanan mer veya monomer denilen basit birimlerden oluşur. Poli, Latince bir sözcük olup çok sayıda anlamına gelir ki mer sözcüğü ile birleştirilerek bu yüksek molekül ağırlıklı moleküllerin adlandırılmasında kullanılır. Bir atomun, polimer ana zinciri üzerinde yer alabilmesi için, öncelikle en az iki değerlikli olması gerekir. Hidrojen ve halojenler bu nedenle ana zincir üzerinde yer alamaz. Kararlı yapılar elde edilebilmesi için ikinci koşul ise, ana zincir üzerinde yer alan atomlar arasındaki bağ enerjisinin yeterli olmasıdır.

Polimerler çeşitli özelliklere sahip oldukları için geniş bir alanda sınıflandırılmışlardır. Polimerler kimyasal bileşenlerine göre organik ve inorganik polimerler diye ikiye ayrılırlar. Organik polimerler düşük yoğunluk, mekanik esneklik gibi özelliklerinden dolayı ilgi çekmektedir [20]. Organik polimerler, zincir yapısına göre karbon zincirli ve

heterozincirli polimerler olmak üzere ikiye ayrılır. Organik polimerler yapılarında başta karbon atomu bulunmak kaydıyla H, O, N ve halojen atomlarını içerirler. Polimer zinciri üzerinde dizili atomların hepsi aynı türden ise bu polimerler “homozincir”, farklı türden atomlar ise “heterozincir” polimerler olarak adlandırılırlar. Heterozincirli polimerlerin, temel zincirinde ise C ve H atomlarının yanında N, O, S, P, F, Cl gibi heteroatomlar da bulunur. Karbon zincirli polimerlerin temelini, C atomları oluşturur.

Organik iletkenler, moleküler elektronik devrelerin oluşumu için kullanılabilen alışılmadık elektrik, optik ve magnetik özellikler göstermektedirler [21]. Schottky engellerin çoğu metallere ve inorganik yarıiletkenlerle organik iletken polimerler kullanılarak hazırlanmakta ve karakterize edilmektedir [22,23]. Bu durum inorganik devrelerin organiklerle yer değiştirmesine imkan sağlamaktadır. Organik yarıiletkenler düşük dayanıklılığa sahip oldukları için kullanımları sınırlıdır [24]. Kompozit malzemeler bu gibi problemlerin çözümünde yardımcı olmaktadır [25,26]. İletken polimerlerin yalıtkan polimerlerle kompozitleri onların yüksek elektriksel iletkenliklerini ve diğer özelliklerini sınırlarken gelişmiş mekanik dayanıklılığı olan iletken polimer malzemeler verebilmektedir [24]. İletken polimerleri diğer polimerlerden ayıran en önemli özellik, her adımda değişen tek ve çift bağlardan oluşan bir zincir yapısına sahip olmalarıdır. Bu şekilde her adımda değişen bağ yapısına konjugasyon denir. Sadece konjuge olmuş polimerler elektriği iletebilirler. Konjuge olmuş polimerler, metallere ile Schottky engeli oluşturur.

2.2. Uzak Yüküyle Sınırlanmış Akım (SCLC)

Uzak yüküyle sınırlı akım (SCLC) ölçümleri geniş bant aralıklı yarıiletkenlerin yasak enerji aralığındaki hallerin yoğunluğu ve tuzak hallerinin durumları hakkında bilgi vermektedir. Yarıiletken film üzerine yapılan elektrotlar omik olduğunda iletkenlik işlemi uzak yükü ile sınırlıdır. Omik kontaklar yarıiletken hacminin direncine önemli empedans eklemeyecek ve böylece hacimdeki denge taşıyıcı yoğunlukları elektrotlarla etkilenmeyecektir. Düşük uygulama voltajlarında, iletkenlik yarıiletkenin hacminin direnciyle kontrol edilir. Lineer akım-voltaj eğrisi ise Ohm kanunuyla elde edilir. Tuzaklar başlangıçta düşük enjeksiyon seviyelerinde boş oldukları için enjekte edilmiş taşıyıcılar yakalanacak ve hareketsiz olacaktır. Bunun sonucunda da akım daha düşük

uygulama voltajlarında indirgenmiş olacaktır. Yüksek voltajlar için, kontakten enjekte edilen taşıyıcılar filmdeki akım akışında baskın rol oynarlar. Enjekte edilmiş taşıyıcı yoğunluğu serbest taşıyıcı yoğunluğundan daha büyük olduğu zaman, akım, tuzaklar doyma olacağından ve enjekte edilmiş taşıyıcılar iletkenlik işlemine doğrudan katılacağından akım uzay yüküyle sınırlı olacaktır ve akım akışı artacaktır. Böylece akım voltaj karakteristiği düşük uygulama voltajlarında lineer bir davranış gösterecektir. Tuzaklar daha yüksek voltajlarda doyuma ulaştığı zaman omik bölge, akımın V_l ile orantılı olduğu ($l=2$) süper bir lineer bölgeyle tanımlanır [27].

Tekli tuzak seviyelerinin varlığıyla akım yoğunluğu [28]

$$J = \left[\frac{(2l+1)}{(l+1)} \right]^{l+1} \left[\frac{l}{l+1} \right]^l \left[\frac{\epsilon_s}{N_t} \right] q^{l-1} \mu N_v \exp \left[-\frac{E_t}{kT} \right] \frac{V_a^{(l+1)}}{L^{(l+1)}} \quad (2.1)$$

olarak verilir. Burada V_a uygulama voltajı, ϵ_s malzemenin dielektrik sabiti, L elektrotlar arası mesafe, μ taşıyıcıların mobilitesi, $l = \frac{T_c}{T}$ ve T_c tuzak dağılımının karakteristik sıcaklığı olarak tanımlanmaktadır. Malzeme tuzaklar içerdiği zaman enjekte edilmiş uzay yükünün çoğu tuzaklar içine yoğunlaşacak ve yükün bir kısmı iletkenliğe katkı sağlayacaktır. Böylece bu model de $l=2$ durumu için, uzay yük akımı

$$J = \frac{9\epsilon_s \theta \mu V_a^2}{8L^3} \quad (2.2)$$

şeklinde verilir. Burada θ serbest yükün tuzaklanmış yük yoğunluğuna oranıdır ve

$$\theta = \left(\frac{N_v}{N_t} \right) \exp \left(-\frac{E_v}{kT} \right) \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_t tuzak yoğunluğu ve E_t valans bandının üst seviyesi üzerindeki tuzakların pozisyonudur. Dolu tuzak limitini artırmak için voltaj daha da artırılırsa, yarıiletken serbest tuzak malzemesi gibi davranır ve akım-voltaj karakteristiği θ^{-1} lik bir miktarla tekrar büyük bir artış gösterir [28].

Zayıf kristalliğe sahip ince tabakalar buharlaştırılarak elde edilen amorf yarıiletken filmler durumunda, bu yaklaşım büyük miktar yapısal bozukluktan dolayı akım enjeksiyon mekanizmasını açıklamaz. Bu durumda, SCLC mekanizması tuzak seviyelerinin üstel dağılımının varlığıyla açıklanır. Yüksek voltajlarda, voltaj üsleri ayrık seviyelerin yerine tuzakların enerji dağılımını gösteren $l=2$ 'den büyük olarak bulunur. Enerjideki tuzak hallerinin dağılımı, Gauss dağılımıyla gösterilebilir [29] ve

$$N_t(E) = N_0 \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT_C}\right] = N_n \exp\left[\frac{(E_{f0} - E)}{kT_C}\right] \quad (2.4)$$

formunda verilir. Burada N_n, N_0 termal denge tuzak yoğunluğuyla

$$N_n = N_0 \exp\left[\frac{(E_V - E_{f0})}{kT_C}\right] \quad (2.5)$$

şeklinde tanımlanır. Akım yoğunluğu $J = \rho v_d$ olarak tanımlanabilir, burada sürüklenme hızı $v_d = \mu \left(\frac{V_a}{L}\right)$ ile ve yük yoğunluğu $\rho = qN_v \left[\left(\frac{\varepsilon_s V_a}{qL^2 N_0 kT_C}\right)\right]^2$ şeklinde tanımlanır. Bu yüzden amorf filmlerin yasak enerji aralığındaki tuzakların dağılımının varlığında akım yoğunluğu Fermi seviyesinin termal denge değerinden kayması kT_C 'den daha az olduğu varsayımı altında

$$J \cong q\mu N_v \left[\frac{\varepsilon_s}{qN_0 kT_C}\right]^l \frac{V_a^{(l+1)}}{L^{(2l+1)}} \quad (2.6)$$

ifadesiyle verilir. $T_C < T$ durumunda, valans bandı yakınında dağılımın altındaki boş tuzaklar quasi-Fermi seviyesi yanında daima baskındır ve işlem ayrık tuzakların varlığındaki duruma dönüşür. Eşitlik 2,5'in elde edilmesinde, $kT_C > E_f - E_{f0}$ varsayımı yapıldığından tuzaklar $N_t(E) \sim N_n$ olarak enerjideki düzgün dağılımın olduğu düşünülebilir. Bu yaklaşımda, akım yoğunluğu ilişkisi

$$J = qP_0\mu\theta \left(\frac{V_a}{L}\right) \exp\left[\frac{\varepsilon_s V_a}{qN_n kTL^2}\right] \quad (2.7)$$

şeklinde yazılabilir. Burada P_0 , serbest boşluk yoğunluğudur ve

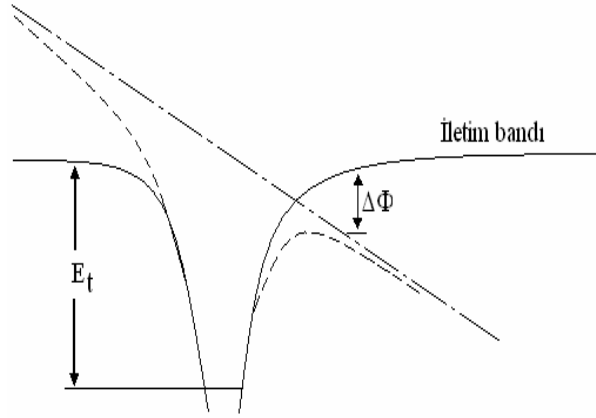
$$P_0 = N_V \exp\left[\frac{(E_v E_{f0})}{kT}\right] \quad (2.8)$$

olarak verilir. Eşitlik (2.7)'de elde edilen ayrıık tuzaklarınkinden voltajla daha keskin şekilde artan akım yoğunluğu amorf bir katıda beklenebilir.

2.3. Poole-Frenkel Emisyonu

Poole-Frenkel emisyonu Schottky emisyonunun benzemektedir ve 1938'de Frenkel tarafından önerilmiştir. Klasik Poole-Frenkel etkisi, bir elektrik alan uygulanmasıyla bir dielektrik ya da yarıiletken hacmindeki etkileşen yüklerin, tuzaklardan yük taşıyıcılarının ısıl emisyonudur. Bu etkileşmede verici (donor) ve alıcı (acceptor) yük taşıyıcıları bulunur. Poole-Frenkel etkisi, yalıtkanların ve yarıiletkenlerin güçlü bir elektrik alana maruz kalmasıyla elektriksel iletkenliğinin artmasıdır. Yalıtkanlardaki akım akışı, elektrik alanın altında madde içerisindeki kusur veya safsızlık içeren elektron tuzakların meydana gelmesi ve bu tuzağa düşürülen elektronların ısıl emisyon yoluyla kaçması sonucu elektronların tuzaktan tuzağa atlaması ile gerçekleşmektedir [30].

Poole-Frenkel emisyonunda elektronlar dış bir elektrik metal-yarıiletkenden oluşan materyalin hacim (bulk) kısmında ve bant sınırına yakın elektron tuzaklarından yarıiletkenin iletim bandına ısıl olarak geçerler [29-31]. Şekil 2,1'de elektrik alan uygulanmadan önce Coulomb potansiyel engeli düz bir çizgiyle gösterilmiştir. Elektrik alan uygulanınca Coulomb potansiyel engeli $\Delta\Phi$ kadar azalmıştır ve kesikli çizgi ile gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Poole-Frenkel emisyonu

Poole-Frenkel emisyonunda, sığ tuzakları kapsayan ince yarıiletken filmlerde akım yoğunluğu voltaj karakteristiği (J - V)

$$J = J_0 \exp\left(\frac{\beta_{PF} E^{\frac{1}{2}}}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

ile verilir. Burada E yerine (V/d) ifadesi yazılırsa

$$J = J_0 \exp\left(\frac{\beta_{PF} V^{\frac{1}{2}}}{k_B T d^{\frac{1}{2}}}\right) \quad (2.10)$$

bağıntısı elde edilir. Tuzaklama ve donör merkezlerini içeren yarıiletken filmlerde ise, J - V karakteristiği,

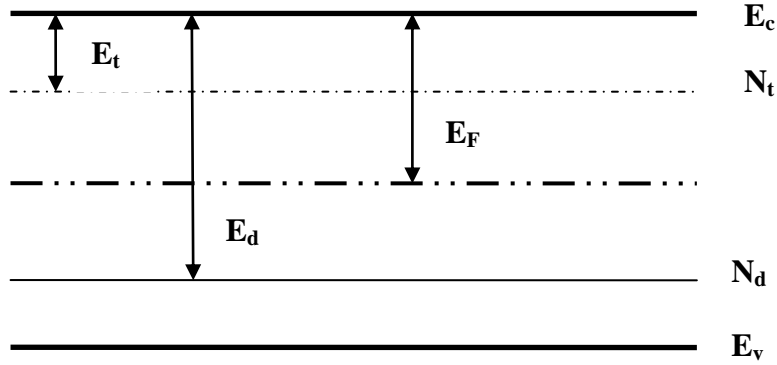
$$J = J_0 \exp\left(\frac{\beta_{PF} V^{\frac{1}{2}}}{2k_B T d^{\frac{1}{2}}}\right) \quad (2.11)$$

bağıntısı ile verilir. Burada β_{PF} ve J_0

$$\beta_{PF} = \left[\frac{q^3}{\pi \epsilon_r \epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

$$I_0 = q \mu N_C \left[\frac{N_d}{N_C} \right]^{1/2} E \exp \left[-\frac{E_d + E_t}{2k_B T} \right] \quad (2.13)$$

bağıntıları ile verilir. Burada, N_d/N_t donör merkezleri yoğunluğunun tuzak merkezleri yoğunluğuna oranı E_d ve E_t ise iletim bandının altından itibaren donör ve tuzak merkezlerinin enerji seviyelerini göstermektedir. Şekil 2,2'de görüldüğü gibi E_d ve E_t iletim bandının altından itibaren donör ve tuzak merkezlerinin enerji seviyeleridir [32].



Şekil. 2.2. Tuzak ve donör enerji seviyeleri

Poole-Frenkel ve Schottky emisyonlarında, iletkenliğin, uygulanan alanın kuvvetine olan fonksiyonel bağımlılığı aynıdır. Yani $\ln \sigma$ 'ya karşı çizilen $V^{1/2}$ grafiğinin eğimi β_s veya β_{PF} değerini verir. Bu değerler teorik olarak bilinen değerlerle karşılaştırılır.

2.4. Optik Özellikler

2.4.1. Optik soğurma

Yarıiletkenlerin bant yapılarını belirlemek için en yaygın metot, optik soğurma yöntemidir. Soğurma, yarıiletkene gelen elektromagnetik dalga ile maddedeki elektrik

yüklerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıkan enerji kaybı olayına denir. Soğurma işleminde enerjisi belli bir foton bir elektronu düşük enerji seviyesinden daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. Bu yüzden bu spektrumda mümkün olan tüm geçişler, yarıiletkenin yasak enerji aralığında olur ve bant tipi hakkında bilgi verebilir. Kalınlığı x olan bir materyal üzerine elektromagnetik dalga etki ettiğinde, soğurma,

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (2.14)$$

bağıntısı ile verilir. Burada;

I_0 , materyale gelen elektromagnetik dalganın şiddetini

I , x kalınlıklı materyalden geçen elektromagnetik dalganın şiddetini

α , lineer absorpsiyon katsayısını göstermektedir.

Eğer absorpsiyon $L(h\nu)$ ışık şiddetindeki azalma hızına göre tanımlanırsa $\alpha(h\nu)$ katsayısı,

$$\alpha(h\nu) = \frac{1}{L(h\nu)} \frac{d[L(h\nu)]}{dx} \quad (2.15)$$

ile ifade edilir. Eşitlik (2.15)'de görüldüğü gibi lineer absorpsiyon katsayısı ile materyali geçen ışık şiddeti arasında ters bir orantı vardır. Absorpsiyon katsayısı büyüdükçe materyali geçen ışın şiddeti de o kadar azalacaktır [33].

Yarıiletkenin örgüsündeki kristal kusurlarını dikkate almazsak, ışığın soğurulmasının en belirgin nedenleri şunlardır:

- 1) Kristalde titreşimlerin olması,
- 2) İzinli bantlardaki elektron ve boşlukların uyarılması (uyarılmalar yasak enerji aralığından daha küçük enerjiye sahip olabilir),
- 3) Eksiton oluşturulması (coulomb etkileşimi ile bağlı elektron-boşluk çifti),

- 4) Yasak enerji aralığı içindeki yerleşik seviyelerin uyarılması,
- 5) Valans bandından iletim bandına yasak enerji aralığını geçecek şekilde elektronların uyarılması [34].

2.4.2. Temel absorpsiyon olayı

Temel absorpsiyon bir yarıiletkende, valans bandındaki bir elektronun materyale gelen ışıktan bir foton soğurarak iletim bandına geçmesi olarak adlandırılabilir (Şekil 2,3). Bunun için yarıiletken üzerine düşen fotonun enerjisinin yasak enerji aralığına eşit veya yasak enerji aralığından büyük olması gerekir. Bu durumda gelen fotonun frekansı ν ,

$$\nu \geq \frac{E_g}{h} \quad (2.16)$$

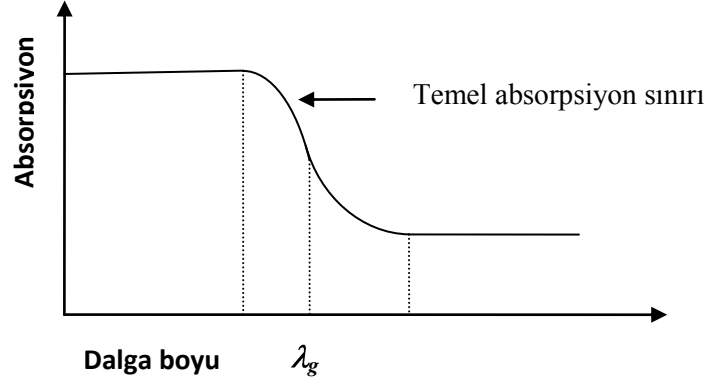
şeklinde yazılabilir. Gelen fotonun dalga boyu λ_g

$$\lambda_g \leq \frac{hc}{E_g} \quad (2.17)$$

dir. Burada, h Planck sabitini, c ise ışık hızını göstermektedir.

Şekil 2,3'te görüldüğü gibi bir yarıiletkenin temel absorpsiyon spektrumunda λ_g dalga boyuna yakın dalga boylarından itibaren soğurmada sürekli bir artış gözlenir ve λ_g 'den sonra bir denge değerine ulaşır. Yarıiletken materyal λ_g dalga boyundan küçük dalga boylarında kuvvetli bir soğurucu, λ_g dalga boyundan büyük dalga boylarında ise hemen hemen geçirgen özellik gösterir. Bu iki bölgeyi ayıran sınır, temel absorpsiyon sınırı olarak adlandırılır.

Bir yarıiletkenin temel absorpsiyon sınırında direkt ve indirekt bant geçişi olmak üzere genellikle iki tür geçiş olayı vardır. Ayrıca bant uzantıları arasında da geçişler olabilir.



Şekil 2.3. Yarıiletkende temel soğurma spektrumu

Direkt Geçişler

Bir yarıiletken materyalde iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı \vec{k} değerine sahip olabilir ($\Delta\vec{k} = 0$) ve bu tür bantlara direkt bant denir. Böyle bir materyalde valans bandından bir elektronun iletim bandına geçmesi direkt geçiş olarak adlandırılır. Direkt bant geçişi gelen fotonun enerjisi, yarıiletkenin enerji aralığına eşit ise Şekil 2,4'te 1 geçişi olarak görülür. Şekil 2,4'te verilen 2 geçişi ise gelen fotonun enerjisinin, yarıiletkenin enerji aralığından büyük olduğu durumu göstermektedir.

E_{ilk} ilk durum, E_{son} son durum enerji seviyesi ise,

$$E_{son} = h\nu - E_{ilk} \quad (2.18)$$

olarak ifade edilir. Parabolik bantlarda, son durum enerji seviyesi ile yasak enerji aralığı arasındaki fark alınarak ilk enerji seviyesi elektronlar için,

$$E_{son} - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_g^*} \quad (2.19)$$

Boşluklar için,

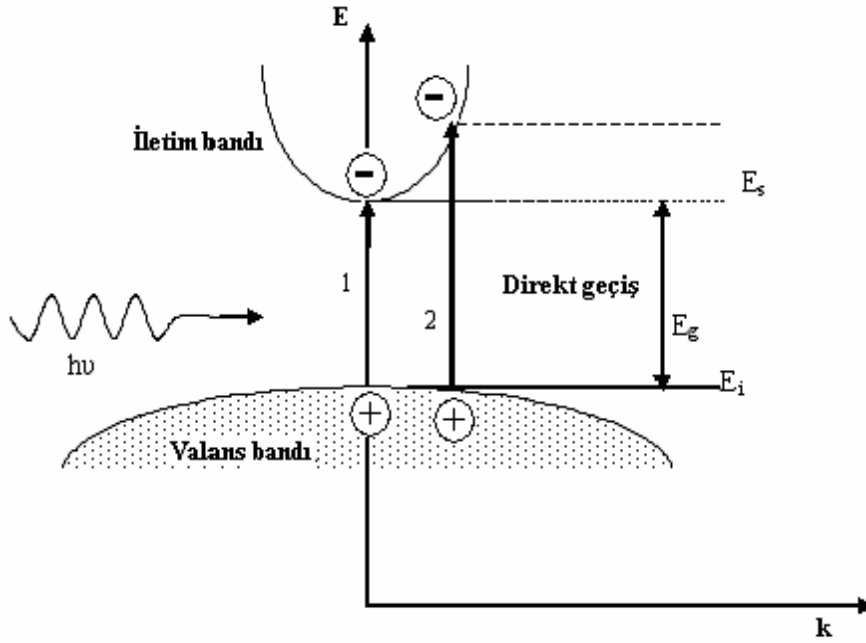
$$E_{ilk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada m_e^* elektronun etkin kütesini ve m_h^* boşluğun etkin kütesini ifade etmektedir.

E_{son} ve E_{ilk} değerleri eşitlik (2.15)'de yerine yazıldığında,

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (2.21)$$

bağıntısı elde edilir.



Şekil 2.4. Direkt bant geçişi

Direkt geçişlerde eksiton oluşumu veya elektron-hol etkileşimi dikkate alınmazsa absorpsiyon katsayısı α gelen fotonun enerjisine

$$\alpha(h\nu) = A^* (h\nu - E_g)^n \quad (2.22)$$

eşitliğiyle bağlıdır. Burada A^* ,

$$A^* \approx \frac{q^2 \left(2 \frac{m_h^* m_g^*}{(m_h^* + m_g^*)} \right)^{3/2}}{n_0 c h^2 m_g^*} \quad (2.23)$$

ifadesiyle verilen bir sabittir. Direkt bant geçişinde absorpsiyon katsayısı ile fotonun enerjisi arasındaki bağıntı

$$n_0 \alpha h\nu \approx (h\nu - E_g)^n \quad (2.24)$$

ile verilir. Burada n bir sabit ve n_0 ise kırılma indisidir. Bu eşitlikte n izinli direkt geçişler için 1/2 değerini alır. İzinsiz direkt geçişler $k=0$ için izinsiz $k \neq 0$ da izinlidir. Geçiş olasılığı k^2 ile artar bunun anlamı geçiş olasılığının $(h\nu - E_g)$ ile orantılı artmasıdır. n değeri izinsiz direkt geçişlerde için 3/2 değerini alır [33,34].

İndirekt Bant Geçışı

Yarıiletkende iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı \vec{k} değerine karşılık gelmiyorlarsa ($\Delta\vec{k} \neq 0$) bu tür bantlara indirekt bant denilmektedir (Şekil.2.5). İndirekt bantlar arasında geçişlere indirekt bant geçişi denir. İndirekt bant geçişlerinde enerji korunur, fakat momentum korunumu için bir fononun emisyonu veya absorpsiyonu gereklidir. Bu iki geçiş

$$h\nu_{em} = E_{son} - E_{ilk} - E_f \quad (\text{fonon emisyonu için}) \quad (2.25)$$

$$h\nu_{abs} = E_s - E_i - E_f \quad (\text{fonon absorpsiyonu için}) \quad (2.26)$$

ile verilir. Burada E_f , fononun enerjisidir. Fonon absorpsiyonlu geçiş için absorpsiyon katsayısı ($h\nu > E_g - E_f$ için)

$$\alpha_{abs}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_f)^n}{\exp\left(\frac{E_f}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.27)$$

ile verilir. Fonon emisyonlu geçişler için absorpsiyon katsayısı ($h\nu > E_g + E_f$ için)

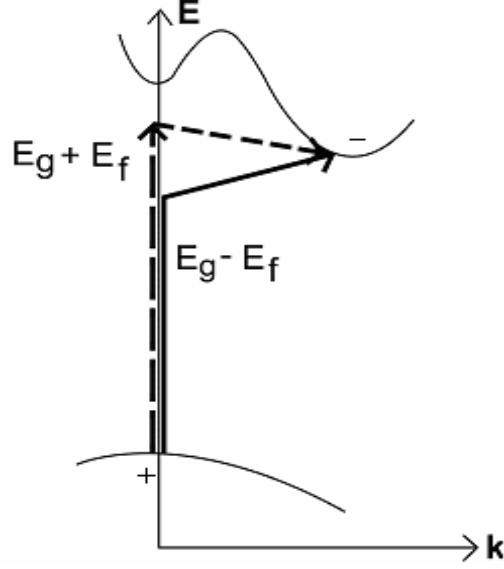
$$\alpha_{em}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_f)^n}{1 - \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right)} \quad (2.28)$$

ile verilir.

Burada, indirekt bantlar arası indirekt geçişler (Şekil 2.5) için $n=2$ alınır. Hem fonon emisyonu hem de fonon absorpsiyonun olması durumunda absorpsiyon katsayısı (α) ile frekans (ν) arasındaki bağıntı,

$$n_0 \alpha h\nu \approx \frac{(h\nu - E_g - E_f)^n}{\exp\left(\frac{E_f}{k_B T}\right) - 1} + \frac{(h\nu - E_g + E_f)^n}{1 - \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right)} \quad (2.29)$$

ile verilir. Burada n , izinli indirekt geçişler için 2, yasaklı indirekt geçişler için 3 değerlerini alabilen bir sabittir [33,34]



Şekil 2.5. Bir yarıiletkende vadiler arası indirekt bant geçişi

İzinsiz indirekt geçiş olduğunda hem enerjide hem de momentumda bir değişme olur. Hem foton salınımı hem de foton soğurulması olur.

2.5. Spin Kaplama Yöntemi

2.5.1. Spin kaplama teorisi

Spin kaplama ince filmlerin uygulaması için oldukça basit bir yöntemdir. Bu yöntem akışkan çözeltinin küçük bir miktarının kaplanacak yüzey üzerine bırakılmasını ve yüzeyin yüksek hızda (rpm dakikadaki dönme sayısı olmak üzere 1000-4000 rpm) döndürülmesini gerektirir. Filmin son kalınlığı ve diğer özellikler dönme işlemi için seçilen parametreler ve çözeltinin doğasına (viskozite, kurutma oranı, katıların yüzdesi, yüzey gerilimi, vb...) bağlıdır. Spin kaplamadaki en önemli faktörlerden biri de tekrarlanabilirliktir. Parametrelerdeki ince değişiklikler spin yöntemiyle kaplanmış filmlerde şiddetli değişimlere sebep olabilir [35,36].

2.5.2. Spin kaplama aşamaları

Tipik spin kaplama yöntemi, üç aşamada incelenmektedir. Bunlar dağıtma aşaması, dönme aşaması ve kurutma aşaması olarak sıralanabilir. Dağıtma aşamasında akışkan çözeltinin kaplanacak yüzey üzerine bırakılır. Dönme aşamasında ise akışkan incilmesi için yüksek hızda döndürülür. Kurutma aşaması filmde fazla çözücünün çıkarıldığı aşamadır. Genel olarak statik ve dinamik olmak üzere iki dağıtım metodu vardır [36,37].

Statik dağıtım metodu akışkanın küçük bir miktarının yüzey merkezine veya yanına bırakılmasıdır. Bir kaplamada kullanılacak çözelti miktarı akışkanın viskozitesine ve kaplanacak yüzeyin büyüklüğüne bağlı olarak 1 cm^3 ve 10 cm^3 aralığında olabilir. Yüksek viskozite ve daha büyük yüzeyler için yüksek dönme hızı aşamasında yüzeyin tamamen kaplanması için daha fazla miktarda sıvı gerekir. Dinamik dağıtım metodu ise yüzey düşük hızda döndürülürken uygulanan yöntemdir. Genellikle hız yaklaşık olarak 500 rpm dir. Bu akışkanın yüzey üzerine yayılmasını sağlar. Eğer akışkan ya da yüzey kendi kendilerine zayıf nemlenebiliyorsa ve başka şekilde olabilen boşlukları eleyebiliyorsa özellikle bu yöntem avantajlıdır. Dağıtım aşamasından sonra genel olarak istenilen kalınlık civarında ince akışkanlar için göreceli olarak yüksek hızda ivmelendirilir. Kaplanacak yüzeyin ve akışkanın özelliklerine bağlı olmakla beraber tipik olarak bu aşamada spin dönme hızı 1500– 1600 rpm aralığındadır. Bu aşama yaklaşık olarak 10 sn ile birkaç dakika alabilir. Bu aşama için seçilen zaman ve hız kombinasyonu genel olarak film kalınlığını belirler. Kurutma aşaması bazen filmi çok fazla inceltmeden kurutmayı kolaylaştırmak için sonraya bırakılır. Uygulama sırasında kurutma aşaması olmazsa spin leğeninden ayrılırken yüzeyin kenarından dökülmesi gibi problemler ortaya çıkabilir [38].

Dönme hızı : Dönme hızı, spin kaplama yönteminde en önemli faktörlerden biridir. Yüzeyin dönme hızı akıcı çözeltiye uygulanacak olan merkezci ivmenin derecesini etkiler. Özellikle yüksek dönme hızı aşaması genellikle son film kalınlığını belirler. Bu

aşamada ± 50 rpm nispeten küçük değişimler kalınlıkta %10 değişime neden olabilir [38].

İvmelendirme : Son dönme hızına göre yüzeyin ivmelendirmesi de kaplanan filmin özelliklerini etkiler. Çözeltinin spin devrinin ilk aşamasında kurutulması ivmenin tam olarak kontrolü için önemlidir. İvmelendirme aynı zamanda desenli yüzeylerin kaplama özelliklerinde büyük rol oynar. Birçok durumda yüzeyin topografiksel özellikleri önceki aşamalardaki durumla aynı olacaktır. Bundan dolayı bu özellikleri direkt ve değişmeyecek şekilde kaplamak önemlidir [38].



Şekil.2.6. Spin kaplama aşamalarının şematik gösterimi

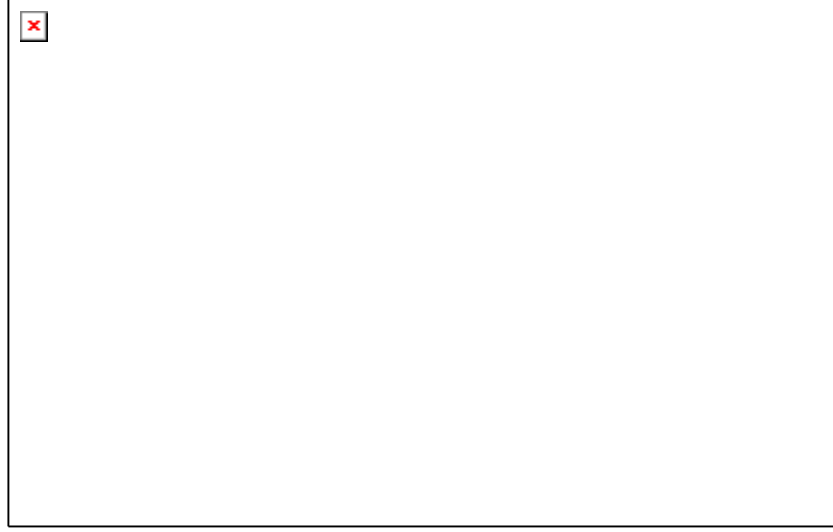
2.6. Metal-Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken kontaklar ideal şartlarda bir metal ve yarıiletkenin kontak edilmesiyle oluşmaktadır. Metal ile bir yarıiletken kontak edildiğinde metal-yarıiletken ara yüzeyinde bir potansiyel engeli oluşur. Metal-yarıiletken kontakların karakteristiklerini belirleyen faktörlerden en önemlisi metal-yarıiletken ara yüzeyinde oluşan potansiyel engelinin yapısıdır.

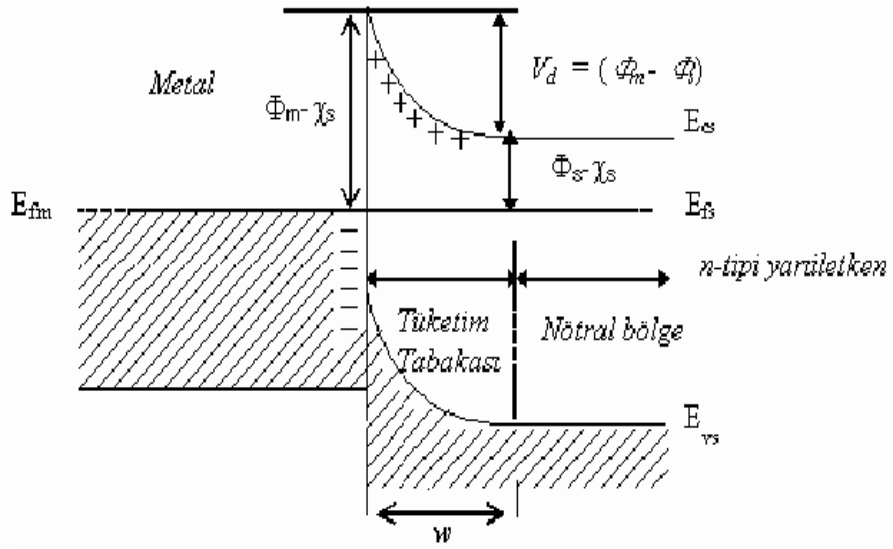
Şekil 2,7.(a)'da kontak oluşturulmadan önce n-tipi yarıiletken ile metalin, ideal enerji-bant diyagramı gösterilmektedir. Φ_m volt olarak ölçülen metalin iş fonksiyonu, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, χ ise elektron yakınlığıdır. Kontak yapıldıktan sonra $\Phi_m > \Phi_s$ olan durumda yani metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu durumu inceleyelim. Böyle bir durum için ideal termal denge metal-yarıiletken enerji bant diyagramı Şekil 2,7.(b)'de gösterilmiştir. Kontakta önce yarıiletkendeki Fermi seviyesi, metaldeki Fermi seviyesinden yukarıdadır. Termal dengede, sistem boyunca Fermi seviyelerinin aynı değerde sabitlenmesi için elektronlar yarıiletkenden metale daha düşük enerji seviyelerine akarlar. Böylece pozitif yüklü donör atomları, yarıiletkende bir uzay yükü bölgesi meydana getirirler. Φ_{bn} yarıiletken içine hareket etmeye çalışan metaldeki elektronların karşılaştığı potansiyel engeli, yani yarıiletken-metal kontağın engel yüksekliğini ifade eder. Bu engel Schottky engeli olarak bilinir ve ideal olarak, [39]

$$\Phi_{bn} = \Phi_m - \chi \quad (2.30)$$

şeklinde gösterilir.



(a)



(b)

Şekil 2.7.(a) Kontakt yapılmadan önce bir metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı

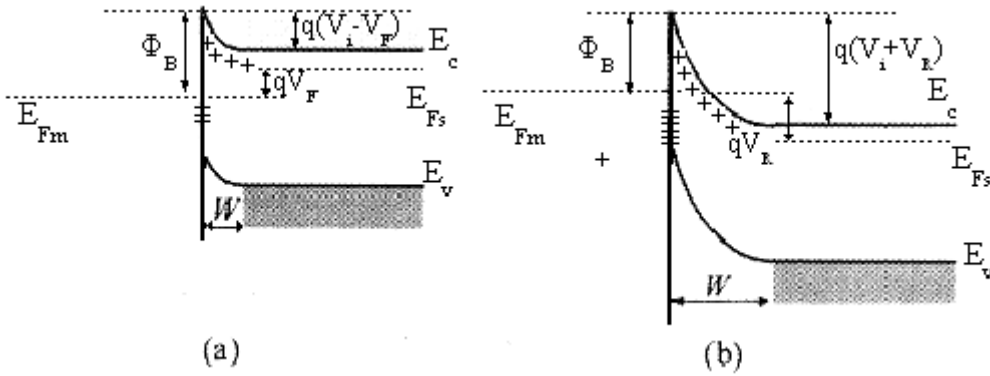
(b) Kontakt yapıldıktan sonra metal/n-tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı

$$\Phi_m > \Phi_s$$

Yarıiletken taraftaki V_{bi} ise oluşan “built-in” potansiyel engeli olarak adlandırılır. p-n eklemi ile benzerlik gösteren bu engel, metal içine hareket etmeye çalışan iletkenlik bandındaki elektronların karşılaştığı engeldir. “Built-in” kontak potansiyeli,

$$V_{bi} = \Phi_{bn} - \Phi_n \quad (2.31)$$

ile verilir. Metale göre yarıiletkene $+V$ gerilimi uygulanırsa ideal durumda Φ_{bn} sabit kalırken, yarıiletken-metal engel yüksekliği artar. Bu beslem şartı ters beslemdir. Yarıiletkene göre metale $+V$ gerilimi uygulandığında ise Φ_{bn} temelde yine sabit kalırken, yarıiletken-metal engeli V_{bi} azalır. Bu durumda engel yüksekliği azaldığı için elektronlar yarıiletkenden metale daha kolayca akabilir. Bu beslem şartı da doğru beslemdir. Ters ve doğru beslem için enerji-bant diyagramları Şekil 2,8.(a) ve Şekil 2.8.(b)'de gösterilmiştir. Şekildeki V_R ters beslem voltajının büyüklüğü, V_F ise doğru beslem voltajının büyüklüğüdür. Şekil 2,8.(a) ve (b)'de gösterilen metal-yarıiletken eklem için voltaja karşılık enerji-bant diyagramı, p-n eklemi ile çok benzerdir. Schottky kontaklarda akım mekanizması çoğunluk taşıyıcı elektronların akışına bağlıdır. Doğru beslemde yarıiletkende elektronların karşılaştığı engel, yarıiletkenden metale kolay bir şekilde akan çoğunluk taşıyıcı elektronlarını azaltır. Doğru beslem akımı metalden yarıiletkene doğrudur ve bu doğru beslem voltajı V_F 'nın eksponansiyel bir fonksiyonudur [40].



Şekil 2.8.(a) Bir metal-yarıiletken eklem için ideal enerji bant diyagramı–ters beslem

(b) Bir metal-yarıiletken eklem için ideal enerji bant diyagramı–doğru beslem

2.6.1. Schottky engelinin oluşumu

Bir metal-yarıiletken kontak, metal ve yarıiletken arasındaki δ mesafesi çok küçük tutularak oluşturulabilir. Temas halinde olan iki numune genellikle iş

fonksiyonlarındaki farktan dolayı yüklenecektir. Metal ve yarıiletken üzerindeki birim alan başına yükler eşit, fakat zıt işaretlidir. Böylece yük nötralliği [2,4,7],

$$Q_m + Q_s = 0 \quad (2.32)$$

eşitliği ile verilir. Burada Q_m ve Q_s sırasıyla metal ve yarıiletken üzerindeki birim alan başına yükleri ifade etmektedir. Bir metalle bir yarıiletken kontak haline getirildiklerinde, oluşan yapı iki durum gösterir:

- i) metalin yarıiletkenle aralarında hiçbir engel olmadan temasta olduğu ideal durum (Schottky-Mott teorisi)
- ii) metal ile yarıiletken arasında ince bir yalıtkan tabakanın olduğu gerçek durum (Bardeen teorisi).

2.6.2. Schottky-Mott teorisi

Metal-yarıiletken kontak yapıldığında engelin nasıl oluşacağını anlamak için, metal ve yarıiletkenin her ikisinin de birbirlerinden ayrı ve elektriksel olarak nötr oldukları kabul edilir. n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan daha küçük olduğu durumdaki enerji bant diyagramı şekil 2.7.(b)'de görülmektedir. Bu durumda hiçbir yüzey halinin bulunmadığı farz edilir. Metal ve yarıiletken, bir iletkenle elektriksel olarak etkileşir ise, elektronlar yarıiletkenden metale geçerler ve iki Fermi seviyesini aynı düzeyde olmaya zorlarlar. İki katının dış yüzeyi dışındaki hareketsiz elektronların enerjileri, artık aynı değildir ve metal yarıiletken aralığında bir elektrik alan mevcuttur. Metalin yüzeyinde yarıiletkendeki pozitif yükü dengelenmiş negatif bir yük olmalıdır. Yarıiletken n-tipi olduğundan, pozitif yük elektronlardan yoksun bölgede dengelenmemiş pozitif verici iyonları oluşturan yüzeyden iletim elektronlarının ayrılması ile meydana gelecektir. Çünkü verici konsantrasyonu metaldeki elektronların konsantrasyonundan çok daha küçüktür. Dengelenmemiş vericiler w kalınlıklı tüketim bölgesi diye isimlendirilen bir tabakayı işgal ederler. Oluşan kontakın engel yüksekliği [2,4,7],

$$\Phi_{bn} = \Phi_m - \chi_s \quad (2.33)$$

eşitliği ile verilir. Çoğu metal-yarıiletken kontakta ideal duruma yarıiletkenin yüzeyinde genellikle $\sim 10\text{--}20 \text{ \AA}$ kalınlığında ince yalıtkan oksit tabakasının olması nedeniyle asla ulaşılamaz. Böyle bir yalıtkan film, ara yüzey tabakası olarak isimlendirilir. Bu yüzden pratik kontaklar ara yüzey tabakası içerir. Oksit tabakasıyla elektronlara konulan engel oldukça dardır ve elektronlar bu engeli tünelleme ile kolayca geçebilirler. Oksit tabakasındaki potansiyel düşmesi çok küçük olur ve (2.33) eşitliği bu durumda da geçerliliğini koruyabilir.

Potansiyel engelinin şekli tüketim bölgesindeki yük dağılımına bağlıdır. Elektron yoğunluğunun verici konsantrasyonundan daha az olduğu fakat büyüklük mertebesi ile değişmediği geçiş bölgesinde bantların bükülmesini ihmal edersek, engelin şekli tamamen vericilerin uzaysal dağılımı ile belirlenecektir.

1938 yılında Schottky tarafından ilk olarak ortaya konulan modelde yarıiletkenin metal tarafının homojen olduğu farz edilmektedir [4]. Bu durumda dengelenmemiş vericiler tüketim bölgesinde tek tip uzay yüküne neden olurlar. Bu yüzden elektrik alan şiddeti Gauss teoremi ile uyumlu olarak tüketim bölgesinin kıyısından olan mesafenin artışı ile lineer artış gösterir. Ortaya çıkan parabolik engel, Schottky engeli olarak adlandırılır.

Mott tarafından biraz farklı bir model ortaya konulmuştur [5]. Mott yarıiletkenin, metalin hemen yakınında vericisiz ince bir tabakaya sahip olduğunu kabul etmiştir. Elektrik alan şiddetinin önce kuadratik olarak, sonra lineer olarak artan bir elektrostatik potansiyele sebep olacağını ve vericisiz ince tabaka boyunca da sabit kalacağını ileri sürmüştür. Böyle bir engel ise Mott engeli olarak bilinir. Schottky-Mott teorisinde yarıiletkendeki yüzey yükü sadece tüketim tabakasında konumlanmıştır ve nötrallik koşulu,

$$Q_m + Q_{sc} = 0 \quad (2.34)$$

ile ifade edilmektedir. Burada Q_m birim alan başına metalin yükünü göstermekte, eşitlik (2.34)'ten farklı olarak yarıiletken yükü olan Q_s yerine, tüketim tabakasındaki iyonlaşmış vericilerden ileri gelen Q_{sc} yükü yer almaktadır. Tüketim tabakasında uzay yük yoğunluğu ise hacimsel katkı konsantrasyonu ile ilişkilidir

Bir metali katkı tipi farklı (n ve p-tipi) yarıiletkenle kontak yaparak elde edilen kontakların engel yükseklikleri hesaplandığında, engel yükseklikleri toplamının yarıiletken bant aralığı enerjisini vermektedir. Yani,

$$\Phi_{bp} + \Phi_{bn} = E_g \quad (2.35)$$

ifadesi farklı yarıiletkenler için test edilmiş ve geçerli olduğu görülmüştür. Yapılan deneyler sonucunda engel yüksekliğinin metal iş fonksiyonu ile orantılı olarak değiştiği ortaya çıkmıştır.

2.6.3. Arayüzey tabaka modeli, yüzey seviyelerinin etkisi ve Bardeen modeli

Schottky-Mott teorisine göre engel yüksekliği Φ_b , metalin iş fonksiyonuna bağlı olacaktır. Fakat deneysel olarak engel yüksekliğinin, iş fonksiyonuyla değişiminin daha az duyarlı olduğu eşitlik (2.33)'te bulunmuş ve belli şartlar altında Φ_b 'nin metalin seçiminden hemen hemen bağımsız olacağı önerilmiştir. Φ_b 'ye bu zayıf bağlılığın açıklanması Bardeen [41] tarafından 1947 yılında yapılmıştır. Bardeen bu çelişkinin yüzey seviyelerinin etkisi nedeniyle olabileceğini önerdi. Bardeen ara yüzeyde lokalize olmuş elektronik seviyelerin varlığını öne sürmüş ve bu seviyelerin yarıiletken içerisindeki kirliliklere (safsızlık) ilave olarak yarıiletkenin enerji aralığında bulunduğunu varsaymıştır. Böyle enerji seviyeleri ya kesikli ya da sürekli bir dağılıma sahip olabilirdi. Yüzey seviyelerinin yokluğunda metalin yüzeyindeki Q_m negatif yükü telafi olmamış vericiler nedeniyle Q_{sc} pozitif yüküne zıt işarette ve miktarca eşit olmalıydı. Çünkü bütün olarak değerlendirildiğinde eklem nötrdür. Yüzey seviyelerinin varlığında ise nötrallik şartı

$$Q_m + Q_{sc} + Q_{ss} = 0 \quad (2.36)$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada Q_{ss} , yüzey seviyelerindeki yüküdür. Yüzey seviyelerinin işgali Fermi seviyesi ile belirlenir. Fermi seviyesi uygulanan beslem yokluğunda engel boyunca sabittir ve yüzey seviyelerinin Fermi seviyesine kadar dolu ve onun üstünde boş olduğunun farz edildiği “mutlak sıfır” yaklaşımını kullanmak yeterlidir.

Bardeen'ın fikirleri Cowley ve Sze [7] tarafından “sürekli ara yüzey seviyeleri” öngörüsü ile devam ettirilmiştir. Ara yüzey seviyelerinin yoğunluğu yarıiletken bant aralığı üzerinde sabit olmalı ve bant aralığının φ_0 gibi bir konumunda bir yük nötrallik seviyesi bulunmalıdır temeline dayanan bir öngörüdür. Bu araştırmacılar ara yüzey seviyelerinin sadece yarıiletkenin özelliği olduğu ve kullanılan metalden bağımsız olduğunu kabul etmişlerdir. Bu modelde yarıiletken yüzeyindeki yük yoğunluğunun homojen dağılımı durumunda engel yüksekliği

$$Q_{ss} = -qN_{ss}(E_g - \varphi_0 - \Phi_{bn}) \quad (2.37)$$

eşitliği ile verilir. Burada q , elektronik yükü, N_{ss} ara yüzey seviye yoğunluğunu göstermektedir. Parantez içerisindeki nicelik olarak Fermi seviyesi ve nötral seviye arasındaki farka eşittir. Yarıiletkenin tüketim tabakasındaki uzay yük yoğunluğu ise,

$$Q_{sc} = [2\varepsilon_s N_d (\Phi_{bn} - \varphi_n)]^{1/2} \quad (2.38)$$

ile verilmektedir. Burada φ_n , Fermi seviyesi ile iletim bandı minimumu arasındaki farkı gösteren niceliktir. Çok ince ara yüzey tabakası için yük, nötrallik şartından,

$$\begin{aligned} Q_m &= -(Q_{ss} + Q_{sc}) \\ &= qN_{ss}(E_g - \varphi_0 - \Phi_{bn}) - [2\varepsilon_s N_d (\Phi_{bn} - \varphi_n)]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.39)$$

eşitliği yazılabilir. Ekleme herhangi bir potansiyelin uygulanmadığı durumda ara yüzey tabakasındaki V_i potansiyeli, metal ve yarıiletken üzerindeki yüzey yüküne Gauss kanununun uygulanması ile bulunabilir. Yani

$$V_i = -\delta \left(\frac{Q_m}{\varepsilon_i} \right) \quad (2.40)$$

eşitliği yazılabilir. Burada δ ara yüzey tabakasının kalınlığı, ε_i ise dielektrik sabitidir. V_i potansiyeli için diğer bir ifade ise,

$$V_i = \left[\frac{\Phi_m - (\chi + \Phi_{bn})}{q} \right] \quad (2.41)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlik (2.40) ve (2.41) eşitlenip, (2.39) eşitlik ifadesindeki Q_m burada kullanılacak olursa,

$$\Phi_m - \chi - \Phi_{bn} = q \left[\frac{2\varepsilon_s N_d \delta^2 (\Phi_{bn} - \varphi_n)}{\varepsilon_i^2} \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{q^2 N_{ss} \delta (E_g - \Phi_0 - \Phi_{bn} - \varphi_n)}{\varepsilon_i} \quad (2.42)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlik (2.42)'te

$$V_1 = \frac{2\varepsilon_s N_d \delta^2 q^2}{\varepsilon_i^2} \quad (2.43)$$

$$S_\varphi = \frac{1}{(1 + \alpha)}$$

olarak tanımlanmaktadır ve eşitlik (2.42), Φ_{bn} için çözümlerse

$$\Phi_n = [S_\varphi (\Phi_m - \chi_s) + (1 - S_\varphi) (E_g - \varphi_0)] + \left\{ \frac{S_\varphi^2 V_1}{2} - S_\varphi^{\frac{3}{2}} \left[\frac{V_1 (\Phi_m - \chi_s) + (1 - S_\varphi) (E_g - \varphi_0) V_1}{S_\varphi} - \frac{V_1 \varphi_n}{S_\varphi} + \frac{S_\varphi V_1^2}{4} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.44)$$

eşitliği elde edilir. $N_d \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ durumunda vakumda yarılmış veya çok ince ara yüzey tabakasına sahip metal/yarıiletken kontaklar için 2.44 eşitliğinin ikinci kısmı çok küçük değere sahip olacağından ihmal edilebilir. Bu durumda eşitlik (2.44),

$$\Phi_{bn} = [S_\varphi (\Phi_m - \chi_s) + (1 - S_\varphi) (E_g - \varphi_0)] \quad (2.45)$$

haline indirgenebilir. Ancak yüzey seviye yoğunluğu çok büyük miktarda değil ise eşitlik (2.45) 'ya göre engel yüksekliği metalin iş fonksiyonunun lineer bir fonksiyonu olacaktır. Nötral seviye Fermi seviyesinin üzerinde olursa, yüzey seviyeleri net pozitif yük ihtiva eder. Böylece Q_{sc} , yüzey seviyelerinin olmadığı duruma göre daha küçük olmalıdır. Daha küçük Q_{sc} ise tüketim bölgesinin genişliğini azaltacağı gibi bant bükülme miktarını da azaltacaktır. Φ_{bn} engel yüksekliği ise,

$$\Phi_{bn} = V_d + \varphi_n \quad (2.46)$$

ile verilmektedir. Böylece nötrallik seviyesinin Fermi seviyesi üzerinde bulunmasıyla engel yüksekliği azalmış olacaktır. Engel yüksekliğindeki azalma nötral seviyeyi Fermi seviyesine doğru itme etkisi gösterecek ve yüzey seviyelerinde pozitif yükleri azaltacaktır. Nötral seviye, Fermi seviyesi altında olursa Q_{ss} negatiftir ve Q_{sc} yüzey seviyelerinin olmadığı durumdan daha büyük olmalıdır. Bu durum tüketim bölgesi genişliği yanı sıra engel yüksekliğini artıracak ve nötral seviyenin Fermi seviyesine doğru kaymasına neden olacaktır. Şayet yüzey seviye yoğunluğu çok büyük ise $\varphi_0 \approx E_F$ değerine ulaşacaktır. Literatürde, değerlik bandının tepesinden φ_0 'ı ölçmek yaygındır. Bu durumda engel yüksekliği,

$$\Phi_{bn} \approx E_g - \varphi_0 \quad (2.47)$$

ile verilecektir. Bu Bardeen sınırı olarak bilinmektedir. Yüzey seviyelerine, yalıtkan tabakadaki elektrik alandan yarıiletkeni ayıran bir etki olarak bakıldığında tüketim bölgesindeki yük miktarı ve bu yüzden engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacaktır.

Yüzey seviyelerinin diğer bir etkisi ise, yarıiletken başka bir katman ile kontakta olmasa dahi bantlar yarıiletken serbest yüzeyi yakınında bükülmektedir. Eğer Fermi seviyesi nötral seviye ile aynı düzeyde değil ise, yüzey seviyeleri nedeniyle yüzeyde net bir yük olacaktır. Bu yüklenme bantların bükülmesine sebep olacak ve yarıiletkende bir elektrik alan meydana getirecektir. Yüzey yükü negatif olduğunda, bantlar yüzeye doğru yaklaştıkça yukarı yönde bükülecek ve yüzeydeki elektron konsantrasyonu yarıiletken içindekinden daha az olacaktır. Bu durumda n-tipi yarıiletken için yüzeyin tükenmiş

olduğu söylenir. Yüzey yükü pozitif ise bantlar aşağıya doğru bükülecek ve yüzeydeki elektron konsantrasyonu iç kısımdan daha fazla olacaktır. Bu durumda ise elektronlar yüzeyde toplanmıştır [41].

2.7. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletim mekanizmaları Rhoderick tarafından detaylı olarak incelenmiştir [2]. Metal yarıiletken kontaklarda akım çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanmaktadır [42]. Metal n-tipi yarıiletken diyotlarda elektronlar, metal p-tipi yarıiletken diyotlarda ise boşluklar akım sağlayıcılarıdır. p-n eklem diyotlarında ise akım, azınlık taşıyıcıları tarafından sağlanır.

Kontakta ara yüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, voltajın yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerin Schottky diyotlardaki etkileri dikkate alarak, hangi durumda hangi iletim mekanizmasının etkin olduğunu belirlemek sonuçların doğruluğu açısından oldukça önemlidir.

MY ve MYY yapılı kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [1,42,43];

-Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)

-Difüzyon Teorisi

-Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)

-Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) Alan)

-Emisyonu (AE), (Çok Katlı Tünelleme)

-Uzay yük bölgesinde rekombinasyon

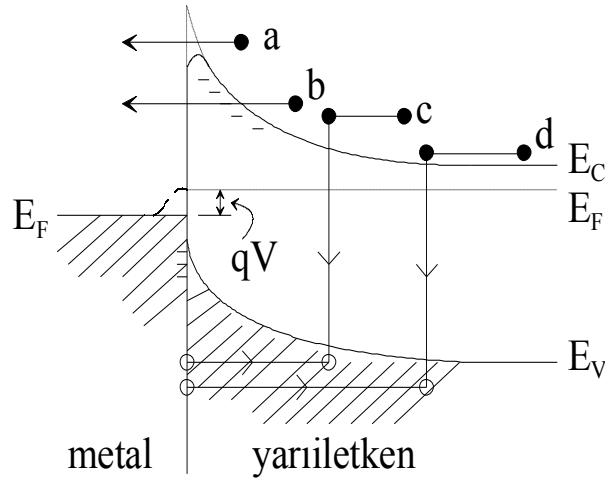
-Yüksüz bölgede rekombinasyon

-Deşik enjeksiyonu

- T_0 etkili akım-iletimi

olarak verilmiştir.

Şekil 2,9'da ileri beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Bunlardan birincisi, potansiyel engelin tepesi üzerinden yarıiletkenden, metale doğru olan elektronların iletimidir (Termiyonik Emisyon). Bu, ideal katkılanmış ($Si, N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Schottky diyotlar için ideal bir modeldir. İkincisi, elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellenmesidir. Bu yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu omik kontaklar için uygundur. Üçüncüsü, uzay yük bölgesinde yeniden birleşimdir. Dördüncüsü, ise doğal bölgede metalden yarıiletkenedeşik enjeksiyonudur.



Şekil 2.9. Metal-yarıiletken (MY) kontaklarda ileri beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları

2.7.1 Termiyonik sürüm teorisi

Schottky kontaklarda potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termiyonik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır. Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı termiyonik emisyon olarak bilinir. Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi metal-yarıiletken doğrultucu kontaklarda, metal ya da yarıiletken tarafındaki taşıyıcıların potansiyel engelini termal

enerjileri nedeniyle aşması olarak tanımlanır. Metal n-tipi yarıiletken yapılarda bu olay elektronlar, metal p-tipi yarıiletken yapılarda ise holler tarafından sağlanır. Bu nedenle bu tür yapılarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Termiyonik emisyon teorisi oluşturulurken Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontağa ait potansiyel engelinin kT enerjisinden daha büyük olduğu ve tüketim bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir [44-48].

Metal tarafı uygulanan voltajdan bağımsızdır. Bu yüzden termal enerji nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu bu akım yoğunluğu J_0 termiyonik akım yoğunluğu olarak bilinmektedir.

Termiyonik emisyon teorisi, metal ve yarıiletken arasındaki ara yüzeyden elektronların transfer edildiğini kabul eder. Ters beslem altındaki ters işlem metalden vakuma termiyonik emisyonu benzerdir, fakat engel yüksekliği Φ_b metalin iş fonksiyonu Φ_m ile yer değiştirir. Tüketim bölgesinde sürüklenme ve difüzyon etkileri sonsuz mobilite kabulüne bağlı olarak ihmal edilebilecektir. Bu kabul, besleme voltajı uygulandığında ara yüzeyin yarıiletken tarafındaki elektron konsantrasyonunun $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$ faktörüyle artırıldığını ifade eder. Bu durumda, ara yüzeyde, elektronların nüfuz edebildiği bir zarın varlığı göz önünde bulundurulabilir. Bu zar, yarıiletken bulkuyla yarıiletken tarafındaki elektronları termal dengede tutar. Sınırın yarıiletken tarafındaki elektron konsantrasyonu

$$n = N_c \exp\left(-\frac{q(\Phi_b - V)}{kT}\right) \quad (2.48)$$

ile verilir.

Termiyonik sürüm işleminin ilginç ve önemli bir özelliği, doğru beslem altında metale enjekte edilen elektronların doğrultularının dar bir konide sınırlandırılmasıdır. Bu teoriye göre; elektronlar termal enerjileri nedeniyle, metalden yarıiletkene veya yarıiletkenenden metale geçerler. Sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması termiyonik emisyon olarak bilinir [2,39]

Bu teoriye göre;

a) Akım termal olarak uyarılan çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanır.

b) Engel yüksekliği kT den çok büyüktür ($q\Phi_{bn} \gg kT$)

c) Yarıiletken den metale hareket eden serbest hollerin tüketim bölgesindeki çarpışmaları ihmal edilir.

Yarıiletken den metale doğru olan termiyonik emisyon akım yoğunluğunu $J_{s \rightarrow m}$ olarak kabul edelim. Kontak yüzeyi x eksenine dik olsun. Hızları V_x ile $V_x + dV_x$ arasında olan elektronların yoğunluğu aşağıdaki eşitlikle ifade edilir.

$$d_n = N_d \left(\frac{m^*}{2kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2m_n^* V_x^2}{kT} \right) dV_x \quad (2.49)$$

Bu eşitlikte; N_d donör yoğunluğunu, m_n^* elektronun etkin kütleini, k Boltzman sabitini ve T mutlak sıcaklığı göstermektedir. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, potansiyel engeli geçebilmek için pozitif x yönünde yeterli hızlara sahip olan elektron konsantrasyonunun bir fonksiyonu kabul edilirse;

$$J_{s \rightarrow m} = q \int V_x dn \quad (2.50)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede dn yerine (2.49) deki karşılığı yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= qN_d \left(\frac{m^*}{2kT} \right)^{1/2} \int_{V_{0x}}^{\infty} V_x \exp\left(-\frac{1/2m_n^* V_x^2}{kT} \right) dV_x \\ &= qN_d \left(\frac{kT}{2m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2m_n^* V_x^2}{kT} \right) \end{aligned} \quad (2.51)$$

Burada $V_{0x} = \left(\frac{2qV_d}{m_n^*}\right)^{1/2}$ olup elektronun qV_d engelini geçmesi için gerekli limit hızdır.

Enerji korunumundan, $\frac{1}{2}m_n^*V_x^2 \geq qV_d$ olarak göz önüne alınırsa

$$I_{s \rightarrow m} = qN_d \left(\frac{kT}{2m_n^*}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2m_n^*V_x^2}{kT}\right) \quad (2.52)$$

şeklinde yazılabilir.

Donor yoğunluğu ise, iletkenlik bandının tabanı sıfır enerji seviyesi olarak kabul edilirse

$$N_d = N_0 \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \quad (2.53)$$

şeklinde verilir. N_d 'nin bu değeri (2.51)'de yerine yazılırsa,

$$I_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{eV_d + E_F}{kT}\right) \quad (2.54)$$

şeklinde elde edilir. Burada iletkenlik bandının tabanı $E_c = 0$ alındığında metal tarafındaki engel yüksekliği,

$$q\phi_{bn} = qV_d + E_F \quad (2.55)$$

olur. Bu ifade (2.54)'de yerine yazılırsa

$$I_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.56)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte $\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3}$ kısmının Richardson sabiti (A^*) olduğu göz önüne alınıp yeniden düzenlenirse;

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.57)$$

olarak ortaya çıkar. Termiyonik sürüm için Richardson sabitidir ve kuantum mekaniksel yansıma ve optik foton saçılmasının etkilerini ihmal eder.

Metal n-tipi Schottky diyotu doğru beslendiği zaman (omik tarafa $-V$ potansiyeli uygulanırsa) engel yüksekliği azalır. Bu nedenle akım yoğunluğu $\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)$ çarpanı ile artar. Bu yüzden akım yoğunluğu denklemi,

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.58)$$

biçiminde yazılabilir.

Metalden yarıiletkenine doğru akım yoğunluğu ($J_{s \rightarrow m}$) $V = 0$ iken yarıiletkenden metale doğru doyma akım yoğunluğuna eşit olur. Böylece toplam akım yoğunluğu;

$$J_{s \rightarrow m} = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.59)$$

olur. Bu denklemdeki $A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right)$, doyma akım yoğunluğu (J_0) olup aşağıdaki gibi yazılabilir [2,42].

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.60)$$

(2.59) ifadesi yeniden yazılırsa

$$I_{s \rightarrow m} = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

biçimine dönüşür. Doyma akımı sıcaklığa sıkı bir şekilde bağlıdır. Eşitlik (2.60)'ta görüleceği üzere doyma akımı uygulanan potansiyele bağlı değildir. Fakat pratikte çoğu kere doyma akımının, uygulanan potansiyelle hafifçe değiştiği gözlenmiştir. Bunun nedeni Schottky olayıdır. Schottky olayı, metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik etkileşmeden dolayı potansiyel engelinin $q(\Delta\phi_{bn})$ kadar alçalmasıdır.

Bu engel alçalması

$$q(\Delta\phi_{bn}) = \alpha_0 (V_d + V)^{1/4} \quad (2.61)$$

Bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıda $\alpha_0 = \left(\frac{q^7 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2 (kT)^4} \right)^{1/4}$ biçiminde bir sabittir. Ters beslem doyma akım yoğunluğu ifadesinde $q\Phi_{bn}$ yerine $q(\phi_{bn} - \Delta\phi_{bn})$ yazılırsa,

$$I_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \exp[\alpha_0 (V_d + V)^{1/4}] \quad (2.62)$$

elde edilir. Bu ifade uygulanan gerilimle değişmektedir.

2.8. Termiyonik Emisyon Teorisi ile Akım-Voltaj Karakteristiklerinin İncelenmesi

Termiyonik emisyon; sıcak bir yüzeyden termal enerji nedeniyle taşıyıcıların salınması olayına denir. Termiyonik emisyon teorisi metal-yarıiletken Schottky diyotlarında taşıyıcıların kazanacağı termal enerji nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesi neticesinde oluşan akım olaylarını açıklar. Metal n -tipi yarıiletken yapılarda bu olay elektronlar, metal p -tipi yarıiletken yapılarda ise boşluklar tarafından sağlanır yani Schottky diyotlarında akım, çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletilir [39].

Termiyonik emisyon teorisine göre akım gerilim ifadesi,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.63)$$

şeklindedir.

Burada I_0 (2.64) eşitliği ile verilir.

$$I_0 = AA^*T^2 \left(\frac{qV}{nkT} \right) \quad (2.64)$$

Bu durum ideal Schottky diyotları için geçerlidir. Ara yüzey tabakalı durumda uygulanan gerilimin tümü tüketim bölgesi boyunca düşmeyeceğinden, burada bir n idealite faktörü tanımlamalıyız. Bu faktör diyotun ideal oluşunun bir ölçüsüdür. Böylece karakteristik akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.65)$$

şekline dönüşür. İdealite faktörü her zaman birden büyüktür. Ayrıca uygulanan gerilimin yüksek değerlerinde, akım gerilim karakteristiğinde bükülmeye sebep olan bir etken vardır. Bu seri dirençtir ve R_s ile gösterilir. Seri direncin de hesaba katılmasıyla karakteristik akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.66)$$

halini alır. I_0 doyma akımı, yarı logaritmik akım gerilim grafiğinin lineer kısmının $V=0$ noktasına doğru ekstrapolasyonu ile elde edilir. Buradan bariyer yüksekliği Φ_b bulunabilir.

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (2.67)$$

$V > 3kT/q$ için 1 ihmal edilirse ve R_s göz ardı edilirse, idealite faktörü yine bu grafiğin lineer kısmının eğiminden bulunur. Yani,

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (2.68)$$

eşitliği ile idealite faktörü bulunur. Ayrıca R_s , $\Phi_{b,0}$ ve n gibi kontak parametrelerinin bulunabilmesi için birçok yöntem ortaya konmuştur.

2.9. Norde Fonksiyonları ile Seri Direncin Hesaplanması

Özellikle yüksek seri dirence sahip metal-yarıiletken kontaklarda, seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi fiziksel (elektronik) parametrelerin tayin edilmesi amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir. Bunlardan ilki Norde tarafından $n = 1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlayan, $F(V)$ fonksiyonudur. Bu yöntem R_s ve Φ_b 'nin sıcaklıkla değişmediği durumlarda uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta $I-V$ eğrisine ihtiyaç duyulmaktadır [10].

Daha sonra Sato ve Yasamura, Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirmişlerdir ve idealite faktörünün 1'den büyük olduğu durumlarda da ($1 < n < 2$) n , R_s ve Φ_b değerinin hesaplanabileceğini göstermişlerdir. Bu yöntem R_s ve Φ_b 'nin sıcaklığın değiştiği durumlarda da uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki $I-V$ eğrisine ihtiyaç olduğunu göstermektedir. Benzer yöntem Mc Lean tarafından da belirtilmiştir [49].

Termiyonik sürüm teorisine göre Schottky diyotların düz beslem altındaki akım-gerilim ilişkisi;

$$I = AA^*T^2 \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \left[\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.69)$$

Burada ilk çarpan terim I_0 doyma akımının ifadesidir. V_0 ise engel tabakası boyunca gerilim düşmesini ifade etmektedir. Düz beslem $I-V$ karakteristikleri ideal durumdan bazı sapmalar gösterebilir ($n > 1$) gibi. Bu durumda da eşitlik (2.69)

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_o}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_o}{kT}\right)\right] \quad (2.70)$$

şeklini alır.

Termiyonik sürüm teorisi sadece diyotun düz beslem I - V karakteristiğinin lineer bölgesinde kullanılmaktadır. Yüksek seri direnç nedeniyle lineer bölge $kT/q \ll V \ll IR_s$ aralığıyla sınırlanır ve daralma gösterir. Bu durum $\ln(I)$ - V grafiğinin değerlendirilmesi daha karışık bir hal alır. Bu bölgede doyma akımı I_o ve engel yüksekliği (Φ_b) değeri güvenilir olarak hesaplanamaz. R_s , Φ_b ve n değeri hesaplamak için daha güvenilir metotlar vardır. İlk olarak Norde tarafından sunulan fonksiyon aşağıdadır

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.71)$$

Eşitlik (2.69)'un her iki tarafının \ln 'i alınıp eşitlik (2.70)'de yerine yazıldığında,

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n}\right)V + \frac{IR_s}{n} + \Phi_b \quad (2.72)$$

elde edilir. Burada $R_s=0$ ideal durumu için $F(V) - V$ grafiğinin eğimi $\left(\frac{n-2}{2n}\right)$ olan bir doğrudur ve $F(V)$ eksenini $V=0$ 'da kestiği nokta bariyer yüksekliği Φ_b 'yi vermektedir. Bu arada seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumdan geçer ve

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2R_s}\right) \quad (2.73)$$

şeklinde verilebilir. Eşitlik (2.70)'in V 'ye göre türevi alınıp eşitlik düzenlenirse

$$\frac{\partial F_V}{\partial V} = \frac{1}{2} \left[\frac{n-2}{2} + \frac{\beta IR_s}{n + \beta IR_s} \right] = \frac{n-2 + \beta IR_s}{2(n + \beta IR_s)} \quad (2.74)$$

olur.

$$\left(\beta = \frac{kT}{q}\right) \quad \text{ve} \quad \frac{\partial F_V}{\partial V} = 0$$

şartında $F(V)$ bir minimumdan geçer. Minimumdan geçen akım I_{oi} gerilim değeri ise V_{oi} dir. Burada,

$$\frac{n - 2 + \beta I_{oi} R_{si}}{2(n + \beta I_{oi} R_{si})} = 0 \quad (2.75.a)$$

$$n - 2 + \beta I_{oi} R_{si} = 0 \quad (2.75.b)$$

olarak yazılır. Burada R_{si} ve Φ_b için sırasıyla

$$R_{si} = \frac{(2 - n)}{I_{oi}} - \frac{kT_i}{q} \quad (2.76)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{bo} &= F(V_{oi}) + \left(\frac{2 - n}{2n}\right) V_{oi} - \left(\frac{2 - n}{n}\right) \frac{1}{\beta_i} \\ &= F(V_{oi}) + \left(\frac{2 - n}{n}\right) \left(\frac{V_{oi}}{2} - \frac{kT_i}{q}\right) \end{aligned} \quad (2.77)$$

eşitlikleri çıkarılır. Burada R_{si} , β_i , V_{oi} ve I_{oi} ($i = 1, 2, \dots, n$) farklı sıcaklıklara karşılık gelen değerlerdir. K.E Bohlin ise Schottky engel diyotunun $I - V$ ölçümünden elde edilen R_s , Φ_b ve n değerlerinin belirlenmesini mümkün kılan iki farklı fonksiyon tanımlamıştır [50]. Norde fonksiyonun ilk terimi olan $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$ terimi kullanılmıştır. Buradaki γ idealite faktöründen büyük olmak kaydıyla ($\gamma > n$) keyfi bir sabittir. Bu durumda Norde fonksiyonu,

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \left[\ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \right] \quad (2.78)$$

şeklinde yazılır. Yine eşitlik (2.69) 'de her iki tarafın \ln 'i alınırsa

$$F(V, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V + \Phi_b + \frac{IR_s}{n} \quad (2.79)$$

eşitliği elde edilir. İdeal diyotta seri direncin sıfır olduğu düşünülürse $F(V, \gamma)$ 'nin V 'ye bağlı grafiği, eğimi $\frac{(n-\gamma)}{\gamma}$ olan bir doğru olur ama seri direnç varsa bu fonksiyon

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \left[\ln \left(\frac{V}{R_s A A^* T^2} \right) \right] \quad (2.80)$$

biçiminde olur. Yüksek voltaj değerleri için bu fonksiyon; eğimi $1/\gamma$ olan bir doğruya yaklaşır. γ değeri n 'den büyük olduğu sürece fonksiyon kesim olarak bir minimumdan geçer. $F(V, \gamma)$ fonksiyonun V 'ye göre türevini alıp minimum noktada sıfıra eşitlediğimizde,

$$I_o = \frac{\gamma - n}{\beta R_s} \quad (2.81)$$

eşitliği elde edilir. Burada ki I_o ve V_o değeri minimum noktadaki akım ve gerilim değerleridir. Sonuç olarak engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri

$$\Phi_b = F(V_o, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma}\right)V_o - \frac{(\gamma-n)}{\beta n} \quad (2.82)$$

$$R_s = \frac{(\gamma - n)}{\beta I_o} \quad (2.83)$$

şeklinde olur.

2.10. Cheung Fonksiyonları ile Schottky Diyot Karakteristiklerinin Belirlenmesi

1986 yılında Cheung tarafından Schottky diyot parametrelerinin hesaplamaları için doğru beslem I-V karakteristikleri kullanarak farklı bir hesaplama modeli ileri sürüldü

[11]. Termiyonik sürüm teorisinden idealite faktörünün dikkate alınması durumunda diyottan geçen toplam akım

$$I = A.J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \right] \quad (2.84)$$

şeklinde ifade edilir. Burada V diyot bölgesinde düşen voltajdır. Bu voltajın, uygulanan voltaj ve seri dirençten dolayı (nötral bölgesinin direnci) düşen voltajların farklı olduğu göz önünde alınırsa $V_s = V - IR_s$ şeklinde yazılabileceği açıktır. Dolayısıyla (2.84) ifadesi

$$I = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.85)$$

şeklinde yazılabilir. Bu son eşitliğin logaritması alınıp, V 'ye göre çözümü yapılırsa

$$V = \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) + n\Phi_b + IR_s \quad (2.86)$$

elde edilir. (2.86) eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (2.87)$$

elde edilir. Bu ifadeye birinci Cheung fonksiyonu denir. (2.87) eşitliğinde $dV/d\ln(I)$ 'nın I 'ya göre grafiğinin bir doğru vereceği bilindiğine göre, bu doğrunun eğimi R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun ordinat eksenini kestiği noktadan (n) idealite faktörü bulunabilir [10]. Potansiyel engelini (Φ_b) bulmak için

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) \quad (2.88)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (2.87) ve (2.88) eşitliklerinden

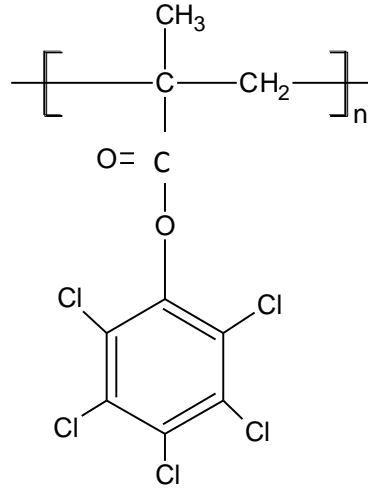
$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (2.89)$$

şeklinde tanımlanan ifadeye ise ikinci Cheung fonksiyonu denir. Eşitlik (2.89) göz önüne alınarak $H(I)$ - I grafiği çizilecek olursa yine bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğimi, nötral bölge direnci ve kontak direncinin toplamını, yani seri direnci (R_s) verecektir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da engel yüksekliği ($q\Phi_b$) bulunur.

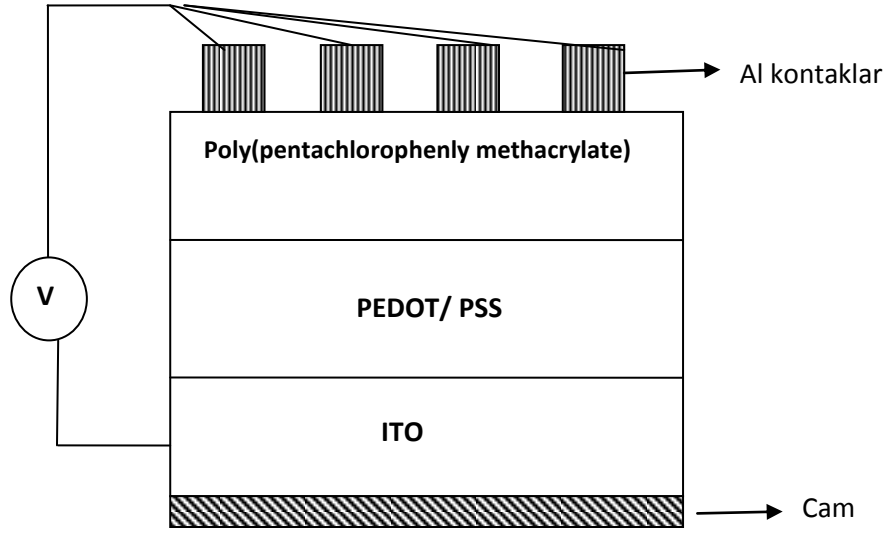
3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. Numunenin Hazırlanması ve Deney Sistemleri

Kimyasal yapısı Şekil 3.1 de gösterilen Poly(pentachlorophenly methacrylate) kloroform içinde çözüldü. Polimer diyotu hazırlamak için Semitec CPS10 cihazı kullanıldı. Kalınlık ölçümü ise Alpha-Step 2000 Tencor kullanılarak alındı. Önce ITO/Cam aseton ve isopropanol kullanılarak temizlendi ve daha sonra 5–10 dakika boyunca alttaş 100 °C de ısıtıldı. ITO alttaşa polimer uygulanmadan önce PEDOT-PSS Spin Coatingle kaplanmıştır (Spin hızı 2000 rpm ve 60 s’de 40 nm). Daha sonra 2000 rpm spin hızı ile 30 s’de 40 nm kalınlığında polimer kaplandı. Polimerin üstüne Auto Edwards 500 cihazı kullanılarak 100 nm kalınlığında Al buharlaştırıldı ve sonuçta şekil (3.2)’ de şematik gösterimi bulunan Al/polymer/PEDOT/ITO yapı elde edildi. Al/polymer/PEDOT/ITO yapının UV-vis ölçümleri Hach Lange UV DR 5000 cihazı ile alındı (Şekil 3.3). Yapının I-V ölçümleri ise Keitley 614 electrometer ile oda sıcaklığında alındı (Şekil 3.4).



Şekil 3.1. Poly(pentachlorophenly methacrylate) polimerinin kimyasal bağ yapısı



Şekil 3.2. Al/polymer/PEDOT/ITO yapının şematik gösterimi



Şekil 3.3. Hach Lange UV DR 5000 cihazına ait resim

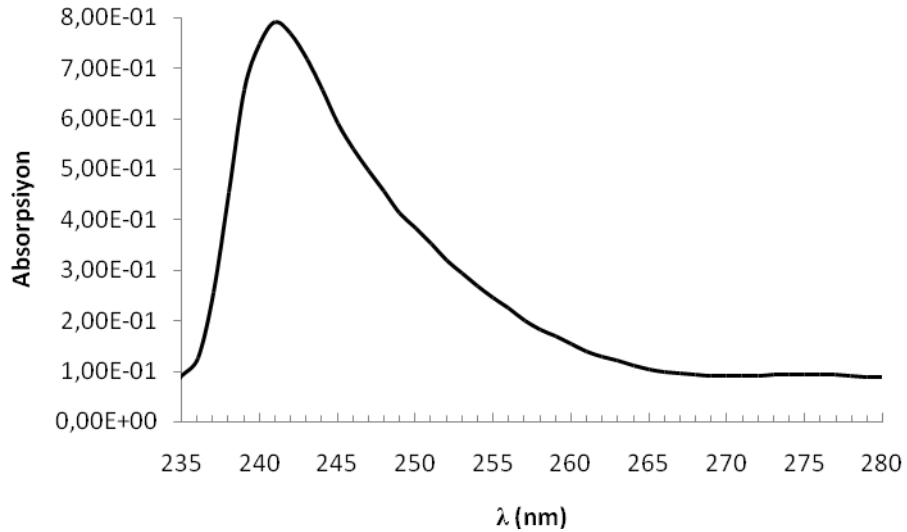


Şekil 3,4. Keithley 614 electrometer cihazına ait resim

4.ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1.Polimerin Optik Özellikleri

Kristal ve kristal olmayan malzemelerin optik geçişlerini ve elektronik bant yapılarını UV-Vis bölgesi kenarında incelemek için absorpsiyon metodu yararlı bir yöntemdir [51,52]. Bu teori birçok organik yarı iletkenlerin bant kenarı soğurma verilerini analiz etmek için kullanılır [52]. Her malzemenin soğuracağı dalga boyları farklı olduğundan soğurma spektrumları kullanılarak bir malzemenin bant yapısı incelenip, yasak enerji aralığı hesaplanabilir. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) malzemenin UV/Vis spektrumundan elde edilen absorpsiyon-dalga boyu grafiğine göre polimer 241 nm dalga boyunda bir pik vermektedir. Bu dalga boyunda gerçekleşen pik $\pi \rightarrow \pi^*$ geçişinin bir sonucudur. $\pi \rightarrow \pi^*$ geçişleri 200-700 nm arasındaki spektral bölgede absorpsiyon yapmaktadır bu nedenle UV/Vis spektroskopisinde en çok karşılaşılan geçiş türlerinden biridir. Bu geçiş türü, π^* orbitallerini içerdiğinden doymamış fonksiyonel grup içeren organik bileşiklerde gözlenmektedir [53]. Şekil 4,1'de polimerin oda sıcaklığında solüsyon içerisinde çözüldüğü aşamadaki soğurma-dalga boyu grafiği gösterilmektedir.



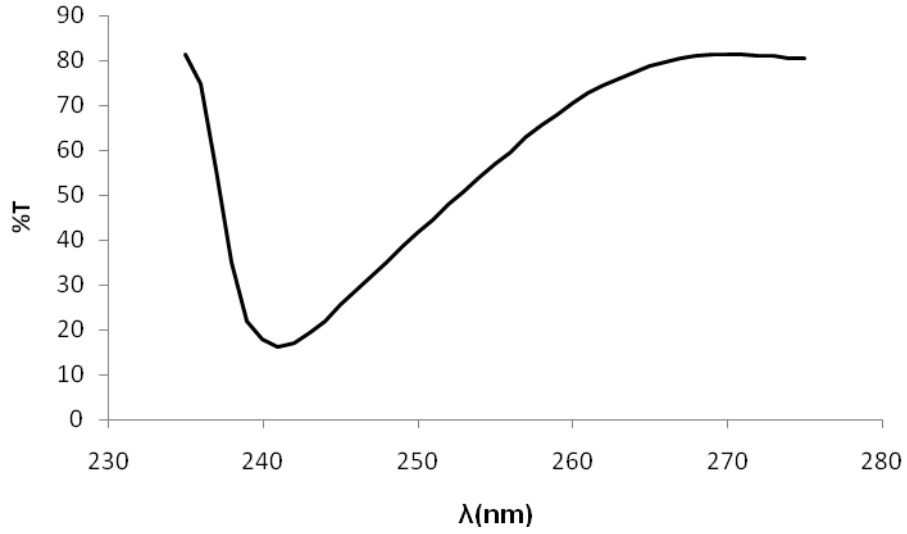
Şekil 4.1. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) ait soğurma-dalgaboyu grafiği

Geçirgenlik, geçen ışık şiddetinin gelen ışık şiddetine oranı olarak tanımlanır ve T ile temsil edilir [33]. Yine geçirgenlik çözeltiliye giren ve çıkan ışık şiddetlerinin oranı olarak tanımlanır. Geçen ışığın absorpsiyonu ile % T'nin \log_{10} 'u arasında ters bir orantı vardır (Şekil 4.2) ve

$$A = -\log T = 2 - \log \%T \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada T geçirgenlik, A ise absorbans ifadesidir [54-56].

Şekil 4.2 de Poly(Pentachlorophenyl methacrylate)'in yüzde geçirgenlik-dalga boyu grafiği görülmektedir. Polimerin düşük dalga boylarında geçirgenlik özelliğinin zayıfladığı ve yüksek dalga boylarında geçirgenlik özelliğinin arttığı söylenebilir. Grafikten yüzde geçirgenliğin absorpsiyonla ters orantılı olduğu görülmektedir.



Şekil 4.2. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) yüzde geçirgenlik-dalga boyu grafiği

Optik geçişler malzemenin temel absorpsiyon bant kenarında genelde direkt geçiş ve indirekt geçiş olmak üzere iki çeşittir [51]. Direkt geçiş iletkenlik bandının en alt seviyesi ve valans bandının en üst seviyesinin aynı momentuma sahip olduğu geçiş türüdür. Farklı momentum değerine sahip olduğu durumdaki geçiş türü ise indirekt geçiş olarak bilinmektedir. Direkt bant geçişinde gelen fotonun enerjisi, yarıiletkenin

enerji aralığına eşittir. İndirekt geçişlerde ise gelen fotonun enerjisi yasak enerji aralığı ve fermi enerji seviyelerinin toplamından daha büyüktür [56].

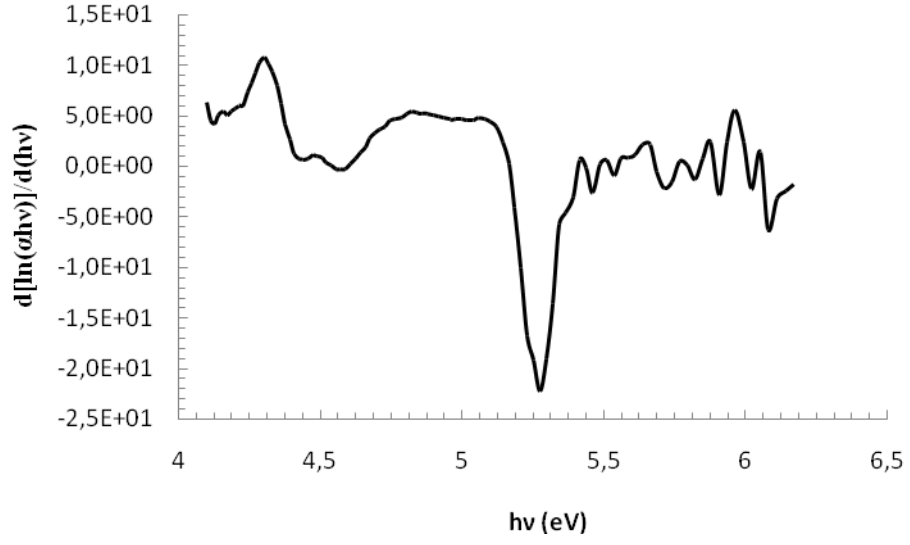
Optik bant aralığı şu şekilde elde edilebilir.

$$(\alpha hv) = B(hv - E_g)^m \quad (4.2)$$

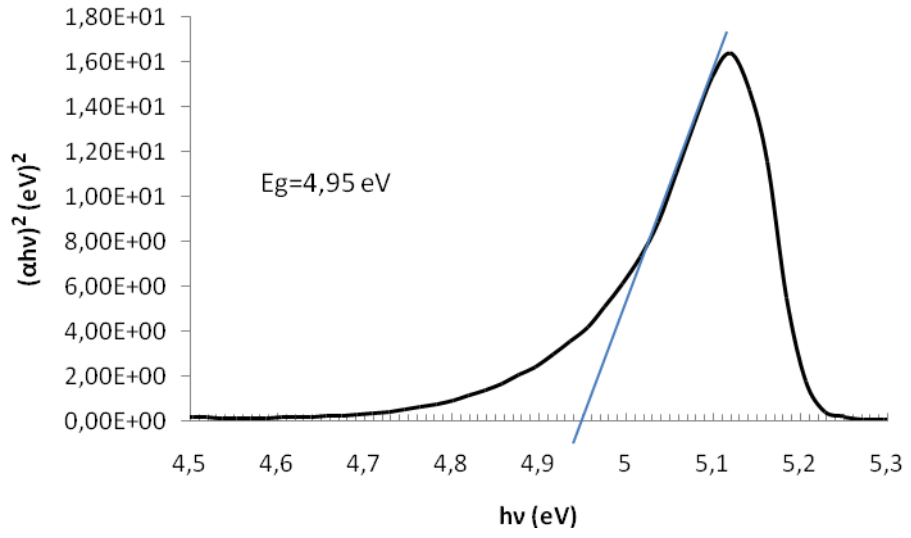
Burada α soğurma katsayısı, hv , ışığın soğurduğu enerji, E_g , valans ve iletim bandı arasındaki enerji bant aralığı, B orantı katsayısıdır. m değeri bilindiği takdirde optik geçişin türü belirlenebilmektedir. $m:1/2$ olduğunda direkt geçiş, $m: 2$ olduğunda indirekt geçiş söz konusudur [57]. Eşitlik (4,2) 'i şu şekilde yazmakta mümkündür.

$$\frac{d[\ln(\alpha hv)]}{d(hv)} = \frac{m}{hv - E_g} \quad (4.3)$$

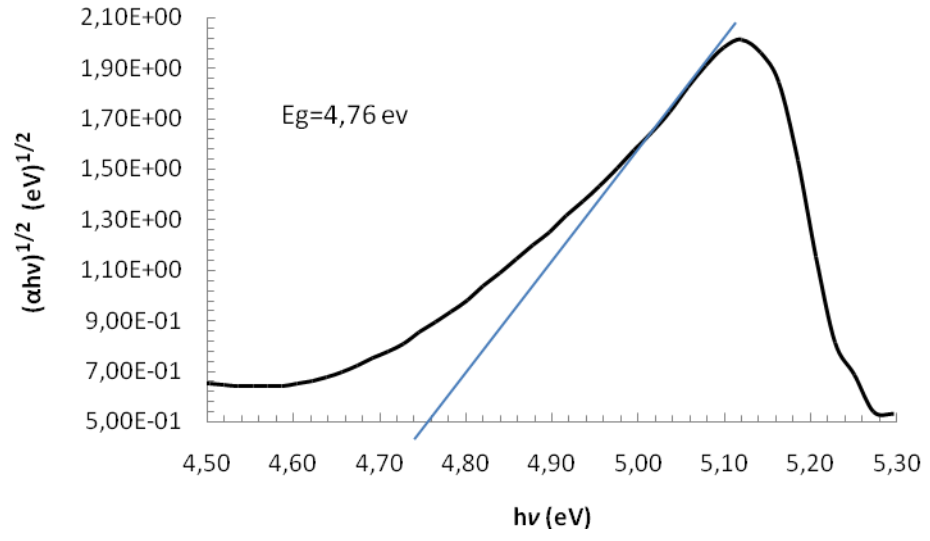
Bu eşitlikten yararlanarak $d[\ln(\alpha hv)/(d(hv))]-hv$ grafiği çizildi (Şekil 4,3). Bu grafikteki maksimum pikin değeri yaklaşık optik bant aralığını vermektedir. Bu yaklaşık değer kullanılarak çizilen $\ln(\alpha hv)-\ln(hv-E_g)$ grafiğinin eğimi m değerini verir. Buradan $m=0.5$ bulundu. Bu Poly(Pentachlorophenyl methacrylate)'e ait temel geçişin direkt geçiş olduğunu gösterir. Bu değer kullanılarak çizilen $(\alpha hv)^2-hv$ grafiğinden (Şekil 4.4) E_g değeri 4.95 eV olarak bulundu. Ayrıca malzemenin indirekt geçişini görmek için $(\alpha hv)^{1/2}-hv$ grafiği çizilerek buradan E_g değeri (Şekil 4,5) 4.76 eV olarak elde edildi. İndirekt geçişlerin organik maddelerin moleküler yapısı ile ilgili olarak yasak enerji aralığında geçişlere izin veren ara seviyelerden kaynaklandığı düşünülmektedir [58].



Şekil 4.3. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate)'in $d[\ln(\alpha hv)]/d(hv) - hv$ grafiği



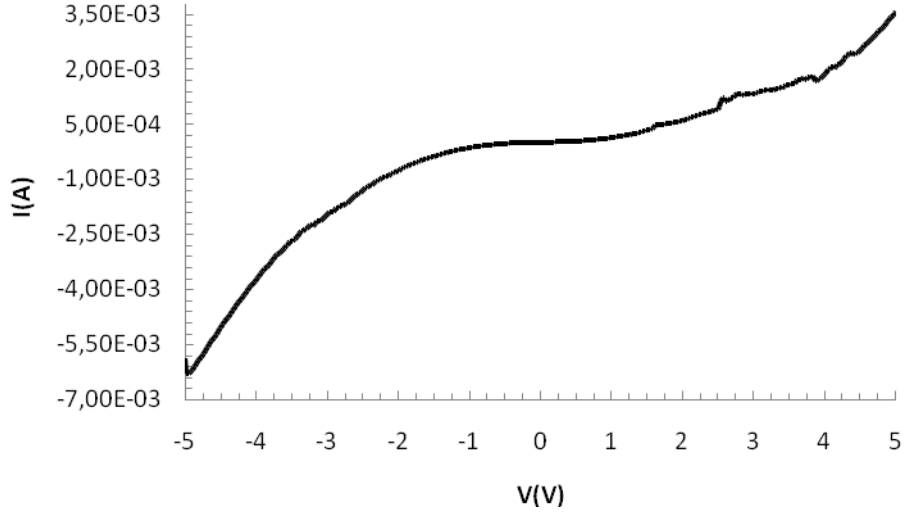
Şekil 4.4. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) ait $(\alpha hv)^2 - hv$ grafiği



Şekil 4,5. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) ait $(\alpha h\nu)^{1/2}$ - $h\nu$ grafiği

4.2. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri

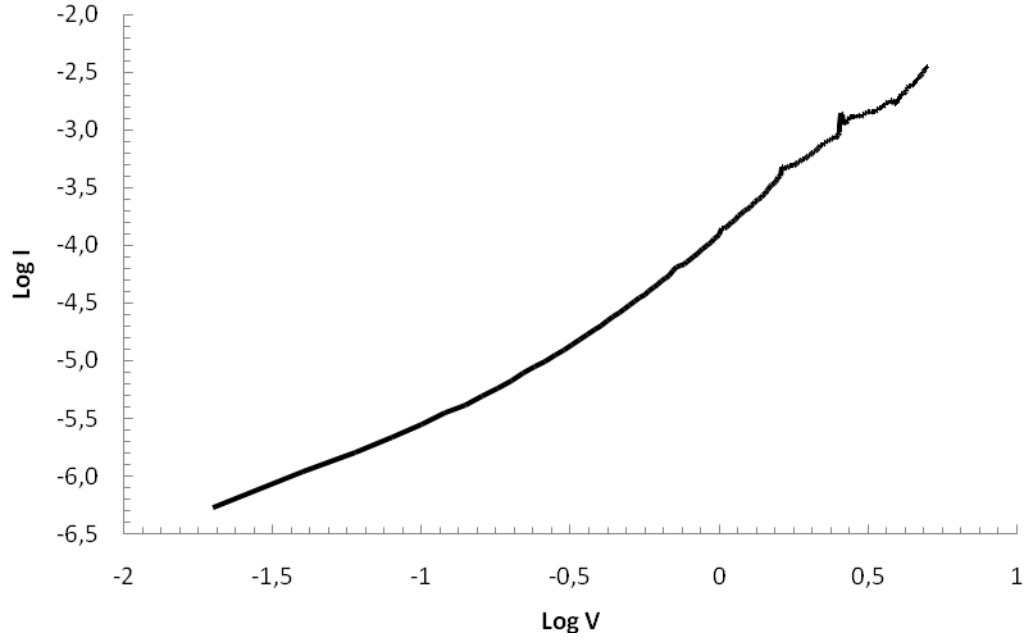
Hazırlanan Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO yapının I-V grafiği Şekil 4,6'da gösterilmektedir.



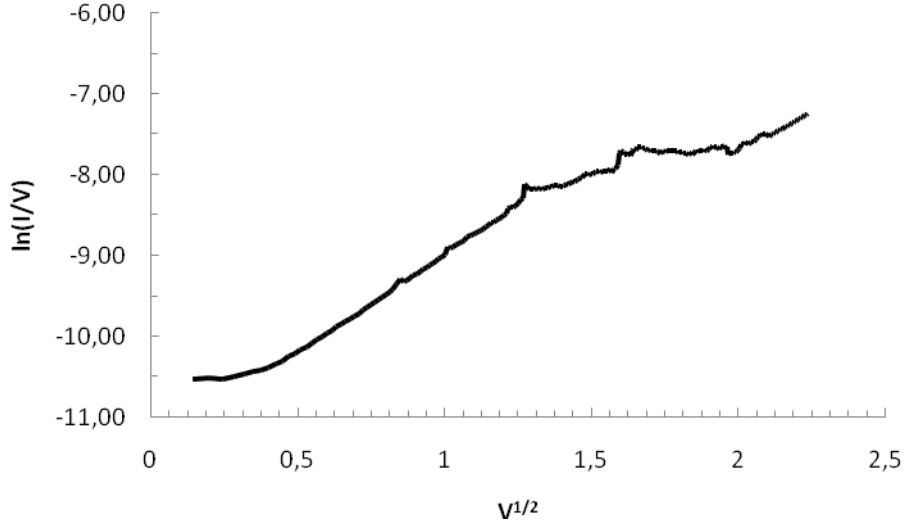
Şekil 4.6. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO hetero yapı için akım-voltaj grafiği

Polimer-metal yapılarda lineer olmayan I - V karakteristiklerinin incelenmesinde space charge limited current (SCLC) metodu, Poole-Frenkel metodu ve Termiyonik emisyon teorisi kullanılmaktadır [59]. SCLC metodunun kullanılabilmesi için Poly(Pentachlorophenyl methacrylate) $\log(I)$ - $\log(V)$ grafiğinin (Şekil 4,7) lineer olması gerekmektedir. Ancak farklı iletim bölgelerinde eğim lineer olmadığından bu yapı için SCLC metodunun kullanılması uygun değildir [60].

Lineer olmayan I - V karakteristiklerinin incelenmesinde diğer bir yöntem Poole-Frenkel salınımıdır [61]. Bu durumda $\ln(I/V)$ değerlerinin $V^{1/2}$,ye karşı çizilen grafiğinin doğrusal olması beklenmektedir [60]. Ancak Şekil 4,8'dan görüldüğü gibi $\ln(I/V)$ - $V^{1/2}$ grafiği doğrusal değildir.



Şekil 4.7. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO hetero yapının tam logaritmik Log(I)-Log(V) grafiği



Şekil 4.8. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO hetero yapının $\ln(I/V)-V^{1/2}$ grafiği

Bu nedenle Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO yapının incelenmesi için Termiyonik emisyon teorisi daha uygundur [60,62].

Termiyonik emisyon teorisine göre akım gerilim ifadesi

$$I = I_o \left[\exp \frac{q(V_d)}{nkT} - 1 \right] \quad (4.4)$$

ile verilir [41,63]. Burada q elektronik yük ($1,6 \times 10^{-19}$ eV), T sıcaklık (300 K), k Boltzman sabiti ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K), I_o doyma akımı V_d uygulanan voltaj ve n idealite faktörüdür. Doğru beslem durumunda $qV_d \gg 3kT$ olduğundan bu denklemdaki '1' terimi ihmal edilir. Bu durumda eşitlik (4,4)

$$I = I_o \left[\exp \frac{q(V_d)}{nkT} \right] \quad (4.5)$$

şeklini alır. Eşitlik (4,5) 'in her iki tarafının tabii logaritması alındıktan sonra V 'ye göre türevi alınarak idealite faktörü;

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (4.6)$$

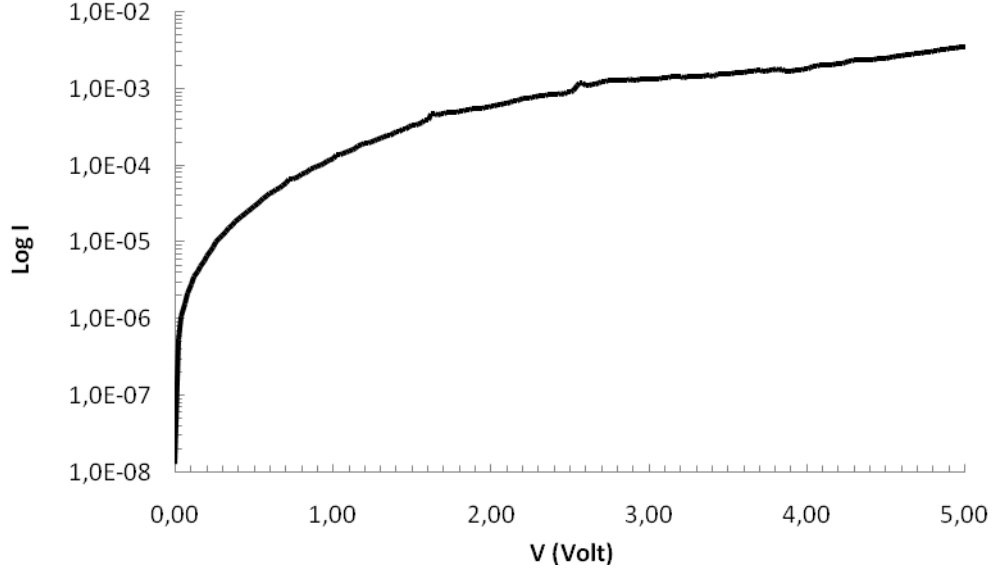
elde edilir. İdealite faktörü n , eşitlik (4.6)'da görüldüğü gibi yarı logaritmik I - V grafiğinin lineer kısmının eğiminden elde edilebilir. $V < 0,1$ Volt düşük beslem bölgesi ve $V > 0,6$ Volt yüksek beslem bölgesidir. Burada kullanılan lineer kısım orta beslem bölgesi (0,1V-0,6V) bölgesidir. Termiyonik emisyonun geçerli olduğu bölge bu bölgedir. Doyma akımı I_o ise yine doğru beslem I - V karakteristiğinde aynı lineer bölgenin $V=0$ için I eksenini kestiği noktadan belirlenebilmektedir. I_o doyma akımı [64]

$$I_o = AA^*T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \quad (4.7)$$

ile verilir. Bu denklemden her iki tarafın doğal logaritması alınıp Φ_b değeri çekilir ise

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad (4.8)$$

bariyer yüksekliği elde edilir.



Şekil 4.9. Al/Polymer/PEDOT-PSS/ITO hetero yapının yarı logaritmik akım-voltaj grafiği

Burada q elektronik yük ($1,6 \times 10^{-19}$ eV), T sıcaklık (300K), k Boltzman sabiti ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K), malzeme için etkin Richardson sabiti A^* ($120 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$), malzemenin kesit alanı A ($0,045 \text{ cm}^2$)dır. I - V grafiğinin eğiminden faydalanılarak idealite faktörü 4.26 olarak bulunmuştur. İdeal durumda $n = 1$ dir [65]. Ancak bizim sonucumuzda olduğu gibi n değeri genel olarak 1'den daha büyük bir değere sahip olur. İdealite faktörünün yüksek değerde olması elektrotlardaki oksit tabakasına ya da homojen olmayan engel yüksekliği, seri direnç etkisi, ara yüzey durumlarının etkisi gibi birçok faktörden kaynaklanabilir [66-69]. Eşitlik (4,6)'dan I_0 doyma akımı $1,21 \times 10^{-6}$ A ve eşitlik (4,8)'den bariyer yüksekliğinin değeri 0,634 eV bulunmuştur.

Seri direnç Schottky bariyer diyotların elektriksel özellikleri için önemli bir parametredir ve ideal olmayan ileri beslem I - V eğrilerindeki sapmalara neden olur [70]. Eğer seri direncin etkisi daha az ise lineer olmayan ileri beslem I - V eğimi daha küçük olacaktır [65]. Seri direnç Norde ve Cheung fonksiyonlarıyla hesaplanabilir. Norde fonksiyonu

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (4.9)$$

Şeklinde ifade edilir. ($\gamma > n$) durumda Norde fonksiyonu [71]

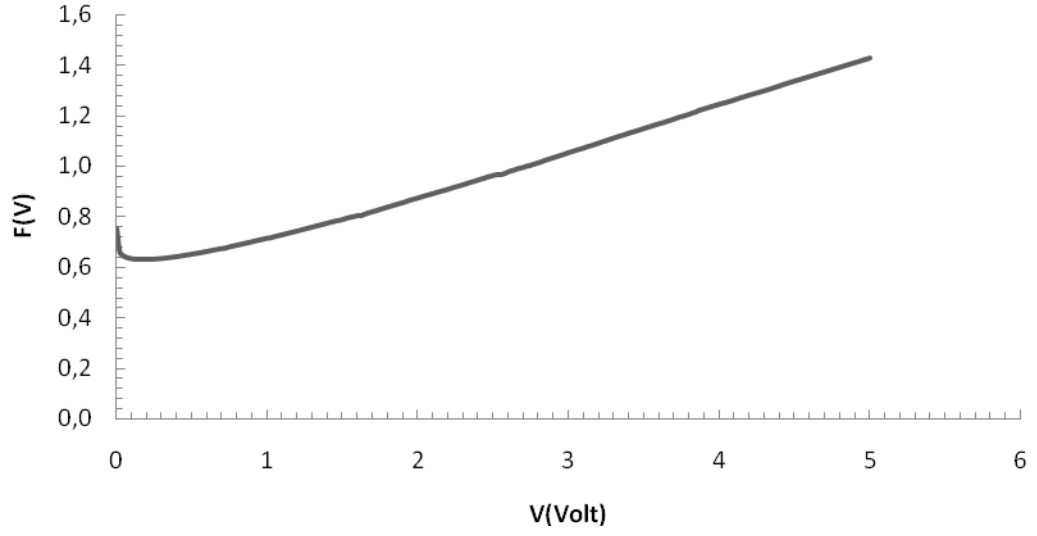
$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \right] \quad (4.10)$$

şeklini alır. γ idealite faktöründen büyük herhangi bir değer olmak üzere $\gamma=5$ olarak kabul edilmiştir. Buradan R_s ve Φ_b aşağıdaki eşitlikler yardımıyla hesaplanır.

$$R_s = \frac{q(\gamma - n)}{kT I_0} \quad (4.11)$$

$$\Phi_b = F(V_0, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma}\right) V_0 - \frac{q(\gamma - n)}{nkT} \quad (4.12)$$

Şekil 4.10. $F(V)$ - V grafiği çizilmiştir. Engel yüksekliği (Φ_b) ve seri direnç (R_s) sıcaklığın değişmediği durumda Norde yöntemiyle hesaplanmıştır. Bu arada seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumdan geçer. Şekil (4.10)' dan seri direnç (R_s) 2476,19 ohm ve engel yüksekliği (Φ_b) 0,65eV olarak, eşitlik (4.11) ve eşitlik (4.12) yardımıyla hesaplanmıştır.



Şekil 4.10. $F(V) - V$ grafiği

$F(V)$ - V fonksiyonu grafiğinde minimum noktayı tam olarak tanımlamak zor olduğundan, Cheung tarafından I - V karakteristiklerinden türetilen $dV/d\ln(I) - I$ ve $H(I) - I$ fonksiyonları (Şekil 4.11) ile de Φ_b , n ve R_s değerleri hesaplanabilir [71]. Cheung fonksiyonları;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \frac{kT}{q} + IR_s \quad (4.13)$$

$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_o}{AA^*T^2} \right) \quad (4.14)$$

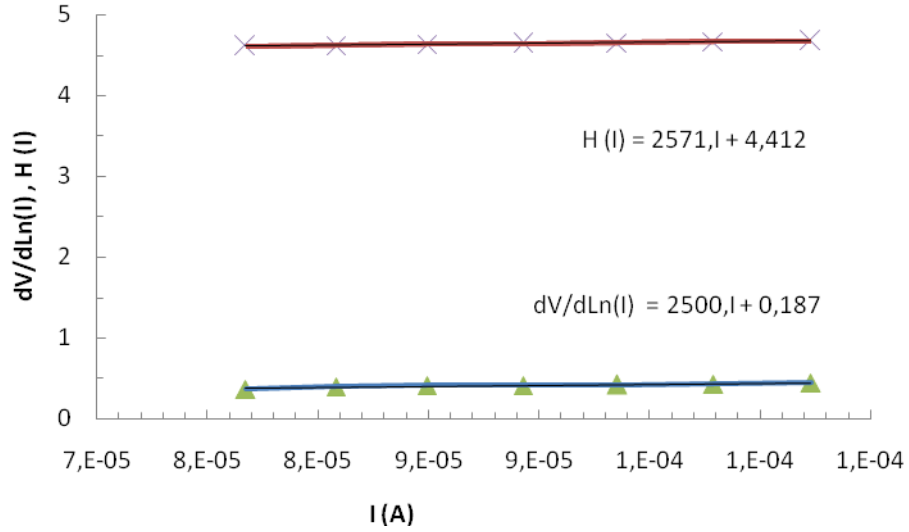
ile verilir.

Eşitlik (4.13) ve (4.14) düzenlenir ise;

$$H(I) = IR_s + n\Phi_b \quad (4.15)$$

şeklinde elde edilir.

Burada $dV/d(\ln I)$ yarı logaritmik I - V grafiğinin eğimidir. (4.12) eşitliğinde $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğimi R_s seri direncini verir ve 2500 ohm olarak bulunmuştur. Bu grafiğin ordinat eksenini kestiği nokta ise (n) idealite faktörünü verir ve idealite faktörü 7,23 olarak hesaplanmıştır. $H - I$ grafiği eşitlik (4.13)'ten faydalanılarak elde edilmiştir. Bu grafiğin eğiminden seri direnç 2571 ohm olarak bulunur. $H(I)$ eksenini kestiği noktadan $dV/d(\ln I)$ grafiğinden elde edilen n değerinin eşitlik (4.15) de yerine konmasıyla bariyer yüksekliği 0,61 eV olarak bulunmuştur. Cheung yöntemi ile idealite faktörü hesaplanırken yüksek voltaj bölgesi dikkate alınmıştır. Termiyonik emisyonla bulunan idealite faktörünün değeri 4.26 iken Cheung metoduyla elde idealite faktörünün değeri 7.23'tür. Bu fark Termiyonik emisyon teorisinde lineer bölgenin yani düşük voltaj bölgesinin Cheung metodunda ise yüksek voltaj bölgesinin kullanılmasından kaynaklanmaktadır. Yüksek voltaj bölgesinde seri direnç etkisi de devreye girdiği için idealite faktörü daha büyüktür [72].



Şekil 4.11. $dV/d\ln(I)$ ve $H(I)$ 'nin akıma bağlı grafiği

5.SONUÇ

Her malzemenin soğuracağı dalga boyları farklı olacağından soğurma spektrumları kullanılarak bir malzemenin bant yapısı incelenip, yasak enerji aralığı hesaplanabilir. Poly(Pentachlorophenyl methacrylate)' in temel absorpsiyon spektrumu incelendiğinde direkt ve indirekt geçişlere sahip olduğu görülmüştür. Direkt ve indirekt geçişler için enerji bant aralığı hesaplanmış ve direkt geçişler için 4.95eV ve indirekt geçişler için ise 4.76 eV elde edilmiştir. İndirekt geçişlerin varlığı organik malzemenin moleküler yapısına atfedilmiştir.

Soğurma spektrumundan 241 nm dalga boyunda ki pik $\pi \rightarrow \pi^*$ geçişinin bir sonucudur. UV-Vis spektrumunda 200-700 nm arası dalga boyunda en çok $\pi \rightarrow \pi^*$ geçişleri görülmektedir.

Polimer/metal yapılarında lineer olmayan I-V karakteristiklerinin tayininde SCLS, Poole-Frenkel metodu ve Termiyonik emisyon teorisi kullanılmaktadır. SCLC yönteminde tam logaritmik I-V grafiğinin eğimi farklı iletim bölgelerinde doğrusal olmalıdır. Diğer yöntem olan Poole-Frenkel metodunda ise $\ln(I/V)-V^{1/2}$ grafiğinin lineer olması gerekmektedir. Ancak bizim yaptığımız çizimlerde her iki durumda sağlanmamaktadır. Bu yüzden iletimin lineer olduğu orta beslem bölgesi seçilmiştir. En uygun yöntem olarak Termiyonik sürüm teorisi kullanılmış ve idealite faktörü n, bariyer yüksekliği Φ_b ve doyma akımı I_0 Termiyonik emisyon teorisi kullanılarak hesaplanmıştır. İdealite faktörü Termiyonik sürüm teorisine göre (n=4,26) olarak bulunmuştur. İdeal diyotlar için n=1 değerindedir. n değerinin 1'den büyük olmasının ideal durumdan sapmayı göstermektedir. Metal-yarıiletken arasındaki ince oksit tabaka, tünelleme akımı ve uzay yük bölgesinde üretilme/rekombinasyon idealite faktörünün 1'den büyük olmasının nedenleri arasında yer alabilir. Doğru beslem $\ln I-V$ grafiğinin lineer kısmının $V=0$ için I eksenini kestiği noktadan I_0 doyma akımı 1.26×10^{-6} A olarak bulunmuştur. Φ_b engel yüksekliği ifadesi değeri ise 0,634 eV olarak hesaplanmıştır.

Seri direnç (R_s) çok büyük ise I-V karakteristikleri ideal durumdan sapmalar gösterir. Bu durumda hesaplamalar daha karışık bir hal almaktadır. Norde ve Cheung

fonksiyonlarıyla bu parametrelerin dışında R_s seri direnç hesaplanmıştır. Norde metodu kullanılarak hesaplanan R_s değeri 2476,19 Ω ve Φ_b değeri 0,65 eV olarak bulunmuştur.

$F(V)$ - V fonksiyonunun minimum değerlerini belirlemek zor olduğu için Cheung metodu ile I - V karakteristiklerinden türetilen $dV/dLn(I)$ - I ve $H(I)$ - I fonksiyonları idealite faktörü, bariyer yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplanmıştır. İdealite faktörü 7,23 olarak bulunmuştur bu değer Termiyonik sürüm teorisi ile elde edilen idealite faktörü değerinden büyüktür. Cheung metodunun yüksek voltaj bölgelerinde uygulanması nedeniyle seri direncin baskın olması idealite faktörünü artırmıştır. Sırasıyla birinci ve ikinci Cheung fonksiyonlarıyla seri direnç 2500 Ω ve 2571 Ω olarak hesaplanmıştır. Bu değerlerin Norde metoduyla hesaplanan seri direnç ile oldukça yakındır. Cheung metodu kullanılarak bariyer yüksekliği değeri de hesaplanmış ve 0,6104 eV olarak bulunmuştur. Termiyonik emisyon, Norde metodu ve Cheung fonksiyonları ile hesaplanan bariyer yüksekliği değerleri birbirine yakın çıkmıştır. Aradaki fark ise seçilen yöntemden kaynaklanmaktadır. Cheung metodu için; Norde fonksiyonunda minimum değeri hesaplamak zor olduğundan, yüksek voltaj bölgelerinde yani seri direncin devreye girdiği bölgelerde idealite faktörünü hesaplamak için daha uygun olduğundan ve sadece tek I - V ölçümü yeterli olduğu için oldukça avantajlı bir metottür.

Polimere çeşitli yollarla katkılama uygulanarak enerji aralığı düşürülebilir ve iletkenlik özelliği artırabilir.

KAYNAKLAR

1. Braun F.K, On The Current Cunduction Through Metal Sulphides, Ann. Phys. Chem., 153, 556-559, 1874.
2. Rhoderic E.H. and Williams R.H., Metal-Semiconductor Contacts, Oxford, U.S.A., 1988.
3. Torrey, H.C., Whitmer, C.A., Crystal Rectifiers, McGraw Hill, New York, 1948.
4. Schottky, W., The development of silicon ctystal rectificiers for microwave radar receivers,2.Phys,113,367-414, 1938.
5. Mott, NF., Note on The contact Between a Metal and An Insulator or Semiconductor,proc.Cambridge Philos.Soc,34,568, 1938.
6. Rideout, V.L., A review of the theory, technology and applications of metalsemiconductor rectifiers, Thin Solid Films, 48,3, 261-291, 1978.
7. Crowell, C.R. and SZE, S.M., Surface States and Barrier Height Metal- Semiconductor System. J. Appl. Phys., 36, 3212-3220, 1965.
8. Sadık Ö., Mn/n-GaAs Schottky Diyotunun Hidrostatik Basınç Altında Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Gaziosmanpaşa Üniversitesi, Tokat, 2007.
9. Karataş, Ş., Altındal, Ş., İdeal olmayan Schottky Diyotlarının Temel Parametrelerinin Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinden Hesaplanması, KSÜ.Fen ve Mühendislik Dergisi, 72(2), 20-25, 2004.
10. Norde, H., A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance, J. Appl. Phys., 50, 5052-5053, 1979.
11. Cheung, S.K and Cheung, N.W., Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics, J. Appl. Phys., Let., 49, 85-87, 1986.
12. Brillson L. J., Contacts to Semiconductors, Noyes Publications, New Jersey, 1993.
13. Kurbanova, R., Mirzaoğlu, R., Karataş, İ., Kara, H., Polimer Kimyası Deneyler ve Analizler, S.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Yayınları, No:15, Konya, 1995.
14. Randriamahazaka H., Noel V., Guillerez S., Chevrot C., Interpenetrating organic conducting polymer composites based on polyaniline and poly(3,4-ethylenedioxythiophene) from sequential electropolymerization, Journal of Electroanalytical Chemistry, 585, 157-166, 2005.
15. Saçak M., Polimer Kimyası Gazi Kitap Evi, 495s, 2002.

16. Beşergil, B., Polimer Kimyası. Gazi Kitabevi, Ankara, 2002
17. Kuyulu A., Polimerlerin İşlenmesi Yıldız Teknik Üniversitesi 34s, http://www.kimyamuhendisi.com/dokumanlar/cat_view/13ders,notlar, 2001.
18. Fiziksel Hal,<http://www.polimernedir.com>,2011.
19. Hazer, B., Polimer Teknolojisi, K.T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi, Trabzon, 1993.
20. Seetharam S., et al., Third order nonlinear optical properties and two photon absorption in newly synthesized phenyl sydnone doped polymer, 157, 142–146, 2007.
21. Gutman F. and Lyons L.E., Organic Semiconductors, Wiley, New York, 1967.
22. Chen S.A., Fang Y. and Lee H.T., Polyacrylic Acid-Doped Polyaniline as p-Type Semiconductor in Schottky Barrier Electronic Device, Synth. Met., 55, 4082-4087, 1993.
23. Carter F. L., Molecular Electronic Devices, Marcel Dekker, New York, 1982.
24. Margolis J. M., Conducting Polymer and Plastics, Chapman and Hall, New York,1989.
25. Singh R. A. and Srivastava D. N., Polymer Composites of Charge-Transfer Materials-I Phenothiazine- Iodine (2:3) in Poly Vinylchloride, Mol. Mater., 11, 223- 228, 1999.
26. Zhang Z. and Wan M., Composite Films of Nanostructured Polyaniline with Poly(vinyl alcohol), Synth. Met., 128, 83-89, 2002.
27. Karabulut O., Structural, Electrical and optical Characterization of N- AND Si-Implanted GaSe Single Crystal Grown by Bridgman Method ,A Thesis Submitted to the Graduate School of Natural and Applied Sciences. TheMiddle East Technical University, 2003.
28. V. K. Mathur and R. P. Dahiya. Solid State Electronics, 17,61, 1974.
29. Lampert, M.A. ve Mark, P., Current Injection in Solids, Academic Press, New York,1970.
30. Harrel, W.R., Frey, J., ‘‘Observation of poole-Frenkel effect saturation in SiO₂ and Other insulating films’’, Thin solid Films, 352,,195-204, 1992.
31. Murgatroyd, P.N., Theory of space-charge-limited current enhanced by Frenkel Effect, J. Phys. D: Appl. Phys., 3, 151-156 ,1970.
32. Hogarth, C.A. ve Zor, M., Observations of the anomalous Poole-Frenkel effect in Al-Polyethylene-Al, Phys. Stat. Sol. (a), 98, 611-616,1986.
33. Pankove, J.I., Optical Process in Semiconductors, Princeton Press, New Jersey, USA, 1971.

34. Mott, N.F. ve Davis, E.A., Electronic Process in Non-Crystalline Materials, Clarendon Press, London, 1971.
35. D. E. Bornside, C. W. Macosko, and L.E. Scriven, On Modeling of Spin Coating, Journal of Imaging Technology, 13p. 122-129, 1987.
36. Burkan Kaplan, Preparation of PLZT Thin Films By Chemical Solution Deposition and Their Characterization, M.S. Thesis, Supervisor Prof. Dr. Macit Özenbaş, Middle East Technical University, Turkey, 2005.
37. Ö. Kaya, Characterization of Titanium Dioxide Thin Films Prepared by Sol- Gel Processing, M.S. Thesis, Supervisor Prof. Dr. Macit Özenbaş, Middle East Technical University, Turkey, 2002.
38. Atilla Evcin, Kaplama Teknikleri Ders Notları, Kocatepe Üniversitesi, Afyonkarahisar, <http://www.kimmuh.com>, 2006.
39. Ziel, A.V., Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, P.97-245, 1968.
40. Neamen, D.A., Semiconductor Physics and Devices Basic Principles, Irwin, Inc, 144, 1992.
41. Bardeen J., Surface States and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact, Phys. Rev., 71, 717-727, 1947.
42. Sze, S.M., Physics of Semiconductors Devices. John-Wiley and Sons, New York, 1981.
43. Sharma, B.L., Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, New York and London, 1984.
44. Loeb L. B., The Kinetic Theory of Gases, Dover Publications Inc., New York, 42p, 1961.
45. Temirci C., Anodik Oksidasyon Metoduyla Yüksek Engelli ve Yüzey Pasivasyonlu Sn/p-Si Schottky Diyotlarının Fabrikasyonu, Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 2000.
46. Daw M.S. and Smith D.L., Relation Between The Common Anion Rule and The Defect Model of Schottky Barrier Formation, Solid-St. Commun., 37, 205-208, 1981.
47. Jeszka J. K., Properties of Junctions Formed by Conductive Polymer Systems, Mat. Sci. Forum, 191, 141-148, 1995.
48. Mravcakova M., Omastova M., Pötscheke P., Pozsgay A., Pukanszky B. And Pionteck J., Poly(propylene)/Montmorillonite/Polypyrrole Composites: Structure and Conductivity, Polym. Adv. Tech., 17, 715-726, 2006.

49. Sato, K and Yasamura, Y., Study of Forward I-V Plot for Schottky Diodes with Series Resistance. J. Appl. Phys., 58,3, 3655, 1985.
50. Bohlin, K.E., Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor. J. Appl. Phys., 60, 1223, 1986.
51. M.Çakar ve ark., Elektrical Properties of Organic Semiconductor Device Based on Rhodamine-101, Journal of Electronic Materials, 9,2009.
52. A.A.M.Farag at al., Optical, electrical and photovoltaic characteristics of organic semiconductor based on oxazine/n-Si heterojunction, Solar Energy Materials & Solar Cells, 1853–1859, 2009.
53. M.Karakaplan, **Fen ve Mühendislik Bilimleri için Enstrümental Analiz, İnönü Üniversitesi**, <http://web.inonu.edu.tr/~mkarakaplan/EnstrumentalAnaliz.pdf>, Malatya, 2010.
54. Figen Erkoç ve Doç. Dr. A. Eser Elçin, Gazi Üniversitesi, w3.gazi.edu.tr/web/erkoc/BIYOKIMYA/absorbans_BTBTB_BPBPB.pdf.
55. Enstrümental kimya, www.kimyaevi.org.
56. M.Yaman, Enstrümental Analiz, Fırat Üniversitesi, Elazığ, www.profdrmehmetyaman.com.
57. R.Şahingöz, et al., Thickness dependence of optical properties of polymer poly(NaphAOEMA) nanometric thin films, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, 600-603, 2009.
58. Yıldırım Aydoğdu, et al., Electrical and optical properties of inorganic complex $C_{36}H_{76}N_2O_9ClNa$ and $C_{14}H_{12}N_2O_4TeBr_2$, 377-382, 2001.
59. R.Şahingöz, et al., the determination of interface states nad series resistance profile of Al/polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction diode by I-V and C-V methods, Synthetic Metals, 727-731, 2008.
60. Vibha Saxena, K.S.V. Santhanam, junction properties of schottky diode with chemically prepared copolymer having hexylthiophene and cyclohexylthiophene units, 227-233, 2003.
61. Monch W., On the physics of metal-semiconductor interfaces, Rep. Progr. Phys. 53 221,1990.
62. Lamb D.R., Electrical Conduction Mechanism in Thin Insulating Films, Methuen, London,1967.

63. Loutfy R C, Sharp J H, Hsiao C K and Ho R J. Appl. Phys. 52 5218,1981.
64. Bar-Lev A. Semiconductors and Electronic devices (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall International),1984.
65. Zubair Ahmad, Muhammad H. Sayyad, Extraction of electronic parameters of schottky diode based on an organic semiconductor methyl-red, Physica E, 631-634, 2009.
66. Sönmezoğlu S., et al., Elektrical characteristics of an organic thin film copolymer/p-Si barrier diode, Thin Solid Films, 4375-4379, 2010.
67. Karadeniz S, Tugluoglu N, Serin T and Serin N Appl. Surf. Sci.,246,30,2005.
68. Lonergan M. Annu. Rev. Phys. Chem., 55 257,2004.
69. Saxena V., R. Prakash, Polym. Bull., 45 267,2000.
70. Savaş Sönmezoğlu et al., the electrical and interface state density properties of polyaniline-poly-3-methyl thiophene blend/p-Si Schottky barrier diode, 706-711,2010.
71. Şükrü KARATAŞ, Şemsettin ALTINDAL, İdeal Olmayan Schottky Diyotlarının Temel Parametrelerinin Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinden Hesaplanması, KSU. Journal of Science and Engineering, 7,2,20-25,2004.
72. Çetinkara ve ark, The Energy Distribution of the Interface State Density of Pb/p-Si Schottky Contacts Exposed to Clean Room Air. Appl. Sur. Sci., 207: 190-199, 2003.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında İzmit'te doğdu. İlk ve orta öğrenimini sırasıyla Altınfindık İlkokulu (ORDU) , Atatürk İlkokulu (BURSA) , Gazi Kars İlkokulu (KARS) ve Edremit Mehmet Akif Ersoy Ortaokulu (BALIKESİR) ile lise öğrenimini Edremit Süper Lisesi(BALIKESİR)'nde tamamlamıştır. 2001 yılında kazandığı Selçuk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2007 yılında bitirmiştir. 2009 yılında yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başlamıştır.