

***n*-GaAs ve *n*-Si YARIİLETKENLER ÜZERİNDE
YÜZEY POLİMERİZASYON YÖNTEMİYLE ELDE
EDİLMİŞ OLAN P[(EGDMA-VPCA) - SWCNT]
FİMLERİNİN OLUŞTURDUĞU
FOTODİYOT YAPILARIN ELEKTRİK VE OPTİK
ÖZELLİKLERİ**

Burcu KİREZLİ



T.C.

BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

***n*-GaAs ve *n*-Si YARIİLETKENLER ÜZERİNDE
YÜZEY POLİMERİZASYON YÖNTEMİYLE ELDE EDİLMİŞ OLAN
P[(EGDMA-VPCA) - SWCNT] FİMLERİNİN OLUŞTURDUĞU
FOTODİYOT YAPILARIN ELEKTRİK VE OPTİK ÖZELLİKLERİ**

Burcu KİREZLİ

Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2019

Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Burcu KİREZLİ tarafından hazırlanan “ n -GaAs ve n -Si Yarıiletkenler Üzerinde Yüzey Polimerizasyon Yöntemiyle Elde Edilmiş Olan P[(EGDMA-VPCA) - SWCNT] Filmlerinin Oluşturduğu Fotodiyot Yapıların Elektrik ve Optik Özellikleri” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Bursa Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

Başkan: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
Bursa Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

İmza

Üye: Doç. Dr. Hilal KURU
Balıkesir Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

İmza

Üye: Prof. Dr. Ali KARA
Bursa Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi,
Kimya Anabilim Dalı

İmza

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Hüseyin Aksel EREN

Enstitü Müdürü

01/07/2019

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
 - görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
 - başkalarının eserlerinden yararlanması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
 - atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
 - kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
 - ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı
- beyan ederim.**

26/06/2019

Burcu KİREZLİ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

n-GaAs ve *n*-Si YARIİLETKENLER ÜZERİNDE
YÜZEY POLİMERİZASYON YÖNTEMİYLE ELDE EDİLMİŞ OLAN [P(EGDMA-
VPCA) - SWCNT] FİMLERİNİN OLUŞTURDUĞU
FOTODİYOT YAPILARIN ELEKTRİK VE OPTİK ÖZELLİKLERİ

Burcu KİREZLİ

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

Son yıllarda Schottky bariyer diyotlarında büyük bir araştırma ve geliştirme çalışması canlandı. Bu aktivite, yarıiletken teknolojisindeki metalle temasların önemi ile büyük ölçüde esinlenmiştir. Yarıiletken üzerinde ince bir polimer tabakanın varlığı metal/yarıiletken Schottky yapılarda önemli rol oynadığı bilinmektedir. İletken polimerlerin elektriksel ve optik özellikleri, teknolojik açıdan çok önemlidir.

Bu çalışmada, ilk olarak yüzey polimerizasyon tekniği ile *n*-Si ve *n*-GaAs üzerine ince polimer film kaplanarak, P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs ve P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyot yapıları elde edilmiştir. Bu iki fotodiyotun elektriksel özellikleri farklı sıcaklıklarda elektrik özellikleri incelenmiştir. Farklı dalga boyunda lazer ışınları ile aydınlatılarak numunelerin akım-voltaj karakteristikleri incelenmiştir. Spektral duyarlılık ölçümleri, Oriel Cornerstone 260 VIS-NIR Monokromatör sistemi kullanılarak elde edilmiştir. İncelenmiş olan yapıların VIS (Görünür) ve NIR (Yakın Kızılötesi) fotodetektör uygulamaları için iyi bir aday olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Yarıiletken, Karbon Nanotüp, Schottky Bariyer Diyot, Fotodiyot
2019, 87 + xii sayfa.

ABSTRACT

MSc Thesis

Electrical and optical properties of photodiode structures formed by surface polymerization of [P(EGDMA-VPCA) - SWCNT] films on *n*-GaAs and *n*-Si semiconductors.

Burcu KIREZLİ

Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOGLU

In recent years, a major research and development has been revived in Schottky barrier diodes. This activity has been greatly inspired by the importance of metal contacts in semiconductor technology. The presence of a thin polymer layer on the semiconductor is known to play an important role in metal / semiconductor Schottky structures. Electrical and optical properties of conductive polymers are very important in terms of technology.

In this study, firstly P[(EGDMA-VPCA) -SWCNT]/*n*-GaAs and P [(EGDMA-VPCA) - SWCNT]/*n*-Si photodiode structures were obtained by coating thin polymer film on *n*-Si and *n*-GaAs by surface polymerization technique. The electrical properties of these two different photodiodes were investigated. The current – voltage characteristics of the samples were examined by illuminating with different wavelength laser beams. Spectral sensitivity measurements were obtained using Oriel Cornerstone 260 VIS-NIR Monochromator system. The structures investigated have been found to be a good candidate for VIS (Visible) and NIR (Near Infrared) photodetector applications.

Key words: Semiconductor, Carbon Nanotube, Schottky Barrier Diodes, Photodiodes
2019, 87 + xii pages.

TEŐEKKÖRLER

Tez çalıőmam boyunca, bilgi ve tecrübesiyle bana her zaman yol gösteren, desteğini hiç esirgemeyen çok değerli danışman hocam Prof. Dr. Muhitdin AHMETOğLU' na çok teőekkör ederim.

Her zaman yanımda olan ve bana sürekli destek veren Mustafa ÖZDEMİR' e teőekkürlerimi sunarım.

Çalıőmalarımda bana her zaman destek veren Furkan DEğER' e ve tüm arkadaşlarıma teőekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca bana hem maddi hem de manevi şekilde destek olan sevgili annem Necla KİREZLİ, sevgili babam Mustafa KİREZLİ ve sevgili kardeőlerim Nermin, Burak ve Sena' ya sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Burcu KİREZLİ

26/06/2019

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTARCT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER	4
2.1. Yarıiletkenler	4
2.1.1. Doğal Yarıiletkenler	6
2.1.2. Katkılı Yarıiletkenler	9
2.1.2.1. <i>n</i> -tipi Yarıiletkenler	9
2.1.2.2. <i>p</i> -tipi Yarıiletkenler	11
2.2 <i>p-n</i> Eklemler	12
2.3. Metal-Yarıiletken Kontaklar	16
2.3.1. Metal/ <i>n</i> -tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontak	17
2.3.2. Metal/ <i>p</i> -tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontak	21
2.4. Metal/Yarıiletken Eklemlerde Akım İletim Mekanizmaları	24
2.4.1. Difüzyon Teorisi	25
2.4.2. Termoyonik Emisyon Teorisi	26
2.4.3. Termoyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi	28
2.4.4. Schottky Bariyer Boyunca Tünelleme	29
2.5. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotların Engel Kapasitesi	31
2.6. Schottky Bariyer Diyotlarda İleri Beslemedeki I-V Karakteristikleri	32
2.7. Polimer Malzemeler	34
2.7.1. Karbon Nanotüpler	34
2.8. Schottky Diyot Uygulamaları	36
3. MATERYAL VE YÖNTEM	41
3.1. Numune Hazırlanma Yöntemleri	41
3.1.1. Fiziksel Kaplama Yöntemleri	41
3.1.1.1. Vakum İçinde Buharlaştırma	41
3.1.1.2. Sıçratma Tekniği ile Kaplama	41
3.1.2. Kimyasal Kaplama Yöntemleri	42
3.1.2.1. Polimerizasyon Süreçleri	42
3.1.2.1.1. Kütle Polimerizasyonu	42
3.1.2.1.2. Çözelti Polimerizasyonu	42
3.1.2.1.3. Süspansiyon Polimerizasyonu	43
3.1.2.1.4. Emülsiyon Polimerizasyonu	43
3.2. Numunenin Hazırlanması	44
3.2.1. Yarıiletken Altlıkların Temizlenmesi	44
3.2.2. Omik Kontağın Oluşturulması	45
3.2.3. GaAs' ın Dört Probe Yöntemiyle Yasak Bant Genişliğinin Belirlenmesi	47
3.2.4. Polimer Tabakanın Oluşturulması	49
3.2.4.1. Çözelti Hazırlanması	49
3.2.5. İnce Film Hazırlanması	49

3.3. Deneysel Ölçüm Yöntemleri	51
3.3.1. Akım-Voltaj Ölçüm Düzeneği	52
3.3.2. Kapasitans-Gerilim Ölçüm Düzeneği	53
3.3.3. Optik Ölçüm Deney Düzeneği	53
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	56
4.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs Fotodiyotunun Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi	56
4.1.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs Fotodiyotunun Elektriksel Özellikleri	56
4.1.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs Fotodiyotunun Optik Özellikleri	66
4.1.2.1. <i>n</i> -GaAs Temelli Fotodiyotun Spektral Karakteristiği	66
4.1.2.2. Fotoelektrik Karakteristiği	69
4.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si Fotodiyotunun Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi	72
4.2.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si Fotodiyotunun Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi	72
4.2.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si Fotodiyotunun Optik Özellikleri	79
5. SONUÇ	82
6. KAYNAKLAR	84
7. ÖZGEÇMİŞ	87

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
V_{oc}	Açık Devre Gerilimi
I	Akım
A	Aktif Bölge Alanı
E_A	Aktivasyon Enerjisi
N_A	Alıcı Katkı Konsantrasyonu
χ	Alınganlık
N_{SS}	Ara Yüzey Durum Yoğunluğu
\hat{A}	Armstrong
β	Bariyer Yüksekliğinin Sıcaklıkla Değişimi
k	Boltzmann Sabiti
L_h	Boşluk Difüzyon Mesafesi
D_h	Boşluk Difüzyon Sabiti
m_h^*	Boşluk Etkin Kütlesi
μ_p	Boşluk Mobilitesi
λ	Dalgaboyu
N_V	Değerlik Bandındaki Etkin Durum Yoğunluğu
E_V	Değerlik Bant Kenarı Enerjisi
V_0	Değme Potansiyeli
ε	Dielektrik Sabiti
J_x	Difüzyon Akım Yoğunluğu
Ψ_{bi}	Difüzyon Gerilimi
V_d	Difüzyon Potansiyeli
n_i	Doğal Taşıyıcı Konsantrasyonu
I_0	Doyma Akım
J_D	Doyma Akım Yoğunluğu
C	Eklem Kapasitansı
L_n	Elektron Difüzyon Mesafesi
D_n	Elektron Difüzyon Sabiti
m_e^*	Elektronların Etkin Kütlesi
μ_n	Elektronun Mobilitesi

e	Elektron Yüğü
A^{**}	Etkin Richardson Sabiti
n	İdealite Faktörü
W_D	Fakirleşmiş Bölge
E_F	Fermi Enerjisi
I_{ph}	Fotoakım
V	Gerilim
V_x	İletim Yönündeki Taşıyıcı Hızı
N_C	İletkenlik Bandındaki Etkin Durum Yoğunluğu
E_C	İletkenlik Bant Kenarı Enerjisi
I_{SC}	Kısa Devre Akımı
V_{bi}	Kontak Potansiyeli
Φ_M	Metalin İş Fonksiyonu
V_B	Ön Gerilimde Yerleşik Potansiyel (Built-in Potential)
h	Planck Sabiti
V_r	Rekombinasyon Hızı
A^*	Richardson Sabiti
σ_i	Saf Yarıiletkenin İletkenliği
Φ_B	Schottky Bariyer Yüksekliği
$E(x)$	Schottky Bölgesindeki Elektrik Alan
R_S	Seri Direnç
T	Sıcaklık
V_i	Temas Noktasının Yerleşik Potansiyeli
J_n	Toplam Akım Yoğunluğu
E_{00}	Tünelleme Olayının Karakteristik Enerjisi
δ	Yalıtkan Oksit Tabakasının Kalınlığı
ϵ_s	Yarıiletkenin Dielektrik Sabiti
Φ_s	Yarıiletkenin İş Fonksiyonu
Φ_n	Yarıiletkenin Yasak Bandındaki Fermi Seviyesi
E_g	Yasak Bant Aralığı
N_D	Verici Katkı Konsantrasyonu
Q	Yük

Kısaltmalar	Açıklama
I-V	Akım-Gerilim
MWCNT	Çok duvarlı karbon nanotüpler (Multi Walled Carbon Nanotube)
<i>eV</i>	Elektron Volt
RTA	Hızlı Termal Tavlama
C-V	Kapasitans- Gerilim
CCVD	Katalitik Kimyasal Buhar Biriktirme
MS	Metal-Yarıiletken
P(EGDMA-VPCA)	POLY(ETHYLENE GLYCOL DİMETHACRYLATE-I-VİNLİ- İH-PYROLE-2-CARBOXYLİC ACİD)
RCA	Radio Coporaiton Of America
SEM	Taramalı Elektron Mikroskobu
SWCNT	Tek Duvarlı Karbon Nanotüpler (Single Walled Carbon Nanotube)
TAE	Termiyonik Alan Emisyonu
TE	Termoionik Emisyon
TED	Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Katkısız yarıiletkenlerde farklı sıcaklıklardaki şematik enerji bant diyagramı a) $T=0$ K, b) $T>0$ K	6
Şekil 2.2. (a) Direkt bantlı yarıiletken (b) Dolaylı bantlı yarıiletken enerji bant diyagramı	8
Şekil 2.3 n -tipi yarıiletkenin şematik gösterimi. (a) Bir silisyum atomunun bir antimon safsızlık atomu ile yer değiştirdiği kristal örgüsü. (b) Donor safsızlık atomlarının enerji seviyeleri	10
Şekil 2.4. p -tipi yarıiletkenin şematik gösterimi. (a) Üç değerlikli safsızlıkla beraber kristal örgüsü. (b) Alıcı safsızlık atomlarının enerji seviyeleri	11
Şekil 2.5. Bir p - n eklemının oluşumunun şematik gösterimi (a) başlangıçta ayrı olan p -tipi ve n -tipi maddeler, (b) eklem oluştuktan sonra enerji-bant diyagramı, (c) W_D fakirleşmiş bölgesi içindeki iyonlaşmış safsızlık atomlarının uzay-yük tabakası, (d) eklemın potansiyel dağılımı	13
Şekil 2.6. (a) Bir p - n ekleme uygulanan V ileri besleme gerilimi, (b) enerji bant diyagramı	14
Şekil 2.7. (a) Bir p - n ekleme uygulanan V ters besleme voltajı. (b) Enerji bant diyagramı	15
Şekil 2.8. Metal/ n -tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_S < \Phi_M$) elektron enerji-bant diyagramı (a) Kontak yapılmadan önceki denge durumu (b) Kontak yapıldıktan sonra termal denge durumu	18
Şekil 2.9. Metal/ n -tipi yarıiletken kontak için, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük ($\Phi_S < \Phi_M$) olduğu durumlarda elektron enerji-bant diyagramının (a) doğru besleme ve (b) ters besleme altında enerji-bant diyagramı	20
Şekil 2.10. Metal/ n -tipi yarıiletken kontak için, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ($\Phi_S > \Phi_M$) olduğu durumlarda elektron enerji-bant diyagramı (a) kontak öncesi ve (b) kontak sonrası denge durumunda	21
Şekil 2.11. Metal/ p -tipi yarıiletken kontakın enerji bant diyagramı. (a) Metal ve yarıiletkenin kontak yapılmadan önceki enerji-bant diyagramı (b) Kontak oluştuktan sonraki termal denge durumu	22
Şekil 2.12. Farklı besleme koşullarında metal/ n -tipi yarıiletken ve metal/ p -tipi yarıiletken kontakların enerji-bant diyagramları (a) Termal dengedeki enerji-bant diyagramı (b) Doğru beslemedeki enerji-bant diyagramı (c) Ters beslemedeki enerji-bant diyagramı	23
Şekil 2.13. İleri beslemede metal/ n -tipi yarıiletkendeki 4 temel akım iletim mekanizması: (a) Termoiyonik emisyon (b) Tünelleme (c) Tekrar birleşme, (d) Elektronların difüzyonu	24

Şekil 2.14. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta akım iletim mekanizmalarının doping konsantrasyonuna bağlılığı. (a) Düşük seviyede N_D Termoiyonik emisyon (b) orta seviyede N_D Termoiyonik alan emisyonu (c) Yüksek seviyede N_D alan emisyonu	30
Şekil 2.15. Tek duvarlı karbon nanotüp (SWCNT-Single Walled Carbon Nanotube)	35
Şekil 2.16. Çok duvarlı karbon nanotüp (MWCNT-Multi Walled Carbon Nanotube)	36
Şekil 2.17. (a) Geleneksel Schottky bariyer foto diyotun şematik diyagramı. (b) Izgara tipi Schottky bariyer foto diyotun şematik diyagramı	38
Şekil 2.18. Bir Schottky bariyer foto diyotunun farklı algılama modları: (a) $q\Phi_{Bn} \leq hv \leq E_g$, (b) $hv \geq E_g$, $V_a \ll V_B$, (c) $hv \geq E_g$, $V_a \sim V_B$	38
Şekil 3.1. Omik kontakın gerçekleştirildiği termal evaporator	45
Şekil 3.2. Hızlı termal tavlama (RTA) cihazı (a) Numunenin cihaza yerleştirilmiş görüntüsü (b) Cihazın çalışma durumundaki görüntüsü	45
Şekil 3.3. Omik kontaklı numunenin bilgisayar kontrolünde eşit parçalara kesilmesi	46
Şekil 3.4. Dört Probe yöntemi ile elde edilen GaAs öz direncinin sıcaklığa göre değişimi	48
Şekil 3.5. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs ve [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-Si Schottky diyotların şematik gösterimi	50
Şekil 3.6. n-GaAs' ın üzerine kaplanan (a) karbon nanotüpün SEM görüntüsü (b) Karbon nanotüpün içine P(EGDMA-VPCA) yerleştirilmesiyle oluşturulan malzemenin SEM görüntüsü	50
Şekil 3.7. n-Si üzerine kaplanan Karbon nanotüpün içine P(EGDMA-VPCA) yerleştirilmesiyle oluşturulan malzemenin a) Düşük büyütmedeki SEM görüntüsü (x2135), b) Yüksek büyütmedeki SEM görüntüsü (x47050)	51
Şekil 3.8. Elektriksel ölçümler için kurulan sistemin şeması	52
Şekil 3.9. Optik ölçümler için kurulan sistemin şeması	54
Şekil 3.10. Üç ızgaralı monokromatörün iç görüntüsü	55
Şekil 3.11. Optik deney düzeneği	55
Şekil 4.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun 240-330 K sıcaklık aralığında ileri ve ters beslemedeki $I-V$ karakteristikleri	56
Şekil 4.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotun bariyer yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa göre değişimi	58
Şekil 4.3. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun oda sıcaklığındaki $dV/d\ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiği	60
Şekil 4.4. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun V' ye karşı $F(V)$ grafiği	62

Şekil 4.5. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs fotodiyotunun oda sıcaklığında doğru belseme <i>I-V</i> karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım grafiği	65
Şekil 4.6. P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs Schottky fotodiyotun iki farklı sıcaklıktaki spektral dağılımı	66
Şekil 4.7. 300 K ve 373 K sıcaklıklarında fotoakım karekökünün foton enerjisine göre değişim grafiği	69
Şekil 4.8. 633 nm dalgaboylu fotonları (He-Ne Laser) ile çeşitli aydınlatma şiddeti altında oda sıcaklığındaki akımı-voltaj karakteristikleri	70
Şekil 4.9. Işık yoğunluğu ile kısa devre akımının değişimi	71
Şekil 4.10. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si fotodiyotun yüksek sıcaklıklardaki ileri ve geri beslemedeki <i>I-V</i> karakteristikleri	72
Şekil 4.11. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si fotodiyotunun sıcaklığa bağlı bariyer yüksekliği ve idealite faktörü	73
Şekil 4.12. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si Schottky fotodiyot için $\ln(J_0/T^2) - T^{-1}$ in Richardson grafiği	75
Şekil 4.13. $T = 300 K$ ' de ve $f = 1 MHz$ ' de [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si Schottky fotodiyot yapısının <i>C-V</i> karakteristiği	76
Şekil 4.14. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si fotodiyotunun V^0 ye karşı $F(V)$ grafiği	77
Şekil 4.15. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si fotodiyotunun oda sıcaklığında doğru belseme <i>I-V</i> karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım grafiği	78
Şekil 4.16. Oda sıcaklığında, 976 nm dalga boyu fotonlar tarafından çeşitli aydınlatma yoğunlukları altında akım-voltaj karakteristikleri	79
Şekil 4.17. Kısa devre akımının ışık yoğunluğuyla değişimi	80
Şekil 4.18. Oda sıcaklığında P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si fotodiyotunun iki farklı dalgaboylu fotonlar tarafından, sabit aydınlatma gücü (15 mW) altında akım-voltaj karakteristikleri	81

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1. Metal-yarıiletken kontakların iş fonksiyonlarına göre değişimi	17
Çizelge 3.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT] filmlerinin hazırlanması için besleme bileşimi menüsü	48
Çizelge 4.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs fotodiyotunun sıcaklığa bağlı olarak bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değerleri	59
Çizelge 4.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs fotodiyotunun <i>I-V</i> , Cheung fonksiyonları ve Norde metotları yardımıyla elde edilen diyot parametreleri	63
Çizelge 4.3. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -Si fotodiyotunun sıcaklığa bağlı olarak bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değerleri	74

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken kontaklar, ilk olarak W. Schottky tarafından önerildi ve Schottky Bariyeri olarak adlandırıldı. 1874 yılında F Braun, yarıiletkenin metalle temasında bakır, demir ve kurşun sülfür gibi kristallerin üzerindeki düzeltme yapısını bildirmiştir. Günümüzde de hala üzerinde çok sayıda teorik ve deneysel çalışmalar yapılmaktadır.

Metal-yarıiletken kontakların doğrultucu etkisinin anlaşılmasına yönelik ilk önemli adım, Schottky ve arkadaşları tarafından metal ve yarıiletken arasındaki ara yüzdeki potansiyel bir bariyerin gerçekleştirilmesidir. Schottky ile Mott daha sonra bariyer oluşum mekanizmasını açıkladı ve ayrıca bariyer yüksekliğini hesaplamak için modeller önerdi (Crowell 1965). Schottky bariyer temasları konusundaki bir başka önemli ilerleme, Bethe'nin bariyer üzerinden yük taşıyıcıların geçmesiyle oluşan termiyonik emisyon teorisini önerdi (Sharma 1984).

1960'lı yıllarda Schottky bariyer diyotlarında büyük bir araştırma ve geliştirme çalışması canlandı. Bu aktivite, yarıiletken teknolojisindeki metalle temasların önemi ile büyük ölçüde esinlenmiştir. Bu gelişme sonucunda, Schottky bariyer diyotlarının daha fazla uygulama alanı ortaya çıkmıştır. 1970' lerde yapılan çalışma esas olarak iki yöndedir. İlk olarak, önceki yıllarda araştırma ve geliştirme çalışmalarından edinilen bilgilerin, Schottky bariyer diyotların endüstriyel üretiminde kullanılmasıdır. İkincisi, metal yarıiletken kontakların ara yüzünü daha eksiksiz anlamak için yoğun çaba sarf edilmesidir (Kwok 1995).

Schottky diyotların en önemli parametrelerinden olan bariyer yüksekliği (Φ_B) ve idealite faktörü (n) termiyonik emisyon (TE) teorisine göre belirlenir. TE teorisi homojen olan kontak yapılarını iyi açıklayabilmektedir. Farklı yapılarda üretilen Schottky bariyer diyotların analizlerinde TE teorisine göre ideallikten sapmalar gözlenmiştir. Yarıiletken yüzeyinin kimyasal temizleme, biriktirilen metal kontaklar ve diğer istenmeyen durumlara maruz kalmasından dolayı beklenenden farklı Schottky bariyer yükseklikleri elde edilebilir. Ayrıca, idealite faktörünün de 1' den büyük olmasının nedeni ara yüzey durumları ve fakirleşmiş bölgesinde oluşan akımlar (rekombinasyon ve generasyon),

tünel akım, görüntü yük etkisi ve ara yüzeyde oluşan homojensizlikler ile açıklanabilmektedir.

Son zamanlarda organik iletken polimerler, metallere kontak yapılarak yeni cihazlar üretmek için sürekli çalışmalar yapılmaktadır. Konjuge polimerler olarak da adlandırılan bu organik yarıiletkenler fotovoltaik, doğrultucu ve elektrolüminesans özellik göstermektedir. İletken polimerler son zamanlarda şarj edilebilen pil yapımında, sensörlerde, diyotlarda ve bilimsel çalışmalarda olmak üzere birçok alanda kullanılmaktadır.

Kimyasal bağlarla çok fazla sayıda moleküllerin düzenli şekilde bağlanarak bir araya gelen yüksek molekül kütleli bileşiklere polimer denir. Polimerler ucuz, kolay şekillendirilebilen, hafif, kimyasal açıdan inert, mekanik özellikleri çoğu kez yeterli ve korozyona uğrayan maddelerdir. Buna benzer özellikler nedeniyle birçok farklı alanlarda kullanılmaktadır. Tıp, biyokimya, biyofizik, makine, tekstil ve fizik gibi alanlarda polimerler çalışanların gisini çeken malzemelerdir.

İletken polimer, elektriği iyi bir şekilde iletebilen özel polimerler olarak tanımlanmıştır. İletken polimerleri iki tür altında inceleyebiliriz. Birinci tür polimerler metal tabakaları, karbon siyahı ve metal fiberleri gibi iletken dolgu maddeleriyle birleştirilmiş olan polimerleri kapsar. Bu durumda polimerler ticari olarak kullanılabilir. İkinci tür polimerler ise kendiliğinden iletken polimerler olup, kimyasal yapıları nedeniyle kendi molekül zincirleri boyunca elektriği dağıtabilen veya iletebilen yapılardır (Kulak Taştemürlü 2010). İletken polimer çeşitli katkı maddeleri kullanılarak, elektriksel iletkenliklerinin neredeyse metaller gibi yüksek olduğu görülmüştür.

Öte yandan günümüzde Schottky diyotları elde etmek için metal yerine karbon nanotüpler kullanılmaktadır. Karbon nanotüpler diğer birçok malzemeninkinden daha yüksek kimyasal, mekanik ve elektriksel özelliklere sahiptir. Yenilikçi materyaller olarak kabul edilirler ve kimyada, yoğun madde fiziği ve malzeme bilimi alanlarında yoğun olarak kullanılmaktadır. Tek Duvarlı Karbon Nanotüpler (SWCNT) elektrik özellikleri, optik özellikleri, gaz sensörleri, polimerler, metal kompozitler, hidrojen depoları olarak nanoelektronikte ve kuantum hesaplamadaki çeşitli alanlar için uygun hale getirmiştir. (Ahmetoglu ve ark. 2012) Çalışmalar, SWCNT' nin alan etkili transistörler olarak kullanılabileceğini göstermiştir ve düşük dirençli ara bağlantılar için mükemmel

adaylardır. Çok düşük yoğunlukların karbon nanotüplerin mekanik ve diğer fiziksel özellikleri ile birleştirilmesi, onları yüksek performanslı polimer kompozitleri için ideal adaylar yapar. Yüksek kalitede nanotüpler büyük miktarlarda mevcutsa ve bu nano ölçekli malzemelerin polimer içindeki dispersiyon problemi çözülürse, gelecek nesil karbon fiberlerini temsil edebilir. Ark deşarjı, lazer ablasyonu ve katalitik kimyasal buhar biriktirme (CCVD) gibi çeşitli yöntemler SWCNT sentezi için etkili bir şekilde kullanılmaktadır. Genel olarak CCVD' nin yüksek saflıkta SWCNT üretmek için umut verici bir yöntem olduğu kabul edilir. Karbon nanotüpler takviyeli kompozitlerin imalatındaki bir zorluk, polimer matrisindeki karbon nanotüplerin homojen dispersiyonu ve bunun özelliklerin tek biçimliliği ile ilişkilidir.

Yukarıda bahsi geçen iletken polimerler ve karbon nanotüplerin, yarıiletken üzerinde yüzey polimerizasyon yöntemiyle elde edilen Schottky Bariyer Diyotların elektrik ve optik özelliklerinin belirlenmesi bilimsel açıdan çok önemlidir.

Bu tezde, yüzey polimerizasyonu ile oluşturulan karbon nanotüp - Schottky Bariyer Diyotların elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir. Giriş, Kuramsal Bilgiler, Materyal ve Yöntem, Bulgular ve Tartışma ve Sonuç bölümü olmak üzere beş bölümden oluşmaktadır. Tezin giriş bölümünde tezin amacı ikinci bölümünde bu yapılarla ilgili kuramsal ve teorik bilgiler, üçüncü bölümde diyotların hazırlanması, deneysel sistemler ve ölçümlerin nasıl yapıldığı, dördüncü bölümde, numunelerin elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir. Beşinci bölümde ise elde edilen sonuçların genel değerlendirmesi yapılmıştır.

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1 Yarıiletkenler

Malzemeler elektriksel özelliklerine göre iletken, yarıiletken ve yalıtkan olmak üzere üç grup altında incelenir. Yarıiletkenlerin öz direnci oda sıcaklığında $10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ ile $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ arasındadır. Yarıiletkenlerin elektriksel özellikleri ısıtılma, katkılanma ve optiksel uyarılma gibi yöntemlerle değiştirilebilir. Yarı iletken malzemelerden dedektör, anahtar, diyot, transistör vb. gibi pek çok elektronik devre elemanı yapılabilmektedir (Wilson ve Hawkes 1998).

Klasik istatistikte, kristal mutlak sıfırda ($T=0 \text{ K}$) ise elektronlar en alt enerji düzeyindedir. Bu durumda bütün elektronların enerjisi aynıdır. Fakat gerçekte ise bu durum tamamen farklıdır.

Pauli dışarlama ilkesine göre, farklı enerji seviyesinde ikiden fazla zıt-spinli elektronlar bulunamaz. Buna göre, kristal için mutlak sıfır sıcaklığında, elektronlar çok fazla ($\approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) enerji durumlarına sahip olabilirler. Kuantum durumlar sayısını ve bulunma olasılığını bilerek, belirli bir enerji durumundaki boşlukların veya elektronların sayısını bulabiliriz.

Denge şartında, yarı-tam değerli spini (fermiyon) bulunan ve Pauli dışarlama ilkesine ait olan parçacıklar Fermi – Dirac dağılım fonksiyonuna uyarlar:

$$F(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (2.1)$$

Burada T sıcaklık, E_F Fermi enerjisi, k ise Boltzmann sabitidir (Neamen 2012).

Denklem (2.1) bağıntısıyla verilen fonksiyon, Fermi – Dirac dağılım fonksiyonu veya Fermi fonksiyonu olarak tanımlanır. Fermi – Dirac dağılım fonksiyonu, belirli bir enerji durumunda ve belirli bir sıcaklıkta yük taşıyıcıların bulunma olasılığı olarak ifade edilir.

Fermi – Dirac dağılım fonksiyonu mutlak sıfır sıcaklığında ele aldığımızda, Fermi enerjisi elektronların enerjisinden büyük ($E < E_F$) veya Fermi enerjisinden küçük ise ($E > E_F$),

$$E < E_F, \quad F(E) = 1 \quad (2.2)$$

$$E > E_F, \quad F(E) = 0 \quad (2.3)$$

eşitlik (2.2) ve (2.3) deki gibi ifade edilir ve kristaldeki elektronların en büyük olası enerjisi Fermi enerjisi olarak bilinir.

Birim hacimli kristal için, birim enerji aralığındaki durumların sayısı, kuantum durumlarının yoğunluğu ($Z(E)$) olarak tanımlanır.

$$Z(E) = \frac{dg}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} E^{1/2} \quad (2.4)$$

Burada m_e^* elektronun etkin kütlesi, h Planck sabiti ve E bandın dibine göre ölçülür. Eğer E enerjili durumun elektronla işgal olasılığı $F(E)$ ise, bu halde dg durumundaki elektronların sayısı,

$$dn = F(E)dg = F(E)Z(E)dE \quad (2.5)$$

olarak verilir. E_1 ve E_2 enerji aralığında bulunan elektronların tüm sayısı,

$$n = \int_{E_1}^{E_2} F(E)Z(E)dE \quad (2.6)$$

olarak ifade edilir.

$F(E)=1$ olan mutlak sıfırdaki bir metal durumunu ele alırsak üst dolu seviye E_F olduğundan,

$$n = \int_0^{E_F} \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} E^{1/2} dE \quad (2.7)$$

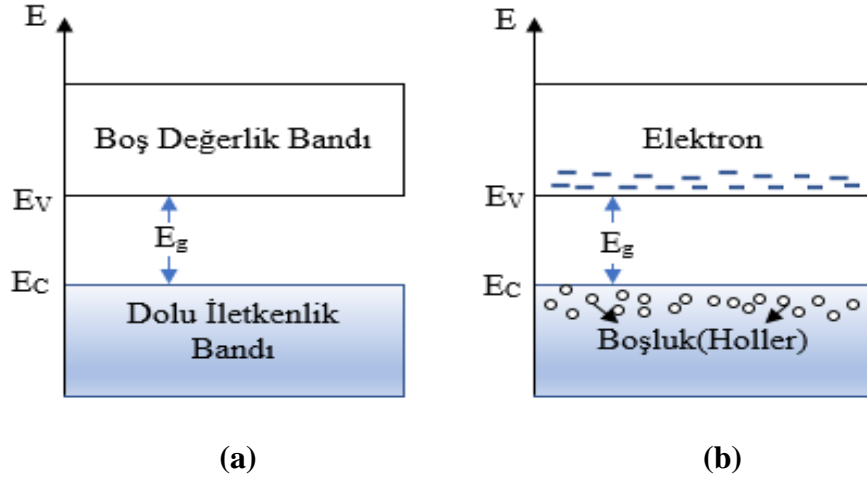
ifadesinden,

$$n = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_e^* E_F)^{3/2} \quad (2.8)$$

elde ederiz.

2.1.1 Doğal Yarıiletkenler

Hiçbir kristal ve örgü kusuru içermeyen mükemmel bir yarıiletkene “doğal (saf) yarıiletken” denir. Mutlak sıfırdaki doğal yarıiletkenlerde boş olan iletkenlik bandı yasak bant aralığı ile değerlik bandından ayrılmıştır. Mutlak sıfırda doğal yarıiletkenler yalıtkan gibi davranır. Sıcaklığın artırıldığı durumlarda, elektronların ısı enerjileri artar. Isıl enerji, yasak bant seviyesine geldiğinde elektronlar değerlik bandından iletkenlik bandına hareket ederler. İletkenlik bandına geçen elektronlar değerlik bandında holler bırakır ve bu holler elektron yüküyle aynı değere sahip olmasına rağmen zıt işaretlidir. Değerlik bandında oluşan holler, bu banttaki farklı elektronlar tarafından doldurulur ve elektronların yer değiştirmesiyle yeni holler oluşturur. Böylece holler hareket etmiş olur (Şekil 2.1).



Şekil 2.1. Katkısız yarıiletkenlerde farklı sıcaklıklardaki şematik enerji bant diyagramı

a) T=0 K, b) T>0 K

Holler ve elektronlar, serbest taşıyıcı gibi davranarak elektriksel iletkenliğe katkı sağlarlar (Polat 2009),

Bir yarıiletkenin iletim bandındaki elektron yoğunluğu ele alınırsa,

$$n(V) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} \int_{E_C}^{E_T} \frac{(E - E_F)^{1/2}}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} dE \quad (2.9)$$

burada E_T bandın tepesidir. Bu ifadeden,

$$n(V) = N_C \exp\left[-\left(\frac{E_C - E_F}{kT}\right)\right] \quad (2.10)$$

buluruz. Burada,

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.11)$$

N_C iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur.

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.12)$$

N_V değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur. Denklem (2.11) ve (2.12) eşitliklerinden $n = p = n_i$ olan doğal bir yarıiletkende E_F için denklem yazarsak,

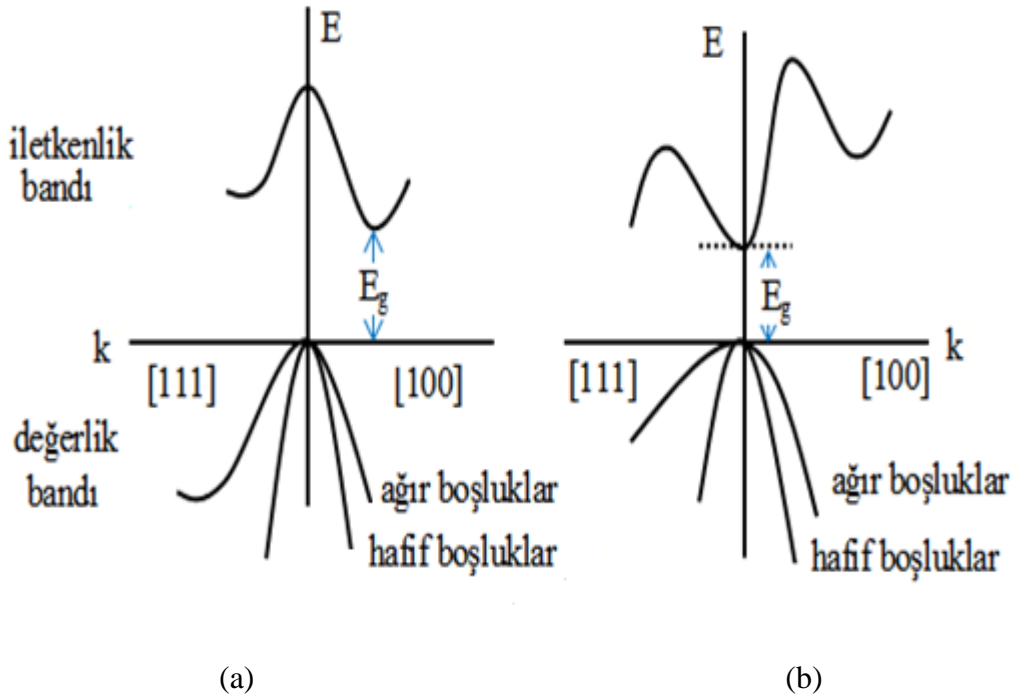
$$E_{Fi} = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right) \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir ve m_h^* boşluğun etkin kütlesi, m_e^* elektronun etkin kütlesini temsil eder. Yine denklem (2.11) ve (2.12)'yi kullanarak n ve p 'nin çarpımının sabit sıcaklıkta tutulan yarıiletkenin verilen bir parçasıdır. Yani,

$$np = n_i p_i = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.14)$$

olarak ifade edilir. Bu eşitlik yarıiletkenler için kütle eylem kanunudur.

Ana yönelimler boyunca enerji bant diyagramları yarıiletkenin bazı özelliklerini incelememizi sağlar (Colinge 2005). Şekil 2.2a' da iletkenlik bandındaki en düşük enerji ile değerlik bandındaki en yüksek enerji farklı dalga vektörü (k) değerlerinde meydana gelir. Bu özelliğe sahip bir yarıiletken dolaylı (indirekt) bant yapılı yarıiletkenlerdir. Si ve Ge gibi klasik yarıiletkenler dolaylı bantlı yarıiletkenlerdir. Böyle bir yarıiletkende momentumda herhangi bir değişme olmaksızın bir elektron iletkenlik bandından değerlik bandına geçemez. Şekil 2.2b'de değerlik bandının maksimumu ve iletkenlik bandının minimumu aynı k değerinde meydana gelir ($k=0$). Böyle bir özelliğe sahip olan yarıiletken direkt bantlı yarıiletken olarak adlandırılır. Direkt bant yapılı yarıiletkenlere GaAs' ı örnek gösterebiliriz. Böyle bir yarıiletkende bir elektron momentum korunum kanununu ihlal etmeden iletkenlik bandından değerlik bandına geçebilir. Yani momentumunda herhangi bir değişim olmadan elektron iletkenlik bandından değerlik bandına düşebilir. Bu işlem yüksek oluşum ihtimaline sahip olup bu atlayıştaki enerji kaybı $h\nu=E_g$ enerjili bir foton şeklinde yayılır.



Şekil 2.2. (a) Direkt bantlı yarıiletken (b) Dolaylı bantlı yarıiletken enerji bant diyagramı.

Dar bantlı yarıiletkenlerde elektronların değerlik bandından iletkenlik bandına geçebilmesi için az miktarda enerji gerekir. Geniş bantlı yarıiletken için ise bunun tersi olarak, söz konusu geçişin gerçekleşmesi için yüksek enerji lazımdır. Böylece, elektron ve boşlukların yoğunluğu sıcaklıkla ve yasak bandı genişliğinin küçülmesiyle artmaktadır. Bu sonuç, saf iletkenliğin sıcaklıkla değişimini açıklanmasında çok önemlidir. Bilindiği gibi, toplam saf iletkenlik:

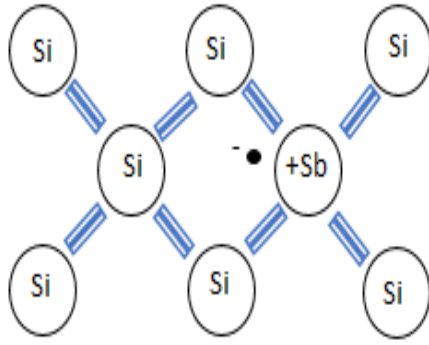
$$\sigma_i = q\mu_n n + q\mu_p p = qn_i(\mu_n + \mu_p) \quad (2.15)$$

Burada μ_n ve μ_p sırasıyla elektron ve boşlukların mobilitesidir.

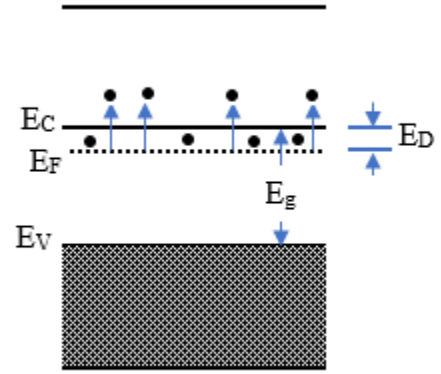
2.1.2 Katkılı Yarıiletkenler

2.1.2.1 *n*-tipi Yarıiletkenler

Silisyum IV. grup elementi olup, son yörüngesinde 4 tane elektron bulundurur. Silisyum, V. grup elementlerinden olan antimon (son yörüngesinde 5 elektron) ile katkılanırsa, antimonun 5 elektronu silisyumun 4 elektronuyla kovalent bağ ile bağlanır. Bağ dışında kalan elektronlar iletkenlik bandının hemen altında bir enerji seviyesi oluşturur. Bu tip safsızlıklara verici, oluşan enerji seviyesine de verici seviyesi denir. Verici seviyedeki bu elektronlar az bir enerjiyle iletkenlik bandına geçer ve bu değerlik bandında saf yarı iletkenlerde olduğu gibi boşluklar oluşmaz. Şekil 2.3' de görülen beşinci elektron antimon atomuna zayıf bağlıdır. Eğer donör atomu az da olsa bir ısı enerjisi kazanırsa, beşinci elektron arkasında pozitif olarak yüklenmiş bir antimon iyonu bırakır ve iletkenlik bandına çıkar. Pozitif yüklü iyon kristal içinde sabitken, iletkenlik bandında bulunan elektron kristal boyunca hareket eder. Böylece, elektron yönünden zenginleştirilen maddelere “*n*-tipi yarıiletken” denir. *n*-tipi maddede iletkenlik bandındaki elektronlar değerlik bandındaki boşluklardan oldukça fazladır ve Fermi seviyesi donör seviyelerine yakındır.



(a)



(b)

Şekil 2.3 *n*-tipi yarıiletkenin şematik gösterimi. (a) Bir silisyum atomunun bir antimon safsızlık atomu ile yer değiştirdiği kristal örgüsü. (b) Donor safsızlık atomlarının enerji seviyeleri (bu diyagram bazı safsızlıkların iletkenlik bandına bir elektron bıraktığını göstermiştir) (Wilson ve Hawkes 1998).

Verici atomlarının enerji seviyesi iletim bandının hemen aşağısında bulunur ve bu seviye için Fermi faktörünün değeri çok küçüktür. Bu sebeple, düşük sıcaklıklarda bile, verici atomları hemen hemen tamamen boş olacak ve verici elektronları iletkenlik bandı içinde bulunacaklardır. İletkenlik bandı için doldurulmuş olma ihtimali, verici seviyelerinkine göre daha da küçük olduğu halde, iletkenlik bandında çok daha fazla sayıda boş seviyeler bulunur.

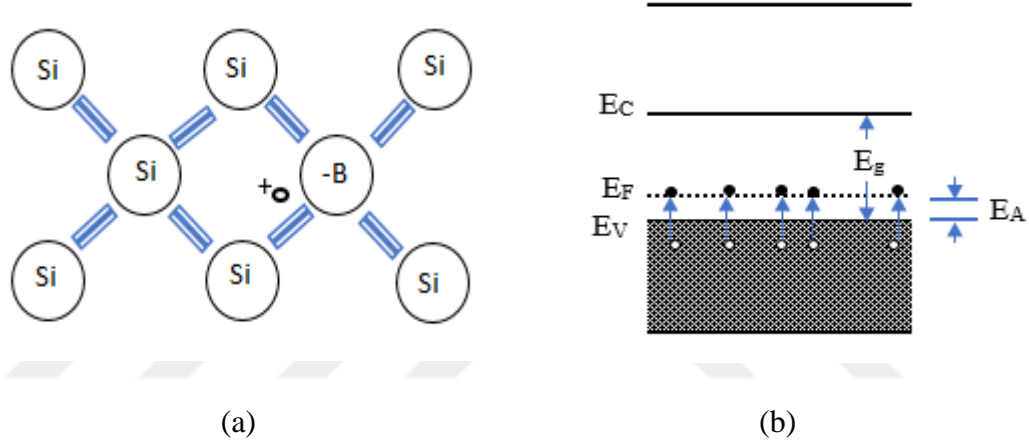
Kristaldeki verici atomlarının sayısı yüksekse elektriksel iletkenlik, verici elektronları tarafından sağlanır. Bu şartlar altında serbest iletkenlik elektronları konsantrasyonu,

$$n^2 = N_C N_D \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right) \quad (2.16)$$

burada N_D , *n*- tipi yarıiletkende nötrlük (denge) şartıdır.

2.1.2.2 *p*-tipi Yarıiletkenler

IV. grup elementi olan silisyum, III. grup elementlerinden olan Bor (son yörüngesinde 3 elektron) ile katkılanırsa, borun 3 elektronu silisyumun 4 elektronuyla kovalent bağ ile bağlanır. Silisyumun açıkta kalan elektronu kovalent bağ ile bağlanacak Bor elektronu bulamaz ve kendi değerlik bandından elektron alarak bağı tamamlar. Çekilen elektronun yerinde bir boşluk oluşur. Değerlik bandında oluşan boşluğun karşılığında iletkenlik bandına bir elektron oluşmaz. Boşlukların sayısı elektronların sayısından fazla olduğu için bu tür zenginleştirilmelere “*p*-tipi yarıiletken” denir. *p*-tipi yarıiletkenlerde çoğunluk taşıyıcıları boşluklardır (Şekil 2.4).



Şekil 2.4. *p*-tipi yarıiletkenin şematik gösterimi. (a) Üç değerlikli safsızlıkla beraber kristal örgüsü. (b) Alıcı safsızlık atomlarının enerji seviyeleri (bazı safsızlıklar değerlik bandından elektron almışlardır) (Wilson ve Hawkes 1998).

Değerlik bandındaki pozitif boşlukların sayısı iletim bandındaki elektronların sayısından daha yüksektir ve Fermi enerji seviyesi yasak bandın aşağısındadır.

Yük taşıyıcıların (boşlukların) konsantrasyonu ise:

$$p^2 = N_V N_A \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \quad (2.17)$$

olarak ifade edilir.

2.2 *p-n* Eklemler

p-tipi ve *n*-tipi malzemeler kontak haline getirildiği zaman, bir *p-n* eklem meydana gelir. *p-n* eklemi, doğrultucular, yükselteçler, güneş pilleri, foto alıcılar, anahtarlama devreleri ve birçok elektronik devre fonksiyonları için gerekli olan karakteristikleri sağlar. *p*-tipi ve *n*-tipi malzemeler kontak olduğunda termal dengeye ulaşır. Termal denge, bütün yarıiletken boyunca Fermi enerjisinin sabit olduğunu ima eder.

İzole edilmiş olan *p*-tipi ve *n*-tipi yarıiletkenleri bir araya getirdiğimizde, daha fazla boşluk olması sebebiyle *p*-tipinden *n*-tipine boşluklar difüzyonla geçer. *p*-tipi kenarını terk eden boşluklar iyonlaşmış alıcıları arkalarında bırakarak, eklemeye yakın olan *p*-tipi bölgesinde bir fakirleşmiş bölge oluşur. Benzer şekilde *n*-tipi bölgesinde fazla olan elektronlar *p*-tipi bölgesine difüzyonla geçer. Şekil 2.5' de gösterildiği gibi iyonlaşmış donörlerden oluşan pozitif fakirleşmiş bölge oluşmasını sağlar. Bu fakirleşmiş bölgede, *n*' den *p*-tipi yarıiletkene yönelen, eklemeye her iki yanındaki dar bölgede bir elektrik alan oluşmasına sebep olur. Fakirleşmiş bölgedeki elektrik alan, parçacıkların her bir tipi için, difüzyon yönünün zıt yönde, boşluklar ve elektronlar üzerinde etkili olan diğer bir kuvveti oluşturur. Termal dengede difüzyon kuvvetiyle elektrik alan kuvveti birbirleriyle tamamen dengededir. Denge halinde net akım akışı olmadığından,

$$J_h(drift) + J_h(difüzyon) = 0 \quad (2.18)$$

$$J_e(drift) + J_e(difüzyon) = 0 \quad (2.19)$$

olur (Wilson ve Hawkes 1998). Meydana gelen elektrik alan bu iki bölge arasında bir V_0 değme veya difüzyon potansiyeli oluşur. Değme potansiyeli fakirleşmiş bölgede oluşur.

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.20)$$

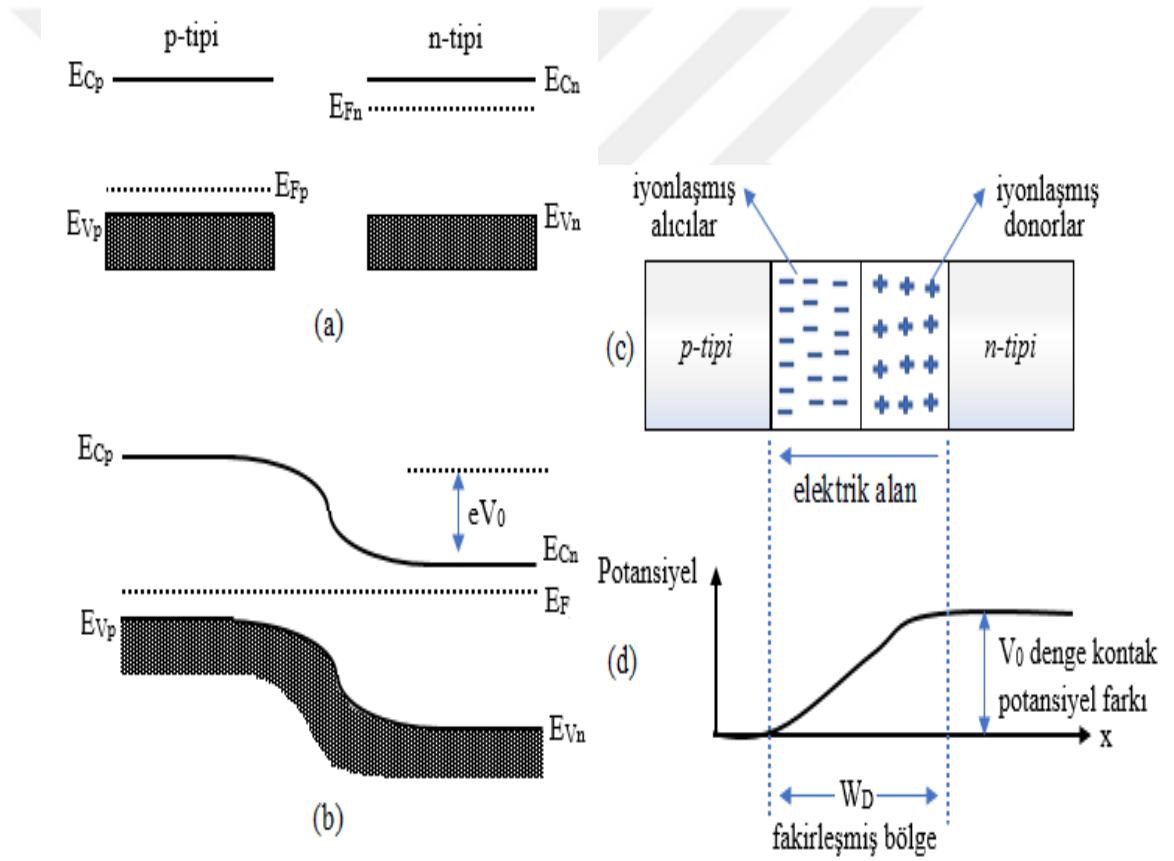
p-bölgedeki iletim bandındaki elektron yoğunluğu,

$$n_p = N_C \exp \left[- \left(\frac{E_{CP} - E_{FP}}{kT} \right) \right] \quad (2.21)$$

olarak yazılır (Sze 1981). n -bölgedeki elektron yoğunluğu,

$$n_n = N_C \exp \left[- \left(\frac{E_{CN} - E_{FN}}{kT} \right) \right] \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 2.5. Bir p - n eklemine ait oluşumunun şematik gösterimi (a) başlangıçta ayrı olan p - n tipi ve n -tipi maddeler, (b) eklem oluştuktan sonra enerji-bant diyagramı, (c) W_D fakirleşmiş bölgesi içindeki iyonlaşmış safsızlık atomlarının uzay-yük tabakası, (d) eklem potansiyel dağılımı.

Bir $p-n$ eklemnin p -tipi yarıiletken tarafına gerilim kaynağının pozitif ucu bağlanırsa bu eklem ileri beslenmiş olur (Şekil 2.6a). Ayrılma bölgesi tabana göre oldukça dirençlidir ve böylece V dış gerilimi ayrılma bölgesinde düşer ve Şekil 2.6b' de gösterildiği gibi potansiyel engelinin büyüklüğünün V değerine küçülmesine neden olur.



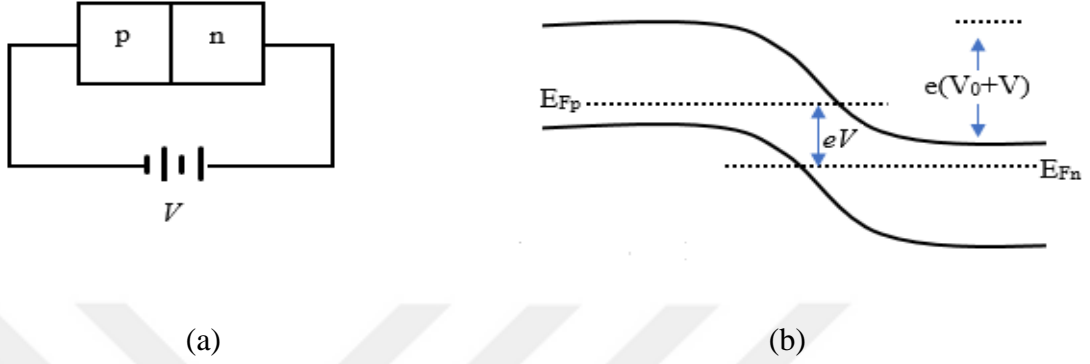
Şekil 2.6. (a) Bir $p-n$ eklemine uygulanan V ileri besleme gerilimi, (b) enerji bant diyagramı

Çoğunluk taşıyıcılar denge halinden çok kolay bir şekilde potansiyel engelinin aşar ve böylece difüzyon akımı drift (kayma) akımından oldukça büyük hale gelir. Bu durumda akım p ' den n bölgesine doğru akar. Böylece akım-gerilim ilişkisi,

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.23)$$

ile gösterilir (Sze 1981). Potansiyel engelin büyüklüğündeki azalma çoğunluk yük taşıyıcıların fakirleşmiş bölgeye enjekte edilmesini sağlar. Böyle sokulma neticesinde bu taşıyıcılar hemen azınlık taşıyıcısı haline gelirler ve eklemeye yakın noktadaki azınlık taşıyıcı yoğunluğu n_p ve p_n yeni değerlerine yükselir. Bu durum fazlalık azınlık taşıyıcı yoğunluğu gradiyetlerini ortaya çıkarır. Böylece sokulan taşıyıcılar eklemenden dışarı difüzyonla çıkar ve bu sırada yeniden birleşme yaparlar. Bu yeniden birleşmede kaybolan elektronlar dış gerilim kaynağı tarafından yerine konurlar ve böylece dış devrede bir akım akar.

Şekil 2.7a' da gösterildiği gibi p bölgesi gerilim kaynağının negatif ucuna bağlanmasına ters besleme denir. Bu beslemede, potansiyel engelin büyüklüğü V_0+V , yani uygulanmış olan potansiyel değerinince artar. Böylece difüzyon akımı ihmal edilebilir seviyeye iner. Bu durumda akım akışı n' den p bölgesine doğrudur.



Şekil 2.7. (a) Bir $p-n$ eklemeye uygulanan V ters besleme voltajı. (b) Enerji bant diyagramı.

Drift akımı, ayrılma bölgesi kenarının bir difüzyon boyu civarı içerisinde üretilen azınlık taşıyıcıları, elektrik alanın büyüklüğü ne olursa olsun ayrılma bölgesine difüzyon yoluyla ulaşır ve bu bölgede süpürülebileceğinden potansiyel engelin büyüklüğüne nispeten duyarsızdır. Bu akıma doyma akımı denir ve bu akım azınlık taşıyıcılar ile ilgili çeşitli parametrelere bağlıdır:

$$I_0 = eA \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \quad (2.24)$$

Bir ideal $p-n$ eklemde, ileri beslemede akım gerilimle üstel olarak artarken geri beslemede akım I_0 değerinde doyuma ulaşır (Sze 2002, Yacobi 2003).

Fakirleşmiş bölge genişliği:

$$W_D = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{e} (V_0 - V) \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.25)$$

Burada ϵ_r dielektrik sabitidir. V ileri besleme için pozitif, ters besleme için ise negatif alınır.

Bir $p-n$ eklem paralel levhalı kondansatör olarak düşünülürse, $p-n$ eklem sığası:

$$C = \frac{A\varepsilon_0\varepsilon_r}{W_D} = \frac{A}{2} \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{(V_0 - V)} \left(\frac{N_D N_A}{N_D + N_A} \right) \right] \quad (2.26)$$

olarak ifade edilir (Kasap 2001).

2.3. Metal -Yarıiletken (MS) Kontaklar

Metal-yarıiletken (MS) kontaklar Schottky engel diyot olarak adlandırılır. MS kontak parametrelerinin karakteristiklerinin anlaşılabilmesi için, iletkenin iletkenlik özelliklerinin ve yarıiletken kristalinin iyi bilinmesi gerekmektedir. Ayrıca bu kontağa uygun bir gerilim uygulanarak cihazın uygunluğu test edilir. Kontak yapılacak malzeme, yarıiletken kristalline atomik boyutta temas etmelidirler. Üretilen kontağın ideal bir cihaz yapmak için, kontakta kullanılan metalin yüksek saflıkta olması gerekmektedir. Yarıiletken yüzeyinin ise temiz olması çok önemlidir. Oluşturulan kontakta Fermi enerji seviyeleri eşitlenene kadar yük alışverişi olur (Ziel 1968). Bu durum MS kontağın elektronik enerji-bant diyagramı ile bağlantılıdır. Bundan dolayı, MS ara yüzeylerinde, potansiyel engel yüksekliği yüklerin ayrışmasıyla oluşur. Hareketli yükler olmadığı için bu bölgeye yüksek dirençli yalıtkan tabaka denilir ve söz konusu bölge MS kontaktın yarıiletken tarafında oluşur.

Metal yarıiletken kontaklar, omik kontaklar ve doğrultucu kontak olmak üzere iki grup altında incelenir. MS kontaklarda iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları, doğru besleme ile akım iyi bir şekilde iletirken, ters beslemede akımın kötü veya hiç iletilmeme durumuna doğrultucu kontak denir. Omik kontaklar, yarıiletken ve metal arasında her iki yönde de iletimi sağlayan düşük dirençli eklemlerdir.

Kontağın doğrultucu veya omik kontak olmasını, yarıiletkenlerin ve metalin iş fonksiyonları belirler. Φ_S parametresi yarıiletkenin, Φ_M metalin iş fonksiyonu olsun. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_M > \Phi_S$ durumlarda “doğrultucu kontak” oluşurken, $\Phi_M < \Phi_S$ olduğu durumlarda “omik kontak” meydana gelir. Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda Çizelge 2.1 de görüldüğü gibi tam tersi konumdadır.

Çizelge 2.1. Metal-yarıiletken kontakların iş fonksiyonlarına göre değişimi

Yarıiletken Türü	İş Fonksiyonları İlişkisi	Kontakt Türü
<i>n</i> -tipi	$\Phi_M > \Phi_S$	Doğrultucu
<i>n</i> -tipi	$\Phi_M < \Phi_S$	Omik
<i>p</i> -tipi	$\Phi_M > \Phi_S$	Omik
<i>p</i> -tipi	$\Phi_M < \Phi_S$	Doğrultucu

2.3.1. Metal/*n*-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontakt ($\Phi_S < \Phi_M$)

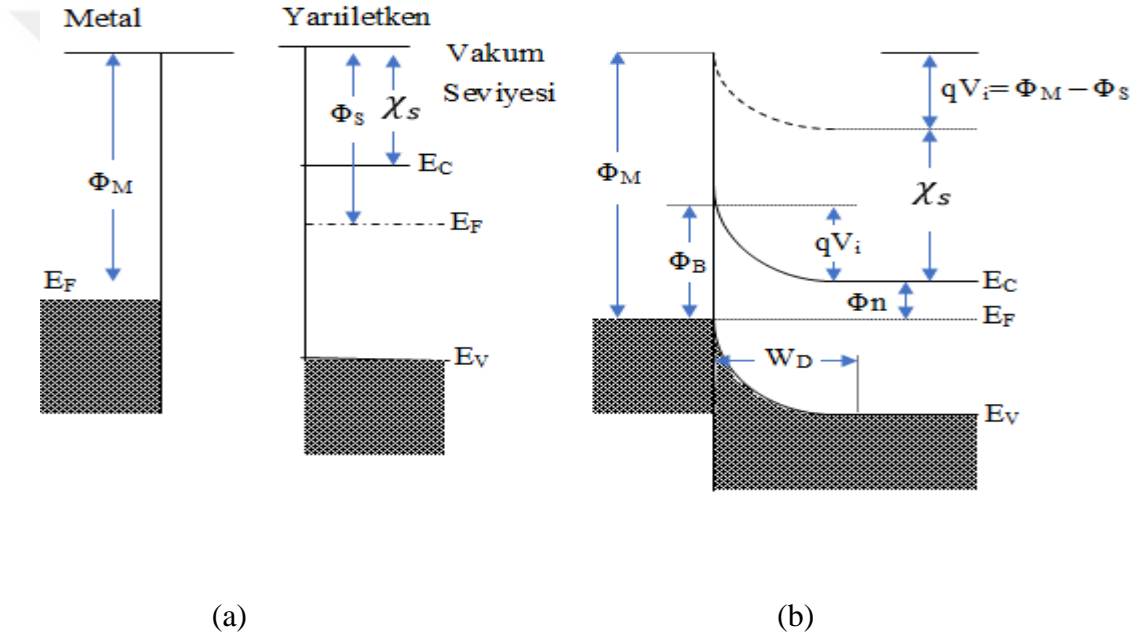
Yukarıda bahsini ettiğimiz gibi, bir metal yarıiletkenle temas ettirildiğinde potansiyel bariyer oluşur. Oluşan potansiyel bariyer, MS kontakların ara yüzündeki yüklerin ayrılmasından kaynaklanmaktadır. Bu durumda, yarıiletkende yük taşıyıcılardan arınmış yüksek dirençli bir bölge oluşur. Bariyer yüksekliğini açıklamak için öne sürülen en eski model Schottky ve Mott' tarafından verilmiştir. Bu modele göre, engel iki maddenin iş fonksiyonlarındaki farklılıktan kaynaklanmaktadır (Sharma 1984).

Şekil 2.8 a' da metalin iş fonksiyonu (Φ_M) ve *n*-tipi bir yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_S) ile enerji bant diyagramları gösterilmektedir. Φ_M , elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine yükseltmek için gereken enerji miktarı olarak tanımlanır. Metalin hemen dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerjisine vakum seviyesi denir ve Şekil 2.8a' daki referans seviyesidir. Φ_M , kristal örgünün periyodik potansiyeline bağlı olarak bir hacim katkısına ve yüzeydeki bir dipol katmanının muhtemel varlığına bağlı olarak bir yüzey katkısına sahiptir. Φ_S , hemen hemen aynı şekilde tanımlanır ve değişkendir. Yarıiletkenlerde Fermi seviyesi katkı ve sıcaklıkla değişir. Katkılamaya bağlı olmayan önemli bir yüzey parametresi olan elektron alınganlığı (χ_S), bir elektronun vakum seviyesi ile iletim bandının alt kenarı arasındaki enerji farkı olarak tanımlanır. Φ_M , Φ_S ve elektron alınganlığı genellikle elektron volt (*eV*) olarak ifade edilir.

Şekil 2.8b, temas yapıldıktan ve dengeye ulaşıldıktan sonraki enerji bantı diyagramını göstermektedir. Metalle yarıiletken kontak edildiğinde, yarıiletkende metale göre daha yüksek enerjiye sahip olan iletkenlik bandındaki elektronlar, metal ve yarıiletkendeki Fermi seviyesi eşitlenene kadar yarıiletkenden metale akar. Elektronlar yarıiletkenden metale ilerlerken, yarıiletken bölgesindeki sınırın yakınında ki serbest elektron yoğunluğu

azalır. Fermi seviyesi ve İletkenlik bandı kenarı (E_C) arasındaki ayırım, elektron yoğunluğunun azalmasıyla artar. Termal dengedeki E_F sabit kalırken, E_C şekil 2.8b' de gösterildiği gibi eğilir.

Metale geçen iletkenlik bandı elektronları, arkasında pozitif bir iyonize donör yükü bırakır, böylece metalin yakınındaki yarıiletken bölgede, elektronlarının tükenmesine neden olur. Böylece, ara yüzün yarıiletken tarafında pozitif bir yük oluşur. Metale geçen elektronlar, Thomas-Fermi film mesafesi ($\approx 0,5\text{\AA}$) içinde yer alan ince bir negatif yük tabakası oluşturur. Sonuç olarak, Şekil 2.8b' de ki gibi yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan oluşur.



Şekil 2.8 Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_S < \Phi_M$) elektron enerji-bant diyagramı (a) Kontak yapılmadan önceki durumu (b) Kontak yapıldıktan sonra termal denge durumu (Sze 1981).

Yarıiletken metalle birleştirildiğinde, yarıiletkenin yasak bant aralığı değişmediğinden değerlik bant kenarı E_V , iletken bant kenarı E_C ' ye paralel olarak hareket eder. Ayrıca yarıiletkendeki vakum seviyesi, E_C ile aynı varyasyonları izler. Bunun nedeni, yarıiletkenin elektron alınganlığıdır. MS teması yapıldıktan sonra bile χ_S değişmeden kalır. Bu nedenle, termal dengede bir MS sistem için bariyer yüksekliğini belirleyen

önemli nokta, vakum seviyesinin geçiş bölgesi boyunca sürekli kalması gerektiğidir. Bu nedenle, yarı iletken tarafındaki vakum seviyesi, sürekliliği korumak için metal taraftaki vakum seviyesine kademeli olarak yaklaşmalıdır. Bant eğilme miktarı, iki çalışma fonksiyonu arasındaki farka eşit olan, iki vakum seviyesi arasındaki farka eşittir. Bu fark, V_i ' nin volt cinsinden ifade edildiği ve temas potansiyel farkı veya birleşme noktasının yerleşik potansiyeli olarak bilindiği $qV_i = (\Phi_M - \Phi_S)$ ile verilir. Burada qV_i , yarıiletken metalde hareket eden bir elektronun üstesinden gelmek zorunda olduğu potansiyel engeldir. Bununla birlikte, metal tarafındaki bariyer yüksekliği, yarıiletken tarafındaki bariyer yüksekliğinden farklıdır ve

$$\Phi_B = (\Phi_M - \chi_S) \quad (2.27)$$

ile verilir.

$$\Phi_S = (\chi_S + \Phi_n) \quad (2.28)$$

$$\Phi_M = (qV_i + \Phi_S) \quad (2.29)$$

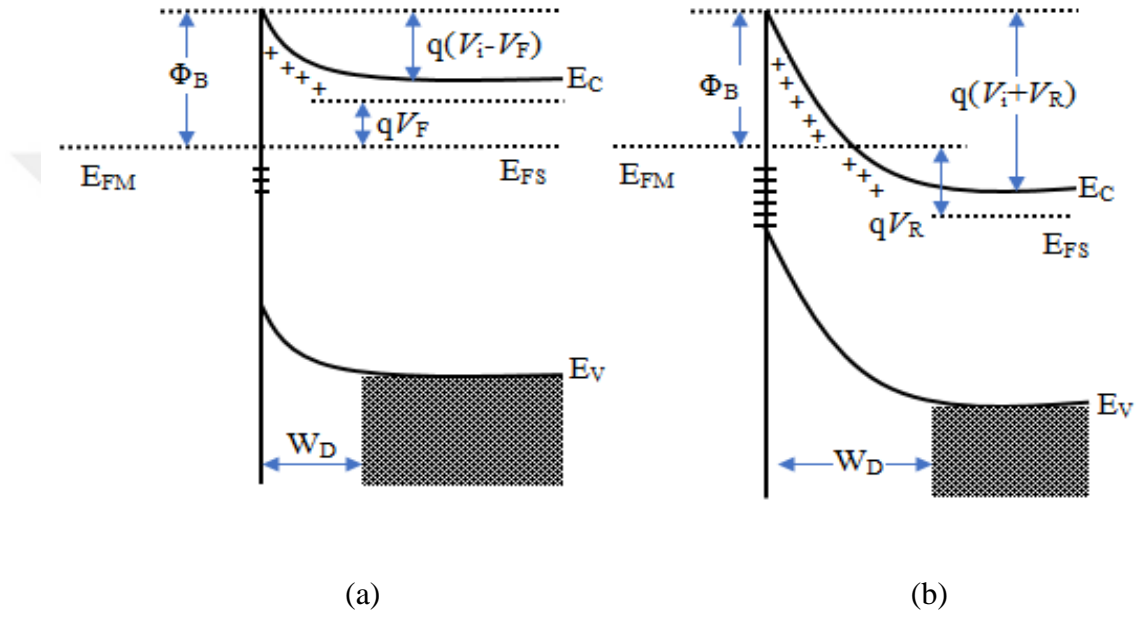
olduğundan,

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \quad (2.30)$$

elde edilir. Burada $\Phi_n = (E_C - E_F)$, yarıiletkenin yasak bandındaki Fermi seviyesini temsil eder ve q , elektron yüküdür. Denklem (2.27) ifadesi Schottky ve Mott tarafından birbirlerinden bağımsız olarak ifade edilmiştir (Crowell ve Sze 1966).

Termal dengede, metalden yarıiletkene aktarılan elektronlar yarıiletken metalde aktarılan elektronlar ile dengelenir. Bu durumda net bir akım oluşmaz. Fakirleşmiş bölgesi çok az sayıda yük taşıyıcı içerir. Fakirleşmiş bölgedeki direnç yarıiletkenin ve metalin nötr kısmının direncine göre çok yüksektir, yani iletkenlik düşüktür. Bu sebeple dışardan uygulanan voltajın tamamı bu bölgede oluşur. Uygulanan ön gerilim voltajı ve ters gerilim voltajı termal dengedeki enerji-bant diyagramını değiştirir. Oluşan farklılık, W_D ' ye gelen potansiyelin değişmesi ve bant bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle olur.

Şekil 2.9a' da gösterildiği gibi metal/*n*-tipi yarıiletken eklemine metal tarafına pozitif voltaj uygulanmasına durumuna doğru besleme denir. Yarıiletken bölgesindeki potansiyel engel uzay yükü yoğunluğu azalırken, metal bölgesindeki bariyer yüksekliği aynı kalır. İletkenlik bandındaki enerji seviyesi qV_F 'ye kadar yükselir. Yükselen enerji seviyesi yarıiletken metalde akan elektronlar için potansiyel bariyerin qV_F kadar azalmasını sağlar. Yarıiletken metalde aktarılan elektronların geçişi ise daha kolay olur. MS ekleminden geçen akım uygulanan gerilime göre üstel olarak artış gösterir.

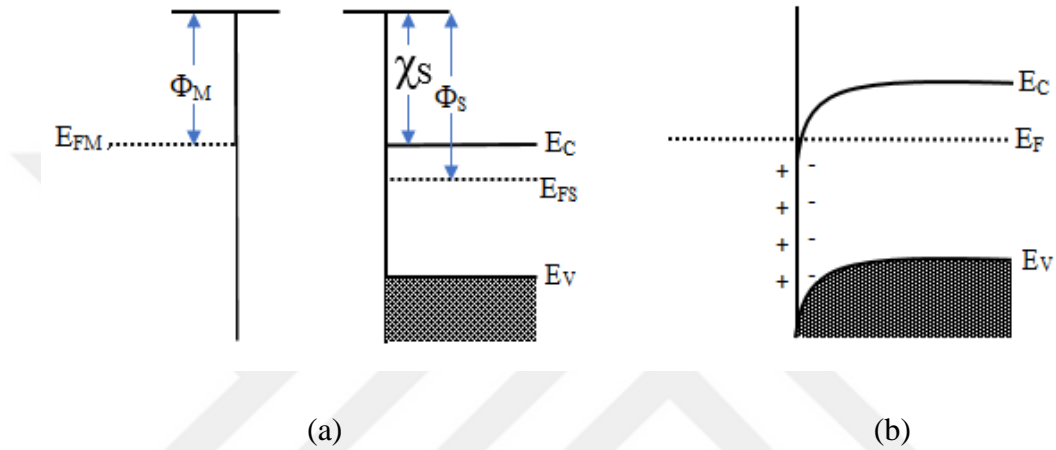


Şekil 2.9. Metal/*n*-tipi yarıiletken kontak için, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük ($\Phi_S < \Phi_M$) olduğu durumlarda enerji-bant diyagramının (a) doğru besleme ve (b) ters besleme altında enerji-bant diyagramı (Sze 1981).

MS kantağın metal tarafına negatif gerilim uygulanmasına ters besleme denir. Şekil 2.9b' de görüldüğü gibi bariyer, yarıiletken tarafına uygulanan gerilimle yükselir ve elektronların geçişi zorlaşır. Bu durumda yarıiletken metalde geçen akımda azalma olur. Ters besleme yapıldıktan belli bir süre sonra yarıiletken metalde elektron geçişi olmaz. Fakat termoyonik emisyon yoluyla akımı, metalden yarıiletken metalde geçen elektron oluşturur. Bariyeri belli sayıda elektron geçer ve doyma akımı oluşur.

n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan büyük ise ($\Phi_S > \Phi_M$), omik kontak oluşur. Metalin Fermi enerji seviyesi yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden

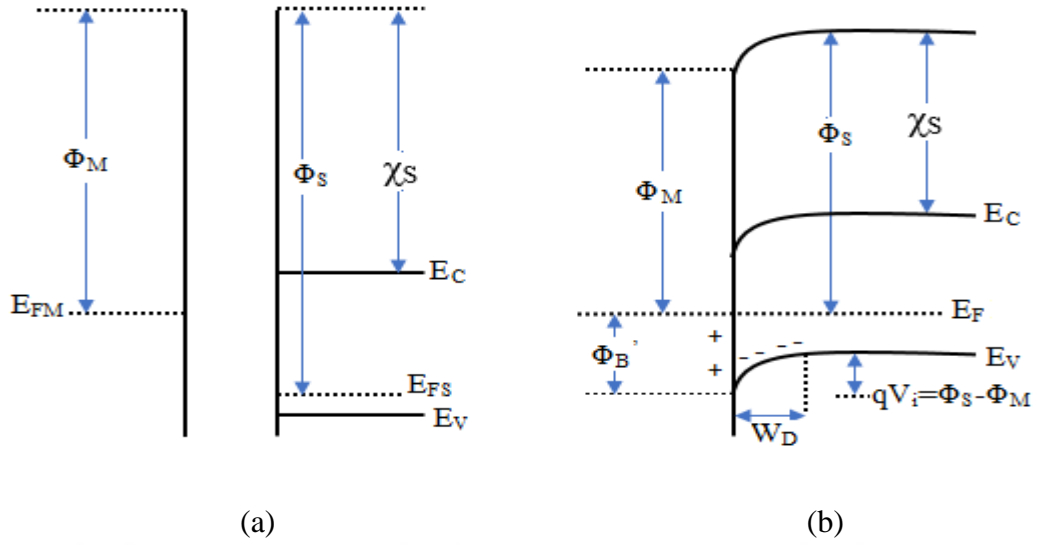
büyükür. Şekil 2.10a' daki gibi metal/*n*-tipi yarıiletken kontaklarda, metalden yarıiletkene doğru elektron geçişi olur. Bu süreç denge durumuna gelinceye kadar devam eder. Metalden yarıiletkene elektron geçtiğinde metalin Fermi enerji seviyesi değişmez. Ancak yarıiletken elektron bakımından zenginleştiği için Fermi enerji seviyesi yukarı doğru kayar. Metalden yarıiletkene geçen elektronlar arkalarında iyonize olmuş atomlar bırakmadıklarını için fakirleşmiş bölge oluşmaz. Bu sayede yarıiletkenden metale, metalden yarıiletkene yük akışı kolay olur.



Şekil 2.10. Metal/*n*-tipi yarıiletken kontak için, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ($\Phi_S > \Phi_M$) olduğu durumlarda elektron enerji-bant diyagramı (a) kontak öncesi ve (b) kontak sonrası denge durumunda (Sze 1981).

2.3.2. Metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kontak ($\Phi_S > \Phi_M$)

Metalle *p*-tipi yarıiletken temas ettirildiğinde, $\Phi_M < \Phi_S$ olduğunda durumlarda elektronlar metalden yarıiletkene akar. Her iki taraftaki Fermi seviyesi aynı hizaya gelir ve denge durumu oluşur (Şekil 2.11a). Bu elektronlar, *p*-tipi yarı iletkeninde azınlık taşıyıcılarıdır. Şekil 2.11b' de gösterildiği gibi, bu elektronlar yarıiletken tarafında boşluklarla yeniden birleşerek, yük taşıyıcılardan arınmış bir uzay yük bölgesinin oluşmasına yol açar. Bu bölgedeki boşlukların konsantrasyonu, alıcı konsantrasyonuna kıyasla önemsiz derecede düşüktür.



Şekil 2.11. Metal/*p*-tipi yarıiletken kontağın enerji bant diyagramı. (a) Metal ve yarıiletkenin kontak yapılmadan önceki enerji-bant diyagramı (b) Kontak oluştuktan sonraki termal denge durumu (Sze 1981).

Bir *p*-tipi yarıiletkendeki akım, boşluklar tarafından taşındığından, Şekil 2.11b' deki bant diyagramında boşluklar için bariyer aramak zorundayız. Boşluklar için bariyer yüksekliği Φ_B' ,

$$\Phi_B' = \chi_S + E_g - \Phi_M \quad (2.31)$$

buradaki E_g , yarı iletkenin yasak bant aralığını temsil eder. Denklem (2.27) ve (2.31)' i topladığımızda,

$$\Phi_B' + \Phi_B = E_g \quad (2.32)$$

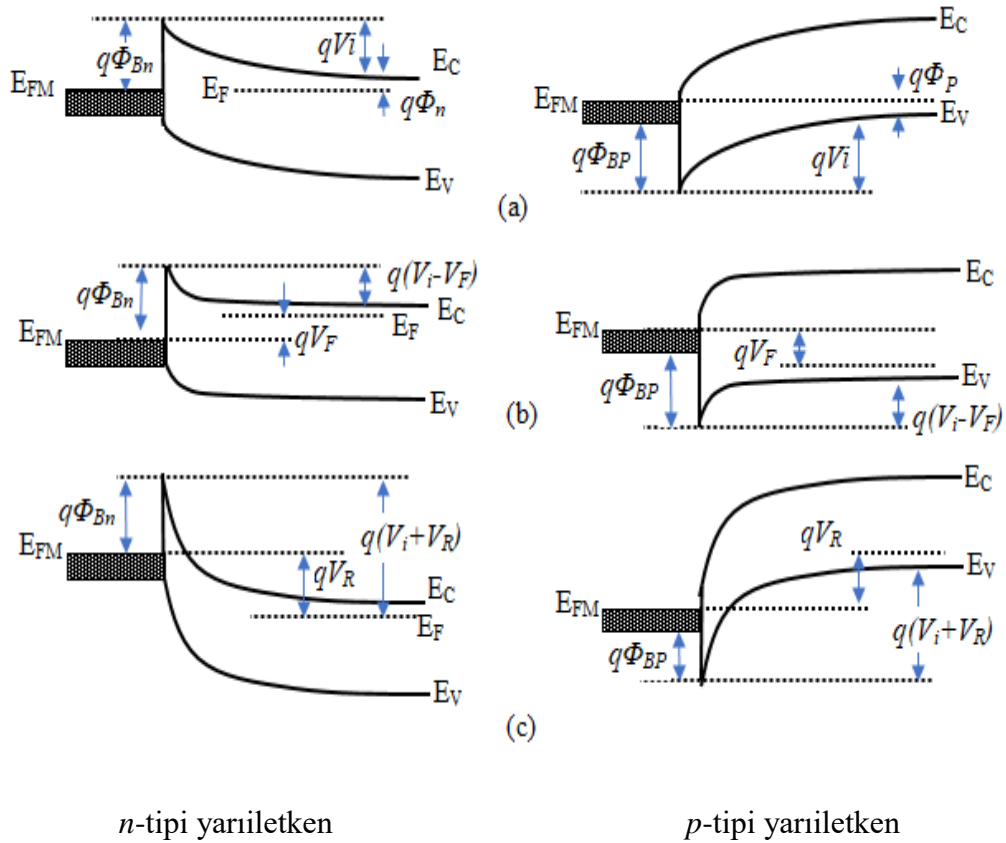
elde edilir.

Metal/*n*-tipi ve Metal/*p*-tipi yarıiletken eklemlerin enerji bant diyagramları Şekil 2.12' de gösterilmektedir.

Metal/*n*-tipi yarıiletkenlerde, yarıiletken tarafına negatif gerilim ($V=V_F$) uygulanmasına doğru besleme denir. Bu tür beslemede fakirleşmiş bölgenin genişliği azalır ve bariyer

yüksekliği, qV_i ' den $q(V_i - V_F)$ ' ye düşer (Şekil 2.12b). Bariyer yüksekliği küçüldüğü için, yarıiletkenenden metale doğru olan elektron akışı artar. Metalden yarıiletkenene elektron akışı değişmez ve metalde herhangi bir gerilim düşmesi olmaz. Bunun sonucunda potansiyel bariyer yüksekliği, uygulanan gerilimden etkilenmez.

Şekil 2.12c' de ters beslemede MS kontağın enerji bant diyagramı görülmektedir. Yarıiletken bölgesine pozitif ($V = -V_R$) bir gerilim uygulandığında, fakirleşmiş bölgenin genişliği ve bariyer yüksekliği qV_i ' den $q(V_i + V_R)$ ' ye artar. Bariyer yüksekliği arttığı için, yarıiletkenenden metale doğru olan elektron akışında azalma meydana gelir. Bu durumda MS kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur.



Şekil 2.12. Farklı belseme koşullarında metal/*n*-tipi yarıiletken ve metal/*p*-tipi yarıiletken kontaktarın enerji-bant diyagramları.

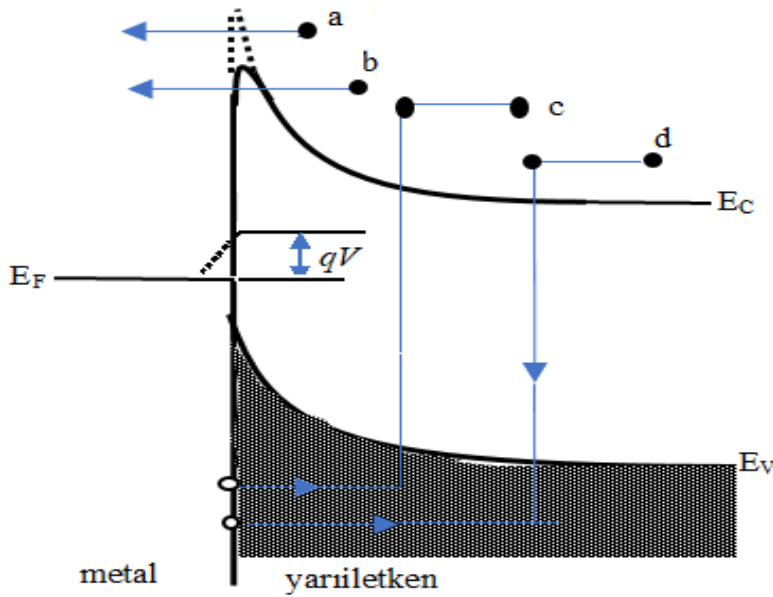
(a) Termal dengedeki enerji-bant diyagramı (b) Doğru beslemedeki enerji-bant diyagramı (c) Ters beslemedeki enerji-bant diyagramı (Sze ve Kwok 2007).

2.4. Metal/Yarıiletken Eklemlerde Akım -İletim Mekanizmaları

Doğru besleme altında MS kontaklarda kullanılan temel akım-iletim mekanizmaları aşağıdaki gibidir (Sze ve Kwok 2007, Rhoderick ve Williams 1988):

- I. Difüzyon Teorisi
- II. Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
- III. Boşluk Enjeksiyonu
- IV. Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi (TED)
- V. Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- VI. Yüksüz bölgede rekombinasyon
- VII. Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE))

İleri beslemede metal/n-tipi yarıiletkendeki 4 temel akım iletim mekanizması Şekil 2.13' de gösterilmiştir.



Şekil 2.13. İleri beslemede metal/n-tipi yarıiletkendeki 4 temel akım iletim mekanizması: (a) Termiyonik emisyon (b) Tünelleme (c) Tekrar birleşme, (d) Elektronların difüzyonu (Sze 2007)

Yukarıda belirtilen MS kontaklardaki akım mekanizmalarının önemli olanları aşağıdaki gibi yorumlanır:

2.4.1. Difüzyon teorisi

Difüzyon genel anlamda yüksek yoğunluklu bölgeden düşük yoğunluklu bölgeye madde geçiştir. Metal–yarıiletken eklemlerde yük taşıyıcı yoğunluklarının farklı olduğu bölgelerde, fazla olan yük taşıyıcıları az olan bölgeye doğru akmasına yük geçişleri denir. Düşük mobiliteye sahip yarıiletkenlerde akım iletim mekanizması difüzyon teorisi ile açıklanabilir. Schottky tarafından ele alınan difüzyon teorisinin dayandığı hipotezler aşağıdaki gibidir (Sze ve Kwok 2007).

- ✓ Bariyer yüksekliği kT değerinden çok büyüktür.
- ✓ Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu yozlaşmış (dejenere) değildir.
- ✓ $x=0$ ve $x=W_D$ bölgesindeki (Fakirleşmiş bölge) yük taşıyıcı konsantrasyonu akımdan etkilenmez.
- ✓ Fakirleşmiş bölgede elektronların çarpışma etkisi hesaba katılır.

Bu hipotezlere dayanarak fakirleşmiş bölgedeki bölgesel alan, yoğunluk ve akım farkına bağlı olarak metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Akım yoğunluğu denklemi,

$$J_x = J_e = q \left[n(x)\mu_e E(x) + D_e \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.39)$$

ile verilir. Burada $E(x)$ Schottky bölgesindeki elektrik alanı, $n(x)$ elektron yoğunluğu, μ_e elektron mobilitesi ve D_e elektronun difüzyon sabitidir. Mobilitiyi difüzyon katsayısına bağlayan ifade yani Einstein bağıntısı:

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT}{q} \quad (2.40)$$

olarak ifade edilir. Akım yoğunluğu ifadesindeki $E(x)$:

$$E(x) = -\frac{\partial V(x)}{\partial x} \quad (2.41)$$

yazabiliriz. Denklem (2.39) ve (2.40)'ı denklem (2.38)'de yerine yazarsak,

$$J_x = qD_e \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.42)$$

denklem (2.41) elde edilir. Bu denklemin çözümünden difüzyon akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_x = J_D \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.43)$$

burada J_D doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_D = \left(\frac{q^2 N_C D_e}{\epsilon_s} \right) \left[\frac{2q N_D (\Psi_{bi} - V)}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \left(\exp \left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \right) \quad (2.44)$$

şeklinde ifade edilir. Burada Ψ_{bi} difüzyon gerilimi, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Görüldüğü gibi termoiyonik emisyon ve difüzyon teorisinden elde edilen akım yoğunluğu ifadeleri birbirine çok benzemektedir. Bununla birlikte difüzyon teorisinin doyum akım yoğunluğu (J_D), uygulanan gerilime bağlı olup sıcaklık hassasiyeti TE' deki doyum akım yoğunluğuna göre daha azdır. (Sze ve Kwok 2007).

2.4.2. Termoiyonik Emisyon Teorisi (TE)

Schottky bariyer diyotlar, yeteri kadar enerjiye sahip olan yük taşıyıcılarının potansiyel bariyer engeli üzerinden metalden yarıiletkene veya yarıiletkenen metale geçmesi olayına termoiyonik emisyon (TE) olarak adlandırılır. TE da metal/p-tipi yarıiletkenlerde holler tarafından gerçekleştirilirken, metal/n-tipi yarıiletkenlerde elektronlar tarafından gerçekleştirilir. Bethe tarafından ortaya atılan bu teori, MS eklemlerde çoğunluk taşıyıcılar tarafından akımın iletildiğini kabul edilerek kurulan TE teorisinin hipotezi aşağıda belirtildiği gibidir (Sze ve Kwok 2007, Rhoderick ve Williams 1988).

- Schottky bariyer diyotta, Schottky bölgesinde taşıyıcılar çarpışmazlar.
- Potansiyel bariyerin yüksekliği, kT/q enerji değerinden çok büyüktür.
- Bariyer eğiliminin biçimi önemsizdir, bu durumda akım sadece bariyer yüksekliğine bağlıdır.
- Isısal denge kurulmuş olup, net akımın akması bu dengeye etki etmez.
- Görüntü yük kuvvetlerinin (image force) etkisi ihmal edilebilir.

Bu hipotezler yardımıyla yarıiletkenden metale doğru akan akı yoğunluğu $J_{S \rightarrow M}$,

$$J_{S \rightarrow M} = \int_{E_F + q\Phi_b}^{\infty} qv_x dn \quad (2.32)$$

Şeklinde ifade edilir ve v_x , iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır. $E_F + q\Phi_B$ metalden TE teorisi için gerekli en düşük enerjidir. Küçük bir enerji aralığındaki enerji yoğunluğu ise dn olarak ifade edilir. Denklem 2.31 den yola çıkarak metal/n-tipi yarıiletken eklemlerde metalden yarıiletkene akan elektronlar için akım denklemi,

$$J_{S \rightarrow M} = \left(\frac{4\pi m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.33)$$

burada h Planck sabitidir. Buradan,

$$J_{S \rightarrow M} = A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.34)$$

A^* Richardson sabiti olup etkin kütlelerin bir fonksiyonudur. Metalden yarıiletkene doğru zıt yönde elektron akımı ise bariyer yüksekliğinin aynı kalmasından dolayı uygulanan gerilimden etkilenmez. Yani bu zıt yöndeki akımı bariyer yüksekliği belirler. Böylece zıt yöndeki akım yoğunluğu denge durumunda ($V = 0$), yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğuna eşittir. Metalden elektrona olan zıt yönlü akım, denklem (2.34) $V = 0$ için düzenlenirse;

$$J_{S \rightarrow M} = -A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{kT} \right] \quad (2.35)$$

olarak elde edilir. Toplam akım yoğunluğu ise denklem (2.34) ve denklem (2.35) ifadelerinin toplanmasıyla;

$$J_n = \left(A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\Phi_B}{kT} \right] \right) \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.36)$$

şeklinde verilir.

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left[\frac{-q\Phi_B}{kT}\right] \quad (2.37)$$

Böylece toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.38)$$

olarak yazılabilir.

2.4.3. Termoyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi

Termoyonik Emisyon Teorisi ve Difüzyon Teorisi Crowell ve Sze tarafından sentezlenerek Termoyonik Emisyon Difüzyon Teorisi geliştirilmiştir (Sze ve Kwok 2007). TE ve Difüzyon Teorisi metal-yarıiletken kontaklarda ara yüzey kenarındaki rekombinasyon hızı (v_r) üzerinde tanımlanmıştır. MS kontaklara uygulanan voltaj, yarıiletkenden metal bölgesine doğru elektron akışına sebep olur. Yük taşıyıcılarının belli bir kısmı kuantum mekaniksel yansımalara, geri kalan kısmı ise optik fonon geri saçılmalarına uğradığından akımın değeri azalır. Sze bu olayı rekombinasyon hızındaki azalma olayı şeklinde ifade etmiştir. Bu teoriye göre elektronlar metal-yarıiletken eklemlerde, ara yüzeydeki optik fononlardan etkilenmeden ortalama iletim katsayısı ve potansiyel engel üzerinden ayrılma olasılıkları göz önüne alındığında Richardson sabiti (A^*), etkin Richardson sabiti (A^{**}) olarak değişir. Bu duruma göre akım-gerilim (I - V) denklemi,

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.45)$$

şeklinde ifade edilir. Burada J_0 doyma akım yoğunluğu ve T Kelvin cinsinden sıcaklıktır.

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left[\frac{-q\Phi_B}{kT}\right] \quad (2.46)$$

Burada β bariyer yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.47)$$

ile gösterilmektedir.

TE' ye göre ideal bir diyotun sapmaları hesaplayabilmek için bir idealite faktörüne (n) ihtiyaç vardır ve ideal bir Schottky diyotta $n = 1$ ' dir. Bu durumda akım yoğunluğu ifadesi ise:

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (2.48)$$

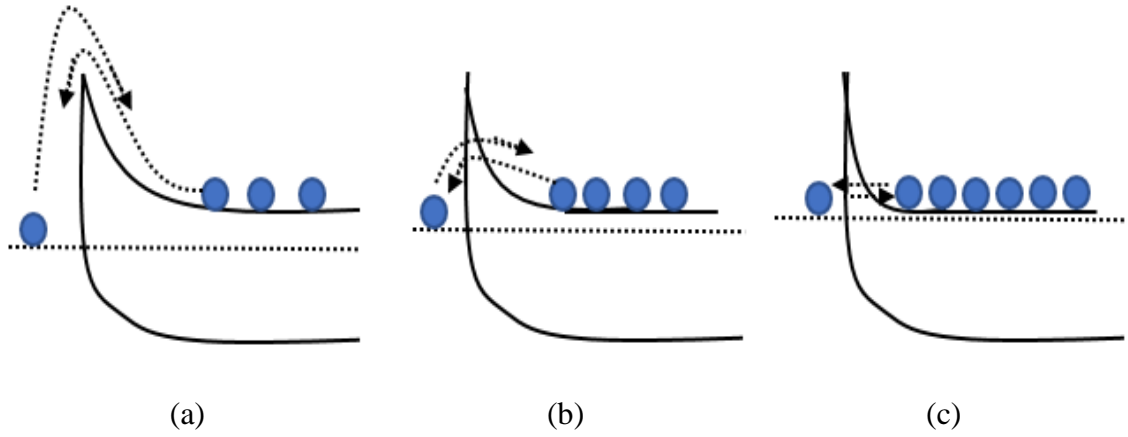
elde edilir. İdealite faktörünün değeri ideal duruma ($n=1$) göre arttıkça bariyer yüksekliğinin gerilime bağıllığı artmaktadır. İdealite faktörü, yarıiletken ile dengede ara yüzey durumları (N_{ss}) ve MS eklem arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden ifade edilirse,

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right] \quad (2.49)$$

olarak verilir. Denklem (2.49) için idealite faktörü, ara yüzey durumlarının artmasıyla ve yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla doğru orantılı olacak şekilde artmaktadır. Etkin Richardson sabitinin ve bariyerin azalmasına bağlı olarak Schottky bariyer diyotlarının idealite faktörü $1 < n < 1,2$ arasında bir değer alır.

2.4.4. Schottky Bariyer Boyunca Tünelleme

Fakirleşmiş bölgenin genişliği yarıiletkendeki katkı konsantrasyonu arttığında azalır. Böylece katkı konsantrasyonu arttığında bariyer boyunca tünelleme ihtimali artar. Bu durumda MS kontaklarda yük taşıyıcıları yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene tünelleme yapar. Bu durumu üç şekilde ifade edebiliriz (Şekil 2.14).



Şekil 2.14. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta akım iletim mekanizmalarının katkı konsantrasyonuna bağlılığı. (a) Düşük seviyede N_D , Termoiyonik emisyon (b) orta seviyede N_D , Termoiyonik Alan Emisyonu (c) Yüksek seviyede N_D , Alan Emisyonu (Elektron akımı oklarla belirtilmiştir)(Schroder 2006).

- Az katkılı yarıiletkenler için ise ($N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) TE sahip olan elektronlar termal olarak uyarıldığında engeli aşabilirler.
- Orta seviyede katkılı yarıiletkenler için ($10^{17} < N_D < 10^{19}$) TAE baskındır. Elektronlar termal olarak uyarılır ve bariyer genişliği tünelleme oluşması için yeterince sığdır.
- Aşırı katkılı yarıiletkenler ($N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) için TE baskındır. Bariyer genişliği iletkenlik bandının tabanındaki elektronların metale tünelleme yapması için yeterince sığdır (Schroder 1990).

Tünelleme akım yoğunluğu,

$$J_i(AE) \propto \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{E_{00}}\right) \quad (2.50)$$

ile ifade edilir. Burada E_{00} enerjisi tünelleme olayının karakteristik enerjisidir ve tünellemeyi karakterize eder. Tünelleme akımı katkı konsantrasyonu ile eksponansiyel olarak artar.

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_0 m_e^*}} \right) \quad (2.50)$$

ile verilir.

2.5. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotların Engel Kapasitesi

Fakirleşmiş bölgenin genişliği dışarıdan uygulanan voltajla değişim gösterir. Metal-yarıiletkenler eklemler, p - n eklemler gibi yapı olarak kondansatöre benzer. Bu yüzden ara bölgede kapasitans oluşur ve bu bölgede sınır koşulları uygulanarak Poisson denklemi sayesinde kapasitans ve bariyer yüksekliği değerleri bulunur.

Metal/ n -tipi yarıiletkenler için potansiyel denklemi,

$$\Psi(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (2.51)$$

olarak elde edilir. $x = d \Rightarrow \psi(x) = V_d - V$ ifadesi denklem (2.51)'de yerine yazılırsa,

$$V_d - V = -\frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{2}d^2 - d^2 \right) \quad (2.52)$$

$$V_d - V = -\frac{qN_D d^2}{2\epsilon\epsilon_0} + \frac{qN_D d^2}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.53)$$

$$V_d - V = \frac{qN_D d^2}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.54)$$

$$d = W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_D} (V_d - V)} \quad (2.55)$$

elde edilir. Burada V_d difüzyon potansiyelidir. Schottky bariyer genişliği $(N_D)^{-1/2}$ ile doğru orantılıdır. Dolayısıyla Schottky bariyer genişliği safsızlık yoğunluğu ile değiştirilebilir.

Fakirleşmiş bölgedeki uzay yükü,

$$Q = qN_D W_D \quad (2.56)$$

olarak verilir. Denklem (2.55), denklem (2.56)'de yerine yazılırsa;

$$Q = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0qN_D(V_d - V)} \quad (2.57)$$

denklem (2.57) elde edilir. Kapasitans değeri,

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (2.58)$$

olduğuna göre;

$$C = \frac{\varepsilon_S}{W_D} = \sqrt{\frac{q\varepsilon\varepsilon_0N_D}{2(V_d - V)}} \quad (2.59)$$

elde edilir.

2.6. Schottky Bariyer Diyotlarda İleri Beslemedeki I - V Karakteristikleri

Schottky bariyer diyotlarda, ileri besleme I - V karakteristiklerinde ideal durumdan sapmalar olabilir. Bu durumda idealite faktörü 1'den büyük ve seri direnç değeri ise sıfırdan büyük olabilir. Bu sonuca göre denklem (2.36)'daki akım yoğunluğu ifadesi, $\exp(qV_0/nkT) \gg 1$ durumunda göz önüne alındığında akımın ifadesi,

$$I = AA^{**} \exp\left(\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(V - IR_S)}{nkT}\right) \quad (2.60)$$

olarak elde edilir (Tan 2017).

Doğrultucu kontaklarda dışarıdan uygulanan gerilimin artmasıyla I - V karakteristiğinde sapmalar meydana gelir. İdeal durumdan sapmasına seri direnç (R_S) ve ara yüzey durum yoğunluğu sebep olur. Seri direnç, yarıiletkenle metal arasındaki organik ara yüzey tabakasının varlığından kaynaklanır. Ayrıca bu organik tabaka, doğrultucu kontaklarda lineer olmayan davranışlara sebep olmaktadır. Schottky bariyer diyotların elektriksel karakteristiklerini etkileyen yapılardan biri olan seri direnç, Cheung fonksiyonları yardımıyla elde edilir (Cheung 1986). Bu fonksiyon sayesinde idealite faktörü ve bariyer yüksekliği gibi parametrelerde hesaplanabilir.

$$\frac{dV}{d(\ln(I))} = IR_S + n \left(\frac{kT}{q} \right) \quad (2.61)$$

$$H(I) = V - n \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I_0}{AA^*T^2} \right) \quad (2.62)$$

Ayrıca $H(I)$ ifadesi,

$$H(I) = IR_S + n\Phi_{B0} \quad (2.63)$$

ile verilir.

Cheung modeline alternatif olarak seri direnç ve bariyer yüksekliğini hesaplamak için Norde metodunda kullanabiliriz (Norde 1979). Norde metodu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (2.64)$$

γ idealite faktöründen büyük boyutsuz bir tamsayıdır. Denklem (2.64)'dan elde edilen $F(V)$ - V grafiğinde, $F(V)$ değerinin minimum noktasına karşılık gelen değer bariyer yüksekliğini verir.

$$\Phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (2.65)$$

Burada $F(V_0)$, $F(V)$ - V grafiğindeki $F(V)$ 'nin minimum değeridir. V_0 ise V eksenine karşılık gelen voltajdır.

Seri direnç değeri ise,

$$R_S = \frac{kT(\gamma - n)}{qI_0} \quad (2.66)$$

ile ifade edilir. Denklem (2.66)'daki I_0 değeri V - $F(V)$ grafiğinde V_0 'a karşılık gelen akım değeridir.

2.7. Polimer Malzemeler

Bir polimer, birbirine kovalent veya iyonik olarak bağlanmış monomerler denilen bir moleküller zinciridir (Callister 2007). Polimer zincirleri, kütleme adı verilen bir işlemle birbirine çapraz bağlanır. Çoğu zaman, kütleme işlemleri geri döndürülemez çünkü bir polimer kütürü olarak kimyasal bir reaksiyon gerçekleşir. Polimerler çeşitli fiziksel ve kimyasal yöntemlerle iyileştirilebilir. Örneğin, SU-8 gibi fotopolimerler, belirli ışık dalga boylarına maruz kaldıklarında çapraz bağlanırlar. Termoset polimerleri (yani vulkanize kauçuk, Duroplast ve birçok epoksiler) veya termosetler, belirli bir reaksiyon sıcaklığına maruz kaldıklarında sertleşirler.

Polimer türleri, tümü çeşitli uygulamalar için kullanılabilen kauçuklardan, reçinelerden, epoksilerden, plastiklerden ve hatta fantomlardan çeşitlilik gösterir. Örneğin, polimetilmetakrilat (PMMA) onkolojide radyoloji testleri için bir hayalet olarak kullanılır, ancak aynı zamanda pleksiglasta bir bileşen olarak da kullanılır. (Johns ve ark. 1983) Ayrıca bir piezoelektrik görevi gören poliviniliden florür (PVDF) gibi iletken polimerler de vardır. Piezoelektrik malzemeler, basınç uygulandığında bir elektrik alanı üretir ve ayrıca bir elektrik alanının varlığında bir gerilme değişikliği gösterir. Polistiren, plastik saklama kaplarında bir bileşen olarak kullanılan yaygın bir plastiktir. Cam elyafları, filtre kâğıtları ve polimer membranlarla birlikte ayırıcılar olarak kullanılır. Poliakrilonitril (PAN), bisfenol-A'nın diglisidileteri (DGEBA) ve polietilen glikol diglisidileter (PEGDGE) dâhil olmak üzere farklı polimer matrisleri, polimer elektrolitleri olarak kullanılır. Poli etilen glikol (PEG), diğer uygulamaların yanı sıra nanopartiküller için biyo-uyumlu bir kaplama olarak kullanılır. (Xie ve ark. 2007, Kohler ve ark. 2004)

2.7.1. Karbon Nanotüpler

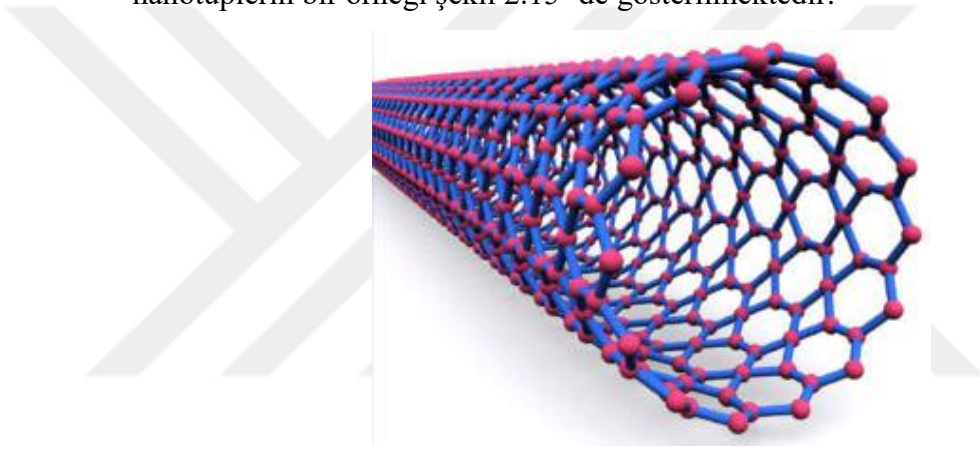
Karbon nanotüpler, 1991 yılında Iijima tarafından keşfedilmiş olmasına rağmen, 1952 yılında Lukyanovich ve Radushkevic tarafından ilk defa sentezi gerçekleştirilmiştir. Karbon nanotüplerin en önemli özellikleri son derece dayanıklı olması ve çok hafif olmasıdır. Nanotüpler, yapısındaki farklılıklara göre metal ya da yarıiletken özelliği gösterebilir. Bu özelliği ile günümüz teknolojisinde iyi bir yer almaktadır.

Karbon nanotüpler, geometrik şekillerine bağlı olarak yarıiletken ve metalik özellik gösterirler. Katkısız olan nanotüpün, geometrik yapılarının değiştirilmesiyle, elektriksel

özellikleri de değiştirebilmektedir. Kiriş yapısındaki nanotüplerde karbon örgüleri, dikeydir ve bu nanotüpler, yarıiletken özellik taşırlar. Zigzag yapıdaki karbon nanotüpler, metallere daha iyi elektrik iletirler. Kiral yapıdaki nanotüpler ise yarı metal gibi davranırlar ve elektriği yeterince iletirler (Köse 2016).

Karbon nanotüpler duvar sayılarına göre ikiye ayrılır.

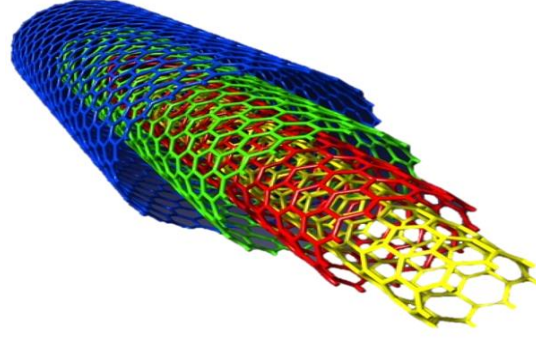
- **Tek duvarlı karbon nanotüpler (SWCNT-Single Walled Carbon Nanotube):** Bu tür nanotüpler, 1-2 nm aralığında değişen, iki ucu kapatılmış grafit tüpleri şeklindedir. Fakat zeolit gözeneklerin sentezlenmesi sayesinde çapları 0.4 nm kadar olan tek duvarlı karbon nanotüpler elde edilmiştir. Tek duvarlı karbon nanotüplerin bir örneği Şekil 2.15' de gösterilmektedir.



Şekil 2.15. Tek duvarlı karbon nanotüp (SWCNT-Single Walled Carbon Nanotube)

Tek duvarlı karbon nanotüpler genellikle altıgen kristal demetleri şeklinde görölür. Altıgen kristaller Van der Waals bağı ile bağlanır. Tek duvarlı karbon nanotüpler yapıları bakımından düzleştirilebilir, bükülebilir veya kırılmadan küçük daireler haline getirilebilir.

- **Çok duvarlı karbon nanotüpler (MWCNT-Multi Walled Carbon Nanotube):** Bu tür nanotüpler birçok grafit tabakanın iç içe geçmesiyle oluşmuş yapılar olarak düşünülebilir ve çapları 4-50 nm arasında olup, uzunlukları μm mertebesine çıkabilmektedir. Bu tür karbon nanotüplerin iç grafit tabakalardan dış grafit tabakalara gidildikçe grafit yüzeylerde bozulmalara rastlanır ki en dış grafit tabakası çoğu zaman bozuktur. Çok duvarlı karbon nanotüplerin bir örneği Şekil 2.16' da gösterilmektedir



Şekil 2.16. Çok duvarlı karbon nanotüp (MWCNT-Multi Walled Carbon Nanotube)

Çok duvarlı karbon nanotüplerin yapısı tek duvarlı karbon nanotüplerin yapısına göre mekanik, termal ve elektriksel özellikleri oldukça düşüktür. Ancak yine de birçok materyale göre muazzam özellikler göstermektedir. Üretim koşulları tek duvarlı karbon nanotüplere kıyasla daha kolay ve maliyetinin daha düşük olması nedeniyle birçok alanda çok duvarlı karbon nanotüpler kullanılmaktadır.

Polimer yapılar hem düşük maliyetli olmaları hem de şekil değişimleri altında çalışabilmeleri sebebiyle günümüzde çok fazla tercih edilmektedir. Karbon nanotüpler ise, dış etkilere karşı dirençli olma özelliğini gösteren bu yapı elektronikte elektrot malzemesi olmaya aday hale gelmiştir.

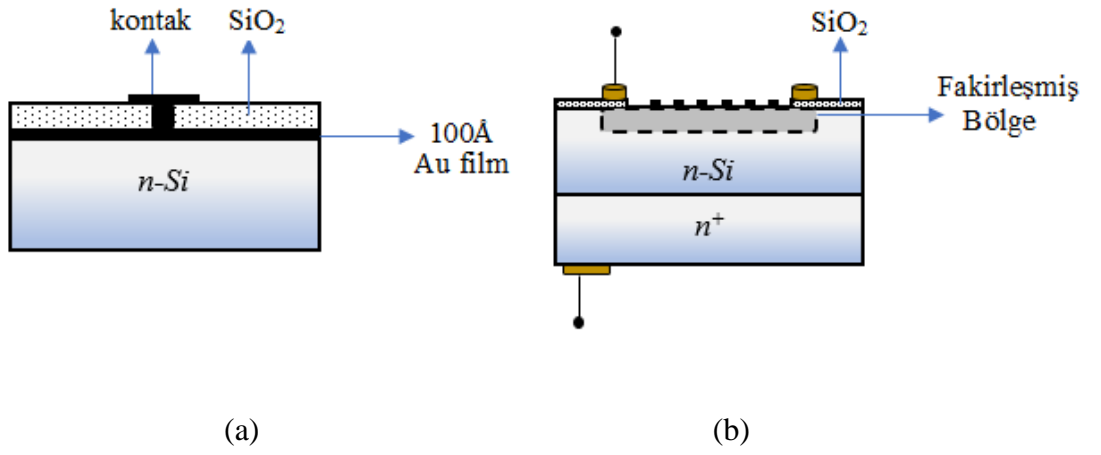
2.8. Schottky Diyot Uygulamaları

Schottky diyotlar, güneş pilleri, foto detektörler, Schottky kelepçeli transistörler, metal geçit alan etkili transistörler (MESFET'ler), modülasyon katkılı alan etkili transistörler (MODFETS veya HEMT'ler), mikrodalga karıştırıcılar, RF zayıflatıcılar, redresörler, varaktörler, Zener diyotları, Schottky transistör mantığı (STL) geçit dizileri ve çeşitli entegre devreleri gibi birçok çeşitli uygulamalar için yaygın olarak kullanılmaktadır. Örneğin, bir Schottky diyotun $I-V$ eğrisinin ileri yönde akım değişiminde gözlenen logaritmik ilişki, logaritmik dönüştürücü devrelerde kullanılmasına imkân sağlar. Metal yarıiletken Schottky diyot, frekans çarpımı için parametrik devrelerde değişken kapasitör olarak da kullanılabilir. Schottky bariyer güneş pili, büyük ölçekli karasal elektrik üretimi için düşük maliyetli bir fotovoltajik güç dönüşüm cihazı olarak kullanım potansiyeline sahiptir. Farklı metal yarı iletken malzemeler kullanılarak, ultraviyole ile görünür ve uzak IR spektral rejimlerine geniş bir dalga boyu aralığını kapsayan yüksek hızlı Schottky

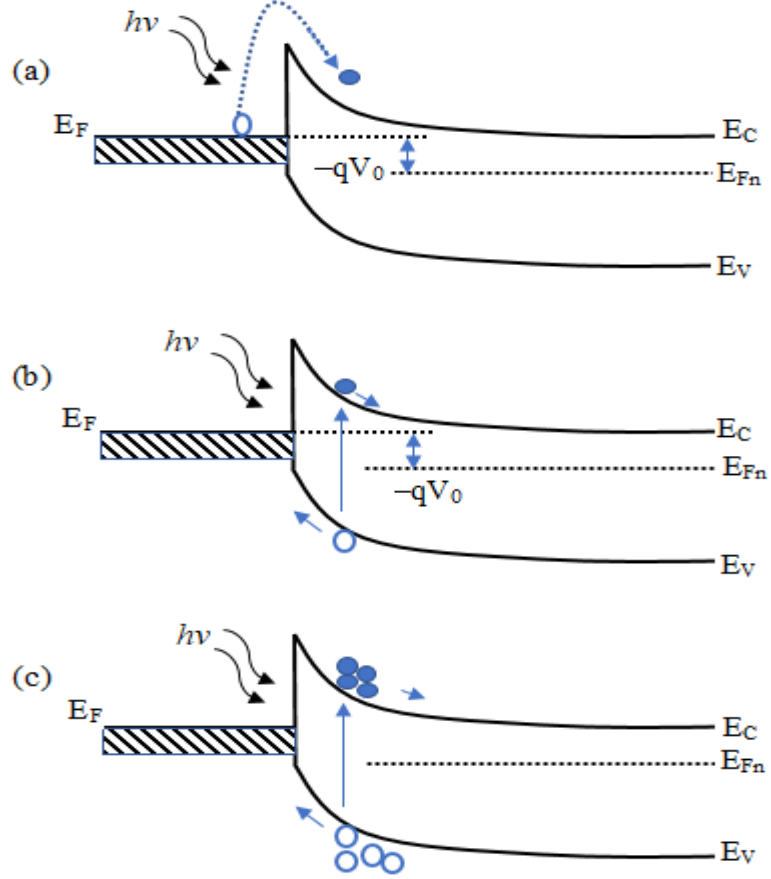
bariyer foto diyotları bildirilmiştir. Bu bölümde, Schottky bariyer diyotlarının bazı pratik uygulamaları gösterilmektedir.

Schottky bariyer diyotu, düşük seviyeli ışık algılaması için yüksek hızlı bir foto detektör olarak veya güneş enerjisinin elektriğe dönüştürülmesi için bir güneş hücresi olarak kullanılabilir. Schottky bariyer foto diyotun metal temasındaki emme kaybını azaltmak için, Schottky temas için ince bir metal film (100 \AA 100 veya daha az) veya bir ızgara tipi (metal ızgara) yapı kullanmak yaygın bir uygulamadır. Bir yarıiletken yüzeyindeki yansıma kaybı, Şekil 2.17a' da gösterildiği gibi bir Schottky bariyer foto diyotun ön tarafında bir yansıma önleyici (AR) kaplama kullanılarak en aza indirilir. Şekil 2.17b' de gösterilen ızgara tipi Schottky bariyer foto diyot için, Schottky teması için metal ızgara yapısının modeli, fotolitografi tekniği kullanılarak tanımlanabilir ve üretilebilir. Metal ızgara aralığının seçimi, metal ızgaralar arasındaki aralığın çalışma koşulları altında tamamen tükenmesini sağlamak için çalışma yanlılığı voltajı ve diyotun alt tabaka doping konsantrasyonu ile belirlenir. Örneğin, doping yoğunluğu $N_D 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ olan bir $Au / n\text{-Si}$ Schottky diyot söz konusu olduğunda, metal ızgaralar arasında yaklaşık $10 \mu\text{m}$ aralığındaki bir boşluk, metal ızgaraların arasında tamamen tükenmiş bir bölge oluşturmak için yeterlidir. Yarı saydam bir Schottky kontağı veya bir ızgara tipi Schottky kontağı yapısı kullanan bir foto detektör, mükemmel bir kuantum verimliliği ve yüksek duyarlılık göstermiştir.

Genel olarak, bir Schottky bariyer foto diyotta yaygın olarak kullanılan üç tespit modu vardır; bunlar Şekil 2.18 a, b ve c' de gösterilmektedir. Bu algılama modlarının her birinin çalışması büyük ölçüde olaydaki foton enerjilerine, uygulanan yanlılık voltajına ve foto diyotun bozulma voltajına bağlıdır. Bunlar aşağıdaki gibi tartışılmaktadır.



Şekil 2.17 (a) Geleneksel Schottky bariyer foto diyotun şematik diyagramı. (b) Izgara tipi Schottky bariyer foto diyotun şematik diyagramı.



Şekil 2.18 Bir Schottky bariyer foto diyotunun farklı algılama modları:

(a) $q\Phi_{Bn} \leq hv \leq E_g$, (b) $hv \geq E_g$, $V_a \ll V_B$, (c) $hv \geq E_g$, $V_a \sim V_B$.

(a) $q\Phi_{Bn} < h\nu < E_g$ ve $V_a \ll V_B$. Bu tespit modunda, elektronlar metalden uyarılır ve Şekil 2.18a 'da gösterildiği gibi yarı iletken içine enjekte edilir. Bu durumda, Schottky bariyer foto diyot, aşağıdakileri içeren çok çeşitli uygulamalar için kullanılabilir.

- IR dedektörü,
- Foto emisyon ($I-E$) tekniği ile bariyer yüksekliğini belirlemek için bir test cihazı olarak.
- Bir yarı iletkende toplu kusurları ve ara yüz durumlarını ve metal bir filmde sıcak elektron taşınmasını incelemek için test cihazı.

Bir Schottky diyotun uzun dalga boyu kızılötesi (LWIR) tespiti için kullanılmasının nedeni, çoğu Schottky diyot için bariyer yüksekliğinin yarıiletkenin bant aralığı enerjisinden daha küçük olmasıdır. Sonuç olarak, bir Schottky diyotun metal filmi içinde emilen bariyer yüksekliğine eşit enerjiye sahip fotonlar genellikle kızılötesi bölgesine girer. Bir IR Schottky bariyer foto diyot için bariyer yüksekliğinin düşük olması nedeniyle, böyle bir cihazda ters sızıntı akımının oda sıcaklığında çok büyük olması beklenir. Bu nedenle, ters sızıntı akımını azaltmak için, bir IR Schottky engelli foto algılayıcı genellikle kriyojenik sıcaklıklarda çalıştırılır (örneğin, $T < 77$ K). Örneğin, $PtSi / p-Si$ Schottky bariyer foto diyotu (bariyer yüksekliği $\Phi_{Bp} = 0.2$ eV ile) CCD (şarj-çift cihazlar) dizileri ile entegre diziler, 3-5 μm IR görüntü sensörü dizi uygulamaları için geliştirilmiştir. Düşük bariyer (~ 0.1 eV) Schottky bariyer foto diyot için çalışma sıcaklığı 4.2 K' ya düşürülürse, algılama dalga boyunu 10 μm ' ye çıkarmak mümkündür.

(b) $h\nu \geq E_g$ ve $V_a \ll V_B$. Şekil 2.18b' de, bu tespit modunda yarıiletkenin fakirleşmiş bölgesinde elektron boşluğu çiftlerinin üretildiği ve Schottky diyotunun yüksek hızlı bir foto detektör olarak çalıştığı gösterilmiştir. Schottky diyot çoğunlukta bir taşıyıcı cihaz olduğundan, tepki hızı esas olarak RC zaman sabiti ve detektörün fakirleşmiş bölgesi boyunca taşıyıcı geçiş süresi ile sınırlıdır. Şekil 2.18b' de gösterilen ızgara tipi $Au/n-Si$ Schottky bariyer foto diyotu, 0.9 μm 'de 0.63 A/W ve 1 GHz bant genişliğinde bir duyarlılığa sahiptir. Şekil 2.18a' da gösterilen $Au/n-GaAs$ Schottky bariyer foto diyotu, 0,85 μm ' de 100 ps' den daha düşük bir yanıt hızına sahiptir. Aslında, 100 GHz' den daha yüksek bir 3dB bant genişliğine sahip yüksek hızlı bir $GaAs$ Schottky bariyer foto diyotu yakın zamanda rapor edilmiştir.

(c) $h\nu \geq E_g$ ve $V_a = V_B$. Bu çalışma modunda, Schottky bariyeri foto diyotu çığ algılama madundadır; bu, Şekil 2.18c' de gösterilmiştir. Bir Schottky diyot çığ rejiminde çalışırken ($V_a = V_B$), bir i akım kazancı elde edilir. Böylece, bir Schottky bariyer çığ foto diyotu (APD) hem yüksek hızlı hem de yüksek hassasiyetli algılama sağlayabilir. Dağınık bir koruyucu halka yapısı genellikle olası kenar bozulma etkisini ortadan kaldırmak için bir Schottky bariyer APD' de kullanılır.



3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Numune Hazırlama Yöntemleri

İnce film kaplama yöntemi fiziksel kaplama yöntemi ve kimyasal kaplama yöntemi olmak üzere ikiye ayrılır.

3.1.1. Fiziksel Kaplama Yöntemleri

Katı ve sıvı halde bulunan malzemeler vakum ortamında sıçratılarak veya buharlaştırılarak atomlar yüzeylerinden koparlar. Bu kopma sayesinde kaplanacak olan malzeme yüzeyi atomsal veya iyonik olarak birikir. Fiziksel kaplama yöntemi kendi içinde iki şekilde incelenir. Birincisi vakum içinde buharlaştırma yöntemi, ikincisi ise sıçratma yöntemidir.

3.1.1.1. Vakum İçinde Buharlaştırma

Vakum içinde buharlaştırma tekniğinde kaplanmak istenen ince film için seçilen malzeme ısıtılarak buharlaşması sağlanır. Buharlaşan malzeme, soğuk bir bölgede bekletilen altlıkların üzerine getirilerek buharlaştırma işlemi gerçekleştirilir.

Buharlaştırma yöntemine göre kullanılan malzeme, farklı yollarla ısıtılarak buhar fazı oluşturulur. Oluşan buhar, düşük sıcaklık bölgesine doğru taşınır ve burada bulunan taşıyıcılar üzerine yoğunlaşır. Bu işlem yüksek vakum ortamında yapılabildiği gibi asal bir gaz ortamında da gerçekleştirilebilir (Ürper 2014).

3.1.1.2. Sıçratma Tekniği ile Kaplama

Sıçratma yöntemi, belirlenen malzemenin yüzeyinin, çoğunlukla iyon veya plazma tabancası aracılığıyla hızlandırılmış atomik boyuttaki yüksek enerjili gaz iyonlarıyla bombardıman edilerek, atomların yüzeyden sıçratılması ve hedef malzeme yüzeyinden koparılan atomların buhar fazına geçerek altlık malzemesi üzerine biriktirilmesi esasına dayanır. Bu teknik yüzey aşındırmada, yüzey analizinde, ince film biriktirmede, yüzey temizlemede oldukça sık bir şekilde kullanılmaktadır.

3.1.2. Kimyasal Kaplama Yöntemleri

3.1.2.1. Polimerizasyon Süreçleri

Polimerin monomerlerden fiziksel olarak üretilmesinde kullanılan tekniklere “polimerizasyon süreçleri” denir. Endüstriyel üretimde dört temel teknik vardır. (Gezgin M. 2012)

- Kütle Polimerizasyonu
- Çözelti Polimerizasyonu
- Süspansiyon Polimerizasyonu
- Emülsiyon Polimerizasyonu

3.1.2.1.1. Kütle polimerizasyonu

Belirli bir sıcaklık ve basınçta uygun bir başlatıcı ile polimerleşen monomerle saf polimerler elde edilebilir. Bu olay sürecin en önemli özelliğidir. Herhangi bir ayırma süreci ve saflaştırma gerektirmeden bu süreçte oluşan ürün, kendi monomeri içinde çözünebilir.

Kütle polimerizasyonunun en önemli avantajlarından biri, endüstriyel açıdan erimiş polimerler doğrudan kullanılabilir. Örnek olarak, uygun bir polimer-monomer karışımı veya metilmetakrilatın doğrudan bir kalıpta polimerleştirilerek kullanılır.

3.1.2.1.2. Çözelti polimerizasyonu

Çözelti polimerizasyonunda, homojen ya da heterojen ortamlardaki polimerizasyon için uygun bir seyreltici veya çözücü içinde katı, sıvı veya gaz fazları bulunabilir. Bu nedenle kütle polimerizasyonunda olan sıcaklık sorunu ortadan kalkar.

Polimerizasyon ortamında bulunan monomer, ilk olarak başlatıcı ve çözücü olarak bulunur. Monomerin polimerizasyona uğratılmasıyla reaksiyona girmeyen bir çözücü içinde polimerleştirilirse, çözelti polimerizasyonu için birçok sorun ortadan kalkmış olur. Polimerizasyon ortamı çözücü tarafından seyreltildiği için viskozite oranı azalır. Bu oran azaldığı için karıştırma kolaylaşır ve ısı aktarımı daha etkin bir şekilde gerçekleşebilir. Viskozitenin azalması ve ısı aktarım kontrolünün kolaylaşması çözelti polimerizasyon sürecinin en önemli avantajıdır.

3.1.2.1.3. Süspansiyon polimerizasyonu

Süspansiyon polimerizasyonu, monomerin çözünmediği bir sıvı içinde dağılıp askıda kalması şeklinde oluşur. Monomer genel olarak organik bazlı olduğu için çözücü olarak su kullanılır. Monomer su içinde damlacıklar halinde çözünmeden dağılmaktadır. Ortaya çıkan polimer parçacıkların tekrar birleşmesi önlenmelidir. Birleşmeyi önlemek için ortama stabilizatör adı verilen maddeler ilave edilmelidir. Stabilizatör maddelere pudra, kaolin ve jelatin örnek gösterilebilir. Bunun yanı sıra mekanik karıştırma yapılarak damlacıkların tekrar bir araya gelmesi önlenir (Baysal 1994).

Süspansiyon polimerizasyonu avantajları;

- Ortamdaki viskozitenin düşük olması nedeniyle ısı aktarımı kolay olur.
- Sıcaklık kontrolü kolaydır.
- Homojen molekül ağırlığı dağılımı elde edilir.
- Reaksiyon alanı küçük damlacıklar şeklinde olduğu için ısının uzaklaşabilmesi daha kolaydır.
- Suyun ucuz olması, patlayıcı etkisi ile toksik etkisinin olmaması ve organik çözücü kullanılmaması endüstride çok kullanılmasının sebeplerindedir.

(Xinyu Huang ve ark. 2001).

3.1.2.1.4. Emülsiyon polimerizasyonu

Emülsiyon polimerizasyonu, suda çözünmeyen bir monomer ile uygun emülsiyon yapıcılar yardımı sayesinde su içinde dağılarak polimerleşmesi yöntemidir. Emülsiyon polimerizasyon kinetiği süspansiyon polimerizasyonu kinetiği ile farklıdır. Bunun nedeni emülsiyon polimerizasyonunda, aktif maddenin oluşturduğu miseller içinde hareket etmesidir (Qui J ve ark. 2001).

Emülsiyon polimerizasyonu ortamında monomer, su, misel yapıcı ve başlatıcılar bulunmaktadır. Bu polimerizasyon yönteminde birbirine karışmayan iki farklı faz bulunmaktadır. Monomer fazı içinde çözünmüş halde başlatıcı barındırdığında, emülsiyon halinde su fazında dağılmaktadır. Monomer fazı, dağıtma fazı içinde çeşitli emülsiyon yapıcı maddeler yardımıyla emülsiyon halinde bulunmaktadır (Kim ve ark. 2003).

Kütle, çözelti ve süspansiyon polimerizasyon yöntemleriyle kıyaslandığında emülsiyon polimerizasyonunun bazı avantajları bulunmaktadır. Bu avantajlar;

- Reaksiyon sıcaklığı emülsiyon polimerizasyonunda daha düşüktür. Bundan dolayı sıcaklık kontrolü daha kolay yapılabilmektedir.
- Ortam viskozite oranı daha düşüktür. Bu nedenle ısı aktarımı daha kolay yapılabilmektedir.
- Emülsiyon polimerizasyonunda diğer yöntemlere kıyasla daha yüksek molekül ağırlığına sahip olan polimerler ortaya çıkabilmektedir (Saçak 2002).

3.2. Numunenin Hazırlanması

3.2.1. Yarıiletken Altlıkların Temizlemesi (wafers cleaning)

Kontaklardan iyi sonuç alınabilmesi için kimyasal ve mekanik temizliklerinin kabul görmüş bir prosedür takip edilerek yapılması gerekmektedir. Fakat bu çalışmada kullanılan kristallerin üretimi sonrasında gerekli olan mekanik temizliği yapılmıştır. Altlık olarak kullanılan *n*-Si ve *n*-GaAs kristalleri yüzeyi üzerindeki organik ve ağır metal kirliliklerini temizlemek ve yüzeyindeki pürüzleri gidermek amacıyla kimyasal temizleme işlemi yapıldı.

Kimyasal temizleme işlemi için Amerikan Radyo Şirketi (RCA, Radio Coporaiton Of America) prosedürü takip edildi. RCA temizliği, RCA-1 ve RCA-2 temizlik prosedürünü içermektedir. RCA-1 ile yüzey üzerinde ki organik kirlilikleri temizlerken, RCA-2 oksit tabakanın ve metalik kirliliklerin temizlenmesini içermektedir. Bu prosedürü daha detaylı olarak incelersek (Ahmetoğlu ve ark. 2012);

- a. 10 dakika boyunca ultrasonik banyoda iki numune asetonla yıkandı.
- b. Hemen ardından 10 dakika boyunca ultrasonik banyoda Metanolla yıkandılar.
- c. 10 dakika boyunca ultrasonik banyoda numuneler de-iyonize suda yıkandı.
- d. 50-60 °C sıcaklıkta 10 dakika boyunca RCA-1, (H₂O:H₂O₂:NH₃: 6:1:1) ile yıkandı.
- e. 30 saniye boyunca seyreltilmiş olan HF (H₂O:HF:10:1) ile yıkandı.
- f. 50-60 °C sıcaklıkta 10 dakika boyunca RCA-2, (H₂O:H₂O₂:HCl: 6:1:1) ile yıkandı.
- g. Numuneler de-iyonize su ile iyice yıkandı.

- h. 30 saniye gibi kısa bir sürede seyreltilmiş olan HF ($H_2O:HF:10:1$) ile yıkandı.
- i. 15-20 dakika akan de-iyonize su içerisinde bırakıldı ve sterilize edildi.
- j. Son olarak azot gazı (N_2) kullanılarak kurutuldu.

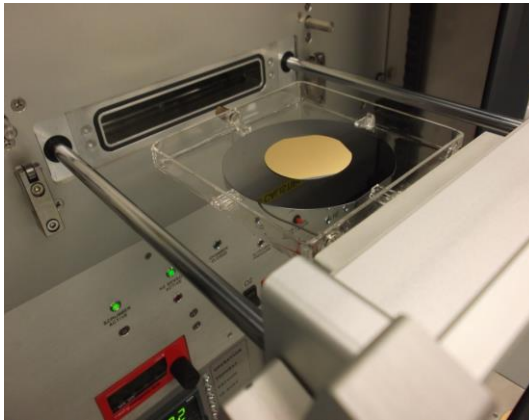
3.2.2. Omik Kontakın Oluşturulması

n -GaAs ve n -Si malzemelerin omik kontakın hazırlandığı sistem Şekil 3.1'de görülmektedir. (Bilkent Üniversitesi 2015)



Şekil 3.1. Omik kontakın gerçekleştirildiği termal evaporator.

Hazırlanan omik kontakın hızlı termal tavlama işleminin (RTA) gerçekleştirildiği cihaz Şekil 3.2' de görülmektedir.



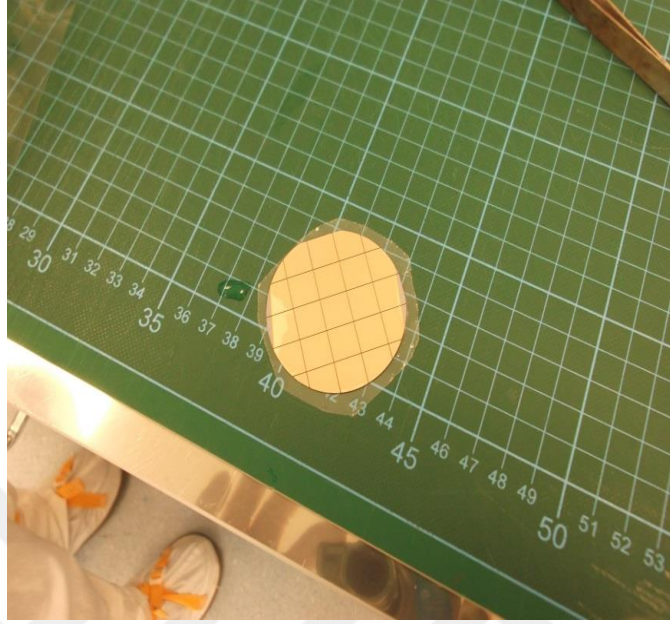
(a)



(b)

Şekil 3.2. Hızlı termal tavlama (RTA) cihazı (a) Numunenin cihaza yerleştirilmiş görüntüsü (b) Cihazın çalışma durumundaki görüntüsü

Omik kontak hazırlandıktan sonra numune bilgisayar kontrolünde 1 cm²' lik eşit yüzeyli parçalar halinde kesme işlemine tabi tutulmuştur (Şekil 3.3).



Şekil 3.3. Omik kontaklı numunenin bilgisayar kontrolünde eşit parçalara kesilmesi.

Omik kontak *n*-GaAs altlığın mat yüzeyine aşağıdaki işlem basamakları takip edilerek gerçekleştirilmiştir:

- Omik kontak için % 88 Au ve % 12 Ge kullanılmıştır (Schroder 1990, Kwok 1995).
- Kimyasal olarak temizlenen Au ve Ge parçacıkları yine kimyasal olarak temizlenmiş olan pota içerisine yerleştirildi.
- GaAs altlık termal evaporator sisteminde arka yüzü (mat yüzü) aşağıya bakacak şekilde özel bantla sabitlenerek yerleştirildi.
- Altık ve buharlaştırılarak malzemeler termal evaporator sistemine yerleştirildikten sonra vakumlama işlemine geçildi.
- Vakum seviyesi $5,1 \times 10^{-6}$ Torr' un altına indiğinde pota üzerinden akım geçirilerek ($>> 255 \text{ \AA}$) % 99,995' lik saflığa sahip Au ve yine yüksek saflıktaki Ge parçacıkları, buharlaştırılarak omik kontak oluşturuldu.

- f. Yarıiletkenlerin mat yüzeyine gerçekleştirilen omik kontakın (Au: Ge) kalınlığı $\sim 1875 \text{ \AA}$ ' dır.
- g. Kaplama işlemi gerçekleştirildikten sonra altının yarıiletken içerisine çökmesini sağlamak üzere numune hızlı tavlama işlemine (RTA) tabi tutulmuştur. Bunun için öncelikle numuneye 1 dakika N_2 gazı uygulandıktan sonra $450 \text{ }^\circ\text{C}$ ' de 5 dakika kuartz fırında tutulup 2 dakika tekrar N_2 gazı uygulanarak tavlama işlemi gerçekleştirildi. Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu.
- h. Omik kontak hazırlandıktan sonra numune bilgisayar kontrolünde 1 cm^2 lik eşit yüzeyli parçalar halinde kesme işlemine tabi tutulmuştur.

Omik kontak *n-Si* altılığın mat yüzeyine aşağıdaki işlem basamakları takip edilerek gerçekleştirilmiştir:

- a. Numune Vakumda Metal Kaplama Sistemine (Vacuum Coating System) aktarılarak temizlendi ve (Au:Sb) metal parçacıkları pota içerisine konuldu.
- b. Sistemin kapağı kapatılarak vakum işlemine geçildi. Vakum $> 5.1 \times 10^{-6}$ Torr' a ulaştığında, pota üzerinden akım geçilerek ($\gg 255 \text{ \AA}$) %99,95' lik saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş metal parçacıkları, *n-Si* için Au:Sb buharlaştırılarak omik kontak oluşturuldu.
- c. *n-Si*'un mat olan yüzeyine 1650 \AA (Au:Sb) kaplandıktan sonra $550 \text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklıkta 3 dakika tavlayarak altının yarıiletkenin içerisine çökmesi sağlandı.

3.2.3. GaAs' ın Dört Probe Yöntemiyle Yasak Bant Genişliğinin Belirlenmesi

GaAs' ın yasak bandını belirlemek için dört probe yöntemi kullanıldı.

$$\rho = A \exp\left(\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.1)$$

Burada *A* sabit bir değerdir. E_g yasak bant aralığı, k_B Boltzman sabiti, *T* ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. Denklem (3.1)'i ele alırsak;

$$\ln \rho = \ln A + \frac{E_g}{2k_B T} \quad (3.2)$$

veya

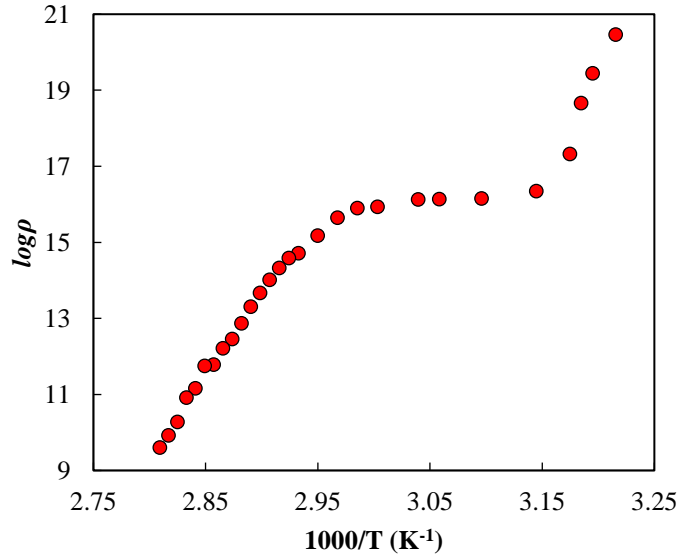
$$\log_e \rho = C + \frac{1}{2,3026} x \frac{E_g}{2k_B T} \quad (3.3)$$

$$\log_e \rho = C + \frac{1}{2,3026 x 10^3} x \frac{E_g}{2k_B} x \frac{10^3}{T} \quad (3.4)$$

Burada C sabit bir değerdir. Bu nedenle yasak bant aralığı (E_g) $1000/T$ - $\log \rho$ grafiğinin eğiminden hesaplanabilir.

$$E_g = 2,306 x 10^3 x 2k_B x slope \quad (3.5)$$

GaAs için $\log \rho$ - $1000/T$ grafiği, Şekil 3.4' de gösterilmiştir ve yasak bant değeri, 345-355 K sıcaklığı arasında 1,42 eV olarak elde edildi.



Şekil 3.4. Dört Probe yöntemi ile elde edilen GaAs zdirecinin sıcaklığa göre değişimi.

3.2.4. Polimer Tabakanın Oluşturulması

3.2.4.1. Çözelti hazırlanması

Etilen glikol dimetakrilat (EGDMA), Almanya'nın Darmstadt kentinde bulunan, ecza ve kimya alanlarında faaliyet gösteren bir firmadan temin edildi. Aktif alümina içinden geçirilerek saflaştırıldı ve kullanıma kadar 4 °C' de saklandı. 1-vinil-1H-pirol-2-karboksilik asit (VPCA) Almanya' daki Aldrich kimya, yaşam bilimi ve biyo teknoloji şirketinden temin edildi. 2,2-Azobisisobutironitril (AIBN) Fluka A.G.' den (Buchs, İsviçre) elde edildi. Diğer tüm kimyasallar reaktif derecesine sahipti ve Merck AG'den (Darmstadt, Almanya) satın alındı. Tek Duvarlı Karbon Nanotüpler [SWCNT], TUBALL (Lüksemburg)' dan elde edildi.

[P (EGDMA-VPCA)-SWCNT] filmlerinin hazırlanması için besleme bileşimi menüsü Tablo 1' de gösterildi.

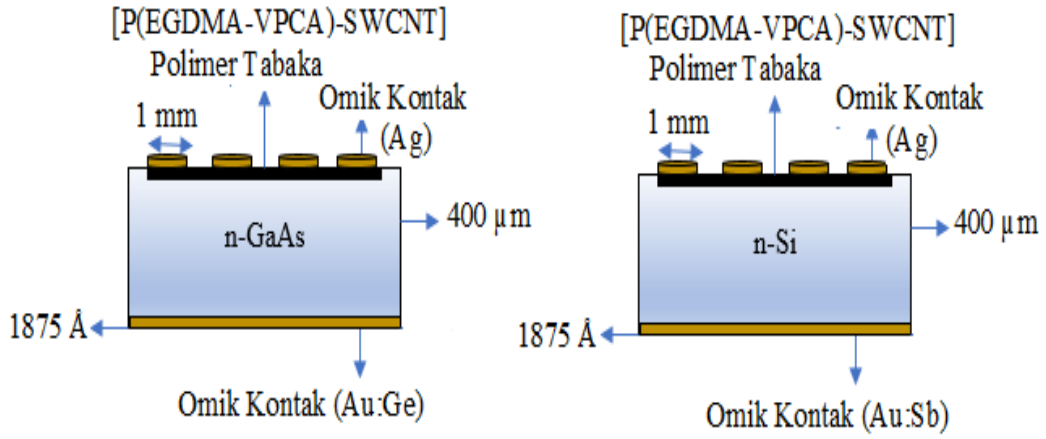
Poli (etilen glikol dimetakrilat-1-vinil-1 H-pirol-2-karboksilik asit) [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT] filminin hazırlanması için toluen, EGDMA, VPCA, AIBN ve SWCNT' den oluşan her bir çözültiden 3,5 mL kullanılmıştır.

Çizelge 3.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT] filmlerinin hazırlanması için besleme bileşimi menüsü.

<i>EGDMA</i>	<i>VPCA</i>	<i>AIBN</i>	<i>Toluen</i>	<i>SWCNT</i>
<i>1,0 mL</i>	<i>3,0 mL</i>	<i>0,050 g</i>	<i>3,5 mL</i>	<i>0,010 g</i>

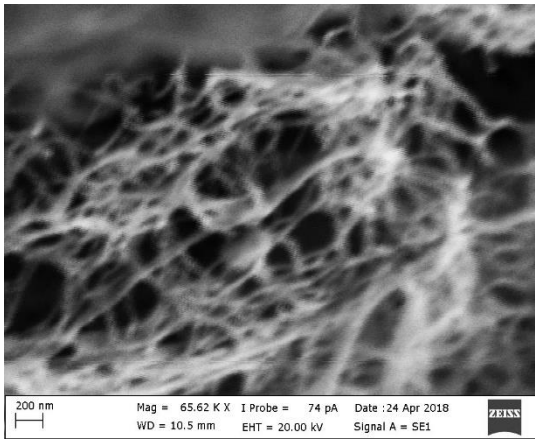
3.2.5. İnce Film Hazırlanması

Hazırlanan P(EGDMA-VPCA) ve SWCNT çözülteleri GaAs ve Si altlıkların üzerine yüzey polimerizasyon yöntemi ile kaplandı. Daha sonra numuneler 150 °C' de 10 dakika süreyle fırında tavlandı. Polimer kaplamalı ön yüzeye doğrultucu kontak oluşturma işlemi yaklaşık 1000 Å kalınlığında % 99,995 saflıkta n-GaAs için Au ve Ge, n-Si için Au:Sb buharlaştırılarak gerçekleştirildi. Böylece [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs ve [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-Si Schottky fotodiyotları elde edilmiştir (Şekil 3.5).

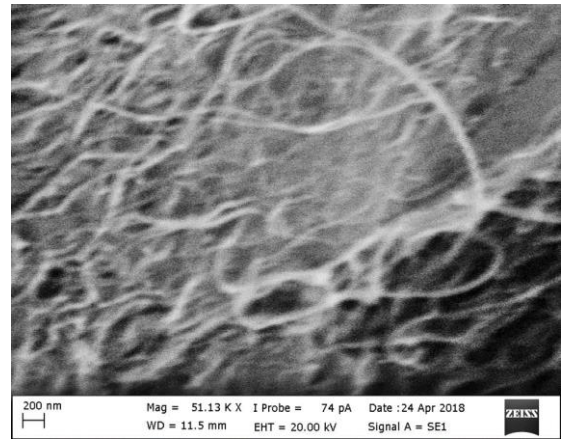


Şekil 3.5. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs ve [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Schottky fotodiyotlarının şematik gösterimi.

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs ve [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Schottky fotodiyotların Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) görüntüleri Şekil 3.6 ve Şekil 3.7’ da verilmiştir.

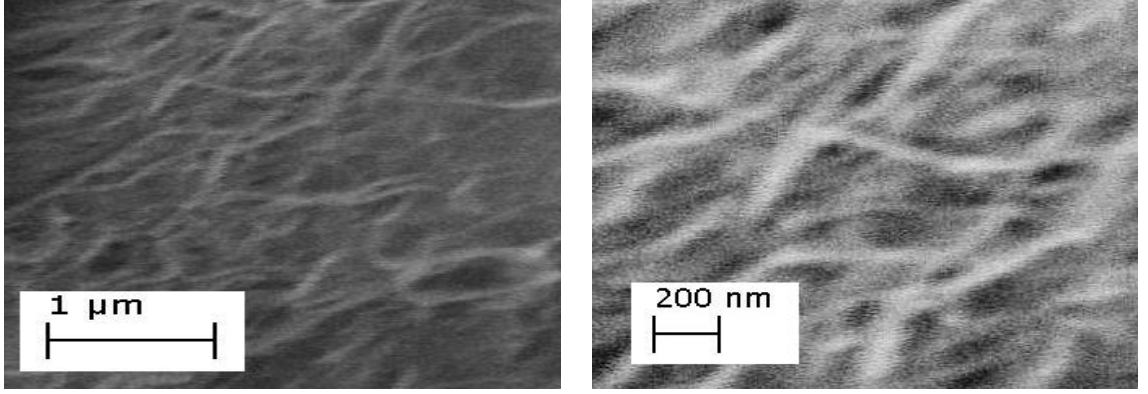


(a)



(b)

Şekil 3.6. *n*-GaAs’ in üzerine kaplanan (a) karbon nanotüpün SEM görüntüsü (b) Karbon nanotüpün içine P(EGDMA-VPCA) yerleştirilmesiyle oluşturulan malzemenin SEM görüntüsü.

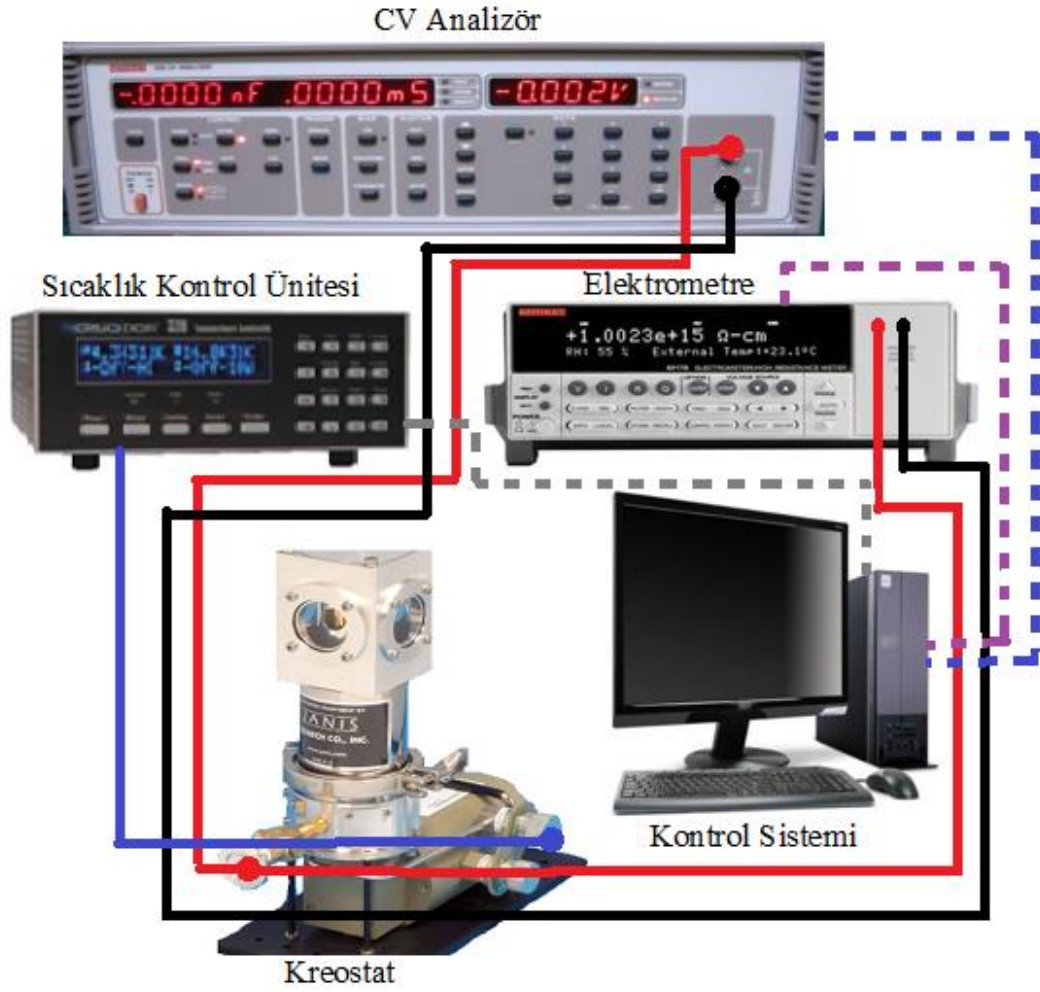


Şekil 3.7. *n*-Si üzerine kaplanan Karbon nanotüpün içine P(EGDMA-VPCA) yerleştirilmesiyle oluşturulan malzemenin

- a) Düşük büyütmedeki SEM görüntüsü (x2135)
- b) Yüksek büyütmedeki SEM görüntüsü (x47050)

3.3. Deneysel Ölçüm Yöntemleri

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs ve [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Schottky fotodiyotların elektriksel ölçümleri için kullanılan sistem Şekil 3.8’ de verilmiştir. Ölçümlerin sıcaklık kontrolü için Janis CCS 150 Kapalı Devre Kreostat sistemi kullanılmıştır. Kreostatın içi tüm ölçümlerde düşük basınç altında tutulmuştur. Sıcaklık kontrol ünitesi ile soğutucu içinde bulunan numunelerin sıcaklıklarının sabit kalması sağlanmıştır.



Şekil 3.8. Elektriksel ölçümler için kurulan sistemin şeması.

3.3.1. Akım-Voltaj (I-V) Ölçüm Düzenegi

Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinin farklı sıcaklıklarda alınabilmesi için Keithley 6517A Electrometer/High Resistance Meter, soğutucu içindeki numuneye Şekil 3.8’deki gibi bağlanmıştır. Ölçümler için LabVIEW programı kullanarak bilgisayar ile kontrol edilmiş ve ölçümlerin çok kısa bir süre içinde alınması sağlanmıştır. Elektrometre ile bilgisayar IEEE 488 GPIB kablosu ile bağlantı sağlanmıştır. Farklı sıcaklıklarda ölçülen I-V değerleri Excel programına aktarılarak grafikler incelenmiştir.

3.3.2. Kapasitans-Gerilim (C-V) Ölçüm Düzenegi

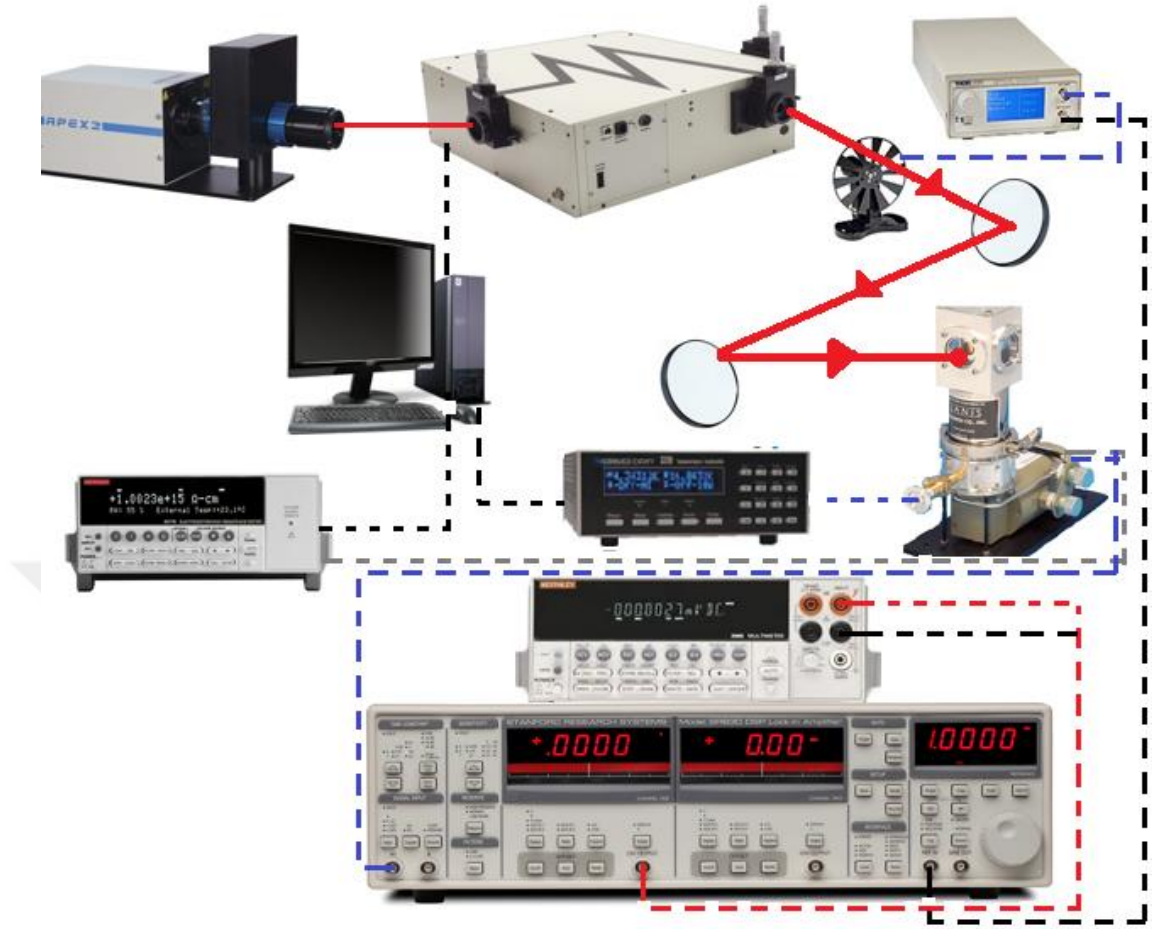
Kapasitans-gerilim (C-V) ölçümleri için kullanılan deney düzenegi Şekil 3.7' de gösterilmiştir. Ölçümler LabVIEW programı kullanılarak, Keithley 590 CV Analizör ile IEEE 488 GPIB kablosuyla bağlanarak bilgisayarla kontrol sağlanmıştır. Numune CV Analizöre BNC kabloları ile bağlanmıştır.

Ölçüm sırasında CV Analizör numuneye frekansı 100 kHz olan plus şeklinde sinyaller göndermektedir. Bu sinyallerin genlikleri, ayarlanan gerilim aralığını tarayacak şekilde değişir. CV Analizör, geri gelen sinyalleri analiz ederek kapasitans değerlerini bilgisayara gönderir. Oda sıcaklığında gerçekleştirilen CV ölçümleri Excel programına aktarılarak grafikler incelenmiştir.

3.3.3. Optik Ölçüm Deney Düzenegi

Optik ölçümlerde kullanılan ölçüm düzenegi Şekil 3.9' da gösterilmiştir. Ölçümlerin yüksek sıcaklıkta ölçülebilmesi için Janis Kreostat kullanılmıştır. Bu sayede numune dış etkenlerden korunmuştur. Ayrıca bu kontrol sistemi sayesinde numunenin sıcaklığının sabit kalması sağlanmıştır.

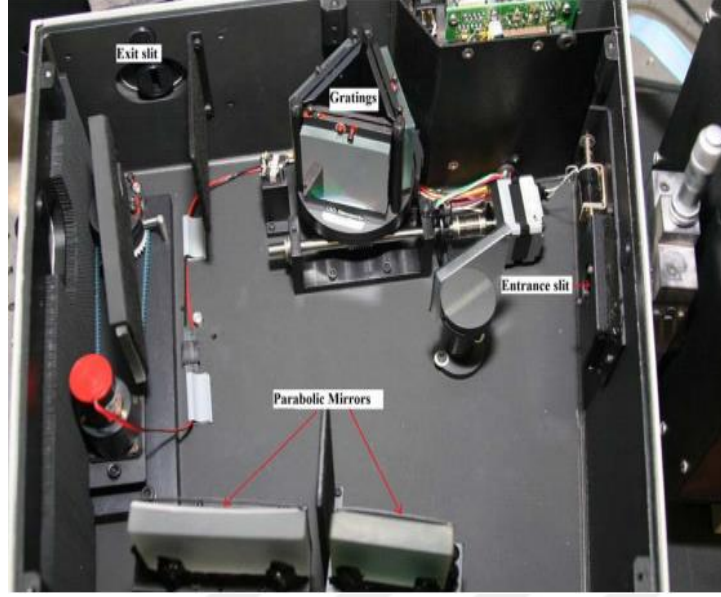
Numunenin optik karakteristiğinin incelenmesi için kullanılan sistem; Keithley elektrometre, Oriel Cornerstone 260 VIS-NIR Monokromatör, Apex 2 Quartz Tungsten Halojen (QTH) Işık Kaynağı, 250 W Quartz Halojen Tungsten Işık Kaynağı kullanılmıştır. Ayrıca sistemde farklı optik kesicilere sahip Thorlabs MC2000B Optik Kesici, Thorlabs PM100D Dijital Optik Güç ve Enerji Ölçer, farklı dalgaboyu aralıklarına sahip Thorlabs Optik Filtreler, Thorlabs Düzlem ve Parabolik Aynalar, Stanford SR830 DSP Lock-in Amplifier ve Keithley 2000 Voltmetre gibi cihazlar kullanılmıştır.



Şekil 3.9. Optik ölçümler için kurulan sistemin şeması.

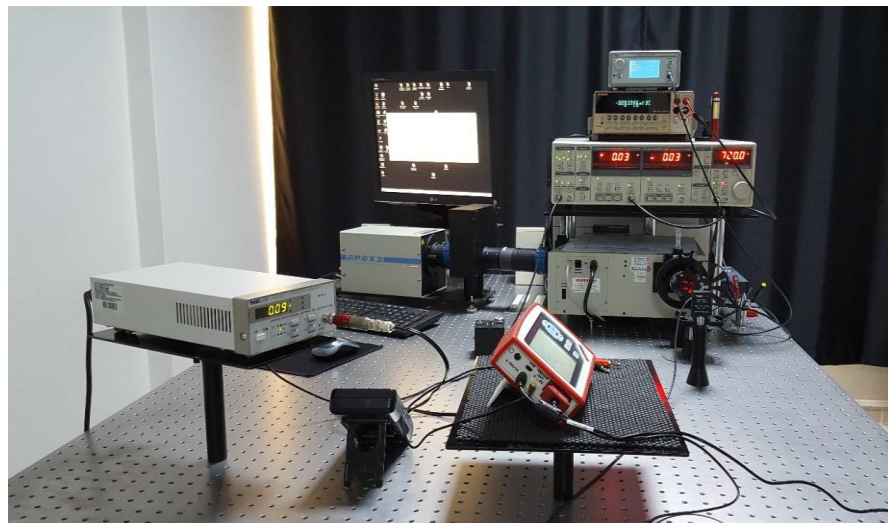
Işık kaynağından gelen ışık demeti, filtre seçme düğmesi yardımıyla uygun optik filtre seçilir. Uygun filtre seçildikten sonra kolimatörden geçerek monokromatörün girişine gönderilir. Filtre, istenen dalgaboyunun daha yüksek mertebeli harmoniklerinin monokromatöre ulaşmasına engel olur. Işık, monokromatörün giriş yarığına geldikten sonra Monokromatör hareketli plaka üzerine sabitlenmiş farklı dalgaboyu aralıklarında çalışan üç farklı ızgara (grating) içermektedir.

Birinci parabolik ayna ışığın istenen ızgaraya doğru toplanarak iletilmesini sağlar. Izzaralar gelen ışığı sahip oldukları dalgaboyu aralıklarına göre ayırırlar. Daha sonra ayrılan dalgaboyları ikinci parabolik ayna yardımıyla toplanarak çıkış yarığına doğru iletilirler (Şekil 3.10).



Şekil 3.10. Üç ızgaralı monokromatörün iç görüntüsü.

Bilgisayar kontrollü monokromatörün çıkışındaki ışık demetinin yönlendirilmesi için düzlem ve parabolik aynalar kullanılmaktadır. Numune, parabolik aynanın odağına yerleştirilmiştir. Işık demeti optik kesici yardımıyla kare dalga şeklinde modüle edilmektedir. Modülasyon frekansı alternatif akım frekansının hiçbir harmoniğine eşit olmayacak şekilde seçilmiştir. Optik deney düzeneğinin çalışır haldeki görünümü Şekil 3.11’ de verilmektedir.



Şekil 3.11. Optik deney düzeneği.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

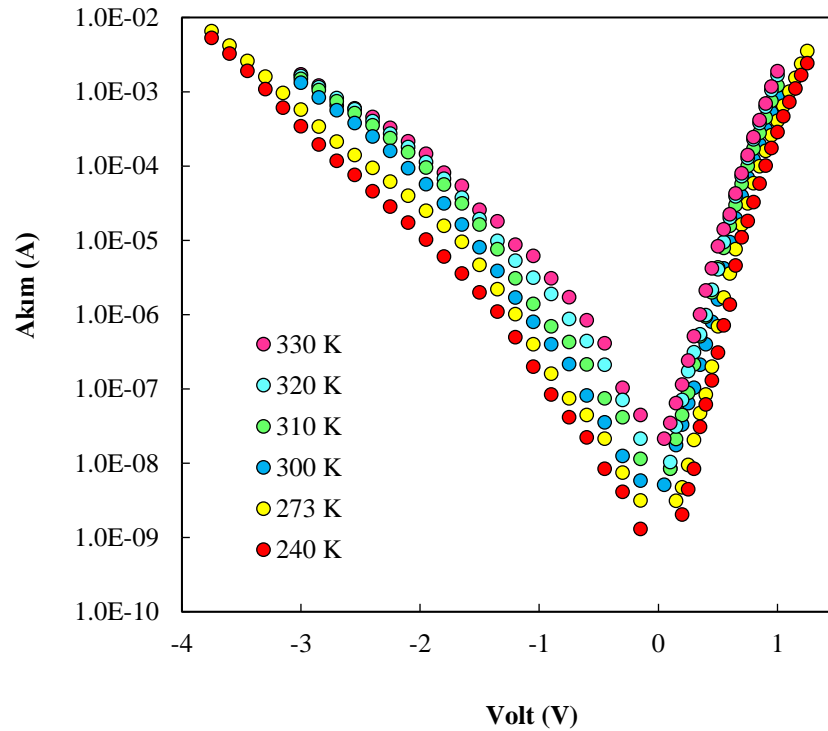
4.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs Fotodiyotunun Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Bu bölümde yüzey polimerizasyon yöntemiyle oluşturulan [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun elektriksel ve optik özellikleri incelendi.

4.1.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs Fotodiyotunun Elektriksel Özellikleri

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun *I-V* karakteristiklerinin incelenmesi için Şekil 3.8’ de gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır (Sze 1981, Rhoderick 1988).

Şekil 4.1’de [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs foto diyotunun, 240 – 330 K sıcaklık aralığında ileri ve ters beslemedeki akım-voltaj karakteristiği gösterilmiştir.



Şekil 4.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun 240-330 K sıcaklık aralığında ileri ve ters beslemedeki *I-V* karakteristikleri.

Termiyonik emisyon teorisine göre, bir Schottky diyotunun akım-gerilim (I - V) karakteristiği aşağıdaki gibi verilmiştir (Sze 1981, Schroder 1990).

$$I = I_0 \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (4.1)$$

Burada I akım, I_0 doyma akımı, V uygulanan voltaj, q elektron yükü, n idealite faktörü, k Boltzmann sabiti ve T sıcaklıktır. I_0 aşağıdaki ifade ile verilir:

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \quad (4.2)$$

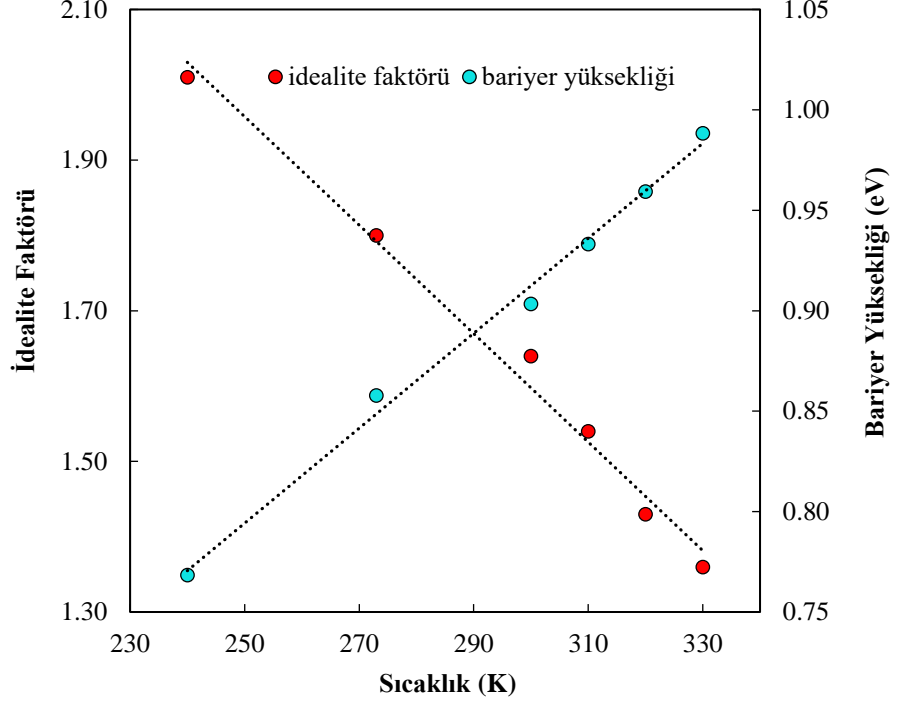
A diyot alanı, A^* Richardson sabiti ve Φ_B bariyer yüksekliğidir. n -GaAs için Richardson sabitini değeri $1,1 \times 10^5 \text{ A.m}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı (Karataş ve ark. 2006). I_0 ' ın değerleri, iletim yönündeki I - V karakteristiğinin lineer bölgesinin $V=0$ noktasına extrapolasyonu yapılarak elde edilir. Denklem (4.1) ve (4.2)'den idealite faktörü ve bariyer yüksekliği aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln(I)} \right) \quad (4.3)$$

$$\Phi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad (4.4)$$

İdealite faktörünün 1'e eşit olduğu ideal durumda akımın difüzyon akımı ile sınırlı olduğu söylenebilir. Ancak, ideal olmayan cihazlar için kusurların varlığı idealite faktörünün değerinin 2 civarında olmasına neden olur. Bu durumda baskın akım mekanizması rekombinasyon akımıdır. Eğer ideallik faktörü değeri 2'den de büyükse tünelleme akımının devreye girdiğinden bahsedilebilir (Sze ve Kwok 2007).

Şekil 4.2’ de [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun sıcaklığa bağlı bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değerleri verilmiştir.



Şekil 4.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotun bariyer yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa göre değişimi.

Şekil 4.2’ de görüldüğü gibi, yapı için elde edilen *n* ve Φ_B için elde edilen değerler sıcaklığın işlevleridir. Sıcaklık arttıkça bariyer yüksekliği 0,77 den 0,99'a yükselir. İdealite faktörü ise, sıcaklığa orantılı olarak 2,01 den 1,36'ya iner. Büyük idealite faktörü değerleri, bir doğal oksit tabakasının varlığına, P(EGDMA-VPCA)/*n*-GaAs film kalınlığının ve seri direncinin homojen olmamasına bağlanabilir.

İdealite faktörü değerleri ve bariyer yüksekliği değerleri çizelge 4.1 deki gibidir.

Çizelge 4.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun sıcaklığa bağlı olarak bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değerleri.

Sıcaklık (<i>K</i>)	İdealite Faktörü (<i>n</i>)	Bariyer Yüksekliği (Φ_B)
240	2,01	0,77
273	1,80	0,86
300	1,64	0,90
310	1,54	0,93
320	1,43	0,96
330	1,36	0,99

Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 ‘deki verilere göre iletim yönü için 240 – 330 *K* sıcaklık aralığında elde edilen idealite faktörü değerinin yaklaşık 1 olması, yüksek sıcaklık ve oda sıcaklığı bölgelerinde difüzyon akımının baskın olduğunu gösterir. 250 *K* sıcaklığı civarında elde edilen idealite faktörünün 2 olması ise, bu sıcaklık bölgesinde rekombinasyon akımının baskın olduğu göstermektedir. 250 *K*’den düşük sıcaklıklarda ise akıma en büyük katkının, yük taşıyıcıların tünelleme mekanizmasından geldiği söylenebilir. Bunu, akımın sıcaklığa zayıf bağlılığından ve idealite faktörü değerinin 2’nin oldukça üzerine çıkmasından anlayabiliriz.

Diyotların ileri yöndeki *I-V* karakteristiklerini incelediğimizde artan voltaj değerleri ile birlikte ideal doğrultucu kontak özelliğinden kayda değer bir şekilde sapma gözlenmektedir. İdealden bu sapmaya ara yüzey durum yoğunlukları ve seri direnç sebep olmaktadır. Seri direnç etkisi metal ile yarıiletken arasında yer alan organik ara yüzey tabakanın varlığından kaynaklanmakta ve bu tabaka lineer olmayan davranışa neden olmaktadır (Türüt ve ark. 1995, Soylu ve ark. 2013).

I-V için seri direnç etkisi aşağıdaki gibi hesaplanır,

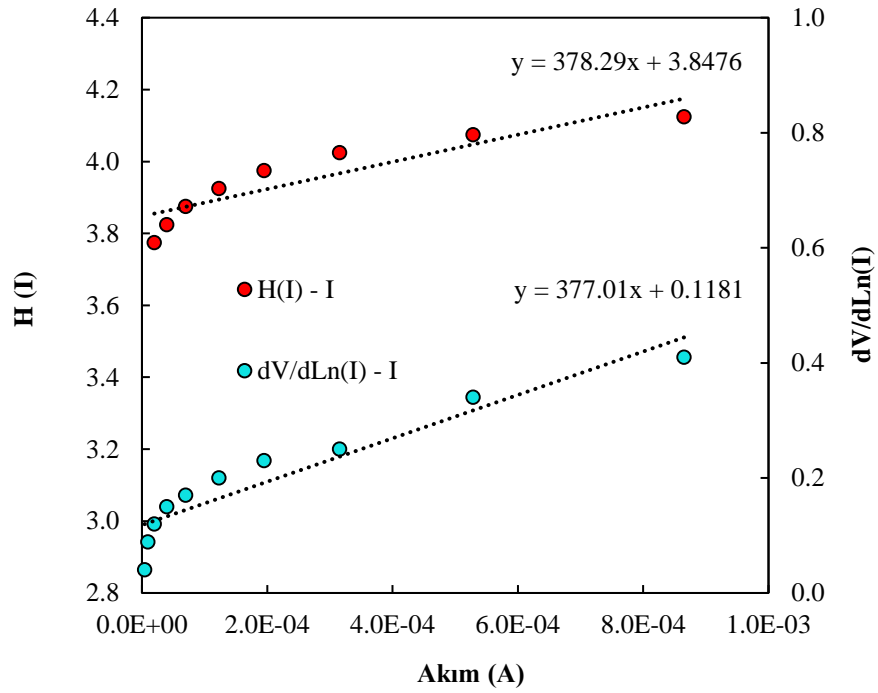
$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_S)}{nkT} \right) \right] \quad (4.5)$$

Burada R_s seri direnç olup, Denklem (4.5)' den değerini hesapladığımızda $R_s=377,26 \Omega$ olarak bulunur (Tan 2017). Seri direnç değeri Schottky bariyer diyotun elektriksel özellikleri için önemli bir faktördür. Cheung ve Chung tarafından geliştirilen yöntemle, idealite faktörü, bariyer yüksekliği ve seri direnç gibi değerler ölçülebilir. (Cheung ve Chung 1986).

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

$$H(I) = V - n \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I_0}{AA^*T^2} \right) \quad (4.7)$$

$$H(I) = IR_s + n\Phi_B \quad (4.8)$$



Şekil 4.3. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun oda sıcaklığındaki $dV/d\ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiği.

Şekil 4.3'de $H(I) - I$ ve $dV / d\ln(I) - I$ grafiği gösterilmektedir. $dV / d\ln(I) - I$ grafiğini incelediğimizde Y eksenini kestiği nokta idealite faktörünü verirken, doğrusal bölümün eğimi seri direnci verir. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun Cheung

modelinden elde edilen idealite faktörü değeri 4,724, seri direnç değeri ise 378,28 Ω olarak bulundu. $dV / d \ln(I) - I$ grafiğinden elde edilen idealite faktörü, $I-V$ grafiğinden elde edilenden daha büyük olduğu görülmüştür. İdealite faktörünün büyük olması, seri dirence, ara yüzey durumlarının varlığına ve ara yüzey tabakası boyunca voltaj düşüşüne bağlanabilir (Tasçioğlu 2018).

$H(I) - I$, grafiğinde ise Y eksenini kestiği nokta bariyer yüksekliğini verirken, doğrusal bölümün eğimi seri direnci verir. Seri direnç ve bariyer yüksekliğinin değerleri sırasıyla 377,01 Ω ve 1,4 eV olarak elde edildi (Şekil 4.3). $H(I) - I$ eğrisinden elde edilen seri direnç değeri $dV / d \ln(I) - I$ grafiğindeki değere yakın olduğu görülmüştür.

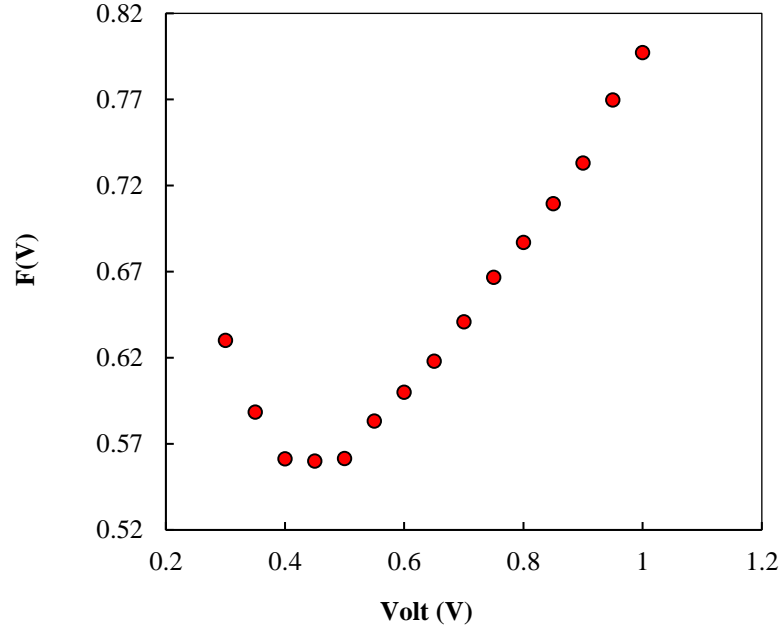
Seri direnç değeri ve bariyer yüksekliğini elde etmemiz için diğer bir yöntem ise Norde metodudur. Norde fonksiyonları aşağıdaki gibidir (Norde 1979):

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

Burada γ idealite faktöründen büyük bir tam sayıdır. V ye karşı $F(V)$ grafiğinin minimum değerinden aşağıda verilen eşitlik yardımıyla bariyer yüksekliği hesaplanır.

$$\Phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.10)$$

$F(V_0)$, Şekil 4.4' deki $F(V)-V$ grafiğinden elde edilir ve $F(V)$ 'nin minimum değerine karşılık gelen V_0 voltajdır.



Şekil 4.4. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun V 'ye karşı $F(V)$ grafiği.

Seri direnç değeri aşağıdaki şekilde hesaplanır (Tan 2017).

$$R_S = \frac{kT(\gamma - n)}{qI_0} \quad (4.11)$$

I_0 değeri Şekil 4.4'de V_0 'a karşı gelen akım değeridir.

Şekil 4.4' den elde edilen değerler, $V_0 = 0,45 \text{ V}$, $F(V_0) = 0,56 \text{ V}$. Bu değeri denklem (4.10) ve (4.11) uyguladığımızda $\Phi_B = 0,87 \text{ eV}$, $R_S = 377,8 \text{ } \Omega$ olarak bulundu. Çizelge 4.2' de gösterildiği gibi, $I - V$, Norde fonksiyonları ve Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direnç değerleri birbirine çok yakındır.

Çizelge 4.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun *I-V*, Cheung fonksiyonları ve Norde metotları yardımıyla elde edilen diyot parametreleri.

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ <i>n</i> -GaAs	<i>I-V</i>				<i>dV/dln(I)-I</i>		<i>H(I)-I</i>		<i>F(V)-V</i>	
	<i>I</i> ₀ (A)	<i>n</i> (V)	Φ_B (eV)	<i>R</i> _S (Ω)	<i>n</i> (V)	<i>R</i> _S (Ω)	Φ_B (eV)	<i>R</i> _S (Ω)	Φ_B (eV)	<i>R</i> _S (Ω)
	8,14x10 ⁻¹⁰	1,64	0,9	377,26	4,724	378,28	1,4	377,1	0,87	377,8

I-V, Cheung fonksiyonları ve Norde metotlarından elde edilen bariyer yükseklikleri arasında farklar görülmektedir. Bu farklar ara yüzey yalıtkan tabaka, kenar kaçak akımları ve derin kirlilik seviyelerinin neden olabileceği düşünülmektedir (Sze 1981).

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun oluşumunu sağlayan parametrelerden biri de ara yüzey durum yoğunluğudur (A. Singh 1985). Numunenin ara yüzey durum yoğunluğu idealite faktörüne bağlı olarak değişiyorsa bu durumu aşağıdaki denklemlerle ifade edebiliriz.

$$N_{SS}(V) = \frac{1}{q} \left\{ \frac{\epsilon_i}{\delta} [n(V) - 1] - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right\} \quad (4.12)$$

ϵ_i yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti ve ϵ_s ise yarıiletkenin dielektrik sabitidir. *n*-tipi GaAs' lar için $\epsilon_i=3$, $\epsilon_s=12,9$ ve $\epsilon_0=8,85 \times 10^{-12}$ F/m' dir. δ yalıtım katmanının kalınlığıdır ve oda sıcaklığı ölçümlerinde $\delta = 11 \text{ \AA}$ olarak alınmıştır. W_D ise fakirleşmiş bölge genişliğini temsil eder ve aşağıdaki denklem yardımıyla hesaplanır.

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0V_d}{qN_d}} \quad (4.13)$$

Denklem (4.12) de idealite faktörünün voltaja göre değişimi aşağıdaki gibidir.

$$n(V) = \frac{q}{kT} \frac{V}{\ln(I/I_0)} \quad (4.14)$$

n -tipi yarıiletkende ara yüzey durumlarının enerjisi (E_{ss}), iletim bandının tabanına göre,

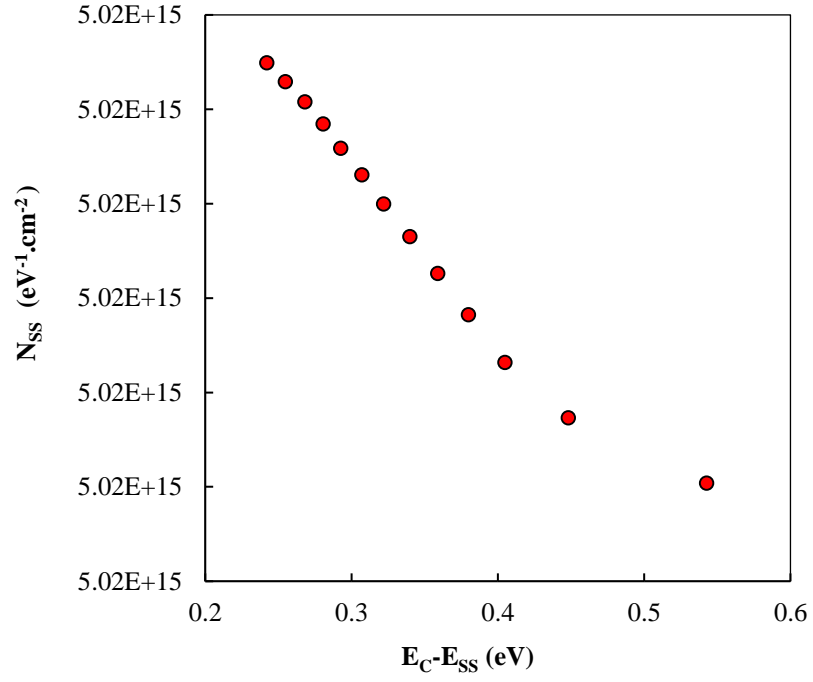
$$E_C - E_{SS} = q(\Phi_e - V) \quad (4.15)$$

Burada Φ_e etkin bariyer yüksekliğidir. Ara yüzey durumları nedeniyle, Φ_e ' nin voltaja bağlı olduğu varsayılmıştır. Buna göre Φ_e ,

$$\Phi_e = \Phi_B + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)V \quad (4.16)$$

ile ifade edilir.

Şekil 4.5' de [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -GaAs fotodiyotunun oda sıcaklığındaki ileri belseme I - V karakteristiklerinden faydalanarak, Denklem (4.12) ifadesinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılımı görülmektedir.



Şekil 4.5. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun oda sıcaklığında doğru belseme *I-V* karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım grafiği.

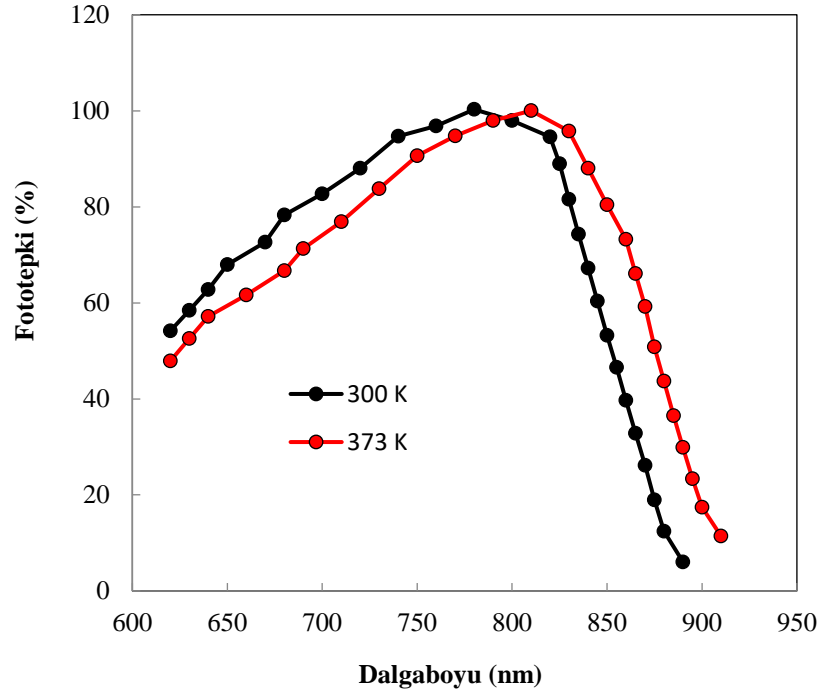
Enerji durum yoğunlukları, iletkenlik bandından yasak bant aralığının ortasına doğru azalmaktadır. Bu, enerji durum yoğunluklarının uygulanan besleme voltajına bağlı olarak değiştiğini ve her voltajın bant boşluğunda farklı bir duruma karşılık geldiğini teyit eder.

Cihazların karakteristik parametrelerinin belirlenmesinde, polimerik organik bileşik / yarıiletken arasındaki ara yüzey tabakası önemli bir rol oynamaktadır. Ara yüzey katmanının ve sabit yüzey yükünün varlığı, Schottky cihazlarının ideal diyot karakteristiğinden sapmasına neden olmaktadır. Bu nedenle, Schottky cihazlarının performansının ve güvenli olmasının, ara yüzey katmanına ve sabit yüzey yüküne bağlı olduğu söylenebilir. Sonuç olarak ara yüzey durumlarının en aza indirmeye yönelik süreçlerin, bu tür cihazların kalitesini artırması için faydalı olabilir.

4.1.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs Fotodiyotunun Optik Özellikleri

4.1.2.1. *n*-GaAs Temelli Fotodiyotun Spektral Karakteristiği

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun optik özelliklerinin incelenebilmesi için Şekil 3.9’ da gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır. Ölçümler için Quartz tungsten halojen ışık kaynağı ile bağlantı halinde olan monokromatör kullanılmıştır. Işık kaynağı ile monokromatör arasında ilgilenilen dalga boylarına uygun filtreler yerleştirilmiştir. Monokromatörden çıkan ışığın odaklanarak numuneye yönlendirilmesi için konkav aynalardan faydalanılmıştır. Şekil 4.6’ da [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyot için 300 K ve 373 K sıcaklıklarında elde edilmiş olan spektral dağılım karakteristiği gösterilmiştir.



Şekil 4.6. P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs Schottky fotodiyotun iki farklı sıcaklıktaki spektral dağılımı.

Şekilden görüldüğü gibi, spektrumun uzun dalgaboyu sınırını GaAs yarıiletkeninin yasak bant aralığı belirlemektedir.

Yasak bant aralığını, teorik değerlerini denklem 4.17’ den hesaplayabiliriz.

$$E_g = 1,519 - \left[\frac{(5,405 \times 10^{-4})T^2}{(T + 204)} \right] \quad (4.17)$$

Denklem (4.17)' den elde edilen teorik değerler, 300 K için $E_g=1,42$ eV, 373 K için ise $E_g=1,389$ eV' dur (Levinshtein 1996).

$$E_g = \frac{1240}{\lambda(nm)} eV \quad (4.18)$$

Denklem (4.18)' den faydalanarak 300 K ve 373 K sıcaklıkları için elde edilen dalgaboyları sırasıyla 873 nm ve 892 nm olarak hesaplandı.

Yasak bant aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı,

$$\sigma(T) = \frac{E_g(300 K) - E_g(373 K)}{\Delta T} \quad (4.19)$$

Yasak bant aralığının sıcaklıkla değişim katsayısının teorik değeri denklem (4.19) kullanılarak hesaplandı ve değeri $\sigma(T)=4,24 \times 10^{-4}$ eV/K olarak bulundu.

Spektral duyarlılıktaki sıcaklığa bağlı dalgaboyunun kayma miktarı (Kasap 2001),

$$\frac{d\lambda}{dT} \approx - \frac{hc}{E_g^2} \left(\frac{dE_g}{dT} \right) \quad (4.20)$$

Denklemleri ile ifade edilmektedir. Elde edilen teorik verilerden faydalanarak $d\lambda/dT=0,2602$ nm/K olarak belirlenmiştir.

Şekil 4.6' dan faydalanarak [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun spektral duyarlılıklarının uzun dalgaboyu sınırının maksimum değerlerinin yarısı göz önüne alınmıştır. Bu değerler 300 K ve 373 K için sırasıyla 870 nm ve 890 nm olarak ele

alınmıştır. Denklem (4.18) ifadesini kullanarak 300 K ve 373 K sıcaklığındaki yasak bant aralığı sırasıyla 1,425 eV ve 1,393 eV olarak hesaplandı.

Yasak bant aralığının sıcaklıkla değişim katsayısının deneysel değeri, denklem (4.19)' e göre , $\sigma(T) = 4,38 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ olarak hesaplanmıştır. Deneysel verinin teorik değere oldukça yakın olduğu görülmektedir.

Spektral duyarlılıktaki sıcaklığa bağlı dalgaboyunun kayma miktarı, deneysel veriler kullanılarak denklem (4.20)' den $d\lambda/dT=0,2857 \text{ nm/K}$ olarak elde edilmiştir.

n-GaAs' ın yasak bant aralığı, Şekil 4.6' de verilmiş olan spektrumun uzun dalgaboyu sınırındaki %50 azalma noktasından dalgaboyu eksenine doğru geçirilen doğrunun kesişme noktasından belirlenmiştir.

Bir fotonun absorpsiyonu sırasında üretilen fotoakım miktarı, foton enerjisi $h\nu$ ve yarıiletkenin yasak bant aralığına bağlıdır. Yarıiletkenin bant aralığı yakınında, fotoakımın, gelen foton enerjisi ile doğru orantılı olması, aşağıdaki denklemlerde gösterildiği gibi yarıiletkenin yasak bant aralığını belirler.

Direkt bant aralıklı bir yarıiletken için:

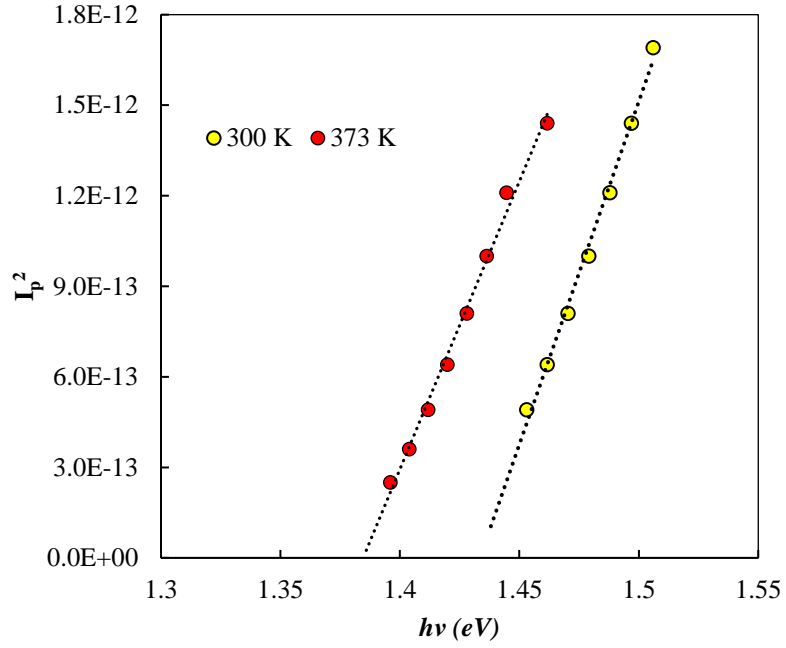
$$I \propto (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (4.21)$$

$$I^2 \propto (h\nu - E_g) \quad (4.22)$$

ifadesi kullanılır (Naval 2012).

Denklem (4.21)'e göre, GaAs gibi doğru bantlı bir yarıiletken için fotoakım karekökünün foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak çizilmesi, GaAs yasak bant aralığının belirlemesini mümkün kılar.

Şekil 4.7 farklı sıcaklıklarda fotoakım karesinin foton enerjisine göre değişimini göstermektedir.



Şekil 4.7. 300 K ve 373 K sıcaklıklarında fotoakım karesinin foton enerjisine göre değişim grafiği.

Grafikte doğrunun x -eksenini kestiği nokta, n -GaAs' ın yasak bant aralığını verir ve 300 K için değeri yaklaşık 1,42 eV, 373 K için ise 1,38 eV olarak belirlenmiştir.

4.1.2.2. Fotoelektrik Karakteristiği

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -GaAs fotodiyotunun optik özelliklerinin incelenebilmesi için Şekil 3.9' da gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır. Fotoakım-gerilim karakteristikleri için 250 W quartz halojen tungsten ışık kaynağı kullanılmıştır. Thorlabs FES1000 infrared filtre sayesinde diyota gelen ışığın dalgaboyu aralığı sınırlandırılarak dönüşüm için faydalı olmayan kısmın diyota ulaşması engellenmiştir. Farklı ışık şiddeti kaynağın diyota olan uzaklığı değiştirilerek elde edilmiştir. Bu noktadaki ışık şiddeti değerleri, DET36A Si Based Dedektör' nün verileri referans alınarak,

$$R(A/W) = \frac{I_{ph}(A)}{I(W/cm^2).A(cm^2)} \quad (4.23)$$

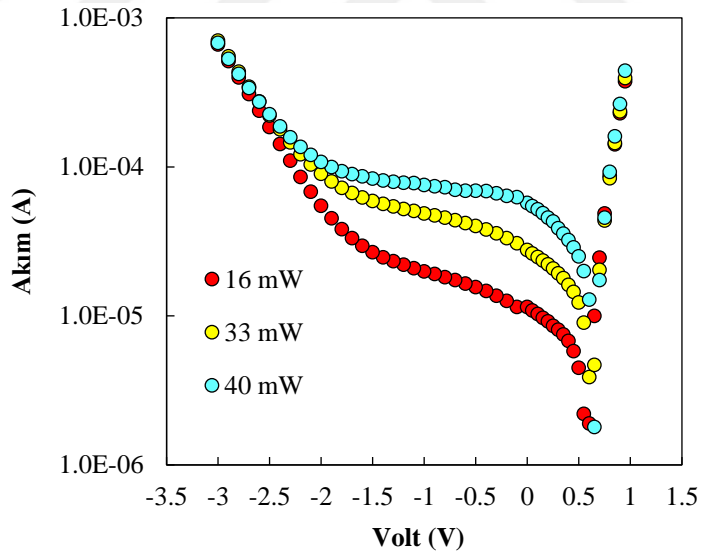
formülü yardımıyla hesaplanmıştır. Burada R kullanılan dedektör için duyarlılık değeri, I_{ph} ölçüm yapılan noktada numune üzerinde gözlenen fotoakım, I infrared ışınım şiddetinin yoğunluğu ve A aktif bölge alanıdır.

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -GaAs fotodiyotuna ulaşan ışık yoğunluğu değerlerinin doğruluğundan emin olmak için ölçümler, Thorlabs S401C yüksek duyarlılığa sahip termal güç sensörü ve Thorlabs PM100D Dijital Optik Güç ve Enerji Ölçer ile tekrar edilmiştir.

Şekil 4.8, [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -GaAs fotodiyotunun, ışık dalga boyu 633 nm (He-Ne Laser) olan fotonlar tarafından farklı aydınlatma yoğunlukları altında akım-voltaj karakteristiğini göstermektedir. Schottky fotodiyotun ışık ile aydınlatılması, ters yöndeki $I-V$ eğrisini fotoakım I_p miktarına göre kaydırır. Böylece:

$$I = I_0 \left(\frac{eV}{nkT} \right) - I_p \quad (4.24)$$

I_p , fotoakımıdır.



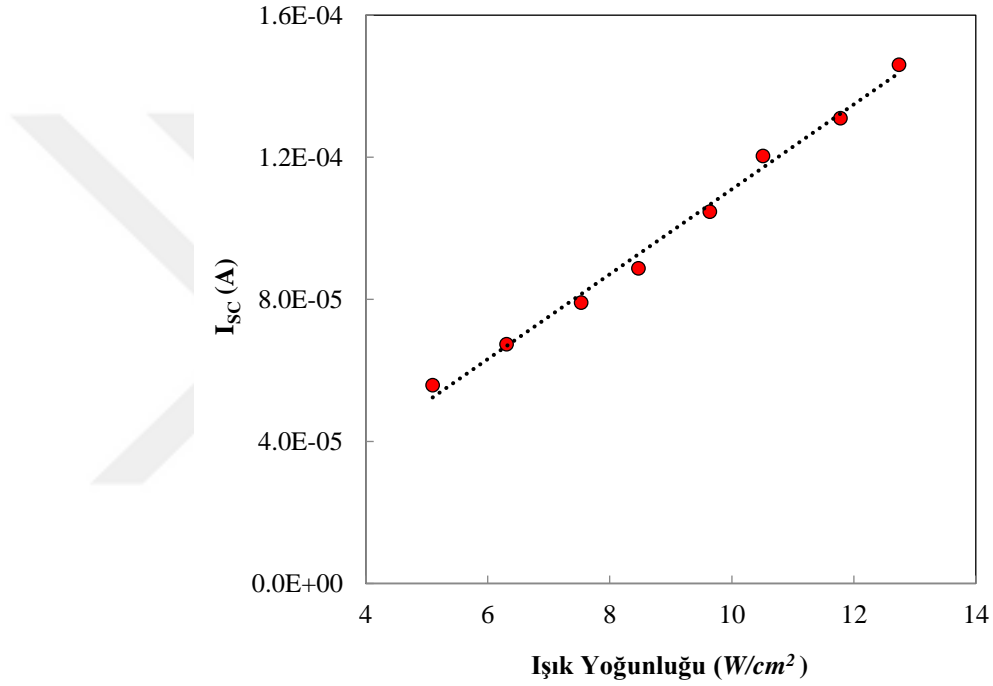
Şekil 4.8. 633 nm dalgaboylu fotonları (He-Ne Laser) ile çeşitli aydınlatma şiddeti altında oda sıcaklığındaki akımı-voltaj karakteristikleri.

Şekil 4.8'de görüldüğü gibi, çeşitli aydınlatma yoğunlukları altında ters $I-V$ karakteristiği üzerindeki ışık, akım eksenini boyunca I yönünde yukarı doğru hareket ettiği görülmüştür.

Şekil 4.8' den elde edilmiş olan, 20 mW/cm^2 ışık şiddetindeki açık devre geriliminin değeri $V_{OC}=0,52 \text{ V}$ dir (Ahmetoğlu ve ark. 2012).

Fotovoltaik rejimde enerji özellikleri, gelen ışığın yoğunluğundan kısa devre akımına veya açık devre gerilimine bağlıdır. Şekil 4.8' de [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-GaAs fotodiyotunun için ışık şiddeti ile kısa devre akımının değişimi gösterilmiştir.

Şekil 4.9' da görüldüğü gibi, bu bağımlılıklardaki değişim yasası, gelen ışık yoğunluğu aralığında doğrusaldır.



Şekil 4.9. Işık yoğunluğu ile kısa devre akımının değişimi

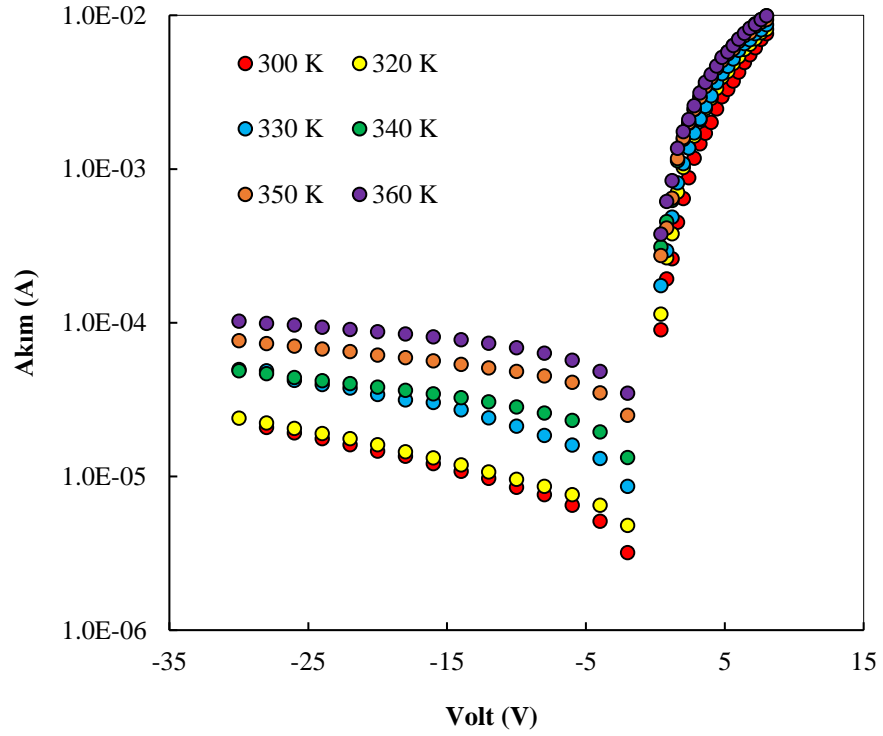
4.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Fotodiyotunun Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Bu bölümde yüzey polimerizasyon yöntemiyle oluşturulan [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun elektriksel ve optik özellikleri incelendi.

4.2.1. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Fotodiyotunun Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun *I-V* karakteristiklerinin incelenmesi için Şekil 3.8’ de gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır (Rhoderick 1988).

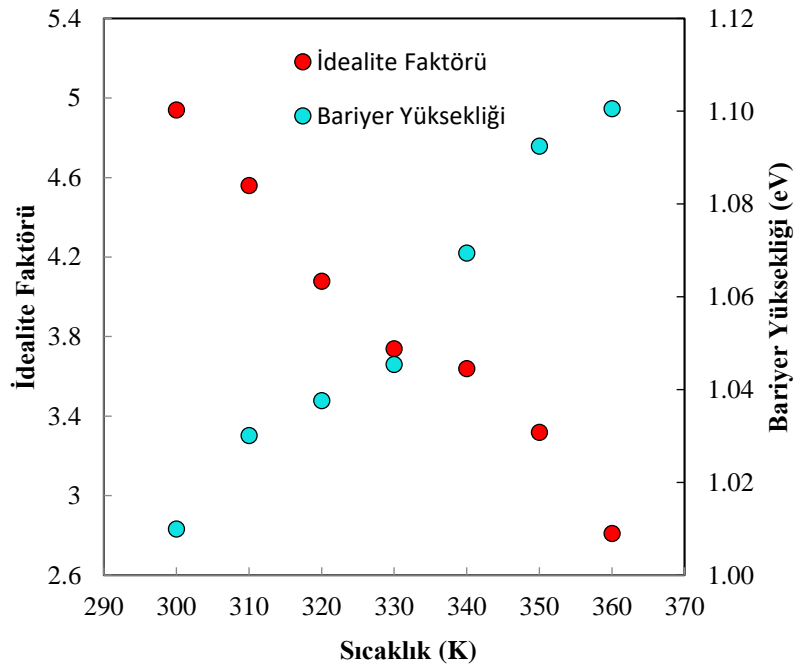
Şekil 4.10’da [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si foto diyotunun, 300– 360 *K* sıcaklık aralığında ileri ve geri akım-voltaj ölçüm sonuçları gösterilmiştir.



Şekil 4.10. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotun yüksek sıcaklıklardaki ileri ve geri beslemedeki *I-V* karakteristikleri.

Şekilden elde edilmiş olan [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotun yüksek doğrultucu katsayısına sahip olduğu görülmektedir. Bu katsayı ± 5 V gerilimde yaklaşık olarak 5×10^2 ye eşittir.

Denklem (4.3) ve (4.4)' ü kullanarak [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotun idealite faktörü ve bariyer yüksekliği hesaplandı (Şekil 4.11). 300 K için bariyer yüksekliğinin ve idealite faktörünün deneysel değeri sırasıyla 1,01 eV ve 4,94' dür. 360 K için ise, sırasıyla 1,1 eV ve 2.81'dir.



Şekil 4.11. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun sıcaklığa bağlı bariyer yüksekliği ve idealite faktörü.

Şekil 4.11' de gösterildiği gibi, *n*' nin deneysel değerleri azalan sıcaklıklarla artarken, Φ_B ' nin deneysel değerleri azalan sıcaklıklarla azalır. Sıcaklık ve akımın MS ara yüzü içerisindeki akımı nedeniyle, düşük sıcaklıktaki elektronlar alt engelleri aşabilir. Bu sebeple, akım aktarımı, düşük SBH ve daha büyük bir *n* bandı boyunca akan akım tarafından yönetilir. Sıcaklık arttıkça, elektronlar kademeli olarak yüksek bariyeri aşmak için yeterli enerji biriktirirler. Bu nedenle, SBH ön gerilim ve sıcaklıkla artacaktır.

Çizelge 4.3. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun sıcaklığa bağlı olarak bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değerleri.

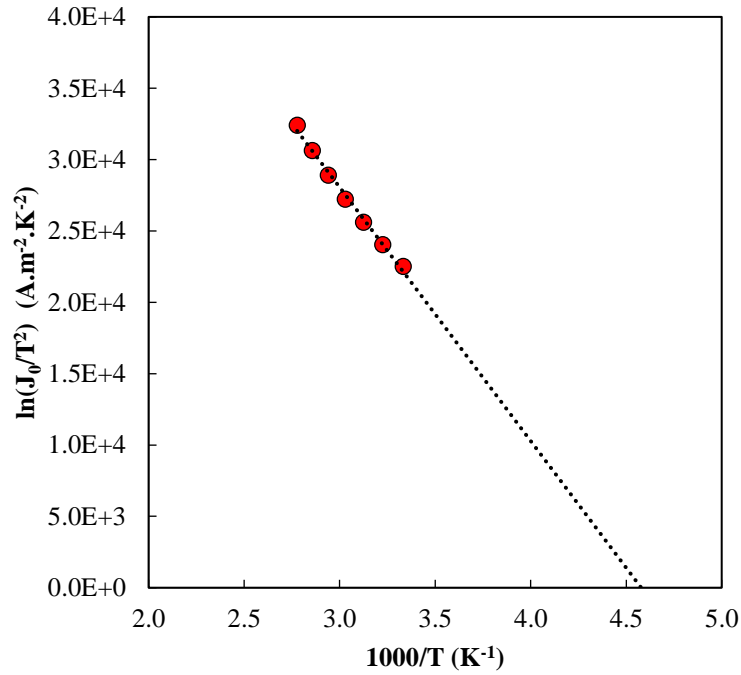
Sıcaklık (<i>K</i>)	İdealite Faktörü (<i>n</i>)	Bariyer Yüksekliği (Φ_B)
300	4,94	1,01
310	4,56	1,03
320	4,08	1,04
330	3,74	1,05
340	3,64	1,07
350	3,32	1,09
360	2,81	1,10

İdealite faktörünün 1' e eşit olduğu ideal durumda akımın difüzyon akımı ile sınırlı olduğu söylenebilir. Ancak, ideal olmayan cihazlar için kusurların varlığı idealite faktörünün değerinin 2 civarında olmasına neden olur. Bu durumda baskın akım mekanizması rekombinasyon akımıdır. Eğer ideallik faktörü değeri 2' den de büyükse tünelleme akımının devreye girdiğinden bahsedilebilir (Sze ve Kwok 2007).

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun Richardson sabitini deneysel olarak hesaplamak için Denklem (4.2)' yi *A* ile çarpılır ve elektriksel olarak aktif alan buluruz.

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q(\Phi_B)}{kT} \quad (4.25)$$

Burada, $q\Phi_B$ aktivasyon enerjisidir. $T = 300 K$ ' de, A^* ve Φ_B değeri temel olarak sıcaklıktan bağımsızdır. Böylece, $1 / T$ ' ye karşılık bir $\ln (J_0 / T^2)$ eğimi Φ_B ' yi verir ve $1/T = 0$ ' daki ordinat kesilmesi elektriksel olarak aktif alan A ve A^* , ın değerini verir.



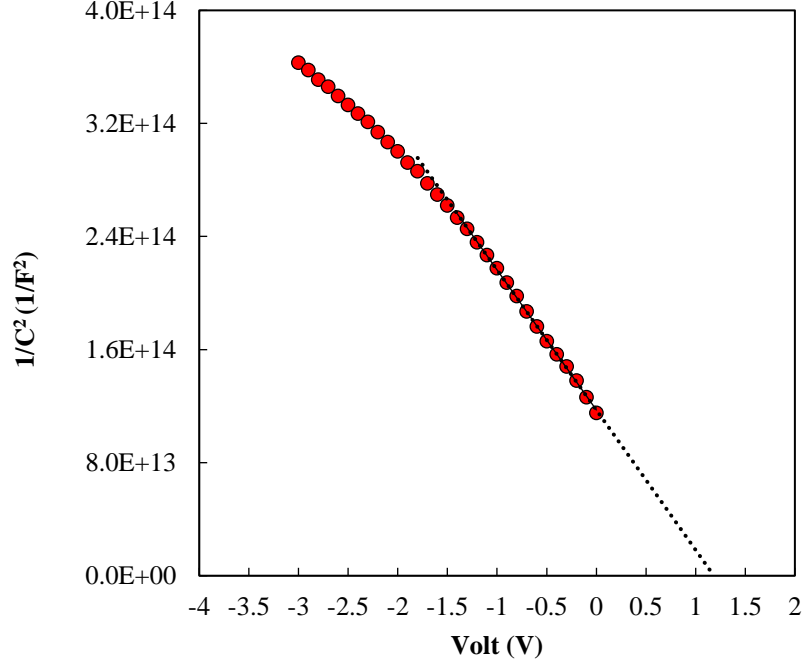
Şekil 4.12. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/n-Si Schottky fotodiyot için $\ln(J_0/T^2)-T^{-1}$ in Richardson grafiği.

Şekil 4.12' den, Richardson sıcaklık katsayısı ve bariyer yüksekliği sırasıyla $A^* = 1,07 \times 10^5 \text{ A.K}^{-2} \text{ m}^{-2}$ ve $\Phi_B = 1,11 \text{ eV}$ olarak bulunmuştur. Şekil 4.12' den elde edilen $\Phi_B = 1,11 \text{ eV}$ değerinin teorik olarak hesaplanan $\Phi_B = 1,01 \text{ eV}$ değeri ile yakın bir uyum içinde olduğu görülebilir. Deneysel olarak elde edilen $A^* = 1,07 \times 10^5 \text{ A.K}^{-2} \text{ m}^{-2}$ değerinin, teorik olarak hesaplanmış olan değeri ($A^* = 1,1 \times 10^5 \text{ A.m}^{-2} \text{ K}^{-2}$) ile daha yakın bir uyum içindedir.

C - V ölçümü, Schottky bariyer diyot yapısının özelliklerinin araştırılmasında kullanılan temel elektriksel ölçümlerden biridir. Şekil 4.13' de, $T = 300 \text{ K}$ ve $f = 1 \text{ MHz}$ de elde edilmiş olan I/C^2-V grafiği görülmektedir. Bu bağıntı aşağıdaki gibi yorumlayabilir.

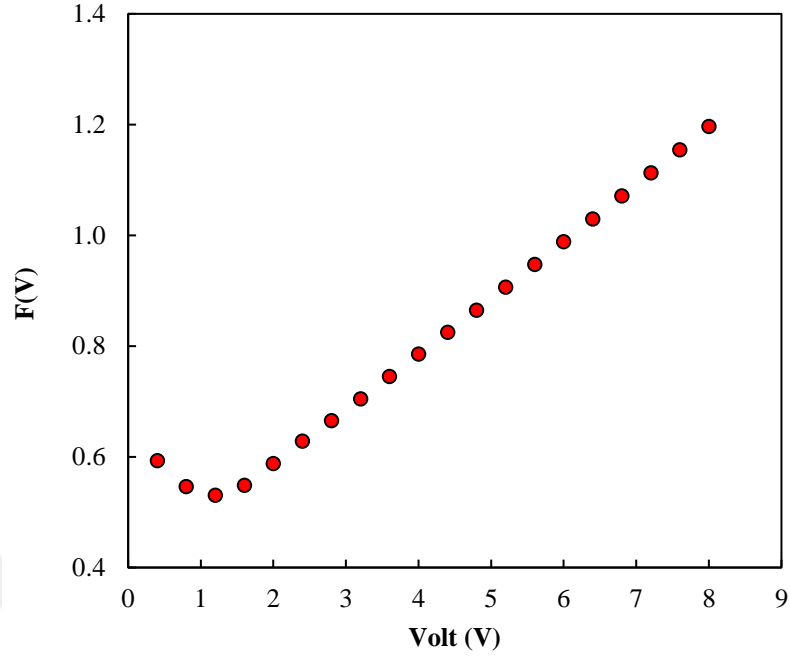
$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 \left(V_B - V - \frac{kT}{q} \right)}{q \epsilon_S N_D} \quad (4.26)$$

Burada V_R ters besleme gerilim, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, V_B sıfır ön gerilimde yerleşik potansiyel (Built-in potential) olarak ifade edilir.



Şekil 4.13. $T = 300 K$ ' de ve $f = 1 MHz$ ' de [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -Si Schottky fotodiyot yapısının $C-V$ karakteristiği.

$1/C^2 - V$ grafiğinde lineer bölgenin eğimi, n -Si' un yük taşıyıcı konsantrasyonunu vermektedir (Sze 1981). N_D , Si' nin net katkı konsantrasyonudur. Uygulanan gerilimin $1/C^2$ ' ye karşı grafiğinin, gerilim ekseninde kesim noktasından difüzyon potansiyeli 1,1 V olarak belirlenmiştir. $1/C^2 \sim f(V)$ grafiğinin eğiminden elde edilmiş olan n -Si' un katkı konsantrasyonu $N_D = 1,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ' dür.

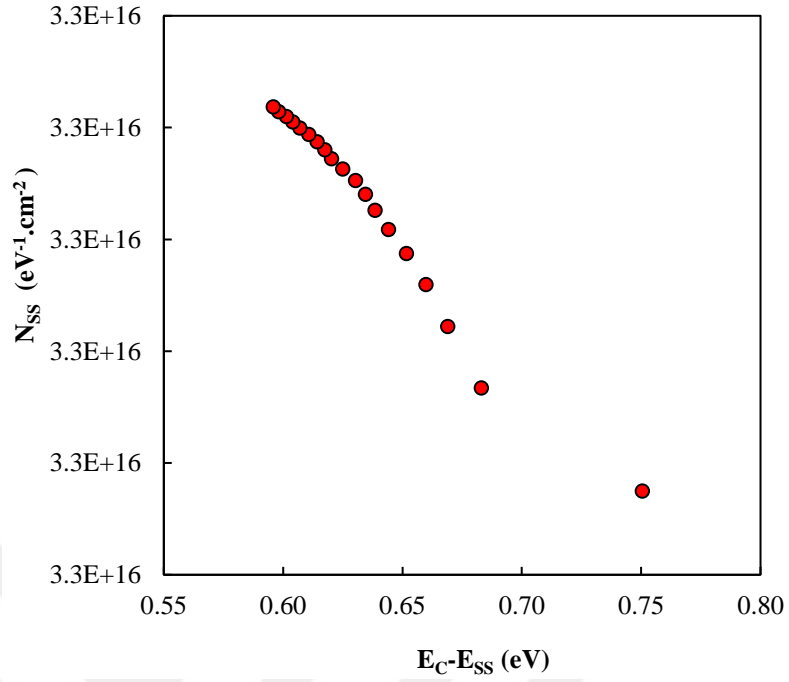


Şekil 4.14. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun V ye karşı $F(V)$ grafiği.

Yukarıda belirtildiği gibi, Schottky diyotların bariyer yüksekliğini belirlemek için diğer bir yöntem de Norde metodudur. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Schottky fotodiyotunun bariyer yüksekliği Denklem (4.9)' dan hesaplanabilir.

Oda sıcaklığında, $F(V_0)$, Şekil 4.14' e göre minimum $F(V)$ noktasıdır. Ayrıca V eksenindeki V_0 ' a karşılık gelen voltaj değeridir ve $V_0 = 1,1 V$, $F(V_0) = 0,52 V$ ve $\Phi_B = 1,04 eV$ olarak elde edilmiştir.

Yapının oluşumunu sağlayan parametrelerden biri ara yüzey durum yoğunluğudur. Numunenin ara yüzey durumu yoğunluğu, idealite faktörüne bağlı olarak değişirse, ara yüzey durumunun yoğunluğu denklem (4.12) ile hesaplanır (Büyükbaş ve ark. 2018).



Şekil 4.15. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun oda sıcaklığında doğru belseme *I-V* karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım grafiği.

Enerji durum yoğunlukları, iletkenlik bandından yasak bant aralığının ortasına doğru azalmaktadır (Şekil 4.15). Bu, enerji durum yoğunluklarının uygulanan besleme voltajına bağlı olarak değiştiğini ve her voltajın bant boşluğunda farklı bir duruma karşılık geldiğini teyit eder.

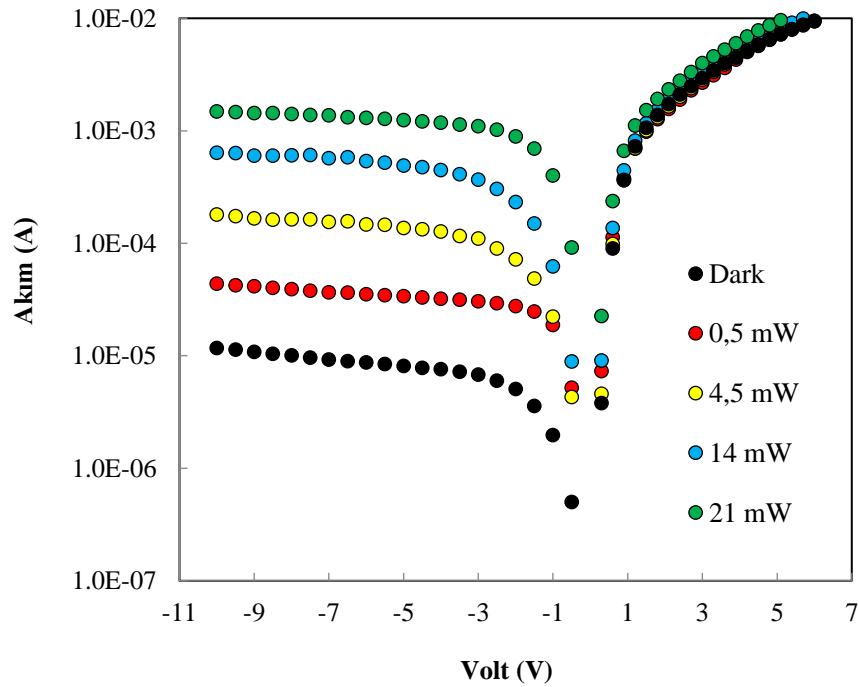
Yukarıda da belirttiğimiz gibi, Ara yüzey katmanının ve sabit yüzey yükünün varlığı, Schottky cihazlarının ideal diyot karakteristiğinden sapmasına neden olmaktadır. Bu nedenle, Schottky cihazlarının performansının ve güvenli olmasının, ara yüzey katmanına ve sabit yüzey yüküne bağlı olduğu söylenebilir.

4.2.2. [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si Fotodiyotunun Optik Özellikleri

[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT] / *n*-Si fotodiyotunun optik özelliklerinin incelenmesi için Şekil 3.9’da gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır. Fotoakım-gerilim karakteristikleri için 250 W quartz halojen tungsten ışık kaynağı kullanılmıştır. Thorlabs FES1000 infrared filtre sayesinde diyota gelen ışığın dalgaboyu aralığı sınırlandırılarak dönüşüm için faydalı olmayan kısmın diyota ulaşması engellenmiştir. Farklı ışık yoğunlukları kaynağın diyota olan uzaklığı değiştirilerek elde edilmiştir. Bu noktadaki ışık şiddeti değerleri, DET36A Si Based Dedektör’ nün verileri referans alınarak, Denklem (4.23) kullanılarak hesaplanmıştır.

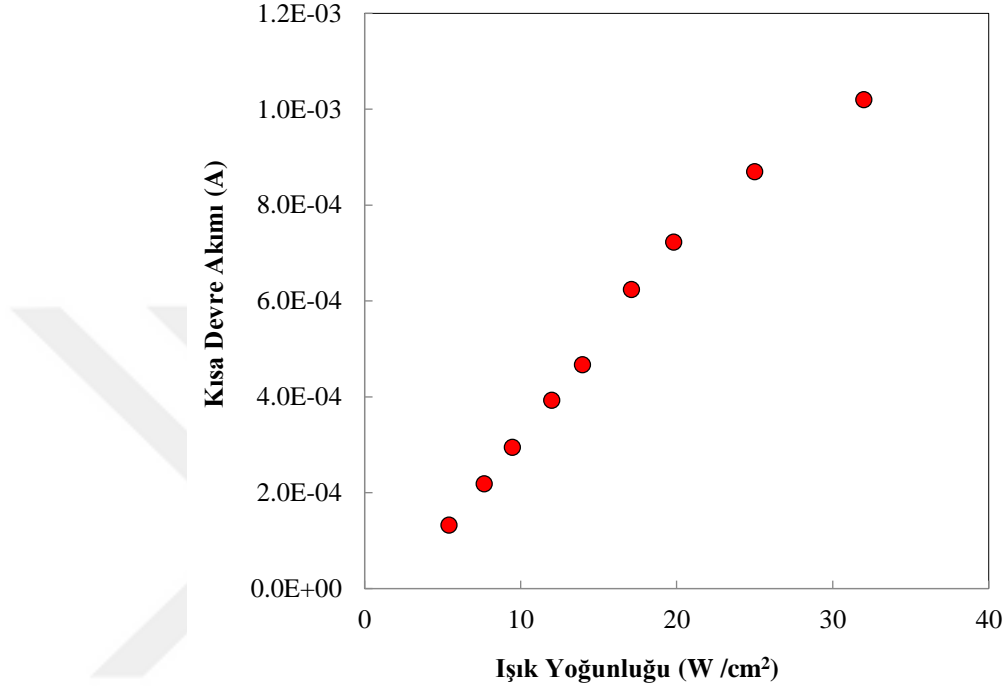
[P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotuna ulaşan ışık yoğunluğu değerlerinin doğruluğundan emin olmak için ölçümler Thorlabs S401C termal güç sensörü ve Thorlabs PM100D Dijital Optik Güç ve Enerji Ölçer ile tekrar edilmiştir.

Şekil 4.16’ da incelenen [P(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun, 976 nm dalga boyuna sahip fotonlar tarafından farklı aydınlatma yoğunlukları altındaki *I*-*V* karakteristiği gösterilmektedir. Bu deneyde ışık kaynağı olarak, 976 nm dalgaboyunda çalışan 25 W’ lık kızılötesi lazer diyot kullanılmıştır (Efendi 2017).



Şekil 4.16. Oda sıcaklığında, 976 nm dalga boyu fotonlar tarafından çeşitli aydınlatma yoğunlukları altında akım-voltaj karakteristikleri.

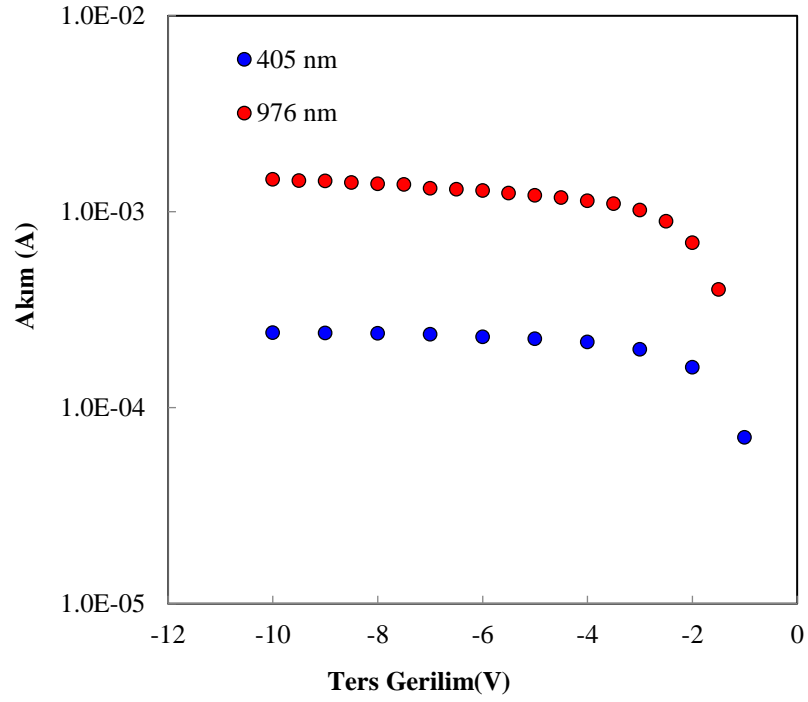
Şekil 4.16' da görüldüğü gibi, çeşitli aydınlatma yoğunlukları altında ters $I-V$ karakteristiği üzerindeki ışık, akım eksenı boyunca I yönünde yukarı doğru hareket ettiği görülmüştür. Şekil 4.16' dan elde edilmiş olan, 21 mW/cm^2 ışık şiddetindeki kısa devre akımı $I_{SC} 720 \mu A$ dir.



Şekil 4.17. Kısa devre akımının ışık yoğunluğuyla değişimi.

Şekil 4.17' de Schottky fotodiyot için kısa devre akımının ışık şiddetine göre değişimi göstermektedir. Şekil 4.17 de görüldüğü gibi, yüksek ışık şiddetinde, lineerlikten sapma gözlenmektedir. Bunun nedeni, bir n -Si yarıiletken alt tabakanın seri direnci boyunca voltaj düşüşünün artması ile ilgilidir.

Şekil 4.18, P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -Si fotodiyotunun 405 nm (15 mW) ve 976 nm (15 mW) dalga boylu, lazer ışığı ile aydınlatılarak ters akım-gerilim bağıntısı gösterilmektedir.



Şekil 4.18. İki farklı dalgaboylu lazer ışığı ile aydınlatılmış olan P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun ters akım-gerilim bağıntısı

Şekil 4.18’ de görüldüğü gibi, 976 nm fotonlar ile oluşturulan bir foto-akım 405 nm fotonlar tarafından oluşturulan bir foto-akımdan daha büyüktür. *n*-Si bazlı Schottky fotodiyotların mükemmel IR (Kızılötesi) tepkisi, gelen fotonların çoğunun silisyum bölgesinde emilimine bağlanabilir. Kısa dalga boyu fotonlar yüzey polimer tabakasında emildiği için, bu sonuç beklenen bir durumdur.

5. SONUÇ

Bu tez çalışmasında, P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs ve P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyot yapıları yüzey polimerizasyon yöntemi kullanılarak üretildi ve yüzey morfolojisi taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile gözlemlendi. Temas oluşturmada önce, RCA temizleme prosedürü kullanılarak kimyasal yollarla temizlendi. Çeşitli sıcaklıklarda ve ışık şiddetlerinde bu fotodiyotların elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir.

P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun *I-V*' den elde edilen bariyer yüksekliği 0,9 eV, ideallik faktörü 1,64 ve $R_S=377,26 \Omega$ olarak hesaplandı. $dV/d\ln(I) - I$ grafiğinden elde edilen idealite faktörü değeri 4,724, seri direnç değeri ise 378,28 Ω olarak bulundu. $H(I) - I$, grafiğinde seri direnç ve bariyer yüksekliğinin değerleri sırasıyla 377,01 Ω ve 1,4 eV olarak elde edildi. Norde metodu ile elde edilen seri direnç ve bariyer yüksekliği değerleri sırasıyla $R_S = 377,8 \Omega$ ve $\Phi_B= 0,87 eV$ olarak bulundu.

P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun yasak bant aralığının deneysel değerleri 300 K ve 373 K için sırasıyla 1,425 eV ve 1,393 eV olarak bulundu. Yasak bant aralığının sıcaklıkla değişim katsayısının değeri $\sigma(T) = 4,38 \times 10^{-4} eV/K$ olarak elde edildi. P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-GaAs fotodiyotunun 20 mW/cm^2 aydınlatma altındaki maksimum açık devre gerilimi $V_{oc}=0,52 V$ olarak bulundu.

P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/*n*-Si fotodiyotunun *I-V*' den elde edilen bariyer yüksekliği 4,94 eV ve ideallik faktörü 1,01 olarak bulunmuştur. $T = 300 K$ ve $f = 1 MHz$ $C - V$ ölçümünden elde edilmiş olan, yük taşıyıcı konsantrasyonunu değeri $N_D=1,0 \times 10^{14} cm^{-3}$ dür.

20 mW/cm^2 şiddetinde ışık ile aydınlatılarak incelenen diyotların kısa devre akım değerleri 720 μA olarak bulundu. Sabit aydınlatma gücü altında 405 nm (15 mW) ve 976 nm (15 mW) dalgaboyuna sahip lazer ışığı ile aydınlatılarak elde edilmiş olan akımı-voltaj karakteristiği incelenmiştir.

Sonuç olarak bu çalışmada, ilk olarak yüzey polimerizasyon tekniği ile n -Si ve n -GaAs üzerine ince polimer film kaplanarak, P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -GaAs ve P[(EGDMA-VPCA)-SWCNT]/ n -Si fotodiyot yapıları elde edilmiştir. Bu yapıların elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir ve bu fotodiyotların birer doğrultucu kontak özelliği gösterdiği gözlemlenmiştir. Ayrıca, incelenmiş olan söz konusu yapıların VIS (Görünür) ve NIR (Yakın Kızılötesi) fotodetektör uygulamaları için iyi bir aday olduğu görülmüştür.



KAYNAKLAR

- Ahmetoğlu, (Afrailov) M. 2012.** Photoelectrical characteristics of GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb heterojunction photodiodes undet illumination by photons with wawelength of 0.95-1.0 mm, *Thin Solid Films* 520, 5014-5017.
- Ahmetoğlu (Afrailov), M., Kara, A., Tekin, N., Beyaz, S., Kõçkar, H. 2012.** Electrical properties of [P(EGDVI)-SWCNT]/n-Si Schottky diodes formed by surface polymerization of SWCNT, *Thin Solid Films*, 520, 2106-2109.
- Baysal, B. 1994.** Polimer Kimyası, ODTÜ basım işliği.
- Callister, W.D. 2007.** Materials science and engineering: an introduction. 7th ed., *New York: John Wiley & Sons.* xxv, 721, A41, G14, S5, I22 p.
- Cheung ve Chung. 1986.** Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.* 49: 85-87.
- Crowell, C. R., Sze, S. M. 1966.** Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid-State Electronics*, 9: 1035-1048.
- Colinge, J.P., Colinge, C. A. 2005.** Physics of Semiconductor Devices, ISBN 978-0-387-82523-8, 436 pp.
- Efendi, B. 2017.** Dar Bantlı GaInAsSb Termofotovoltaik Yapıların Elektrik ve Optik Özelliklerin incelenmesi, *Doktora Tezi*, BUÜ Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Gezgin, M. 2012.** Vinilen Karbonat Homo ve Kopolimerlerinin Kontrollü Polimerleşme Teknikleri ile Elde Edilmesi, *Yüksek Lisans Tezi*, İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Johns, H.E. and J.R. Cunningham. 1983.** The physics of radiology. 4th ed., *Springfield, Ill. U.S.A. Charles C. Thomas.* xix, 796 p.
- Karataş, Ş., Türüt, A. 2006.** The determination of electronic and interface state density distributions of Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes, *Physica B* 381, 199-203.
- Kasap, O. S. 2001.** Optoelectronics and Photonics. *Prentice - Hall, New Jersey*, 314 pp.

- Kim, N., Sudol, E. D, Dimonie, V.L., ElAasser, M.S. 2003.** Poly(vinyl alcohol) Stabilization of Acrylic Emulsion Polymers Using the Miniemulsion Approach. *Macromoleculs*, 36(15), 5573-5579.
- Kohler, N. G.E. Fryxell, and M.Q. Zhang. 2004.** A bifunctional poly(ethylene glycol) silane immobilized on metallic oxide-based nanoparticles for conjugation with cell targeting agents, *Journal of the American Chemical Society*, 126(23): p. 7206-7211.
- Köse, Ü. 2016.** Karbon Nanotüp Esaslı Yüksek Performanslı Liflerin Üretim Yöntemleri, Mekanik ve Yapısal Özellikleri ve Uygulama Alanları, *Yüksek Lisans Tezi*, EÜ Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Levinshtein, M., Shur, M., Romyantsev, S. 1996.** Handbook Series on Semiconductor Parameters vol. I, *World Scientific*.
- Naval, V. C. 2012.** Characterization of zinc selenide-based ultraviolet detectors, *Calhoun: The NPS Institutional Archive*.
- Neamen, D.A. 2003.** Semiconductor Physics and Devices Basic Principles, The McGraw – Hill Companies, Inc., New York, 729 pp.
- Norde, H. 1979.** *J. Appl. Phys.* 50, 5052.
- Polat, E. G. 2009.** Sol-Jel Yöntemi ile Bakır ve Kalay Katkılı ZnO İnce Filmlerin Üretilmesi, Optik ve Mikroyapısal Karakterizasyonu, *Yüksek Lisans Tezi*, GYTE.
- Qui, J., Charleux, B., Matyjaszewski, K. 2001.** Controlled/living polymerization in aqueous media: homogenous and heterogeneous systems. *Prog. Polymer Science*, 26, 2083-2134.
- Rhoderick ve Williams. 1988.** MS contacts, *Clerendon, Oxford*, 257 pp.
- Saçak, M. 2002.** Polimer Kimyası, *Gazi Kitabevi*, Ankara, 525 s.
- Schroder, D.K. 1990.** Semiconductor material and device Characterization, Jhon Wiley & Sons, Inc., New York, 599 pp.
- Schroder, D.K. 2006.** Semiconductor material and device characterization. 3rd ed., Jhon Wiley & Sons, Inc., New jersey, 779 pp.

Shrama, B.L. 1984. MS Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press: New York and London.

Singh, A. 1985. Characterization of interface states at Ni/n-CdF₂ Schottky barrier type diodes and the effect of CdF₂ surface preparation, *Solid State Electron.* 28 (3), 223-232.

Sze, S.M. 1981. Phys. of semiconductor devices, Jhon Wiley and Sons Inc, NY, 868 pp.

Sze ve Kwok. 2007. Phys. of semiconductor devices, Jhon Wiley and Sons Inc., NY, 868 pp.

Tan, S.O. 2017. Comparison of graphene and zinc dopant materials for organic polymer interfacial layer between metal-semiconductor structure, *IEEE Trans. Electron Devices* 64 (12), 5121-5127

Tan, S.O., Tecimer, H.U., Çiçek, O. 2017. Comparative investigation on the effects of organic and inorganic interlayers in Au/n-GaAs Schottky diodes, *IEEE Trans. Electron Devices* 64 (3) 984-990.

Taşcıoğlu, I, Tan, S.O., Yakuphanoglu, F., Altındal, Ş. 2018. Effectuality of barrier height inhomogeneity on the current-voltage-temperature characteristics of metalsemiconductor structures with CdZnO interlayer, *J. Electron. Mater.* 47 (10) 6059-6066.

Taştemürlü, A.D. 2010. İletken Polimer Sentezi ve Karakterizasyonu, *Yüksek Lisans Tezi*, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Ürper, O. 2014. Tek Duvarlı Karbon Nanotüplerin Organik Güneş Pillerinde Elektrot Malzemesi Olarak Kullanılması, *Yüksek Lisans Tezi*, İTÜ Enerji Enstitüsü.

Wilson, J., Hawkes, J.F.B. 1998. Optoelectronics an Introduction, *Prentice Hall Europe, Great Britain*, 559 pp.

Xie, J. et al. 2007. Controlled PEGylation of monodisperse Fe₃O₄ nanoparticles for reduced non-specific uptake by macrophage cells. *Advanced Materials*, 19(20): p. 3163.

Xinyu, Huang, William, Brittain. 2001. Synthesis and Characterization of PMMA Nanocomposites by Suspension and Emulsion Polymerization. *Macromolecules*, 34(10), 3255-3260.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Burcu KİREZLİ
Doğum Yeri ve Tarihi : Gaziantep - 1988
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yılı)

Lise : Gaziantep Hasan Süzer Lisesi, 2007
Üniversite : Bursa Uludağ Üniversitesi, 2016

Çalıştığı Kurum/Kurumlar/Yıl : -
İletişim : 0533-1617180
E-mail : burcukirezli@gmail.com

Yayınlar

Ahmetoğlu (Afrailov), M., Kirezli, B., Kaynak, G., Andreev, I. A., Kunitsyna, E. V., Mikhailova, M. P., Yakolev, YU. P. 2018. N^+ -GaSb / n^0 -GaInAsSb / P^+ -GaSb type II heterojunction photodiodes with low radiation damage, *JOAM-RC*, 12 9-10, p517-p520, 4p.

Kirezli, B., Ahmetoğlu (Afrailov), M., Kara, A. 2019. Electrical and optical Properties of Photodiode Structures Formed by Surface Polymerization of [P (EGDMA-VPCA)-SWCNT Films on n-GaAs, *Journal of Molecular Structure*, 1192, 258e263, (OEMT2018)

Kirezli, B., Gücüyener, I., Kara, A., Kaplan, H.K., Ahmetoğlu (Afrailov), M. 2019 **Düzeltilmede).** Electrical and optical Properties of Photodiode Structures Formed by Surface Polymerization of [P (EGDMA-VPCA)-SWCNT Films on n-Si, *Journal of Molecular Structure* (OEMT2018)

Kunitsyna, E. V., Andreev, I.A., Grebenschikova, E.A., Il'inskaya, N.D., Ivanov, E.V., Konovalov, G.G., Mikhailova, M.P., Romanov, V.V., Yakovlev, Y.P., Ahmetoglu (Afrailov), M., Kirezli, B. 2018 (*Interphotonics, Antalya-Turkey Davetli Konuşmacı*). Mid-Infrared Photonics: LEDs and Photodiodes for Sensing Applications.

Batmaz, T., Kirezli, B., Hacismailoğlu, M. C., Ahmetoğlu, M. 2019 (İncelemede). Photoelectrical Properties of Ag/n-GaAs Schottky Diodes (OEMT2018), *JOAM-RC*.

Batmaz, T., Kirezli, B., Hacismailoğlu, M., Ahmetoğlu, M. 2019 (İncelemede). The Electrical and Optical Characterization of Electrodeposited Ni/n-GaAs Schottky Barriers Diodes (OEMT2018), *Journal of Molecular Structure*.