



**6H-SiC TABANLI SCHOTTKY DİYOTLARIN HAZIRLANMASI VE
GENİŞ SICAKLIK ARALIĞINDA ELEKTRİKSEL
PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ**

Tamer GÜZEL

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

ŞUBAT 2015

Tamer Güzel tarafından hazırlanan'' 6H-SiC TABANLI SCHOTTKY DİYOTLARIN HAZIRLANMASI VE GENİŞ SICAKLIK ARALIĞINDA ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ'' adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

DanışmanDoç.Dr. Metin ÖZER

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Başkan : Prof. Dr. Selim ACAR

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye : Prof. Dr. Tuncer HÖKELEK

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, Hacettepe Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye : Prof. Dr. Hatice Hilal KURT

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye : Doç. Dr. Şükrü KARATAŞ

Fizik Anabilim Dalı, Sütçü İmam Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Tez Savunma Tarihi: 27/02/2015

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Tamer Güzel

15.01.2015

6H-SiC TABANLI SCHOTTKY DİYOTLARIN HAZIRLANMASI VE GENİŞ SICAKLIK ARALIĞINDA ELEKTRİKSEL PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ

(Doktora Tezi)

Tamer GÜZEL

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Şubat 2015

ÖZET

Bu tezde, Au/n-6H-SiC/Au, Au/P3HT-n-6H-SiC/Au, Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Schottky engelli yapılar üretilerek, 80K ile 350K sıcaklık aralığında elektriksel karakteristikleri araştırıldı. Her bir diyot için akım-voltaj eğrilerinden, Cheung ve Norde fonksiyonları kullanılarak, engel yükseklikleri (Φ_{b0}) ve idealite faktörleri (n) ve seri direnç (R_s) değerleri hesaplandı. İdealite faktörü ve seri direncin artan sıcaklıkla azaldığı, engel yüksekliğinin ise arttığı gözlemlendi. Parametrelerdeki bu değişimin sebeplerinden biri olarak Schottky engelinin uzaysal homojensizliği gösterildi. Engelin Gaussian dağılımı araştırılarak, engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b0}$) ve standart sapma (σ_0) değerleri hesaplandı. Tüm numunelerde ikili Gaussian dağılımı (GD) belirlendi. Au/n-6H-SiC/Au diyotunun 80K ile 150K aralığında ortalama engel yüksekliği ile standart sapma değerleri sırasıyla 0,53 eV ve 0,066V ve 175K ile 350K sıcaklık aralığında ise 0,99 eV, 0,126 V değerleri bulundu. Au/P3HT-n-6H-SiC/Au yapısı için 80K ile 150K aralığında ortalama engel yüksekliği ile standart sapma değerleri sırasıyla 0,51 eV ve 0,065V bulunurken 175K ile 350K sıcaklık aralığında 1eV ve 0,130 V bulundu. Aynı hesaplamalar Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al diyotu için de yapılarak, 80-150K sıcaklık aralığında ortalama engel yüksekliği ile standart sapma değerleri sırasıyla 0,50eV ile 0,067V ve 175-350K sıcaklık aralığında da sırası ile 1,1eV ile 0,150V olarak hesaplandı. Numunelerin her biri için $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$ 'in $10^3/T$ 'ye göre grafikleri çizilerek her bölge için modifiye edilmiş Richardson sabiti (A^*) ve ortalama engel yükseklikleri ($\bar{\Phi}$) hesaplandı. Buna göre Au/n-6H-SiC/Au yapısı için ilk bölgede (80K-150K) hesaplanan Richardson sabiti ve ortalama engel yükseklikleri sırası ile 0,5 eV and $3,85 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulunurken 175K-350K sıcaklık aralığında 0,96 eV and $47,62 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ hesaplandı. Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diyotu için sırasıyla 0,43 eV, $155,59 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,83eV ile $292,14 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulundu. Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Schottky yapısı için de yine aynı bölgelerde hesaplanarak; 0,52eV, $223,02 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 1,14 eV ile $669,98 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulundu. Akım iletimi, termiyonik emisyon modeli ve bariyer homojensizliği ile birlikte açıklandı.

Bilim Kodu : 202 1.147

Anahtar Kelimeler : 6H-SiC, Schottky engeli, engel yüksekliği, engel homojensizliği, Gaussian dağılımı

Sayfa Adedi : 105

Danışman : Doç. Dr. Metin ÖZER

PREPARATION OF SCHOTTKY DIODES 6H-SiC BASED AND INVESTIGATION OF ELECTRICAL PARAMETERS IN THE WIDE TEMPERATURE RANGE

(Ph. D. Thesis)

Tamer GÜZEL

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

February 2015

ABSTRACT

The temperature dependent electronic parameters of Au/n-6H-SiC/Au, Au/P3HT-n-6H-SiC/Au and Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Schottky contacts have been investigated and analysed in the temperature range of 80K-350 K. The barrier height (Φ_b), ideality factor (n) and series resistance (R_s) of these Schottky diodes are also evaluated using Cheung's and Norde methods. Results show that the barrier heights increase while ideality factor and series resistance decrease with increasing temperature. The observed variation in (Φ_b) and n is attributed to the spatial barrier inhomogeneities in Schottky barrier height by assuming a Gaussian distribution (GD) of barrier heights (BHs) at 80-150 K and 175-350K. The temperature-dependent I-V characteristics of Au/n-6H-SiC/Au Schottky diode has shown a double Gaussian distribution giving mean barrier heights of 0.53 eV and 0.99 eV and standard deviations of 0.066 and 0.126V, respectively. A mean barrier heights and standard deviations of Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diode are 0.51eV , 1eV and 0.065V and 130V, respectively. The experimental data of Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Schottky diode has also double Gaussian distribution giving mean barrier heights of 0.50 eV and 1.1 eV and standard deviations of 0.067 and 0.150V, respectively. A modified $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$ versus $10^3/T$ plot of Au/n-6H-SiC/Au diode for the two temperature regions gives Φ_{b0} and A^* as 0.5 eV and $3.85 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, and 0.96 eV and $47.62 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ respectively. A modified Φ_{b0} and A^* of Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diode are 0,43 eV, $155,59 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ and 0,83eV and $292,14 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ respectively. A modified Φ_{b0} and A^* of Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Schottky diode are 0,52eV , $223,02 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ and 1,14 eV and $669,98 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ respectively. Temperature dependence of modified Richardson plot and electrical parameters of these diodes can be explained based on the thermionic emission theory with double GD of BHs due to the barrier height inhomogeneities at the metal/semiconductor interface.

Science Code : 202 1.147

Key Words : 6H-SiC, Schottky barrier, Barrier height, inhomogeneous barrier, Gaussian distribution

Page Number : 105

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Metin ÖZER

TEŞEKKÜR

Konu seçiminden başlayarak, çalışmanın her aşamasında bana daima yol gösterdiği, tecrübesini ve birikimini bizimle paylaştığı için danışmanım, değerli hocam sayın Doç. Dr. Metin ÖZER'e şükranlarımı sunarım. Ayrıca bu çalışma sırasında karşılaştığım güçlükleri aşmamda yardımlarını esirgemeyen ve her konuda destek olan sayın Prof. Dr. Selim ACAR'a ve sayın Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV'a teşekkür ederim. Numunelerin hazırlanmasında emeği geçen sayın Araş. Gör. Arif KÖSEMEN'e özellikle teşekkür ederim. Tez hazırlama süresince yardımlarını gördüğüm arkadaşım Irmak KARADUMAN'a da ayrıca teşekkür ederim. Yoğun çalışma süresinde her zaman bana destek veren eşim Gülay'a, kardeşlerim Cavit ve Kadir'e oğullarım Ege Kağan ve Efe Çağan'a verdikleri destekten dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
RESİMLERİN LİSTESİ	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	7
2.1. Metal – Yarıiletken Kontaklar	7
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları.....	12
2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE).....	12
2.2.2. Difüzyon teorisi	14
2.2.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi.....	15
2.2.4. Alan Emisyonu(AE) ve Termiyonnik Alan Emisyonu(TAE).....	17
2.2.5. Tüketim bölgesinde taşıyıcı oluşması (Generation) ve tekrar birleşmesi (Recombination).....	19
2.2.6. T_0 etkili akım iletimi.....	20
2.3. Metal-Yarıiletken Yapıların Fiziği.....	21
2.3.1. İdeal MIS diyot.....	22
2.3.2. MIS yapılarda akım-iletim mekanizması.....	24
2.4. Schottky Engellerinde İdeal Durumdan Sapmalar.....	28

	Sayfa
2.4.1. Engel yüksekliğinin besleme voltajına bağlılığı	28
2.4.2. Seri Direnç Etkisi	29
2.4.3. T_0 Anormallığı	30
2.4.4. Arayüzey durumları	31
2.4.5. Sabit oksit ve arayüzey yükleri	32
2.4.6. Hareketli iyonik yük	32
2.4.7. Oksitte tuzaklanmış yük.....	33
2.5. Düz Bant Engel Yüksekliği ve Sıcaklık Bağlılığı.....	33
2.6. İdealite Faktörü ve Engel Yüksekliğinin Sıcaklık Bağlılığı	35
2.6.1. Homojen Olmayan Engel Yüksekliği	35
2.6.2. Gaussian Engel Dağılımı- $P(\Phi_B)$	36
2.7. Richardson Eğrileri İle Aktivasyon Enerjisinin ve Richardson Sabiti Bulunması..	36
2.8. Yarıiletken Seri Direnç Bulma Metotları.....	39
2.8.1. Norde metodu.....	39
2.8.2. Cheung Foksiyonları İle Schottky Diyot parametrelerinin belirlenmesi ...	41
2.9. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim Ölçümleri İle Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	42
2.10. SiC Elekttronik Özellikleri.....	43
2.11. P3HT ve PCBM Polimerlerinin Özellikleri.....	44
3. MATERYAL VE YÖNTEM	47
3.1. Kristal temizleme	47
3.2. Omik kontağın oluşturulması.....	49
3.3. Doğrultucu Kontak Oluşturulması.....	51
3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	55
3.4.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği	55

	Sayfa
3.4.2. Sığa-Gerilim (C-V) ölçüm düzeneği.....	56
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	59
4.1. Akım –Voltaj (I-V) Karakteristikleri	59
4.2. Kapasite –Voltaj (C-V) Karakteristikler	88
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	93
KAYNAKLAR	97
ÖZGEÇMİŞ	105

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. SiC yarıiletken kristalinin elektriksel ve mekaniksel özellikleri.....	44
Çizelge 4.1. Au/6H-SiC/Au diyotunun 80K-350K aralığındaki hesaplanan parametreleri.....	61
Çizelge 4.2. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotunun 80K-350K aralığındaki hesaplanan parametreleri.....	62
Çizelge 4.3. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au diyotunun 80K-350K sıcaklık aralığındaki hesaplanan parametreleri.....	64
Çizelge 4.4. Diyotun C-V karakteristiklerinden elde edilen ϕ_{CV} , N_d , W_d , V_d ve E_F parametreleri.....	91

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/ n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji band diyagramı.(a)Henüz kontak edilmemiş materyaller (b) kontak oluşuktan sonra termal denge durumu.....	8
Şekil 2.2. Metal /n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı (a) termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem.....	10
Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji band diyagramı (a) birbirinden ayrı nötral materyaller (b) termal dengede kontak (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) pozitif beslemde.....	11
Şekil 2.4. Metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları; (a) potansiyel engelin tepesi üzerinden metalin içerisine doğru elektronların iletimi (termiyonik emisyon), (b) elektronların içinden doğru dan kuantum-mekaniksel tünellemeleri engel (c) uzay yük bölgesinde yeni den birleşme, (d) metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu.....	12
Şekil 2.5. Doğru beslemde termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu band diyagramı (ξ 'nin negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için).....	18
Şekil 2.6. p-tipi yarıiletken-metal kontakta çok katlı tünelleme modeline göre band diyagramı.....	19
Şekil 2.7. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren $nkT/q-kT/q$ grafiği.....	21
Şekil 2.8. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) diyod.....	22
Şekil 2.9. $V=0$ durumunda ideal bir MIS diyodun enerji-band diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken.....	23
Şekil 2.10. $V \neq 0$ durumunda ideal MIS diyodun enerji-band diyagramı a) akümülyasyon akümülyasyon (b) tüketim (c) inversiyon (terslenim) durumları	25
Şekil 2.11. Metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı.....	27
Şekil 2.12. Metal/yalıtkan/p-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı.....	27
Şekil.2.13. Seri direnç (R_s) akım-gerilim karakteristiği üzerindeki etkisi.....	36
Şekil.2.14. SiC kristalinin genel moleküler yapısı.....	44
Şekil 3.1. Au/n-6H-SiC/Au Diyotunun Diyagramı	54
Şekil 3.2. Au/P3HT-n-6H-SiC/Au Diyotunun Diyagramı	54

Şekil	Sayfa
Şekil 3.3. Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Diyotunun Diyagramı	55
Şekil 4.1. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 375K arasında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi.....	60
Şekil 4.2. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 375K arasında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi.....	63
Şekil 4.3. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi.....	65
Şekil 4.4. Au/6H-SiC/Au diyotunun engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı grafiği.....	66
Şekil 4.5. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklık ile değişimi.....	66
Şekil 4.6. Au/P3HT:PCBM-6H-SiC/Al numunesinin engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklık ile değişimi.....	67
Şekil 4.7. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $dV/d\ln(I)$ 'nın akıma karşı grafiği.....	67
Şekil 4.8. Au/6H-SiC/Au numunesinin 300K sıcaklıkta $H(I)$ ve $dV/d\ln(I)$ 'nın akıma göre grafiği.....	68
Şekil 4.9. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $H(I)$ 'nın Akıma karşı grafiği.....	68
Şekil 4.10. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $dV/d\ln(I)$ 'nın akıma karşı grafiği.....	69
Şekil 4.11. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $H(I)$ 'nın akıma karşı grafiği.....	70
Şekil 4.12. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 300K sıcaklıkta $H(I)$ 'nın ve $dV/d\ln(I)$ akıma göre grafiği.....	70
Şekil 4.13. Au/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al numunesinin 80K ile 350K arasında $dV/d\ln(I)$ 'nın Akıma karşı grafiği.....	71
Şekil 4.14. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $H(I)$ 'nın akıma karşı grafiği.....	71

Şekil	Sayfa
Şekil 4.15. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au numunesinin 300 K sıcaklıkta $dV/d\ln(I)$ ve $H(I)$ 'nin akıma göre grafiği.....	72
Şekil 4.16. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $F(V)$ 'nin voltaja(V) göre grafiği.....	73
Şekil 4.17. Au/P3HT:6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $F(V)$ 'nin voltaja(V) karşı grafiği.....	74
Şekil 4.18. Al/P3HT:PCBM(1:1):6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $F(V)$ 'nin Voltaja(V) karşı grafiği.....	74
Şekil 4.19. Üretimi yapılan üç numunenin 300K sıcaklıktaki $F(V)$ 'nin Voltaja göre grafiği.....	75
Şekil 4.20. Üretimi yapılan üç numunenin 300 K sıcaklıktaki $F(V)$ 'nin Voltaja göre grafiği.....	76
Şekil 4.21. Au/6H-SiC/Au diyotuna ait $\ln(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.....	76
Şekil 4.22. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotuna ait $\ln(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.....	77
Şekil 4.23. Al/P3HT:PCBM-6H-SiC/Au diyotuna ait $\ln(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.....	77
Şekil 4.24. Au/6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{bo})'nin idealite faktörüne(n) göre grafiği.....	78
Şekil 4.25. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{bo})'nin idealite Faktörüne (n) göre grafiği.....	79
Şekil 4.26. Al/P3HT:PCBM(1:1) 6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{bo})'nin idealite faktörüne (n) göre grafiği	81
Şekil 4.27. Au/6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği.....	82
Şekil 4.28. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği.....	83
Şekil 4.29. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği.....	84

Şekil	Sayfa
Şekil 4.30. Au/6H-SiC/Au diyotunun çizilen $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.....	85
Şekil 4.31. Au/P3HT:6H-SiC/Au diyotunun çizilen $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.....	85
Şekil 4.32. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au diyotunun çizilen $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.....	87
Şekil 4.33. Arayüzey durum yoğunluğunun sıcaklığa göre eğrisi.....	89
Şekil 4.34. Au/6H-SiC/Au diyotunun 100-400 K sıcaklığı aralığındaki $1/C^2$ 'nin voltaja karşı grafiği.....	91
Şekil 4.35. Donor konsantrasyonun sıcaklığa bağlı grafiği.....	90

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. n-6H-SiC yarıiletken pulun numune oluşturmada önce uygun boyutlarda kesilmesi.....	45
Resim 3.2. Numune temizliğinin yapıldığı alan.....	47
Resim 3.3. Metal Buharlaştırma Sistemi.....	47
Resim 3.4. Numunen potaya yerleşmeden önce yapılan hazırlık.....	48
Resim 3.5. n-6H-SiC yarıiletkeninin metal buharlaştırma cihazına yerleştirilmesi.....	48
Resim 3.6. Altının buharlaştırılmadan önce konulduğu pota.....	49
Resim 3.7. Diklorurbenzen içine çözdürülen P3HT oluşan çözelti.....	50
Resim 3.8. Numunelerin üretiminde kullanılan dönerli kaplama aygıtı.....	51
Resim 3.9. Doğrultucu kontağın oluşturulduğu maske.....	51
Resim 3.10. Üretilen Numuneler.....	52

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklamalar
HF	Hidroflorik asit
H₂O₂	Hidrojen peroksit
H₂SO₄	Sülfirik asit
NaOH	Sodyum hidroksit
H₂O	Su
N₂	Azot gazı
Hz	Frekans
A*	Richardson sabiti
A**	Etkin Richardson sabiti
h	Planck sabiti
I	Akım
I₀	Doyma akımı
J_{SD}	Difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletken metale doğru akım yoğunluğu
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu
J₀	Doyma akım yoğunluğu
J_F	İleri beslem akımı
K	Kelvin cinsinden sıcaklık
k	Boltzmann sabiti

Simgeler	Açıklamalar
m^*	Elektron etkin külesi
m_0	Serbest elektron kütlesi
M	Mega
N_D	Verici yoğunluğu
N_A	Alıcı yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_v	Değerlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{ss}	Yüzey durumları yoğunluğu
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
n_i	Gerçek taşıyıcı yoğunluğu
n	İdealite faktörü
$n\text{-}6\text{H-SiC}$	n-tipi Silisyum Karbür
R_s	Seri direnç
T	Mutlak sıcaklık
T_0	İdealite faktörünün sıcaklıkla değişim katsayısı
V_d	Eklemi oluşturan potansiyel (difüzyon potansiyeli)
V_n	İletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
V_p	Fermi seviyesi ile değerlik bandı arasındaki enerji farkı
V_F	İleri beslem
V_R	Ters beslem

Simgeler	Açıklamalar
V_y	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
V_{yi}	Yarıiletken üzerine düşen gerilim
Φ_b	Engel yüksekliği
Φ_{bo}	Sıfır beslem engel yüksekliği
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_{Bn}	n-tipi yarıiletken için engel yüksekliği
Φ_{Bp}	p-tipi yarıiletken için engel yüksekliği
Φ_{eff}	Etkin engel yüksekliği
Δ	Yalıtkan tabakanın kalınlığı
μ_n	Elektronların mobilitesi
ρ	Özdirenç
χ_s	Elektron yakınlığı
W_d	Tüketim bölgesi kalınlığı
Ω	Ohm
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Metalin dielektirk sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik katsayısı
$\overline{\Phi}_{bo}$	Ortalama engel yüksekliği
σ_s	Standart sapma
Φ_{bf}	Düz bant engel yüksekliği

Kısaltmalar**Açıklamalar****MIS**

Metal/Yalıtkan/Yarıiletken

MS

Metal/Yarıiletken

AE

Alan Emisyonu

TAE

Termiyonik Alan Emisyonu

TE

Termiyonik Emisyon

TED

Termiyonik Emisyon Difüzyon

DIW

De iyonize su

1. GİRİŞ

Günümüz elektronik devre elemanı endüstrisinde metal-yarıiletken kontaklar oldukça önemli bir yere sahiptirler. Bu devre elemanlarından; güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistorlar (MESFET), metal-yalıtkan-yarıiletken alan etkili transistorlar (MISFETs), Schottky diyotlar (SD), yarıiletken dedektörler, hızlı anahtarlama (switching) uygulamaları, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilimle değişen kondansatörler) ve mikrodalga devre elemanları olarak faydalanılmaktadır.

Bir devre elemanı, ancak devre yapısına ait bütün özelliklerinin bilinmesi ve karşılaşılan olumsuzlukların giderilmesinden sonra kendisinden beklenen neticeleri verecektir. Bu sebeple yarıiletken tabanlı elektronik devre elemanlarında fiziksel ve elektronik özellikler ayrıntılı olarak araştırılmaktadır. Araştırmalarda sadece devre elemanlarının fiziksel özelliklerini belirlemek değil, bunun yanı sıra bu fiziksel özelliklerden faydalanılarak yeni devre elemanları geliştirmekte amaçlanmaktadır. Yarıiletken devre elemanları fiziğinde kat edilen önemli mesafelere rağmen, Schottky diyotlarda Schottky engel yüksekliğinin oluşum mekanizmaları ve parametrelerini belirleyen temel nedenler henüz tam olarak belirlenememiştir (Tung, 2001).

Metal-yarıiletken kontakların doğrultma işlemlerinin anlaşılmasında ilk adım, 1931 de atılmıştır. O zamanlar Schottky, Störmer ve Waibe, akım sebebiyle oluşan gerilim düşmesinin tamamına yakınının kontakta olacağını, bunun da bir çeşit potansiyel engeli sebebiyle olduğunu gösterdiler. Kuantum mekaniğinin sağlam bir şekilde inşa edilmesi dönemine rastlayan bu tarihlerde 1932’ de Wilson ve diğerleri, doğrultma işlemini, elektronların engelden kuantum mekaniksel tünellemesine dayanarak açıklamaya çalıştılar, fakat hemen sonra, bu mekanizmanın kolay akım akış yönünü yanlış yönde öngördüğünün farkına vardılar. 1938’ de Schottky ve bağımsız olarak Mott, doğrultmanın gözlenen yönünün, elektronların potansiyel engelini normal sürüklenme ve difüzyon işlemleriyle aştığını farz ederek açıklanabileceğine dikkat çektiler. Mott’a (1938) göre, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan dolayı bir potansiyel engeli ortaya çıkmaktadır. Engelin şeklinin belirlenmesinde uzay yükünün rolü hakkındaki benzer düşünceler Mott, Schottky ve Sovyetler Birliğinde Davydov(1939,1941) tarafından

geliştirilmişti. Metal-yarıiletken kontakların anlaşılmasında en önemli gelişme, ikinci dünya savaşı esnasında mikrodalga radarlarda silisyum ve germanyum nokta kontak doğrultucularının kullanılmasının bir sonucu olarak meydana geldi. Bu konudaki ilerleme, önemli ölçüde, yarıiletken fiziğindeki gelişmelere destek oldu. Bu süre içerisinde belki de en önemli katkı, Bethe'nin termoiyonik emisyon teorisiydi(1942). Bu teoriye göre, akım, Mott ve Schottky'nin savundukları gibi yarıiletkende difüzyon ve sürüklenmeden ziyade, elektronların metale emisyon süreci ile belirlenmektedir (Rhoderick 1998).

Metal-yarıiletken kontakların oluşum mekanizmaları ile ilgili olarak çok sayıda çalışma yapılmasına rağmen, açıklanması gereken önemli problemler vardır. Bunlar; yarıiletken üzerine yapılan metalizasyon işlemlerinde kullanılan yöntemler ve metalin etkisi, yarıiletken yüzeyinin metalizasyondan önce temizleme işlemi, diyot parametrelerini belirlemede kullanılan ölçüm tekniklerinde ortaya çıkan sonuçlardaki farklılıklar ve teknolojik uygulamalarda ortaya çıkan, devre elemanlarının boyutları ile ilgili problemlerdir (Biber, 2002). Diğer yandan polimerler, yani plastikler, metallerin aksine yalıtkan ve elektriği iletmeyen maddeler olarak bilinmekteydi ve bu özelliği ile de elektrik tellerinin kaplanması kullanılmaktadır. Çünkü böylece elektrik tellerinin canlılarla ve birbirleriyle kısa devre teması önlenir. Ancak, bütün bunlarla birlikte Alan J. Heeger, Alan G. MacDiarmid ve Hideki Shirakawa isimli bilim adamları yaptıkları çalışmalarıyla bir polimer olan poliasetilenin (polyacetylene) hemen hemen bir metal gibi iletken olabileceğini gösterdiler. Bu çalışmalarıyla polimerlerin bilinen yalıtkan olma imajı da değiştirilmiş olmaktadır. Bu bilim adamları bu buluşları ve polimerlerle ilgili sonraki çalışmalarından dolayı Nobel 2000 kimya ödülüne layık görülmüşlerdir. Bugün geldiğimiz noktada son yıllarda yapılan çalışmalar iletken polimerler üzerine yoğunlaşmıştır. Üretiminin kolay ve ekonomik olması katlanabilir özelliği ile seri üretimine imkan tanımıştır. Bu iletken polimerlerin iletim özelliklerini değiştirmek için yalıtkan ve yarıiletken polimerle belirli oranlarda karışım yapılarak yeni özelliklere sahip polimer arayüzey yapılı Schottky engelli yapılar üretilmiştir.

Organik yarıiletkenler elektronik ve optoelektronik teknolojilerinde geniş olarak kullanılmaktadır. Özellikle metal ve yarıiletken arasına eklendikleri zaman metal-yarıiletken kontakların elektriksel özelliklerini etkilemektedirler[1]. Polimer arayüzeyli

metal-yarıiletken kontaklar yarıiletken teknolojisinde, elektronik ve optoelektronik alanlarında genellikle doğrultucu olarak kullanılır [2-5]. Polimer Schottky diyotları elektronikte mikrodalga diyotları, alan etkili transistörler (FETs) güneş pili ve fotodetektör olarak kullanılır. Son yıllarda yapılan çalışmalara göre arayüzey tabakasına bağlı olarak arayüzey durumlarının biçimlenebildiği açıkça ortaya çıkmıştır. Schottky diyotların üretimi esnasındaki istenmeyen durumlar (oksit tabakasının tamamen temizlenememesi, yabancı maddeler, kullanılan maddelerin safsızlığı, yüzey bozuklukları ve üretim yapılan ortam, cihazların performansları) diyotun performansını, elektriksel özelliklerini ve optik özelliklerini önemli ölçüde etkilemektedir [6-10].

Schottky bariyer diyotlarının elektriksel özelliklerini anlamamızda ara yüzey durum yoğunluğunu anlamamız daha önemli hale gelmiştir. Bundan dolayı uygun ara yüzey bileşikler sayesinde elektronik parametreler belirlenebilir hale gelmiştir[11-13]. Bundan dolayı son zamanlarda polimer ve polimer olmayan[11-13] organik bileşikler üzerinde araştırmalar yoğunlaşmıştır[14,15]. Buna göre organik moleküller inorganik moleküllere göre elektronikte yeni uygulamalar ortaya çıkarmıştır [16]. Bu Schottky diyotlarının arayüzey durum yoğunluğu akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerinden bulunabilir [17].

Konjuge(zincir) polimerler elektronik özelliklerinden dolayı organik yarıiletkenler olarak bilinir ve elektronikte geniş uygulama alanları bulunmaktadır[18]. Organik yarıiletkenler uygulamadaki düşük maliyetlerinden, geniş elektronik ve fotonik uygulama alanlarından ve de fiziksel özelliklerinden (esneklik) dolayı gelecek vaat etmektedir. Metal ve yarıiletken arasına organik bir madde kontak edilmesiyle oluşan polimerli Schottky diyotu aydınlatıldığında arayüzeyde deşik ve elektron oluşturduğundan dolayı fotovoltaiik özellik gösterir. Esnek oluşları ve üretimdeki düşük maliyetleri göz önüne alındığında güneş pili yapımında gelecek vaat etmektedirler[26]. Bu organik moleküller arasında P3HT(poly-3-hexylthiophene) dikkat çekmektedir. Bu polimer, hem kimyasal hem de fiziksel özellikleri ile diğer polimerlerin optik ve elektronik özelliklerini iyileştirebilmektedirler [18]. Son yıllarda polimer ara yüzü fotovoltaiik güneş pillerinin verimi gün geçtikçe artmaktadır[29-31]. Geleneksel silikon tabanlı güneş pillerinin yüksek verimine rağmen, organik ara yüzü güneş pillerinin verimi geliştirme çalışmaları her geçen gün artmaktadır [31-35]. Bunun

yanında organik polimer ve fuleren karışımından oluşmuş güneş pilleri de dikkat çekmektedir. Bu güneş pillerin elektronik özelliklerini karışımdaki maddeler etkileyebilmektedir[36,37]. Bu açıdan bakıldığında gelecek vaad eden P3HT ve PCBM karışımında P3HT verici görevi yaparken PCBM alıcı görevi yapmaktadır. P3HT ve PCBM karışımı birçok fotovoltaik güneş pili çalışması vardır[38-43]. Bunlardan P3HT organik polimeri benzersiz elektronik özellikleri, yüksek mobilitesi ve özellikle UV bölgesindeki yüksek soğurma özelliği ile ön plana çıkmaktadır. Polimer ile ilgili bazı uygulamalara örnek verecek olursak; Polystyrenesulfonic asit ile katılanmış Poly(ethylenedioxythiophene) (PEDOT) polimeri, fotografik emülsiyonlar üzerine elektrik boşalmalarını önlemek için bir anti-statik kaplama malzemesi olarak imal edilmiştir ve polimerik ışık yayınlayan cihazlarda hole enjekte eden bir elektrot olarak da kullanılmaktadır.

Poly(phenylene vinylidene) türevleri, elektroluminesans ekran(display, mobil telefon ekranı) üretiminde kullanılacak aktif katmanlar için en büyük adaylardan biridir. Poly(dialkylfluorene) türevleri, full renkli video matris displaylardaki yayınlayıcı (emissive) katman için kullanılmaktadır. Poly(thiophene) türevleri, alan etkili transistörlerin yapımını vaat ediyor. Bunların süpermarket kontrollerinde (checkout) kullanılması mümkün olabilmektedir. Poly(pyrrole) türevleri mikrodalga soğuran gizli (stealth) (radara yakalanmayan) ekran kaplaması olarak test edilmiştir. Ayrıca çeşitli algılama cihazlarının aktif ince katmanı olarak da kullanılabilir. İletken polimerlerin diğer mümkün uygulamaları süperkapasitörler ve elektrolit-tipi kapasitörleri içermektedir. Polianilin gibi bazı iletken polimerler, birçok protonasyona ve osidasyona uğramış biçimlerinin bir sonucu olarak geniş bir aralıkta renklenme gösterirler. Bunların bu elektronik özellikleri, örneğin, yazın güneş ışığını absorbe eden akıllı (smart) pencereler yapılmasında kullanılabilir. Polimerlerin sıvı kristal üzerine bir avantajı, büyük sayfalar (çok büyük kâğıt yapraklar) biçiminde üretilibilmeleri ve sınırsız görüş açısına sahip olmalarıdır. Bu polimerler genellikle, elektron-tabancalı ekranlar kadar hızlı tepki vermezler. Çünkü, katılanan (dopantlanan), polimerin bir ucundan diğer ucuna göç etmesi için belli bir zamanın geçmesi gerekir. Fakat buna rağmen, birçok uygulamalar için yeterince hızlıdır.

SiC yarıiletkeni benzersiz elektronik özellikleri; geniş band aralığı, yüksek termal iletkenlik, yüksek elektron sürüklenme hızı ve yüksek dayanıklılık nedenlerinden dolayı UV sensörü yapımında, yüksek frekans, yüksek güç, yüksek ve düşük sıcaklık ortamlarında çalışabilecek aygıtların yapımında kullanılmaktadır. Bu özellikleri nedeniyle, uzay çalışmalarında kullanılan cihazların ve güneş pillerinin üretiminde önemli ölçüde kullanılmaktadır. Dolaylı (indirek) bant yapısından dolayı optik özellikleri de ön plana çıktığı için, bu malzeme ile ilgili fotovoltaiik çalışmalarda vardır. Yüksek termal iletkenliklerinden dolayı uzay teknolojisinde lazer aynaları olarak kullanılmakta ve savunma sanayinde çalışmalayapılmaktadır [44-50]

Bu tez beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde metal yarıiletken kontakların gelişimi ve çalışmanın amacı üzerinde duruldu. İkinci bölümde bu yapılarla ilgili teorik bilgiler detaylı olarak verildi. Üçüncü bölümde diyotların hazırlanması ve deneysel sistemler hakkında gerekli bilgiler verildi. Dördüncü bölümde ise I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen veriler kullanılarak gerekli grafikler çizilip diyot parametreleri belirlendi. Beşinci bölümde de elde edilen bu parametrelerin genel değerlendirilmesi yapıldı.

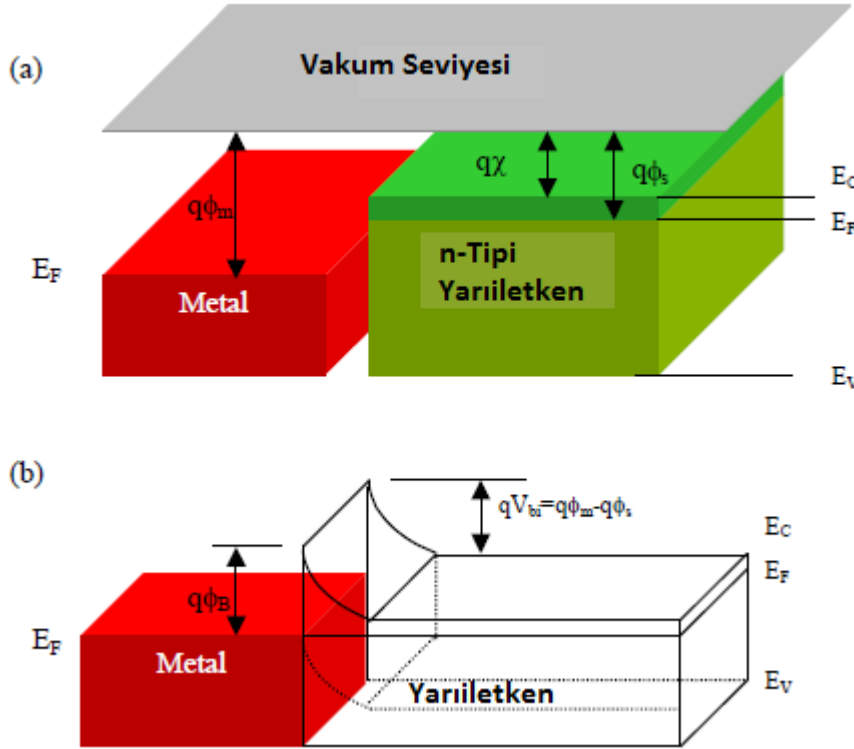
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Metal – Yarıiletken Kontaklar

Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılması için kullanılan yöntemlerden biri kristale uygun kontakların uygulanmasıdır. Kontak genel anlamda iki maddenin en az dirençle temas etmesi olarak düşünülebilir. Kontakın ideal durumu temas direncinin sıfır olmasıdır. Kontak maddelerinin yüzeyinin temiz ve pürüzsüz olmaları kontakın ideallığı ile doğrudan ilişkilidir (Cowley ve Sze 1965). Metal, yarıiletken ile kontak edildiğinde, ara yüzey bölgesinde yükten arınmış yüksek dirençli bir bölge oluşur. Bu bölgenin oluşma nedeni, metal ile yarıiletkenin Fermi enerji seviyelerinin farkından kaynaklanır(Ziel,1968).. Kontak durumunda, Metal ile yarıiletken arasında, her iki yöndeki elektron geçişi; metal ile yarıiletkenin Fermi enerji düzeylerinin eşit olduğu termal denge durumuna kadar devam eder. Böylece metal-yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrılmasıyla bir potansiyel engeli oluşur. Arayüzey bölgesi, yarıiletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerin olmadığı yüksek dirençli bir bölgedir. Bu potansiyel engelini ilk olarak tanımlayan Schottky, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott tarafından açıklamıştır. Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşmaktadır.

Engelin doğrultucu ya da omik olması yarıiletkenin tipine, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlıdır. Temas bölgesi, akımın uygulanan gerilimin yönüne göre bir yönde geçerken diğer yönden geçmemesine neden oluyorsa doğrultucu kontak(Schottky), her iki yönde de geçmesine neden olur ise omik kontak olarak isimlendirilir. Kontakın biçimi iş fonksiyonlarına göre belirlenir. Metalin iş fonksiyonunu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere metal/n- tipi yarıiletken eklemlerde $\Phi_m > \Phi_s$ ise engel doğrultucu, $\Phi_m < \Phi_s$ ise engel omik olur. Metal/p-tipi yarıiletken eklemlerde ise bu durum tam tersidir. Şekil 2.1 $\Phi_m > \Phi_s$ olan n-tipi yarıiletken ile metal kontakın elektron enerjisi band diyagramını göstermektedir (doğrultucu kontak). Şekil 2.1a' da gösterilen metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerjidir. Ancak yarıiletkenlerde iş fonksiyonu Fermi seviyesi katkı miktarına

göre değiştiği için metallerin aksine değişken bir niceliktir. Vakum seviyesi metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesidir.



Şekil 2.1. Metal/ n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji band diyagramı. (a) Henüz kontak edilmemiş materyaller (b) kontak oluştuktan sonra termal denge durumu.

Elektron yakınlığı (χ_s) iletkenlik bandının en üst sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır ve yarıiletkenin katkı miktarına bağlı değildir. Şekil 2.1b ise doğrultucu kontak oluşturulup denge kurulduktan sonraki enerji bant diyagramını göstermektedir. Metalin iş fonksiyonunun n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olması ($\Phi_m > \Phi_s$), serbest elektronların yarıiletkende fazla metalde ise daha az olduğunu gösterir. Diğer bir deyimle, metaldeki Fermi seviyesi, yarıiletkeninkinden daha aşağıdadır. Metal n-tipi yarıiletkene temas ettirildiğinde yarıiletkendeki elektronlar metale geçerler ve bu geçişi yaparken arkalarında verici olarak adlandırılan iyonize yükler (donörler) bırakırlar. Donörler, pozitif yük merkezleri gibi davranarak bir uzay yükü dağılımı oluştururlar. Yarıiletken tarafındaki elektron sayısı azalırken metal tarafındaki artar. Metal tarafındaki elektron sayısının artması metalin Fermi enerji düzeyini değiştirmez. Yarıiletken tarafındaki elektron sayısının azalması Fermi enerji düzeyinin yarıiletken tarafında aşağıya doğru kaymasına neden olur. Yarıiletkenin

yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için, E_v valans band kenarı E_c iletkenlik band kenarına paralel olarak kayacaktır. Yarıiletkenin vakum seviyesi de aynı değişimi gösterir. Bunun sebebi, yarıiletkenin elektron yakınlığının kontak ile değişmemesidir. Bunun sonucu olarak Şekil 2.1.b'de görüldüğü gibi yarıiletken içerisine doğru yayılan potansiyel engeli oluşur. Bu potansiyel engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği,

$$qV_d = \phi_m - \phi_s \quad (2.1)$$

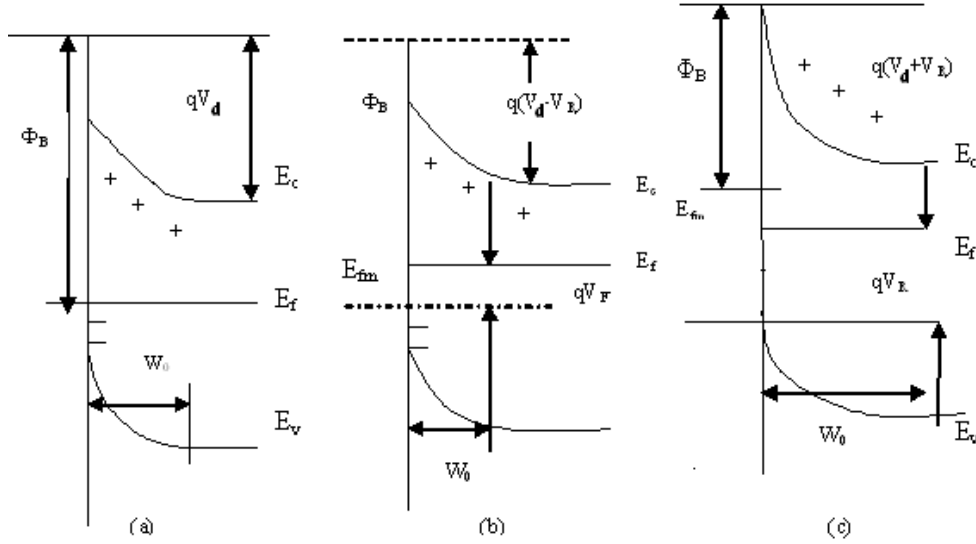
ile verilir. Burada V_d difüzyon potansiyeli veya engel yüksekliği (ϕ_B) olarak tanımlanır. Potansiyel engelinin metal tarafındaki yüksekliği ise,

$$q\phi_{bn} = \phi_m - \chi_s \quad (2.2)$$

ile verilir. Şekil 2.1.b' de görüldüğü gibi yarıiletkenin iletim bandındaki elektronlar metale geçerken $qV_d = \phi_m - \phi_s$ engeli ile karşılaşırlar. Metal tarafında dik olarak yükselen potansiyel engeli, yarıiletken içinde W_d genişliğine sahiptir, böylece yarıiletken tarafında yüklerden arınmış bir bölge oluşur. Bu bölgeye Schottky bölgesi, engel bölgesi, uzay yükü bölgesi veya arınma bölgesi de denir. Bu ara bölge sığa özelliği gösterir ve bir kondansatör gibi davranır. Buna Schottky kapasitesi denir. Engel tabakasının kalınlığı, iyonize olmuş vericilerin sayısına ve difüzyon engel yüksekliğine bağlıdır.

Şekil 2.2 bir metal/n-yarıiletken diyotunun dengede, ters ve doğru beslem altındaki enerji band diyagramlarını göstermektedir. Şekil 2.2a'da ise termal dengede doğrultucu kontağın enerji band diyagramı gösterilmektedir. Termal dengede potansiyel engelini aşan elektronların oranı, engeli ters yönde aşan elektronların oranı ile dengelenir ve net akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötr kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir ve uygulanan dış voltajın tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan voltaj termal denge band diyagramını değiştirir. Bu değişim tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Metal pozitif, yarıiletken negatif

olacak şekilde uygulanan bir voltaj ($V=V_F$) tüketim bölgesinin genişliğini azaltır ve şekil 2.2b’de görüldüğü gibi bu bölgedeki voltaj; qV_d ’den $q(V_d-V_F)$ ’ye düşer.

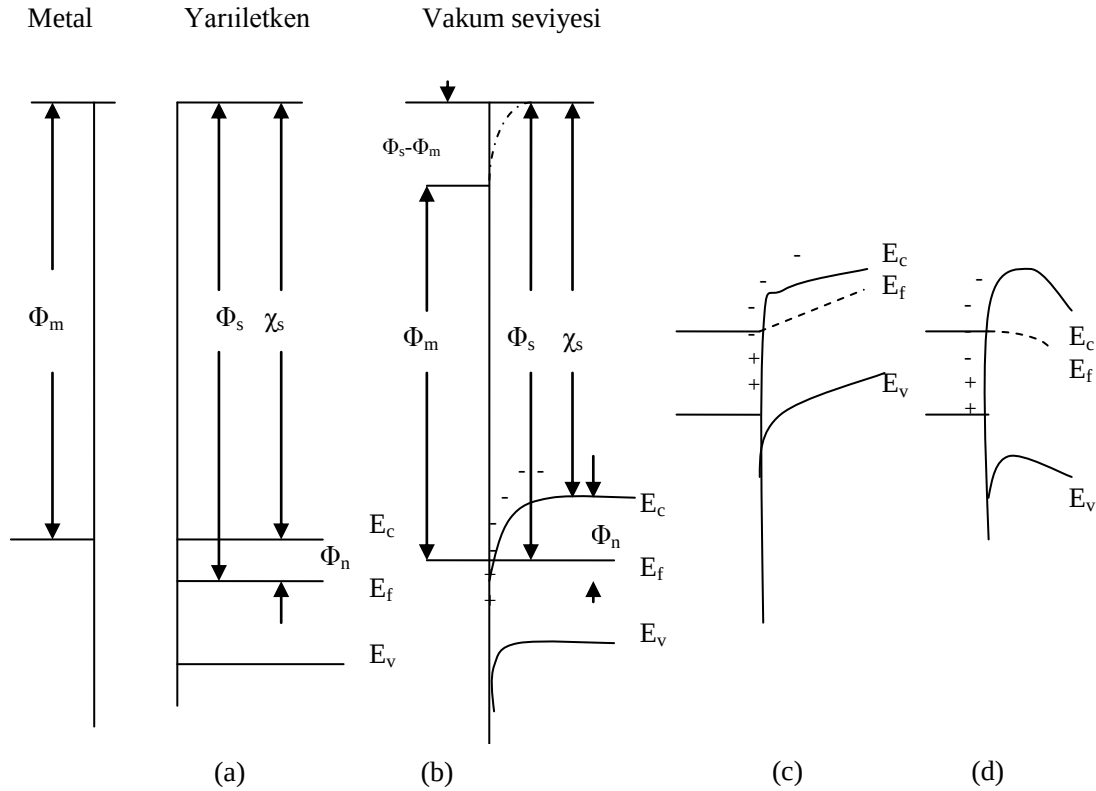


Şekil 2.2. Metal /n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı
(a) termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem

Bu durumda yarıiletkendeki elektronlar daha düşük bir engelle karşılaşacaklar, bunun sonucunda da yarıiletkendeki elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Bunun sebebi metalde herhangi bir voltaj düşmesi olmaz, böylece Φ_B uygulanan voltajdan etkilenmez. Sonuç olarak, yarıiletken tarafı negatif metal pozitif olacak şekilde potansiyelin uygulandığı doğru beslem durumunda yarıiletkendeki metale doğru net bir akım mevcuttur. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artar.

Ters beslemde kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.2c’de gösterilmiştir. Yarıiletken pozitif, metal negatif olacak şekilde uygulanan bir voltaj ($V = -V_R$) tüketim bölgesinin genişliğini artırır ve potansiyel qV_d ’den $q(V_d+V_R)$ ’ye çıkar. Yarıiletkendeki metale doğru elektron akımı ise termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise değişmez termal dengedeki aynı olur. Yarıiletkendeki metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu şartlar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. $\Phi_m < \Phi_s$ olan n-tipi yarıiletken ile oluşturulan omik kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.3’de görülmektedir. Şekil 2.3a’da materyaller ayrı duruma iken arkalarında pozitif yükler bırakarak, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektron

yığılmasına neden olurlar. Termal dengeye ulaştığında yarı iletkenin Fermi seviyesi şekil 2.3b’de gösterildiği gibi $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılması ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yükleridir. Metaldeki elektronların konsantrasyonu çok daha fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler de, metal yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık $0,5\text{\AA}$ bir uzaklık içinde sınırlanmış olan yüzey yükleridir. Yarıiletken içinde oluşan bir tüketim bölgesi yoktur ve yarıiletkenden metale yada tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engel yoktur. Arayüzey yakınındaki bölgede elektron konsantrasyonu artırılır ve sistemin en yüksek dirençli bölgesi yarıiletken bölgesinde oluşur.

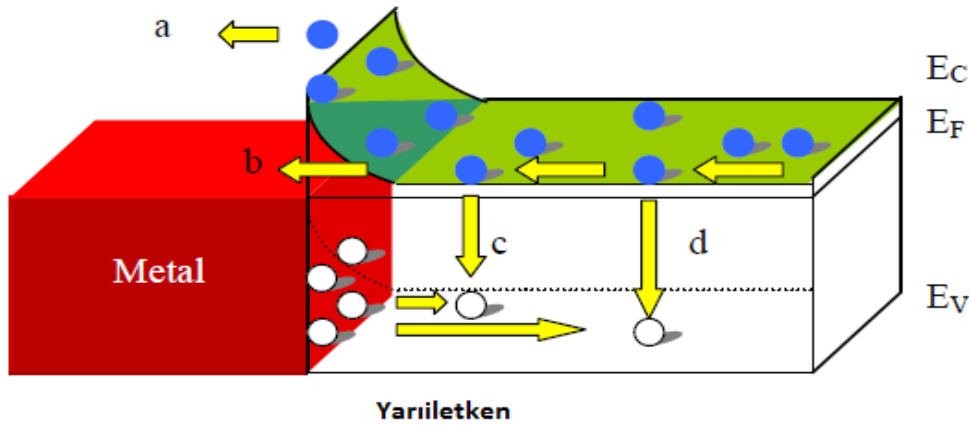


Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontak için elektron enerji band diyagramı (a) birbirinden ayrı nötral materyaller (b) termal dengede kontak (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif beslemde

Şekil 2.3c ve Şekil 2.3d’de doğru ve ters beslemde yarıiletken bölgesini göstermektedir. Akımın bu bölgenin direnci ile belirleneceği açıktır ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır. Doğrultucu olmayan böyle kontaklar omik kontak olarak adlandırılır.

2.2. Metal–Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken yapılardan geçen akımın uygulanan gerilimle değişimini ifade etmek için çeşitli kuramlar ortaya atılmıştır. Bunların başlıcaları: (a) Termioyonik Emisyon (TE) Kuramı; (b) Difüzyon Kuramı; (c) Termioyonik Emisyon-Difüzyon (TED) Kuramı; (d) Alan Emisyonu (AE) Kuramı; (e) Termioyonik Alan Emisyonu (TAE) Kuramı; (f) Tüketim Bölgesinde Taşıyıcı oluşması (Generation) ve Tekrar Birleşmesi (Recombination) Kuramı; (g) Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyonu ve (h) T_0 Etkili Akım iletim Kuramıdır (Rhoderick 1980, Sharma 1984, Sze and Kwog 2007). Metal/yarıiletken yapısında akım yoğunluğu taşıyıcılardan oluşur. Şekil 2.4'te metal/n-tipi yarıiletken yapılarda doğru beslem altında temel akım-iletim kuramları gösterilmiştir.



Şekil 2.4. Metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları; (a) potansiyel engelin tepesi üzerinden metalin içerisine doğru elektronların iletimi (Termiyonik emisyon), (b) elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (Engel içinde tünelleme), (c) uzak yük bölgesinde yeniden birleşme, (d) metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu.

2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Yeterli ısısal enerji kazanan Schottky kontaklarda taşıyıcıların potansiyel engeli (Φ_B) üzerinden yarıiletkenden metale, yada metalden yarıiletkene geçmeleri (TE) olarak bilinir. Beethe'nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon varsayımları şunlardır; (a) potansiyel engel yüksekliği kT/q enerjisinden çok büyüktür (b) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları yoktur yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky tabakasının kalınlığından daha büyüktür (c) görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça

bağlıdır. Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletken den metale doğru akı yoğunluğu J_{sm} , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.3)$$

Burada $E_F + q\phi_B$ metalden TE için gerekli minimum enerji, V_x ise iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır. dn küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda metalden yarıiletken geçen elektronlar için akım denklemi,

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-q(\phi_B)}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Burada m^* taşıyıcının etkin kütlesi, k Boltzmann sabiti, h 'da Planck sabitidir. Buradan;

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.5)$$

İfadesi yazılır. Burada A^* , TE için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığı için yarıiletkene akı yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede ($V=0$), yarıiletken den metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletken doğru akan akım,

$$J_{sm} = -A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \quad (2.6)$$

şekline ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu Eş.(2.5) ve yine Eş.(2.6) denklemlerinin toplamı olup,

$$J_n = \left(A^* T^2 \exp \left[\frac{-q(\phi_B)}{kT} \right] \right) \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $A^* T^2 \exp \left(\frac{-q\phi_B}{kT} \right)$ terimi, doyum akım yoğunluğudur.

2.2.2. Difüzyon teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından tanımlanan difüzyon teorisinin dayandığı varsayımlar; (a) potansiyel engelin yüksekliği kT/q enerjisinden büyüktür (b) tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilir (c) $x=0$ ve $x=w$ 'daki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (yani onlar termal denge değerine sahiptir) (d) yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Bu denklem metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için,

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.8)$$

$$J_x = q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.9)$$

şeklindedir. Burada $n(x)$ elektron yoğunluğu μ elektron mobilitesi, D_n elektron difüzyon sabiti ve $E(x)$ Schottky bölgesindeki elektrik alanıdır. Buna göre difüzyon kuramında akım ifadesi,

$$J_x = J_{SD} \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.10)$$

ile verilir. Burada J_{SD} doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp \left(\frac{-q\phi_B}{kT} \right) \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, V_d difüzyon gerilimi, N_D verici yoğunluğu, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Bu iki kuramdan elde edilen ifadeler birbirine çok benzer, bununla birlikte difüzyon kuramının doyum akım yoğunluğu, J_{SD} voltaj ile daha çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı TE'deki doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

2.2.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, TE ve difüzyon teorisini birleştirerek Termiyonik emisyon difüzyon teorisini geliştirdiler(Sze,1985). Teori MS arayüzey kenarında tanımlanmış olan V_r rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalarla uğradığından akım değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar MS arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel akım-gerilim (I-V) ifadesi,

$$J = J_0 \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada T sıcaklık, n diyodun idealite faktörü ve J_0 doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = -A^{**} T^2 \exp \left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir. A^{**} , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.14)$$

ile verilir. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası (MIS-MOS) varsa Richardson sabiti oksit tabakasına bağlı etkin değer alır ve A^{**} yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle A_{etk} alınır:

$$A_{\text{etk}} = A^{**} \exp\left[\frac{-4\pi\delta}{h((2m^* \chi)^{1/2})}\right]^{1/2} \quad (2.15)$$

Burada δ , metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı, $m^* = m_0$ etkin kütle, h Planck sabiti, χ ise yarıiletkenin elektron yakınlığıdır. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyodda $n = 1$ 'dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü, n tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.16)$$

şeklini alır. Burada n idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır. İdealite faktörü yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden,

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (2.17)$$

olarak ifade edilir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artması ile doğru olacak şekilde artmaktadır. Engel alçalması ve A^{**} 'nın alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarında n idealite faktörü $1 < n < 1,2$ arasında değer alır.

2.2.4. Alan Emisyonu (AE) ve Termiyonik Alan Emisyonu (TAE)

Metal- yarıiletken Schottky diyodlarında TE mekanizması yanında, elektronlar kuantum mekaniksel tünelleme ile engeli aşabilirler. Çok fazla katkılanmış dejenere ($N_d > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) yarıiletken durumunda tünelleme doğru beslemde, düşük katkılı yarıiletkenlerde de tünelleme işlemi ters beslemde ortaya çıkar (Padovani, 1966). Aşırı katkılanmış yarıiletken nedeniyle tüketim bölgesi incedir. Alçak sıcaklıklarda, Fermi seviyesine çok yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir. Böylece doğru beslem yönündeki akım yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesiyle artar. Bu duruma alan emisyonu (AE) adı verilir yüksek sıcaklıklarda, elektronların önemli bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir. İletkenlik bandından E_m kadar yukarıda bulunan bu elektronların daha yüksek enerjili olması ve bu seviyede daha düşük bir engelle karşılaşılıyor olmaları tünelleme ihtimalini artırır ve doğru beslem yönündeki akımı artırır. Bu durum Termiyonik alan emisyonu (TAE) olarak bilinir. Bu mekanizmalar Şekil 2.5’de gösterilmiştir.

Eğer sıcaklık daha da artırılırsa elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli enerji kazanırlar ve dolayısıyla tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa rahatlıkla geçerler. Bu durum Termiyonik emisyonudur (TE). Termiyonik alan emisyonu (TAE) durumunda çok düşük doğru beslem voltajı varken, doğru beslem I-V karakteristiği,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.18)$$

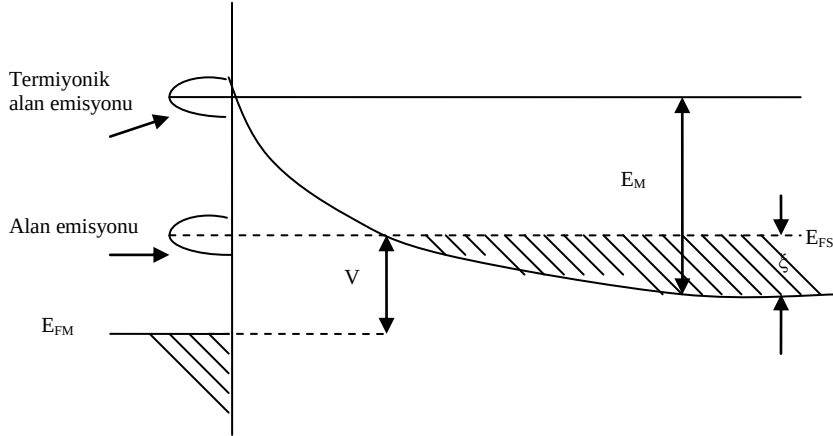
şeklinde ifade edilir. Burada,

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.19)$$

$$E_{00} = h / 4\pi \left(\frac{N^*}{m^{**} \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (2.20)$$

şeklindedir. Burada N^* , etkin taşıyıcı yoğunluğu, m^* , etkin elektron kütlesi ve h , Planck sabitidir. I_0 , zayıf bir şekilde gerilime bağlı olup engel yüksekliğinin, yarıiletken

parametrelerinin ve sıcaklığının bir fonksiyonudur. E_{00} enerjisi tünelleme işleminde önemli bir parametre olup, kT/E_{00} , TE 'nin ve tünellemenin önemli bir ölçüsüdür (Padovani, 1971). Alçak sıcaklıklarda $E_{00} \gg kT$ 'ye nazaran büyük bir değer alır ve $E_0 \cong E_{00}$ 'dır.



Şekil 2.5. Doğru beslemde Termiyonik Alan Emisyonu ve Alan Emisyonu band diyagramı (ξ 'nin negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için.)

$\ln I-V$ eğrisinin eğimi sabit ve T 'den bağımsız olur bu durum alan emisyonu demektir. Yüksek sıcaklıklarda, ($E_{00} \ll kT$), $E_0 = kT$ olur. $\ln I-V$ eğrisinin eğimi q/kT olur ki, buda TE 'ye karşılık gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğimi, q/nkT şeklinde yazabiliriz. Burada,

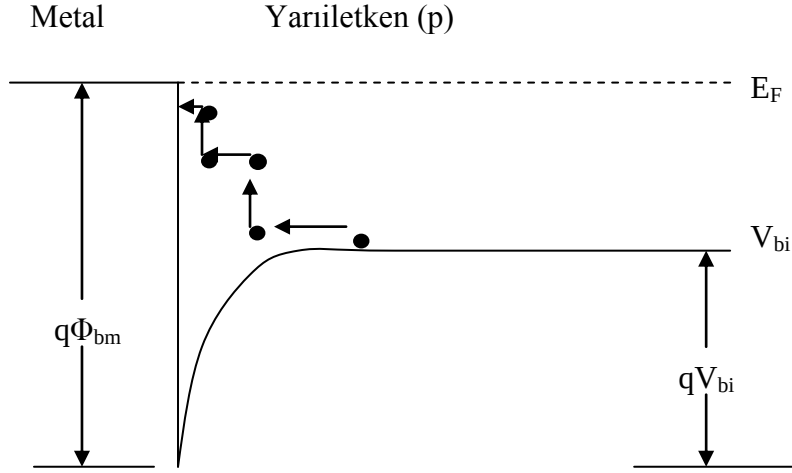
$$n = E_{00}/kT \left[\coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \right] \quad (2.21)$$

dir. TAE'nin diyod akımına katkısı, $E_{00} \cong kT$ olduğu zaman mümkündür. TAE'nin maksimum katkısı olduğu zaman ki E_m enerjisi,

$$E_m = qV_d / \left[\cos \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \right]^2 \quad (2.22)$$

şeklinde dir. Burada V_d , toplam band bükülme gerilimine karşılık gelir. E_m ise tüketim bölgesi kıyısında iletkenlik bandının altından ölçülür. Daha aza katkılı yoğunluklarda TAE ihmal edilebilir. Çok katlı tünelleme için bir eklem, tüketim bölgesi boyunca yer alan tuzaklara sahip olan bir metal-yarıiletken kontak olarak tasvir edilir. p-n eklemünde, heterodiyodlarda, Schottky engelinde ve son zamanlarda yarıiletken kristallerde gözlenen

bu durumda, tuzaklar boyunca tünel etkisi TE, TAE, ve AE ile kıyaslanabilir ölçüde baskın bir akım iletim mekanizmasıdır.



Şekil 2.6. p-tipi yarıiletken-metal kontakta çok katlı tünelleme modeline göre band diyagramı

2.2.5. Tüketim Bölgesinde Taşıyıcı oluşması (Generation) ve Tekrar Birleşmesi (Recombination)

Uzay-yük bölgesindeki yeniden birleşme genellikle yerel durumlar ve en çok etkin merkezler aracılığıyla olur. Bunlar p-n eklemine benzer şekilde Shockley ve Read ve Hall'a göre yasak bant aralığının merkezine yakın enerjilerde olurlar (Read,Hall,1952). Bu araştırmacılara göre uzay-yük bölgesindeki yeniden birleşme oranı;

$$U = \frac{(n_p - n_i^2)}{(\tau_n(n + n_i) + \tau_p(p + n_i))} \quad (2.23)$$

ile verilir. τ_n ve τ_p yarıiletkendeki elektron ve hollerin ömürleridir. Eşitlikte esas seviyeyle denk gelen bant aralığının tam ortasında bir tuzak seviye kabul edilmiştir. Yeniden birleşme akım yoğunluğu bileşeni;

$$I_r = q \int_0^w U(x) dx \quad (2.24)$$

ile verilir. Eğer n için $p \gg n_i$ ve $\tau_n = \tau_p = \tau_r$ indirgemeleri yapılabilirse, küçük düz beslem durumunda yeniden birleşme akım yoğunluğu;

$$J_r = J_{r0} \exp(qV/2kT)[1 - \exp(-qV/kT)] \quad (2.25)$$

ile verilir. Burada $J_{r0} = qn_i w / 2\tau_r$, n_i esas elektron yoğunluğudur;

$$n_i = (N_c / N_d)^{1/2} \exp(-E_g / 2kT) \quad (2.26)$$

değerine eşittir. W ise tüketim bölgesinin kalınlığıdır ve τ_r taşıyıcı ömrü olmak üzere;

$$W = (2\epsilon_s / qN_d)^{1/2} [q(\Phi_b - V - \xi - kT/q)]^{1/2} \quad (2.27)$$

değerine eşittir. Termiyonik emisyon ve yeniden birleşme süreçlerini alarak, toplam akım yoğunluğu;

$$J = J_{te} + J_r = [J_{to} \exp(qV/kT) + J_{r0} \exp(qV/2kT)][1 - \exp(-qV/kT)] \quad (2.28)$$

ile bulunur. J_{te} termiyonik akım yoğunluğudur. $J_{to} = J_o$ 'dur. Yeniden birleşmenin termiyonik akıma oranı yaklaşık olarak;

$$J_r / J_{te} = q(N_c / N_d)^{1/2} w / (2 A^{**} T^2 \tau_r) \exp[-q(E_g + V - 2\Phi_b) / 2kT] \quad (2.29)$$

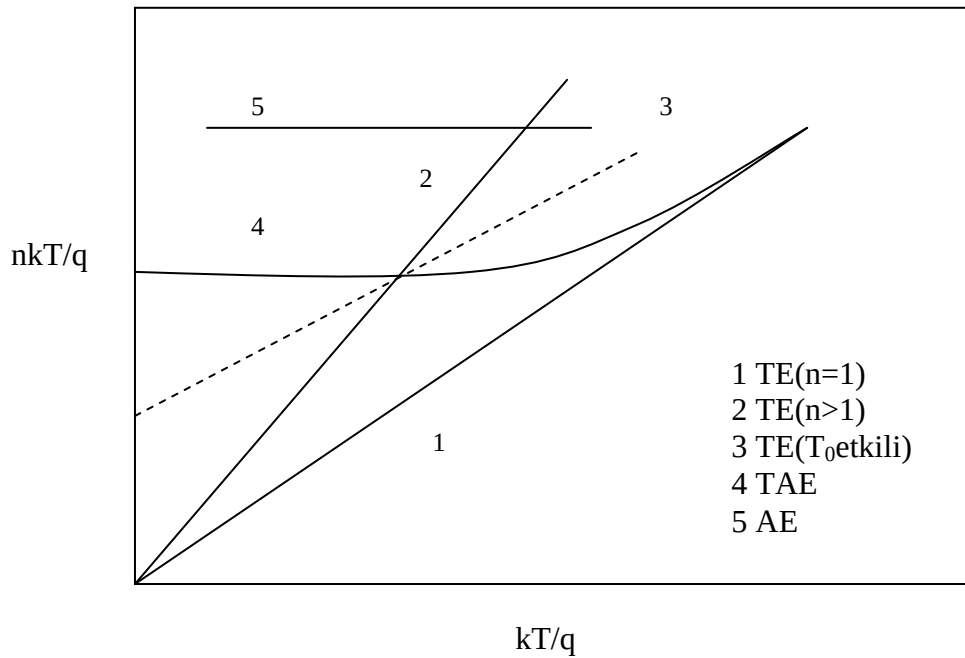
ile bulunur. Yukarıdaki denkleme göre kısa ömürlü malzemelerde, yüksek bariyerlerde yeniden birleşme daha önemlidir. Küçük doğru beslem ve düşük sıcaklıkta da önemlidir.

2.2.6. T_0 etkili akım iletimi

İdealite faktörünün 1'den büyük olması hayali kuvvet ya da arayüzey durumlarından ortaya çıkıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Fakat n 'in 1'den büyük olması eğer termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa, idealite faktörü n sıcaklığa bağlıdır. T_0 etkili J-V karakteristiği,

$$J = A^{**}T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{k(T+T_0)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right\} \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir(Sharma,1984). Burada T_0 geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir. n 'in sıcaklığa bağıllığı deneysel olarak $n = 1+T_0/T$ olarak ifade edilir. Voltajın fonksiyonu olarak değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 2.7'de görüldüğü gibi olabilir. 1, 2, 3 eğrileri, TE teorisinin baskın olduğu mekanizmaları belirtir. Bunlar $n = 1$, $n>1$ ve T_0 etkili durumlarına karşılık gelir. I-V eğrisi TAE ve V eğrisi AE iletim mekanizmalarının etkin olduğu durumları gösterir



Şekil 2.7. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren $nkT/q-kT/q$ grafiği

2.3. Metal-Yarıiletken Yapıların Fiziği

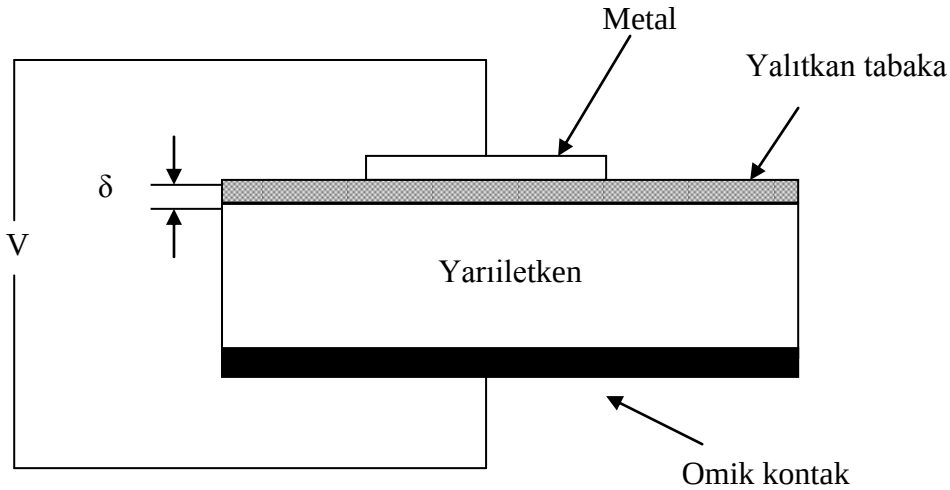
Metal ile yarıiletken arasında yalıtkan oksit tabakası doğal yolla oluşabileceği gibi deneysel yöntemlerle de oluşturulabilir. Doğal olarak oluşan oksit tabakası ile metal/yarıiletken yapı metal/yalıtkan/yarıiletken yapıya dönüşür. MIS kontakların deneysel analizi yarıiletken yüzeyini anlamak için yararlıdır. Aradaki oksit tabakasının varlığı metali yarıiletken sistemden ayırır. Böylece yarıiletkendeki arayüzey durumlarının dolumu yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir yani arayüzey durumları yarıiletken ile

dengededir. Bir MIS yapıda metal-yalıtkan ve metal-yarıiletken arayüzeyi olmak üzere iki önemli arayüzey vardır.

2.3.1. İdeal MIS diyot

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapı Şekil 2.8’de gösterilmiştir. Burada δ yalıtkan tabakanın kalınlığı, V ise metal üzerine uygulanan voltajdır. Metal kısım omik kontakla göre pozitif olduğunda doğru beslem, metal kısım omik kontakla göre negatif olduğunda ise ters beslem oluşur.

İdeal MIS yapıların, $V=0$ durumunda enerji bant diyagramı Şekil 2.9’da gösterilmiştir. İdeal bir MIS diyot aşağıdaki gibi tanımlanır.



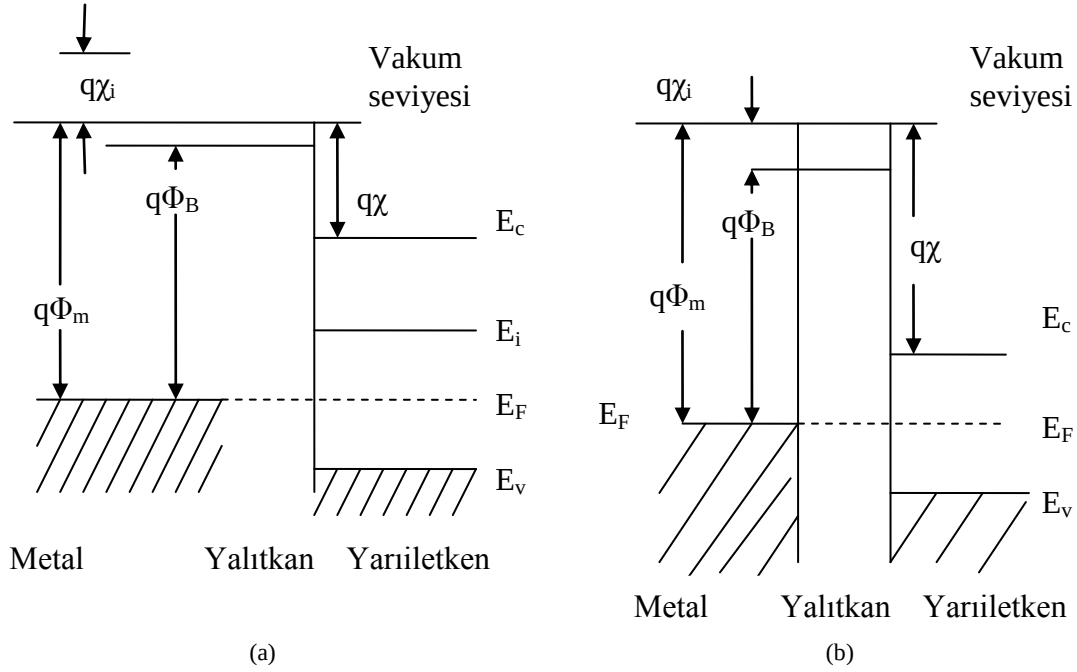
Şekil 2.8. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) diyot

Sıfır beslem voltajında, metal iş fonksiyonu Φ_m ile yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s veya iş fonksiyonu farkı Φ_{ms} sıfırdır.

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s + E_g/2q - \Phi_b) = 0 \quad \text{n-tipi için} \quad (2.31)$$

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s + E_g/2q + \Phi_b) = 0 \quad \text{p-tipi için} \quad (2.32)$$

Burada χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı, E_g yasak enerji aralığı, Φ_b ise Fermi enerji seviyesi olup E_F ile saf Fermi seviyesi E_i arasındaki enerji farkıdır.



Şekil 2.9. $V=0$ durumunda ideal bir MIS diyodun enerji-band diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken

Herhangi bir beslem altında yarıiletkende ve yalıtkana yakın metal yüzeyinde yükler mevcut olabilir fakat eşit ve zıt işaretlidir.

D.C beslem altında yalıtkan içinden hiçbir akım geçmez veya yalıtkanın direnci sonsuzdur.

İdeal bir MIS diyoda ters beslem uygulandığında, yarıiletken yüzeyinde temel olarak üç durum mevcut olabilir. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda metale negatif voltaj ($V<0$) uygulandığında (Şekil 2.10) valans bandın tepesi yukarı doğru bükülür ve Fermi seviyesine yükselir. Yarıiletkendeki Fermi seviyesi sabit kalır. Taşıyıcı yoğunluğu üstel olarak enerji farkı ($E_F - E_v$)'ye bağlı kaldığından, bu bant bükülmesi yarıiletken yakınında çoğunluk taşıyıcı olandeşiklerin yığılmasına sebep olur. Bu yığılma (accumulation) durumudur. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda küçük bir pozitif voltaj ($V>0$) uygulandığında bandlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcılar tüketilir (Şekil 2.10b). Bu tüketim (deplation) bölgesidir. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılara büyük bir pozitif voltaj uygulandığında ise, bandlar oldukça aşağı doğru bükülür öyle ki saf seviye E_i , yüzeyde Fermi seviyesi E_F 'nin üstüne çıkar.

2.3.2. MIS yapılarında akım-iletim mekanizması

İdeal MIS diyotta yalıtkan filmin iletkenliği sıfırdır. Fakat gerçekte MIS diyotlarında, yerleşmiş elektronik durumlar yarıiletken-yalıtkan yüzeyinde bulunur ve bu yüzden, diyot ideal durumdan farklılıklar gösterir. Bazı diyotlarda yalıtkan tabaka üzerinden akım geçer. Yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa yalıtkan tabaka iletkenlik gösterir. Metal-yarıiletken yapılarında akım-voltaj ilişkisi,

$$J_F = J_0 \left[\exp \left(\frac{qV_F}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.33)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

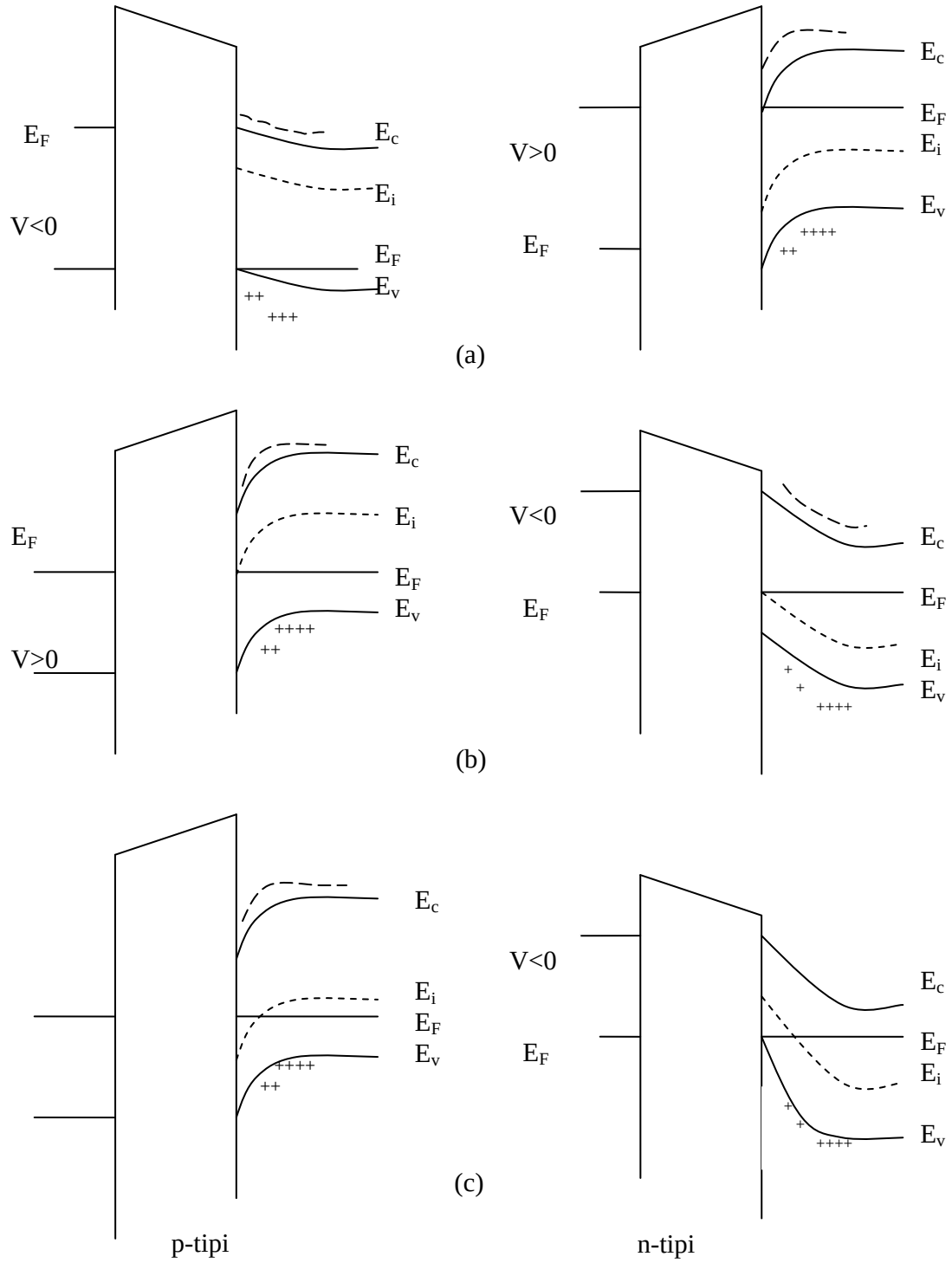
$$J_0 = A^{**} T^2 \exp \left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \quad (2.34)$$

İfadesiyle verilen J_0 doyma akım yoğunluğudur. A^{**} , Schottky engel alçalması dikkate alındığında Richardson sabiti, V_F doğru beslem gerilimidir. E.ş.2.34'deki Φ_B ise Φ_{Bn} veya Φ_B engel yüksekliğidir. Metal/yarıiletken yapılarında akım voltaj ilişkisini gösteren Eş. 2.33 ifadesinde $\ln J$ - V grafiğinin eğimi q/kT dir. Ancak metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa doğru beslem altında bu yapılarında akım iletimi bu bağıntıda biraz farklı olur. Bu durumda $\ln J$ - V grafiğinin eğimi q/kT değerinden küçük olur. MIS Schottky engelli yapılarında yalıtkan tabakanın etkisi Card, Rohederick ve Fonash tarafından araştırılmıştır. MIS yapılarında uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı yarıiletken tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer.

Bu durumda yüzeydeki elektronların sayısı (azınlık taşıyıcılar) deşiklerden fazladır. Bu terslenim (inversiyon) bölgesidir. Benzer sonuçlar n-tipi yarıiletken içinde elde edilebilir.

$$V_F = V_{yi} + V_y \quad (2.35)$$

biçiminde ifade edilir. Burada V_{yi} , uygulanan V_F geriliminin yarıiletken üzerine düşen kısmı, V_y ise yalıtkan üzerine düşen kısımdır. V_F doğru beslem gerilimi altında



Şekil 2.10. $V \neq 0$ durumunda ideal MIS diyodun enerji-band diyagramı. (a) akümülayon (b) tüketim (c) inversiyon (terslenim) durumları

metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapılar için akım yoğunluğu azınlık taşıyıcı etkiler ihmal edilerek,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad (2.36)$$

olarak ifade edilir. Burada J_{Fn} , doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen akımın yoğunluğudur. J_{sm}^{-e} , yarıiletkeniden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur. Şekil 2.11’de doğru beslem (V_F) altında metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı gösterilmiştir.

Doğru beslem V_F gerilimi altında metal/yalıtkan/p-yarıiletkeni için akım yoğunluğu ise,

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h \quad (2.37)$$

şeklinde verilir. Burada J_{ms}^h , metalden yarıiletkene, J_{sm}^h de yarıiletkeniden metale geçen deşikler oluşturduğu akım yoğunluklarıdır. Şekil 2.12’de doğru beslem altında meta/yalıtkan/p-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı gösterilmiştir.

Doğru beslem V_F gerilimi altında metal/yalıtkan/p-yarıiletken için akım yoğunluğu ifadesi,

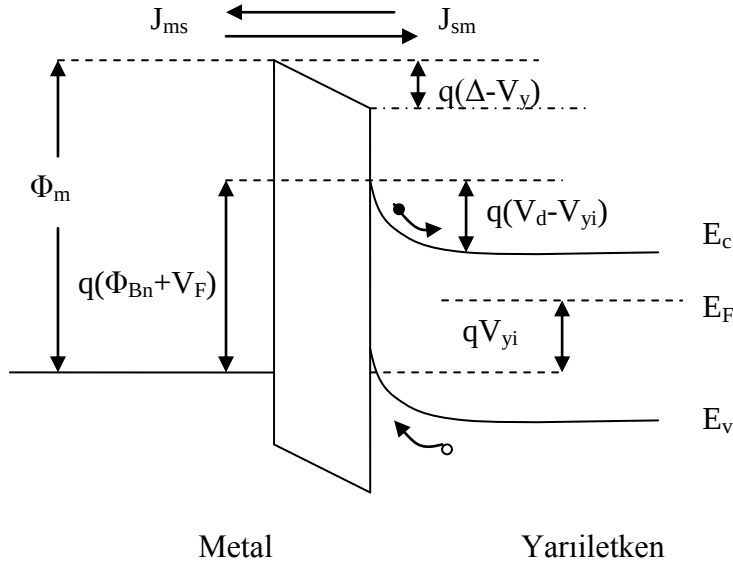
$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h = A * T^2 \{ \exp[\beta(-\phi_{Bp} + v_{yi})] - \exp[\beta(\phi_{Bp} - V_y)] \} \quad (2.38)$$

dir. Burada $\beta = q/kT$ dir. Bu ifade $\exp(-\beta(\Phi_{Bp} + V_y))$ parantezine alınırsa,

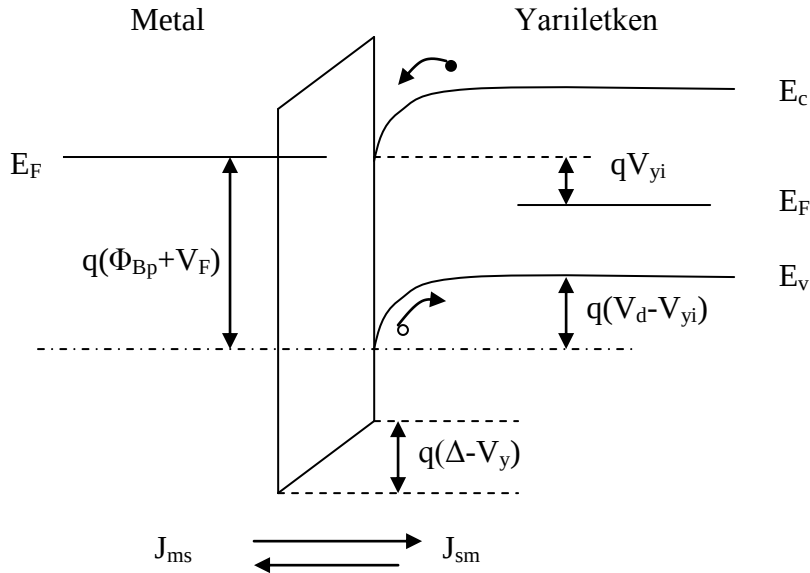
$$J_{Fp} = A * T^2 \exp(-\beta(-\Phi_{Bp} + V_y)) (\exp\beta(V_F - 1)) \quad (2.39)$$

bağıntısına dönüşür. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabaka yoksa ($V_y=0$) Eş.2.39 ile Eş.2.38 aynı olur. Eş.2.38’de görüldüğü gibi yalıtkan tabaka varlığı, J_F ’nin V_F ’ye bağıllığını azaltır. Yani yalıtkan tabakanın kalınlığı arttıkça $\ln I_F$ ’nin V_F ’ye göre grafiğinin eğimi β ’dan (q/kT) küçük olur. Doğru beslem altında metal/yalıtkan/n-yarıiletken için akım yoğunluğu ifadesi $V_F > 3kT/q$ için;

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.40)$$



Şekil 2.11. Metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı



Şekil 2.12. Metal/yalıtkan/p-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı

ifadesi ile verilir. Burada J_0 doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \quad (2.41)$$

ile verilir ve Φ_B , n ve p-tipi MIS diyod için Schottky engel yüksekliği olup sırasıyla Φ_{Bn} ve Φ_{Bp} 'ye karşılık gelir. $V_F > 3kT/q$ için Eş.2.40 ve Eş.2.41 ifadelerinin birbirine eşit olması için $V_F/n = V_F - V_y$ olması gerektiğinden, diyodun idealite faktörü $n = V_F / (V_F - V_y)$ olur. Bu ifadeden görüldüğü gibi yalıtkan tabaka kalınlığı ve V_F 'deki artış n'i artırır. Bununla birlikte yalıtkan tabaka kalınlığı ince olan numuneler için n'in V_F ile değişimi azalır. Arayüzeydeki tabakanın yeterince kalın olması durumunda (elektron geçiş katsayısı 1 değilse) ters doyum akımı, arayüzey olmadığı durumda ters doyum akımı ile arayüzey yalıtkanın geçiş katsayısının çarpımına eşittir. Yani, J_0 (yalıtkan)- $T(\delta)J_0$ dır. Burada J_0 (yalıtkan), kalınlığı δ olan bir arayüzey yalıtkan tabakasının varlığında ve $T(\delta)$ geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyma akımıdır. Doğru beslemde I-V karakteristikleri beslemin çoğu üzerinde çizgisel ise Eş.2.41'de J_0 yerine $J_0(\text{yalıtkan})$ yazılarak buradan etkin engel yüksekliği Φ_c hesaplanabilir. Yani,

$$T(\delta)J_0 = A^* T^2 \exp \left[\frac{-q\phi_c}{kT} \right] \quad (2.42)$$

eşitliğinden Φ_c çekilirse,

$$\Phi_c = kT/q \left[\ln \left(A^* \frac{T^2}{J_0} \right) \right] - kT/q [\ln T(\delta)] = \phi_B - \frac{kT}{q} [\ln T(\delta)] \quad (2.43)$$

bulunur. Böylece $T(\delta)$, 1'den küçük ise etkin engel yüksekliği(Φ_c) yalıtkan tabakanın olmadığı durumdaki Φ_B engel yüksekliğinden daha büyüktür.

2.4. Schottky Engellerinde İdeal Durumdan Sapmalar

2.4.1. Engel yüksekliğinin besleme voltajına bağlılığı

Termoiyonik emisyon teorisine göre akım ifadesi Eş.2.6'te verilmişti. Bu ifadedeki I_0 ifadesi imaj kuvvetinin ihmal edildiği durum için;

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{b0}}{kT}\right) \quad (2.44)$$

eşitliği ile yazılabilir. Pratikte ise, diyotun imalatı esnasında metal ve yarıiletken arasında ince arayüzey doğal oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır. Böyle yalıtkan bir tabaka Schottky diyotunu metal-arayüzey tabakası-yarıiletken(MIS) diyotuna çevirir ve doğal oksit tabakasının varlığından dolayı diyotun elektriksel karakteristikleri değişime uğrar. Böyle bir durum için diyota uygulanan gerilimin tamamı tüketim bölgesine düşmediği dikkate alındığında, ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı ve engel yüksekliğinin uygulanan besleme bağlı olabileceği söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörü tanımlanmıştır. Bu faktör diyotun ideal oluşunun bir ölçüsüdür. Bu faktörle birlikte diyot akımı ;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.45)$$

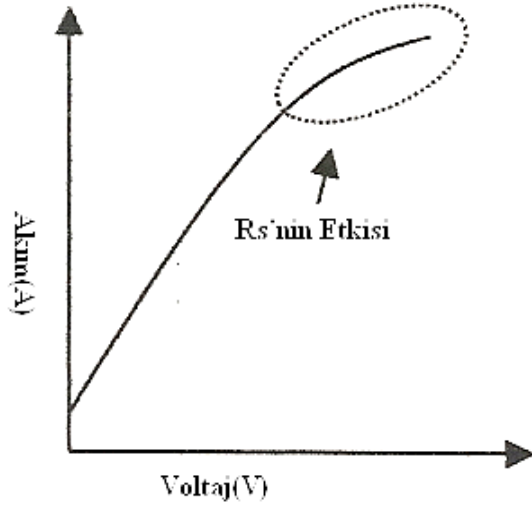
şeklinde ifade edilir. n birden büyük bir değerdir ve akım taşıma mekanizmasının ideal termoiyonik emisyon teorisinden ne kadar saptığının göstergesidir. 3kT/e den daha büyük V değerleri için, Eş.2.45'daki 1 ihmal edilerek denklem ;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (2.46)$$

ifadesi ile daha basit şekilde yazılabilir.

2.4.2. Seri direnç etkisi

Metal- yarıiletken doğrultucu kontaklarda, yarıiletken tarafında oluşan tüketim bölgesi dışında kalan nötral bölge diyot akımına karşı bir direnç gösterir. Bu direnç gövde direnci olarak da ifade edilir ve R_s ile gösterilir. Bu etki büyük gerilim değerlerinde baskın olmaya başlar, diyot akımının düşmesine neden olduğu için gerilimin yüksek değerlerinde, akım-gerilim karakteristiğinde bükülmeye sebebiyet verir. Şekil 2.13 bir Schottky diyotta büyük gerilim değerlerinde seri direncin etkisi ile meydana gelen diyot akımındaki azalmayı göstermektedir.



Şekil.2.13. Seri direnç (R_s) akım-gerilim karakteristiği üzerindeki etkisi.

Diyotun seri bir R_s direncine sahip olduğu durum için Eş.2.47;

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \quad (2.47)$$

ifadesi ile verilen hali alacaktır.

2.4.3. T_0 Anormallığı

İdealite faktörünün sıcaklığa birçok farklı bağıllığı deneysel olarak gözlemlenmiştir. En sıklıkla, numune sıcaklığı düşürüldüğünde diyotun idealite faktörü artar. Bazı metal-yarıiletken kontaklarda elde edilen engel yüksekliği değeri ve idealite faktörünün ölçülen sıcaklıkla değişimi, T_0 anormallığı olarak bilinen bir olgu ile ifade edilir. Bu durum elementel (bileşik olmayan) yarıiletkenlerde ve bileşik yarıiletkenlerde Schottky engelini bütün tiplerinde gözlenmiş olan bir olgudur. Bir Schottky diyot için akım ifadesi aşağıdaki gibi ise, diyotun T_0 etkisini gösterdiği söylenir.

$$I_{toplamlam} = A^{**} AT^2 \exp \left(-\frac{e\Phi_B}{k(T + T_0)} \right) \left[\exp \left(\frac{eV}{k(T + T_0)} \right) - 1 \right] \quad (2.48)$$

burada T_0 bir sabittir. T_0 etkisinin varlığı genellikle kT 'ye karşı nkT 'nin çizimi ile bulunur. Çizim eğimi 1 olan ve orijinden geçmeyen bir doğruyu netice vermelidir. Aynı zamanda

x- eksenini $1/nT$ olarak çizilen Richardson eğrisi, T_0 anormalliğinin var olduğu durumda bir doğruyu netice vermelidir. T_0 etkisinin arayüzey durumlarının exponansiyel (üstel) dağılımına atfedilebilmesi, bir arayüzey tabakasının varlığına bağlıdır ve bu da homojen MS kontaklardaki T_0 'ın gözlenen değeriyle uyumlu değildir. T_0 değerinin benzer olarak üretilen diyotlar arasında ciddi farklılık göstermesi ve büyük diyotlarda yerel olarak değişebilen değerler alması, T_0 'ın engel oluşum mekanizmalarıyla doğrudan ilgili olmadığını göstermektedir. Homojen olmayan Schottky engeli kuramı, T_0 anormalliği için mükemmel bir açıklama yapmaktadır. Sıcaklık düşürüldüğünde, homojen olmayan bir Schottky diyot akımı iki tür eğilim gösterir, ikisi de T_0 etkisine yöneliktir. Bunlardan birincisi, besleme voltajındaki bir artışın ölçülen idealite faktöründe artışa sebebiyet vermesidir. İkinci durumu açıklamak için, rastgele bir dağılımla, düşük Schottky engeli bölgeleri içeren bir Schottky diyotunu ele alıyoruz. Böyle bir diyot için sıcaklık düşürüldüğünde, eklem akımı, az miktarda bulunan düşük Schottky engeline sahip bölgeler tarafından kontrol edilecektir. Bu bölgelerin etkin Schottky engeli değeri daha düşük ve idealite faktörleri de daha büyüktür. T_0 'ın idealite faktörüne bağlılığı, katkılama seviyesi ve Schottky engel dağılımıyla da ilgilidir. (Padovani,1965) , diyot akımı için aşağıdaki eşitliği çıkarmışlardır;

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{nk(T + T_0)} \right) - 1 \right] \quad (2.49)$$

İdeal durumda ($n=1$ için) T_0 sıfır değerini göstermektedir. Kısacası T_0 değeri sıfıra yaklaştıkça diyotlarda ideal duruma yaklaşırlar. Eşitlik (2.41) kullanılarak çizilecek olan akım-gerilim grafiğinin analitik yorumundan $n=(1+T_0/T)$ olduğu ve bu denklemin $y=a.x+b$ formunda olmasından faydalanılarak T_0 değerleri hesaplanabilir. Eşitlik (2.41), T_0 'ın artık bir sıcaklık olarak sıfırdan büyük bir sabit olduğunu göstermektedir. Verilen bir sıcaklıkta idealite faktörü, T_0 ile $n=(1+T_0/T)$ şeklinde değişmektedir. Buna ek olarak, T_0 bir sabit olsa da sıcaklık değiştiğinde T bir sabit olmayacaktır.

2.4.4. Arayüzey durumları

Arayüzey durumları, kısa bir zamanda yarıiletkenle yükleri değişebilen oksit yarıiletken arayüzeyinde yasak bant aralığı içindeki girilebilir enerji seviyeleridir. Bir arayüzey durumu verici veya alıcı tipinde olabilir. Bir verici arayüzey tuzağı(seviyesi) dolu ise nötr

ve bir elektron vermesiyle pozitif yüklü olur. Bir alıcı arayüzey tuzağı boş ise nötr ve bir elektron almasıyla negatif yüklü olur. Bir gerilim uygulandığı zaman, arayüzey tuzak seviyeleri, Fermi seviyesi geride sabit kalırken valans ve iletkenlik bantları ile aşağı ve yukarı hareket ederler. Arayüzey tuzaklarındaki yükün değişimi, arayüzey tuzakları iletkenlik bandı ve valans bandı ile yük alışverişi yapmasıyla meydana gelir. Bu yükün değişimi MIS kapasitansına katkıda bulunur ve ideal MIS eğrisini değiştirir. Arayüzey durumları genelde arayüzeye çok yakın bulunurlar. Arayüzey durumları uzay yükü kapasitansına paralel kapasitans ve seri direnç etkisinde bulunurlar.

2.4.5. Sabit oksit ve arayüzey yükleri

Sabit oksit yükleri sabittir. Bu yükler yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde lokalize olmuşlardır. Sabit oksit yükleri genellikle pozitif ve oksidasyona, tavlama şartlarına ve silisyumun yönelimine bağlıdır. Elektriksel ölçümlerde sabit oksit yükü, yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde tabaka halinde lokalize olmuş yükler gibi görülebilir. n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerin her ikisi için, ideal C-V eğrisine göre, uygulama geriliminin negatif değerlerine doğru C-V eğrisinin kaymasına pozitif sabit oksit yükleri, C-V eğrisinin ileri pozitif uygulama gerilimine doğru kaymasına da negatif sabit oksit yükleri sebep olurlar. Büyük pozitif uygulama gerilimleri için hareketli iyonlar yalıtkan-yarıiletken arayüzeyine sürüklenirler. Büyük negatif uygulama gerilimleri için hareketli yük metal- yalıtkan arayüzeyine çekilir ve C-V eğrisini değiştirmez.

2.4.6. Hareketli iyonik yük

Oksit yükünün bir başka türü hareketli iyonik yüküdür. Bu yüke çoğunlukla, sodyum veya potasyum gibi iyonize olmuş alkali metal atomları sebep olur. Hareketli yükler, ya metal-yalıtkan arayüzeyinde ya da yarıiletken-yalıtkan arayüzeyinde lokalize olmuşlardır. Böyle iyonlar nisbeten düşük sıcaklıklarda oksit içinde hareketli olduklarından sürüklenme olabilir. Bununla beraber hareketli iyonik yük, metal-yalıtkan ve yarıiletken-yalıtkan arayüzeyi arasında ileri geri gidip gelebilir ve bunun neticesinde iyonik akım gözlenebilir. Hareketli iyonlar genellikle Na^+ , K^+ , Li^+ , H^+ , H_3O^+ iyonlarıdır. Hareketli iyonlar, kullanılan kimyasal maddelerin bu iyonları ihtiva etmesi, mekanik parlatma esnasında çıplak elle temaslara, oksitleme fırını, kuartz tutucuların kirli olması ve oksitleme gazlarında bulunan safsızlıklar yüzünden yalıtkan

içinde yer alabilirler. Bu yükler uygulanan elektrik alan altında hareket ettiklerinden MIS yapısının kararlılığını büyük ölçüde bozarlar.

2.4.7. Oksitte tuzaklanmış yük

Kimyasal yapı bozukluklarından bu tuzaklar yalıtkan tabaka içinde bulunurlar. Yarıiletken arayüzeyi ile yük alışverişi yaparlar. Böylece yalıtkan ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde ilave bir yük oluştururlar. Bir yalıtkan tabakada elektron-deşik çiftleri meydana gelmişse (iyonlaştırıcı radyasyon ile) bu elektron ve deşiklerin bir kısmı sonradan oksitte tuzaklanabilir. Yapının üretiminde ortaya çıkan elektron ve deşik tuzakları daha sonradan tavlama ile kaldırılabilir. Oksitte tuzaklanmış yük, yalıtkan doğru dağıldığından genellikle yalıtkan-yarıiletken yüzeye yerleşmezler. İyonlaşmış tuzaklar kapasitans-voltaj eğrisine etki ederler. Gerilimi negatif değerlerden pozitif değerlere doğru artırırken ölçülen kapasite değerleri ile gerilimi pozitif değerlerden negatif değerlere doğru artırırken ölçülen kapasitans değerleri arasında farklılıklar meydana gelir. Kapasitans-voltaj eğrisinin iki yönde ölçülen değerlerindeki kayma miktarı yalıtkan içindeki tuzakların miktarını verir.

2.5. Düz Bant Engel Yüksekliği ve Sıcaklık Bağlılığı

Schottky engel yüksekliğinin elektrik alan bağımlılığı iyi bilinen bir olgudur. Bu bağımlılık, Schottky diyotlarda düz beslem akım-gerilim ölçümleri neticesi elde edilen idealite faktörü ile ölçülen engel yüksekliği arasında temel bir eşitliğin elde edilmesi için kullanılabilir. Bu ifade düz bant koşulları altında tanımlanan, elektrik alandan bağımsız temel engel yüksekliğine dayanmaktadır. Düz beslem akım-gerilim eğrilerini analiz etmek için kullanılan standart akım ifadesi şöyledir;

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{b0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{e(V - IR)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.50)$$

Φ_{b0} , n ve R değerleri ölçümler neticesi akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilir. Hedef ifadeyi elde etmek için öncelikle $n=1$ olan ideal diyotta, uygulanan gerilime bağımlı engel yüksekliği;

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_B^{(V')}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV'}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.51)$$

denklemleri ile yazılır. Bu ifade de $V' = V - I.R$ dir.

$$\Phi_B^{(V')} \equiv \Phi_{b0} + \left(\frac{n-1}{n}\right) V' \quad (2.52)$$

eşitliği $V \gg kT/e$ olduğu düz beslem durumlarında geçerlidir. Eş. 2.52 'e göre uygulanan gerilimin sıfır olduğu anda ($V=V'=0$) ölçülen engel yüksekliği değeri Φ_{b0} 'ı, sıfır beslem engel yüksekliği olarak adlandırabiliriz.

Engel yüksekliğinin elektrik alan bağımlılığı çeşitli şekillerde modellenmiştir. Tüm modeller ortak bir özelliği barındırmaktadır; engel yüksekliğindeki kayma elektrik alan değeri sıfır iken sıfır olmaktadır. Bunun sebebi, o noktada yüzey hallerinde hiçbir yükün bulunmamasıdır. Buna ek olarak yarıiletken enerji bantları düz haldedir, bu da tünelleme ve imaj kuvvet etkilerinin karakteristikleri etkilemesini engeller. Elektrik alan değeri sıfır iken engel yüksekliğindeki kaymanın sıfır olması elde edilecek denklem için anahtar noktadır. Düz bant gerilimi n tipi yarıiletkenler için şöyle tanımlanır;

$$V_0 \equiv \Phi_{bf} - \frac{kT}{e} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (2.53)$$

Burada, Φ_{bf} elektrik alan sıfır iken engel yüksekliği değeri, N_c iletim bandındaki etkin hallerin yoğunluğu, N_d ise yarıiletkende vericilerin yoğunluğudur. Eğer ;

$$\Phi_{bf} = \Phi_{b0} + \left(\frac{n-1}{n}\right) V_0 \quad (2.54)$$

tanımlamasını kullanırsak Eş.(2.52) eşitliği şu şekilde yazılabilir;

$$\Phi_B^{(V')} = \Phi_{bf} + \left(\frac{n-1}{n}\right) (V_0 - V') \quad (2.55)$$

eşitlik (2.52) kullanılarak;

$$\Phi_{bf} = n\Phi_{b0} - (n-1) \frac{kT}{e} \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (2.56)$$

Eş.2.56 elde edilir. Sonuç olarak;

$$\Phi_{b0} = \frac{1}{n} \Phi_{bf} + \left(\frac{n-1}{n} \right) \frac{kT}{e} \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (2.57)$$

denklemini elde edilir. Düz bant engel yüksekliği sıcaklığa bağlıdır ve bu bağımlılık şöyle ifade edilir;

$$\Phi_{bf}(T) = \Phi_{bf}(T=0) + \alpha T \quad (2.58)$$

Burada , $\Phi_{bf}(T=0)$ sıcaklığa bağımlı olarak elde edilen düz bant engel yüksekliği değerlerinin sıfıra uzatılması (ekstrapolasyonu) ile elde edilen sıfır sıcaklık düz bant engel yüksekliği değeridir. α ise sıcaklık bağımlılık katsayısı olarak ifade edilir.

2.6. İdealite Faktörü ve Engel Yüksekliğinin Sıcaklık Bağlılığı

2.6.1. Homojen olmayan engel yüksekliği

İdeal termiyonik emisyon sapma, birçok Schottky diyotta düşük sıcaklıklarda gözlenen bir durumdur. Düşük sıcaklıklarda idealite faktörü önemli oranda artar. $\ln(I_0/T^2)$ nin $1/T$ 'ye karşı çizilen grafiğinin (Richardson eğrisi) lineer olmadığı, bunun yerine $\ln(I_0/T^2)$ nin $1/nT$ 'ye karşı çizilen eğrisinin lineer olduğu görülmüştür. İmaj-kuvveti etkisi, tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımı veya tünelleme etkisinin bu sapmanın izahı olamayacağı bulunmuştur (Tung,1992; Witmer.1994). Düşük sıcaklık bölgesinde gözlenen bu anormallikleri açıklamak için arayüzey halleri (Levine 1971, Crowell 1977), arayüzey tabakaları (Wu 1980 ve 1981, İkoma 1993, Chattopadhyay 1994) ve engel homojensizlikleri (Werner 1991; Tung 1991, 1992) gibi pek çok model önerilmiştir. Anormallikleri açıklamada en başarılı model olarak engel homojensizliği modeli görülmektedir. Tung(1991,1992) homojen olmayan engel modelini göz önüne aldı ve homojen olmayan engel için akım-gerilim ilişkisini açıklayan bir ifade elde etti. Ancak Tung ve arkadaşlarının geliştirdikleri modelde deneysel olarak belirlenmesi gereken birçok

parametre vardı. Werner vd. (1991), tarafından geliştirilen potansiyel dağılımı modelinde, idealite faktörü için analitik bir ifade elde edilerek, engel homojensizliklerine dayalı modifiye edilmiş bir akım-gerilim ilişkisi öne sürülmüştür. Bu modele göre Schottky engeli düzgün tekil bir yapıya sahip değildir. Modelde, belirli bir Φ_b engel yüksekliği ile ilgili, σ standart sapma değerine sahip, bir ortalama değerli Gauss dağılımı ile ifade edilmektedir. Bazı bölgelerde Schottky engel yüksekliği ortalama engel yüksekliğinden $\Delta\Phi$ kadar bir sapmaya sahiptir.

2.6.2. Gaussian engel dağılımı- $P(\Phi_B)$

Potansiyel değişim modeli, metal ve yarıiletken arasındaki arayüzeyde sürekli bir engel dağılımının olduğunu kabul eder. Bu model ile yüksek katkılı bir yarıiletken için yüzey yük bölgesinin genişliğine göre oluşan bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engellerin (Φ_B) değişimleri incelenir. Burada önerilen model Schottky diyotların akım taşıma özelliklerini analiz etmek için tanımlanmıştır; model yalnız kapasitans ve akım ölçümlerinden bulunan engel yükseklikleri arasındaki farkı değil aynı zamanda idealite faktörlerinin neden $n>1$ olduğunu da açıklar. Buna göre, ortalama bir V_d durumunda standart sapmaya (σ_s) sahip bir Gaussian dağılımı $P(V_d)$ ile metal/yarıiletken ara yüzeyinde bant bükülmesinin (V_d) uzay yükü dağılımı,

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{V}_d - V_d)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.59)$$

bağıntısı ile verilir. Sonuç olarak bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engeli şu şekildedir:

$$\Phi_B = V_d + \xi + V \quad (2.60)$$

Ortalama Schottky engeli, ϕ_B durumunda bir engel dağılımına sahip ara yüzey içindeki bölgeye bağlı olarak;

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{\Phi}_B - \Phi_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.61)$$

dağılım fonksiyonuyla ifade edildiğinde;

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B \quad (2.62)$$

bağıntısı bulunur. Werner ve Güttler, Song ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda ideal olmayan MYY yapılarda sıfır beslem engel yüksekliğini ve idealite faktörünün farklı çözümlemesini gerçekleştirmişlerdir. Buna göre, engel yüksekliğinde Gaussian dağılımının varlığı varsayılarak idealite faktörü ve sıfır beslem engel yüksekliği yerine n_{ap} ve Φ_{ap} şeklinde ifade edilen, görünen engel yüksekliği ve görünen idealite faktörünü tanımladılar. Görünen engel yüksekliği, n_{ap} ve Φ_{ap} , σ_s dikkate alınarak;

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (2.63)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.64)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Ortalama Schottky engel yüksekliği $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V$ ve standart sapma değeri $\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V$, Gaussian parametreleridir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı gerilim sabitleridir. Standart sapmanın değerinin sıcaklığa bağlılığı genelde küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Sıfır beslem engel yüksekliğinin azalmasının engel yüksekliğinde Gauss dağılımının varlığından kaynaklandığı söylenebilir.

2.7. Richardson Eğrileri İle Aktivasyon Enerjisinin ve Richardson Sabitinin Bulunması

Richardson sabitinin doğru bir biçimde elde edilmesi, engel yüksekliği değerinin hesaplanması için oldukça önemlidir.

Richardson eğrileri, Richardson sabitinin elde edilmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Eş. 2.65 'de verilen I_0 doyma akımı ifadesinde her iki taraf T^2 'ye bölünüp logaritması alınırsa;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\Phi_{b0}}{kT} \quad (2.65)$$

eşitliği elde edilir. I_0 'ın farklı sıcaklıklardaki değerleri kullanılarak, aktivasyon enerjisinin $(\ln(I_0/T^2)) - 1000/T$ karşı grafiği çizilir. Çizilen grafiğin eğimi, 0 K'deki, sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{b0} ($T=0$)'a, bir başka deyişle aktivasyon enerjisine eşit olacaktır. Çizilen grafiğin y eksenini kestiği noktadan etkin Richardson sabiti A^* elde edilir. Hackam ve Harrop (1972) tarafından ideal olmayan diyot için ileri beslem akımı için;

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{n(T)kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{n(T)kT}\right) \quad (2.66)$$

ifadesini vermiştir. Eşitlikte $n(T)$ sıcaklık bağımlı idealite faktörüdür. İfadede idealite faktörünün sıcaklık bağılılığı göz önünde bulundurularak azaltılması için eklentiler yapılmıştır. Bu değiştirilmiş ifade için Richardson eğrisi, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1000/T$ 'ye karşı çizilen grafiği olacaktır. Levine (1971) bu eğrinin n 'nin sıcaklığa bağımlılığının kuvvetli olduğu durumlarda, lineer olmayacağını göstermiştir. (Bhuiyan 1988) Richardson eğrisinde idealite faktörünün bu sıcaklık bağımlılığını içeren eklentiler yapılmıştır.

Düz bant engel yüksekliğinin sıcaklığa Eş.2.58 ifadesinde olduğu şekilde bağlı olduğu Hubers ve Roser (1998) tarafından verilmiştir. Eş.2.65 denkleminde, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1000/T$ ' ye karşı çizilen grafiğin eğimi sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{b0} 'a eşit olacaktır. Çizilen grafiğin $1/nT=0$ 'da y eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti A^* bulunur. İstenilen sıcaklıktaki engel yüksekliği ise $\Phi_b(T) = \Phi_{b0} - \alpha T$ eşitliği kullanılarak elde edilebilir. Hudait vd.(2000), Gümüş vd. (2002), düz bant engel yüksekliğinin, sıcaklığa Eş.2.58'deki gibi bağlı olduğunu göz önünde bulundurarak, düzeltilmiş etkin Richardson sabitinin denklemini;

$$A_{düzeltmiş}^* = A_{gözlenen}^* \exp \left[\frac{e}{k} \left(\frac{d\Phi_{bf}}{dT} \right) \right] = A_{gözlenen}^* \exp \left[\frac{e}{k} \alpha \right] \quad (2.67)$$

şeklinde vermişlerdir.

2.8. Yarıiletken Seri Direnç Bulma Metotları

2.8.1. Norde metodu

İdeal Schottky bariyer diyotu için akım-gerilim karakteristiği Eş.2.6 ile verilmişti. Diyot seri direnci R_s 'nin varlığı akım-gerilim ölçümleri ile diyot parametrelerinin belirlenmesi yönteminde güçlükler sebebiyet verecektir. Akım-gerilim eğrisi grafiğinin lineer olduğu kısımlar $kT/e \ll V \ll IR_s$ aralığında sınırlı olacaktır. Eğer R_s değeri büyük olursa bu aralık doyma akımı I_0 için güvenilir bir değer veremeyecek kadar küçülecektir. V geriliminin küçük olduğu aralıkta, toplam diyot akımı üzerinde yeniden birleşme akımlarının da önemli etkisi olacak ve bu da akım gerilim grafiğinin lineer kısmının $V=0$ noktasına doğru ekstrapolasyonu ile elde edilen I_0 doyma akımının güvenilirliğini daha da azaltacaktır. Bu tür durumlarda seri direnç ve engel yüksekliği değerlerini elde etmenin bir yolu Norde (1979) tarafından sunulmuştur. Norde fonksiyonu $F(V)$ şöyle tanımlanmıştır:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) \quad (2.68)$$

Eş. 2.68'de $I(V)$ akım-gerilim eğrisinden alınan değerlerdir. Diyot için seri direnç R_s 'i içeren akım denklemi, Eş. 2.47 ile verilmişti. $V > kT/q$ kabul edersek, Eş. 2.47 ve Eş. 2.54 ;

$$F(V) = \Phi_b + IR_s - \frac{V}{2} \quad (2.69)$$

yazılabilir. İdeal durum için $R_s = 0$ dır ve $F(V)$ düz bir doğruyu verir. Doğrunun eğimi $-1/2$ 'dir. Doğrunun $F(V)$ eksenini kestiği nokta ise Φ_b 'yi verecektir. Sadece direncin olduğu durumlar için ise;

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{V}{R_s AA^*T^2} \right) \quad (2.70)$$

yazılabilir. Yüksek gerilim değerleri için Eş.2.70 ifadesi eğimi +1/2 olan düz bir çizgiyi verecektir. Küçük akım değerleri için $F(V)$ ideal duruma yakın olacaktır. Büyük akım değerlerinde ise $F_R(V)$ 'ye yaklaşacaktır. Bu iki ekstrem noktası arasında $F(V)$ asıl ilgi noktamız olan minimum değere sahip olacaktır. Eş.2.69'nın gerilime göre türevi alınırsa Eş.2.71'yi verir;

$$\frac{dF}{dV} = R_S \left(\frac{dI}{dV} \right) - \frac{1}{2} \quad (2.71)$$

dI/dV Eş. 2.72'de görüldüğü gibi;

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_D} \left[1 + R_S \left(\frac{dI}{dV_D} \right) \right]^{-1} \quad (2.72)$$

olarak verilir. V_D diyot üzerindeki gerilimdir. Eş. 2.47'in gerilime göre türevi alınarak;

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_D} \left[I_0 \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) = \frac{eI}{kT} \right] \quad (2.73)$$

elde edilir. Eş. 2.72 ve Eş. 2.73 kullanılarak Eş. 2.75 şu şekilde yazılır;

$$\frac{dF}{dV} = \frac{\frac{eR_S I}{kT}}{1 + \frac{eR_S I}{kT}} - \frac{1}{2} \quad (2.74)$$

$F(V)$ 'nin minimum olduğu noktanın bulunması için dF/dV 'nin sıfır olduğu noktadaki akım değeri $I_{F(V)\min}$ gereklidir. Eş. 2.74 sıfıra eşitlenirse;

$$I_{F(V)\min} = \frac{kT}{eR_S} \quad (2.75)$$

ifadesi elde edilir. Bu akıma karşılık gelen $V_{F(V)\min}$ değeri ise ;

$$V_{F(V)\min} = \frac{kT}{e} + \ln \left(\frac{I_{F(V)\min}}{AA^* T^2} \right) \quad (2.76)$$

denlemi ile verilir. Böylece $F(V)$ 'nin minimum değeri;

$$F(V_{F(V)min}) = \frac{V_{F(V)min}}{2} + \frac{kT}{e} \left(\frac{I_{F(V)min}}{AA^*T^2} \right) \quad (2.77)$$

eşitliği ile elde edilir. $I_{F(V)min}$ ve $V_{F(V)min}$ 'in akım-gerilim karakteristiği üzerinden ölçülen değerleri ve bunlar kullanılarak hesaplanan $F(V_{F(V)min})$ değeri Eş. 2.75 ,Eş.2.76 ve Eş. 2.77 ile beraber kullanılarak;

$$R_s = \frac{kT}{eI_{F(V)min}} \quad (2.78)$$

$$\Phi_b = F(V_{F(V)min}) + \frac{V_{F(V)min}}{2} - \frac{kT}{e} \quad (2.79)$$

denklemleri kullanılarak seri direnç ve potansiyel engel yüksekliği değerleri elde edilir.

2.8.2. Cheung fonsiyonları yardımıyla schottky diyot parametrelerinin belirlenmesi

Akım-gerilim karakteristiğinde, uygulanan gerilimin yüksek değerinde, bükülmeye sebep olan bir etken vardır. Bu R_s ile gösterilen seri dirençtir. R_s sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{b0} ve n gibi kontak parametrelerinin bulunabilmesi için ortaya konulan yöntemlerden birisi Cheung (1986) tarafından türetilen Cheung fonksiyonlarıdır. Cheung, Norde $F(V)$ fonksiyonunun minimumunu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle $F(V)$ 'nin minimum noktasını tanımlama işlevini hiç hesaba katmayarak I-V karakteristiklerinden türetilen $dV/d\ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ gibi iki fonksiyondan diyotun temel parametrelerinin hesaplanabileceğini gösterdiler. Bu fonksiyonları elde etmek için Eş. 2.47 'de I_0 ifadesini yerine yazarak her iki tarafın doğal logaritmasını alırız. Ortaya çıkan ifadeden V ifadesi çekilirse ;

$$V = \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) + n\Phi_{b0} + IR_s \quad (2.80)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte her iki tarafın $\ln I$ 'ya göre türevi alındığında;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_S \quad (2.81)$$

denklemini elde edilir. Eş.2.81 birinci Cheung fonksiyonu olarak adlandırılır. Denklemden görüleceği gibi $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği doğrusal olacaktır. Grafik çizilecek olursa, eğimi R_S 'yi verecektir. Aynı grafiğin, $I=0$ için $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan n idealite faktörü bulunabilir. Diğer diyot parametrelerinin bulunabilmesi için Eş.2.80'de aşağıdaki şekilde bir düzenleme yapılır;

$$V - \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) = n\Phi_{b0} + IR_S \quad (2.82)$$

Eş. 2.82 'in her iki tarafının $H(I)$ olarak tanımlanan yeni bir fonksiyona eşitlenmesi ile aşağıdaki iki denklem elde edilir;

$$H(I) = V - \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (2.83)$$

$$H(I) = n\Phi_{b0} + IR_S \quad (2.84)$$

İkinci Cheung fonksiyonları olarak adlandırılan yukarıdaki denklemler ile de engel yüksekliği hesabı için $H(I)$ 'nın I 'ya göre grafiği çizilir. Bu grafik de doğrusal olacaktır. Eş. 2.84'de $H(I)$ 'nın I 'ya göre çizilen grafiğin eğiminin R_S 'i verdiği görülmektedir. Aynı grafiğin $I=0$ için $H(I)$ eksenini kestiği noktada ise $H(0)=n\Phi_{b0}$ olacaktır. Birinci Cheung fonksiyonu kullanılarak elde edilen n değeri eşitlikte yerine konularak Φ_{b0} elde edilir.

2.9. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim Ölçümleri İle Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Ters beslenmiş diyotlar, değişken kapasitörler (varaktörler) olarak uygulama alanı bulabildiği gibi, aynı zamanda ters beslem altındaki kapasitans ölçümleri, engel parametreleri hakkında bilgi vermek için de kullanılmaktadır. Böyle bir durumda kapasite ;

$$C = \left[\frac{\epsilon_s q N_D A^2}{2 \left(V_{d0} + V_r - \frac{kT}{e} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.85)$$

denklemleri ile verilir. Burada $\epsilon_s = \epsilon_r \epsilon_0$ yarıiletkenin dielektrik sabitidir ve $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m olan boş uzayın dielektrik sabiti ve ϵ_r yarıiletkenin bağıl dielektrik sabitidir. N_D verici atomların yoğunluğu V_{d0} difüzyon potansiyeli V_r ise ters beslem gerilimidir. Eş. 2.86 şu şekilde de yazılabilir;

$$C^{-2} = \frac{2 \left(V_{d0} + V_r - \frac{kT}{e} \right)}{\epsilon_s e N_D A^2} \quad (2.86)$$

Eş. 2.86'dan da görüleceği gibi, eğer engel bölgesi boyunca N_D sabitse, C^{-2} 'nin V_r 'ye göre grafiği lineer bir doğrudur.

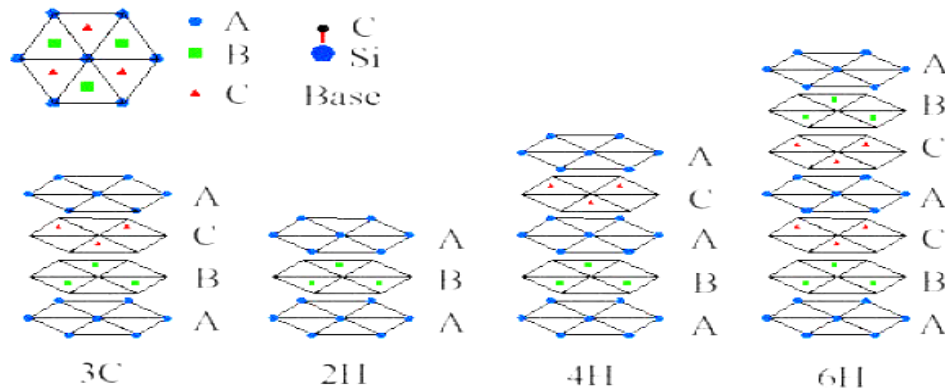
2.10. SiC Elektronik Özellikleri

SiC yüksek manyetik kırılma alanı, yüksek termal iletkenliği, yüksek güç uygulamalarıyla son yıllarda üzerinde bir çok araştırma yapılan ve gelecek vaadeden bir maddedir. SiC genel olarak bilinen Si ve GaAs ile karşılaştırıldığında, termal iletkenliği 3-13kat, kiritik elektrik alanı 4-20 kat, doyma taşıyıcı hızı 2-2,5 kat daha büyüktür. Ayrıca yüksek doyma sürüklenme hızı, düşük dielektrik özelliği ile elektronikte geniş uygulama alanları bulmuştur. Ayrıca geniş band aralığı ile yüksek güç ve yüksek frekans uygulamalarında kullanılmaya başlanmıştır

Çizelge 2.1. SiC yarıiletken kristalinin elektriksel ve mekaniksel özellikleri

	Si	GaAs	3C-SiC	6H-SiC	4H-SiC	GaN
E_g (eV)	1.1	1.4	2.4	3.0	3.26	3.4
E_c (MV/cm)	0.3	0.4	1.2	2.5	2.2	3.3
v_{sat} (10^7 cm/s)	1	2.0	2.0	2	2	2.5
μ_n (cm ² /Vs)	1350	8500	900	370	720	1000
μ_p (cm ² /Vs)	480	400	40	80	120	30
ϵ_r	11.8	12.8	9.7	10	10	8.9
λ (W/cmK)	1.5	0.5	5	5	5	1.3
lattice constant (Å)	a=5.43	5.65	4.36	a=3.08 c=15.12	a=3.08 c=10.08	a=3.19 c=5.19
ρ (g/cm ³)	2.3	5.3	3.2	3.2	3.2	6.1

SiC ile ilgili genel özellikler Çizelge 2.1’de gösterilmiştir. Bu özellikleriyle SiC şimdiden geniş bir kullanım alanı bulmuştur. SiC kristalinin genel moleküler yapısı Şekil 2.14’de verilmiştir. Bu kristal hegzagonal yapıdadır.

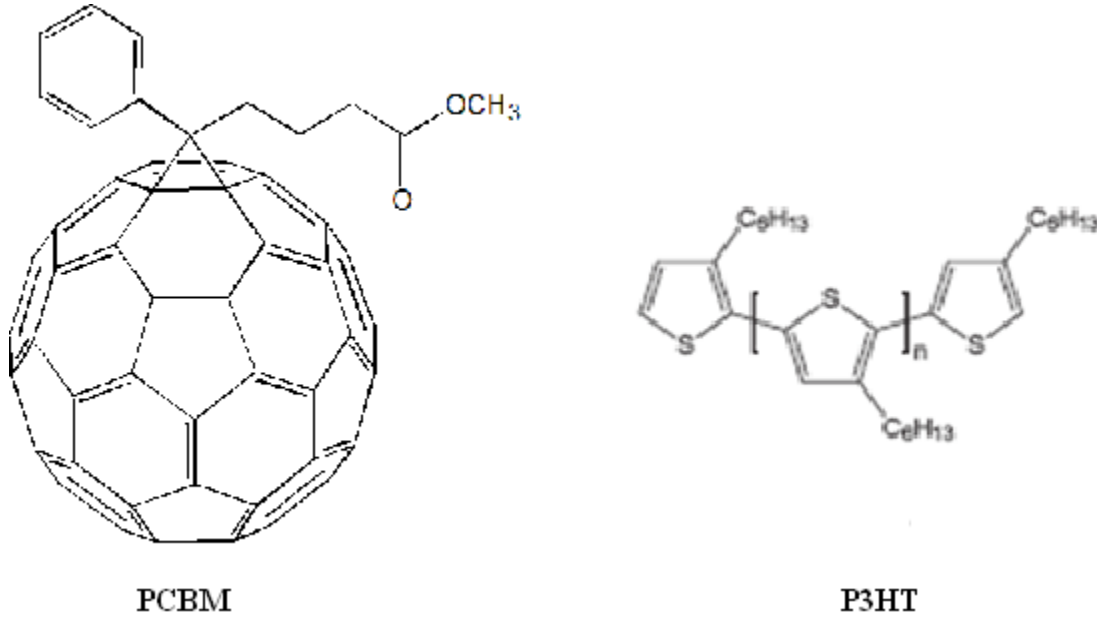


Şekil.2.14. SiC kristalinin genel moleküler yapısı

2.11. P3HT ve PCBM Polimerlerinin Özellikleri

Yarıiletken polimerler son yıllarda organik elektronğin; organik fotovoltaiik hücreler (OPV), organik ışık soğuran diyot (OLED) ve organik alan etkili transistörler (OFET) alanlarında kullanılmalarından dolayı ilgi kazanmıştır. Bu polimerler arasında poly(3-hexylthiophene) (P3HT) sahip olduğu çözünabilirlik, uygulanabilirlik, kimyasal kararlılık ve mükemmel elektrik özelliklerinden dolayı geniş bir alanda incelenir. OFET ile ilgili olarak, P3HT yüksek hole mobilitesi ile çözelti uygulanabilirliği olan en umut verici malzemelerden biridir. PCBM ([6,6]-phenyl-C₆₁-butyric acid methyl ester) ise C₆₀ türevi olarak organik güneş pillerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Ayrıca Konjuge polimer ile

fullerene (C₆₀) karıştırılması neticesinde gövde(bulk) formunda alıcı ve verici formasyonundan kaynaklanan yüksek yük oluşması ve birleşmesini doğurmaktadır. Bu ikisinin karışımında konjuge elektron verici olarak polimer P3HT ve elektron alıcı olarak PCBM görev yapmaktadır.



Şekil.2.15. PCBM ve P3HT polimerlerinin moleküler görünümü

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Kristal temizleme

Bu tez çalışmasında, Schottky bariyerli diyotların üretilmesinde temel (alttaş) malzeme olarak Cree Inc. firmasından temin edilen, $2,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ donör yoğunluklu, 2 inç çapında (001) yönelimli 280 μm kalınlığında n-tipi 6H-SiC yarıiletken pul kullanıldı. Yarıiletken materyal ortasından kesilerek iki eşit parçaya ayrıldı. Araştırmada üç farklı yapıda diyot üretildi. Bunlar; Au/6H-SiC/Au, Au/P3HT-6H-SiC/Au ve Au/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al diyotlarıdır. Kristal yüzeyleri üzerindeki organik ve diğer ağır metal kirlerini temizlemek ve yüzeydeki pürüzleri ortadan kaldırmak için yarıiletken kristal kimyasal olarak ultrasonik banyoda farklı aşamalardan geçirilerek temizlendi.



Resim 3.1. n-6H-SiC yarıiletken pulun numune oluşturmada önce uygun boyutlarda küçültülmesi

Temizlemede kullanılan deiyonize su (18,3 M Ω) İnnovation firmasından temin edilen Pure Water System marka aletten elde edildi.

Numune ve deneysel araçların temizliği iyi diyet oluşturmada çok önemli unsurlar olduğu için tüm kimyasal temizlemeler titizlikle gerçekleştirildi. Temizleme işlemi aşağıdaki sıraya göre yapıldı:

1. Temizleme işlemlerinde kullanılacak tüm beherler, tutucular, DIW (de iyonize su 18 M Ω) ile temizlenip yüksek sıcaklıktaki fırında kurutularak temizlendi.
2. Demir maske numune tutucu cımbız ve buharlaştırılacak metaller (Au ve Al) sırasıyla aşağıdaki temizleme işlemine tabi tutuldu;
 - a. Triklor Etilen ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - b. DIW ile durulandı.
 - c. Aseton ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - d. DIW ile durulandı.
 - e. Metanol ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - f. DIW ile durulandı.
3. n-6H-SiC kristalin temizliği aşağıdaki gibi yapıldı;
 - a. Triklor Etilen ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - b. DIW ile durulandı.
 - c. Aseton ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - d. DIW ile durulandı.
 - e. Metanol ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - f. DIW ile durulandı.
 - g. Yüksek saflıkta N₂ gazı ile numune tutucu cımbız, maskeler ve metaller kurutuldu.
 - h. Ardından durulama işlemi bittikten sonra yüzeyde oksit tabakası oluşmaması için numune HF+H₂O(1:20) içerisinde 15 saniye kadar bekletildi.



Resim3.2. Numunenin kimyasal temizleme yapıldığı alan

3.2. Omik kontağın oluşturulması

Kimyasal temizlemenin hemen ardından, omik kontak oluşturmak için, yarım pul şeklinde kesilen yarıiletken n-6H-SiC metal buharlaştırma cihazı içindeki numune tutucuya yerleştirildi.



Resim 3.3. Metal Buharlaştırma Sistemi

Yarıiletkenin mat yüzeyine 10^{-6} Torr basınç altında 150 nm kalınlığında saf Au (%99,995) buharlaştırıldı ve omik kontak oluşturmak için numune metal buharlaştırma sistemi içerisinde 500°C ' da 5 dakika tavlandı. Daha sonra numune küçük parçalara ayrıldı.



Resim 3.4. Numune potaya yerleşmeden önce yapılan hazırlık



Resim 3.5. n-6H-SiC yarıiletkeninin metal buharlaştırma cihazına yerleştirilmesi



Resim 3.6. Altının buharlaştırılmadan önce konulduğu pota

3.3. Doğrultucu Kontak Oluşturulması

Doğrultucu kontağı oluşturmada önce tavlanarak omik kontak oluşturulan numunelerin parlatılmış yüzeyinden oksit tabakasının kaldırılması için $\text{HF}+\text{H}_2\text{O}(1:10)$ çözeltisinde 20 s bekletildi. Üç farklı doğrultucu diyotun elde edilme süreci aşağıda verilmiştir.

$\text{Au}/\text{n-6H-SiC}$ numunesinin bir parçası ayrılarak Au ile doğrultucu kontak edilmek üzere metal buharlaştırma aletine konularak 10^{-6} Torr basınç altında 150 nm kalınlığında bir kontak elde edildi. Kaplama işleminde 1 mm çapında diyotlar üretebilmek için paslanmaz çelik bir maske kullanıldı. Bu işlemin sonucunda $\text{Au}/\text{n-6H-SiC}/\text{Au}$ yapısında metal-yarıiletken kontaklar üretilmiş oldu.

Alttaşın diğer parçaları ise iletken polimer kaplamak üzere parlak yüzeyi yukarı gelecek bir biçimde dönerli kaplama aygıtına (Spin Coating System) yerleştirildi. Cihaza yerleştirilen numunelerin üzerine, diklorürbenzen içerisinde $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de çözündürülmüş P3HT iletken polimerden üç damla damlatılarak dönerli kaplama aygıtı çalıştırıldı. Kaplama işlemi 2 dakika kadar sürdü. İşlem bittikten sonra çözeltide bulunan diklorürbenzen'in buharlaşarak numuneden ayrılması için $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de 10 dakika kadar bir ısıtıcı fırın içinde bekletildi. Bu

işlemden sonra 6H-SiC'ın parlak yüzeyinde yaklaşık 130 nm'lik bir P3HT tabakası oluştuğu belirlendi.

P3HT:PCBM(1:1) tabakasını kaplamak için cihaza yerleştirilen numunenin üzerine, yine 60 °C'de diklorürbenzen içerisinde bire bir oranında çözündürülmüş P3HT:PCBM(1:1) polimerinden üç damla damlatılarak dönerli kaplama aygıtı çalıştırıldı. Kaplama işlemi yine 2 dakika kadar sürdü. İşlem bittikten sonra çözeltide bulunan diklorürbenzen'in buharlaşarak numuneden ayrılması için 80 °C'de 10 dakika kadar bir ısıtıcı fırın içinde bekletildi. Bu işlemde sonra 6H-SiC'ın parlak yüzeyinde yaklaşık 120 nm'lik bir P3HT:PCBM(1:1) tabakası oluştuğu tespit edildi.

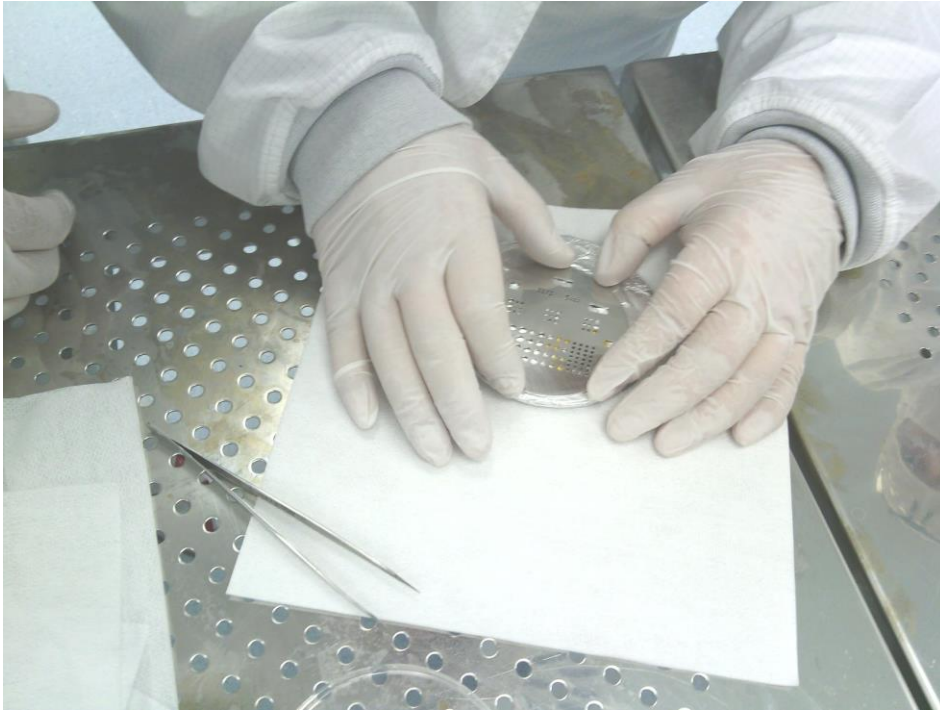
P3HT ve P3HT:PCBM(1:1) polimer tabakalarının üzerine doğrultucu kontak oluşturabilmek için sırası ile yaklaşık 150 nm kalınlığında saf altın(Au) ve saf alüminyum(%99,999) buharlaştırıldı. Bu işlemlerde 1mm çapında kontaklar oluşturmak için paslanmaz çelik maske kullanıldı. Bu işlemlerin sonucunda Au/P3HT-6H-SiC/Au ve Au/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al yapıları üretilmiş oldu.



Resim 3.7. Diklorürbenzen içine çözündürülen P3HT oluşan çözelti



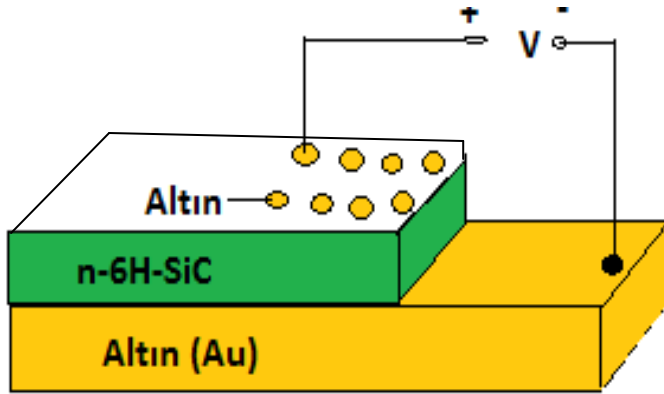
Resim 3.8. Numunelerin üretiminde kullanılan dönerli kaplama aygıtı



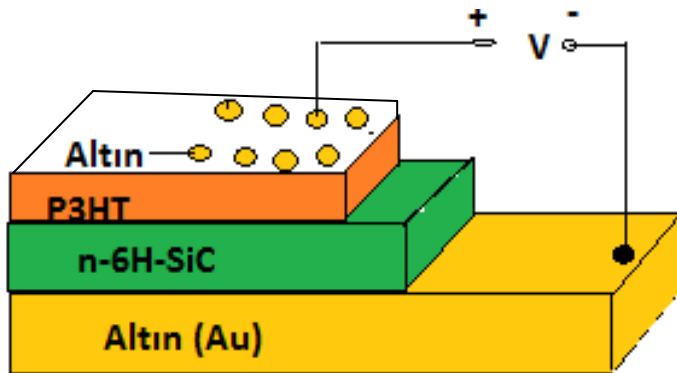
Resim 3.9. Doğrultucu kontağın oluşturulduğu maske



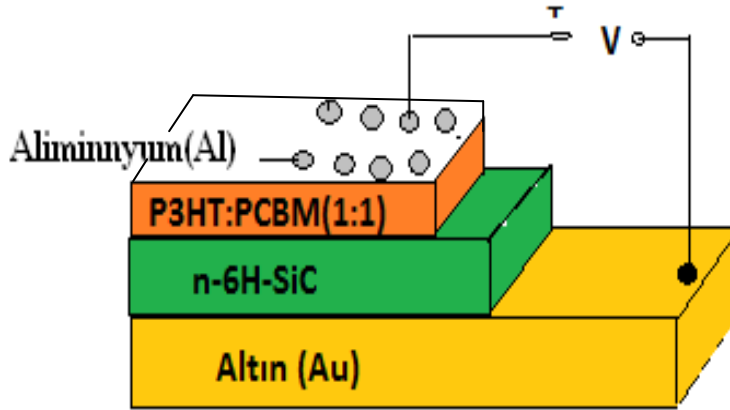
Resim 3.10. Üretilen Numuneler



Şekil 3.1. Au/n-6H-SiC/Au Diyotunun Diyagramı



Şekil 3.2 Au/P3HT-n-6H-SiC/Au Diyotunun Diyagramı



Şekil 3.3. Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al Diyotunun Diyagramı

3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

3.4.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği

Fiziksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Fotonik Araştırma Merkezi laboratuvarında yapıldı. Akım-Voltaj (I-V) ölçümleri için Keithley 2400 Sourcemeter kullanıldı. Ölçümler bilgisayara takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Akım-Gerilim (I-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenek Resim 3.5’de gösterilmiştir. Bir miktar ölçme denemelerinden sonra, numunelerin en iyi akım-gerilim ölçümlerinin -2V ile +3V voltaj aralığında olduğu belirlendi ve numunelerin akım-gerilim ölçümleri bu aralıkta yapıldı.



Resim 3.11. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek

3.4.2 Kapasitans-Gerilim (C-V) ölçüm düzeneği

Üretilen numunelerin kapasite özelliklerinin belirlenmesi için kapasitans-gerilim (C-V) ölçümleri yapıldı. Ölçümler için Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizmetre (5Hz–13MHz) kullanıldı. Ölçümler bilgisayara takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Kapasite-gerilim (C-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenek Resim 3.12’de gösterilmiştir. Numunelerin ölçümü 1Mhz frekansta ve -3V ile +2V aralığında gerçekleştirilmiştir.



Resim 3.12. Kapasite-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Akım –Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Metal ve yarıiletken arasında oluşturulmuş olan tabaka I-V karakteristiğine ilişkin yapısal parametreleri etkiler. Bu yapılarda; termiyonik emisyon (TE), difüzyon, termiyonik emisyon – difüzyon , T_0 etkili iletim , termiyonik alan emisyonu (TAE), alan emisyonu (AE), çok katlı tünelleme, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu, yaratılma–yeniden birleşme gibi değişik akım mekanizmaları etkili olabilir. Belirli bir sıcaklıkta tüm gerilim aralığında tek bir akım iletim mekanizması baskın olabileceği gibi, aynı anda iki veya daha fazla akım iletim mekanizması da baskın olabilir. Bu yüzden elde edilen karakteristiklerin açıklanması oldukça karmaşık olabilir. Yüzeyin hazırlık işlemleri (temizliği), oksit tabakasının önce kaldırılıp sonra oluşturulması metalden yarıiletken engeli yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, sıcaklık, voltaj gibi birçok parametre; akım iletim mekanizmasını etkileyen faktörlerdendir [51,52].

Tezin bu bölümünde, üretilen üç farklı diyotun akım–voltaj (I-V) karakteristiğinin ve bazı fiziksel parametrelerinin sıcaklığa bağlı grafikleri verildi.

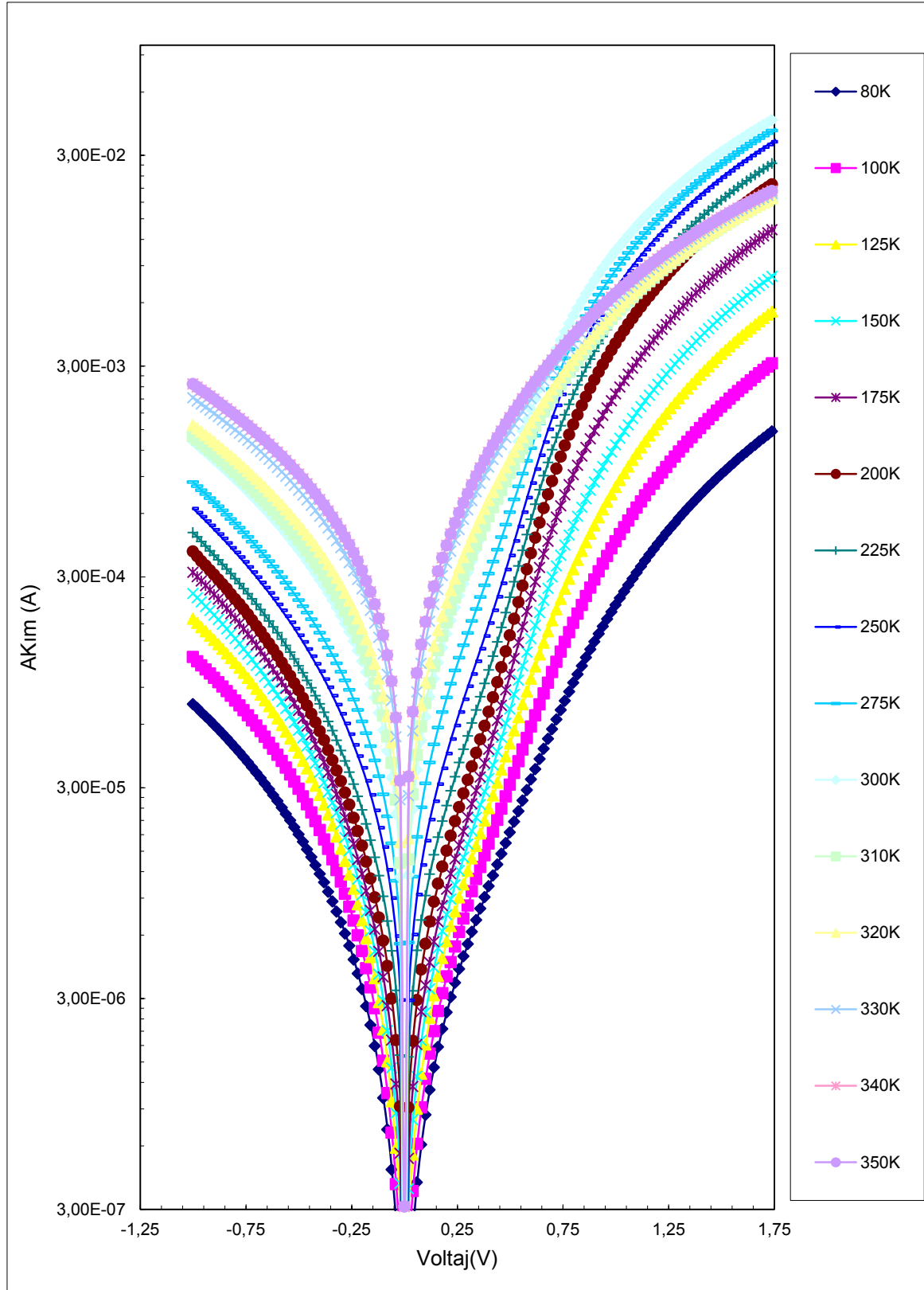
Termiyonik emisyon teorisine göre metal ile yarıiletken arasındaki akımı veren ifade;

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V-IR)}{nKT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V-IR)}{kT}\right)\right] \quad (4.1)$$

şeklindedir. Burada I_0 doyma akımıdır ve

$$I_0 = A A^{**} \exp\left(\frac{-q\Phi_{bo}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

ifadesi ile verilir. Burada A diyot alanı, Φ_{bo} engel yüksekliği, A^* Richardson sabiti, k Boltzman sabiti, T ise mutlak sıcaklıktır. SiC için Richardson sabiti $A^* = 72 \text{ Acm}^{-2} \text{K}^{-2}$



Şekil 4.1 Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 375K sıcaklık aralığında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi

olarak verilmiştir [53,54,55]. I_0 değeri LnI-V grafiğinin düz kısmının uzatılmasıyla dikey eksen kestiği noktadan bulunur($V=0$) .

Eş. 4.2’den sıfır beslem engel yüksekliği bulunabilir:

$$\Phi_{b0} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad (4.3)$$

İleri beslem bölgesinde LnI-V grafiğinin bir doğru vermesi beklenir. Eğer grafik doğrusal değilse, idealite faktörü birden büyüktür ve diyot akımında yalnız termiyonik emisyon modeli geçerli değildir. Bunun sebebi, arayüzey tabakasının varlığı ve tüketim bölgesindeki yeniden birleşme olabilir. İdealite faktörü(n) LnI-V grafiğinin eğiminden, Eş. 4.4 ile bulunur.

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (4.4)$$

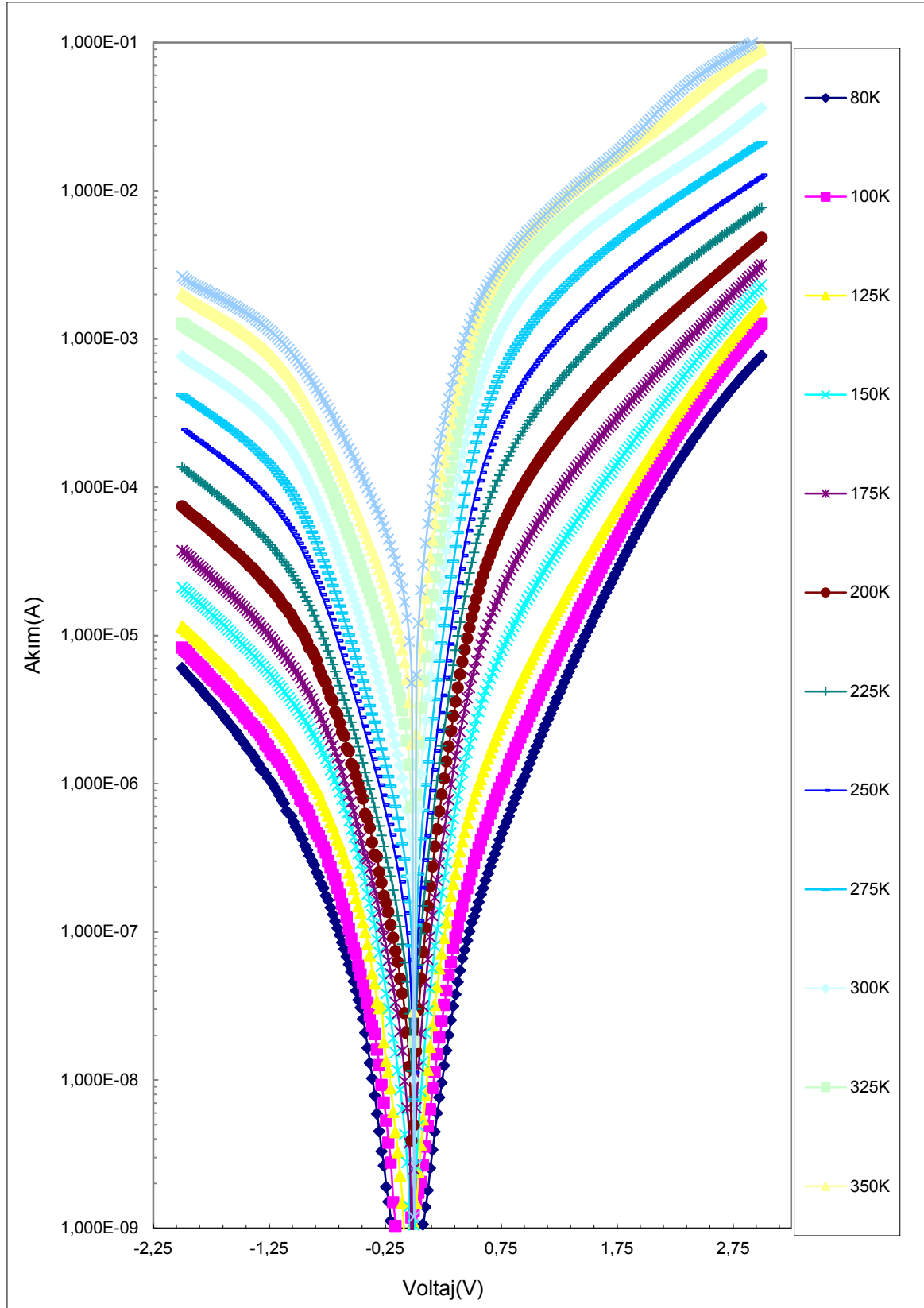
Çizelge 4.1. Au/6H-SiC/Au diyotunun 80K-350K sıcaklık aralığında I-V ölçümlerinden hesaplanan parametreleri

T(K)	$\Phi_{b0}(\text{eV})$	Φ_{b0} F(v)-V	Φ_{b0} H(l)-l	n l-v	n dV/dLn(l)-l	R(Ω) H(l)-l	R(Ω) F(v)-V	R(Ω) dV/dln(l)	$I_0(\text{A})$
80	0,221	0,220	0,221	6,4	6,1	719489,2	482770,279	881118,48	8,67E-11
100	0,276	0,275	0,274	5,2	5,3	377233,3	392045,288	464766,86	1,39E-10
125	0,337	0,334	0,328	4,6	5,2	85308,6	113815,290	92617,154	4,79E-10
150	0,400	0,398	0,390	3,8	4,2	23016,2	30019,543	25296,462	9,84E-10
175	0,465	0,468	0,450	3,0	3,6	7389,18	10656,040	8196,308	1,46E-09
200	0,517	0,525	0,500	2,7	3,3	2321,706	2698,917	2554,467	4,31E-09
225	0,567	0,571	0,557	2,5	3,0	817,422	1439,610	977,917	1,22E-08
250	0,609	0,615	0,589	2,3	2,8	374,361	598,467	411,980	3,81E-08
275	0,648	0,659	0,626	2,2	2,7	170,356	210,348	185,320	1,17E-07
300	0,682	0,692	0,659	2,1	2,6	83,620	112,865	90,900	3,66E-07
325	0,721	0,740	0,694	2,0	2,5	45,788	49,626	49,344	8,15E-07
350	0,740	0,756	0,712	2,0	2,5	22,320	27,893	24,117	3,18E-06

Üretimi yapılan üç diyota ait 80K ile 350K sıcaklık aralığındaki ölçümlerinden elde edilen akım-voltaj karakteristikleri Şekil4.1, Şekil4.2 ve Şekil4.3’de gösterilmiştir. Termiyonik emisyon modeline göre deneysel $\ln I-V$ grafiğinin ileri beslem bölgesindeki eğiminden idealite faktörü; kesme noktasından ise engel yüksekliği bulundu. Buna göre; Au/6H-SiC/Au için 80 K sıcaklıkta idealite faktörü 6,4; 350K sıcaklıkta 2,0 hesaplandı. Yine aynı sıcaklıklarda bulunan engel yükseklikleri ise sırası ile 0,221eV ve 0,74 eV bulundu. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyeti için 80K ile 350K sıcaklıklardaki idealite faktörleri sırasıyla 10,4 ve 2,3 bulundu. Bu diyet için aynı sıcaklıklarda bulunan engel yükseklikleri sırası ile 0,21eV ve 0,73 eV hesaplandı. Al/ P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/ Au için ise 80 K sıcaklıkta idealite faktörü ile engel yüksekliği sırası ile 18,9 ve 0,188 eV bulundu. 350K sıcaklıkta idealite faktörü ile engel yüksekliği ise sırası ile 4,9 ve 0,749eV olarak hesaplandı. Bulunan idealite faktörleri ile engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı grafikleri Şekil4.4, Şekil4.5 ve Şekil4.6 ‘da gösterilmiştir. Grafiklere bakıldığında, her üç diyotta da sıcaklık artarken idealite faktörü azalmakta ve engel yüksekliğinin ise artmakta olduğu görülmektedir. Bu durum diğer birçok araştırmacılar tarafından da gözlemlenmiştir [56,57,91,92]. Bunun sebebi bu iki parametrenin sıcaklığa kuvvetli bir biçimde bağlı olmasıdır [58-60].

Çizelge 4.2. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyetunun 80K-350K sıcaklık aralığında hesaplanan Parametreleri

T(K)	Φ_{bo} (eV)	Φ_{bo} F(v)-V	Φ_{bo} H(I)-I	n(I-V)	$\frac{n}{dV/d\ln(I)-I}$	R(Ω) H(i)-I	R(Ω) F(v)-V	R(Ω) dV/dln(I)	I_0 (A)
80	0,212	0,211	0,209	10,4	10,7	784994,8	861152,82	996647,00	3,57E-10
100	0,260	0,259	0,253	8,4	8,3	364766,8	442453,02	551330,15	9,16E-10
125	0,325	0,323	0,296	5,6	6,9	140963,4	226366,91	198399,57	1,51E-09
150	0,381	0,378	0,378	4,9	5,3	40721,33	77451,746	72235,892	4,34E-09
175	0,435	0,434	0,431	4,4	4,8	13356,256	24592,325	23423,385	1,06E-08
200	0,487	0,488	0,477	3,9	4,5	3988,790	6686,807	5259,096	2,46E-08
225	0,539	0,537	0,529	3,4	3,9	1556,460	4950,833	2057,785	4,94E-08
250	0,589	0,590	0,579	3,0	3,4	726,525	1243,615	817,138	9,59E-08
275	0,635	0,635	0,617	2,7	3,2	355,266	640,933	468,254	2,07E-07
300	0,670	0,672	0,650	2,5	3,0	190,408	276,762	245,230	5,88E-07
325	0,700	0,698	0,684	2,5	2,8	119,067	177,835	132,105	1,74E-06
350	0,731	0,727	0,706	2,3	2,9	85,493	129,360	103,508	4,24E-06



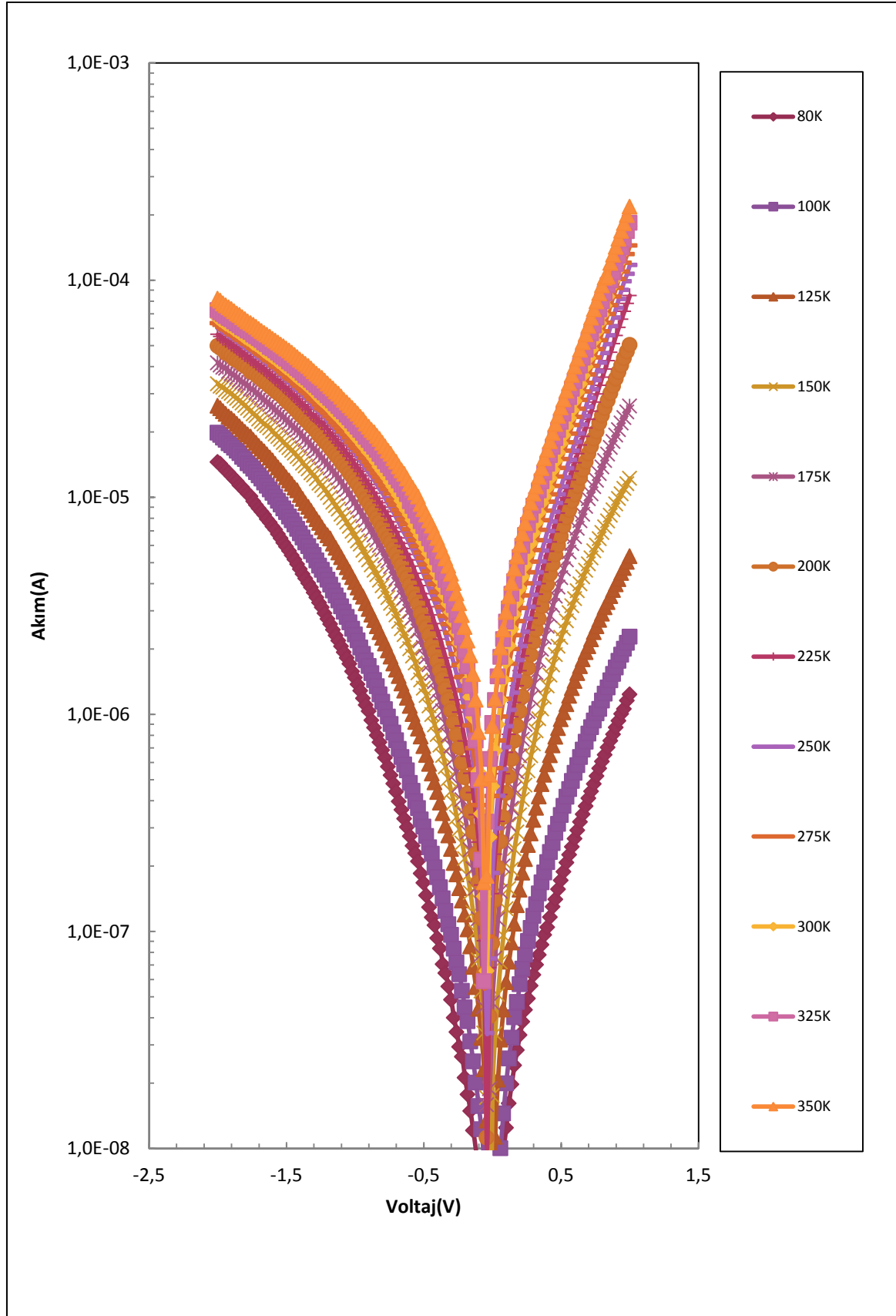
Şekil 4.2. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K sıcaklık aralığında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi

Metal ve yarıiletken arayüzündeki akım iletimi sıcaklığa bağlı olduğundan düşük sıcaklıklarda akım, düşük engel yüksekliğine sahip kısımları aşan akımlardan oluşur. Bundan dolayı engel yüksekliği düşerken idealite faktörü yükselir. Sıcaklığın artışıyla beraber, yeterli enerjisi olan daha çok elektron, engeli aşarken, bu da bariyer seviyesinin yükselmesini sağlarken idealite faktörünü düşürmektedir [60]. Düşük sıcaklıklarda bariyerin düşmesi ve idealite faktörünün artmasının bir diğer sebebi de ara yüzey durum yoğunluğu, ara yüzey bölgesindeki homojensizlikler ve ara bölgede düzensiz yük dağılımları gösterilebilir [61].

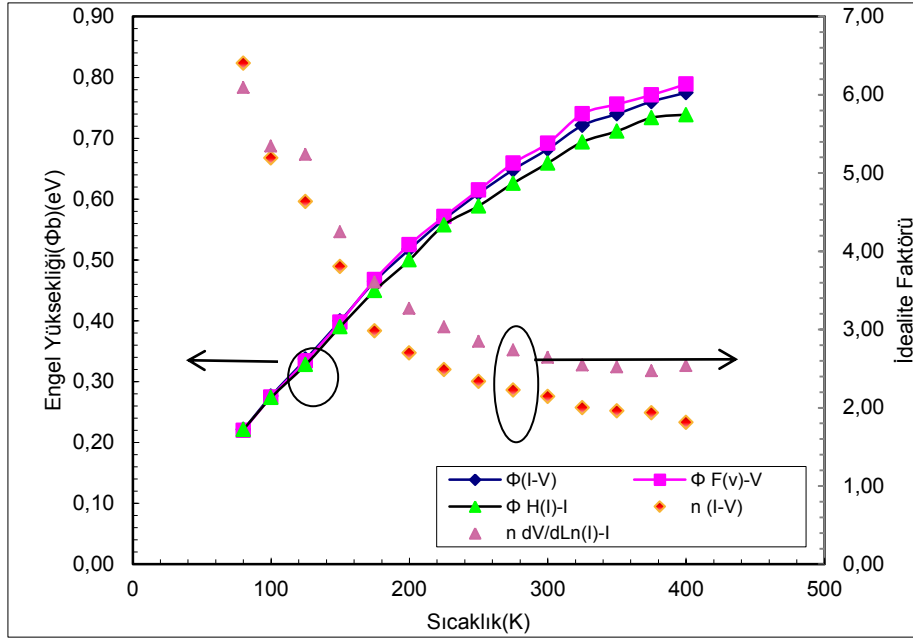
Çizelge 4.3. Au/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al diyotunun 80K-350K sıcaklık aralığında hesaplanan parametreleri

T(K)	Φ_{bo} (eV)	Φ_{bo} F(v)-V	Φ_{bo} H(l)-l	n (I-V)	n dV/dln(I)-I	R(Ω) H(l)-l	R(Ω) F(v)-V	R(Ω)dV/dln(I)	I_0 (A)
80	0,188	0,187	0,189	18,9	15,6	848080,73	507491,93	1475050,70	6,88E-09
100	0,237	0,234	0,237	12,9	11,4	418383,75	343053,26	709355,70	9,00E-09
125	0,289	0,257	0,289	10,5	9,3	152053,72	107484,05	235020,87	2,58E-08
150	0,342	0,340	0,344	8,6	7,2	61174,971	27779,517	112213,49	5,51E-08
175	0,394	0,391	0,395	7,3	6,5	30334,020	30165,304	54103,940	1,03E-07
200	0,445	0,443	0,445	6,7	6,1	18033,539	13532,995	30607,445	1,82E-07
225	0,496	0,491	0,497	6,2	5,4	13993,611	14699,245	24893,919	2,92E-07
250	0,550	0,543	0,553	5,6	4,6	13471,851	12762,908	24832,191	3,90E-07
275	0,597	0,591	0,598	5,4	4,7	10245,338	9413,151	17142,721	6,50E-07
300	0,649	0,642	0,653	5,3	4,1	9385,437	7335,756	16523,780	8,55E-07
325	0,696	0,688	0,702	5,0	3,8	7619,741	6705,049	15550,973	1,28E-06
350	0,749	0,739	0,752	4,9	3,6	6380,613	6170,923	12829,778	1,52E-06

Deneyisel veriler incelendiğinde, ileri beslem yarı logaritmik I-V grafiği düşük voltajlarda lineerlik gösterirken, yeterince yüksek voltajlarda lineerlikten sapmalar gözlemlendi. Şekil4.1 Şekil4.2 ve Şekil 4.3 incelenirse ileri voltaj bölgelerinde doğrusallıktan sapmalar olduğu görülebilir.

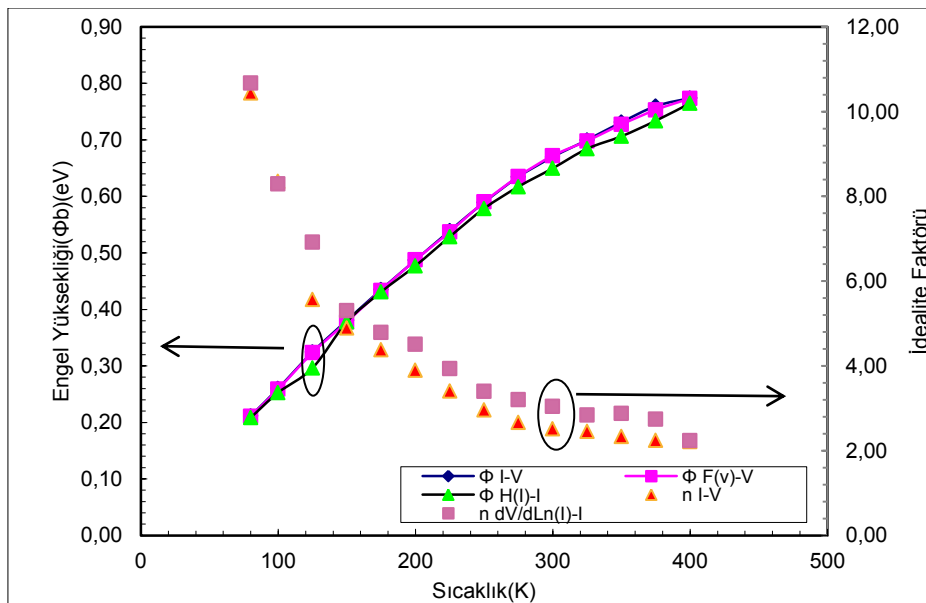


Şekil 4.3. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K sıcaklık aralığında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi

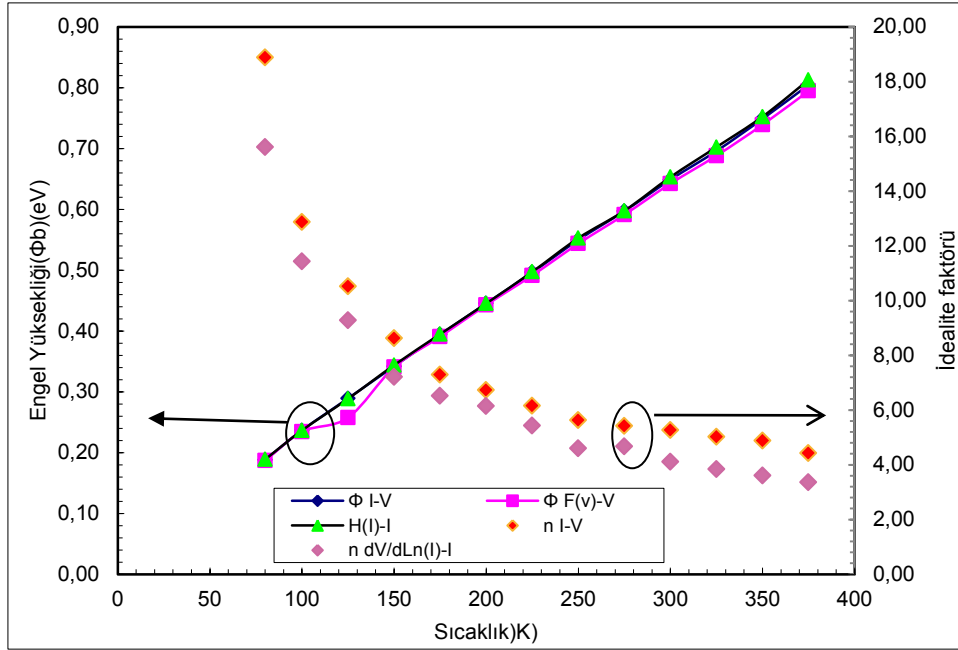


Şekil 4.4. Au/6H-SiC/Au diyotunun engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı grafiği

Bunun sebebi seri direnç etkisi, arayüzey durumları ve üretimde kullanılan altın ile 6H-SiC arasında kaplanan P3HT ve P3HT:PCBM(1:1) tabakaların varlığına bağlanabilir [11,12,99]. İdealite faktörünün birden farklı çıkmasının diğer sebebi, tüketim bölgesindeki elektron ve deşik rekombinasyonu ya da artan voltaj ile birlikte artan difüzyon akımı olabilir [64].

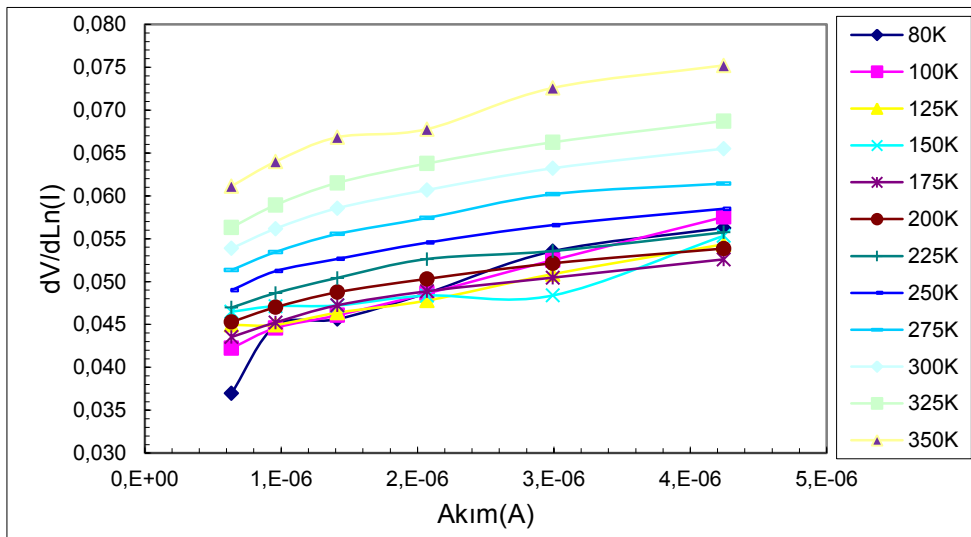


Şekil 4.5. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklık ile değişimi

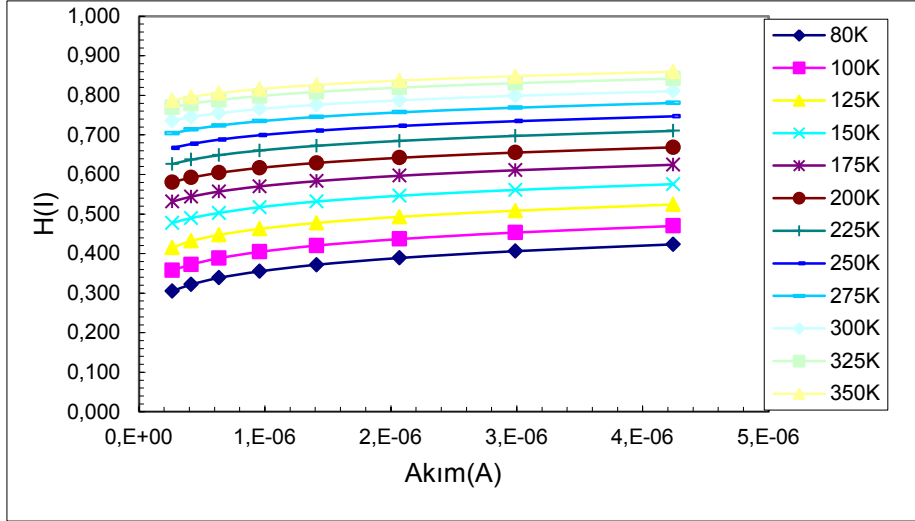


Şekil 4.6. Au/P3HT:PCBM-6H-SiC/Al numunesinin engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklık ile değişimi

Bazı araştırmacılara göre, idealite faktörünün 1 ile 2 arasında bir değerde çıkması difüzyon akımıyla birlikte rekombinasyon akımlarının da varlığını gösterirken, idealite faktörünün 2'den büyük olması durumunda ise rekombinasyon akımları baskın olmaktadır. Benzer sonuçlar diğer araştırmacılar tarafından da rapor edilmiştir [65-67].

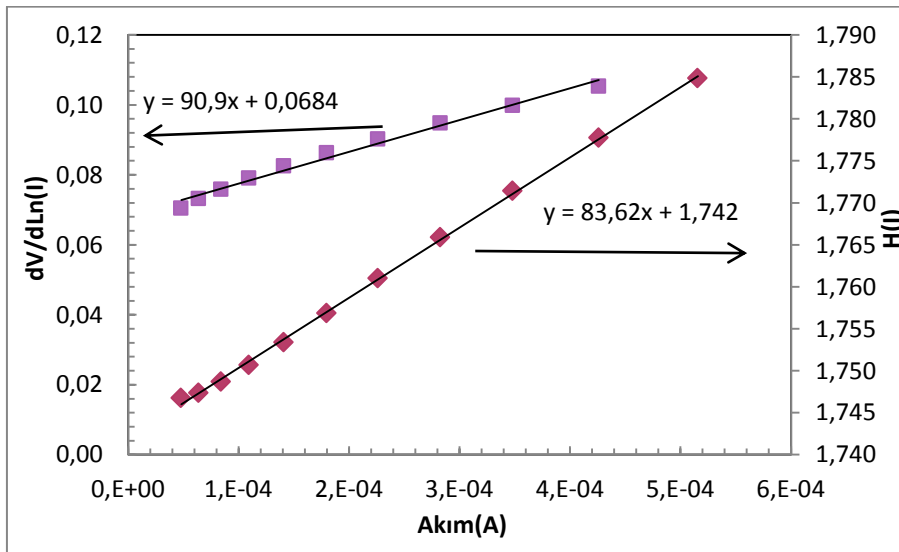


Şekil 4.7. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K sıcaklık arasında $dV/d\ln(I)$ 'nin akıma göre grafiği



Şeki l4.8. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $H(I)$ 'nın akıma karşı grafiği

Termiyonik emisyon modeline göre hesaplanan engel yüksekliklerinin her üç numunede de artan sıcaklık ile arttığı görülmektedir. Özellikle 300K sıcaklıktaki engel yükseklikleri incelendiğinde engel yüksekliğindeki değişimler gözlemlenebilir. Polimersiz Au/n-6H-SiC/Au diyotu ile Au/P3HT:PCBM(1:1)-n-6H-SiC/Al diyotunun engel yükseklikleri karşılaştırıldığında önemli bir değişim olduğu görülmüştür. Bu durum, arayüzeyde oluşturulan organik polimer tabakalarının akım iletimini etkilediğini gösterir. Diyotlardaki ara yüzey tabakası nedeniyle bu bölgeye düşen voltaj azalır. Bu da engel yüksekliğinin değişimine sebep olur. Sonuç olarak bu durum numunelerin ideallikten uzaklaştırırken, engel yüksekliğinin uygulanan voltaja bağlılığını göstermektedir [99].



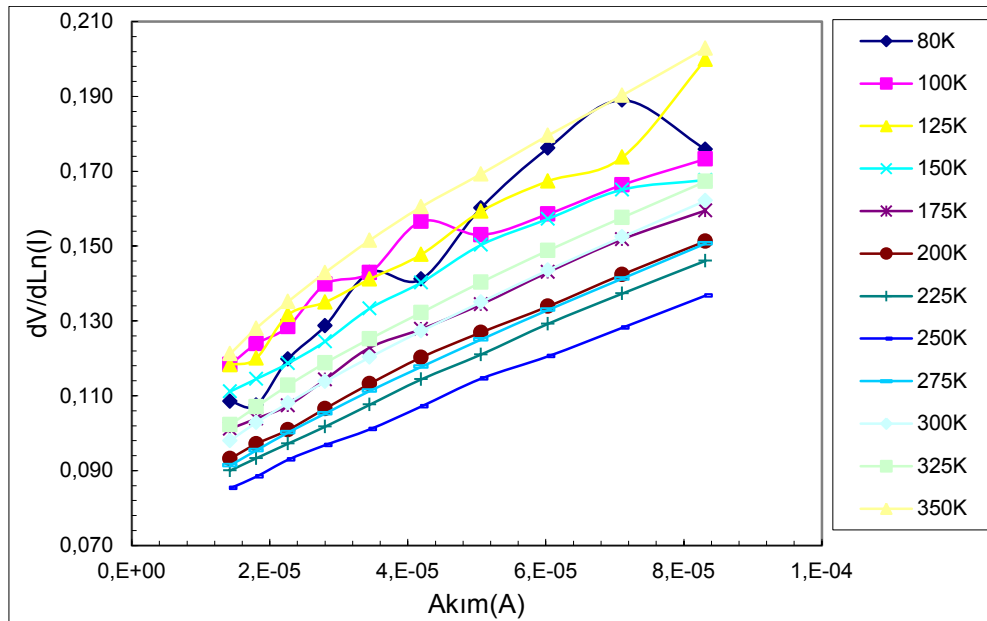
Şekil 4.9. Au/6H-SiC/Au için 300K sıcaklıkta $H(I)$ ve $dV/d\ln(I)$ 'nın akıma göre grafiği

Schottky bariyerli diyotlarda seri direnç, yapının elektriksel parametreleri içerisinde önemli bir yer kaplar. Çünkü akım iletim mekanizması seri dirençle yakından ilişkilidir. Seri direnci bulmak için bir takım modeller önerilmiştir. Bunlardan ilki Cheung- Cheung metodur[62]. Bu metoda göre akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinde türetilen $dV/d\ln(I)$ -I ve $H(I)$ -I fonksiyon grafiklerini kullanarak diyotun temel parametreler olan n , R_s ve Φ_b 'yi hesaplamak mümkündür;

$$dV/d\ln(I) = nkT/q + IR_s \quad (4.5)$$

$$H(I) = IR_s + n\Phi_b \quad (4.6)$$

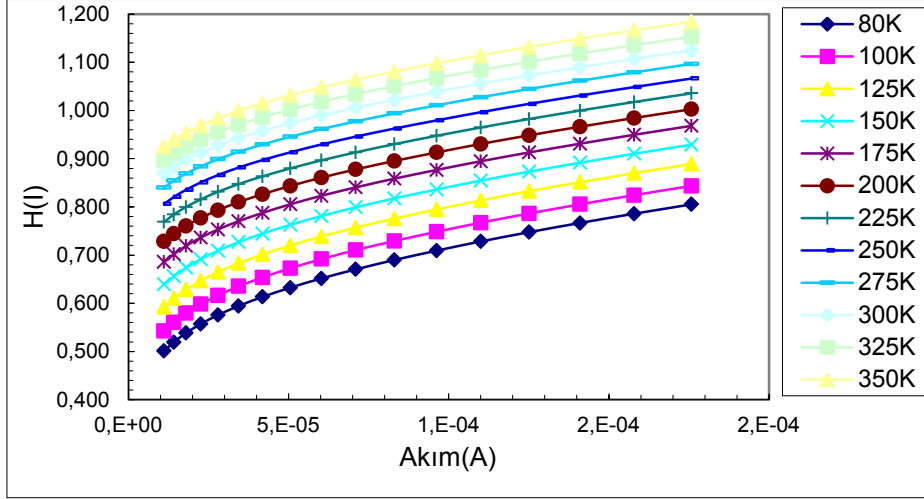
Eş.4.5 ile Eş.4.6'da görüldüğü gibi $dV/d\ln I$ -I grafiğinin eğiminden seri direnç, y eksenini kesme noktasından ise idealite faktörü bulunur. $H(I)$ -I grafiğinin eğiminden ise yine seri direnç, $dV/d\ln(I)$ -V grafiğinden bulunan idealite faktörü kullanılarak, kesim noktasından engel yüksekliği bulunur.



Şekil 4.10. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $dV/d\ln(I)$ 'nın akıma karşı grafiği

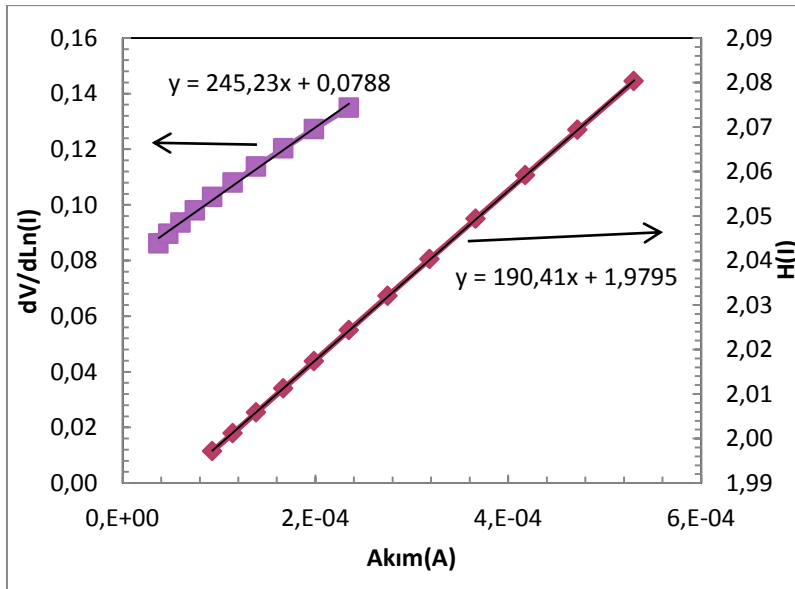
Bu metot kullanılarak 80K-350K geniş sıcaklık aralığında, seri direnç idealite faktörü ve engel yükseklikleri hesaplandı. Hesaplanan değerler Çizelge 4.1, Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3'de gösterildi. Ayrıca her sıcaklık için $H(I)$ -I grafiği ile $dV/d\ln I$ -I grafiği Şekil

4.7,8,10,11,13,14 gösterildi. Şekil 4.8, Şekil 4.12 ve Şekil 4.15 ise 300 K sıcaklıkta her bir numune için kullanılan iki farklı hesaplama yöntemi gösterilmiştir.



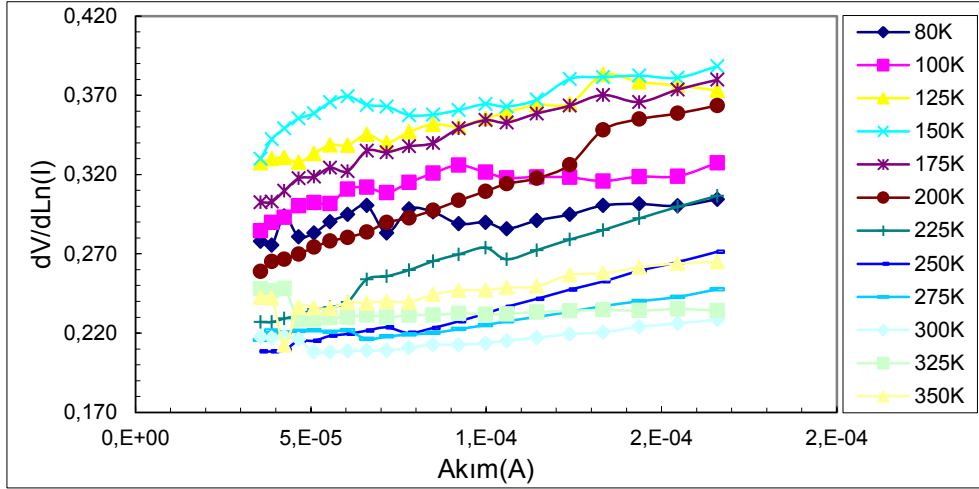
Şekil 4.11. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $H(I)$ 'nin akıma karşı grafiği

Buna göre; Au/6H-SiC/Au diyotu için $H(I)$ -I ve $dV/d\ln I$ -I grafiklerinden direnç değerleri 80K sıcaklıkta sırasıyla 719k Ω ile 881k Ω ve 350 K sıcaklıkta 22 Ω ve 24 Ω olarak hesaplandı.



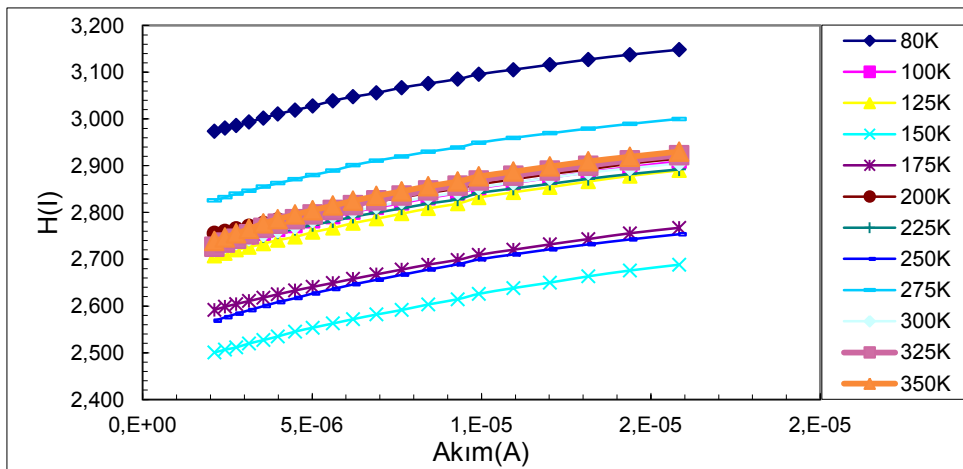
Şekil 4.12. Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesinin 300K sıcaklıkta $H(I)$ 'nin ve $dV/d\ln(I)$ akıma göre grafiği

Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotu için 80 K sıcaklıkta yine sırasıyla 784 k Ω ve 996 k Ω bulunurken 350 K sıcaklıkta 85 Ω ve 103 Ω olarak hesaplandı. Al/ P3HT:PCBM/ SiC/ Au için 80K sıcaklıktaki direnç değerleri aynı şekilde sırasıyla 848k Ω ve 1475k Ω iken 350 K sıcaklıkta ise direnç değerleri, 6 k Ω ile 12 k Ω olarak bulundu.



Şekil 4.13. Au/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al numunesinin 80K ile 350K sıcaklık aralığında $dV/d\ln(I)$ 'nin Akıma karşı grafiği

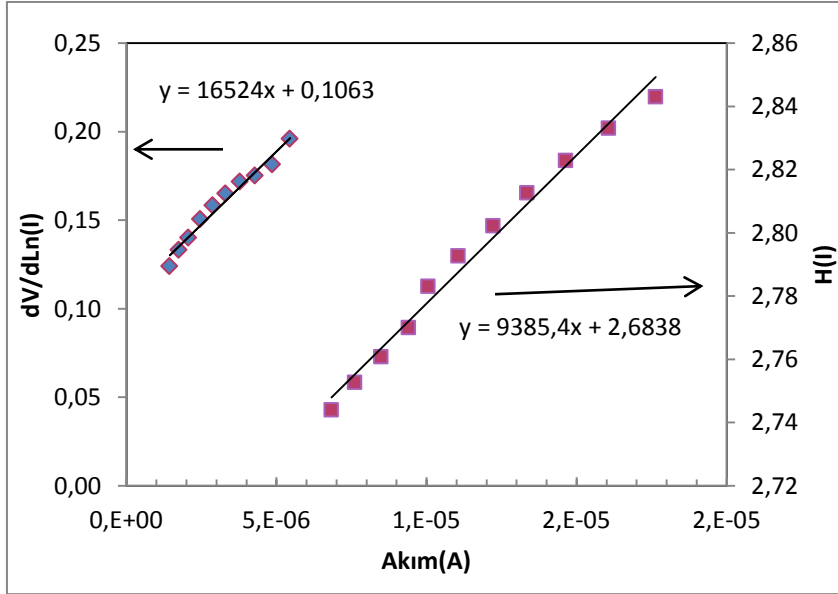
Üretimi yapılan diyotların her biri için yapılan hesaplamalarda her iki yöntemde kullanılarak bulunan değerlerin birleriyle uyumlu olduğu görülmektedir. Her bir sıcaklık için hesaplanan ve iki yöntemle de bulunan dirençlerin azalan sıcaklıkla arttığı görülmektedir.



Şekil 4.14. Au/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al numunesinin 80K ile 350K sıcaklık arasında $H(I)$ 'nin akıma karşı grafiği

Bunun sebebi sıcaklık azalmasıyla serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasıdır [63].

Yine yarıiletkenin yüksek direncinden dolayı standart $\ln I$ - V eğrisine göre Norde yöntemi engel yüksekliğini hesaplamada daha uygun bir metottur. Aynı zamanda direnç hesaplamak için geliştirilen bu yöntemin dezavantajı ise minimum noktanın tanımlanmasındaki zorluklardır[68]. Norde teoremine göre Norde Fonksiyonu;



Şekil.4.15. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au numunesinin 300 K sıcaklıkta $dV/d\ln(I)$ ve $H(I)$ 'nin akıma göre grafiği.

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I(V)}{A A^{**} T^2} \right) \quad (4.7)$$

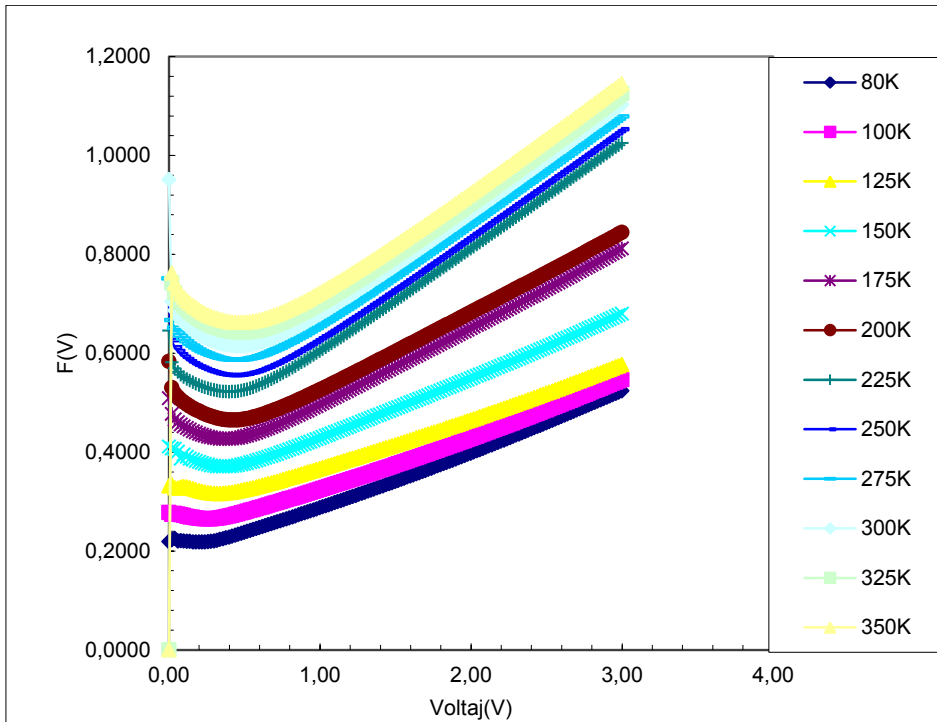
Şeklinde dir. Burada $\beta = q/kT$ ve γ ise idealite(n) den büyük bir sayı olmak üzere $F(V)$ - V grafiği bir minimumdan geçer. $F_{\min}$ değerine karşılık gelen $V_{\min}$ değeri olmak üzere ;

$$\varphi_b = F_{\min} + \frac{V_{\min}}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.8)$$

Denkleminde engel yüksekliği hesaplanır. Ayrıca $V_{\min}$ değerine karşılık gelen akım ($I_{\min}$) olmak üzere;

$$R = \frac{kT(\gamma - n)}{q I_{\min}} \quad (4.9)$$

direnç hesaplanabilir. Bu yöntemle göre hesaplanan her üç numuneye ait direnç (R) engel yüksekliği(Φ_b) değerleri Çizelge4.1 Çizelge4.2 ve de Çizelge4.3’de gösterilmiştir. Ayrıca Norde fonksiyonun F(V)’nin voltaja(V) karşı grafikleri Şekil4.16, Şekil4.17 ve Şekil4.18 ‘de gösterilmiştir. Bu yöntemle bulunan direnç değeri ile Cheung- Cheung yöntemiyle hesaplanan dirençlerle uyum içinde olduğu Çizelge4.1 ve Çizelge4.2 ve Çizelge4.3’de görülebilir. Bunun yanında Şekil.4.19’da ise her üç numunenin 300 K sıcaklıktaki Norde fonksiyonlarının voltaja bağlı grafiği verilmiştir.



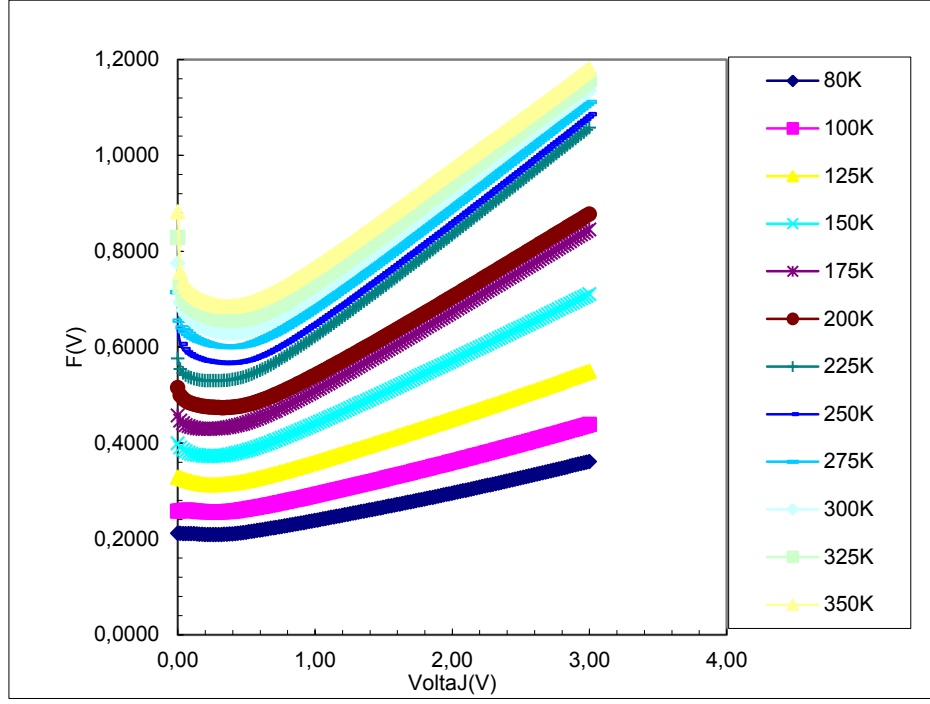
Şekil 4.16. Au/6H-SiC/Au numunesinin 80-350K sıcaklık aralığında F(V)-(V) grafiği

Engel yüksekliğini hesaplamamanın bir değer yolu da Richardson eğrisi olarak bilinen yöntemdir. Bunun göre bu eğriyi veren denklem;

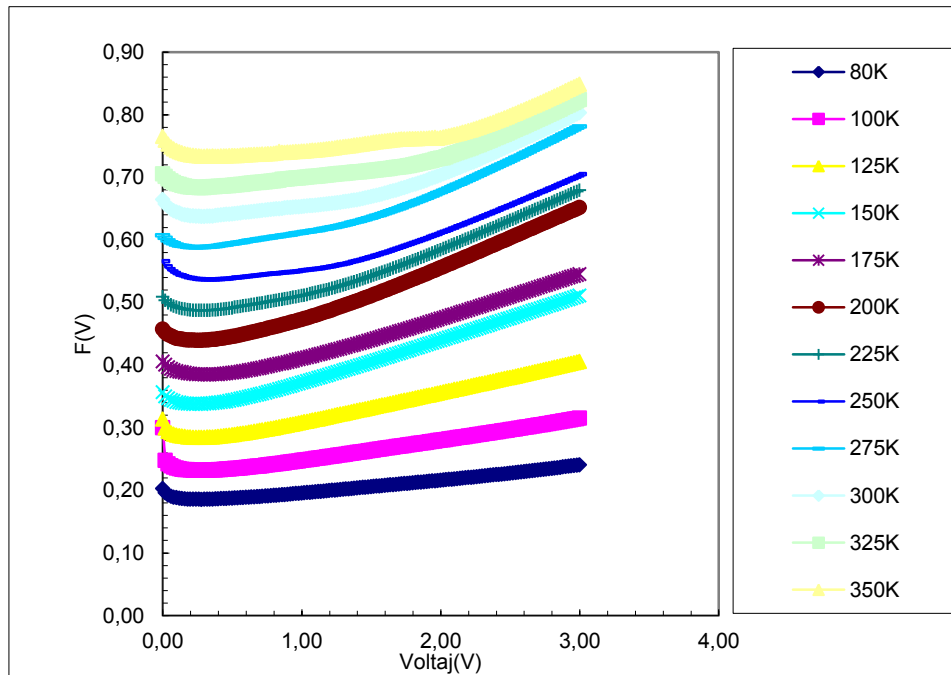
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^{**}) - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (4.10)$$

Bu eşitliğe göre $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ göre grafiği doğrusal bir çizgi vermesi beklenir. Bu grafiğin eğimi sıfır Kelvin ‘deki engel yüksekliğini verir(Φ_{b0}) (aynı zamanda bu değer aktivasyon enerjisine de eşittir) dikey ekseni kestiği noktadan ise Richardson sabiti (A^*),

hesaplanır. Buna göre her üç numuneye ait deneysel datalar sonucu çizilen $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ grafiği Şekil4.20, Şekil4.21 ve Şekil4.22’de gösterilmiştir.



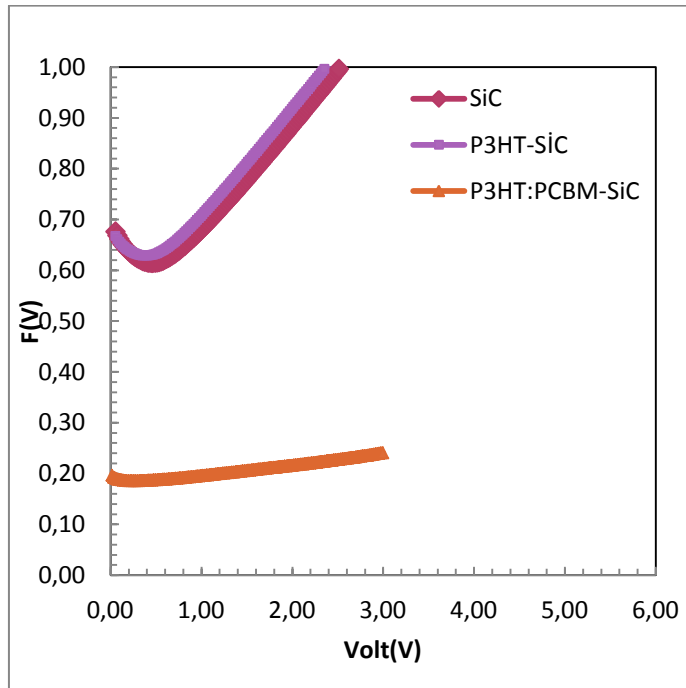
Şekil 4.17. Au/P3HT:6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K sıcaklık aralığında $F(V)$ 'nın Voltaja(V) göre grafiği



Şekil 4.18. Al/P3HTPCBM(1:1):6H-SiC/Au numunesinin 80K ile 350K arasında $F(V)$ 'nın Voltaja(V) karşı grafiği

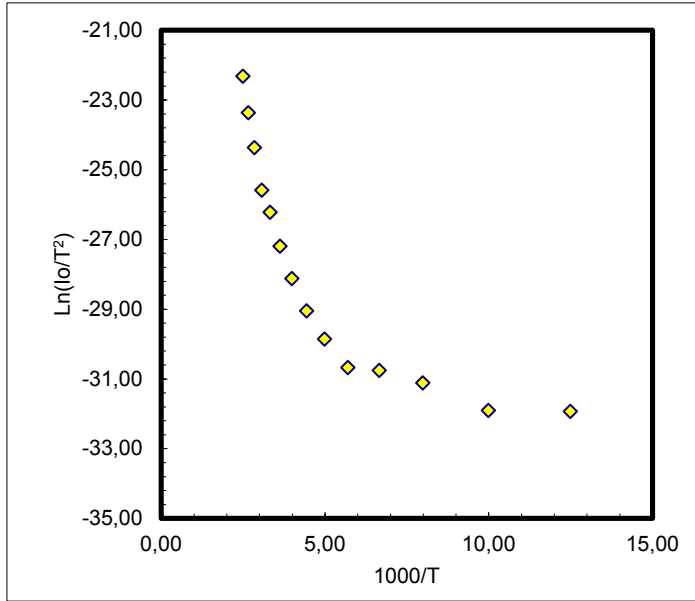
Buna göre; Au/6H-SiC/Au için hesaplanan Richardson değeri ile sıfır beslem engel yüksekliği sırası ile $6,11 \times 10^{-5} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,291eV olarak hesaplandı. Benzer hesaplamalar yapılarak; Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesi için sırasıyla $1,26 \times 10^{-5} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,361eV, Al/ P3HT:PCBM/ SiC/ Au için ise sırasıyla $4,31 \times 10^{-9} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,291 eV değerleri bulundu. Bu sonuçların her biri incelendiğinde 6H-SiC bilinen Richardson sabitinin (A^*) $72 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ değerinden oldukça farklı olduğu açıkça görülmektedir [53-55].

Nitekim bu sonuç diğer araştırmacılar tarafından da benzer bir şekilde bulunmuştur [54,55]. Richarson eğrisindeki bu sapma engel yüksekliğinin homojen olmamasına ve düşük ya da yüksek engel bölgelerinin olduğu arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarından kaynaklanabilir[69]. Deneysel akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilen Richardson değerinin(A^*), bariyerin uzaysal homojensizliğinden ya da gerçek etkin kütlesinin hesaplanandan farklı olmasından kaynaklanabilir [70].

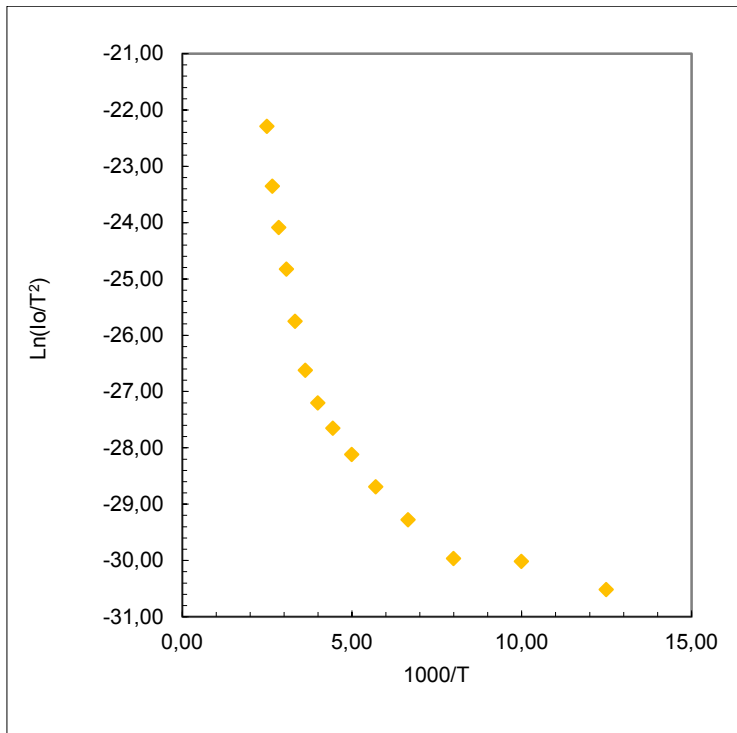


Şekil.4.19. üretilen üç numunenin 300K sıcaklıktaki F(V)'nin Voltaja göre grafiği

Önceki bir çok çalışmalara göre, sıcaklığın azalmasıyla birlikte bariyer yüksekliği azalırken, idealite faktörü de artmaktadır [71-74]. Oluşan bu durumun bir diğer nedeni ise Schmitsdorf ve arkadaşlarına göre engel yüksekliğinin homojen olmayan farklı bariyer yüksekliklerden oluşmasıdır [75,93,94].

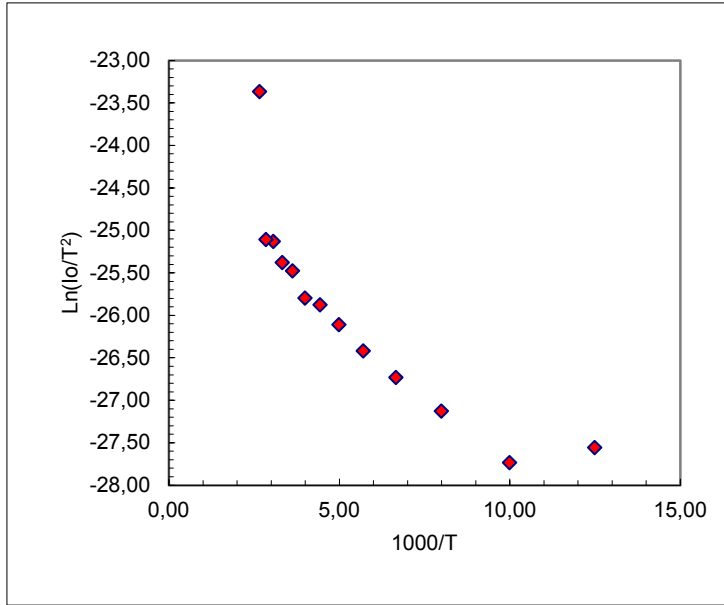


Şekil 4.20. Au/6H-SiC/Au diyotuna ait $\text{Ln}(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.

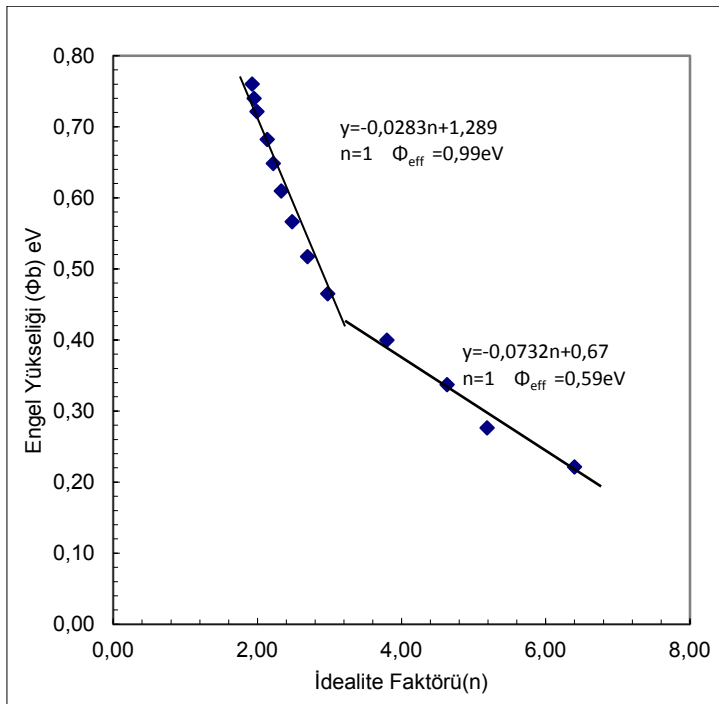


Şekil 4.21. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotuna ait $\text{LN}(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.

Tung'a göre sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_0) ile idealite(n) arasında doğrusal bir ilişki vardır. Deneysel sonuçlardan elde ettiğimiz engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre çizilen eğrileri Şekil4.23 Şekil4.24 ve Şekil4.25'de gösterildi.



Şekil 4.22. Al/P3HT:PCBM-6H-SiC/Au diyotuna ait $\ln(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.

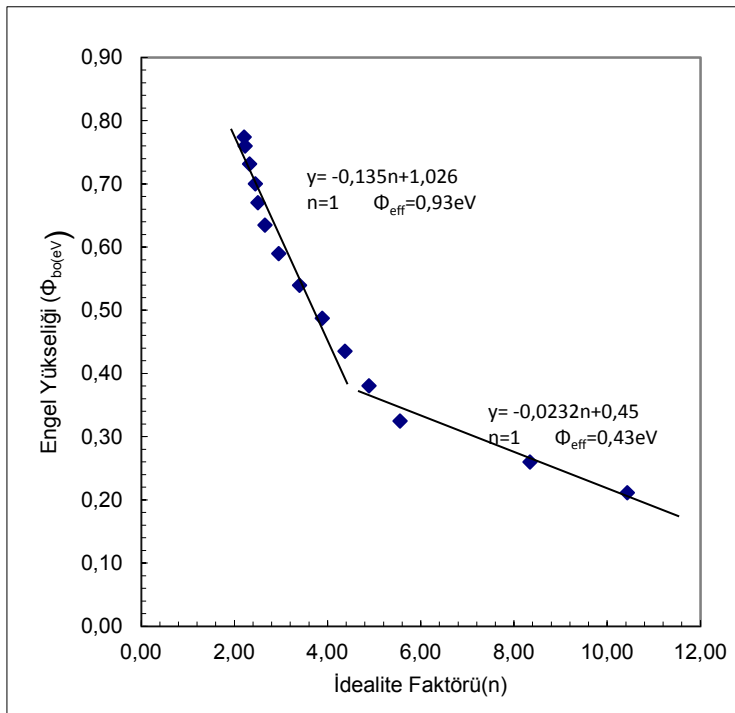


Şekil 4.23. Au/6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{bo})'nin idealite faktörüne(n) göre grafiği

Şekiller dikkatlice incelenirse engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre grafiklerinde iki ayrı doğrusal bölge olduğu görülür. Bu iki ayrı lineer bölgenin bulunması, bariyer yüksekliğinin homojen olmaması ile açıklanabilir [76].

Şekil4.23, Şekil4.24 ve Şekil4.25'e göre homojen bariyer yükseklikleri; $n=1$ değeri için engel yüksekliği eksenini kestiği noktadan bulundu. Buna göre Au/6H-SiC/Au diyotu için (80K-150K arası) 1. Bölge (GD1) için engel yüksekliği 0,596 eV bulunurken, (175K-375K arası) 2. Bölge (GD2) için ise 0,996 eV bulundu. Yine Şekil 4.17'e göre Au/P3HT-6H-SiC/Au için 1. Bölge (GD1) (80K-150K arası) engel yüksekliği 0,43 eV bulunurken, 2. Bölge (GD2) (175K-350K arası) 0,93 eV olarak bulundu.

Al/P3HT:PCBM/ SiC/ Au için ise (80K-150K arası) 1.bölge (GD1) için engel yüksekliği 0,386eV iken; (175K-350K arası) 2. Bölge(GD2) 1,281eV olarak hesaplandı. Bu sonuçlar akım iletim mekanizmasının termoiyonik emisyon modeline uymadığı gibi deneysel olarak çalışılan bu diyotlarda engel yüksekliğinin homojen olmadığını da göstermiştir [77].



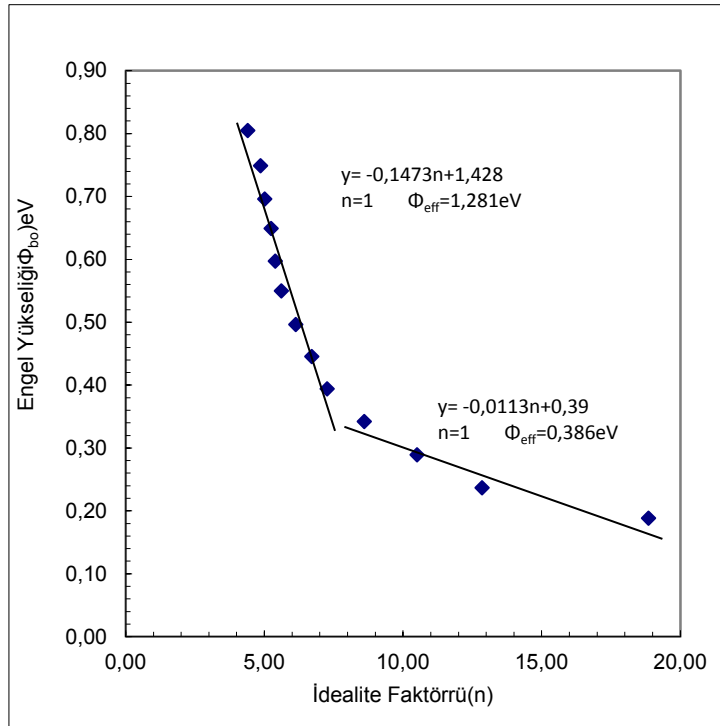
Şekil 4.24. Au/P3HT-6H-SiC/Au engel yükseliği(Φ_{bo})'nin idealite faktörüne(n) göre grafiği

Termoiyonik emisyon(TE) modeline göre incelenerek elde edilen deneysel parametrelerdeki bu sapmaları açıklamak için Song ve arkadaşları tarafından engel yüksekliğinin Gaussian dağılım (GD) modeli geliştirilmiştir. Onlara göre Akım-Voltaj karakteristiklerindeki bu sapmanın temelinde bariyer yüksekliğinin uzaysal homojensizliği yatmaktadır. Uzaysal homojensizlik, Gaussian Dağılımı $P(\Phi_{bo})$ ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo}$) ve standart sapmanın(σ_0) bir fonksiyonu olarak [78-80];

$$P(\Phi_{bo}) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_{bo} - \bar{\Phi}_{bo})^2}{2\sigma_0^2} \right] \quad (4.11)$$

şeklinde yazılabilir. Bu dağılıma göre, oluşan diyottaki akım ise;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\Phi_{bo}, V) P(\varphi_{bo}) d\varphi \quad (4.12)$$



Şekil 4.25. Al/P3HT:PCBM(1:1) 6H-SiC/Au diyotuna engel yüksekliği(Φ_{bo})'nin idealite faktörüne(n) göre grafiği

ifadesi ile verilir. Buradaki $I(\Phi_{bo}, V)$ terimi termiyonik emisyon modelindeki voltaja ve de sıfır beslem engel yüksekliğine bağlı akımı vermek üzere Eş.4.1, Eş.4.11 ve Eş.4.12 kullanılarak engel yüksekliği modifiye edilirse;

$$I(V) = AA * \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi}_{bo} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap}kT} \right) \left[1 - \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.13)$$

bulunur. Burada doyma akımı(I_0)

$$I_0 = AA * \exp \left(-\frac{\varphi_{ap}}{kT} \right) \quad (4.14)$$

olarak tanımlanmıştır. Buna göre TE modeline göre bulunan Φ_{bo} ve idealite faktörünün(n) değerleri yerine Φ_{ap} ve n_{ap} değerleri tanımlanmıştır [78]. Bu modele göre;

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{bo}(T = 0) - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \quad (4.15)$$

Buna göre Φ_{ap} deneysel olarak ölçülen engel yüksekliği, σ_0 ise standart sapma ve $\bar{\Phi}_{bo}$ ise ortalama engel yüksekliğidir. Engel yüksekliği hesaplamalarında standart sapmanın(σ_0) sıcaklığa bağıllığı genellikle küçük olduğu için ihmal edilebilir [81].

Bu modele göre İdealite faktörünün sıcaklığa bağıllığı;

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.16)$$

ifadesiyle verilir. Burada n_{ap} deneysel olarak hesaplanan idealite faktörünü, ρ_2 ve ρ_3 engel yüksekliğinin dağılımına bağlı voltaj sabitleridir. Voltaj sabitleri ile ortalama engel yüksekliği ile standart sapma arasında doğrusal bir ilişki vardır. Buna göre;

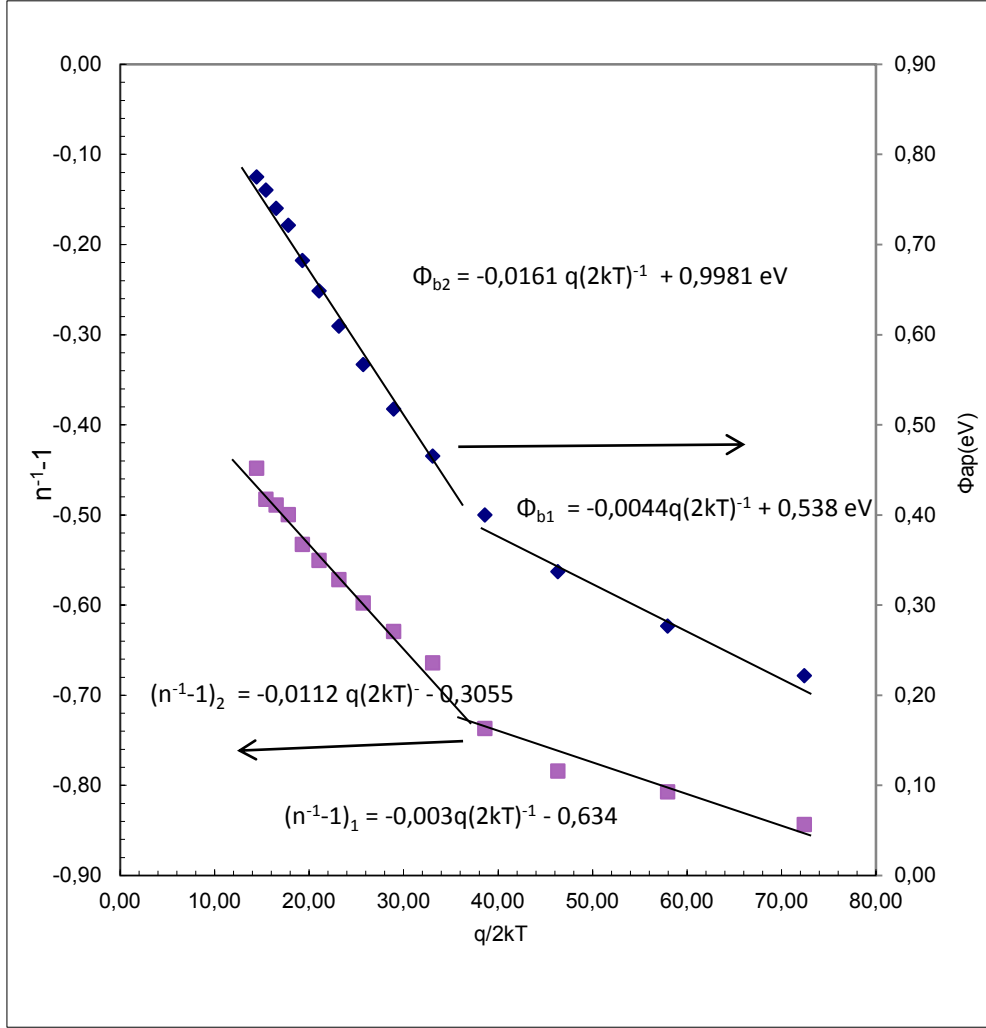
$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{bo} + \rho_2 V \quad (4.17)$$

$$\sigma_0 = \sigma_0 + \rho_3 V \quad (4.18)$$

Eş.4.16 , Eş.4.17 ve Eş.4.18’de görüldüğü gibi voltaj sabitleri sıcaklığa bağlı ve standart sapma miktarı ile ortalama engel yüksekliğini etkileyen önemli parametrelerdir. Özellikle standart sapma miktarı ne kadar düşükse engel yüksekliği de o ölçüde homojendir. Üretilen numunelerin engellerinin homojenlik analizlerini yapmak için Eş.4.15 ve Eş.4.16 kullanıldı. Bu denklemlere göre Φ_{ap} ’ in $q/2kT$ göre grafiğinin bir doğru vermesi beklenir. Bu doğrunun eğiminden standart sapmayı(σ_0) ve de düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliğini ($\bar{\Phi}_{bo}$) bulunur.

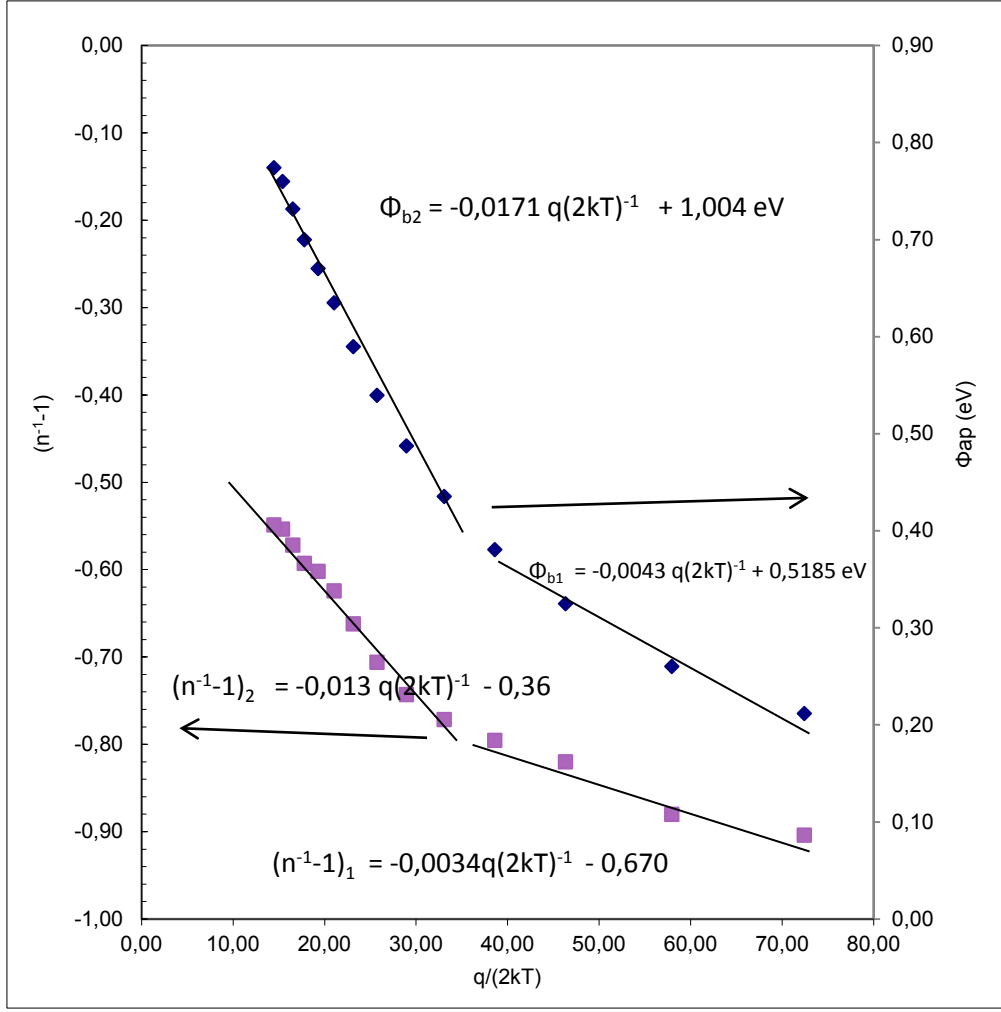
Yine aynı şekilde $(n_{ap}^{-1}-1)$ ’ in $q/2kT$ ’ ye göre grafiğinin de bir doğru vermesi beklenir. Bu doğrunun eğimi ρ_3 , düşey eksenini kesme noktasından ise ρ_2 bulunur. Buna göre üretilen numunelerimizin deneysel dataları analiz edildiğinde Au/6H-SiC/Au numunesi için çizilen

Φ_{ap} in $q/2kT$ 'ye grafiği ve $(n_{ap}^{-1}-1)$ ' in $q/2kT$ ' ye göre grafiği Şekil4.26'da verilmiştir. Şekil4.26 incelendiğinde iki doğrusal bölge olduğu görülebilir. Buna göre ilk bölgeden (80K-150K arası) elde edilen ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo1}$) 0,53eV ve standart sapma(σ_{01}) ise 0,066V olarak bulundu.



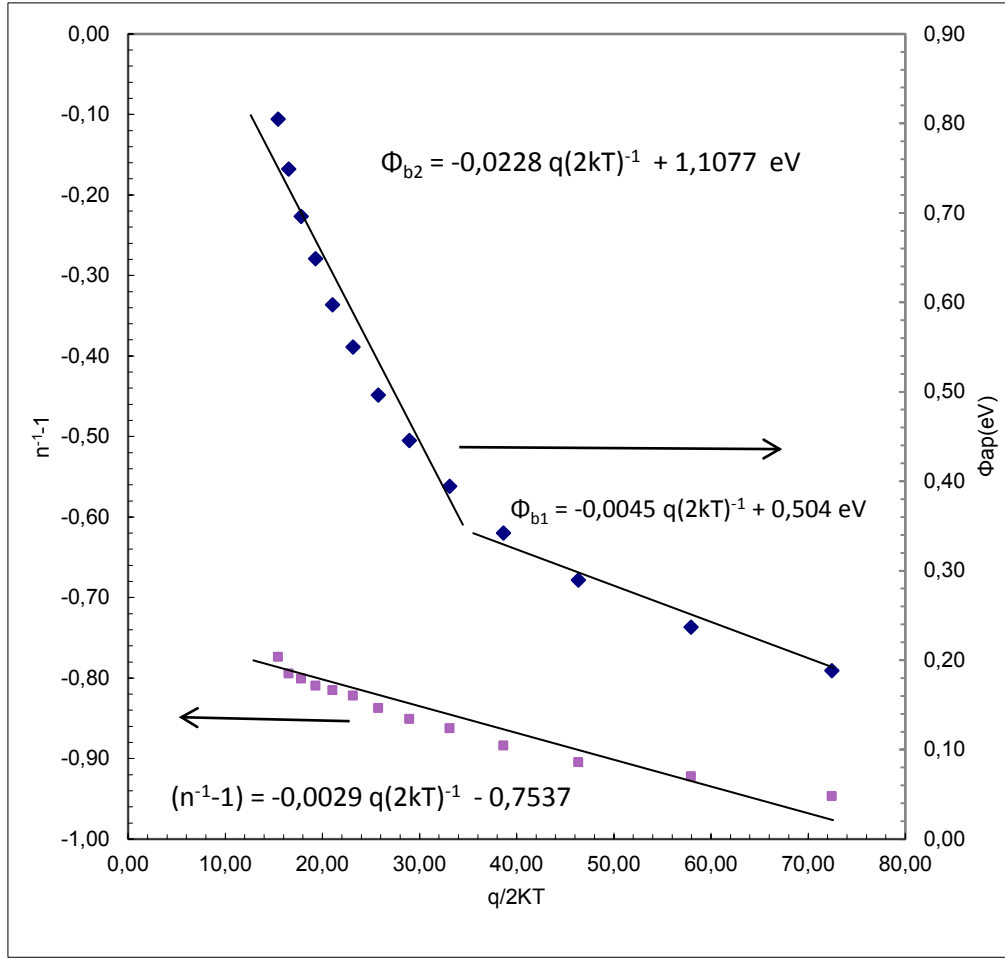
Şekil 4.26. Au/6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği(Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği

İkinci bölge (175K-350K) ise elde edilen ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo2}$) ve standart sapma (σ_{02}) sırası ile 0,99 eV ve 0,126 V dur. Voltaj sabitlerini bulmak için Şekil4.19 incelendiğinde iki doğrusal bölge olduğu görülür. İlk bölge (80K-150K arası) elde edilen voltaj sabitleri ρ_2 ve ρ_3 sırası ile -0,634V ve -0,003V olarak hesaplandı. İkinci bölge (175K-375K arası) ise ρ_2 ve ρ_3 değerleri sırası ile -0,305V ve -0,0112V olarak hesaplandı.



Şekil 4.27. Au/P3HT-6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği (Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği

Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesi için çizilen Φ_{ap} 'in $q/2kT$ 'ye grafiği ve $(n_{ap}^{-1}-1)$ 'in $q/2kT$ 'ye göre grafiği Şekil 4.27'de verilmiştir. Şekil 4.27 dikkatlice incelendiğinde ise yine doğrusal iki bölge olduğu görülebilir. Buna göre ilk bölge (80K-150K arası) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b01}$) 0,51 eV ve standart sapma (σ_{01}) ise 0,065V olarak hesaplanırken, ikinci bölgede (175K-350K arası) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b02}$) ise 1 eV ve standart sapma (σ_{02}) ise 0,130V olarak bulundu. Yine Şekil 4.20. incelendiğinde ise iki doğrusal bölge gözlenir. Bunlardan ilk doğrusal bölgedeki (80K-150K arası) voltaj sabitleri ρ_2 ve ρ_3 sırası ile -0,669V ve -0,0034V olarak bulundu. İkinci doğrusal bölge ise (175K-350K arası) voltaj sabitleri ρ_2 ve ρ_3 sırası ile -0,360V ile -0,129V olarak hesaplandı. Al/P3HT:PCBM/SiC/Au numunesi için çizilen Φ_{ap} 'in $q/2kT$ 'ye grafiği ve $(n_{ap}^{-1}-1)$ 'in $q/2kT$ 'ye göre grafiği Şekil 4.28'de verilmiştir. Buna göre Şekil 4.28 incelendiğinde



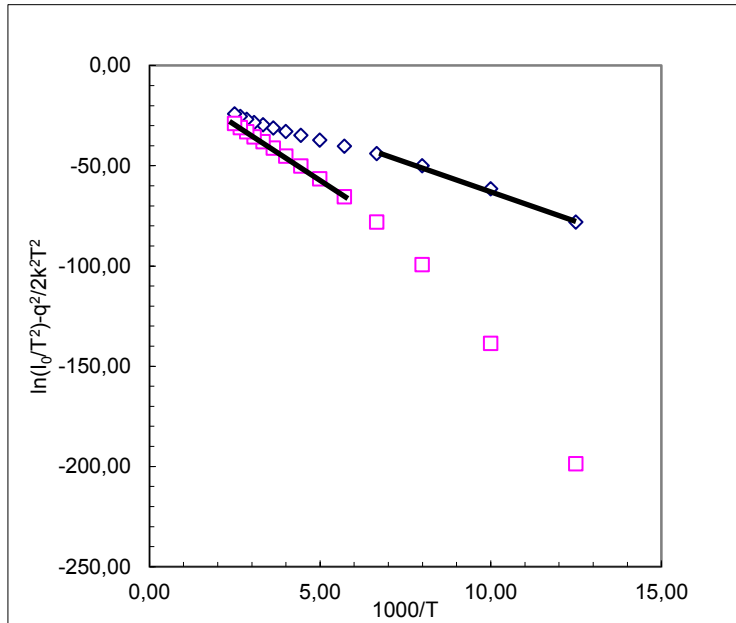
Şekil 4.28. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au diyotuna engel yükseliği(Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği

doğrusal iki bölge olduğu görülebilir. Buna göre ilk bölge (80K-150K arası) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b01}$) 0,504 eV ve standart sapma (σ_{01}) ise 0,067V olarak hesaplanırken, ikinci bölgede (175K-350K arası) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b02}$) ise 1,100 eV ve standart sapma(σ_{02}) ise 0,150V olarak hesaplandı. Ancak Şekil4.28 tekrar incelenirse tek bir doğrusal bölge olduğu görülür. Buna göre (80K-350K arası) ρ_2 ve ρ_3 sırası ile -0,753V ile -0,0029V olarak bulundu. Şekil4.26 şekil4.27 ve de şekil4.28'de görülen engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı göstermesinin sebebi Chand ve Kumar'a göre engeli oluşturan yapıların homojen olmamasıyla açıklanabilir. Bu durum arayüzey yapısında farklılıklar, arayüzey kalitesi, elektriksel yükler içerebilir. Ayrıca bu durum nano ölçekte ölçüm cihazından da kaynaklanabilir. Bu ikili Gaussian dağılımı SiC ile daha önce çalışan araştırmacılar tarafından da rapor edilmiştir [82,90].

Her üç üretilen numunenin hesaplanan ortalama engel yükseklikleri ile standart sapma miktarları karşılaştırıldığında özellikle düşük sıcaklarda ihmal edilemeyecek kadar büyük olduğu açıkça görülebilir. Bu durum engel dağılımının homojen olmadığının bir göstergesidir [83,84].

Eş.4.2 ve Eş.4.15 kullanılarak Richardson denklemi modifiye edilirse;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{b0}}{kT} \quad (4.19)$$

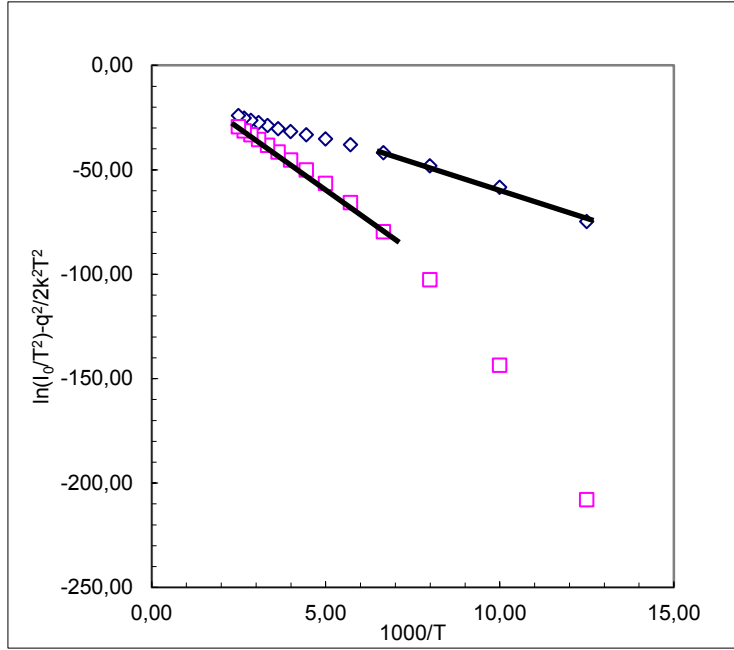


Şekil 4.29. Au/6H-SiC/Au diyotunun çizilen $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği

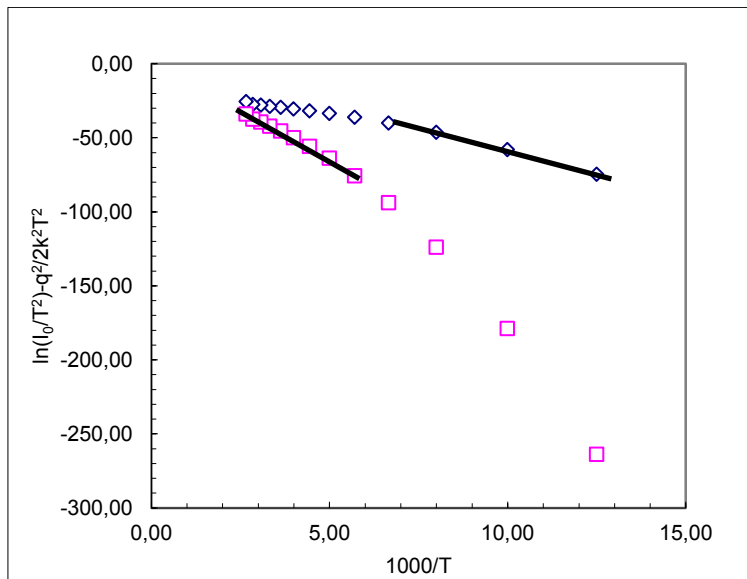
bağıntısı bulunur. Buna göre her üç numuneye ait daha önce hesaplanan standart sapma (σ_0) ile çizilen $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ göre grafikleri Şekil 4.29, Şekil 4.30 ve de Şekil 4.31' de gösterilmiştir. Buna göre $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ göre grafiğinin bir doğru vermesi beklenir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) ve dikey eksen kesme noktasından ise Richardson sabiti (A^*) bulunur.

Au/6H-SiC/Au numunesi için Şekil 4.29 incelenirse iki farklı standart sapma değeri için iki ayrı eğri elde edilir. Buna göre 80K ile 150K sıcaklık aralığında ortalama engel yüksekliği ve Richardson değeri sırası ile 0,508eV ve $3,85 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulunur. Yine aynı numune için

175K ve 350K arası sıcaklık için hesaplanan ortalama engel yüksekliği ve Richardson değeri sırası ile 0,962eV ve $47,62 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak bulundu. Hesaplanan bu Richardson değerleri özellikle daha önce Eş. 4.10'a göre hesaplanan değerlerine göre 6H-SiC için bilinen $72 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ değeriyle özellikle 175K - 350K arası bölgede merteye ve değer olarak uyum içindedir [53-55].



Şekil 4.30. Au/P3HT:6H-SiC/Au diyotunun çizilen $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği



Şekil 4.31. Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Al diyotunun çizilen $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği

Au/P3HT-6H-SiC/Au numunesi için çizilen Şekil4.30 gösterilmiştir. Şekil4.30 incelenirse iki ayrı eğri olduğu görülür. 80K ile 150K sıcaklık aralığında ortalama engel yüksekliği ve Richarson sabiti sırası ile 0,433eV ve 155,59 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı. Bu değer 6H-SiC için bilinen değer ile iyi uyum içindedir. 175K ve 350K arasında ise ortalama engel yüksekliği ve Richardson değerleri sırası ile; 0,83eV ve 292,14 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulundu. Al/P3HT:PCBM/ SiC/ Al numunesi için çizilen grafik Şekil4.31' de gösterilmiştir. Şekilde iki ayrı bölge için hesaplanan standart sapma değerlerine göre çizilen iki ayrı doğru görülmektedir. Buna göre 80K ile 150K sıcaklık aralığında ortalama engel yüksekliği ile Richarson sabiti sırası ile 0,52eV ve 223,02 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ hesaplandı. 175K ve 350K sıcaklık aralığında hesaplanan değerler sırası ile 1,14 eV ve 669,98 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulundu. Dikkat edilirse bulunan Richardson sabiti değerleri ile 6H-SiC literatürdeki teorik sabiti ile uyum içindedir [53,54,55]. Ayrıca 150K ile 350K sıcaklık aralığında düzeltilen Richardson eğrilerinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerleriyle, her üç numune için Eş. 4.17'e göre hesaplanan ortalama engel yükseklikleri iyi bir uyum içindedir [85].

Akım iletim mekanizması ile birlikte yarıiletkenin elektriksel parametrelerini de etkileyen diğer etkenler arayüzeyin kalınlığı ve arayüzey durum yoğunluğu gösterilmiştir. Özellikle de engel yükseliği (Φ_b) ve idealite faktörünün hesabında ara yüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) büyük rol oynar. Eğer arayüzey tabakası yeterince kalınsa metal ile yarıiletken arasında iletim ihtimali oldukça küçüktür. Bundan dolayı etkin engel yüksekliği (Φ_e) uygulanan gerilime bağlıdır [86]. Etkin engel yüksekliği (Φ_e) ifadesi;

$$\Phi_e = \Phi_{b0} \left(\frac{d\Phi_e}{dV} \right) = \Phi_{b0} + \beta V \quad (4.20)$$

şeklindedir. Burada $\beta=1-(1/n(V))$ değerine eşittir ve de voltajla birlikte etkin engel yükseliğinin değişimini ifade eder. Yine voltajla birlikte değişen idealite faktörünü ifade eden $n(V)$ değeri ise Card ve Rhoderick tarafından tanımlanmıştır [87]. Buna göre $n(V)$ değerini veren ifade;

$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right] \quad (4.21)$$

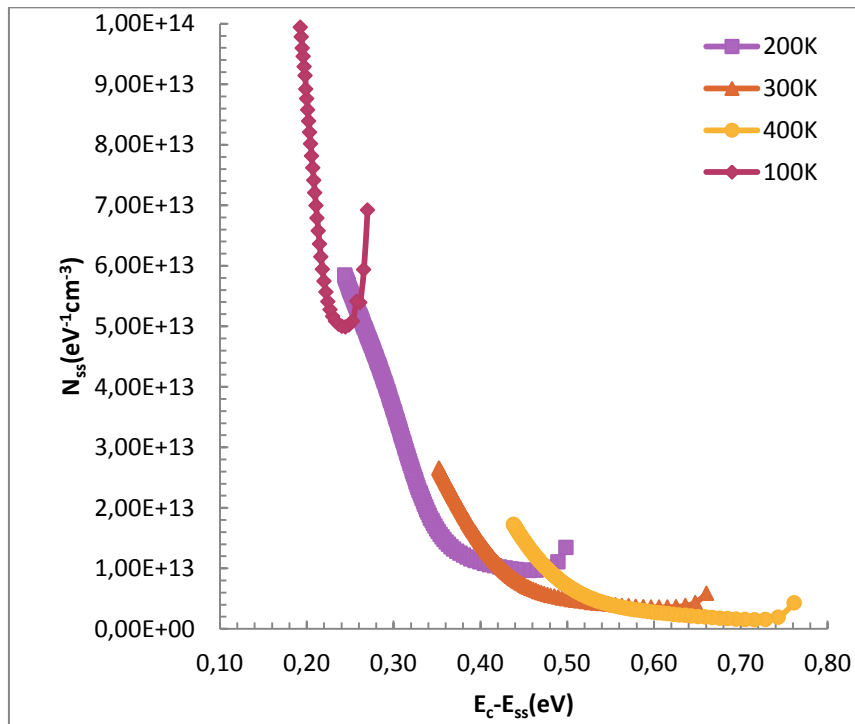
Burada W_D tüketim gölgesinin genişliği, δ arayüzey tabakasının kalınlığı, ϵ_i ve ϵ_s sırası ile arayüzeyin ve yarıiletkenin dielektrik sabiti, N_{SS} ise arayüzey durumları yoğunluğunu gösterir. Bu ifadeden ara yüzey durum yoğunluğu (N_{SS}) çekilirse;

$$N_{SS}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\delta}{\epsilon_i} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.22)$$

bulunur. İletkenlik bandının alt sınırı ile n-tipi bir yarıiletken için arayüzey durum yoğunluğu enerjisi E_{ss} arasındaki fark [88,89];

$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \quad (4.23)$$

eşitliği ile verilir. Datalardan Eş. 4.20 ve Eş.4.23 kullanılarak iletkenlik bandının alt sınırı yoğunluğu enerjisi E_{ss} bulunur. Eş. 4.21 ve Eş.4.22 kullanılarak da voltajın bir fonksiyonu olarak $n(V)$ ve arayüzey durum yoğunluğu (N_{SS}) hesaplandı. Her üç numuneden yalnızca Au/6H-SiC/Au diyotunun kapasitans ölçümü yapılabildiği için yalnızca bu numuneye ait 100K ile 400K sıcaklıkları arasında ara yüzey durum yoğunluğu incelendi. Hesaplanan arayüzey durum yoğunluğunun sıcaklığa göre grafiği Şekil 4.32’te gösterilmiştir.



Şekil 4.32. Arayüzey durum yoğunluğunun sıcaklığa göre eğrisi

Şekil 4.25 incelendiğinde her bir sıcaklıkta orta bölgede iletkenlik bandının alt kenarına doğru ara yüzey durum yoğunluğu üstel bir biçimde artmaktadır. Buna göre 100 K sıcaklıkta ara yüzey durum yoğunluğu (N_{ss}), ($E_c-0,19$)’da $1,07 \times 10^{13}$ ’den ($E_c-0,27$)’e $5,92 \times 10^{12}$ olarak hesaplanmıştır. Yine aynı şekilde 400K sıcaklıkta ($E_c-0,52$)’de $5,25 \times 10^{12}$ bulunurken ($E_c-0,74$)’de $1,88 \times 10^{12}$ olarak hesaplanmıştır. Ara yüzey yoğunluğundaki bu değişme metal yarıiletken arasındaki engelin homojen olmamasından dolayı idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığıyla açıklanabilir [87,88,95].

4.2. Kapasite –Voltaj (C-V) Karakteristikleri

Numene üzerinde (C-V) ölçümleri; difüzyon potansiyeli (V_d), engel yüksekliği (Φ_B), verici yoğunluğu (N_d), tüketim bölgesi genişliği (W_d) gibi fiziksel parametrelerin belirlenmesi amacıyla yapıldı.

Üretilen üç numuneden Au/P3HT:6H-SiC/Au diyodu ile Al/P3HT:PCBM(1:1)-6H-SiC/Au diyotları hem farklı kapasitans-gerilim ölçer cihazlar kullanılmasına hem de defalarca kez ölçüm alınmasına karşın uygulanan voltaj aralığında çok küçük bir değişim gösterdiğinden dolayı anlamlı bir sonuç alınamamıştır. Sadece Au/6H-SiC/Au diyotu C-V ölçümleri 1MHz frekansta 100-400 K aralığında yapıldı. Frekans olarak 1MHz seçilmesiyle, düşük frekanslarda meydana gelebilecek olan arayüzey durumların etkisi ve arayüzeyde bulunan tuzakların etkisi ortadan kaldırılmış oldu. Diyotun 1 MHz frekansta doğru beslem altındaki kapasite-voltaj (C-V) ölçümlerinden yararlanılarak hesaplanan $1/C^2$ -V değişimi Şekil 4.33’de verilmiştir. 1 MHz’de ters beslemde ölçülen kapasite–voltaj karakteristiğinden elde edilen C^2 -V eğrilerinin gerilim eksenine uzatılması (extrapole edilmesi) ile bulunan V_0 kesme geriliminden yararlanılarak difüzyon potansiyelleri bulundu. Bu doğruların eğimleri kullanılarak N_D verici yoğunlukları hesaplandı. Oda sıcaklığı olan $T = 300$ K’de bulunan difüzyon potansiyeli (V_d) ve verici yoğunluğu (N_D) sırasıyla 1,49 V ve $5,26 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Sıcaklığa bağlı olarak hesaplanan verici yoğunluğunun sıcaklıkla arttığı Şekil 4.27’de görülebilir. V_0 ile V_d arasındaki bağıntı arayüzey durumları yokken ;

$$V_0 = V_d - \frac{kT}{q} = \frac{E_g - \phi_m + \chi}{q - E_f - \Delta} \quad (4.24)$$

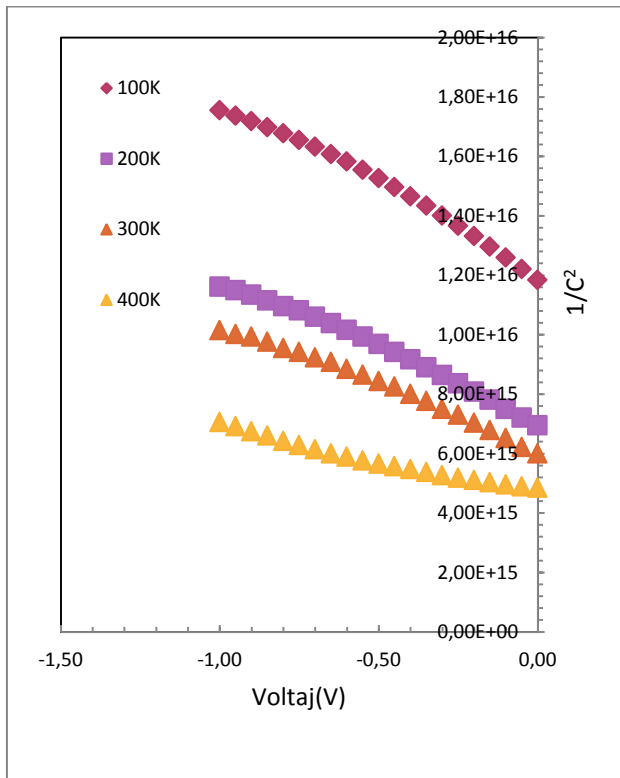
şeklindedir. Burada E_g yasak enerji aralığı, Φ_m metalin iş fonksiyonu, χ yarıiletkenin elektron yakınlığı, Φ_F Fermi enerjisi, Δ yalıtkan üzerine düşen potansiyeldir. Arayüzey durumlarının görüldüğü hallerde V_0 ile V_d arasındaki ilişki;

$$V_0 = \left(V_d - \frac{kT}{q} \right) (1 + \alpha) \quad (4.25)$$

şeklinde verilir [100]. Burada $\alpha = qN_{ss}/\delta\epsilon_i$ olup, N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu ve δ yalıtkan tabaka kalınlığıdır. Bu diyot için yalıtkan tabaka kalınlığı $6,4 \text{ \AA}$ olarak hesaplandı. Arayüzey durumlarının etkisi dikkate alındığında C^{-2} -V doğrularının eğimi

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_D} \frac{1}{(1 + \alpha)} \quad (4.26)$$

şeklinde yazılabilir. $1/(1+\delta) = C_2$ olarak tanımlanırsa C_2 denklem (Eş. 4.26) yardımıyla;



Şekil 4.33. Au/6H-SiC/Au diyotunun 100-400K sıcaklığı aralığındaki $1/C^2$ 'nin voltaja karşı grafiği

$$C_2 = \frac{2}{q\epsilon_s N_D \left(\frac{\partial C^2}{\partial V} \right)} \cong \frac{N_D}{N_D'} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + qN_{ss}\delta} \quad (4.27)$$

yazılır. Ölçüm yapılan her sıcaklık için tüketim tabakasının genişliği,

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_s V_d}{qN_D}} \quad (4.28)$$

ifadesinden hesaplanılabilir. 300 K’de tüketim tabakasının genişliği $5,2810^{-5}$ cm bulundu. Diğer sıcaklıklar için tüketim tabakasının değerleri Çizelge 4.4’de sunulmuştur. Ayrıca her sıcaklık için Fermi Enerji seviyeleri,

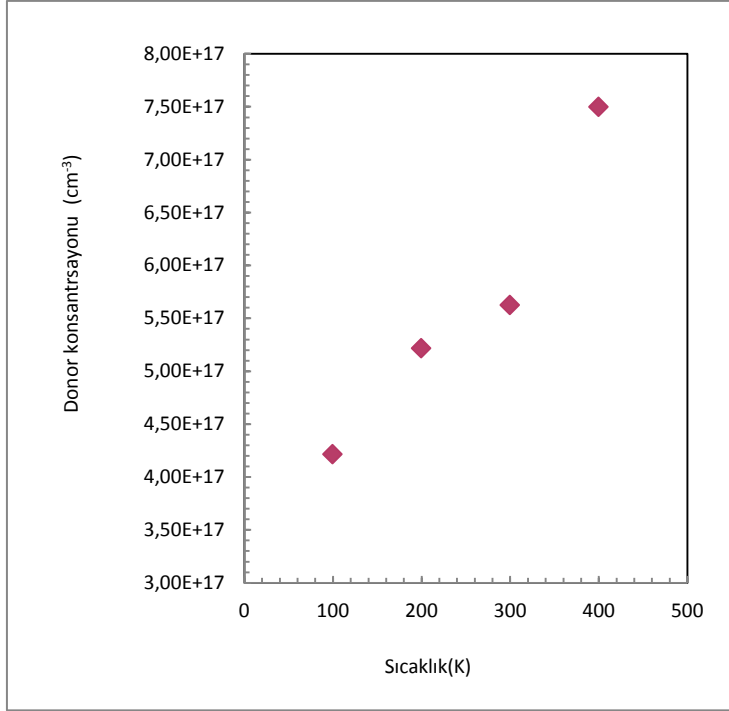
$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (4.29)$$

denkleminde hesaplanmıştır. Kapasitans-Voltaj eğrisinden engel yüksekliğini (ϕ_{bo}^{C-V}) bulmak için;

$$\phi_{bo}^{CV} = V_{bi} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (4.30)$$

$$N_c = 2 \left(\frac{(2m^*kT)^{3/2}}{h^3} \right) \quad (4.31)$$

Eşitliklerinden yararlanıldı. Burda V_{bi} değeri $1/C^2$ nin Voltaja(V) göre grafiğinin voltaj eksenini kestiği noktada bulundu. Hesaplamalarda kullanılan elektronun etkin kütlesi 6H-SiC için $0,2m_0$ olarak alındı.



Şekil 4.34. Donor konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı grafiği

Çizelge 4.4 incelendiğinde C-V tekniğinden hesaplanan engel yüksekliğinin, I-V tekniğinden hesaplanandan büyük olduğu açıkça görülmektedir. Bu farklılığın sebebi arayüzey tabakasının varlığı, yarıiletken içerisinde bulunan tuzak seviyeleri ve bariyer yüksekliğinin homojensizliği olarak gösterilebilir [57,74].

Çizelge 4.4. Diyotun C-V karakteristiklerinden elde edilen ϕ_{CV} , N_d , W_d , V_d ve E_F parametreleri

Sıcaklık(K)	$N_d(\text{cm}^{-3})$	$W_d(\text{cm})$	V_d (Volt)	$E_F(\text{eV})$	$\phi_{C-V}(\text{eV})$	$\phi_{I-V}(\text{eV})$
100	4,21E+17	7,43E-05	2,18	0,0020	2,182	0,28
200	5,21E+17	5,73E-05	1,62	0,0147	1,634	0,51
300	5,62E+17	5,28E-05	1,49	0,0358	1,525	0,68
400	7,50E+17	4,23E-05	1,29	0,0527	1,342	0,78

Bir diğ er sebebi de  l   m tekniğinin farklılığ ından kaynaklanır. C-V tekniğ i engel d    melerine kar   n hassas olmad  ğ ı i  in t  m alandaki ortalama engel y  ksekliğ ini ihtiva ederken, I-V tekniğ inde ise engel d    melerini i  ermektedir[81]. Bundan dolayı I-V tekniğ i ile bulunan engel y  ksekliğ i anlık engel d    melerini i  erirken Gaussian dağ ılım ı sonucunda bulunan ortalama engel y  ksekliğ inden her zaman d    kt  r. Ortalama engel y  ksekliğ inin akım-voltaj karakteristiklerinden hesaplanandan b  y  k olması aynı zamanda da engel homojensizliğ inin bir diğ er g  stergesidir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada, hazırlanan üç farklı diyotun 80K ve 350K sıcaklık aralığında akım-gerilim ve kapasite gerilim ölçümleri yapıldı. Bu diyotların idealite faktörleri (n), engel yükseklikleri (Φ_{b0}), doyum akımları (I_0) gibi temel parametreleri hesaplandı. Ayrıca bu diyotlara ait seri dirençler (R_s) iki farklı metotla hesaplandı. Bu yapılara ait Richardson eğrileri çizilerek engel yüksekliği ve de Richardson sabiti(A^*) hesaplandı ve sonuçlar literatürle karşılaştırıldı. Engellerin homojensizliği araştırılarak, Gaussien dağılımı incelendi. Bu dağılıma ait temel parametreler hesaplandı ve sonuçlar daha önce yapılan çalışmalarla karşılaştırıldı. Polimer arayüzeyli diyota ait arayüzey durum yoğunluğu hesaplanarak sıcaklığa bağlılığı araştırıldı. Kapasite-gerilim ölçümlerinden elde edilen veriler ile bu diyotlara ait donör yoğunluğu(N_d), Fermi enerjisi(E_F), tüketim bandı genişliği(W_D), difüzyon voltajı(V_d) ve engel yüksekliği(Φ_{C-V}) gibi temel parametreler hesaplandı. Bulunan parametrelerden bazıları, akım-voltaj karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerle karşılaştırıldı.

Üretimi yapılan Au/n-6H-SiC/Au diyotunun 300 K sıcaklıkta idealite faktörü 2,1; engel yüksekliği; 0,68eV ve de doyum akımı $3,67 \times 10^{-7}$ A olarak hesaplandı. Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diyotu için yine aynı sıcaklıkta hesaplanan idealite faktörü 2,5; engel yüksekliği 0,67 eV ve doyum akımı $5,88 \times 10^{-7}$ A olarak belirlendi. Au/P3HT:PCBM-n-6H-SiC/Al diyotu için 300K sıcaklıktaki temel parametreleri; idealite faktörü 5,3; engel yüksekliği 0,65 eV ve de doyum akımı $8,55 \times 10^{-7}$ A olarak bulundu. Farklı sıcaklar için hesaplanan bu belirtkenlerin sıcaklıkla değiştiği gözlemlendi. İdealite faktörü sıcaklık artışıyla azalırken, engel yüksekliği artmaktadır. Bu durum, bu parametrelerin sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Bunun sebebi olarak engelin homojensizliği, arayüzey durumları, arayüzeydeki düzensiz yük dağılımları ve bu parametrelerin sıcaklığa bağlılığına atfedildi. Benzer sonuçlar diğer araştırmacılar tarafından da bulunmuştur [56-61]. Ayrıca üretimi yapılan diyotlarda polimer tabakasının elektriksel parametrelere etkisi açıkça görülmektedir. Bu durum polimer tabakasının, akım iletim mekanizması üzerindeki etkisini gösterdiği gibi arayüzeyinde, iletim mekanizmasındaki önemini de göstermiştir. Bazı araştırmacılar, diyotların idealitelerinin 1'den büyük olmasının sebebi olarak tüketim bölgesindeki elektron ve hol rekombinasyonu ya da artan voltaj ile birlikte artan difüzyon akımına bağlanmaktadır [64-67].

Her üç diyota ait akım-voltaj eğrileri incelendiğinde ileri beslem bölgelerinde artan seri dirence bağlı olarak bükülmeler gözlenmiştir. Bu durum birçok araştırmacı tarafından da tespit edilmiştir. Ayrıca bu diyotların 300 K sıcaklıkta Chueng ve Chueng metodu ile Norde denklemlerine göre hesaplanan dirençleri incelendiğinde; Au/n-6H-SiC/Au diyotu için sırasıyla; 83,62 Ω , 112,8 Ω ve 90,9 Ω hesaplandı. Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diyotu için yine aynı sıcaklıkta sırası ile; 190,4 Ω , 245,2 Ω ve 276,7 Ω olarak belirlendi. Au/P3HT:PCBM-n-6H-SiC/Al diyotu için ise 300 K sıcaklıkta ve yine sırasıyla; 9,3k Ω , 7,3 k Ω ve 16,5 k Ω olarak hesaplandı. Her üç yöntemle hesaplanan dirençler her bir diyot için iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Ayrıca hesaplanan direnç değerleri incelendiğinde artan sıcaklık ise azaldığı görülmektedir. Bunun sebebi sıcaklık azalmasına bağlı olarak artan ideelite faktörü ve serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasıdır [63]. Ayrıca hesaplanan direnç değerleri incelendiğinde polimer tabakanın etkisi açıkça görülmektedir. Buna göre bu üretilen numunelerden özellikle P3HT:PCBM arayüzey tabakalı diyotun direncindeki artış miktarı dikkat çekmektedir. Polimer arayüzeyli diyotlardan hesaplanan direnç değerleriyle literatürdeki değerler uyum içindedir [96,97].

Yarıiletkenler için önemli bazı parametrelerin hesaplanması için Richardson eğrisi çizilmiş ve bu eğrilerden engel yüksekliği ve Richardson sabitleri hesaplanmıştır. Ancak hesaplanan Richardson sabitlerinin, n-6H-SiC yarıiletken kristali için bilinen $72 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ değerinden çok farklı olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar diğer araştırmacılar tarafından da benzer bir şekilde bulunmuştur. Richardson eğrilerindeki bu sapma, engel yüksekliklerinin homojen olmamasına veya farklı engel yüksekliği bölgelerinin olduğu arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarına bağlanabilir [69]. Bazı araştırmacılara göre bu durum bariyerin uzaysal homojensizliğinden ya da gerçek etkin kütlelerinin hesaplanandan farklı olmasına bağlanmaktadır [70]. Bu farklılığın nedenini açıklamak için, her üç numuneden elde edilen datalar ile engelin homojensizlik analizi yapılmıştır. Engellerin etkin engel yükseklikleri hesaplanmıştır. Üç numune için çizilen eğrilerde iki farklı doğrusal bölge tespit edilmiştir. Bu iki ayrı lineer bölgenin bulunması, bariyer yüksekliğinin homojen olmamasına bağlanmıştır[76]. Bunun için Gaussien dağılımı temel parametreleri hesaplamak için gerekli eğriler çizilmiş ve bu teoremin ön gördüğü ortalama engel yükseklikleri($\bar{\varphi}_{bo}$) ile standart sapma(σ) miktarları hesaplanmıştır. Bu parametreler incelendiğinde her üç numune için iki farklı bölge göstermiştir. Bu sonuç literatüre ikili Gaussian dağılımı olarak geçmiştir. Engel yüksekliğinin ikili Gaussien dağılımı göstermesinin sebebi Chand ve Kumar'a göre engeli oluşturan yapıların homojen

olmamasıyla açıklanabilir. Bu durum arayüzey yapısındaki farklılıklardan, arayüzey kalitesinden, arayüzeyde bulunan tuzakların varlığından kaynaklanabilir. Ayrıca, bu durum nano ölçekte ölçüm yapan cihazdan da kaynaklanabilir. Bu ikili Gaussien dağılımı SiC ile çalışan diğer araştırmacılar tarafından da rapor edilmiştir [82].

Au/n-6H-SiC/Au diyotu için orta ve yüksek sıcaklık bölgesinde (ikinci bölgede) (GD2) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b02}$) ve standart sapma (σ_{02}) sırası ile 0,99 eV ve 0,126 V olarak belirlendi. Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diyotunun aynı bölge için; ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b02}$) ise 1 eV ve standart sapma (σ_{02}) ise 0,130 V olarak bulundu. Son olarak Au/P3HT:PCBM-n-6H-SiC/Al diyotu için ise ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{b02}$) ise 1,100 eV ve standart sapma (σ_{02}) ise 0,150V olarak hesaplandı. Her üç numune içinde hesaplanan standart sapma değerleriyle ortalama engel yüksekliklerinin büyüklükleri karşılaştırıldığında, standart sapma değeri ihmal edilemeyecek kadar büyüktür. Bu durum engel dağılımının homojen olmadığının bir göstergesidir [83,84]. Bu sonuçlar akım iletim mekanizmasında termoiyonik emisyon modelinden sapmaların da sebebini açıklamaktadır [77].

Hesaplanan standart sapma değerlerine göre Richardson eğrileri yeniden çizilerek ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabitleri yeniden hesaplandı. Buna göre ikinci bölge için (GD2), Au/n-6H-SiC/Au diyotu için standart sapma değerleriyle düzeltilen, engel yüksekliği ve Richardson sabitleri sırası ile 0,962eV ve 47,62 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ hesaplandı. Aynı bölge için Au/P3HT-n-6H-SiC/Au diyotu için ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti sırasıyla 0,83eV ve 292,14 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak bulundu. Au/P3HT:PCBM-n-6H-SiC/Al diyotu için ise ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti sırasıyla 1,14 eV ve 669,98 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı. Bu sonuçlar Richardson sabiti değerleri ile 6H-SiC literatürdeki teorik sabiti ile iyi bir uyum içindedir [53,54,55]. Düzeltilmiş Richardson eğrilerinden elde edilen ortalama engel yüksekliği ile diyotların hesaplanan etkin engel yükseklikleri (Φ_{eff}) iyi bir uyum içindedir. Bu değerler ile hesaplanan aktivasyon enerjileri diğer araştırmacılar tarafından hesaplanan değerler ile iyi bir uyum içindedir [98]. Sonuç olarak düzeltilen Richardson eğrilerinden elde edilen bu sonuçlar engelin homojen olmadığının da ayrı bir ispatı niteliğindedir.

Yalnızca Au/n-6H-SiC/Au diyotunun arayüzey durum yoğunluğu sıcaklığa bağlı olarak hesaplandı ve grafikte gösterildi. Buna göre oda sıcaklığında (300K) arayüzey durum

yoğunluğu ortalama olarak $4 \times 10^{12} (\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-3})$ olarak bulundu. Bu durum diğer araştırmalar rapor edilen sonuçlarla iyi bir uyum içindedir. Dikkat edilirse arayüzey durum yoğunluğu artan sıcaklık ise azaldığı bulunmuştur. Bu değişme metal yarıiletken arasındaki engelin homojen olmamasından dolayı, idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığıyla açıklanmıştır [87,88].

Kapasite gerilim ölçümlerinden 300 K sıcaklıkta katkı yoğunluğu (N_d) $5,26 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, Fermi enerjisi (E_F) 0,035 eV, tüketim bandı genişliği (W_D) $5,28 \times 10^{-5} \text{cm}$, difüzyon voltajı (V_d) 1,49V ve de engel yüksekliği (Φ_{C-V}) 1,53 eV olarak hesaplandı. Ayrıca C-V tekniğinden hesaplanan engel yüksekliğinin, I-V tekniğinden hesaplanandan büyük olduğu açıkça görülmektedir. Bu farklılığın sebebi arayüzey tabakasının varlığı, yarıiletken içerisinden bulunan tuzak seviyeleri ve bariyer yüksekliğinin homojensizliği olarak gösterildi[57,74]. Donor konsantrasyonu artan sıcaklık artarken, engel yüksekliğinin artan sıcaklık ile azaldığı tespit edildi. I-V tekniği ile hesaplanan engel yüksekliği ise sıcaklık artışıyla beraber artmaktadır. Bunun nedeni; C-V tekniği engel düşmelerine karşı hassas olmadığı için tüm alandaki ortalama engel yüksekliğini ihtiva ederken, I-V tekniğinde ise engel düşmelerini içermesine atfedildi[81]. Ayrıca numunenin ölçüm verilerinden hesaplanan donor yoğunluğu ile 6H-SiC kristalinin üretimi yapan firmanın verdiği donor yoğunluğu verisi ile iyi bir uyum içindedir. Sonuç olarak C-V tekniğinden elde edilen engel yüksekliği değeriyle Gaussian dağılımı sonucunda elde edilen ortalama engel yüksekliklerinin uyum içinde olduğu görüldü. Bu durumda kapasitans-voltaj tekniğinin engel düşmelerini içermediğini, engeli ortalama olarak ölçtüğünü göstermiştir.

Bu çalışmada, 6H-SiC tabanlı polimersiz ve polimerli Schottky yapıları oluşturuldu ve bunların sıcaklığa bağlı temel parametreleri incelenerek değerlendirilmesi yapıldı. Bu araştırma daha ileri seviyelere taşınabilir ve fotovoltaiik özellikleri, güneş pili yapıları ve sensör özellikleri araştırılabilir. Bu konularla ilgili halen birçok araştırma yapılmaktadır.

KAYNAKLAR

1. Akkılıç ,K., Yakuphanoglu, F. (2008). Electrical and photovoltaic properties of a n-Si/chitosan/Ag photodiode. **Microelectronic Engineering**, 85(8), 126-1830.
2. Lu, X., Xu, X., Wang N., Zhang Q. (2001). Chemisorption and Decomposition of Thiophene and Furan on the Si(100)-2x1 Surface: A Theoretical Study. **J. Phys. Chem. B**, 105,10069-10075
3. Biber, M., Çakar, M. Türüt, A.(2001). The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes. **Journal of Materials Science: Materials Electronics**,12(10),575-579
4. Liang, G., Cui, T., Varahramyan, K.(2003). Electrical characteristics of diodes fabricated with organic semiconductors. **Microelectronic Engineering**,65(3), 279-284.
5. Zhu, M., Cui T., Varahramyan, K.(2004). Experimental and theoretical investigation of MEH-ppv based Schottky diodes. **Microelectronic Engineering**,75(3), 269-274
6. Bolotnikov, E., . Boggs, E., Chen, C.M., Cook, R., Harrison, A., Schindler, M.(2002). Properties of Pt Schottky type contacts on high-resistivity CdZnTe detectors. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, 482(1-2), 395-407
7. Tung, Raymond T. Recent advances in Schottky barrier concepts. **Materials Science and Engineering: R**, 35(1-3),1-138
8. Brillson, L.J. The structure and properties of metal-semiconductor interfaces. **Surface Science Reports**,2(2), 123-326
9. Morita, M. ., Ohmi T., Hasegawa, E., Kawakami M., Ohwada M. Ohwada M. (1990), Growth of native oxide on a silicon surface. **Journal of Applied Physics**,68(3),1272
10. Detavernier, C., Meirhaeghe, R. L., . Donaton, , R. . Cardon F.(1998). Ballistic electron emission microscopy study of barrier height inhomogeneities introduced in Au/n-Si Schottky, **Journal of Applied Physics**,84,3226
11. Forrest, S. R., Kaplan, M. L., . Schmidt , P. H., . Feldmann W. L., Yanowski E.(1982)Organic-on-inorganic semiconductor contact barrier devices. , **Journal of Applied Physics**,41,90
12. Antohe, S., . Gogonea N. Tomozeiu.(1991). Properties of the Organic-on-Inorganic Semiconductor Barrier Contact Diodes In/PTCDI/p-Si and Ag/CuPc/p-Si. **physica status solidi**,125(1), 397-408

13. Çakar, M., Onganer, Y. Türüt A. (2002), The nonpolymeric organic compound (pyronine-B)/p-type silicon/Sn contact barrier devices. ***Synthetic Metals***,126(2-3),213-218
14. Turut,A., Köleli F.(1992) Semiconductive polymer-based Schottky diode. ***Journal of Applied Physics***,72,818
15. Jones, Frank E., Wood Ben P., James Myers, A. , Carrie Daniels-Hafer, Lonergan, Mark C.(1999). Current transport and the role of barrier inhomogeneities at the high barrier n-InP | poly(pyrrole) interface. ***Journal of Applied Physics***,86,6431
16. Gupta, R. K., Singh, R. A.(2004) Junction properties of Schottky diode based on composite organic semiconductors: Polyaniline-polystyrene system. ***Journal of Polymer Research***,11,269-273
17. Okutan, M., Basaran, E., Yakuphanoglu F.(2005). Electronic and interface state density distribution properties of Ag/p-Si Schottky diode. ***Applied Surface Science***,252(5),1966-1973
18. Yakuphanoglu, F.(2008). Electrical conductivity, optical and metal–semiconductor contact properties of organic semiconductor based on MEH-PPV/fullerene blend. ***Journal of Physics and Chemistry of Solids***,69(4),949-954
19. Wöhrle, D., Meissner D.(1991). Organic Solar Cells. ***Advanced Materials***,3(3),129-138
20. Whitlock , Jonathan B. Panayotatos , P, Sharma .G. , Cox, Mary D. Ronald R.; George R.(1993). Investigations of materials and device structures for organic semiconductor solar cells. ***Optical Engineering*** ,32(8), 1921-1934
21. Karg, S. , Meier, M. , Riess W.(1997). Light-emitting diodes based on poly-p-phenylene-vinylene: I. Charge-carrier injection and transport. ***Journal of Applied Physics***.82,1951
22. Böttcher, H..(1992). Specific optical and electrical properties of Vacuum-Deposited Thin Films of Dyes. *Journal für Praktische Chemie/Chemiker-Zeitung*,334(1), 14–24
23. Simon, J.; Andre, J.-J.(1985). . Molecular semiconductorsPhotoelectrical properties and solar cells, ***Springer, Berlin***, 300
24. S. Gunster, S. Siebentritt, D. Meissner.(1993). Charge Carrier Photogeneration and Transport Phthalocyanine/Perylene Thin Film Solar Cells ***Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol., Sect.A*** ,230 ,351.
25. K. Takahashi, S.I. Nakatani, T. Matsuda, H. Nambu, T. Kormura, K. Murata, (1994)***Chem. Lett.*** 11, 2001.

26. Shah, A.& Torres, P.& Tscharnner, R.& Wyrsh, N.& Keppner, H.(1999). Photovoltaic technology: the case for thin-film solar cells. ***Applied Surface Science***,285,692-698
27. Wudl, F. , Srdanov G.,(,1993).Conducting polymer formed of poly(2-methoxy-5-(2'-ethyl-hexyloxy)-p-phenylenevinylene). ***US Patent*** 5189136
28. Ltaief, A. ,Bouazizi, A. , Davenas, J. , Chaabane, R. Ben, Ouada, H. Ben, Synth. Met. (2004). Electrical and optical properties of thin films based on MEH PPV/fullerene blends. ***Synthetic Metals*** 147 ,261
29. Granström, M. ,Petritsch, K. ,Arias, A.C. , Andersson, M.R. , Friend, R.H. (1998) . Laminated fabrication of polymeric photovoltaic diodes . ***Nature Materials***,395 ,257
30. Yu, G. , Gao, J. , Hummelen, J.C. , Wudl, F. , Heeger, A.J. (1995). Polymer photovoltaic ... via a network of internal donor-acceptor heterojunctions .***Journal of Applied Physics*** 270,1789
31. Hall, J.J.M. , Walsh, C.A. , Greenham, N.C. Marseglia, E.A. ,Friend, R.H. , Moratti, S.C.,Holmes, A.B. (1995) , Efficient photodiodes from interpenetrating polymer networks , ***Nature Materials***. 376 -498
32. Gao, J. Yu, G. , Heeger, A.J. (1998). Polymer p-i-n junction photovoltaic cells . ***Advanced Materials***. 10 ,692-695
33. Feng, W. , Fujii, A. , Lee, S. , Wu, H., Yoshino, K. (2000). Study on the alkali boron tetra-hydrides as effective electron extraction layer for bulk hetero-junction polymer solar cells . ***Journal of Applied Physics*** 88 ,7120- 7123
34. Yu, G., Heeger, A.J. (1995). Charge separation and photovoltaic conversion in polymer ... donor/acceptor heterojunctions, , ***Journal of Applied Physics*** 78 ,4510-4515
35. Morita, S. , Zakhidov, A.A. , Yoshino, K. (1993), Wavelength dependence of ... of poly(3-alkylthiophene)/C60 layer.. ***Jpn. Journal of Applied Physics*** ,32, L873
36. Hoppe, H. , Sariciftci, N.S. (2004) . Organic solar cells: an overview. ***Journal of Materials Research***,19 (7) 1924.
37. Shaheen, S.E. Ginley, D.S. , Jabbour, G.E. (2005) . Organic-Based Photovoltaics: Toward Low Cost Power Generation, ***Materials Research Bulletin*** 30 (1) ,10-19
38. Bettignies, R. , Leroy, J. , Firon, M. , Sentein, C. (2006), Accelerated lifetime measurements of P3HT:PCBM solar cells. ,***Synthetic Metals*** ,156 ,510-513
39. Li, G. , Shrotriya, V. , Huang, J. , Yao, Y. , Moriarty, T. , Emery, K. , Yang, Y. (2005). high-efficiency solution processable polymer photovoltaic cells by self-organization of polymer blends. ***Nature Materials*** ,4 -864-868

40. Ma, W. , Yang, C. , Gong, X. , Lee, K. , Heeger, A.J. (2005) . Thermally stable, efficient polymer solar cells with nanoscale control of the interpenetrating network morphology" **Advanced Functional Materials** ,15 ,1617
41. Schilinsky, P. , Waldauf, , Brabec, C.J. (2002). Recombination and loss analysis in polythiophene based bulk heterojunction photodetectors, . **Applied Physics Letters**,81 ,3885-3887
42. M. Reyes-Reyes, K. Kim, J. Dewald, R. Lopez-Sandoval, A. Avadhanula, S. Curran, D.L. Carrol, (2005) . Meso-structure formation for enhanced organic photo- voltaic cells,. **Organic Letters** ,26, 5749- 5752
43. Reyes-Reyes, M. , Kim, K. , Carrol, D.L. (2005) . High-efficiency photovoltaic devices based on annealed poly(3-hexylthiophene) and 1-(3-methoxycarbonyl)-propyl-1-phenyl-(6,6)C-61 blends. **Applied Physics Letters**. 87 ,083506.
44. Kosyachenko, L. A. , Sklyarchuk M. , Sklyarchuk F.(1998). Electrical and photoelectric properties of au-sic schottky barrier diodes. **Solid-State Electronics**, 42(1), 145-151
45. Naderi, N. , Hashim M.R. (2013). Visible-blind ultraviolet photodetectors on porous silicon carbide substrates. **Materials Research Bulletin** 48 ,2406–2408
46. Bourenane, K., Keffous, A., Nezzal, G., Bourenane,A., Boukennous, Y., Boukezzata,A.(2008). Influence of thickness and porous structure of SiC layers on the electrical properties of Pt/SiC-pSi and Pd/SiC-pSi Schottky diodes for gas sensing purposes . **Sensors and Actuators B** 129 , 612–620
47. Yang,W., Zhang,F., Wu., Z. (2008). Effects of annealing on the performance of4H-SiC metal–semiconductor–metal ultraviolet photo detectors. **Materials Science in Semiconductor Processing** 11, 59–62
48. Defives, D. , Noblanc, O. , Dua, C. , Brylinski, C. , Barthula, M. , Meyer F. (1999). Electrical characterization of inhomogeneous Ti:4H–SiC Schottky. **Materials Science and Engineering B** ,61(62) ,395–401
49. M. Badila , G. Brezeanu , J. Millan , P. Godignon ,M.L. Locatelli, J.P. Chante Lebedev, P. Lungu, G. Dinca, V. Banu, G. Banoiu. (2000). Lift-off technology for SiC UV detectors. **Diamond and Related Materials** ,9 ,994–997
50. Roccaforte,F., Via,F., Raineri,V.(2003). Richardson’s constant inhomogeneous silicon carbide Schottky contacts . **Journal of applied physics** 93, 11
51. Kar, S., Panchal, K.M. Brattacharya, S. And Varma, S., (1982) ,On The Mechanism of Carrier Transport In Metal-Thin-Oxide-Semiconductur Diodes On Polycrystalline Silicon, **IEEE Trans. On Electron. Devices**, 29,1839-1845

52. Cova, P. And Singh, A. (1990) .Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky Barrier Type Diodes. ***Solid State Electron***, 33,11
53. Shalish1,I., Gasser,S., Kolawa,E., Nicolet A. stability of schottky contacts with ta-si-n Amorphous Diffusion barriers and au overlayers on 6H-SiC. ***California Institute of Technology***.
54. Waldrop, J. R. , Grant, R. W. , Wang, Y. C. , Davis, R. F.(1992). Metal Schottky barrier contacts to alpha 6H-SiC. ***Journal of Applied Physics***, 72, 4757-4760
55. Shalish,I., Shapira,Y., Member,S.(2000). Thermal Stability of Re Schottky Contacts to 6H-SiC. ***IEEE electron device letters***,21,12
56. Karatas, S.,Altindal, S., Turut, A., Ozmen, A.(2003). Temperature dependence of characteristics parameters of the terminated Sn/p-Si(1 0 0) Schottky contacts. ***Applied Surface Science***, 217(1-4), 250-260
57. Wernner, J.H., Guttler, H.H.(1991). Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. ***Journal of Applied Physics***,69,1522
58. Wernner, J.H., Guttler, H.H.(1993). Temperature dependence of Schottky barrier heights on silicon. ***Journal of Applied Physics***,73,1315
59. Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R., Graham, W.R.(1991), Electron Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers: A Numerical Study.***Journal of Applied Physics*** , 70, 7403-7424
60. R. Padma, V. Rajagopal Reddy(2014). Electrical properties of Ir/n-InGaN/Ti/Al Schottky barrier diode in a wide temperature range. ***Advanced Materials Letters*** , 5(1), 31-3
61. Quan, D.T., Hbib, H.(1993). High barrier height Au/n-type InP Schottky contacts with a PO_xN_yH_z interfacial layer.***Solid-state Electron***. 36, 339-344
62. Cheung, S.K., Cheung, N.W.(1980). Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics.***Applied Physics Letters*** , 49, 85.
63. Chand, S., Kumar, J.(1996). Current transport in Pd₂Si/n-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures. ***Applied Physics A*** , 63, 171.
64. M.Campos , M., Bulhoes , L.O.S. , Lindino , C. A. (2000) . Gas-sensitive characteristics of polymer Schottky device. ***Sensors and Actuators ,A*** 87-67
65. M. K. Hudait, P. Venkateswarlu, and S. B. Krupanidhi, (2001)."Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures" ***Solid State Electronics*** ,45 (1) ,133-141

66. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen A. (2003). Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(100) Schottky contacts. *Applied Surface Science*, 217(250)
67. Biber, (2003) .M. Low-temperature current–voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes. *Appl. Phys. B*, 325, 138-148
68. Norde, H.(1979). A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *Journal of Applied Physics* , 50, 5052.
69. Horvath, Zs.J. (1996). Comment on “Analysis of I-V measurements on CrSi₂/Si Schottky structures in a wide temperature range”. *Solid-state Electron.* 39, 176.
70. Osvald, J., Horvath, Z.S.(2004). Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer. *Applied Surface Science* 234, 349.
71. A. Gumus, A. Turut, N. Yalcin, (2002) . Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs,” *Journal of Applied Physics* ,245–250
72. Schmitsdorf, R.F. , Kampen, T.U. , Monch, W. (1995). Correlation between barrier height and interface structure of Schottky diodes. *Surface Science*,324 ,249–256.
73. Sullivan, J.P. , Tung, R.T. , Pinto, M.R. , Graham, W.R. (1991). Electron-transport of inhomogeneous Schottky barriers - a numerical study. *Journal of Applied Physics*, 70 ,7403–7424.
74. Tung, R.T. (1992).Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. *Phys Rev B Condens Matter*,45 ,13509–13523
75. Schmitsdorf, R.F. , Kampen, T.U. , Monch, W. (1995) Correlation between barrier height and interface structure of Schottky diodes .*Surface Science*, 324, 249–256.
76. V. Rajagopal Reddy, V. Janardhanam, Chang-Hyun Leem, Chel-Jong Choi(2014) Electrical properties and the double Gaussian distribution of inhomogeneous barrier heights in Se/n-GaN Schottky barrier diode. *Superlattices and Microstructures* ,67 , 242-255
77. Özavcı E. , Demirezen S. , Aydemir U. , Altındal Ş. (2013).detailed study on current–voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range . *Sensors and Actuators A: Physical* 194,259-268
78. S. Zhu, R. L. Van Meirhaeghe, C.Datavernier(2000). Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111).*Solid State electron* ,44,663-671
79. Chand, S.. (2004) . *Semiconductor Science and Technology* 19-82
80. Zeyrek S., Altındal , S. , Yuzer, H. , Bulbül, M. M.(2006). Current transport mechanism in Al/Si₃N₄/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures.*Applied Surface Science*,252-2999.

81. Warner, . J. H. , Guttler H.H. (1991).Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. ***Journal of Applied Physics***,69-152
82. Wang Yue-Hu, Zhang Yi-Men, Zhang Yu-Ming, Song Qing-Wen, Jia Ren-Xu. (2011). Al/Ti/4H SiC Schottky barrier diodes with inhomogeneous barrier heights. ***China Physics. B*** , 20(8),087305
83. V. Janardhanam , A. Ashok Kumar, V. Rajagapol reddy, P. Narasima Reddy . (2009) . Study of current–voltage–temperature (I– V– T) and capacitance voltage–temperature (C– V– T) characteristics of molybdenum Schottky contacts on n-InP (1 0 0).***Jounal of Alloy and Compounds*** 485,467-472
84. Shankar, S. , Naik V., Rajagapol Reddy. (2010) .Analysis of current–voltage–temperature (I–V–T) and capacitance–voltage–temperature (C-V-T) characteristics of Ni/Au Schottky contacts on n-type InP, ***Superlattices and microstructures*** 48,330-342
85. Lakshmi, P., Reddy, M. , Kumar, A. Reddy, R.(2012)Electrical transport properties of Au/SiO₂/n-GaN MIS structure in a wide temperature range,***Current Applied Physics***,12,765-772.
86. Tü rüt A., Sağ lam M. , Efe oğ lu H., Yal çın N. , Yıldırım M., Abay B.(1995).Interpreting The Nonideal Reverse Bias C-V Characteristics And Importance Of The Dependence Of Schottky Barrier Height On Applied Voltage. ***Physica B***,205
87. Card, H. C. and Rhoderick, E. H. (1971) Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Scottky diodes, ***Journal of Physics D***.4 (10), 1589–1601
88. Zhang, Q. Z. , Kelly, J.C., Mills R.D. Optical studies of germanium implanted with high dose oxygen. ***Journal of Applied Physics***,68,4788
89. Hudait, M.K. , Krupanidhi, S.B. Matter. (2001). Interface states density distribution in Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge and n-GaAs substrates. ***Materials Science and Engineering***. B87-141
90. Benmazaa, H. , Akkala, B. , Abida, H. , Bluetb, J.M. , Anania, M., Z. Bensaad. (2008). Barrier height inhomogeneities in a Ni/SiC-6H Schottky n-type diode. ***Microelectronics Journal*** 39 ,80–84
91. Ö zer M., D.E.Yıldız, Ş .Altındal, M.M.Bül bül (2007). Temperature Dependence of Characteristic Parameters of the Au/SnO₂/n-Si (MIS) Schottky Diodes. ***Solid-State Electronics***, 51(1941).
92. Gü zel, T. , Ö zer, M., Acar S. , Salamov B. (2010). Series Resistance Calculations Of Au/N-Gap Schottky Diode. ***Fizika***, 16,237-239.
93. Salamov B. G., Ö zer, M., Kasap, M. and Altındal, Ş . (1999). The Concentration of Currents on the Artificial Surface Inhomogeneities of Semiconducting Cathodes in ionization cells. ***Journal of Physics D: Applied Physics***, 32(682).

94. Acar, S. , Karadeniz, S. , Tuğluoğlu, N , Selçuk, A.B. , Kasap, M. (2004). Gaussian distribution inhomogeneous barrier height in Ag/p-Si (100) Schottky barrier diodes. ***Applied Surface Science***, 233,373-381.
95. Asimov, A., Ahmetoglu , Kucur, M., Özer,M.,Güzel, T. (2013). Thedetermination of series resistance and interface state density distributions of Au/p-type GaAs Schottky barrier diodes . ***Optoelectronics And Advanced Materials*** ,7,490 – 493
96. Özge Tüzün Özmen.(2014).Effects of PCBM concentration on the electrical properties of the Au/P3HT:PCBM/n-Si (MPS) Schottky barrier diodes. ***Microelectronics Reliability***,54(12), 2766–2774
97. Yakuphanoglu, F. , Anandb, R.S. (2010) . Charge transport properties of an organic solar cell. ***Synthetic Metals*** ,160, 2250–2254
98. W. C. Mitchel and W. D. Mitchell, Z. Q. Fang and D. C. Look.(2006). Electrical properties of unintentionally doped semi-insulating and conducting 6H-SiC. ***Journal Of Applied Physics***,100,043706
99. Gunduz, B., Yahia , I.S. , Yakuphanoglu, F. (2012). Electrical and photoconductivity properties of p-Si/P3HT/Al and p-Si/P3HT:MEH-PPV/Al organic devices: Comparison study. ***Microelectronic Engineering*** 98, 41–57
100. Akkal, B., Benemara, A., Boudissa N., Bouiadjra, M., Amrani M., Bideux, L. and Gruzza, B., (1998).Modelization and Characterization of Au/InSb/InP Schottky Systems as a Function of Temperature. ***Meterials Science and Engineering***, B55, 163-168

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : Tamer, GÜZEL
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 17.10.1978, Kirsehir
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 0 (505) 5171615
 Faks : Güzel
 E-Posta : tamerguzel_78@hotmail.com



Eğitim

Derece	Okul/Program	Mezuniyet tarihi
Yüksek Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2006
Lisans	Selçuk Üniversitesi/Fizik Öğretmenliği	2000
Lise	Mehmet Akif Ersoy Lisesi	1995

İş Deneyimi

Yıl	Çalıştığı Yer	Görev
2000-2012	MEB	Öğretmen
2012-2015	MEB	Müdür

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Bilgisayar, Bisiklet



GAZİ GELECEKTİR..