



**SAF VE GRAFEN KATKILI PVA ARAYÜZEY
TABAKALI METAL-YARIİLETKEN DİYOTLARIN
AKIM-İLETİM MEKANİZMALARININ SICAKLIĞA
BAĞLI İNCELENMESİ**

Esra EVCİN BAYDİLLİ

**2020
DOKTORA TEZİ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ**

**Tez Danışmanı
Prof. Dr. Habibe TECİMER**

**SAF VE GRAFEN KATKILI PVA ARAYÜZEY TABAKALI METAL-
YARIİLETKEN DİYOTLARIN AKIM-İLETİM MEKANİZMALARININ
SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ**

Esra EVCİN BAYDİLLİ

**Karabük Üniversitesi
Lisansüstü Eğitim Enstitüsü
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında
Doktora Tezi
Olarak Hazırlanmıştır**

**Tez Danışmanı
Prof. Dr. Habibe TECİMER**

**KARABÜK
Temmuz 2020**

Esra EVCİN BAYDİLLİ tarafından hazırlanan “SAF VE GRAFEN KATKILI PVA ARAYÜZEY TABAKALI METAL-YARIİLETKEN DİYOTLARIN AKIM-İLETİM MEKANİZMALARININ SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ” başlıklı bu tezin Doktora Tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Habibe TECİMER

Tez Danışmanı, Tıp Mühendisliği Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir. 03/07/2020

Ünvanı, Adı SOYADI (Kurumu)

İmzası

Başkan : Prof. Dr. Adem TATAROĞLU (GÜ)

Üye : Prof. Dr. Habibe TECİMER (KBÜ)

Üye : Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ (YOBÜ)

Üye : Doç. Dr. Serhat Orkun TAN (KBÜ)

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Mustafa B. TÜRKÖZ (KBÜ)

...../...../2020

KBÜ Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Yönetim Kurulu, bu tez ile, Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Hasan SOLMAZ

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”

Esra EVCİN BAYDİLLİ

ÖZET

Doktora Tezi

SAF VE GRAFEN KATKILI PVA ARAYÜZEY TABAKALI METAL-YARIİLETKEN DİYOTLARIN AKIM-İLETİM MEKANİZMALARININ SICAKLIĞA BAĞLI İNCELENMESİ

Esra EVCİN BAYDİLLİ

Karabük Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı:

Prof. Dr. Habibe TECİMER

Temmuz 2020, 111 sayfa

Bu tez çalışmasında, Au/(%7 Gr katkılı) PVA/ n-GaAs (SD₁) ve Au/Saf PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların olası akım-iletim mekanizmalarının incelenmesi için akım-gerilim (I-V) ölçümleri, 0,2 V'luk adımlarla, sırasıyla $\pm 2,5$ V ve ± 2 V gerilim ve 20 K'lik adımlarla 80-360 K sıcaklık aralığında alınmıştır. Temel diyot parametreleri olan idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve doyum akımı (I_0), I-V ölçümlerinden faydalanarak ayrı ayrı hesaplanmıştır ve sonuçlar birbirleri ile karşılaştırılmıştır.

SD₁ numunesi için, doğru beslem I-V bölgesinde, farklı eğimlere sahip, 0,30V ile 0,56 V aralığında 1. Bölge, 0,72 V ile 0,92 V aralığında ise 2. Bölge olarak adlandırılan iki ayrı doğrusal bölge gözlemlenmiştir. Bu durum 2-paralel diyot modelidir ve her iki bölge için olası akım-iletim mekanizmaları ayrı ayrı incelenmiştir. Bu incelemelerin

sonucu olarak her iki bölge içinde 80-160 K arasında Düşük Sıcaklık Bölgesi (DSB) ve 180-360 K arasında Yüksek Sıcaklık Bölgesi (YSB) olmak üzere iki farklı doğrusal bölge gözlemlenmiştir. Bu durum, engel homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian Dağılımına (ÇGD) atfedilmiştir. Modifiye edilmiş Richardson eğrisi yardımı ile birinci ve ikinci bölgelerin YSB'leri için deneysel Richardson sabiti değerleri sırası ile $8,73 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve $8,14 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak hesaplanmıştır.

SD₂ numunesi için, doğru beslem I-V eğrisinden ise farklı eğimlere sahip. 0,22V ile 0,66 V aralığında 1. Bölge, 0,64 V ile 0,90 V aralığında 2. Bölge ve 1,1V ile 1,5 V aralığında 3. Bölge olarak adlandırılan üç ayrı doğrusal bölge gözlemlenmiştir. Bu üç doğrusal bölge 3-paralel diyot modelini göstermektedir ve olası akım-iletim mekanizmaları ayrı ayrı incelenmiştir. Bu incelemelerin sonucu olarak, her üç bölge içinde, SD₁ numunesine benzer olarak, 80-180 K sıcaklık aralığında DSB, 200-360 K sıcaklık aralığında YSB olmak üzere iki farklı doğrusal bölge gözlemlenmiştir. Bu durum, yine SD₁ numunesinde olduğu gibi engel homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian Dağılımına atfedilmiştir. Modifiye edilmiş Richardson eğrisinden elde edilen deneysel Richardson sabiti değerleri, her üç bölgenin YSB'leri için sırası ile $8,13 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$, $8,14 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve $813 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak bulunmuştur. Teorik Richardson sabiti $8.16 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olduğunda hem SD₁ hem de SD₂ numunesi için hesaplanan Richardson sabiti değerlerinin teorik değere çok yakın olduğu açıktır.

Her iki numune arasındaki fark olan Gr katkısının arayüzey durumlarını daha homojen hale getirdiği ve SD₁ numunesinden elde edilen potansiyel engel yüksekliklerinin SD₂ numunesinden elde edilen potansiyel engel yüksekliklerinden daha küçük olmasından dolayı idealite faktörünü de arttırdığı görülmüştür.

Bu çalışmanın sonucu olarak; Au/(%7 Gr katkılı) PVA/ n-GaAs (SD₁) ve Au/Saf PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmalarının, TE temelinde, arayüzey homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian Dağılımı (ÇGD) ile açıklanabileceği ve düşük sıcaklıklarda Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) ve Alan Emisyonu (AE) mekanizmalarının ve T₀ etkisinin de etkin olabileceği, yani aynı anda bir veya birden fazla mekanizmanın aktif olabileceği açıkça ortaya konmuştur.

Anahtar Sözcükler : Schottky diyot, Çift Gaussian dağılımı, sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmaları, Grafen (Gr), potansiyel engel homojensizliği.

Bilim Kodu : 20226

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

THE INVESTIGATIONS OF TEMPERATURE DEPENDENT CURRENT- TRANSPORT MECHANISMS WITH PURE AND GRAPHENE DOPED PVA INTERFACE LAYER METAL-SEMICONDUCTURE DIODE

Esra EVCİN BAYDİLLİ

Karabük University

Institute of Graduate Programs

Department of Electric-Electronic Engineering

Thesis Advisor:

Prof. Dr. Habibe TECİMER

Jul 2020, 111 pages

In this thesis, current-voltage (I-V) measurements of Au / (7% PV doped) PVA / n-GaAs (SD₁) and Au / (Pure) PVA / n-GaAs (SD₂) type Schottky diodes were taken in the range of 80-360 K in steps of 20 K, with a voltage of ± 2.5 V and ± 2 V, respectively, in steps of 0.2 V for the investigation of possible current-transport mechanisms. Ideality factor (n), potential barrier height (Φ_{B0}) and saturation current (I₀), which are the basic diode parameters, were calculated separately using I-V measurements and the results were compared with each other.

For the sample SD₁, two separate linear regions were observed in the forward bias I-V region, with different slopes, namely Region 1 between 0.30V and 0.56V, and Region 2 between 0.72V and 0.92V. This is a 2-parallel diode model and possible current-transmission mechanisms for both regions are examined separately. As a result

of these examinations, two different linear regions were observed between the two regions: Low Temperature Region (LTR) between 80-160 K and High Temperature Region (HTR) between 180-360 K. This has been attributed to the Double Gaussian Distribution (DGD) due to barrier inhomogeneity. With the help of the modified Richardson curve, the experimental Richardson constant values for HTRs of the first and second regions were calculated as $8.73 \text{ A} / \text{cm}^2\text{K}^2$ and $8.14 \text{ A} / \text{cm}^2\text{K}^2$, respectively.

For the sample SD₂, the forward bias I-V curve has three separate linear regions with different slope, namely Region 1 between 0.22V and 0.66 V, Region 2 between 0.64 V and 0.90 V, and Region 3 between 1.1V and 1.5 V, were observed. These three linear regions show the 3-parallel diode model and possible current-transmission mechanisms are examined separately. As a result of these examinations, two different linear regions were observed within the three regions, LTR in the 80-180 K temperature range and HTR in the 200-360 K temperature range, similar to the SD₁ sample. This situation was attributed to the Double Gaussian Distribution due to the barrier inhomogeneity, as in the SD₁ sample. The experimental Richardson constant values obtained from the modified Richardson curve were found as $8.13 \text{ A} / \text{cm}^2\text{K}^2$, $8.14 \text{ A} / \text{cm}^2\text{K}^2$ and $8.13 \text{ A} / \text{cm}^2\text{K}^2$, respectively, for the HTRs of all three regions. It is clear that when the theoretical Richardson constant is $8.16 \text{ A} / \text{cm}^2\text{K}^2$, the Richardson constant values calculated for both SD₁ and SD₂ samples are very close to the theoretical value.

It was seen that the difference between the two samples, Gr doped, made the interfacial states more homogeneous and the potential barrier heights obtained from the SD₁ sample were smaller than the potential barrier heights obtained from the SD₂ sample, thus increasing the ideality factor.

As a result of this study; it has been clearly indicated that the temperature dependent current-transport mechanisms (CTMs) of Au / (7% PV doped) PVA / n-GaAs (SD₁) and Au / (Pure) PVA / n-GaAs (SD₂) can be explained by Double Gaussian Distribution (DGD), together with Field Emission (FE), Thermionic Field Emission

(TFE) and T_0 Effect at low temperatures Thermionic Emission (TE) with the fact that one or more than one CTM can be active at the same time.

Keywords : Schottky diodes, Double Gaussian distribution, temperature dependent current-transport mechanisms, Graphene (Gr), potential barrier inhomogeneity.

Science Code : 20226

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının planlanmasında, araştırılmasında, yürütülmesinde ve oluşumunda ilgi ve desteğini esirgemeyen, bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım, yönlendirme ve bilgilendirmeleriyle çalışmamı bilimsel temeller ışığında şekillendiren sayın hocam Prof. Dr. Habibe TECİMER'e;

Çalışmanın her aşamasında akademik ve bilimsel tecrübe ve bilgileri ile desteğini esirgemeyen kıymetli hocam Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a;

Doktora sürecinde bilimsel ve akademik anlamda katkı sağlayan değerli hocalarım Doç. Dr. S. Orkun TAN'a, Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ'a, Dr. Öğr. Üyesi Mustafa B. TÜRKÖZ'e ve Doç. Dr. Hüseyin TECİMER'e;

Deneysel ölçümlerin alınmasında büyük desteğini gördüğüm Arş. Gör. Dr. Esra ERBİLEN TANRIKULU'na ve Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Fotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi çalışanlarına,

Meslek ve öğrenim hayatım süresince hiçbir yardımı esirgmeden yanımda olan, başta amirlerim olmak üzere tüm Karabük Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü ve Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı akademisyenlerine ve çalışanlarına;

Bu günlere kadar gelmemde en büyük emeğe sahip olan aileme,

Sağladıkları destek ve motivasyonun yanında huzur ve mutluluk veren eşime ve oğluma;

Ve son olarak, her şeyin gerçekleşmesini mümkün kılan Yüce Yaradan'a;

Sonsuz teşekkürlerimi sunarım...

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	vii
TEŞEKKÜR.....	x
İÇİNDEKİLER	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xiv
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xviii
BÖLÜM 1	1
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2	6
KURAMSAL TEMELLER	6
2.1. SCHOTTKY-MOTT TEORİSİ.....	6
2.1.1. Doğrultucu (Schottky) Kontak	7
2.1.2. Doğrultucu (Schottky) Kontakların Enerji-Bant Diyagramları	8
2.1.3. Omik Kontaklar	15
2.1.4. Omik Kontakların Enerji Bant Diyagramları	16
2.2. YALITKAN VE POLİMER ARAYÜZEY TABAKALI SCHOTTKY DİYOTLAR	17
2.3. SCHOTTKY KONTAKLARIN OLASI AKIM-İLETİM MEKANİZMALARI.....	20
2.3.1. Termiyonik Emisyon	22
2.3.2. Difüzyon Teorisi.....	25
2.3.3. Termiyonik Emisyon – Difüzyon (TED) Teorisi	26
2.3.4. Engel Boyunca Tünelleme.....	27
2.3.5. Tüketim Bölgesinde Taşıyıcı Oluşması Ve Yeniden-Birleşmesi	30
2.3.6. Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyonu	31
2.3.7. T_0 Etkisi	32

	<u>Sayfa</u>
2.3.8. Gaussian Dağılımı	33
2.4. İDEAL DURUMDAN SAPMA NEDENLERİ	38
2.4.1. İmaj-Kuvvet (Schottky) Etkisi.....	38
2.4.2. Seri Direnç (R_s) Etkisi	40
2.4.3. Kuantum Mekaniksel Tünelleme Etkisi	41
2.4.4. Kenar Etkileri.....	41
2.4.5. Arayüzey Durumları Ve Schottky Engel Homojensizliği	42
BÖLÜM 3	44
MATERYAL VE YÖNTEM	44
3.1. KULLANILAN MALZEMELERİN ÖZELLİKLERİ.....	44
3.1.1. Altın (Au).....	44
3.1.2. Galyum Arsenit (GaAs).....	46
3.1.3. Polivinil Alkol (PVA).....	49
3.1.4. Grafen (Gr)	51
3.2. NUMUNELERİN HAZIRLANMA SÜREÇLERİ	54
3.2.1. n-GaAs Kristal Altaşların Temizlenmesi	54
3.2.2. Termal Buharlaştırma Yöntemi İle Omik Kontaktların Hazırlanması	55
3.2.3. Elektrosinning Yöntemi İle %7 Gr-katkılı PVA Ve saf-PVA Arayüzey Tabakalarının Hazırlanması	57
3.2.4. Termal Buharlaştırma Yöntemi İle Au-Schottky (Doğrultucu) Kontaktların Hazırlanması	59
3.3. DENEYSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ	62
3.3.1. Keithley 2400 Akım-Gerilim Kaynağı	63
3.3.2. Janis vpf-475 Kriostat Ve Lake Shore Model 321 Sıcaklık Kontrol Sistemi	64
BÖLÜM 4	65
DENEYSEL SONUÇLAR	65
4.1. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD ₁) TİPİ SCHOTTKY DİYOTUN SICAKLIĞA BAĞLI AKIM-GERİLİM KARAKTERİSTİKLERİ.....	65
4.2. Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD ₂) TİPİ SCHOTTKY DİYOTUN SICAKLIĞA BAĞLI AKIM-GERİLİM (I-V) KARAKTERİSTİKLERİ	81

Sayfa

4.3. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD ₁) TİPİ VE Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD ₂) TİPİ SCHOTTKY DİYOTLARIN SICAKLIĞA BAĞLI OLASI AKIM-İLETİM MEKANİZMALARININ KARŞILAŞTIRMASI	95
BÖLÜM 5	101
TARTIŞMA VE SONUÇ	101
KAYNAKLAR	105
ÖZGEÇMİŞ	111

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1. Schottky kontak yapısı, Schottky kontak elektronik sembolü.....	6
Şekil 2.2. İdeal durumdaki Doğrultucu (Schottky) kontak için I-V karakteristikleri.	7
Şekil 2.3. Si atomunun enerji band diagramı.	8
Şekil 2.4. Metal ve n-tipi Yarıiletkenin kontakta önce ve kontakta sonra enerji bant diyagramları.	12
Şekil 2.5. Metal/n-tipi Yarıiletken Schottky diyot için doğru beslem ters beslem durumunda enerji-bant diyagramları.	12
Şekil 2.6. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta doğru beslem altındaki E ve akımın akış yönü.	14
Şekil 2.7. Metal/n-tipi yarıiletken kontakta ters beslem altındaki E ve akımın akış yönü.	14
Şekil 2.8. İdeal durumdaki Omik kontak için I-V karakteristikleri.	15
Şekil 2.9. Bir metal/n-tipi yarıiletkenin kontakta önce, omik kontakta sonraki termal denge durumundaki enerji bant diyagramları.	16
Şekil 2.10. n-tipi yarıiletken üzerine negatif gerilim uygulandığındaki durum (d) n-tipi yarıiletken üzerine pozitif gerilim uygulandığı durumdaki enerji-bant diyagramları.	17
Şekil 2.11. Yalıtkan arayüzey tabakalı Schottky diyot yapısı.	18
Şekil 2.12. Yalıtkan/polimer arayüzey tabakasına sahip bir Schottky diyotun enerji bant diyagramı.	19
Şekil 2.13. Schottky diyotların doğru ön-gerilim altındaki olası akım-iletim mekanizmaları.....	21
Şekil 2.14. Schottky diyotlar için doğru ön-gerilim ve ters öngerilim altında tünelleme akımı enerji band diyagramı.	27
Şekil 2.15. Bir Schottky diyot için Gaussian dağılımının enerji-band diyagramının gösterimi.	34
Şekil 2.16. $nkT/q-kT/q$ grafiğine göre oluşan akım-iletim mekanizmalarının gösterimi.	37
Şekil 2.17. Bir metaldeki imaj-kuvvet yükü, imaj-kuvvet etkisinden kaynaklı Schottky engel düşmesinin gösterimi.	39
Şekil 2.18. Schottky diyotlarda kenar etkisine karşı oluşturulmuş koruma yüzüğünün gösterimi.	42

Şekil 2.19. Homojen olmayan potansiyel engel yüksekliğine sahip bir Schottky kontağın 3-boyutlu görünümü.	43
Şekil 3.1. Schottky diyotların hazırlık süreci.	44
Şekil 3.2. GaAs yarıiletkeninin kristal yapısı.	46
Şekil 3.3. GaAs ve Si yarıiletkenlerinin taşıyıcı hızlarının karşılaştırılması.	48
Şekil 3.4. GaAs yarıiletkenine ait enerji-bant diyagramı.	48
Şekil 3.5. Vinil alkol ve Polivinil alkolün moleküler yapıları.	50
Şekil 3.6. Karbon elementinin allotroplarının gösterimi.	52
Şekil 3.7. SD ₁ ve SD ₂ numuneleri için Au-Omik kontakların hazırlanmasında kullanılan termal buharlaştırma sisteminin şematik gösterimi.	56
Şekil 3.8. Omik kontakların hazırlanmasında kullanılan maskenin şematik gösterimi.	56
Şekil 3.9. n-GaAs alttaşların mat yüzeyinde oluşturulan Au-Omik kontakların hazırlanması.	57
Şekil 3.10. % 7 Gr-katkılı PVA ve saf-PVA arayüzey tabakalarının hazırlanmasında kullanılan elektrospinning yönteminin şematik gösterimi.	58
Şekil 3.11. Termal buharlaştırma ünitesinde Au-Schottky kontakların hazırlanması.	59
Şekil 3.12. Schottky (doğrultucu) kontak hazırlanmasında kullanılan maskenin şematik gösterimi.	60
Şekil 3.13. Hazırlanan Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD ₁) tipi Schottky diyotun şematik gösterimi.	61
Şekil 3.14. Hazırlanan Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD ₂) tipi Schottky diyotun şematik gösterimi.	61
Şekil 3.15. SD ₁ ve SD ₂ numunelerinin 80-360 K sıcaklık aralığında alınan I-V ölçümlerinde kullanılan ölçüm sistemi.	63
Şekil 3.16. SD ₁ ve SD ₂ numunelerinin I-V ölçümlerinde kullanılan kaynağı Keithley 2400 akım-gerilim kaynağının fotoğrafı.	64
Şekil 3.17. SD ₁ ve SD ₂ numunelerinin 80- 360 K sıcaklık aralığında alınan I-V ölçümlerinde kullanılan Janis vpf-475 kriyostat ve Lake Shore Model 321 sıcaklık kontrol sistemlerinin fotoğrafı.	64
Şekil 4.1. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD ₁) numunesinin 80-360 K sıcaklık aralığındaki yarı logaritmik I-V grafiği.	67
Şekil 4.2. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD ₁) numunesine ait 2-paralel diyot modelinin devre çizimi.	68
Şekil 4.3. 1. Bölge için 2. Bölge için SD ₁ numunesinin n ve Φ_{B_0} değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.	70

Şekil 4.4.	1. Bölge için 2. Bölge için SD_1 numunesinin $nkT/q - kT/q$ grafikleri.	72
Şekil 4.5.	1. Bölge için 2. Bölge için SD_1 numunesinin $n - \Phi_{B_0}$ grafikleri.	74
Şekil 4.6.	1. Bölge için 2. Bölge için SD_1 numunesinin $q/2kT - \Phi_{B_0}$ grafikleri.	76
Şekil 4.7.	1. Bölge için 2. Bölge için SD_1 numunesinin $q/2kT - (n^{-1})-1$ grafikleri.	78
Şekil 4.8.	1. Bölge için 2. Bölge için SD_1 numunesinin Modifiye edilmiş Richardson grafikleri.	80
Şekil 4.9.	Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD_2) numunesinin 80-360 K sıcaklık aralığındaki yarı logaritmik I-V grafiği.	82
Şekil 4.10.	Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD_2) numunesine ait multi-paralel diyot modelinin devre çizimi.	82
Şekil 4.11.	1. Bölge, 2. Bölge 3. Bölge için SD_2 numunesinin n ve Φ_{B_0} değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri.	84
Şekil 4.12.	1. Bölge, 2. Bölge ve 3. Bölge için SD_2 numunesinin $nkT/q - kT/q$ grafikleri.	86
Şekil 4.13.	1. Bölge, 2. Bölge ve 3. Bölge için SD_2 numunesinin $n - \Phi_{B_0}$ grafikleri.	88
Şekil 4.14.	1. Bölge, 2. Bölge ve 3. Bölge için SD_2 numunesinin $q/2kT - \Phi_{B_0}$ grafikleri.	89
Şekil 4.15.	1. Bölge, 2. Bölge ve 3. Bölge için SD_2 numunesinin $q/2kT - (n^{-1})-1$ grafikleri.	91
Şekil 4.16.	1. Bölge, 2. Bölge ve 3. Bölge için SD_2 numunesinin Modifiye edilmiş Richardson grafikleri.	93
Şekil 4.17.	SD_1 ve SD_2 numunelerinin 1. Bölge ve 2. Bölge için sıcaklığa bağlı n değerlerinin karşılaştırması.	97
Şekil 4.18.	SD_1 ve SD_2 numunelerinin 1. Bölge ve 2. Bölge 'de ki sıcaklığa bağlı Φ_{B_0} değerlerinin karşılaştırması.	98

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 3.1. Au metalinin bazı özellikleri.....	45
Çizelge 3.2. GaAs yarıiletkeninin temel ve çalışmada kullanılan özellikleri.	49
Çizelge 3.3. Grafen/polimer kompozit malzemenin özellikleri.	53
Çizelge 4.1. Her iki bölge yarı logaritmik I-V ölçümlerinden tüm sıcaklıklar için elde edilen n , I_0 , Φ_{B0} , ve $n\Phi_{B0}$ değerleri.	69
Çizelge 4.2. SD ₁ Numunesi için 1. ve 2. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen Φ_{B0} ve σ_0 değerleri.	77
Çizelge 4.3. SD ₁ Numunesi için 1. ve 2. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen ρ_2 ve ρ_3 değerleri.	77
Çizelge 4.4. SD ₁ Numunesi için 1. ve 2. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen Φ_{B0} ve A^* değerleri.	79
Çizelge 4.5. SD ₂ numunesinin yarı logaritmik I-V ölçümlerinden her 3 bölgenin tüm sıcaklıklar için n , I_0 , Φ_{B0} , ve nT değerleri.	83
Çizelge 4.6. SD ₂ numunesi için 1., 2. ve 3. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen σ_0 , ρ_2 , ρ_3 ve deneysel A^* değerleri.	91

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

SİMGELER

\AA	: Angstrom
A	: Doğrultucu kontak alanı
A^*	: Richardson sabiti (n-tipi GaAs için $8.16 \text{ A cm}^2 \text{ K}^2$)
E_g	: Yasak enerji aralığı
E_v	: Valans bant kenarı enerjisi
E_c	: İletkenlik bant kenarı enerjisi
I_o	: Doyum akımı
k	: Boltzmann sabiti ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$)
n	: İdealite faktörü
N_{ss}	: Arayüzey durumları
Φ_B	: Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bo}	: Sıfır-beslem engel yüksekliği
Φ_s	: Yarıiletken iş fonksiyonu
Φ_m	: Metal iş fonksiyonu
R_s	: Seri direnç
R_{sh}	: Kısa devre direnci
R_i	: Yapı direnci
V	: Uygulanan voltaj
V_F	: İleri beslem
I_F	: İleri beslem altındaki akım
V_R	: Ters beslem
I_R	: Ters beslem altındaki akım
q	: Elektron yükü ($1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$)
T	: Kelvin cinsinden mutlak sıcaklık
δ	: Yalıtkan arayüzey tabaka kalınlığı
χ_s	: Elektron yakınlığı

W_D	: Tüketim tabakası genişliği
d_{ox}	: Oksit tabaka kalınlığı
qV_i	: Kurulma voltajı
m_n^*	: Elektronun etkin kütlesi
N_d	: Donor atomlarının yoğunluğu
J_o	: Doyum akım yoğunluğu
J_n	: Toplam akım yoğunluğu
ϵ_o	: Boşluğun elektrik geçirgenliği
ϵ_i	: Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
ϵ_s	: Yarıiletkenin dielektrik sabiti
λ	: Dalga boyu
μ_n	: Elektronların mobilitesi
μ_p	: Hollerin mobilitesi
V_x	: x yönünde hareket eden elektronların hız bileşeni
X_m	: Potansiyel engelin maksimum olduğu konum
$\Delta\Phi$: İmaj-kuvvet etkisinden dolayı Schottky engel yüksekliğinin azalması
Ω	: Ohm

KISALTMALAR

SD	: Schottky Diodes (Schottky Diyotlar)
MS	: Metal-Semiconductors (Metal-Yarıiletken)
MPS	: Metal-Polymer-Semiconductors (Metal-Organik/Polimer-Yarıiletken)
MIS	: Metal-Insulator-Semiconductor (Metal-Yalıtkan-Yarıiletken)
Si	: Silisyum
Ga	: Galyum
As	: Arsenide
GaAs	: Galyum Arsenide
PVA	: Polyvinyl Alcohol (Polivinil Alkol)
PVAc	: Polyvinyl Acetate (Polivinil Asetat)
Gr	: Grafen
C	: Karbon
I-V	: Current-Voltage (Akım-Voltaj)

- TE : Thermionic Emission (Termiyonik Emisyon)
- TED : Thermionic Emission-Diffusion (Termiyonik Emisyon-Difüzyon)
- TFE : Thermionic Field Emission (Termiyonik Alan Emisyonu)
- FE : Field Emission (Alan Emisyonu)
- RR : Rectifier Rate (Doğrultma Oranı)

Babam İbrahim EVCİN'e...

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Günümüz teknolojisinin bu denli gelişmesinde yarıiletken endüstrisinin rolü büyük olduğu için, yarıiletken aygıtlar üzerine yapılan çalışmalar hala güncelliğini korumaktadır. Elektroniğin ilk evresi vakum elektroniği olarak kabul edilir. Vakum elektroniğinde, belirli bir ısıtmadan sonra enerji kazanan elektronlar vakum seviyesine çıkarak serbest hale gelirler ve uygulanan gerilim ile yönlendirilerek devrenin tamamlanması sağlanırdı [1]. 1950 ve sonrasındaki yıllar katıhal elektroniği evresi olarak kabul edilir. PN eklemlerin ve transistörün keşfi ile başlayan bu evrede, düzlemsel teknoloji ve mikroelektronığe adım atılmıştır [2]. Önceleri diyot, transistör ya da kapasitör gibi yarıiletken devre elemanları ayrı ayrı üretiliyor ve kartlara kurgulanıyordu fakat 1960 sonrası bunların yerini tümleşik devreler aldı. Vakum elektroniğinden farklı olarak, katıhal elektroniğinde yük taşıyıcıları (elektronlar ya da deşikler) daima yapının içinde kalmaktadırlar.

Mikroelektronığın gelişmesinde pay sahibi olan yarıiletken elemanlardan Metal-Yarıiletken (MS) kontaklar, kontak arayüzündeki engel üzerine ilk çalışmalar W. Schottky tarafından yapıldığı için, ona ithafen Schottky kontaklar olarak da adlandırılırlar [3–6]. Schottky diyotları diğer diyotlardan ayıran özellikleri çok hızlı anahtarlanabilmeleri, ileri gerilim düşümünün düşük seviyede olması ve üzerlerindeki gerilimin yüksek frekanslarda yön değiştirebiliyor olmasıdır. Sahip olduğu bu özelliklerle Schottky diyotların performansının geliştirilmesi elektronik teknolojisinin gelişimi açısından oldukça önemlidir.

Bir Schottky diyot, uygun bir metalin (Au, Ag, vb.), uygun bir yarıiletken alttaşın (GaAs, Si, vb.) mat (arka) yüzeyine biriktirilmesi ile oluşan bir omik kontak ve parlak (ön) yüzeyine biriktirilmesi ile oluşan bir doğrultucu kontak oluşmaktadır.

Diyotun doğru beslemde akımı iletirken, ters beslemde akımı neredeyse hiç iletmemesi olan doğrultma özelliği, ilk kez Schottky ve arkadaşları tarafından gözlemlendi ve metal ile yarıiletken arayüzeyinde oluşan potansiyel engel yüksekliğinden kaynaklandığı ortaya kondu [7]. Bununla birlikte, engelin doğası, eş zamanlı fakat bağımsız olarak Mott tarafından da açıklanmıştır [8]. Bu yüzden engelin hesaplanması için ortaya konan teoriye Schottky-Mott teorisi denir.

Schottky diyotların MS eklem bölgesi özellikleri, diyot performansını etkileyen en önemli parametrelerdir. Metal ile yarıiletken arasındaki engelin büyüklüğü, biçimi, arayüzey durumları ve yük geçişleri diyotun performansını doğrudan etkiler [9]. Bu etmenleri kontrol etmek için önceleri sadece metal ile yarıiletkenlerden oluşan kontaklar, sonraları, metal ile yarıiletkenin arasına yalıtkan bir tabaka konarak Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS), polimer bir tabaka konarak ta Metal-Polimer-Yarıiletken (MPS) tipi Schottky diyotlar hazırlanmaya başlanmıştır [3–5].

MS, MIS ve MPS tipi Schottky diyotların akım-iletim mekanizmaları temelde Termiyonik emisyon teorisi (TE) ile açıklanır [10]. Bilindiği üzere, ısı elektron yayılımı olan TE, metal ile yarıiletken arasındaki engeli geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip, yani oda sıcaklığı ve üzerindeki taşıyıcılar için geçerlidir. Fakat, oda sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda akım-gerilim (I-V) karakteristikleri biraz daha karmaşık bir hal alır. Bu yüzden, özellikle düşük sıcaklıklarda olası akım-iletim mekanizmalarının incelenmesi önemlidir [11,12]. Özellikle düşük sıcaklıklardaki TE'den bu sapmanın nedeni sadece MS arayüzeyinde ki arayüzey durumları (N_{ss}) ya da seri direnç (R_s) etkisi olamaz [12,13]. Bu yüzden, bu çalışmada, Schottky diyotların I-V karakteristikleri geniş bir sıcaklık aralığında incelenerek, Alan emisyonu (AE), Termiyonik Alan emisyonu (TAE), T_o etkisi ya da Gaussian dağılımı (GD) gibi akım-iletim mekanizmalarına dair ipuçları aranmıştır. Bilindiği gibi, aynı anda bir ya da birden fazla akım-iletim mekanizması etkin olabilir [11].

Metal-yarıiletken arayüzeyindeki engel homojensizliği son zamanlarda Gaussian dağılımı ile açıklanmaktadır [12–15]. Özellikle düşük sıcaklıklarda TE'den sapma, idealite faktöründeki yükseliş ve Richardson eğrisindeki doğrusal olmama durumu, arayüzey durumları, arayüzey tabakasının varlığı ve biçimi gibi sebeplerle

açıklanmaya çalışılsa da Tung ve arkadaşları, homojen olmayan engel modelini, deneysel ölçümlerden elde edilen parametreler ışığında, akım-gerilim ilişkisi ile açıklayan bir ifade ortaya koymuşlardır [16,17].

Klasik TE'den sapmanın nedeni sadece tünelleme etkisi, tüketim bölgesindeki yeniden-birleşme akımı ve imaj-kuvvet etkisi ile açıklanamaz [16,18]. Modifiye edilmiş Richardson eğrisi, Werner ve arkadaşları tarafından, engel homojensizliği ve analitik idealite faktörü ifadesi dikkate alınarak, bir potansiyel dağılım modeli ile açıklanmıştır [9,19]. Bu modelde, ortalama değerli bir Gaussian dağılımına sahip, sıcaklık ve gerilimden bağımsız bir standart sapma (σ_0) değerinin, engel yüksekliğini ve olasılık yoğunluğunu etkilediği ve engelin homojen olmadığı fikri temel kabul edilmiştir [11].

Tecimer ve arkadaşları, Au/(Zn-katkılı) PVA/n-GaAs SD'nin 80-350 K sıcaklık aralığındaki olası akım-iletim mekanizmalarını incelediklerinde, TE mekanizması temelinde Çift-Gaussian dağılımı ile açıklandığını ortaya koymuşlardır [13]. Benzer şekilde, Taşcıoğlu ve arkadaşları Al/(CdZnO/p-Si/Al tipi diyotun 110-380 K aralığındaki I-V ölçüm sonuçlarına göre engel oluşumunu ve yüksekliğini incelediklerinde, gözlemlenen engel homojensizliğinin yine Çift-Gaussian dağılımı ile açıklanmışlardır [20].

Daha önce de bahsettiğimiz gibi, klasik TE'den sapma nedeni olarak gösterilen arayüzey durumları, diyot performansını oldukça etkilemektedir. MS arayüzeyine yerleşmiş durumları pasivize etmek, MS arayüzeyindeki difüzyonu engellemek ve yük geçişlerini kontrol etmek, metal ile yarıiletkenin arayüzeyine bir arayüzey tabakası oluşturulması ile mümkündür. Önceleri arayüzey malzemesi olarak yüksek dielektrikli malzemeler kullanılsa da son zamanlarda, kolay üretilibilmeleri ve düşük maliyetlerinden dolayı organik polimerlerin kullanımı avantajlı hale gelmiştir [21–23]. Bu çalışmada, sıcaklığa karşı kararlı ve malzeme üzerine kolay film oluşturulabilir olmasından dolayı, arayüzey malzemesi olarak polivinil alkol (PVA) polimeri kullanıldı. PVA'nın düşük elektriksel iletkenliği Co, Zn ve Ni gibi katkı metalleri ile arttırılabilir [24–26].

Çiçek ve arkadaşları, çalışmalarında Gr-katkılı PVA ve saf PVA arayüzeyle Schottky diyotların ışığa bağlı elektriksel karakteristiklerini incelemişler ve Gr-katkılı Schottky diyotların kalite ve performansının daha iyi olduğu sonucuna ulaşmışlardır [27]. Yeni keşfedilen Grafen malzemesinin Schottky diyot çalışmalarında katkı malzemesi olarak kullanılması oldukça günceldir [28–31]. Tan ve arkadaşları, Au/PVA/n-GaAs/Au MPS tipi ve Au/ZnO/n-GaAs/Au MIS tipi Schottky diyotların elektriksel özelliklerini ışık şiddetine bağlı olarak incelediklerinde, MIS tipi diyotun kalite ve performans açısından MPS tipi diyota göre daha iyi olduğunu ve MPS tipi diyotun kalitesinin PVA malzemesine iletkenliği yüksek malzeme katkılanması ile artırılabilceğini ortaya koymuşlardır [32].

Bu çalışmada, PVA'nın elektriksel iletkenliğini arttırmak için katkı malzemesi olarak Grafen (Gr) kullanılmıştır. Karbon atomunun bir allotropu olan Gr, kabaca, Grafitin tek katmanlı formu olarak ifade edilebilir [23, 33–35]. Andre Geim ve Konstantin Novoselova'a 2010 Nobel fizik ödülünü kazandıran Gr malzemesi, $250000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ 'lık yüksek elektron mobilitesi, $5000 \text{ Wm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ 'lik eksponansiyel termal iletkenliği ve yüksek mukavemet gibi fiziksel özellikleri ile üstün niteliklere sahiptir [33,36–38]. Bu sebeplerden dolayı bu çalışmada PVA'ya katkı malzemesi olarak Gr malzemesi kullanılmıştır.

İlk transistörün Germanyumdan elde edilmesine rağmen, sonraları, ucuza elde edilebilmesi, kararlı bir oksite sahip olması (SiO_2) ve sahip olduğu elektronik özelliklerinden dolayı silisyum (Si), kırk yılı aşkın süre yarıiletken endüstrisinde baskın olmuştur. Günümüzde ise, Galyum arsenit (GaAs), sahip olduğu yüksek elektron mobilitesi ve mikrodalga frekansında çalışan yarıiletken aygıtlara artan rağbetten ötürü silisyum ile rekabet eder hale gelmiştir. Ayrıca, sahip olduğu geniş yasak enerji aralığı ile öz direnci de silisyuma göre daha büyüktür. Bu da GaAs'ı radyasyona karşı daha dayanıklı bir malzeme yapar. Tüm bu özelliklerinden dolayı bu çalışmada yarıiletken malzemesi olarak GaAs malzemesi kullanılmıştır.

Oda sıcaklığının üzerinde TE'nin geçerli olduğu açıkça bilindiğinden, Schottky diyotların düşük sıcaklıklarda akım-iletim mekanizmalarının incelenmesi oldukça güncel bir konudur [39,40]. Al-Dharob ve arkadaşları, Au/0.07 Zn-katkılı PVA/n-4H-

SiC MPS tipi Schottky diyotun olası akım-iletim mekanizmalarını incelemek için akım-gerilim ölçümlerini 100-320 K sıcaklık aralığında almışlardır. Elde ettikleri I-V grafiğinde iki ayrı doğrusal bölge olduğunu gözlemlemişlerdir. Bunun 2-paralel diyot model olduğunu belirtmişlerdir ve her iki diyot için de olası akım-iletim mekanizmalarını incelediklerinde her ikisi için de, düşük sıcaklıklarda Çift-Gaussian dağılımının varlığını ortaya koymuşlardır [12].

Şimdiye kadar bahsedilen bilgiler ışığında, bu çalışmada, Au/%7 Gr-katkılı PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların olası akım-iletim mekanizmaları 80-360 K sıcaklık aralığında incelenmiştir. SD₁ ve SD₂ numunelerinin doğrultucu ve omik kontakları Moleküler Beam Epitaksi (MBE) yöntemi ile hazırlanmıştır. SD₁ numunesinin %7 Gr-katkılı PVA arayüzeyi ve SD₂ numunesinin (saf) PVA arayüzeyi Elektrosinning yöntemi ile hazırlanmıştır. 0,2 V'luk adımlarla sırası ile $\pm 2,5$ V ve ± 2 V aralığında alınan I-V ölçümleri ile SD₁ ve SD₂ numunelerinin idealite faktörü (n), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve doyum akımı (I_0) gibi temel diyot parametreleri hesaplanmıştır. Sıcaklığın artması ile n değerinin azalırken Φ_{B0} değerinin artması TE'den sapmanın ilk göstergesidir. Elde edilen diğer sonuçlarla, SD₁ ve SD₂ numunelerinin olası akım-iletim mekanizmalarında, TE temelinde, düşük sıcaklıklarda FE ve TFE ile birlikte, engel homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian dağılımı (DGD)'nin etkin olduğu sonucuna varılmıştır.

Bu çalışmanın ilk bölümü Giriş bölümü olarak hazırlanmıştır ve çalışma hakkında genel bilgiler ve literatür taraması verilmiştir. İkinci bölümde, yarıiletken fiziğinin temel teorik altyapısı verilmiştir. Üçüncü bölüm olan Materyal ve Yöntem bölümünde, Au/%7 Gr-katkılı PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/PVA/n-GaAs (SD₂) numunelerinin hazırlanması ve kullanılan materyallerin özelliklerinden bahsedilmiştir. Deneysel sonuçlar olan dördüncü bölümde, SD₁ ve SD₂ numunelerinin I-V karakterizasyon sonuçları ve karşılaştırmaları verilmiştir. Son bölüm olan beşinci bölümde ise sonuçların tartışması ve karşılaştırılması yapılmış, elde edilen sonuçlara göre yorumlar ve öneriler ortaya konmuştur.

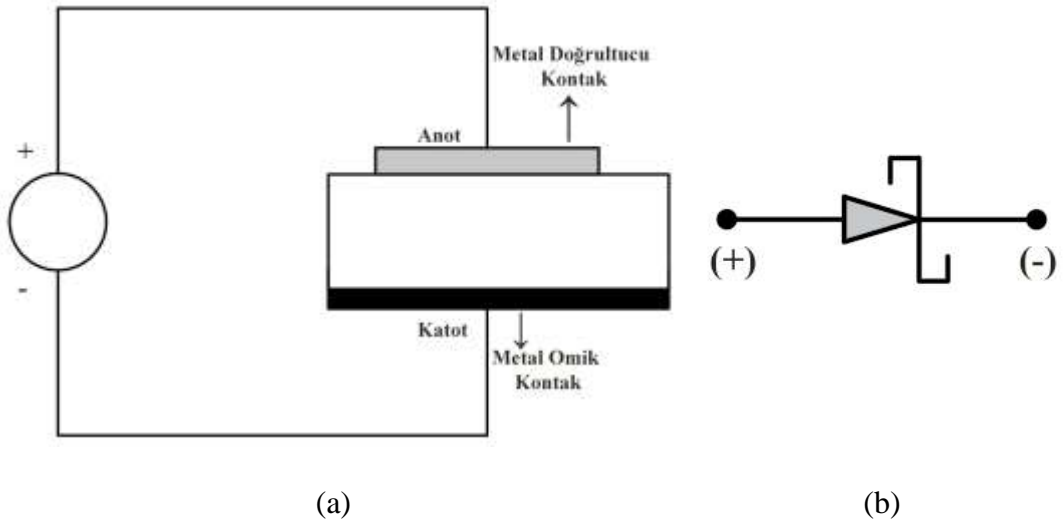
BÖLÜM 2

KURAMSAL TEMELLER

Nokta kontak olarak ta adlandırılan Schottky kontaktlar, 20. Yüzyılın başlarında kullanılan ilk yarıiletken devre elemanlarından biridir. İlk başlarda üretimlerinin zor olmasından ve sabit bir yapıya sahip olmadıklarından tercih edilmiyorlardı. Fakat, katihal elektroniği ile beraber daha kullanışlı metal-yarıiletken kontaktlar yani Schottky diyotlar üretilebilmektedir. Günümüzde ise elektronik ve optoelektronik cihazların vazgeçilmez parçaları haline gelmişlerdir.

2.1. SCHOTTKY-MOTT TEORİSİ

Bir metal ile yarıiletkenin sıkı kontak edilmesi ile elde edilen Schottky diyotların, eklem bölgesinin doğası Walter H. Schottky ve Neville F. Mott tarafından eş zamanlı fakat birbirilerinden bağımsız olarak açıklandığı için metal-yarıiletken arasında oluşan engelin biçimi, yapısı ve yüksekliğini belirlemek için uygulanan modele Schottky-Mott teorisi denir [4,5].

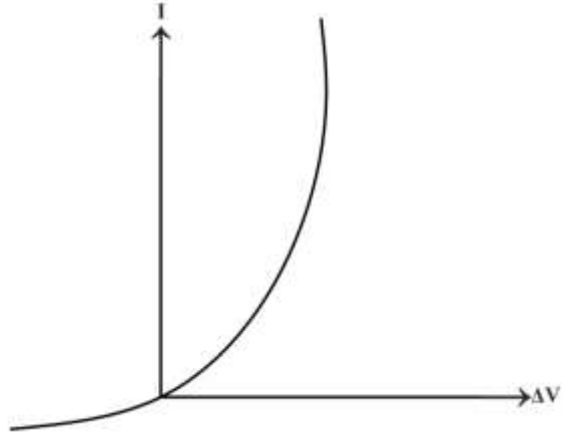


Şekil 2.1. a) Schottky kontak yapısı, b) Schottky kontak elektronik sembolü.

Şekil 2.1 (a)'da görüldüğü gibi, Schottky kontak, bir metal ile yarıiletkenin oluştuğu arka omik kontak ve ön doğrultucu kontak oluşmaktadır. Kontakın doğrultucu (Schottky) ya da ohmik olması yarıiletkenin (Φ_s) ile metalin (Φ_m) iş fonksiyonlarına bağlıdır [4,5]. İş fonksiyonu, Fermi enerjisi seviyesindeki bir taşıyıcıyı (elektron ya da deşik) vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan enerji olarak tanımlanmaktadır.

2.1.1. Doğrultucu (Schottky) Kontak

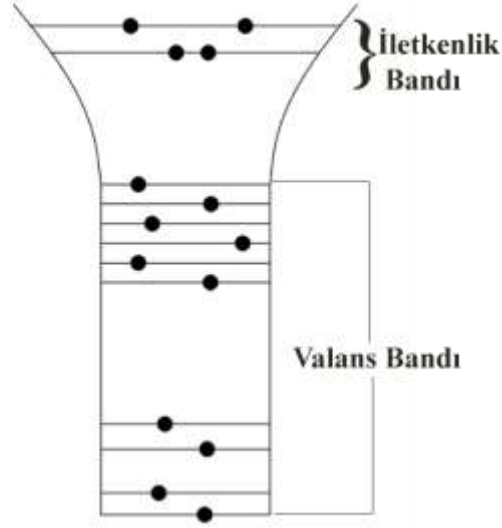
Bir n-tipi yarıiletken için metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonunda büyükse ($\Phi_m > \Phi_s$) Schottky (doğrultucu) kontak oluşur. p-tipi yarıiletken için bu tam tersidir. Metal-yarıiletken kontaktaki doğrultma özelliği 1874'te Karl F. Braun tarafından keşfedilmiştir. Doğrultma etkisi, metal-yarıiletken kontaktaki yük taşıyıcıları olan elektron ve hollerin, metalden yarıiletkene ya da yarıiletkenden metale doğru daha kolay akıyor olması özelliğidir. Diyotun tam iletime geçtiği doğru beslem akımının (I_F), ters beslem akımına (I_R) oranı, diyotun kalitesini gösteren bir parametre olan "doğrultma oranı" (RR) olarak isimlendirilir. İdeal bir diyot için I_F/I_R oranı yaklaşık olarak 10^8 - 10^{10} civarındadır.



Şekil 2.2. İdeal durumdaki Doğrultucu (Schottky) kontak için I-V karakteristikleri.

Şekil 2.2'de bir doğrultucu Schottky kontakın akım-gerilim (I-V) karakteristikleri görülmektedir. Bilindiği gibi, iletkenlerde bu ilişki doğrusaldır. Fakat yarıiletkenlerde akım, uygulanan gerilim ile üstel olarak artmaktadır [4,5].

2.1.2. Doğrultucu (Schottky) Kontakların Enerji-Bant Diyagramları



Şekil 2.3. Si atomunun enerji band diagramı.

Birer fermiyon olan taşıyıcılar (elektron ve deşikler), Pauli ilkesine göre orbitallere yerleşirler. Şekil 2.3'te Si atomunun orbitallere yerleşim şeması görülmektedir. Si atomunun 3s ve 2p gibi yörüngeleri yarım doludur. İki Si atomu yanyana geldiklerinde 3s ve 3p yörünge enerjileri ikiye bölünür. 2s ve 2p gibi alt yörüngeler her iki atoma da ait olurlar. Si atom sayısı arttıkça 3s ve 3p yörünge enerjileri, artan Si atom sayısı kadar bölünmeye uğrar. Bir araya gelen atom sayısı arttıkça kristal örgü büyür ve s ve p orbitalleri, Avagadro sayısı (6.02×10^{23}) kadar yarılmaya uğrar ve artık kesikli enerjilerden oluşan sürekli bir enerji aralığı olan enerji bantları oluşur. Enerji bantları, aralarındaki enerji farkı 10^{-19} eV olan çok küçük enerji seviyeleridir. s ve p yörüngelerinin yarılması ile oluşan ve enerji bantları arasında kalan bölgeye Yasak Enerji Aralığı (E_g) denir. Şekil 2.4'te doğrultucu kontakta önce ve sonra, $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda ki metal ile n-tipi yarıiletkenin enerji bant diyagramları görülmektedir. n-tipi yarıiletkenler IV ve V grubu elementlerinin bileşik oluşturması ile elde edilen ve çoğunluk taşıyıcıların elektronlar olduğu yarıiletken tipidir. Daha öncede bahsettiğimiz gibi Φ_m ve Φ_s sırası ile metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarıdır ve Fermi enerji seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak yani serbest bırakmak için gerekli olan enerji miktarıdır [4,5]. Yarıiletkenlerin Fermi enerji seviyesi, katkı atomlarının yoğunluğuna ve sıcaklığa göre değişir. n-tipi yarıiletkenler

Fermi enerji seviyesi iletim bandına yakın olurken p-tipi yarıiletkenlerde valans (değerlik) bandına yakın olur.

İletkenlerde Fermi enerji seviyesi (E_F), elektronların yerleştikleri en üst enerji seviyesi olarak tanımlanırken, yarıiletkenlerde ise yasak enerji bölgesinde varsayılan ve yarıiletkenin cinsine göre iletim ya da valans bandına yakın konumlanmış olan enerji seviyesi olarak tanımlanır. E_F 'in altında elektron içeren son temel hal bandı valans (değerlik) bandı E_v , üstünde ise izinli enerji bandı olan iletkenlik bandı (E_c) vardır ve yarıiletkenlerde düşük sıcaklıklarda bu bant boştur. Fakat daha yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar (elektronlar ya da holler) daha büyük bir enerjiye sahip olabilirler ve E_c üstünde bulunabilirler. E_c 'deki elektronları vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan enerji elektron ilgisi (χ_s) olarak isimlendirilir [4,5].

Kontaktan önce Şekil 2.4 (a)'da görüldüğü gibi, metalin Fermi enerjisi seviyesi iletkenlik bandının içine girmişken, yarıiletkenin Fermi enerjisi seviyesi n-tipi yarıiletken olduğu için E_c 'ye yakın konumlanmıştır ve metalin Fermi enerjisi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Şekil 2.4 (b)'de ise, kontaktan sonra termal denge durumundaki enerji bant diyagramı görülmektedir. Kontaktan sonra ilk olarak yüzeyde difüzyon yolu ile ısı transferi başlar. Termal denge kurulana kadar, metaldeki elektronlardan daha fazla enerjiye sahip yarıiletken elektronları, arkalarında iyonlaşmış deşikler bırakarak metale geçerler. Metal ile n-tipi yarıiletkenin Fermi enerjisi seviyeleri aynı hizaya gelince termal dengeye ulaşılmış olur. Mesafe, yol-zamandan büyük olduğu için, yük geçişleri hep ön yüzeyde gerçekleşir. Kontaktan sonraki bu yük geçişinden dolayı n-tipi yarıiletkenin MS arayüzeyinde ki serbest elektron yoğunluğu azalır ve E_c ve E_F arasındaki enerji farkı artarak E_F , E_g 'nin ortalarına doğru kayar. Artık tek bir E_F 'e sahip olan yapıda, kontaktan dolayı E_g değişmeyeceğinden, E_c ve E_v şekil 2.4 (b)'de görüldüğü gibi aşağı doğru bükülmektedir [4,5]. Yarıiletkenin vakum seviyesinde de elektron ilgisinde de benzer bükülmeler görülmektedir. Termal denge durumunda yük geçişleri durur ve metale geçen yarıiletkenin iletim bandı elektronları, arkalarında pozitif yüklü verici (donör) iyonu bıraktıklarından, yarıiletkenin metale bakan ön yüzeyinde negatif uzay yük bölgesi oluşurken, yarıiletkenin metale bakan ön yüzünde pozitif uzay yük bölgesi

oluşur. Bu iki tabakadan oluşmuş Deplasyon bölgesinin kalınlığı W_D ile gösterilir ve bandın bükülmesinin bir nedeni de bu bölgenin varlığıdır.

Yarıiletkenin enerji bantlarındaki bükülme miktarının yani engel yüksekliğinin belirlenmesinde, vakum seviyesinin kontak boyunca sabit kalması önemli bir etmendir. Bu durum eşitlik 1'de görüldüğü gibi, bükülmenin metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının eşit olmasını açıklar [4,5]:

$$qV_i = \Phi_m - \Phi_s \quad (2.1)$$

Burada qV_i denge durumundaki kurulum gerilimidir ve yarıiletkenden metale geçecek olan taşıyıcıların görecekleri potansiyel engelin büyüklüğüdür. Metalden yarıiletkene geçecek olan taşıyıcıların gördüğü potansiyel engel daha büyüktür ve Schottky ve Mott tarafından eşzamanlı fakat birbirlerinden bağımsız olarak açıklanmışlardır [4,5]:

$$\Phi_B = \Phi_m - \chi_s \quad (2.2)$$

$$\Phi_s = \Phi_n + \chi_s \quad (2.3)$$

$$\Phi_m = qV_i + \Phi_s \quad (2.4)$$

Burada Φ_B metalden yarıiletkene olan engel yüksekliği, Φ_n ise [4,5];

$$\Phi_n = |E_c - E_F| = E_F \quad (2.5)$$

olarak tanımlanır ve E_c referans aralığında, kontakta sonra ki yarıiletkenin Fermi enerjisi seviyesine karşılık gelir.

Deplasyon bölgesinin yük dağılımı ile potansiyel engelin şekli ve büyüklüğü hesaplanabilir. Yarıiletkendeki pozitif yük tabakasında artık hareketli yük yoktur. Çünkü potansiyel engel yüksekliği kt/q 'ya eşit olan termal enerji değerinden büyüktür ve bu yüzden, deplasyon bölgesi yüksek dirençli yalıtkan bir bölge haline gelir.

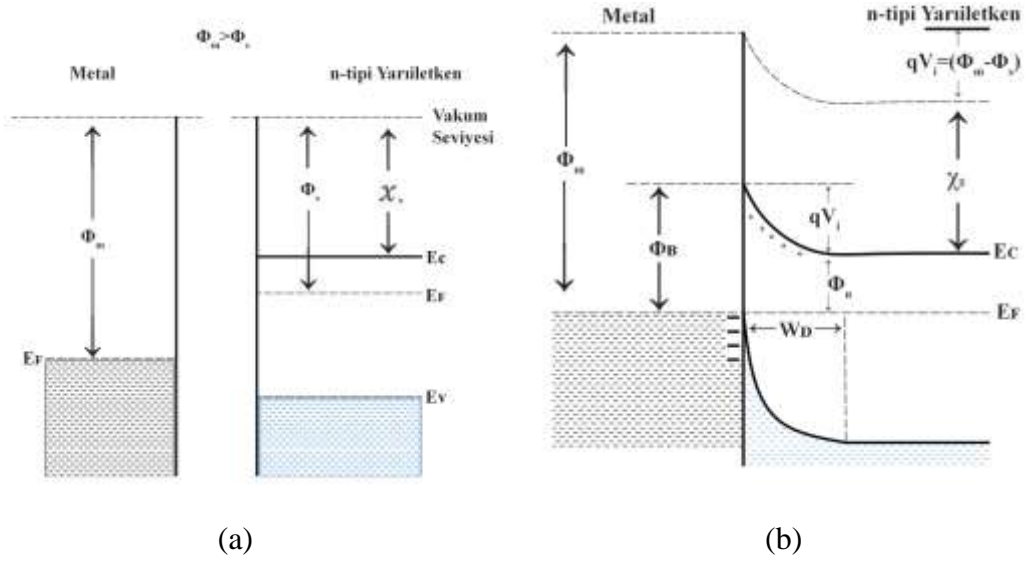
Engelin biçimi, yarıiletkenin verici (donör) atomlarının yoğunluğundan (N_d) elde edilir. Bu durum aşağıdaki eşitlikler ile açıklanmaktadır [4,5]:

$$E_{Fn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right) \quad (2.6)$$

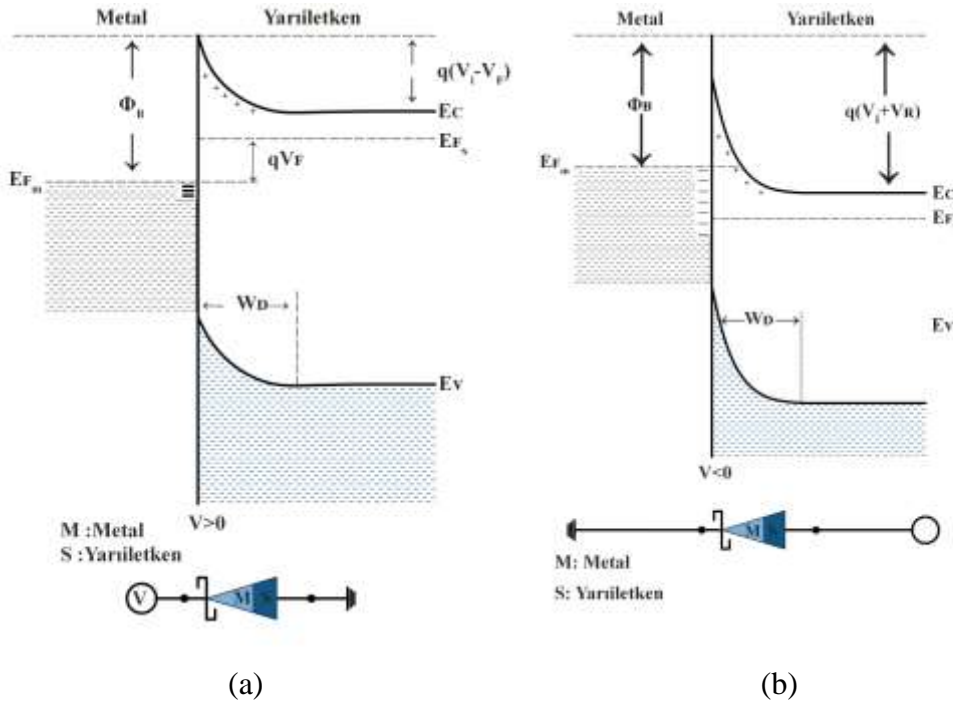
$$E_{Fp} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right) \quad (2.7)$$

Burada, N_c iletim bandındaki izinli durum yoğunluğu, N_v ise valans bandındaki izinli durum yoğunluğu, N_a alıcı (akseptör) yoğunluğu ve N_d verici (donör) yoğunluğu nicelikleridir. Yüksek katkılı dejenere yarıiletkenlerde $\ln(1)=0$ olduğu için Fermi enerji seviyesi iletkenlik bandına girer. Eşitliklerde de açıkça görüldüğü gibi yarıiletkenlerdeki Fermi enerji seviyesi sıcaklığa, izinli durumların yoğunluğuna ve alıcı/verici katkı atomlarının yoğunluklarına bağlıdır.

Schottky, yarıiletkenin metalin arayüzeyine doğru homojen olarak katkılındığını ve deplasyon bölgesinin homojen bir yük yoğunluğuna sahip olduğunu, deplasyon bölgesinden uzaklaştıkça elektrik alan kuvvetinin doğrusal olarak arttığını ve parabolik bir engel ortaya çıktığını ortaya koymuştur [41]. Oluşan parabolik engel ona ithafen Schottky engeli olarak da anılır. Mott tarafından ise bu tabaka, metal-yarıiletken arayüzeyine sıkıştırılmış ve homojen olarak katkılanmış ince bir tabaka olarak açıklanmıştır [8]. Elektrik alan kuvveti sabit ve potansiyeli doğrusal olarak artan tip engel hakkındaki ilk çalışmalar Mott tarafından yapıldığından, bu tip engele Mott engeli de denmektedir ve metal ile yarıiletkenin arasına saf bir yarıiletken kadar az katkılanmış, ince bir tabakanın konulması ile meydana gelir.



Şekil 2.4. Metal ve n-tipi Yarıiletkenin a) kontakta önce ve b) kontakta sonra enerji bant diyagramları.



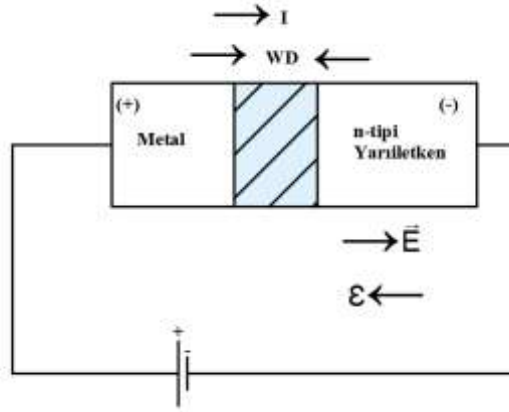
Şekil 2.5. Metal/n-tipi Yarıiletken Schottky diyot için a) doğru beslem b) ters beslem durumunda enerji-bant diyagramları.

Kontaktan sonraki termal denge durumunda, artık metalden yarıiletkene, yarıiletkende de metale taşıyıcı geçişi olmadığı için net bir yük akışı oluşmamaktadır. Yük akışının tekrar başlayabilmesi için termal dengeyi bozmak gerekir. Bu da Şekil 2.5 (a)'da

görüldüğü gibi metale pozitif, yarıiletkene negatif gerilim uygulayarak oluşan doğru beslem veya Şekil 2.5 (b)'de görüldüğü gibi metale negatif, yarıiletkene pozitif gerilim uygulayarak oluşan ters beslem ile mümkündür [4,5].

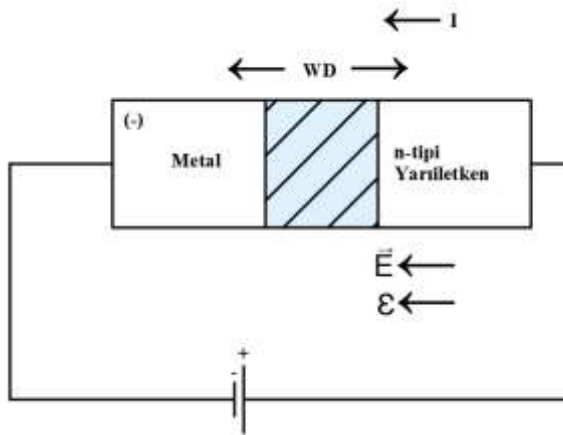
Metalin ve yarıiletkenin nötral bölgesinin direncine göre yarıiletkenin tüketim bölgesinin direnci oldukça fazladır. Çünkü burada hareketli taşıyıcı sayısı yok denecek kadar azdır. Bu yüzden Schottky diyota uygulanan pozitif veya negatif gerilimin büyük bir kısmı bu bölgeye düşer. Uygulanan gerilim, Schottky diyotun enerji bantlarındaki bükülme miktarını değiştirerek, tüketim bölgesi boyunca engel yüksekliğini değiştirir. Böylece diyottaki denge durumu bozulmuş olur.

Şekil 2.5 (a)'daki gibi, Schottky-Mott teorisine göre, uygulanan doğru beslem (V_F) miktarı termal denge durumundaki engel yüksekliğinden küçük olmak koşulu ile, tüketim bölgesinin genişliği yani potansiyel engelin yüksekliği (qV_i) uygulanan doğru beslem kadar azalacaktır ($qV_i - qV_F$). Çünkü Şekil 2.6'da görüldüğü gibi, bu koşulda, iç elektrik alan (\mathcal{E}) ile dış elektrik alan ($\vec{E}_{dış}$) tamamen birbirlerine zıt yöndedirler ve $\sum \vec{E} = \vec{E} - \mathcal{E}$ olduğundan toplam \vec{E} ve sürüklediği yük miktarı azalır. Tüketim bölgesinin genişliğinin azalması ile yarıiletken tarafındaki elektronlar daha küçük bir engelle karşılaşacağından, termal denge durumuna göre, yarıiletkenden metale doğru elektron akışında oldukça büyük bir artış gözlemlenir. Denge durumuna göre, metalden yarıiletkene elektron akışında ise bir fark gözlemlenmez. Çünkü, metaldeki potansiyel engel (Φ_B), gerilim düşmesinden dolayı beslem geriliminden etkilenmez. Sonuç olarak, metalin üzerinden pozitif, n-tipi yarıiletkenin üzerinden negatif beslem ile n-tipi yarıiletkenden metale doğru bir elektron akışı, metalden n-tipi yarıiletkene doğru da net bir akım meydana gelir. Schottky diyotlarda akım-gerilim ilişkisi iletkenlerdeki gibi doğrusal (omik) değil, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artmaktadır.



Şekil 2.6. Metal/n-tipi yarıiletken kontağın doğru beslem altındaki \vec{E} ve akımın akış yönü.

Şekil 2.5 (b)'de ise ters beslem uygulanan bir Schottky engel diyotun enerji-bant diyagramı görülmektedir. Yani bu kez metale negatif, n-tipi yarıiletken ise pozitif gerilim uygulanmıştır. Yine uygulanan V_F değeri Schottky-Mott teorisine uygun olarak, Φ_{B0} değerinden küçüktür. Bu durumda tüketim bölgesindeki potansiyel fark, uygulanan V_F kadar artacaktır. Çünkü, Şekil 2.7'de görüldüğü gibi, Schottky diyotun iç ve dış elektrik alanları aynı yöndedir ve $\sum \vec{E} = \vec{E} + \epsilon$ olduğundan toplam \vec{E} ve sürüklediği yük miktarı artar. Böylece tüketim bölgesinin kalınlığı artacak ve metal ile yarıiletken arasındaki yük geçişleri oldukça azalacaktır. Yani, Schottky diyot doğru beslem altında engel yüksekliğinin azalmasından dolayı iletme geçerken, ters beslem altında, engel yüksekliğinin artmasından dolayı neredeyse hiç akım geçirmeyecektir.

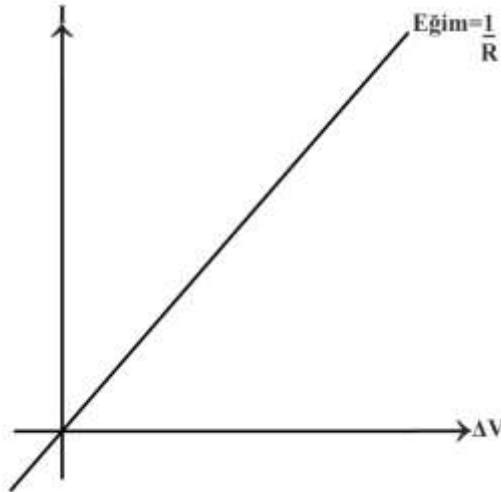


Şekil 2.7. Metal/n-tipi yarıiletken kontağın ters beslem altındaki \vec{E} ve akımın akış yönü.

Şekil 2.5'te görülen enerji-bant diyagramları, bir metal ile n-tipi bir yarıiletkenin oluşturduğu doktrultucu kontaklara aittir. Yani metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olma ($\Phi_m > \Phi_s$) olma durumuna aittir. Şekil 2.5'e dikkatle bakıldığında görülmektedir ki; termal denge durumundaki gibi tek bir Fermi enerjisi seviyesi (E_F) yoktur. Elektronların geldiği bölgedeki E_F , aktığı bölgedeki E_F 'e göre daha büyüktür.

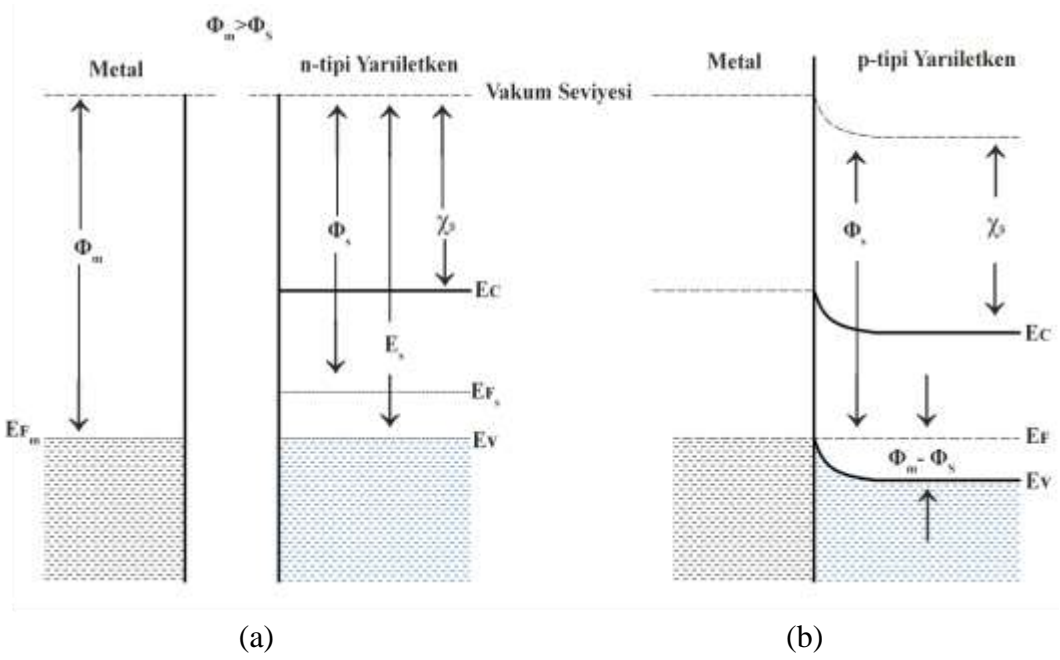
2.1.3. Omik Kontaklar

Bir n-tipi yarıiletken için yarıiletkenin iş fonksiyonu, metalin iş fonksiyonundan büyükse ($\Phi_s > \Phi_m$) omik kontak oluşur [4,5]. p-tipi yarıiletkenler için bunun tam tersi geçerlidir. Omik kontaklarda, metal ile yarıiletken arasında herhangi bir engel yoktur ve akım taşıyıcılar engel boyunca kolayca geçerler. Yani, uygulanan gerilimin pozitif ya da negatif olmasının bir farkı yoktur ve hem metalden yarıiletkene hemde yarıiletkenden metale taşıyıcılar serbestçe hareket ederler. Şekil 2.8'de ideal durumdaki bir omik kontak için akım-gerilim (I-V) karakteristikleri görülmektedir. Şekil 2.8'den de anlaşılacağı gibi, omik kontakların I-V karakteristiği Ohm kanununa ($V=I.R$) uymaktadır. Ayrıca, düşük öz dirençli omik kontaklar için yarıiletkenin arka mat tarafına büyütülen saf metalin uygun bir sıcaklıkta çöktürülmesi önemlidir [6].



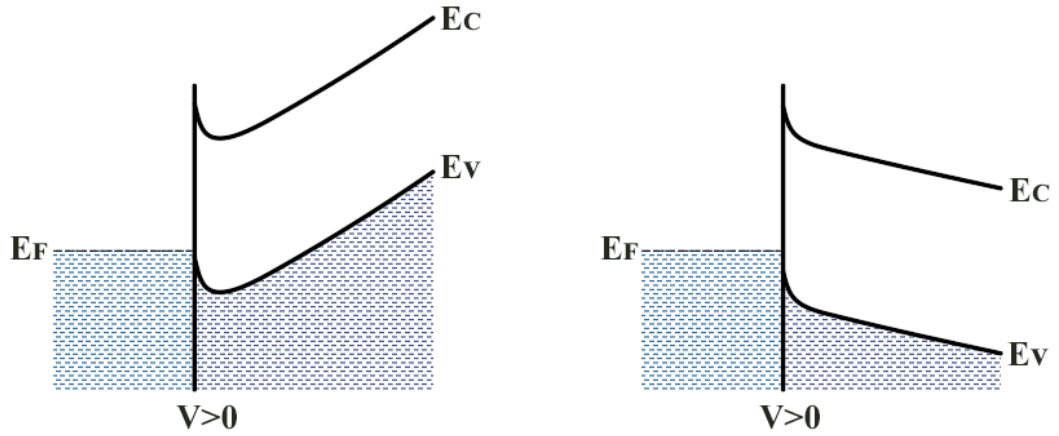
Şekil 2.8. İdeal durumdaki Omik kontak için I-V karakteristikleri.

2.1.4. Omik Kontaktların Enerji Bant Diyagramları



Şekil 2.9. Bir metal/n-tipi yarıiletkenin a) kontakta önce, b) omik kontakta sonraki termal denge durumundaki enerji bant diyagramları.

Şekil 2.9’da bir metal ile n-tipi yarıiletkenin omik kontak yani $\Phi_m < \Phi_s$ durumundaki enerji bant diyagramları görülmektedir. Şekil 2.9 (a)’da görüldüğü gibi n-tipi yarıiletkenin Fermi enerjisi seviyesi metalinkinden küçüktür. Metal ve yarıiletkenin Fermi seviyelerinin eşitlenmesi için bantların bükülme miktarı çok küçüktür. Kontakta sonra, Coulomb etkileşimi ile metalden yarıiletkene akan elektronlar, kontakta yarıiletken sınırında birikerek elektron yığılı haline gelirler. Kontakta termal denge oluşunca, yarıiletkenin E_F seviyesi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar artarak metalin E_F seviyesine yükselir. Yarıiletken tarafındaki yığılma bölgesinin kalınlığı, bir plazmanın elektrostatik özelliklerini belirleyen Debye uzunluğu mertebesinde dir. Metalden yarıiletkene geçen elektronlar tarafından metalde bırakılan pozitif yükler, metaldeki diğer elektronlar tarafından metal/yarıiletken arayüzeyinde $0,5 \text{ \AA}$ kadar uzakta tutulurlar. Yani doğrultucu kontakta farklı olarak, omik kontakta, kontakta sonra metal yarıiletken arayüzeyinde hareketli yüklerden arınmış bir deplasyon bölgesinin bulunmadığı yani taşıyıcıların hareketini zorlaştıracak herhangi bir potansiyel engelin oluşmadığı açıktır. Başka bir deyişle, omik kontaklarda, elektron akışı için bir potansiyel fark oluşmamaktadır [4,5].

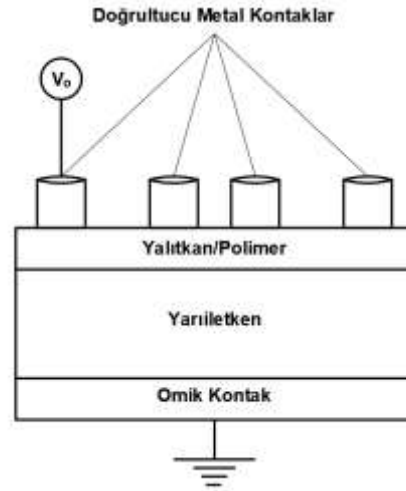


Şekil 2.10. n-tipi yarıiletken üzerine negatif gerilim uygulandığındaki durum (d) n-tipi yarıiletken üzerine pozitif gerilim uygulandığı durumdaki enerji-bant diyagramları.

Şekil 2.10 (a) ve (b)'de n-tipi yarıiletkene sırasıyla negatif ve pozitif gerilim uygulandığındaki enerji bant diyagramları görülmektedir. Kontakta sonra yarıiletken arayüzeyinde elektron yığılımından kaynaklı yüksek dirençli bir bölge oluşur. Bu bölgenin direnci, her iki yönde de uygulanan gerilim sonrası, akımı belirlemektedir. Yani akım, uygulanan gerilimden bağımsızdır. Omik kontak elde edilirken yarıiletkenin metalin içine çöktürülerek bir alaşım halini alabilmeleri için, kaplamadan sonraki tavlama sıcaklığı oldukça önemlidir. Ayrıca bu tavlama işlemi ile kontak oluşumu sırasında, olası arayüzey problemlerinin de önüne geçilmesi mümkündür [4–6]. Yukarıda bahsedilen davranışa sahip konaklar Omik kontaklar olarak adlandırılır ve Schottky diyotların arka kontak kısmında kullanılmaktadırlar.

2.2. YALITKAN VE POLİMER ARAYÜZEY TABAKALI SCHOTTKY DİYOTLAR

Schottky diyotlarda metal ile yarıiletkeni birbirinden izole etmek ve eklem bölgesindeki yük geçişlerini kontrol etmek, metal ile yarıiletken arasına doğal ya da yapay olarak yalıtkan bir malzeme ile kaplayarak mümkündür. Yalıtkan arayüzey tabakaya sahip bu tip Schottky diyotlar, arayüzey malzemesinin çeşidine göre; eğer yalıtkan bir malzeme ise metal/yalıtkan/yarıiletken (MIS) tipi, eğer polimer bir malzeme ise metal/polimer/yarıiletken (MPS) tipi Schottky diyot olarak adlandırılırlar.



Şekil 2.11. Yalıtkan arayüzey tabakalı Schottky diyot yapısı.

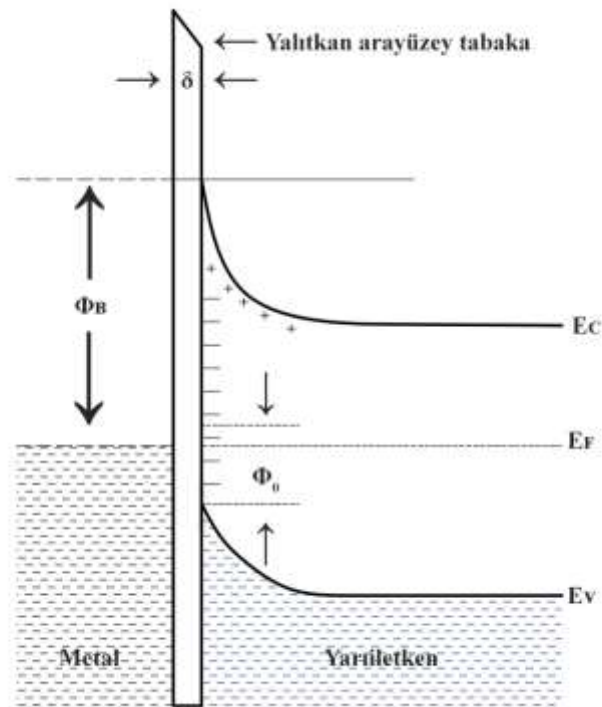
MS yapılar hazırlanırken metalin parlak (ön) yüzeyinin yarıiletken ile kontak edilmesi ile doğrultucu kontak oluşmaktadır. Şekil 2.11’de görüldüğü gibi metalin parlak yüzeyine yarıiletkenden önce bir yalıtkan/polimer malzemenin biriktirilmesi ya da doğal olarak oluşmasına izin verilmesi ile MIS ya da MPS tipi kontaklar elde edilmiş olur.

MIS veya MPS tipi yapılar ilk kez 1965 yılında A. M. Cowley ve S. M. Sze tarafından çalışılmıştır [42]. Çalışmalarında; yeterince ileri ön-gerilim altındaki (V_F) düz bant engel yüksekliğinin, yarıiletkende V_i-V_F kadar bir gerilim düşmesini ve bunun Schottky engeline uygulanabileceğini göstermişlerdir. E. H. Rhoderick ise bu durumu; bir Schottky kontağa V_F kadar bir gerilim uygulandığında, uygulanan bu gerilimin, diyot, yapının seri direnci ve mevcut arayüzey tabakası tarafından ($V_F=V_D+V_{R_s}+V_i$) paylaşılacağı şeklinde açıklamıştır [5]. Buna göre; arayüzeyin yarıiletken tarafındaki yükler ile metal tarafındaki yükler yeniden-birleşme olarak tüketim tabakasındaki yüklerin ortadan kaybolmasına sebep olurlar. Sıfır beslem engel yüksekliği olan Φ_{Bo} [42];

$$\Phi_{Bo} = C_1(\Phi_m - \chi_s) + (1 - C_1)(E_g - \Phi_o) = C_1\Phi_m + C_2 \quad (2.8)$$

$$C_1 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss}} \quad (2.9)$$

Eşitlikleri ile ifade edilir. Burada ϵ_i yalıtkanın geçirgenliğidir ve $\epsilon_r \epsilon_0$ 'a eşittir. δ arayüzey tabakasının kalınlığını, N_{ss} arayüzey durumlarının yoğunluğunu ifade etmektedir. Eşitlik 2.8'de elde edilen sıfır beslem engel yüksekliği, yarıiletken içinde bir elektrik alanın olmadığını varsayar. Halbuki, genellikle yarıiletkende oluşan bant bükülmesi, bir elektrik alanının oluşmasına yol açar ve gerilimin bir fonksiyonu olarak engel yüksekliğini etkiler. Dolayısıyla sıfır ön-gerilim altında da yarıiletkende bir elektrik alan olduğundan, düz bant engel yüksekliği ile sıfır ön-gerilim engel yüksekliği birbirlerinden farklıdır.



Şekil 2.12. Yalıtkan/polimer arayüzey tabakasına sahip bir Schottky diyotun enerji bant diyagramı.

Şekil 2.12'de arayüzey tabakalı bir Schottky diyotun, enerji bant diyagramı görülmektedir. Şekilde de görüldüğü gibi, metalin ve yarıiletkenin fermi seviyeleri kontak boyunca aynı hizadadır ve arayüzey tabakası boyunca vakum seviyesi sürekli. Cowley ve Sze'in da söylediği gibi, uygulanan gerilimin bir kısmı arayüzey tabakasına düşmektedir. Herhangi bir hareketli tabaka içermeyen bu tabaka, yüksek dielektrikli ya da yalıtkan bir tabaka olarak kabul edilir. Arayüzey tabakasının kalınlığı (δ) 20 Å veya daha küçük ise, yarıiletkendeki potansiyel düşmesine göre arayüzey

tabakası boyunca oluşan potansiyel düşmesi ihmal edilebilir [6]. Arayüzey tabakasının bu denli ince olması, taşıyıcıların metalden yarıiletken ya da yarıiletkenden metale kuantum mekaniksel tünelleme yolu ile geçmesine olanak sağlar. Bu da arayüzey tabakasının varlığının, engel yüksekliğine ve kontağın potansiyel farkına etki etmediğinin göstergesidir [6].

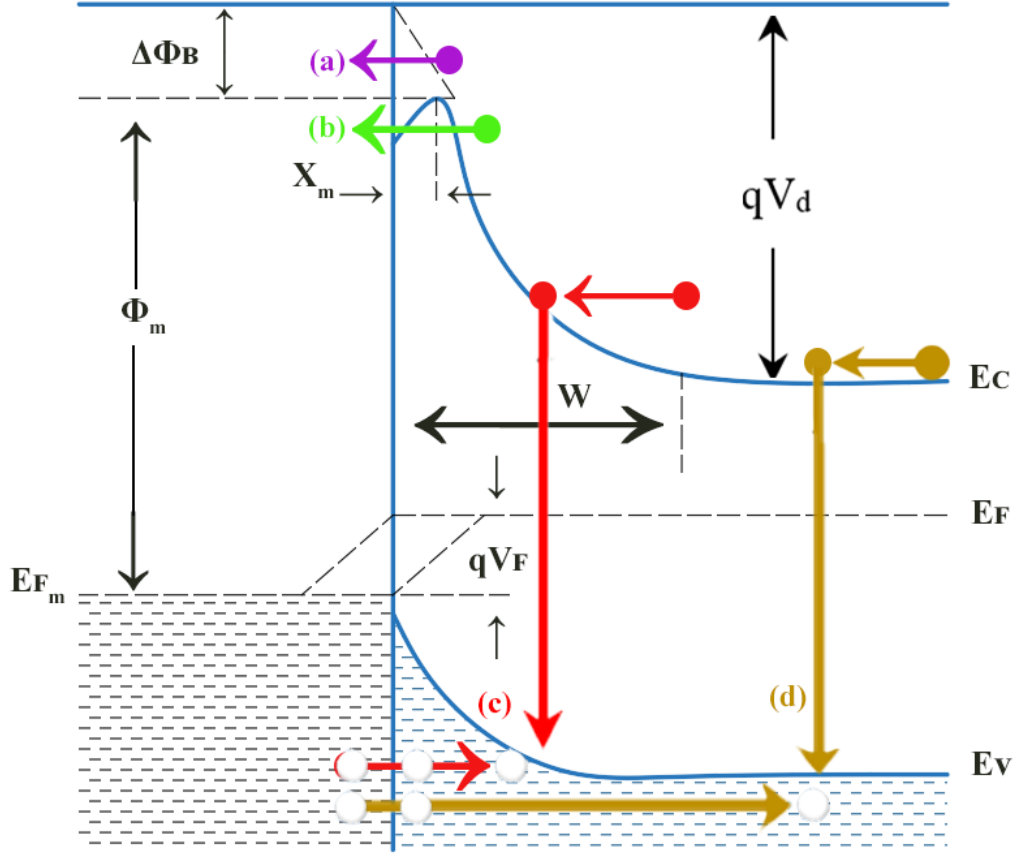
MIS veya MPS tipi schottky diyotların olası akım-iletim mekanizmalarını ve metal ile yarıiletken arasındaki engelin biçimini incelemek, arayüzey varlığı sayesinde, MS tipi Schottky diyotlara nazaran daha kolay ve gerçekçidir. Çünkü, bu arayüzey tabakası, metal ile yarıiletkeni birbirinden ayırarak, her birini farklı iki yapı gibi değerlendirme fırsatı verir. MIS ya da MPS yapıların daha çok tercih edilmesinin bir başka sebebi ise, arayüzey durumlarının, yalıtkan ve yarıiletken birleşiminin bir özelliği olarak düşünülmesiyle, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarına olan katkının değişiminin göz ardı edilebilir olmasıdır. Yani; yüksek dielektrik sabitine sahip bir arayüzey tabakası, arayüzey tabakasını da pasivize edebilir denebilir [6].

2.3. SCHOTTKY KONTAKLARIN OLASI AKIM-İLETİM MEKANİZMALARI

Schottky diyotlara bir dış elektrik alan uygulandığı zaman; sıcaklık, arayüzey tabakasının kalınlığı ve cinsi, kullanılan yarıiletken malzemenin özellikleri ve uygulanan gerilim miktarı ve yönü gibi parametreler, Schottky diyotun akım-iletim şeklini oldukça etkilemektedir. Her bir parametrenin değişmesi ile Schottky diyotun akım iletiminde etkin olan mekanizma da farklı olmaktadır. İşte bu yüzden, hangi koşulda, hangi akım-iletim mekanizmasının etkin olduğunun belirlenmesi, diyot performansının gelişimi açısından olduğu kadar Schottky diyotun çalışma doğasının da anlaşılması açısından önem kazanmaktadır.

Bu parametrelerin en önemlilerinden biri elbette sıcaklık parametresidir. Bilindiği gibi, sıcaklık malzemenin enerjisini doğrudan etkiler ki bu da doğrudan akımı taşıyacak olan taşıyıcıların enerjisi ile ilişkilidir. Bunun yanı sıra, Schottky diyotlarda, düşük sıcaklıklarda etkin olan akım-iletim mekanizmaları tam olarak açıklanamamıştır [13]. Bilindiği gibi, aynı anda bir ya da birden fazla mekanizma tek başına ya da birlikte

etkin olabilmektedir [13]. Bu yüzden düşük sıcaklıklarda yapılan ölçümler daha da önem kazanmaktadır.



Şekil 2.13. Schottky diyotların doğru ön-gerilim altındaki olası akım-iletim mekanizmaları.

Şekil 2.13 metal/n-tipi yarıiletken tipi Schottky diyot için doğru ön-gerilim altında mümkün olan temel akım-iletim mekanizmalarını göstermektedir. Bu mekanizmalar;

- Engel üzerinden Termiyonik Emisyon
- Engel boyunca Tünelleme
- Tüketim bölgesi taşıyıcı birleşmesi ya da üretimi
- Azınlık taşıyıcı enjeksiyonu ya da yarıiletkenin nötral bölgesindeki taşıyıcı birleşmesi'dir [4–6].

Olası akım-iletim mekanizmalarından aşağıda bahsedilmektedir. Açıklamalar metal/n-tipi yarıiletken tipi Schottky diyotlar göz önünde bulundurularak yapılmıştır.

2.3.1. Termiyonik Emisyon

Termiyonik Emisyon, yük taşıyıcıların potansiyel engeli ısı ile indüklenerek akımın oluşması özelliğidir ve 1853 yılında E. Becquerel tarafından keşfedilmiştir. Bethe tarafından metal/yarıiletken yapılar için ortaya atılan Termiyonik emisyon (TE) teorisi, akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından gerçekleştirildiğini kabul ederek, yeteri kadar termal enerjiye sahip olan taşıyıcıların, potansiye engeli aşarak metalden yarıiletkene ya da yarıiletkenden metale kolaylıkla geçtiğini söyler. Yeni TE diyot akımını potansiyel engel üzerinden kısıtlar [43]. Tüketim bölgesini aşmak zorunda olan taşıyıcıların hareketi sürüklenme ve difüzyon şeklindedir ve bu durumda akımı sınırlayan faktördür [43,44].

$$dn_x = N_d \left[\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} \right]^{1/2} dV_x \quad (2.10)$$

Eşitlik 2.10, x yönünde, değişen hıza göre değişen elektron yoğunluğunu ifade etmektedir [4,5]. Burada;

N_d : Verici atomların yoğunluğu,

m_n^* : elektronun etkin kütlesi,

k : Boltzman sabiti

T : Kelvin cinsinden sıcaklık,

V_x : Elektronların x yönündeki hız bileşenidir.

Elektronlar iletim bandına geçince, tüm enerjilerinin kinetik enerji olduğu ve elektronların hızının $\frac{1}{2} m_n^* V_x^2 > eV_D$ şartını sağladığı kabul edilirse, yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu (J_{sm}) [4,5];

$$\begin{aligned} J_{sm} &= \int_{V_{ox}}^{\infty} eV_x dn_x = \int_{V_{ox}}^{\infty} eN_d \left[\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right]^{1/2} V_x \exp \left[-\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} \right] dV_x \\ &= eN_d \left[\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right]^{1/2} \exp \left[\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} \right] = eN_d \left[\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{eV_D}{kT} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

ifadesi ile gösterilir. İletim ve valans bantlarındaki durumların yoğunlukları (N_c ve N_v), iletkenlik bandının alt kenarı başlangıç enerji seviyesi olarak düşünülüp, $E_c - E_F = E_F$ olarak referans alınırsa [4,5];

$$N_c = \left[\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{E_F}{kT} \right] \quad (2.12)$$

$$N_v = \left[\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \exp \left[\frac{E_F}{kT} \right] \quad (2.12 b)$$

eşitlikleri ile ifade edilir. Burada, m_p^* deşiklerin etkin kütlesi, N_c ve N_v sırası ile iletkenlik ve valans bandındaki etkin taşıyıcı yoğunlukları ve h da planck sabitidir. Düzenleme yapıldıktan sonra [4,5];

$$J_{sm} = \left[\frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp \left(-\frac{eV_D + E_F}{kT} \right) \right] \quad (2.13)$$

ifadesi geçerli olur. Metal ile yarıiletkenin iletkenlik bandının alt kenarı arasındaki potansiyel engel yüksekliği farkı;

$$e\phi_{Bn} = \left[eV_o + \frac{kT}{q} \right] + E_F = V_D + E_F \quad (2.14)$$

olarak açıklanmaktadır [4,5]. Bu durumda yarıiletkenden metale olan akım yoğunluğu;

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp \left[-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT} \right] \quad (2.15)$$

ile elde edilmektedir. Burada;

A^* : Richardson sabiti

Φ_{Bn} : Metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel engel yüksekliği (eV)'dir.

Eğer Schottky diyota bir ileri beslem uygulanırsa $e^{eV/kT}$ ile orantılı olarak akım yoğunluğu artar. Bu da yarıiletken metale doğru olan akım yoğunluğunun

$$J_{sm} = A^*T^2 \exp\left[-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right] \exp\left[\frac{eV}{kT}\right] \quad (2.16)$$

eşitliği ile ifade edilebileceğini söyler [4,5]. Schottky diyot termal dengede iken, metalden yarıiletkene giden elektronlar için potansiyel engel yüksekliği, uygulanan gerilimden bağımsız olduğundan hem metalden yarıiletkene hem de yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunlukları birbirlerine eşit olur. Bu durumdaki toplam akım yoğunluğu;

$$J_o = A^*T^2 \exp\left[-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right] \quad (2.17)$$

oldüğundan;

$$J_n = J_o \exp\left[\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.18)$$

olarak elde edilir [4,5]. Burada J_o sızıntı akımı ya da doyum akımıdır ve gerilimin sıfır olduğu noktadaki akım değeridir. Böylece Schottky diyotların doğru beslem I-V ölçümlerinden faydalanarak, metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel engel yüksekliği farkı;

$$\Phi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^*T^2}{J_o}\right) \quad (2.19)$$

eşitliği kullanılarak, her sıcaklık değeri için deneysel olarak ta hesaplanabilir [4,5].

Termiyonik emisyon (TE) teorisinde potansiyel engelin yüksekliği kT/q değerinden çok çok büyük olarak kabul edilir [4–6]. TE, tüketim bölgesindeki taşıyıcıların

çarpışmaya uğramayarak, taşıyıcıların ortalama serbest yollarının tüketim bölgesi kalınlığından fazla olduğu varsayımına dayanır [4–6].

2.3.2. Difüzyon Teorisi

W. Schottky tarafından ortaya konan difüzyon teorisine göre, uygulanan gerilim ile termal denge durumu bozulsun bile taşıyıcıların örgü ile olan dengesi bozulmaz. Yani, metalin ve arayüzeydeki taşıyıcıların kuazi (sözde) fermi seviyesi, Boltzmann eşitliklerinin geçerliliğini koruması ve sıcaklık, taşıyıcı enjeksiyonu ya da ışık gibi etmenlerle bozulan dengeden kaynaklı taşıyıcı konsantrasyonlarındaki karışıklığın önüne geçilmesi için kullanılan hayali bir referanstır [4–6].

Difüzyon teorisine göre, kT/q değeri potansiyel engelin yüksekliğinden oldukça küçüktür. Tüketim bölgesinin her yerindeki taşıyıcı konsantrasyonu termal denge durumundadır ve akımdan bağımsızdır [4–6]. Ayrıca katkı atomlarının yoğunluğu sabittir.

$$J_o = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.20)$$

olduğundan

$$J = J_o \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

eşitliği ile akım yoğunluğu hesaplanır. Burada;

J_{SD} : Sızıntı ya da doyum akımı

V_d : Difüzyon gerilimi

N_D : Verici katkı atomlarının yoğunluğu

ϵ_s : Yarıiletkenin dielektrik sabiti'dir.

Difüzyon teorisinden farklı olarak, TE'ye göre metaldeki elektronların enerjileri, yarıiletkeniden metale geçiş yapan elektronların enerjilerinden küçüktür. Bu da Şekil 2.13'te de görüldüğü gibi, TE teorisindeki tükenim bölgesindeki kuazi Fermi seviyesinin yerinin difüzyon teorisinden farklı olduğunun göstergesidir. Ayrıca her iki teoriden elde edilen akım yoğunluğu ifadeleri aslında birbirlerine benzeselerde [4–6], akım yoğunluğu difüzyon teorisinde gerilimin bir fonksiyonudur ve sıcaklık hassasiyeti TE'ye göre daha zayıftır [45].

2.3.3. Termiyonik Emisyon – Difüzyon (TED) Teorisi

TE ve difüzyon teorisinin birleşimi olarak, Cowley ve Sze tarafından geliştirilen Termiyonik emisyon – difüzyon (TED) teorisi, tüketim bölgesi boyunca klasik sürüklenme ve difüzyon denklemlerinin kullanılabilmesi varsayımından yola çıkar [4–6]. Buna göre akım yoğunluğu;

$$J_{TED} = \frac{qN_c V_r}{1 + (V_r / V_D)} \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.22)$$

Olarak ifade edilebilir. Burada V_r termiyonik rekombinasyon hızıdır ve sınır koşullarından faydalanılarak bu teori ortaya konmuştur [4–6]. V_D ise difüzyon hızıdır. Eşitlik 2.22'ye göre;

- a) $V_d \gg V_r$ ise Termiyonik Emisyon Teorisi,
- b) $V_r \gg V_d$ ise Difüzyon Teorisi

geçerli olmaya başlar.

Bilindiği gibi birçok sebepten ötürü, taşıyıcılar kristal örgünün titreşimlerinden ve kuantum mekaniksel yansımalarından etkilenerek akımın azalmasına sebep olur [4–6]. Elektronların eklem bölgesinde, kristal örgü titreşimlerinden etkilenmeden potansiyel engeli aşma olasılığı ve termal iletim katsayısı göz önünde bulundurularak, Richardson sabiti (A^*) yerine etkin Richardson sabiti (A^{**}) kullanılır. Etkin Richardson katsayısı;

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.23)$$

eşitliği ile ifade edilir. Ve burada β , engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısıdır. Doyum akım yoğunluğu (J_o) ise [4–6];

$$J_o = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (2.24)$$

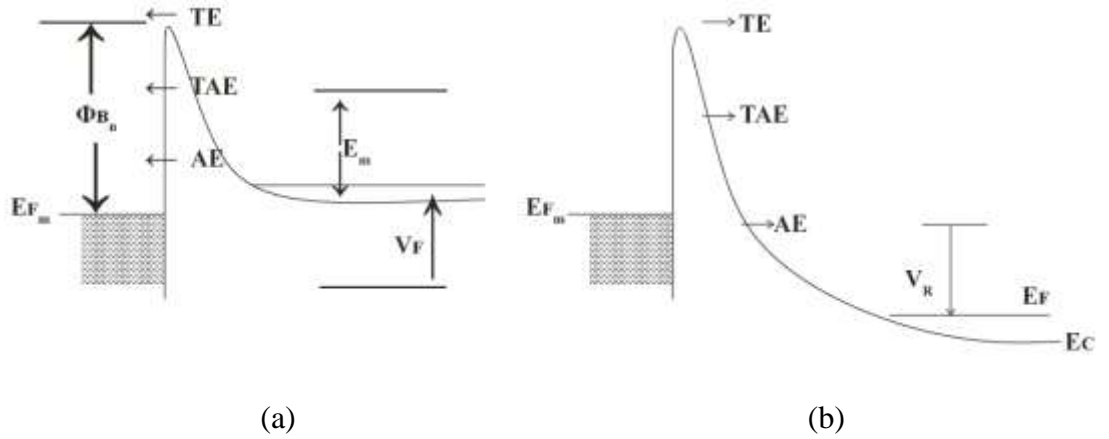
olduğundan;

$$J = J_o \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.25)$$

ifadesi ile akım yoğunluğu ifade edilir.

Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi, tüketim bölgesindeki elektron dağılımının Maxwell dağılımına uygun olduğunu ve taşıyıcı difüzyonunun, taşıyıcının karşılaştığı engelin biçimine bağlı olduğunu kabul eder [4–6].

2.3.4. Engel Boyunca Tünelleme



Şekil 2.14. Schottky diyotlar için a) doğru ön-gerilim ve b) ters öngerilim altında tünelleme akımı enerji band diyagramı.

Metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel engeli aşmaya yetecek kadar enerjisi olmayan taşıyıcıların, yarıiletkenden metale engel içinden geçmesine kuantum mekaniksel tünelleme denir [4–6]. Bu durum yüksek katkılı yarıiletkenlerde ve düşük sıcaklıklarda gerçekleşebilir. Çünkü, bu şartlarda potansiyel engelin genişliği azalır ve bir taşıyıcının tünelleme yaparak engeli geçme şansı olur. Şekil 2.14’te gösterildiği gibi Alan emisyonu (AE) ve Termiyonik Alan emisyonu (TAE) olmak üzere iki çeşit tünelleme mekanizması vardır. AE, katkılanma miktarı 10^{17} cm^{-3} ’e eşit ya da büyük durumlarda ve düşük sıcaklıklarda meydana gelir. Şekil 2.14’te görüldüğü gibi Fermi seviyesi iletim bandının üzerine çıkmıştır. Bu durum yüksek katkılanmanın bir sonucudur ve Fermi seviyesi etrafındaki taşıyıcıların tünelleme yaparak metale geçmesini mümkün kılar ve AE olarak adlandırılır [4–6]. TAE için ise, yine Şekil 2.14’te görüldüğü gibi artan sıcaklıkla engeli aşmaya yeterli enerjisi olmayan taşıyıcılar, Fermi seviyesinden daha yüksek seviyeye çıkarak incelen engelden tünelleme yaparak akıma katılırlar. Engelin incilmesi tünelleme yapan taşıyıcı sayısı arttığı gibi Fermi seviyesindeki taşıyıcı sayısı da azalmaktadır. Bu durum Şekil 2.14’te de görüldüğü gibi E_m kadarlık bir enerji seviyesinin ortaya çıkmasına sebep olur. Bu seviye TAE’nin maksimum olduğu noktadır [4–6]. Sıcaklık artmaya devam ederse, giderek enerji kazanan taşıyıcılar artık potansiyel engeli aşacak enerjiye sahip olurlar ve artık Termiyonik emisyon (TE) mekanizması etkin olur.

AE ve TAE gibi kuantum mekaniksel tünelleme mekanizmaları uygulanan geriliminde güçlü bir fonksiyonudur [4–6] ve teorik olarak Radavoni ve Stratton ile Crowell ve Rideout tarafından [46,47];

$$I = I_{tun} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{E_o}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

ve

$$n_{tun} = \frac{E_{oo}}{kT} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) = \frac{E_o}{kT} \quad (2.27)$$

$$n_{tun} = \frac{E_o}{kT(1-\beta)}; \quad \beta = \frac{d\Phi_{Bo}}{dV} \quad (2.27 \text{ b})$$

Şeklinde ifade edilebileceği gösterilmiştir [4–6]. Buradaki E_{oo} tünelleme parametresi, β ise potansiyel engel yüksekliği sabitidir ve idealite faktörünün gerilime bağlı engel yüksekliği değişimi göz önünde bulundurularak hesaplanmasına olanak sağlar. Tünelleme parametresi (E_{oo});

$$E_{oo} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

İle elde edilir. Burada;

I_{tun} : Tünelleme akımı

n_{tun} : Tünelleme elektron yoğunluğu

E_o : Tünelleme etkin katsayısı

N_D : Verici atomlarının yoğunluğu 'dur.

Bu eşitlikler kullanılarak E_{oo} parametresini hesaplamak ve hangi tünelleme mekanizmasının etkin olduğunu belirlemek mümkündür. Şöyle ki; eğer E_{oo} parametresi kT/q ' dan büyük ise FE, yaklaşık olarak eşit ise TFE ve küçükse TE geçerli olduğu sonucuna ulaşılır [4–6]. Radavoni ve Stratton ile Crowell ve Rideout çalışmalarında Schottky etkisini ve tünelleme yansımalarını göz ardı ederek Boltzmann ilkelerinden yola çıkarak bir yaklaşım getirmişlerdir. Sonraları, Chang ve Sze bu iki etkiyi de göz önünde bulundurarak yaptıkları çalışmalarında, her ne kadar akım yoğunluğunda ciddi bir fark ortaya çıksa da n değerinde ihmal edilebilecek bir değişimin söz konusu olduğunu ortaya koymuşlardır [6,45] Özellikle yüksek katkılı yarıiletkenlerde;

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_o V_o}{qN_D}} \quad (2.29)$$

ve

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right) \quad (2.30)$$

Eşitlikleri göz önünde bulundurulduğunda da anlaşılacağı gibi tüketim tabakasının kalınlığı katkılanmaya oldukça bağlıdır.

2.3.5. Tüketim Bölgesinde Taşıyıcı Oluşması Ve Yeniden-Birleşmesi

Üzerine herhangi bir gerilim uygulanmayan Schottky diyotlar termal dengede kabul edilir. Bu durum, taşıyıcı sayısının sabit yani oluşan taşıyıcı sayısı ile tekrar birleşen taşıyıcı sayısının birbirine eşit olduğu anlamına gelir [4–6]. Schottky diyota bir doğru ya da ters ön-gerilim uygulanırsa termal denge bozulur ve uygulanan ön-gerilimin yönüne göre taşıyıcı oluşumu ya da tekrar birleşmesi gerçekleşerek taşıyıcı sayıları değişir. Eğer Schottky diyota doğru ön-gerilim uygulanırsa, tüketim bölgesindeki yeniden-birleşen taşıyıcı sayısı artarken, ters ön-gerilim uygulanırsa tüketim bölgesindeki taşıyıcı oluşumu sayısı artar. Doğru ön-gerilimde altında metalden gelen deşikler ile yarıiletken den gelen elektronlar tüketim bölgesinde yeniden birleşerek doğru ön-gerilim yeniden-birleşme (rekombinasyon) akımını oluştururlar. Yasak enerji aralığında bulunan, iletim ve valans bandına eşit uzaklıktaki enerji seviyeleri yeniden-birleşme merkezleri olarak bilinir. Yeniden-birleşme merkezi bir azınlık taşıyıcısının çoğunluk taşıyıcısına yakalandığı ve taşıyıcıların yeniden birleştiği tuzak noktalarıdır. Tüketim bölgesindeki yeniden-birleşmeden ya da taşıyıcı oluşumundan kaynaklı akım (I_{rg});

$$I_{rg} = \underbrace{\frac{qA_{ni}W}{2\tau_o}}_{I_{Ro}} \left[\exp \left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

ile hesaplanır [4–6].

Burada;

I_{Ro} : Doyum akımı

n_i : Saf elektron yoğunluğu

W_D : Tüketim bölgesi kalınlığı

T : Tüketim bölgesindeki azınlık taşıyıcısı ömrüdür.

Oluşan bu akım toplam diyot akımına eklenir ve bazı koşullarda $n > 1$ olmasına sebep gösterilebilir. Yu ve Snow [6,45], Termiyonik emisyonlardan gelen akımın qV/kT ile yeniden-birleşmeden gelen akımın ise $q/2kT$ ile üstel olarak değiştiğine işaret ederek, tüketim bölgesindeki yeniden-birleşme ya da oluşum akımlarının varlığını açıklamışlardır ve TE ile yeniden-birleşme akımlarının birbirlerine oranlanması ile;

$$\frac{I_{Ro}}{I_o} = \frac{qn_i}{A^*T^2} \left(\frac{W}{2I_o} \right) \exp \left(\frac{\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.32)$$

elde edilir ki bu eşitlik, yeniden-birleşme akımının düşük sıcaklıklarda, yüksek potansiyel engel yüksekliğinde ve düşük katkı yarıiletkenlerde etkin olduğunu göstermektedir [4–6].

2.3.6. Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyonu

Bir meta/n-tipi yarıiletkenden oluşan Schottky diyotta, termal denge durumunda, metalde deşik sayısı fazla iken n-tipi yarıiletkende elektron sayısı fazladır. Yani, metal tarafında deşikler çoğunluk taşıyıcısı iken yarıiletken tarafında elektronlar çoğunluk taşıyıcılarıdır. Eğer bu Schottky diyotun metal tarafına pozitif, n-tipi yarıiletken tarafına negatif bir gerilim ile bir doğru ön-gerilim uygulanırsa, metal tarafına göre azınlık taşıyıcı olan elektronlar metale doğru enjekte olurlar. Bu durum, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu olarak adlandırılır. Eğer deşiklerin kuazi fermi seviyesi metalinki ile aynı seviyede buluşabiliyorsa ve tüketim bölgesi boyunca değişmeden kalabiliyorsa, deşik akım yoğunluğu [4–6];

$$\rho_o = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (2.33)$$

olarak;

$$J_d = \frac{qD_p\rho_o}{L[\exp(qV/kT)-1]} \quad (2.34)$$

eşitliği ile elde edilir. Burada;

ρ_o : Tükenim bölgesindeki deşik konsantrasyonu,

D_p : Yarıiletkendeki deşiklerin difüzyon sabiti,

L : Nötral bölge kalınlığı'dır.

Eşitlik 2.32'den de anlaşılacağı gibi azınlık taşıyıcı enjeksiyonu gerilimin ve sıcaklığın kuvvetli bir fonksiyonudur.

2.3.7. T_o Etkisi

İdealite faktörünün (n) 1'den büyük olması, sıcaklığa bağımlı ya da sıcaklıktan bağımsız olarak iki farklı durumda gerçekleşebilir. Eğer n , imaj kuvvet, arayüzey durumları (N_{ss}) ve arayüzey tabakasından kaynaklı olarak büyük oluyorsa, bu durumda sıcaklıktan bağımsızdır. Fakat, n 'nin büyük olması kuantum mekaniksel tünelleme akımları ve yeniden-birleşme (rekombinasyon) akımlarından kaynaklı ise bu durumda sıcaklığa bağımlıdır.

Artan sıcaklıkla yarıiletkenin yasak enerji aralığı (E_g) azalacağı için potansiyel engel yüksekliğinde (Φ_{Bo}) azalması beklenir. Fakat bazı elde edilen deneysel sonuçlar, Φ_{Bo} değerinin sıcaklığın artması ile arttığını gösteriyor. Buna negatif sıcaklık katsayısı sebep olur. Bu durumda [4–6];

$$I = \underbrace{AA^*T^2}_{I_o} \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.35)$$

Eşitliğinde doyum akımının (I_o), idealite faktörünü de içermesi gerekmektedir [4–6].

$$\Phi_B = n\Phi_{Bo} \cong n \left[\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_o} \right) \right] \quad (2.36)$$

olduğundan doyum akımı artık;

$$I_o = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{nkT}\right) \quad (2.37)$$

olarak hesaplanmalıdır. Sonuç olarak Schottky diyotlar için T_o etkili akım yoğunluğu;

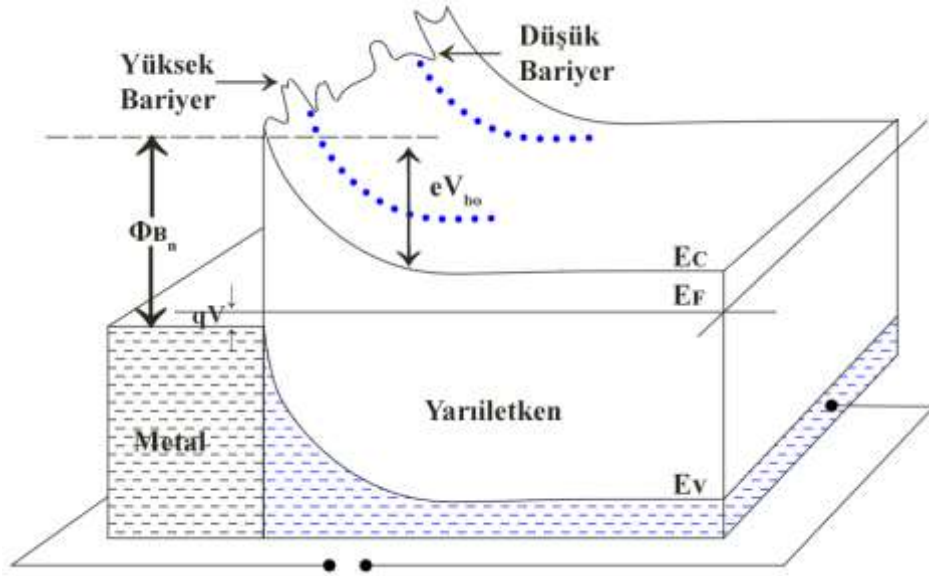
$$J = -AA^*T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_B}{k(T+T_o)}\right] \left[\exp\left(\frac{qV}{k(T+T_o)}\right) - 1 \right] \quad (2.38)$$

ile elde edilir [4–6]. Buradaki T_o parametresi, sıcaklığa ve gerilime bağlı olmayan bir sabittir.

2.3.8. Gaussian Dağılımı

İdealite faktörünün (n) sıcaklığa bağlı olduğu durumlarda, genel olarak sıcaklığın artması ile n değerinin artması, potansiyel engel yüksekliği (Φ_{Bo}) değerinin artması beklenmektedir. Fakat elde edilen deneysel sonuçlarda, sıcaklığın artması ile n değerinin azalırken, Φ_{Bo} değerinin arttığı gözlemlenebilmektedir. Bu durum, çok düşük sıcaklıklarda n değerinin, sadece TAE ya da AE ile açıklanamayacak kadar çok yüksek çıkmasının, engel homojensizliğinden kaynaklı Gaussian dağılımı ile açıklanabileceğinin bir göstergesi olarak kabul edilebilir ve gerekli şartlar incelenir [9,16,19,48].

Şekil 2.15'te bir Schottky diyotun Gaussian dağılımının enerji bant diyagramı görülmektedir. Şekilden de anlaşılacağı gibi, metal-yarıiletken arayüzeyinde engel homojensizliği vardır. Bu homojen olmayan engel yüksekliği, atomik yapıdaki dislokasyonlar ve tane sınırları gibi pürüzlü arayüze neden olan kristal kusurlarına bağlı olabileceği gibi difüzyon potansiyeli (V_D) ve metalin kalınlığının değişimi gibi sebeplerden de kaynaklanıyor olabilir. Ayrıca AE'den kaynaklı lokal engel yüksekliğinin düşmesi de buna sebep olabilir.



Şekil 2.15. Bir Schottky diyot için Gaussian dağılımının enerji-bant diyagramının gösterimi.

Potansiyel engel yüksekliğindeki bu lokal homojen olamama durumu;

- Atomik yapıdaki dislokasyonlar, tane sınırları, atomların yer değiştirmesi vb. kristal örgü kusurlarından kaynaklı atomik boyuttaki pürüzlü arayüzey,
- Difüzyon potansiyeli (V_D),
- Engel yüksekliğindeki farklı uzaysal değişimler,
- Metalin kalınlığındaki değişim,
- Arayüzeydeki farklı metalik fazların etkisi,
- Kristal örgüdeki verici atomları arasındaki mesafelerdeki düzensizlik

gibi sebeplerden ortaya çıkabilir [11,16,18,49,50].

Homojen olmayan engel homojensizliği teorisi ilk olarak Song ve arkadaşları tarafından ortaya atılarak [49]; ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{B0}$) ile standart sapma (σ_s) değerlerinin

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_B - \bar{\Phi}_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.39)$$

ile ifade edilen bir Gasussian dağılımına sahip olduğu fikri üzerine kurulmuştur.

$$\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V \quad (2.40)$$

$$\sigma_s^2 = \sigma_{s0}^2 + \rho_3 V \quad (2.41)$$

Eşitlikleri ile $\bar{\Phi}_B$ ve σ_s 'in karesinin, uygulanan gerilimle olan doğrusal ilişkisi kabul edilir ve ρ_2 ve ρ_3 voltaj katsayılarıdır.

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi \quad (2.42)$$

İfadesi ile uygulanan ileri ön-gerilime bağlı toplam akım elde edilmektedir.

İntegralin alınması ile;

$$I(V) = A^* T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi}_B - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap} kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (2.43)$$

elde edilir. Doyum akımı (I_o);

$$I_o = A A^* T^2 \exp \left[-\frac{q\Phi_{ap}}{kT} \right] \quad (2.44)$$

ile ifade edilmektedir. Görünen engel yüksekliği (Φ_{ap});

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{Bo} - \frac{q\sigma_{so}^2}{2kT} \quad (2.45)$$

ile hesaplanır. Görünen idealite faktörü (n_{ap}) ise;

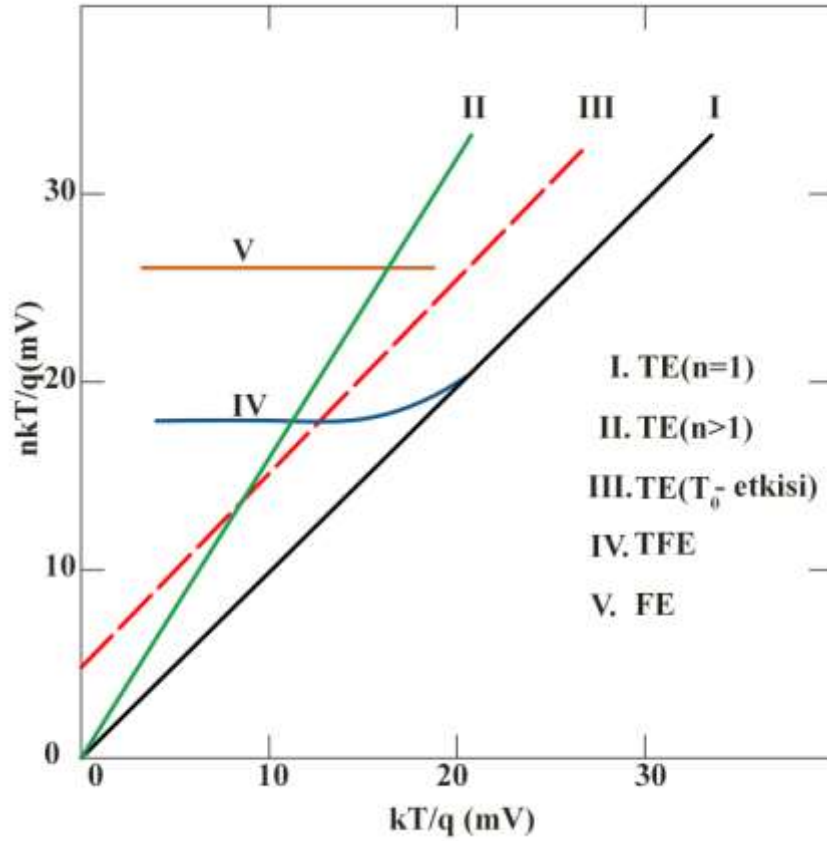
$$\frac{1}{n_{ap}(T)} - 1 = -\rho_1(T) = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.46)$$

eşitliği ile elde edilir. Doyum akımının (I_o) eşitliği (Eşitlik 2.44) ile görünen engel yüksekliğinin eşitliği (Eşitlik 2.45) birleştirilerek;

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{q\sigma_o}{kT}\right)^2 = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{Bo}}{kT} \quad (2.47)$$

eşitliği elde edilir [49].

Sonuç olarak, sıcaklığın artması ile n değerindeki azalma ve Φ_{Bo} değerindeki artma, özellikle düşük sıcaklıklardaki Gaussian dağılımının varlığı ile açıklanmaktadır. Engel yüksekliğinin standart sapması bu etkinin derecesini belirlemektedir [11]. Ayrıca, n 'deki beklenmedik artış, ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{ap}$) ve uygulanan gerilim ile meydana gelen standart sapmadaki değişime bağlıdır [11].



Şekil 2.16. nkT/q-kT/q grafiğine göre oluşan akım-iletim mekanizmalarının gösterimi.

Bu bölümde bahsedilen akım-iletim mekanizmalarından hangisinin tek başına ya da birlikte etkin olduğunu Şekil 2.16'yı inceleyerek anlaşılması mümkündür. I ile gösterilen TE mekanizması n=1 için geçerli olan saf TE mekanizmasını temsil etmektedir. II ile gösterilen n>1 durumundaki TE mekanizmasıdır ve n değerinin artmasından dolayı eğim artsa da doğrusal davranış devam etmektedir. III ile gösterilen mekanizma T₀ etkisindeki TE mekanizmasıdır ve n değerinin sıcaklığa bağlılığını göstermektedir IV ile gösterilen mekanizma TAE'dir ve belirli bir sıcaklıktan sonra TE'ye dönüştüğü görülmektedir. V ile gösterilen mekanizma ise AE mekanizmasıdır ve çok düşük sıcaklıklarda etkin olduğu görülmektedir [4-6].

Tüm bu bilgiler doğrultusunda, deneysel olarak alınan I-V ölçümlerinin karakterizasyonu ile hangi koşulda hangi akım-iletim mekanizmasının birlikte ya da tek başına etkin olduğunu belirlemek mümkündür.

2.4. İDEAL DURUMDAN SAPMA NEDENLERİ

2.4.1. İmaj-Kuvvet (Schottky) Etkisi

Bir nokta yükün Coulomb alanının simetrisi, bir iletkenin varlığı ile radyal olarak bozulur. Elektrik alanın yönünün iletken yüzeyine dik olması gibi, iletkenin yüzeyine paralel hiçbir akım akamaz. Çünkü iletken eşpotansiyel bir yüzeye sahiptir. Bu durum, orijinal nokta yükün eşit fakat zıt yönlü olan ayna görüntüsü ile karşılanır. Sonuç olarak, gerçek nokta yükü ile iletkenin akım oluşumunu sağlayan ayna görüntüsü arasında elektronun potansiyel enerjisini düşüren çekici bir Coulomb potansiyeli oluşur.

1914 yılında, Schottky, imaj-kuvvet fikrini vakum tüplerinde, termal elektron emisyonuna uyguladığında, uygulanan ileri ön-gerilimin bir fonksiyonu olarak elektrik akımının doyum akımının üzerine çıktığını gözlemledi. Bu durumu imaj-kuvvet etkisinden kaynaklı, iş fonksiyonunun düşmesi ile açıkladı. Bu önemli katkısından dolayı imaj-kuvvet etkisine Schottky etkisi de denmektedir.

Bilindiği gibi Schottky -Mott teorisine göre ideal bir Schottky diyotun potansiyel engel yüksekliği Şekil 2.2 ile elde edilmektedir. Yukarıda bahsedilen ayna yükü ile gerçek yük arasındaki Coulomb etkisinden dolayı yarıiletkenin tükenim bölgesinde metalden x kadar uzaklıktaki elektronun üzerine etki eden kuvvet [3];

$$\vec{F} = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_s (2x)^2} = -q\vec{E} \quad (2.48)$$

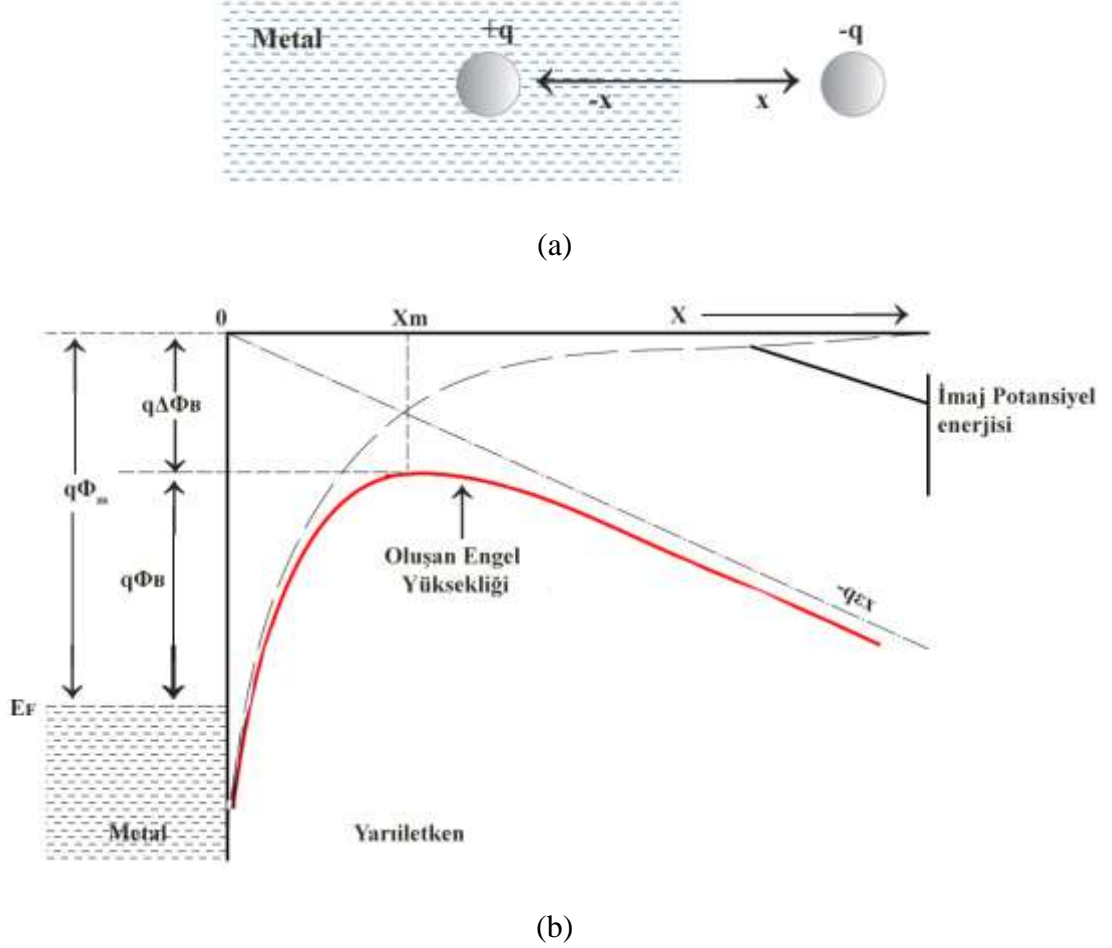
ile ifade edilir. Şekil 2.17'de Schottky diyotun imaj-kuvvet etkisini göstermektedir.

$$-\Phi(x) = +\int_x^\infty \vec{E}dx = +\int_x^\infty \frac{q}{4\pi\epsilon_s 4(x)^2} dx = -\frac{q}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.49)$$

Eşitlik (2.49) ile imaj potansiyeli ifade edilmektedir. Bu potansiyel M/S arayüzeyindeki potansiyele olan etkisi göz önünde bulundurularak;

$$-\Phi(x) = -\frac{q}{16\pi\epsilon_s x} - \vec{E}x \quad (2.50)$$

Eşitliği ile toplam potansiyel ifadesi elde edilir [3].



Şekil 2.17. a) Bir metaldeki imaj-kuvvet yükü, b) imaj-kuvvet etkisinden kaynaklı Schottky engel düşmesinin gösterimi.

Şekil 2.17, Schottky diyotun, sabit bir elektrik alanının varlığında imaj-kuvvet etkisinden dolayı, maksimum potansiyel engel yüksekliğinin azaldığı görülmektedir. Maksimum potansiyel değerinde, toplam potansiyelin türevinin sıfır olacağından yola çıkarak;

$$\frac{d(q\Phi(x))}{dx} = 0 \quad (2.51)$$

$$X_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s \vec{E}}} \quad (2.52)$$

eşitliği ile maksimum potansiyel engelin konumu elde edilir. Dolayısıyla;

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{q\vec{E}}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.53)$$

ifadesi ile imaj-kuvvetten kaynaklı potansiyel engel yüksekliğinin azalması elde edilir [3].

İleri ön-gerilimde elektrik alan daha küçük olacağından imaj-kuvvetin etkisi de daha küçük olacaktır ve potansiyel engel yüksekliği denge durumundan daha küçük olacaktır. Ters ön-gerilimde ise potansiyel engel yüksekliği daha düşük olacaktır. İmaj-kuvvet etkisi bir elektron tarafından elektrik alan üretilmesinden kaynaklı olduğu için yarıiletkenin iletkenlik bandındaki engelde elektron olmazsa potansiyel engel düşmesi de gerçekleşmeyecektir. Bundan dolayı, potansiyel engel yüksekliği ölçülürken, elektronun engele doğru olan hareketini gerektirmeyen bir yöntem kullanılmazsa, gözlenen potansiyel engel değerinde imaj-kuvvetin etkisi gözlemlenmez.

2.4.2. Seri Direnç (R_s) Etkisi

Bir Schottky diyotta, yarıiletken tarafındaki tüketim bölgesi dışında kalan nötral bölge, diyottan akımın akmasına karşı bir direnç gösterir ve buna seri direnç (R_s) etkisi denir. R_s etkisi yüksek ileri ön-gerilim değerlerinde etkin olmaya başlar ve diyot akımının azalmasına sebep olur. Akımdaki bu azalmanın nedeni, diyota uygulanan gerilim arttığında, seri direnç etkisi ile akımda doyum etkisinin oluşması ve diyot akımını azaltmasıdır [23].

Üzerinden akan akımı azaltarak, Schottky diyotun performansını etkileyen seri direnç;

- a) Ölçüm için Schottky kontakta alınan iletke tel,
- b) Omik kontakın yarıiletken kristaline temas etmesi,
- c) Arayüzeyde oluşmuş kirli bir film tabakası,
- d) Schottky kontakta yarıiletkenin düzensiz katkı dağılımına sahip olması,
- e) Schottky kontakta yarıiletken tarafındaki tüketim tabakasının direnci,
- f) Omik kontak direnci

gibi sebeplerden kaynaklanmaktadır [23]. Bu etkiler, omik kontakın tavlama işlemi ile metalin yarıiletkenin içine çöktürülmesi ile, düşük frekansta ölçüm alınması ile azaltılabilir. Ayrıca, R_s ölçüldükten sonra admitans üzerinde yapılan gerekli düzeltmeler ile de bilgiler elde edilebilir [4].

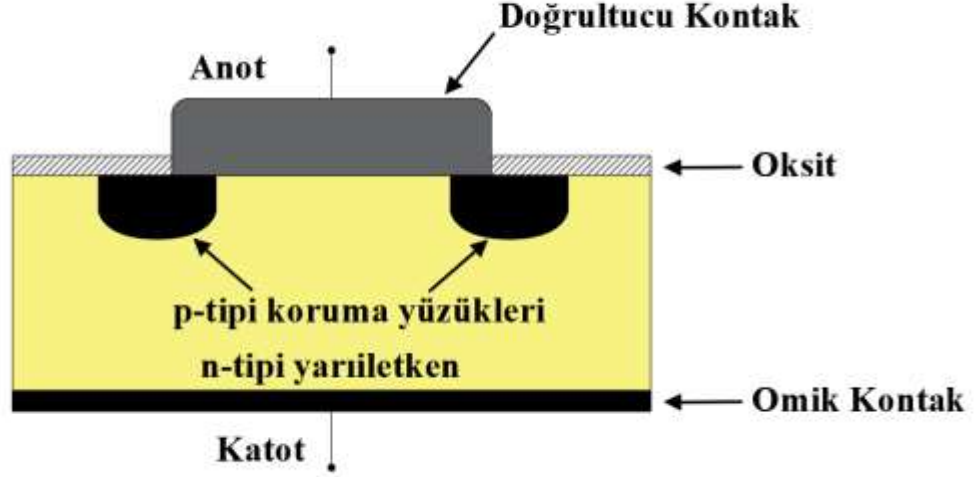
2.4.3. Kuantum Mekaniksel Tünelleme Etkisi

Kuantum mekaniksel tünelleme ile potansiyel engeli aşacak kadar yeterli kinetik enerjiye sahip olmayan taşıyıcılar, sahip oldukları dalga özelliklerinden dolayı engelin ince kısmından tünelleme yolu ile akıma katılmasının mümkün olduğunu tünelleme akım-iletim mekanizmalarında bahsedilmiştir. Yani; tünellemenin olması için engelin incelen noktalarının olması gerekir. Bu inceleme, aşırı katkılanmış yarıiletkenlerde ($<10^{17}$) ve düşük sıcaklıklarda meydana gelir. Bu durum ideal Schottky diyot davranışlarından sapmaya neden olur [3].

2.4.4. Kenar Etkileri

Schottky diyotlarda, elektrik alan çizgilerinin, metal-yarıiletken boyunca ekleme dik olduğu kabul edilmektedir. Fakat, bir Schottky diyotun geometrisi buna gerçekte izin vermez. Çünkü, Schottky diyotlar geniş bir yarıiletken yüzeyine yapılan küçük nokta kontaklardır ve merkezlerindeki elektrik alan, kenarlarındaki elektrik alandan büyük olduğu belirlenmiştir [3]. Ayrıca, ters ön-gerilim uygulandığında, elde edilen akım değeri, teorik beklenen değerden daha büyük olduğu yapılan deneysel çalışmalarca saptanmıştır ve bu durum sızıntı akımının varlığına atfedilmiştir. Bu etkinin tesirini

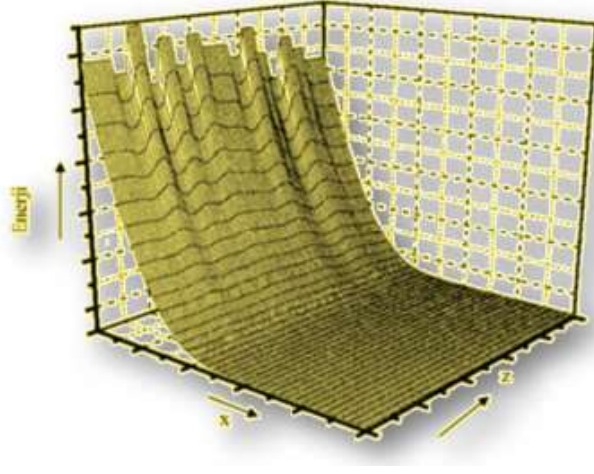
azaltmak, Şekil 2.19’da görüldüğü gibi, n-tipi yarıiletkenler için p-tipi bölgeler oluşturularak yapılan koruma yüzüğü ile mümkün olabilir [4,23].



Şekil 2.18. Schottky diyotlarda kenar etkisine karşı oluşturulmuş koruma yüzüğünün gösterimi.

2.4.5. Arayüzey Durumları Ve Schottky Engel Homojensizliği

Bir Schottky diyotun sıcaklığa bağlı akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen n ve Φ_{B0} değerlerinin beklenmedik davranışının atfedildiği önemli bir diğer etkide arayüzey durumları ve Schottky engel homojensizliğidir. Şimdiye kadar bahsedilen ideal durumdan sapma nedenleri, metal-yarıiletken arasında düz, homojen bir arayüzey varlığı varsayımından yola çıkarak açıklanmıştır. Fakat gerçekte, $n > 1$ ve Φ_{B0} 'ın sıcaklığa bağlı değişimi, metal ve/veya yarıiletkenden kaynaklı MIS arayüzeyinin homojen olmamasından da kaynaklanabilir. Arayüzeyin pürüzlü olması, oluşum gerilimi V_{bo} (built-in) ve potansiyel engel yüksekliğinde farklı uzaysal değişime ve düzgün olmayan dağılıma sebep olacaktır [11]. Yarıiletkende atomik dislokasyonlar, atomların yerdeğiştirilmesi ve tanecik sınırları gibi kristal kusurlar, yüzeyin yapısı ve metalin kalınlığı da bu homojen olmama durumuna neden olabilir. Ayrıca yarıiletkendeki katkı atomlarının örgüye rastgele dağılması da potansiyel engeldeki bu değişimin sebebi olabilir [9,19]. Şekil 2.20 metal-yarıiletken arayüzeyindeki olası engel homojensizliği görülmektedir.

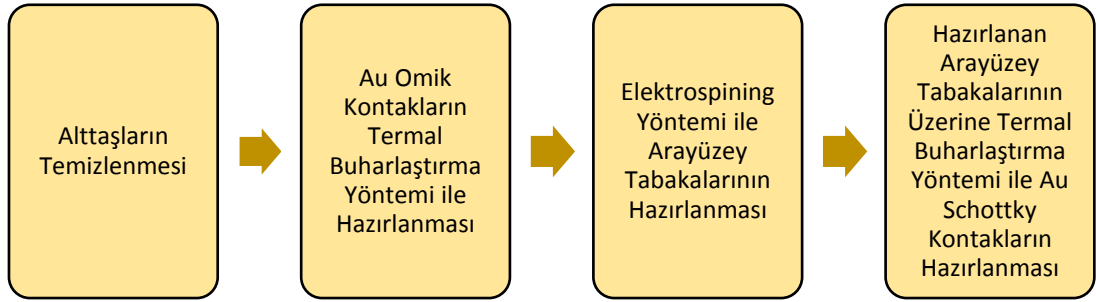


Şekil 2.19. Homojen olmayan potansiyel engel yüksekliğine sahip bir Schottky kontağın 3-boyutlu görünümü [11].

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tez çalışmasında Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/(pure)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların, 80 K ile 360 K sıcaklık aralığındaki olası akım-iletim mekanizmaları incelenmiştir. Bu bölümde, kullanılan malzemelerin özellikleri, diyotların hazırlanmasında kullanılan yöntemler ve kullanılan ölçüm sisteminden bahsedilmiştir. Numunelerin hazırlanma basamakları Şekil 3.1'de kısaca gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Schottky diyotların hazırlık süreci.

3.1. KULLANILAN MALZEMELERİN ÖZELLİKLERİ

Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs tipi Schottky diyot 1 (SD₁) ve Au/(saf)PVA/n-GaAs Schottky diyot 2 (SD₂) tipi Schottky diyotların hazırlanmasında metal olarak altın (Au), arayüzey malzemesi olarak PVA, arayüzey malzemesine katkı malzemesi olarak Grafen (Gr) ve yarıiletken olarak n-GaAs kullanılmıştır.

3.1.1. Altın (Au)

Bilindiği gibi bir metal ile yarıiletkenin sıkı kontak edilmesi ile metal/yarıiletken (M/S) kontaklar ya da diğer isimleri ile Schottky diyotlar elde edilir. Bunun için

kullanılan metalin özellikleri de diyot performansı açısından önem teşkil etmektedir. Altın (Au), gümüş (Ag), paladyum (Pd) ve platin (Pt) gibi iletkenliği yüksek metaller Schottky diyotların yapımında metal olarak kullanılmaktadır. Kullanılan metalin kristal yönelimi, bulk ya da kristal olması gibi özellikleri SD'lerin idealite faktörünü (n) ve potansiyel engel yüksekliğini (Φ_{Bo}) etkilemektedir. Bir n-tipi yarıiletken ile bir metalin omik kontak oluşturabilmesi için metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ($\Phi_s > \Phi_m$), doğrultucu yani Schottky kontak olabilmesi için ise metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük ($\Phi_m > \Phi_s$) olması gerekir.

Bir metal ile n-tipi yarıiletken kontak edildiğinde, metal tarafı anot, n-tipi yarıiletken tarafı katot gibi davranır. Bu da akımın metalden yarıiletkene aktığı anlamına gelmektedir. Bu yüzden metalin iletkenliği önem arz etmektedir. Metalin ısı iletkenliği, radyasyona karşı tavrı ve mekanik özellikleri diyot kalitesini ve güvenilirliğini etkilemektedir. Ayrıca kullanılan metalin kimyasal aşınmalara karşı da dayanıklı olması gerekir.

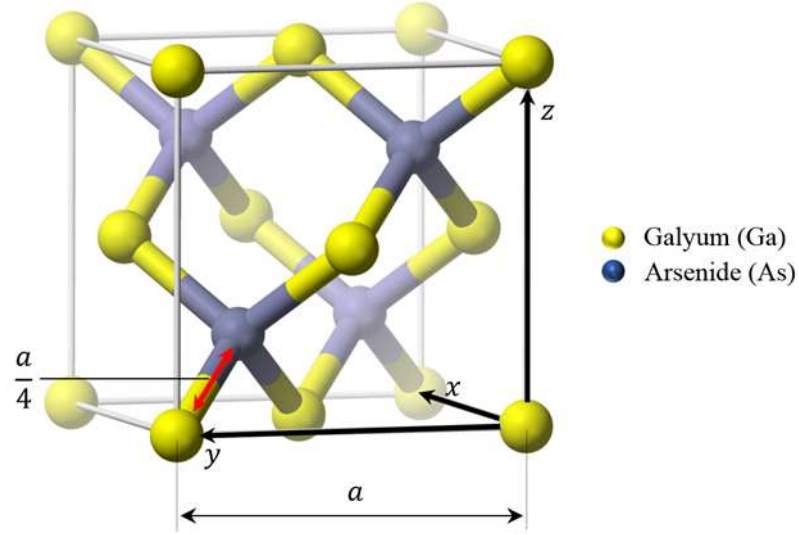
Bu çalışmada omik ve Schottky kontakların hazırlanmasında elektriksel iletkenliği bakır ve gümüşten sonra en yüksek olan %99.999 saflıkta altın (Au) metali kullanılmıştır. Kolayca kimyasal tepkimeye girmemesi ve üzerine düşen kızılötesi ışınları neredeyse tamamını yansıtabilmesi gibi özellikleri ile diyotların yanı sıra baskı devrelerinde, transistörlerde, yarıiletken sistemlerin kaplanmasında, uzay ve havacılık teknolojisinde ve işlemci bacaklarının üretilmesinde kullanılmaktadır. Au metalinin fiziksel ve kimyasal özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Au metalinin bazı özellikleri.

Erime Noktası	1064 °C
Kaynama Noktası	2700 °C
Elektriksel İletkenlik	43 Mega-Siemens/m
Elektriksel Direnç	23 nano.Ω.m
Isıl İletkenlik	314 W/mK

3.1.2. Galyum Arsenit (GaAs)

Goldschmidt tarafından 1920'li yıllarda üretilmiş olan Galyum Arsenit (GaAs) yarıiletkeni, III A grubu elementi olan Galyum (Ga) ve V A grubu elementi Arsenik (As)'ten oluşan bir III-V bileşik yarıiletkenidir ve elektronik ve optoelektronik yarıiletken aygıtlarda kullanımı oldukça yaygındır [51]. Birim hücresi Şekil 3.2'de görüldüğü gibi Zinc-Blend örgü yapısına sahip kübik bir kristaldir. Kristal sabiti a olarak kabul edildiğinde, Ga atomları yüzey merkezli kübik örgü şeklinde yerleşmişler iken As atomları en yakınlarındaki 4 Ga atomu ile bağ yapmış durumdadır [52].

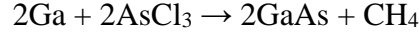


Şekil 3.2. GaAs yarıiletkeninin kristal yapısı [3].

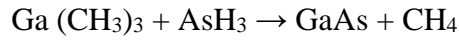
GaAs yarıiletkeni dört farklı yöntemle elde edilebilir. Bunlar [11,23];

- Bridgman – Stockvarge Tekniği: Yatay bir fırın içinde, bir ucu soğutucuya bağlı olan bir GaAs tohum kristali üzerine Ga ve As atomlarını içeren buhar gönderilerek tepkimeye girmesi sağlanır ve GaAs kristali büyütülür.
- Liquid Encapsulated Czochralski (LEC) Tekniği: Bir pota içerisinde bulunan GaAs eriyiğinin üzerine As basıncının uygulanması ile bir tohum GaAs kristali üzerine GaAs yarıiletkeni büyütülür.

- c) Vapour Phase Epitaxy (VPE): Gaz halindeki Ga ile arsenik triklorid'in tepkimeye girmesi ile aşağıda belirtilen reaksiyon sonucu GaAs filmleri büyütülür.

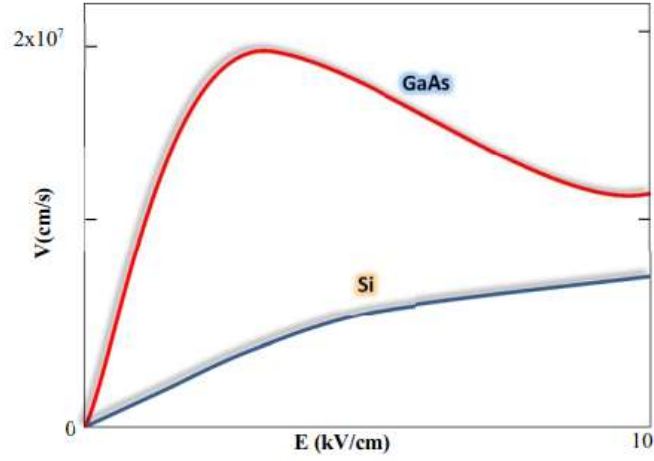


- d) Metal – Organic Chemical Vapour Deposition (MOCVD): Trimetil galyum ile arsin'in aşağıda belirtilen tepkimeye girmesi ile GaAs yarıiletkeni elde edilir.



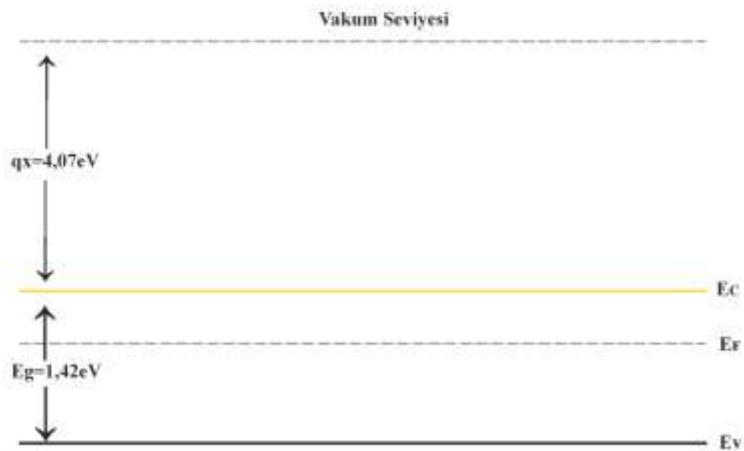
Vakum elektroniğinden sonra PN eklemi ve transistörün keşfi ile başlayan katıhal elektroniği evresinde, ilk transistörün Germanyum'dan üretilmesine rağmen sonraları Silisyum (Si) elektronik endüstrisinde tercih edilse de GaAs'ın Si'ye göre üstün özellikleri, yarıiletken teknolojisinde büyük yer sahibi olmasına sebep olmuştur. GaAs'ın Si'ye göre avantajları;

- a) GaAs Si'ye göre daha yüksek elektron mobilitesine sahiptir. Bu sayede mikrodalga frekanslarda çalışan aygıtlara artan rağbete cevap vermektedir [53]. Taşıyıcı hareketliliğinin bir göstergesi olan mobilite parametresi, elektrik alanın taşıyıcı (elektron veya deşik) hızını etkilenme miktarını göstermektedir. Şekil 3.3'teki maksimum nokta göz önünde bulundurulduğunda GaAs yarıiletkeninin taşıyıcı mobilitesinin Silisyumunkinden 6 kat fazla olduğu görülmektedir. Bu durum, GaAs'ın dijital devre elemanlarında da silisyuma göre 2 ile 5 kat arasında daha hızlı olmasına ve daha küçük güç kaybına sahip olduğu anlamına gelmektedir [11].



Şekil 3.3. GaAs ve Si yarıiletkenlerinin taşıyıcı hızlarının karşılaştırılması.

- b) GaAs malzemesi yarıyalıtkan özelliğe sahiptir. Bu sayede devre elemanları arasında yalıtıma olanak sağlayarak düşük elektronik gürültüye ve tam bir tümleşik devre hazırlanmasına olanak sağlar. Bu özelliği sayesinde GaAs, yarıiletken endüstrisinde geniş bir kullanım alanı bulmaktadır [53].
- c) GaAs yarıiletkeninin yasak enerji aralığı Silisyuma göre daha geniştir. Şekil 3.4'te enerji-bant diyagramı görülen GaAs'ın yasak enerji aralığı 1.42 eV'dir. Bu sayede GaAs Si'ye göre daha büyük bir özdirence sahiptir ve yine Si'ye göre daha kısa azınlık taşıyıcı süresine sahip olmasından dolayı radyasyona karşı da daha dayanıklıdır.



Şekil 3.4. GaAs yarıiletkenine ait enerji-bant diyagramı.

d) GaAs'ın Silisyumdan başka bir farkı da direk bant yapısına sahip olmasıdır. Yani, GaAs'ın iletkenlik bandının tabanı ile valans bandının tepe noktası aynı k dalga vektörü değerine sahip olduğundan valans bandından iletkenlik bandına geçen taşıyıcıların momentum değeri değişmeyerek sabit kalmaktadır. GaAs yarıiletkeninin bu özelliği, optoelektronik cihazlarda kullanımına imkân vermektedir [54].

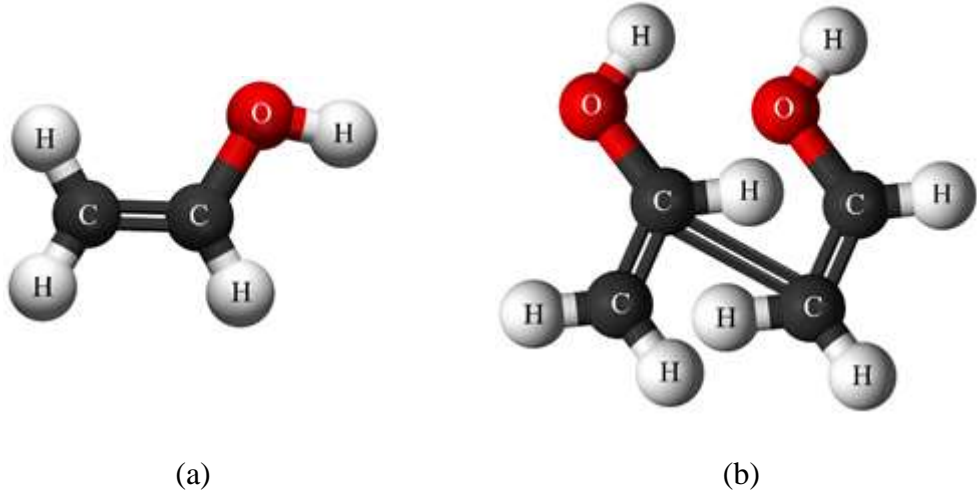
Çizelge 3.2. GaAs yarıiletkeninin temel ve çalışmada kullanılan özellikleri [23].

<i>GaAs Genel Özellikler</i>					
Atom ağırlığı (g/mol)	144,63	Birim hacimdeki atom sayısı	4,42x10 ²²		
Kristal Yapısı	Zinc Blende	Özdirenç (Ω.cm)	10 ⁸		
Yoğunluğu (g/cm ³)	5,32	Elektron yakınlığı (χ(eV))	4.15		
Erime sıcaklığı (°K)	1511	Dielektrik sabiti (ε)	12.8		
<i>Kullanılan Kristal Özellikleri</i>					
Katkısı (<i>n</i> -tipi)	Katkı Yoğunluğu	Yüzey Yönelimi	Ön Yüzey	Çapı	Kalınlık
Silisyum	2.6x10¹⁶ cm⁻³	[100]	Parlatılmış	3"	~300µm

GaAs kristalinin temel özellikleri ve çalışmada kullanılan GaAs kristalinin özellikleri Tablo 3.2'de görülmektedir. Bahsedilen tüm bu özelliklerinden dolayı bu çalışmada yarıiletken malzemesi olarak GaAs kristali kullanılmıştır.

3.1.3. Polivinil Alkol (PVA)

İlk olarak 20. Yüzyılın başlarında üretilen polivinil alkol (PVA), polivinil asetatın hidrolizi ile elde edilen sentetik bir polimerdir. Renksiz (beyaz) ve kokusuz olan PVA polimeri, endüstriyel, medikal, ticari vb. gibi alanlarda geniş bir kullanım alanına sahiptir. Hidrofilik bir polimer olan PVA, su ile hidrojen bağı oluşturarak suda çözünebilirlik özelliğine sahip olduğu gibi diğer polimerlerle de karıştırılarak kullanılabilir. Bu sayede dahil olduğu yapıların mekanik özelliklerini de değiştirme amacı ile endüstriyel uygulamalarda kullanılmaktadır. Şekil 3.4'te vinil alkol ile polivinil alkolün yapıları görülmektedir. Şekilde görülen OH grupları PVA'nın en önemli özelliklerindendir [25,26,55–57]



Şekil 3.5. a) Vinil alkol ve b) Polivinil alkolün moleküler yapıları [57].

PVA malzemesinin üretim şekli ve koşulları, malzemenin fiziksel özelliklerini önemli ölçüde etkilemektedir. PVA malzemesi üretilirken sırası ile polivinil asetatın polimerizasyonu, hidrolizi, kurutma ve öğütme işlemleri gerçekleştirilir. Bu süreçlerin hangi koşullarda yapıldığı hidroliz derecesi ve molekül ağırlığını etkilemektedir. Malzemenin suda çözünebilme kabiliyetini hidroliz derecesi etkiler. Yapısındaki hidrofobik asetat grupları ise negatif çözünme ısısına sebep olur. Yani %70 – 80 gibi düşük bir hidroliz derecesine sahip olan PVA'nın çözünürlüğü sıcaklıkla ters orantılı değişir [22].

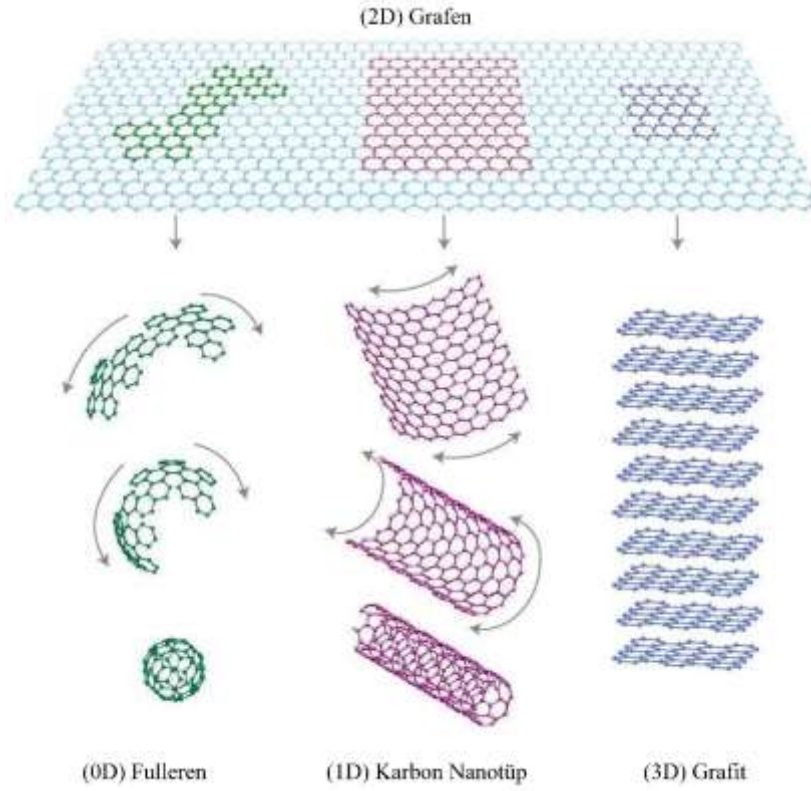
PVA'nın en önemli fiziksel özelliği, suda çözünürlüğünü de kontrol eden kristalleşebilme yeteneğidir. Yapılan araştırmalarda, 140 °C ve üzerindeki sıcaklıklarda, PVA'nın bozunmasından dolayı erime noktasının belirlenmesinin çok zor olduğu belirtilmiş olsa da erime noktasının 220-267 °C arasında olarak belirlenmiştir. Tamamen hidrolize olmuş ve yüksek molekül ağırlığına sahip PVA'nın camsılığa geçiş sıcaklığı 85 °C olarak belirtilmiştir [22].

PVA'nın en önemli kimyasal özelliği ise çapraz bağlanabilme yeteneğidir. Bu sayede PVA'nın içeriğindeki hidroksil grupları multi-fonksiyonel bileşiklerle direk olarak çapraz bağlanabilir. Bu özelliği PVA'yı endüstriyel açıdan önemli bir malzeme kılar.

Bilindiği gibi PVA'nın elektriksel iletkenliği oldukça düşüktür. Fakat, Co, Zn, Ni ve Gr gibi yüksek iletkenliğe sahip malzemelerin katkılanması ile elektriksel iletkenliğini arttırmak mümkündür. PVA moleküllerinin hareketliliğini değiştiren katkılama işlemi aynı zamanda kristal yapının ve çapraz bağlantı derecesinin değişmesine sebep olmaktadır [22]. Bütün bu sahip olduğu özellikler göz önünde bulundurularak bu çalışmada arayüzey malzemesi olarak PVA malzemesi kullanılmıştır. Malzemenin elektriksel iletkenliğinin artırılması için Grafen (Gr) malzemesi katkı malzemesi olarak kullanılmıştır.

3.1.4. Grafen (Gr)

Grafitin tek katmanlı hali olan Grafen (Gr) malzemesi, A. Geim ve K. Novoselov tarafından keşfedilmiştir ve onlara 2010 Nobel Fizik Ödülünü kazandırmıştır [23,36]. İki-boyutlu bir malzeme olan Gr, grafit, karbon nanotüp ya da fullerene gibi karbon atomunun bir allotropudur. Karbon-karbon uzunluğu 0.142 nm'dir ve karbon atomlarının petek örgü şeklinde yerleşmesi ile Şekil 3.6'da görüldüğü gibi tek tabakalı düzlemsel bir yapıya sahiptir [58]. Sahip olduğu fiziksel, kimyasal ve mekanik özellikleri ile Gr sadece elektronik dünyasında değil, diğer bilim ve endüstri alanlarında da ilgi çeken bir malzemedir.



Şekil 3.6. Karbon elementinin allotroplarının gösterimi [59].

Grafenin en önemli özelliklerinden biri, oda sıcaklığında $250,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ değerinde olan elektron mobilitesidir ki bu da çok yüksek elektriksel iletkenliğe sahip olmasına yol açmaktadır [33,60]. Gr, Polivinil alkol (PVA) ve Polivinil klorür (PVC) gibi düşük elektriksel iletkenliğe sahip polimerlerin matrislerini doldurarak bir bağ yapısı oluşturur [61,62]. Bu yolla oluşan grafen/polimer kompozit malzemelerin elektriksel iletkenliklerinde, doğrusal olmayan bir artış gözlemlenir ve tüm kompozit iletken hale gelebilir. Anormal kuantum Hall etkisi ve lokalizasyon olmama özelliğinden dolayı bir katkı malzemesi olarak kullanıldığında, Grafen katkısız bağlı parçacık gibi davranır [23,33,60]. Grafenin katkı malzemesi olarak kullanılmasında;

- a) Dolgu konsantrasyonu
- b) Dolgu agregasyonu
- c) Uygulanan Yöntem
- d) Fonksiyonel grupların varlığı
- e) Kullanılan Gr tabakasının en boy oranı ve matris içindeki dağılımı

gibi faktörler oluşan grafen/polimer kompozitin elektriksel iletkenliğini etkilemektedir [23]. Çizelge 3.3'te grafen/polimer kompozit malzemenin özellikleri verilmiştir.

Çizelge 3.3. Grafen/polimer kompozit malzemenin özellikleri [23,61].

Matris	Dolgu Maddesi	Dolgu maddesinin miktarı (wt % ^a , vol% ^b)	Elektriksel Özellikleri	
			Perkolasyon Eşiği (wt % ^a , vol% ^b)	Yüzey direnci ^a (Ω) / Elektriksel İletkenlik ^b (Sm^{-1})
PMMA	CRGO ¹		0.62 ^b	
	f-GO ²		0.26 ^b	4.47 x 10 ^{-5b}
	TRGO ³		0.16 ^b	
PE	TRGO ³	1.0 ^a		2 x 10 ^{8a}
	Grafen		3.8 ^b	
PVA	f-CRGO ⁴	3.0 ^a	0.37 ^b	
PVDF	TRGO ³		4.5 ^a	
	TRGO ³		0.016 ^b	
PANI	CRGO ¹	10.0 ^a		8.38 x 10 ^{-4a}
				11.92 x 10 ^{2b}

Çok yüksek elektriksel özelliğine rağmen, mekanik özelliklerinden dolayı çok büyük ebatlarda üretilemez ve pullanma şeklinde dökülmeler oluşur. Bilindiği gibi termal iletkenlik, elektronik elemanların kalite, performans ve güvenilirliğini etkileyen önemli bir parametredir. Elektronik elemanın çalışması ile ortaya çıkan ısının büyük ölçüde dağılması gerekir. Saf Grafen için oda sıcaklığında ki termal iletkenlik değeri 5000 W/mK olarak ölçülmüştür ki bu da bir malzeme için ölçülen en yüksek termal iletkenlik değeridir [37].

Çiçek ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarında, %1, %3 ve %7 Gr katkılı PVA arayüzey tabakalı Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini ışığa bağlı incelediklerinde, %7 Gr katkılı PVA arayüzey tabakalı Schottky diyotun diğerlerine göre daha yüksek doğrultma oranına, daha düşük seri direnç değerine, daha düşük sızıntı akımına ve daha yüksek kısa devre direnç değerine sahip olduğunu gözlemlemişlerdir [28]. Bir doktora tez çalışmasının [23] devamı olan bu çalışma doğrultusunda Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) numunesinin sıcaklığa bağlı akım iletim mekanizmalarının

incelenmesinin daha faydalı olacağı düşünülerek bu çalışmada da aynı numune kullanılmıştır.

Sahip olduğu eşsiz özellikleri ile tek moleküllü gaz dedektörleri, süper kapasitör ve lityum iyon bataryaları gibi enerji depolama alanları, şeffaf iletim elektrotları, kompozit malzemeler gibi uygulama alanlarına sahip olan Grafen malzemesi, gelecekte kompozit ve elektronik endüstrisinin gelişmesinde büyük rol alması beklenmektedir [23].

3.2. NUMUNELERİN HAZIRLANMA SÜREÇLERİ

Au/(%7 Gr-katkılı) PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların hazırlanmasında omik ve Schottky (doğrultucu) kontakların hazırlanmasında Termal Buharlaştırma Yöntemi kullanılmıştır. Arayüzey tabakalarının hazırlanmasında ise elektrospinning yöntemi kullanılmıştır.

3.2.1. n-GaAs Kristal Altaşların Temizlenmesi

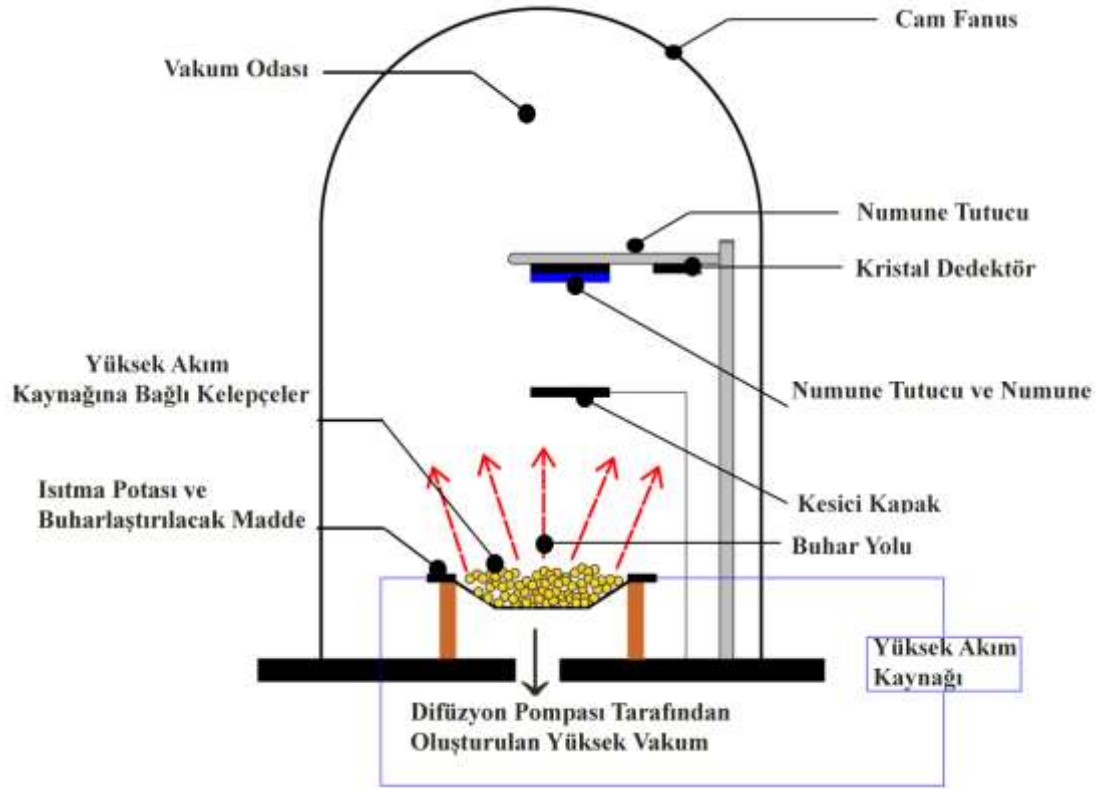
Schottky diyotların hazırlanmasında, başlangıç işlemi kullanılacak olan altaş malzemesinin temizlik işlemidir. Altaşların üzerinde bulunan organik ve metalik kirlilik atomları, arayüzey durumlarının oluşmasına ve altaş üzerine filmin tutulmasını zorlaştırdığından diyotun kalitesini, performansını ve güvenilirliğini doğrudan etkilemektedir. Bu sebeplerden dolayı, kontakların oluşturulmasından önce altaşın temizlik işlemine tabii tutulması önemlidir [23]. Bu çalışmada altaş malzemesi olarak öz direnci 1 – 10 Ω .cm, kalınlığı 300 μ m ve yüzey yönelimi [100] olan n-GaAs kristali kullanılmıştır.

İlk olarak, n-GaAs kristal altaş malzemesi elmas kesici ile 10 mm x 10 mm ebatlarında olacak şekilde kesilmiştir. Kristalin ön yüzeyi, kimyasal ve mekanik olarak parlatılmış olarak satın alındığı için ayrıca bir parlatma işlemine gerek duyulmamıştır. Oluşabilecek yüzey koşullarının önüne geçilmesi ve ideale yakın bir Schottky diyot hazırlanabilmesi için literatürde sıklıkla kullanılan temizlik işlemi uygulanmıştır. Uygulanan temizlik basamakları şu şekildedir [23];

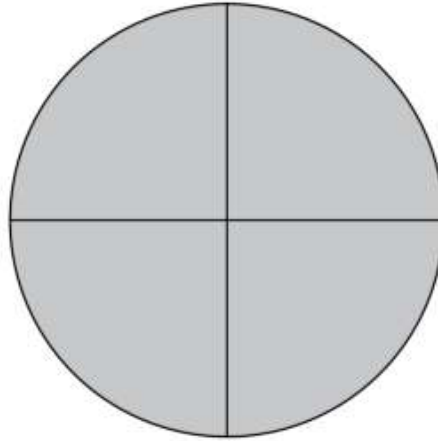
- a) n-GAs kristal alttaş malzemesi 5 dk boyunca sırasıyla aseton (CH_3COH_3), izopropil alkol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$), ve özdirenci 18 $\text{M}\Omega\text{-cm}$ olan de-iyonize su ile ultrasonik olarak yıkanmıştır. Ultrasonik titreşimler sayesinde, alttaş malzemesi üzerindeki pürüzsüzlük ve kirlilik uzaklaştırılmıştır.
- b) Daha sonra alttaş malzemeleri $\text{HF} + 10\text{H}_2\text{O}$ çözeltisi ile yıkanmıştır.
- c) Son olarak, alttaş malzemesi 3 dakika boyunca azot (N_2) gazına maruz bırakılarak kurutma işlemi gerçekleştirilmiştir.

3.2.2. Termal Buharlaştırma Yöntemi İle Omik Kontaktların Hazırlanması

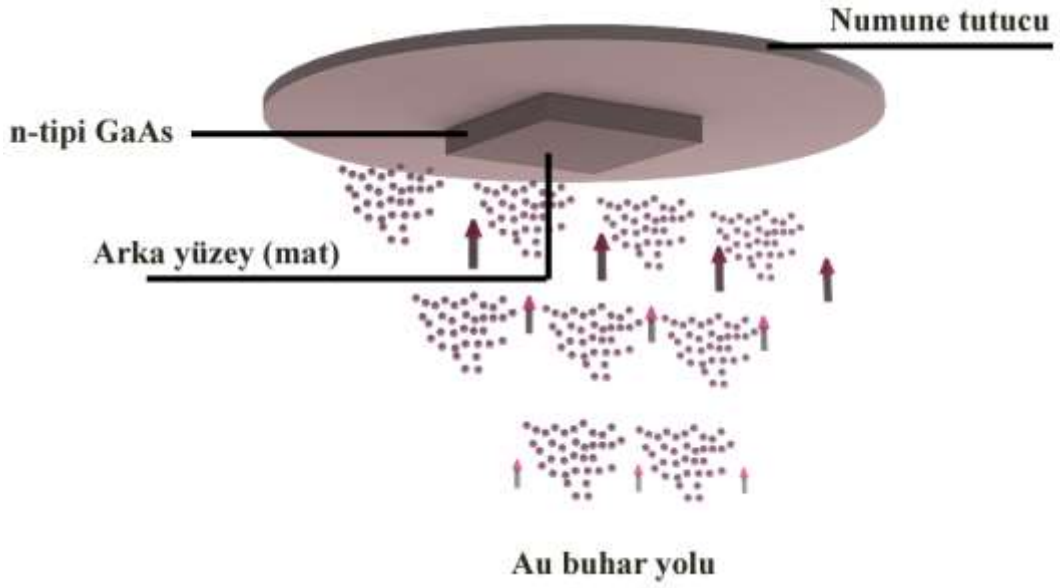
İnce filmlerin hazırlanmasında, kaplama malzemesinin buharlaştırılarak küçük parçacıklar halinde kontrollü olarak alttaş malzemesi üzerine biriktirilmesi yöntemi olan termal buharlaştırma yöntemi sıklıkla kullanılan bir yöntemdir. Şekil 3.7’de kullanılan termal buharlaştırma ünitesinin şematik gösterimi görülmektedir. SD_1 ve SD_2 numunelerinin ikisi içinde Au-Omik kontaklar aynı şekilde hazırlanmıştır. n-GaAs kristal alttaşın mat (arka) yüzeyi aşağıya bakacak şekilde, üzerine Şekil 3.8’de görülen maske konarak, Şekil 3.7’de görülen numune tutucuya yerleştirilmiştir. Isıtma potasının içine %99.999 saflığa sahip Au metali kimyasal olarak temizlendikten sonra gerekli miktarda konmuştur. Ortam koşullarında bulunan gazların, daha önce temizliğe tabii tutulan n-GaAs kristal alttaşın üzerinde kirliliğe sebep olup, oluşan diyot kalitesini etkileyeceğinden bu işlem 1×10^{-6} Torr basınç altında gerçekleştirilmiştir [23]. Tungsten flaman üzerinden akım geçirilerek, pota içerisindeki Au metali buharlaştırılarak numune tutucuya konumlandırılmış alttaşın mat yüzeyine biriktirilerek, yaklaşık 150 nm kalınlığında film oluşması sağlanmıştır [23]. Şekil 3.7’de şematik gösterimi verilen düzeneğe oluşan filmin kalınlık kontrolü, düzeneğin içinde, n-GaAs kristal alttaş ile aynı geometrik konuma sahip kontrol cihazı ile gerçekleştirilmiştir. n-GaAs kristal alttaş malzemesi üzerine oluşturulan Au omik kontakın direncinin düşük olması için vakum ortamında tavlama işlemi gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.9’da Au-Omik kontakların oluşum aşaması görülmektedir.



Şekil 3.7. SD_1 ve SD_2 numuneleri için Au-Omik kontakların hazırlanmasında kullanılan termal buharlaştırma sisteminin şematik gösterimi.



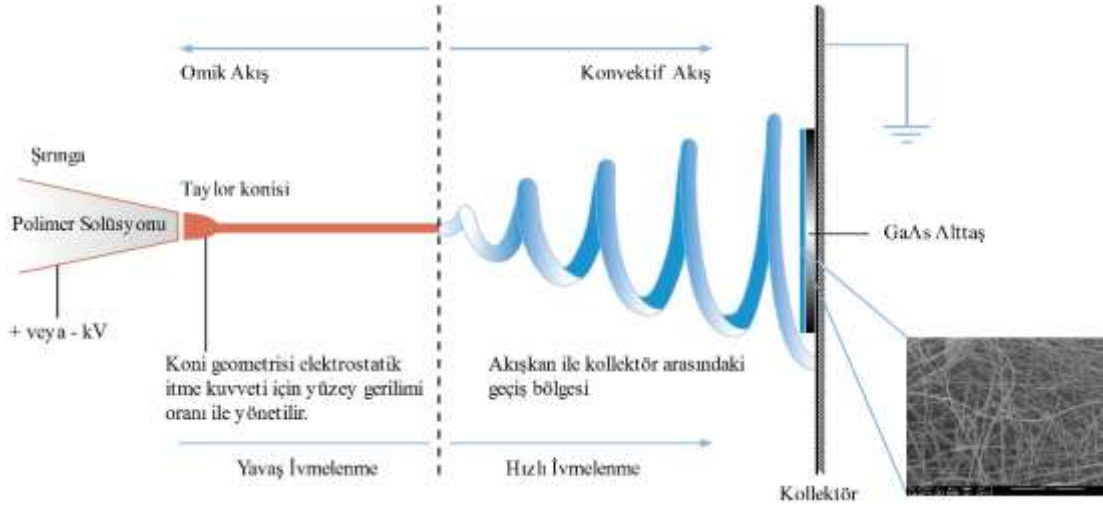
Şekil 3.8. Omik kontakların hazırlanmasında kullanılan maskenin şematik gösterimi.



Şekil 3.9. n-GaAs alttaşların mat yüzeyinde oluşturulan Au-Omik kontaktların hazırlanması.

3.2.3. Elektrospinning Yöntemi İle %7 Gr-katkılı PVA Ve saf-PVA Arayüzey Tabakalarının Hazırlanması

Elektrospinning yöntemi nanometre mertebesindeki ince filmlerin hazırlanmasında, yüksek gerilimden faydalanılarak kullanılan bir metottür. Şekil 3.10'da kullanılan elektrospinning yönteminin yapısı şematik olarak gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi (a) yüksek gerilim güç kaynağı, (b) şırınga ve metal iğneden oluşan besleme ünitesi ve (c) kollektör ve döner silindirden oluşan toplayıcı metal plaka olmak üzere üç temel bileşenden oluşmaktadır [23]. Temelde uygun bir çözücüde ya da termal olarak eritilerek hazırlanan çözelti şırınga içine konulur. Şırınganın metal ucu ile kollektör plaka arasına 50 kV'a kadar gerilim uygulanarak kollektör üzerinde 50 nm çapa sahip nanofiberlerin biriktirilmesi ile yüzey kaplama işlemi gerçekleştirilir [23]. Temelde, yüksek elektrostatik alan uygulanan şırınga içindeki çözeltinin ayrışarak, kollektör üzerinde çok ince lifcik tabakanın oluşması esasına dayalıdır.



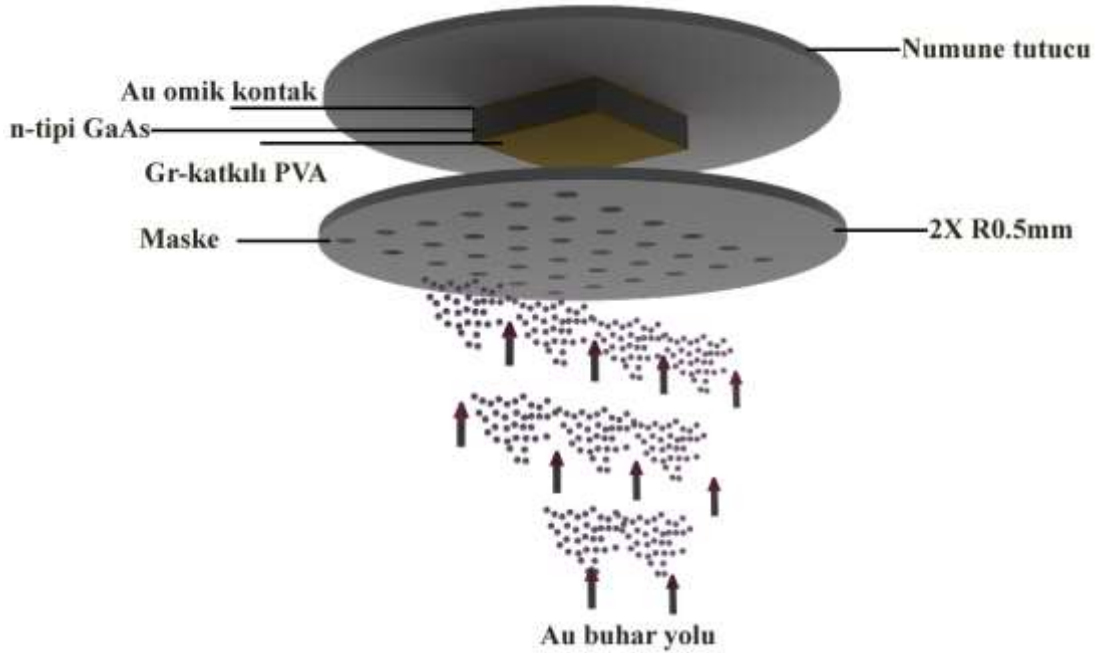
Şekil 3.10. % 7 Gr-katkılı PVA ve saf-PVA arayüzey tabakalarının hazırlanmasında kullanılan elektrospinning yönteminin şematik gösterimi.

Bu çalışmada hazırlanan diyotların farkı arayüzey tabakalarından gelmektedir. Bu yüzden, Au/ (%7 Gr-katkılı) PVA/n-GaAs (SD₁) numunesi için %7 Gr-katkılı PVA çözeltisi (Ç₁) ve Au/PVA/n-GaAs (SD₂) numunesi için saf PVA çözeltisi (Ç₂) olmak üzere iki farklı çözelti hazırlanmıştır [23].

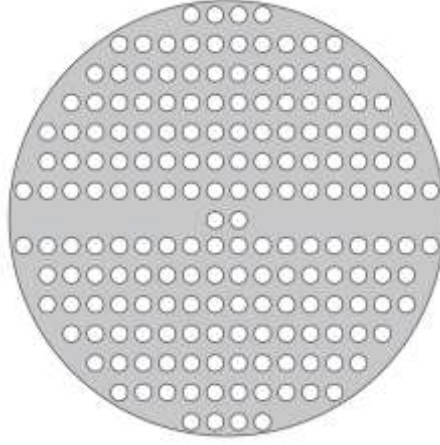
Elektrospinning yönteminin uygulanmasından önce, omik kontakların hazırlanmasından sonra oluşabilecek doğal oksit tabakadan ve kirliliklerden kurtulmak için numune, HF+10H₂O çözeltisi ile yıkanarak kimyasal temizlik sağlanmıştır. Ç₁ ve Ç₂ çözeltileri, 0.9 mm iç çaplı metal iğneye sahip şırınga içine 10 ml miktarında, peristaltik şırınga pompası kullanılarak konulmuştur. Daha sonra, yüksek gerilim kaynağının pozitif (+) kutbu şırınganın ucundaki metal iğne ucuna, negatif (-) kutbu ise kollektöre bağlanarak, uygulanan yüksek elektrostatik alanın etkisi ile hızla ivmelenerek kollektör üzerine taşınır. Böylece 50 kV'luk yüksek gerilim uygulanarak polimer moleküllerinden kollektör üzerinde, çapları nano boyutta olan lifçiklerden oluşan tabaka oluşmuş olur [62]. Bu sürecin sonunda, Au/(%7 Gr-katkılı) PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotlar için arayüzey tabakaları hazırlanmıştır [23].

3.2.4. Termal Buharlaştırma Yöntemi İle Au-Schottky (Doğrultucu) Kontakların Hazırlanması

n-GaAs kristal alttaş parlak yüzeyine %7 Gr-katkılı PVA ve saf-PVA arayüzey tabakalarının elektrospinning yöntemi ile oluşturulmasından sonra, Schottky kontakların hazırlanması işlemine geçilmiştir. Bunun için omik kontak hazırlanmasında da kullanılan termal buharlaştırma yöntemi kullanılmıştır. Şekil 3.11’de görüldüğü gibi, alttaş malzemesinin arayüzey tabakası kaplanmış tarafı aşağı bakacak şekilde, Şekil 3.12’de görülen üzerinde 1 mm çapında birçok delik barındıran bir maske konarak, termal buharlaştırma ünitesindeki numune tutucu ya tutturulmuştur. Ortamda bulunan diğer gazların olası kirliliğe sebep olmaması için yaklaşık 1×10^{-6} Torr basınç altında işlem gerçekleştirilmiştir [23].



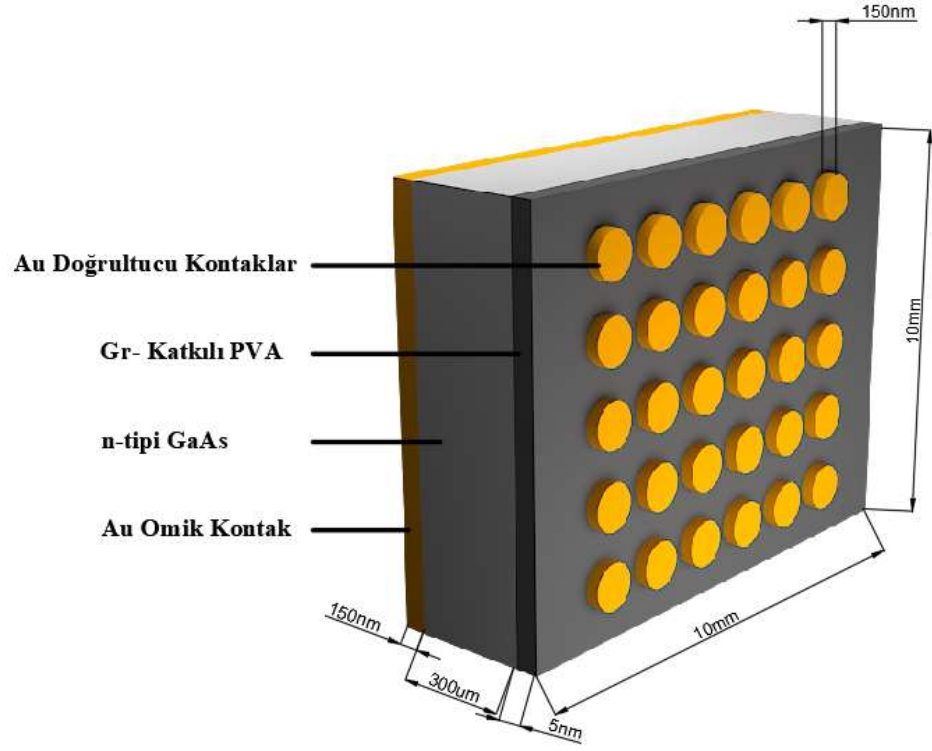
Şekil 3.11. Termal buharlaştırma ünitesinde Au-Schottky kontakların hazırlanması.



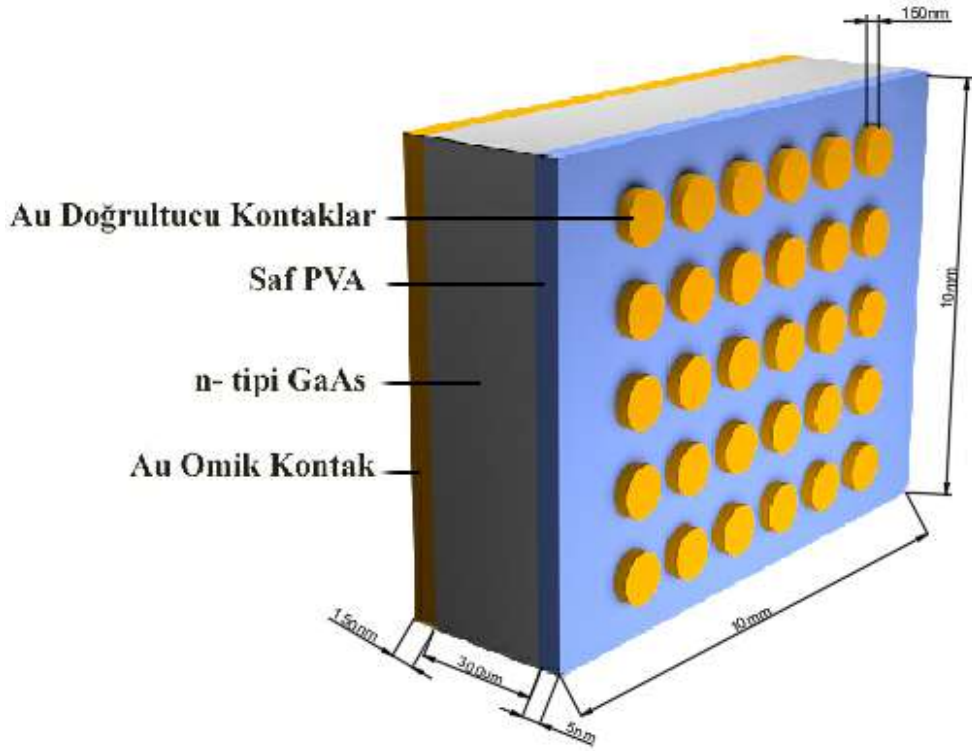
Şekil 3.12. Schottky (doğrultucu) kontak hazırlanmasında kullanılan maskenin şematik gösterimi.

Kimyasal temizlik işlemine tabii tutulan %99.999 saflıktaki Au metali pota içerisine konarak, üzerinden akım geçen tungsten flaman yardımı ile Au metalinin buharlaşması ile, alttaş malzemesi üzerinde 150 nm kalınlığında, 1 mm çapında diyotların oluşması sağlanmıştır. Hazırlanan diyotların alanı yaklaşık olarak $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 'dir. Oluşan Au film kalınlığı, alttaş ile aynı geometrik konuma sahip olduğundan üzerinde aynı kalınlıkta büyüyen Au film tabakasına sahip olan bir kontrol cihazı ile kontrol edilmiştir.

Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların hazırlanma süreci bu basamaklar takip edilerek tamamlanmıştır. Hazırlanan Schottky diyotların şematik gösterimi Şekil 3.13 ve Şekil 3.14'de verilmiştir.



Şekil 3.13. Hazırlanan Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) tipi Schottky diyotun şematik gösterimi.

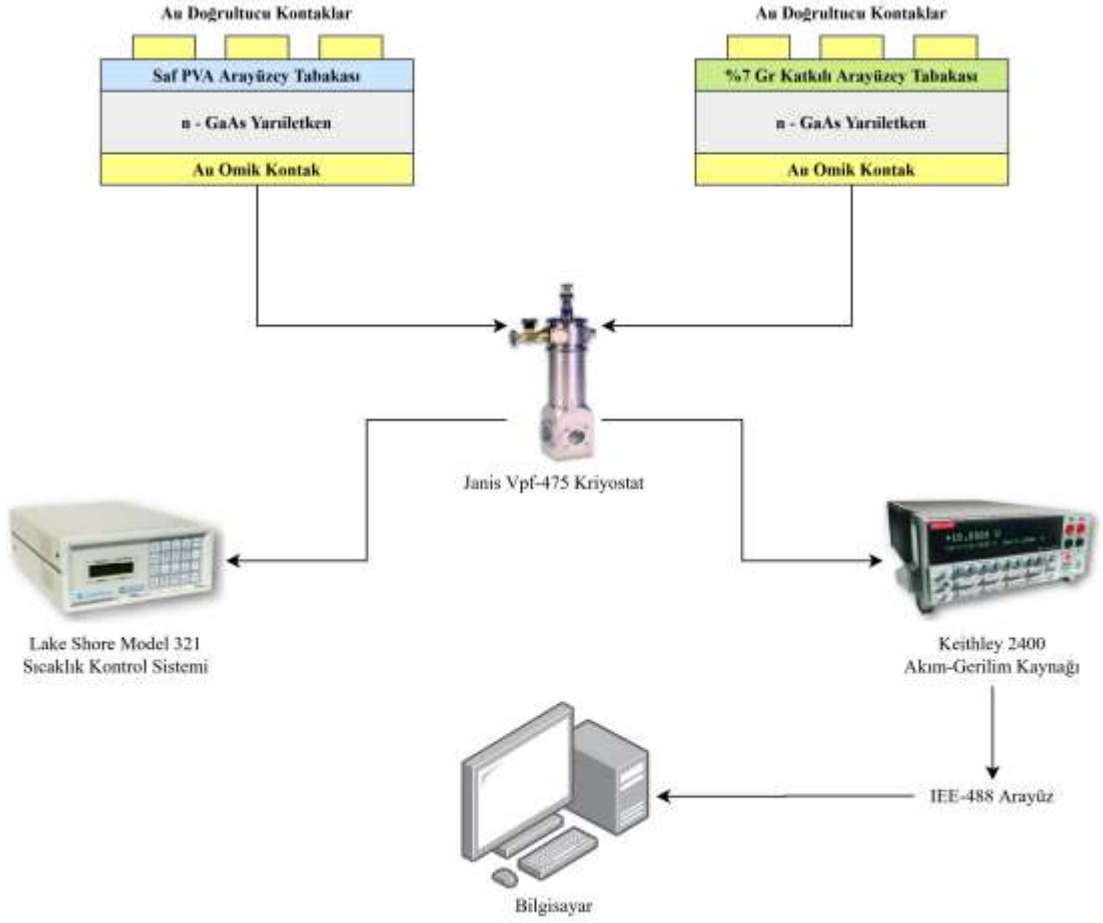


Şekil 3.14. Hazırlanan Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotun şematik gösterimi.

Bu tez çalışmasında kullanılan Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların ışığa bağlı elektriksel karakteristikleri daha önceki bir tez çalışmasında incelenmiştir [23]. Kullanılan numuneler aynıdır ve bu tez çalışması için tekrar hazırlanmamışlardır.

3.3. DENEYSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ

Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmalarını incelemek için akım-gerilim (I-V) ölçümleri 20 K'lik adımlarla, 80-360 K arasında alınmıştır. Alınan I-V ölçümlerinden, diyotların idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve doyum akımı (I_0) parametreleri hesaplanmıştır. Bunun için SD₁ ve SD₂ numuneleri, bakır tutucu üzerine gümüş pasta yardımı ile sabitlenmiştir. Daha sonra, numunelerin üst elektrotlarına ince bakır teller ve silikon pasta yardımıyla elektriksel kontaklar hazırlanmıştır. Numunelerin I-V ölçümleri Keithley 2400 I-V kaynağı kullanılarak Janis vpf-475 kriyostat içinde gerçekleştirilmiştir. Alınan ölçümler IEEE-488 A/D dönüştürücü ile kontrol edilmiştir. Şekil 3. 13'de kullanılan ölçüm sisteminin şematik gösterimi verilmiştir. Bu çalışmanın ölçümleri, Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Fotonik Uygulama ve Araştırma Merkezinde alınmıştır.



Şekil 3.15. SD₁ ve SD₂ numunelerinin 80-360 K sıcaklık aralığında alınan I-V ölçümlerinde kullanılan ölçüm sistemi.

3.3.1. Keithley 2400 Akım-Gerilim Kaynağı

SD₁ ve SD₂ numunelerinin I-V ölçümleri, şekil 3.14'te görülen Keithley akım-gerilim (I-V) kaynağı kullanılarak alınmıştır. Bu cihaz hem $\pm 1 \mu\text{V}$ ile $\pm 200 \text{ V}$ aralığında akım kaynaklı gerilim ölçümü hem de $\pm 10 \text{ pA}$ ile $\pm 1 \text{ A}$ aralığında gerilim kaynaklı akım ölçümü yapabilme kabiliyetine sahiptir. Cihazın hassasiyeti $\pm 0,15\%$ 'tir ve IEEE-488 arayüz veri yoluna sahiptir. SD₁ numunesinin I-V ölçümleri 0,2 V'luk adımlarla $\pm 2,5 \text{ V}$ aralığında alınırken SD₂ numunesinin I-V ölçümleri ise yine 0,2 V'luk adımlarla $\pm 2 \text{ V}$ aralığında alınmıştır.



Şekil 3.16. SD₁ ve SD₂ numunelerinin I-V ölçümlerinde kullanılan kaynağı Keithley 2400 akım-gerilim kaynağının fotoğrafı.

3.3.2. Janis vpf-475 Kriostat Ve Lake Shore Model 321 Sıcaklık Kontrol Sistemi

SD₁ ve SD₂ numunelerinin I-V ölçümleri, 20 K'lık adımlarla, 80-360 K sıcaklık aralığında alınmıştır. Ortam koşullarının ölçüme olan etkisini azaltmak ve istenilen sıcaklıkta ölçüm alabilmek için 4-optik pencereli Janis-vpf-475 kriyostat kullanılmıştır. Kriyostat içinde 10^{-2} mbar basınç altında alınan ölçümlerin sıcaklık kontrolü, kullanılan kriyostatın bünyesinde bulunan Lake-Shore Model 321 sıcaklık kontrol sistemi ile sağlanmıştır. Kullanılan kriyostat ve sıcaklık kontrol sistemi Şekil 3.15'te gösterilmiş olup, bu sistem 79 K ile 425 K arasında ölçüm alabilme özelliğine sahiptir.



Şekil 3.17. SD₁ ve SD₂ numunelerinin 80- 360 K sıcaklık aralığında alınan I-V ölçümlerinde kullanılan Janis vpf-475 kriyostat ve Lake Shore Model 321 sıcaklık kontrol sistemlerinin fotoğrafı.

BÖLÜM 4

DENEYSEL SONUÇLAR

Schottky diyotlarda 300 K ve üzerindeki sıcaklıklarda Termiyonik Emisyon (TE) baskın durumdadır. Ancak, daha düşük sıcaklıklardaki olası akım-iletim mekanizmaları tam olarak açıklanamamıştır. Metal-Yarıiletken (MS) arayüzeyinde oluşan potansiyel engelin biçimi, büyüklüğü ve akım-iletim mekanizmalarının hangi koşullarda (sıcaklık ve gerilim), hangisinin tek başına ya da birlikte baskın olduğu hakkında bilgi sahibi olabilmek, I-V ölçümlerinin geniş bir sıcaklık aralığında alınması ile mümkündür [11,12]. Bu tez çalışmasının amacının Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) ve Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmalarının belirlenmesi olduğundan, SD₁ ve SD₂ numunelerinin I-V ölçümleri 80-360 K sıcaklık aralığında alınarak ölçüm sonuçları ile n, Φ_{B0} ve I₀ gibi temel diyot parametreleri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar doğrultusunda, her iki numune içinde, TAE ve AE ile birlikte baskın olan akım-iletim mekanizmasının, metal-yarıiletken arayüzeyindeki engel homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian Dağılım (ÇGD) modeli ile açıklanmıştır. Her iki numunenin elektriksel özellikleri, deneysel ve hesaplama sonuçlarına göre birbirleri ile karşılaştırılmıştır.

4.1. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) TİPİ SCHOTTKY DİYOTUN SICAKLIĞA BAĞLI AKIM-GERİLİM KARAKTERİSTİKLERİ

Bir Schottky diyotun akım-gerilim ilişkisi $n > 1$ ve R_s varlığı durumunda;

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV - IR_s}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.1)$$

$V \geq 3kT/q$ için, eşitliği ile verilir [4–6]. Eşitlikteki n idealite faktörü, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden sıcaklık ve IR_s değeri ise seri direncin üzerine düşen gerilim değeridir. Fakat bir diyotta R_s etkisi düşük ve orta gerilim bölgelerinde çok küçük olduğundan bu gerilim bölgelerindeki R_s etkisi ihmal edilebilir.

$$I_o = AA^* \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

Eşitlik (4.2) doyum akımı (I_o) teriminin ifadesini göstermektedir [4–6]. Burada; Φ_{Bo} sıfır beslem altındaki M/S arayüzeyindeki potansiyel engel yüksekliği, A diyotun doğrultucu kontak alanıdır ve SD_1 ve SD_2 numuneleri için bu değer $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 'dir. A^* teorik Richardson sabitidir ve n-GaAs için $8.16 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ 'dir [4,13]. Eşitlik (4.1)'de Eşitlik (4.2) yerine yazılıp R_s etkisi göz ardı edildiğinde;

$$I = AA^* \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

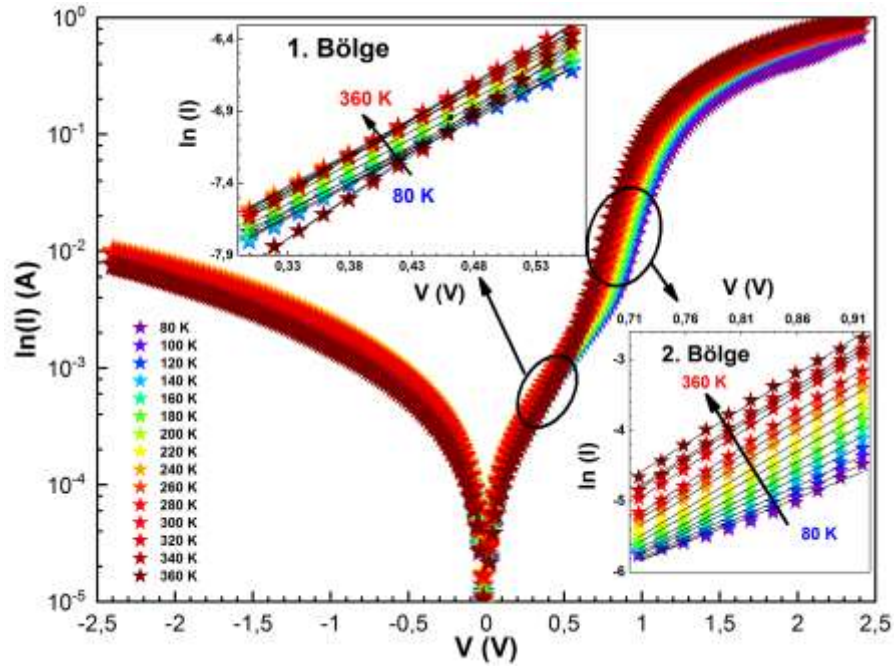
şeklinde revize edilebilir. Eşitlikteki üstel değerden sonra gelen 1 sayısı orta ve yüksek sıcaklıklarda göz ardı edilir. Klasik TE teorisinde n değerinin 1 olması beklenir. Fakat deneysel sonuçlara bakıldığında bundan sapma olduğu görülmektedir. Özellikle düşük sıcaklık değerlerinde, n değerinin 1'den oldukça büyük olma durumu söz konusudur. Bu durum uygulamada, metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel engeldeki homojensizlikten, engelin biçiminden, arayüzey durumların yoğunluğundan (N_{ss}), Schottky engel alçalmasından ve sıcaklıktan dolayı gerçekleşmektedir [4]. Schottky diyot, arayüzey tabakasının varlığından, yarıiletkenin gövde direncinden ve kontaklardan kaynaklı bir R_s değerine sahip ise diyot üzerine düşen gerilim;

$$V_D = V - IR_s \quad (4.4)$$

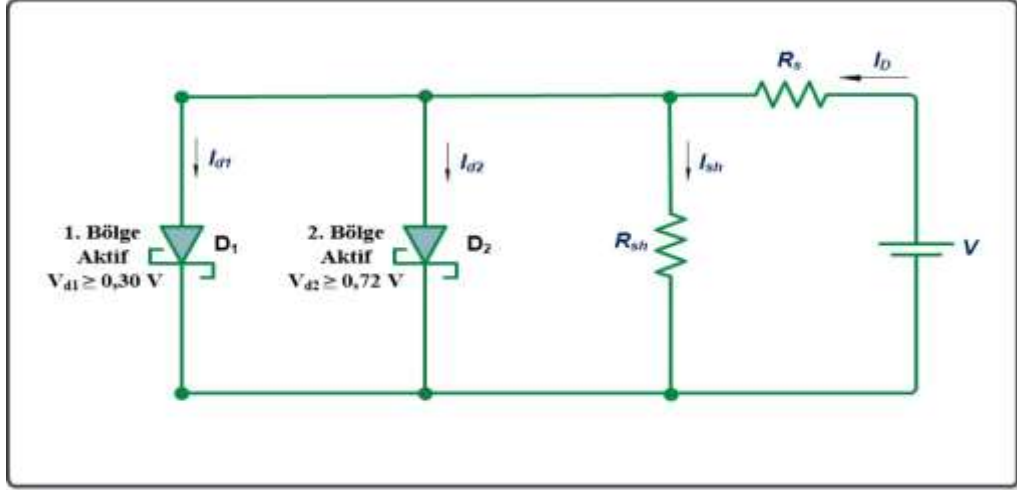
ifadesi ile elde edilir. Teoride $\ln(I)$ - V grafiğinin doğrusal bir doğru şeklinde olması beklenir [11,63]. Ancak uygulama sonuçları yüksek gerilim değerlerinde grafiğin doğrusallıktan saparak bir bükülmenin gerçekleştiğini göstermiştir. Bu durum seri direnç ve arayüzey tabakasının varlığına atfedilmektedir. Bu bükülmeden dolayı,

doğrusal bölge çok dar bir bölgede gözlemlenmektedir. Ancak, bazı diyotlarda eğimleri birbirinden farklı iki doğrusal bölge de gözlemlenebilir [64]. Bu durum literatürde 2-paralel diyot modeli ya da doğrusal bölge sayısına göre multi-paralel diyot modeli olarak adlandırılır [12].

Şekil 4.1’de Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) Tipi Schottky Diyota ait 80-360 K sıcaklık aralığındaki yarı logaritmik I-V eğrisi görülmektedir. Akım pA mertebesinde A mertebesine çok hızlı değiştiğinden, hızlı değişimi görebilmek için I-V grafiğini yarı logaritmik ölçekte çizmekte fayda vardır. Şekil 4.1’de görüldüğü gibi, SD₁ numunesi orta gerilim bölgesinde farklı eğime sahip iki ayrı doğrusal bölgeye sahiptir. Birinci doğrusal bölge 0,30 V ile 0,72 V arasında iken ikinci doğrusal bölge ise 0,72 V ile 0,92 V arasındadır. Bu durum metal-yarıiletken arayüzeyindeki homojensizlikten ve arayüzey kusurlarından kaynaklanmaktadır. Literatürde I-V eğrisindeki iki farklı doğrusal bölge 2-paralel diyot model olarak adlandırılmaktadır [12] ve devre şekli Şekil 4.2’de görülmektedir. Yani; birinci doğrusal bölgenin atfedildiği birinci diyot (d₁) 0,30 V’ta iletme geçerken, ikinci doğrusal bölgenin atfedildiği ikinci diyot (d₂) 0,72 V’ta iletme geçmektedir. Her iki doğrusal bölge farklı diyot olduğundan tüm hesaplamalar her iki bölge için de yapılmıştır.



Şekil 4.1. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) numunesinin 80-360 K sıcaklık aralığındaki yarı logaritmik I-V grafiği.



Şekil 4.2. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) numunesine ait 2-paralel diyot modelinin devre çizimi.

Eşitlik (4.1)'de her iki tarafında ln'i alınırsa [4,5];

$$\ln(I) = \ln(I_o) + \frac{q}{nkT} V_D \quad (4.5)$$

eşitliği elde edilir ki bu bir doğru denklemdir. Bu sayede deneyselden teorik hesaplamaya geçiş sağlanabilir. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi SD₁ numunesinin yarı logaritmik I-V eğrisinde iki farklı eğime sahip iki ayrı doğrusal bölge vardır. Bu doğrusal bölgelerin eğimlerinden, $\tan\theta = q/nkT$ ifadesine karşılık gelmektedir. Bu ifadeden 1. Bölge (d₁) ve 2. Bölge (d₂) için tüm sıcaklık değerlerindeki n değerleri hesaplanmıştır. Ayrıca, I_o (doyum akımı) değerleri de yine yarı logaritmik I-V eğrisinin 1. ve 2. Bölgeleri için sıfır gerilime ekstrapole edilerek tüm sıcaklıklar için elde edilmiştir. Deneysel sonuçlar doğrultusunda elde edilen I_o değerleri aşağıda verilen eşitlikte yerine konarak [4];

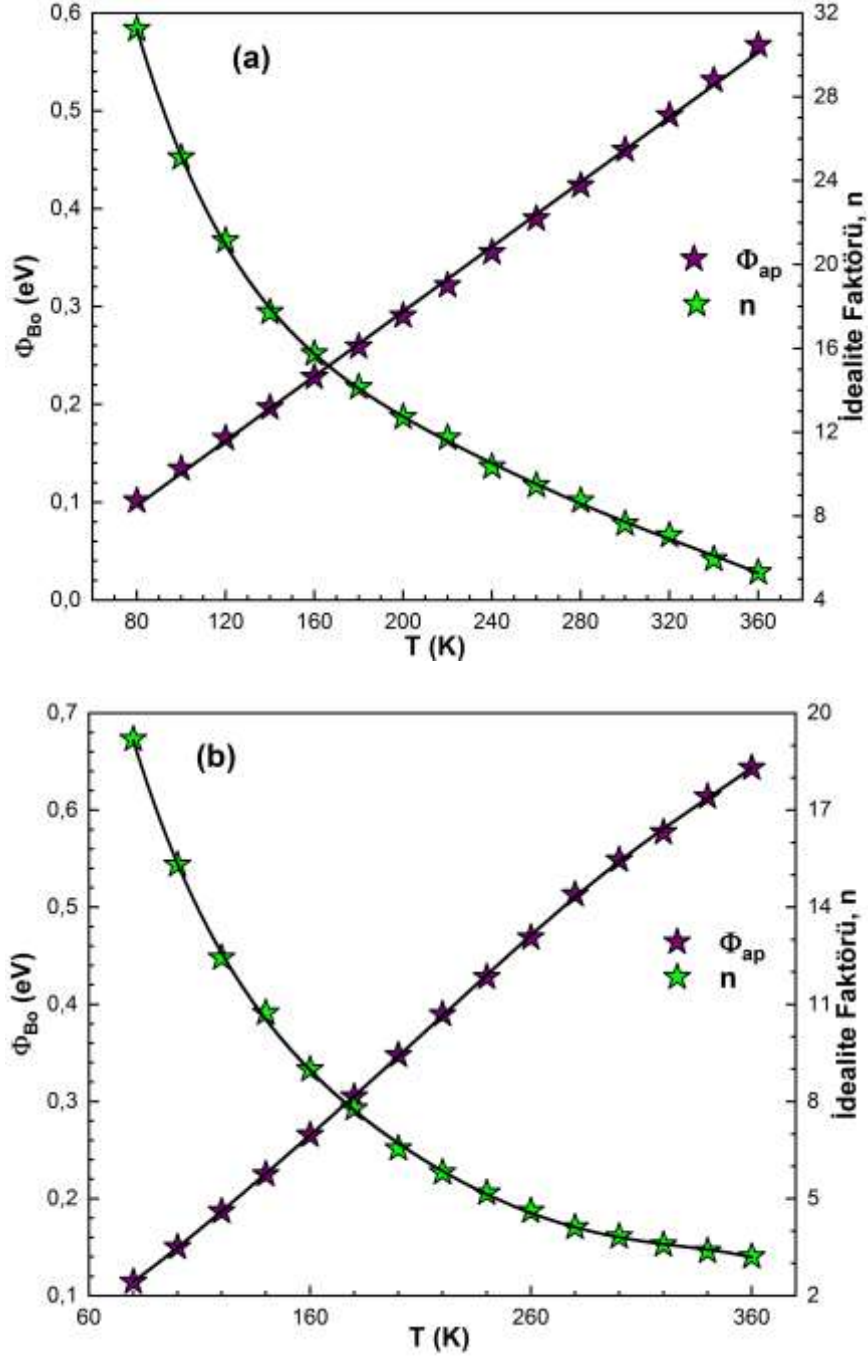
$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_o}\right) \quad (4.6)$$

sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği (Φ_{Bo}) değerleri her sıcaklık için hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucu elde edilen sonuçlar Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Her iki bölge yarı logaritmik I-V ölçümlerinden tüm sıcaklıklar için elde edilen n , I_0 , Φ_{B0} , ve $n\Phi_{B0}$ değerleri.

1. Bölge (0,30-0,56 V)					2. Bölge (0,72-0,92 V)				
T (K)	n	I_0 (A)	Φ_{B0} (eV)	n_1T (K)	T (K)	n	I_0 (A)	Φ_{B0} (eV)	n_2T (K)
80	31,23	$1,67 \times 10^{-4}$	0,10	2498,40	80	19,20	$2,58 \times 10^{-5}$	0,11	1536
100	25,11	$1,12 \times 10^{-4}$	0,13	2511,00	100	15,32	$1,77 \times 10^{-5}$	0,15	1532
120	21,14	$1,06 \times 10^{-4}$	0,17	2536,80	120	12,44	$1,32 \times 10^{-5}$	0,19	1492,8
140	17,73	$1,04 \times 10^{-4}$	0,20	2482,20	140	10,74	$1,01 \times 10^{-5}$	0,23	1503,6
160	15,75	$1,10 \times 10^{-4}$	0,23	2520,00	160	8,99	$7,16 \times 10^{-6}$	0,27	1438,4
180	14,15	$1,17 \times 10^{-4}$	0,26	2547,00	180	7,79	$6,14 \times 10^{-6}$	0,30	1402,2
200	12,73	$1,24 \times 10^{-4}$	0,29	2546,00	200	6,55	$4,50 \times 10^{-6}$	0,35	1310
220	11,74	$1,34 \times 10^{-4}$	0,32	2582,80	220	5,81	$3,71 \times 10^{-6}$	0,39	1278,2
240	10,36	$1,29 \times 10^{-4}$	0,36	2486,40	240	5,18	$3,85 \times 10^{-6}$	0,43	1243,2
260	9,47	$1,22 \times 10^{-4}$	0,39	2462,20	260	4,62	$3,62 \times 10^{-6}$	0,47	1201,2
280	8,74	$1,21 \times 10^{-4}$	0,42	2447,20	280	4,12	$2,96 \times 10^{-6}$	0,51	1153,6
300	7,64	$1,09 \times 10^{-4}$	0,46	2292,00	300	3,83	$3,55 \times 10^{-6}$	0,55	1149
320	7,09	$1,05 \times 10^{-4}$	0,50	2268,80	320	3,58	$5,43 \times 10^{-6}$	0,58	1145,6
340	5,96	$1,00 \times 10^{-4}$	0,53	2026,40	340	3,38	$6,01 \times 10^{-6}$	0,61	1149,2
360	5,32	$9,71 \times 10^{-5}$	0,57	1915,20	360	3,21	$8,29 \times 10^{-6}$	0,64	1155,6

1. Bölge ve 2. Bölge için elde edilen n ve Φ_{B0} değerlerinin sıcaklığın güçlü birer fonksiyonu olduğu Çizelge (4.1)'de görülmektedir. Bilindiği gibi klasik TE'ye göre $n=1$ olmalıdır ve Φ_{B0} değeri yarıiletkenin yasak enerji aralığında olduğu gibi sıcaklığın artması ile azalmalıdır [11]. Fakat Çizelge (4.1)'e bakıldığında her iki bölgede de sıcaklığın artması ile n değerinin azalırken Φ_{B0} değerinin arttığı Şekil 4.3 (a) ve 4.3 (b)'de görülmektedir. Bu durum klasik TE'den sapma olduğunun ilk göstergesi olarak kabul edilebilir. Seri direnç (R_s) etkisinden dolayı, yüksek gerilim bölgesinden elde edilen n değerlerinin, düşük gerilim bölgesinde elde edilen n değerlerinden yüksek olması beklenir. Fakat, Çizelge 4.1'de bakıldığında, SD_1 numunesi için 2. bölgeden elde edilen n değerleri 1. Bölgeden elde edilen n değerlerinden küçük olduğu görülmektedir. Bu durum arayüzey durumlarının varlığı ve Schottky engel bir sonucudur.



Şekil 4.3. a) 1. Bölge için b) 2. Bölge için SD₁ numunesinin n ve Φ_{B0} değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Metal-yarıiletken arayüzeyindeki potansiyel engelden geçen akım için sıcaklık etkin bir parametredir. Arayüzey tabakasının homojen olmayan yüzeyi göz önünde bulundurulduğunda, düşük sıcaklıklarda potansiyel engelini aşabilecek yeterli enerjisi olmayan taşıyıcılar, engelin daha düşük olduğu, literatürde patches olarak adlandırılan lokal bölgelerden geçerek akıma katılacaklardır. Bu durum n değerinin düşük

sıcaklıklarda artmasının sebebi olarak gösterilmektedir [11]. Düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların lokalize durumların birinden diğerine geçebilecekleri kadar yeterli enerjileri olmadığından yeniden birleşmeden kaynaklı ilave bir akımda oluşmayacaktır [11,16,65]. Sıcaklık artmaya devam ettikçe taşıyıcıların artık daha yüksek potansiyel engelleri aşabilmeye yetecek termal enerjileri olacağından akıma katılabileceklerdir. Etkin potansiyel engel yüksekliği sıcaklığın ve uygulanan gerilimin artması ile artacaktır.

Daha öncede bahsedildiği gibi Schottky diyotlarda aynı anda birden fazla akım-iletim mekanizması baskın olabilir. Düşük sıcaklıklarda TE'den sapmadan dolayı, akım iletimine katkıda bulunabilecek olan diğer bir mekanizma da kuantum mekaniksel tünelleme yani Alan Emisyonu (AE) ve Termiyonik Alan emisyonu (TAE) mekanizmalarıdır. Bu mekanizmaların varlığı hakkında ipucu elde etmek için numunenin Şekil 4.4'te gösterilen nkT/q 'ya karşı kT/q grafiğine bakmak gerekir. Tünelleme akımı [4–6];

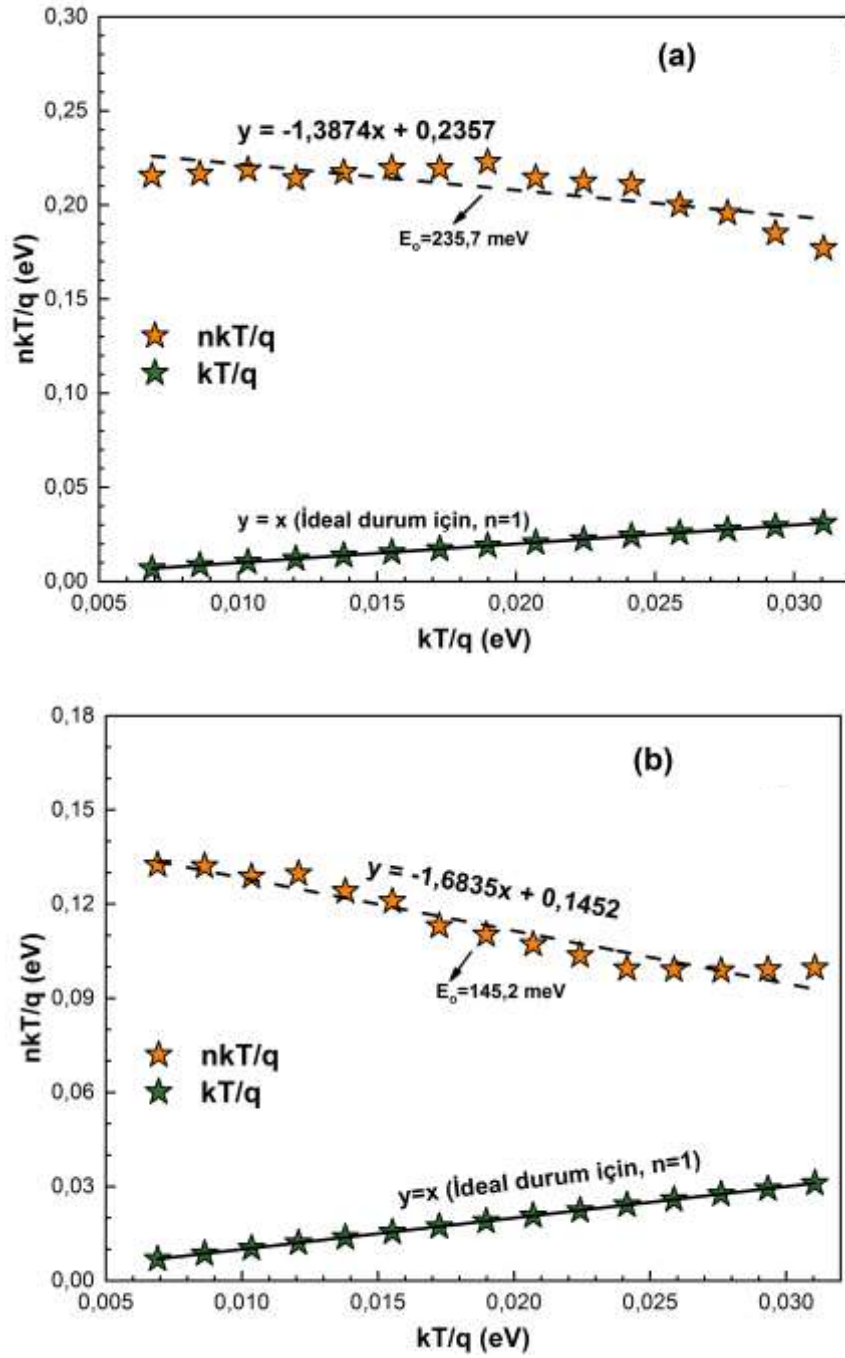
$$I = I_{tun} \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{E_o} \right) - 1 \right] \quad (4.7)$$

$$n_{tun} = \frac{E_{oo}}{kT} \coth \left(\frac{E_{oo}}{kT} \right) = \frac{E_o}{kT} \quad (4.8)$$

eşitlikleri ile elde edilir. Tünelleme parametresi olan E_{oo} ise;

$$E_{oo} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (4.9)$$

eşitliği ile ifade edilmektedir. Burada, N_D katkı atomlarının konsantrasyonudur ve SD_1 numunesi için bu değer $2,6 \times 10^{-16} \text{ m}^{-3}$ 'tür. Eşitlik (4.8) kullanılarak oda sıcaklığındaki teorik E_{oo} değeri 3,36 meV olarak hesaplanmıştır. Bilindiği gibi; $E_{oo} \ll kT/q$ olduğunda TE, $E_{oo} \gg kT/q$ olduğunda FE ve $E_{oo} \approx kT/q$ olduğunda ise TAE geçerlidir. Ayrıca, AE mekanizmasının baskın olabilmesi için E_o ya da nT çarpımının sıcaklıkla değişmiyor olması gerekmektedir.

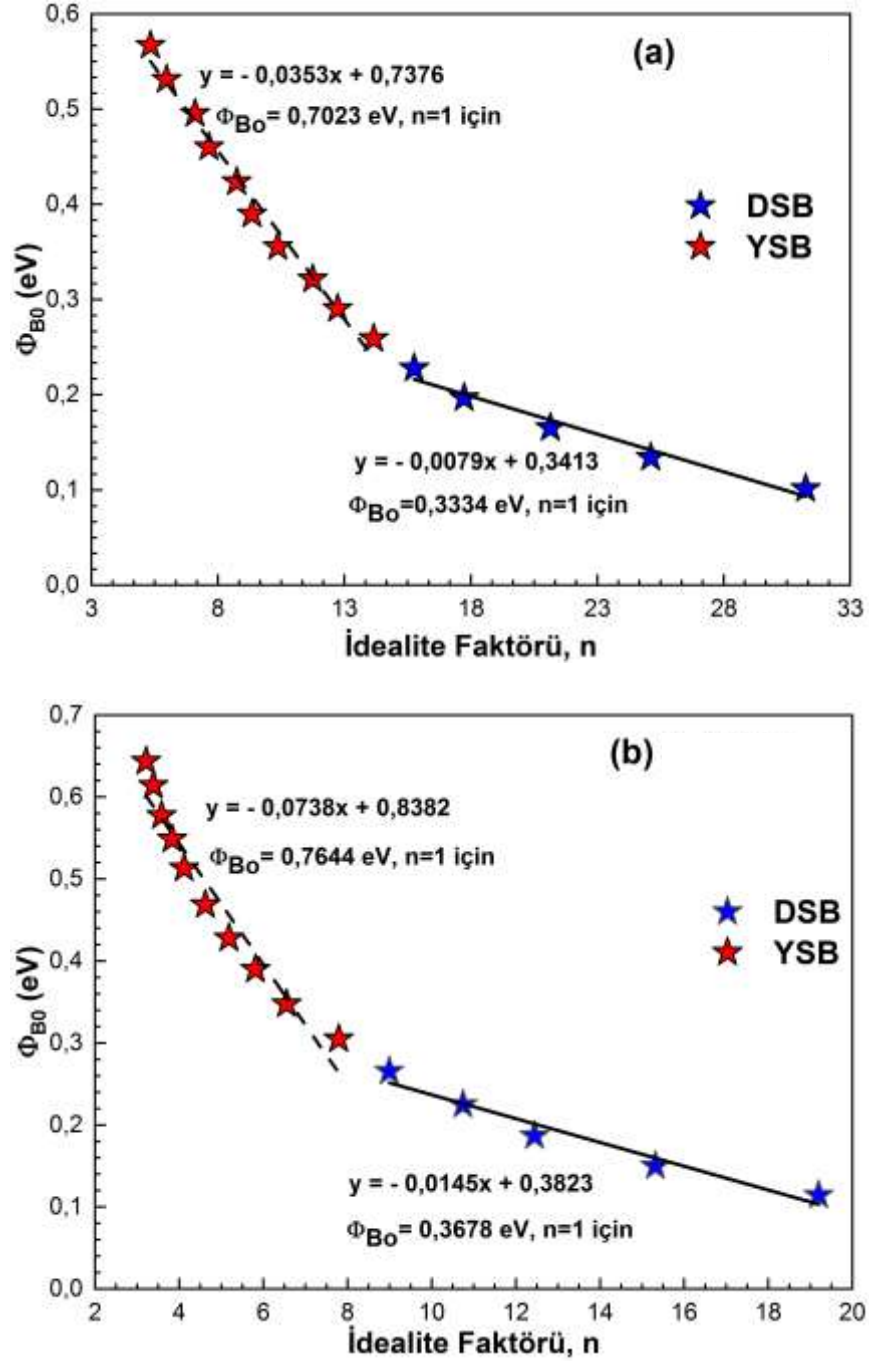


Şekil 4.4. a) 1. Bölge için b) 2. Bölge için SD₁ numunesinin nkT/q - kT/q grafikleri.

Şekil 4.4 (a)'da 1. Bölge, (b)'de 2. Bölge için çizilmiş olan nkT/q 'ya karşı kT/q grafiklerine bakıldığında neredeyse doğrusal bir çizgi oluştuğu görülmektedir. Bu durumda E_0 değeri E_{00} değerine eşittir. 1. Bölge için elde edilen Şekil 4.4 (a)'daki doğrunun enterpolasyonundan E_0 değeri 235,7 meV olarak elde edilmişken, 2. Bölge için Şekil 4.4 (b)'deki doğrunun enterpolasyonundan E_0 değeri 145,2 meV olarak elde edilmiştir. Her 2 bölge için de elde edilen deneysel E_0 (E_{00}) değeri teorik E_{00}

değerinden büyük olduğu görülmektedir. Bu durum T_0 etkisi ve kuantum mekaniksel tünelleme mekanizmaları için bir ipucudur [66,67]. Ayrıca düşük sıcaklıklarda AE ve TAE'nin TE'ye göre daha olağan olduğu sonucuna varılabilir.

Bu noktaya kadar SD₁ numunesinde TE, AE ve TAE mekanizmalarının etkin olduğu görülmüştür. Fakat n değerinin 1'den bu denli yüksek çıkması sadece bu mekanizmaların varlığı ile açıklanamaz [11]. TE'den sapmanın göstergesi olan sıcaklığın artması ile n değerlerindeki azalma ve Φ_{B_0} değerlerindeki artış durumuna Schmitsdorf ve arkadaşları Tung'un teorik yaklaşımını n ile Φ_{B_0} arasındaki ilişkiye uyguladıklarında, aralarında iyi bir doğrusal korelasyon olduğunu gördüler ve bu durumu yanal (lateral) engel homojensizliği ile açıkladılar [48,68]. Bu sebepten, Şekil 4.5 (a)'da 1. Bölge, (b)'de 2. Bölge için çizilmiş $n - \Phi_{B_0}$ grafikleri görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi her iki bölge için de 80-160 K sıcaklık aralığında Düşük Sıcaklık Bölgesi (DSB) olarak ve 180-360 K sıcaklık aralığında Yüksek Sıcaklık Bölgesi (YSB) olarak adlandırılan farklı eğime sahip iki ayrı doğrusal bölgenin varlığı görülmektedir. Bu doğrusal doğruların ekstrapolasyonundan, n değerinin 1 kabul edildiği durumda, Φ_{B_0} 1. Bölgenin DSB'sinde 0,3334 meV, YSB'sinde 0,7023 meV bulunmuşken, 2. Bölgenin DSB'sinde 0,3678 meV, YSB'sinde ise 0,7644 meV olarak bulunmuştur. n ile Φ_{B_0} arasındaki doğrusal ilişki Gaussian dağılımının varlığı için bir ipucudur. SD₁ numunesinde gördüğümüz gibi iki doğrusal bölgenin varlığı ise Çift Gaussian Dağılımının (ÇGD) varlığını göstermektedir. Çünkü, doğrusal bölgelerin ekstrapolasyonlarından farklı sıcaklık değerleri için elde edilen Φ_{B_0} değerleri, metal-yarıiletken arayüzeyindeki potansiyel engel yüksekliğindeki homojensizliğin bir göstergesidir. Ayrıca her iki bölge için de bakıldığında YSB için elde edilen Φ_{B_0} değerlerinin DSB için elde edilen Φ_{B_0} değerlerinden yüksek olduğu görülmektedir. Bu durum taşıyıcıların düşük sıcaklıklarda daha düşük engelle karşılaşarak ilettime katıldıklarını göstermektedir. Böylece düşük sıcaklıklardaki yüksek n değerlerinin elde edilmesi beklenen bir sonuçtur. Ayrıca bu durum sıcaklığın artması ile Φ_{B_0} değerinin artması sonucu ile de tutarlılık göstermektedir.



Şekil 4.5. a) 1. Bölge için b) 2. Bölge için SD₁ numunesinin n – Φ_{B0} grafikleri.

Çalışmanın bu noktasına kadar SD₁ numunesinin I-V karakteristiklerinin incelenmesi ile elde edilen sonuçlar, klasik TE'den sapma nedeninin metal-yarıiletken arayüzeyindeki potansiyel engel homojensizliği ile ilişkili olduğunu göstermektedir. Werner ve Gütter'in Gaussian Dağılım modelinin potansiyel engel yüksekliğine uygulanması ile normalize edilmiş dağılım fonksiyonunun Φ_{B0} için [9];

$$P(\phi_{Bo}) = \frac{1}{\underbrace{\sigma_s \sqrt{2\pi}}_{\text{Normalized constant of GD}}} \exp \left[-\frac{(\phi_B - \bar{\phi}_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (4.10)$$

Eşitlik (4.9)'da verilen normalize edilmiş dağılım fonksiyonu ile Φ_{Bo} doğruluğu saptanabilir [9]. Burada, σ_s standart sapma değeridir. Ortalama engel yüksekliği etrafında lokalize olmuş küçük engeller boyunca akan ileri beslem akımı;

$$I(V) = \int_{+\infty}^{-\infty} I(\phi_B, V) P(\phi_B) d\phi \quad (4.11)$$

eşitliği ile elde edilir. Burada, $I(\Phi_B, V)$ değeri TE difüzyonuna dayanan engel yüksekliğinden geçen akımı göstermektedir. Sonuç olarak ileri beslemde potansiyel engelden geçen akım;

$$I_o = AA * T^2 \exp \left[-\frac{q\Phi_{ap}}{kT} \right] \quad (4.12)$$

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

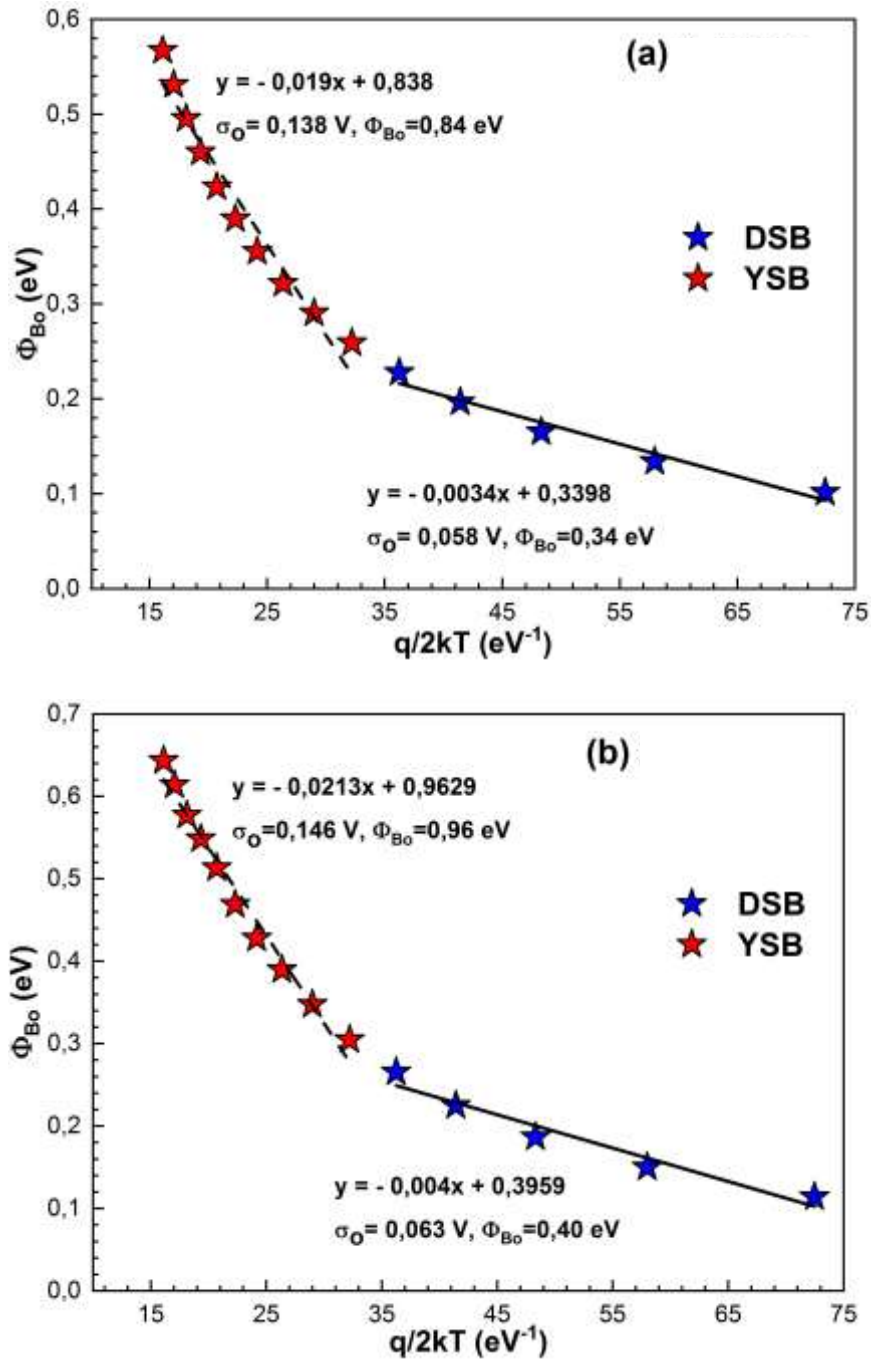
Eşitlikleri ile elde edilir. Burada, n_{ap} görünen idealite faktörü ve $\bar{\Phi}_{Bo}$ görünen engel yüksekliğidir ve aşağıdaki eşitlikler ile elde edilir [5,69] :

$$\Phi_{ap} = \Phi_{Bo}(T=0) - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \quad (4.14)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.15)$$

$\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{Bo} + \rho_2 V$ ve $\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V$ eşitliklerinin ve Gaussian parametrelerinin doğrusal olarak birbirlerine bağlı oldukları varsayılır. ρ_2 ve ρ_3 parametreleri voltaj

deformasyonunu belirleyen voltaj katsayılarıdır [70,71]. Tahmini engel yüksekliğinde Gaussian dağılımı için başka bir kanıtta Şekil 4.6'da görülen $kT/q - \Phi_{B_0}$ grafiğinden elde edilir. Görüldüğü gibi 1. ve 2. Bölgelerin ikisi içinde yine 80-160 K aralığında Düşük Sıcaklık Bölgesi (DSB) olarak ve 180-360 K aralığında Yüksek Sıcaklık Bölgesi olarak isimlendirilen iki farklı doğrusal bölge vardır. Bu durum yine Çift Gaussian Dağılımının bir göstergesidir.



Şekil 4.6. a) 1. Bölge için b) 2. Bölge için SD₁ numunesinin $q/2kT - \Phi_{B_0}$ grafikleri.

Şekil 4.6 (a) ve (b)'de görülen doğrusal bölgelerin ordinat kesim noktalarından Φ_{B0} değerleri, eğimlerinden ise σ_0 değerleri elde edilmiştir ve her iki bölge içinde elde edilen sonuçlar Çizelge 4.2'de verilmiştir. Her iki bölge içinde, Yüksek Sıcaklık Bölgesinde (YSB) için elde edilen σ_0 değerlerinin Düşük Sıcaklık Bölgesi için elde edilen σ_0 değerlerinden daha büyük olduğu görülmektedir. Bu durum YSB'deki engel yüksekliği dağılımının DSB'dekinden daha geniş olduğu sonucunu verir. Ayrıca her iki bölge için de YSB'den elde edilen Φ_{B0} değerlerinin DSB'den elde edilen Φ_{B0} değerlerinden yine büyük olduğu görülmektedir. Bu durum yine düşük sıcaklıklarda akıma katılan taşıyıcıların karşılaştığı engelin daha düşük olması n değerinin düşük sıcaklıklardaki yüksek değerlere sahip olmasının sebebidir.

Çizelge 4.2. SD₁ Numunesi için 1. ve 2. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen Φ_{B0} ve σ_0 değerleri.

	1. Bölge (0,30-0,56 V)		2. Bölge (0,72-0,92 V)	
	Φ_{B0} (eV)	σ_0 (V)	Φ_{B0} (eV)	σ_0 (V)
DSB (80-160 K)	0,34	0,058	0,40	0,063
YSB (180-360 K)	0,84	0,138	0,96	0,146

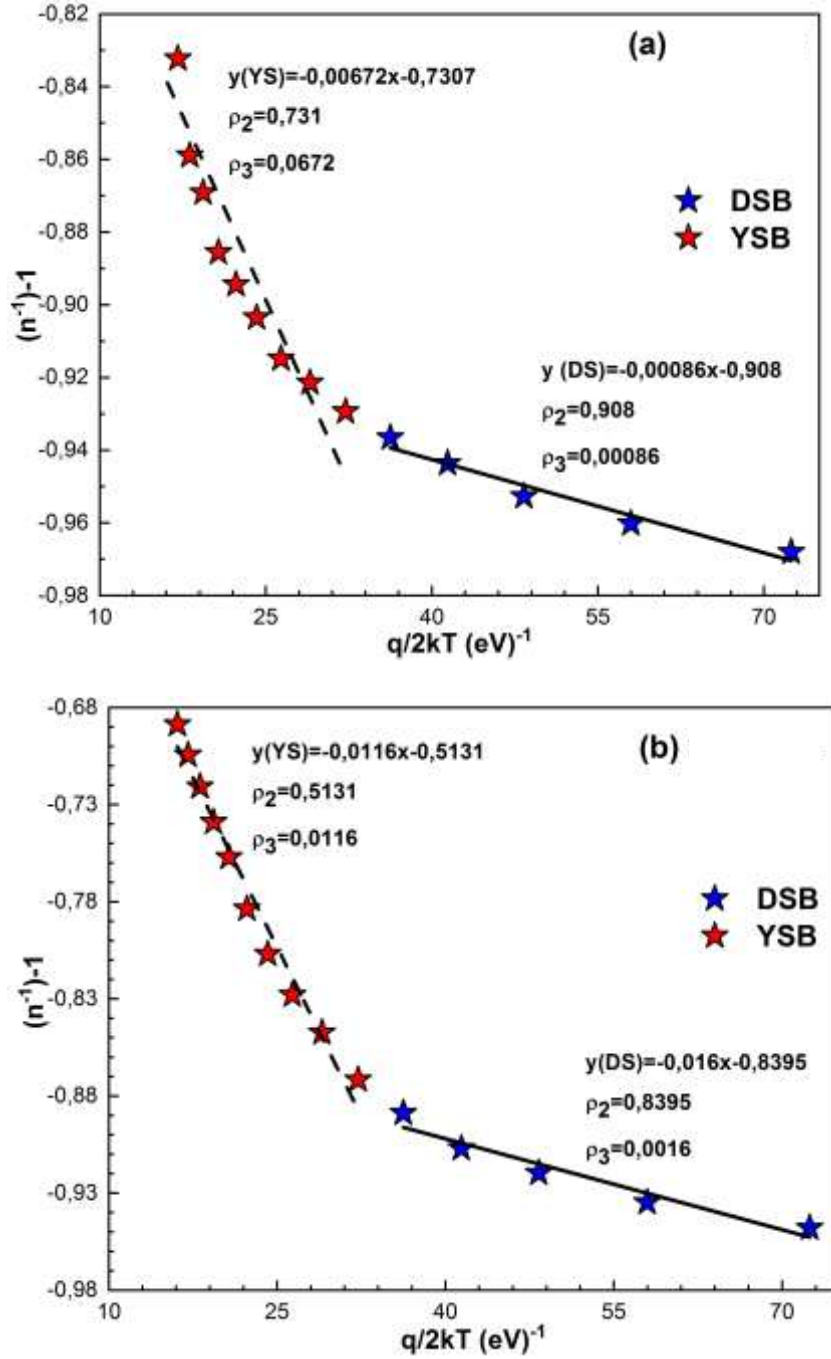
Benzer şekilde, Şekil 4.7'de verilen $q/2kT-(n^{-1})-1$ grafiklerinde de her iki bölge için de DSB ve YSB olarak adlandırılan farklı 2 doğrusal bölge elde edilmiştir. Bu doğrusal bölgelerin yine fit edilmesi ile ordinat kesim noktasından ρ_2 , eğimden ρ_3 değerleri elde edilmiştir ve elde edilen sonuçlar Çizelge 4.3'te verilmiştir.

Çizelge 4.3. SD₁ Numunesi için 1. ve 2. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen ρ_2 ve ρ_3 değerleri.

	1. Bölge (0,30-0,56 V)		2. Bölge (0,72-0,92 V)	
	ρ_2	ρ_3	ρ_2	ρ_3
DSB (80-160 K)	0,908	0,00086	0,8395	0,0016
YSB (180-360 K)	0,731	0,0067	0,5131	0,0116

Çizelge 4.3'te ki sonuçlara bakıldığında, her iki bölge için de DSB'de ki ρ_2 değerlerinin YSB'dekilerden büyük, ρ_3 değerlerinin ise küçük olduğu görülmektedir.

Bu durum YSB'deki potansiyel engel yüksekliğinin DSB'dekine göre daha büyük ve geniş olduğu sonucunu ortaya çıkarır. Ayrıca, Şekil 4.7'de görülen farklı eğime sahip iki doğrusal bölgenin varlığı yine Çift Gaussian Dağılımının bir göstergesidir.



Şekil 4.7. a) 1. Bölge için b) 2. Bölge için SD₁ numunesinin $q/2kT - (n^{-1})-1$ grafikleri.

Bir Schottky diyotun özellikle metal-yarıiletken arayüzeyindeki olası akım-iletim mekanizmalarını açıklayabilmek için Şekil 4.8'de gösterilen $q/kT - \ln(I_0/T^2) - ((q^2\sigma^2) /$

$2k^2T^2$) grafiğinin incelenmesi gerekmektedir. Modifiye edilmiş Richardson eğrisi olarak adlandırılan bu grafik Eşitlik (4.5)'in;

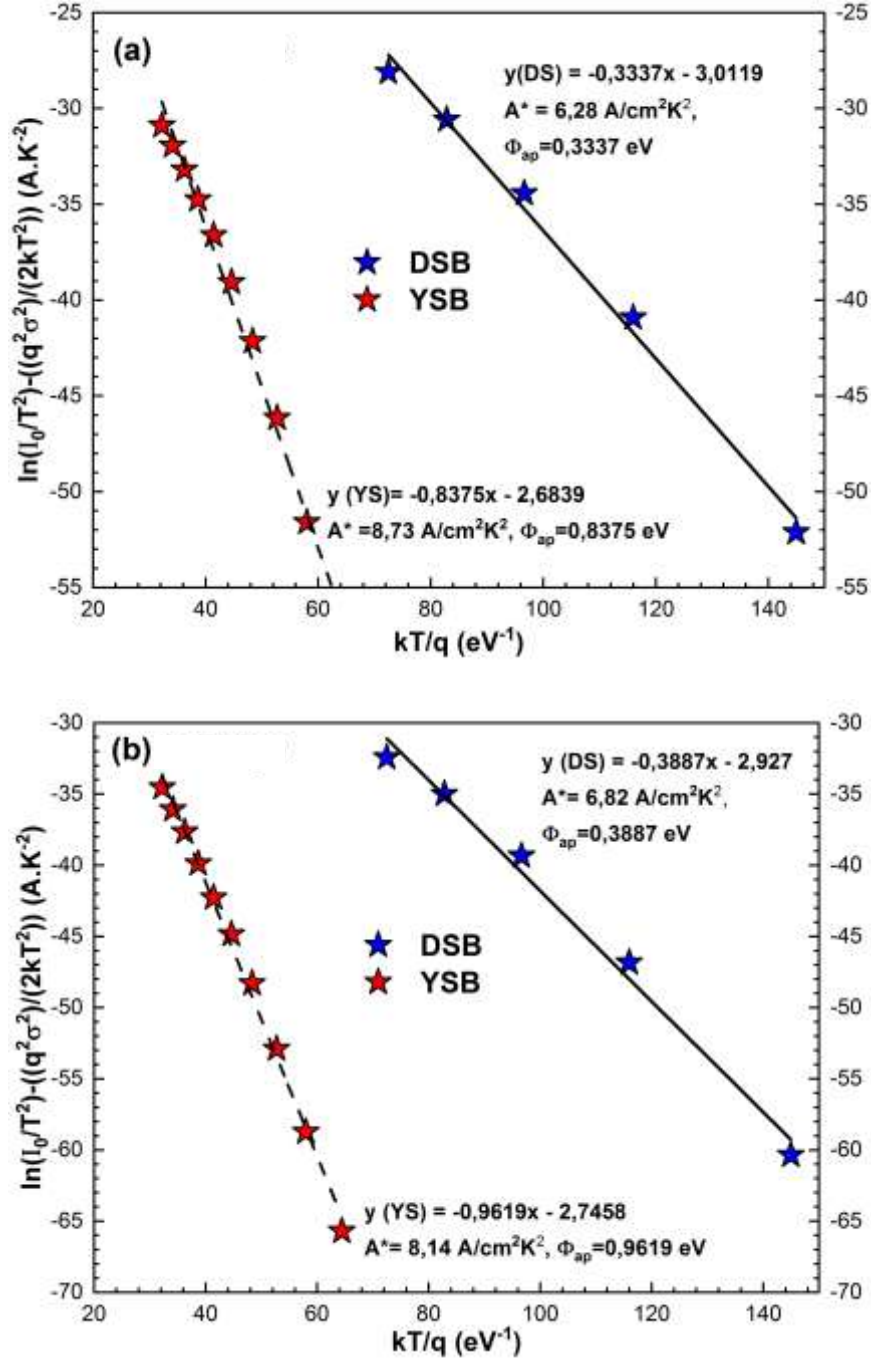
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi}{kT} \quad (4.16)$$

eşitliğinde yerine konması ile elde edilir. Şekil 4.8 (a) ve (b)'de görüldüğü gibi, 1. Bölge ve 2. Bölge için de 80-160 K sıcaklık aralığında DSB olarak, 180-360 K sıcaklık aralığında YSB olarak adlandırılan, eğimleri farklı iki doğrusal bölge mevcuttur. Φ_{B0} ve Richardson sabiti (A^*) değerleri, sabit diyot alanı için sırası ile bu doğrusal bölgelerin eğiminden ve ordinat kesim noktalarından elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar Çizelge 4.4'te verilmiştir.

Çizelge 4.4. SD₁ Numunesi için 1. ve 2. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen Φ_{B0} ve A^* değerleri.

	1. Bölge (0,30-0,56 V)		2. Bölge (0,72-0,92 V)	
	Φ_{B0} (eV)	A^* (A/cm ² K ²)	Φ_{B0} (eV)	A^* (A/cm ² K ²)
DSB (80-160 K)	0,3337	6,28	0,3887	6,82
YSB (180-360 K)	0,8375	8,73	0,9619	8,14

Teorik Richardson sabitinin n-GaAs için değerinin 8.16 A/cm²K² olduğu göz önünde bulundurulduğunda, özellikle YSB'de elde edilen deneysel A^* değerlerinin teorik değere çok yakın olduğu görülmektedir. Ayrıca şimdiye kadar diğer çizimlerden elde edilen Φ_{B0} değerleri yine birbirleri ile uyumlu olduğu ve DSB'den elde edilen Φ_{B0} değerlerinin YSB'den elde edilen Φ_{B0} değerlerinden yine yüksek olduğu görülmektedir.



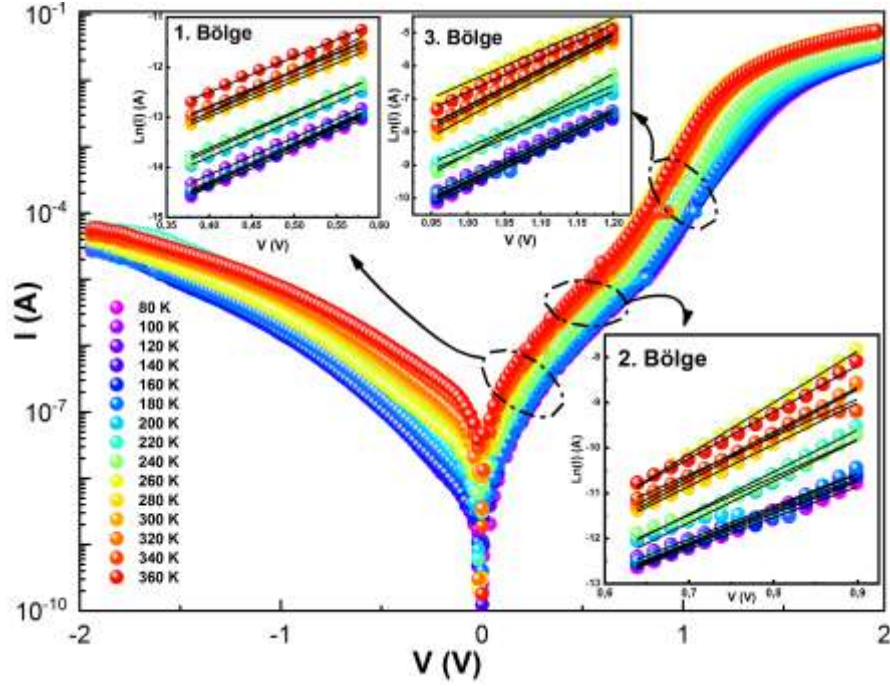
Şekil 4.8. a) 1. Bölge için b) 2. Bölge için SD₁ numunesinin Modifiye edilmiş Richardson grafikleri.

Elde edilen deneysel veriler ve hesaplamalar sonucunda, Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) Tipi Schottky diyotun sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinde, 0,30-0,56 V ve 0,72-0,92 V gerilim aralıklarında olmak üzere iki farklı doğrusal bölge gözlemlenmiştir ve bu durum 2-paralel diyot modeli ile açıklandığı ortaya konmuştur. Hangi akım-iletim mekanizmasının tek başına ya da birlikte etkin olduğunu belirlemek

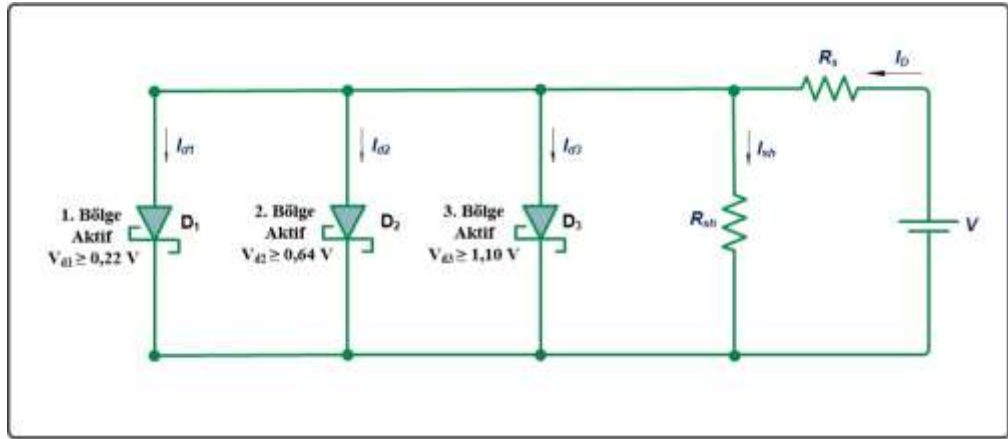
için yapılan incelemeler sonucunda, 80-160 K sıcaklık aralığında, DSB olarak, 180-360 K sıcaklık aralığında, YSB olarak adlandırılan iki farklı doğrusal bölgenin varlığı saptanmıştır. Bu bölgelerin varlığının, yanal (lateral) engel homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanabileceği ortaya konmuştur. Ayrıca Düşük sıcaklıklarda kuantum mekaniksel tünelleme mekanizmaları olan AE ve TAE'nin ve T_0 etkisinin de etkin olduğu sonucuna varılmıştır. YSB'den elde edilen Φ_{B0} değerlerinin DSB'den elde edilen Φ_{B0} değerlerinden küçük olduğu, bu durumun düşük sıcaklıklarda akıma katılan taşıyıcıların daha düşük engelle karşılaştıklarını ve bu durumun düşük sıcaklıklarda n değerinin yüksek çıkması ile sonuçlandığı görülmüştür. Elde edilen tüm bu sonuçlar doğrultusunda, Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) tipi Schottky diyotun olası akım iletim mekanizmalarının TE temelinde Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanabileceği ve arayüzey durumlarının homojensizliğinden kaynaklı 2-paralel diyot modelinin geçerli olduğu sonucuna varılmıştır.

4.2. Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) TİPİ SCHOTTKY DİYOTUN SICAKLIĞA BAĞLI AKIM-GERİLİM (I-V) KARAKTERİSTİKLERİ

Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) Tipi Schottky bu çalışmanın referans numunesi durumundadır. SD₁ numunesi için yapılan tüm incelemeler SD₂ numunesi içinde yapılmıştır. SD₂ numunesine ait yarı-logaritmik I-V grafiği Şekil 4.9'da görülmektedir. Şekilde de görüldüğü gibi farklı eğimlere sahip üç farklı doğrusal bölge mevcuttur. Bu bölgeler, 0,22-0,60 V aralığındaki 1. Bölge, 0,64-0,90 V aralığındaki 2. Bölge ve 1,1 ve 1,5 V aralığındaki 3. Bölge olarak adlandırılmışlardır. Bu durum metal-yarıiletken arayüzeyindeki homojensizlik ve arayüzey kusurlarına atfedilmektedir. Literatürde multi-paralel diyot model olarak adlandırılmaktadır [72] ve elektronik devre çizimi Şekil 4.10'da verilmiştir. Şekil 4.10'a bakıldığında, 1. doğrusal bölgeye atfedilen birinci diyot (d_1) 0,22 V'ta ilettime geçerken, 2. doğrusal bölgenin atfedildiği ikinci diyot (d_2) 0,64 V'ta ve 3. doğrusal bölgenin atfedildiği üçüncü diyot (d_3) ise 1,1 V'ta ilettime geçmektedir. Her üç doğrusal bölgede farklı diyotu temsil ettiğinden tüm hesaplamalar her üç diyot içinde ayrı ayrı yapılmıştır.



Şekil 4.9. Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) numunesinin 80-360 K sıcaklık aralığındaki yarı logaritmik I-V grafiği.



Şekil 4.10. Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) numunesine ait multi-paralel diyot modelinin devre çizimi.

Şekil 4.9'daki yarı-logaritmik I-V grafiğine bakıldığında, doğru beslem altında geniş bir bölgede doğrusallık görülmektedir. İleri gerilim değerlerinde R_s etkisinden kaynaklı bükülmenin başladığından doğrusallıktan sapma görülmektedir. SD₂ numunesinin her üç bölgesi için tüm sıcaklık değerlerindeki n , Φ_{B0} ve I_0 gibi temel diyot parametreleri SD₁ numunesinde kullanılan metotla hesaplanmıştır ve elde edilen

değerler Çizelge (4.5)'de verilmiştir. Buna göre, n ve Φ_{Bo} değerlerinin sıcaklığın güçlü birer fonksiyon olduğu ve her üç bölge içinde bunun geçerli olduğu görülmektedir.

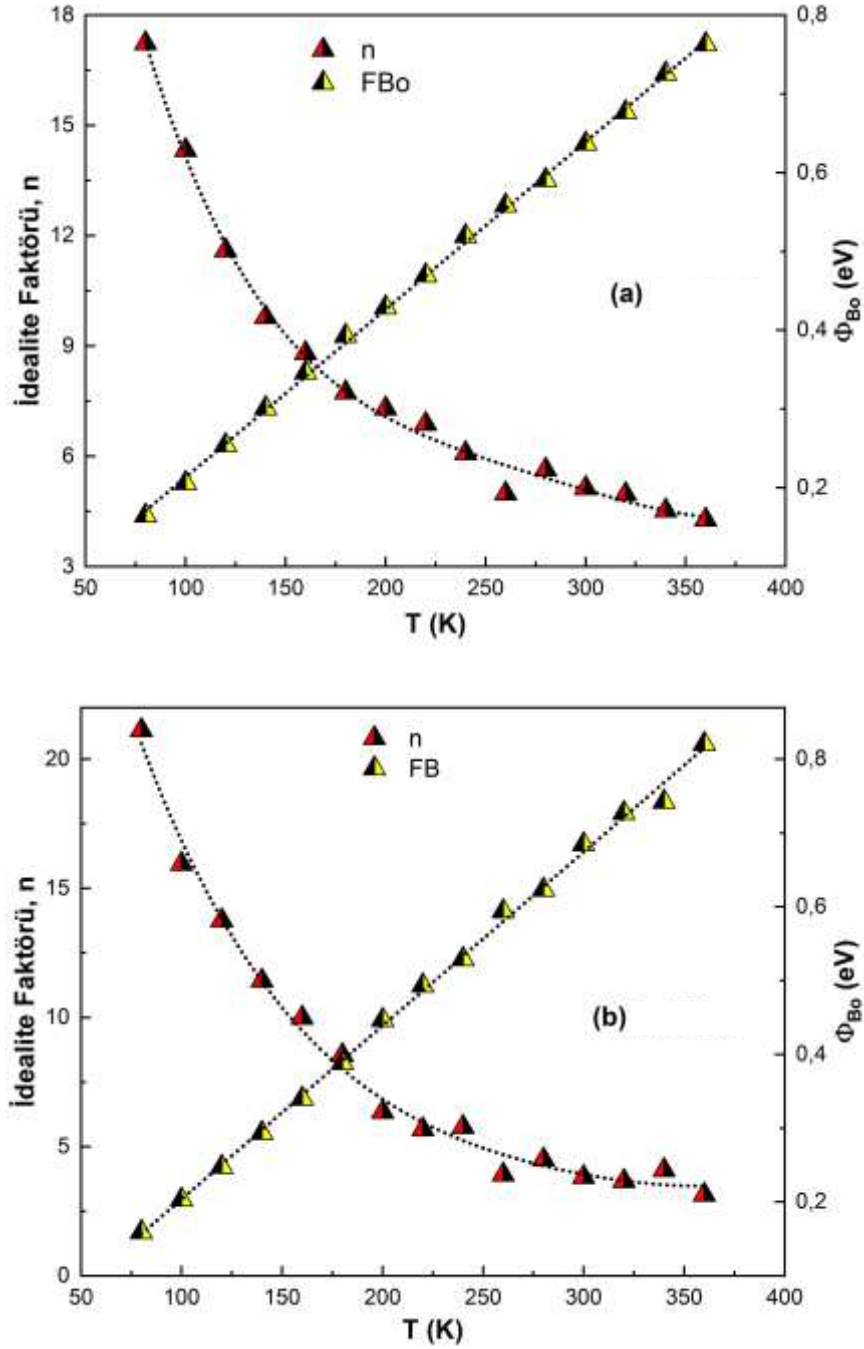
Çizelge 4.5. SD_2 numunesinin yarı logaritmik I-V ölçümlerinden her 3 bölgenin tüm sıcaklıklar için n , I_o , Φ_{Bo} , ve nT değerleri.

T (K)	1. Bölge (0.22-0.60 V)				2. Bölge (0.64-0.90 V)				3. Bölge (1.1-1.5 V)			
	I_{o1} (A)	n_1	Φ_{Bo1} (eV)	n_1T (K)	I_{o2} (A)	n_2	Φ_{Bo2} (eV)	n_2T (K)	I_{o3} (A)	n_3	Φ_{Bo3} (eV)	n_3T (K)
80	1,79x10 ⁻⁸	17,23	0,165	1378,62	4,0279x10 ⁻⁸	21,13	0,159	1690,12	1,5479x10 ⁻⁹	13,63	0,182	1090,71
100	2,64x10 ⁻⁸	14,33	0,206	1433,15	3,75 x10 ⁻⁸	15,95	0,203	1594,80	2,95 x10 ⁻⁹	11,27	0,225	1126,74
120	2,02 x10 ⁻⁸	11,60	0,254	1391,86	3,75 x10 ⁻⁸	13,76	0,248	1651,60	2,15 x10 ⁻⁹	9,25	0,277	1109,49
140	1,90 x10 ⁻⁸	9,79	0,301	1370,47	3,42 x10 ⁻⁸	11,42	0,294	1599,20	2,26 x10 ⁻⁹	7,92	0,327	1108,43
160	2,08 x10 ⁻⁸	8,80	0,346	1408,77	3,26 x10 ⁻⁸	10,00	0,340	1599,20	2,47 x10 ⁻⁹	7,08	0,376	1132,25
180	2,12 x10 ⁻⁸	7,74	0,393	1393,53	2,86 x10 ⁻⁸	8,54	0,388	1537,69	2,35 x10 ⁻⁹	6,20	0,427	1115,90
200	4,06 x10 ⁻⁸	7,30	0,429	1460,23	1,46 x10 ⁻⁸	6,35	0,447	1269,90	1,35 x10 ⁻⁸	6,13	0,448	1226,90
220	5,53 x10 ⁻⁸	6,88	0,470	1513,60	1,57 x10 ⁻⁸	5,67	0,494	1248,03	1,81 x10 ⁻⁸	5,63	0,491	1238,70
240	4,62 x10 ⁻⁸	6,08	0,520	1460,23	2,92 x10 ⁻⁸	5,76	0,529	1383,56	9,64 x10 ⁻¹⁰	3,99	0,600	958,20
260	6,69 x10 ⁻⁸	4,99	0,558	1296,89	1,35 x10 ⁻⁸	3,92	0,594	1017,93	9,98 x10 ⁻⁸	4,63	0,549	1203,97
280	1,18 x10 ⁻⁷	5,64	0,591	1579,59	3,13 x10 ⁻⁸	4,51	0,623	1261,61	4,32 x10 ⁻⁹	3,54	0,671	990,11
300	1,18 x10 ⁻⁷	5,13	0,637	1539,73	1,86 x10 ⁻⁸	3,82	0,685	1146,81	9,33 x10 ⁻⁹	3,46	0,702	1038,91
320	1,46 x10 ⁻⁷	4,97	0,677	1590,43	2,39 x10 ⁻⁸	3,67	0,727	1173,50	1,22 x10 ⁻⁸	3,29	0,745	1052,11
340	1,33 x10 ⁻⁷	4,53	0,725	1539,73	7,47 x10 ⁻⁸	4,10	0,743	1393,53	1,26 x10 ⁻⁸	3,11	0,795	1058,83
360	1,76 x10 ⁻⁷	4,28	0,763	1539,73	2,75 x10 ⁻⁸	3,14	0,821	1130,04	4,27 x10 ⁻⁸	3,16	0,807	1138,92

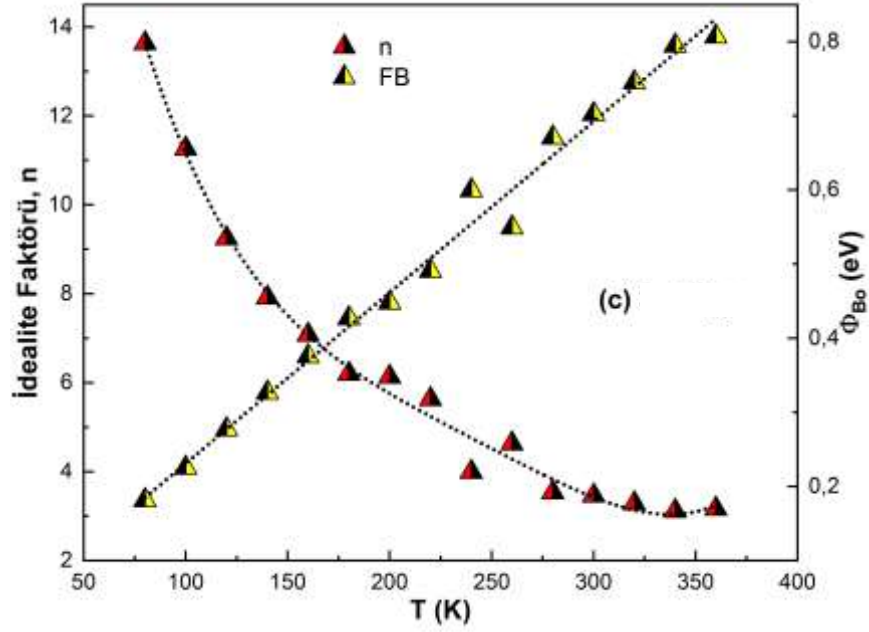
Şekil 4.10'da her üç bölge için n ve Φ_{Bo} değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi görülmektedir. Çizelge (4.5)'te de görüldüğü gibi, her üç bölge için de sıcaklığın artması ile n değerinde azalma Φ_{Bo} değerinde artış gözlemlenmiştir. Bu durum yine klasik TE'den sapma olduğunun göstergesidir. Bu durum, SD_1 numunesi için de açıklandığı gibi, düşük sıcaklık değerlerinde metal-yarıiletken arayüzeyindeki potansiyel engeli aşmaya yetecek kadar enerjisi olmayan taşıyıcılar yanal engel homojensizliğinden faydalanarak, daha küçük lokal engellerden (patches) geçerek akıma katılmalarından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, R_s etkisinden dolayı yüksek gerilim bölgesi olan üçüncü bölge için elde edilen n değerlerinin büyük olması beklenirken üç bölge içinde en düşük n değerleri üçüncü bölgeye aittir. Bu durum yine arayüzey durumları ve Schottky engel düşmesinin bir sonucudur.

Daha öncede bahsedildiği gibi klasik TE'ye göre $n=1$ ve Φ_{Bo} değerinin yarıiletkenin yasak enerji aralığında olduğu gibi sıcaklığın artması ile azalması beklenir. Fakat

Çizelge (4.5)'te görüldüğü gibi sıcaklığın artması ile n değeri azalırken Φ_{Bo} değeri artmıştır. n ve Φ_{Bo} değerlerinin sıcaklığa bağlı bu değişimi her üç bölge içinde Şekil (4.11)'de görülmektedir. Bu çizimler TE'den sapmanın ilk ipucu olduklarından oldukça önemlidirler. Bu noktadan sonra diğer akım iletim mekanizmalarının etkinliği incelenmeye devam edilmiştir.

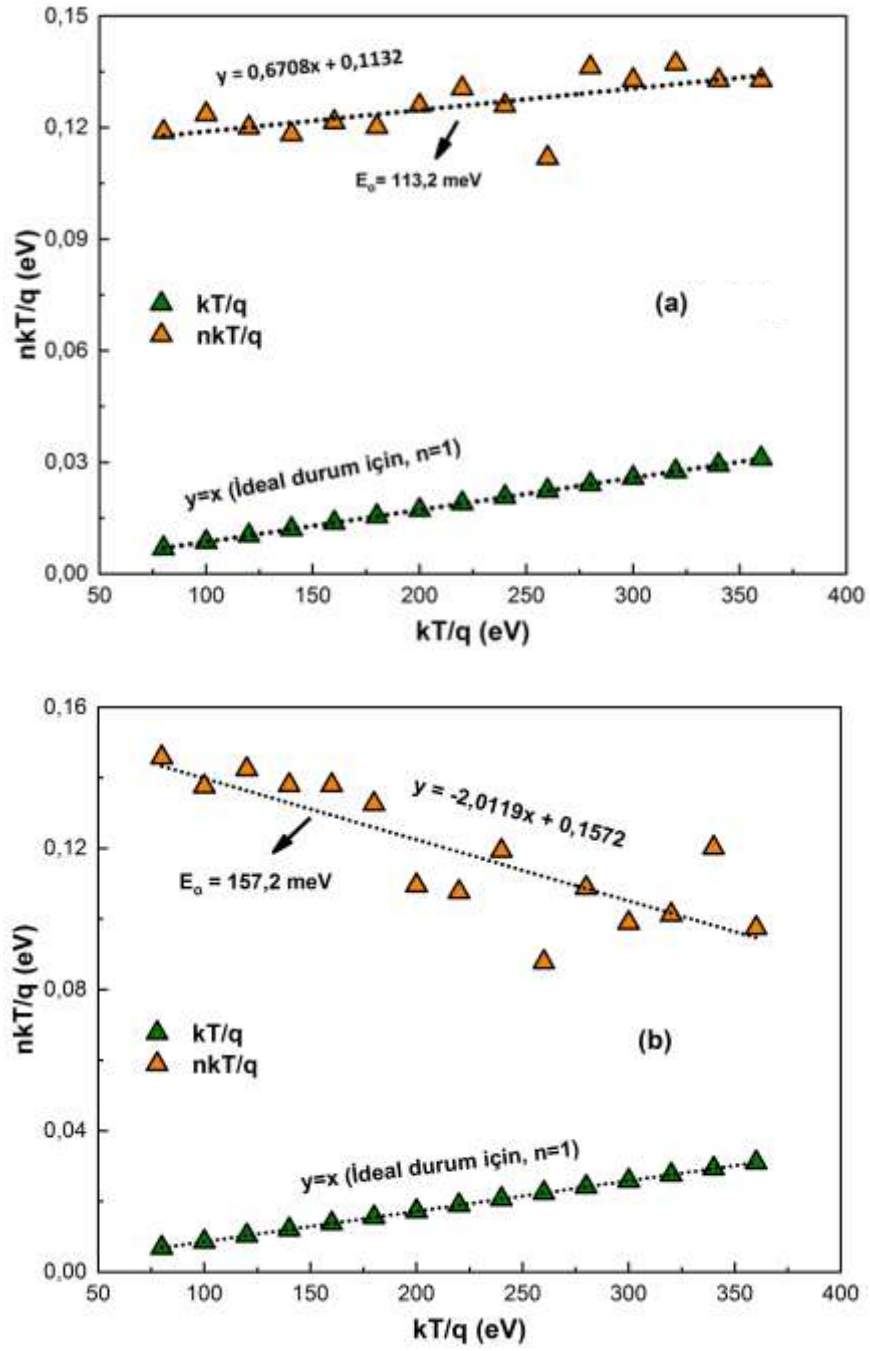


Şekil 4.11. a) 1. Bölge, b) 2. Bölge c) 3. Bölge için SD₂ numunesinin n ve Φ_{Bo} değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri.

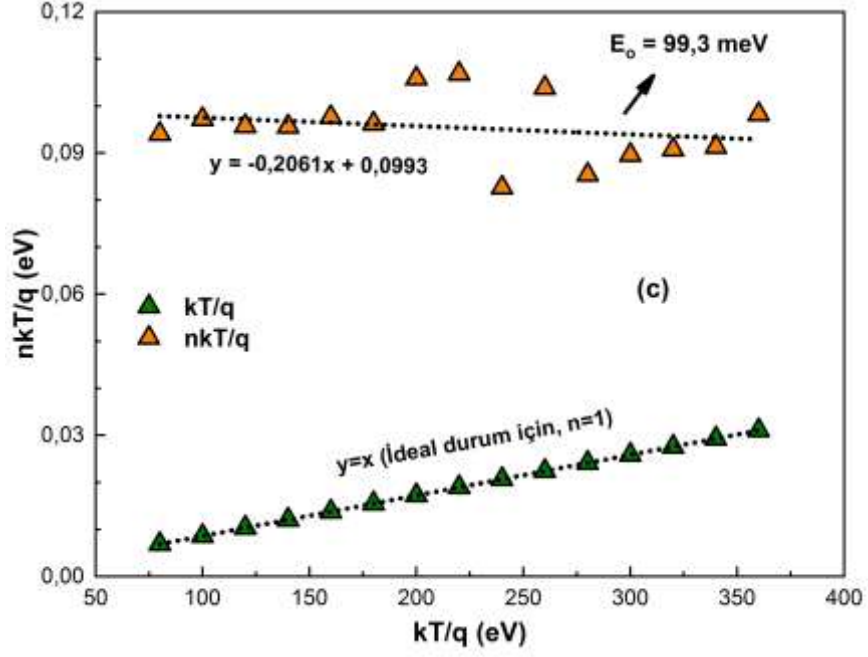


Şekil 4.11. (devam ediyor).

Özellikle düşük sıcaklıklarda klasik TE'den sapmadan dolayı diğer olası akım-iletim mekanizmalarının varlığı hakkında ipucu elde etmek gerekir. Olası akım-iletim mekanizmalardan olan AE ve TAE gibi kuantum mekaniksel tünelleme mekanizmalarının varlığı için SD₂ numunesinin Şekil 4.12'de görülen $kT/q - nkT/q$ grafiğine bakıldığında doğrusal bir çizgi elde edildiğinden, $E_{oo} = E_o$ olur [18-31-32] ve oda sıcaklığı için teorik olarak 33,6 meV değeri elde edilmiştir. Şekil 4.12'den faydalanarak deneysel olarak E_o değeri 1., 2. ve 3. Bölgeler için sırası ile 113,2 meV, 157,2 meV ve 99,3 meV olarak hesaplanmıştır. Teorik değerinden deneysel değerlerden küçük olduğu görülmektedir ki bu durum TAE ve AE'nin varlığı ile açıklanabilir. Ayrıca Çizelge 4.5'te ki nT değerlerine bakıldığında her üç bölge için de bu değer neredeyse değişmediği söylenebilir ki bu da T_o etkisinin varlığının bir göstergesidir. Bu sonuçlar, düşük sıcaklıklarda kuantum mekaniksel tünelleme mekanizmalarının etkin olduğunu göstermektedir.



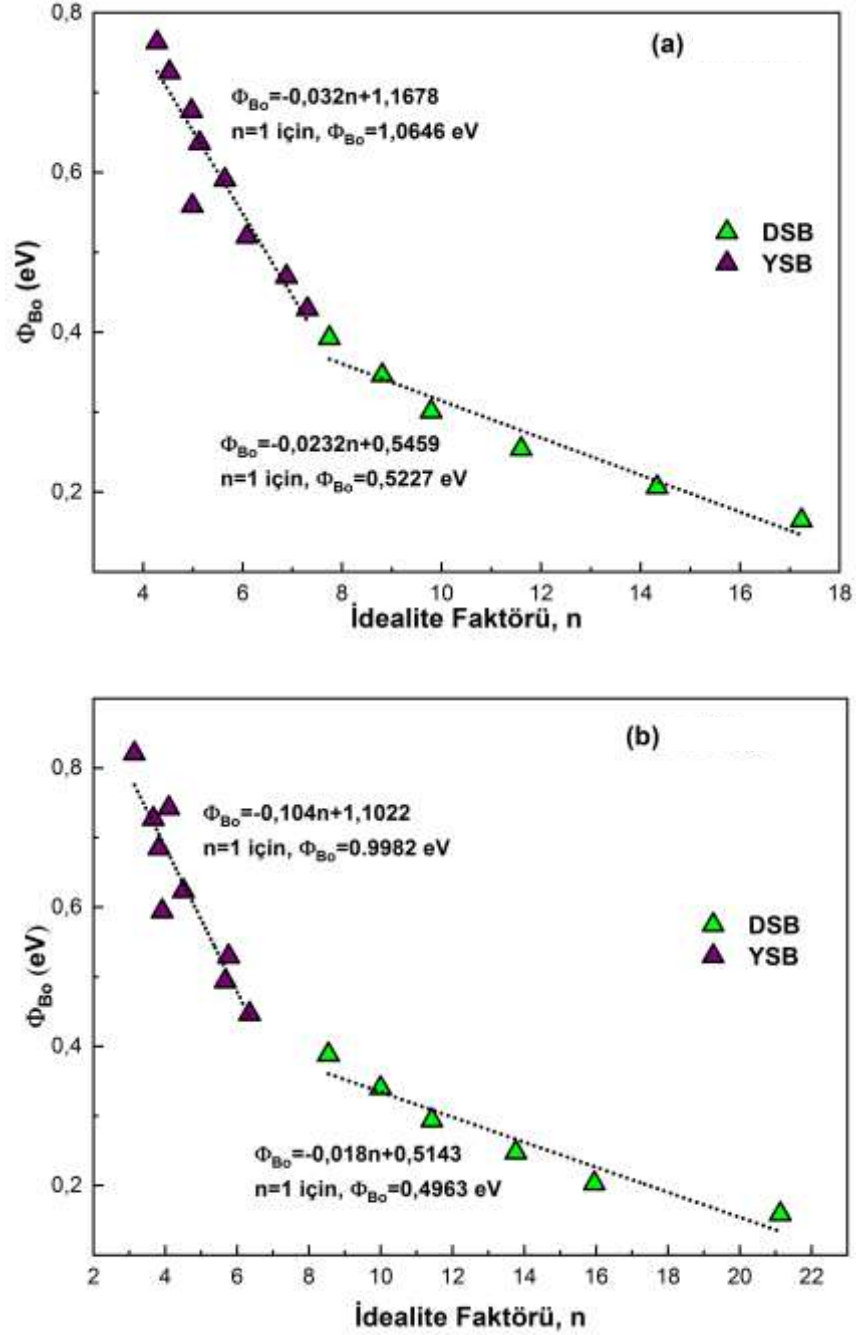
Şekil 4.12. a) 1. Bölge, b) 2. Bölge ve c) 3. Bölge için SD_2 numunesinin $nkT/q - kT/q$ grafikleri.



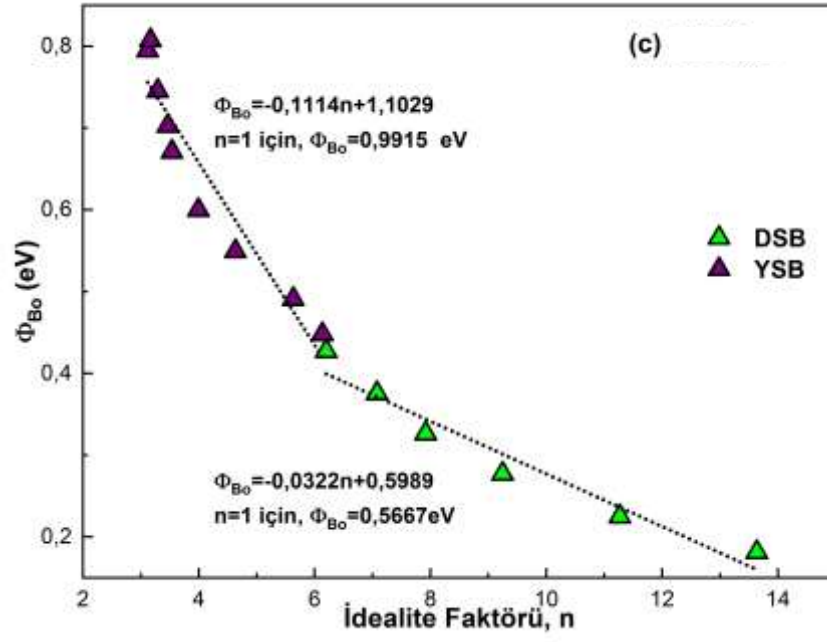
Çizelge 4.12. (devam ediyor).

SD₂ numunesinin olası akım-iletim mekanizmalarında Gaussian Dağılımının varlığını görebilmek için Şekil 4.13'te görülen $n-\Phi_{B_0}$ grafiği incelendiğinde, şekilde de görüldüğü üzere, her üç bölge için de 80-180 K sıcaklık aralığında olan ve Düşük Sıcaklık Bölgesi (DSB) olarak adlandırılan ve 200-360 K sıcaklık aralığında olan ve Yüksek Sıcaklık Bölgesi (YSB) olarak adlandırılan farklı eğime sahip iki ayrı doğrusal bölge görülmektedir. Daha önce de bahsedildiği gibi n ve Φ_{B_0} değerlerinin arasındaki lineer korelasyon Gaussian Dağılımının varlığının göstergesidir. Ayrıca, n ve Φ_{B_0} değerleri arasındaki ters orantıda yine burada da görülmektedir. n değerinin 1 olduğu durumda her bir bölgedeki Φ_{B_0} değerleri birbirlerinden farklıdır. Φ_{B_0} değerleri arasındaki bu fark ve doğrusal davranış, metal-yarıiletken arayüzeyindeki yanal engel homojensizliğinden kaynaklı Gaussian Dağılımı ile açıklanmaktadır. Burada DSB ve YSB olarak iki farklı doğrusal bölge varlığından dolayı bu davranış Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanmaktadır. Ayrıca, YSB'den elde edilen Φ_{B_0} değerlerinin DSB'den elde edilen Φ_{B_0} değerlerinden yüksek olduğu görülmektedir. Bu da düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların daha düşük engelle karşılaştığının ve enerjisinin yettiği engelden geçerek akıma katıldığını göstermektedir. Bu da düşük sıcaklıklardaki n değerinin yüksek çıkmasının sebebi olduğu söylenebilir. Çift Gaussian Dağılımı hakkında daha fazla

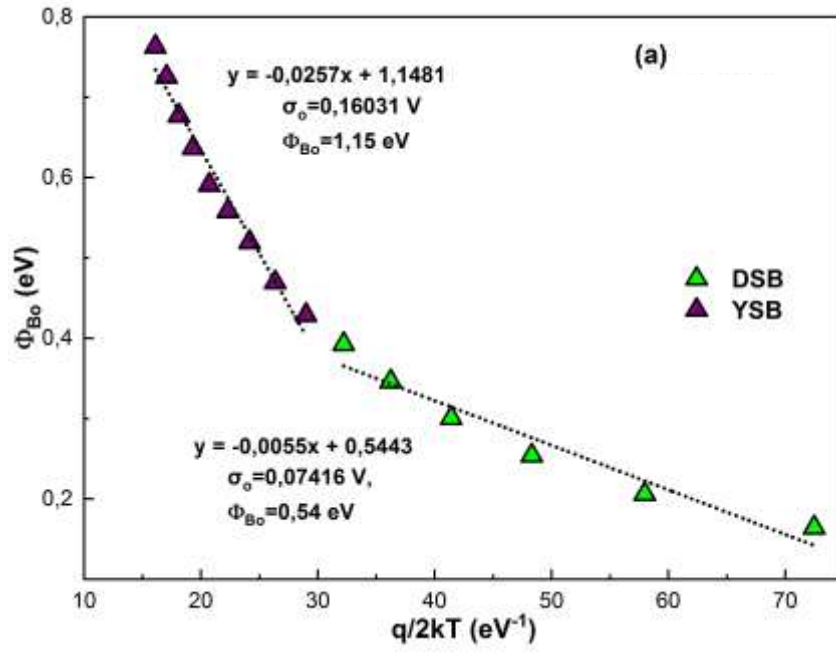
kanıt elde etmek için sırası ile Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'ten elde edilen standart sapma (σ_0) ile ρ_2 ve ρ_3 parametrelerine bakılmalıdır.



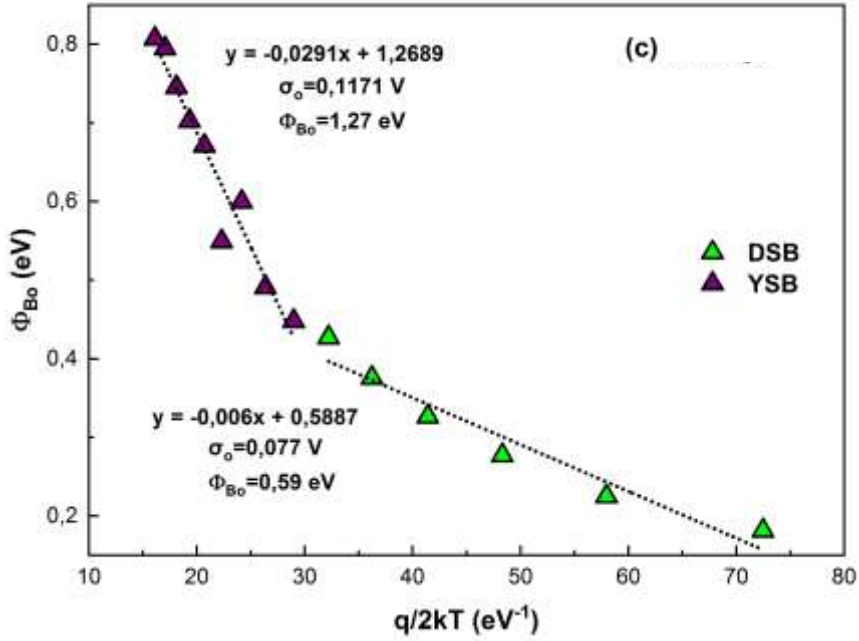
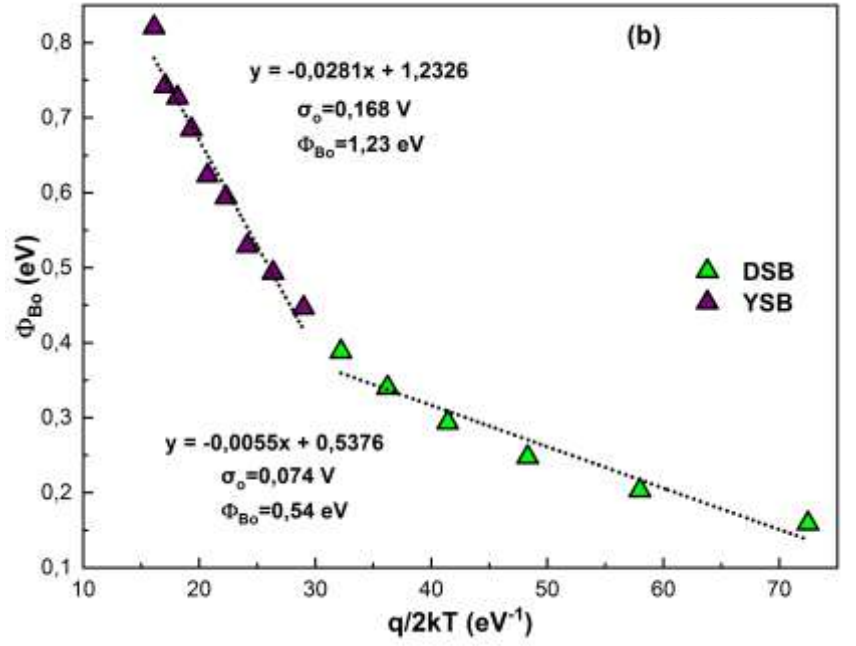
Şekil 4.13. a) 1. Bölge, b) 2. Bölge ve c) 3. Bölge için SD₂ numunesinin n – Φ_{B_0} grafikleri.



Çizelge 4.13. (devam ediyor).



Şekil 4.14. a) 1. Bölge, b) 2. Bölge ve c) 3. Bölge için SD₂ numunesinin $q/2kT - \Phi_{B_0}$ grafikleri.



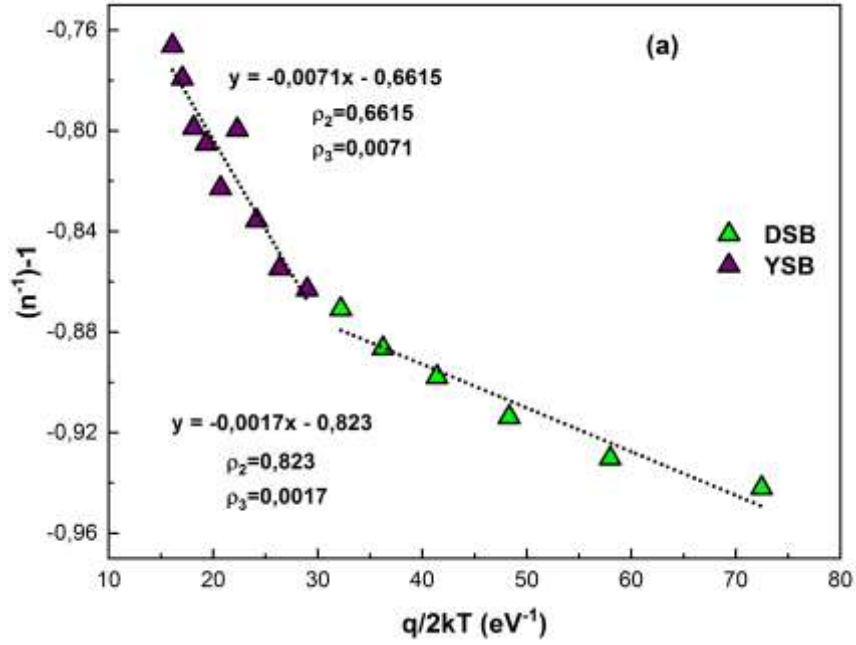
Çizelge 4.14. (devam ediyor).

Şekil 4.14'te ki $q/2kT - \Phi_{B0}$ grafiğinde her üç bölge için de DSB ve YSB olmak üzere farklı eğime sahip iki doğrusal bölge görülmektedir. Bu doğrusal bölgelerin eğimlerinden σ_o , ordinat kesim noktalarından ise görünen potansiyel engel yükseklikleri (Φ_{ap}) elde edilmiştir ve Çizelge 4.6'da bu değerler verilmiştir. Bu sonuçlara göre YSB'ye ait Φ_{ap} değerinin DSB'ye göre daha büyük ve geniş olduğu

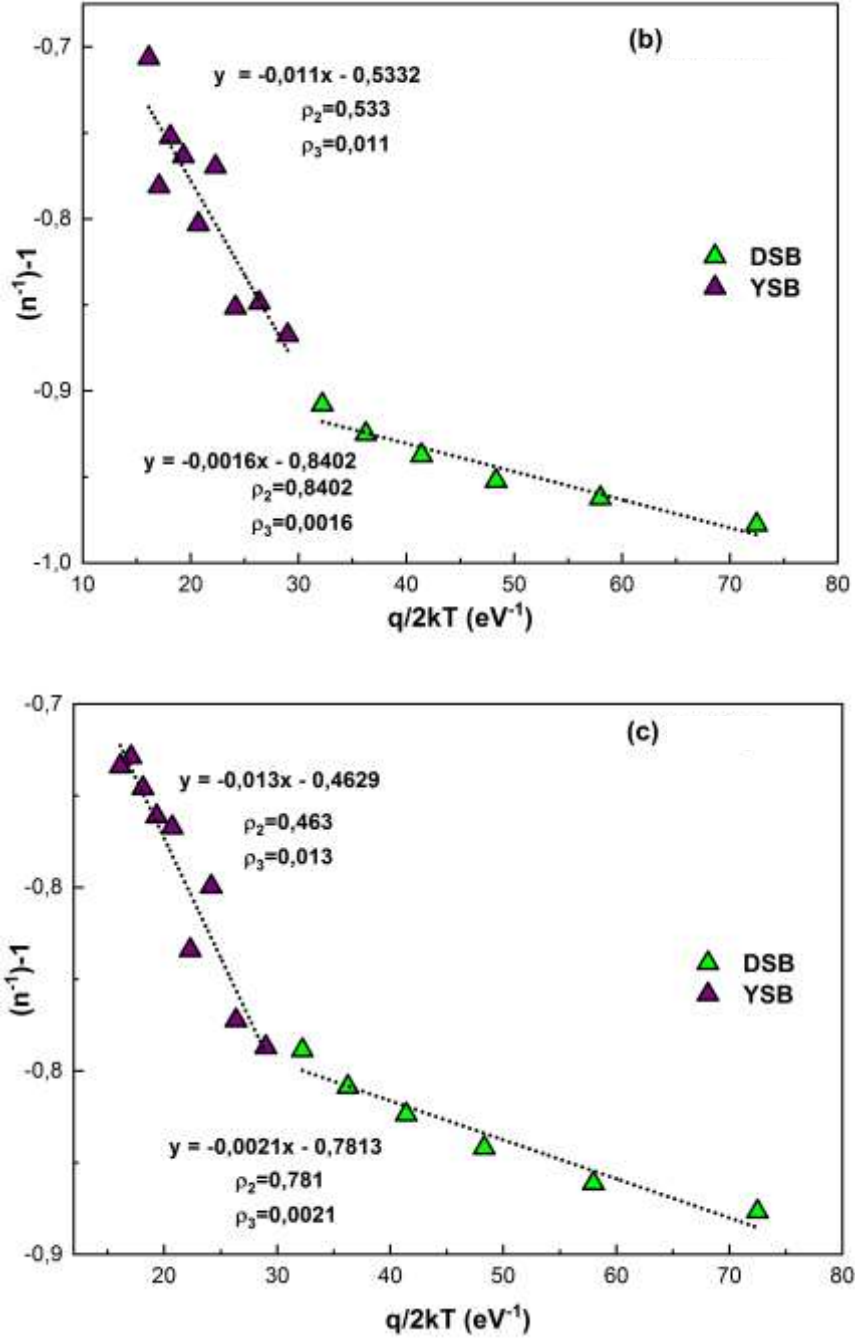
sonucuna varılabilir. Ayrıca her 3 bölgenin σ_0 değerleri karşılaştırıldığında 3. Bölgenin engel yüksekliğinin diğerlerinden yüksek olduğu söylenebilir.

Çizelge 4.6. SD₂ numunesi için 1., 2. ve 3. Bölgelerin DSB ve YSB'leri için elde edilen σ_0 , ρ_2 , ρ_3 ve deneysel A^* değerleri.

	1. Bölge (0,22-0,60 V)				2. Bölge (0,64-0,90 V)				3. Bölge (1,1-1,5 V)			
	σ_0 (V)	ρ_2	ρ_3	A^* (A/cm ² K ²)	σ_0 (V)	ρ_2	ρ_3	A^* (A/cm ² K ²)	σ_0 (V)	ρ_2	ρ_3	A^* (A/cm ² K ²)
DSB	0,074	0,823	0,0017	6,23	0,074	0,84	0,0016	7,77	0,077	0,781	0,002	7,07
YSB	0,16	0,661	0,0071	8,13	0,168	0,533	0,011	8,14	0,171	0,463	0,013	8,13



Şekil 4.15. a) 1. Bölge, b) 2. Bölge ve c) 3. Bölge için SD₂ numunesinin $q/2kT$ – $(n^{-1})-1$ grafikleri.

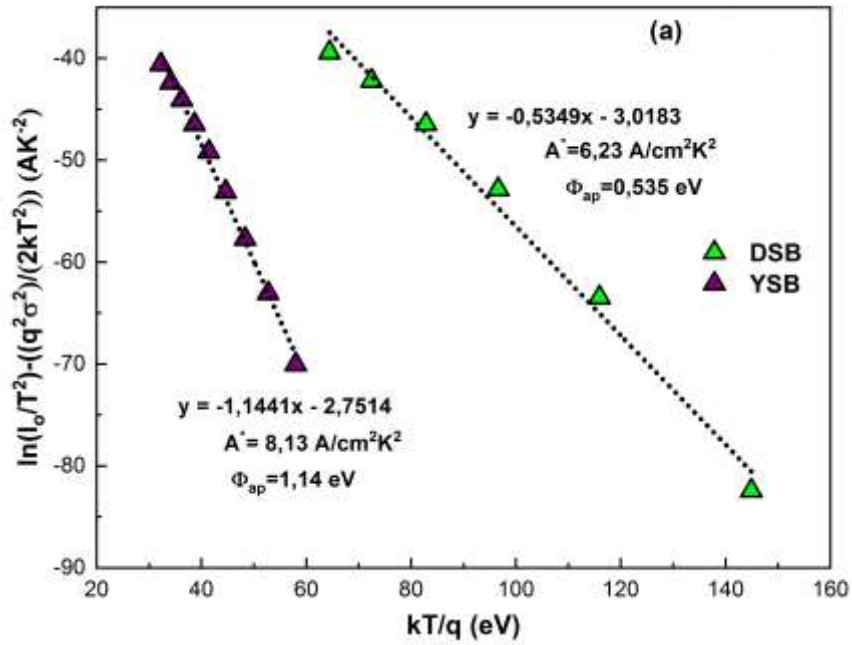


Şekil 4.15. (devam ediyor).

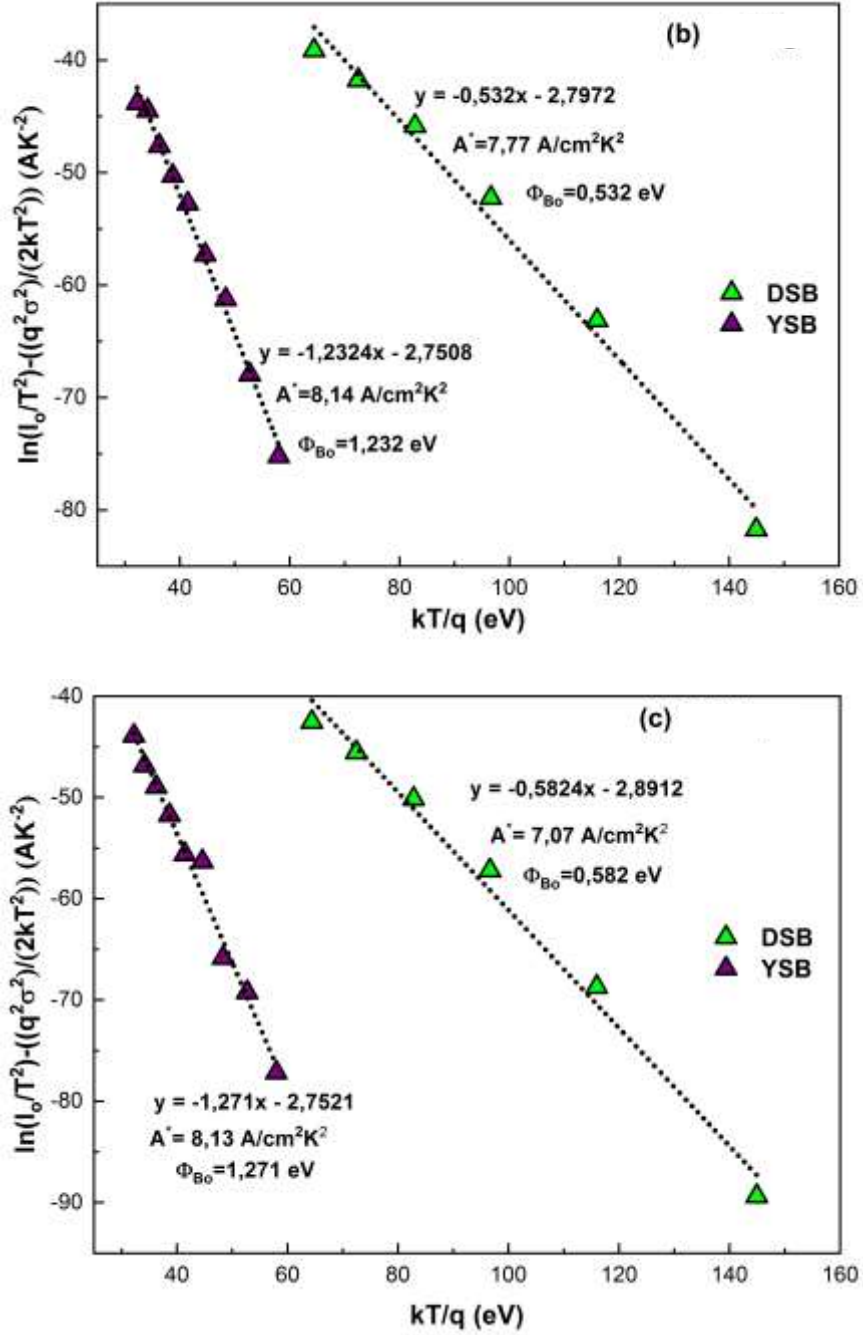
Şekil 4.15'te ki $q/2kT$ vs $(n^{-1})^{-1}$ grafiğinde, yine her üç bölge için DSB ve YSB olmak üzere, farklı eğime sahip iki ayrı doğrusal bölge görülmektedir. Bu doğrusal bölgelerin ordinat kesim noktalarından ρ_2 , eğimlerinden ρ_3 parametreleri elde edilmiştir ve elde edilen değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. Elde edilen değerlere bakıldığında, her üç bölge için de ρ_2 değerinin DSB'de, ρ_3 değerinin ise YSB'de büyük olduğu görülmektedir. Bu durum YSB'de görülen potansiyel engel yüksekliğinin DSB'de

görülene göre daha geniş ve büyük olduğunu göstermektedir. Ayrıca yine Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'ten elde edilen Φ_{B_0} değerlerine bakıldığında YSB'deki Φ_{B_0} değerlerinin DSB'den elde edilen Φ_{B_0} değerlerinden yine yüksek olduğu ve düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların karşılaştığı engelin daha düşük olduğu görülmektedir. Bu durum sonuçlar arasındaki tutarlılığında bir göstergesidir.

Şekil 4.16'da modifiye edilmiş Richardson çizimi görülmektedir. Yine her üç Bölge için de DSB ve YSB olmak üzere farklı eğimlere sahip iki ayrı doğrusal bölge açıkça görülmektedir. Grafiklerde çıkan bu doğrusal olma durumu Gaussian Dağılımının kanıtıdır. İki ayrı doğrusal çizgi ise Çift Gaussian Dağılımının göstergesidir.



Şekil 4.16. a) 1. Bölge, b) 2. Bölge ve c) 3. Bölge için SD₂ numunesinin Modifiye edilmiş Richardson grafikleri.



Çizelge 4.16. (devam ediyor).

Sonuç olarak, Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotun sıcaklığa bağlı akım-iletim mekanizmaları incelendiğinde, arayüzey durumlarının homojensizliğinden kaynaklı 3-paralel diyot modelinin varlığı ve TE temelinde, potansiyel engel yüksekliğindeki homojensizikten kaynaklı Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanabileceği gösterilmiştir. Ayrıca düşük sıcaklıklarda TAE, AE ve T₀ etkisinin var olduğu sonucuna da varılmıştır.

4.3. Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) TİPİ VE Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) TİPİ SCHOTTKY DİYOTLARIN SICAKLIĞA BAĞLI OLASI AKIM-İLETİM MEKANİZMALARININ KARŞILAŞTIRMASI

Önceki bölümlerde Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) Tipi ve Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların sıcaklığa bağlı olası akım-iletim mekanizmaları ayrıntılı bir şekilde incelendi. Bu bölümde SD₁ ve SD₂ numunelerinin karşılaştırması yapılmıştır. İki numune arasındaki fark arayüzey tabakalarının farklı olmasıdır. SD₁ numunesinin arayüzey tabakasındaki PVA malzemesine, SD₂'den farklı olarak, PVA'nın düşük elektriksel iletkenliğini arttırmak amacı ile %7 Gr malzemesi katılanmıştır ve bir karşılaştırmanın yapılması amaçlanmıştır.

SD₁ numunesinin yarı-logaritmik I-V eğrisinde, farklı eğimlere sahip iki farklı doğrusal bölge gözlemlenmiştir ve bu durum 2-paralel diyot modeline uygun olduğu görülmüştür. Yani farklı gerilim aralıklarında çalışan iki farklı diyot (d₁ ve d₂) olduğu görülmüştür. SD₂ numunesinin yarı-logaritmik I-V eğrisinde ise farklı eğimlere sahip üç farklı doğrusal bölge gözlemlenmiştir ve bu durumun 3-paralel diyot modeline uygun olduğu görülmüştür. Yani farklı gerilim aralıklarında çalışan d₁, d₂ ve d₃ olarak üç farklı diyot olduğu görülmüştür. Daha öncede bahsettiğimiz gibi multi-paralel diyot modelinin sebebi arayüzey durumlarının homojensizliğidir. SD₁ numunesinin yarı-logaritmik I-V eğrisinde iki, SD₂ numunesinin yarı-logaritmik I-V eğrisinde ise üç farklı lineer bölgenin gözlemlenmesi ve lineer bölge sayısının üç'ten iki'ye inmesi arayüzey tabakasına Gr katılanmasının arayüzey durumlarındaki homojensizlikte azalmaya sebep olduğu söylenebilir. Bu sonuçlar doğrultusunda daha yüksek iletkenliğe sahip Gr malzemesin düşük iletkenliğe sahip PVA malzemesine katılanması ile arayüzey durumlarının daha homojen olduğu sonucuna varılmıştır.

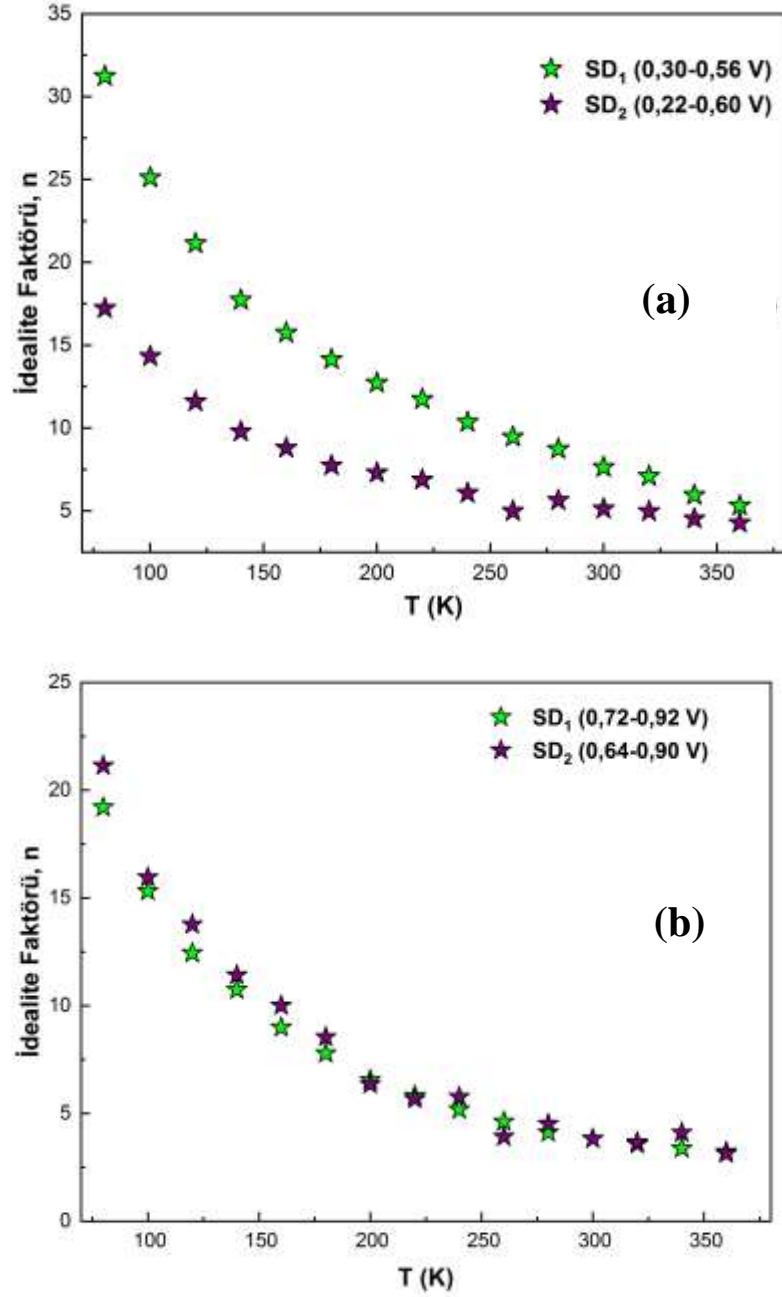
SD₁ için olası akım-iletim mekanizmaları incelendiğinde hem d₁ hem de d₂ için düşük sıcaklıklarda klasik TE'den sapma olduğu belirlenmiştir. Bu sebepten, bu sıcaklıklarda hangi akım-iletim mekanizmalarının tek başına ya da birlikte etkin olduğu araştırıldığında, düşük sıcaklıklarda FE, TFE ve T_o etkisinin etkin olduğu görülmüştür. SD₂ için olası akım-iletim mekanizmaları incelendiğinde ise her üç diyotun da diyot karakteristikleri ve olası akım-iletim mekanizmaları incelendiğinde SD₁ numunesine

benzer olarak, özellikle düşük sıcaklıklarda klasik TE'den sapma olduğu belirlenmiştir. Özellikle düşük sıcaklıklarda olası akım-iletim mekanizmalarının araştırılması sonucu, yine SD₁ numunesine benzer olarak düşük sıcaklıklarda AE, TAE ve T₀ etkisinin varlığı sonucuna varılmıştır. SD₁ numunesinin deneysel aktivasyon enerjileri birinci ve ikinci bölgeler için sırası ile 235,7 meV ve 145,2 meV olarak bulunmuşken SD₂ numunesinin deneysel aktivasyon enerjileri birinci, ikinci ve üçüncü bölgeler için sırası ile 113,2 meV, 157,2 meV ve 99,3 meV olarak bulunmuştur. Arayüzey tabakasına Gr katılanmasının aktivasyon enerjisinde bir artışa sebep olduğu sonucuna ulaşılmıştır.

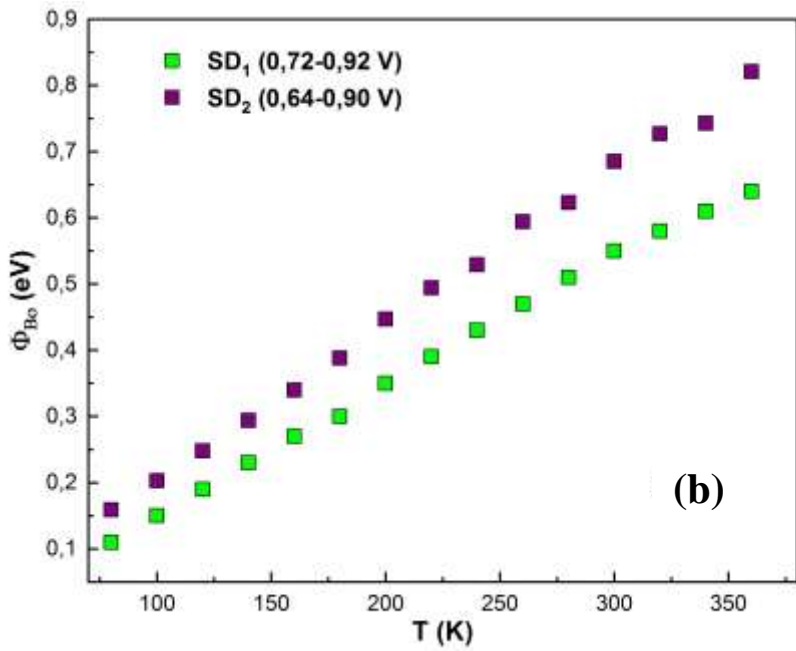
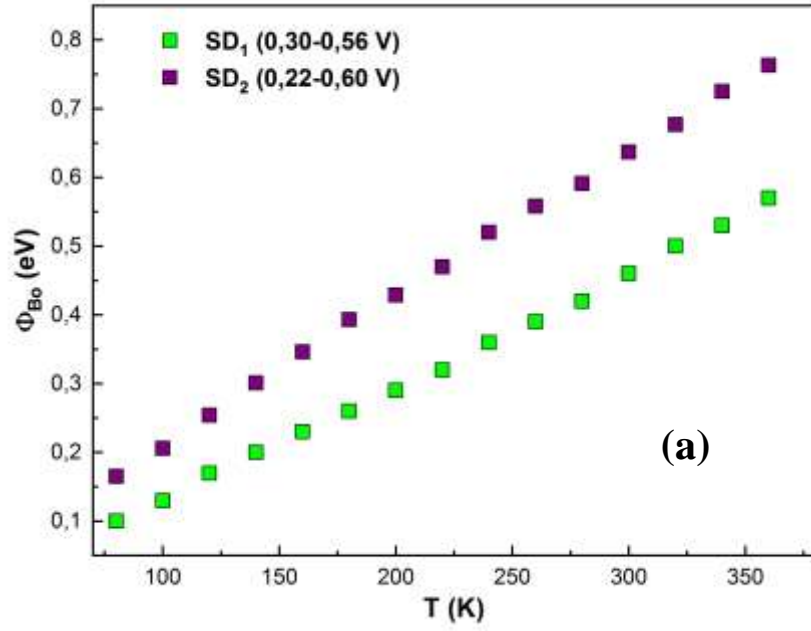
Her iki numunenin (SD₁ ve SD₂) I-V ölçümlerinden elde edilen sonuçlardan faydalanarak n ve Φ_{B_0} değerleri hesaplandığında, Gr katılı SD₁ numunesinden elde edilen n değerlerinin SD₂ numunesinden daha yüksek olduğu görülmüştür. Bu durum Gr katılanmasının etkisinden dolayı taşıyıcıların karşılaştıkları potansiyel engelin daha düşük olmasından kaynaklanmaktadır. Daha düşük engelle karşılaşan taşıyıcılar engeli aşarak iletme katılmışlardır. Bu doğrultuda her iki numunenin elde edilen Φ_{B_0} değerlerine bakıldığında, Gr katılı SD₁ numunesinin Φ_{B_0} değerleri, SD₂ numunesinin Φ_{B_0} değerlerinden daha düşük olduğu görülmüştür. Bu da n değerlerindeki farkın sebebini ortaya koymaktadır. Bilindiği gibi arayer, boş yer ya da frenkel gibi kristal kusurlar ve kirlilik yarıiletkende izinli arayüzey durumlarına sebep olmaktadır. Katılmanın da bir kirlilik olduğu göz önünde bulundurulduğunda Gr katısının arayüzey durumlarına sebep olduğu açıktır. Bu sayede fermi seviyesinin civarında iletim bandı yakınlarında çok küçük farklarla izinli durumlar oluşur. Bu izinli durumlardan dolayı taşıyıcıların karşılaştığı engel yüksekliği değişmektedir ve taşıyıcılar enerjilerinin yettiği engelden geçerek akıma katılabilirler.

Bu noktaya kadar her iki numunenin n değerlerindeki farkı katılama açısından yorumladık. Fakat bildiğimiz gibi katılmanın yanında sıcaklıkta akım-iletim mekanizmaları açısından önemli bir parametredir. Katılama ile birlikte sıcaklığı göz önünde bulundurmak için Şekil 4.17 (a) ve (b)'de görülen SD₁ ve SD₂ numunelerinin birinci ve ikinci bölgelerinden elde edilen idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı karşılaştırılmalarına bakmakta fayda vardır. Şekilde, n değerinin sıcaklığa göre değişimi benzer davranış gösterdiği açıkça görülmektedir. Fakat, SD₁ numunesinin

düşük sıcaklıklarda biraz daha yüksek n değerine sahip olduğu görülmektedir. Bu durum düşük sıcaklıklarda tünelleme yaparak akıma katılan taşıyıcı sayısının daha fazla olmasından ve taşıyıcıların karşılaştığı engel yüksekliğinin daha küçük olmasından kaynaklandığı düşünülmüştür. Çünkü, SD_1 numunesinin arayüzey tabakasına katılan Gr malzemesinin mobilitesi oldukça yüksektir ve bu durum arayüzey tabakasının iletkenliğini arttırmıştır.



Şekil 4.17. SD_1 ve SD_2 numunelerinin a) 1. Bölge ve b) 2. Bölge için sıcaklığa bağlı n değerlerinin karşılaştırması.



Şekil 4.18. SD₁ ve SD₂ numunelerinin a) 1. Bölge ve b) 2. Bölge 'de ki sıcaklığa bağlı Φ_{B_0} değerlerinin karşılaştırması.

n değerlerinin katkılama ve sıcaklığa bağlı değişimlerinin karşılaştırıldığı gibi Şekil 4.18'de ise SD₁ ve SD₂ numunelerinin sıfır beslem potansiyel engel yüksekliklerinin (Φ_{B_0}) sıcaklığa bağlı değişimlerinin karşılaştırılması görülmektedir. Her iki numunenin her iki bölgesinden de elde edilen sonuçlar benzer davranış göstermektedir. Fakat, SD₁ numunesindeki taşıyıcılar az farkla da olsa daha düşük

engel yüksekliği ile karşılaştığı söylenebilir. Bu durum, SD₁ numunesinin arayüzeyine katkılanan Gr malzemesinden kaynaklandığı düşünölmektedir. Gr-kaatısı ile arayüzey tabakasındaki safsızlığın arttığı, bununda izinli arayüzey durumlarına sebep verdiği ve sonuç olarak taşıyıcıların karşılaştığı engelde çok az da olsa bir azalma görölebileceği söylenebilir.

SD₁ ve SD₂ numunelerinin her ikisi içinde düşük sıcaklıklarda TE'den sapmanın olduğu ve düşük sıcaklıklarda TAE, AE ve T_o etkisinin birlikte etkin olduğunu bu noktaya kadar açıkladık. Fakat her 2 numunenin de n değerlerine baktığımızda bu denli yüksek olmasının sebebi sadece arayüzey durumlarından ve TAE, AE ve T_o etkisi ile açıklanamaz. Bu noktada her iki numune için de Gaussian Dağılımının varlığının araştırmasında fayda vardır. Bunun için her iki numunenin de n ve Φ_{B_0} değerleri arasında lineer bir korelasyon aranmıştır. Her iki numune içinde YSB ve DSB olmak üzere iki farklı lineer bölge edilmiştir. Bu durum literatürde engel homojensizliğinden kaynaklı Çift Gaussian Dağılımı olarak adlandırılmaktadır. n- Φ_{B_0} çizimleri için lineer doğru denkleminde n=1 kabul edildiğinde elde edilen Φ_{B_0} değerlerine bakıldığında, SD₁ numunesi için elde edilen Φ_{B_0} değerlerinin SD₂ numunesinden elde edilen Φ_{B_0} değerlerinden düşük olduğu görölmektedir. Bu yine Gr katkısının bir sonucu olarak izinli durumların varlığına atfedilebilir. Ayrıca her iki numune için de YSB'den elde edilen Φ_{B_0} değerleri DSB'den elde edilen Φ_{B_0} değerlerinden büyük olduğu sonucuna ulaşılmıştır ve bu durum düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların karşılaştıkları daha küçük engel yüksekliğinin bir göstergesidir.

SD₁ ve SD₂ numunelerinin olası akım iletim mekanizmalarında etkin olduğu öngörölen Çift Gaussian Dağılımının varlığını ispatlamak için $q/2kT - \Phi_{B_0}$ ve $q/2kT - (n^{-1}) - 1$ ilişkilerine bakıldığında benzer durum orda da her iki numune için de elde edilmiştir. Her iki ilişkide de her iki numunenin tüm bölgelerinde Çift Gaussian Dağılımından kaynaklı 2 farklı lineer bölgenin varlığı gözlemlenmiştir. Yine bu ilişkilerden elde edilen Φ_{B_0} değerlerine bakıldığında SD₁ numunesinin Φ_{B_0} değerlerinin SD₂ numunesinin Φ_{B_0} değerlerinden küçük olduğu yani Φ_{B_0} değerlerinde Gr katkısının etkisi gözlemlenmiştir.

Son olarak SD₁ ve SD₂ numunelerinin deneysel Richardson sabitleri elde edilmiştir. Her iki numunenin YSB'den elde edilen Richardson sabitleri n-GaAs in teroik Ricahrdson değeri olan 8.16 A/cm²K² değerine çok yakın olduğu görülmüştür. Fakat her iki numunenin de DSB'lerinden elde edilen Richardson değerleri biraz daha düşük değerde elde edilmiştir. Litertaürde bu durum soğumadan kaynaklı faz değişimlerine atfedilmektedir [11].

Sonuç olarak, Au/(%7 Gr-katkılı)PVA/n-GaAs (SD₁) Tipi ve Au/(saf)PVA/n-GaAs (SD₂) tip Schottky diyotların, sıcaklığa bağlı olası akım iletim mekanizmaların benzer davranış gösterdiği, düşük sıcaklıklara tünelleme mekanizmalarının da etkin olduğu ve düşük sıcaklıklarda ki klasik TE'den sapma davranışının Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanabileceği ortaya konmuştur.

BÖLÜM 5

TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında Au/%7 Gr-katkılı PVA) / n-GaAs (SD₁) tipi ve Au/(saf PVA)/ n-GaAs (SD₂) tipi Schottky diyotların olası akım-iletim mekanizmaları akım-gerilim (I-V) ölçüm metodu kullanılarak 80-360 K sıcaklık aralığında incelenmiştir ve numunelerin doyum akımı (I₀), sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve idealite faktörü (n) parametreleri hesaplanmıştır. SD₁ numunesinin I-V ölçümleri 0,2 V'luk adımlarla ±2,5 V aralığında alınmıştır. SD₂ numunesinin I-V ölçümleri ise 0,2 V'luk adımlarla ±2 V aralığında alınmıştır.

Doğru beslem altındaki I-V eğrilerinde, $V \leq 0,1$ V bölgesi düşük gerilim bölgesi, $0,1 \leq V \leq 0,8$ bölgesi orta beslem gerilim bölgesi ve $0,8 \leq V$ bölgesi yüksek gerilim bölgesi olarak bilinmektedir. SD₁ numunesinin yarı-logaritmik I-V eğrilerinin orta beslem gerilim bölgesinde 0,30-0,56 V aralığında 1. Bölge, 0,72-0,92 V aralığında 2. Bölge olmak üzere, eğimleri farklı iki ayrı doğrusal bölge gözlemlenmiştir. Bu durumun 2-paralel diyot modeline uygun olduğu belirtilmiştir. Her iki doğrusal bölgenin birbirine paralel bağlı iki farklı diyot olduğu anlamına geldiğinden tüm incelemeler her iki diyot içinde gerçekleştirilmiştir. SD₂ numunesinin yarı-logaritmik I-V eğrisinde ise ikisi orta beslem biri yüksek beslem bölgesinde olmak üzere farklı eğimlere sahip üç farklı doğrusal bölgenin varlığı belirlenmiştir. Bunlar, 0,22-0,60 V aralığındaki 1. Bölge, 0,64-0,90 V aralığındaki 2. Bölge ve 1,1-1,5 V aralığındaki 3. Bölge olarak betimlenmiştir. Bu durumun 3-paralel diyot modeline uygun olduğu ortaya konmuş ve tüm incelemeler bu üç diyot için ayrı yarı gerçekleştirilmiştir. SD₁ numunesinin iki SD₂ numunesinin üç farklı lineer bölgeye sahip olmasının nedeni PVA arayüzey tabakasına katılanmış olan Gr ile açıklanmıştır. Gr katkısının arayüzey durumlarını daha homojen hale getirmesinin bir sonucu olduğu ortaya konmuştur.

Her iki numune için de artan sıcaklıkla n değerinin azalması ve Φ_{B_0} değerinin artması klasik TE'den sapmanın göstergesidir. Bu durum metal-yarıiletken arasında oluşan potansiyel engeldeki homojensizlikten kaynaklanmaktadır. Potansiyel engel yüksekliğindeki bu homojensizlik düşük sıcaklıklarda potansiyel engeli aşmaya yetecek kadar enerjisi olmayan taşıyıcıların, engelin incelendiği lokal bölgelerden geçiş yaparak akıma katılmasından kaynaklanmaktadır. Bu durum, arayüzey durumları, atomik boyutta metal-yarıiletken arayüzeyindeki pürüzlülük, boşluk, arayer, Frenkel ya da dislokasyonlar gibi kristal kusurlardan kaynaklanan izinli durumların varlığının sonucudur. Sıcaklık artışı devam ettiğinde iste yeterli termal enerjiye sahip olan taşıyıcılar klasik TE'ye uygun olarak potansiyel engeli aşarak ilettime katılırlar.

Özellikle düşük sıcaklıklarda TE'den sapmanın sonucu hangi akım-iletim mekanizmasının birlikte ya da tek başına baskın olduğunu belirlemek için I-V ölçümlerinden elde edilen sonuçlar incelenmiştir. Hem SD_1 hem de SD_2 numunelerinin tünelleme parametresine bakıldığında düşük sıcaklıklarda, birer kuantum mekaniksel tünelleme mekanizması olan AE ve TAE'nin etkin olduğu görülmüştür. Ayrıca her iki numune için idealite faktörünün sıcaklığın azalması ile neredeyse doğrusal olarak artması T_0 etkisinin göstergesi olarak kabul edilmektedir.

SD_1 ve SD_2 numunelerinin her ikisinde de Φ_{B_0} değerinin artan sıcaklıkla arttığı görülmüştür. Bu durum GaAs yasak enerji aralığının negatif sıcaklık katsayısına aykırı durumdadır. Klasik TE'ye aykırı bu davranışlar Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanmaktadır. Özellikle düşük sıcaklıklarda soğumadan kaynaklı faz değişimleri, yanal engel homojensizliği gibi sebeplerden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Sıcaklık düştükçe Richardson eğrilerinde oluşan doğrusal olmama durumunu açıklayabilmek için Gaussian dağılımı engel yüksekliği temelinde modifiye edilmiş Richardson eğrileri incelendiğinde, her iki numunenin tüm bölgelerinde yine farklı eğime sahip yarı doğrusal bölgeler elde edilmiştir ve hepsi için deneysel Richardson katsayısı hesaplanmıştır. SD_1 numunesinin 1. ve 2. Bölgelerinde 80-160 K aralığındaki Düşük Sıcaklık Bölgesinde (DSB) hesaplanan Richardson katsayıları (A^*) sırasıyla, $6,28 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve $6,82 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ iken her iki bölge için 180-360 K aralığındaki Yüksek Sıcaklık Bölgesinde (YSB) hesaplanan Richardson katsayıları sırasıyla, $8,73 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$

ve $8,14 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ 'dir. SD_2 numunesinin hesaplanan Richardson katsayıları ise; 1., 2. Ve 3. Bölgelerinde 80-180 K aralığında ki DSB'lerinde sırasıyla, $6,23 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$, $7,77 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve $7,07 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ iken her üç bölgenin 200-360 K aralığındaki YSB'lerinde sırasıyla $8,3 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$, $8,14 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve $8,13 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak hesaplanmıştır. n-GaAs'ın teorik Richardson katsayısının değerinin $8,16 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olduğu göz önünde bulundurulduğunda deneysel değerlerin teorik değere çok yakın olduğu görülmektedir. Elde edilen bu sonuçlar doğrultusunda SD_1 ve SD_2 numunelerinin sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerinin TE temelinde potansiyel engel yüksekliğindeki homojensizlikten kaynaklı Çift Gaussian Dağılımı ile açıklanabileceği söylenebilir.

Sonuçlar kısaca aşağıda belirtilmiştir:

- a) SD_1 ve SD_2 numunelerinin n değerlerinin sıcaklığının artması ile azaldığı, Φ_{B0} değerlerinin ise arttığı gözlemlenmiştir. Bu durum klasik TE'den sapma olduğunun göstergesidir.
- b) SD_1 ve SD_2 numunelerinin yarı-logaritmik I-V eğrilerine bakıldığında SD_1 numunesinin iki, SD_2 numunesinin üç farklı lineer bölgeye sahip olduğu görülmüştür. Bu durum arayüzey durumlarının bir sonucudur ve Gr katkısı arayüzey durumlarını daha homojen hale getirerek lineer bölge sayısının 3'ten 2'ye düşmesine sebep olmuştur.
- c) Numunelerin lineer bölge sayıları arasındaki fark Gr katkısına atfedilmiştir.
- d) Düşük sıcaklıklarda her iki numune için de AE, TAE ve T_0 etkisinin varlığı açıkça ortaya konmuştur.
- e) Her iki numunenin deneysel aktivasyon enerjileri karşılaştırıldığında Gr katkısının aktivasyon enerjisinde artışa sebep olduğu görülmüştür.
- f) SD_1 ve SD_2 numuneleri karşılaştırıldığında, Gr katkısının taşıyıcıların karşılaştığı potansiyel engel yüksekliğinde azalmaya sebep olarak idealite faktöründe artışa sebep olduğu ortaya konmuştur.

Sonuç olarak, hazırlanan Au/%7 Gr-katkılı PVA) / n-GaAs (SD_1) tipi ve Au/(saf PVA)/ n-GaAs (SD_2) tipi Schottky diyotların temel elektriksel parametreleri sıcaklığa ve metal-yarıiletken arayüzeyindeki engelin biçimine ve büyüklüğüne bağlı olduğu gösterilmiştir. SD_1 ve SD_2 numunelerinin akım iletim mekanizmaları TE temelinde,

düşük sıcaklıklarda AE, TAE ve T_0 etkisi ile birlikte Çift Gaussian Dağılımının etkin olduğu sonucuna ulaşılmıştır.

KAYNAKLAR

1. Eichmeier, J. A. and Thumm, M., "Vacuum Electronics: Components and Devices", *Springer Science & Business Media*, (2008).
2. Sah, C.-T., "Fundamentals of Solid State Electronics", *World Scientific Publishing Company*, (1991).
3. Neamen, D. A., "Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles", *New York, NY: McGraw-Hill*, (2012).
4. Simon M, S. and Ng, Kwok K., "Physics of Semiconductor Device", *Wiley Interscience*, New Jersey, (2007).
5. Rhoderick, E. H., and Williams, R. H., "Metal-Semiconductor Contacts", *Clarendon Press*, Oxford, (1988).
6. Sharma, B. L., "Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications", *Springer Science & Business Media*, (2013).
7. Tyagi, M. S., "Physics of Schottky barrier junctions", *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, *Springer*, 1–60 (1984).
8. Mott, N. F., "Note on the contact between a metal and an insulator or semiconductor", *Mathematical Proceedings Of The Cambridge Philosophical Society*, 34 (4): 568–572 (1938).
9. Werner, J. H. and Güttler, H. H., "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", *Journal Of Applied Physics*, 69 (3): 1522–1533 (1991).
10. Bethe, H. A., "Theory of high frequency rectification by silicon crystals", *MIT Radiation Laboratory (US)*, (1942).
11. Tecimer, H., "Au/(Zn-katkılı) Polivinil Alkol/n-GaAs Yapıların Hazırlanması ve Akım-İletim Mekanizmalarının Geniş Bir Sıcaklık Aralığında İncelenmesi", *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, (2014).
12. Al-Dharob, M. H., Lapa, H. E., Kökce, A., Özdemir, A. F., Aldemir, D. A., and Altındal, "The investigation of current-conduction mechanisms (CCMs) in Au/(0.07Zn-PVA)/n-4H-SiC (MPS) Schottky diodes (SDs) by using (I-V-T) measurements", *Materials Science In Semiconductor Processing*, 85: 98–105 (2018).
13. Tecimer, H., Türüt, A., Uslu, H., Altındal, S., and Uslu, I., "Temperature dependent current-transport mechanism in Au/(Zn-doped)PVA/n- GaAs Schottky

- barrier diodes (SBDs)", *Sensors And Actuators, A: Physical*, 199: 194–201 (2013).
14. Dere, A., Tataroğlu, A., Al-Sehemi, A. G., Eren, H., Soylu, M., Al-Ghamdi, A. A., and Yakuphanoglu, F., "A Temperature Sensor Based on Al/p-Si/CuCdO₂/Al Diode for Low Temperature Applications", *Journal Of Electronic Materials*, 49 (4): 2317–2325 (2020).
 15. Gassoumi, M., "Conductance Deep-Level Transient Spectroscopy and Current Transport Mechanisms in Au|Pt|n-GaN Schottky Barrier Diodes", *Physics Of The Solid State*, 62 (4): 636–641 (2020).
 16. Tung, R. T., "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory", *Physical Review B*, 45 (23): 13509–13523 (1992).
 17. Tung, R. T., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers", *Applied Physics Letters*, 58 (24): 2821–2823 (1991).
 18. Wittmer, M. and Freeouf, J. L., "Schottky Barriers and the Reactivity of the Interface", *EPL (Europhysics Letters)*, 26 (2): 135 (1994).
 19. Güttler, H. H. and Werner, J. H., "Influence of barrier inhomogeneities on noise at Schottky contacts", *Applied Physics Letters*, 56 (12): 1113–1115 (1990).
 20. Tascioglu, I., Aydemir, U., Altindal, Ş., Kınacı, B., and Özçelik, S., "Analysis of the forward and reverse bias I-V characteristics on Au/PVA:Zn/n-Si Schottky barrier diodes in the wide temperature range", *Journal Of Applied Physics*, 109 (5): (2011).
 21. Taşçıoğlu, I., Altindal, Ş., Polat, I., and Bacaksiz, E., "The effect of metal work function on the barrier height of metal/CdS/SnO₂/In-Ga structures", *Current Applied Physics*, 13 (7): 1306–1310 (2013).
 22. Uslu, H., "Au/(Co, Zn-Katkılı) Polivinil Alkol/n-Si Schottky Engel Diyotlarının Hazırlanması Ve Elektriksel Özelliklerinin Aydınlatma Şiddetine Bağlı İncelenmesi", *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, (2010).
 23. Çiçek, O., "Polivinil Alkol Arayüzey Tabakalı Schottky Engel Diyotların Hazırlanması ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi", *Karabük Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, (2016).
 24. Shehap, A., Allah, R. A. A., Basha, A. F., and El-Kader, F. H. A., "Electrical properties of gamma-irradiated, pure, and nickel chloride-doped polyvinyl alcohol films", *Journal Of Applied Polymer Science*, 68 (5): 687–698 (1998).
 25. Bhajantri, R. F., Ravindrachary, V., Harisha, A., Ranganathaiah, C., and Kumaraswamy, G. N., "Effect of barium chloride doping on PVA microstructure: Positron annihilation study", *Applied Physics A: Materials Science And Processing*, 87 (4): 797–805 (2007).

26. Pawde, S. M., Deshmukh, K., and Parab, S., "Preparation and characterization of poly(vinyl alcohol) and gelatin blend films", *Journal Of Applied Polymer Science*, 109 (2): 1328–1337 (2008).
27. Çiçek, O., Tecimer, H. U., Tan, S. O., Tecimer, H., Altındal, and Uslu, I., "Evaluation of electrical and photovoltaic behaviours as comparative of Au/n-GaAs (MS) diodes with and without pure and graphene (Gr)-doped polyvinyl alcohol (PVA) interfacial layer under dark and illuminated conditions", *Composites Part B: Engineering*, 98: 260–268 (2016).
28. Çiçek, O., Tan, S. O., Tecimer, H., and Altındal, Ş., "Role of Graphene-Doped Organic/Polymer Nanocomposites on the Electronic Properties of Schottky Junction Structures for Photocell Applications", *Journal Of Electronic Materials*, 47 (12): 7134–7142 (2018).
29. Tan, S. O., "Comparison of Graphene and Zinc Dopant Materials for Organic Polymer Interfacial Layer Between Metal Semiconductor Structure", *IEEE Transactions On Electron Devices*, 64 (12): 5121–5127 (2017).
30. Badali, Y., Azizian-Kalandaragh, Y., Uslu, İ., and Altındal, Ş., "Investigation of the effect of different Bi₂O₃-x:PVA (x = Sm, Sn, Mo) thin insulator interface-layer materials on diode parameters", *Journal Of Materials Science: Materials In Electronics*, (0123456789): (2020).
31. El-Asfoury, M. S., Nasr, M. N. A., Nakamura, K., and Abdel-Moneim, A., "Enhanced thermoelectric performance of Bi₈₅Sb₁₅-graphene composite by modulation carrier transport and density of state effective mass", *Journal Of Alloys And Compounds*, 745: 331–340 (2018).
32. Tan, S. O., Tecimer, H., and Cicek, O., "Comparative investigation on the effects of organic and inorganic interlayers in Au/n-GaAs Schottky diodes", *IEEE Transactions On Electron Devices*, 64 (3): 984–990 (2017).
33. Novoselov, K. S., Geim, A. K., Morozov, Sv., Jiang, D., Katsnelson, M. I., Grigorieva, Iv., Dubonos, Sv., and Firsov, and A. A., "Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene", *Nature*, 438 (7065): 197–200 (2005).
34. Kim, K. S., Zhao, Y., Jang, H., Lee, S. Y., Kim, J. M., Kim, K. S., Ahn, J. H., Kim, P., Choi, J. Y., and Hong, B. H., "Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes", *Nature*, 457 (7230): 706–710 (2009).
35. Novikov, D. S., "Elastic scattering theory and transport in graphene", *Physical Review B*, 76 (24): 245435 (2007).
36. Singh, V., Joung, D., Zhai, L., Das, S., Khondaker, S. I., and Seal, S., "Graphene based materials: Past, present and future", *Progress In Materials Science*, 56 (8): 1178–1271 (2011).
37. Balandin, A. A., Ghosh, S., Bao, W., Calizo, I., Teweldebrhan, D., Miao, F., and Lau, C. N., "Superior thermal conductivity of single-layer graphene", *Nano Letters*, 8 (3): 902–907 (2008).

38. Lee, C., Wei, X., Kysar, J. W., and Hone, J., "Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene", *Science*, 321 (5887): 385–388 (2008).
39. Zhao, J., Zeng, H., Wang, D., and Yao, G., "Electron transport properties of 2D IV-V semiconductors and their improvement by graphene contact", *Applied Surface Science*, 519 (March): 146203 (2020).
40. Arslan, E., Altındal, Ş., Özelik, S., and Ozbay, E., "Dislocation-governed current-transport mechanism in (Ni/Au)-AlGaN/AlN/GaN heterostructures", *Journal Of Applied Physics*, 105 (2): 1–7 (2009).
41. Schottky, W., "Halbleiterttheorie der sperrschicht", *Naturwissenschaften*, 26: 843 (1938).
42. Cowley, A. M. and Sze, S. M., "Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems", *Journal Of Applied Physics*, 36 (10): 3212–3220 (1965).
43. Wagner, C., "Zur Theorie der Gleichrichterwirkung", *Phys. Z.*, 32: 641 (1931).
44. Schottky, W. and Spence, E., "Quantitative treatment of the space charge and boundary-layer theory of the crystal rectifier", *Wiss. Veroff. Siemens-Werken*, 18: 225–291 (1939).
45. Kanbur, H., "Yalıtkan Tabakalı Al/p-Si Schottky Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi", *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, .
46. Padovani, F. A. and Sumner, G. G., "Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers", *Journal Of Applied Physics*, 36 (12): 3744–3747 (1965).
47. Padovani, F. A. and Stratton, R., "Field and thermionic-field emission in Schottky barriers", *Solid-State Electronics*, 9 (7): 695–707 (1966).
48. Sullivan, J. P., Tung, R. T., Pinto, M. R., and Graham, W. R., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", *Journal Of Applied Physics*, 70 (12): 7403–7424 (1991).
49. Song, Y. P., Van Meirhaeghe, R. L., Laflère, W. H., and Cardon, F., "On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers", *Solid State Electronics*, 29 (6): 633–638 (1986).
50. Osvald, J. and Horváth, Z. J., "Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer", *Applied Surface Science*, 234 (1–4): 349–354 (2004).

51. Wang, C.-C., Huang, H.-K., Wang, Y.-H., Houng, M.-P., Wu, C.-L., and Chang, C.-S., "Fabrication of GaAs Schottky diode by liquid phase chemical enhanced oxidation", *Solid-State Electronics*, 48 (9): 1683–1686 (2004).
52. Aydoğan, Ş., "Kathal Fiziği", 1. Basım. Ed., *Nobel Yayın*, Ankara, (2011).
53. Novoselov, K. S., Geim, A. K., Morozov, S. V, Jiang, D., Zhang, Y., Dubonos, S. V, Grigorieva, I. V, and Firsov, A. A., "Electric field effect in atomically thin carbon films", *Science*, 306 (5696): 666–669 (2004).
54. Çetinkaya, H. G., Kaya, A., Altındal, Ş., and Koçyiğit, S., "Electrical and dielectric properties of Au/1% graphene (GP)+ Ca₁. 9Pr₀. 1Co₄O_x doped poly (vinyl alcohol)/n-Si structures as function of temperature and voltage", *Canadian Journal Of Physics*, 93 (10): 1213–1220 (2015).
55. El-Kader, F. H. A., Hamza, S. S., and Attia, G., "Electrical and optical studies on γ -irradiated pure and chromium-chloride-doped polyvinyl alcohol", *Journal Of Materials Science*, 28 (24): 6719–6723 (1993).
56. Hyon, S.-H., Cha, W.-I., and Ikada, Y., "Preparation of transparent poly (vinyl alcohol) hydrogel", *Polymer Bulletin*, 22 (2): 119–122 (1989).
57. Baker, M. I., Walsh, S. P., Schwartz, Z., and Boyan, B. D., "A review of polyvinyl alcohol and its uses in cartilage and orthopedic applications", *Journal Of Biomedical Materials Research Part B: Applied Biomaterials*, 100 (5): 1451–1457 (2012).
58. Slonczewski, J. C. and Weiss, P. R., "Band structure of graphite", *Physical Review*, 109 (2): 272 (1958).
59. Kuila, T., Bose, S., Mishra, A. K., Khanra, P., Kim, N. H., and Lee, J. H., "Chemical functionalization of graphene and its applications", *Progress In Materials Science*, 57 (7): 1061–1105 (2012).
60. Zhang, Y., Tan, Y.-W., Stormer, H. L., and Kim, P., "Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene", *Nature*, 438 (7065): 201–204 (2005).
61. Galpaya, D., Wang, M., Liu, M., Motta, N., Waclawik, E., and Yan, C., "Recent Advances in Fabrication and Characterization of Graphene-Polymer Nanocomposites", *Graphene*, 01 (02): 30–49 (2012).
62. Kuilla, T., Bhadra, S., Yao, D., Kim, N. H., Bose, S., and Lee, J. H., "Recent advances in graphene based polymer composites", *Progress In Polymer Science (Oxford)*, 35 (11): 1350–1375 (2010).
63. Saxena, A. N., "Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon", *Surface Science*, 13 (1): 151–171 (1969).
64. Güçlü, Ç., Özdemir, A. F., and Altındal, Ş., "Double exponential I–V characteristics and double Gaussian distribution of barrier heights in

- (Au/Ti)/Al₂O₃/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range", *Applied Physics A: Materials Science And Processing*, 122 (12): (2016).
65. Hudait, M. K. and Krupanidhi, S. B., "Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures", *Physica B: Condensed Matter*, 307 (1–4): 125–137 (2001).
 66. Arslan, E., Altındal, Ş., Özçelik, S., and Ozbay, E., "Dislocation-governed current-transport mechanism in (Ni/Au)–AlGaN/AlN/GaN heterostructures", *Journal Of Applied Physics*, 105 (2): 23705 (2009).
 67. Rajagopal Reddy, V., Janardhanam, V., Leem, C. H., and Choi, C. J., "Electrical properties and the double Gaussian distribution of inhomogeneous barrier heights in Se/n-GaN Schottky barrier diode", *Superlattices And Microstructures*, 67: 242–255 (2014).
 68. Schmitsdorf, R. F., Kampen, T. U., and Mönch, W., "Correlation between barrier height and interface structure of Ag Si(111) Schottky diodes", *Surface Science*, 324 (2–3): 249–256 (1995).
 69. Özavci, E., Demirezen, S., Aydemir, U., and Altındal, Ş., "A detailed study on current-voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range", *Sensors And Actuators, A: Physical*, 194: 259–268 (2013).
 70. Özdemir, A. F., Turut, A., and Kökçe, A., "The double Gaussian distribution of barrier heights in Au/n-GaAs Schottky diodes from I–V–T characteristics", *Semiconductor Science And Technology*, 21 (3): 298 (2006).
 71. Demirezen, S., Sönmez, Z., Aydemir, U., and Altındal, Ş., "Effect of series resistance and interface states on the I–V, C–V and G/ω–V characteristics in Au/Bi-doped polyvinyl alcohol (PVA)/n-Si Schottky barrier diodes at room temperature", *Current Applied Physics*, 12 (1): 266–272 (2012).
 72. Güçlü, Ç., Özdemir, A. F., and Altındal, Ş., "Double exponential I–V characteristics and double Gaussian distribution of barrier heights in (Au/Ti)/Al₂O₃/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range", *Applied Physics A: Materials Science And Processing*, 122 (12): 1032 (2016).

ÖZGEÇMİŞ

Esra EVCİN BAYDİLLİ 1984 yılında İzmir’de doğdu; ilk ve orta öğrenimini aynı şehirde tamamladı. 2009 yılında Abant İzzet Baysal Üniversitesi Fizik Bölümünden mezun oldu ve 2012 yılında Hakkâri Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalına Araştırma Görevlisi olarak atandı. 2012 yılında ise Yüksek Lisans ve Doktora eğitimini gerçekleştirmek üzere Karabük Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalına 35. Madde kapsamında görevlendirildi. Halen aynı yerde eğitim ve meslek hayatına devam etmektedir.

ADRES BİLGİLERİ

Adres : Karabük Üniversitesi
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü
Balıklarkayası Mevkii / KARABÜK
E-posta : esraevcin@karabuk.edu.tr

TEZDEN ÜRETİLEN YAYINLAR

SCI, SCI-E

1. EVCİN BAYDİLLİ ESRA, ALTINDAL ŞEMSETTİN, TECİMER HÜSEYİN, KAYMAZ AHMET, TECİMER HABİBE (2020). The Determination of the temperature and voltage dependence of the main device parameters of Au/7%Gr-doped PVA/n-GaAs Type Schottky Diode (SD). Journal of Materials Science: Materials in Electronics.
2. EVCİN BAYDİLLİ ESRA, TAN SERHAT ORKUN, USLU TECİMER HABİBE, ALTINDAL ŞEMSETTİN (2020). Detection of Current Transport Mechanisms for Graphene-Doped-PVA Interlayered Metal/Semiconductor Structures. Physica B: Physics of Condensed Matter.

3. EVCİN BAYDİLLİ ESRA, KAYMAZ AHMET, USLU TECİMER HABİBE, ALTINDAL ŞEMSETTİN (2020). On the Multi-Parallel Diodes Model in Au/PVA/n-GaAs (MPS) Schottky Diodes (SDs) and Investigation Conduction Mechanisms (CMs) in Temperature Range of 80-360 K. Journal of Electronic Materials.

ULUSLARARASI BİLDİRİ

1. EVCİN ESRA, USLU TECİMER HABİBE, ALTINDAL ŞEMSETTİN, TECİMER HÜSEYİN (2019). The Investigation of Temperature Dependent Current – Transfer Mechanisms of Au/PVA/n-GaAs. 6th International Conference on Materials Science and Nanotechnology For Next Generation (MSNG 2019).