T.C.
SELÇUK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Al/rubrene/n-GaAs SCHOTTKY DİYODLARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Feride ÇALIŞKAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalını

ŞUBAT-2015
KONYA
Her Hakkı Saklıdır

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezdeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini ve tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

DECLARATION PAGE

I hereby declare that all information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

Feride ÇALIŞKAN

06.02.2015

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Al/rubrene/ GaAs SCHOTTKY DİYODLARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Feride ÇALIŞKAN

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL
Doç. Dr. Nihat TUĞLUOĞLU (2. Danışman)

2015, 67 Sayfa

Jüri
Doç. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL
Doç. Dr. Serdar KARADENİZ
Yrd. Doç. Dr. Hayreddin KÜÇÜKÇELEBİ

Bu tez çalışmasında, spin kaplama yöntemiyle n tipi GaAs (100) alt tabaka üzerinde 5,6,11,12-tetraphenyl-naphthacene (rubrene) film hazırlandı. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotun aygıt parametreleri, 50 K adımlarla 100-300 K sıcaklık aralığında akım-gerilim (I-V) karakteristikleri ve 1 MHz ve 300 K'de kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G-V) karakteristikleri yardımıyla araştırılmıştır. Doyma akımı (I_0), ideallik faktörü (n) ve engel yüksekliği (Φ_B)'nin deneysel değerleri sırasıyla 100 K'de 2.749 pA, 6.051 and 0.297 eV ve 300 K'de 57.54 pA, 1.918 and 0.870 eV olarak hesaplanmıştır. Seri direnç değerleri (R_s), Cheung fonksiyonları kullanılarak bütün sıcaklıklarda elde edilmiştir. R_s değerleri, 100 K ve 300 K için sırasıyla $1276.4\,\Omega$ ve $119.7\,\Omega$ olarak bulunmuştur. Ayrıca, arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss})'nun enerji dağılımı, bütün sıcaklık değerleri için beslemle üstel olarak arttığı bulunmuştur. N_{ss}'in enerji değerleri, 300 K'de ($E_c - 0.426$) eV'de 1.57×10^{11} eV^{-1} cm^{-2}'den ($E_c - 0.577$) eV'de 1.14×10^{11} eV^{-1} cm^{-2}'e değişmiştir. İdeallik faktörleri sıcaklık artışıyla azalırken engel yüksekliklerinin arttığı gözlenmiştir. Schottky engel yüksekliği ve ideallik faktörünün sıcaklık bağımlılığının gözlenen anomalisi, aynı sıcaklık aralıklarında Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımıyla açıklanmıştır. Al/rubrene/n-GaAs Schottky engel diyotu, ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_B$) 1.076 eV ve standart sapması (σ_0) 0.119 V veren Gauss dağılımı göstermiştir. 1 MHz için diyotun Schottky engel yüksekliği (Φ_B), seri direnç (R_s) ve arayüzey durumların yoğunluğu (N_{ss}) değerleri sırasıyla 1.004 eV, 1.18 kΩ ve 2.145 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} olarak hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler: organik yarıiletkenler, metal-yarıiletken kontaklar, Schottky kontak, elektriksel özellikler, Rubrene.

ABSTRACT

MS THESIS

TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRİAL CHARACTERİZATİON OF Al/rubrene/n-GaAs SCHOTTKY DIODES

Feride ÇALIŞKAN

THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF SELÇUK UNIVERSITY
THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE
IN DEPARTMENT OF PHYSICS

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL
Assoc. Prof. Dr. Nihat TUĞLUOĞLU (2nd Advisor)

2015, 67 Pages

Jury
Assoc. Prof. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL
Assoc. Prof. Dr. Serdar KARADENİZ
Asst. Prof. Dr. Hayreddin KÜÇÜKÇELEBİ

In this thesis, 5,6,11,12-tetraphenylnaphthacene (rubrene) film was prepared on n type GaAs (100) substrate by means of spin coating method. The device parameters of Al/rubrene/n-GaAs (100) Schottky diode have been investigated by means of current-voltage (I–V) characteristics in the temperature range 100–300 K by steps of 50 K and capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G-V) characteristics at 1 MHz and 300 K. The experimental values of saturation current (I_0), ideality factor (*n*) and barrier height (Φ_B) are calculated as 2.749 pA, 6.051 and 0.297 eV at 100 K and 57.54 pA, 1.918 and 0.870 eV at 300 K, respectively. The R_s values are found as 1276.4 Ω and 119.7 Ω for 100 K and 300 K, respectively. It is also found that the energy distribution of the interface state density (N_{ss}) increased exponentially with bias for all temperatures values. The energy values of N_{ss} varied from 1.57× 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} at ($E_c - 0.426$) eV to 1.14 × 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} at ($E_c - 0.577$) eV for 300y K. It is observed that barrier heights increased while ideality factors decreases with the increasing temperature. The observed anomaly of temperature dependence of Schottky barrier height and ideality factor are explained by Gaussian distribution of Schottky barrier height in the same temperature ranges. Al/rubrene/n-GaAs Schottky barrier diode have been shown a Gaussian distribution giving mean barrier height ($\overline{\Phi}_B$) of 1.076 eV and standard deviation (σ_0) of 0.119 V. Schottky barrier height (Φ_B), series resistance (R_s) and the density of interface states (N_{ss}) values of the diode were calculated as 1.004 eV, 1.18 kΩ and 2.145 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} for 1 MHz, respectively.

Keywords: organic semiconductors, metal-semiconductor contacts, Schottky contacts, electrical properties, Rubrene.

ÖNSÖZ

Schottky diyotlar, çok hızlı olarak iletim-kesim olabilen diyotlardır. Ayrıca bu elemanların iletime geçme gerilimleri çok düşüktür. Normal diyotlar, alçak frekanslarda, uçlarına uygulanan gerilimin yönü değiştiğinde, bu değişime uygun olarak hemen iletken ya da yalıtkan durumuna geçebilirler. Ancak yüksek frekanslarda diyot uçlarına gelen gerilimin yönü değiştiği halde diyot bir durumdan ötekine hemen geçemez. İşte bu yüksek frekanslarda dahi hızlı davranabilen schottky diyotlar üretilmiştir. Bu teknolojik öneminden dolayı, Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Yüksek Lisans tezi olarak sunulan bu çalışmada, Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun elektriksel karakterizasyonu farklı sıcaklıklarda ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir.

Bu tez çalışmasının hazırlanmasında her türlü bilgi ve tecrübesini benden esirgemeyen her konuda destek sağlayan değerli danışman hocalarım Doç. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL 'e ve Doç.Dr. Nihat TUĞLUOĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez çalışması S.Ü. BAP Koordinatörlüğü tarafından 13201056 nolu proje ile desteklenmiştir.

Feride ÇALIŞKAN
KONYA 2015

İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... **iv**

ABSTRACT ..... **v**

ÖNSÖZ ..... **vi**

İÇİNDEKİLER ..... **vii**

SİMGELER VE KISALTMALAR ..... **ix**

1. GİRİŞ VE KAYNAK ARAŞTIRMASI **1**

2. TEORİK BİLGİ **3**

2.1. Metal - Yarıiletken Kontakların Teorisi 3

2.1.1. n-tipi doğrultucu kontak 4

2.1.2. n-tipi omik kontak 9

2.1.3. p-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar 10

2.1.4. p-tipi yarıiletken omik kontaklar 12

2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları 14

2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE) 15

2.3. Schottky Diyotların Engel Yüksekliklerindeki Homojensizliğinin Analizi……. 19

2.3.1. Gaussian Analizi 19

2.4. Organik Yarıiletkenler 20

2.4.1. Organik yarıiletkenlerin temel özellikleri ve organik yarıiletken aygıtlar……..… 20

2.4.2.Organik yarıiletkenlerde akım-iletim mekanizması…… 22

3. MATERYAL VE YÖNTEM **23**

3.1. Giriş 23

3.2. GaAs Kristalinin Temizlenmesi 24

3.1.1. Numune yüzeylerini kimyasal olarak temizleme aşamaları 24

3.2. Omik Kontağın Oluşturulması 25

3.3. Organik Filmin Büyütülmesi ve Schottky Kontağın Yapılması 27

3.4. Deneylerde Kullanılan Ölçüm Düzenekleri 29

4. ÖLÇÜM SONUÇLARI VE TARTIŞMA **32**

4.1. Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri 32

4.2. Cheung-Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Akım-Gerilim Karakteristikleri 38
4.3. Engel Yüksekliğinin Homojensizliğinin Modeli.....44
4.4. Arayüzey Durum Yoğunluğu Karakteristikleri…….…… 48
4.5. Kapasite- Gerilim (C-V) ve İletkenlik- Gerilim (G-V) Karakteristikleri……..…….50

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 57

KAYNAKLAR 60

ÖZGEÇMİŞ.....66

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler	Açıklamaları
A	Alan
Å	Angström
Al	Alüminyum
Ag	Gümüş
$\mathbf{A^*}$	Etkin Richardson sabiti
C	Sığa
CH_3OH	Metanol
$\mathbf{D_n}$	Elektron difüzyon sabiti
$\mathbf{D_p}$	Deşik difüzyon sabiti
$\mathbf{D_S}$	Arayüzey durum yoğunluğu
$\mathbf{E_g}$	Yarıiletken yasak enerji aralığı
$\mathbf{E_c}$	İletkenlik bant kenarı enerjisi
$\mathbf{E_v}$	Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi
$\mathbf{E_f}$	Fermi enerjisi
E(x)	Schottky bölgesindeki elektrik alan
$\mathbf{E_a}$	Aktivasyon enerjisi
$\boldsymbol{\varepsilon_o}$	Boşluğun dielektrik geçirgenliği
$\boldsymbol{\varepsilon_i}$	Yalıtkan malzemenin diielektrik geçirgenliği
$\boldsymbol{\varepsilon_s}$	Yarıiletken malzemenin dielektrik geçirgenliği
Hz	Hertz (Frekans birimi)
H_2O	Su
H_2O_2	Hidrojen peroksit
H_2SO_4	Sülfirik asit
HNO_3	Nitrik asit
HCl	Hidroklorikasit
HF	Hidroflorik asit
h	Planck sabiti
ħ	İndirgenmiş Planck sabiti ($h/2\pi$)

$\mathbf{I}$	Akım
$\mathbf{I_o}$	Doyma akımı
$\mathbf{I_{gr}}$	Üretim- yeniden birleşme (rekombinasyon) akımı
$\mathbf{I_{Ro}}$	Üretim-yeniden birleşme akımı yoğunluğu
$\mathbf{J_{sm}}$	Yarıiletkenden metale doğru doyma akımı
$\mathbf{J_{ms}}$	Metalden yarıiletkene doğru doyma akımı
$\mathbf{J_o}$	Doyma akım yoğunluğu
$\mathbf{J_{Fn}}$	Doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen elektron akım yoğunluğu
$\mathbf{J_{Fp}}$	Doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen deşik akım yoğunluğu
$\mathbf{K}$	Kelvin
$\mathbf{k}$	Boltzmann sabiti
$\mathbf{m_e^*}$	Elektron etkin kütlesi
$\mathbf{m_h^*}$	Deşik (Hole) etkin kütlesi
$\mathbf{m_o}$	Serbest elektron kütlesi
$\mathbf{N_d}$	Verici (donor) atom yoğunluğu
$\mathbf{N_a}$	Alıcı (akseptör) atom yoğunluğu
$\mathbf{N_c}$	İletkenlik bandındaki etkin durumların yoğunluğu
$\mathbf{N_v}$	Değerlik bandının etkin durumların yoğunluğu
$\mathbf{N_{ss}}$	Yüzey durum yoğunluğu
$\mathbf{N_{sb}}$	Yarıiletken ile dengede olan ara yüzey durumlarının yoğunluğu
$\mathbf{N_{sa}}$	Metal ile dengede olan ara yüzey durumlarının yoğunluğu
$\mathbf{n(x)}$	Elektron yoğunluğu
$\mathbf{p(x)}$	Deşik yoğunluğu
$\mathbf{n}$	İdealite faktörü
$\mathbf{n_i}$	Saf elektron yoğunluğu
$\mathbf{Q_m}$	Metal üzerindeki yük
$\mathbf{Q_{ox}}$	Oksit tabaka yükü

q	Elektrik yükü
R_S	Seri direnç
Si	Silisyum
T	Mutlak sıcaklık
V	Voltaj
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_F	Doğru beslem
V_R	Ters beslem
W_d	Tüketim tabakasının kalınlığı
υ_x	Taşıyıcı hızı
Φ_o	Nötral enerji seviye
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği
Φ_S	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_e	Etkin potansiyel engel yüksekliği
d	Yalıtkan tabaka kalınlığı
Ω	Ohm
ρ	Özdirenç
χ_s	Elektron ilgisi
ψ_S	Yüzey potansiyeli
π	pi sayısı
μ_n	Elektron mobilitesi
μ_h	Deşik (hole) mobilitesi
Ag/PDI/n-GaAs	Gümüş/Perylene-diimide/n-tipi GalyumArsenik Schottky diyot
a.c.	Alternatif akım/gerilim sinyali
d.c.	Doğru akım/gerilim sinyali
FE	Alan emisyonu
MIS	Metal/yalıtkan/yarıiletken

MS	Metal/yarıiletken
TFE	Termiyonik alan emisyonu
TE	Termiyonik emisyon
I-V	Akım-Gerilim
C-V	Sığa-Gerilim

1. GİRİŞ VE KAYNAK ARAŞTIRMASI

İletim ve valans bandlarındaki taşıyıcı (elektron ve deşik) yoğunluğu ile bu iki band arasındaki yasak enerji band aralığı maddenin iletkenliğini belirleyen unsurlardır. Buna göre katılar; iletken, yalıtkan ve yarı-iletken olmak üzere üç guruba ayrılır. Eğer iletim ve valans bandı birbirine çok yakın veya üst üste binmiş ise bu tür katılara iletken denir. Yasak enerji band aralığı çok geniş olan katılara yalıtkan denir. Yasak enerji bandı yalıtkan ile iletken arasında bir bölgede ise, bu tür katılara yarı-iletken adı verilir (Kittel, 1996). Yarıiletkenlerin iletkenliği genellikle; sıcaklığa, aydınlanma şiddetine, elektrik alana, manyetik alana ve safsızlık atomlarının yoğunluğu gibi parametrelere bağlı olarak değişim gösterir.

Metal-yarıiletken doğrultucu sistemler üzerindeki ilk sistematik araştırma Braun tarafından yapılmıştır. Braun, 1874'de toplam direncin uygulanan gerilim polaritesine ve ayrıntılı yüzey durumlarına bağımlı olduğunu kaydetmiştir (Braun, 1874). 1938'de Schottky metal yarıiletken yapıdaki potansiyel engelin, kimyasal bir tabaka olmayıp, sadece yarıiletken içerisindeki kararlı uzay yüklerinden kaynaklandığını ileri sürdü (Schottky, 1938). Bu düşünceden doğan model Schottky engeli olarak bilinir. Metal-yarıiletken (MS) schottky yapılar elektronik teknolojisine büyük katkı sağlamıştır. Başlangıçta radyo dedektörü olarak geliştirilen metal-yarıiletken yapılar günümüzde de kullanılmaktadır ve metal-yarıiletken (MS) Schottky kontakları üzerinde hala çok yoğun çalışmalar yapılmaktadır (Gupta vd. 2009, Kılıçoğlu 2008, Güllü vd. 2007, Karataş ve Çakar 2009, Vural vd. 2007, Vural vd. 2010).

Bilindiği gibi MS kontakların elektriksel özellikleri birinci derecede metal ve yarıiletken arasındaki arayüzey durumlarına ve aynı zamanda malzeme parametrelerine bağlıdır. Bu özelliklerin kontrol edilebilmesi aygıt uygulamalarında büyük önem arz etmektedir. Bu kontrol mekanizması farklı yollarla sağlanabilir. Son zamanlarda kullanılan bu kontrol mekanizmalardan birisi de metal ve yarıiletken kontak malzemesi arasında organik film büyütmektir. Birçok araştırmacı tarafından, MS diyodların özelliklerinin uygun organik malzemeler kullanılarak kolaylıkla iyileştirilebildiği rapor edilmektedir (Vural vd. 2007, Vural vd. 2010, Kampen vd. 2004, Kampen vd. 2002, Ginev vd. 2004).

Birçok araştırmacı ise Schottky kontağın elektriksel özelliklerini değiştirmek için arayüzey malzemesi olarak organik yarıiletken malzeme kullanımı üzerine çalışmalar yapmaktadır (Yakuphanoğlu ve ark., 2010; Aydoğan ve ark., 2010; Okur ve ark., 2009; Gupta ve ark., 2005, Aydın ve ark., 2011; Yahia ve ark., 2011; Yüksel ve ark.,2011). Araştırmacıları organik yarıiletken çalışma yapmasının birçok sebebi vardır. Bunlar; organik yarıiletkenlerin spin kaplama ve baskı gibi ucuz ve tek seferde oldukça fazla üretim yapılabilen kaplama teknikleriyle ucuz maliyetle üretilebilmeleri, bükülebilir olmaları, yüksek zarar eşiği ve yüksek nonlineerlik gibi daha birçok özelliğe sahip olmaları şeklinde sıralanabilir (Güllü ve ark., 2010). Bu özellikleri sayesinde elektronik ve optoelektronik alanında organik ışık yayan diyot (Organic Light Emitting Diode-OLED), organik Schottky engel diyotları, organik alan etkili transistörler (Organic Field Effect Transistor-OFET), fotovoltaik güneş pilleri ve spintronik gibi teknolojik uygulamalarda sıkça kullanılmaktadır (Yahia ve ark. 2011). Yarıiletken güneş pillerinin bir kısmını da metal-yarıiletken kontaklı piller oluşturmaktadır

GaAs, III-V grubu yarıiletkenidir. GaAs tabanlı yapılar, yüksek hızlı elektronik, optoelektronik ve düşük güç devre elemanlarının üretilmesinde yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Sze 1981, Rhoderick ve Williams 1978, Cattopadyay 1994, Vural vd. 2010). Ayrıca diyot, transistor ve güneş pilleri gibi yarıiletken aygıtların yapımında önemli bir malzeme olarak görülmektedir (Wang, 2004).Çalışmalar genellikle Au/GaAs yapısı üzerinde yoğunlaşmıştır (Karataş, 2005).

Bu tez çalışmasında Al/rubrene/n-GaAs organik arayüzeyli Schottky diyodunun Akım-Gerilim (I-V) ve Sığa-Gerilim (C-V) ölçümleri, (75-300 K) geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. Ölçümler sonucu elde edilen veriler kullanılarak buna ait idealite faktörü, engel yüksekliği, kontak direnci, doyma akımı gibi diyot parametreleri belirlenmiştir. Sonuçlar sıcaklığın fonksiyonu olarak verilmiş ve olan fiziksel etkileri tartışılmıştır.

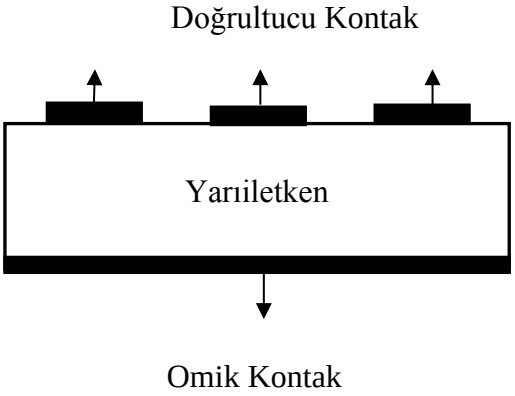
Bu tez de organik yarıiletkenlerin tarihsel gelişimi ve literatür özeti verilmiştir. Schottky diyotların özellikleri ve organik yarıiletkenlerin genel özellikleri anlatılmıştır. Kullanılan malzemenin temizlenme, üretim ve numuneler üzerinden yapılan ölçümler anlatılmıştır. Son olarak da ölçümlerden alınan veriler değerlendirilmiştir.

2. TEORİK BİLGİ

2.1. Metal - Yarıiletken Kontakların Teorisi

Kontak,iki maddenin birbiriyle temas etmesidir. İdeal bir kontak elde edebilmek için kontak olarak kullanılacak malzemelerin yüzeylerinin temizliğine ve pürüzsüz olmasına dikkat edilmelidir. Metal-yarıiletken kontak yapıldığında metal ile yarıiletken arasında denge hali oluncaya kadar bir yük alış-verişi olur. Bu yük alış-verişi elektro kimyasal potansiyeller (Fermi Seviyeleri) eşit oluncaya kadar devam eder (Ziel, 1968). Fermi seviyesi, katkılanan alıcı veya verici atomların miktarına göre değiştiği için değişken bir yapıya sahip niceliktir. Metal- yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrılıp yeniden bir yük dağılımı ile bir potansiyel engel yüksekliği oluşur. Bu bölge hareketli yüklerin olmadığı yüksek dirençli ve yalıtkan bir bölgedir.Metal yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engel olduğunu ilk olarak Schottky açıklamıştır. Bu nedenle bu arayüzeye Schottky tabakası da denir. Bir metal ile yarıiletken arasında iki tür kontak meydana gelir. Bunlar: omik kontak ve doğrultucu (Schottky Kontak) kontaktır. Metal-yarıiletken kontaklarda iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (elektron ve deşik) bir yönden diğer yöne kolay iletiliyorsa, doğru beslem altında akım çok iyi geçerken ters beslem altında hemen hemen akım hiç geçmiyorsa bu kontağa doğrultucu kontak denir. Ama her iki beslemde de akımı çok iyi iletiyorsa bu tür kontağa ise omik kontak denir. Bunu belirleyen en önemli parametre yarıiletken iş fonksiyonu (Φ_S) ve metalin iş fonksiyonu (Φ_m) dur. Diğer taraftan, χ_S, iletkenlik bandının en üst sınırından, bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır.

Metal- n-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_S$ durumunda doğrultucu kontak ve $\Phi_m < \Phi s$ ise omik kontak oluşur. Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_m > \Phi_S$ olması halinde omik kontak ve $\Phi_m < \Phi_S$ için doğrultucu kontak oluşur. Şekil 2.1 de, bir metal-yarıiletken kontak şematik olarak gösterilmiştir (Li, 2006).



Şekil 2.1. Bir Schottky kontağın şematik görünümü

n-tipi	$\Phi_m > \Phi_s$	doğrultucu kontak
	$\Phi_m < \Phi_s$	omik kontak
p-tipi	$\Phi_m < \Phi_s$	doğrultucu kontak
	$\Phi_m > \Phi_s$	omik kontak

2.1.1. n-tipi doğrultucu kontak

n-tipi yarıiletkenin ve metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_m > \Phi_s$ ise, metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak oluşur. Kontak oluşturulmadan önce, metal ve n-tipi yarıiletken kontak band diyagramı Şekil 2.2.a'da gösterilmiştir. Şekil 2.2.a ya bakıldığı zaman yarıiletkenin fermi seviyesi bu durumda Φ_m-Φ_s kadar yukarıdadır. Ayrıca yarıiletkenin yüzey band yapısıyla yarıiletkenin gövde band yapısı aynıdır, bir eğilme yoktur.Şekil 2.2.b'de ise kontak sonrası enerji band diyagramı görülmektedir.Burada, metal ve yarıiletken arasında yük alışverişi olduğu için bandlarda bir bükülme söz konusudur.

Metal, yarıiletkenle kontak esnasında yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, yarıiletkenin Fermi seviyesiyle metalin Fermi seviyesi eşit olana kadar metale doğru akarlar (Shroder, 2006). Alış-veriş tamamlandıktan sonra metal ve yarıiletkenin fermi seviyeleri aynı yüksekliktedir. Bu yarıiletken malzemenin enerji

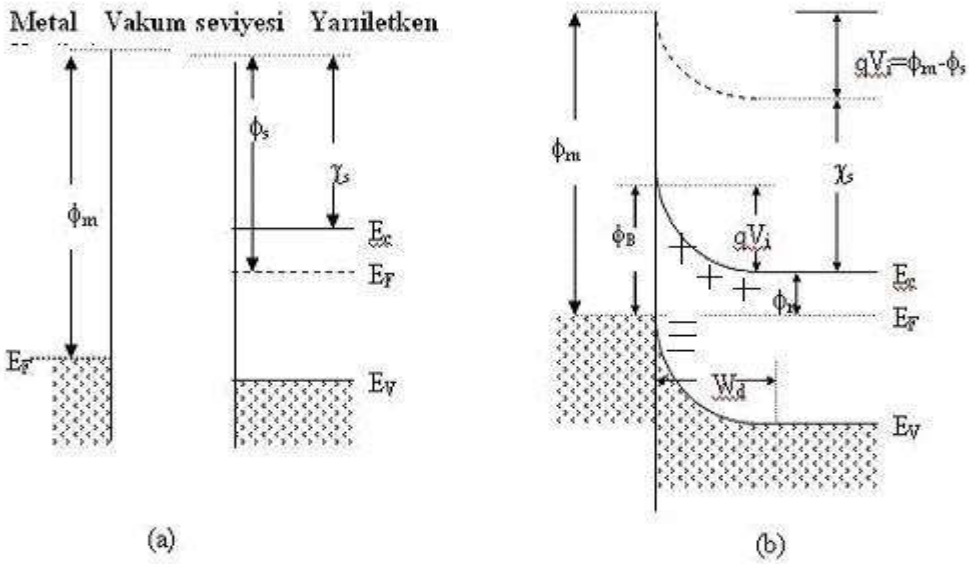
seviyesinin Φm-Φs kadar düşürülmesidir. Bunun sonucunda yüzeyde bir potansiyel engeli oluşur. Bu engelin yüksekliği yarıiletken tarafından Φm-Φs, metal tarafından ise Φm -Φs olur. Bu engelin yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden

$$eV_{dif} = \Phi_m - \Phi_s$$

ifade edilir.

İletkenlik band kenarı E_C ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan elektron yoğunluğu ile arttığı ve dengede E_F tamamen serbest kaldığı için iletkenlik ve valans band n-tipi yarıiletkenin ve metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_m > \Phi_S$ ise, metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak oluşur. Kontak oluşturulmadan önce, metal ve n-tipi yarıiletken malzemenin enerji band diyagramı Şekil 2.2.a'da görülmektedir. Şekil 2.2.a, yarıiletken yüzey durumlarını içermez, bunun sonucu olarak yüzeyin band yapısı, yarıiletkenin gövde (bulk) band yapısı ile aynı olup bandlarda bir eğilme yoktur. Şekil 2.2.b'de kontak oluşturulup termodinamik dengeye ulaşıldıktan sonraki enerji band diyagramı görülmektedir. Burada, metal ve yarıiletken arasında yük alışverişi olduğu için bandlarda bir bükülme söz konusudur.

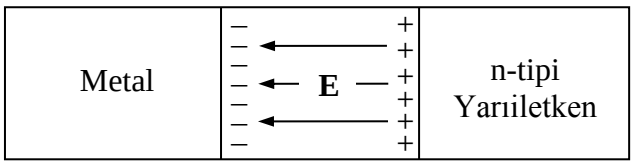
Metal, yarıiletkenle kontak yapıldığında, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, yarıiletkenin Fermi seviyesiyle metalin Fermi seviyesi eşit olana kadar metale doğru akarlar (Shroder, 2006). Yarıiletkendeki elektronlar metale gittiği için, yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azalır. İletkenlik band kenarı E_C ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan elektron konsantrasyonu ile arttığı ve termal dengede E_F tamamen serbest kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarı Şekil 2.2.b'deki gibi eğilir. Metale geçen iletkenlik band elektronları, arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar, böylece yarıiletkenin metale yakın kısmında hareketli yükler tüketilir. Arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur ve metale gelen elektronlar, ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-Fermi film mesafesi (≅0,5Å) kadar uzakta bir uzunluğun içinde kalır.



Şekil 2.2. Metal/*n*-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için ($\Phi_m>\Phi_S$) elektron enerji-band diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral malzemeler (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu (Sze, 1981).

Sonuçta metal tarafındaki yüzey yükleri ile n-tipi yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası, kontakta bir potansiyel engelinin oluşmasına yani yarıiletken tarafında bandların yukarı doğru bükülmesine neden olur. Bu durumda Şekil 2.3'de görüldüğü gibi yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan oluşur.

Yarıiletkenin yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için valans band kenarı E_V, iletkenlik band kenarı E_C'ye paralel olarak kayacaktır. Yarıiletkenin vakum seviyesi de aynı şekildeki değişecektir. Bunun sebebi, yarıiletkenin elektron yakınlığının kontak ile değişmemesidir. Böylece termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekliliği sağlanmış olur. Metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan bu engelin yüksekliği



Şekil 2.3. Metal ve yarıiletken kontağın termal denge durumu

$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_S) \quad (2.1)$$

ile verilir (Wilson, 1931). $\Phi_S = \chi_S + \Phi_n$ ve $\Phi_m = qV_i + \Phi_S$ olduğu için ,

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \quad (2.2)$$

elde edilir. $\Phi_n = (E_c - E_F)$ olup, q elektronik yüktür. Denk.(2.1), Denk (2.2) birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir. Kontağın yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donorların neden olduğu ve bunların yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından dolayı bunlara yüzey yükü olarak değil, bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Pek çok durumda engelin Φ_B yüksekliği, termal enerji *kT/q*'dan çok büyüktür. Yarıiletkenin uzay yükü bölgesi hareketli yüklerden yoksundur ve bunun sonucunda yüksek dirençli yalıtkan bir tüketim bölgesi oluşmaya başlar. Bu sabit uzay yükleri için elektrik alanın büyüklüğü, uzay yük tabakası kenarından olan uzaklıkla lineer olarak artar. Bunun sonucu olarak engel yüksekliği parabolik olur (Henisch, 1984). Mott, yarıiletken içinde yüklerin bulunmadığı ince bir bölge olduğunu kabul eder. Bu ince bölgede elektrik alanın büyüklüğü sabittir ve potansiyel bu bölge boyunca lineer olarak artar. Bu Mott engeli olarak bilinir (Mott, 1966). Mott engeli, yüksek yoğunlukta katkılanmış yarıiletken ile metal arasına, az katkılanmış ya da katkılanmamış saf bir yarıiletken konulduğu zaman kullanılır. Metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronlar termel yolla kazandıkları enerrji, elektronun potansiyel engelini aşmasına yetecek büyüklükte ise metal-yarıiletken kontaktan eşit ve zıt yönde Io sızıntı akımı geçer. Yarıiletkene bir -V gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez. Buna bağlı olarak akımda değişmez. Fakat yarıiletken tarafında iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır.

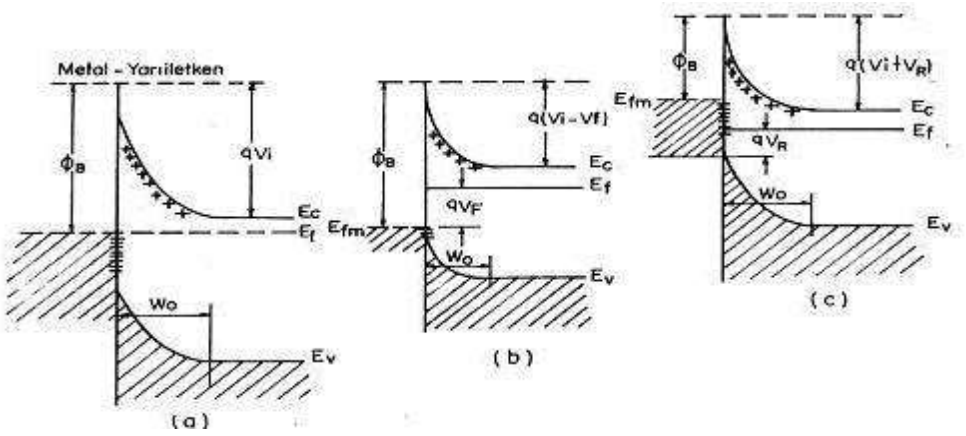
Bu durumda oluşan net akım

$$I = I_0 [\exp (eV/ kT) - 1] \quad (2.3)$$

şeklinde gösterilir.

Şekil 2.4.a'da termal denge durumunda doğrultucu kontağın enerji band diyagramı görülmektedir. Termal denge durumunda yarıiletkenden metale geçen elektronlar ile metalden yarıiletkene geçen elektronlar dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Ama uygulanan bir dış voltaj termal denge band diyagramını değiştirir bu değişim tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur.

Metal tarafı pozitif, yarıiletken tarafı negatif olacak şekilde uygulanan voltaj $V=V_F$ tüketim bölgesinin genişliği azalır. Şekil 2.4.b'de gösterildiği gibi bu bölgedeki voltaj, qV_i'den $q(V_i–V_F)$'ye alçaltır.Bu durumda yarı iletkendeki elektronlar daha düşük bir engelle karşılaşacaklar, bunun sonucunda da yarıiletkenden metale elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Yani metal tarafı pozitif yarıiletken tarafı negatif olduğu durumda doğru beslem durumda uygulanan potansiyelin yarıiletkenden metale doğru net bir akımı oluşur.



Şekil 2.4. Metal/*n*-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji Band diyagramı. (a) Termal denge durumu; (b) doğru beslem; ve (c) ters beslem (Sze, 1981).

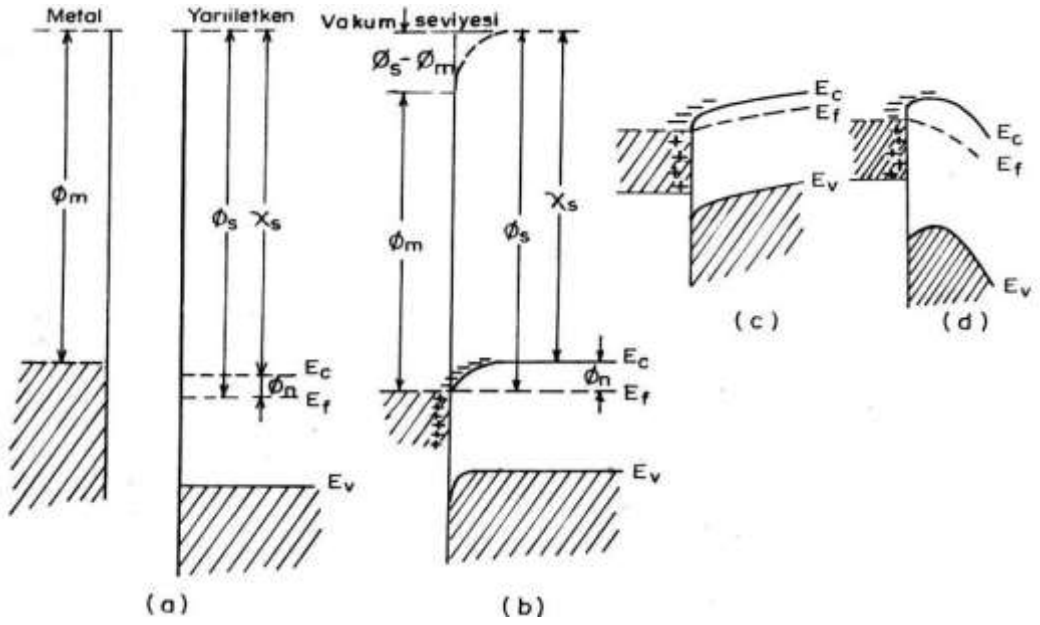
Metal tarafı negatif, yarıiletken tarafı pozitif olacak şekilde $V=V_R$ voltajı uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği artar. Şekil 2.4.c'de gösterildiği gibi bu bölgedeki voltaj, qV_i'den $q(V_i+V_R)$'ye artar. Bu durumda ise elektronlar daha yüksek

bir engelle karşılaşırlar. Bunun sonucu olarak da yarıiletkenden metale doğru elektron akımı termal denge değerine göre iyice azalacaktır ve herhangi bir akım geçişi gözlenmeyecektir (Balkanski ve Wallis, 2000).

2.1.2. n-tipi omik kontak

Metalin iş fonksiyonu (Φ_m) yarıiletekenin iş fonksiyonundan (Φ_S) küçük ise omik kontak oluşur. Kontak oluşmadan önce metal ve yarıiletkenin enerji band diyagramı Şekil 2.5.a ́da görüldüğü gibidir.

Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak oluşturulduktan sonra elektronlar metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olduğu için metalden yarıiletkene doğru geride pozitif bir yüzey yükü bırakarak akarlar. Bu durumda yarıiletkenin temas bölgesinde enerji bandı aşağıya bükülür sonuçta yarıiletkenin yüzey bölgesinde elektron yoğunluğu artar. Bu bölgedeki direnç azalır. Yani yarıiletkende ise negatif bir yüz meydana gelir (Neaman, 2003). Bu negatif yüz yarıiletkenin gövdesine göre elektron bakımından oldukça zengindir. Metalden ayrılan elektronlarda geride bir pozitif bir yüz meydana getirirler. Böylece kontak bölgesinde bir dipol tabaka oluşur. Termal dengeye ulaşıldığında yarıiletkenin Fermi seviyesi Şekil 2.5.b'de gösterildiği gibi Φ_S -Φ_m kadar yükselir. Metal tarafına +V gerilimi uygulandığında bir engel oluşmaz, elektronlar yarıiletkenden metale doğru kolayca geçebilirler. (ters beslem altında) Yarıiletken tarafına +V gerilimi uygulandığı zaman çok küçük bir engel oluşur ama bu engel elektronların metalden yarıiletkene doğru akmasına engel değildir. Yani hem ters beslem hem de doğru beslem durumlarında elektronlar kolaylıkla hareket ederler. Böylece her iki durumda da akım oluşur ve bu akım uygulana voltajın yönünden bağımsızdır. Bu durum Şekil 2.5.c ve 2.5.d de görülmektedir. Böyle doğrultucu olmayan kontaklara omik kontak denir (Henisch, 1984). Her iki yönde de akım geçirdikleri için omik kontaklara enjeksiyon kontaklarda denir.



Şekil 2.5. $\Phi_m < \Phi_S$ için metal/*n*-tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji band diyagramı. (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller; (b) termal dengede kontak; (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif beslemde (Sze, 1981).

2.1.3. p-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

Metal iş fonksiyonu , p-tipi yarıiletken malzemenin iş fonksiyonundan küçük ise $\Phi_m < \Phi_S$ ise bu kontak doğurucu kontaktır. Şekil 2.6'da, p-tipi bir yarıiletken için doğrultucu kontak enerji-band diyagramı gösterilmektedir. Metalin fermi seviyesi yarıiletkenin fermi seviyesinin üstündedir. (Şekil 2.6.a). Bu Fermi seviyeleri arasındaki fark $\Phi_S - \Phi_m$ kadardır. (Rhoderick, 1988) Metal- p tipi yarıiletken kontakta Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar yani denge hali oluşuncaya kadar metal yarıiletken arasındaki yük akışı meydana gelir. Ayrıca metal tarafındaki yüzey yükleri ile yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturmuş olduğu dipol tabakası bir potansiyel engel oluşturur. (Şekil 2.6.b).

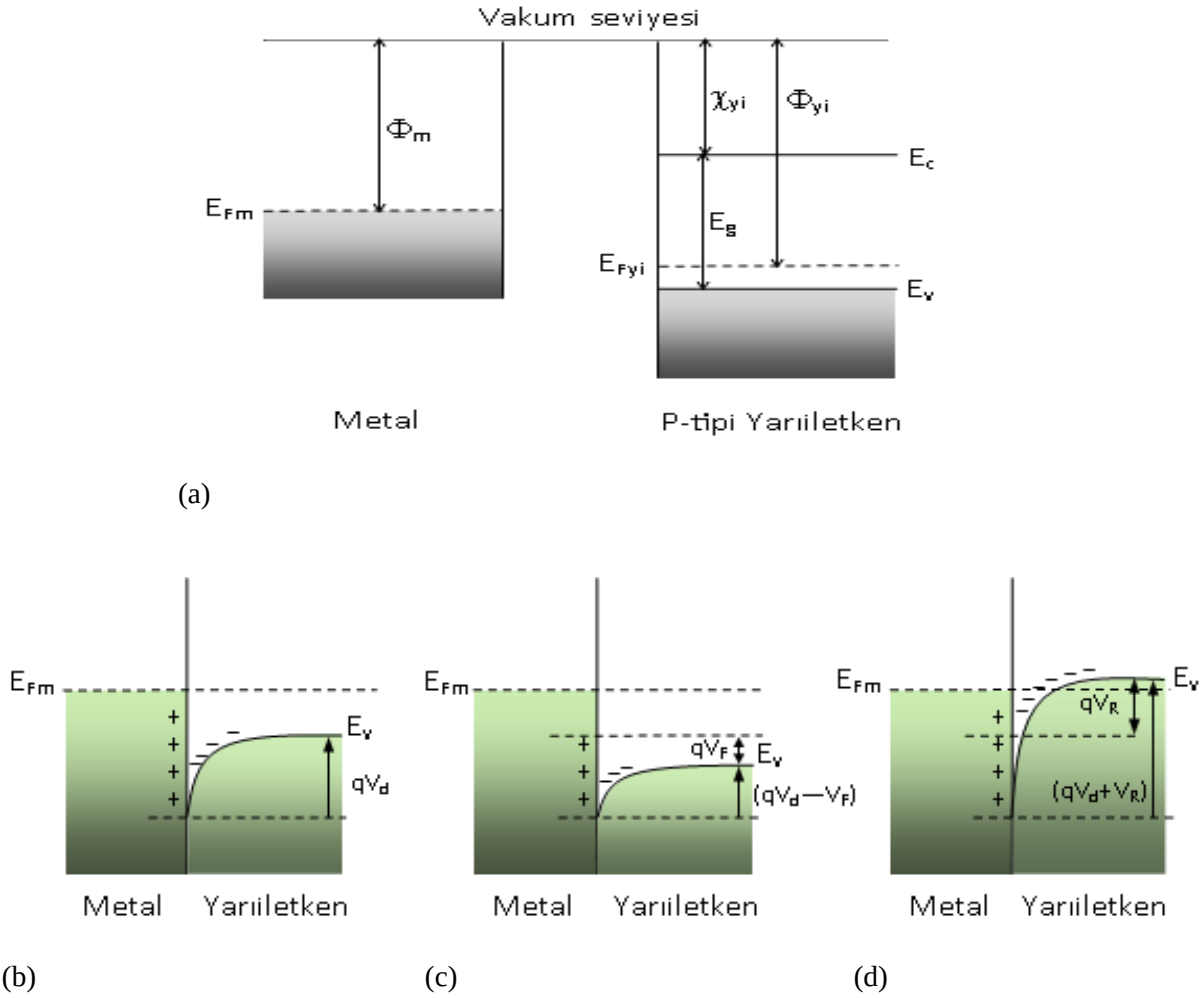
Potansiyel engelinin yarıiletken kısmındaki yüksekliği

$$eVd = \Phi_S - \Phi_m \qquad (2.4)$$

ile gösterilir.Burada Vd kontak potansiyel farkı veya eklemi oluşturan potansiyeldir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır (Neamen, 2003). Metal kısmındaki engel yüksekliği ise,

$$e\,\Phi_B = Es - \Phi_m \qquad (2.5)$$

şeklinde gösterilir. Termal uyarılmayla yarıiletken ve metaldeki bazı deşikler enerji kazandıklarında yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçebilirler. Yarıiletkene +V gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.6.c), yarıiletkenden metale oluşan deşik akımında *exp(eV/kT)* çarpanı kadar bir değişme olur. Metale +V gerilimi uygulandığı zaman ise metalden yarıiletkene olan deşik akımında bir değişiklik olmaz.



Şekil 2.6. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-band diyagramı. a)Kontaktan önce, b) dengede, c) düz beslem d) ters beslem altında

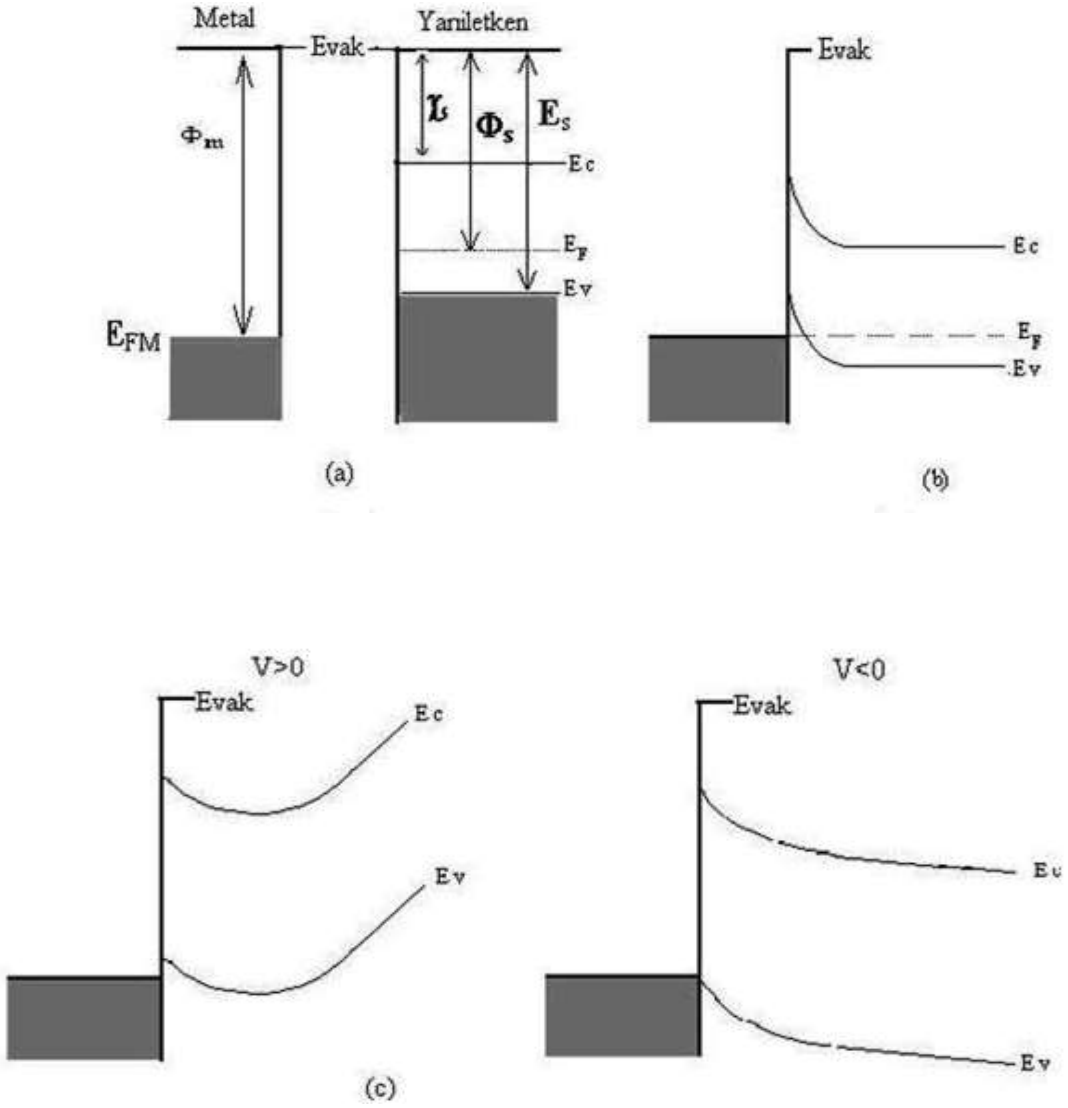
Bu değişimden dolayı yarıiletkendeki bütün enerji seviyeleri, eV kadar düşer ve yarıiletkenden metale geçen deşikler için potansiyel engel yüksekliği eV kadar azalır. Yarıiletkenden metale akan deşiklerden dolayı oluşan akım pozitif olarak alınırsa, metal yarıiletken kontak için akım,

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right) \qquad (2.6)$$

olur ve bu kontak doğrultucu bir kontaktır (Sze, 1981).

2.1.4. p-tipi yarıiletken omik kontaklar

Metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu ($\Phi_m > \Phi_S$) durumlarda oluşan kontak omik kontaktır. Yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden daha yukarıdadır. Fermi seviyeleri arasındaki fark $\Phi_m - \Phi_S$ dır. (Şekil 2.7.a) Omik kontakta uygulanan gerilimin yönünden bağımsız olup her iki yönde de akım geçebilir. Yarıiletken içindeki elektronlar, yarıiletkenden metale geçerken geride pozitif yükler bırakır. Metalin yüzeyi ise negatif yüz yüküne sebep olur. Doğrultucu kontakta elektronlar bir yönde hareket edebilirlerken ters yönde potansiyel engelden dolayı hareket edemezler. Ama omik kontakta elektronlar her iki yönde de kolaylıkla hareket edebilirler. Yarıiletkenden metale geçen elektronlardan dolayı yarıiletkendeki elektron sayısı azalır ve böylece yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi $\Phi_m - \Phi_S$ kadar aşağı düşer.(Şekil 2.7.b) Bu geçiş metaldeki elektron sayısı artarken yarıiletkende de deşik yoğunluğu artar. Şekil 2.7.c de ise ters ve doğru beslem altında enerji band diyagramını göstermektedir.



Şekil 2.7. Metal/p-tipi yarıiletken ohmik kontağın enerji-bant diyagramı. a) Kontaktan önce b) Kontaktan sonra ve termal dengede, c) V>0 olması durumunda (Sze, 1981).

Pratikte omik kontak elde edebilmek için p-tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Böylece yarıiletkenin yüzeyinde bir p+ tabakası oluşur. Bu tabaka yarıiletken gövdeye göre boşluk (hole) bakımından daha zengindir.

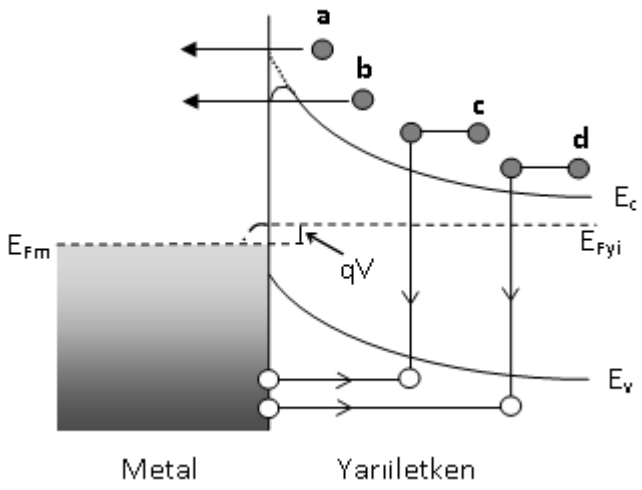
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletiminde çoğunluk taşıyıcılar etkilidir. Ancak p-n ekleminde ise azınlık taşıyıcılar etkilidir. Metal yarıiletken (MS) kontaklarda dış gerilim altında akım iletimi; seri direnç, arayüzey durumları, yarıiletken tipi, metal ile yarıiletken arasındaki arayüzey oksit tabakası, sıcaklık, gerilimin yönü gibi parametrelere bağlı olarak değişim gösterir. MS ve MIS yapılı kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları (Henisch, 1984; Ambica, 2005)

-Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
-Difüzyon Teorisi
-Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- Kuantum Mekaniksel Tünelleme Termiyonik Alan Emisyonu (TAE)
- Alan Emisyonu (AE), Çok katlı tünelleme
-Uzay yük bölgesinde yeniden birleşme
-Yüksüz bölgede yeniden birleşme
-Deşik enjeksiyonu

Şekil 2.8'de doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende termal iletim mekanizması gösterilmiştir. Burada, (a) potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (b) elektronların kuantum mekaniksel tünellemesi, (c) Uzay yük bölgesinde yeniden birleşme (yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu omik kontaklar için uygundur), (d) doğal bölgede deşik enjeksiyonunu ifade eder (Kutluca, 2007).

Metal -yarıiletken kontaklarda yüksek elektrik akımı kenar sızıntı akımına ya da metal-yarıiletken arasındaki arayüzey akımına sebep olur. Bu akımı azaltmak ya da ortadan kaldırmak için çeşitli devre elemanı yapıları kullanılmıştır.



Şekil 2.8. Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda doğru beslem altındaki akım iletim mekanizmaları (Sze, 1981).

2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Organik yarıiletkenlerle oluşturulan schottky diyotlar termiyonik emisyon teorisine uyan I-V karakteristiğine sahiptirler. Termiyonik emisyon teorisi: sıcak bir yüzeyden elektron veya deşik salınması olarak bilinir. Bu salınım metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda elektronlarla sağlanırken, metal/p-tipi yarıiletkenlerde deşikler tarafından sağlanır (Bengi ve ark, 2007; Ziel, 1968). Emisyon teorisinde metal-yarıiletken schottky diyotlarda taşıyıcılar termal enerjileri nedeniyle engeli aşarak metalden yarıiletkene ya da yarıiletkenden metale kolaylıkla hareket edebilirler. Bu engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu ise Jo olarak gösterilir.

Termiyonik emisyon teorisi bazı yaklaşımlardan türetilmiştir (Sze, 1981; Schroder, D. K., 2006). Bu yaklaşımlar:

- Φ_o engel yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür.
- Tüketim bölgesi içindeki taşıyıcı çarpışmaları ihmal edilir. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları schottky bölgesinin kalınlığından daha büyüktür.
- Hayali kuvvetin etkisi ihmal edilir.

Yukarıdaki kabullenmelerden dolayı engel durumunun şekli önemli değildir ve akım akışı sadece engel yüksekliğine bağlıdır.

Kontak yüzeyini x-yönüne dik olarak alırsak, kontak yüzeyine dik doğrultuda elektronların x yönündeki hız bileşeni υ_x olacaktır. Dolayısıyla yarıiletken gövdede hızları υx ile $\upsilon x + \Delta\upsilon x$ arasında olan elektronların yoğunluğu,

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} exp\left(-\frac{m_n^* v^2}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} d\upsilon_x \qquad (2.7)$$

ile ifade edilir. Burada N_d verici atomların yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. Yarıiletkene bir gerilim uygulandığı zaman elektronların yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu, hızları $\frac{1}{2}m_n^* v_x^2 > eV_d$ şartını sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımı;

$$j_{S\to M} = \int_{v_{ox}}^{\infty} ev_x\, dn_x = \int_{v_{ox}}^{\infty} eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{1/2} \upsilon_x exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x$$

$$= eN_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*}\right)^{1/2} exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) = eN_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*}\right)^{1/2} exp\left(-\frac{eV_d}{2kT}\right) \qquad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $v_x = \left(\frac{2eV_d}{m_n^*}\right)^{1/2}$ olup taşıyıcının, eV_d yüksekliğindeki potansiyel engelini aşması için sahip olması gereken minimum hızdır. Eğer iletkenlik bandının alt kenarı sıfır enerji seviyesi olarak referans alınırsa, verici katkı atomların birim hacimdeki yoğunluğu;

$$N_C = \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right) \qquad N_V = \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} exp\left(\frac{E_f}{kT}\right) \qquad (2.9)$$

eşitliği ile verilir (Shuer, 1990). Bu ifade, Denk. (2.5)'de yerine konulur ve gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$J_{S\to M} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_d + E_f}{kT}\right)\right) \quad (2.10)$$

ifadesi elde edilir. Metal tarafında yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre görülen potansiyel engel yüksekliği;

$$e\Phi_B = eV_d + E_f \quad (2.11)$$

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.12)$$

ifadesi elektronlar için etkin Richardson sabiti olmak üzere, yarıiletkenden metale olan akım yoğunluğu ifadesi için

$$J_{S\to M} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.13)$$

eşitliği elde edilir. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky kontağı doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından dolayı, akım yoğunluğu değeri *exp(eV/kT)* çarpanıyla orantılı olarak artar. Böylece yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu

$$J_{S\to M} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (2.14)$$

şekline dönüşür. Termal denge durumunda, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur. Dolayısıyla toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.15)$$

şeklinde olacaktır. Burada köşeli parantez önündeki tüm ifade sızıntı akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğudur. Yani,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.16)$$

şeklindedir. Burada Denk.(2.16)'de doyma akım yoğunluğu normalde, uygulanan gerilimden bağımsız olması beklenirken, hayali-kuvvet etkisinden dolayı uygulanan gerilime bağlı olarak kısmen değişim göstermektedir. Şekil 2.9'da görülen Schottky etkisi, uygulanan gerilim ve deşikler ile elektronlar arasındaki elektrostatik etkileşmeden dolayı engel yüksekliğinde, $e(\Delta\Phi_B)$ kadar bir alçalma olur. Bu engel alçalması ise,

$$e\,(\Delta\Phi_B) = \alpha_0(V_d + V)^{1/4} \quad (2.17)$$

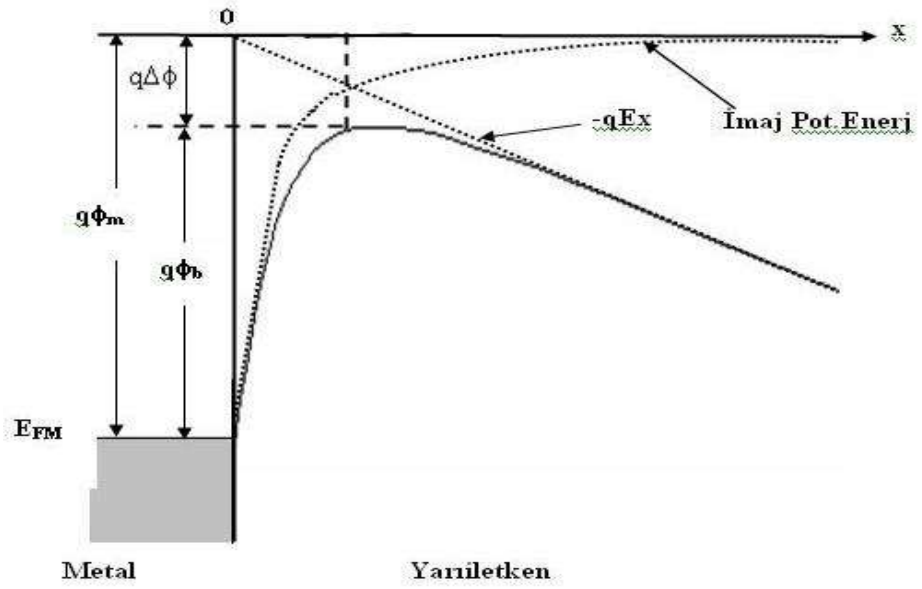
şeklinde yazılır. Dolayısıyla akım yoğunluğu ifadesinde $e\Phi_B$'nin yerine Φ_B-$\Delta\Phi_B$ yazılırsa,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\alpha_0 (V_d + V)^{1/4}\right) \quad (2.18)$$

eşitliği elde edilir. Görüldüğü gibi doyma akım yoğunluğu gerilime bağlıdır. Burada Φ_B sıfır beslemde ve Schottky etkisi olmadığı durumdaki engel yüksekliği, α_0 sabiti ifadesi ise,

$$\alpha_0 = \left\{\frac{e^4 N_d}{8(\varepsilon_s \varepsilon_0)^3 \pi^2}\right\}^{1/4} \quad (2.19)$$

olup buradaki Φ_s ve Φ_0 sırasıyla yarıiletkenin ve boşluğun dielektrik sabitleridir.



Şekil 2.9. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden dolayı potansiyel engel azalması (Sze, 1981).

2.3. Schottky Diyotların Engel Yüksekliklerindeki Homojensizliğinin Analizi

Schottky diyotlarda düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğindeki azalış,deplasyon bölgesinin kalınlığındaki değişim,arayüzeyin pürüzlü olması, arayüzey yüklerinin tek tip olmaması ve idealite faktörünün 1 den büyük olması gibi nedenlerden dolayı homojen olmayan bir engel yüksekliğinin olduğu düşünülmektedir.

2.3.1. Gaussian Analizi

Schottky kontaklarda C-V eğrilerinden elde edilen engel yüksekliği değeri, C-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği değerinden daha yüksektir. Bu davranış arayüzeyde engel yüksekliklerinin bir Gaussian dağılımına sahip olduğunu ve bu da arayüzeyde homojen bir dağılım olmadığını gösterir.(Bandyopadhyay vd., 1999). Bu yüzden farklı sıcaklıklarda farklı engel yükseklikleri elde edilir. Gaussian dağılımına göre engel yüksekliğini;

$$\Phi ap = \bar{\Phi} bo - \frac{q\sigma^2}{2kT} \quad (2.20)$$

Denkleminde hesaplamak gerekir. $\bar{\Phi}$bo ortalama engel yüksekliği, σ engel yüksekliğindeki standart sapmadır. Ayrıca doyma akımını veren ifade

$$\ln\left(\frac{Io}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \left(\frac{q\Phi b}{kT}\right) \quad (2.21)$$

şeklinde yazılıp,

$\ln\ (Io/T^2) - 1/T$ grafiği çizildiğinde y eksenini kesen nokta değilse bu grafik yardımıyla bulunan A* gerçek değerinden çok küçük bir değerde çıkmaktadır. Bu yüzden Denk (2.21) ;

$$\ln(Io/T^2) - \frac{1}{2}(q\sigma/kT)^2 = ln(AA^*) - (q\ \bar{\Phi} bo/2kT) \quad (2.22)$$

şeklinde Gaussian modifiye edilerek yeniden yazılır.

2.4. Organik Yarıiletkenler

Organik yarıiletken son zamanlarda avantajlarından dolayı organik yarıiletken aygıt yapımında yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu aygıtlar işlevlerine göre 3 kısıma ayrılmaktadır:organik ince film transistörler (OTFT), organik ışık yayan diyot (OLED) ve organik güneş pilleridir.

2.4.1. Organik yarıiletkenlerin temel özellikleri ve organik yarıiletken aygıtlar

OLED′ ler iki metal arasına bir ya da daha fazla organik yarıiletken tabaka konulmasıyla hazırlanır. OLED ' ler elektrik akımı uygulandığı zaman ince bir film tabakası halinde ışık üretebilen organik moleküller kullanılarak üretilmiştir. OLED bir katot bir anot olmak üzere bir organik tabakadan oluşmaktadır. OLED'ler daha parlak, daha canlı görüntü sağlarken, LED ve LCD görüntü panellerinden daha az enerji tüketir. OLED de katı bir yarıiletken cihazdır. 100 ile 500 nanometre (Nanometre: Metrenin

milyarda biri.) kalınlığında ya da yaklaşık olarak insan saçından 200 kat daha incedir. OLED'lerin iki ya da üç organik katmanı vardır, üç katmanlı tasarımda, sonuncu katman, katottan ışık yayan tabakaya elektronların taşınmasına aracılık eder.

Son on yıl içersinde organik yarı iletkenlerin kullanıldığı ince film transistörlerinin (TFT) geliştirilmesi üzerinde çok önemli çalışmalar yapılmıştır. Organik transistör, aktif malzeme olarak silikondan ziyade moleküllerin kullanıldığı transistördür. Bu aktif malzemeler çeşitli moleküllerden oluşabilir. Farklı araştırma grupları organik TFT kullanarak entegre devre, aktif matrix ekran ve gaz sensörü yapılmıştır. Organik TFT malzemeler, amorf silikon teknolojisinin gereksinimlerinden daha düşük sıcaklıklarda üretilebildiği ve esneklik özelliğine sahip olmasından dolayı kullanılır. Minimal büyüklük ve ağırlıktaki, yüksek çözünürlüklü, keskinlik, sivrilik ve parlaklık için özellikle dizüstü bilgisayarlar için ideal olan, çok ince, parlak, renkli ekrandır. Sadece dizüstü bilgisayarlarda değil, cep telefonlarında, kameralarda da kullanılmaktadır.

Organik TFT'nin avantajları;

*Plastik madde ile uyumlu olması,

*Düşük sıcaklıklarda üretilebilmesi,

*Maliyeti düşük olan spin-coating, printing, evaporation gibi yöntemler kullanılmasıdır.

Organik güneş pilleri ise, karbon bazlı polimerlerden ve küçük moleküllerden oluşurlar. Hücre üzerine gelen güneş enerjisini organik tabaka tarafından emerek, elektrik enerjisine dönüştürürler. İnorganik güneş hücrelerinden farklı olarak geniş yüzeylere kaplanabilmesi, düşük maliyetli olması ve kolay üretilebilmesinin yanı sıra organik kimyasındaki gelişmelere paralel olarak daha farklı özellikler kazandırılabilinir olması bu teknolojinin avantajlarındandır. Organik polimer tabaka, güneşten gelen ışığı absorbe edip elektron ve hol(boşluk) çiftleri oluşur. Yükler ayrıştıktan sonra elektronlar katota, holler ise anota doğru yol alırlar. Bu şekilde akım ve voltaj üretilir.

Organik elektronik malzemelerin avantajları olduğu kadar dezavantajları da vardır. Bu malzemelerin yapısındaki Van Der Waals kuvvetlerinin etkisiyle organik yarıiletken malzemelerin erime noktası ve cam geçiş sıcaklığını (Tg) düşürür.

Tg sıcaklığı 100˚C' den düşük olduğu için organik yarıiletkenlerin ince filmleri ısıya dayanıklı değildir.

Çizelge 2.1'de bazı organik ve inorganik yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları, erime noktası ve mobiliteleri verilmiştir. Çizelgeden anlaşılacağı gibi organik yarıiletkenlerin taşıyıcı mobiliteleri inorganiklere göre çok daha küçüktür.

Çizelge 2.1. Bazı inorganik ve organik malzemelerin band aralığı, erime noktası ve mobiliteleri

	Malzeme	**Band Aralığı (eV)**	**Erime Noktası ˚C**	**Mobilite (cm^2/Vs) Deşik**	**Mobilite (cm^2/Vs) Elektron**
İnorganik Yarıiletkenler	Si	1.11	1685	500	1900
	GaAs	1.35	1510	400	8800
	GaP	2.24	1750	150	300
	Ge	0.67	1231	1820	3800
Organik Yarıiletkenler	TPD	3.2	176	10^{-3}	10^{-7}
	α-NPB	3.0	280	10^{-4}	10^{-4}
	m-MTDATA	3.2	205	10^{-5}	-
	Alq_3	2.7	>300	$10^{-8} - 10^{-9}$	10^{-6}

2.4.2. Organik Yarıiletkenlerde Akım İletim Mekanizması

Organik yarıiletkenlerde band ve hopping olmak üzere iki tane taşıyıcı yük geçiş mekanizması vardır. Band geçişi genelde yüksek saflıkta, çok yüksek sıcaklıkta olmayan organik kristallerde gözlenir. Organik yarıiletkenlerde inorganik yarıiletkenlere göre band genişliği oldukça küçüktür. Bunun sebebi organik yarıiletkenlerde elektronik lokal bozulmaların zayıf olmasıdır. Ayrıca sıcaklık azaldıkça band geçiş karakteristik özelliği daha güçlü bir davranış izler (Brütting, 2005). Diğer bir taşıyıcı yük geçiş meknizması olan hopping meknizması Landau tarafından önerilmiştir. Zincirler arası yük transferi ve bir molekülden diğerine yük taşıyıcılarının hareketi hopping ile açıklanmaktadır. Hopping kuramında polimerlerin iletkenliğini

belirleyen bir kriter olan yüklerin zincirler arasındaki hareketi göz önünde bulundurulur. Indirgenme ve yükseltgenme ile polimer zinciri üzerinde meydana gelen iyonik halde yüklerin bir molekülden diğerine geçişini bu mekanizma açıklamaktadır. Hopping mekanizması bir diğer zincirdeki nötral solitondan bir elektronun alınmasını gerektirmektedir. Ayrıca Hopping hareketi, adyabatik olmayan elektron transfer reaksiyonu olarak bilinir (So, 2010).

Organik yarıiletkenlerdeki taşıyıcı yoğunluğunu arttırmak için

Elektrokimyasal katkılama

Kontaklardan taşıyıcı enjektesi

Taşıyıcıların fotonlarla oluşturulması

Alan etki katkılama

gibi işlemler yapılabilir (Brütting, 2005).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölüm Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotlarının yapımı için izlenen yol, kullanılacak malzemeler, temizleme yöntemler, numunelerin hazırlanması ve ölçüm yöntemlerini içerir. Ayrıca hazırlanan numunelerin I-V ve C-V ölçümlerinin değerlendirilmesini de içerir. Hazırlanan Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için elektriksel özellikleri I-V ve C-V karakteristiklerinden hesaplanıp incelenmesinden bahsedilir.

3.2. GaAs Kristalinin Temizlenmesi

Diyot hazırlamak titizlik gerektiren bir iştir. Bu tez çalışmasında (100) düzleminde kesilmiş 1,5 cm x 1,5 cm boyutlarında , 500 μm kalınlığında, 20 Ω-cm özdirençli ve Tellür (Te) katkılı n- tipi tek kristal GaAs yarıiletken kullanılmıştır.

Daha sağlıklı sonuçlar alabilmek için numunenin organik ve kimyasal kirlerden arındırılmış olması gerekir.Yarıiletken yüzeyinin parlatılma işlemi fabrikada üretim işlemi esnasında yapıldığından dolayı ayrıca mekanik temizleme işlemi yapılmayıp sadece kimyasal temizleme yapılmıştır. Kimyasal temizleme esnasında aşağıdaki işlemler sırasıyla uygulanmıştır. Temizleme işlemi Radio Corporation of America (RCA) yöntemine göre yapılmıştır.

.

3.1.1. Numuıne yüzeyinin kimyasal olarak temizleme adımları

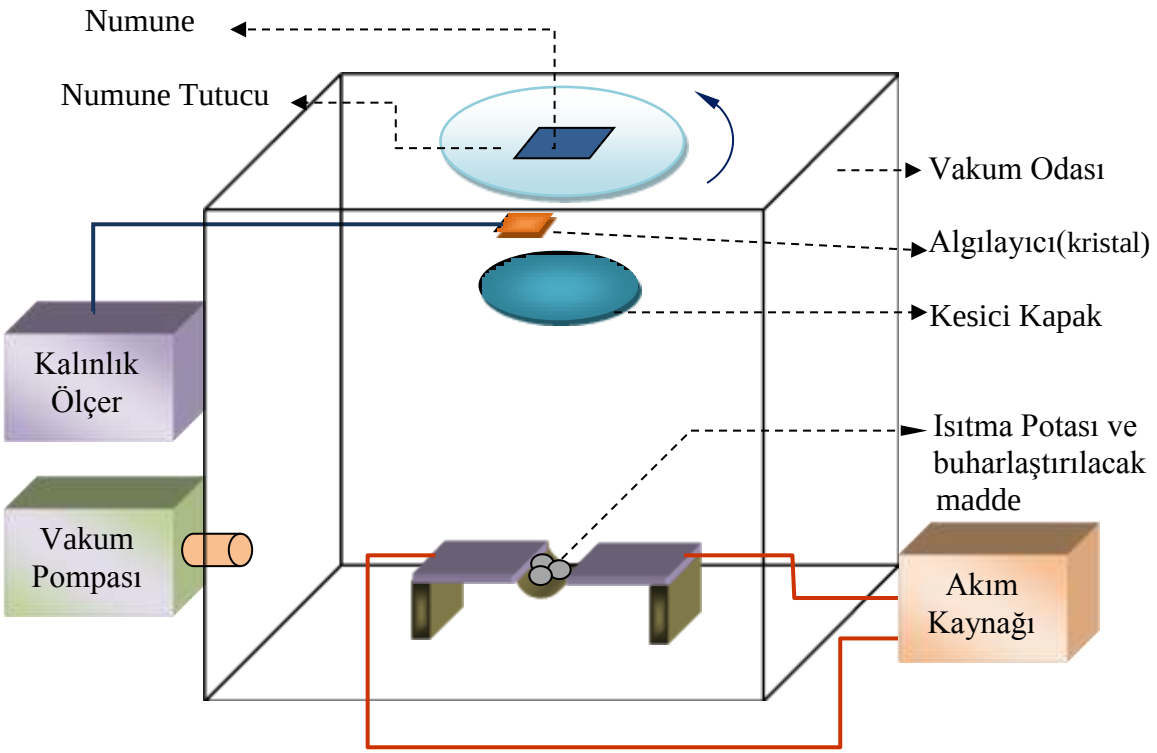
1. GaAs kristali yağdan ve diğer kirlerden arındırmak için Trikloretilen (C_2HCl_3) ile 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi
2. Aseton (CH_3COCH_3) ile 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
3. Propanol ($CH_3CH(OH)CH_3$) ile 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
4. 20 hacim sülfirikasit (H_2SO_4) ve 20 hacim hidrojen peroksit (H_2O_2) karışımında 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi.

5. Amonyak (NH_3), hidrojen peroksit ($NH_3 + H_2O_2$) ve deiyonize su karışımında 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi.
6. 15 hacim deiyonize su ve 1 hacim %38-40'lık hidroflorik asit (HF) karışımında 2 dakika yıkama yapıldı.
7. 2 hacim Nitrik asit (HNO_3), 1 hacim %38-40'lık HF ve 1 hacim Asetik asit (CH_3COOH) karışımında 4 dakika tutularak kristal yüzeyi parlatıldı.
8. 15 hacim deiyonize su ve 1 hacim %38-40'lık HF karışımında 2 dakika yıkama gerçekleştirildi.
9. Numuneler Azot gazı (N_2) ile kurulandı.

   Ayrıca, kristal her temizleme aşamasında 18 MΩ'luk deiyonize su ile durulandı.

3.2. Omik Kontağın Oluşturulması

1,5 cm x 1,5 cm boyutlara sahip n tipi GaAs kristalinin mat olan tarafının bütün yüzeyine %99,99 saflığındaki indiyum (In) metali $5x10^{-6}$ Torr basınçta termal buharlaştırma yöntemi ile 1500 Å kalınlığında büyütülmüştür. Daha sonra düşük özdirençli omik kontak elde etmek için vakumda 400˚C sıcaklığında yaklaşık 2 dakika ısısal işleme tabi tutulmuştur. Metal/Yarıiletken (MY) omik kontağın oluşturulmasında Selçuk Üniversitesi Fizik Bölümü İnce Film Laboratuarında bulunan ince film ünitesi (Nanovak NVTS21) kullanılmıştır. Bu ince film ünitesinin blok diyagramı Şekil 3.1'de, fotoğrafı ise Şekil 3.2'de verilmektedir.



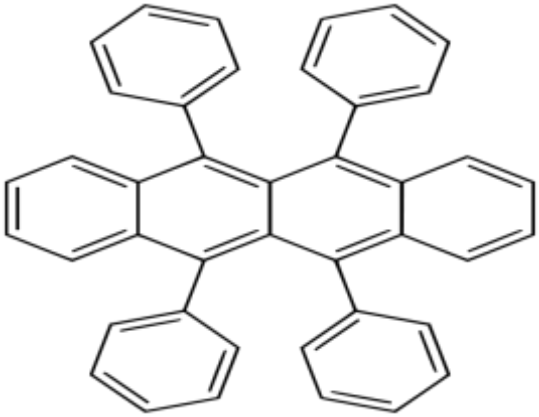
Şekil 3.1. Termal buharlaştırma sisteminin blok diyagramı.Omik ve Schottky (doğrultucu) kontak hazırlarken kullanılmıştır



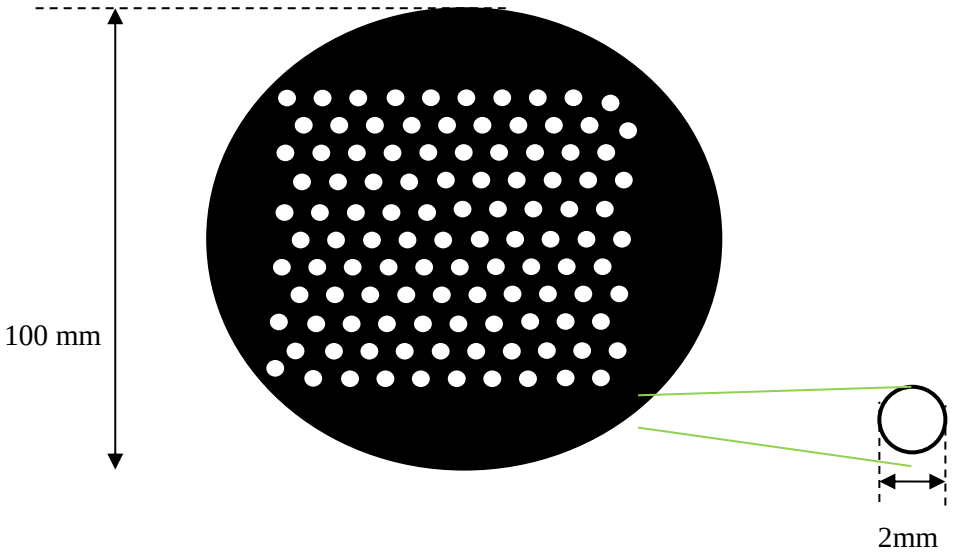
Şekil 3.2. Termal buharlaştırma sisteminin fotoğrafı

3.3. Rubrene Organik Filmin Büyütülmesi ve Schottky (Doğrultucu) Kontağın Hazırlanması

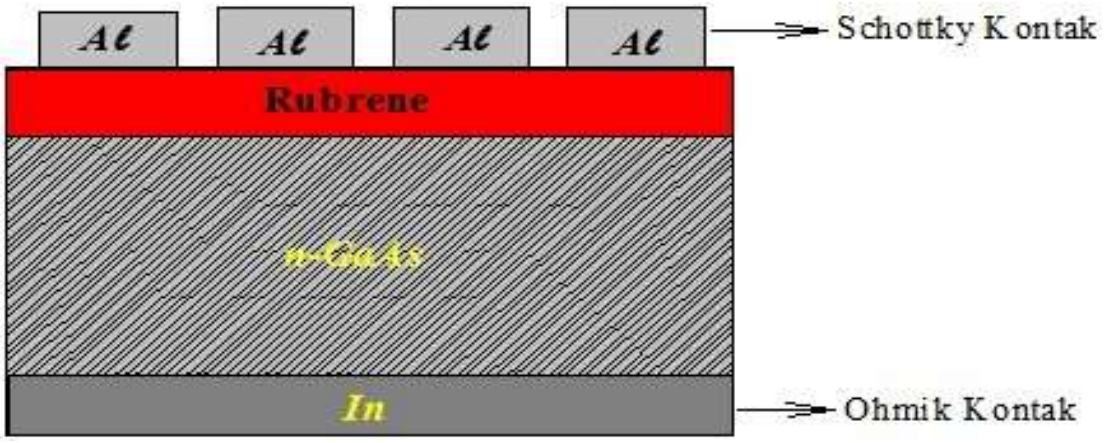
Rubrene, Aldrich firmasından toz olarak satın alınmıştır. Rubrene'nin moleküler yapısı Şekil 3.3'de görülmektedir. Rubrene tozu toluene'de çözdürülerek solüsyon hazırlanmıştır. Solüsyon hazırlama ve rubrene ince film büyütme işlemleri Selçuk Üniversitesi İleri Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezinde bulunan MBraun marka temiz odasında (glovebox) gerçekleştirilmiştir. Bu oda 1.5-2.5 mbar basınçta argon (Ar) gazında muhafaza edilmiştir. 1,5 cm x 1,5 cm boyutlara sahip n tipi GaAs kristalinin parlak olan tarafının üzerine, Laurell marka spin kaplama cihazı kullanılarak spin (döndürme) kaplama yöntemi ile organik rubrene filmi büyütülmüştür. Rubrene film 60 saniyede 1200 rpm döndürme hızında büyütülmüştür. Bu aşamadan sonra rubrene/n-GaAs/In yapısı hazırlanmış oldu. Schottky (doğrultucu) kontakları oluşturmak için bir maske kullanılarak $5x10^{-6}$ Torr basınçta termal buharlaştırma metodu ile %99,999 saflıktaki alüminyum (Al) metali ile kaplanmıştır. Burada kullanılan maske, Şekil 3.4'te görüldüğü gibi 2 mm çaplı deliklerden oluşmuştur. Doğrultucu kontak oluşturmak için basınç istenilen seviyeye geldiğinde içerisinde Al bulunan molibdenyum (Mo) potadan akım geçirilmeye başlanır. Akım geçen pota ısınmaya başlar ve üzerindeki alüminyumu (Al) ısıtır. Sistemde ki molibdenyum telden akım geçerken tel yüksek sıcaklık değerlerine ulaşır ve Al'nin sıcaklık erime noktasına (660˚C) gelindiğinde Al erir ve vakumun etkisiyle katı açıyla kaplanır. Eriyen Al, rubrene filmin yüzeyine yapışarak ince film tabakasını oluşturur. Sonuç olarak, 1500 Å kalınlığında Al büyütülmüş ve Schottky (doğrultucu) kontak işlemi tamamlanmış olmaktadır. Böylece Al/rubrene/n-GaAs/In Schottky diyotu oluşturulmuştur. Schottky diyotun kesit diyagramı Şekil 3.5' de gösterilmiştir.



Şekil 3.3. Rubrene'nin molekül yapısı.



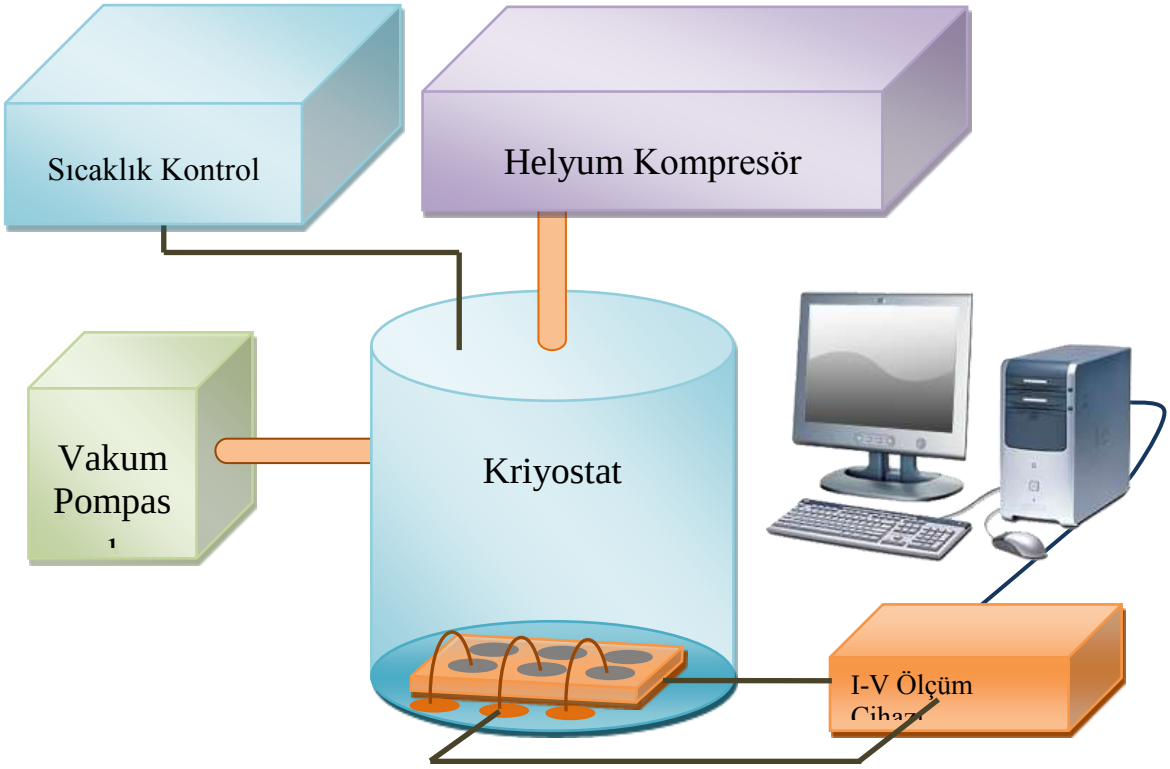
Şekil 3.4. Schottky kontak hazırlanırken kullanılan maske



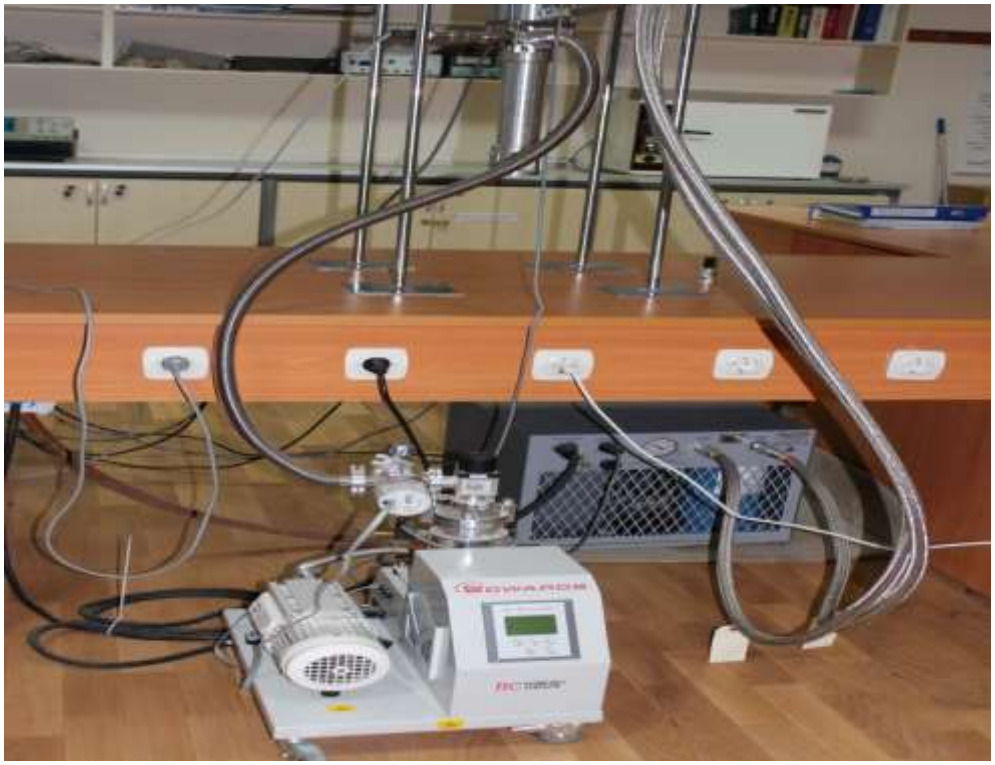
Şekil 3.5. Al/rubrene/n-GaAs/In Schottky diyodun şematik gösterimi.

3.4. Deneylerde Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Selçuk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde bulunan İnce Film Karakterizasyon Laboratuarında, bu tez çalışması için hazırlamış olduğumuz Al/rubrene/n-GaAs/In Schottky diyotun elektriksel karakterizasyon ölçümleri alınmıştır. Akım-gerilim (I-V) ölçümlerinde Keithley 2410 programlanabilir sabit akım kaynağı kullanılmıştır. Kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G-V) ölçümlerinde ise Hewlett Packard 4192 LF Empedans Analizörü (5 Hz –13MHz) kullanılmıştır. Tüm bu ölçümler laboratuardaki bilgisayarda yüklü olan Labview programı yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Farklı sıcaklık bölgelerindeki ölçümler için ARS Kapalı devre Kriyostat (Model: DE202 AI) kullanılmıştır. Sıcaklık denetimi Lake Shore 331 sıcaklık kontrol sistemi kullanılarak sağlanmıştır. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri ve kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenekler sırasıyla Şekil 3.6, Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'de gösterilmiştir.



Şekil 3.6. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri için kullanılan deneysel düzeneğin blok diyagramı.



Şekil 3.7. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri için kullanılan düzeneğin fotoğrafı



Şekil 3.8. Kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G-V) ölçümleri için kullanılan empedans analizörünün fotoğrafı.

4. ÖLÇÜM SONUÇLARI VE TARTIŞMA

Bu bölümde, tez için hazırlanan Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotlarının 100 K ile 300 K aralığında 50 K artışla akım-gerilim (I-V) karakteristikleri ile oda sıcaklığında 1 MHz frekans değerinde kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (G-V) karakteristikleri ölçülmüştür. Bu ölçümler sonucunda diyodun karakteristik parametreleri belirlenecek ve değişimler yorumlanacaktır.

4.1. Sıcaklığa Bağlı Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotların karakteristik parametrelerini hesaplamak ve iletim mekanizmalarını açıklamak için sıcaklığa bağlı ters ve doğru beslemde akım-gerilim (*I-V*) ölçümlerinin alınması gerekmektedir (Rhoderick ve Williams, 1988). Termo-iyonik emisyon teorisine (TE) (Rhoderick ve Williams, 1988) göre ölçülen doğru beslem akım-gerilim (*I-V*) karakteristikleri analiz edildi. TE teoriye göre akım (*I*),

$$I = I_0\left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)-1\right] \tag{4.1}$$

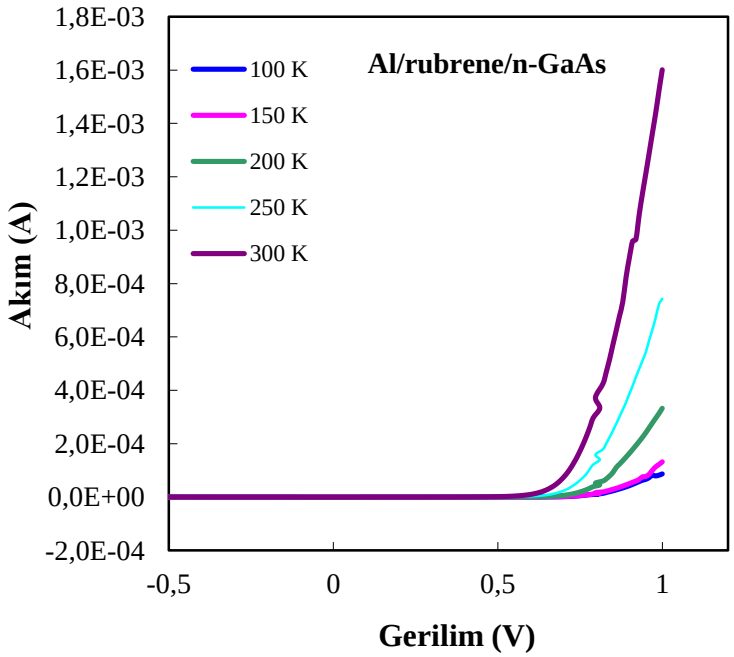
şeklinde ifade edilir. Burada n diyot ideallik faktörü, V uygulanan doğru beslem gerilimi, q elektronun yükü, k Boltzmann sabiti ve T ise Kelvin cinsinden sıcaklıktır. I_0 doyma akımı olup yarı-logaritmik $\ln I - V$ grafiğinde, eğrinin lineer kısmının sıfır gerilimde ($V = 0$) akım eksenine fit edilerek bulunur ve

$$I_0 = AA^*T^2\exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \tag{4.2}$$

eşitliği ifade edilir. Burada A diyodun alanı, A^* n-tipi GaAs için etkin Richardson sabiti (A^* = 8.16 $Acm^{-2}K^{-2}$) (Şimşir ve ark., 2012) ve Φ_{B0} sıfır beslemdeki Schottky engel yüksekliğidir. Şekil 4.1 Al/rubrene/n-GaAs Schottky engel diyodun 100 K ile 300 K sıcaklık arasında 50 K aralıkla alınan akım-gerilim ($I - V$) eğrilerini gösterir.

Şekilden ters beslemden 0.5 Volt'a kadar bir değişim olmadığı görülmektedir. 0.5 Volt'tan sonra doğru beslem kısmından, akımın artan sıcaklıkla üstel olarak arttığı görülmektedir. Bu değişimden Al/rubrene/n-GaAs diyodun çok iyi doğrultma özelliği gösterdiği anlaşılmaktadır. Şekilden ayrıca, düşük sıcaklıklarda bu akım artışının daha az, oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda ise artışın daha dik olduğu görülmektedir. Buna benzer değişim Ag/PDI/n-GaAs Schottky diyotları içinde gözlenmiştir (Boy, 2013).

Şekil 4.2, Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyot için 100-300 K sıcaklık aralığındaki yarı-logaritmik ters ve doğru beslem ln *I-V* karakteristiklerini gösterir.



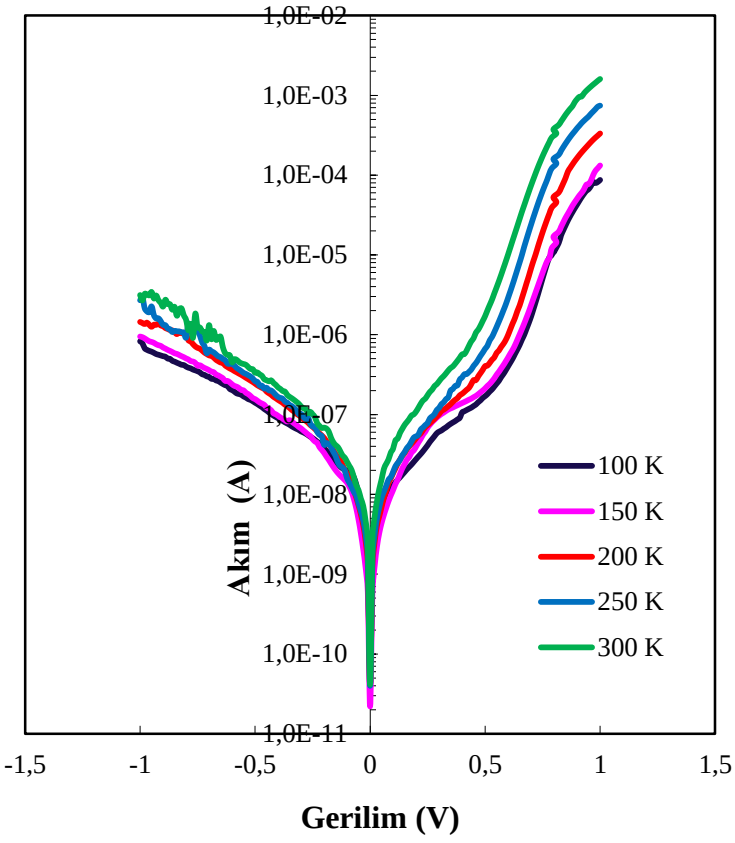
Şekil 4.1. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun farklı sıcaklıklardaki ters ve doğru belsem $I-V$ grafikleri.

Şekil 4.2'de görüldüğü gibi yarı logaritmik ters ve doğru beslem ln *I-V* eğrileri geniş bir bölgede lineerdir. Hesaplamalarda 0.5 V ile 0.8 V arasındaki gerilim bölgesi dikkate alınmıştır.

İdeallik faktörünün değeri, yarı-logaritmik akım-gerilim eğrisinin 0.5 V'tan üst bölgede, Denk. 4.1 yardımıyla Şekil 4.2'nin lineer kısmının eğiminden $(dV/d\ln(I))$ 100-300 K aralığındaki sıcaklıklar için,

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

denkleminden hesaplanmıştır. İdeallik faktörü (n), doğru beslemde akım-gerilim karakteristikleri kullanılarak hesaplanan ve diyodun ideallikten sapma miktarını gösteren boyutsuz bir parametredir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun ideallik faktörünün (n) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 6.051 ve 1.918 olarak hesaplanmıştır. İdeallik faktörünün hesaplanan bütün değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.



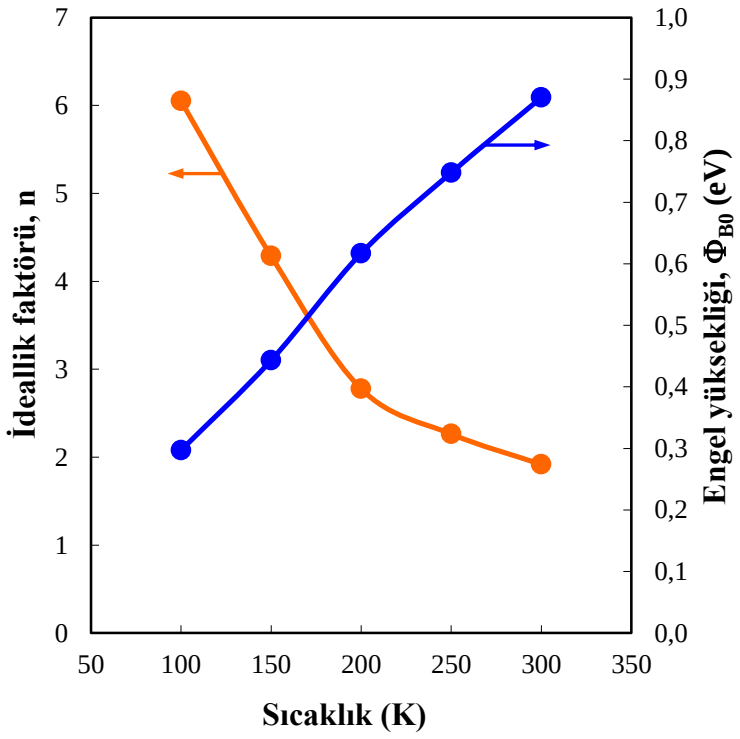
Şekil 4.2. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun farklı sıcaklıklarda ters ve doğru belsem $\ln I - V$ grafikleri.

İlk önce deneysel doyma akım (I_0) değerleri hesaplanmış ve Çizelge 4.1'de sunulmuştur. Daha sonra Schottky engel yüksekliği (Φ_{B0}) değerleri; ln *I*-*V* grafiğinde (Şekil 4.2), her sıcaklık için hesaplanan doyma akım (I_0) değerleri ve diyodun alanı

($0.0314\ cm^2$) kullanılarak

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \tag{4.4}$$

ifadesiyle belirlenmiştir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun deneysel engel yüksekliği (Φ_{B0}) değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 0.297 eV ve 0.870 eV olarak hesaplanmıştır. Engel yüksekliğinin hesaplanan bütün değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. Şekil 4.3 Al/rubrene/n-GaAs Schottky engel diyodun ideallik faktörü (n) ve engel yüksekliğinin (Φ_{B0}) 100 K ile 300 K aralığında sıcaklık ile değişimini gösterir.



Şekil 4.3. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun ideallik faktörü (n) ve engel yüksekliğinin (Φ_{B0}) sıcaklıkla değişimi.

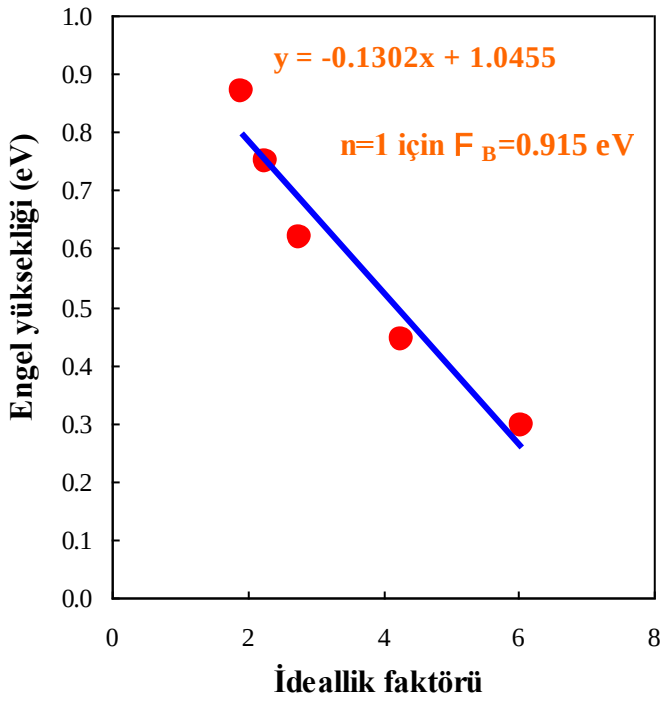
İdeallik faktörünün değerinin ideal durumda n = 1 olması beklenir. Pratik olarak n'nin 1 olması birçok sebepten dolayı mümkün olmamaktadır (Boy, 2013). Çünkü uygulanan gerilimle engel yüksekliği değişmektedir. Bu değişim, yalıtkan tabaka

üzerinde potansiyel düşmesine, bunun sonucu olarak akım-gerilim karakteristiğinin değişimine ve ideallik faktörünün 1'den büyük çıkmasına sebep olur (Boy, 2013). İdeallik faktörünün 1'den farklı olması, organik film ile yarıiletken arasındaki arayüzey durumları, organik film kalınlığındaki homojensizlikler ve arayüzey yüklerinin düzgün olmayan dağılımları ile açıklanabilir (Güllü ve ark., 2010). Ayrıca üretim-yeniden birleşme süreçleri ve görüntü yük düşmesi de *n*'nin 1'den büyük çıkmasını açıklayan sebepler arasında yer almaktadır (Tung ve ark., 1992; Card ve ark., 1971; Crowell ve ark., 1966). Organik-inorganik arayüzeyin keskin aktif olmayan yapıda oluşmasına rağmen, metal ile yarıiletken arasındaki organik tabakanın arayüzey durumlarında önemli bir modifikasyona sebep olduğu görülmektedir (Tuğluoğlu ve Karadeniz, 2012). Bu yüzden engel yüksekliğindeki değişim, organik tabaka pasivasyonu yoluyla arayüzey dipolü ile açıklanabilir (Boy, 2013).

Literatür incelendiğinde organik yarıiletken/inorganik yarıiletken kontaklara ait hesaplanan karakteristik parametrelere rastlamak mümkündür. Örnek vermek gerekirse; Ag/PDI/n-GaAs diyodu üzerine yapılan bir tez çalışmasında oda sıcaklığında engel yüksekliği 0,704 eV ve ideallik faktörü 2,96 olarak belirlenmiştir (Boy, 2013). Başka bir çalışmada, Au/PMI/n-Si Schottky kontağın sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyonu yapılmış, yapılan hesaplamalarda oda sıcaklığında engel yüksekliği ve ideallik faktörü sırasıyla 0,675 eV ve 5,08 olarak bulunmuştur (Yüksel ve ark., 2011). Diğer bir Al/rubrene/p-Si Schottky diyot çalışmasında 75-300 K sıcaklık aralığında elektriksel karakterizasyonu yapılmış 75 K için ideallik faktörü 5.311 ve engel yüksekliği 0,222 eV ve 300 K için ise ideallik faktörü 1.333 ve engel yüksekliği 0,774 eV olarak hesaplanmıştır (Barış ve ark., 2013). Vural ve arkadaşları (Vural ve ark., 2010) Al/Rhodamine-101/n-GaAs Schottky diyotun 80-350 K sıcaklık aralığında elektriksel karakterizasyonu rapor etmiş ve 80 K için ideallik faktörü 6.35 ve engel yüksekliği 0,23 eV ve 350 K için ise ideallik faktörü 2.48 ve engel yüksekliği 0,75 eV olarak hesaplamışlardır.

Şekil 4.3 ve Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi hesaplanan ideallik faktörü (n) değerleri artan sıcaklıkla azalmakta fakat engel yüksekliği(Φ_{B0}) değerleri artmaktadır. Bu sonuç, engel yüksekliği ve ideallik faktörü arasındaki doğrusal ilişkiden dolayı engel

yüksekliği ve arayüzey homojensizliğine atfedilir. Schmitsdorf ve arkadaşları (Schmitsdorf ve ark., 1995) ve Mönch (Mönch, 1999), Tung ve arkadaşlarının (Tung, 1999; Tung ve ark., 1992) teorik yaklaşımını kullandılar ve deneysel sıfır beslem Schottky engel yükseklikleri ve ideallik faktörleri arasındaki doğrusal ilişkiyi buldular. Şekil 4.4, 100-300 K sıcaklık aralığında Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için engel yüksekliği-ideallik faktörü $(\Phi_{B0} - n)$ grafiğini gösterir. Grafikten deneysel verilere fit yapılarak, Φ_{B0} ile n arasındaki doğrusallık görülmektedir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $n = 1$ için homojen engel yüksekliği 0.915 eV olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.4. 100-300 K sıcaklık aralığında Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için engel yüksekliği-idealite faktörü $(\Phi_{B0} - n)$ grafiği

4.2. Cheung-Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Akım-Gerilim Karakteristikleri

Düşük gerilim bölgesinde yeniden birleşme süreçlerinin katkısı, yüksek gerilim bölgesinde ise seri direncin büyük olması halinde, diyodun üzerine düşmesi gereken gerilimin çoğunluğu seri direnç üzerine düşeceğinden lineerlik bozulur. Cheung ve Cheung (Cheung and Cheung, 1986) tarafından sunulan bir modelde Schottky diyodların akım-gerilim eğrileri yardımıyla karakteristik diyot parametrelerinin hesaplamasında seri direnç (R_s) katkısı da göz önüne alınarak akım ifadesi,

$$I = \left[AA^{*}T^{2} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \right] \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \tag{4.5}$$

denklemiyle ifade edilmiştir. Bu ifadenin her iki tarafın ln'ini alıp, $dV/d\ln(I)$ ifadesini çekecek olursak

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \tag{4.6}$$

sonucu elde edilir. Benzer şekilde Denk. (4.5)'in ln'ini alıp bazı düzeltmeler yapılırsa,

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln\left(\frac{I}{AA^{*}T^{2}} \right) = n\Phi_B + IR_s \tag{4.7}$$

ifadesi elde edilir. Burada Denk (4.6) ifadesine göre $dV/d\ln(I) - I$ grafiğinin koordinat eksenini kesim noktasından ideallik faktörü (n) ve lineer bölgenin eğiminden diyodun seri direnci (R_s) hesaplanabilir. Şekil 4.5 (a) ve (b)'de Al/rubrene/n-GaAs Schottky engel diyodu için 100-300 K sıcaklık aralığında hesaplanan $dV/d\ln(I)$ eğrisi görülmektedir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun ideallik faktörünün (n) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 4.869 ve 1.812 ve ayrıca seri direncinin (R_s) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 1276.4 Ω ve 119.7 Ω olarak hesaplanmıştır. İdeallik faktörünün ve seri direncin sıcaklığa bağlı olarak hesaplanan bütün değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

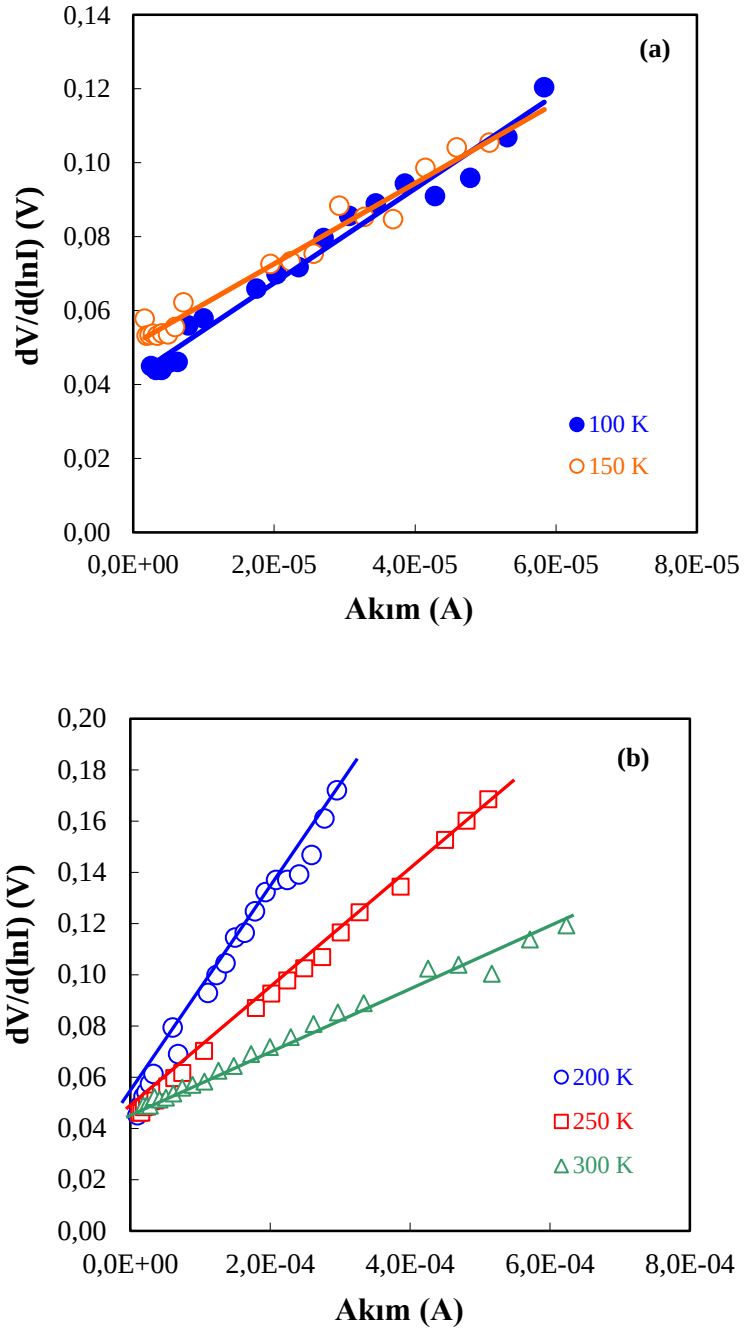
Benzer şekilde Denk. (4.7)'nin akıma göre grafiği çizilirse ($H(I)-I$), elde edilen eğrilerin eğimi seri direnci (R_s), eğrinin düşey ekseni kestiği nokta ise Φ_B engel yüksekliğini verir. Şekil 4.6 (a) ve (b)'de Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için 100-300 K sıcaklık aralığında hesaplanan $H(I)-I$ eğrisi görülmektedir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun seri direncinin (R_s) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 1269.4 Ω ve 109.7 Ω ve ayrıca engel yüksekliğinin (Φ_B) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 0.328 eV ve 0.887 eV olarak hesaplanmıştır. Seri direncin ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı olarak hesaplanan bütün değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'dan görüldüğü gibi sıcaklığa bağlı her bir eğri iyi bir lineerlik göstermektedir. Çizelge 4.1'de $dV/d\ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiklerinden elde edilen ideallik faktörü (*n*) ve engel yüksekliği değerleri (Φ_B), ln*I*-*V* grafiğinden elde edilen sonuçlarla karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Burada metotlar farklı da olsa bulunan değerlerin iyi bir uyum gösterdiği gözlenmektedir. Bu sonuçların birbirine yakın çıkması ölçümlerdeki hassasiyetin yüksek olduğunu göstermektedir.

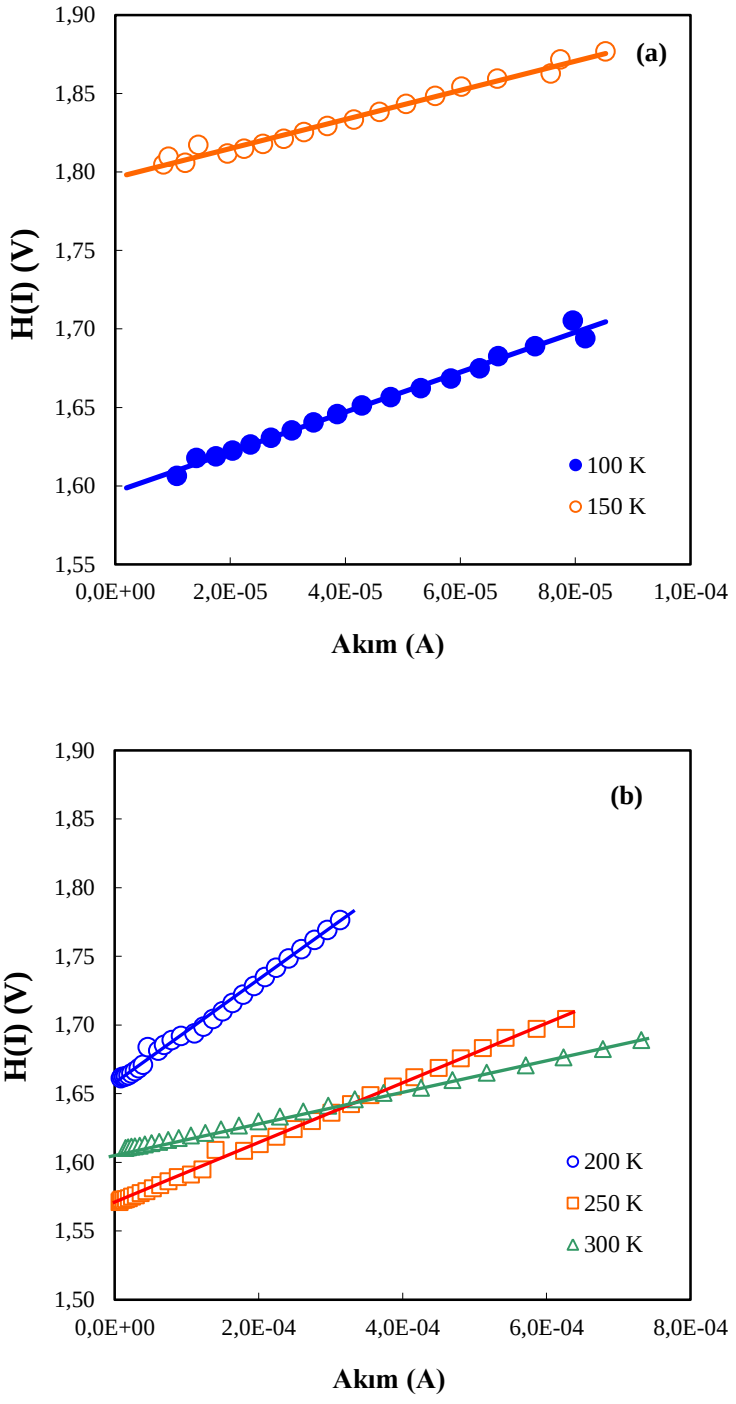
Çizelge 4.1'de, ayrıca, Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için farklı tekniklerle hesaplanan seri direncin (R_s) değerleri verilmiştir. Çizelge 4.1'de hem $dV/d\ln(I)-I$ grafiğinden hem de $H(I)-I$ grafiğinden elde edilen seri direnç değerlerinin uyumlu olduğu gözlemlenmektedir. Çizelge 4.1'den seri direnç (R_s) değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır.

Çizelge 4.1. Au/rubrene/n-GaAs (100) Schottky diyot için akım-gerilim (I-V) karakteristiklerinden çeşitli tekniklerle hesaplanan sıcaklığa bağlı diyot parametreleri.

T(K)	*I-V*			$dV/d(\ln I)-I$		$H(I)-I$	
	n	Φ_B(eV)	I_0 (pA)	n	$R_s(\Omega)$	Φ_B(eV)	$R_s(\Omega)$
100	6.051	0.297	2.749	4.869	1276.40	0.328	1269.40
150	4.288	0.443	7.909	3.934	1088.90	0.457	920.05
200	2.777	0.617	3.049	2.568	442.39	0.628	373.65
250	2.264	0.748	13.77	1.999	242.42	0.785	219.06
300	1.918	0.870	57.54	1.812	119.70	0.887	109.70



Şekil 4.5. a) 100-150 K ve b) 200-300 K sıcaklık aralığında Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için $dV/d(\ln I) - I$ grafiği.



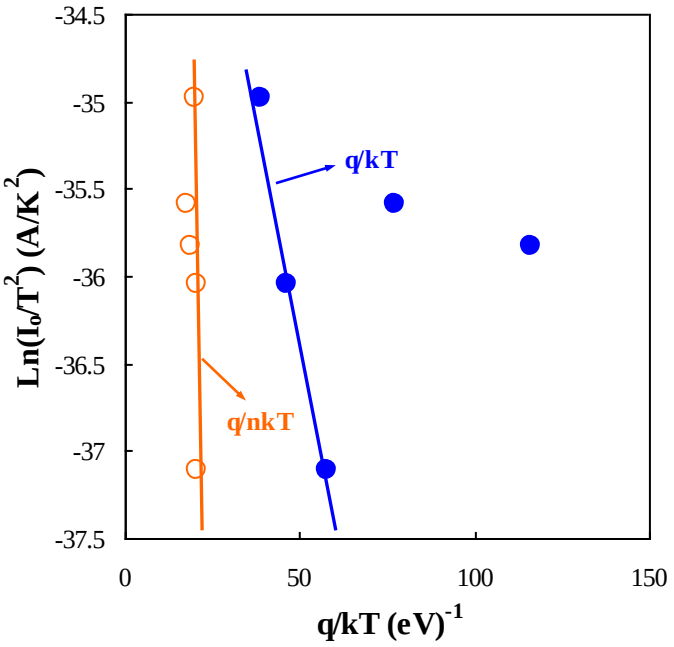
Şekil 4.6. a) 100-150 K ve b) 200-300 K sıcaklık aralığında Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodu için $H(I) - I$ grafiği.

Başka bir yöntem ile de Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliği (Φ_{B0}) hesaplanmıştır. Bunun için (4.2) denklemi

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln\left(AA^*\right) - \frac{q\Phi_{B0}}{kT} \qquad (4.8)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Burada A^*, etkin Richardson sabiti olup n tipi GaAs için 8.16 A/cm^2 K^2 dir (Şimşir ve ark., 2012).

Termo-iyonik emisyon teorisinden (Rhoderick ve Williams, 1988) sapmalar Schottky diyotların düşük sıcaklık ölçümlerinde görülebilmektedir (Güllü, 2008; Tuğluoğlu ve ark., 2004). Şekil 4.7'de Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $\ln\left(I_0/T^2\right)$ - q/kT ve $\ln\left(I_0/T^2\right)$ - q/nkT Richardson eğrileri görülmektedir. Düşük sıcaklıklarda $\ln\left(I_0/T^2\right)$- q/kT Richardson eğrisinin ideallik faktörünün artmasından dolayı doğrusal olmadığı fakat $\ln\left(I_0/T^2\right)$ - q/nkT Richardson eğrisinin doğrusal olduğu belirlenmiştir. Bu sapmanın tünelleme etkisi, imaj-kuvvet etkisi ve tüketme bölgesindeki yeniden birleşme (rekombinasyon) akımı ile izah edilemeyeceği bildirilmiştir (Tung, 1992; Güllü, 2008). Düşük sıcaklıklarda Richardson eğrilerindeki sapma, düşük ve yüksek engelli bölgelerden ibaret olan homojen olmayan engel yükseklikleri ve arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ile açıklanabilir (Rhoderick ve Williams, 1988; Güllü, 2008).



Şekil 4.7. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $\ln\left(I_0/T^2\right)$ - q/kT ve $\ln\left(I_0/T^2\right)$ - q/nkT Richardson eğrileri.

$\ln(I_0/T^2)$- q/kT Richardson eğrisi yüksek sıcaklıklarda doğrusallık göstermektedir. A^* ve Φ_B değerleri sırasıyla Richardson eğrilerinin y eksenini kesme noktasından ve eğiminden elde edilebilir. $\ln(I_0/T^2)$- q/kT Richardson eğrisi Schottky engel homojensizliğinden dolayı 200 K-300 K sıcaklığı arasında doğrusal olup, A^* ve Φ_B değerleri 1.24 x 10^{-12} A/cm^{2}K^2 ve 0.108 eV olarak hesaplanmıştır.
$\ln(I_0/T^2)$ - q/nkT Richardson eğrisinden A^* ve Φ_B değerleri sırasıyla 4.55 x 10^{-12} A/cm^{2}K^2 ve 0.321 eV olarak hesaplanmıştır.

4.3. Engel Yüksekliği Homojensizliği Modeli

Song ve ark., (Song ve ark., 1986), Werner ve Gütter (Werner ve Gütter, 1991), Tung (Tung, 1992) ve Chand ve Kumar (Chand ve Kumar, 1997) düşük sıcaklıklarda Richardson eğrilerinde gözlenen anormallikleri açıklamak için engel yüksekliği homojensizliği modelini önermişlerdir. Engel homojensizliğine sahip bir Schottky diyotta toplam akım

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi, \tag{4.9}$$

ile verilir. Burada $I(\Phi_B, V)$, bir engel yüksekliği (Φ_B) için V beslemde akımdır. $P(\Phi_B)$, Φ_B için doğruluk olasılığını veren normalize dağılım fonksiyonudur. Ortalama engel yüksekliği $(\overline{\Phi}_{B0})$ ve standart sapması (σ_0) olan bir Schottky diyot için Gauss dağılımı ifadesi

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi_B - \overline{\Phi}_B)^2}{2\sigma_0^2}\right] \tag{4.10}$$

İle verilir. Burada $1/\sigma_0\sqrt{2\pi}$, Gauss dağılımının normalizasyon sabitidir. Verilen aralıklarda integral alınınca

$$I(V) = AA^{*}T^{2}\exp\left[-\frac{q}{kT}\left(\overline{\Phi}_{B} - \frac{q\sigma_{0}^{2}}{2kT}\right)\right]\exp\left(\frac{qV}{n_{ap}kT}\right)\left[1-\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \qquad (4.11)$$

elde edilir. Ters beslem doyma akımı

$$I_{0} = AA^{*}T^{2}\exp\left(\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \qquad (4.12)$$

ifade edilir. Burada Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla, sıfır gerilimdeki görünür (apparent) engel yüksekliği ve idealite faktörüdür. Bunların değerleri,

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_{0}^{2}}{2kT} \qquad (4.13)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_{2} - \frac{q\rho_{3}}{2kT} \qquad (4.14)$$

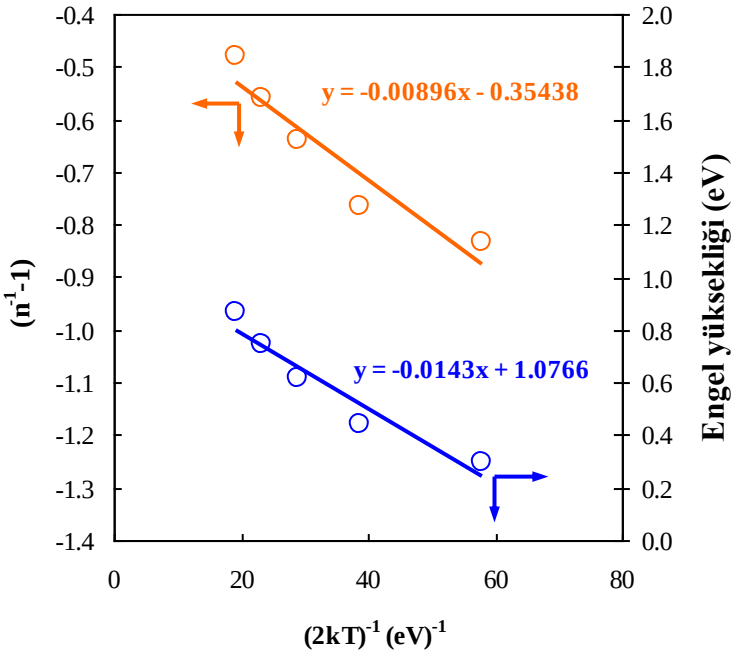
ifade edilir (Acar ve ark., 2004; Güllü, 2010; Song ve ark., 1986; Werner ve Gütter, 1991; Tung, 1992; Chand ve Kumar, 1997). σ_{0}'nin sıcaklığa bağlılığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Schottky engel yüksekliğinin ortalama değeri ve standart sapması Gauss parametrelerine lineer olarak bağlı olan uygulama gerilimleri olarak kabul edilir. Bu parametreler

$$\overline{\Phi}_{B} = \overline{\Phi}_{B0} + \rho_{2}V \qquad (4.15)$$

$$\sigma_{0} = \sigma_{s0} + \rho_{3}V \qquad (4.16)$$

şekilde ifade edilir. Burada ρ_{2} ve ρ_{3}, idealde sıcaklıktan bağımsız olan ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini tanımlayan nicelikler olup, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar. Şekil 4.8 Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun sıfır beslem engel yüksekliği ve ideallik faktörünün $(2kT)^{-1}$'e karşılık eğrilerini gösterir. Şekil 4.8'de verilere fit edilerek düz çizgiler görülmektedir. Şekil 4.8'de Φ_{ap} - $(2kT)^{-1}$ eğrisinde y

eksenini kesme noktasından ve eğiminden $\overline{\Phi}_{B0}$ ve σ_0 değerleri sırasıyla 1.076 eV ve 0.119 V olarak elde edilmiştir. Şekil 4.8'de $n_{ap}^{-1}-1$ - $(2kT)^{-1}$ eğrisinde y eksenini kesme noktasından ve eğiminden ρ_2 ve ρ_3 değerleri sırasıyla 0.3453 V ve 0.00896 V olarak elde edilmiştir. Bu sonuçlar rubrene/n-GaAs Schottky diyodun kontak alanında engel yüksekliğinin tek bir Gauss dağılımının varlığını göstermiştir. Bununla birlikte, $\sigma_0, \overline{\Phi}_{B0}$'nin %11 dir. Bu sonuç, arayüzeyde büyük homojensizlikler ve potansiyel dalgalanmaları olduğunu ve düşük sıcaklık akım-gerilim (I-V) karakteristiklerini etkilediğini gösterir.

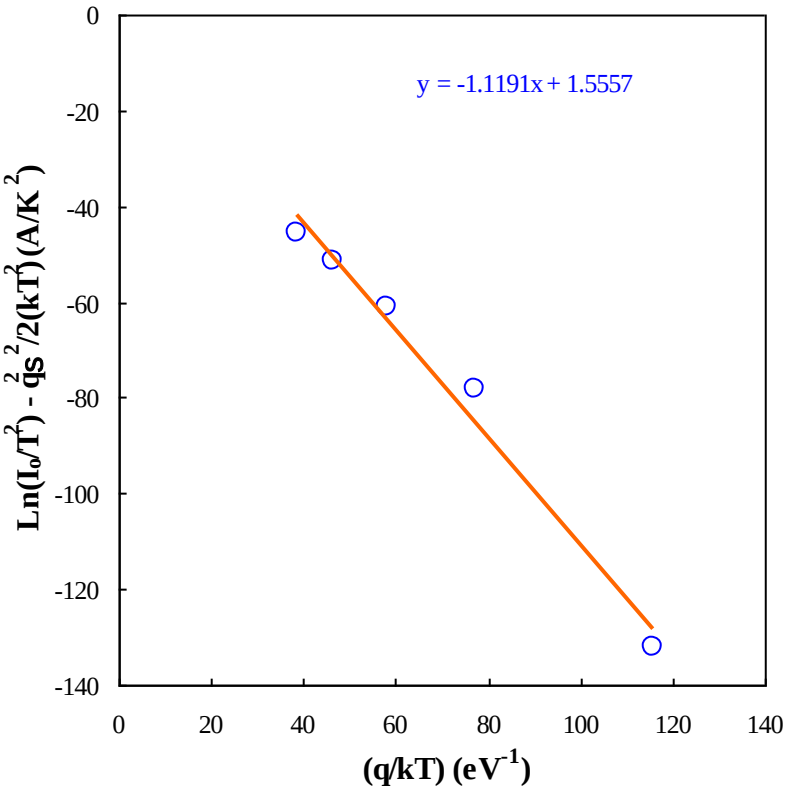


Şekil 4.8. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun sıfır beslem engel yüksekliği ve ideallik faktörünün $(2kT)^{-1}$'e karşılık eğrileri.

Düşük sıcaklıklara gidildikçe Richardson eğrilerindeki lineerlikten uzaklaşma, Gauss dağılımlı engel yüksekliği modeli temelinde modifiye edilmiş Richardson denklemi kullanılarak ortadan kaldırılabilir. Modifiye edilmiş Richardson denklemi

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{q\sigma_0}{kT}\right)^2=\ln\left(AA^*\right)-\frac{q\overline{\Phi}_{B0}}{kT} \qquad (4.17)$$

ile ifade edilir. Şekil 4.9'da $\ln(I_0/T^2)-(1/2)(q\sigma_0/kT)^2$'nin q/kT'ye göre değişimi verilmiştir. Bu şekildeki verilerden elde edilen doğrunun eğiminden ve y eksenini kesme noktasından sırasıyla ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_{B0}$) ve Richardson sabiti (A^*) bulunabilir. $\overline{\Phi}_{B0}$ ve A^*'ın değerleri sırasıyla 1.119 eV ve 150 A/cm^{2}K^2 olarak belirlenmiştir. Bu 150 A/cm^{2}K^2'lık Richardson sabiti değeri, $\ln(I_0/T^2)$'nin q/kT veya q/nkT'ye göre değişiminden sırasıyla elde edilen 1.24 x 10^{-12} A/cm^2 K^2 ve 4.55 x 10^{-12} A/cm^2 K^2 değerlerinden teorik değer olan 8.16 A/cm^2 K^2 (n tipi GaAs için)'ye daha yakındır.



Şekil 4.9. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun modifiye Richardson $\ln(I_0/T^2)-(1/2)(q\sigma/kT)^2$ - q/kT'e karşılık eğrileri.

4.4. Arayüzey Durum Yoğunluğu Karakteristikleri

Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyot için etkin engel yüksekliği (Φ_e) ve arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değerleri (Sze, 1981; Rhoderick ve Williams, 1988):

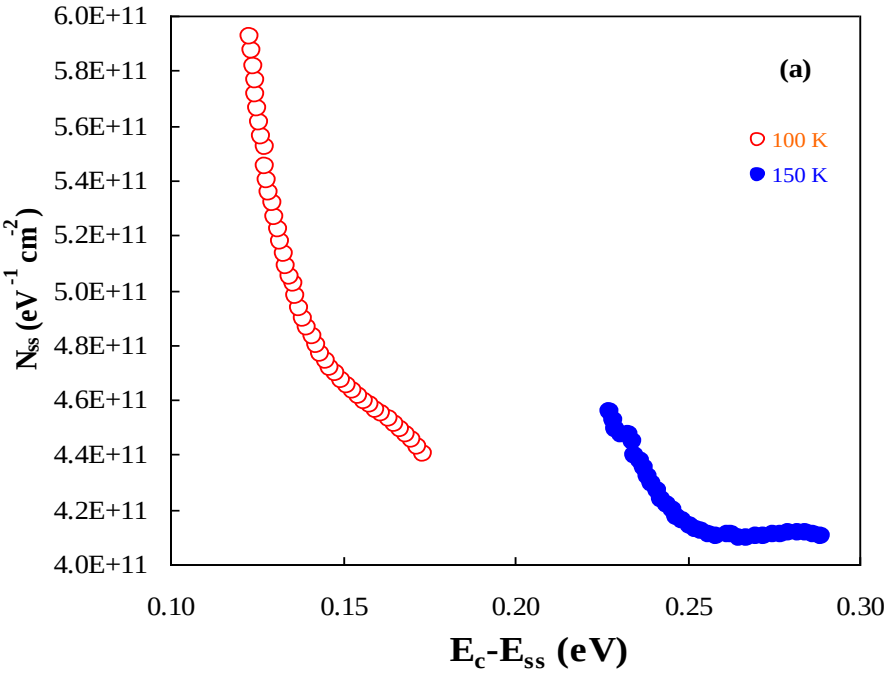
$$\Phi_e = \Phi_b + \beta V = \Phi_b + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)V \ , \tag{4.18}$$

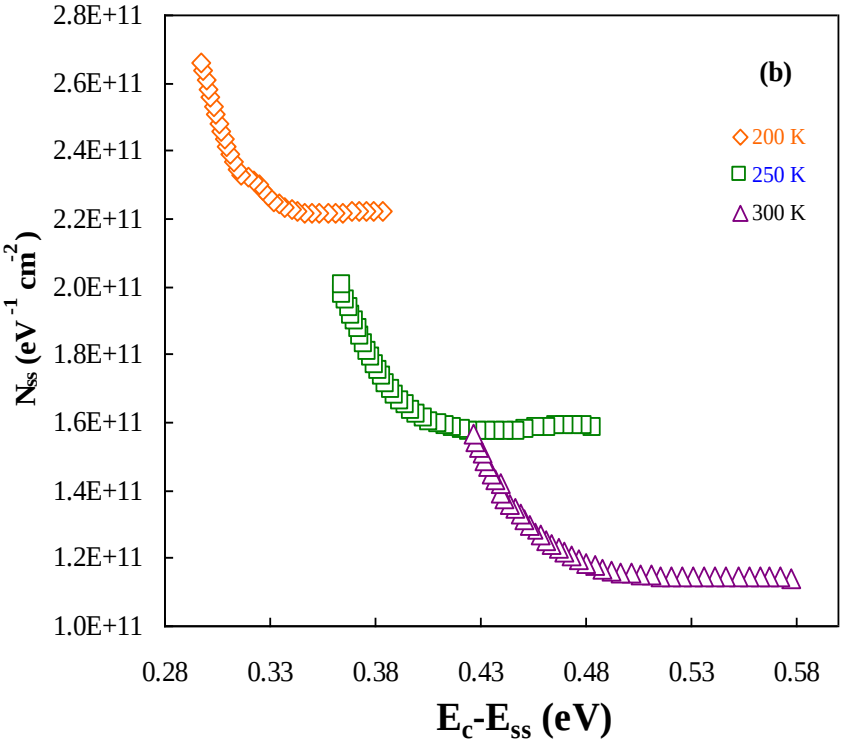
$$\frac{1}{n(V)} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 N_{ss}\delta} \ , \tag{4.19}$$

denklemleri kullanılarak elde edilmiştir. N tipi yarıiletken için, yarıiletken yüzeyinde iletim bandı altına göre arayüzey durumların (N_{ss}) enerji profili ($E_c - E_{ss}$) (Sze, 1981; Rhoderick ve Williams, 1988):

$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \tag{4.20}$$

ile verilir. E_c iletim band kenarı, E_{ss} arayüzey durumların enerjisi, δ arayüzey tabaka kalınlığı ve $\varepsilon_i = 2.62\varepsilon_0$ (Barış ve ark., 2013) arayüzey tabaka dielektrik sabitidir. Gerilimin fonksiyonu olarak belirlenen N_{ss} değerleri denklem (4.20) yardımıyla ($E_c - E_{ss}$)'nin fonksiyonuna dönüştürülmüştür. Şekil 4.10 (a) ve (b) 100 K ile 300 K sıcaklık aralığında arayüzey durumların (N_{ss}) enerji profili ($E_c - E_{ss}$)'ne göre değişimini göstermektedir. Şekillerden görüldüğü gibi, arayüzey durum yoğunluğu band aralığının ortasından n-GaAs'ın iletim bandının altına doğru üstel olarak değişmektedir. Arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değerleri, 100 K'de ($E_c - 0.123$) eV enerjide 5.87 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} ve ($E_c - 0.173$) eV enerjide 4.40 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} aralığındadır ve ayrıca 300 K'de ($E_c - 0.426$) eV enerjide 1.56 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} ve ($E_c - 0.577$) eV enerjide 1.14 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} aralığındadır.

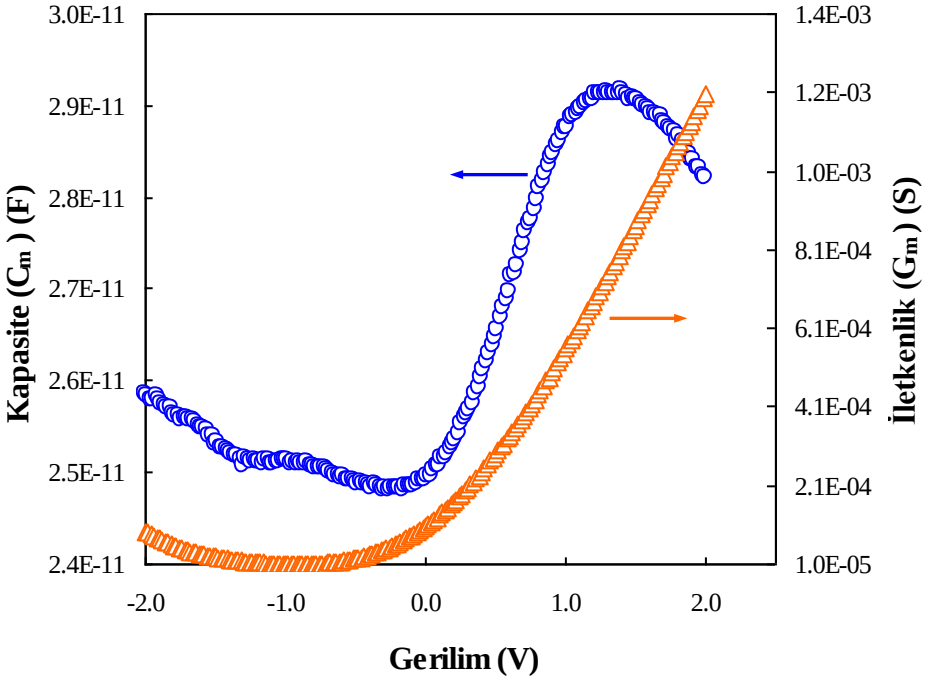




Şekil 4.10. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun (N_{ss}) -($E_c - E_{ss}$)'ne karşılık eğrileri a) 100K, 150 K b) 200 K, 250 K ve 300 K.

4.5. Kapasite-Gerilim (*C-V*) ve İletkenlik-Gerilim (*G-V*) Karakteristikleri

Au/rubrene/n-GaAs Schottky diyotların kapasite-gerilim ($C_m - V$) ve iletkenlik-gerilim ($G_m - V$) ölçümleri -2V ile 2V gerilim aralığında, 1 MHz frekansta, oda sıcaklığında yapılmıştır ve Şekil 4.11'de verilmiştir. Arayüzey durumlarının diyot parametrelerine olan etkisini ihmal edebilmek için yüksek frekansta (f≥500 kHz) diyot ölçümleri alınmaktadır (Sze, 1981; Tuğluoğlu ve ark., 2015).

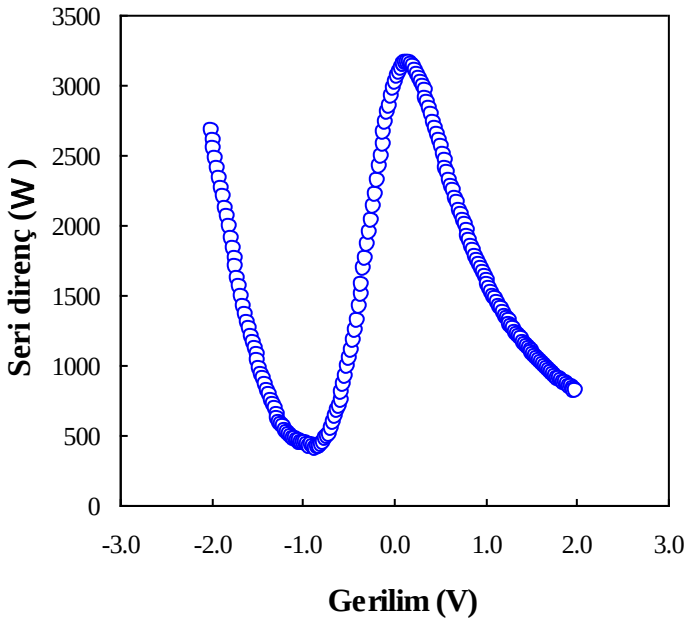


Şekil 4.11. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun kapasite-gerilim ($C_m - V$) ve iletkenlik-gerilim ($G_m - V$) eğrileri.

Kapasite grafiğinden Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyot için biriktirme, tüketme ve ters çevrim bölgeleri açıkça görülmektedir. Daha iyi diyot parametreleri elde edebilmek için, ölçülen kapasite-gerilim ($C_m - V$) ve iletkenlik-gerilim($G_m - V$) karakteristiklerinden seri direnç (R_s) değerleri Nicollian ve Goetzberger (Nicollian ve Goetzberger, 1967) metoduna göre hesaplanmıştır. Bu metotda, seri direnç (R_s)

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + (\omega C_m)^2} \tag{4.21}$$

ile verilir (Nicollian ve Goetzberger, 1967; Tuğluoğlu, 2007). Şekil 4.12 Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotu için hesaplanan düz ve ters beslem seri direnç-gerilim ($R_s - V$) karakteristiklerini gösterir. Al/rubrene/n-GaAs diyotun biriktirme bölgesinde seri direnç (R_s) değeri 1178 Ω olarak belirlenmiştir. Bu seri direnç değerini kullanarak ölçülen kapasite-gerilim ($C_m - V$) ve iletkenlik-gerilim($G_m - V$) karakteristikleri düzeltilmiştir.

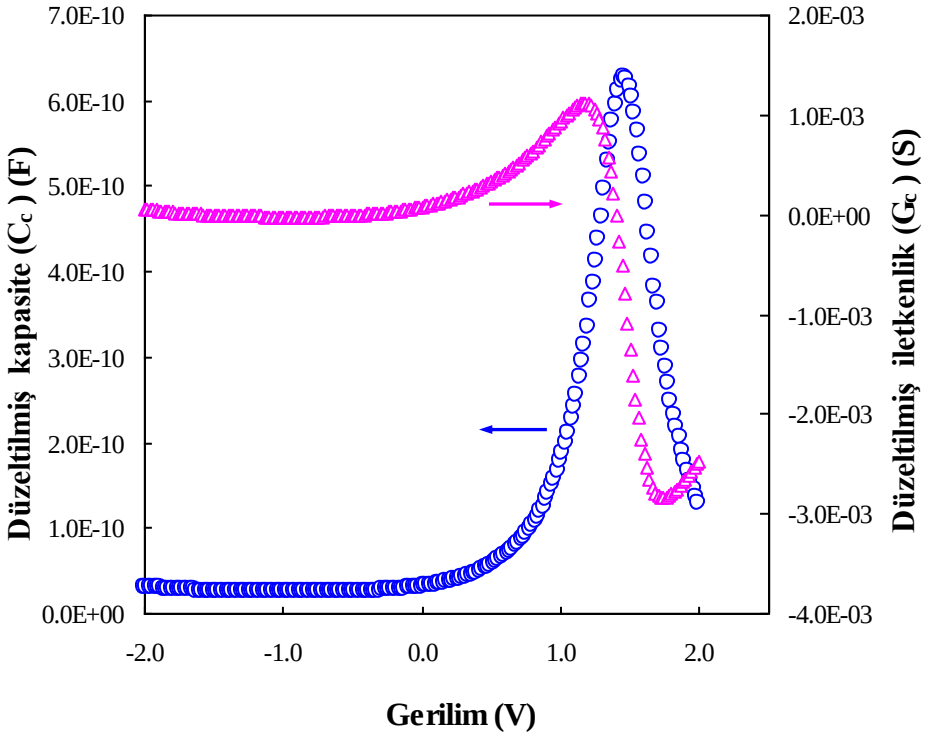


Şekil 4.12 Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotu için hesaplanan düz ve ters beslem seri direnç-gerilim ($R_s - V$) karakteristikleri

Düzeltilmiş kapasite (C_c) ve iletkenlik (G_c)

$$C_c = \frac{(G_m^2 + \omega^2 C_m^2) C_m}{a^2 + \omega^2 C_m^2}, \quad G_c = \frac{(G_m^2 + \omega^2 C_m^2) a}{a^2 + \omega^2 C_m^2}, a = G_m - (G_m^2 + \omega^2 C_m^2) R_s \tag{4.22}$$

ile verilir (Nicollian ve Goetzberger, 1967; Tuğluoğlu, 2007). Şekil 4.13 Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotun hesaplanan düzeltilmiş düz ve ters beslem $C_c - V$ ve $G_c - V$ karakteristiklerini gösterir.



Şekil 4.13. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun düzeltilmiş kapasite-gerilim ($C_c - V$) ve iletkenlik-gerilim ($G_c - V$) eğrileri.

Şekil 4.13'den seri direnç (R_s) düzeltilmesinden sonra kapasite değerlerinin arttığı görülmektedir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyot için arayüzey tabaka (rubrene) kapasitesi (C_{il}), biriktirme bölgesinde 6.272 x 10^{-10} F olarak hesaplanmıştır. Arayüzey tabaka (rubrene) kalınlığı (d_{il}), düzeltilmiş arayüzey kapasite $C_{il} = \varepsilon_i \varepsilon_0 A / d_{il}$ denklemi kullanılarak 116.1 nm olarak belirlenmiştir.

Şekil 4.13'den $G_c - V$ eğrisinin tüketme bölgesinde bir pike sahip olduğu görülmektedir. Düzeltilmiş iletkenlik-gerilim ($G_c - V$) karakteristiğinin tüketme bölgesinde pike sahip olması arayüzey durumlarının (N_{ss}) varlığına atfedilmiştir (Hill ve Coleman, 1980; Tuğluoğlu, 2007). Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyot için arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değeri, $G_c - V$ eğrisinin pik değeri yardımıyla Hill-Coleman metodu kullanılarak belirlenmiştir (Hill ve Coleman, 1980). Hill-Coleman metodunda N_{ss} değeri

$$N_{ss} = \frac{2(G_{c,\max}/\omega)}{qA}\left[\left(1 - C_c/C_{il}\right)^2 + \left(G_{c,\max}/\omega C_{il}\right)^2\right]^{-1} \qquad (4.23)$$

ile verilir. Burada $\omega (= 2\pi f)$ açısal frekans, A diyot alanı, C_{il} arayüzey tabaka kapasitesi, q temel elektrik yükü, $G_{c,\max}$ $G_c - V$ eğrisinin maksimum tepe noktası ve C_c $G_{c,\max}$'a göre diyot kapasitesidir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyot için 1 MHz'de hesaplanan $G_{c,\max}, C_c$ ve N_{ss} değerleri sırasıyla 1.122 x 10^{-3} S, 3.133 x 10^{-10} F ve 2.145 x 10^{11} $eV^{-1}cm^{-2}$ olarak belirlenmiştir.

Engel yüksekliği, sığa ölçümleri ile de tayin edilebilmektedir. Bir dc besleme üzerine küçük bir ac gerilim bindirildiği zaman, metal üzerinde bir işaretli, yarıiletkende ise zıt işaretli yükler meydana gelir. Schottky diyotlar için tüketim tabakası sığası,

$$C = \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_s N_d}{2\left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)}} \qquad \text{Farad}/\ cm^2 \qquad (4.24)$$

ile verilir. Burada V_{bi} sıfır beslemdeki yapı içi (built-in) potansiyeli, ε_o boşluğun dielektrik geçirgenliği, ε_s yarıiletken malzemenin dielektrik sabiti (n-GaAs için 13,1) ve N_d donor yoğunluğudur. Bir takım aritmetik işlemlerden sonra Denk. (4.24)

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V)}{A^2\varepsilon_s\varepsilon_0 q N_d} \qquad (4.25)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki V_{bi} potansiyeli, $C^{-2} - V$ grafiğinin lineer kısmının ekstrapole edilmesiyle elde edilir. Denk. (4.25)'un gerilime göre türevini alınırsa,

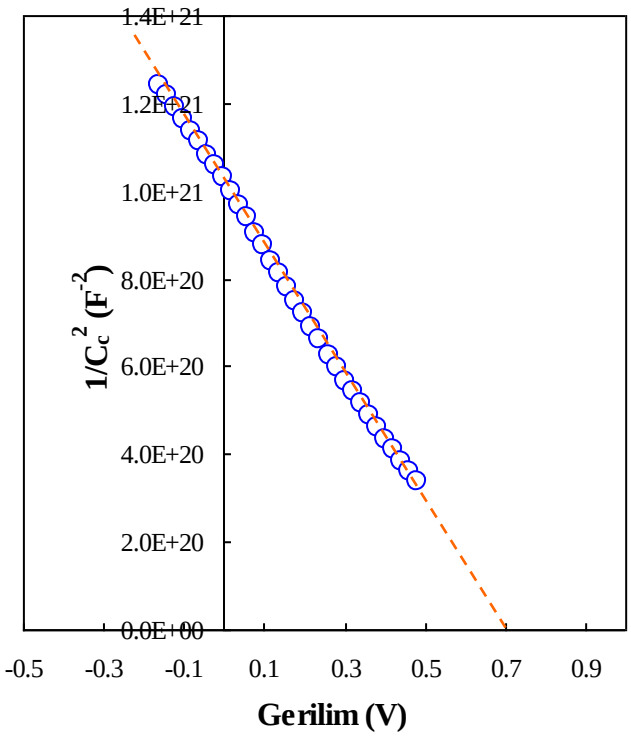
$$\frac{\partial(1/C^2)}{\partial V} = \frac{2}{A^2\varepsilon_s\varepsilon_0 q N_d} \qquad (4.26)$$

elde edilir. Denk. (4.26)

$$N_d = \frac{2}{A^2\varepsilon_s\varepsilon_0 q\frac{\partial(1/C^2)}{\partial V}} \qquad (4.27)$$

biçiminde yazılır.

Şekil 4.14 Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun 1 MHz'de düzeltilmiş kapasite-gerilim ($C_c - V$) karakteristiklerinden belirlenen ters beslem $1/C_c^2 - V$ karakteristiğini gösterir. Şekilden Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $1/C_c^2 - V$ eğrisi -0.3 V ile 0.5 V arasında doğrusal olduğu görülmektedir. $1/C_c^2 - V$ eğrisinin eğiminden yerelleşmiş katkı atomların konsantrasyonunu (N_d) ve kesme noktasından da yapı içi potansiyeli (V_{bi}) bulabiliriz.



Şekil 4.14 Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $1/C_c^2 - V$ eğrisi.

Şekil 4.13'de görüldüğü gibi sığa değeri, düşük gerilim değerlerinde yavaşça artmakta fakat bu durum belli bir gerilim değerinden sonra keskin bir artış göstermektedir. Yüksek frekanslardaki sığa değeri, sadece uzay yük sığası olarak tanımlanırken bu durum düşük frekanslarda, uzay yük sığası ve arayüzey sığasının toplamı olarak tanımlanmaktadır (Yakuphanoğlu ve ark., 2010). Yüksek frekanslarda hesaplanan parametreler ideal duruma daha yakın çıkmaktadır. Şekil 4.14'ün lineer kısmının ekstrapole edilmesiyle V_{bi} = 0.724 eV bulunmuştur. Aynı eğrinin lineer kısmının eğiminden (Denk.(4.27)) donor yoğunluğu N_d = 7,51.10^{12} cm^{-3} elde edildi.

Sığa-gerilim ölçümlerinden engel yüksekliği,

$$\phi_B(C-V) = V_{bi} + E_F - \Delta\emptyset_B \tag{4.28}$$

ifadesi ile hesaplanır. Burada $\Delta\Phi_B$ band kenarı schottky alçalması olup

$$\Delta\emptyset_B = \left(\frac{qE_m}{4\pi\varepsilon_s\varepsilon_0}\right)^{1/2} \tag{4.29}$$

şeklinde verilir. Burada E_m, maksimum elektrik alan,

$$E_m = \left(\frac{2qV_{bi}N_A}{\varepsilon_s\varepsilon_0}\right) \tag{4.30}$$

şeklinde verilir. Fermi enerjisi ise,

$$E_F = \frac{kT}{q} ln\left(\frac{N_C}{N_d}\right) \tag{4.31}$$

şeklinde tanımlanır. Eşitlikteki N_c n-GaAs'ın iletim bandındaki durum yoğunluğu olup $N_c = 4.3 \times 10^{17}\ cm^{-3}$'dır (Aydın ve ark., 2011).

Al/rubrene/n-GaAs Schottky yapı için Denk. (4.29), Denk. (4.30) ve Denk. (4.31) kullanılarak, $\Delta\Phi_B$=3,667.10^{-3} eV, E_m=1,224.10^3 V/cm, E_F= 0,284 V/cm elde edilmiştir. Bulunan bu değerlerin Denk (4.28)'de yerine konulması ile Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotun engel yüksekliği Φ_B=1,00 *eV* bulunmuştur. Engel yüksekliği, kapasite-gerilim karakteristiklerinden bulunan değerle akım-gerilim karakteristiklerinden bulunan değer karşılaştırılacak olursa, kapasite-gerilimden elde edilen engel yüksekliğinin literatüre uygun değerden daha büyük olduğu görülmektedir. Engel yüksekliğindeki bu artış arayüzeydeki homojensizliklerle arayüzeydeki yüklerin dağılımıyla ilgili olduğu şeklinde yorumlandı. *C-V* ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği ile *I-V* den hesaplanan değerden büyük olması, arayüzeydeki düzensizliklerle

açıklanabilir. Ayrıca donor veya akseptör yoğunluğunun bu tip organik Schottky diyotlarda $10^{10}-10^{19}\,cm^{-3}$ aralığında değerler aldığı bilinmektedir. Buna göre Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotu için bulunan donor yoğunluğu literatüre uygun çıkmıştır. Sığa-gerilim karakteristiklerinden elde edilen diyota ait birçok parametre Çizelge 4.2 de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Al/rubrene/n-GaAs engel diyotu için C-V karakteristiklerinden elde edilen bazı parametreler

$N_d\ (cm^{-3})$	$E_F\left(\frac{V}{cm}\right)$	V_{bi}(V)	$\phi_B(eV)$	$\Delta\phi_B(eV)$	$W_d\ (cm)$	E_{max} (V/cm)
$7.51\text{x}10^{12}$	0.284	0.724	1.00	$3.667\text{x}10^{-3}$	$1.18\text{ x }10^{-3}$	$1.224\text{x}10^{3}$

W_d tüketim tabakası genişliği iyonize donor yoğunluğundan N_d ve built-in potansiyelinden hesaplanabilir.

$$W_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{qN_d}(V_{bi}-V)} \tag{4.32}$$

Burada V uygulanan potansiyel olup ters beslem durumunda negatif, doğru beslem durumunda pozitif işaretini almaktadır. Sıfır beslemdeki Schottky arayüzeyi için maksimum alan (maksimum engel alanı),

$$E_{max} = \frac{2V_{bi}}{W_d} \tag{4.33}$$

ifadesi ile verilir (El-Nahass ve ark., 2005).

Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotu için sığa-gerilim karakteristiklerinden ve 1 MHz frekansında hesaplanan tüketim tabakası genişliği Denk (4.32)'den
cm olarak tayin edilmiştir. Oda sıcaklığındaki numune için E_{max} değeri ise $1.224\text{x}10^{3}$ V/cm değerinde bulunmuştur.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodları termal buharlaştırma tekniği kullanılarak hazırlanmıştır. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyotlar, Tellür katkılı n-tipi GaAs (n-GaAs) kristali üzerinde hazırlanmıştır. n-GaAs kristal, 500 μm kalınlığa, (100) yönelime ve 20 Ω-cm özdirence sahiptir. Al/rubrene/n-GaAs organik arayüzeyli Schottky diyotların, akım-gerilim (I-V) karakteristikleri 50 K aralıklarla 100 –300 K aralığında ve kapasite-gerilim (C-V) ve iletkenlik-gerilim (*G*-*V*) karakteristikleri ise oda sıcaklığında ve 1 MHz frekansta incelendi. I-V karakteristiklerinden sıcaklığa bağlı idealite faktörü (*n*), engel yüksekliği (Φ_B), seri direnç (R_s) değerleri ve arayüzey durumların enerji aralığındaki dağılımı ve oda sıcaklığı C-V ve G-V karakteristiklerinden seri direnç (R_s), yapı içi potansiyeli (V_{bi}), tüketme bölgesi genişliği (W_d), donor yoğunluğu (N_d) ve engel yüksekliği (Φ_B) gibi diyota ait birçok parametre hesaplandı.

Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodunun artan sıcaklıkla daha iyi bir doğrultucu özelliği gösterdiğidir. Böylece akımın, sıcaklıkla üstel olarak arttığı gözlemlenmiştir. Sıcaklığa bağlı alınan elektriksel karakteristiklerinin termiyonik emisyon teorisinden sapma gösterdiği gözlendi. I-V karaktersitklerinden Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun ideallik faktörünün (n) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 6.051 ve 1.918 olarak ve ayrıca deneysel engel yüksekliği (Φ_{B0}) değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 0.297 eV ve 0.870 eV olarak hesaplanmıştır. Schottky engel yüksekliği sıcaklığın artışı ile artarken, idealite faktörünün ise sıcaklığın artışı ile azaldığı ve tüm sıcaklıklar için değerinin 1 den büyük olduğu gözlendi. Bu Schottky diyot parametrelerinin tayininde kullanılan klasik termiyonik emisyon teorisinden sapmalarının nedeni, metal/yarıiletken arayüzeyindeki yüzey ve engel homojensizlikleri ile arayüzey tabaka/yarıiletken arasındaki arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır.

Engel yüksekliği ve ideallik faktörü arasındaki doğrusal ilişki arayüzey homojensizliğine atfedilmiştir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $n=1$ için homojen engel yüksekliği 0.915 eV olarak belirlenmiştir. Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun $dV/d\ln(I)$ eğrilerinden ideallik faktörünün (n) deneysel değerleri 100 K ve 300 K için sırasıyla 4.869 ve 1.812 ve ayrıca seri direncinin (R_s) deneysel değerleri

100 K ve 300 K için sırasıyla 1276.4 Ω ve 119.7 Ω olarak hesaplanmıştır. Arayüzey durumların youğunluğu (N_{ss}) değerleri 300 K'de ($E_c - 0.426$) eV enerjide 1.56 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} ve ($E_c - 0.577$) eV enerjide 1.14 x 10^{11} eV^{-1} cm^{-2} aralığında belirlenmiştir.

Düşük sıcaklıklarda Richardson eğrilerinde gözlenen anormallikleri açıklamak için engel yüksekliği homojensizliği modeli kullanılmıştır. Φ_{ap} - $(2kT)^{-1}$ eğrisinden ortalama engel yüksekliği $\overline{\Phi}_{B0}$ ve standart sapma σ_0 değerleri sırasıyla 1.076 eV ve 0.119 V olarak belirlenmiştir. $\sigma_0, \overline{\Phi}_{B0}$'nin %11 dir. Bu sonuç, arayüzeyde büyük homojensizlikler ve potansiyel dalgalanmaları olduğunu ve düşük sıcaklık akım-gerilim (I-V) karakterstiklerini etkilediğini gösterir. Modifiye edilmiş Richardson eğrisinden ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_{B0}$) ve Richardson sabiti (A^*) değerleri sırasıyla 1.119 eV ve 150 A/cm^2K^2 olarak belirlenmiştir.

Kapasite-gerilim ($C_m - V$) ve iletkenlik-gerilim ($G_m - V$) karakteristikleri kullanılarak seri direnç (R_s) değerleri gerilime bağlı olarak belirlenmiştir. Al/rubrene/n-GaAs diyotun biriktirme bölgesinde seri direnç (R_s) değeri 1178 Ω olarak hesaplanmıştır. Bu seri direnç değerine göre düzeltilmiş kapasite-gerilim değerlerinden Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun engel yüksekliği Φ_B = 1.00 eV olarak bulunmuştur. 1 MHz düzeltilmiş kapasite-gerilim ($C_c - V$) ve iletkenlik-gerilim ($G_c - V$) karakteristiklerinden arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) değeri Hill-Coleman metoduna göre 2.145 x 10^{11} $eV^{-1}cm^{-2}$ olarak belirlenmiştir. Elde edilen bu değer I-V karakteristiklerinden elde edilen N_{ss} değerleriyle aynı mertebede olup uyum içindedir.

Araştırmacılar düşük sıcaklıklarda Al/rubrene/n-GaAs Schottky diyodun akım-gerilim karakteristiklerini inceleyip diyodun bu farklı davranışını yorumlayabilirler. Ayrıca I-V karakteristiklerinden hesaplanan idealite faktörü değerleri sıcaklık artışıyla 1'e yaklaşmakta olup yaklaşık ideal diyot davranışı göstermektedir. Burada diyot, 350 K sıcaklığında ideal diyot davranışına en uygun durumda olduğu gözlemlenmiştir. Hem akım-gerilim ölçümlerinden hem de Cheung-Cheung metoduyla hesaplanan idealite faktörü, engel yüksekliği değerlerinin uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu durum, yapılan ölçüm ve hesaplamaların doğruluğunu kanıtlamaktadır. Yine Cheung-Cheung

fonksiyonlarından hesaplanan seri direncin sıcaklıkla azaldığı tespit edilmiştir. Bu durum, idealite faktörünün sıcaklıkla azalmasına bağlı olarak gerçekleşmektedir.

Öte yandan, hazırlanan diyodun arayüzey durumlarını incelemek için sığa-gerilim karakterizasyonu yapılmıştır. Sığa değerinin düşük gerilim değerlerinde gerilimle daha yavaş artarken yüksek gerilim değerlerinde bu artış daha keskin olmaktadır. C-V ölçümlerinden engel yüksekliği, taşıyıcı yoğunluğu gibi diyoda ait birçok parametre hesaplanmıştır. Taşıyıcı yoğunluğunun arayüzey malzemesi olarak organik malzeme kullanımına bağlı olarak beklenilen aralıkta olduğu görülmektedir (Şimşir ve ark., 2012).

Sonuç olarak rubrene organik yarıiletkeni ile modifiye edilmiş diyodun elektriksel karakterizasyonu yapılmış sıcaklığa bağlı diyot parametreleri elde edilmiştir. Bu ölçümlerden diyodun ideal davranış sergilediği görülmektedir.

Bundan sonraki aşamalarda, organik yarıiletken malzemenin kalınlığına bağlı olarak değişimler incelenebilir. Ayrıca, bu organik malzeme ile farklı kontak malzemelerinin kullanıldığı diyot yapılar incelenebilir. İncelenebilecek bir diğer yapı ise, rubrene yarıiletkeninin farklı alt taş yarıiletken malzemeler ile kullanılması olabilir.

KAYNAKLAR

Acar, S., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Selçuk, A.B., Kasap, M., 2004, Gaussian Distribution of inhomogeneous barrier height in Ag/p-Si (100) Schotkky barrier diodes, *Applied Surface Science* **233**, 373-381.

Ambrico, M., Losurdo, M., Capezzuto, P., Bruno, G., Ligonzo, T., Schiavulli, L., Farella, I., Augelli, V., 2005, *Solid State Electronics*, **49**, 413-419.

Aydın, M. E., Soylu, M., Yakuphanoğlu, F., Farooq W. A., 2011, Controlling of electronic parameters of GaAs Schottky diode by poly(3,4-ethylenedioxithiophene)-block-poly(ethylene glycol) organic interlayer, *Microelectronic Engineering*, **88**, 867-871.

Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Deniz, A. R., Türüt, A., 2010, Extraction of electronic parameters of Schottky diode based on an organic Indigotindisulfonate Sodium (IS), *Solid State Communications*, **150**, 1592-1596.

Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Deniz, A.R., Türüt, A., 2010, Extraction of electronic parameters of Schottky diode based on an organic Orcein, *Microelectronic Engineering*, **87**, 2525-2530.

Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Türüt A., 2010, Determination of contact parameters of Au/Carmine/n-Si Schottky device, *Thin Solid Films*, **518**, 7156-7160.

Balkanski, M., Wallis, R. F., 2000, Semiconductor Physic and Applications , *Oxford Unv. Press*, New York.

Bandyopadhyay S., Bhattacharyya A. and Sen S.K.,1999.Measurements and Modelling of the barrier heights and idealite factors in the metal/conducting Polymer composite Schottky device ,J. Appl. Phys., 85,7, 367

Barış, B., Yüksel Ö. F., Tuğluoğlu, N., Karadeniz, S., 2013, Double barrier heights in 5,6,11,12-tetraphenylnaphthacene (rubrene) based organic Schottky diode, *Synthetic Metals*, **180**, 38-42.

Bengi, A, Altındal, S, Özçelik, S., Mammadov, T.S., 2007, Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al0.24Ga0.76As/GaAs structures , *Physica B: Condensed Matter*, **396**, 22-28.

Boy, F., 2013, Organik Arayüzeyli GaAs Schottky Diyodların Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, *Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü,* Konya.

Braun, F., 1874, Über die Stromlcitung durch Schwefelmetalle, *Ann. Physik Chem*., **153**, 556-563.

Brütting, W., 2005, Physics of organic semiconductors, *Wiley-Vch-Verlag*, Weinheim.

Card, H.C., Rhoderick, E.H., 1971, Studies Of Tunnel MOS Diodes I. Interfaces Effects In Silicon Schottky Diodes, *J.Phys.D:Appl. Phys.*, **4**, 1589-1601.

Chand, S., Kumar, J., 1996, On the existence of a distribution of barrier heights in Pd_2Si/Si Schottky diodes, *Journal Applied. Physics*, **80**, 288-292.

Chand, S., and Kumar, J., 1997, Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes. Appl. Phys. A., 65, 497–503.

Cheung, S. K., Cheung, N. W., 1986, Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics, *Applied Physics Letters*, **49**, 85-87.

Crowell, C. R., Sze, S. M., 1966, Current Transport in Metal-Semiconductot Barriers , *Solid State Electron*, **9**, 1035-1048.

El-Nahass, M. M., Zeyada, H. M., Aziz, M. S., El-Ghamaz, N. A., 2005, Carrier transport mechanisms and photovoltaic properties of Au/p-ZnPc/p-Si solar cell, *Solid-State Electronics*, **49**, 1314-1319.

Gupta, R. K., Singh, R. A., 2004, Schottky diode based on composite organic semiconductors, *Materials Science in Semiconductor Processing*, **7**, 83-87.

Gupta, R. K., Singh, R. A., 2005, Fabrication and characteristics of Schottky diode based on composite organics semiconductor, *Composites and Science and Technology*, **65**, 677-681.

Gupta R.K., Ghosh K., Kahol P.K., (Current Applied Physics 9(2009) 933-936)

Güllü, Ö., Asubay, S., Aydoğan, Ş., Türüt, A., 2010, Electrical characterization of the Al/new fuchsin/n-Si organic-modified device, *Physica E*, **42**, 1411-1416.

Güllü, C., 2008, H_2 öntavlamalı Au/n-GaAs diyotlarda elektriksel karakteristiklerin Schottky metal kalınlığı ve sıcaklığa bağlı değişiminin incelenmesi, Doktora Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum

Hill, W.A., Coleman, C.C., 1980, *Solid-State Electronics*, **23**, 987.

Henisch, H. K., 1984, Semiconductor Contacts ,*Celerondon Press*, New York.

Karataş, Ş., Altındal, Ş.,2005, *Materials Science and Eng.B*, **122**, 133-139.

Karataş, Ş., Altındal, Ş., 2005, *Solid State Electronics*, **49**, 1052-1054.

Kittel, C., 1996, Katıhal Fiziğine Giriş, Çev: B. Karaoğlu, *Güven Kitap Yayın Dağıtım,* İstanbul.

Kutluca, H., 2007, Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin sıcaklığa incelenmesi, Yüksek lisans tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara.

Li, S. S., 2006, Semiconductor Physical Electronics, *Springer*, New York.

Mott, N. F., 1938, Note on the Contact Between a Metal and an Insulator or Semiconductor, *Proc. Camb .Phil. Soc*., **34**, 568-572.

Mönch, W., J. Vac. Sci. Technol. B 17 (1999) 1867.

Nicollian, E.H., Goetzberger, A., 1967, *Bell. Syst. Technol. J.* **46**, 1055.

Neaman, D. A., 2003, Semiconductor Physical and Devices, *Mc Graw Hill*, New York.

Okur, S., Yakuphanoğlu, F., Özsöz, M., Kadayıfçılar, P. K., 2009, Electrical and interface properties of Au/DNA/n-Si organic-on-inorganic structures, *Microelectronic Engineering*, **86**, 2305-2311.

Raychaudhuri,R., Chattopadhyay,P., Appl. Surf. Sci. ,78,233,1994

Rockett, A., 2008, The materials science of semiconductors, *Springer-Verlag*, New York.

Schmitsdorf, R.F., T.U. Kampen, W. Mönch, Surf. Sci. 324 (1995) 249.

Schottky, W., 1938, Halbleitertheorie der Sperrschicht, *Naturwissenschaften*., **26**, 843-843.

Schroder, D. K., 2006, Semiconductor Material and Device Charakterization , *John Wiley and Sons Inc.,* New Jersey.

Shuer, M.,1990, Physics of Semiconductor Devices, *Prentice-Hall, Int.Inc.*, New Jersey.

Şimşir, N., Şafak, H., Yüksel, Ö. F., Kuş, M., 2012, Investigation Of Current-Voltage Characteristic Of Ag/Perylene-monoimide/n-GaAs Schottky Diode, *Current Applied Physics*, **12**, 1510-1514

So, F., 2010, Organic Electronics; Materials, Processing, Devices and Applications, *CRC Press*, Boca Raton.

Song, Y. P., Meirhaeghe, R. L. Van, Laflere, W. H. and Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. Solid State Electronics, 29, 633-638.

Sze, S. M., 1981, Physics of Semiconductor Devices , 2nd Ed., *John Wiley*, New York.

Tuğluoğlu, N., Karadeniz, S., Şahin, M., Şafak, H., 2004, Temperature dependence of current-voltage characteristics of Ag/pSnSe Schottky diodes, *Applied Surface Science*, **233**, 320-327

Tuğluoğlu, N., 2007, ^{60}Co γ-ray iradiation effects on the interface traps density of tin oxide films of different thicknesses on n-type Si (111) substrates" *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **254**, 118-124.

Tuğluoğlu, N., Karadeniz, S., 2012, Analysis Of Current-Voltage and Capacitans-Voltage Characteristics Of Perylene-monoimide/n-Si Schottky Contacs, *Current Applied Physics*, **12**, 1529-1535.

Tuğluoğlu, N., Çalışkan, F., Yüksel Ö.F., 2015, Analysis of inhomogeneous barrier and capacitance parameters for Al/rubrene/n-GaAs (100) Schottky diodes, Synthetic Metals*, 199, 270-275.*

[30] N. Tuğluoğlu, Nucl. Instrum. Meth. B 254 (2007) 118.

Tung, R. T., 1992, Electron-Transport At Metal-Semiconductor Interfaces-General Theory. Physical Review B, 45 (23), 13509-13523.

Tung, R.T., J.P. Sullivan, F. Schrey, Mater. Sci. Eng. B 14 (1992) 266.

Wang, C.C., Huang, H. K., Wang,Y. H., Houng, M. P., Wu, C. L., Chang, C. S., 2004, *Solid State Electronics*, **48**, 1683-1686.

Vural, Ö., Şafak, Y., Altındal, Ş., Türüt, A., 2010, Current–voltage characteristics of Al/Rhodamine-101/n-GaAs structures in the wide temperature range, *Current Applied Physics*, **10**, 761-765.

Werner, J. H., and Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. J. Appl. Phys., 69, (3), 1522-1532.

Yahia, I. S., Farag A. A., Yakuphanoğlu, F., Farooq, W. A., 2011, Temperature dependence of electronic parameters of organic Schottky diode based on fluorescein sodium salt, *Synthetic Metals*, **161**, 881-887.

Yakuphanoğlu, F., Okur, S., 2010, Analysis of electronic parameters and interface states of boron dispersed triethenolemine/p-Si structure by AFM, I-V, C-V-f and G/w-V-f techniques, *Mikroelectronic Engineering*, **87**, 30-34.

Yüksel, Ö. F., Kuş, M., Şimşir, N., Şafak, H., Şahin, M., Yenel, E., 2011, A detailed analysis of current-voltage characteristics of Au/perylene-monoimide/n-Si Schottky barrier diodes over a wide temperature range, *Journal of Applied Physics*, **110**, 024507.

Zafer, C., 2006, Organik boya esaslı nanokristal yapılı ince film güneş pili üretimi, Doktora Tezi, *Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, İzmir.

Ziel, A.V., 1968, Solid State Physical Electronics, *Prentice Hall Inc,*. New Jersey.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	**:**	Feride ÇALIŞKAN
Uyruğu	**:**	T. C.
Doğum Yeri ve Tarihi	**:**	Karapınar 18.01.1988
Telefon	**:**	554 304 26 60
Faks	**:**	
e-mail	**:**	gokyuzu.03@hotmail.com

EĞİTİM

Derece		**Adı, İlçe, İl**	**Bitirme Yılı**
Lise	:	Mehmet Akif Ersoy Lisesi (YDAL)	2006
Üniversite	:	S.Ü. Fen Fakültesi	2011
Yüksek Lisans	:	S.Ü. Fen Fakültesi	Devam Ediyor
Doktora	:		

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	**Kurum**	**Görevi**
2013-2014	Özel Kurum	Öğretmen
2014-Devam E.	M.E.B	Öğretmen

UZMANLIK ALANI

Fizik

YABANCI DİLLER

İngilizce

BELİRTMEK İSTEĞİNİZ DİĞER ÖZELLİKLER

YAYINLAR

1- N. Tuğluoğlu, **F. Çalışkan** and Ö.F. Yüksel, "*Analysis of inhomogeneous barrier and capacitance parameters for Al/rubrene/n-GaAs (100) Schottky diodes",* Synthetic Metals, 199, 270-275 (2015). **(Yüksek lisans tezinden yapılmıştır.)**

2- Ö. F. Yüksel, **F. Çalışkan**, N. Tuğluoğlu, M. Yıldırım, "*Temperature dependent series resistance and interface state energy distribution using current-voltage characteristics of Al/rubrene/n-GaAs (100) Schottky barrier diodes",* (SCI indexli dergiye gönderildi). **(Yüksek lisans tezinden yapılmıştır.)**

3- Ö.F. Yüksel, N. Tuğluoğlu, **F. Çalışkan, "***Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al/5,6,11,12-tetraphenylnaphthacene (rubrene)/n-GaAs (100) Schottky devices",* Solartr-2014, Izmir, 19-21 November 2014. **(Yüksek lisans tezinden yapılmıştır.)**