

**T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İLETKEN POLİMER (PNpCIPhPy) ARAYÜZEY TABAKASININ
Au/n-tipi InP SCHOTTKY DİYOT PARAMETRELERİ
ÜZERİNE ETKİLERİ**

Ömer Faruk GÜNDOĞDU

Danışman: Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA-2012**

İÇİNDEKİLER

İÇİNDEKİLER	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
SİMGELER DİZİNİ.....	vii
1. GİRİŞ	1
1.1. Schottky Diyotlarının Tarihsel Gelişimi ve Literatür Özeti.....	1
2. TEORİK TEMELLER	11
2.1. Metal – Yarıiletken Kontaklar	11
2.1.1. Metal ve n-tipi yarıiletken arasındaki kontaklar	11
2.1.1.1. Metal /n-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar	13
2.1.1.2. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontaklar	14
2.2. Termiyonik Emisyon Teorisi	16
2.3. Schottky Diyotlarda Engel Tabakasındaki Potansiyel Dağılım	19
2.4. Schottky Etkisi	23
2.5. Arayüzey Durum Yoğunluğunun Belirlenmesi	26
3. MATERYAL VE YÖNTEM	31
3.1. Polimer Arayüzeyli Schottky Diyodunun Hazırlanma Aşaması.....	31
3.2. Diyot Parametrelerinin Çözüm Aşamaları	32
3.2.1. $I - V$ karakteristiği ile diyot parametrelerinin elde edilmesi.....	32
3.2.2. Cheung fonksiyonları yardımı ile diyot parametrelerinin elde edilmesi.....	33
3.2.3. Norde fonksiyonu yardımı ile diyot parametrelerinin elde edilmesi	35
3.2.4. Kapasite – Gerilim karakteristikleri ile diyot parametrelerinin elde edilmesi .	39
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	41
4.1. Akım – Gerilim Eğrilerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri.....	41
4.2. Kapasite – Gerilim Eğrilerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri.....	47
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	48
6. KAYNAKLAR.....	54
ÖZGEÇMİŞ	59

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İLETKEN POLİMER (PNpCIPhPy) ARAYÜZEY TABAKASININ Au/n-tipi InP SCHOTTKY DİYOT PARAMETRELERİ ÜZERİNE ETKİLERİ

Ömer Faruk GÜNDOĞDU

Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

Bu çalışmada iletken polimer olan PNpCIPhPy yapısının diyot parametreleri üzerindeki etkileri araştırıldı. Diyot yapım aşamaları gerçekleştirilmesi ile arayüzey tabakalı Au/PNpCIPhPy/n-InP/In yapısı elde edildi. Bu yapının akım-gerilim ($I - V$) ve kapasite-gerilim ($C - V$) değerleri oda sıcaklığında ve karanlıkta elde edildi.

Diyot parametreleri elde edilirken $I - V$ eğrilerinde Geleneksel yöntem, Cheung fonksiyonları ve Norde fonksiyonları kullanıldı. Bu fonksiyonlar ile diyodun idealite faktörü n , seri direnci R_s ve engel yüksekliği Φ_b değerleri hesaplandı. Bu farklı yöntemlerle elde edilen parametreler bir biri ile karşılaştırıldı. $C - V$ değerleri ile kontakın difüzyon potansiyeli V_d , verici konsantrasyonu N_d , Fermi enerjisi E_F , arayüzey hal yoğunluğu N_{ss} ve engel yüksekliği Φ_b gibi parametreler hesaplandı.

Akım-gerilim eğrilerinden elde edilen parametreler ile arayüzey tabakasının diyodu idealden uzaklaştırdığı gözlemlendi. Bununla birlikte kontakta meydana gelen seri direnç birinci Cheung fonksiyonuyla $R_s = 2378 \Omega$ ikinci Cheung fonksiyonuyla $R_s = 2364 \Omega$ olarak ve Norde fonksiyonları ile ortalama $R_s = 3545 \Omega$ civarında hesaplandı. Engel yüksekliği değerleri ise Cheung fonksiyonları ile $\Phi_b = 0,74 \text{ eV}$ Norde fonksiyonları ile $\Phi_b = 0,84 \text{ eV}$ civarında elde edildi. $C - V$ hesaplamalarından elde edilen $0,36 \text{ eV}$ engel yüksekliği değerinin ise $I - V$ hesaplamalarından elde edilen değere oldukça düşük çıktığı gözlemlendi.

Anahtar kelimeler: Schottky diyotları, polimer arayüzey tabaka, arayüzey hal yoğunluğu, engel yüksekliği

2012, 59 sayfa

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

EFFECTS OF CONDUCTING POLYMER (PNPCIPHPY) INTERFACE LAYER ON Au/n-type InP SCHOTTKY DIODE PARAMETERS

Ömer Faruk GÜNDOĞDU

Süleyman Demirel University
Graduate School of Applied and Natural Sciences
Physics Department

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

In this study, it is investigated the effects of the structure of PNpCIPhPy which is a conductive polymer on the diode parameters. By means of carrying out the processes of diode producing, the structure of Au/PNpCIPhPy/n-InP/In that has an interfacial layer is obtained. The current-voltage ($I - V$) and the capacitance-voltage ($C - V$) values of this structure are found out in dark and at room temperature.

While obtaining the diode parameters, the Conventional method, Cheung and Norde functions are used on the $I - V$ curves. By means of these functions, the values of the ideality factor of diode (n), series resistance (R_s) and barrier height (ϕ_b) are respectively calculated. The parameters that obtained from the different methods are compared with each other. By using the $C - V$ values, the parameters such as diffusion potential of the contact (V_d), donor concentration (N_d), Fermi energy (E_F), interface state density (N_{ss}) and barrier height (ϕ_b) were calculated.

It is observed that values of the parameters that are obtained from the current-voltage curves and the diode of the interfacial layer are going to move from ideal value. However, the series resistance that occurs at the ignition are calculated as $R_s = 2378 \Omega$ with the first Cheung function, as $R_s = 2364 \Omega$ with the second Cheung function and as averagely $R_s = 3545 \Omega$ with the Norde functions. Also, the values of the barrier height are respectively obtained as $\phi_b = 0.74 \text{ eV}$ with the Cheung functions and $\phi_b = 0.84 \text{ eV}$ with the Norde functions. It is observed that the value of the barrier height, 0.36 eV that is obtained from $C - V$ calculations is quite lower than the value of the barrier height that is obtained from $I - V$ calculations.

Key words: Schottky diodes, polymer interfacial layer, density of interface states, barrier height.

2012, 59 pages

TEŞEKKÜR

Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum bu çalışmamda emeği geçen Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyelerinden danışman hocam Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR'e teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Deneysel verilerin değerlendirilmesinde ve karşılaştığım sorunların çözümünde yardımlarını esirgemeyen Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Araştırma görevlilerinden Durmuş Ali ALDEMİR hocama da en kalbi teşekkürlerimi sunmak isterim.

Eğitim hayatım boyunca desteklerini üzerimden eksik etmeyen, her zaman yanımda olan aileme de sonsuz sevgi ve saygılarımı sunarım.

Ömer Faruk GÜNDOĞDU
ISPARTA, 2012

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. $\emptyset_m > \emptyset_s$ durumunda metal ile yarıiletken arasında enerji seviye diyagramıdır a) Kontakdan önce enerji seviye diyagramı b) Kontakdan sonra enerji seviye diyagramı.....	12
Şekil 2.2. a) Yarıiletkene uygulanan $V = -V_0 < 0$ doğru beslemi gösteriri b) Yarıiletkene uygulanan $V = +V_0 > 0$ ters beslemi göstermektedir	13
Şekil 2.3. Metal/n-tipi yarıiletken kontağın $\emptyset_m < \emptyset_s$ olduğu durumda enerji seviye diyagramını gösterir a) Kontakdan önce enerji seviye diyagramı b) kontakdan sonra enerji seviye diyagramı c) Kontakta negatif gerilim uygulandığında d) Kontakta pozitif gerilim uygulandığında	15
Şekil 2.4. a) Metal-n tipi yarıiletken kontağın uzay yük tabakasında potansiyel dağılım b) Yüzeyden mesafenin fonksiyonu olarak $e(N_d - n)$ uzay yük yoğunluğudur	20
Şekil 2.5. Metalin yüzeyinden bir x mesafesine bir elektronun potansiyel enerjisi...	25
Şekil 2.6. Bir F_0 elektrik alanının uygulanması $x = \infty$ değerinden $x = x_m$ değerine $\varphi(x)$ potansiyel enerjisinde maksimumu değiştirir ve $-\varphi_{max}(x)/e$ miktarı kadar iş fonksiyonunu düşürür	25
Şekil 3.1. Poli[N-(p-klorofenil) pirol] PNpClPhPy iletken polimerinin molekül yapısı (Gürkan Aydın, 2010)	31
Şekil 4.1. Au/PNpClPhPy/n-InP/In Schottky diyodunun logaritmik ölçekte doğru beslem ve ters beslem durumunda Akım-Gerilim grafiği.....	41
Şekil 4.2. $\ln(I) - \ln(V)$ grafiği	42
Şekil 4.3. Cheung fonksiyonlarının aynı grafik üzerinde gösterimi	43
Şekil 4.4. Bohlin tarafından değiştirilmiş Norde fonksiyonunun değişik α değerleri için gerilime göre çizilmiş grafiği	44
Şekil 4.5. Arayüzey hal yoğunluğunun arayüzey hallerinin enerjisine göre grafiği ..	45
Şekil 4.6. $C - V$ ve $C^{-2} - V$ değerlerinin beraber gösterildiği grafik	47

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. $\ln(I) - V$ parametreleri.....	42
Çizelge.4.2. $\ln(I)$ - $\ln(V)$ grafiği parametreleri.	42
Çizelge 4.3. Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen parametreler.	43
Çizelge 4.4. Modifiye Norde fonksiyonlarından elde edilen parametreler.	44
Çizelge 4.5. $I - V$ değerlerinden elde edilen parametreler.....	46
Çizelge 4.6. $C^{-2} - V$ grafiğinden elde edilen parametreler.....	47

SİMGELER DİZİNİ

InP	İndiyum Fosfat
A	Diyot alanı
A^*	Richardson sabiti
C	Ölçülen kapasite değerleri
e	Bir elektronun yükü
X_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
ϕ_{b0}	Sıfır beslemde engel yüksekliği
ϕ_b	Engel yüksekliği
ϕ_{bef}	Etkin engel yüksekliği
V_0	Metal-yarıiletken kontağa uygulanan pozitif beslem votajı
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_i	Arayüzey tabakası boyunca potansiyel değişimi
V_s	Deplasyon tabakası boyunca gerilim değişimidir
V_{0x}	Potansiyel engelini aşmak için x yönünde gerekli olan minimum hız
E'_c	Metal içindeki TET için gerekli olan minimum enerji
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_i	Arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddeti
E_s	Yarıiletken içinde oluşan elektrik alan
F_0	Yüzey alan kuvveti
k	Boltzman sabiti
T	Sıcaklık
K	Kelvin cinsinden sıcaklık
ϵ_{or}	Organik tabakanın dielektrik sabiti
ϵ	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boş uzayın dielektrik sabiti
d	Engel kalınlığı
ρ	Uzay yük yoğunluğu
α	İdealiteden büyük değere sahip bir sabit

N_d	Verici yoğunluğu
N_c	Termal dengede iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
N_v	Valans bandı durum yoğunluğu
N_t	Organik tabakanın band boşluğundaki tuzakların toplam konsantrasyonunu
N_{sa}	Metal-Arayüzey denge durumunda arayüzey durum yoğunluğu
N_{sb}	Yarıiletken-Arayüzey denge durumunda arayüzey durum yoğunluğu
ΔN	Birim hacimdeki elektron sayısı
n	Elektron yoğunluğu
n	İdealite faktörü
n_0	Değeri organik tabakadaki serbest yüklerin konsantrasyonu
Q	Yarıiletkenin birim alanındaki toplam yük
Q_{sa}	Metalle-Arayüzey tabakası denge durumunda iken arayüzey yük yoğunluğu
Q_{sb}	Yarıiletken-Arayüzey tabakası denge durumunda iken arayüzey yük yoğunluğu
C	Kapasitans
m_n^*	Elektronun etkin kütlesi
μ	Arayüzey organik tabakasında serbest taşıyıcılarının mobilitesi
$\Delta\phi(x)$	Schottky engel yüksekliği alçalması
$I - V$	Akım Gerilim Grafiği
$C - V$	Kapasite Gerilim Grafiği
SCLC	Uzay Yük Sınırlama Akımı
TCLC	Tuzaklanmış Yük Sınırlama Akımı
DLTS	Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi
MOCVD	Metal Organik Kimyasal Buharlaştırma ve Biriktirme
SCS	Schottky Kapasite Spektroskopisi
TET	Termoiyonik Emisyon Teorisi

1. GİRİŞ

1.1. Schottky Diyotlarının Tarihsel Gelişimi ve Literatür Özeti

Günümüzde birçok formatıyla optik ve elektronik cihazlarda başarılı uygulamaları nedeniyle son yıllarda önem kazanmış ve en basit haliyle kontak yapılar diyebileceğimiz yapıların tarihi, bir asrı aşkın süredir üzerinde bilgi birikimi olan yapılardan oluşmaktadır. Şüphesiz bunların en önemlilerinden biri olan Schottky yapıları üzerinde çok fazla emek harcanan yapılardan biridir. Ayrıca yarıiletkenler üzerinde yapılan çalışmalar çok ciddi boyutlardadır. 1969 öncesinde yarıiletkenlerle ilgili yayınlanan belge sayısının yaklaşık 2500 olduğu, 1974’de 100 yıllık bir geçmişe sahip olan yapılar üzerinde yayınlanan belge sayısının toplam 13000’e ulaştığı ve büyümenin aynı hızla devam ederse daha sonraki süreçte 2000 yılına kadar 220000 belge yayınlanacağı 2005’e kadar olan zamanda ulaşılacak belge sayısının 300000’e ulaşacağı ifade edilmiştir (Sze, 1998). Bu sayı günümüzde çok daha fazla olmuştur. Metal-yarıiletken kontaklarla oluşturulan Schottky diyotları çalışma özellikleri bakımından birçok alanda tercih edilmişlerdir.

Schottky engel diyotlarının birçok uygulama alanında tercih edilmesinin sebebi bu diyotların yüksek frekanslarda uygulanan gerilimin yön değiştirmesine bağlı olarak verdikleri yanıtların yüksek performansı, gösterdikleri kararlılıklar, daha önce yapılmış nokta kontak diyotlara göre daha düşük seri dirence sahip olmaları, ihtiyaç duyulan karakteristiklerde üretilebilmeleri, yüksek güç kapasitesi ve düşük gürültü seviyesi yer almaktadır. Ayrıca Schottky diyotları aktif yarıiletken devre elemanlarında doğrultucu kontak (akımın bir yönde kolayca geçebilmesi yani alternatif akımı doğru akıma çevirebilme) ve omik kontak (düşük direnç ile akımın her iki yönde hareket etmesine olanak sağlama) olarak görev alması da söz konusudur.

Schottky engel diyotları günümüzde birçok uygulama alanıyla karşımıza çıkmaktadır. Bu yapıların, düşük sıcaklıklarda çalışan dedektörlerde, radar sistemlerinde, termal görüntüleme sensörlerinde, yüksek frekanslarda çalıştırılan

anahtarlamaalı güç kaynaklarında, nükleer parçacık dedektörlerinde, elektronik ve optoelektronik cihazlar gibi çok değişik alanlarda kullanıldığı bilinmektedir.

Metal-yarıiletken kontaklarla ilgili bilinen ilk çalışmaların Braun tarafından 1874 yılında yapıldığı bilinmektedir. Braun bu nokta kontak doğrultucularını dedektör olarak kullanmayı da başarmıştır. Böylece metal-yarıiletken kontakların tarihi Braun'la başlamış üzerinde binlerce makale verilmiş önemli bir araştırma konusu haline gelmiştir. 1930'lu yıllarda Schottky'de metal-yarıiletken kontaklar üzerine önemli çalışmalar yapmış ve onun adına atfen metal-yarıiletken kontaklara günümüzde de Schottky engel diyotları denmektedir.

Schottky (1938)'de metal-yarıiletken kontakta kimyasal bir tabaka olmaksızın sadece yarıiletken içindeki kararlı uzay yüklerinden dolayı bir potansiyel engelinin oluşacağını öne sürmüştür (Sze vd., 2007). Schottky'nin geliştirdiği model, yarıiletkende oluşan elektrik alan tükenim bölgesine olan uzaklıkla lineer olarak artarken potansiyelinde ikinci dereceden arttığını önermesiyle Poisson denklemi ile uyumlu olduğunu göstermiştir (Rhoderick ve Williams, 1988). Schottky engeli olarak bilinen bu model bu düşüncelerden ileri gelmektedir. Mott tarafından da bir model tasarlanmıştır. Bu modele göre Mott (1938); potansiyel engel varlığının metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarından kaynaklandığını öne sürmüştür. Mott elektrik alanının sabit, elektrostatik potansiyelin metale yaklaşırken uzaklıkla lineer olarak değiştiğini ve engel bölgesinin yüklü safsızlıklarından arındırılmış olduğunu varsaymıştır. Uzay yüklerinin engeli nasıl etkilediği ile ilgili çalışmalar ise Sovyetler Birliğinde Davydov tarafından yapıldığı bilinmektedir.

İkinci dünya savaşı yıllarında silisyum ve germanyum nokta kontak doğrultucularının mikrodalga radarlarda kullanılmasında metal-yarıiletken kontakların araştırması ve geliştirilmesinde önemli bir faktör olmuştur. Bu yıllarda kontak yapılarının anlaşılmasında en önemli katkı denilebilecek olay Bethe'nin öne sürdüğü termioyonik emisyon teorisi olmuştur. Bu teoriye göre Bethe, elektronların emisyon süreci ile hareket ettiğini öne sürmüştür. Bu olayda elektronların engeli aşma süreciyle, metaldeki bir elektronun vakum seviyesine geçmesi olayının aynı

olduğunu öngörmüştür. Bu teoride, Mott ve Schottky'nin yarıiletkende sürüklenme ve difüzyonu ele almalarından ziyade elektron iletiminin emisyon teorisi ile gerçekleştiği düşünülmektedir. Daha sonraki çalışmalarda ise Crowell ve Sze Schottky'nin difüzyon teorisini ve Bethe'nin Termiyonik Emisyon Teorisini tek çatı altında toplayarak Emisyon-Difüzyon Teorisi olarak ortaya koymuşlardır.

Schottky diyotlarında idealite faktörü (n), seri direnç (R_s) ve engel yüksekliği (ϕ_b) gibi parametrelerinin belirlenmesinde geleneksel metod olan deneysel ($I - V$) ve ($C - V$) grafiklerinden faydalanılıyordu. Fakat seri direncin ideal şartlardan büyük ve arayüzey durumlarının beklenen değerlerden farklı sonuçlar vermesi nedeniyle çizilen $I - V$ ve $C - V$ değerlerinde ideal durumlardan sapmalar gözlenmekte ve bu da elde edilen parametrelerin güvenilirliğini azaltmaktaydı. Bu ideal olmayan duruma sahip Schottky diyotlarında idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği gibi temel parametrelerin belirlenmesinde yeni yöntemler geliştirmek birçok araştırmacının ana hedefi olmuştur.

Norde (1979), standart $\ln I - V$ eğrisinin değerlerini engelleyecek seri direnç değerlerinin varlığında bile engel yüksekliğinin güvenilir değerleri $F(V)$ fonksiyonunu tarafından elde edilebileceğini göstermiştir. $F(V)$ 'nin teorik olarak incelenmesi bazı yaygın olan Schottky engel diyotları için deneysel olarak gerçekleştirilmiştir. Bohlin (1986), Norde fonksiyonlarını genişletilmiş bir şekilde tanımlar. Bu Schottky engel diyotlarının $I - V$ ölçümlerinden idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği değerlerinin belirlenmesine imkan sağlar. Teorik veriler bu metodun uygulanabilirliğini gösteren deneysel veriler ile kanıtlanmıştır.

Cowley ve Sze (1965), Schottky diyotlarının kontak metallerinin iş fonksiyonlarına bağımlılığını araştırmışlar ve arayüzlerdeki yüzey durum yoğunluğunun sadece yarıiletkenin yüzey özelliklerinden kaynaklandığını ve metalden bağımsız olduğunu öne sürmüşlerdir. Schottky kontaklarında materyaller kontak haline getirilirken arayüzeylerde istenmeyen oksit tabaka meydana gelmektedir. Bu tabaka varlığının diyot parametrelerini önemli şekilde etkilediği bilinmektedir. Chattopadhyay ve Daw (1985)'de metalin iş fonksiyonuna karşılık engel yüksekliğindeki ideal olmayan

durumu, yüzey durumları varlığını düşünmesiyle açıklamıştır. Bu çalışmalarının Cowley ve Sze'nin engel yüksekliği modeliyle uyumlu olduğunu bulmuşlardır.

Sato ve Yasamura (1985), seri direnç ile Schottky engel diyotları için $I - V$ karakteristiklerini araştırdılar. Norde fonksiyonlarını kullanarak iki farklı sıcaklıkta idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği değerlerini $1 < n < 2$ durumunda elde edilebileceğini göstermişlerdir.

Cheung S. K. ve Cheung N. W., (1986), Schottky diyotlarının akım yoğunluğu-gerilim karakteristiklerini ($J - V$) kullanarak $d(V)/d(\ln J) - J$ nin bir grafiğini ve $H(J) - J$ grafiğinin her birinin düz bir çizgi vereceğini göstermişlerdir. Buradan Schottky diyotlarının idealite faktörü (n), seri direnç (R_s) ve engel yüksekliği (ϕ_b) değerlerini basit $I - V$ ölçümleri ile belirlenebilirdi. Bu prosedür W/GaAs Schottky kontağının termal tavlama etkilerinde çalışmasıyla başarılı bir şekilde kullanılmıştır.

Wu vd., (1989), metal-yarıiletken birleşimlerinde arayüzey kapasitansının yeni bir teorisini geliştirdiler. Bu diyot kapasitansı arayüzey yükleri vasıtasıyla etkin Schottky engel yüksekliğinin değişimine atfedilmiştir. Arayüzey durumlarının fiziksel özellikleri ve ölçülen kapasitansı arasındaki ilişki Shockley-Read istatistik yöntemi ile formüle etmişler ve zaman dağılımıyla elektronun durağanlaşmasını dikkate almışlardır.

Werner ve Güttler (1991), uzaysal olarak homojen olmayan Schottky diyotları üzerinde $I - V$ ve $C - V$ ölçümlerinin yorumlanması için yeni bir analitik potansiyel dalgalanma modeli sunmuşlardır. Akım ve Kapasitans engellerinin yeni bir değerlendirme şeması uzaysal olarak dağılmış Schottky engellerinin ölçüm analizine izin verdiği açıklanmıştır. Ek olarak yapılan analizlerde göstermiş ki Schottky kontaklarının beklenmedik idealite katsayısının uygulanan ön gerilim altında engel dağılımının deformasyonunu yansıttığı bulunmuştur. O ön gerilimin idealite için sıcaklığa bağlı olduğu düşünülmektedir.

Türüt ve Sağlam (1992), yüzey durumlarının katkı yoğunluğu doğru beslem $I - V$ karakteristiklerinden elde etti. Lineer olmayan ya da eğik olan ters beslem ($C^{-2} - V$) grafiğinden yüzey durumlarının varlığının neden olduğu artık kapasite C_0 gözlemlendi. Bu artık kapasitenin frekansın artmasıyla azaldığı gözlemlendi. Bu davranış artan frekans ile azalan yüzey durumlarının görünür yoğunluğu I_0 olarak tanımlandı. Buna ek olarak $C - V$ karakteristiklerinden elde edilen parametrelerin Fonash tarafından önerilen bir MIS yapının teorik modelinin Vasudev ve diğerleri tarafından önerilen artık kapasite için basit bir grafik model vasıtasıyla doğrulandı. Tung (2001)'de kimyasal bağ oluşumu ve yüzey dipolleri arasındaki ilişkiyi açıklamak için yeni düşünceler geliştirdi ve geniş oranda deneysel verilerle tutarlı olduğu gösterildi.

Bazı yarıiletken materyallerin yanında, düşük Schottky engel yüksekliğinin yüksek sızıntı akımına sebep olması, yüksek hız gerektiren yapılarda umut verici oluşu, katkısız InP'ın bazı yarıiletken yapılara kıyasla daha az doğal derin seviye kusurunun oluşu, radyasyon gibi etkilere dirençli olması, birçok optoelektronik ve elektronik cihazlarda başarılı uygulamaları ve kendine has karakteristik özelliklerinden dolayı InP materyali üzerine birçok araştırma yapılmıştır. Bununla birlikte maliyetleri ucuz, kolayca şekil verilebilen iletken polimerlerinin keşfiyle InP üzerine kolay uygulamaları neticesinde bu yapıların birlikte kullanılmalarıyla, üretilmek istenen karakteristik yapılar üzerinde birçok araştırma yapılmıştır (Soylu, 2007; Khan, 2000).

Gaonach vd., (1990), Schottky diyotları üzerine araştırmalar yapmışlar ve MOCVD metodu ile üretilen n-InP Schottky diyotları üzerinde geleneksel $I - V$ ve $C - V$ ölçümleri yaparak metal ve yarıiletken arasında yerleştirdikleri GaInP ve GaInAs üç parçalı nano tabakalarının kontak davranışlarını sıcaklık, termal tavlama süresi gibi şartları değiştirerek incelemişlerdir. En iyi diyotların engel yüksekliğini $0,58 \pm 0,02$ eV olduğunu ve idealite faktörünün 1,03 olduğu değerleri hesaplamışlardır.

Maaref ve Barret (1991), Au, Ag, Al ve Pd-InP(n tipi) materyallerin arayüzey durumları incelenmiştir. Bu arayüzey durumları Schottky kapasitans spektroskopisi

(SCS), $I - V$, $C - V$ gibi elektriksel metotlarla karakterize edilmiştir. InP üzerine yerleştirilmiş metallerin çeşitli durum faaliyetlerine rağmen Schottky engel yükseklikleri oldukça benzerdir. Bu değerler Al için $0,37 \text{ eV}$, Au ve Pd için $0,41 \text{ eV}$, Ag için $0,54 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır. SCS tarafından arayüzey durumlarının incelenmesi metalin kenarında lokalize olmuş $E(c) - 0,25 \text{ eV}$ ve $E(c) - 0,37 \text{ eV}$ iki karakteristik durumun bulunduğunu gösterir. Bu bulguların fermi seviyesi ile ilgili çok önemli bir rol oynayabileceğini gösterilmiştir.

Lee vd., (1993), Au ve n-InP kullanarak yaptıkları kontağın ters beslemde $I - V$ karakteristiklerini 230 K ve 290 K arasında ölçmüşlerdir. Termoyonik Alan Teorisini tanımlamak için kullandıkları bu modelde $I - V$ ölçümlerinden elde ettikleri band aralık değerinin literatürdeki sonuçlarla uyum içinde olduğunu bulmuşlardır. Oda sıcaklığında engel yüksekliği $\phi_b = 0,68 \pm 0,05 \text{ eV}$ ve InP direncini $R = 1,32 \times 10^7 \Omega$ olarak bulmuşlardır.

Singh vd., (1994), ince arayüzey tabakası ile Au/p-InP Schottky diyotları (MIS) ürettirler. Bu yapının 290 K ve 393 K sıcaklığında ters beslem $I - V$ ve $C - V$ karakteristiklerini ölçtüler. Bu akım, gerilim ve sıcaklık analizlerinden arayüzey tabakasının kalınlığını ve iletim katsayısı için sırasıyla $(45 \pm 22) \text{ \AA}$ ve $7,5 \pm 1,7 \times 10^{-3}$ olarak hesaplamışlardır.

Hasegawa (1997), geleneksel metal biriktirme yöntemiyle üretilen materyallerin ve InP üzerinde oluşturulan Schottky engellerinin neredeyse metalin iş fonksiyonundan bağımsız ve fermi seviyesi mihlanması tarafından düşük engel yüksekliğine sahip durumlar sergilediğinin bilindiğine dikkat çekmişler. Schottky engel yüksekliği değerinde önemli artış ve fermi seviyesi mihlanmasının ortadan kaldırılması InP temelli materyallerin kontrollü olarak oluşturulması sonucuyla gerçekleştirilmiştir. Arttırılan engel yüksekliği değeri Pt' nin elektrokimyasal olarak biriktirilmesiyle $n - \text{In}$, $n - \text{InP}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ve $n - \text{InP}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ materyallerinin engel yüksekliği değeri sırasıyla $0,89 \text{ eV}$, $0,50 \text{ eV}$ ve $0,89 \text{ eV}$ olarak hesaplanmıştır.

Nathan vd., (1996), yaptıkları çalışmalarda Schottky engel yüksekliği değerini ve idealite faktörü değerini sıcaklığa bağlı olarak ölçmeleriyle $I - V$ engel yüksekliğinin sıcaklıkla arttığını ve idealite faktörünün azaldığını bulmuşlardır.

Akkal vd., (1998), InP yüzeyini birkaç nano tabaka InSb ile kaplayarak oluşturdukları Au/InP Schottky materyalini $300 - 425 K$ arasında değişen sıcaklıklarda $I - V$ ve $C - V$ ölçümlerini araştırmışlar. $I - V$ analizlerinde doyma akımını $2 \times 10^{-5} - 7 \times 10^{-5} A$, idealite faktörünü $1,7 - 1,24$, engel yüksekliğini $0,47 - 0,45 eV$ ve seri direnç değerini $85 - 19 \Omega$ olarak hesaplamışlardır. $C - V$ Analizlerinde ise difüzyon potansiyelini ve katkı yoğunluğunu hesaplamışlardır. Difüzyon potansiyelini (V_d) oda sıcaklığında hesaplamışlar katkı yoğunluğunu $3 \times 10^{15} cm^{-3}$ ve termal aktivasyonla arttığını $425 K$ de $7 \times 10^{15} cm^{-3}$ değerini aldığını hesaplamışlardır. Fakat bununla ters orantılı olarak difüzyon potansiyelinin $33,7 \times 10^{-2}$ den 29×10^{-2} değerine azaldığını bulmuşlardır. Artan sıcaklık ile azalan arayüzey durum yoğunluğunu $4,33 \times 10^{12} cm^{-2} eV^{-1}$ değerinden $10^{12} cm^{-2} eV^{-1}$ değerine azaldığını bulmuşlardır. Bu gelişmeleri Au/InP arayüzeyinde yeni düzenlemenin ve moleküler yapının sonuçlarından kaynaklanması olarak yorumlamışlardır. $375 K$ den daha düşük sıcaklıklarda $C - V$ çoğunlukla yarıiletken derin verici seviyeleri varlığından ve/yada önemli bir arayüzey durum yoğunluğu tarafından kontrol edildiğini açıklamışlardır. $375 K$ den daha büyük sıcaklıklarda ise $C^{-2} - V$ eğrilerinde gözden kaybolan derin verici seviyeler ve lineerlikten kaynaklandığı sonucuna varmışlardır.

Jones vd., (1999), Schottky diyotları için n-InP/poly(pyrrole) arayüzeyinde akım taşınmasının detaylı çalışmalarını yapmışlardır. Ortalama idealite faktörü değerini $n = 1,02 \pm 0,02$ bulmuşlar ve $C - V$ değerlerinden de engel yüksekliğini $\phi_b = 0,78 \pm 0,01 eV$ olarak elde etmişlerdir.

Ahaitouf vd., (2000), $I - V$ ve DLTS teknikleriyle n-InP üzerinde ultraviyole ile oksitlenmiş Schottky diyotları oluşturmuşlar ve bu yapılar üzerinde çalışmışlardır. Oksitlenmiş yapılar için idealite-gerilim grafiğinde yaklaşık $0,2 V$ civarında bir pik gözlemlemişler ve bunun arayüzey yoğunluğunun maksimum olduğu değer olarak

tespit etmişler ki bu değeri $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ olarak hesaplamışlardır. Bazı yapılar için karşılaştırılabilir sonuçları DLTS ölçümlerinden de elde etmişler. $I - V$ ölçümlerinden Schottky diyotları için yüzey durumları üzerinde hiçbir bilgi çıkarımı yapmamışlar ve idealite gerilim grafiklerinde hiçbir pik gözlemlememişlerdir. Fakat DLTS ölçümleriyle InP arayüzeyinde elektriksel olarak aktif lokalize olmuş kusurları belirlemişlerdir. Bu çalışmalarıyla $I - V$ ölçümlerinin arayüzey durum araştırmaları için hızlı teknikler olarak kullanılabileceğini göstermişlerdir.

Aydoğan vd., (2005), $I - V$ ve $C - V$ ölçümleri yardımıyla polypyrrole/p-InP yapısının diyot parametrelerini hesaplamışlar ve diodun ideal olmayan davranış sergilediğini gözlemlemişlerdir. Bu ideal olmayan davranışı engelin homojen olmayışına, arayüzey durumlarına ve arayüzey tabakasına atfetmişlerdir. Her iki ölçüm tekniği ile engel yüksekliği değerini de hesaplamışlar ve bulunan değerlerin farklı olmasının sebebini her iki ölçüm tekniğinin farklı doğasından kaynaklandığıyla açıklamışlardır.

Çetin ve Ayyıldız (2007), kimyasal temizleme ile gerçekleştirdikleri (100) Schottky engel diyotlarının Au, Al, Cu/InP ve hava ortamına maruz bırakılmış n-InP yapısı arasındaki elektriksel özellikleri incelediler. Hava ortamına maruz kalan yapıda oluşan oksit tabakasını kimyasal olarak temizlenmiş InP yüzeyine metal buharlaştırmadan önce farklı hafta sürelerince laboratuvar ortamında oluşturmuşlardır. Hava ortamına maruz bırakılmış yüzeylerde P_2O_5 ve $In(PO)_4$ oluştuğunu bulmuşlardır. In oksitleri ve In-P oksitleri bulunmasına rağmen kimyasal olarak temizlenmiş yüzeylerde P oksitlerinin bulunmadığını gözlemlemişlerdir. Elde edilen sonuçlar artan engel yüksekliğinin havaya maruz kalan kristal yüzeyine direkt olarak bağlı olmadığını göstermiştir. Oksitlenmiş yüzeyler üzerine yerleştirilmiş Schottky metalleri referans örnekleriyle ilgili olarak engel yüksekliğinde bir artış ya da azalışa neden olduğunu belirlemişlerdir. Metal-oksit, metal-kristal etkileşimleri Schottky engel yüksekliklerini belirlemenin ana faktörü olduğu sonucuna varmışlardır.

Cimilli vd., (2007), hazırladıkları Au/n-InP/In yapının bazı diyot parametrelerini hesaplamışlardır. $I - V$ karakteristiklerinden Au/n-InP/In Schottky Engel Diyodu

için engel yüksekliği değerini $0,557 - 0,615 \text{ eV}$ aralığında ve idealite faktörünü $1,002 - 1,087$ aralığında değişiklik gösterdiğini bulmuşlardır. İdealite faktörü ve engel yüksekliği arasındaki deneysel lineer ilişkiden Au/n-InP/In Schottky engel diyodu için homojen yanal engel yüksekliği değerini yaklaşık olarak $0,597 \text{ eV}$ olarak belirlemişlerdir. Ters beslem $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin $0,512 - 0,572 \text{ eV}$ arasında çeşitlilik gösterdiğini ve istatistiksel analizlerden de $\phi(C-V) = 0,562 \pm 0,004 \text{ eV}$ olduğu bulmuşlardır. Katkı yoğunluğunu yaklaşık olarak $(2,90 \pm 0,05) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bulmuşlar ve bunu ters beslem $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde etmişlerdir.

Yıldız ve Altındal (2008), Schottky kontaklarına doğru beslemde yeterince yüksek gerilim uygulandığı zaman $I - V$ grafiğindeki sapma sebebinin seri direnç, arayüzey durumları ve arayüzey yalıtkan tabakasından kaynaklanabileceğini belirtmişlerdir.

Soylu vd., (2010), polimer olmayan organik bileşik pyronine-B'nin ince filmini spin kaplama yöntemini kullanarak gerçekleştirmişlerdir. Au/pyronine-B/n-InP yapısının tavlama sıcaklığına bağlı olarak engel yüksekliği ve idealite faktöründeki değişiklikleri incelemişler ve tavlama sıcaklığına bağlı olarak farklı engel yüksekliği ve farklı idealite faktörü elde etmişlerdir. Au/pyronine-B/n-InP materyali için oda sıcaklığındaki engel yüksekliğini $0,60 \text{ eV}$ ve idealite faktörünü $1,041$ olarak bulmuşlardır.

Karataş 2011, Au/poli(3-sübsitüetiufen)(P3DMTFT)/n-InP/In yapısında kullanılan poli(3-sübsitüetiufen)(P3DMTFT) iletken polimer arayüzey tabakasının elektriksel özelliklerini incelemişler, düz beslem $I - V$ karakteristiklerinden n idealite faktörünü $2,01$ ve ϕ_b engel yüksekliği değerini $0,7 \text{ eV}$ olarak elde etmişlerdir. Ayrıca Ters beslem $C - V$ değerlerini kullanarak ϕ_b engel yüksekliği değerini $0,379 \text{ eV}$, taşıyıcı yoğunluğunu $1,37 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak elde etmişlerdir. Düzbeslem $I - V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değeri ile ters beslem $C - V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerini karşılaştırmışlardır. Engel yükseklikleri arasındaki bu farklılığın sebebinin aşırı kapasitenin varlığından ve

engel yüksekliğinin düzgün olmayan dağılımından kaynaklanabileceği sonucuna varmışlardır.

Güllü vd., (2012), organik boyama yöntemiyle (PSP) Cu/n-InP kontağına arayüzey tabakası oluşturdular. 0,82 eV kadar bir etkin engel yüksekliğini Cu/PSP/n-InP Schottky diyodu için $I - V$ ölçümleri yardımıyla hesapladılar. Diyodun gerçekleştirdiği iyi performansı Cu ve n-InP arasındaki ince arayüzey tabakası oluşturmalarına atfettiler. $C - V$ ölçümleri yardımıyla da Cu/PSP/n-InP Schottky engel diyodunun difizyon potansiyelini ve engel yüksekliğini sırasıyla 0,73 eV ve 0,86 eV olarak hesaplamışlardır.

Bu çalışmada, inorganik yarıiletken olan n-InP materyaline kimyasal temizleme işlemi gerçekleştirildikten sonra arka yüzüne In buharlaştırıldı. Belli bir sıcaklıkta tavlansak omik kontak elde edildi ve daha sonra bu kontağın ön yüzüne orijinal olarak sentezlenmiş bir pirol türü olan PNpClPhPy iletken polimeri damlatma yöntemiyle biçimlendirildi. Son olarak iletken polimerin üzerine Au buharlaştırarak Au/PNpClPhPy/n-InP/In yapısı oluşturuldu. Daha sonraki aşamalarda Schottky kontak yapısının $I - V$ ve $C - V$ değerleri ölçülerek elde edilen veriler değerlendirildi.

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma temel olarak beş ana bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde çalışmanın tarihsel başlangıcı, gelişim süreci ve yapılan çalışmaya örnek teşkil edebilecek bazı çalışmaların literatür özetini vermek oldu. İkinci bölümde konuyla ilgili teorik bilgiler sunuldu ve çalışmanın temelleri bu bölüme dayandırıldı. Üçüncü bölümde yapılan çalışmanın deneysel aşamaları ve diyot parametrelerini elde etmede kullanılan metotlar verildi. Dördüncü bölümde yapılan çalışmada elde edilen deneysel sonuçlar yer aldı. Beşinci bölümde ise deneysel bulgular değerlendirilerek çalışma sonlandırıldı.

2. TEORİK TEMELLER

2.1. Metal – Yarıiletken Kontaklar

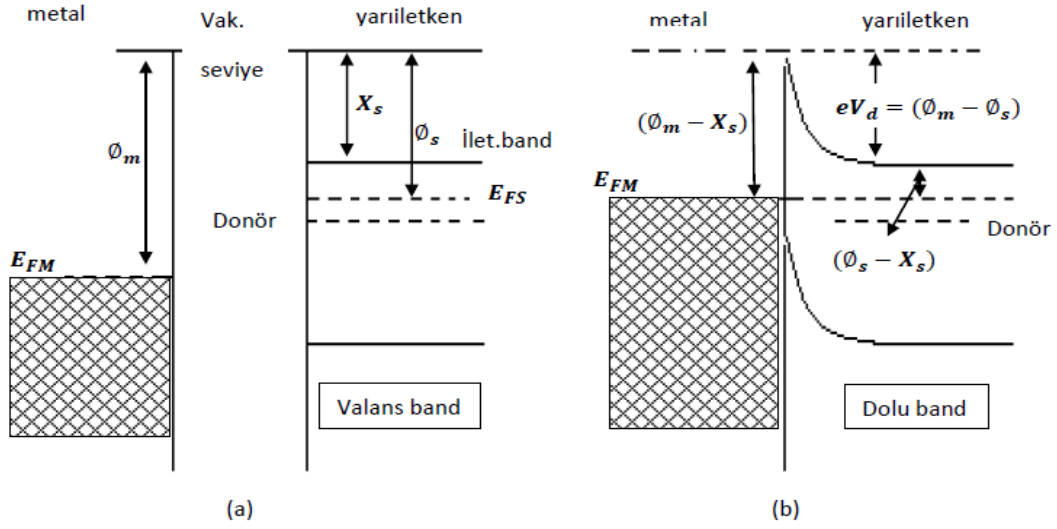
İki madde kontak haline getirildiğinde yükler yeniden dağılım gösterir, şartlar eşitlendiğinde iki maddenin de fermi enerji seviyeleri eşit yüksekliğe ulaşır. Bu kural sadece iki metal arasında değil aynı zamanda metal ve n-tipi ya da p-tipi yarıiletken kontaklar içinde geçerlidir.

Yük dağılımından dolayı kontakta bir dipol tabakası oluşacaktır. Metal-metal kontaklarda bu dipol tabakası kontağın her iki yanında da daima yüzey yükleri tarafından oluşacaktır. Böyle bir kontak omik kontak olacaktır. Çünkü elektronlar bir metalden diğer bir metale serbestçe hareket edeceklerdir. Fakat metal-yarıiletken kontaklar omik ya da doğrultucu kontak olabilir. Doğrultucu kontak akımın bir diğer yöne göre çok daha kolay akmasıdır. Bu iki maddenin elektronik enerji seviye diyagramı ile ilişkisi gösterilebilir.

2.1.1. Metal ve n-tipi yarıiletken arasındaki kontaklar

Yarıiletkende verici konsantrasyonu oldukça geniş bir aralığa sahip ve oda sıcaklığında hemen hemen tüm vericiler iyonize olmuşlardır. ϕ_m metalin iş fonksiyonu, ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu ve X_s yarı iletkenin elektron yakınlığıdır.

İlk olarak $\phi_m > \phi_s$ durumu düşünüldüğünde şekil 2.1.a’da gösterildiği gibi yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden $(\phi_m - \phi_s)$ kadar üzerindedir. Kontakta sonra bir yük değişimi ortaya çıkar ve yarıiletkenin yüzey tabakasından elektronlar metale geçer, bu elektronlar yüzey tabakasında arkasında iyonize olmuş vericiler bırakır. Yük değişimi tamamlandıktan sonra materyallerdeki fermi enerji seviyeleri aynı olur. Bu ifade yarıiletkendeki fermi enerji seviyesinin $(\phi_m - \phi_s)$ miktarı kadar düşmesi anlamına gelir. Sonuç olarak potansiyel bir engel yüzeyde oluşturulmuş olur. Bu engelin yüksekliği yarıiletken kenarında $(\phi_m - \phi_s)$ dir. Çünkü metal ile yarıiletkenin fermi seviyesi aynı yüksekliktedir.



Şekil 2.1. $\phi_m > \phi_s$ durumunda metal ile yarıiletken arasında enerji seviye diyagramıdır. a)Kontaktan önce enerji seviye diyagramı b) Kontaktan sonra enerji seviye diyagramı

Metal tarafındaki engelin yüksekliği $(\phi_m - \phi_s) + (\phi_s - X_s) = (\phi_m - X_s)$ dir. Buradan engel yüksekliği;

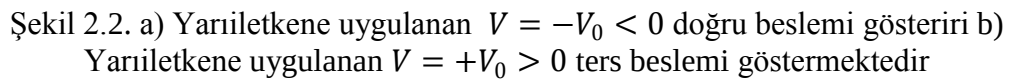
$$eV_d = (\phi_m - \phi_s) \quad (2.1)$$

olur. V_d niceliği difüzyon potansiyeli olarak bilinir. Bu potansiyel yarıiletkenin içerisinde metal yüzeyine göre alınır. Bu potansiyel farkı kontakta elektrik dipol tabakası tarafından sürdürülür. Çünkü kontağın yarıiletken yanında pozitif yükler metalde iyonize olmuş atomların yoğunluğundan çok daha küçük yoğunluğa sahip iyonize olmuş vericiler tarafından oluşturulur. Fakat bu pozitif yükler, yüzeye dağılmış yükler gibi yüzey yükleri olarak ortaya çıkmaz. Buyüzden ortaya çıkan yük dağılımı uzay yük tabakası olarak ifade edilir. Kontakta potansiyel engelden dolayı bu yüzey tabakası engel tabakası olarak da bilinir. Bu tabakanın kalınlığı d , iyonize olmuş vericilerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin V_d değerine bağlıdır.

Metalin bazı elektronları termal salınımdan dolayı metal tarafındaki potansiyel engel yüksekliğini aşmak için yeterli enerjiye sahip olacak ve benzer şekilde yarıiletkenin bazı elektronları yarıiletken tarafındaki potansiyel engel yüksekliğini aşmak için

Şayet bir V potansiyeli yarıiletken üzerine uygulanırsa yarıiletken içerisindeki elektronların potansiyel enerjisi $-eV$ kadar değişir. Kontakın metal yanındaki engel yüksekliği $(\phi_m - \chi_s)$ olarak kalır ve V 'nin değerinden bağımsızdır. Fakat yarıiletken tarafında engel yüksekliği eV_d değerinden $e(V_d + V)$ değerine ulaşır. Yarıiletken içine metalden elektronların akmasından dolayı bu akım V 'nin tüm değerleri için aynı I_0 değerine sahip olacaktır. Fakat yarıiletkendeki metale elektronların akmasıyla ortaya çıkan akım V 'nin değerlerine güçlü bir şekilde bağlı olacaktır.

Metal ve n-tipi yarıiletken, kontak haline getirildiğinde bu kontaklar karakteristik özelliklerine göre akımı tek yönlü olarak geçirme özelliğine yani doğrultucu kontak özelliğine sahip olabilir.



13

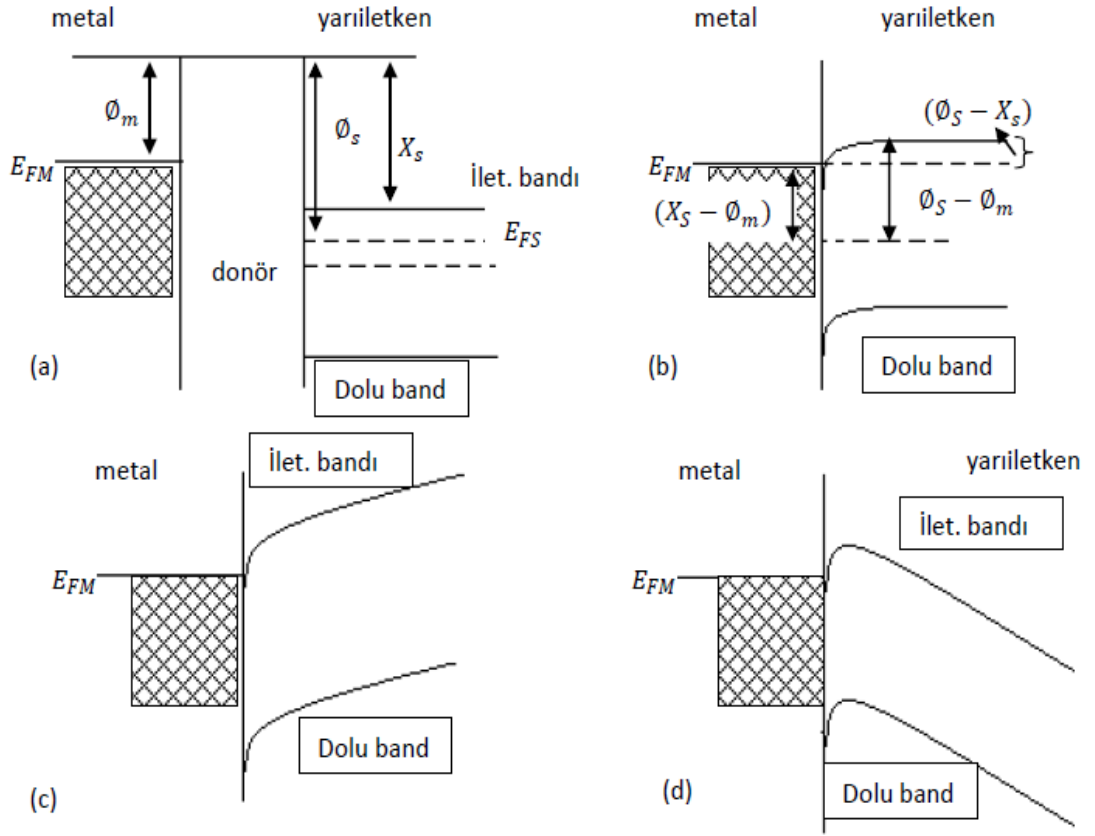
olarak yarıiletken metal içine akan elektronların sayısı önemli bir şekilde azalacaktır. Bu diyoda ters yönde beslem uygulandığı söylenebilir. Eğer $V = -V_0$ (V_0 pozitif) ise engelin yüksekliği eV_d değerinden $e(V_d - V_0)$ değerine azalacaktır ve sonuç olarak yarıiletken metal içine akan elektronların sayısı $\exp(eV_0/kT)$ kadar artacaktır. O zaman bu kontağa doğru yönde beslem uygulandığı söylenir yada akım akışının kolay olduğu ifade edilir. Böyle bir kontak doğrultucu kontak olmuştur.

Yarıiletkenin yüzey tabakasında pozitif yüklerin dağılımından dolayı ve kontakın metal kenarında yüzey yüklerinden dolayı kontakta (kondansatör gibi) karşılıklı bir yük dağılımı olduğu düşünülebilir. Engel genişliği d , yüzey alan kuvveti F_0 ve kontak kapasitansı C , yarıiletkene uygulanan gerilime ve yarıiletkenindeki verici konsantrasyonuna bağlıdır.

2.1.1.2. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontaklar

Bahsedilen ifadelerde $\phi_m > \phi_s$ durumunu göz önüne alarak kontak yapıları incelendi. Metal-n tipi yarıiletken için oluşabilecek diğer bir durum $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumdur. Eğer $\phi_m < \phi_s$ olursa doğrultucu engel oluşmaz. Böylesi bir kontakta durum şekil 2.3'de gösterilmiştir. Yarıiletkenin fermi seviyesi ($\phi_s - \phi_m$) miktarı kadar metalin fermi seviyesinden aşağıdadır. Kontak oluşturulup yük değişimi gerçekleştikten sonra yarıiletkenin yüzey tabakası içine metalden elektronlar akar, kontakın metal kenarında arkasında pozitif yüzey yükleri bırakarak akan elektronlar kontakın yarıiletken tarafında negatif yüzey yüklerine neden olur. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki negatif yük, yarıiletkenin yüzey yükü olarak düşünülebilir. Çünkü iletkenlik bandındaki çoğu işgal edilmemiş enerji seviyesi elektronlar tarafından işgal edilebilir.

Böylece yarıiletken materyalde fermi enerji seviyesi $\phi_s - \phi_m$ miktarı kadar yükseltilecektir. Eğer materyale bir V potansiyeli uygulanırsa bu potansiyel fark önceki durumdaki gibi kontak bölgesinde tutulmayacak yarıiletken boyunca dağılacaktır.



Şekil 2.3. Metal/n-tipi yarıiletken kontağın $\Phi_m < \Phi_s$ olduğu durumda enerji seviye diyagramını gösterir a) Kontakdan önce enerji seviye diyagramı b) kontakdan sonra enerji seviye diyagramı c) Kontakta negatif gerilim uygulandığında d) Kontakta pozitif gerilim uygulandığında

Özellikle $\Phi_s - X_s$ nispeten küçük olduğundan, elektronların çok zorlanmaksızın engeli aşacağı görülebilir. Böylesi kontağın omik kontak olduğu düşünülebilir. Böylece bir metal yarıiletken kontağın doğrultucu kontak ya da omik kontak olup olmadığını belirlemek için basit bir kural çıkarımında bulunulabilir. Eğer kontak iş fonksiyonları $\Phi_m < \Phi_s$ ise kontak omik ve $\Phi_m > \Phi_s$ ise kontak doğrultucu kontak olacaktır. Doğrultucu kontaklar için $(\Phi_m - \Phi_s)$ 'nin artan değerleri ile azalan I_0 doyma akımı beklenecektir. Eğer iki metal Φ_m 'nin farklı değerleri ile karşılaştırılırsa o zaman Φ_m nin en büyük değeri I_0 'ın en küçük değerini verebilir.

Bu tahminler pratikte her zaman istenilen sonucu vermez. Örneğin germanyum nokta kontak diyotlarında diyot karakteristikleri neredeyse metalin iş fonksiyonundan bağımsızdır. Bu davranışın sebebi yarıiletkenin doğal yüzey engeline sahip

olmasıdır. Yarıiletken yüzeyinde çok sayıda işgal edilmiş enerji seviyesinde bulunan elektronlar yüzey durumlarını oluşturur. Bu yüzeylerin çoğu, yüzey tabakasında arkasında iyonize olmuş vericilerden dolayı dağılmış pozitif yükler bıraktığından işgal edilmiştir. Görülüyor ki yarıiletken içerisinde ve uygulanan farklı potansiyellerde yüzeyde uzay yük engeli değişmez.

2.2. Termoiyonik Emisyon Teorisi

Termoiyonik emisyon teorisi sıcak bir yüzeyden elektron salınması olayı ile ilişkilidir. Eğer yüzey katot olarak kullanılıyorsa ve tüm yayınlanmış elektronlar dikkate alınırsa bu katodun doyma emisyonunu verdiği söylenir. Bu akım yoğunluğuna doyma akım yoğunluğu J_s denir. J_s ifadesi Richardson eşitliği olarak bilinen katot iş fonksiyonu ϕ ve katot sıcaklığı T cinsinden ifade edilir. Termoiyonik emisyon teorisi, termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için doğrultucu kontağa ait olan potansiyel engelinin kT enerji değerinden daha büyük olduğu varsayılmasıyla birlikte arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının da çok az olduğu kabul edilerek oluşturulmuştur (Aydoğan, 2004).

Richardson eşitliğini türetmek için yayıcı içerisindeki elektronun, W derinliğinde kare potansiyel kuyusunda hareket ettiği varsayılır. Salınan elektronların (v_x, v_y, v_z) hız bileşenleri ve (v'_x, v'_y, v'_z) hızlarıyla yüzeye varan elektronların hız bileşenleri arasında bir notasyon değişikliği yapılabilir.

$$\frac{1}{2}mv_x'^2 \geq W \quad (2.2)$$

ifadesine göre yayınlanma şartı $v'_x \geq \sqrt{2W/m}$ yada $v_x \geq 0$ olacaktır. Çünkü elektronlar yüzeyden geçtiğinde bir W enerjisi kaybedeceklerdir. Bu durumda eşitlikler denklem 2.3' deki gibi olacaktır:

$$\frac{1}{2}mv_x'^2 = \frac{1}{2}mv_x^2 + W \quad v'_y = v_y \quad v'_z = v_z \quad (2.3)$$

Elektronların dalga hareketleri ve Pauli'nin dışarlama ilkesi E ile $(E + \Delta E)$ izin verilen enerji aralığı elektronların sayısı üzerinde ciddi bir sınırlama getirir. Buna göre v ile $(v + \Delta v)$ hızları arasında bir hıza sahip birim hacim başına izin verilebilen elektronların sayısı,

$$\Delta N = 4\pi v^2 \Delta v \frac{2m^3}{h^3} \quad (2.4)$$

olacaktır. Bir elektronun işgal edilmiş E enerji seviyesinde bulunma olasılığı Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu olarak ifade edilir.

$$a(E) = \left(e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1 \right)^{-1} \quad (2.5)$$

Burada E_f fermi enerji seviyesi sabit bir değerdir ve materyal için karakteristik bir özelliğe sahiptir. Burada $T = 0$ 'da $E < E_f$ için $a(E) = 1$ ve $E > E_f$ için $a(E) = 0$ dır. $E - E_f \gg kT$ ise bu fonksiyon $e^{-(E-E_f)/kT}$ olarak yazılabilir. Denklem (2.4) ve (2.5) ifadelerinden birim hacimde hızın normalize olmamış dağılımı elde edilebilir.

$$\Delta N = f(v) \Delta v = \frac{2(m^3/h^3) 4\pi v^2 \Delta v}{(e^{(E-E_f)/kT} + 1)} \quad (2.6)$$

Denklem (2.6) dağılımı hız bileşenleri cinsinden,

$$\Delta N = f(v'_x, v'_y, v'_z) \Delta v'_x \Delta v'_y \Delta v'_z = \frac{2(m^3/h^3) \Delta v'_x \Delta v'_y \Delta v'_z}{(e^{(E-E_f)/kT} + 1)} \quad (2.7)$$

olarak ifade edilebilir. $\frac{1}{2} m v_x'^2 \geq W$ ve genelde $(W - E_f) \gg kT$ olduğundan (2.7) ifadesi,

$$\Delta N = 2 \left(\frac{m^3}{h^3} \right) e^{(E_f - \frac{1}{2} m v_x'^2 - \frac{1}{2} m v_y'^2 - \frac{1}{2} m v_z'^2)/kT} \Delta v'_x \Delta v'_y \Delta v'_z \quad (2.8)$$

olarak yazılabilir. Böylece v'_z ; $(v'_z + \Delta v'_z)$, v'_y ; $(v'_y + \Delta v'_y)$ ve v'_x ; $(v'_x + \Delta v'_x)$ arasındaki hız bileşenleri ile yüzeyin birim zamanda birim alanına ulaşan elektronların sayısı denklem (2.9)'da verilmektedir.

$$v'_x \Delta N = 2 \left(\frac{m^3}{h^3} \right) e^{E_f/kT} e^{-\frac{1}{2}mv_x'^2/kT} v'_x \Delta v'_x e^{-\frac{1}{2}mv_y'^2/kT} \Delta v'_y e^{-\frac{1}{2}mv_z'^2/kT} \Delta v'_z \quad (2.9)$$

Denklem (2.3)'ün iki tarafının diferansiyeli alınarak,

$$v'_x \Delta v'_x = v_x \Delta v_x \quad \Delta v'_y = \Delta v_y \quad \Delta v'_z = \Delta v_z \quad (2.10)$$

elde edilir.

v_x ve $(v_x + \Delta v_x)$, v_y ve $(v_y + \Delta v_y)$, v_z ve $(v_z + \Delta v_z)$ arasındaki hız bileşenleri ile birim alanda ve birim zamanda yayımlanan elektron Δn elektron sayısı,

$$\Delta n = 2 \left(\frac{m^3}{h^3} \right) e^{(E_f - W)/kT} e^{-\frac{1}{2}mv_x^2/kT} v_x \Delta v_x e^{-\frac{1}{2}mv_y^2/kT} \Delta v_y e^{-\frac{1}{2}mv_z^2/kT} \Delta v_z \quad (2.11)$$

olur. Şimdi v_x ' in aralığını 0 ile ∞ arasında ve v_y , v_z hız bileşenlerinin ise $-\infty$ ile ∞ arasında alınırsa, J_s elektron akım yoğunluğuna bu elektronların ΔJ_s katkısı,

$$\Delta J_s = e \Delta n \quad (2.12)$$

olarak ifade edilir. J_s akım yoğunluğu olası tüm yönlerdeki hız ifadelerinin değerlendirilmesi ile,

$$J_s = 2 \left(\frac{m^3}{h^3} \right) e^{-\frac{e\phi_{b0}}{kT}} \int_0^\infty v_x e^{-\frac{1}{2}mv_x^2/kT} dv_x \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{1}{2}mv_y^2/kT} dv_y \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{1}{2}mv_z^2/kT} dv_z \quad (2.13)$$

elde edilir. Burada ϕ_{b0} sıfır beslemde engel yüksekliğidir. Denklem (2.13) çözülecek olursa,

$$\int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{1}{2}mv_y^2/kT} dv_y = \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{1}{2}mv_z^2/kT} dv_z = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \quad (2.14)$$

$$\int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{1}{2}mv_x^2/kT} dv_x = \frac{kT}{m} \quad (2.15)$$

$$J_s = \left(\frac{4\pi em_e^* k^2}{h^3} \right) T^2 e^{-e\phi_{b0}/kT} = A^* T^2 e^{-\phi_{b0}/kT} \quad (2.16)$$

Richardson eşitliği olarak elde edilir. Uygulama voltajı sıfır olduğunda metalden yarıiletken ve yarıiletkenden metale geçen elektron yoğunluğu eşit olacaktır. Burada A^* Richardson sabitidir. Bu ifade A alanından geçen elektron akım yoğunluğu olarak ifade edilecek olursa doyma akımı,

$$I_0 = AJ_s \quad (2.17)$$

$$I_0 = A \left(\frac{4\pi em_e^* k^2}{h^3} \right) T^2 e^{-e\phi_{b0}/kT} \quad (2.18)$$

olarak ifade edilebilir. Metal n-tipi Schottky diyoduna bir V doğru beslem gerilimi uygulandığı zaman engel yüksekliğinde bir azalma olacak ve yarıiletkenden metale engeli geçen elektronların akım yoğunluğu $\exp\left(\frac{eV}{kT}\right)$ çarpanı kadar artacağından I akım ifadesi,

$$I = A \left(\frac{4\pi em_e^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{b0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \right] \quad (2.19)$$

olarak bulunacaktır. Burada kontak bölgesindeki net akım,

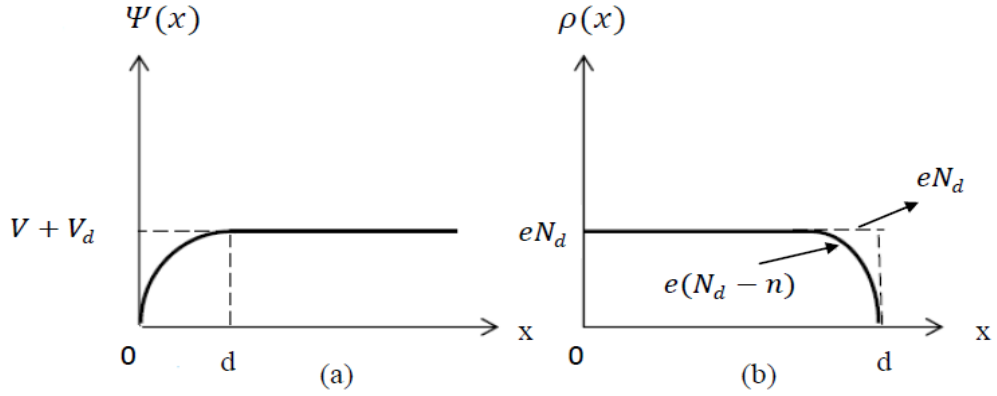
$$I = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{b0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.20)$$

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

olacaktır.

2.3. Schottky Diyotlarda Engel Tabakasındaki Potansiyel Dağılım

Biz Poisson eşitliğinin çözümü ile metal-n tipi yarıiletken kontağın engel tabakasındaki potansiyel dağılımı hesaplanabilir. Eğer yarıiletkenin yüzeyi $\Psi = 0$ potansiyele sahipse o zaman yarıiletkenin içinde potansiyel $(V_d + V)$ olacaktır. V_d engel tabakasının difüzyon potansiyeli ve V metal ile yarıiletken arasına uygulanan potansiyel faktır. Eğer engel d kalınlığına sahipse o zaman engel tabakasinda potansiyel $x = 0$ için $\Psi = 0$ değerinden $x = d$ için $\Psi = V_d + V$ değerine yükselecektir.



Şekil 2.4. a) Metal-n tipi yarıiletken kontağın uzay yük tabakasinda potansiyel dağılım b) Yüzeyden mesafenin fonksiyonu olarak $e(N_d - n)$ uzay yük yoğunluğudur

Tabakada potansiyel dağılımı Poisson eşitliği ile verilir.

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.22)$$

Burada ϵ_0 boş uzayın dielektrik sabiti, ϵ yarıiletkenin dielektrik sabiti ve ρ uzay yük yoğunluğudur. N_d verici yoğunluğu ve n elektron yoğunluğu olduğundan uzay yük yoğunluğu,

$$\rho = +e(N_d - n) \quad (2.23)$$

olur. Potansiyel $x \geq d$ için sabit olduğundan, $x \geq d$ için sıfır olan net uzay yükünü dikkate almak zorundayız; yani $x \geq d$ için $n = N_d$ dir. $x = d$ den $x = 0$ 'a gittikçe elektron yoğunluğu keskin bir şekilde azalacaktır. Çünkü elektronlar $e(V_d + V)$

yüksekliğinde potansiyel enerji engelini tırmanabileceklerdir. Eğer $e(V_d + V) \gg kT$ ise şekil 2.4.(b) yaklaşımı uyumlu olacaktır.

$$0 \leq x \leq d \quad \text{için} \quad \rho = eN_d \quad (2.24)$$

$$x \geq d \quad \text{için} \quad \rho = 0 \quad (2.25)$$

olacaktır. Eğer n sıfır olursa engel bölgesinde akım akmayacaktır. Engel bölgesinin büyük bir kısmında $n \ll N_d$ ifadesi genel olarak tatmin edici kabul edilmektedir. Engel bölgesinde bu potansiyel problemi;

$$x = 0 \quad \text{için} \quad \Psi = 0$$

$$x \geq d \quad \text{için} \quad \Psi = (V_d + V) \quad (2.26)$$

$$x \geq d \quad \text{için (alan yok)} \quad \frac{d\Psi}{dx} = 0$$

sınır şartları uygulanarak kolayca çözülebilir:

$$\frac{d\Psi}{dx} = -\frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}(x - d) \quad (0 \leq x \leq d) \quad (2.27)$$

elde edilir. $x = 0$ için $\Psi = 0$ şartı uygulanıp integral alındığı zaman,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{2}x^2 - xd\right) \quad (0 \leq x \leq d) \quad (2.28)$$

elde edilir. $x = d$ için $\Psi = (V_d + V)$ şartı uygulanırsa engel tabakasının d kalınlığının potansiyel ile ilişkisi,

$$(V_d + V) = +\frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}d^2 \quad d = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d}(V_d + V)\right]^{1/2} \quad (2.29)$$

olarak bulunur. $F = -d\Psi/dx$ elektriksel alanın büyüklüğü $x = 0$ da,

$$F_0 = -\frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}d = -\left[\frac{2eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}(V_d + V)\right]^{1/2} = -\frac{2(V_d + V)}{d} \quad (2.30)$$

maksimum değerinden $x = d$ de $F = 0$ değerine düşer. Engel kapasitör olarak davranır. Yarıiletkenin birim alanında toplam yük,

$$Q = eN_d d = [2\varepsilon\varepsilon_0 eN_d (V_d + V)]^{1/2} \quad (2.31)$$

Birim alan başına küçük sinyal kapasitansı C yükünün uygulanan V voltajı ile değişim oranı olarak tanımlanır.

$$C = + \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{\varepsilon\varepsilon_0 eN_d}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d} \quad (2.32)$$

Bu kapasitans ε dielektrik sabitli dielektrik malzeme ile oluşturulmuş d aralıklı düzlemsel kondansatörün kapasitansı ile aynıdır.

Bir omik kontak yüzeyde oldukça büyük verici yoğunluğu oluşturulması ile elde edilebilir. O zaman yüzey engel tabakası oldukça incedir ve engel tabakasında elektrik alan kuvveti oldukça büyüktür. O halde demek oluyor ki yarıiletkenden metal içine elektronların geçişi engel boyunca termoiyonik emisyonundan dolayı değildir. Fakat alan emisyonundan dolayı olduğu düşünülür ve düşük dirençli kontak yapısı olduğu sonucuna varılır.

Eğer V negatif voltajı uygulanırsa d artarken C azalacaktır. Engel kalınlığı d , artan N_d ile azalırken, F_0 ve C artan N_d ile artacaktır. Denklem (2.32)' den,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{\varepsilon\varepsilon_0 eN_d} \quad d = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{C} \quad (2.33)$$

yazılabilir. Bir A yüzey alanına sahip bir diyot için kapasitans ifadesi,

$$C = A \left(+ \frac{dQ}{dV} \right) \quad \frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{\varepsilon\varepsilon_0 eN_d A^2} \quad (2.34)$$

olacaktır. Deplasyon bölgesi yüküne çoğunluk taşıyıcılarının katkısı dikkate alınarak daha doğru analiz, ters beslem altında küçük bir farkla elde edilmiştir (Rhoderick, 1982). Ters beslem altında bu ifade aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d - V - kT/e)}{\varepsilon\varepsilon_0 e N_d A^2} \quad (2.35)$$

Bu ifadenin V 'ye göre,

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{\varepsilon\varepsilon_0 e N_d A^2} \quad (2.36)$$

türevinden,

$$N_d = \frac{2}{\varepsilon\varepsilon_0 e A^2} \frac{dV}{d(1/C^2)} \quad d = \frac{A\varepsilon\varepsilon_0}{C} \quad (2.37)$$

elde edilecektir. Eğer N_d engel bölgesi boyunca sabitse $(1/C^2)$ 'nin V 'ye karşı grafiği düz bir çizgi verecektir. Bu doğrunun eğiminin V eksenini kestiği noktada yani $1/C^2 = 0$ olduğu yerde V_d değeri elde edilecektir.

2.4. Schottky Etkisi

Emisyon akımı katotta elektrik alan büyüklüğünden bağımsız olmalıdır. Fakat bunun deneysel yöntemlerle doğru olmadığı bulunmuştur. Bu emisyon akımının katotta artan elektrik alanı ile arttığı gözlemlenir. Bu etki Schottky etkisi olarak bilinir. Schottky etkisi, katodun iş fonksiyonunun yüzey elektrik alanına bağlı olduğunu gösterir. Bunun hareket eden elektron ve katot arasındaki çekici kuvvet tarafından oluştuğu söylenebilir.

Elektron iletiminin W derinliğinde bir potansiyel kuyuda hareket ettiği ve bu $\varphi_0(x)$ potansiyel enerjinin $x < 0$ durumları için $\varphi_0(x) = -W$ değerinden $x = 0$ yüzeyinde $\varphi_0(x) = 0$ değerine aniden değiştiği varsayıldı. Gerçekte yüzeyde $\varphi_0(x)$ değişimi bu kadar ani olamaz. Eğer en azından katot iletkense yüzeyden x mesafesinde $-e$ yüklü bir elektron için yüzey içerisinde $-x$ mesafesinde bir $+e$ imaj yükü indüklenir. Katot tarafından çekilen bir elektrona etkiyen F kuvveti coulomb kanunu ile verilir.

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (2.38)$$

Bir elektronu $x = x_0$ mesafesinden sonsuza götürmek için yapılan iş, x_0 noktasındaki potansiyel enerjiyi verir.

$$\int_{x_0}^{\infty} F dx = \int_{x_0}^{\infty} \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_0} \quad (2.39)$$

Buna göre yüzeyden x mesafesine bir elektronun $\varphi_0(x)$ potansiyel enerjisi,

$$\varphi_0(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.40)$$

olarak verilir. Bu eşitlik küçük x değerleri için geçerliğini kaybeder. Dolayısıyla x 'in nispeten büyük değerleri için sadece $\varphi_0(x)$ değerinin bilinmesi gerekir.

$\varphi_0(x)$ 'in x mesafesine bağımlılığından dolayı katot yüzeyinin iş fonksiyonu uygulanan elektrik alana bağlı olacaktır. Yüzeyin yakın komşuluğunda yüzeye uygulanan elektrik alan şiddeti F_0 ve bunun dağılımı homojen olsun. Bu durumda elektronun potansiyel enerji $\varphi_0(x)$,

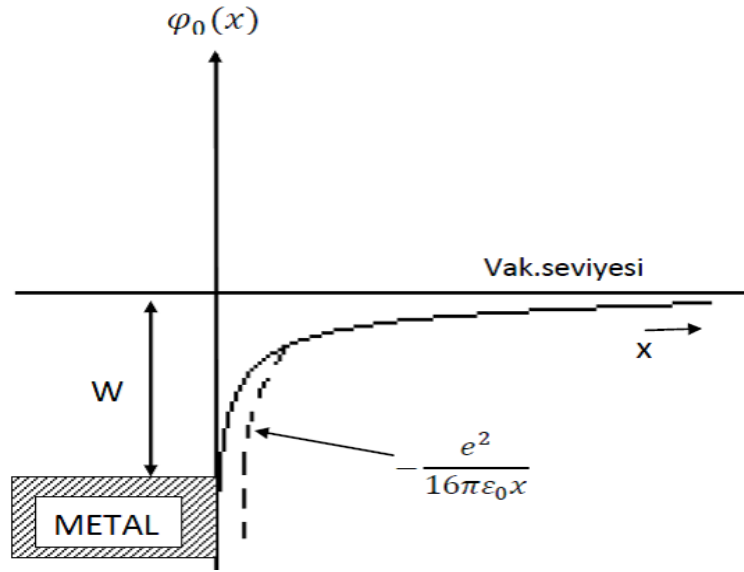
$$\varphi(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eF_0 x \quad (2.41)$$

olur. Bu ifade,

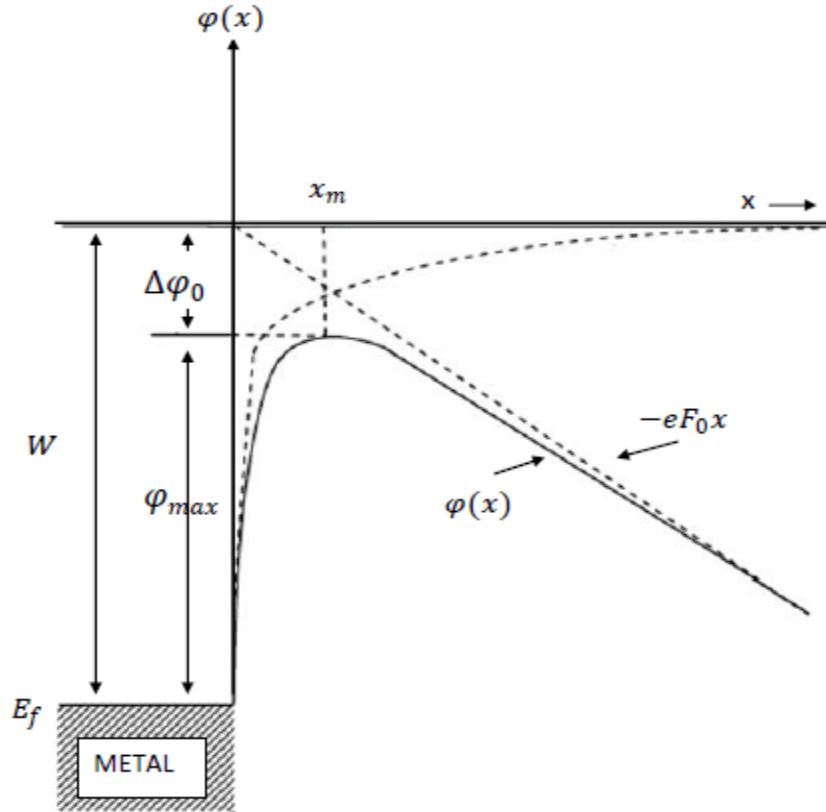
$$x = x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 F_0}} \quad \text{olduğunda} \quad \varphi_{max}(x) = -\frac{e}{2} \sqrt{\frac{eF_0}{\pi\epsilon_0}} \quad (2.42)$$

maksimum değere sahiptir. O halde Schottky engel yüksekliği $-\varphi_{max}(x)/e$ miktarı kadar azalmış olacaktır.

$$\Delta\varphi(x) = \frac{-\varphi_{max}(x)}{e} = \sqrt{\frac{eF_0}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2.43)$$



Şekil 2.5. Metalin yüzeyinden bir x mesafesine bir elektronun potansiyel enerjisi



Şekil 2.6. Bir F_0 elektrik alanının uygulanması $x = \infty$ değerinden $x = x_m$ değerine $\varphi(x)$ potansiyel enerjisinde maksimumu değiştirir ve $-\varphi_{max}(x)/e$ miktarı kadar iş fonksiyonunu düşürür

2.5. Arayüzey Durum Yoğunluğunun Belirlenmesi

Barden modeline göre bir metal ile yarıiletken kontak haline getirildiği zaman metal ve yarıiletkenin ince bir tabaka ile ayrıldığı varsayılır ve oluşan arayüzey halleri yalıtkan tabaka ile yarıiletken arasına yerleşirler. Böylece metal yada yarıiletkende elektrik alan olmadığında, arayüzey tabakasında elektrik alanı, arayüzey halleri ve metal yüzeyindeki yüklerle ilgili olacaktır. Gauss teoremine göre,

$$\varepsilon_i E_i = Q_s = -Q_m \quad (2.44)$$

yazılabilir. Burada ε_i arayüzey tabakasının dielektrik sabiti E_i de arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddetidir. Fakat metal yada yarıiletkende bir elektrik alan varsa (metaldeki alan ihmal edilir) yarıiletkende elektrik alan arayüzey tabakası boyunca V_i potansiyeli ile değişir ve böylece engel yüksekliği değişikliğe uğrar. Normalde Schottky engelinde bir elektrik alanı vardır ve bunun engel yüksekliğindeki etkisini bilmek önemlidir. Yarıiletken içinde bir E_s elektrik alanı oluşur (Card ve Rhoderick, 1971). Gauss teoremine göre,

$$V_i = \frac{\delta}{\varepsilon_i} (\varepsilon_s E_{max} + Q_s) \quad (2.45)$$

olarak elde edilir. Burada, δ arayüzey tabaka kalınlığı, ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, E_{max} değeri E_s 'nin tepe değeridir. İdealite faktörünün arayüzey parametreleri (arayüzey tabaka kalınlığı ve arayüzey durum yoğunluğu) ve uygulama voltajına bağlılığı literatürde rapor edilmiştir (Card ve Rhoderick, 1971; Horvath, 1987). İlk başta bütün arayüzey hallerinin metal ile dengede olduğu düşünülmelidir. Yarıiletkenin yüzey deplasyon tabakası ve arayüzey tabakasının varlığında uygulama voltajı,

$$V = V_i + V_s \quad (2.46)$$

olarak yazılabilir. Burada V_s deplasyon tabakası boyunca voltaj değişimidir. Termionik emisyon teorisi gereğince akım ifadesi:

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.47)$$

Buradan akım-gerilim karakteristikleri,

$$\frac{d\ln(I)}{dV} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dV} = \frac{e}{kT} \left\{ 1 - \frac{d\phi_b}{dV} + \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \quad (2.48)$$

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d\ln(I)} = \frac{1}{1 - \beta} \quad (2.49)$$

$$\beta = \frac{\phi_b}{dV} \quad (2.50)$$

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{\phi_b}{dV} \quad (2.51)$$

elde edilir. Schottky diyotlarının engel yüksekliği deplasyon bölgesindeki elektrik alanına güçlü bir şekilde bağlıdır. Bu engel uygulama beslemi ve düşen imaj kuvvetinin sonucu olarak azalır. Bundan dolayı etkin engel yüksekliği ϕ_e engel yüksekliği ϕ_b yerine kullanılmalıdır.

$$\phi_e = \phi_{b0} + \left(\frac{d\phi_e}{dV} \right) V = \phi_{b0} + \beta V \quad (2.52)$$

ϕ_{b0} sıfır beslemde engel yüksekliği ifadesidir. Uygulama voltajı ile etkin engel yüksekliği $d\phi_e/dV$ şeklinde değişir. Böylece termoiyonik emisyon teorisi modifiye edilirse,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{\beta eV}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.53)$$

ve buradan,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{b0}}{kT}\right) \quad (2.54)$$

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (2.55)$$

bulunur. Eğer $d\phi_e/dV$ ifadesi sabitse n sabittir. İdealite faktörünün bir değerinden büyük olması uygulama voltajının tamamının deplasyon tabakası boyunca düşmediğini gösterir. Ayrıca bu voltajın arayüzey tabakası, deplasyon tabakası ve gövde direnci arasında paylaşıldığını göstermektedir.

$$\frac{d\phi_b}{dV} = \frac{d\phi_e}{dV} = \frac{dV_i}{dV} \quad (2.56)$$

eşitliği göz önüne alınarak uygulama gerilimine göre türev alınmasıyla Gauss denklemi,

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\varepsilon_s \frac{dE_{max}}{dV} + \frac{dQ_s}{dV} \right) \quad (2.57)$$

eşitliğini verir. Buradan,

$$\frac{dE_{max}}{dV} = \frac{dE_{max}}{dV_s} \left(1 - \frac{dV_i}{dV}\right) = \frac{1}{nw} = \frac{1}{w} \frac{dV_s}{dV} \quad (2.58)$$

ve

$$\frac{dQ_s}{dV} = \frac{dQ_{sa}}{dV_i} \frac{dV_i}{dV} = -eN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (2.59)$$

burada w deplasyon bölgesi genişliğidir,

$$w = \left(\frac{2\varepsilon_s V_d}{eN_d} \right)^{1/2} \quad (2.60)$$

şeklinde verilir. Burada Q_{sa} metalle dengede olan arayüzey yük yoğunluğu, N_{sa} arayüzey hal yoğunluğu, N_d yarıiletkendeki verici konsantrasyonu ve V_d doğru beslemde difüzyon potansiyelidir.

$$\frac{dE_{max}}{dV} = \frac{dE_{max}}{dV_s} \left(1 - \frac{dV_i}{dV}\right) = \frac{1}{nw} = \frac{1}{w} \frac{dV_s}{dV} \quad (2.61)$$

Denklemleri metalin fermi seviyesine göre hallerin enerjideki değişimi olan dV_i ile belirlenen metalle denge halinde olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi vermektedir. Bu yüzden,

$$\frac{dQ_{sa}}{dV_i} = -eN_{sa} \quad (2.62)$$

Böylece elde edilen eşitliklerin yerlerine konulması ile,

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} - \frac{eN_{sa}}{n} \right] \quad (2.63)$$

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{w(\varepsilon_i + \delta eN_{sa})} \quad (2.64)$$

elde edilir. Bu ifade Card ve Rhoderick eşitliğine benzerdir. Bu ifade arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu durumda geçerlidir. Arayüzey hallerinin metalle dengede olmaması durumunda yani yarıiletken ile denge durumunda ise Q_{sb} arayüzey hal yük yoğunluğu ve N_{sb} arayüzey durum yoğunluğu alınarak,

$$\frac{dQ_s}{dV} = \frac{dQ_{sb}}{dV_s} \frac{dV_s}{dV} = \left(\frac{eN_{sb}}{n} \right) \quad (2.65)$$

ifadesi yazılabilir. Yarıiletkenin fermi seviyesine göre hallerin enerjisindeki değişim olan dV_s ile belirlenen yarıiletkenle dengede olan işgal edilmiş yükler, arayüzey hallerindeki değişimi verecektir. Bundan dolayı,

$$\frac{dQ_{sb}}{dV_s} = -eN_{sb} \quad (2.66)$$

eşitliği yazılabilir.

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} - eN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \right] \quad (2.67)$$

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{w} + eN_{sa} \right] \quad (2.68)$$

bu ifade Card ve Rhoderick tarafından elde edilen ifade ile benzerdir. Bu idealite faktörü denkleminin düzenlenmesi ile arayüzey durum yoğunluğu ifadesi,

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{e} \left(\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{w} \right) \quad (2.69)$$

elde edilir. Bu denklemde w deplasyon bölgesi genişliği, δ arayüzey tabakasının kalınlığı, N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu, ϵ_i arayüzey tabakasının dielektrik sabiti, ϵ_s yarıiletken dielektrik sabitini ifade etmektedir. Burada ϵ_i ve δ ifadelerini doğrudan $I - V$ ve $C - V$ ölçümlerinden elde etmek olası değildir fakat polimer tabakasının ϵ_i/δ göreceli kalınlığını $C_{pol} = \epsilon_i A/\delta$ ifadesi ile elde edilebilir (Özdemir vd, 2007; Forrest vd, 1986). C_{pol} ifadesi $C - V$ eğrisinde doğru beslem kısmındaki maksimum noktayı ifade eden değerdir.

n-tipi yarıiletkende arayüzey durumlarının enerjisi E_{sb} iletkenlik bandının tabanına göre,

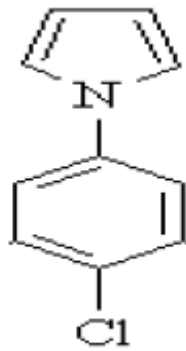
$$E_c - E_{sb} = e\phi_b - eV \quad (2.70)$$

ile ifade edilir. Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının enerji dağılımı elde edilen (2.69) ve (2.70) denklemleri ile ifade edilebilir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Polimer Arayüzeyli Schottky Diyodunun Hazırlanma Aşaması

Bu çalışmada kullanılan diyot [100] yönelimine sahip n-tipi InP yarıiletkeni yüzeyi üzerine imal edilmiştir. n-tipi InP yarıiletkenin yüzeyi kimyasal temizleme işlemine tabi tutulduktan sonra arka yüzüne In buharlaştırılarak 350 °C sıcaklıkta 3 dk tavlama işlemine tabi tutulmuş ve omik kontak elde edilmiştir. Bu kimyasal temizleme işlemi sırasıyla trikloretilen, aseton, metanol sıvıları ile ultrasonik olarak gerçekleştirilmiş ve daha sonra deiyonize su ile yıkanmıştır. Yüzeyde oluşan doğal oksit tabakasını temizlemek için 60 s süresince $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O$ (3:1:1) çözeltileri ile, diğer 60 s süresince HF %49: H_2O (1:1) asit çözeltilerinde bekletilerek numunenin iyice temizlenmesi sağlandı. Son olarak saf suda yıkandıktan sonra azot gazı (N_2) ile kurutma işlemi yapıldı. Numunenin ön yüzüne molekül yapısı şekil 3.1. de gösterilen PNpCIPhPy iletken polimeri damlatma yöntemiyle biçimlendirildi. Schottky yapısı elde etmek için son olarak 10^{-5} mbar basınçta vakum ortamında bakır maske kullanılarak yarıiletken malzemenin ön yüzeyine 1 mm çapında dairesel noktalar şeklinde Au metali buharlaştırıldı. Bu işlemlerin sonunda Au/PNpCIPhPy/n-InP/In Schottky yapısı elde edildi.



Şekil 3.1. Poli[N-(p-klorofenil) pirol] PNpCIPhPy iletken polimerinin molekül yapısı (Gürkan Aydın, 2010)

Numuneden ölçüm alınma aşamasında dış etkilerin katkısı mümkün olduğunca azaltılmaya çalışıldı. Ölçümler karanlık ve oda sıcaklığında gerçekleştirilerek,

Keithley 487 picoammeter/voltage source ölçüm cihazıyla $I - V$ ve HP4192A LF Impedance Analyser cihazıyla da $C - V$ değerleri elde edildi.

3.2. Diyot Parametrelerinin Çözüm Aşamaları

3.2.1. $I - V$ karakteristiği ile diyot parametrelerinin elde edilmesi

Termoiyonik emisyon teorisinde akım ifadesi denklem (2.21)' de elde edilmiştir. Arayüzey tabakalı durumda uygulanan gerilimin tümü deplasyon bölgesi boyunca düşmeyeceğinden, burada bir n idealite faktörü tanımlanmalıdır (Aldemir 2007). Böylece denklem,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

olacaktır. Temoiyonik emisyon teorisinde $V \gg 3kT/e$ değerinde 1'in ihmal edilmesi ile denklem,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (3.2)$$

şeklini alacaktır. Buradan her iki tarafın doğal logaritması alındığında yeni denklem,

$$\ln(I) = \frac{eV}{nkT} + \ln(I_0) \quad (3.3)$$

halini alacaktır. Bu denklem $\ln(I) - V$ grafiğinde doğru beslem kısmında belirli bir aralık değerinde bir doğru grafiği olur. Burada eğim e/nkT değerini ifade etmekte ve buradan idealite faktörü değeri hesaplanmıştır. Daha sonra dikey eksen kesme noktasından da $\ln(I_0)$ değerini hesaplandı. Bu elde edilen değer ile I_0 değerinin doğal logaritması alınarak sıfır beslemdeki ϕ_{b0} engel yüksekliği değeri elde edildi.

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{b0}}{kT}\right) \quad (3.4)$$

$$\ln(I_0) = \ln(AA^*T^2) + \left(-\frac{e\phi_{b0}}{kT}\right) \quad (3.5)$$

$$\phi_{b0} = -\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_0}{AA^*T^2}\right) \quad (3.6)$$

Böylece geleneksel $I - V$ hesaplama yöntemiyle diyodun n idealite faktörü ve sıfır beslemde ϕ_{b0} engel yüksekliği değerleri hesaplanmış oldu. Diyodun ideal durumdan sapmasına neden olan etkilere arındırılmış haliyle idealite faktörü $n=1$ değerindedir. Fakat diyonu ideallikten uzaklaştıracak birçok etkinin varlığı ile hesaplamalarda ideal değerden daha büyük değerler elde edilmiştir.

3.2.2. Cheung fonksiyonları yardımı ile diyet parametrelerinin elde edilmesi

Diyot parametrelerinin elde edilmesinin diğer bir yöntemi Cheung (1986) tarafından ortaya konan Cheung fonksiyonlarıdır. Diyoda uygulanan gerilimin artan değerlerinde $I - V$ eğrisinde lineerlikten sapmaya neden olan R_s seri direncin varlığı gözlenecektir. Cheung fonksiyonları bu seri direncin bulunmasına olanak sağlamaktadır. Dolayısıyla denklem,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV - IR_s}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.7)$$

olacaktır. (3.7) denkleminde 1 değeri $V \gg 3kT/e$ için ihmal edilebileceğinden denklem,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV - IR_s}{nkT}\right) \right] \quad (3.8)$$

şeklinde olur. Bu ifadenin doğal logaritması alındığında,

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \frac{eV}{nkT} - \frac{eIR_s}{nkT} \quad (3.9)$$

elde edilir. Potansiyel ifadesi yalnız bırakılacak olursak,

$$V = \frac{nkT}{e} \ln(I) + IR_s - \frac{nkT}{e} \ln(I_0) \quad (3.10)$$

bulunur. Denklem (3.10)'de V 'nin $\ln(I)$ ya göre türevi alınır,

$$\frac{dV}{d\ln(I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.11)$$

şeklindeki birinci Cheung fonksiyonu elde edilir. Bu denklemden de $dV/d\ln(I) - I$ grafiği belli bir kısımda bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi R_s direncini verir ve $dV/d\ln(I)$ ekseninde $I = 0$ için dikey eksen kesme noktasından n idealite faktörü hesaplanabilir. Diğer Cheung fonksiyonu ise I_0 'ın yerine yazılması ile,

$$\ln(I) = \ln(AA^*T^2) - \frac{e\phi_b}{kT} + \frac{eV}{nkT} - \frac{eIR_s}{nkT} \quad (3.12)$$

olarak elde edilecektir. Buradan V yalnız bırakılırsa,

$$V = \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\phi_b + IR_s \quad (3.13)$$

elde edilir. Bu denklemden de,

$$V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\phi_b + IR_s \quad (3.14)$$

ifadesine ulaşılır. Böylece,

$$H(I) = V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (3.15)$$

$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad (3.16)$$

Cheung fonksiyonları elde edilmiş olacaktır. $H(I) - I$ grafiğinden lineer bir çizgi elde edileceği açıktır. Elde edilen bu lineer çizginin eğim değeri R_s seri direncini verecektir. Eğim çizgisinin $H(I)$ eksenindeki kesme noktası $I = 0$ için $n\phi_b$ değeridir. Birinci fonksiyonda bulunan idealite faktörü diğer fonksiyonda $n\phi_b$ 'de yerine konulması ile engel yüksekliği ifadesi elde edilecektir.

3.2.3. Norde fonksiyonu yardımı ile diyot parametrelerinin elde edilmesi

Schottky diyot parametrelerini elde etmede kullanılan diğer bir metot Norde (1979) tarafından ifade edilmiştir. Termoionik emisyon teorisi ifadesi denklem (2.21)'de belirtilmiştir. Seri direncin varlığında termoionik emisyon teorisi denklem (3.7)'de ve $V \gg 3kT/e$ durumunda denklem (3.8)'de verilmiştir. Dolayısıyla denklem (3.12) ifadesi aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$V - \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) = \phi_b + IR_s \quad (3.17)$$

Her iki taraftaki potansiyel varlığı için (3.17) denklemini yeniden düzenlenirse sağ taraftaki eşitlikten,

$$F(V) = \phi_b + IR_s - \frac{V}{2} \quad (3.18)$$

elde edilecektir. Bu (3.18) denkleminde ideal bir durumda $R_s = 0$ için eğimi $-1/2$ olan lineer bir çizgi elde edilecektir. Bu lineer çizginin $F(V)$ eksenini kestiği nokta ise ϕ_b değerini verecektir. Ayrıca denklem (3.17)'nin solundaki eşitlikte $e/kT = \beta$ dönüşümü yapılırsa,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (3.19)$$

olacaktır. $\ln(I) - V$ eğrilerinde doğru beslemde $kT/e < V < IR_s$ aralığındaki beslem voltajlarında lineer bir çizgi görülmektedir (Ayyıldız vd., 1995). Fakat seri direncin çok büyük olduğu durumlarda I_0 doyma akımının güvenilir değerini elde etmek zorlaşacak ayrıca R_s seri direnç değeri çok büyük ise grafikteki lineer kısım dar bir aralığa sahip olacaktır. Bu seri direnç etkisini ortadan kaldırmak için Norde tarafından $F(V)$ fonksiyonu tanımlanmıştır. Ohm kanununa göre $I = V/R$ olduğundan (3.19) denkleminde $F(V)$ fonksiyon değeri,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{R_s AA^*T^2} \right) \quad (3.20)$$

şeklinde olacaktır. Denklemden de anlaşılacağı gibi doğal logaritmadan dolayı yüksek voltaj değerlerinde grafiğin eğimi 1/2 değerine yaklaşacaktır.

$$F(V) = \phi_b + IR_s - \frac{V}{2} \quad (3.21)$$

Bu denklemin diferansiyeli V 'ye göre alınacak olursa,

$$\frac{dF}{dV} = R_s \left(\frac{dI}{dV} \right) - \frac{1}{2} \quad (3.22)$$

şeklinde olacaktır. Buradan,

$$V = IR_s + V_d \quad \frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_d + R_s dI} \quad (3.23)$$

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_d} \left[1 + R_s \left(\frac{dI}{dV_d} \right) \right]^{-1} \quad (3.24)$$

denklemleri elde edilir. İdeal bir diyot için $n=1$ durumunda,

$$I = AA^* T^2 \exp \left(-\frac{e\phi_b}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{eV_d}{kT} \right) \right] \quad (3.25)$$

$$\frac{dI}{dV_d} = \beta I \quad (3.26)$$

bulunan ifadeler (3.22)'da yerlerine yazılırsa,

$$\frac{dF}{dV} = \frac{\beta IR_s}{\beta IR_s + 1} - \frac{1}{2} \quad (3.27)$$

denklemini elde edilecektir ve burada $dF/dV = 0$ için I_{min} akım ifadesi bulunacaktır.

$$I_{min} = \frac{1}{\beta R_s} = \frac{kT}{eR_s} \quad V_d(I_{min}) = V_{min} - I_{min} R_s \quad (3.28)$$

$F(V) - V$ grafiğinin doğru beslem kısmında $F(V)$ 'nin minimum olduğu nokta V_{min} noktasına karşılık gelir ayrıca akım ifadesi bu noktada I_{min} olacak ve böylece fonksiyon ifadesi aşağıdaki gibi olacaktır.

$$F(V_{min}) = \frac{V_{min}}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I_{min}}{AA^*T^2} \right) \quad (3.29)$$

$$R_s = \frac{1}{\beta I_{min}} \quad (3.30)$$

$$\phi_b = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{2} - \frac{1}{\beta} \quad (3.31)$$

Böylece diyot parametrelerini hesaplamada kullanılacak denklemler elde edilmiş oldu. Norde fonksiyonu seri direncin küçük olduğu durumlarda geçerliliğini korurken, ideal olmayan yapılar için geçerli olan diyot parametrelerini hesaplama yöntemi, Norde fonksiyonları değiştirilerek gerçekleştirilmiştir (Bohlin, 1986).

Daha önce yazılmış olan $F(V)$ fonksiyonu ifadelerine idealite faktörü eklenecek ve idealite faktöründen büyük bir α sayısı ile fonksiyon tekrar tanımlanacaktır. Seri direnç idealiteden sapmalara neden olacağı için idealite $1 < n < \alpha$ aralığında tanımlanacaktır.

$$F(V, \alpha) = \frac{V}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (3.32)$$

$$F(V, \alpha) = \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{n} \right) V + \phi_b + \frac{IR_s}{n} \quad (3.33)$$

Seri direnç olmadığı bir durumda eğimi $(n - \alpha/\alpha n)$ olan bir $F(V, \alpha)$ fonksiyonu tanımlı olacaktır. Seri direnç varlığında fonksiyon,

$$F(V, \alpha) = \frac{V}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{R_s AA^*T^2} \right) \quad (3.34)$$

$1 < n < \alpha$ aralığında minimum bir noktaya sahip olur.

$$F(V, \alpha) = \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{n} \right) V + \phi_b + \frac{IR_s}{n} \quad (3.35)$$

Fonksiyonunun V 'ye göre diferansiyeli alınıp $F(V)$ 'de yapıldığı gibi ilgili dönüşümler uygulandığında,

$$\frac{dF}{dV} = \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{n} \right) + \frac{R_s}{n} \left(\frac{dI}{dV} \right) \quad (3.36)$$

elde edilir. Seri direnç varlığında ideal durumdan sapma olacağından termoiyonik emisyon teorisi,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV_d}{nkT}\right) \right] \quad (3.37)$$

ve

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{\beta I}{n} \quad (3.38)$$

olacaktır. $V_d = V - IR_s$ ifadesinin I 'ya göre diferansiyeli alındığında,

$$\frac{dV_d}{dI} = \frac{dV}{dI} - R_s \quad (3.39)$$

elde edilecektir. Gerekli işlemler yapırsa,

$$\frac{dV}{dI} = \frac{dV_d + R_s dI}{dI} \quad \frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_d + R_s dI} \quad (3.40)$$

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI/dV_d}{1 + R_s dI/dV_d} \quad \frac{dI}{dV} = \frac{\beta I/n}{1 + \beta IR_s/n} \quad (3.41)$$

olacaktır. Elde edilen değer yerine konulduğunda,

$$\frac{dF}{dV} = \frac{n - \alpha + \beta IR_s}{\alpha(n + \beta IR_s)} \quad (3.42)$$

olacaktır. $dF/dV = 0$ değeri için minimum akım değeri elde edilecektir.

$$I_{min} = \frac{\alpha - n}{\beta R_s} \quad V_d(I_{min}) = V_{min} - I_{min} R_s \quad (3.43)$$

$F(V) - V$ grafiğinde doğru beslemde $F(V)$ minimum noktası V_{min} noktasına karşılık gelecek ve bu noktaya karşılık gelen akım değeri de I_{min} değerini temsil edecektir. Böylelikle,

$$F(V_{min}, \alpha) = \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{n}\right) V_{min} + \phi_b + \left(\frac{\alpha - n}{n}\right) \frac{1}{\beta} \quad (3.44)$$

$$\phi_b = F(V_{min}, \alpha) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\alpha}\right) V_{min} - \left(\frac{\alpha - n}{n}\right) \frac{1}{\beta} \quad (3.45)$$

$$R_s = \frac{\alpha - n}{\beta I_{min}} \quad (3.46)$$

büyük seri direnç varlığında diyot parametrelerini elde etmede kullanılan denklemler elde edilmiş olacaktır.

3.2.4. Kapasite – Gerilim karakteristikleri ile diyot parametrelerinin elde edilmesi

Ters beslemde birim yüzey başına düşen deplasyon bölgesi sığası denklem (2.32)'de ifade edilmiştir. Bu eşitlikten $A = 7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ yüzey alanına sahip diyot için denklem (3.34) ifadesi kullanılarak kapasitans elde edilmiştir. Bu kapasitans Rhoderick (1982) tarafından deplasyon bölgesi yüküne çoğunluk taşıyıcılarının katkısı dikkate alınarak az bir farkla denklem (2.35) olarak bulunmuştur. Bu denklemin analizi ters beslem altında $C^{-2} - V$ grafiğinden lineer bir çizgi aralığı elde edileceğini göstermektedir. Bu lineer çizginin eğiminden verici konsantrasyonu denklem (2.37) kullanılarak elde edilmiştir. Ayrıca bu eğrinin yatayda V eksenini kestiği noktadan da difüzyon potansiyeli V_d elde edilmiştir. Engel yüksekliği,

$$\phi_b = V_d + E_f \quad (3.47)$$

olarak ifade edilir. Burada fermi enerji seviyesi,

$$E_f = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (3.48)$$

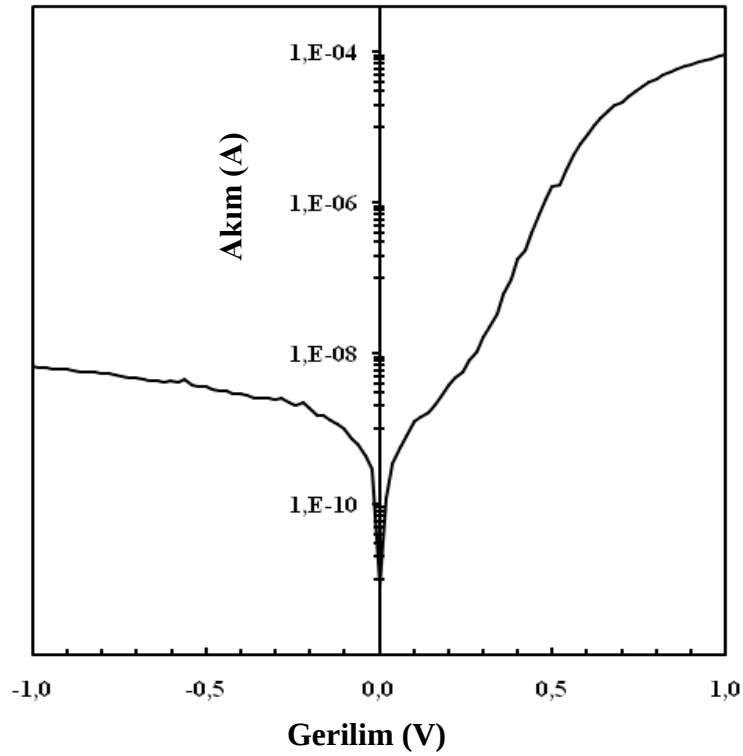
olacaktır. N_c termal dengede iletkenlik bandındaki hal yoğunluğudur. $C - V$ ölçümleri tekniğini kullanarak elde edilen parametrelerin sonuçlarını etkileyen birkaç sebep mevcuttur. Bunlar yapı kusurları, tanecik sınırlarının farklı yerleşmesi, kusurların birikmesi (Sullivan vd., 1991; Werner ve Güttler, 1991), metal-yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey tabakasının kalınlığı olarak sıralanabilir (Tataroğlu ve Altından, 2006).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Akım – Gerilim Eğrilerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri

Bu kısımda Au/PNpClPhPy/n-InP/In Schottky kontağının $I-V$ karakteristiklerine bağlı olarak diyot parametreleri belirlenmiştir. Bu parametreleri belirlerken $I-V$ metodu, Cheung ve Norde fonksiyonları kullanılmıştır. Her yöntemin kendine özgü karakteristik hesaplamaları ile diyot parametreleri hakkında bilgi edinilmiştir.

Akım-gerilim değerleri -1 V ve $+1\text{ V}$ değeri arasında alınmıştır. Diyodun alanı $7,85 \times 10^{-3}\text{ cm}^2$ dir. n-tipi InP için etkin Richardson sabiti değeri $9,4\text{ A cm}^{-2}\text{ K}^{-2}$ olarak alınmıştır (Cimilli vd., 2007). Şekil 4.1. $\ln(I) - V$ grafiğidir. Bu grafikten $I-V$ metodu ile diyodun idealite faktörü n , doyma akımı I_0 ve engel yüksekliği ϕ_b değeri elde edilmiştir. Bu değerler grafiğin doğru beslem kısmında ($eV > 3kT$) durumunda lineer bölgenin değerlendirilmesi ile elde edilmiştir.

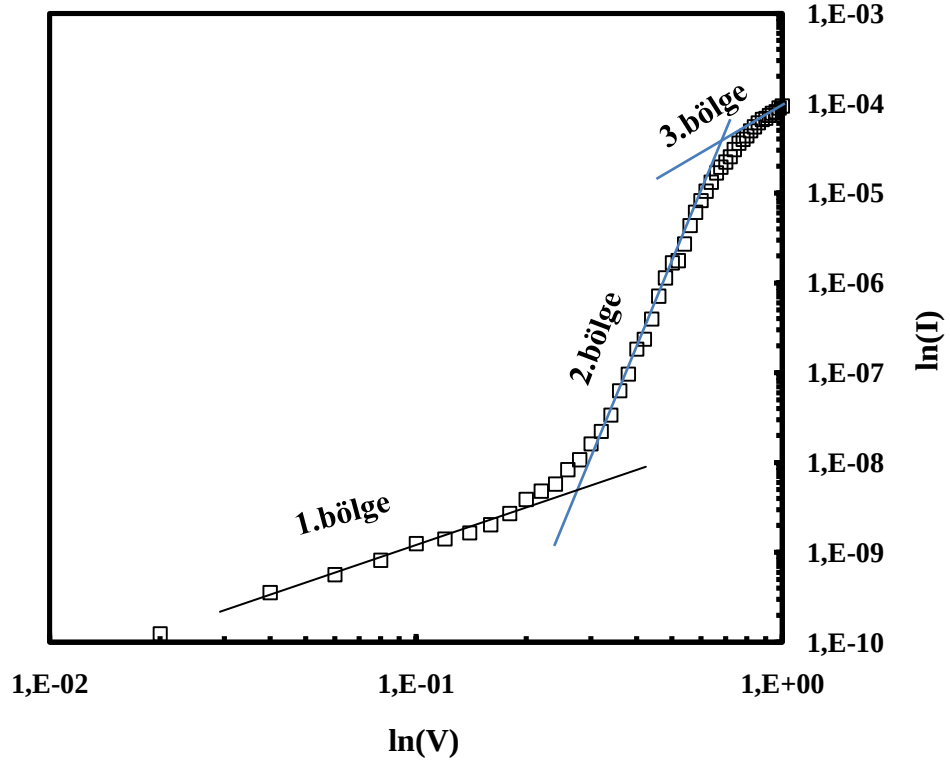


Şekil 4.1. Au/PNpClPhPy/n-InP/In Schottky diyodunun logaritmik ölçekte doğru beslem ve ters beslem durumunda Akım-Gerilim grafiği

Çizelge 4.1. $\ln(I) - V$ parametreleri

n	$I_0(A)$	$\phi(eV)$
1,82	$3,13 \times 10^{-11}$	0,854

Her iki eksenin logaritmik olduğu $\ln(I) - \ln(V)$ grafiği şekil 4.2’ de verilmiştir. Bu grafikte görülen üç lineer kısmın incelenmesi ile diyot hakkında bilgi edinilebilir. Beslem voltajına bağlı olarak iletimde farklı mekanizmaların rol oynadığı düşünülmektedir.

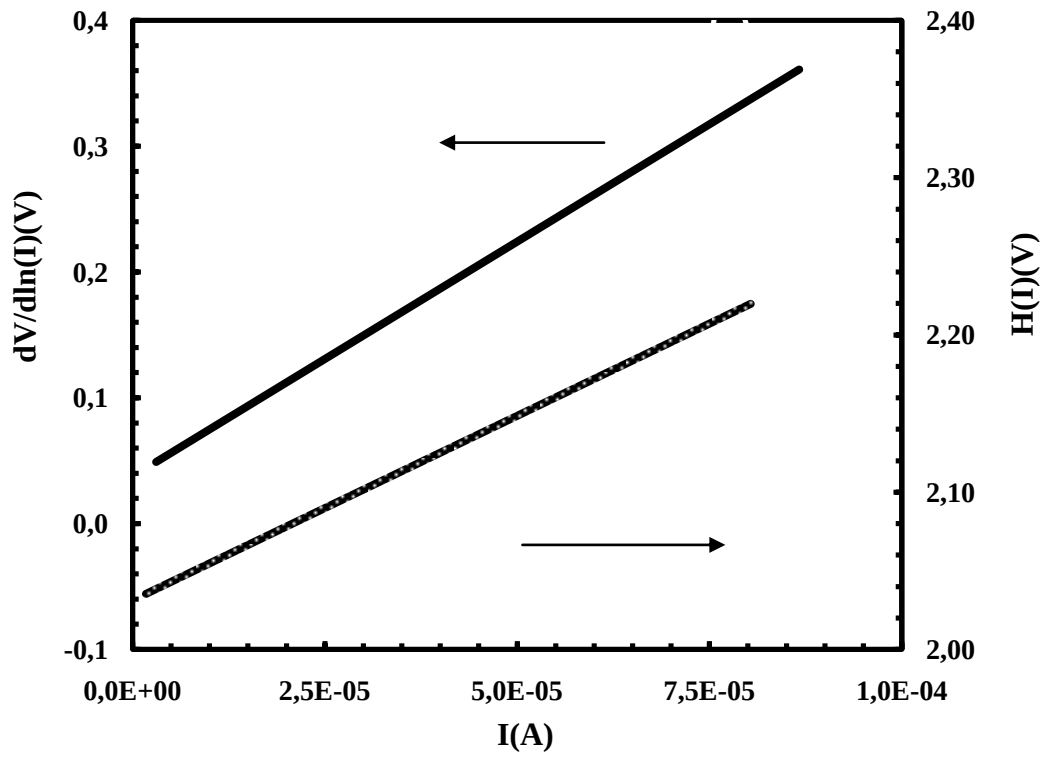


Şekil 4.2. $\ln(I) - \ln(V)$ grafiği

Çizelge 4.2. $\ln(I) - \ln(V)$ grafiği parametreleri

	Birinci Bölge (I_1)	İkinci Bölge (I_2)	Üçüncü Bölge (I_3)
$I \propto V^m$	$2,06 \times 10^{-8} V^{1,28}$	$4,6 \times 10^{-3} V^{11,36}$	$1,3 \times 10^{-4} V^{5,6}$

Diğer bir metot Cheung fonksiyonları kullanılarak diyot parametrelerini hesaplama yöntemidir. $dV/d\ln(I) - I$ ve $H(I) - I$ eğrilerinin aynı grafikte gösterilmesi ile şekil 4.3 elde edilmiştir. Birinci Cheung fonksiyonu ile diyodun idealite faktörü n ve seri direnci R_s değerleri hesaplanmıştır. İkinci Cheung fonksiyonu ile, diyodun birinci fonksiyonda bulunan idealite faktörü n kullanılarak diyodun seri direnci R_s ve engel yüksekliği ϕ_b değerleri hesaplanmıştır. Bu değerler hesaplanırken diyodun $I - V$ grafiğinde lineerliğin bozulma gösterdiği yani seri direncin aktif rol oynadığı kısımdaki veriler alınarak hesaplanmıştır.

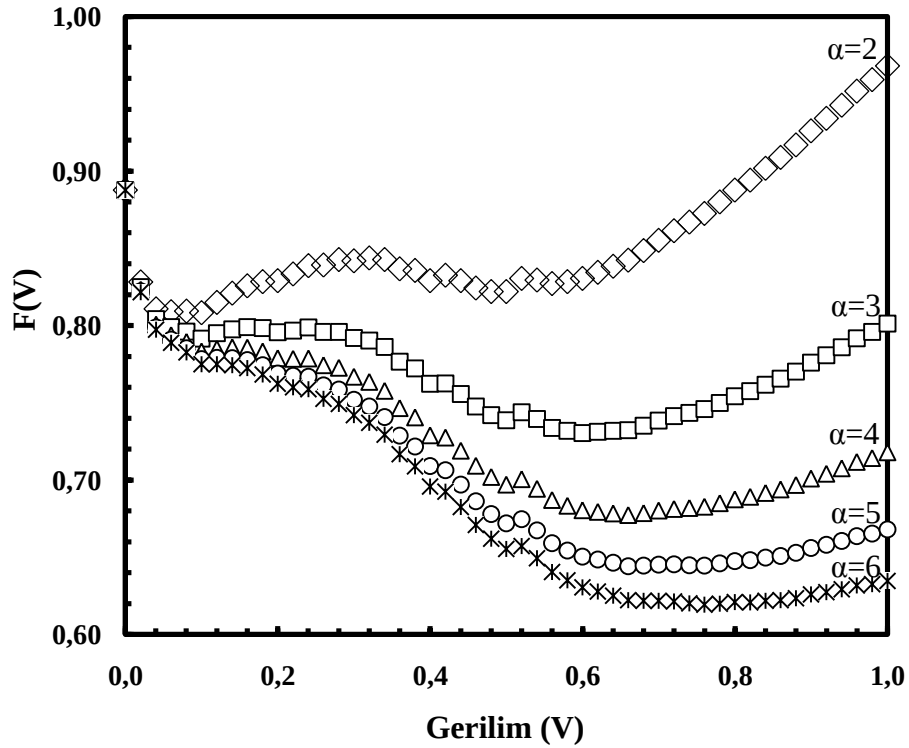


Şekil 4.3. Cheung fonksiyonlarının aynı grafik üzerinde gösterimi

Çizelge 4.3. Cheung fonksiyonların kullanılarak elde edilen diyot parametreleri

	n	$R_s(\Omega)$	$\phi(eV)$
$dV/d\ln(I)-I$	2,72	2378	
$H(I)-I$		2364	0,74

Diyot parametrelerini hesaplamada kullanılan diğer bir yöntem ise Norde fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonun Bohlin tarafından değiştirilmiş hali ile gerçekleştirilen hesaplamalar ile şekil 4.4 grafiği elde edilmiştir. Bu grafikten yararlanarak idealite faktörü değerinden büyük alınan farklı α tamsayı değerleri için; geleneksel yöntem ile bulunan n idealite değeri kullanılarak diyodun seri direnci R_s ve etkin engel yüksekliği ϕ_{bef} değerleri hesaplanmıştır. Değişen α değerlerine karşılık elde edilen diyot parametreleri çizelge 4.4 verilmiştir.

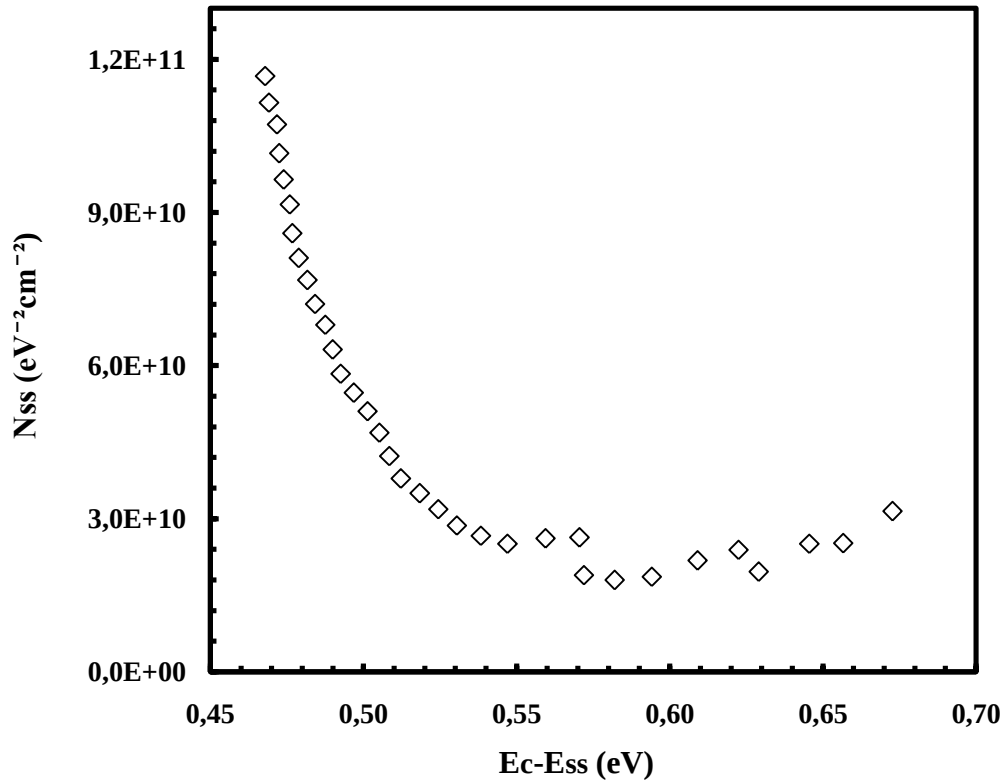


Şekil 4.4. Bohlin tarafından değiştirilmiş Norde fonksiyonunun değişik α değerleri için gerilime göre çizilmiş grafiği

Çizelge 4.4. Değiştirilmiş Norde fonksiyonlarından elde edilen parametreler

$F_{\min}$ (V)V	$V_{\min}$ (V)	$I_{\min}$ (A)	n	α	ϕ_{bef}	R_s
0,822	0,50	$0,166 \times 10^{-5}$	1,82	2	0,84	2776
0,730	0,60	$0,83 \times 10^{-5}$	1,82	3	0,84	3673
0,677	0,66	$1,68 \times 10^{-5}$	1,82	4	0,84	3360
0,644	0,66	$1,68 \times 10^{-5}$	1,82	5	0,82	4903
0,619	0,76	$3,59 \times 10^{-5}$	1,82	6	0,85	3015

Doğru beslem $I - V$ karakteristiklerinden faydalanarak arayüzey hallerinin enerjilerine karşılık arayüzey hallerinin yoğunluğu elde edilebilir. Yarıiletken arayüzey ile arayüzey tabakası arasına yerleşmiş arayüzey durumlarının dağılımı ve arayüzey tabakası boyunca voltaj düşmesinden dolayı idealite faktöründe artış olduğu düşünülür (Card ve Rhoderick (1971). Dolayısıyla arayüzey durumları diyot parametrelerini etkileyerek idealite faktörü değerini ideal olan $n=1$ değerinden uzaklaştırarak ideal durumdan sapmalara neden olmaktadır. İdealite faktörünü önemli ölçüde etkileyen arayüzey durumları denklem (2.69)' da voltaja bağımlı idealite faktörünün de kullanılması ile elde edilmiştir. n-tipi yarıiletkende, yarıiletkenin yüzeyinden iletkenlik bandının tepesine göre alınan E_{sb} arayüzey durumlarının enerjisi denklem (2.70) eşitliğinde verilmiştir (Altındal vd., 2003). Denklemde $E_c - E_{sb}$ ifadesi, engel yüksekliğinin elde edilmesi ve uygulanan voltajın bilinmesiyle hesaplanmıştır.



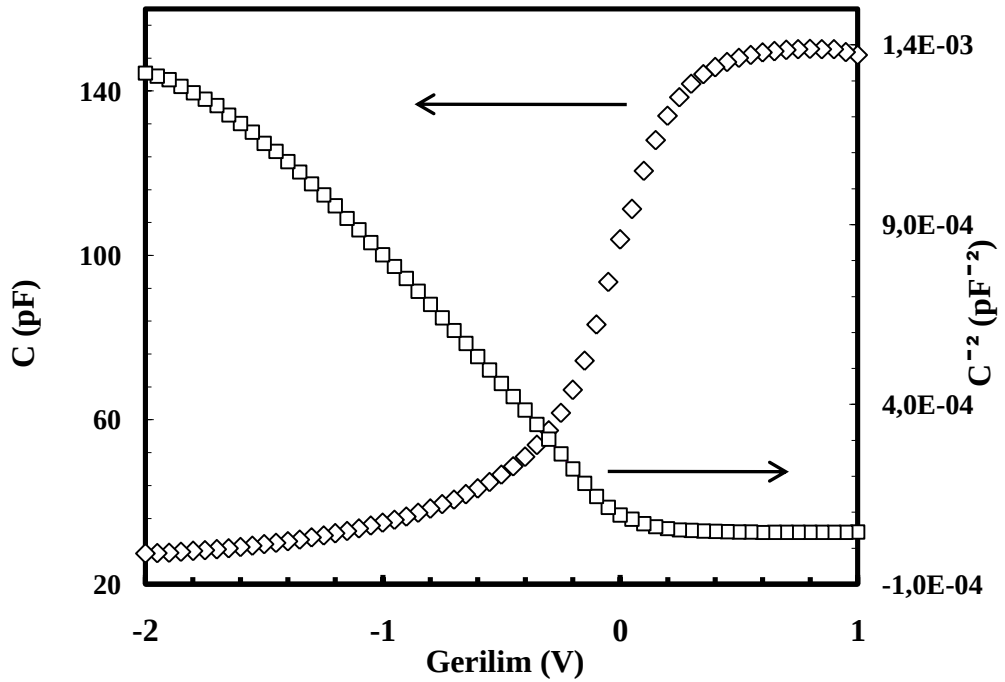
Şekil 4.5. Arayüzey hal yoğunluğunun arayüzey hallerinin enerjisine göre grafiği

Çizelge 4.5. $I - V$ değerlerinden elde edilen parametreler

V	$n(V)$	$\phi_e(eV)$	$E_{ss}-E_c(eV)$	$N_{ss}(10^{10}eV^{-1}cm^{-2})$
0,34	1,88	1,01	0,673	3,14
0,36	1,83	1,02	0,657	2,52
0,38	1,83	1,03	0,646	2,51
0,40	1,78	1,03	0,629	1,96
0,42	1,82	1,04	0,622	2,39
0,44	1,80	1,05	0,609	2,18
0,46	1,77	1,05	0,594	1,86
0,48	1,77	1,06	0,582	1,80
0,50	1,78	1,07	0,572	1,89
0,52	1,84	1,09	0,571	2,63
0,54	1,84	1,10	0,559	2,61
0,56	1,83	1,11	0,547	2,51
0,58	1,84	1,12	0,538	2,67
0,60	1,86	1,13	0,530	2,87
0,62	1,88	1,14	0,524	3,19
0,64	1,91	1,16	0,518	3,50
0,66	1,93	1,17	0,512	3,78
0,68	1,97	1,19	0,508	4,23
0,70	2,01	1,21	0,505	4,69
0,72	2,04	1,22	0,501	5,10
0,74	2,07	1,24	0,497	5,47
0,76	2,11	1,25	0,493	5,84
0,78	2,15	1,27	0,490	6,31
0,80	2,19	1,29	0,488	6,80
0,82	2,22	1,30	0,484	7,21
0,84	2,26	1,32	0,482	7,67
0,86	2,30	1,34	0,479	8,11
0,88	2,34	1,36	0,477	8,59
0,90	2,38	1,38	0,476	9,16
0,92	2,42	1,39	0,474	9,64
0,94	2,47	1,41	0,472	10,2
0,96	2,51	1,43	0,472	10,7
0,98	2,55	1,45	0,469	11,2
1	2,59	1,47	0,468	11,7

4.2.Kapasite – Gerilim Eğrilerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri

Numunenin $C - V$ ölçümleri -2 V ve +1 V değerleri arasında 1000 kHz frekansta ve 300 K sıcaklığında alınmıştır. Kapasitans ölçümleri yardımı ile $C^{-2} - V$ eğrilerinden difüzyon potansiyeli, verici konsantrasyonu, fermi enerji seviyesi, engel yüksekliği gibi parametreler elde edilmiştir. $C^{-2} - V$ grafiğinin ters beslemde lineer kısmın eğiminden diyodun verici konsantrasyonu ve yatayda kestiği noktadan da difüzyon potansiyel değeri elde edilmiştir. Verici konsantrasyonuna bağlı olarak fermi enerji seviyesi elde edilmiştir.



Şekil 4.6. $C - V$ ve $C^{-2} - V$ değerlerinin beraber gösterildiği grafik

Çizelge 4.6. $C^{-2} - V$ grafiğinden elde edilen parametreler

F(kHz)	$V_d(eV)$	$E_f(eV)$	$N_d(cm^{-3})$	$\phi_b(eV)$	$W(cm)$	$\Delta\phi(eV)$
1000	0,163	0,199	$2,59 \times 10^{14}$	0,362	$9,28 \times 10^{-5}$	$6,3 \times 10^{-3}$

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada, n-InP yarıiletkeninin arka yüzüne In buharlaştırılarak omik kontak elde edilmiş ve ön yüzüne orijinal sentezlenmiş bir pirol türü olan iletken polimer PNpClPhPy yapısı damlatma yöntemi ile şekillendirilmiştir. Bakır maske kullanılarak Au metali polimer tabakasına buharlaştırılmıştır. Bu işlemler ile elde edilen Au/PNpClPhPy/n-InP/In arayüzey tabakalı Schottky yapısının elektriksel özellikleri incelenmiş ve arayüzey tabakasının diyot parametreleri üzerine etkileri $I - V$ ve $C - V$ ölçüm değerleri kullanılarak araştırılmıştır.

Akım-gerilim ölçüm değerleri kullanılarak Au/PNpClPhPy/n-InP/In Schottky diyodunun idealite faktörü n , seri direnci R_s , engel yüksekliği ϕ_b , arayüzey durum yoğunlukları N_{ss} elde edilmiştir. Bu parametreleri elde etmede $I - V$ metodu, Cheung fonksiyonları, değiştirilmiş Norde fonksiyonları kullanılmıştır.

Geleneksel yöntem ile elde edilen parametreler hesaplanırken $\ln(I) - V$ grafiğinde doğru beslemde $eV > 3kT$ durumunda oluşan lineer bir çizgi aralığı alınmıştır. Bu aralığın eğiminden Au/PNpClPhPy/n-InP/In yapısının idealite faktörü değeri $n=1,82$ olarak elde edildi. Arayüzey tabaksına sahip olmayan Au/n-InP/In yapısı için idealite faktörü $n=1,002-1,087$ aralığında bulunmuştur (Cimilli vd., 2007). Bu arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız yapılar karşılaştırılarak arayüzey tabakasının etkileri ortaya konulabilir. Au/PNpClPhPy/n-InP/In yapısının akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilen idealite değerinin, ideal olan bir diyot için $n=1$ idealite değerinden büyük çıkması bu yapıdaki iletim mekanizmasının tüm haliyle termoiyonik emisyon teorisine uymadığını göstermektedir (Karataş, 2011). Termoiyonik emisyon teorisine göre ideal bir diyot için yani $n=1$ durumunda doğru beslemde $\ln(I) - V$ grafiği lineer bir çizgi vermektedir. İdealite faktörünün $n=1$ ideal değerinden yüksek değerlerde çıkması; diyot yapım aşamalarında metal ile yarıiletken arasında istenmeden oluşan doğal oksit tabakasından ve arayüzeyde bulunan organik yapının oluşturduğu etkilerden kaynaklandığı düşünülmektedir (Aydoğan vd., 2008). Ayrıca idealitenin büyük değerde olması arayüzey durumlarının özel dağılımına bağlı olabilir (Altındal vd., 2003). Dahası imaj kuvveti

etkisine, yeniden birleşim ve tünelleme gibi olaylara da bağlı olabileceği düşünülmektedir (Card ve Rhoderick, 1971; Rhoderick ve Williams, 1978; Chattopadhyay ve Daw, 1986; Türüt vd., 1992; Tataroğlu ve Altındal, 2006).

$\ln(I) - V$ grafiğinde lineer çizginin düşey eksenini kestiği noktadan $I_0 = 3,14 \times 10^{-11}$ A doyma akımı elde edilmiştir. Buradan diyodun engel yüksekliği değeri 0,854 eV olarak elde edildi. Engel yüksekliği değeri Au/n-tipi InP/In yapısı için Cimilli vd., (2007)'nin bulduğu 0,597 eV değerinden yüksek çıkmıştır. Newman vd., (1985)'de n-tipi InP tabanlı yapılar üzerine oluşturulan Schottky diyetotları için kullanılan metale bağlı olarak engel yüksekliği değerini Ni, Al, Sn, Mn için 0,33 eV olarak Pd, Cu, Au, Cr için 0,43 eV ve Ag için 0,54 eV civarında hesaplamışlardır. Çetin ve Ayyıldız (2007) metal-yarıiletken yapıların arayüzeylerinde oluşturulan oksit tabakanın diyodun engel yüksekliği değerini arttırdığını belirtmişlerdir. Oksit tabasından dolayı Cu/n-InP yapısının engel yüksekliğini 0,52 eV ve Au/n-tipi InP yapısının engel yüksekliği değerini 0,70 eV olarak hesaplamışlardır. Güllü ve Türüt (2010) tarafından arayüzey tabakasının metal-yarıiletken yapı üzerindeki etkileri göz önüne alınarak engel yüksekliği değeri arttırılmaya çalışılmış ve n-tipi InP tabanlı yapının engel yüksekliği değeri 0,93 eV kadar arttırılmıştır. Arayüzey tabakasının InP/In yapısının uzay yük bölgesini etkilemesiyle etkin engel yüksekliği değerinde artışa sebep olabilir (Roberts ve Evans, 2005). Arayüzey tabakası metal ile yarıiletken arasında fiziksel bir engel oluşturarak metal ile yarıiletkenin direkt olarak kontak oluşumunu önlemektedir (Aydoğan vd., 2008). Dolayısıyla arayüzey tabakası arayüzey durumlarını önemli bir şekilde etkilemektedir. Böylece engel yüksekliğindeki değişim, organik tabakanın pasivasyonu ile ortaya çıkan arayüzey dipollarıyla açıklanabilir (Aydoğan vd., 2008; Çakar vd., 2006). Organik arayüzey tabakası için etkin engel yüksekliğindeki artış ya da azalış, organik-inorganik yarıiletken arayüzeyinde inorganik yarıiletkenin iletkenlik bandının minimumuna göre alınan işkal edilmemiş en düşük moleküler orbitalinin enerji seviyesindeki sırası ile ilişkilidir (Zahn vd., 2002).

İdealite faktörünün böyle büyük olduğu durumlarda termoiyonik emisyon teorisinin baskın bir akım taşıma mekanizması olmadığı, farklı mekanizmaların diyodun

idealite faktörünü etkileyerek artan beslem voltajı değerlerinde iletimde rol oynadığı belirtilmiştir (Aydın ve Türüt, 2007).

$\ln(I) - \ln(V)$ grafiğinden elde edilen parametrelerde $I \propto V^m$ şeklinde bir orantı tanımlanmakta ve diyot hakkında bilgiler içermektedir. Farklı enerjiler ile tuzak bandları $I - V$ karakteristiklerinin farklı bölgelerinde farklı eğimlerden sorumlu olabilmektedir (Aydın ve Türüt, 2007). Şekil 4.2. grafiği üç bölgede değerlendirilmektedir. Birinci bölgede kontağın omik bir yapıda olduğu, ikinci bölgede organik materyalin band aralığındaki tuzakların üssel dağılımı ile SCLC'nin ki oldukça benzerdir yani bu bölgede yüksek enjeksiyonda TCLC mekanizmasının baskın olduğu ifade edilmekte ve üçüncü bölgede ise artan voltaj ile azalan eğim, doldurulmuş tuzakların enjeksiyon seviyesi yüksek olduğu zaman sınır değerine yakalaştığını ifade etmektedir (Vural vd., 2010). Yani üçüncü bölgede baskın mekanizmanın SCLC olduğu düşünülmektedir.

Arayüzey ve seri direncin varlığı diyodun idealite faktörünü etkilemektedir. Böyle bir durumda seri direnç etkilerini belirlemek için çeşitli modeller ortaya konmuştur. Bu modellerden biri Cheung fonksiyonları olarak bilinen diyot parametrelerini hesaplama yöntemidir (Aydın ve Yakuphanoglu, 2008).

Cheung fonksiyonları yardımıyla idealite faktörü n , seri direnç R_s , engel yüksekliği ϕ_b değerleri elde edilmiştir. Bu fonksiyon kullanılarak elde edilen değerler akım-gerilim eğrisinde doğru beslemde lineerlikten sapma gösteren kısım alınarak elde edilmiştir. $H(I) - I$ ve $dV/d\ln(I) - I$ grafikleri çizildi ve bu grafiklerin eğrilerinden lineer çizgiler elde edildi. $dV/d\ln(I) - I$ grafiğinde diyodun idealite faktörü $n = 2,72$ ve $R_s = 2378,3 \Omega$ elde edilmiştir. Buradan bulunan n idealite faktörü kullanılarak $H(I) - I$ grafiğinden seri direnç $R_s = 2364,8 \Omega$ ve engel yüksekliği değeri $\phi_b = 0,74 \text{ eV}$ elde edilmiştir. Cheung fonksiyonları ile elde edilen seri dirençlerin bu denli yakın çıkması bu fonksiyonun tutarlılığını ifade etmektedir. İdealite faktörünün $I - V$ metodundan büyük çıkması idealite faktörünün uygulanan gerilime bağlılığına ve idealite faktörünün grafiğin farklı kesimlerinden elde edilmesine atfedilebilir. Ayrıca bu parametrelerin elde edildiği bölgede hem

arayüzey hallerinin hem de seri direncin aktif rol oynaması, n idealite faktöründeki farklılığı oluşturabilir (Özdemir vd., 2009).

Diyot parametrelerini hesaplamada kullanılan diğer bir metot Bohlin tarafından değiştirilmiş Norde fonksiyonları olmuştur. Bu fonksiyon ile, geleneksel yöntemden bulunan idealite değeri kullanılarak seri direnç R_s ve etkin engel yüksekliği ϕ_{bef} değerleri elde edilmiştir. Bu fonksiyon ile bulunan engel yüksekliği değeri $\ln(I) - V$ grafiğinden elde edilen değere çok yakın çıkmıştır. Hesaplanan seri direnç değeri ise Cheung fonksiyonlarından elde edilen değerden büyük çıkmıştır. Bunun nedeni; Cheung fonksiyonlarında doğru beslem $\ln(I) - V$ eğrisinde lineer çizgiden sapma gösteren belirli bir kısım alınırken, Norde fonksiyonlarında doğru beslem kısmının tüm noktaları değerlendirilerek diyot parametrelerini elde etmek olabilir (Karataş, 2011).

Ayrıca yüksek seri direnç davranışı, artan doğru beslem voltajlarında arayüzey tabakası içinde serbest yük enjeksiyonundan dolayı akımda üssel artış oranının azalmasından kaynaklanabileceği düşünülür. Fakat Norde metodu, özellikle doğrultucu kontağın yüksek idealite faktörleri için termoiyonik emisyon teorisine uymamasından uygun bir metod olmayabilir. Diyodun ideal olmayan bu davranışı arayüzeyin homojen olmayışına, seri dirence ve organik arayüzey tabakasında beslem voltajının düşmesine atfedilebilir (Aydoğan ve Güllü, 2010).

Akım-gerilim eğrilerinden artan arayüzey enerji durumlarına bağlı olarak azalan arayüzey hal yoğunlukları elde edilebilir. Arayüzey durum yoğunluğu N_{ss} band aralığında ortanın biraz üzerinden iletkenlik bandının tepesine doğru, beslem ile üssel olarak yükselir. İnorganik yarıiletken üzerinde PNpClPhPy iletken polimer yapısı, aygıtın özelliklerini güçlü bir şekilde etkileyen yarıiletken yüzeyinde arayüzey durumlarının çoğunluğunu meydana getirebilir. Bu yapı Schottky diyodu olarak düşünüldüğü zaman bu diyot, kapasitans ve dirence sahip düşük öz dirençli tabaka ile seride yüksek öz dirençli deplasyon tabakasından meydana gelir (Güllü, Ö., Asubay, S., vd., 2010).

Au/PNpClPhPy/n-InP/In Schottky diyonu için arayüzey hal yoğunluklarının değeri, 0,468 eV değerinden 0,673 eV değerine artan arayüzey enerji durumlarıyla şekil 4.5'te görüldüğü gibi $1,17 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ değerinden $1,80 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ değerine üstel olarak azalmaktadır. Bu arayüzey hal yoğunlukları yaklaşık olarak $10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ mertebesindeir. Bu değeri literatürde ifade edilen değerlerin altında bir değerdir. Ultraviyole ile oksidasyona uğratılmış n-tipi InP Schottky yapısı için arayüzey durum yoğunluğu $4 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ olarak bulunmuş (Ahaitouf vd., 2000). Ayrıca doğal oksit tabakası içeren n-tipi InP yapısı için arayüzey durum yoğunluğu $6 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ olarak Wada vd., (1982) tarafından elde edilmiştir. Arayüzey tabakalı Au/TDA/n-Si ve Au/ODM/p-Si Schottky diyotları için arayüzey durum yoğunlukları sırasıyla $3,36 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ ve $4,15 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır (Yakuphanoglu vd., 2009).

Arayüzey tabakalı Au/PNpClPhPy/n-InP/In Schottky diyodunda uygulama voltajının artan değerleri ile voltaja bağımlı idealite faktörü ve etkin engel yüksekliği değerlerinde artış gözlenmektedir. Gözlenen tüm bu etkiler seri direnç etkisi üzerinde çalışma yapmış Türüt vd., (1996) tarafından da rapor edilmiştir.

$I - V$ eğrilerinden elde edilen parametrelerin yanı sıra $C - V$ ölçümlerinden de önemli diyet parametreleri elde edilebilmektedir. Schottky diyetlerinin engel yüksekliği ϕ_b , katkı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler $C^{-2} - V$ eşitliklerinden türetilir (Rhoderick, 1988). Ayrıca ters beslemde $C - V$ ölçümlerinden diyetin deplasyon bölgesi kapasitansı kolay bir şekilde ölçülebilir. Çünkü doğru beslemde diyet iletken olacağı için deplasyon bölgesi kapasitansını ölçmek zorlaşacaktır (Aydoğan ve Güllü, 2010).

Au/PNpClPhPy/n-InP/In yapısının $C - V$ karakteristikleri +1V ile -2V arasında 1000 kHz frekansta alınmıştır. $C - V$ ölçümlerinden elde edilen $C^{-2} - V$ grafiğinin ters beslem kısmından alınan lineer bölgenin eğimi ile verici konsantrasyonu $2,59 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ olarak elde edildi. Bu lineer çizginin yatay ekseninde kestiği noktadan da difüzyon potansiyeli düzeltme terimi kT/e değerinin eklenmesi ile 0,163 V olarak hesaplandı. Engel yüksekliği ise fermi enerjisi ile difüzyon

potansiyeli değerlerinin toplamı olarak ifade edildiğinden bu değer $\phi_b = 0,362 \text{ eV}$ olarak bulundu. Bu engel yüksekliği değerinin $I - V$ eğrilerinden elde edilen engel yüksekliği değerinden küçük çıkması arayüzey tabaka kalınlığına, arayüzey yüklerinin düzgün bir Şekilde dağılım göstermemesine bağlanabilir (Okutan ve Yakuphanoğlu, 2008). Arayüzey hallerinin bu durumu akımın engel yüksekliğine karşı duyarlı olmasını ortaya koyabilir. Çünkü arayüzeydeki engel dağılımı yk geçiŐini etkileyebilir (Karataş, 2011).

Yapılan çalışmada n-tipi InP yarıiletkeni üzerine imal edilen iletken polimer arayüzey tabakalı Schottky diydunun $I - V$ ve $C - V$ karakteristikleri çizilerek diyd parametreleri elde edildi. Elde edilen parametreler PNpClPhPy arayüzey tabakasının diyd üzerindeki etkilerini gösterdi. Dolayısıyla orijinal sentezlenmiş iletken polimer PNpClPhPy yapısının n-tipi InP yarıiletkeni tabanlı imal edilmiş yapılarda doğrultma özelliği gösterdiği ve geleneksel Au/n-InP yapısının engel yüksekliği değerini deęiŐtirdięi gözlemlenmiŐtir. Ayrıca yapılan bu çalışma istenilen özelliklerde yapıların elde edilmesinde organik arayüzeylerin önemli bir etken olduğunu göstermektedir.

6. KAYNAKLAR

- Ahaitouf, A., Losson, E., Bath, A., 2000. On the Determination of Interface State Density in n-InP Schottky Structures by Current–Voltage Measurements: Comparison with DLTS results. *Solid-State Electronics*, 44, 515–520.
- Akkal, B., Benamara, Z., Boudissa, A., Bachir Bouiadjra, N., Amrani, M., Bideux, L., Gruzza, B., 1998. Modelization and Characterization of Au/InSb/InP Schottky Systems as a Function of Temperature. *Materials Science and Engineering: B*, 55, 162–168.
- Aldemir, D.A., 2007. Al/P2ClAn(C₂H₅(COOH))/P-Si/Al Yapılarda Akım-Voltaj ve Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin İncelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 52s, Isparta.
- Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Tataroğlu, A., 2003. The role of Interface States and Series Resistance on the I– V and C– V Characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky Diodes. *Solid State Electron*, 47, 1847-1854.
- Aydın, M. E., Türüt, A., 2007. The Electrical Characteristics of Sn/methyl-red/p-type Si/Al Contacts. *Microelectronic Engineering*, 84, 2875 – 2882.
- Aydın ,M. E., Yakuphanoglu, F., 2008. Electrical and Interface State Density Properties of the 4H-nSiC/[6,6]-Phenyl C₆₁1-Butyric Acid Methyl Ester/Au Diode. *Microelectronic Engineering*, 85, 1836-1841.
- Aydoğan, Ş., 2004. Polimer İnorganik Yarıiletken Kontakların Karakteristik Parametrelerinin Sıcaklığa Bağlı I-V, C-V, C-f, Ölçümlerinden Tayin Edilmesi. Atatürk Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, Doktora tezi, 117s, Erzurum.
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., 2005. Current–Voltage and Capacitance–Voltage Characteristics of polypyrrole/p-InP Structure. *Vacuum*, 77, 269–274.
- Aydoğan, Ş., Güllü, Ö., Türüt, A., 2008. Fabrication and Electrical Properties of Al/aniline gren/n-Si/AuSb structure. *Material Science in Semiconductor Processing*, 11, 53-58.
- Aydoğan, Ş., Güllü, Ö., 2010. A Study of Rectifying Behaviour of Aniline Green-Based Schottky Diode, 87, 187-191.
- Ayyıldız, E., Türüt, A., Efeoğlu, H., Tüzemen, S., Sağlam, M., Yoğurtçu, Y. K., 1995. Effect of the Series Resistance on the Forward Current-Voltage Characteristic of Schottky Diodes in the Presence of İnterfacial Layer. *Solid State Electronics*, 39, 83-87.

- Bethe, H.A., 1942. Massachusetts Institute of Tecnology Radiation Laboratory. Report 43.
- Bohlin, K. F., 1986. Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor, J. Appl. Phys. 60, 1223-1225.
- Card, H.C., Rhoderick, E.H., 1971. J. Appl. Phys., D 4, 1589.
- Chattopadhyay, P., Daw, A. N., 1985. Effect of Surface States on the Barrier Height in a MIS Diode in the Presence of Inversion. International Journal of Electronics, 58, 775 – 779.
- Cheung, S. K., Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics. Appl. Phys. Lett. 49, 85-87.
- Cimilli, F.E., Sağlam, M., Türüt, A., 2007. Determination of Lateral Barrier Height of Inhomogeneous Au/n-tipi InP/In Schottky Barrier Diodes. Semiconductor Science and Technology, 22, 851-854.
- Cowley, A. M., Sze, S. M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. J. Appl. Phys, 36, 3212-3320.
- Crowell, C.R., Sze, S.M., 1966. Current Transport in Metal-Semiconductor Barrier. Solid-State Electronics, 9, 1035-1048.
- Çetin, H., Ayyıldız, E., 2007. Electrical Characteristics of Au, Al, Cu/n-InP Schottky Contacts Formed on Chemically Cleaned and Air-Exposed n-InP Surface. Physica B, 394, 93–99.
- Davydov, B., 1939. On the Contact Resistance of Semiconductor. J. Phys. USSR, 1, 167-174.
- Forrest, S.R., Schmidt, P.H., 1986. Semiconductor Analysis Using Organic-on-Inorganic Contact Barriers. I. Theory of the Effects of Surface States on Diode Potential and ac Admittance. J. Appl. Phys., 59, 513-525.
- Gaonach, C., Cassette, S., Di Forte-Poisson, M. A., Brylinski, C., Champagne, M., Tardella, A., 1990. A New Realisation of Schottky Diodes on n-type InP, Semiconductor Science and Technology, 5, 322-327.
- Güllü, Ö., Aydoğan, Ş., Türüt, A., 2012. High Barrier Schottky Diode with Organic Interlayer. Solid State Communications, 152, 381–385.
- Güllü, Ö., Türüt, A., 2010. n-tipi InP Schottky Diodes with Organic thin Layer. Electrical and Interfacial Properties. Journal of Vacuum Science and Tecnology B, 28, 466-472.

- Güllü, Ö., Asubay, S., Aydoğan, Ş., Türüt, A., 2010. Electrical characterization of the Al/new fuchsin/n-Si organic-modified device. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 42, 1411 – 1416.
- Gürkan Aydın, S., 2010. Al/PNpClPhPPy/ptipi-Si Kontakın Elektronik Özellikleri. Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 50s. Isparta.
- Hasegawa, H., 1997. Interface-controlled Schottky Barriers on InP and Related Materials. *Solid-State Electronics*, 41, 1441–1450.
- Horvath, Zs.J., 1987. Evaluation of the Interface State Energy Distribution from Schottky I-V Characteristics. *J. Appl. Phys.* 63, 976-978.
- Jones, F. E., Wood, B. P., Myers, J.A., Hafer, C. D., Lonergan, M. C., 1999. Current Transport and the Role of Barrier Inhomogeneities at the High Barrier *n*-InP poly(pyrrole) Interface. *J. Appl. Phys.*, 86, 6431-6441.
- Karataş, S., 2011, Au/poli(3-sübsitüetiyoferen)(P3DMTFT)/n-tipiInP/In Yapının elektriksel karakterizasyonu. Yüksek lisans tezi, 57 sayfa, Isparta.
- Khan, A., 2000. Room Temperature Annealing of 5.48 MeV He Induced Defect in p^+n and n^+p Grow by Metal-Organic Chemical Vopour Deposition. *Solid-State Electronics*, 44, 639.
- Lee, T. C., Au, H. L., Chen, T. P., Ling, C. C., Fung, S., Beling, C. D., 1993. Reverse I-V Characteristics OF Au/Semi-Insulating InP(100). *Semiconductor Science and Technology*, 8, 709-711.
- Maaref, H., Barret, C., 1991. Study of Cleaved Metal-InP(n) Contacts - Schottky-Barrier and Interface States. *Journal De Physique III*, 1, 749-758.
- Mott, N. F., 1938. Note on the Contact Between Metal and Semiconductor, *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 34, 568.
- Nathan, M., Shoshani, Z., Ashkinazi, G., Meyler, B., Zolotarevski, O., 1996. On the Temperature Dependence of the Barrier Height and the Ideality Factor in High Voltage Ni-nGaAs Schottky Diodes. *Solid-State Electronics*, 39, 1457-1462.
- Newman, N., Schilfgaarde, M., Kendelewicz, T., Williams, M. D. and Spicer, W. E., 1985. Electrical Study of Schottky Barrier Height on Atomically Clean and Air Exposed n-InP (110) Surface. *Physical Review B*, 33, 1146-1159.
- Norde, H., 1979. A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance. *J. Appl. Phys.* 50, 5052-5053.

- Okutan, M., Yakuphanoglu, F., 2008. Analysis of interface states and series resistance of Ag/SiO₂/n-Si MIS Schottky diode using current-voltage and impedance spectroscopy methods. *Microelektronik Engineering*, 85, 646-653.
- Özdemir, A., Aldemir, D.A., Kökçe, A., Altındal, Ş., 2009. Electrical Properties of Al/conducting Polymer (P2ClAn)/p-Si/Al Contacts. *Synthetic Metals*, 159, 1427-1432.
- Özdemir, A.F., Gök, A., Türüt, A., 2007. The Electrical Measurements in poly(2-chloroaniline) Based Thin Film Sandwich Devices. *Thin Solid Films*, 515, 7253-7258.
- Rhoderick, E. H., 1982. "Metal-Semiconductor Contacts," IEE Proc. 129 (part I).
- Rhoderick, E.H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, University Press, Oxford.
- Rhoderick, E.H., Williams, R.H., 1978. *Metal-Semiconductor Contacts*, Second ed. Clarendon Press, Oxford.
- Rhoderick, E.H., Williams, R.H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*. Clarendon Press, 2575p. Oxford.
- Roberts, A.R.V., Evans, D.A., 2005. Modification of GaAs Schottky diodes by thin organic interlayers. *Appl. Phys. Lett.*, 86, 72105.
- Sato, K., Yasumura, Y., 1985. Study of forward *I-V* plot for Schottky Diodes With High Series Resistance. *J. Appl. Phys.*, 58, 3655-3657.
- Singh, A., Cova, P., Masut, R. A., 1994. Reverse *I-V* and *C-V* Characteristics of Schottky Barrier Type Diodes on Zn Doped InP Epilayers Grown by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy, *J. Appl. Phys.* 76, 2336-2342.
- Soylu, M., 2007. Au/n-InP ve Au/pronine-B/n-InP Schottky Yapıların Sıcaklığa Bağlı Elektriksel Karakterizasyonu., Doktora tezi, 107s, Erzurum.
- Soylu, M., Abay, B., Onganer, Y., 2010. The effects of Annealing on Au/pyronine-B/MD n-InP Schottky Structure. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 71, 1398–1403.
- Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R., 1991. Electron Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers: A Numerical Study. *J. Appl. Phys.*, 70, 7403-7424.
- Sze, S. M., 1998. *Modern Semiconductor Device Physics*. John Wiley and Sons, Inc. 556s. New York.
- Sze, S.M., and Kwok K. Ng., 2007, *Physics of Semiconductor Devices* , 3nd Edition. Wiley & Sons, New Jersey, 815.

- Tataroğlu, A., Altındal, Ş., 2006. Characterization of Current–Voltage (I– V) and Capacitance–Voltage–Frequency (C– V– f) Features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky Diodes. *Microelectron. Eng.*, 83, 582-588.
- Tung, R.T., 2001, Recent Advances in Schottky Barrier Concepts, *Materials Science and Engineering*, 35 (1), 1-138.
- Türüt, A. Sağlam, M., 1992. Determination of the Density of Si-Metal Interface States and Excess Capacitance Caused by Them, *physica B*, 179. 285-294.
- Türüt, A., Batı, B., Kökçe, A., Sağlam, M., Yalçın, N., 1996. The Bias-Dependence Change of Barrier Height of Schottky Diodes Under Forward Bias by Including the Series Resistance Effect. *Physica Scripta*, 53, 118-122.
- Tyagi, M. S., 1991. *Introduction To Semiconductor Materials And Devices*, John Wiley and Sons, 669p. New York.
- 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.
- Wada, A., Majerfield and Robson, P.N., 1982. InP Schottky Contacts with Increased Barrier Height, *Solid-State Electronics*, 25, 381-387.
- Werner, J.H., Güttler, H.H., 1991. Barrier Inhomogeneities at Schottky Contacts, *J. Appl. Phys.*, 69, 1522-1533.
- Wu, X., Yang, E. S., 1989. Interface Capacitance in Metal-Semiconductor Junctions. *J. Appl. Phys.*, 65, 3560-3567.
- Yakuphanoglu, F., Okur, S., Özgener, H., 2009. Modification of metal/semiconductor junctions by self-assembled monolayer organic films. *Microelectronic Engineering*, 86, 2358-2363.
- Yıldız, D. E., Altındal, Ş., 2008. On the Temperature Dependence of Series Resistance and Interface States in Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes. *Microelectronic Engineering*, 85, 289–294.
- Zahn, D. R. T., Park ,S., Kampen, T. U., 2002. Tuning Schottky barrier heights by organic modification of metal-semiconductor contacts. *Vacuum*, 67, 101–113.
- Ziel, A. V., 1957. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall, Inc., 604s. United States of America.

ÖZGEÇMİŞ

Adı soyadı : Ömer Faruk GÜNDOĞDU

Doğum yılı ve yeri : 18.05.1987 / Biga

Medeni hali : Bekar

Yabancı dili : İngilizce



Eğitim Durumu (Okul ve Yıl):

Lise : Biga Mehmet Akif Ersoy Lisesi (2001-2004)

Lisans : Süleyman Demirel Üniversitesi Fen- Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
(2005-2009)

Formasyon eğitimi : Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi (2010-2011)

Yüksek lisans : Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik
Anabilim Dalı (2009-....)