

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

**Al/PNpCIPhPPy/ptipi-Si KONTAĞIN
ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ**

Sinem GÜRKAN AYDIN

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA - 2010**

TEZ ONAYI

Sinem GÜRKAN AYDIN tarafından hazırlanan “Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al Konağın Elektronik Özellikleri” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR
Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Jüri Üyeleri :

Prof. Dr. Ali KÖKCE
Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Doç. Dr. Fethiye GÖDE
Süleyman Demirel Üniversitesi Kimya Anabilim Dalı

Prof. Dr. Mustafa KUŞÇU
Enstitü Müdürü.

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu’ndaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	i
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
SİMGELER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	5
2.1. Giriş	5
2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar	6
2.2.1. Metal- p tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar	6
2.2.2. Metal <i>p</i> -tipi yarıiletken omik kontaklar	8
2.3. Metal Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi	10
2.4. Schottky Diyotlarda Termoyonik Emisyonla Akım İletimi	14
2.5. Engel Yüksekliğinin İmaj Kuvvetine Bağlılığı	19
2.6. MIS Yapılarda Arayüzey Hal Yoğunluklarının Beslem Bağlılığı	21
3. MATERYAL VE YÖNTEM	27
3.1. Polimer Arayüzeyli Schottky Diyodun Hazırlanması	27
3.2. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim Ölçümleri İle Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	28
3.3. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	29
3.4. Norde Fonksiyonları Yardımı ile Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	31
3.5. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim Ölçümleri ile Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi	35
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	36
4.1. Akım-Gerilim Ölçümlerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri	36
4.2. Kapasite –Gerilim Ölçümlerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri	40
5. SONUÇ	42
6. KAYNAKLAR	48
ÖZGEÇMİŞ	50

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Al/PNpCIPhPPy/p-tipi Si/Al KONTAĞIN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

Sinem GÜRKAN AYDIN

Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

Bu çalışmada p-tipi Si yarıiletkenini üzerine (PNpCIPh PPy) polimeri ile oluşturulmuş kontağın karakteristikleri çalışıldı. Polimer arayüzeyli Schottky diyodun üretiminde (100) doğrultusunda, 400 µm kalınlığında ve 1Ω-cm özdirence sahip p-Si kullanılmıştır. Akım –gerilim (I-V) ve kapasite- gerilim ölçümleri kullanılarak diyodun karakteristik parametreleri elde edilmiştir. Bütün ölçümler oda sıcaklığında ve karanlıkta gerçekleştirilmiştir.

Al/ PNpCIPh PPy /p-Si/Al yapısının idealite faktörü ve engel yüksekliği değeri I-V karakteristiğinden 0.78eV ve 1.41 elde edilmiştir. Oda sıcaklığında Al/ PNpCIPh PPy /p-Si/Al diyodunun idealite faktörü ve engel yüksekliği değeri geleneksel Al/p-Si Schottky diyodundan önemli ölçüde büyük bulunmuştur. Seri direnç (R_s) Cheung fonksiyonları ve Norde fonksiyonları yardımıyla bulunmuştur. Cheung fonksiyonlarından elde edilen kontak parametreleri ile Norde fonksiyonundan elde edilen kontak parametreleri karşılaştırılmıştır.

Diyodun ters beslem $C^{-2}-V$ karakteristiğinden taşıyıcı konsantrasyonu $1.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve engel yüksekliği 0.89eV olarak elde edilmiştir. C-V ölçümlerinden bulunan engel yüksekliği değeri I-V ölçümlerinden bulunan engel yüksekliği değerinden daha büyüktür. Bu iki değer arasındaki uyumsuzluk artık kapasite veya engel inhomojenitesinin varlığından kaynaklanmaktadır.

Al/ PNpCIPh PPy /p-Si/Al diyodunun bulunan bütün karakteristik özelliklerine göre MOS(metal-okisit-yarıiletken) davranışı sergilediği söylenebilir.

Anahtar Kelimeler: Schottky diyotları, polimer arayüzey tabaka, arayüzey hal yoğunluğu, seri direnç.

2010, 50 sayfa

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

THE STUDY OF THE ELECTRONICS PROPERTIES OF Al/PNpCIPhPPy/p-type Si/Al STRUCTURES

Sinem GÜRKAN AYDIN

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

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

The junction characteristics of the conducting polymer (PNpCIPh PPy) on a p-type Si substrate have been studied. In this study, to fabricate a Schottky diode with polymer interface, p-type silicon wafer with (1 0 0) orientation, 400 μm thickness and $1\Omega\text{-cm}$ resistivity was used. The characteristic parameters of the diode have been obtained by using the current-voltage (I-V) and the capacitance - voltage (C-V) measurements. All the measurements were performed at room temperature in dark.

The ideality factor and barrier height of Al/ PNpCIPh PPy /p-Si/Al structure were determined from current-voltage characteristics and were found to be 1.41 and 0.78eV, respectively. The ideality factor and barrier height values for the Al/ PNpCIPh PPy /p-Si/Al junction at the room temperature are significantly larger than of the conventional Al/p-Si Schottky diode. Series resistance (R_s) of the diode were calculated from Cheung Functions and Norde's function. The contact parameters obtained from Norde's function were compared with those from Cheung Functions.

The BH and carrier concentration values for diode were extracted from its reverse bias $C^{-2}-V$ characteristic. The barrier height value obtained from the reverse bias $C^{-2}-V$ characteristics has varied 0.89 eV. A doping density of about $1.27 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ has been determined from the reverse bias $C^{-2}-V$ characteristics. The barrier height value obtained from C-V measurement is higher than that of the barrier height value obtained from I-V measurement. The discrepancy between these values is probably due to existence of excess capacitance at the structure or presence of barrier inhomogeneities.

According to presented characteristic properties of Al/ PNpCIPh PPy /p-Si/Al diode, it can be said that the diode obeys the metal-oksit-semiconductor (MOS) structure.

Key Words: Schottky diode, polymer interfacial layer, density of interface states, Series resistance

2010, 50 pages

TEŞEKKÜR

Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunulan bu çalışma, Fen- Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Yrd. Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR danışmanlığında yürütülmüştür. Çalışma boyunca desteğini esirgemeyen tecrübe ve bilgilerinden yararlandığım değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR'e teşekkürlerimi arz ederim.

Deneysel verilerin değerlendirilmesinde, tezin hazırlanması süresince karşılaştığım sorunların çözümünde her zaman yardımcı olan Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi araştırma görevlilerinden Durmuş Ali ALDEMİR'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, öğrenim hayatım boyunca desteğini, sevgisini gördüğüm aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez Süleyman Demirel Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetim Birimi Başkanlığı tarafından 1874-YL-09 nolu ve Türkiye Bilimsel Ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TUBITAK) tarafından TBAG-105T382 no.lu proje ile desteklenmiştir.

Sinem GÜRKAN AYDIN
ISPARTA, 2010

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Metal <i>p</i> -tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-bant diyagramı a) Kontakdan önce, b) kontakdan sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ durumunda	7
Şekil 2.2. Metal <i>p</i> -tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) $V \neq 0$ durumunda	9
Şekil 2.3. P^+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji bant diyagramı ..	10
Şekil 2.4 Metal <i>p</i> -tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı	11
Şekil 2.5. Düz beslem altındaki metal yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi	15
Şekil 2.6. (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) Elektrik alan sıfır iken Schottky engelindeki bükülme, (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden dolayı Schottky engelindeki bükülme	20
Şekil 2.7 Arayüzey tabakalı metal/ <i>p</i> -yarıiletken Schottky diyodunun uygulama gerilimi altındaki enerji band diyagramı	22
Şekil 3.1. Poli[N-(<i>p</i> -klorofenil)pirol] (PNpClPh PPy) iletken polimerinin molekül yapısı	28
Şekil 4.1. Al/PNpClPhPPy/ <i>p</i> -Si/Al Schottky kontağın doğru ve ters beslem akım-gerilim karakteristiği	36
Şekil 4.2. Cheung fonksiyonları grafikleri	37
Şekil 4.3. Arayüzey hal yoğunluğunun arayüzey hallerinin enerjisine oranı	39
Şekil 4.4 Norde fonksiyonu grafiği	39
Şekil 4.5. Al/PNpClPhPPy/ <i>p</i> -Si/Al Schottky kontağın kapasite-gerilim ölçümleri ..	41
Şekil 5.1.(a) İletken polimerin(PNpClPh PPy) optik absorpsiyon spektrumu	43
Şekil 5.1.(b) İletken polimerin (PNpClPh PPy) $(\alpha hv)^2$ nin hv' ye göre grafiği	43

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 Akım-gerilim karakteristiğinden elde edilen parametrelerin değerleri... 37	37
Çizelge 4.2 I-V grafiğinden elde edilen parametrelerin değerleri..... 38	38
Çizelge 4.3 Norde fonksiyonu kullanılarak elde edilen diyot parametreleri 40	40
Çizelge 4.4. C^{-2} -V karakteristiklerinden elde edilen diyot parametreleri 40	40

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun alanı
A^*	Etkin Richardson sabiti
α	Boyutsuz sabit
C	Ölçülen kapasite
d	Arınma tabakası genişliği
δ	Arayüzey tabakasının genişliği
$\Delta\Phi$	İmaj yükünün sebep olduğu engel yüksekliği alçalması
e	Bir elektronun yükü
E	Yarıiletken içerisindeki alan
E_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandının enerji seviyesi
E_f	Fermi seviyesi
E_{fm}	Metalin fermi seviyesi
E_{fs}	Yarıiletkenin fermi seviyesi
E_{max}	Yarıiletken içerisindeki elektrik alanın en yüksek değeri
E_s	Yarıiletkenin dolu bandının vakum seviyesi altındaki derinliği
E_v	Valans bandın enerji seviyesi
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Arayüzey tabakasının dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
Φ_b	Engel yüksekliği
Φ_{b0}	İmaj kuvveti etkisi göz önüne alınarak bulunan engel yüksekliği
Φ_{bp}	Etkin bariyer yüksekliği
Φ_n	n-Tipi yarıiletken için iletkenlik bandının minimumu ile Fermi seviyesi arasındaki fark
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
I	Diyot akımı
I_0	Diyodun doyma akımı
k	Boltzman sabiti
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı

n	İdealite faktörü
m_0	Elektronun kütlesi
m_n^*	Deşiklerin etkin kütlesi
N_A	Deneysel alıcı yoğunluğu
N'_A	Teorik alıcı yoğunluğu
N_d	Yarıiletkende iyonize olmuş donör yoğunluğu
N_{ss}	Arayüzey hal yoğunluğu
N_v	Valans bandındaki etkin durum yoğunluğu
$\Psi(x)$	Potansiyel fonksiyonu
Q	Yük yoğunluğu
R_s	Seri direnç
$\rho(x)$	Uzay yük yoğunluğu
T	Sıcaklık
τ_r	Zaman sabiti
V	Kontağa uygulanan gerilim
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_{bi}	Arayüzey tabakası boyunca düşen gerilim
V_p	Yarıiletkenin valans bandının tepesiyle, Fermi seviyesi arasındaki fark
V_x	Taşınma yönündeki hız
V_0	C^{-2} - V eğrisinin V eksenini kestiği nokta
W	Deplasyon bölgesi genişliği
X_m	Maksimum engelin konumu

1. GİRİŞ

Metal ve yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerinden yararlanılarak elde edilen Schottky yapıların günümüzde çok farklı kullanım alanları bulunmaktadır.

Metal yarıiletken kontaklarla ilgili ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır. Braun; çalıştığı metal yarıiletken Schottky diyotları radyo dedektörü, radar dedektörü ve entegre devrelerde anahtar hızını artırmak için kullanılmıştır.

1907'de Pierce yarıiletken üzerine metal püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğine sahip olduğunu bulmuştur (Rhoderick, 1988). İkinci dünya savaşı döneminde nokta kontak doğrultucular mikrodalgalarda ve frekans dönüştürücülerinde kullanılmıştır.

1938'de Schottky ve Mott tarafından arayüzeyde oluşan potansiyel engeli üzerine teoriler önerilmiştir. Mott'un teorisine göre; metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan dolayı bir potansiyel engeli ortaya çıkmaktadır. Mott bu teoride arayüzeyde kirlilik atomlarının olmadığını ve elektrik alanının sabit olduğunu kabul etmiştir. Schottky ise; arayüzeyde sabit kirlilik atomlarının bulunduğunu ve elektrik alanının lineer olarak arttığını kabul etmiştir. Mott elektrostatik potansiyelin metale olan uzaklıkla lineer değiştiğini, Schottky ise; elektrostatik potansiyelin metal sınırına kadar Poisson denklemi ile uyumlu olarak kuadratik değiştiğini varsaymıştır.

Torrey ve Whitmer (1948) frekans dönüştürücü ve düşük seviye mikrodalga dedektörü diyodu olarak kullanılan Schottky diyodunun ayrıntılı açıklamasını yapmıştır. Nokta kontak olarak adlandırılan bu diyot, metal bir telin yarıiletken yüzeyine dokundurulmasıyla yapılmıştır. Fakat bu kontaklar çok fazla üretilemediği ve yükseltmesinin düşük olması nedeniyle güvenilir olmamışlardır. Uzun süre mikrodalga ölçümlerinde kullanılmışlardır.

1950'li yıllarda p-n eklemleri yapımında akım iletimi için omik kontak olarak düşünülmüştür.

Bardeen, J ve Brattain, WH (1948) nokta kontak germanyum diyotlarında taşıyıcı enjeksiyonunu bulmuşlardır. Metal yarıiletken kontaklarla ilgili yapılan çalışmalar 1960' lı yıllardan sonra hız kazanmıştır.

Baird (1964), yaptığı çalışmada Schottky engelini Si transistörle birleştirerek metal yarıiletken alan etkili transistörü bulmuştur.

Chandra ve Prasad (1983), metal yarıiletken Schottky diyotlarında V-T karakteristiklerini incelemiştir. Metal yarıiletken yapılar sıcaklığın tayininde kullanılmıştır.

Schottky (1914), metal vakum sisteminde, uygulanan elektrik alandan dolayı imaj kuvvetin etkisiyle engel alçalmasını bulmuştur.

Bethe (1942), termoiyonik emisyonun metal yarıiletken kontaklarda uygulanabileceğini göstermiştir.

Crowell ve Sze (1966) Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termoiyonik emisyon modelini tek bir teori olarak ortaya koymuşlardır. Daha sonralarda bu tip diyotların özelliklerini ayrıntılı olarak belirleyebilmek için çeşitli çalışmalar devam etmiştir.

Card ve Rhoderick (1971), arayüzey oksit tabakalı Si-Au kontaklarda arayüzey hal yoğunluğunu belirleyip, arayüzey hal yoğunluğunun ve arayüzey tabakasının I-V karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini açıklamışlardır.

Türüt ve Sağlam (1992), Au-Sb/n-Si/Al Schottky diyotlarının I-V, C-V ve C^{-2} -V grafiklerindeki lineerlikten sapmaya arayüzey hallerinin sığasının neden olduğunu belirtmişlerdir.

Türüt vd (1995), Al/n-Si diyotların ideal olmayan doğru beslem I-V ve ters beslem C-V karakteristiklerine arayüzey hallerinin yük davranışının etkisini inceleyip ters beslem C-V karakteristikleri üzerine arayüzey tabakası, tersinim tabakası ve yüklerin etkisinin de varlığını göstermiştir.

Sonuç olarak, hazırlanmış Schottky diyotlarının özelliklerinin I-V ve C-V karakteristiklerinde, ideallikten sapmaya arayüzey durumları, arayüzey tabakası ve artık kapasitenin neden olduğunu rapor etmişlerdir.

Pandey ve Kal (1998), arayüzey hal yoğunluğunu belirlemek için I-V ve C-V karakteristiklerini kullanarak kontak parametrelerini elde etmişlerdir.

Daha sonra arayüzey hallerinin yoğunluğunu ve bu hallerin yoğunluğunun gerilimle değişimini incelemişlerdir. Arayüzey tabakasının kontak parametrelerini etkilediğinin anlaşılmasıyla birlikte arayüzey tabakası farklı Schottky diyotları üretilmeye başlanmış ve bunlar üzerine çalışmalar yoğunlaşmıştır.

Forest vd (1981), arayüzey maddesi olarak organik bileşik(PTCDA), yarıiletken olarak p tipi Si kullanarak Schottky kontaktları hazırlamışlardır. Diyotların akım gerilim karakteristiklerinin kontak yapılırken kullanılan metale bağlı olduğunu belirtmişlerdir.

Ayrıca polimer yapılarda elektronik alanda önemli bir yere sahiptir. Polimerlerin mekanik dayanıklılığı, hem yarıiletken ve hem de metal gibi davranması, bulunduğu ortamda iyi kararlılık göstermesi, ayrıca malzemenin fiyatının ucuz ve malzemenin kolay hazırlanıyor olması geniş kullanım alanlarına sahip olmalarına olanak sağlamaktadır.

Nguyen vd (1999), Altın ve polipirol kontağın (Au/PPy) I-V ve C-V karakteristiklerini ve elektriksel özelliklerini incelemişlerdir. Engel yüksekliği, idealite faktörü gibi kontak parametrelerinin iletken polimerin katkılanmasından önemli ölçüde etkilendiğini gözlemlemişlerdir. Bu kontaktların akım gerilim karakteristiği asimetrik ve lineer olmayan bir davranış göstermiştir.

Tung (2001), Schottky engelli diyotlarda deneysel olarak elde edilen I-V karakteristiklerinin bazı durumlarda termoyonik emisyon modeline uymadıklarını rapor etmiştir.

İdealite faktörünün büyük olmasını termoiyonik emisyon modeli ile doğrudan açıklanamayacağını, Schottky engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlılığına atfedileceğini açıklamıştır. İmaj kuvvetinin etkisiyle engelin azalması, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mekanizmalar nedeniyle idealite faktörünün 1'den büyük çıktığı açıklanmıştır.

Aydoğan vd (2008), Al/aniline green(AG)/n-Si/AuSb diyodunun oda sıcaklığında I-V, C-V ve C-f karakteristiklerini araştırmışlardır. Modifiye Norde fonksiyonları ile geleneksel I-V çizgisinin bileşiminden oluşan metodu kullanarak bariyer yüksekliği ve seri direnç değerlerini hesaplamışlardır. Ayrıca Norde fonksiyonlarından elde ettikleri bariyer yüksekliği ve seri direnç değerlerini Cheung fonksiyonlarından buldukları değerlerle karşılaştırmışlardır. Ve iki metodun birbiri ile uyumlu sonuç verdiğini göstermişlerdir.

Yakuphanoglu vd (2008), Al/p-tipi silikon/2,9,16,23-tetrakis-{6-(-thiophene-2-carboxylate)-hexylthio} phthalocyaninato cobalt (II) organik yarıiletken kontağının elektriksel karakteristiklerini akım gerilim ve kapasite gerilim ölçümleri ile araştırmışlardır. I-V karakteristiğinden idealite faktörü (1,33), bariyer yüksekliği (0,90eV) ve seri direnç (314,5 kΩ) hesaplamışlardır. Al/p-Si/CoPc diyodundan hesaplanan bariyer yüksekliği değerini sıradan Al/p-Si Schottky diyodununkinden önemli ölçüde yüksek bulmuşlardır. Bu farkın CoPc organik tabakadan kaynaklandığını rapor etmişlerdir.

Bu çalışmada Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al yapılı Schottky kontağın I-V ve C-V ölçümleri ile parametreleri elde edilmiştir. Beş bölümden oluşan bu tezin birinci bölümünde literatür özeti, ikinci bölümünde kuramsal temeller başlığı altında teorik bilgiler, üçüncü bölümünde kullanılan materyal ve yöntem, dördüncü bölümünde deneyler sonucunda elde edilen araştırma bulguları, son bölümünde ise tüm çalışmanın sonucu ve yorumlanması yer almaktadır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

2.1. Giriş

Metal yarıiletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanabilmek için ve uygun kontaklar hazırlanarak elektronik devrelerde kullanabilmek için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir. Kontak iki maddenin en az dirençle temas etmesi olarak düşünülür. Kontakın ideal olması yüzeylerin temiz ve pürüzsüz olmasına bağlıdır (Crowell and Sze, 1996).

İki madde kontak haline getirildiği zaman fermi seviyelerinin eşit olduğu denge durumuna gelinceye kadar yükler tekrar dağılır (Ziel, 1968). Metal yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına (Φ_m , Φ_s) göre ya omik yada doğrultucu (Schottky kontak) olabilir.

Bir yarıiletkenin özelliklerini anlatmak için fermi enerji seviyesi (E_f), iş fonksiyonu (Φ_s) elektron yakınlığı (χ_s) gibi parametrelerden faydalanılmaktadır.

Fermi enerji seviyesi; dolu enerji seviyeleri ile boş enerji seviyelerini birbirinden ayıran seviyedir.

İş fonksiyonu; metal ve yarıiletkenin fermi seviyesinde bulunan bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan enerji miktarıdır.

Yarıiletkenin elektron yakınlığı; vakum seviyesi ile iletkenlik bandı arasındaki enerji farkıdır.

Vakum seviyesi; metalin dışında bulunan hareket etmeyen bir elektronun enerjisidir.

Metal yarıiletken kontaklarda; yükün her iki tarafta serbestçe hareket edebildiği kontak türü omik kontak yükün bir taraftan diğerine göre daha kolay hareket ettiği kontak türü ise doğrultucu kontak olarak bilinir.

2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar

2.2.1. Metal- p tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar

Bu şekilde oluşan bir kontak için $\Phi_m < \Phi_s$ olsun. Oda sıcaklığında alıcıların hepsi iyonize olmuş olsun. Kontakta önce, Şekil 2.1.a'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır.

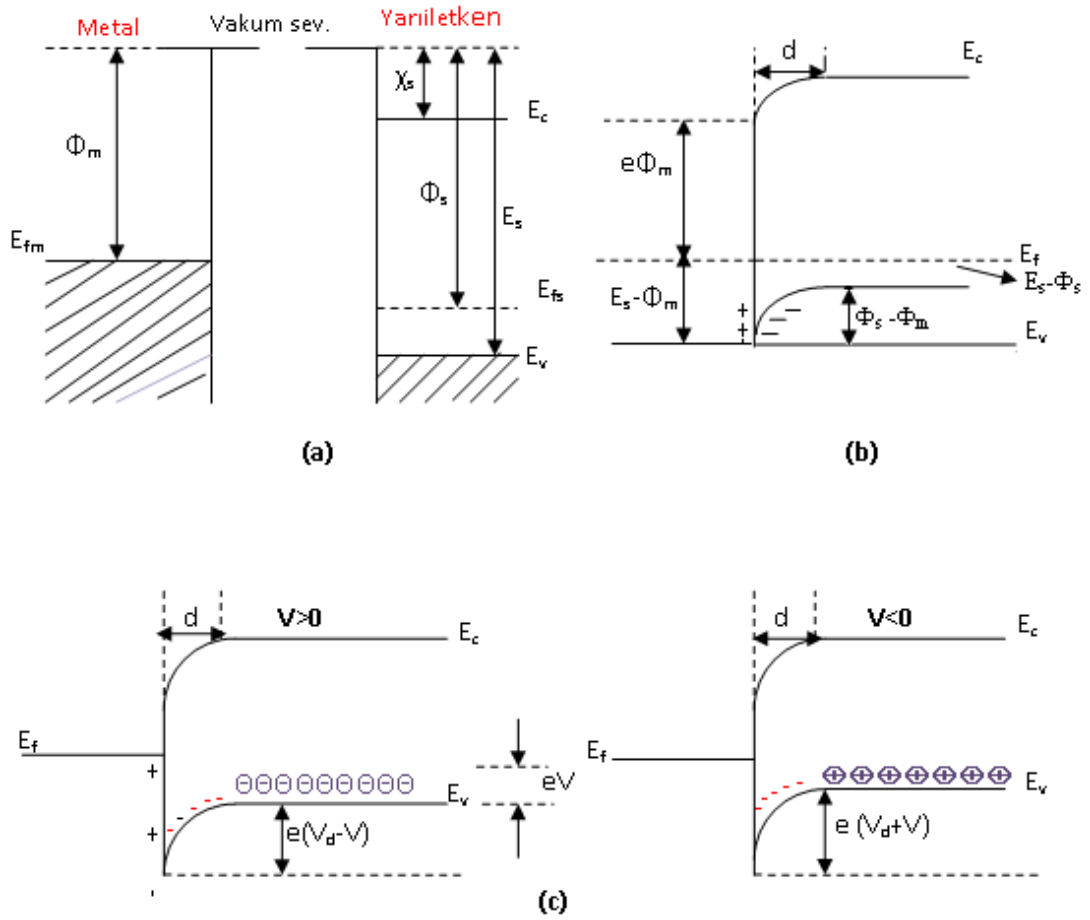
Kontaktın sonra her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkenine doğru elektron akışı olur. Bunun sonucu olarak, yarıiletken tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler d kalınlığında bir uzay yükü tabakası içerisinde dağılırlar. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükseldiği için, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

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

olur. Burada V_d difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakın metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$e\Phi_b = E_s - e\Phi_m \quad (2.2)$$

ifadesi ile verilir.



Şekil 2.1. Metal p -tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın enerji-bant diyagramı a) Kontakтан önce, b) kontakтан sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ durumunda

Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşabilecek kadar enerji kazanarak, metalin içine geçebilirler. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşabilecek kadar enerji kazanarak, yarıiletkenin içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü iki I_0 akımı oluşur.

Yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.1 b), soldan sağa akan hol akımı değişmez, fakat yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar düşeceğinden yarıiletkenden metale geçen holler için engel yüksekliği eV kadar azalır.

Bunun sonucu olarak sağdan sola doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar azalır. Sağdan sola doğru olan akım pozitif kabul edilirse bu durumda karakteristik akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

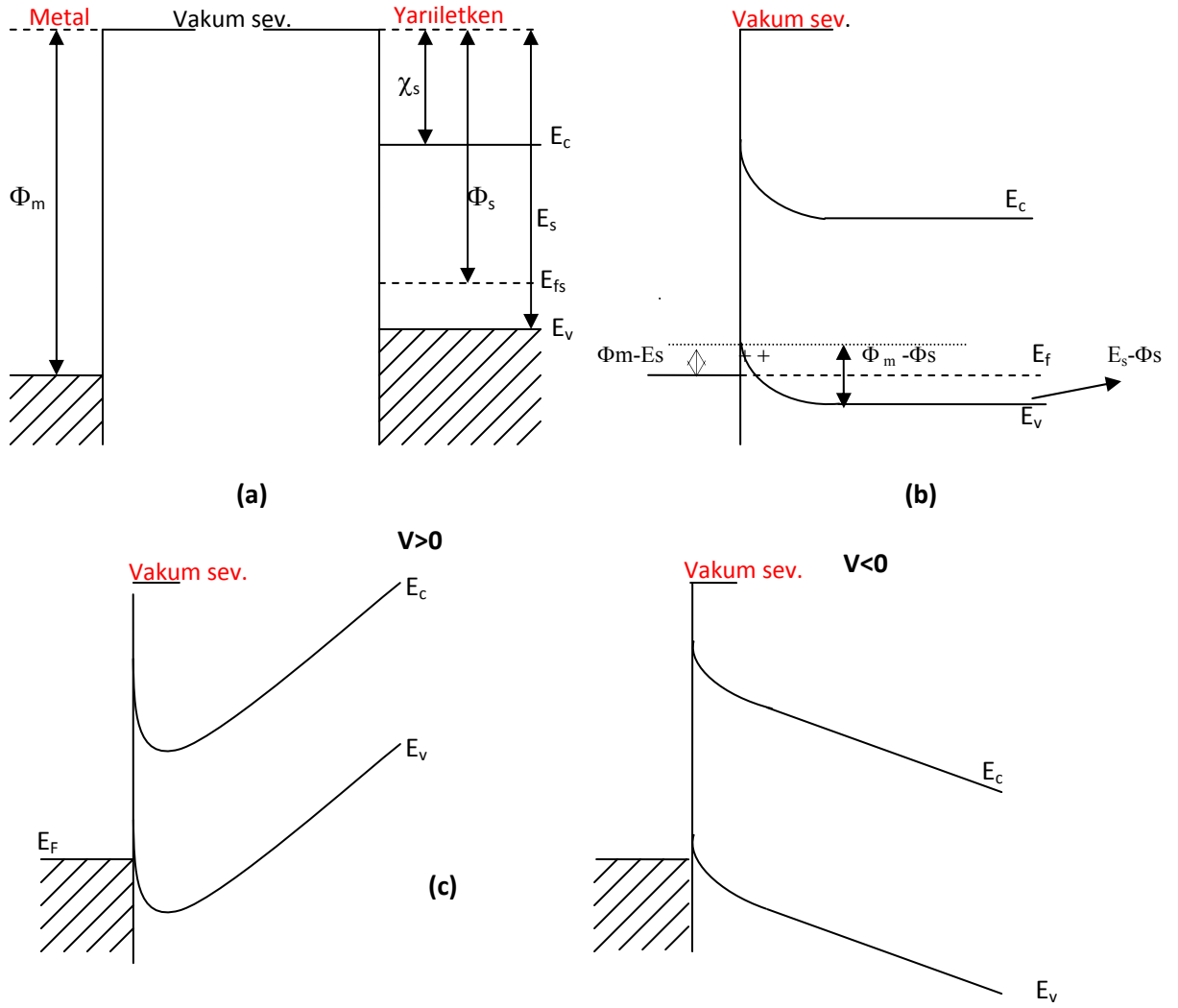
olacaktır. Burada I_0 doyma akımıdır. Bu bir doğrultucu kontaktr.

2.2.2. Metal p -tipi yarıiletken omik kontaklar

Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir metal yarıiletken eklemdir (Brillson 1993, Neamen 1992).

$\Phi_m > \Phi_s$ (metalın iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu) durumu inceleyelim. Şekil 2.2.a'da görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra bir yük alışverişi meydana gelecektir. Yarıiletkendeki elektronlar, geride bir pozitif yüzey yükü (hollerden dolayı) bırakarak metal tarafına akarlar ve metal tarafında bir negatif yüzey yüküne neden olurlar. Bundan dolayı yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.2 b'de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artmasından dolayı, yarıiletken yüzeyi daha fazla p -tipi olur.

Bir V voltajı uygulandığında, bu potansiyel farkı tüm yarıiletken bölge boyunca dağılır (Şekil 2.2.c). $\Phi_s - \chi_s$ nispeten elektronlar zorlukla karşılaşmadan engeli geçebilirler. Doğru beslem durumunda, elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolayca hareket edebilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı hemen nötrale olurlar. Ters beslem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Bu durumda kontak omiktir.

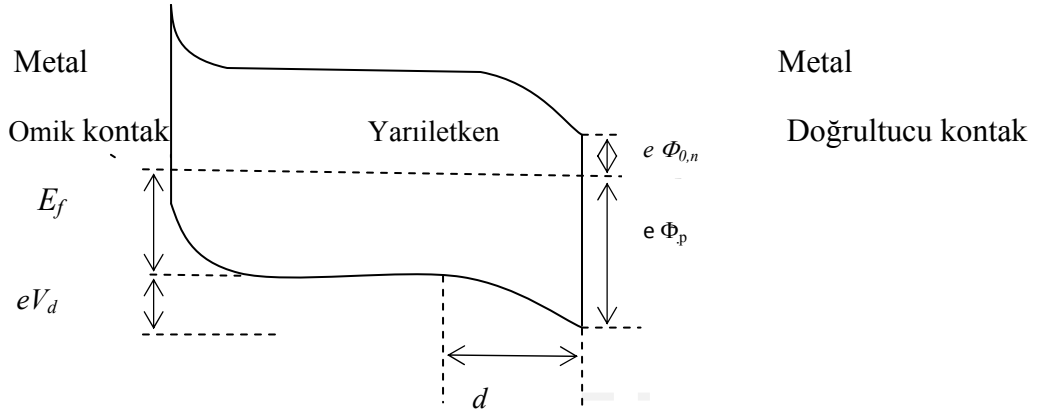


Şekil 2.2. Metal *p*-tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı a) kontakten önce, b) kontakten sonra, c) $V \neq 0$ durumunda

2.2.3 Metal *p*-tipi yarıiletken metal kontaklar

Metal *p*-tipi yarıiletken metal (P^+PM) yapısı, *p* tipi yarıiletkenin bir yüzeyine hol bakımından çok zengin P^+P omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan *pM* doğrultucu kontağından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji band diyagramı Şekil 2.3'te görülmektedir.

P^+ omik tarafına sıfırdan büyük bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. P^+ tarafına sıfırdan küçük olacak şekilde bir gerilim uygulanırsa, yapı ters beslemde olur. Metal p-tipi yarıiletken metal yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapı olup yarıiletken diyot olarak adlandırılır.



Şekil 2.3. P^+PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji bant diyagramı

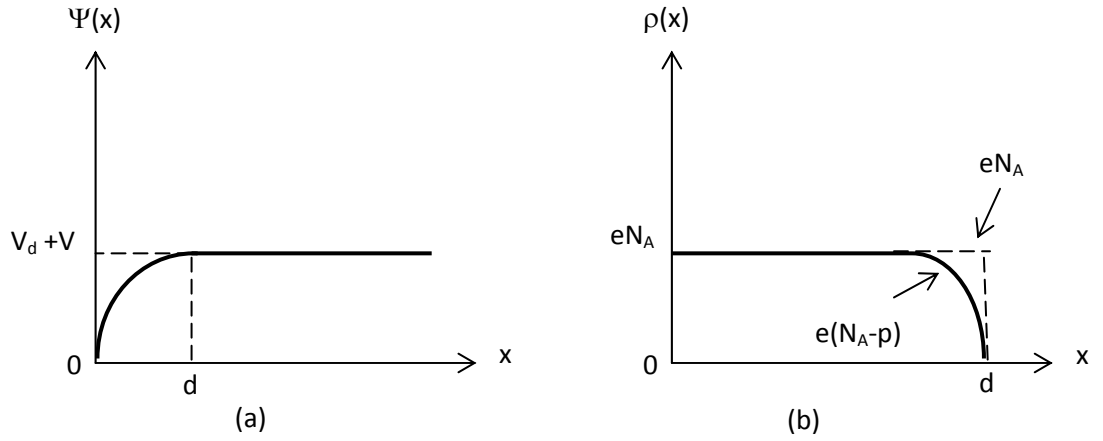
Şekil 2.3’de görüldüğü gibi holler için engel yüksekliği,

$$e\Phi_{po} = eV_d + E_f \quad (2.4)$$

ifadesi ile verilir.

2.3. Metal Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

Metal-Yarıiletken kontaklarda oluşan arınma bölgesi (dipol tabakası), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda uygulanan gerilim arttıkça arınma bölgesi genişler. Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol yoğunluğu varsa, yeni Fermi seviyesinin metaldeki Fermi seviyesiyle çakışmasından dolayı hol yoğunluğu düşecektir.



Şekil 2.4 Metal p -tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı

Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Bu özelliklerinden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilirler. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için, diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_0 boşluğun elektrik geçirgenliği, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_A - N_d) \quad (2.6)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick 1988). Burada N_d , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğu, N_A , yarıiletkendeki iyonize olmuş alıcı yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.4'te gösterilmiştir.

Engel tabakasının potansiyelini V_d ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile gösterelim. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında yük taşıyıcılar d uzunluğunda Debye difüzyon uzunluğu ile verilen bir bölgede kısmen bulunacaklardır. Dolayısı ile p-tipi yarıiletken için $N_A \gg N_d$ olduğundan uzay yükü yoğunluğu için

$$\rho(x) = eN_A \quad (2.7)$$

yazılabilir. (2.5) ve (2.7) eşitliklerinden

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} \quad (2.8)$$

elde edilir. (2.8) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

$$1) x = 0 \text{ için } \Psi(x) = 0$$

$$2) x \geq 0 \text{ için } \Psi(x) = V_d + V$$

$$3) x = d \text{ için } \frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$$

(2.8) denklemi için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alırsak, arınma bölgesi için elektrik alanı bulabiliriz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} (x - d) \quad (2.9)$$

yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.9) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\epsilon_S \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.10)$$

elde edilir. (2.10) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözülmüşür;

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.11)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade, Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $V > 0$ için kontak doğru, $V < 0$ için kontak ters beslenmedir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -eN_A d \quad (2.12)$$

ile verilir. (2.11) ve (2.12) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = -[2\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.13)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.13) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime bağlı değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.14)$$

yazılarak (2.13) ve (2.14) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.15)$$

veya

$$C = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (2.16)$$

olarak bulunur.

Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve alıcı yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

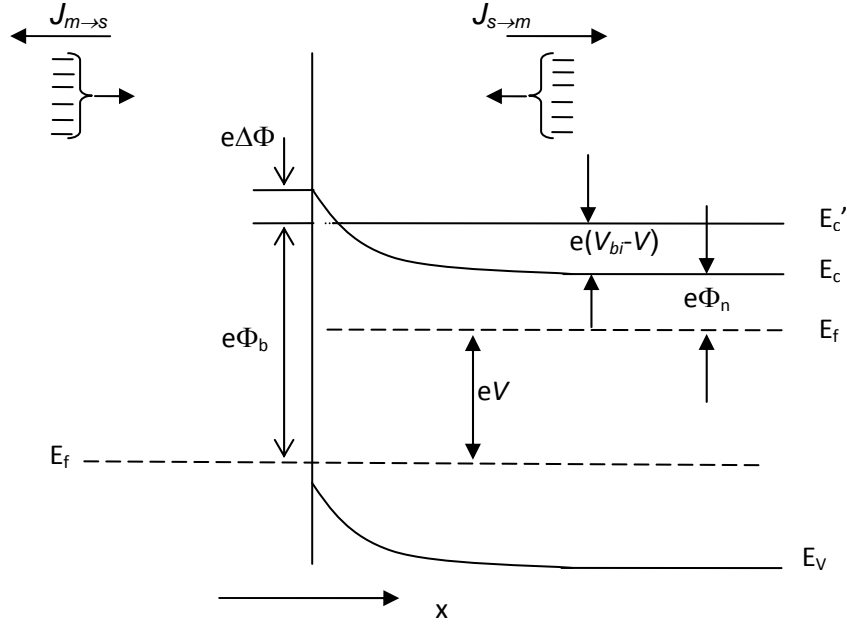
Efektif kontak alanı A ile çoğunluk taşıyıcılarının dalga fonksiyonun uzay yükü bölgesine sızmasından ileri gelen kT/q terimin ilave edilmesi ile kontak kapasitesi,

$$C = A \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_A}{2(V_d - kT/q + V)} \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

ile verilir.

2.4. Schottky Diyotlarda Termioyonik Emisyonla Akım İletimi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termioyonik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır (Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı termioyonik emisyon olarak bilinir.). Metal yarıiletken Schottky diyotlarda termioyonik emisyon teorisi taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise holler tarafından sağlanır. Termioyonik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontağa ait potansiyel engelinin, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir.



Şekil 2.5. Düz beslem altındaki metal yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi

Şekil.2.5’de V büyüklüğünde düz beslem gerilim uygulanmış bir Schottky kontak görülmektedir. Burada $J_{s \rightarrow m}$ yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve $J_{m \rightarrow s}$ ise metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğudur. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.18)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_c metal içindeki termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerji, v_x taşınma yönündeki hızdır. Artan elektron konsantrasyonu,

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (2.19)$$

ile verilir. Burada $g_c(E)$, iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f_F(E)$, Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Maxwell-Boltzmann yaklaşımı uygulanarak elektron konsantrasyonu için,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\frac{(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.20)$$

yazılabilir. $E - E_c$ enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi olarak kabul edilirse, bu durumda,

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.21)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.22)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.23)$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak (2.20) ifadesi tekrar yazılırsa ,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.24)$$

elde edilir. Bu denklem, hızları v ve $v + dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız, bileşenlerine ayrılırsa;

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

şeklinde olur.

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z, \quad (2.25)$$

v_{ox} hızı, x doğrultusundaki harekette elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. Son ifadede aşağıdaki değişken değiştirmeleri yapılabilir:

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_d - V)}{kT} \quad (2.26.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.26.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.26.c)$$

Ayrıca minimum v_{ox} hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_d - V) \quad (2.27)$$

yazılabilir. Bu durumda $v_x \rightarrow v_{ox}$ şartı için $\alpha = 0$ olur. Yine $v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha$

yazılabilir. Bu ifadeler (2.25) denkleminde yerine yazılırsa;

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} = & 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT} \right) \exp\left[\frac{-e(V_d - V)}{kT} \right] \\ & \times \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty (-\gamma^2) d\gamma \end{aligned} \quad (2.28)$$

Bu son ifadenin integrali alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e(\phi_n + V_d)}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.29)$$

ya da

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.30)$$

olur. Uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ birbirine eşit olur. Yani,

$$J_{m \rightarrow s} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \quad (2.31)$$

olur. Eklemdeki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Daha açık ifadeyle net akım yoğunluğu,

$$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

olur. Burada A^* termioyonik emisyon için Richardson sabiti olup,

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.33)$$

ile verilir. Genel bir durum için (2.32) ifadesi,

$$J = J_{sT} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.34)$$

olarak yazılabilir. Burada J_{sT} ters-doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \quad (2.35)$$

şeklinde ifade edilir. ϕ_b Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve $\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi$ şekline verildiği göz önüne alınarak (2.35) ifadesi yeniden,

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.36)$$

şeklinde yazılır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\phi$ değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artacaktır.

2.5. Engel Yüksekliğinin İmaj Kuvvetine Bağlılığı

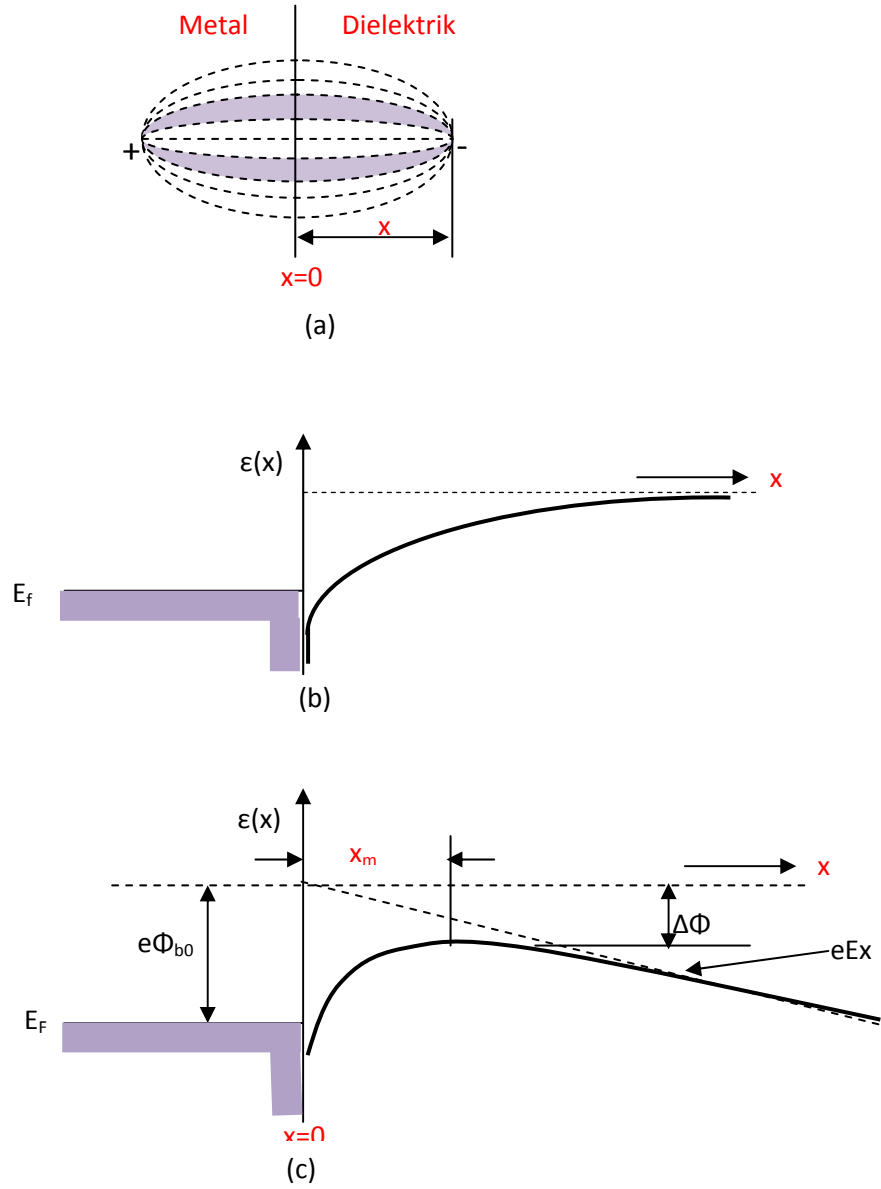
İdeal bir Schottky diyot için verilen engel yüksekliği ifadesi Schottky etkisi veya imaj kuvvet etkisinden dolayı değişebilir. Bir dielektrikteki elektron metale belli bir uzaklıktan yaklaşırken metal yüzeyine dik bir elektrik alan oluşturur.

Bu elektrik alan çizgileri metalin yüzeyinden iç kısma doğru x kadarlık bir mesafede yerleşmiş bir $+e$ imaj yüküymiş gibi düşünülebilir.

Bu imaj etkisi Şekil 2.6.a'da gösterilmiştir. Dolayısıyla metalden x kadar uzaklıkta olan bu elektron Coulumb etkileşmesinden dolayı,

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -eE \quad (2.37)$$

kuvvetine maruz kalacaktır (Neamen 1992).



Şekil 2.6. (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) Elektrik alan sıfır iken Schottky engelindeki bükülme, (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden dolayı Schottky engelindeki bükülme

Çekme kuvvetinden dolayı elektron negatif potansiyel enerjisine sahiptir. Potansiyel ifadesi yazılırsa:

$$-\Phi(x) = + \int_x^{\infty} E dx' = + \int_x^{\infty} \frac{e}{4\pi\epsilon_s} \frac{1}{4(x')^2} dx' = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.38)$$

Metal-yarıiletken arayüzeyindeki toplam potansiyele imaj potansiyeli de katıldığına, toplam potansiyel

$$-\Phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} - Ex \quad (2.39)$$

olarak elde edilir.

Sabit bir elektrik alanın varlığında elektronun potansiyel enerji değişimi şekil 2.6.c.'de gösterilmiştir. Bu şekilde potansiyel engeli piki azalmıştır. Potansiyel engeli pikinin bu şekilde azalması Schottky etkisi ve imaj kuvveti etkisi ile engel yüksekliğinin azalması olarak bilinir.

$$\frac{d(e\Phi(x))}{dx} = 0 \quad (2.40)$$

Şartı dikkate alınarak maksimum engelin konumu,

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (2.41)$$

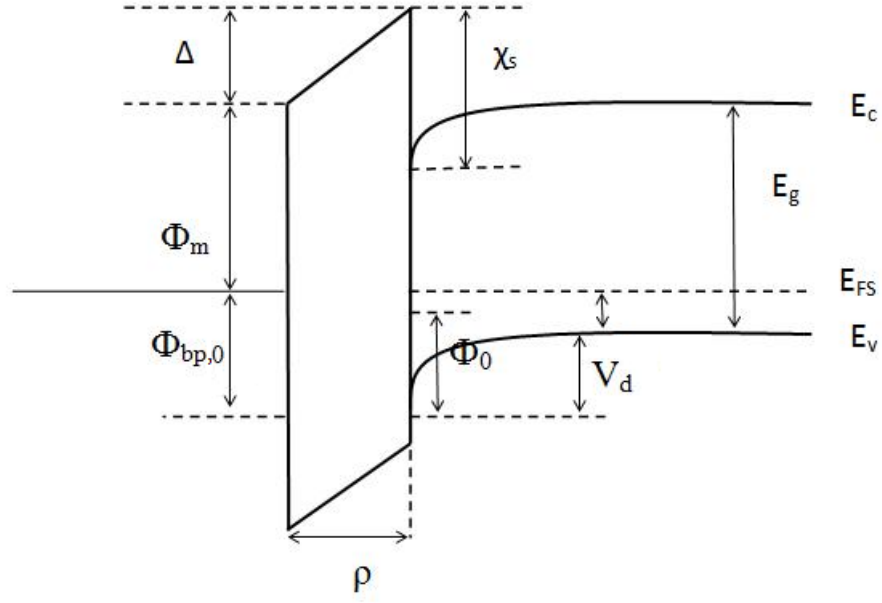
ve Schottky engel yüksekliğinin azalması,

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.42)$$

ile verilir.

2.6. MIS Yapılarda Arayüzey Hal Yoğunluklarının Beslem Bağlılığı

Şekil 2.7'de arayüzey tabakalı metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyodunun uygulanan gerilim altındaki enerji band diyagramı görülmektedir. Şekilde Φ_m metalin iş fonksiyonu, χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı, ρ arayüzey tabaka kalınlığı ve Φ_0 valans bandın üstünden ölçülen arayüzey hallerinin nötral seviyesidir.



Şekil 2.7 Arayüzey tabakalı metal/p-yarıiletken Schottky diyodunun uygulama gerilimi altındaki enerji band diyagramı

Bardeen modeline göre, bir metal ile bir yarıiletken kontak haline getirildiklerinde oluşan arayüzey halleri, yalıtkan tabaka ile yarıiletken yüzeyi arasında lokalize olurlar. Bundan dolayı metal yada yarıiletkende elektrik alan olmadığında arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddeti, metal yüzeyindeki ve arayüzeydeki yüklerle alakalıdır. Gauss kanununa göre;

$$\epsilon_i E_i = -Q_{ss} \quad (2.43)$$

yazılabilir. Burada E_i arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddetidir. Schottky engelinde varolan elektrik alanının engel yüksekliğini nasıl etkilediğini bilmek önemlidir. Yarıiletken içinde bir E_s elektrik alanı olduğunda Gauss kanunu

$$V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\epsilon_s E_{\max} + Q_{ss}) \quad (2.44)$$

şeklinde yazılır. Burada V_i arayüzey tabakasındaki potansiyel düşmesi, E_{\max} ise yarıiletken içindeki elektrik alanının maksimum değeridir. İdealite faktörünün arayüzey hal yoğunluğu, arayüzey tabaka kalınlığı ve uygulanan gerilime bağlılığı

literatürde rapor edilmiştir (Türüt, Card ve Rhoderick, Horvath,). Bu yaklaşımda, ilk olarak bütün arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu düşünülmelidir. Yarıiletkenin yüzey arınma tabakasının ve arayüzey tabakasının var olduğu durumda V uygulama gerilimi için;

$$V = V_i + V_s \quad (2.45)$$

ifadesi yazılabilir. Burada V_s arınma tabakasından dolayı meydana gelen gerilim değişimidir. 2.3 ifadesi açık olarak

$$I = AA^{**}T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.46)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemin her iki tarafının tabii logaritması alınarak V ye göre türevi alınacak olursa

$$\frac{d \ln I}{dV} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dV} = \frac{q}{kT} \left\{ 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} + \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} \quad (2.47)$$

olur. Düz beslem kısmında $\ln I - V$ grafiğinin lineer kısmının eğimi, idealite faktörünü verdiği için 2.47 denkleminde

$$n = \frac{kT}{q} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - \beta)} \quad (2.48)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\beta = d\Phi_b/dV$ dir. Bu durumda idealite faktörü için

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} \quad (2.49)$$

yazılabilir.

Schottky diyotlarda engel yüksekliği, birinci derecede arınma bölgesindeki elektrik alana bağlı olduğundan engel yüksekliği Φ_b yerine etkin engel yüksekliği Φ_e alınmalıdır. Etkin engel yüksekliği ifadesi

$$\Phi_e = \Phi_{b,0} + \left(\frac{d\Phi_e}{dV} \right) V = \Phi_{b,0} + \beta V \quad (2.50)$$

ile verilir. Burada $d\Phi_e/dV$ dir. Bu ifade göz önüne alınarak (2.46)

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\beta q V}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.51)$$

olarak yeniden yazılabilir.

Burada I_0 doyma akımıdır ve

$$I_0 = AA^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b,0}}{kT}\right) \quad (2.52)$$

ifadesiyle verilir. $d\Phi_e/dV$ sabit olduğunda idealite faktörü de sabittir. İdealite faktörü değerinin birden büyük olması, uygulama geriliminin sadece arınma tabakasının üzerinde düşmediğini, arayüzey tabakası, arınma tabakası ve gövde direnci arasında paylaşıldığını göstermektedir.

(2.49) ifadesi ve $(d\Phi_b/dV = d\Phi_e/dV) = (dV_i/dV)$ eşitliği göz önüne alınırsa (2.44) denkleminin uygulama gerilimine göre türevi alınarak

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\varepsilon_s \frac{dE_{\max}}{dV} + \frac{dQ_{ss}}{dV} \right) \quad (2.53)$$

ifadesi elde edilir. (2.45) ifadesi kullanılarak

$$\frac{dE_{\max}}{dV} = \frac{dE_{\max}}{dV_s} \left(1 - \frac{dV_i}{dV}\right) = \frac{1}{nw} = \frac{1}{w} \frac{dV_s}{dV} \quad (2.54)$$

elde edilir.

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sa}}{dV_i} \frac{dV_i}{dV} = -qN_{ssa} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (2.55)$$

ile verilmektedir. Burada w yarıiletkendeki arınma bölgesi kalınlığıdır ve

$$w = \left(\frac{2\varepsilon_s V_d}{qN_a} \right)^{1/2} \quad (2.56)$$

şeklinde verilir. Q_{sa} metalle dengede olan arayüzey yük yoğunluğu, N_{ssa} arayüzey hal yoğunluğu, N_a yarıiletkendeki donör konsantrasyonu ve V_d difüzyon potansiyelidir. (2.55) denklemi metalin fermi seviyesine göre, hallerin enerjisindeki değişim olan dV_i ile belirlenen metalle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir.

Bundan dolayı

$$(dQ_{sa}/dV_i) = -qN_{ssa} \quad (2.57)$$

eşitliği yazılabilir. (2.54) ve (2.55) ifadeleri (2.53)'de yerine yazılırsa

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} - qN_{ssa} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \right] \quad (2.58)$$

ve buradan

$$n = 1 + \frac{\delta\varepsilon_s}{w(\varepsilon_i + \delta qN_{ssa})} \quad (2.59)$$

elde edilir. Bu sonuç, arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu durumda geçerlidir.

Arayüzey hallerinin metalle dengede olmaması durumunda, arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{sb} ve arayüzey hal yoğunluğu N_{ssb} alınarak (2.55) ifadesi

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sb}}{dV_s} \frac{dV_s}{dV} = \frac{qN_{ssb}}{n} \quad (2.60)$$

şeklinde ifade edilebilir. (2.60) ifadesi, yarıiletkenin fermi seviyesine göre, hallerin enerjisindeki değişim olan dV_s ile belirlenen yarıiletkenle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi vermektedir. Bundan dolayı;

$$(dQ_{sb}/dV_s) = qN_{ssb}$$

eşitliği yazılabilir. (2.54) ve (2.60) ifadeleri (2.53)'de yerine yazılırsa

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} + \frac{qN_{ssb}}{n} \right] \quad (2.61)$$

ve buradan

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{w} + qN_{ssb} \right] \quad (2.62)$$

elde edilir. Yarıiletken yüzeyindeki arayüzey hallerinin E_{sb} enerjisi, iletkenlik bandının tabanına göre

$$E_c - E_{sb} = q\Phi_b - qV \quad (2.63)$$

ile verilir.

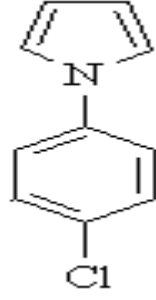
3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Polimer Arayüzeyli Schottky Diyodun Hazırlanması

Bu çalışmada, polimer arayüzeyli Schottky diyodun hazırlanmasında [100] doğrultusunda, 400 µm kalınlığında, 1Ωcm öz dirençli p tipi Si yarıiletkeni kullanılmıştır.

Yüzey ilk önce $\text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 + 6\text{H}_2\text{O}$ de 10 dakika boyunca sonra $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}_2 + 6\text{H}_2\text{O}$ da 60°C sıcaklıkta kaynatılarak kimyasal olarak temizlenmiştir. Si plakanın arka yüzeyine temiz bir şekilde Al buharlaştırıldıktan sonra 3 dakika boyunca 580°C'de N_2 atmosferinde tavllanmış ve omik kontak elde edilmiştir. Bu aşama boyunca ön yüzeydeki doğal oksit tabakasını yok etmek için 30s boyunca HF:H₂O (1:10) solüsyonunda tutulmuş ve son olarak deiyonize suda yıkanıp kurutulmuştur. 30µg PNpClPh, 1µl N-methyl-2-pyrrolidone de eritilerek oluşturulan çözelti p tipi silikon yüzeyinin ön tarafına damlatılmıştır ve sonra oda sıcaklığında buharlaşması beklenmiştir. Son olarak, Schottky kontağı elde etmek için levhanın ön yüzeyine kaplanmış polimere Al buharlaştırılmış ve Al/PNpClPhPPy/p-Si/Al yapılı $75 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ Schottky kontak alanı oluşturulmuştur. Tüm buharlaştırma süreci 10^{-5} Torr'luk basınç sisteminde gerçekleştirilmiştir. Fabrikasyon sürecinde önce tüm metaller aseton ve metanol ile yıkanmıştır. Arayüzeyde kullanılan PNpClPhPPy iletken polimerin molekül yapısı Şekil 3.1' de verilmiştir.

I-V ve C-V ölçümleri sırasıyla bir Keitley 487 picoammeter/voltage source ve HP4192A LF Impedance Analyzer cihazlarıyla karanlıkta ve oda sıcaklığında alınmıştır.



Şekil 3.1. Poli[N-(p-klorofenil)pirol] (PNpClPh PPy) iletken polimerinin molekül yapısı

3.2. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim Ölçümleri İle Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Termoiyonik emisyon ile bulunan akım yoğunluğu (J), diyodun etkin alanı (A) ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = AJ = \left[AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

olarak bulunur.

Bu ifadede $eV \gg kT$ ise, 1 ihmal edilebilir. Uygulanan gerilimin tamamının arınma bölgesine düşmediği düşünülürse, ideal durumdan sapmalar meydana gelecektir. Bu sapmalar (n) idealite faktörü göz önüne alınarak aşağıdaki gibi yazılan akım denklemi ile belirlenebilir.

$$I = AJ = \left[AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

Uygulanan gerilimin (V) IR_s kadarlık miktarı seri direnç üzerine düşeceği için V yerine $(V) - IR_s$ yazarak (3.2) ifadesini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = A.J = \left[AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.3)$$

ile verilmektedir. Doyma akım ifadesi,

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

ile verilir. Bu eşitliğin iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_b 'ye göre çözümlerse,

$$e\Phi_b = kT \ln(AA^*T^2 / I_0) \quad (3.5)$$

elde edilir.

Burada A diyotun etkin alanı, T Kelvin cinsinden ortamın mutlak sıcaklığı, k Boltzman sabiti, A^* Richardson sabitidir.

Ayrıca $V > 3kT/e$ için 1 ihmal edilir ve R_s de göz ardı edilirse, idealite faktörü n, akım –gerilim grafiğinin doğru beslem bölgesinin lineer kısmının eğiminden bulunabilir. Bu lineer kısma fit yapılarak bulunan eğim değeri,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.6)$$

denkleminde yerine yazılır.

3.3. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Metal yarıiletken kontak yapısının doğru beslem $I-V$ karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung (1986), tarafından farklı bir model sunulmuştur (Temirci, 2000).

(3.3) eşitliğinden;

$$V = \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) + n\Phi_b + IR_s \quad (3.7)$$

ifadesi elde edilir. (3.7) eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilir. (3.8) eşitliğinde, $dV/d\ln I$ 'nin I 'ya göre grafiği bir doğruyu verecektir. Bu grafikten elde edilen doğrunun eğimi nötral bölge direncini ya da R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan (n) idealite faktörü bulunabilir.

Potansiyel engeli Φ_b 'yi bulmak için;

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) \quad (3.9)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (3.7) ve (3.8) eşitliklerinden;

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (3.10)$$

yazılabilir. (3.10) eşitliğinde $H(I)-I$ grafiği çizildiğinde bu grafik de bir doğru şeklinde olacak ve bu doğrunun eğimi de R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da engel yüksekliği $e\Phi_b$ bulunur.

3.4. Norde Fonksiyonları Yardımı ile Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

İdeal Schottky bariyer diyodu için akım gerilim karakteristiği denklem (3.1)'de ve doyma akımı ifadesi de denklem (3.4) ile daha önce verilmişti. Eğer diyodun seri direnci esas alınırsa farklılıklar ortaya çıkar. Grafiğin doğru kısmı, $kT/q \ll V \ll IR$ aralığını verecektir. R çok büyük olduğunda doyma akımının güvenilir değeri çok küçük olacaktır. Ayrıca gerilimin büyük olduğu yerde bu aralık kullanılırsa, diyodun rekombinasyon akımı total akımın önemli bir parçası olabilir. Extrapolate etmek I_s değerini daha az güvenilir yapar.

Seri direnç ile bu problem birçok durumda $F(V)$ fonksiyonunun grafiği kullanılarak çözümlenebilir.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{I}{AA^{**}T^2}\right) \quad (3.11)$$

Diyot için seri direnç R_s , akım denklem (3.3) ile verilmişti. $V_d > kT/q$ kabul edersek denklem (3.11) ve (3.3)' den

$$F(V) = \Phi_b + IR_s - \frac{1}{2}V \dots \quad (3.12)$$

yazılabilir. İdeal durum için $R_s=0$, $F(V)$ düz bir çizgiyi verir ve eğimi 0,5'dir. $F(V)$ eksenini kestiği nokta Φ_b 'yi verir. Diğer bir deyişle sadece bir direnç için elde edersek

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{V}{RAA^{**}T^2}\right)$$

denklemini ile ifade edilebilir.

Yüksek gerilimler için eğim = +0,5 ile düz bir çizgiye yaklaşacaktır. İdeal durum için F(V) düşük akım değerleri ve yaklaşık $F_R(V)$ büyük akım değerleri arasındadır. Bazı yerlerde iki F(V) doğrusu minimuma sahip olur.

Denklem 3.12'nin diferansiyeli alınırsa

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

Buradan da

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

ve

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{d}{dV_d} [I_s \exp(\beta V_d)] = \beta I$$

ve

$$\frac{dF}{dV} = \frac{\beta R I}{1 + \beta R I} - \frac{1}{2} \quad (3.13)$$

$dF/dV=0$ yerine yazılırsa F(V)'nin minimum değerinde I_o akımını elde edilecektir.

Denklem 3.13' den

$$I_o = \frac{1}{\beta R} = \frac{kT}{qR} \quad (3.14)$$

elde edilir.

Denklem 3.11 kullanılarak uyum gerilimi V_o

$$V_o = I_o R_s + V_d(I_o) = \frac{1}{\beta} + \ln \left(\frac{I_o}{A A^{**} T^2} \right) \quad (3.15)$$

yazılır ve F(V)'nin minimum değerinden

$$F(V_o) = \frac{V_o}{2} - \frac{1}{\beta} \left(\frac{I_o}{AA^{**}T^2} \right) \quad (3.16)$$

I_o , V_o ve $F(V_o)$ 'ın ölçülen değerleri denklem 3.14 ve 3.16' de kullanılarak

$$R_s = \frac{kT}{qI_o}$$

$$\Phi_b = F(V_o) + \frac{V_o}{2} - \frac{kT}{q}$$

elde edilir.

Norde'nin kullandığı bu metot ideal durumlar ve seri direncin küçük olduğu durumlar için geçerli olup Bohlin ideal olmayan durumlar için geliştirilmiş Norde metodunu kullanarak seri direnç ve n değerlerinin hesaplanabileceğini göstermiştir (Bohlin, 1986).

Denklem (3.3) ile daha önce verilen akım gerilim karakteristiğini göz önüne alarak, seri bir $F(V)$ fonksiyonu yazılabilir.

$$F(V, \gamma) = V/2 - 1/\beta \left[\ln \left(I / AA^{**}T^2 \right) \right] \quad (3.17)$$

Burada γ , n'den büyük keyfi bir sabittir. Denklem 3.16 ile 3.17 birleştirilirse

$$F(V, \gamma) = (1/\gamma - 1/n)V + \Phi_b + IR_s/n \quad (3.18)$$

elde edilir. İdeal bir diyot için seri direnç sıfır $F(V, \gamma)$ fonksiyonu düz bir doğru, eğimi $(n-\gamma)/\gamma n$ olacaktır. Diğer bir deyişle sadece bir direnç varsa fonksiyon

$$F(V, \gamma) = V/\gamma - 1/\beta \left[\ln \left(V / R_s AA^{**}T^2 \right) \right]$$

olacaktır.

Bu fonksiyon gerilimin büyük değerleri için $1/\gamma$ eğimi ile düz çizgiye yaklaşacaktır. γ sabiti n' den büyük olduğu sürece fonksiyon minimuma sahip olacaktır.

Denklem 3.18'nin gerilime bağlı diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dF}{dV} = \frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} + \frac{R_s}{n} \left(\frac{dI}{dV} \right) \quad (3.19)$$

ve denklem 3.19' den

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta I}{n} - \beta R_s I \left(\frac{dI}{dV} \right) / n$$

Böylece

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta I}{n} / \left(1 + \frac{\beta R_s I}{n} \right) \quad (3.20)$$

Denklem 3.19 ve 3.20 birleştirilirse

$$\frac{dF}{dV} = \frac{(n - \gamma + \beta R_s I)}{[\gamma(n + \beta R_s I)]}$$

$dF/dV=0$ minimum değerinde

$$I_0 = (\gamma - n) / (\beta R_s) \quad (3.21)$$

Denklem 3.18 ve 3.21 kullanılarak

$$F(V_0, \gamma) = (1/\gamma - 1/n)V_0 + \Phi_b + (\gamma - n) / (\beta n)$$

Burada I_0 ve V_0 değerleri minimumda benzeşirler. Sonuç olarak;

$$\Phi_b = F(V_0, \gamma) + (1/n - 1/\gamma)V_0 - (\gamma - n) / (\beta n)$$

$$R = (\gamma - n) / (\beta I_0)$$

elde edilir.

3.5. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim Ölçümleri ile Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Bölüm 2.3'te kontak kapasitesinin verildiği denklem (2.16) göz önüne alındığında C^2-V grafiği lineerdir. Bu grafiğin $C^2=0$ için V eksenini kestiği nokta V_d 'yi verir. Engel yüksekliği,

$$\Phi_b = V_d + V_p \quad (3.22)$$

eşitliğinden elde edilir. Burada bir beslem altındaki engel V_p yarıiletkenin valans bandının tepesi ile Fermi seviyesi arasındaki farktır ve aşağıdaki eşitlikle verilir (Sze, 1981).

$$V_p = (kT/q) \ln(N_v / N_A), \quad (3.23)$$

$$N_v = 4,82 \times 10^{15} T^{3/2} (m^* / m_0)^{3/2} \quad (3.24)$$

dir.

N_v , Si' un valans bandındaki etkin durumlarının yoğunluğu, $m^*(0,16m_0)$, m_0 boşluğun etkin kütesidir (Altındal, 2006).

Deneysel olarak akseptör yoğunluğu C^2-V grafiğinin eğiminden

$$N_A = \frac{2}{e \epsilon_s A^2} \frac{dV}{d(C^2)} \quad (3.25)$$

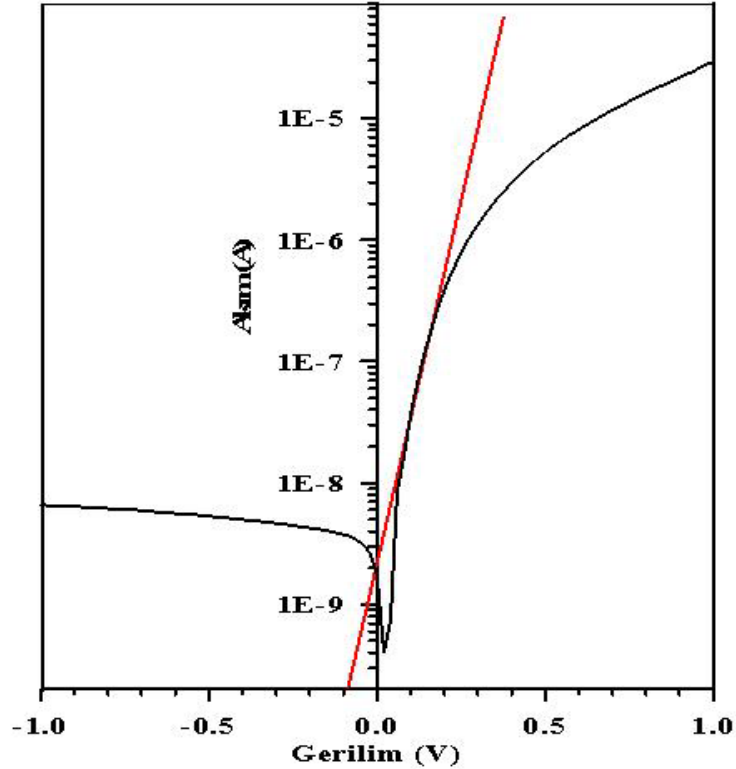
formülünden elde edilir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Akım-Gerilim Ölçümlerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri

Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al Schottky kontağın -1 ile +1volt arasında doğru ve ters beslem akım-gerilim karakteristiği Şekil 4.1’de verilmiştir.

İdealite faktörü n , akım-gerilim grafiğinin doğru beslem bölgesinin lineer kısmının eğiminden bulunabilir. Bu lineer kısma fit yapılarak bulunan eğim değeri denklem (3.6)’de yerine yazılarak $n=1,41$ bulunmuştur. Doyma akımı ise; Şekil 4.1’den doğru beslem akım-gerilim karakteristiğinin lineer kısmının $V=0$ için akım eksenini kestiği noktadan $I_0= 2,18 \times 10^{-9}$ A bulunmuştur. Bulunan değerler Çizelge 4.1’de gösterilmiştir. Bölüm 3.2’de verilen (3.5) eşitliği kullanılarak engel yüksekliği $\Phi=0,78$ eV bulunmuştur.

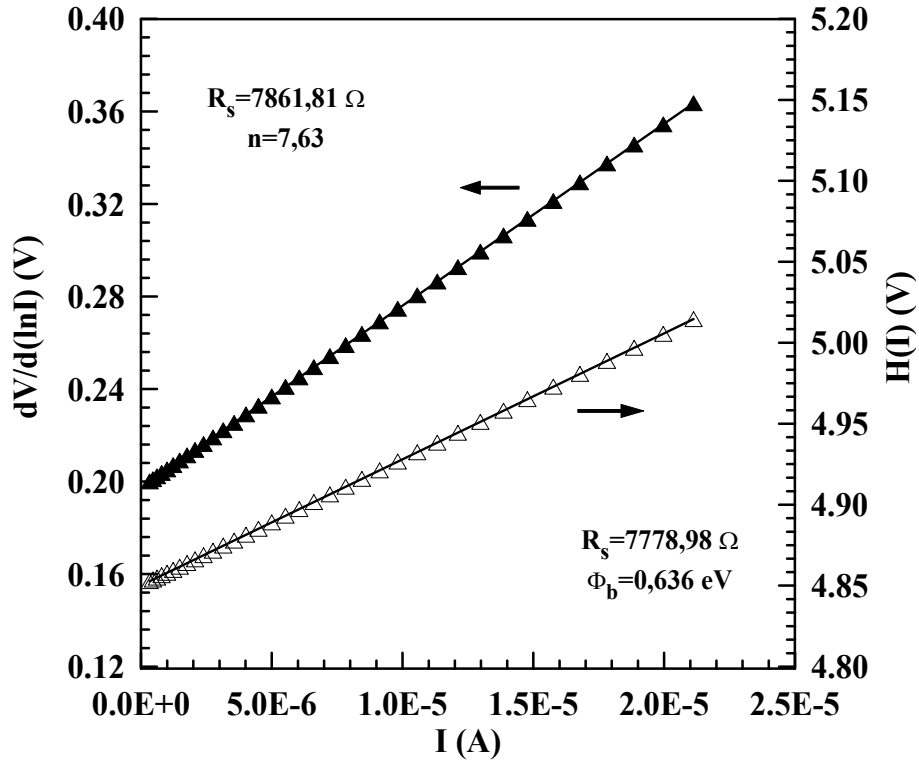


Şekil 4.1. Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al Schottky kontağın doğru ve ters beslem akım-gerilim karakteristiği

Çizelge 4.1 Akım-gerilim karakteristiğinden elde edilen parametrelerin değerleri

n	$I_0(A)$	$\Phi(eV)$
1,405	$2,18 \times 10^{-9}$	0,775

Kontak parametrelerinin Cheung fonksiyonları ile bulunması bölüm 3.3'te verilmişti. Bu fonksiyonlardan $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya göre grafiği Şekil 4.2'de verilmiştir. Bu grafiğin $I=0$ için $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan idealite faktörü $n=7,63$ aynı grafiğin eğiminden seri direnç $R_s=7,8 \text{ k}\Omega$ bulunmuştur.



Şekil 4.2. Cheung fonksiyonları grafikleri

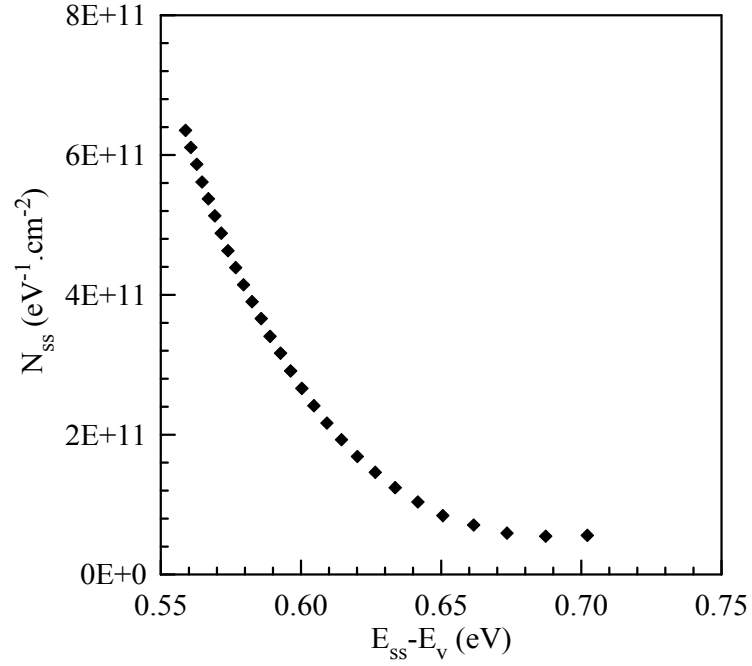
Cheung fonksiyonlarından olan $H(I)$ 'nin I 'ya göre grafiği de Şekil 4.2'te verilmiştir. Bu grafiğin $I=0$ için $H(I)$ eksenini kestiği noktadan daha önce bulduğumuz n değerini kullanarak $\Phi_b=0,64 \text{ eV}$ grafiğin eğiminden ise; $R_s=7,9 \text{ k}\Omega$ bulunmuştur.

Cheung fonksiyonlarından bulunan bütün değerler seri direncin etkin olduğu I-V karakteristiğindeki lineer olmayan kısmın verileri kullanılarak elde edilmiştir.

Arayüzey hal yoğunluğu Car ve Rhoderick tarafından, denklem (2.46) ile öne sürülmüştür (Car, Rhoderick, 1971). P tipi yarıiletken arayüzey hallerinin enerjisi iletkenlik bandının tabanı dikkate alınarak yarıiletken yüzeyinde (2.63) ifadesiyle verildiğini Bölüm 2.6'da belirtmiştik. Denklem (2.46) ve denklem (2.63)'den elde edilen değerler Çizelge 4.2'de, grafikleri ise şekil(4.3)'de gösterilmiştir.

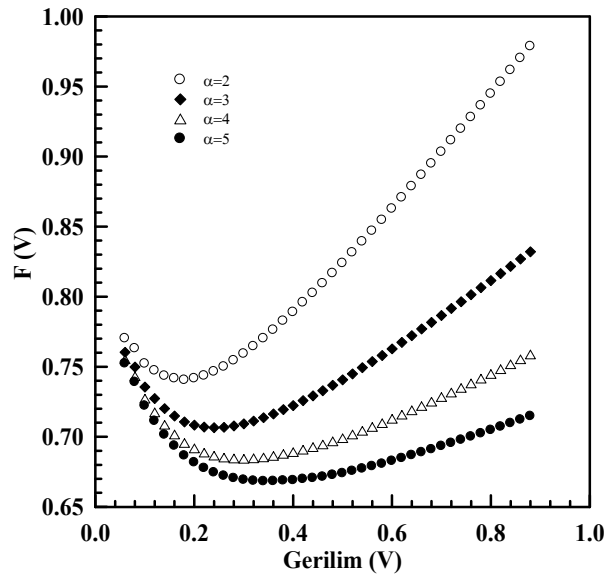
Çizelge 4.2 I-V grafiğinden elde edilen parametrelerin değerleri

V	$n(V)$	Φ_e (eV)	$E_{ss}-E_v$ (eV)	N_{ss} (eV ⁻¹ cm ⁻²)
0,06	1,699	0,800	0,740	1,78x10 ¹¹
0,08	1,525	0,803	0,723	1,15 x10 ¹¹
0,10	1,363	0,802	0,702	5,58 x10 ¹⁰
0,12	1,360	0,807	0,687	5,47 x10 ¹⁰
0,14	1,372	0,813	0,673	5,90 x10 ¹⁰
0,16	1,404	0,822	0,662	7,08 x10 ¹⁰
0,18	1,440	0,831	0,651	8,40 x10 ¹⁰
0,20	1,494	0,842	0,642	1,04 x10 ¹¹
0,22	1,550	0,854	0,634	1,24 x10 ¹¹
0,24	1,610	0,866	0,626	1,46 x10 ¹¹
0,26	1,672	0,880	0,620	1,69 x10 ¹¹
0,28	1,738	0,894	0,614	1,93 x10 ¹¹
0,30	1,804	0,909	0,609	2,17 x10 ¹¹
0,32	1,872	0,925	0,605	2,41 x10 ¹¹
0,34	1,940	0,940	0,600	2,66 x10 ¹¹
0,36	2,008	0,956	0,596	2,91 x10 ¹¹



Şekil 4.3. Arayüzey hal yoğunluğunun arayüzey hallerinin enerjisine oranı

Norde fonksiyonlarını kullanarak seri direnç ve idealite faktörü gibi diyot parametreleri belirlenebilir. Bölüm 3.4'te bahsettiğimiz geliştirilmiş Norde fonksiyonunu kullanarak bulmuş olduğumuz diyot parametreleri Çizelge 4.3'de verilmiştir. Fonksiyonun n değerinden büyük dört tane keyfi sabit için (2,3,4,5) gerilime bağlı çizmiş olduğumuz grafiği Şekil 4.4'te verilmiştir.



Şekil 4.4 Norde fonksiyonu grafiği

Çizelge 4.3 Norde fonksiyonu kullanılarak elde edilen diyot parametreleri

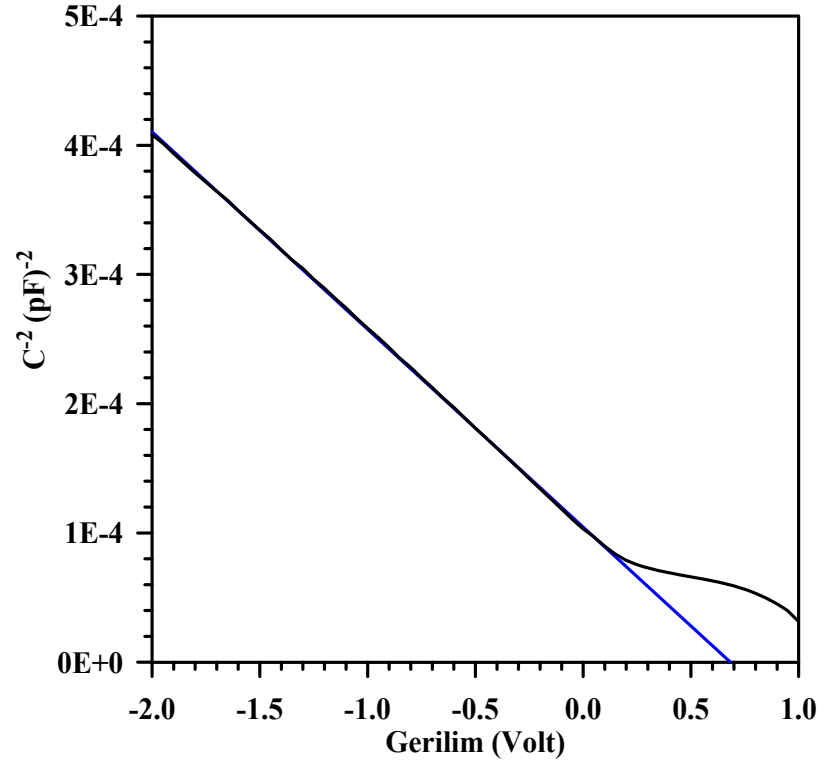
$F_{min}(V)$ V	V_{min} (V)	I_{min} (A)	n	α	Φ_e	R_s
0,741	0,180	$2,73 \times 10^{-7}$	1,41	2	0,768	55,9
0,706	0,240	$6,90 \times 10^{-7}$	1,41	3	0,767	59,6
0,684	0,300	$1,35 \times 10^{-6}$	1,41	4	0,774	49,6
0,668	0,340	$1,90 \times 10^{-6}$	1,41	5	0,776	48,9

4.2. Kapasite –Gerilim Ölçümlerinden Elde Edilen Diyot Parametreleri

Numunenin C-V ölçümleri -2 V ve +1 V gerilimleri arasında 1000 kHz frekansta ve 300 K'de alınmıştır. Numunenin ters beslem $C^{-2}-V$ eğrileri Şekil 4.7'de gösterilmiştir. $C^{-2}-V$ grafiğinin yatay eksenini kestiği nokta kesişim potansiyeli $V_d=0,684$ V olarak tespit edilmiştir ve engel yüksekliği (3.22) eşitliğinden faydalanarak 0,894 eV bulunmuştur. Ayrıca $C^{-2}-V$ karakteristiğinden elde edilen değerler Çizelge 4.4'te verilmiştir.

Çizelge 4.4. $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde edilen diyot parametreleri

f (kHz)	V_d (eV)	N_A (cm ⁻³)	E_f (eV)	Φ_b (eV)	W (cm)	$\Delta\Phi$ (eV)
1000	0,710	$1,27 \times 10^{15}$	0,185	0,894	$8,54 \times 10^{-5}$	$1,41 \times 10^{-2}$



Şekil 4.5. Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al Schottky kontağın kapasite-gerilim ölçümleri

5. SONUÇ

Bu çalışmada, 400µm kalınlığında, 1Ωcm öz dirence sahip p-tipi Si yarıiletkeni ve yarıiletken arasında PNpCIPhPPy iletken polimeri kullanarak arayüzey tabakalı Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al Schottky diyodu imal etmeyi ve bu diyodun karakteristik özelliklerinden diyot parametrelerini belirlemeyi amaçlar.

Yarıiletkenin yüzeyine Bölüm 3.1’de bahsedilen kimyasal temizleme işlemi yapıldı. P tipi Si tabakanın arka yüzeyine Al buharlaştırıldı ve sonrasında 580°C’de tavlandı. Si’ un yüzeyinde oluşan oksit tabakayı kaldırmak için HF: H₂O solusyonunda tutulup deiyonize suda yıkandı. Daha sonra numunenin ön yüzeyine PNpCIPh ve N-methyl-2 pyrrolidone ile oluşturulan çözelti damlatılıp homojen olarak dağılması sağlandı ve oda sıcaklığında buharlaştırıldı. Schottky kontağı oluşturmak için polimer kaplanmış yüzeye Al buharlaştırıldı. Sonuç olarak 75x10⁻² cm² alanlı Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al yapısı elde edildi.

Oluşturduğumuz bu diyodun I-V ve C-V ölçümleri 300 °K’de karanlık ortamda Keitley 487 picoammeter/voltage source ve HP4192A LF Impedance Analyzer cihazlarıyla alındı. PNpCIPhPPy’nin UV-Vis spektrumu Unicam UV-2 model UV-Vis spektrometresinde kaydedildi.

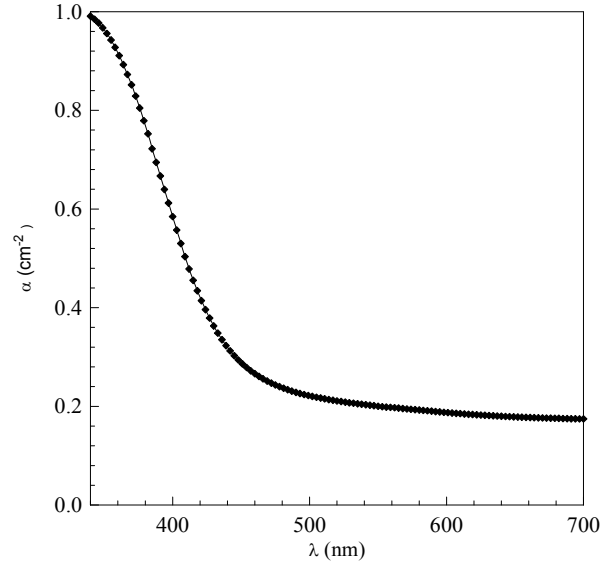
İletken polimer (PNpCIPh PPy) in optik absorpsiyon spektrumları UV-Vis aralığında çalışıldı ve Şekil 5.1’ a da görüntülendi. Spektral değişim ifadesi denklem 5.1 ile verilmektedir (Mott, 1979).

$$\alpha h\nu = (h\nu - E_g)^m \quad (5.1)$$

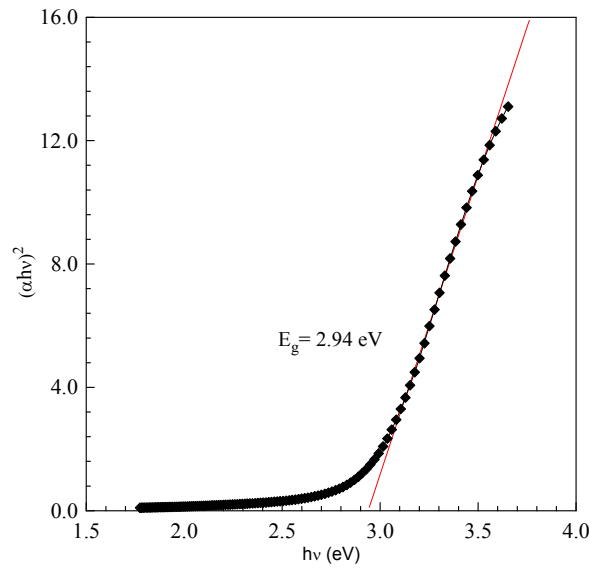
Burada E_g optik band genişliği, α filmin absorpsiyon katsayısı, ν frekans, h Planck sabitidir. m üstel terimi geçişlerin türüne bağlıdır ve izin verilmiş doğrudan veya izin verilmiş dolaylı, yasaklanmış doğrudan veya yasaklanmış dolaylı geçişler için, sırasıyla, m = 1/2 , 2, 3/2 veya 3 değerlerini alır. Şekil 5.1 a da görülen iletken

polimer(PNpCIPh PPy)'in absorpsiyon spektrumunun dataları kullanılarak $(\alpha h\nu)^2$ nin $h\nu$ 'ye karşı grafiğini çizdik.

İzin verilmiş doğrudan geçişlerin optik enerji band aralığı Şekil 5.1 b'de görüldüğü gibi $(\alpha h\nu)^2 = 0$ da grafiğin enerji eksenini kestiği noktadan bulunmuştur. İletken polimer(PNpCIPh PPy)'in E_g optik enerji aralığı 2.89 eV olarak hesaplandı.



Şekil5.1.(a) İletken polimerin(PNpCIPh PPy) optik absorpsiyon spektrumu



Şekil5.1.(b) İletken polimerin (PNpCIPh PPy) $(\alpha h\nu)^2$ nin $h\nu$ 'ye göre grafiği.

Akım gerilim ölçümleri -1V ile +1V arasında alınmıştır. Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al diyodunun I-V grafiği Şekil 4.1’de verilmiştir. Diyodun engel yüksekliği Φ_b değeri ve idealite faktörü n değerleri sırasıyla 0,78 eV ve 1,41 olarak hesaplandı.

Termoiyonik emisyon teorisine göre; idealite faktörü n, engel yüksekliği Φ_b I-V karakteristiğinin eğiminden ve doğru beslem kısmının lineer bölgesinde akım eksenini kestiği noktadan elde edilebilir. 1,01’e yaklaşabilen idealite faktörü akımın termoiyonik emisyon teorisine göre aktığının yani ideal oluşunun göstergesidir. Bizim verilerimiz idealite faktörünün bu değerden önemli ölçüde büyük olduğunu göstermektedir. İdealite faktörünün yüksek değeri diyodun ideallikten uzaklaşması anlamına gelmektedir. Yani ideal bir Schottky diyottan ziyade metal-yalıtkan tabakayarıletken (MIS) yapıya uymaktadır. İdealite faktörünün yüksek değeri arayüzeyde imalat etkili kusurlar yanında arayüzey katkılama veya özel arayüzey yapıdan dolayı arayüzey dipollerini içeren bir takım mekanizmalardan kaynaklanır. Homojen olmayan yanıl engelin sebep olduğu düşük Schottky engel yüksekliği kısımların dağılımının varlığı da etkilidir (Tung, 1992). Ayrıca imaj kuvvet etkisi, rejenerasyon-rekombinasyon ve tünelleme akımı da idealite faktörünün büyük çıkmasına neden olur.

Böyle bir durumda arayüzey tabakanın varlığı ve seri direnç de diyodun idealite faktörünü etkiler. Diyot parametrelerinin belirlenmesinde seri direncin etkisini belirlemek için geliştirilen metotlardan Cheung ve Norde fonksiyonlarını kullandık.

Cheung fonksiyonlarını kullanarak I ’nın $H(I)$ ’ ya ve $dV/d\ln I$ ’ ya göre grafiğini çizdik (Şekil 4.2). Bu grafiklerde seri direnç bölgesinde grafik düz bir eğriyi vermektedir. $dV/d\ln(I)-I$ grafiğinden hesaplanan seri direnç değeri $7861,81\Omega$, $H(I)-I$ grafiğinden hesaplanan seri direnç değeri ise $7778,98\Omega$ ’dur. Her iki grafikten elde edilen seri direnç değeri birbiriyle uyumludur. Bu Cheung fonksiyonlarının tutarlılığını göstermektedir. Ayrıca bu grafiklerden n değeri 7,63 , Φ_b değeri ise 0,636 eV olarak bulundu. I-V ölçümlerinde bulunan idealite faktörü n ve engel yüksekliği Φ_b değeri Cheung fonksiyonlarından bulunan değerinden farklıdır. Bunun nedeni değerlerin iki yöntem için farklı bölgelerden elde edilmiştir. I-V karakteristiğinden elde edilen değerler grafiğin lineer olduğu bölgeden Cheung Fonksiyonları ile elde edilenler ise

yüksek voltaj değerlerinde grafiğin bükülen kısmından bulunmuştur. Ayrıca idealite faktörünün uygulanan gerilime bağlılığı da bu farklılığın diğer bir sebebidir (Aldemir, 2007).

Seri direnç değerini belirlemede Norde alternatif bir metot belirlemiştir (Ş. Aydoğan, 2008). Norde fonksiyonları yardımıyla akım gerilim parametrelerinden seri direnç ve idealite faktörü belirlenmiştir. Norde fonksiyonları ile $F(V)=0,741$, $V_{\min}=0,180V$, $I_{\min}=2,73 \times 10^7 A$ alınarak engel yüksekliği $\Phi_b=0,768eV$, seri direnç $R_s=46707,15\Omega$ ve idealite faktörü $n=1,60$ olarak bulunmuştur. Norde fonksiyonundan bulunan seri direnç değeri Cheung fonksiyonları ile bulunan seri direnç değerlerinden daha büyüktür. Cheung fonksiyonları doğru beslem $\ln I-V$ karakteristiklerinin yüksek gerilim bölgesindeki lineer olmayan bölgeye uygulanmaktadır. Fakat Norde fonksiyonları $\ln I-V$ karakteristiklerinin doğru beslem kısmının tümüne uygulanmaktadır. Aynı zamanda seri direncin değeri, daha yüksek idealite faktörü değerleri için daha yüksek olabilir. Bu da seri direncin imal ettiğimiz diyot için akım limitleyici bir etken olduğunu gösterir. Genellikle seri direncin etkisi bir R_s direnci ile bir diyodun gövde direncinin seri kombinasyonu şeklinde modellenir. Bir diyottaki gerilim düşüşü, diyot ve R_s direncinde düşen toplam gerilim terimiyle ifade edilir. Çok yüksek seri direnç, daha yüksek düz beslem gerilimlerinde meydana gelen $PNpClPhPPy$ ince filmi içerisine doğru uzay yükü enjeksiyonundan dolayı üstel olarak artan I akımının azalmasına bağlanabilir. Dolayısıyla, Norde' nin modeli yüksek idealiteye sahip doğrultucu kontakların, (ki bu kontaklar saf termiyonik emisyon teorisi ile uyumlu değildir,) incelenmesinde uygun bir model olmayabilir. Burada akımın başka bir mekanizmayla kontrol edilmeye başlandığı söylenebilir. Bu mekanizma muhtemelen tünelleme olabilir. Çünkü tünelleme işlemi özellikle ince arayüzey tabakaları için önemlidir. Yüksek idealite faktörünün artışının arayüzey tabakası boyunca voltaj düşmesinden kaynaklandığına inanılır (Cheung, 1986).

Arayüzey hal yoğunluğu N_{ss} denklem 2.62'den $4 \times 10^4 eV^{-1} cm^2$ civarında bulundu. Şekil 4.3'te görüldüğü gibi $E_{ss} - E_v$ değerinin artmasıyla N_{ss} değeri azalmaktadır. Benzer sonuçlar literatürde rapor edilmiştir (Türüt, 1992; Altındal, 2005).

Arayüzeyinde yalıtkan var olan Schottky diyotlarının arayüzey hal yoğunluğu, arayüzeyinde yalıtkan tabaka olmayan Schottky diyotlarınınkinden daha azdır (H. Kanbur vd., 2005). Bu arayüzey hal yoğunluğunun fazla olması akım gerilim ve kapasite gerilim karakteristiklerinin ideal olmamasından kaynaklanır.

Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al diyodunun C-V ölçümleri -2(V) ile +1(V) arasında ve 1000kHz frekans değerlerinde alınmıştır. Bir Schottky diyodu için engel yüksekliği ve taşıyıcı konsantrasyonu değeri ters beslem C^{-2} -V karakteristiğinden bulunabilir. Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al diyodunun C^{-2} -V karakteristiği şekil 4.5’de gösterilmiştir. Diyot için C^{-2} -V karakteristiğinden bulunan değerler çizelge 4.4’de verilmiştir. Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al diyodu için engel yüksekliği 0.89eV taşıyıcı konsantrasyonu ise $1,17 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Kapasite gerilim ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değeri akım gerilim ölçümlerinden elde edilen değerden daha büyüktür. Bu durum arayüzey tabakasının varlığı, yarıiletkendeki tuzak seviyeleri ve engelin homojen olmayışından kaynaklanmaktadır (Özdemir vd 2003, Sullivan 1991). I-V ve C-V ölçümlerinin birbirinden farklı çıkmasının nedeni ölçüm tekniklerinin farklı olmasıdır. Metal yarıiletken arayüzeyinin homojen olmayışı akım gerilim karakteristiğinden elde edilen görünür Schottky engel yüksekliğini etkilemektedir. Çünkü arayüzey tabakası boyunca akan akım Schottky engel yüksekliğine üstel olarak bağlıdır ve bundan dolayı da akım engel dağılımına bağlıdır. C-V metodundan elde edilen engel yüksekliği ise Schottky engel yüksekliklerinin ortalama bir değerini içermektedir.

Sonuç olarak, Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al yapı imal edildi ve I-V ve C-V karakteristikleri incelendi. Değişik metotlarla bulunan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri birbirleriyle karşılaştırıldı. P-tipi Si numunesi üzerine PNpCIPhPPy iletken polimeri iyi bir doğrultucu davranış gösterdi. C-V karakteristiğinden bulunan Φ_b (0,89eV) engeli, I-V ölçümlerinden elde edilen Φ_b (0,78eV) engel yüksekliğinden büyüktür. Diyodun arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımının $7 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ den $0,4 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ye değiştiği tesbit edildi. ölçümleri arasındaki Al/PNpCIPhPPy/p-Si/Al diyodu MIS(metal-yalıtkan-yarıiletken) yapısı ile

uyumlu davranış göstermektedir. İletken polimer PNpClPhPPy'nin metal yarıiletken diyotların cihaz düzenleme uygulamalarında kullanılabileceği söylenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Aldemir, D.A. 2007. Al/P2ClAn(C₂H₅(COOH))/P-Si/Al yapılarında akım-voltaj ve kapasite-voltaj karakteristiklerinin incelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 52, Fizik anabilim dalı.
- Aydoğan, Ş., Güllü, Ö., Türüt, A., 2008. Fabrication and Electrical Properties of Al/aniline gren / n-Si / AuSb structure. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 11, 53–58.
- Bardeen, J. and Brattain, W.H., 1948. Physical principles involved in transistor action. *Physical Review Letters*. 74, 231.
- Bethe, H.A., 1942. Massachusetts Institute of Technology Radiation Laboratory. Report 43.
- Bohlin, K. E. 1986. Generalized Norde plot including determination of the ideality factor. *J.Appl. Phys.* 60, 1223.
- Braun, K.F., 1874. On the current conduction in metal sulphides. *Physical Chemistry*. 153, 556.
- Card, H.C. and Rhoderick, E.H. , 1971. Studies of tunnel MOS diodes II. Thermal equilibrium considerations. *Journal of Applied Physics D*, 4.
- Chandra, M.M. and Prasad, M., 1983. Schottky Barrier Characteristics at Low Temperatures. *Physica. Status Solidi. A*, 77 (2). pp. 715-719.
- Cheung, S. K. , Cheung N. W. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Applied Physics Letters*, 49(2): 85; *Applied Physics Letters*, 49 (1986) 85.
- Crowell, C.R. and Sze, S.M., 1966. Schottky barrier characteristics at low temperature. *Solid – State Electronics*, 9, 1035.
- Forrest, S.R., M.L. , Schmidt, P.H. , Feldmann, W.L., Yanowski, E., 1982. Organic – on – organic semiconductor contact devices, *Applied Physics Letters*, 41(1), 90 -93.
- Kanbur, H., Altındal, S., Tataroğlu, A., 2005. The effect of interface states, excess capacitance and series resistance in the Al/SiO₂/p-Si Schottky diodes. *Applied Surface Science*. 252, 1732 – 1738.
- Mott, N. F. Davis, E. A. *Electronic Process in non-Crystalline Materials*, Calendron Press,Oxford, 1979.
- Neamen, D. A., 1992, *Semiconductors Physics and Devices*, R.R. Donnelley & Sons Company. Sydney.
- Norde., H., 1978. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *Journal of Applied Physics*, 50(7). July, 1979.

- Özdemir, A. F., Türüt, A., Kökce, A., The interface state energy distribution from capacitance–frequency characteristics of goldyn-type Gallium arsenide Schottky barrier diodes exposed to air, *Thin Solid Films* 425 (2003) 210–215.
- Pandey, S., Kal, S., 1998. A simple approach to capacitance technique for determination of interface state density of a metal – semiconductor contact, 42 (6), 943 -94.
- Rhoderick, E.H., Williams, R.H., 1988. *Metal – semiconductor contacts*, Clarendon Press (Oxford), 2575. Oxford.
- Schottky, W., 1914. *Phys.* 215.
- Sullivan, J. P. , Tung R. T. , Pinto M.R., Graham W. R. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers, a numerical study. *Journal of Applied Physics*, 1991. 70 7403-7407.
- Sze, S.M., 1981. *Physics of semiconductor devices*, 2nd edition, Willer, 245s. New York.
- Tung, R.T., 1992. Electron transport at metal semiconductor interface: General Teor. *Physical Review*, B 45 (23) 13509.
- Türüt, A. And 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., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Yalçın, N. Yıldırım, M. And Abay, B., 1995. Interpreting the nonideal reverse bias C-V characteristics and importance of the dependence of Schottky barrier height on applied voltage. *Physica B*, 205, 41.
- Torrey, H.C., Whitmer C.A., 1948. *Crystal Rectifiers*, Mc Graw Hill.
- Yakuphanoğlu, F. Kandaz, M. Senkal, B. F.2008. Current- voltage and capacitance-voltage characteristics of Al / p-type silicon / organic semiconductor based on phthalocyanine rectifier contact. *Thin Solid Films*, 516, 8793–8796.
- Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., Bülbül, N.M., 2006. Current transport mechanism in Al/Si₃N₄ /p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures. *Applied Surface Science*, 252, 2999-3010.
- Ziel, A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, 2nd Edn., Prentice Hall, 245s. New Jersey.

ÖZGEÇMİŞ

Adı – Soyadı : Sinem GÜRKAN AYDIN

Doğum Yeri ve Yılı : Adapazarı, 27.09.1984

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce (İleri Seviyede)



Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl):

Lise : Karasu Şehit Üsteğmen İbrahim Abanoz Lisesi, 1998 – 2002

Lisans : Süleyman Demirel Üni., Fen Ed. Fak. Fizik Böl. 2003 – 2007

Yüksek Lisans: Süleyman Demirel Üni., Fen Bil. Enst., Fizik Anabilim Dalı, 2007 -

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl:

Kampus Dershanesi, Isparta - 2007

Batı Dershanesi, Isparta - 2008

Zafer Dershanesi - 2009

Yayımları (SCI ve diğer makaleler):

1-

2-

3-