



MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**Sn/p-Si SCHOTTKY DİYOT KARAKTERİSTİKLERİNE DOĞAL
OKSİT TABAKASININ ETKİSİ**

GÜLŞAH AYDIN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Antakya/HATAY

EYLÜL-2009



MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Sn/p-Si SCHOTTKY DİYOT KARAKTERİSTİKLERİNE DOĞAL OKSİT
TABAKASININ ETKİSİ

GÜLŞAH AYDIN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Antakya/HATAY

EYLÜL-2009

**MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Sn/p-Si SCHOTTKY DİYOT KARAKTERİSTİKLERİNE DOĞAL OKSİT
TABAKASININ ETKİSİ**

GÜLŞAH AYDIN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Yrd.Doç.Dr. H. Ali ÇETİNKARA danışmanlığında hazırlanan bu tez 14.09.2009 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından oy birliği ile kabul edilmiştir.

Yrd.Doç.Dr. H. Ali ÇETİNKARA Prof.Dr. H. Salih GÜDER Yrd.Doç.Dr.Hakan YETİŞKİN
Başkan Üye Üye

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No:

Prof.Dr. Bünyamin YILDIZ
Enstitü Müdür V.

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

İÇİNDEKİLER

No	Sayfa
ÖZET.....	II
ABSTRACT.....	III
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	7
3.1. Materyal.....	7
3.1.1. Giriş.....	7
3.1.2. P-Tipi Yarıiletken/Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu.....	8
3.1.3. P-Tipi Yarıiletken/Metal Omik Kontak Oluşumu.....	12
3.1.4. Metal (Omik)/P-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Kontak.....	13
3.2. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotların Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi.....	14
3.2.1. Giriş.....	14
3.2.2. Termiyonik Emisyon Teorisi.....	15
3.2.3. Ara Yüzey Tabakası Etkisi.....	20
3.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarında Schottky Kapasitesi.....	20
3.4. Seri Direnç Etkisi.....	23
3.4.1. I. Metot (Norde, 1979).....	24
3.4.1.a İdeal Schottky Diyot Karakteristiği.....	24
3.4.1.b İdeal Olmayan Schottky Diyot Karakteristiği.....	29
3.4.2. II. Metot (Lien, So ve Nicolet, 1984).....	31
3.4.3. III. Metot (Cibils ve Buitrago, 1985).....	33
3.4.4. IV. Metot (Cheung ve Cheung, 1986).....	34
3.4.5. V. Metot (Bohlin, 1986).....	35
3.4.6. VI. Metot (Lee, Fung, Beling ve Au, 1992).....	38
3.5. Yöntem.....	39
3.5.1. Kristallerin Hazırlanması ve Temizlenmesi.....	40
3.5.2. Schottky Diyotun Oluşturulması.....	40
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	45
4.1. Akım-Gerilim (I-V) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması....	45
4.2. Kapasite-Gerilim (C-V) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	54
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	57
KAYNAKLAR.....	60
TEŞEKKÜR.....	63
ÖZGEÇMİŞ.....	64

ÖZET

**Sn/p-Si SCHOTTKY DİYOT KARAKTERİSTİKLERİNE DOĞAL OKSİT
TABAKASININ ETKİSİ**

Bu tez çalışmasında yüzeyi kimyasal olarak temizlenmiş temiz oda koşullarında havaya maruz bırakılan p-tipi silisyumdan oluşturulan Sn/p-Si/Al, metal (doğrultucu) /p-tipi yarıiletken/metal (omik), Schottky diyotlarının karakteristiklerine doğal oksit tabakasının etkisi I-V ve C-V ölçümleri kullanılarak incelendi. Çalışmada, [100] yönelimine sahip, B (Boron) katkılanmış $d_0=300$ μm kalınlığında $\rho=2-5$ $\Omega\text{-cm}$ öz dirençli, fabrikasyon olarak parlatılmış p-tipi Si (silisyum) kullanıldı.

Hazırlanan kristalin mat olan yüzüne omik kontak oluşturabilmek için, Al (% 99.98 saflıkta) metali vakum cihazında 10^{-6} torr basınç altında buharlaştırıldı. Oluşturulan omik kontak bu tez çalışmasının amacına uygun şekilde 5×5 mm^2 lik sekiz eşit parçaya bölündü. İlkine hemen (SnD1), diğer parçalar ise belli aralıklarla; bir gün (SnD2), beş gün (SnD3), on gün (SnD4), onbeş gün (SnD5), otuz gün (SnD6), kırkbeş gün (SnD7) ve atmış gün (SnD8) sonra doğrultucu kontak oluşturabilmek için 10^{-6} torr basınçta Sn metali buharlaştırıldı. Böylece sekiz farklı Schottky engel diyotu oluşturuldu.

Oluşturulan diyotların I-V ve 1 MHz'deki C-V ölçümleri alındı ve alınan bu değerlere göre çizilen grafiklerden n idealite faktörleri ve Φ_b engel yükseklikleri sırasıyla yarı logaritmik olarak doğru besleme I-V grafiklerinin lineer kısımlarının eğimlerinden ve y -ksenini kesen noktalarından bulundu. Seri direnç etkisi Cheung fonksiyonları yardımıyla I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörleri, etkin engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri hesaplandı. C^{-2} -V ölçümlerinden V_d difüzyon potansiyeli, Φ_b engel yüksekliği ve N_A alıcı yoğunlukları elde edildi.

2009, 72 sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky diyot, engel yüksekliği, idealite faktörü, seri direnç, doğal oksit.

ABSTRACT

EFFECT OF NATIVE OXIDE LAYER ON Sn/p-Si SCHOTTKY DIODE
CHARACTERISTICS

In this thesis, the effect of native oxide layer on the Schottky diode characteristics of Sn/p-Si/Al, metal (rectifying)/p-type semiconductor/metal (ohmic), structure obtained by p-type silicon cleaned chemically and exposed to clean room air by I-V and C-V measurements. B (Boron) doped, one side polished p-type Si wafers with [100] direction and $d_o=300\ \mu\text{m}$ thickness having $\rho=2-5\ \Omega\text{-cm}$ resistivity.

In order to form ohmic contact through the non-polished surface of the crystal, the Al (%99.99) metal was evaporated under the 10^{-6} torr pressure in the vacuum chamber. Prepared crystal was divided into eight pieces which have dimensions of $5\times 5\ \text{mm}^2$ for the purpose of study. To form the rectifying contacts in the ordered periods of immediately (SnD1), one day after (SnD2), five days after (SnD3), ten days after (SnD4), fifteen days after (SnD5), thirty days after (SnD6), forty five days after (SnD7) and sixty days after (SnD8), Sn metal was evaporated under the 10^{-6} torr pressure. Thus, we obtained eight different Schottky barrier diode.

I-V and C-V at 1MHz measurements have been done and its characteristics have been plotted. n ideality factors and Φ_b barrier height values have been obtained from the slopes of linear parts of semilog-forward bias I-V plots and linear parts of intercepting point of the y-axis, respectively. Series resistance values have been calculated using Cheung functions. Serial resistance, ideality factors and effective barrier heights were calculated using these functions obtained from forward bias I-V characteristics. V_d diffusion voltages, Φ_b barrier heights and N_A acceptor densities have been obtained from C^{-2} -V measurements.

2009, 72 pages

Key Words: Schottky diodes, interface, ideality factor, barrier height, series resistance, native oxide.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A	: Etkin Diyot Alanı
\AA	: Angstrom
a	: Etkin Kütleyle Bağlı Bir Sabit
C	: Boşalma (Depletion) Bölgesinin Sığası
$^{\circ}\text{C}$: Santigrad Derece
d	: Engel Bölgesinin Genişliği
d_0	: Kristal Kalınlığı
e	: Elektron Yüğü
$e\text{V}$: Elektronvolt
E_F	: Fermi Enerji Seviyesi
E_c	: İletkenlik Bandındaki En Alt Enerji Seviyesi
E_v	: Valans Bandındaki En Üst Enerji Seviyesi
E_g	: Yasak Enerji Aralığı
$f(E)$: Fermi-Dirac Dağılım Fonksiyonu
f	: Frekans
$\hbar (\hbar = \frac{h}{2\pi})$: Planck Sabiti
I	: Net Akım
I_0	: Doyma Akımı
J_{s-m}	: Yarıiletkenden Metale Akım Taşıyıcı Yoğunluğunu
J	: Net Akım Taşıyıcı Yoğunluğu
J_0	: Doyma Akım Yoğunluğu
K	: Kelvin Derece
k	: Boltzmann Sabiti
\vec{k}	: Dalga Vektörü
m_n^*	: Elektron Etkin Kütleli
m_p^*	: Boşluk (Hole) Etkin Kütleli
N_A	: Alıcı (Akseptör) Atom Sayısı

N_D	: Verici (Donor) Atom Sayısı
N_V	: Valans Bandındaki Durum Yoğunluğu
n	: İdealite Faktörü
R_n^*	: Richardson Sabiti
R_s	: Seri Direnç
T	: Mutlak Sıcaklık
V	: Uygulama Potansiyeli
V_i	: Oksit Tabakası Boyunca Düşen Potansiyel
V_d	: Difüzyon Potansiyeli
V_F	: Yarıiletkenin Boşalma Tabakasındaki Potansiyel
V.K.	: Vakum Seviyesi
\mathcal{Q}_x	: Taşıyıcı Hızları
ϵ_i	: Ara Yüzey Tabakasının Dielektrik Geçirgenliği
ϵ_s	: Yarıiletkenin Dielektrik Geçirgenliği

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa No
Çizelge 4.1. Numunelere ait $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan diyot parametreleri.....	51
Çizelge 4.2. Tüm Numunelerin Doğrultucu yapıldıktan sonra 1 MHz'de ölçülen C^2-V grafiklerinden hesaplanan parametreler.....	56

ŞEKİLLER DİZİNİ

No		Sayfa
Şekil 3.1.	<i>p</i> -Tipi yarıiletken ve metalin kontak yapılmadan önceki enerji-bant diyagramları.....	9
Şekil 3.2.	<i>p</i> -Tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı a) Kontak uygulandıktan sonra ısıl dengedeki enerji-bant diyagramı b) $V \neq 0$ olması durumunda enerji-bant diyagramı.....	10
Şekil 3.3.	<i>p</i> -Tipi yarıiletken/metal omik kontağın enerji bant diyagramı a) Kontak uygulandıktan sonra ısıl dengedeki enerji bant diyagramı b) $V \neq 0$ olması durumunda enerji bant diyagramı.....	13
Şekil 3.4.	p^+pM yarıiletken diyot yapısının ısıl dengede enerji-band diyagramı.....	14
Şekil 3.5.	Doğru belsem altında Schottky engelinde iletim mekanizmaları.....	15
Şekil 3.6.	Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı. (- - - -) (- <i>V</i>) gerilimi uygulandığı haldir.....	19
Şekil 3.7.	Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) potansiyel dağılımı, b) yük dağılımı.....	21
Şekil 3.8.	Omik kontak yapımında kullanılan tavlama fırını ve kontrol ünitesi..	41
Şekil 3.9.	N_2, O_2, Ar akış kontrollü tavlama fırını.....	42
Şekil.3.10	İnce film kaplama cihazı.....	43
Şekil3.11	Numunenin hazırlandığı temiz oda.....	44
Şekil 4.1.	Numune Tutucu.....	45
Şekil 4.2.	Bütün Numunelerin doğrultucu yapıldıktan sonraki <i>I-V</i> grafiği.....	48
Şekil 4.3.	Numunelerin engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi.....	49
Şekil 4.4.	Tüm numunelerin Cheung fonksiyonları yardımıyla çizilen $dV/d(\ln I) - I$ grafiği.....	50
Şekil 4.5.	Tüm numunelerin Cheung fonksiyonları yardımıyla çizilen $H(I)-I$ Grafiği.....	51
Şekil 4.6.	Cheung metodu kullanılarak hesaplanan R_s (seri direnç) ve <i>n</i> (idealite faktörü)'nün havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi.....	52

Şekil 4.7.	Cheung fonksiyonu kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği ve seri direncin havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi.....	53
Şekil 4.8.	$dV/d(\ln I) - I$ ile $H(I) - I$ grafiğinden elde edilen seri direnç değerlerinin havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi....	54
Şekil 4.9.	Tüm numunelerin doğrultucu kontak yapıldıktan sonra 1 MHz' de ölçülen $C^2 - V$ grafiği.....	56

1. GİRİŞ

Yarıiletkenlerin elektronik ve optoelektronik devrelerde kullanımı katıhal fiziğinin en önemli ticari uygulamalarındandır. Özellikle entegre devrelerin ticareti her yıl milyarlarca dolar tutmaktadır (Anonim, 2009). Yarıiletken malzemelere oluşturulan metal-yarıiletken kontakların teknolojinin hızla gelişmesinde önemli katkıları vardır. Hızlı anahtar uygulamaları, hareket ve ışık sensörleri, mikrodalga karıştırıcı dedektörler, motor kontrol devreleri, ısı kontrol devreleri, Schottky diyotlar, Schottky engel tabakalı alan etkili transistör (MESFET), metal oksit yarıiletken alan etkili transistörler (MOSFET) ve daha bir çok elektronik devre elemanlarında bu yapılardan yararlanılmaktadır.

Bu yapılarla ilk çalışma Braun tarafından 1874'lü yıllarda yapılmıştır. O tarihlerde radyo dedektöründe daha sonra radar dedektörü ve mikrodalga diyonu olarak geliştirilen bu kontak yapılar günümüzde hala kullanılmaktadır.

Elektronik devre elemanlarında kullanılan metal yarıiletken yapıların metal oksit ve oksit yarıiletken ara yüzelerindeki davranışlarının bilinmesi devre elemanlarının performansında oldukça etkilidir. Bu sebepten ötürü bu yapıların fiziksel özellikleri incelenmesi, yeni devre elemanlarının gelişmesinde etkilidir.

Metal-yarıiletken yapıların karakteristiğini arayüzeyde oluşan potansiyel engelinin yapısı oluşturmaktadır. İlk olarak 1930'lu yıllarda arayüzeyin oluşumunda yarıiletken malzemenin etkisi araştırılmış ve sonrasında yeni modellemeler ortaya atılmıştır. Schottky ve Mott tarafından ortaya konulan modele göre potansiyel engeli, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle oluşmaktadır. Sonraki yıllarda Bardeen (1947) metal ve yarıiletkende yeteri kadar yüzey durumlarının var olması durumunda potansiyel engeli yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacağını ifade etti.

Metal yarıiletken kontakların yapısı kullanımından yıllar sonra anlaşılabilmiştir. Metal-vakum sistemiyle Sze ve ark. bu yapıların Schottky'nin metal-vakum sistemine uygulanan elektrik alandan ötürü engel alçalması olduğunu doğrulamış ve ardından 1921 yılında Richardson, aynı metal-vakum sistemiyle termiyonik emisyon teorisini açıklamıştır (Anonymous, 2009). 1942 yılında Bethe, aynı olayın metal-yarıiletken doğrultuculara uygulanabileceğini göstermiştir (Anonymous, 2009).

Schottky ve Bethe (Anonymous, 2009), 1940 yılında metal-vakum sistemindeki iletkenlik ile metal-yarıiletken yapılarıdaki iletkenlik arasındaki benzerlikleri ortaya koymuş ve sonrasında difüzyon ve termiyonik emisyon teorisi birleştirilerek tek teori haline getirmiştir. (Crowell ve Sze, 1965).

Metal-yarıiletken diyotlarda kimyasal olarak hazırlanan yarıiletken yüzeyleri doğal olarak ince bir oksit tabası ile kaplanır. Son zamanlarda yüzey ve arayüzey bilim tekniklerinin uygulanması göstermiştir ki, metaller ve yarıiletkenler arasında biçimlendirilmiş arayüzeyler oluşmaktadır. Bu bölgeler karmaşık bölgelerdir. Çünkü pek çok durumda Schottky kontak yapımında temas metalleri metal-yarıiletken yapıların mekanik ve elektrik özelliklerini etkilemektedir. Bu yüzden metal-yarıiletken doğru akım temasında arayüzey veya yüzeyler arası oksit katmanları Schottky engel yüksekliği ve aygıtların diğer parametrelerini belirlemede önemli rol oynar. Bu katmanların olduğu yüzey durumları “arayüzey” olarak nitelendirilir. Diyotlara doğal oksit tabasının etkisi deneysel ve teorik olarak birçok araştırmacı tarafından araştırılmıştır.

Literatür çalışmaları incelendiğinde p-Si kristali üzerine farklı metallerle yapılan Schottky diyot çalışmaları bulunduğu halde aynı kristal üzerine doğal oksit etkisinin incelemek üzere Sn metali çalışmalarına rastlanmadığından bu çalışmada, Sn/p-Si Schottky malzemesi için zamanla oluşan doğal oksit takasının temel diyot parametrelerine etkisi araştırıldı. Çalışmamızda öncelikle metal ile yarıiletken malzemeleri kullanılarak metal buharlaştırma ve tavlama yapılmak suretiyle omik kontak yapıldı ve oluşturulan diyot farklı zaman dilimlerinde havaya maruz bırakılma zamanına göre doğal oksit tabakasının incelenmesi için sekiz eşit parçaya ayrıldı. Parçalara ayrılan her malzemeye belli zaman aralıklarında Sn metali buharlaştırılarak Schottky diyotu oluşturuldu. Oluşturulan malzemenin I-V (akım-voltaj) ve C-V (kapasite voltaj) ölçümleri alınarak diyot karakteristiklerinden idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesap edildi. Bu çalışmada hesap edilen idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği değerleri literatürde kullanılan altı farklı hesaplama yönteminden düşük ve yüksek akım-voltaj değerlerinde iyi sonuçlar veren Cheung yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Cowley ve Sze (1965), Schottky diyotlardaki arayüzey katmanları üzerine ilk çalışmayı. Schottky engel yüksekliğinin arayüzey tabakasının kalınlığına, metalin iş fonksiyonuna ve yüzey hallerine bağlılığını incelemiştir.

Card ve Rhoderick (1971) arayüzey katmanının I-V özelliklerinin idealite faktörüne etkisini incelemiş ve doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü değerine bağlı olarak arayüzey durumlarının metalle mi yoksa yarıiletkenle mi dengede olduğunu deneysel ve teorik olarak araştırmıştır.

Archer ve ark. (1963) kimyasal olarak temizlenmiş temiz silisyum yüzeylerinin birkaç saniye oksijene maruz kalmasının etkisini incelemiştir. Turner ve ark. (1988) altın ve nikel için, bölünmüş ve asitle dağlanmış yüzeyler üzerindeki bariyer yüksekliğinde farklılık olmadığını buna karşın bakır, gümüş ve alüminyum için asitle dağlanmış yüzeylerde önemli bir düşüşü gözlemlemiştir.

Türüt ve ark. (1992) Al/p-Si ve Al/n-Si eklemleri için ideal olmayan I-V ve C-V karakteristiklerine arayüzey durumları ve arayüzey tabakasının etkisini araştırmışlardır. Benzer çalışmalar farklı sıcaklık değerleri için farklı araştırmacılar tarafından yapılmıştır (İkoma ve Madea, 1991).

Chattopadhyay ve ark. (1993) seri direnç etkisini göz önüne alarak doğru beslem durumunda Schottky diyotların C-V (kapasite-voltaj) karakteristiklerine frekans bağlılığını incelemiş ve C-V karakteristiklerinden gözlenen kapasite pikinin, seri direncin etkisinden kaynaklandığını ortaya koymuştur.

Dittrich ve ark. (1994), yüzey fotovoltaj metodunu kullanarak havadaki ilk oksitlenme boyunca HF (hidroflorik asit) muamelesi işlemine tutulmuş silisyum yüzeylerinin elektriksel parametrelerini incelemiştir.

Çetinkara (2002) ise Pb/p-Si Schottky diyotlarda kontakten önce oluşan doğal oksit tabakasının diyot karakteristiklerine etkisini incelemiştir. Omik kontakten hemen sonra numuneler parçalara ayırılmış ilkinin hemen diğerlerine ise belirli zaman aralıklarında temiz oda havasına maruz bıraktıktan sonra Schottky diyotlar üretilip, oluşan doğal oksit tabakasının diyot karakteristiklerine etkisini incelemiştir.

Akkılıç ve ark. (2003), doğal oksit tabakalı olan ve almayan Sn/n-Si yapılar üretmiş, arayüzeydeki doğal oksit tabakasının bazı elektronik parametreler üzerine

etkisini araştırmışlardır. Temiz oda havasına 7 gün maruz bırakılmış numunelerin engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin yükseldiğini gözlemlemişlerdir.

Osvald ve ark. (2004), sıcaklığın ters arayüzey Schottky diyotların karakteristiklerine etkisini teorik olarak araştırmış, akıntı dağılım yaklaşımını I-V (akım-voltaj) ve C-V (kapasite-voltaj) karakteristiklerinin hesaplanmasında termiyonik emisyon teorisini kullanarak açıklamışlardır. Bu çalışmadaki sonuçlar ile deneysel çalışmadaki sonuçların birbirine uyumlu çıktığını ortaya koydular. alışmalarında engel yüksekliğinin yüksek sıcaklıklarda yüksek sonuçlar verdiğini buldular.

Aydın ve ark. (2004), arayüzey oksit tabakası olan ve olmayan Pb/p-Si Schottky kontaklar üretmiş, Schottky bariyer diyotların arayüzey hal yoğunluğu dağılımını araştırmışlardır.

Siad ve ark. (2004), ideal olmayan Schottky diyotlarında yüksek duyarlılığa sahip Al/p-Si ve Al/n-Si diyotlarını oluşturarak, diyotun elektriksel parametreleri olan R_S (seri direnç), n (idealite faktörü) ve Φ_n (engel yüksekliği)'ni deneysel olarak I-V ve C-V ölçümlerinden elde etmişlerdir. Bu çalışmalarında nükleer dedektör kullanmış ve bu yöntemle eklemin α spektrumu ve yapının enerji dağılımını incelemişlerdir.

Kılıçoğlu ve ark. (2005) RCA temizleme işlemine tabi tutulmuş Silisyuma önce hemen, ikinci parçaya ise 10 saat temiz odada beklendikten sonra Au metali buharlaştırarak oluşturdukları Schottky yapılarının karakteristiklerine doğal oksit tabakasının etkisini araştırmıştır.

Karataş ve ark. (2005), bor katkılı p-tipi kristal yapraklar kullanarak hazırlamış oldukları (MS) Schottky diyotunun akım-voltaj ve kapasite-voltaj karakteristiğini deneysel olarak incelemiş ve alınan ölçümlerle numunenin n idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç gibi temel karakteristiklerini 300-400 K sıcaklık aralığında incelemişlerdir. Diyotun idealite faktörü ve seri direncinin sıcaklığa kuvvetlice bağlı olduğunu, artan sıcaklıkla üstel olarak azaldığını gözlemlemiştir.

Aydın ve ark. (2007) Sn/p-Si Schottky engel diyotunun I-V karakteristiklerine geniş bir aralıkta (8-300 K) sıcaklığın etkisini araştırmıştır. Yaptıkları analizler sonucunda sıcaklık arttıķa engel yüksekliğinde anormal düşüş, idealite faktörü ve düşük sıcaklıklardaki ideal olmayan enerji hareketinde yükselme gözlemlemişlerdir.

Boyarbay ve ark. (2007), aynı şartlar altında üretilen yüzeyi hidrojenle sonlandırılmış Sn/p-Si Schottky engel diyotların elektriksel özelliklerini araştırmış,

efektif engel yüksekliği ve idealite faktörlerinin diyottan diyota değiştiğini göstermişlerdir. Bu diyotların bariyer yükseklikleri, temiz yüzeyli silisyum diyotlarınkinden yüksek olduğu ve bunun sebebinin de Hidrojen atomlarının silisyum yüzeyindeki boş bağları doyurmasından kaynaklandığını bildirmişlerdir.

Karataş ve ark. (2007), Sn/p-Si Schottky bariyer diyotların elektriksel parametreleri üzerine sıcaklığın etkisini 150-400 K sıcaklık aralığında araştırmış, ara yüzey hal yoğunluğu, engel yüksekliği, seri direnç ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa kuvvetli derecede bağlı olduğunu tespit etmişlerdir.

Kotaswara ve ark. (2008), geçirgen indium kalay oksit (ITO) ile oluşturulan GaN (Galyum Nitrat) elektrodunu oluşturarak, yapıya uygulanan sıcaklığın numunenin elektriksel, yapısal ve yüzey morfolojik yapısına etkilerini incelemişlerdir.

Gupta ve ark. (2008), Au/STO (stransiyum titanyum)/p-Si eklemine oluşturarak, yapının I-V (akım-voltaj) karakteristiklerinin doğru akım davranışı gösterdiğini gözlemlemişlerdir. Farklı eklem parametreleri olan akım-voltaj karakteristikleri, Cheung ve Norde'nin fonksiyonları kullanılarak ifade edilmiş sonuç olarak Au/STO (stransiyum titanyum)/p-Si'un ideal olmayan diyot karakteristiklerinden engel yüksekliğini hesap etmişlerdir.

Osvald (2008), sıcaklığın homojen olmayan Schottky diyodların karakteristiklerine etkisini deneysel olarak incelemiş ve homojen olmayan Schottky diyotların idealite faktörü değerinin sıcaklık değerlerinin düşmesine karşın artmadığını gözlemleyerek belli sıcaklık değerlerinde ısının Schottky diyotlar tarafından soğurulduğunu gözlemlemiştir.

Karataş ve ark. (2009), Sn/Rhodamine-101/p-Si Schottky bariyer diyotların elektriksel parametreleri üzerine sıcaklığın etkisini 80-400 K aralığında araştırmış, Artan sıcaklığa bağlı olarak engel yüksekliklerinin arttığını (0.208–0.940 eV) buna karşın idealite faktörlerinin düştüğünü (14.37–2.72) rapor etmişlerdir.

Ocak ve ark. (2009), Sn/methylene Blue (metil mavisi)/p-Si Schottky diyotundan oda sıcaklığında alınan I-V (akım-votaj) ve C-V (kapasite-voltaj) ölçümlerinden numunenin elektriksel ve arayüzey özelliklerini incelemişlerdir. Diyotun engel yüksekliği ve R_s (seri direnç) parametrelerinden Cheung ve Norde yöntemlerini kullanarak yapının elektriksel karakteristiklerini belirlemişlerdir. Sonuç olarak mavi metilen arayüzeyinin etkin engel yüksekliğinde değişikliğe neden olduğunu

gözlemlemiş, bu değişikliğin arayüzeyin metal ile yarıiletken arasında fiziksel bir engel oluşturmasından kaynaklandığını açıklamışlardır.

Güler ve ark. (2009), elektrokimyasal depolama yöntemiyle Co/p-Si yapıları üretmiş, tavlama sıcaklığına bağlı olarak diyot parametrelerinin değişimini I-V (akım-voltaj) ölçümlerinden 200-600 °C aralığında araştırmışlardır. Bunun sonucunda, tavlama sıcaklığı arttıkça bariyer yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin arttığını tespit etmişlerdir. Daha yüksek tavlama sıcaklıklarında, ara yüzey hal yoğunluğunun arttığı ve bunlardan dolayı Fermi seviyesi çivilenmesi meydana geldiği bildirilmiştir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Materyal

3.1.1. Giriş

Yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılabilmesi uygun kontakların kristale uygulanmasıyla sağlanır. Kontak, genel anlamda iki maddenin en az, idealde sıfır, dirençle temas etmesi olarak düşünülür. İdeal kontak yüzeylerin temiz, pürüzsüz ve de parlak olmasına bağlıdır (Card ve Rhoderick, 1971; Rhoderick ve Williams, 1988; Horvath ve ark. 1988).

İki madde kontak haline getirildiğinde aralarında, Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar bir yük alışverişi meydana gelir. Metal–yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına (ϕ_m, ϕ_s) bağlı olarak; taşıyıcı hareketinin bir yönden diğerine göre çok büyük olduğu doğrultucu kontak ve taşıyıcıların her iki yönde de aynı kolaylıkla geçebildiği omik kontak olmak üzere ikiye ayrılır (Ziel, 1968).

Kontakların yük ve potansiyel dağılımlarına ait fiziksel özellikler ile akım iletim olayı katıhal fiziğinin önemli yapı taşlarını oluşturmaktadır. Katıların özelliklerini belirleyen temel kavramları şöyle tanımlayabiliriz.

Fermi Enerji Seviyesi (E_f): İletkenlik ve valans bandındaki taşıyıcı sayısına bağlı olarak, yasak enerji bölgelerinde yer alan izafi bölgeye denir ve Fermi seviyesine kadar bütün hallerin dolu olduğu kabul edilirse en yüksek işgal edilmiş enerji hali olarak da bilinir ve $f(E)$ Fermi dağılım fonksiyonunun bir sabitidir.

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[-(E_f - E)/kT\right]} \quad (3.1)$$

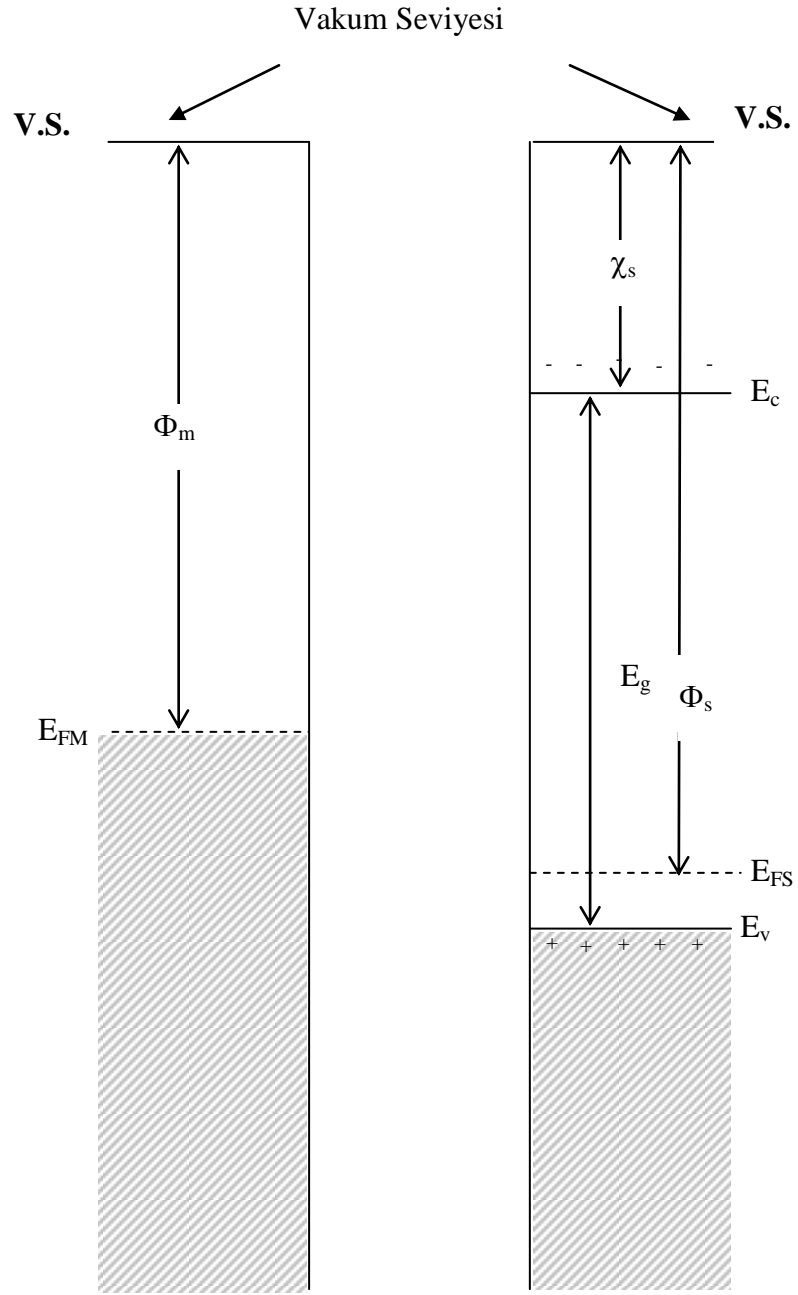
İş Fonksiyonu (ϕ_s): Metal veya yarıiletkenin Fermi seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır.

Yarıiletkenin Elektron İlgisi (χ_s): İletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki farka denir. Vakum seviyesi, metalin dışındaki hareketsiz bir elektronun enerjisini ifade eder (Ziel, 1968).

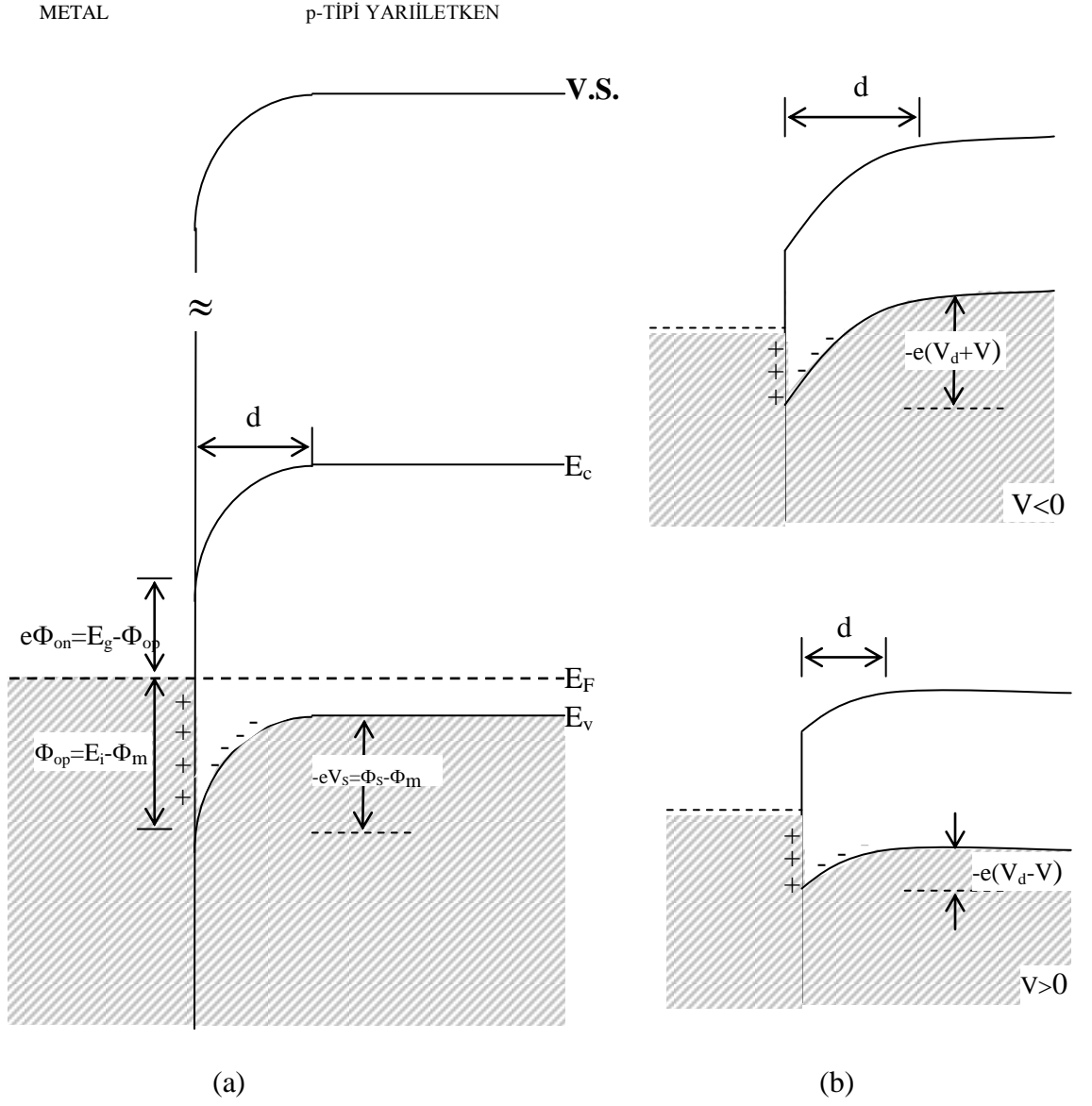
3.1.2. P-Tipi Yarıiletken/Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu

Elektron ve boşlukların (hollerin) bir yapıdan diğerine kolaylıkla geçebildiği kontak türüne doğrultucu kontak denir. *P*-tipi yarıiletkenin ve metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_s > \Phi_m$ ise metal/*p*-tipi yarıiletken doğrultucu kontağı oluşur. Burada Φ_m metalin iş fonksiyonu, Φ_s ise yarıiletkenin iş fonksiyonudur (Şekil 3.1).

Şekilden de görüleceği üzere yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar farklıdır. Kontakta sonra her iki tarafta en yüksek işgal edilen enerji halleri eşit oluncaya kadar bir yük alış-verişi olur. Elektronlar metalden yarıiletkene geçer bu durum Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar devam eder. Bu durum yarıiletken gövdede enerji seviyelerinin $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yer değişmesini ifade eder. Buna bağlı olarak Şekil 3.2’de gösterildiği üzere, metal tarafındaki yüzey yükleri ile *p*-tipi yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası, kontakta *d* kalınlıklı bir uzay yükü boyunca dağılır ve bir potansiyel engelinin oluşmasına neden olur.



Şekil 3.1. *p*-tipi yarıiletken ve metalin kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramları



Şekil 3.2. *p*-Tipi yarıiletken/metal doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı
 a) Kontak uygulandıktan sonra ısıl dengedeki enerji-bant diyagramı
 b) $V \neq 0$ olması durumunda enerji-bant diyagramı

Potansiyel engelinin yarıiletken kısmındaki enerji seviyesi $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükselir.
 Yarıiletken bölgedeki boşlukların (hollerin) yüzey engeli

$$-eV_d = \Phi_s - \Phi_m \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada V_d potansiyeline difüzyon potansiyeli denir. Potansiyel engelinin metal tarafındaki değeri

$$e\Phi_{op}=E_i-\Phi_m \quad (3.3)$$

eşitliği ile verilir. Denklemdaki E_i vakum seviyesi ile valans bandının kontak bölgesindeki üst enerji düzeyi arasındaki enerji farkı olarak tanımlanır.

Sisteme V gerilimi uygulandığında metal tarafındaki potansiyel engelinin gerilim uygulamalarından etkilenmezken yarıiletken tarafındaki potansiyel engeli yüksekliği uygulanan V gerilimine bağlı olarak değişir.

Isıl uyarılma durumunda metal tarafında yeterli enerjiye sahip boşluklardeşikler (holler) potansiyel engelini aşar ve yarıiletken tarafına geçerek d kalınlıklı bir uzay yükü boyunca dağılır. Benzer şekilde yarıiletken tarafında yeterli enerjideki boşluklar (holler) ise potansiyel engelini aşarak metal tarafına geçer. Bu denge durumunda eşit ve zıt I_o akımlarına sebep olur. Yarıiletkene bir (V) gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene giden boşluklar (holler) için engel değişmeyeceğinden akım değerinde herhangi bir artma ya da azalma olmazken, yarıiletken tarafında enerji seviyesi eV kadar yükseldiğinden yarıiletkenden metale doğru giden boşlukların (hollerin) engeli de buna bağlı olarak eV kadar azalmış olur. Sonuçta soldan sağa olan akım akışı $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişmiş olacaktır. Böylece net akım,

$$I = I_o \left[e^{\left(\frac{eV}{kT}\right)} - 1 \right] \quad (3.4)$$

şekline dönüşür. Denklemdaki I_o doyma akımı ya da difüzyon akımı, k Boltzman sabiti, V uygulanan gerilim ve T mutlak sıcaklığı ifade etmektedir.

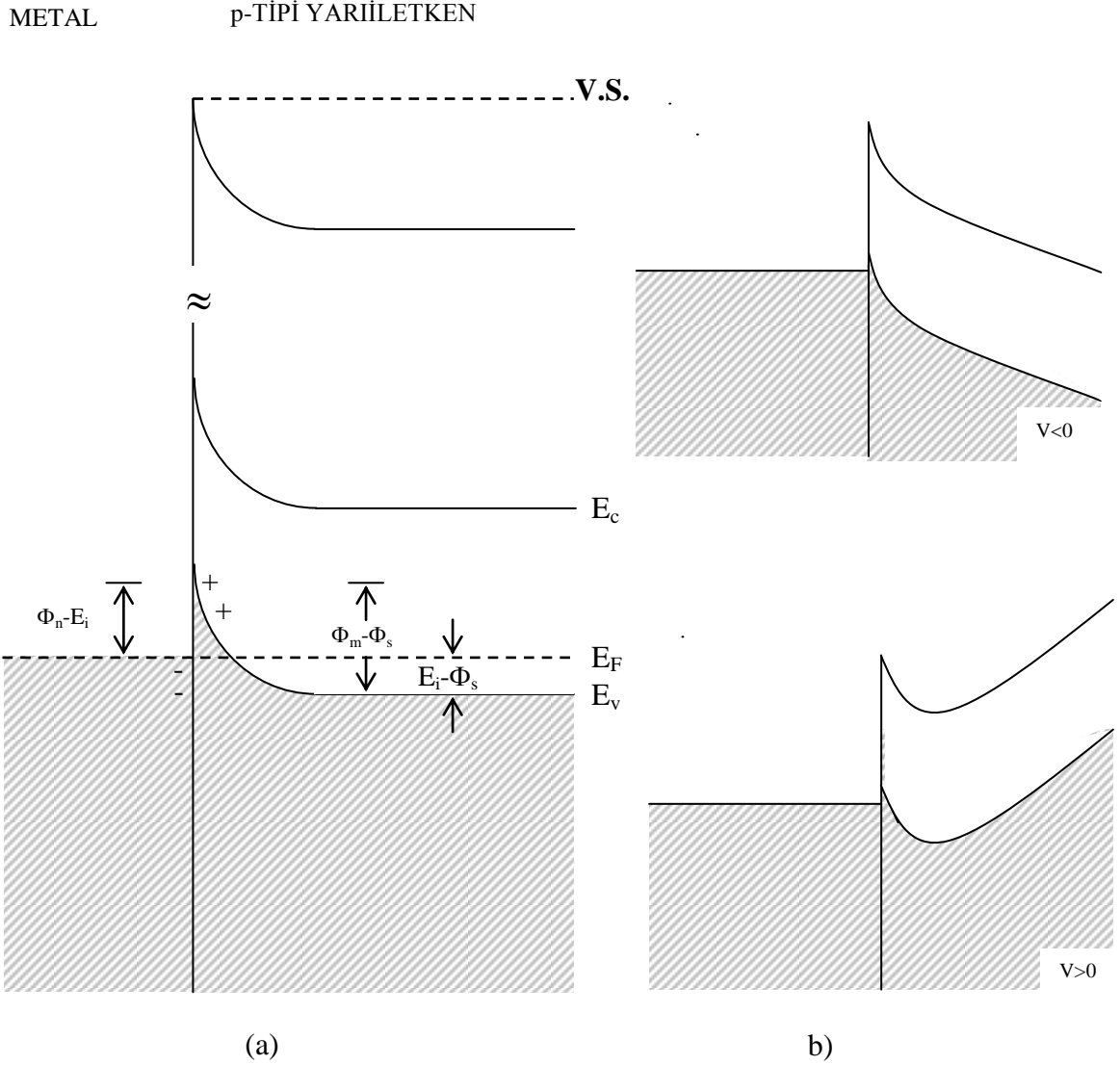
3.1.3. P-Tipi Yarıiletken/Metal Omik Kontak Oluşumu

P-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , metalin iş fonksiyonu Φ_m olsun. $\Phi_m > \Phi_s$ ise omik kontak oluşur. Metalin Fermi seviyesi yarıiletkenin Fermi seviyesinden ($\Phi_m - \Phi_s$) kadar farklıdır. Kontakta sonra, elektronlar yarıiletkenden metalin içine geride pozitif bir yüzey yükü bırakarak geçer ve kontakta metal tarafında negatif bir yüzey yüküne sebep olur. Yük alış-verişi bittikten sonra, yarıiletken gövdedeki Fermi seviyesi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar alçalarak metalin Fermi seviyesi ile aynı düzeye gelir. Boşluk yoğunluğunun artmasından dolayı yarıiletken yüzey daha fazla p -tipi olur. Böylece elektronlar metalden yarıiletken içerisindeki boş durumlara kolayca geçebilirler. Bu yük hareketi boşlukların (hollerin) yarıiletkenden metale akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen boşluklar (holler) hemen nötr duruma gelirler.

Isıl dengeden sonra, kontakta her iki tarafında meydana gelen yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Böyle bir kontakta, taşıyıcılar metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale serbestçe geçer. Bir V gerilimi uygulanırsa bu potansiyel farkı doğrultucu kontakta olduğu gibi sadece kontak bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Kontakta sonraki enerji-bant diyagramı Şekil 3.3.a'da görülmektedir.

Yarıiletkene negatif ve metale pozitif gerilim uygulandığında, yarıiletkenin dolu (valans) bandına boşluk salınması olur ve bundan dolayı omik kontaklara enjeksiyon kontakları da denir.

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

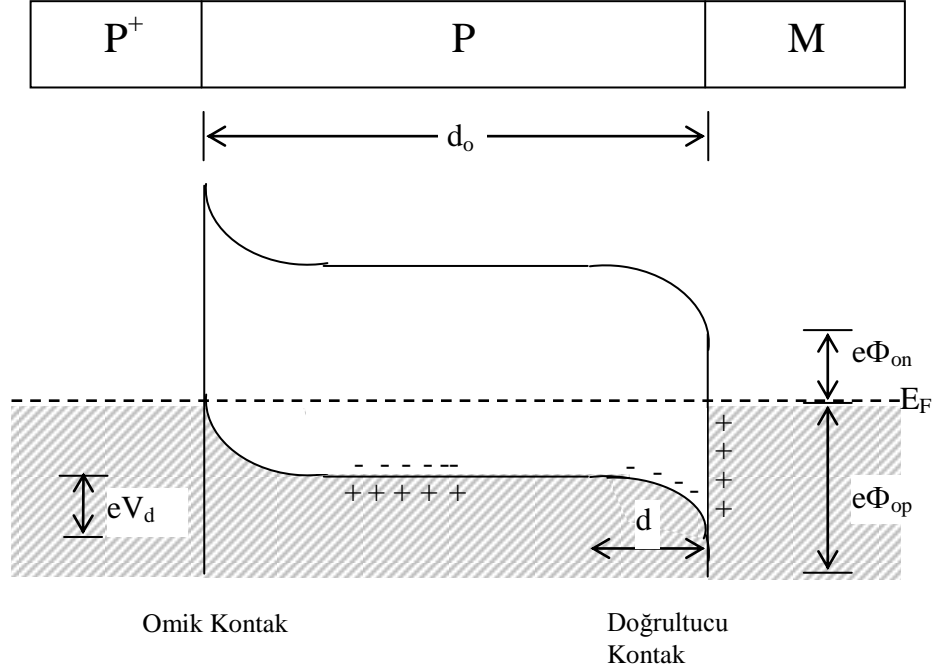


Şekil 3.3. *p*-tipi yarıiletken/metal omik kontakın enerji-bant diyagramı
 a) Kontak uygulandıktan sonra ısıl dengedeki enerji-bant diyagramı
 b) $V \neq 0$ olması durumunda enerji-bant diyagramı

3.1.4. Metal (Omik)/*p*-tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Kontak

Metal/*p*-tipi yarıiletken/metal (p^+pM) yapısı; *p*-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk (hole) bakımından çok zengin p^+p omik kontakı ile diğer yüzeyine uygulanan pM doğrultucu kontakından ibarettir. Isıl dengede böyle bir yapının enerji-bant diyagramı Şekil 3.4'te görülmektedir. p^+ omik kontak tarafı $V > 0$ olacak şekilde beslendiğinde yapı doğru beslemeye olur. p^+ tarafı $V < 0$ olacak şekilde beslendiğinde

yapı ters beslemede olur. p^+pM yapısı diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır (Şekil 3.4).

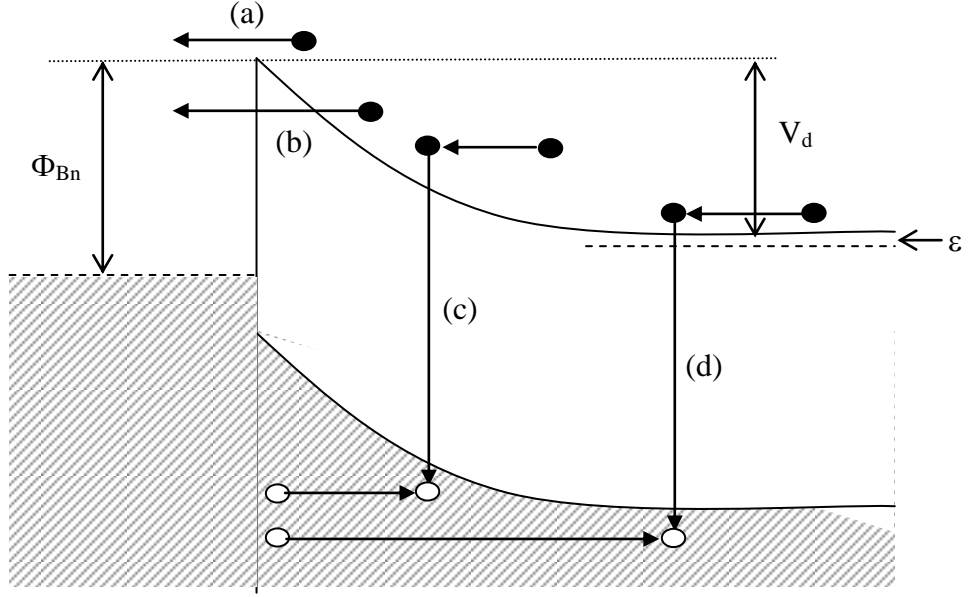


Şekil 3.4. p^+pM yarıiletken diyot yapısının ısıl dengede enerji bant diyagramı.

3.2. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotların Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi

3.2.1. Giriş

Bu bölümde Schottky engellerinin iletim özelliklerini tanımlayan akım iletim mekanizmaları incelenecektir. Bu kesim engelin $I-V$ bağıntılarını etkileyen faktörler dışında bir bilgi vermez. Şekil 3.5'te doğru beslem altında bir metal yarıiletken eklem boyunca elektronların taşınabileceği çeşitli yollar bir n -tipi yarıiletken için gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Doğru ön besleme altında Schottky engelinde iletim mekanizmaları

- a) Elektronların, yarıiletkendeki engelin üstünden aşarak metalin içine geçmeleri
- b) Elektronların yarıiletkendeki engelin bir yanından diğer tarafına kuantum mekaniksel tünel olayı ile geçmeleri
- c) Uzay yükü bölgesinde yeniden birleşme
- d) Nötr bölgede yeniden birleşme.

(a) durumunun çok önemli olduğu Schottky engel diyotları yapmak mümkündür. Böyle diyotlar genellikle hemen hemen ideal olarak görülürler. (b), (c) ve (d) işlemleri bu ideal durumdan uzaklaşmaya sebep olur.

3.2.2. Termiyonik Emisyon Teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olarak bilinir. Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) ısı enerjileri nedeniyle, potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçmeleri esasına dayanır. Metal/*n*-tipi yarıiletken yapılarda bu olay elektronlar, metal/*p*-tipi yarıiletken yapılarda ise boşluklar tarafından yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Termiyonik

emiyon teorisi; doğrultucu kontağın potansiyel engelinin, kT enerjisinden büyük olduğunu ve Schottky bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğunu kabul eder.

Yarıiletkenden metale doğru termiyonik emiyon akım yoğunluğu J_{s-m} olsun. Kontak yüzeyini x-eksenine dik kabul ettiğimizde, taşıyıcı hızları \mathcal{G}_x ile $\mathcal{G}_x + d\mathcal{G}_x$ arasında olan yüzey birimi başına elektron yoğunluğu;

$$dn = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{\left(\frac{\frac{1}{2}m_n^* \mathcal{G}_x^2}{kT} \right)} d\mathcal{G}_x \quad (3.5)$$

eşitliği ile verilir. Burada N_d verici yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzmann sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Akım yoğunluğu için;

$$J_{s-m} = e \int \mathcal{G}_x dn \quad (3.6)$$

ifadesi yazılabilir. Bu denklemden dn ifadesini yerine yazarsak,

$$\begin{aligned} J_{s-m} &= eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_{\mathcal{G}_{ox}}^{\infty} \mathcal{G}_x e^{\left(\frac{\frac{1}{2}m_n^* \mathcal{G}_x^2}{kT} \right)} d\mathcal{G}_x \\ &= eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{\left(\frac{\frac{1}{2}m_n^* \mathcal{G}_x^2}{kT} \right)} \end{aligned} \quad (3.7)$$

şeklını alır. Enerji korunumu olan;

$$\frac{1}{2} m_n^* \mathcal{G}_x^2 \geq eV_d \quad (3.8)$$

ifadesi göz önüne alınırsa;

$$J_{s-m} = eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{\left(\frac{eV_d}{kT} \right)} \quad (3.9)$$

eşitliği elde edilir. Buradaki (3.8) eşitliğinden bulunan hız;

$$g_{ox} = \left(\frac{2eV_d}{m_n^*} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

elektronun eV_d engelini aşması için gerekli limit hızdır. Verici yoğunluğu, iletkenlik bandının tabanı sıfır enerji seviyesi olarak alınır;

$$N_d = N_o e^{\left(\frac{E_F}{kT} \right)} = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\left(\frac{E_F}{kT} \right)} \quad (3.11)$$

eşitliği ile verilir. Bu ifade (3.9) denkleminde yerine yazılırsa;

$$J_{s-m} = \frac{4\pi m_n^* k^2 T^2}{h^3} e^{\left(\frac{-eV_d + E_F}{kT} \right)} \quad (3.12)$$

elde edilir. Burada iletkenlik bandının alt sınırı sıfır alındığında metal tarafındaki potansiyel engelinin yüksekliği;

$$e\Phi_{Bn} = eV_d + E_F \quad (3.13)$$

şeklindedir. Bu ifade (3.12) eşitliğinde yerine yazılırsa;

$$J_{s-m} = \frac{4\pi m_n^* k^2 T^2}{h^3} e^{\left(\frac{-e\Phi_{Bn}}{kT} \right)} \quad (3.14)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte ifadesi;

$$R_n^* = \frac{4 \pi m_n^* k^2}{h^3} \quad (3.15)$$

olan ve etkin Richardson sabiti denilen parametre yerine konursa;

$$J_{s-m} = R_n^* T^2 e^{\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)} \quad (3.16)$$

ifadesi elde edilir. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotu, doğru beslendiğinde (yani omik tarafa $-V$ gerilimi uygulanırsa) engel yüksekliği azalacaktır. Dolayısıyla akım uygulanan gerilime bağlı olarak $\exp(eV/kT)$ çarpanı ile artacaktır. O halde akım yoğunluğu denklemi;

$$J_{s-m} = R_n^* T^2 e^{\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)} e^{\left(\frac{eV}{kT}\right)} \quad (3.17)$$

olarak yazılabilir. Metalden yarıiletkene doyma akım yoğunluğu (J_o), $V=0$ iken yarıiletkenden metale doyma akım yoğunluğuna eşittir. Netice olarak, toplam net akım yoğunluğuna J_n dersek;

$$J_n = R_n^* T^2 e^{\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)} \left[e^{\left(\frac{eV}{kT}\right)} - 1 \right] \quad (3.18)$$

akım yoğunluğu denklemi elde edilir. Köşeli parantezin dışındaki ifadeler J_o doyma akım yoğunluğu olarak alınır;

$$J_o = R_n^* T^2 e^{\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)} \quad (3.19)$$

toplam akım yoğunluğu ,

$$J_n = J_o \left[e^{\left(\frac{eV}{kT}\right)} - 1 \right] \quad (3.20)$$

şeklini alır. (3.20) denklemi ile verilen doyma akım yoğunluğu uygulanan potansiyele bağlı olmadığı halde, uygulamada Schottky etkisinden dolayı uygulanan gerilimle orantılı olarak bir miktar değişiklik gösterir. Metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik

etkileşme ve uygulanan gerilimden dolayı görüntü-kuvvet etkisiyle potansiyel engelinde $e(\Delta\Phi_{Bn})$ azalma olur. Bu değer,

$$e(\Delta\Phi_{Bn}) = \alpha_o (V_d + V)^{1/4} \quad (3.21)$$

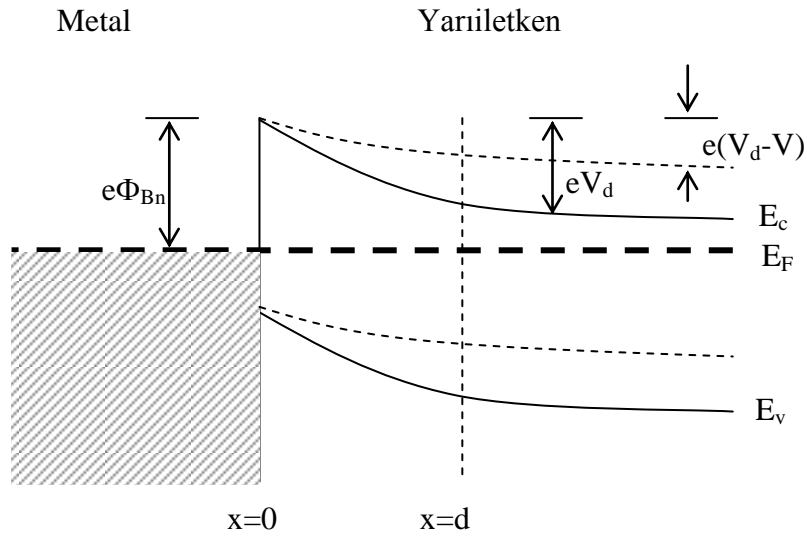
bağıntısı ile verilir. Böylece akım yoğunluğu ifadesinde, yani (3.21) denkleminde $e\Phi_{Bn}$ yerine $e(\Phi_{Bn,o} - \Delta\Phi_{Bn})$ yazılırsa;

$$J_o = R_n^* T^2 e^{\left(\frac{e\Phi_{Bn,o}}{kT}\right)} e^{\left[\alpha_o (V_d + V)^{1/4}\right]} \quad (3.22)$$

elde edilir. Burada $e\Phi_{Bn,o}$ sıfır potansiyelde görüntü-kuvvet (Schottky) etkisi olmaksızın engel yüksekliğidir. α_o sabiti;

$$\alpha_o = \left[\frac{e^7 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_o)^3 \pi^2 (kT)^7} \right] \quad (3.23)$$

ile verilir. Burada ϵ_o boşluğun, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir.



Şekil 3.6. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı (- - - -) (-V) gerilimi uygulandığı haldir.

3.2.3. Ara Yüzey Tabakası Etkisi

Yarıiletken çok yüksek bir vakumda yarılarak üretilmedikçe Schottky diyotlarda hemen hemen her zaman metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakası bulunur. Bu ara yüzey tabakası, kalın bir oksidin bant yapısı karakteristiklerine sahip olamayacak kadar ince olsa bile, bir yalıtkan olarak göz önüne alınabilir.

Yalıtkan tabaka üç etkiye sahiptir:

1. Yalıtkan tabaka boyunca potansiyel düşmesi yüzünden, sıfır beslem engel yüksekliği, ideal bir diyottakinden daha düşüktür.
2. Belli bir besleme için akım, R_n^* 'daki bir azalmaya denk olacak şekilde azalır.
3. Bir beslem uygulandığında, beslem geriliminin bir kısmı yalıtkan tabakası üzerine düşer. Bu durumda Φ_{Bn} engel yüksekliği beslem geriliminin fonksiyonudur. Engel yüksekliğinin besleme bağımlılığının etkisi, n idealite faktörü cinsinden tanımlanabilecek bir tarzda akım-gerilim karakteristiğinin şeklini değiştirmektedir (Rhoderick, 1988).

3.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarında Schottky Kapasitesi

Metal-Yarıiletken kontak yapılarında boşalma bölgesi (depletion layer), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yükleriyle bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda gerilim arttırıldığında boşalma bölgesinin genişliği artar. Yarıiletkende metale yakın önemli bir boşluk yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesi ile çakışacağından boşluk (hole) yoğunluğu düşecektir.

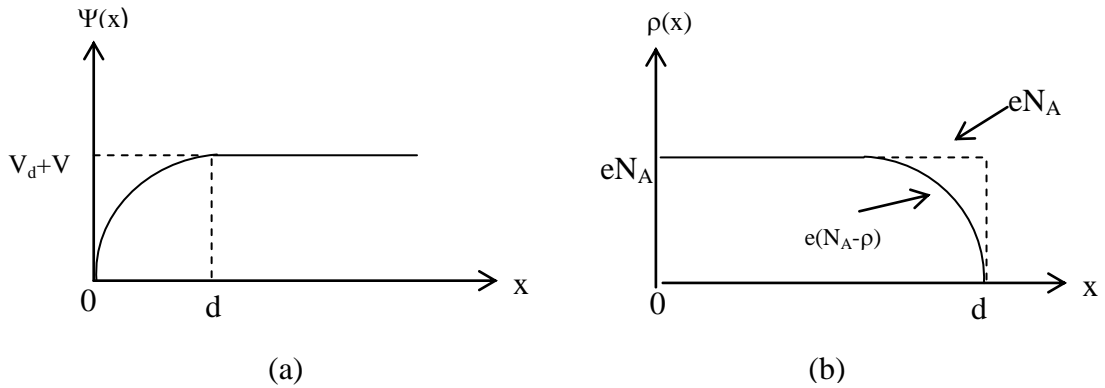
Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük değişiminden dolayı değişecektir. Bu özelliklerinden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilir. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için, diyotun engel tabakasındaki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi}{dx^2} \quad (3.24)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel, 1968). Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_0 boşluğun dielektrik geçirgenliği, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_A - N_D) \quad (3.25)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick, 1988). Burada N_D , yarıiletkenin verici (donor) atom yoğunluğu, N_A , yarıiletkenin alıcı (akseptör) atomu yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ ' in konuma göre değişimleri Şekil 3.7'de gösterilmiştir.



Şekil 3.7. Metal/*p*-tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontağın; a) potansiyel dağılımı, b) yük dağılımı

Engel tabakasının difüzyon potansiyeli V_d ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile gösterilirse $e(V_d - V) \gg kT$ olduğundan $0 \leq x \leq d$ aralığında yük taşıyıcılar d uzunluğunda Debye difüzyon uzunluğu ile verilen bir bölgede kısmi olarak bulunacaklardır. Dolayısıyla *p*-tipi yarıiletken için $N_A \gg N_D$ olduğundan uzay yük yoğunluğu için;

$$\rho(x) \cong eN_A \quad (3.26)$$

yazılabilir. (3.24) ve (3.26) eşitliklerinden

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad (3.27)$$

elde edilir. Bu son denklemin çözümü şu sınır şartları altında aranabilir:

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

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

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

Denklem (3.27) için, üçüncü sınır şartı göz önünde bulundurularak, integral alınırsa boşalma bölgesi elektrik alanı elde edilebilir. Örneğin;

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_o}(x-d) \quad (3.28)$$

olur. (3.28) eşitliğinin de birinci sınır şartı dikkate alınarak integrali alınırsa;

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_o} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (3.29)$$

elde edilir. Bu son denklemin çözümü ikinci sınır şartıyla yapılırsa;

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s\epsilon_o}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (3.30)$$

bulunur, bu da Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $V>0$ için kontak doğru, $V<0$ için kontak ters beslemededir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -eN_A d \quad (3.31)$$

ile verilir. (3.30) ve (3.31) denklemlerinden;

$$Q = -[2\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (3.32)$$

eşitliği elde edilir. Schottky kapasitesi, (3.32) eşitliğine sahip Q yükünün, uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Dolayısıyla kapasite;

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (3.33)$$

olarak yazılıp, (3.32) ve (3.33) eşitliklerinden;

$$C = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (3.34)$$

veya

$$C = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (3.35)$$

olarak bulunabilir. Görülüyor ki boşalma bölgesi kapasitesi, uygulama gerilimi ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters, alıcı atom yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

3.4. Seri Direnç Etkisi

Büyük seri dirençli ve ideal olmayan Schottky diyotların direncini hesaplamak için farklı araştırmacılar tarafından çok çeşitli metotlar ileri sürülmüştür. Bu kesimde seri direnç değerinin doğru bir şekilde belirlenmesi için geliştirilen metotlar incelenecektir.

3.4.1. I. Metot (Norde, 1979)

3.4.1.a İdeal Schottky Diyot Karakteristiği

Daha önce termiyonik emisyonunda çıkartılan akım yoğunluğu denklemi (3.18) diyotun etkin alanı A ile çarpıldığında, toplam I_n akımı aşağıdaki gibi bulunur ($eV_F \gg 3kT$):

$$I_n = AR_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_F}{kT}\right) \quad (3.36)$$

İdeal bir Schottky diyot için termiyonik emisyon etkili akım ifadesi

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{eV_d}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.37)$$

ile verilir. Burada V_d difüzyon potansiyeli $\beta = e/kT$ ve I_o , doyma akımı olup

$$I_o = AR_n^* T^2 \exp(-\beta\phi_{Bn}) \quad (3.38)$$

ifadesine sahiptir. $(eV_d/kT) \gg 1$ için

$$I \cong I_o \exp\left(\frac{eV_d}{kT}\right) \quad (3.39)$$

elde edilir. Burada $\ln(I)$ 'nin V 'ye karşı grafiği $(e\phi_{Bn})$ engel yüksekliğinin tayini için farklı bir imkân sağlar. Bu durum yarıiletken diyotta bir seri dirence neden olur. Akım-voltaj karakteristiği, $kT/e \ll V \ll IR$ aralığındaki gerilimler için doğru şekilde iken, R çok büyük ise doğru kısım oldukça dar olur. Bu seri direnç etkisini ortadan kaldırmak için $F(V)$ fonksiyonu kullanılır:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{AR_n^* T^2} \right) \quad (3.40)$$

Seri dirençli bir diyot için akım; $V_d = V - IR$ alınırsa,

$$I = I_o [\exp(\beta V_d) - 1] \quad \Rightarrow \quad I = I_o \{ \exp[\beta(V - IR)] - 1 \} \quad (3.41)$$

bağıntısı ile verilir. $V_d \gg kT/e$ olduğu kabul edilip denklem (3.40), denklem (3.41)'de yerine yazılırsa

$$F(V) = \phi_{Bn} + IR - \frac{V}{2} \quad (3.42)$$

elde edilir. İdeal halde $R = 0$ olur. Bu durumda $F(V)$ yeniden yazılırsa

$$F(V) = \phi_{Bn} - \frac{V}{2} \quad (3.43)$$

ifadesi bulunur. Bu fonksiyonun grafiği eğimi $(-1/2)$ olan bir doğrudur. Halbuki, denklem (3.40)'da Ohm yasası gereğince $I = V/R$ 'dir. Bu ifade denklem (3.40)'da yerine yazılırsa

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{RAR_n^* T^2} \right) \quad (3.44)$$

elde edilir. Çok büyük voltajlar için bu ifade eğimi $1/2$ olan bir doğruya ulaşacaktır. Burada $F(V)$ 'nin küçük akımlar için ideal hale, büyük akımlar için $F_R(V)$ eğrisine yaklaşacağı sonucuna varılır. $F(V)$ fonksiyonu bu iki nokta arasında bir minimum değere sahiptir. (3.42) eşitliğinin V 'ye göre türevi alındığında,

$$\frac{dF(V)}{dV} = R \left(\frac{dI}{dV} \right) - \frac{1}{2} \quad (3.45)$$

bağıntısı elde edilir.

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_d} \left[1 + R \left(\frac{dI}{dV_d} \right) \right]^{-1} \quad (3.46)$$

ve

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{d}{dV_d} [I_{\min} \exp(\beta V_d)] = \beta I \quad (3.47)$$

olduğundan, fonksiyonun türevi

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{\beta R I}{1 + \beta R I} - \frac{1}{2} \quad (3.48)$$

olarak elde edilir. $dF(V)/dV = 0$ değeri $F(V)$ 'nin minimum noktasındaki I_{\min} akımını verecektir. Buna göre (3.48)'den I_{\min} akımı

$$I_{\min} = \frac{1}{\beta R} = \frac{kT}{qR} \quad (3.49)$$

olarak bulunur. I_{\min} akımına karşılık gelen voltaj da

$$V_{\min} = I_{\min} R + V_d(I_{\min})$$

$$V_{\min} = \frac{1}{\beta} + \ln \left(\frac{I_{\min}}{A R_n^* T^2} \right) \quad (3.50)$$

şeklinde elde edilir. Buna göre $F(V)$ 'nin minimum değeri

$$F(V_{\min}) = \frac{V_{\min}}{2} - \frac{1}{\beta} \left(\frac{I_{\min}}{A R_n^* T^2} \right) \quad (3.51)$$

olur. I_{\min} ve V_{\min} 'nin ölçülen değerleri kullanılarak doğru gerilim uygulanan Schottky diyotta akım;

$$I = AR_n^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_d}{nkT}\right) \quad (3.52)$$

şeklinde dir. Burada n idealite faktörü olup $1 < n < 2$ dir. n , sıcaklık ve uygulama gerilimden bağımsız bir sabittir. Denklem (3.42)'de (3.43) bağıntısını yerine yazarsak $F(V)$ için;

$$F(V) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)V + \phi_{Bn} + \frac{IR}{n} \quad (3.53)$$

ifadesi elde edilir. $R = 0$ ideal hali için $F(V)$ fonksiyonu $(n-2)/2n (< 0)$ eğimli bir doğru olacaktır. $n = 1$ iken eğim $(-1/2)$ 'ye eşittir. O halde $n = 1$ durumu ideal Schottky diyot durumudur. Denklem (3.53)'ün V 'ye göre diferansiyeli alındığında

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{1}{2} - \frac{1}{n} + \left(\frac{R}{n}\right) \left(\frac{dI}{dV}\right) \quad (3.54)$$

elde edilir. (3.52) eşitliğinin V_d 'ye göre diferansiyeli ise

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{\beta I}{n} \quad (3.55)$$

eşitliğini verir. Diyot boyunca voltaj V_d ise,

$$V_d = V - IR \quad (3.56)$$

olur. Bu eşitliğin I 'ya göre diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dV_d}{dI} = \frac{dV}{dI} - R \quad (3.57)$$

elde edilir. Gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra,

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI/dV_d}{1 + R dI/dV_d} \quad (3.58)$$

bağıntısı bulunur. Denklem (3.58)'i (3.59) eşitliğinde yerine yazarsak

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{n-2 + \beta RI}{2(n + \beta RI)} \quad (3.59)$$

elde edilir. $dF(V)/dV = 0$ durumu $F(V)$ 'nin minimum noktasındaki akımı verecektir.

Buna göre, $\frac{dF(V)}{dV} = \frac{n-2 + \beta RI}{2(n + \beta RI)} = 0$ ifadesinden

$$R = \frac{2-n}{\beta I_{\min}} \quad (3.60)$$

elde edilir. Buna karşı gelen gerilim denklemi (3.55)'ten

$$V_{\min} = V_d(I_{\min}) + RI_{\min} \quad (3.61)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.53)'te V yerine V_{\min} , I yerine I_{\min} ve R 'nin değerini yerine koymak suretiyle

$$F(V_{\min}) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n} \right) V_{\min} + \phi_{Bn} - \frac{2-n}{\beta n} \quad (3.62)$$

ifadesi bulunur. $n = 1$ için R ve ϕ_{Bn} hesaplanırsa, $[R = (2-n)/\beta I_{\min} \Rightarrow$

$R = (kT/e)I_{\min}]$ için

$$\phi_{Bn} = F(V_{\min}) + \frac{V_{\min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (3.63)$$

ifadeleri elde edilir.

3.4.1.b İdeal Olmayan Schottky Diyot Karakteristiği

Doğru beslem altında $I-V$ karakteristiği de $\exp(eV/nkT)$ olur. Buna göre doyma akımı (3.37)'de gösterildi. Şimdi n , ϕ_{Bn} ve R 'yi belirleyebilmek için yeni bir yöntem ortaya konulacaktır. Doğru gerilim uygulanan Schottky diyotta akım;

$$I = AR_n^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_d}{nkT}\right) \quad (3.64)$$

şeklindedir. Burada n idealite faktörü olup $1 < n < 2$ dir. n , sıcaklık ve uygulama gerilimden bağımsız bir sabittir. Denklem (3.40)'da (3.39) bağıntısını yerine yazarsak $F(V)$ için;

$$F(V) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)V + \phi_{Bn} + \frac{IR}{n} \quad (3.65)$$

ifadesi elde edilir. $R = 0$ ideal hali için $F(V)$ fonksiyonu $(n-2)/2n (< 0)$ eğimli bir doğru olacaktır. $n = 1$ iken eğim $(-1/2)$ 'ye eşittir. O halde $n = 1$ durumu ideal Schottky diyot durumudur. Denklem (3.65)'in V 'ye göre diferansiyeli alındığında

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{1}{2} - \frac{1}{n} + \left(\frac{R}{n}\right) \left(\frac{dI}{dV}\right) \quad (3.66)$$

elde edilir. (3.64) eşitliğinin V_d 'ye göre diferansiyeli ise

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{\beta I}{n} \quad (3.67)$$

eşitliğini verir. Diyot boyunca voltaj V_d ise,

$$V_d = V - IR \quad (3.68)$$

olur. Bu eşitliğin I 'ya göre diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dV_d}{dI} = \frac{dV}{dI} - R \quad (3.69)$$

elde edilir. Gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra,

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI/dV_d}{1 + R dI/dV_d} \quad (3.70)$$

bağıntısı bulunur. Denklem (3.70)'i (3.71) eşitliğinde yerine yazarsak

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{n - 2 + \beta RI}{2(n + \beta RI)} \quad (3.71)$$

elde edilir. $dF(V)/dV = 0$ durumu $F(V)$ 'nin minimum noktasındaki akımı verecektir.

Buna göre, $\frac{dF(V)}{dV} = \frac{n - 2 + \beta RI}{2(n + \beta RI)} = 0$ ifadesinden

$$R = \frac{2 - n}{\beta I_{\min}} \quad (3.72)$$

elde edilir. Buna karşı gelen gerilim denklemi (3.67)'de n

$$V_{\min} = V_d(I_{\min}) + RI_{\min} \quad (3.73)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.65)'te V yerine V_{\min} , I yerine I_{\min} ve R 'nin değerini yerine koymak suretiyle

$$F(V_{\min}) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n} \right) V_{\min} + \phi_{Bn} - \frac{2-n}{\beta n} \quad (3.74)$$

ifadesi bulunur. $n = 1$ için R ve ϕ_{Bn} hesaplanırsa, $[R = (2-n)/\beta I_{\min} \Rightarrow R = (kT/e)I_{\min}]$ için

$$F(V_{\min}) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n} \right) V_{\min} + \phi_n + \frac{I_{\min} R}{n} \quad (3.75)$$

ifadesinde yerine konup $n = 1$ yazılarak ϕ_{Bn} çözümlerse,

$$\phi_{Bn} = F(V_{\min}) + \frac{V_{\min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (3.76)$$

elde edilir.

3.4.2. II. Metot (Lien, So ve Nicolet, 1984)

Difüzyon gerilimi V_d , uygulama gerilimi V ile diyot seri direnci R 'ye $V_d = V - IR$ şeklinde bağlıdır. Engel yüksekliği ϕ_{Bn} ve idealite faktörü n değerlerini belirlemenin oldukça geçerli bir yöntemi $\ln(I) - V$ grafiklerini çizmektir. Birkaç kT/e değerinden daha büyük gerilimler ve küçük seri direnç değerleri için bu grafik bir doğru şeklinde olacaktır. Grafiğin doğrusal kısmının eğiminden idealite faktörü ve doğrusal kısmın sıfır gerilimde akım eksenine ile arakesim noktasından da engel yüksekliği hesaplanır. Ancak, seri direnç artarken $\ln(I) - V$ grafiğindeki doğrusal bölge daralır ve idealite faktörü n ile engel yüksekliği ϕ_{Bn} 'nin ölçümü belirsizleşir.

Bu problemin üstesinden gelmek için Norde (1979) tarafından ideal ($n = 1$) bir Schottky diyot için (3.40) fonksiyonunun minimum değerinin bulunmasına dayanan yeni bir metot ileri sürülmüştür. Bu metodun dezavantajları:

I. İdealite faktörü $n = 1$ olarak kabul edilmiştir, ancak gerçek bir diyot için bu durum her zaman gerçekleşmez ve

II. Engel yüksekliğini hesaplamak için kullanılan $F(V)$ fonksiyonunun minimumu civarında az sayıda nokta veri noktası olması şeklinde sıralanabilir. II. durum sonuçlar üzerindeki istatistiksel hataları arttırmaya eğilimlidir. Bu sebeple II. metot verilecektir. Seri direnci elde etmek için verilen bu metotta

$$F_a(V) = \frac{V}{a} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{I(V)}{I_{\min}}\right) \quad (3.77)$$

şeklinde birkaç tane Norde tipi fonksiyonun akıma karşı ($\beta V_a \gg 1$ için) grafiği çizilir ve her bir a değeri için F_a fonksiyonlarının minimum noktaları bulunur. V , akımın (I) yavaş değişen bir fonksiyonu olduğu için, bu fonksiyon $F_a(V) = G_a(I)$ şeklinde akımın bir fonksiyonu olarak düşünülebilir. Bu durumda $F_a(V)$ fonksiyonunun yerine $G_a(I)$ fonksiyonunu dikkate almak daha uygun olacaktır. Bu durumda $dG_a(I)/dI = 0$ türev şartını sağlayan her bir a değeri için $G_a(I)$ fonksiyonu bir minimum değere sahip olur

ve

$$\frac{dG_a(I_a)}{dI_a} = \frac{1}{a} \frac{dV_a}{dI_a} - \frac{1}{\beta I_a} = 0 \quad (3.78)$$

eşitliği yazılır. Bu eşitlik (3.37) denklemini ile beraber kullanıldığında,

$$I_a = \frac{1}{R\beta} a - \frac{n}{R\beta} \quad (3.79)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadedeki I_a 'nın a 'ya karşı grafiği doğru bir çizgi şeklinde olup, eğiminden diyotun seri direnci ve $I_a = 0$ noktasındaki arakesim değerinden de n değeri bulunur. Pratikte I_a ile a arasında doğrusal bir ilişki tespit edildiğinde, bu grafik R_s değerini elde etmek için en iyi durumu verir, ancak n değeri R_s 'yi dikkate alarak düzeltilen $I-V$ grafiklerinden daha doğru bir şekilde bulunabilir. n değerini bu yolla bulabilmek için, II. metotla bulunan R_s değeri her bir deneysel veri noktasında

$V_d = V - IR$ eşitliği dikkate alınarak uygulama geriliminden çıkartılır. Elde edilen yeni V_d değerlerine göre çizilen $\ln(I) - V_d$ grafiği deneysel hata sınırları içerisinde doğru şeklinde olacaktır. Bu doğrunun eğiminden ve akım eksenini ile arakesim noktasından geleneksel yöntemle n ve ϕ_{Bn} bulunur.

3.4.3 III. Metot (Cibils ve Buitrago, 1985)

Norde (1979) tarafından ideal diyotların seri direncini bulmak üzere önerilen (3.39) fonksiyonu yerine ideal olmayan durumları da göz önüne almak için

$$F(V) = V - V_A \ln I \quad (3.80)$$

şeklinde bir fonksiyonu dikkate alalım. Burada V_A , V ve I 'dan bağımsız keyfi bir gerilimdir. $V_d = V - IR$ olduğu dikkate alınarak yazılan (3.37) denklemi (3.80)'de yerine yazılırsa

$$F(V) = V \left(1 - \frac{\beta V_A}{n} \right) - V_A \ln I_0 + \frac{\beta V_A}{n} IR \quad (3.81)$$

bulunur. Gerilimin küçük değerleri için bu ifadede ilk terim baskın iken, artan V değerlerinde son terim daha önemli hale gelir.

Böylece, $F(V)$ fonksiyonunun yalnızca ilk terimin negatif olduğu $1 - (\beta V_A/n) < 0$ şartı için bir minimum noktaya sahip olacağı açıktır. Bu durum yalnızca $V_A > n/\beta$ olması halinde doğrudur. $dF/dV = 0$ şartı için fonksiyonun minimum noktasındaki akım değeri

$$I_{\min} = \frac{V_A}{R} - \frac{n}{\beta R} \quad (3.82)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifade bize I_{\min} değerinin V_A 'ya doğrusal bağlı olduğunu gösterir. Farklı V_A gerilimleri için fonksiyonun minimum noktasına karşı gelen farklı I_{\min} değerleri tespit edildiğinde, (3.82) denklemine göre $I_{\min} - V_A$ grafiği çizilebilir. Bu grafiğin eğiminden seri direnç R ve ara kesim noktasından da idealite faktörü n bulunur.

3.4.4. IV. Metot (Cheung ve Cheung, 1986)

Cheung ve Cheung (1986) tarafından, düz beslem I - V karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanması için yeni bir metot ileri sürüldü.

Termiyonik emisyonunda çıkarılan akım yoğunluğu denklemi diyotun etkin alanı A ile çarpılarak elde edilen toplam I_n akımı (3.36)'da verilmişti. $eV_F \gg 3kT$ olduğundan, denklemdaki 1 ihmal edilmiştir. Uygulamalarda, I - V karakteristiklerinde ideal durumdan sapmalar olabilir. Bu ideal olmayan durum, idealite faktörü denilen boyutsuz bir sabit ile tanımlanır. Nötral bölge direnci R_s ile gösterilir ve $V_d = V - IR_s$ alınır (3.36) denklemi

$$I_n = A.R_n^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (3.83)$$

şekline dönüşür. Denklem (3.83)'ün logaritması alınır ve V çekilirse,

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{A.R_n^*T^2}\right) + n\phi_{Bn} + IR_s \quad (3.84)$$

olarak yazılabilir. Bu denklemin $\ln(I)$ 'ya göre türevi alınır,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.85)$$

elde edilir. Bu son denkleme dikkat edildiğinde, $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya göre grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi ise seri direnç R_s 'yi verir. Yine bu doğrunun $I = 0$ değeri için doğrunun düşey eksenini kestiği değer kT/e 'ye bölüldüğünde idealite faktörü n bulunabilir.

Ayrıca potansiyel engeli değerini bulmak için (3.84) denklemindeki son iki terime $H(I)$ dersek

$$H(I) = n\phi_{Bn} + IR_s \quad (3.86)$$

elde edilir. Bununla beraber (3.84) denklemini şu şekilde düzenleyebiliriz:

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AR_n^* T^2} \right) \quad (3.87)$$

Açıkça görülebilir ki; (3.86) denklemine göre çizilecek olan $H(I)-I$ grafiğinden elde edilecek doğrunun eğimi, nötral bölge direnci R_s ve $I = 0$ değeri için, yani doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan $e\phi_{Bn}$ engel yüksekliği bulunabilir. (3.85) ve (3.86) denklemleri Cheung fonksiyonları olarak bilinir (Cheung ve Cheung, 1986)

3.4.5. V. Metot (Bohlin, 1986)

Schottky engel diyotlarına ait düz beslem $I-V$ karakteristiği (3.64) denklemi ile verilir. Burada n idealite faktörü V ise uygulama gerilimini göstermektedir. $\gamma (>n)$ keyfi bir sabit olmak üzere, bu denklemden Norde (1979) benzeri bir seri

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta \ln(I / AR_n^* T^2)} \quad (3.88)$$

fonksiyonu tanımlanabilir. (3.64) ve (3.60) denklemleri birleştirildiğinde,

$$F(V, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V + \phi_{Bn} + \frac{IR}{n} \quad (3.89)$$

elde edilir. İdeal bir diyot için seri direnç sıfır olduğundan, $F(V, \gamma)$ fonksiyonunun eğimi $(n - \gamma)/\gamma n$ olan doğru bir çizgi verecektir. Ancak, seri direncin sıfırdan büyük olduğu durumda (3.89) denklemi

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta[\ln(V / RAR_n^* T^2)]} \quad (3.90)$$

şeklini alacaktır. Gerilimin büyük değerleri için bu fonksiyon eğimi $1/\gamma$ olan bir doğru verecektir. γ 'nın değeri n 'den büyük oldukça, fonksiyon bir minimum değere sahip olacaktır. (3.89) denkleminin gerilime göre türevi alınırsa

$$\frac{dF}{dV} = \frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} + \frac{R}{n} \left(\frac{dI}{dV} \right) \quad (3.91)$$

elde edilir. Denklem (3.46)'dan

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta I}{n} - \frac{\beta R I (dI/dV)}{n} \quad (3.92)$$

yazılır. Böylece,

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta I/n}{\left(1 + \frac{\beta R I}{n}\right)} \quad (3.93)$$

olur. (3.91) ve (3.93) denklemleri birleştirilince

$$\frac{dF}{dV} = \frac{n - \gamma + \beta R I}{\left[\gamma(n + \beta R I)\right]} \quad (3.94)$$

elde edilir. Minimum noktada $dF/dV = 0$ olacağından, bu noktadaki akım değeri

$$I_{\min} = \frac{(\gamma - n)}{(\beta R)} \quad (3.95)$$

şeklinde elde edilir. I_{\min} ve V_{\min} minimum noktadaki akım ve gerilimi göstermek üzere, fonksiyonun minimum noktadaki değeri (3.89) ve (3.95) denklemlerinden

$$F(V_{\min}, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V_{\min} + \phi_{Bn} + \frac{(\gamma - n)}{(\beta n)} \quad (3.96)$$

olarak tanımlanır. Bu denklemden engel yüksekliği ve seri direnç için

$$\phi_{Bn} = F(V_{\min}, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma}\right)V_{\min} - \frac{(\gamma - n)}{(\beta n)}$$

$$R = \frac{(\gamma - n)}{(\beta I_{\min})} \quad (3.97)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklem sistemini çözmek için iki farklı γ değeri kullanılarak engel yüksekliği ve seri direnç için

$$\phi_{Bn} = F(V_{\min 1}, \gamma_1) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma_1}\right)V_{\min 1} - \frac{(\gamma_1 - n)}{(n\beta)} \quad (3.98)$$

$$\phi_{Bn} = F(V_{\min 2}, \gamma_2) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma_2}\right)V_{\min 2} - \frac{(\gamma_2 - n)}{(n\beta)} \quad (3.99)$$

ve

$$R = \frac{(\gamma_1 - n)}{(\beta I_{\min 1})} \quad (3.100)$$

$$R = \frac{(\gamma_2 - n)}{(\beta I_{\min 2})} \quad (3.101)$$

şeklinde ikişer farklı denklem yazılır. Böylece, idealite faktörü (3.98) ve (3.99) ile verilen iki denklemden

$$n = \frac{\left(V_{\min 1} - V_{\min 2} + \frac{\gamma_2}{\beta} - \frac{\gamma_1}{\beta} \right)}{\left[F(V_{\min 2}, \gamma_2) - F(V_{\min 1}, \gamma_1) - \frac{V_{\min 2}}{\gamma_2} + \frac{V_{\min 1}}{\gamma_1} \right]} \quad (3.102)$$

ya da (3.100) ve (3.101) ile verilen diğer iki denklemden

$$n = \frac{(\gamma_1 I_{\min 2} - \gamma_2 I_{\min 1})}{(I_{\min 2} - I_{\min 1})} \quad (3.103)$$

ifadeleri ile bulunur. Daha sonra (3.99-3.102) denklemlerinden engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplanır.

3.4.6. VI. Metot (Lee, Fung, Beling ve Au, 1992)

İdealite faktörü n ve seri direnç R_s değerlerini bulabilmek için Cibils ve Buitrago (1985) tarafından öne sürülen (3.80) fonksiyonunu dikkate alalım. $V > 3kT/e$ değerleri için, Schottky diyotların I - V karakteristiklerini seri direnci de dikkate alarak (3.64) ifadesi ile temsil edebiliriz. Eğer (3.80) denklemi ile verilen fonksiyonda V bağımsız değişkeni yerine I kullanılır ve (3.64) denklemi (3.80)'de yerine yazılırsa $F(I)$ fonksiyonu

$$F(I) = IR_s + \left[\left(\frac{nkT}{e} \right) - V_A \right] \ln I - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln I_0 \quad (3.104)$$

şeklinde elde edilir. Burada V_A değeri V 'den bağımsız olan keyfi bir gerilimdir. Bu denklem daha basit bir biçimde

$$F(I) = aI + b \ln I + c \quad (3.105)$$

olarak yazılabilir. Burada a , b ve c sabitleri

$$a = R_s, \quad b = \frac{nkT}{e} - V_A, \quad \text{ve} \quad c = \frac{nkT}{e} \ln I_s \quad (3.106)$$

ile verilir. Böylece sabit bir sıcaklıkta verilen bir V_A değeri için a , b ve c katsayıları sabit olacaktır. Fonksiyonun minimum noktası için $dF/dI = 0$ olacağından

$$\frac{dF}{dI} = a + \frac{b}{I} \quad (3.107)$$

elde edilir. Böylece, minimum noktada akım değeri

$$I_{\min} = -\frac{b}{a} = \left(\frac{V_A}{R_s} \right) - \left(\frac{nkT}{eR_s} \right) \quad (3.108)$$

olarak bulunur. Bu sonuç Cibils ve Buitrago (1985) tarafından önerilen $F(V)$ - V fonksiyonundan bulunan sonuçla aynıdır.

(3.105) denkleminde en küçük kareler yöntemi uygulanarak a , b ve c katsayıları bulunabilir. Farklı V_A gerilimleri için fonksiyonun minimum noktasına karşı gelen farklı I_{\min} değerleri tespit edildiğinde, (3.108) denkleminde göre $I_{\min} - V_A$ grafiği çizilebilir. Bu grafiğin eğiminden seri direnç R_s ve ara kesim noktasından da idealite faktörü n bulunur.

3.5. Yöntem

Bu kısımda Sn/p-Si Schottky diyotu için akım gerilim karakteristiğinin incelenmesi için oluşturulan kristalin hazırlanması, temizleme süreci ile diyotun oluşturulması, alınan ölçümler ve ölçümlerden alınan verilerden oluşturulan grafikler gösterilecektir.

3.5.1. Kristallerin Hazırlanması ve Temizlenmesi

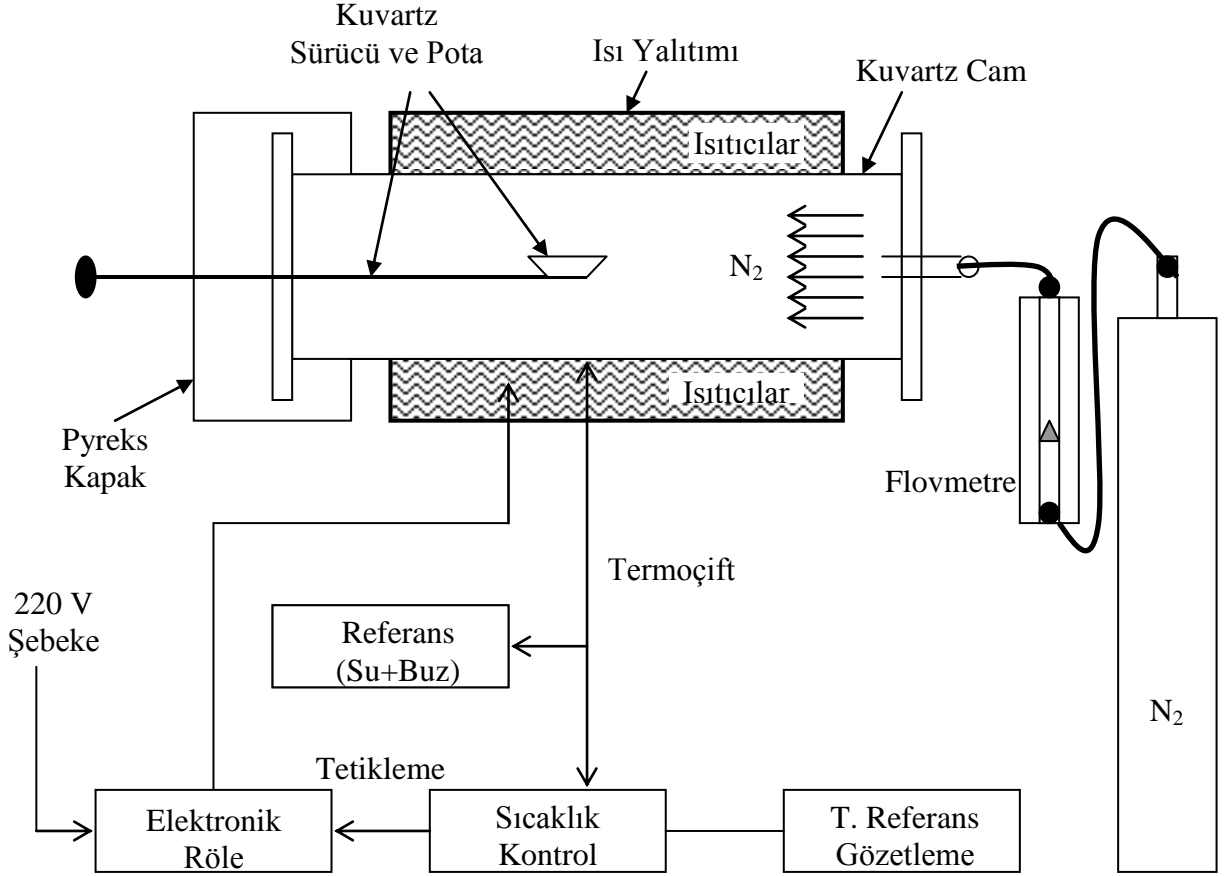
Numune genel olarak bir metal ve bir yarıiletkenin vakum cihazına yerleştirilmesi ve vakum cihazında metalin buharlaştırılarak kontak yapılması şeklinde oluşturulur. Ardından çok yüksek sıcaklıktaki fırında tavlama yapılarak oluşturulan Schottky kontak yapısında bulunan atomların birbirine girmesi sağlanarak yapılan deneyden daha iyi sonuç alınması amaçlanır. Günümüzde fabrikasyon olarak parlatılmış kristaller kullanıldığından mekanik temizleme yapılmamaktadır. Kontaklardan iyi sonuç alınabilmesi için mekanik ve kimyasal temizlemenin çok dikkatli yapılması gerekmektedir. Numune üzerindeki organik ve ağır metal kirliliklerini temizlemek ve yüzeydeki pürüzleri gidermek için kimyasal temizleme yapılır. Bu çalışmada, [100] doğrultusuna sahip, B (Boron) katkılanmış $d_0=300$ μm kalınlığında $\rho=2-5$ $\Omega\text{-cm}$ öz dirençli, önceden parlatılmış *p*-tipi Si (Silisyum) kristali kullanılmıştır. Kullandığımız kristal, aşağıda aşamaları gösterilen ve Şekil 3.11’de görülen laboratuvar ortamında kimyasal temizlemeye tabi tutulmuştur:

1. Asetonda ultrasonik olarak 10 dakika yıkama
2. Metanol’de ultrasonik olarak 10 dakika yıkama
3. Deiyonize su ile iyice yıkama
4. RCA 1 ($H_2O:H_2O_2:NH_3$; 6:1:1)’de $50-60^\circ C$ ’de 10 dakika yıkama
5. Deiyonize su ile iyice yıkama
6. Seyreltilmiş HF ($H_2O:HF$; 10:1) ile 30 sn yıkama
7. 15-20 dakika akan deiyonize su içerisinde kalması
8. Azot gazı ile kurutma

3.5.2. Schottky Diyotun Oluşturulması

Temizleme işlemine tabi tutulan Si hiç vakit kaybettirilmeden kaplama yapılmak üzere Şekil 3.10’da gösterilen vakum cihazına yerleştirildi. Kristalin mat olan yüzeyine omik kontak yapmak üzere HCl asit ($HCl:H_2O$; 1:10) ile yüzeyi temizlenmiş olan % 99.98 saflıktaki Al metali buharlaştırılmak üzere kaplama ünitesinin ısıtıcısına

yerleştirilerek 10^{-6} cmHg (torr) basınçta numunenin tüm yüzeyi kaplanacak şekilde buharlaştırma işlemine tabi tutuldu



Şekil 3.8. Omik kontak yapımında kullanılan tavlama fırını ve kontrol ünitesi (Çetinkara, 2002).

Bu aşama sonunda iki numunenin atomlarının birbirini içine girerek difüze olması ve omik kontak oluşturabilmek için kristal, kimyasal olarak temizleme işlemine tabi tutulmuş quartz pota içerisine yerleştirilerek tavlama fırınında $580^{\circ}C$ 'de 3 dakika tavlandı. Bu işlem için kullanılan tavlama fırını ve kontrol ünitesi şematik olarak Şekil 3.8'de gösterildi. Kullanılan N₂, O₂, Ar akış kontrollü tavlama fırını Şekil 3.9'da gösterildi. Böylece numuneye omik kontak yapılmış oldu.



Şekil 3.9. N₂,O₂,Ar akış kontrollü tavlama fırını

Omik yapılan numune 5x5 mm²'lik sekiz parçaya bölündü ve bu sekiz parça belli periyotlarda (hemen, bir gün, beş gün, on gün, onbeş gün, otuz gün, kırkbeş gün ve altmış gün) diyet yapılacak şekilde ayrıldı. İlk parçaya kalay metali buharlaştırılarak hemen doğrultucu kontağı yapıldı (SnD1). Doğrultucu kontak için; kaplama ünitesinin ısıtıcısına seyreltilmiş HCl asit (HCl:H₂O;1:10) içerisinde yüzeyi temizlenmiş % 99.98 saflıkta Sn metali yerleştirildi. Numunenin parlak yüzeyine 10⁻⁶ torr basınçta çapı 1 mm olan maskeler kullanılarak Sn metali Şekil 3.10'da görülen ince film kaplama cihazı içerisine yerleştirilerek buharlaştırıldı. Bu işlem yapılırken numunenin ısınmaması için gereken özen gösterildi. Kontakın doğrultucu özelliğe sahip olabilmesi için bu önemlidir. Diyetün etkin alanı doğrultucu kontak yüzüdür. Bu işlemler bittikten sonra Al/*p*-Si/Sn, metal (omik)/*p*-tipi yarıiletken/metal (doğrultucu) Schottky diyeti elde edilmiş oldu. Doğrultucu kontak işlemleri, laboratuvar ortamında temiz havada bir gün bekletilmiş olan ikinci numuneye (SnD2), beş gün bekletilmiş olan üçüncü numuneye

(SnD3), on gün bekletilmiş olan dördüncü numuneye (SnD4), onbeş gün bekletilmiş olan beşinci numuneye (SnD5), otuz gün bekletilmiş olan altıncı numuneye (SnD6), kırkbeş gün bekletilmiş olan yedinci numuneye (SnD7) ve altmış gün bekletilmiş olan sekizinci numuneye (SnD8) aynen uygulandı. Böylece sekiz numune hazır hale getirilmiş oldu.

Hazırlanan numunelerin akım-gerilim (I-V) ve 1 MHz ile 1 kHz kapasite-gerilim (C-V) ölçümleri alındı. I-V ölçümleri için KEITLEY 6487 Pikoampermetre/Gerilim Kaynağı cihazı kullanıldı. C-V ölçümleri için Hewlett Packard firmasına ait 4192A 5 Hz-13 MHz LF İmpedans Analizör cihazı kullanıldı.



Şekil 3.10. İnce film kaplama cihazı

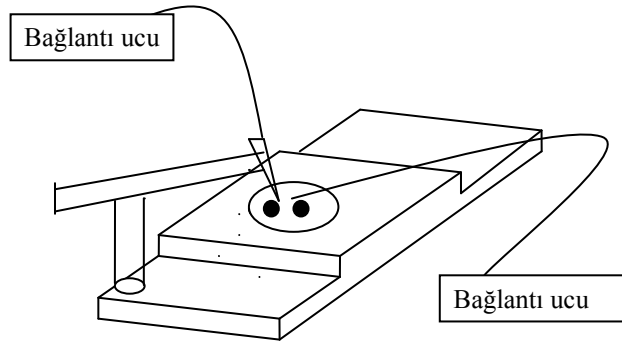


Şekil 3.11. Numunenin hazırlandığı temiz oda.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Akım-Gerilim (I-V) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Diyot ile ilgili ölçüleri alabilmek için numune tutucu kullanıldı. Numuneler Şekil 4.1'de şematik olarak gösterilen tutucuya omik tarafı tutucu üzerine gelecek şekilde ve sivri uç doğrultucu kantağa değecek şekilde yerleştirildi.



Şekil 4.1. Numune tutucu

Özdirenci $\rho=2-5 \Omega\text{-cm}$ olan p -tipi silisyum kristali için, hareketlilik (mobilité) $\mu_p=480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'dir (Neaman, 1992). $T=300 \text{ K}$ oda sıcaklığında değerlik (valans) bandındaki durum yoğunluğu $N_v=1.82 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür (Mönch, 1995). Bu değerleri N_A alıcı (akseptör) yoğunluğu ve E_F Fermi enerji seviyesini bulmak için kullanırsak (Chattopady, 1992);

$$N_A = N_v \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \quad (4.1)$$

ve

$$N_A = \frac{1}{e\rho\mu_p} \quad (4.2)$$

denklemlerinden $N_A=6.51 \times 10^{15} - 2.60 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak ve $E_F=0.203-0.227 \text{ eV}$ olarak bulunur. Alıcı (akseptör) yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesi kullanılan yarıiletkenin özelliklerini belirleyen parametrelerdir.

3. Bölüm'de verilen temel akım denklemi (3.20)'ye ideal olmayan durumlar için boyutsuz n idealite faktörü ilave edilirse toplam akım;

$$I = I_o e^{\left(\frac{eV}{nkT} - 1\right)} \quad (4.3)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $eV \gg 3kT$ olması durumunda 1 ihmal edilebileceğinden,

$$I = I_o e^{\left(\frac{eV}{nkT}\right)} \quad (4.4)$$

şekline dönüşür. Buradan logarıtmaya geçilir, V 'ye göre türev alınır ve n idealite faktörü çekilirse;

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.5)$$

elde edilir. Numunelere doğrultucu kontakları yapıldıktan sonra oluşturulan Schottky diyotların ölçüleriyle çizilen Şekil 4.2'den alınan I-V eğrilerinin yardımıyla doğru beslem karakteristiklerinin doğru kısmının eğiminden n , idealite faktörleri bulundu. Çizilen grafikten alınan eğrilerden bulunan n değerleri Çizelge 4.1'de verildi. Burada $T=300 \text{ K}$ alınmıştır. Doyma akım yoğunluğu,

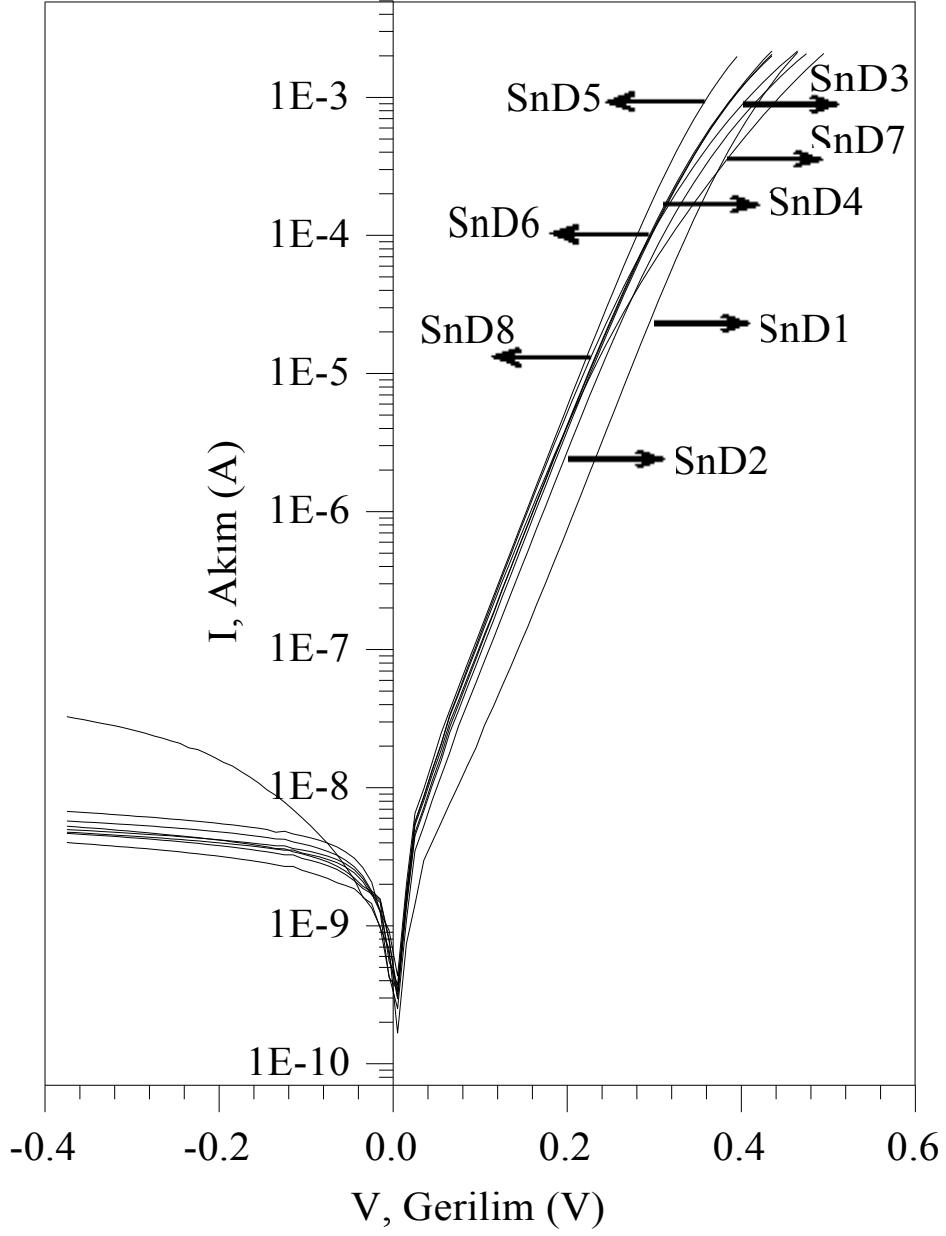
$$I_0 = AR_n^* T^2 e^{\left(\frac{-e\Phi_{Bn}}{kT}\right)} \quad (4.6)$$

ile verilir. Buradan,

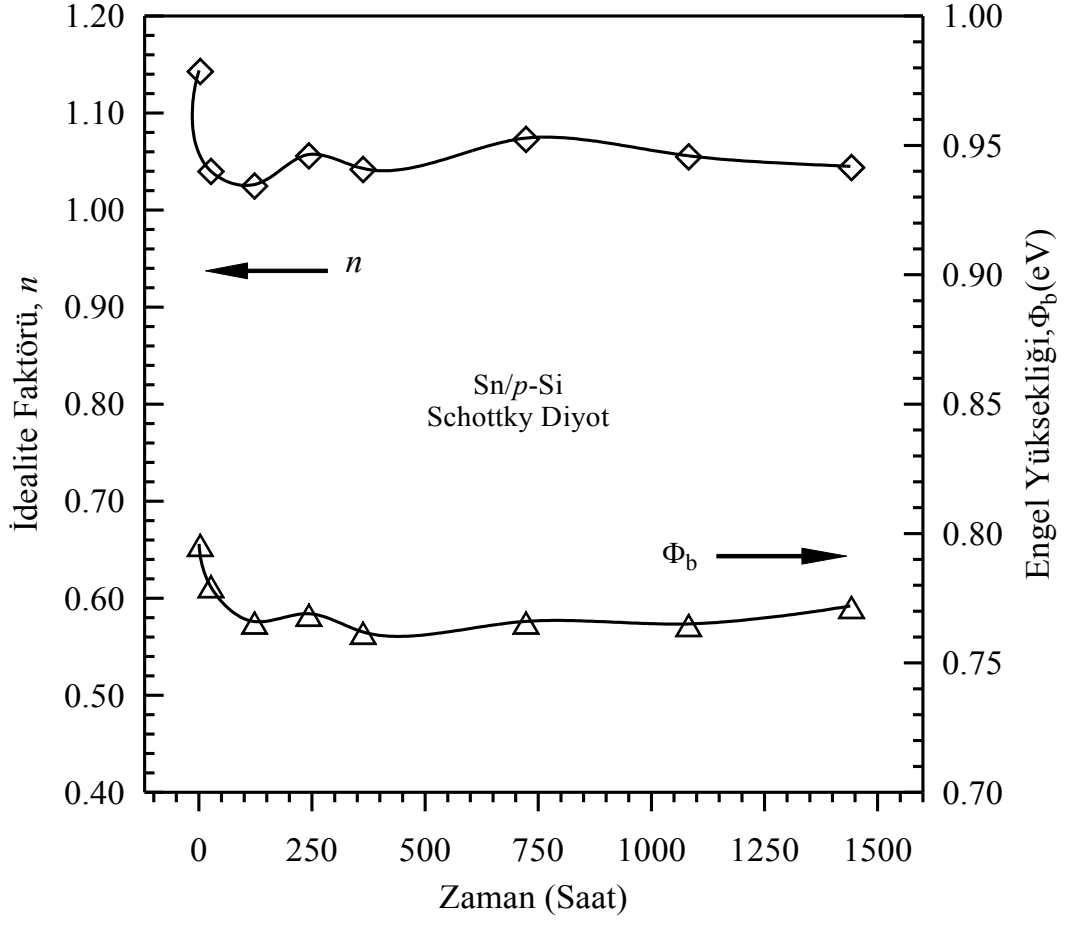
$$e\Phi_{Bn} = kT \ln \left(\frac{AR_n^* T^2}{I_0} \right) \quad (4.7)$$

elde edilir. Grafiklerin doğru beslem I_0 değerleri bulunup bu ifadede yerine yazılarak etkin potansiyel engeli yükseklikleri hesaplandı. Hesaplanan bu değerler Çizelge 4.1'de gösterilip zamana bağlı I-V karakteristiklerinin doğru beslem I_0 değerleri yardımıyla hesaplanan etkin potansiyel engeli yükseklikleri hesaplandı. Burada R_n^* Richardson sabiti olup p -tipi silisyum için $R_n^* = 32 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ 'dir (Werner, 1994). Diyotun etkin alanı ise $A = 7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$.

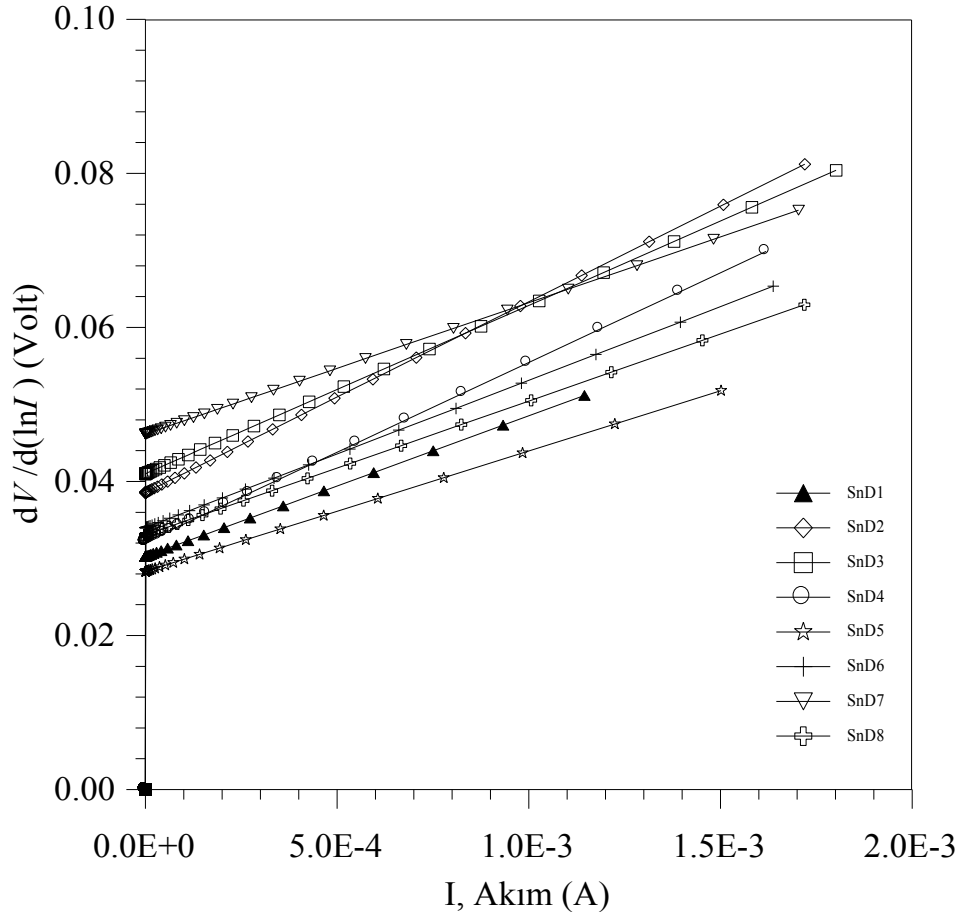
Ayrıca 3. Bölümde teorileri verilen seri direnç hesaplama metotlarından numunenin seri direnci 100Ω 'un altında olduğu için VI. Metot olan Cheung-Cheung metodu kullanıldı. Bu metot hem düşük hem yüksek seri dirençlerde iyi sonuçlar verdiği için tercih edildi. Cheung fonksiyonları olarak bilinen (3.85) ve (3.86) denklemlerinin grafiklerinin çizimi için Şekil 4.2'de verilen $\ln I$ -V grafiklerinin büyük gerilimlere karşılık gelen eğri (lineer olmayan) kısmı yardımıyla her bir veriden geçen teğetin eğiminden $dV/d(\ln I)$ hesaplanarak $dV/d(\ln I)$ -I grafikleri çizildi (Şekil 4.3). Bu grafiklerden $dV/d(\ln I) = (nkT/e) + IR_s$ denklemine göre $I=0$ için doğrunun düşey eksenini kestiği noktanın değeri kT/e değerine bölünerek n idealite faktörleri bulundu.



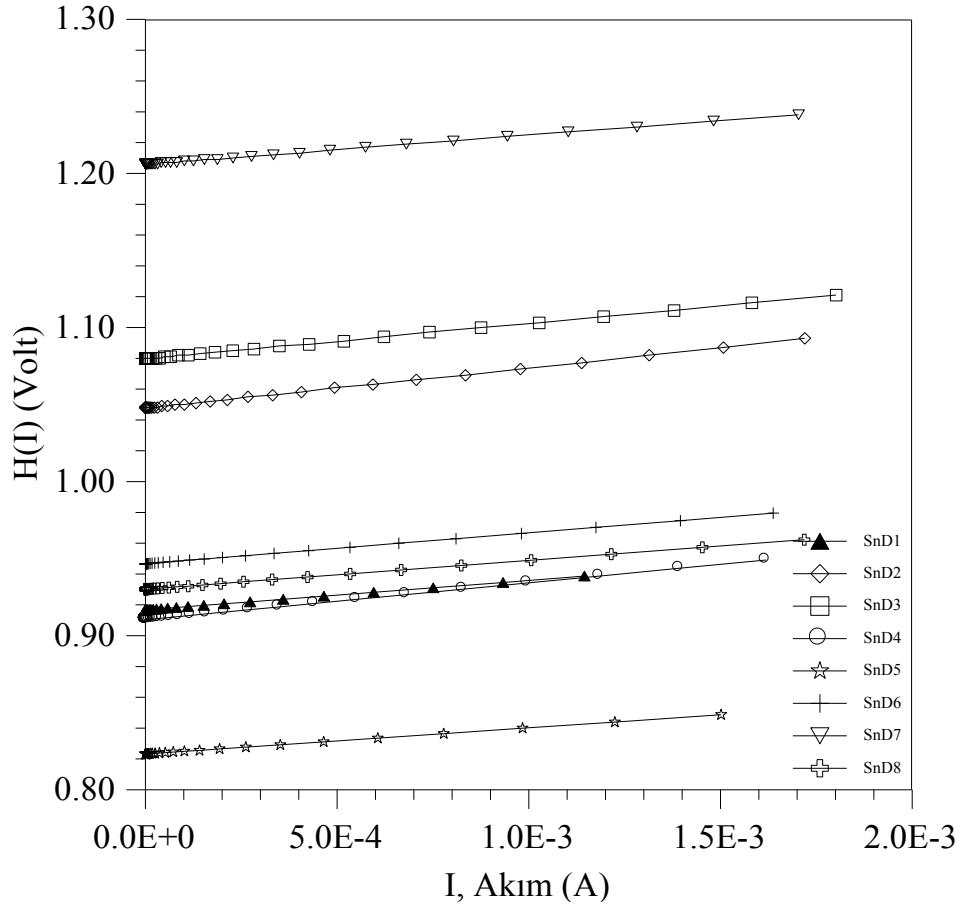
Şekil 4.2. Bütün numunelerin doğrultucusu yapıldıktan sonraki I-V grafiği.



Şekil 4.3. Numunelerin engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi.



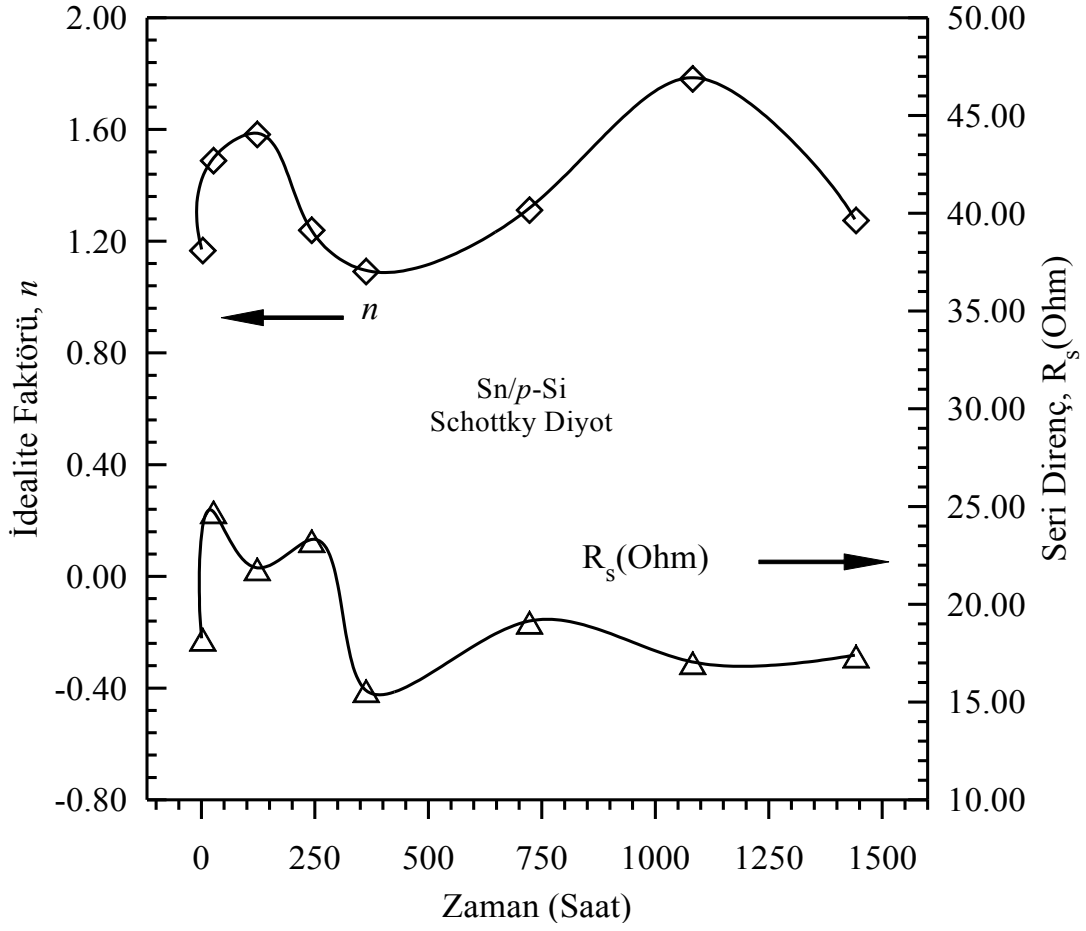
Şekil 4.4. Tüm numunelerin Cheung fonksiyonları yardımıyla çizilen $dV/d(\ln I) - I$ grafiği.



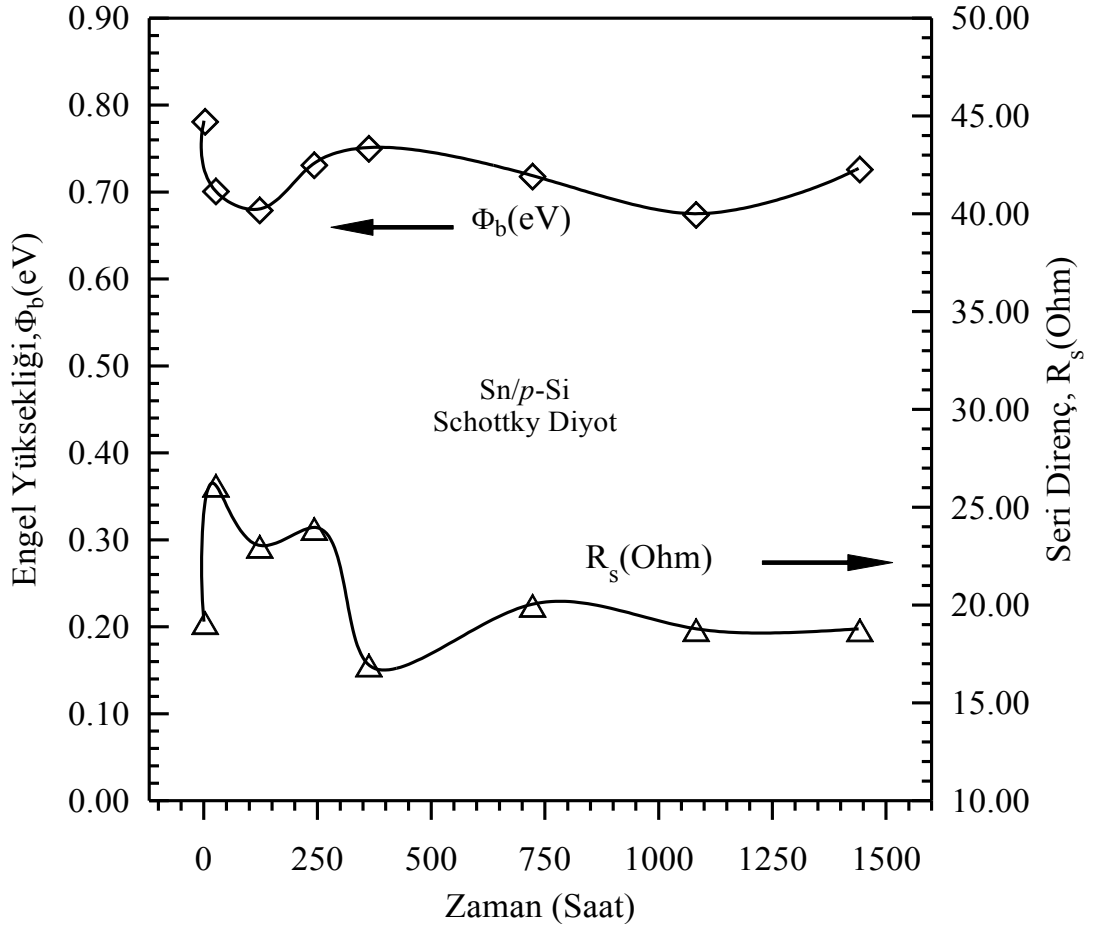
Şekil 4.5. Tüm numunelerin Cheung Fonksiyonları yardımıyla çizilen H(I)-I grafiği.

Çizelge 4.1. Numunelere ait hesaplanan parametreler

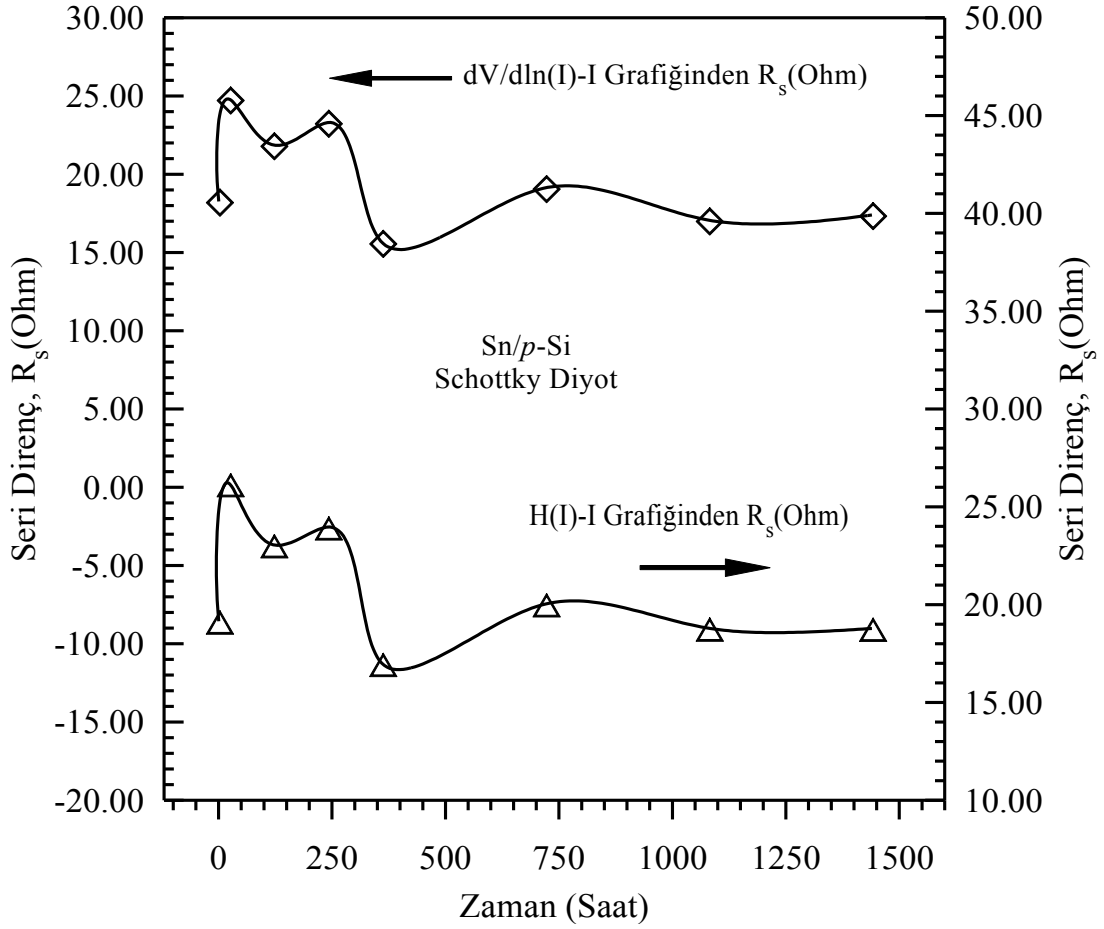
Numuneler	I-V		dV/d(lnI)-I		H(I)-I	
	n	Φ_{Bn} (eV)	n	R_S (Ohm)	Φ_{Bn} (eV)	R_S (Ohm)
SnD1	1.144	0.796	1.170	18.253	0.782	19.150
SnD2	1.041	0.780	1.492	24.776	0.702	26.166
SnD3	1.026	0.766	1.586	21.856	0.680	23.045
SnD4	1.057	0.769	1.243	23.299	0.732	23.959
SnD5	1.043	0.762	1.095	15.624	0.751	16.977
SnD6	1.074	0.766	1.315	19.121	0.719	20.024
SnD7	1.056	0.765	1.785	17.053	0.675	18.788
SnD8	1.045	0.772	1.278	17.392	0.727	18.780



Şekil 4.6. Cheung metodu kullanılarak hesaplanan R_s (Seri Direnç) ve n (idealite faktörü)'nün havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi.



Şekil 4.7. Cheung metodu kullanılarak hesaplanan R_s (seri direnç) ve Φ_b engel yüksekliğinin havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi



Şekil 4.8. $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I) - I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak değişimi

4.2. Kapasite-Gerilim (C-V) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Numunelerin ters beslem C-V ölçümleri -2 V ile 0.2 V aralığında $f=1$ MHz'de alındı. Doğru beslem C-V ölçümleri ise 0 V ile 0.8 V aralığında, $f=1$ kHz ile $f=1$ MHz'de alındı. Bütün numunelerin doğrultucuları yapıldıktan hemen sonra alınan ters beslem C-V ölçümleri yardımıyla çizilen C^{-2} -V grafikleri Şekil 4.6'da verilmiştir. Denklem(3.34) tekrar hatırlanırsa;

$$C^{-2} = 2(V_d - V) / q\epsilon_s N_A \quad (4.8)$$

Bu eşitlikte V_d , difüzyon potansiyeli, q , elektronun yükü, ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik geçirgenliği ve N_A , alıcı atomların yoğunluğudur. C^{-2} -V grafiği çizilirse bu grafik bir

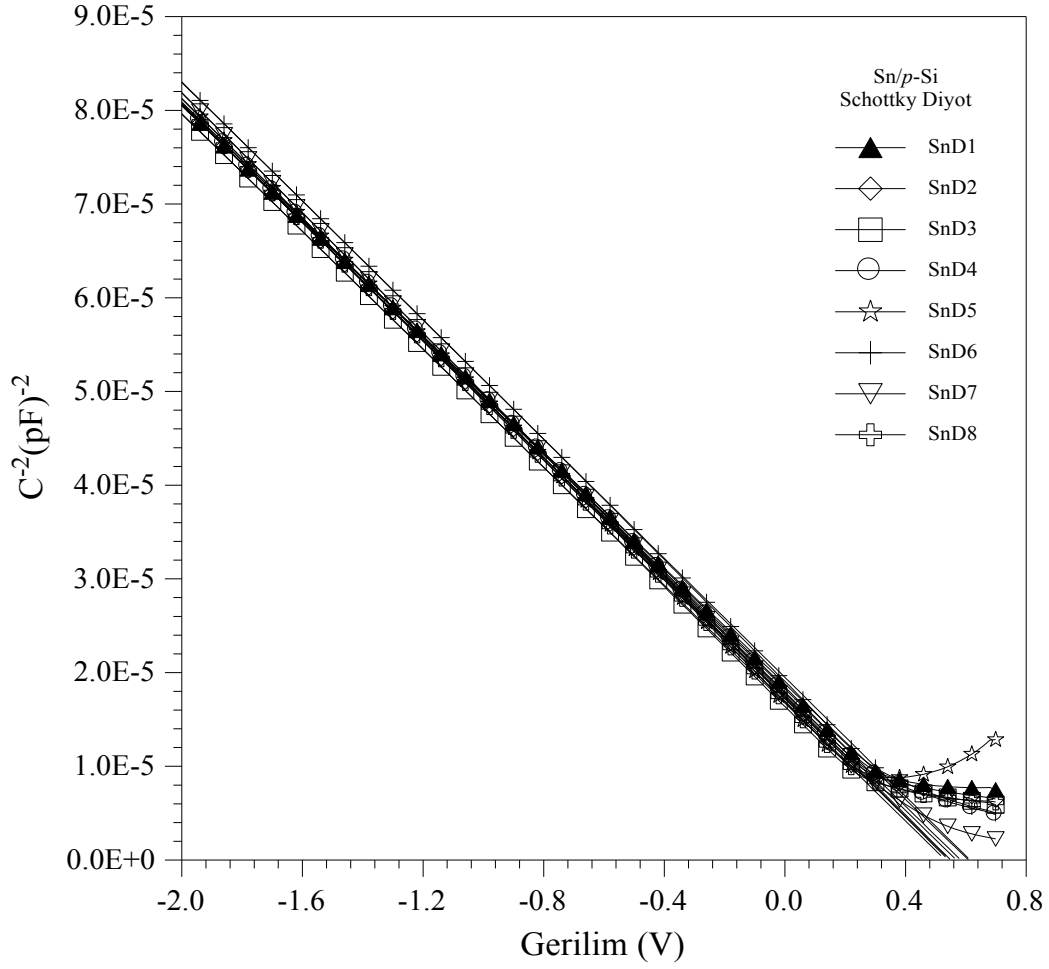
doğru verecektir. Bu doğrunun yatay eksenini kestiği noktadan difüzyon potansiyeli elde edilir. C-V karakteristiklerinden engel yüksekliği;

$$\Phi_{Bp} = (c_2 V_o + V_p) \quad (4.9)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (4.8)'in V'ye göre diferansiyeli alınır;

$$N_A = \frac{2}{q\epsilon_s A^2} \frac{dV}{d(C^{-2})} \quad (4.10)$$

elde edilir. C^{-2} -V grafiğinin eğiminden $dV/d(C^{-2})$ ifadesi bulunacağından, denklemde yerine yazılırsa N_A , alıcı yük yoğunluğu hesap edildi. Kontakta sonra alınan ters beslem alınan C-V grafiğinden engel yüksekliği, N_A (alıcı yük yoğunluğu) ve V_d (difüzyon potansiyeli) hesap edilerek Çizelge 4.2'de yerine yazıldı.



Şekil 4.9. Tüm numunelerin doğrultucu yapıldıktan sonra 1 MHz'de ölçülen C^{-2} -V grafiği

Çizelge 4.2. Tüm numunelerin doğrultucu yapıldıktan sonra 1 MHz'de ölçülen C^{-2} -V grafiklerinden hesaplanan parametreler

Numuneler	V_{d0} (V)	N_A (m^{-3})	V_p (V)	Φ_{bp} (eV)
SnD1	0.609	6.29×10^{21}	0.205	0.814
SnD2	0.568	6.19×10^{21}	0.205	0.773
SnD3	0.532	6.17×10^{21}	0.205	0.737
SnD4	0.583	6.20×10^{21}	0.205	0.788
SnD5	0.542	6.07×10^{21}	0.206	0.748
SnD6	0.614	6.11×10^{21}	0.206	0.820
SnD7	0.549	6.04×10^{21}	0.206	0.755
SnD8	0.547	6.13×10^{21}	0.206	0.753

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, Schottky diyotları oluşturabilmek için, [100] doğrultusuna sahip, Boron katkılı $d_0=300 \mu\text{m}$ kalınlığında $\rho=2-5 \Omega\text{-cm}$ öz dirençli, önceden parlatılmış p -tipi Si (Silisyum) kristali kullanılmıştır. Silisyum kristaline vakum cihazında ısısal buharlaştırma ile Alüminyum metali buharlaştırıldı ve tavlama yapılarak omik kontak oluşturuldu. Ardından numune sekiz eşit parçaya ayrılarak ilk numuneye hemen diğer numunelere ise sırayla, bir gün, beş gün, on gün, onbeş gün, otuz gün, kırkbeş gün, ve altmış gün sürelerle Sn (Kalay) metali buharlaştırılarak doğrultucu kontak yapıldı. Böylece farklı zamanlarda temiz oda havasına maruz kalmış sekiz farklı Schottky diyotu oluşturulmuş oldu. Oluşturulan diyotların elektriksel karakteristikleri incelenmek üzere -1V ile $+1\text{V}$ gerilim aralığında ters ve düz beslem I-V (akım-gerilim) ölçümleri alındı. SnD1 ve diğer numunelerin üretiminden hemen sonraki diyot parametrelerinin deneysel değerleri Şekil 4.6'da ve Çizelge 4.1'de verilmiştir. SnD1 numunesi için elde edilen 0.796 eV 'luk Φ_b engel yüksekliği değeri Aydın ve ark. (2007) analizleri ile uyumlu çıkmıştır.

Oluşturulan diyotların oda sıcaklığında temiz havaya maruz kalma zamanının bir fonksiyonu olarak I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin çizimi Şekil 4.2'de gösterilmiş olup, grafikten elde edilen değerlerden hesaplanan engel yüksekliği ve n idealite değerleri sırasıyla SnD1 (0.796)-(1.144), SnD2 (0.780)-(1.041), SnD3 (0.766)-(1.026), SnD4 (0.769)-(1.057), SnD5 (0.762)-(1.043), SnD6 (0.766)-(1.074), SnD7 (0.765-1.056) ve SnD8 (0.772 eV)-(1.045) çıkmıştır. Alınan değerlerden de görüleceği üzere kontrol numunesi olan SnD1 numunesinin engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri diğer numunelere göre daha büyük çıkmıştır. Havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak üçüncü, dördüncü, beşinci, altıncı ve yedinci numunelerin engel yüksekliği değerleri birbirine çok yakın değerler vermiştir. İlk numune hariç diğer tüm numunelerin idealite faktörü değerleri ilk oluşturulan numune olan SnD1 numunesinin idealite faktörü değerinden küçüktür ve ideale daha yakındır. Bu gösteriyor ki çok ince ara yüzey oksit tabakalı kontaklar, bazen temiz ara yüzeylerden daha iyi idealite faktörüne sahip olabilirler. Engel yüksekliği değerleri on günden kırkbeş güne kadar artan havaya maruz kalma zamanıyla hemen

hemen değişmeden kalmaktadırlar. Bu yüzden, on günden sonra ölçülen Φ_b ve n değerleri oksit tabaka kalınlığının belli bir doyum noktasına ulaştığını gösterir.

Yeterli büyüklükteki gerilimlerde doğru beslem I-V grafiklerinin aşığı doğru bükülen eğri bölgesi; Schottky diyotlarındaki nötr bölgenin seri direnç etkisinin dışında, yarıiletkenle dengelenen ara yüzey durumlarının varlığına bağlanır. Aşığı doğru bükülen eğri bölgede n idealite faktörü, daha çok arayüzey durumları ve seri dirençle kontrol edildiği, Cheung ve ark. (1986), Werner ve ark. (1994) ve Türüt ve ark. (1992) analizleri ile tanımlanmıştır. Şekil 4.2'den alınan değerlerle ve Cheung fonksiyonlarıyla Şekil 4.4 ve Şekil 4.5 grafikleri çizilmiş bu grafiklerden alınan değerlerle numunelerin R_s (seri direnç) değerleri hesaplanmıştır. Cheung fonksiyonları yardımıyla çizilen grafiklerin yardımıyla engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri yeniden hesap edildi. Bu değerlerin ilk yapılan I-V karakteristiğinden alınan idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinden büyük değerler vermesi ise metal ile yarıiletken arasındaki ara yüzey tabaka kalınlığının sonucu olarak açıklanabilir. Ara yüzey durumları külçe seri direnci ve bu etkilere ek olarak bütün bunların hepsi tarafından dolaylı olarak etkilenmesinin yanı sıra engel yüksekliğinin homojen olmaması da bir başka etkendir. Üstelik engel yüksekliği, ara yüzey durumları ile uygulanan gerilimin bir sonucu olarak ara yüzey tabaka kalınlığı boyunca potansiyel değişiminden kaynaklanan beslemeye bağımlıdır.

Cheung fonksiyonları yardımıyla elde edilen sonuçlara göre Şekil 4.6 ve Şekil 4.7'de çizilen n (idealite faktörü) ve R_s (seri direncin), havaya maruz kalma zamanına bağlı değişim grafiğinde; numunelerden SnD4, SnD5, SnD6, SnD7 ve SnD8 için birbirlerine yakın sonuçlar verdiği görülmektedir. Numunelerin Cheung'in iki fonksiyonu yardımıyla elde edilen R_s (seri direnç) değerleri Şekil 4.8'de gösterilmiştir. Bu grafikten görüleceği üzere iki faklı fonksiyonla elde edilen R_s değerleri birbiriyle uyum içindedir.

Engel yükseklikleri C-V karakteristiklerinden Şekil 4.9 grafiği elde edilmiştir. Grafikten elde edilen hesaplamalarla numunelerin engel yüksekliği değerleri sırasıyla 0.814, 0.773, 0.737, 0.778, 0.748, 0.820, 0.755 ve 0.753 eV olarak bulundu ve Çizelge 4.2'de gösterildi. Alınan bu değerlerle, I-V karakteristiğinden elde edilen değerler birbirine yakın olduğu görülmüştür. Doğal oksit tabakalı numunelerin engel yüksekliği değerleri SnD1 (0.79 eV) numunesine göre azalma göstermiştir. Engel yüksekliği

değerleri on günden altmış güne kadar artan temiz oda havasına maruz kalma zamanıyla değişmeden kalmaktadır. İdealite faktörü değerleri ise havaya maruz kalma zamanına bağlı olarak SnD1 (1.144) numunesinin değerinden farklı olarak azalma göstermiş ve idealde olduğu varsayılan (1.000) değerine yakın değerler vermiştir.

Bu tez çalışmasında havaya maruz bırakılmış diyotların elektriksel karakteristiklerine doğal oksit tabakasının etkisi I-V ve C-V ölçümleri alınarak incelendi. Bu çalışmada kullanılan materyallere ilave olarak farklı tür malzeme yapılarına doğal oksit tabakasının etkisi incelenebilir. Farklı materyaller için doğal oksit tabakasının etkisiyle birlikte farklı sıcaklık değerleri arasında ölçümler alınarak hem oksit tabakasının etkisi hem de sıcaklık etkisi beraber değerlendirilebilir.

KAYNAKLAR

- Akkılıç, K., Kılıçoğlu, T. ve Türüt, A., 2003. **Linear correlation between barrier heights and ideality factors of Sn/nSi Schottky diodes with and without the interfacial native oxide layer.** *Appl. Phys.*, 337: 388-393
- Anonim., 2009. **Endüstriyel elektronik devreleri kullanım alanları.** www.baybul.com/diger-elektronik-konulari.
- Anonymous, 2009. **Thermionic emission.** www.wikipedia.com.
- Anonymous, 2009. **Metal-semiconductor junction.** www.wikipedia.com.
- Archer, R.J., Atalla, M.M., 1963. **Metal contacts on cleaved silicon surface.** *Am. NY Acad Sci.*, 101, 697, 81963
- Aydın, M.E., Güllü, Ö. ve Yıldırım, N., 2007. **Temperature dependence of current-Voltage characteristics of Sn/p-Si Schottky contacts.** *Physica B.*, 403: 137-138
- Angermann, H., Dittrich, T., and H. Flietner, 1994. **Investigation of Native oxide growth on HF-treated Si (111) surfaces measuring the surface state distribution.** *Appl. Phys. A*, 59, 193-197
- Bardeen, J., 1947. *Phys. Rev.*, 717
- Bethe, H.A., 1942. **Theory of The Boundray Layer of Crystal Rectifiers**, p. 12-43, Mass. Inst. Techol. Radiat. Lab. Rep.
- Bohlin, K.H., 1986. **Generalized Norde plot including determination of the ideality factor.** *J. Appl.*, 3, 60: 1223
- Boyarbay, B., Çetin, H., Kaya, M. ve Ayyıldız E., 2008. **Correlations between barrier heights and ideality factors of Hi-terminated Sn/p-Si(100) Schottky barrier diodes.** *Micro Electronic engineering*, 85:721-726.
- Braun, K.F., 1874. **Physical Chemistry**, 153: 556
- Buget U. And Wright G.T ,1967. **Space –Charge-Limited Current in Silicon, Solid-State Elect.**,10,199
- Card, H.C. and Rhoderick, E.H., 1971. **Studies of Tunnel MOS Diodes I.Interface Effects in silicon Schottky Diodes.** *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4, 1589.
- Chattopadhyay, P., Raychaudhuri, B., 1993. **Origion of the Anomalous peak in the forward capacitance.** *Solid State Electron.* 36:605.
- Crowell, C.R, Sarace, J.C., ve Sze, S.M., 1965. **Trans layer prepared by thermal oxidation.** *Metal. Soc. Aıme*, 233: 478 . *Physica B.* 364: 133-141
- Cheung, S.K. ve Cheung, N.W., 1986. **Extraction of Schottky diyode parameters from I-V characteristics.** *Appl. Phys. Lett.* 2, 49: 85
- Cibils, R.M. ve Buitrago, R.H.,1985. **Forward I-V Plot For Nonideal Schottky diodes with hight Series Resistance.** *J. Apply. Phys.*, 58:1075-1077
- Çetinkara H.A., 1996. **Epitaksiyel- Silisyumdan yapılan Au/n-Si Schottky diyotlarına havaya maruz bırakılma süresinin ve yaşlanmanın etkileri.** Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniv., Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri.
- Çetinkara, H.A., Sağlam, M., Türüt, A., Yalçın, N., (1999). **The effects of the time-dependent and exposure time to air on Au/epilayer p-Si Schottky diodes.** *Eur Phys.J.AP* 6: 89-94.
- Çetinkara, H.A., 2002. **Doğal Oksitli Yarıiletkenlerden Yapılan Schottky Diyotların Farklı Metotlarla İncelenmesi ve Karakteristik Parametrelerinin Belirlenmesi.** Doktora Tezi, Kırıkkale Üniversitesi. 114 s, Kırıkkale

- Çetinkara, H.A, Türüt, A., Zengin, D.M., Erel, Ş., 2003. **The energy distribution of the interface state density of Pb/p-Si Schottky contacts exposed to clean room air.** Applied Surface Science 207:190-199
- Çetin, H., Şahin, B., Ayyıldız E. ve Türüt, A., 2005. **Ti/p-Si Schottky barrier diodes with Interfacial layer prepared by thermal oxidation.** Physica B.364:133-141.
- Dittrich, T., Angermann H., Flietner, H., 1994. **Investigate of native-oxide growth on HF-treated Si(111) surface by measuring the surface-state distribution.** Applied Physics A., 59:193-194.
- Gupta, R.K., Ghosh, K. And Kahol P.K., 2008. **Fabrication and electrical characterization of Au/p-Si/STO/Au contact.** Current Applied Physics.
- Güler, G., Karataş, Ş. ve Bakkaloğlu, Ö.F., 2009. **Annealing temperature effect on electrical characteristics of Co/p-type Si Schottky barrier diodes.** Physica B: 8-11
- Horvath, Zs, J., 1988. **Evaluation of the Interface States Energy Distribution from Schottky I-V characteristics.** J. Appl. Phys., 63(3), 976.
- Horvath, Z.J., M. Adam, M., I. Szabo, I., M. Serenyi, M., V. Van Tuyen, V. Van. 2002. **Effect of discoloration in relaxed MBE SiGe layers on the electrical behavior of Si/SiGe heterostructures.** Appl. Surf. Sci., 190, 441.
- Ikoma, H., Madea, K., 1991. **Analysis of Si Schottky barrier characteristics based on a new interfacial layer model.** J.J. Apply Physics, 30:19-26.
- Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A. ve Özmen, A., 2003. **Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/P-Si (100) Schottky contacts.** Applied Surface Science, 217:250-260.
- Karataş, Ş., 2005. **Comparison of electrical parameters of Zn/p-Si and Sn/p-Si Schottky barrier diodes.** Solid State Communications, 135:500-504.
- Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A. ve Çakar M., 2006. **Electrical transport characteristics of Sn/p-Si Schottky contacts revealed from I-V-T and C-V-T measurements.** Physica B., 392:43-50.
- Karataş, Ş., Çakar, M., 2009. **Temperature dependence of the interface states of the Sn/Rhodamine-101/p-Si Schottky structure.** Synthetic Metals, 159: 347-351.
- Kılıçoğlu, T. ve Asubay, S., 2005. **The effect of native oxide layer on some electronic parameters of Au/n-Si/Au-Sb Schottky barrier diodes.** Physica B., 368:58-63
- Kotaswara P.R., Reddy V.R., 2008. **Effect of annealing temperature on electrical and structural properties of transparent indium tin oxide electrode on n-type GaN.** Materials Chemistry and Physics, 114: 821-826.
- Lien, C.D., So, F.C.T., ve Nicolet M.A., 1984. **Carrier transport across the β -FeSi₂/Si heterojunction.** IEEE, trans-electron devices, 31: 1502
- Lee, T.C., Fung, S., Beling, C.D. ve Au, H.L., 1992. **Reverse I-V characteristics of Au/semi insulating InP (100).** J. Appl. Phys. 72: 4739
- Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M. and Ohwada, M. J., 1990. **Growth of native oxide silicon surface.** Appl. Phys., 68(3), 1272.
- Mönch, W., 1995. **Semiconductor Surfaces and Interfaces 2nd Edn.,** p.400, Springer-Verlag, Berlin.
- Neamen, D.A., 1992. **Semiconductor Physics and Devices,** p.159, Irwin, Boston.
- Norde, H. A., 1979. **J. Appl. Phys.,** 50: 5052

- Rhoderick, E.H. ve Williams, R.H., 1988. **Metal-semiconductor contacts**. Clarendon Pres., 4:14, Oxford
- Osvald, J., Horvath, Z.J., 2004. **Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer**. Apply Surface Science, 234: 349-354
- Osvald, J., (2008) **Temperature dependence of barrier height parameters of inhomogeneous Schottky diodes**. Microelectronic Engineering, 86: 117-120.
- Ocak, Y.S., Kulakçı, M., Kılıçoğlu T., Turan, R., Akkılıç, K., 2009. **Current-Voltage characteristics of a Sn/Methylene Blue/p-Si Schottky diode**. Synthetic Metals, 159:1603-1607.
- Rhoderick, E.H. ve Williams, R.H., 1988. **Metal-semiconductor contacts**, Clarendon Pres., 4:14, Oxford
- Schottky, W. 1938. **Metal contacts on α -GaN**. Naturwiss, 26, 843.
- Siad, M., Keffous, A., Mamma, S., Belkacem, Y. ve Menari, H., 2004. **Correlation between series resistance and parameters of Al/n-Si and Al/p-Si Schottky barrier diodes**. Applied Surface Science, 236.1-4.
- Sze, S.M., Cowley A.M., 1965. **Photoelectric determination of the image force dielectric constant for hot electrons in Schottky barriers**. Solid-State Electronics, 9 :1035.
- Werner, J. H. and Rau, U., 1994. Springer Series in Electronics and Photonics. Vol, 32, Edited By J.F. Luy and P. Russer, Springer, Berlin.
- 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.
- Ziel, A., 1968. **Solid State Physical Electronics**, 7, 136-144, Prentice-Hall, Inc., New Jersey.

TEŞEKKÜR

Bu yüksek lisans tezi, Mustafa Kemal Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Yrd.Doç.Dr. H. Ali ÇETİNKARA danışmanlığında yapılmıştır. Çalışmalarında bana yol gösteren, bilgi ve deneyimini benden esirgemeyen sayın hocam Yrd.Doç.Dr. H.Ali ÇETİNKARA'ya minnetlerimi sunarım. Yüksek lisans öğrenimim boyunca bende büyük emekleri olan sayın hocam Prof. Dr. Hüsnü Salih GÜDER'e ayrıca teşekkür ederim.

Deney aşamasında sabırla değerli zamanlarını bana ayıran Arş.Gör. Süleyman KAHRAMAN'a ders aşamasında ve tez yazımı sırasında manevi desteğini esirgemeyen Ünzile ULUTAŞ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Son olarak, Mustafa Kemal Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Elemanlarına da teşekkürlerimi sunarım.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Iğdır'da doğdu. İlk öğrenimini Kurtuluş İlköğretim Okulu, orta ve lise Öğrenimini M.E.V Iğdır Anadolu Lisesinde tamamladı. 2000 yılında Yıldız Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümüne yerleşti ve 2005 yılında fizik öğrenimini tamamlayarak mezun oldu.

Eylül 2006'da Mustafa Kemal Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim dalında yüksek lisans öğrenimine başladı ve aynı yılın Aralık ayında Gümrük Müsteşarlığına bağlı İskenderun Gümrük ve Muhafaza Başmüdürlüğüne memur olarak atandı.

Halen Gümrük Müsteşarlığında memur olarak görev yapmakta olup, evli ve bir çocuk annesidir.