

T.C.  
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

**METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARDA KAPASİTENİN ARAYÜZEY  
HALLERİNE BAĞLI İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Hikmet BOZKURT  
Danışman: Doç.Dr.Cabir TEMİRCİ

VAN – 2009

## KABUL VE ONAY SAYFASI

Doç. Dr Cabir TEMİRCİ danışmanlığında, Hikmet BOZKURT tarafından hazırlanan  
“**Metal-Yarıiletken Kontaklarda Kapasitenin Arayüzey Hallerine Bağlı İncelenmesi**”  
isimli bu çalışma 01/10/2009 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından Fizik Anabilim  
Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Doç. Dr. Cabir TEMİRCİ	imza:.....
Üye :Yrd. Doç. Dr. Bahri BATI	imza:.....
Üye :Yrd. Doç. Dr. Mustafa YEŞİLYURT	imza:.....
Üye :.....	imza:.....
Üye :.....	imza:.....
Üye :.....	imza:.....

Fen bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun ...../...../..... Gün ve .....sayılı  
Kararı ile onaylanmıştır.

.....

**Enstitü MÜDÜRÜ**

## ÖZET

### METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARDA KAPASİTENİN ARAYÜZEY HALLERİNE BAĞLI İNCELENMESİ

BOZKURT, Hikmet  
Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı  
Tez Danışmanı: Doç. Dr. Cabir TEMİRCİ  
Eylül 2009, 50 Sayfa

Biz bu çalışmada, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Yoğun Madde Fiziği Araştırma Laboratuvarında Cu/p-Si Schottky kontakları ürettik. Bu kontakları diyot 1, diyot 2, diyot 3, ve diyot 4 olarak isimlendirdik. Numunelerin Akım-Voltaj (I-V), Kapasite-Voltaj (C-V) ve Kapasite-frekans ( C-f) ölçümleri yukarıda bahsedilen laboratuvarında, oda sıcaklığında ve karanlıkta alındı. Diyotların idealite faktörü (n) değerleri ve engel yüksekliği ( $\Phi_b$ ) değerleri doğru belsem I-V karakteristikleri kullanılarak hesaplandı. Hesaplanan bu değerlerin doğruluğunu kontrol etmek için hesaplamalar Cheung Fonksiyonları kullanılarak tekrar yapıldı. İlave olarak kontakların seri direnç değerleri yine Cheung Fonksiyonları kullanılarak hesaplandı. Numunelerin idealite faktörü (n) değerlerinin 1'den büyük olması arayüzey tabakasına ve arayüzey durumlarına atfedildi.

C-f grafiklerinden, kapasite değerinin artan frekansla azaldığı gözlemlendi. C-f grafiklerinden gözlenen düşük frekanslardaki yüksek kapasite değerleri, arayüzey hallerinden kaynaklanan bir artık sığaya işaret etmektedir. Diğer taraftan, C-f grafiklerinden gözlenen, yüksek frekanslardaki düşük kapasite değerleri arayüzey hallerinin yüksek frekanslarda ac sinyalini takip edememesine atfedilebilir.

**Anahtar Kelimeler:** Sığa, Arayüzey halleri, İdealite faktörü, Engel yüksekliği, Schottky kontak.



## ABSTRACT

### INVESTIGATION OF CAPACITANCE IN METAL-SEMICONDUCTOR CONTACTS ACCORDING TO INTERFACE STATES

BOZKURT, Hikmet

Msc Thesis, Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Cabir TEMİRCİ

September 2009, 50 Pages

In this study, we have fabricated the Cu/p-Si Schottky contacts in the condensed Matter Physics Research Laboratory of Physics Department of the Yuzuncu Yil University. We have named the contacts as diod 1, diod 2, diod 3, and diod 4. The Current-Voltage (I-V), Capacitance – Voltage (C-V) and Capacitance – frequency (C-f) measurements of the samples were carried out in the same laboratory mentioned above at room temperature and in dark. The values of ideality factor ( $n$ ) and barrier height ( $\Phi_b$ ) were calculated by using forward bias I-V characteristics. To check the accuracy of the calculated values the calculations were repeated by using Cheungs' Functions. In addition, the values of the series resistance were also estimated by using Cheungs' Functions. The situation that the values of the ideality factor ( $n$ ) were determined as to be greater than 1 was attributed interface layer and interface states.

From the C-f plots, the capacitance values decrease with increasing frequency was observed. At the low frequencies, high capacitance values observed from C-f plots point out excess capacitance resulted from interface states. On the other hand, at the high frequencies, low capacitance values observed from C-f plots can be attributed the interface states can not follow ac signals at high frequencies.

**Key words:** Capacitance, Interface states, Ideality factor, Barrier height, Schottky contact.



## ÖNSÖZ

Bu çalışmada metal-yarıiletken kontaklarda kapasitenin arayüzey hallerine bağılılığı incelenmiştir. Düşük frekanslarda arayüzey hallerinin kapasiteye (sığaya) katkıda bulunduğu ve sığanın büyük pik verdiği görüldü. Yüksek frekanslarda ise arayüzey halleri ac sinyali takip edemediğinden sığaya etkisi azaldığı ve sığanın arınma bölgesi sığasına yakın bir değer verdiği sonucuna ulaşıldı.

Yüksek lisans eğitimim boyunca her türlü fedakârlıkta bulunan hiç bir zaman yardımını esirgemeyen danışmanım Sayın Doç. Dr. Cabir Temirci'ye her zaman teşekkür borçluyum.

Yine her zaman bilgilerinden faydalandığım her konuda bana yardımcı olan Sayın Yrd. Doç. Dr. Bahri Batı hocama şükranlarımı sunarım.

Ayrıca bu tezimde bana yardımcı olan Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Prof. Dr. Bahşeli Guliyev, Sayın Doç. Dr. Ali İhsan Demirel, Eğitim fakültesi öğretim üyelerinden sayın Mustafa Yeşilyurt ve Fen-Edebiyat Fakültesi fizik bölümünden Arş. Gör. M. Nurullah Seçuk hocalarıma teşekkür ederim.

Hikmet BOZKURT





## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR	xii
1.GİRİŞ VE LİTERATÜR BİLDİRİŞLERİ	1
2.METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR	6
2.1 Metal n-Tipi Yarıiletken Kontaklar	6
2.1.1 Metal-n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak	7
2.1.2 Metal-n-tipi yarıiletken omik kontak	10
2.2 Metal p-Tipi Yarıiletken Kontaklar	12
2.2.1 Metal-p tipi yarıiletken doğrultucu kontak	12
2.2.2 Metal-P-tipi yarıiletken omik kontak	14
2.3 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları	15
2.3.1 Termiyonik emisyon teorisi	15
2.3.2 Difüzyon teorisi	17
2.3.3 Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi	18
2.3.4 $T_0$ etkili akım iletimi	19
2.4 Akım Gerilim Karakteristiğinden Kontak Parametrelerinin Elde Edilmesi	20
2.5 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Schottky kapasitesi	22
2.6 Schottky Diyotlarının Kapasitesinin Elde Edilmesi	26

2.7 Schottky Diyotlarının Kapasite-Gerilim Karakteristikleri	30
2.8 Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Arayüzey Tabakasının Etkileri	31
3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜMLER	33
3.1 Giriş	33
3.2 Numunelerin Hazırlanması Ve Temizlenmesi	33
3.3 Schottky Diyotların Yapımı	33
3.3.1 Omik kontak yapımı	33
3.3.2 Doğrultucu kontak yapımı	34
3.4 Ölçümler	34
3.4.1 Akım–Voltaj ( $I-V$ ) ölçümleri ve Cheung fonksiyonlarının kullanılması	34
3.4.2 Sabit frekans altında Kapasite-Gerilim (C-V) ölçümleri	38
3.4.3 Kapasite -Frekans (C-f) ölçümleri	40
4. SONUÇ VE TARTIŞMA	43
KAYNAKLAR	46
ÖZGEÇMİŞ	50

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Şekil 2.1.1 Metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-band diyagramı	
a) Kontakta önce b) kontakta sonra, c) $V < 0$ olması halinde enerji band diyagramı d) $V > 0$ olması halinde enerji-band diyagramı.	8
Şekil 2.1.2 Omik kontakta enerji-band diyagramı	
a) Kontakta önce, metal ve yarıiletkenin enerji-band diyagramı, b) Kontakta sonra termal dengedeki enerji-band diyagramı, c) $V < 0$ olması halinde d) $V > 0$ olması halinde enerji-band diyagramı.	11
Şekil 2.2.1 Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji-band diyagramı	
a) Kontakta önce b) kontakta sonra ve termal dengede, c) $V \neq 0$ olması durumunda	13
Şekil 2.2.2 Metal p tipi yarıiletken omik kontakta enerji-band diyagramları	
a) Kontakta önce b) Kontakta sonraki durum c) $V > 0$ durumunda d) $V < 0$ durumunda	14
Şekil 2.4 Metal n tipi yarıiletken doğrultucu kontakta, a) Potansiyel dağılımı	
b) Yük dağılımı	23
Şekil 3.1 Cu/p-Si Schottky diyotlarında diyodun doğru beslem ve ters beslem için $\ln I$ - $V$ değişimi.	35
Şekil 3.2 $D_1$ , $D_2$ , $D_3$ ve $D_4$ Schottky diyotlarında $\ln I$ - $V$ grafiğinden elde edilen Cheung Fonksiyonları $dv/d(\ln I)$ - $I$ grafiği	37

Şekil 3.3 Diyotların -2V ile 1.6V aralığında ters beslem $C-V$ ölçümlerinden elde edilen $C^2-V$ grafiği	39
Şekil 3.4 (Diyot 1)'in 0 V ile 550 mV aralığında $C-f$ değişimi	41

## ÇİZELGELER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
<b>Çizelge 3.1</b> Referans numunelerin hesaplanan bazı karakteristik parametrelerin deneysel sonuçları	40

## SİMGELER VE KISALTMALAR

### SİMGELER

$A$	Diyotun etkin alanı
$C_0$	Arınma bölgesi kapasitesi
$C$	Kapasite ( sığa)
$d\varphi$	Elektostatik potansiyel
$d$	Arınma bölgesi kalınlığı
$D_n$	Elektron difüzyon sabiti
$E_C$	İletkenlik bandının taban enerji seviyesi
$E_F$	Fermi enerji seviyesi
$E_{(x)}$	Schottky bölgesindeki elektrik alanı
$E_s$	Vakum seviyesi ile yarıiletkenin dolu bandının tepesi arasındaki enerji farkı
$E_V$	Vakum enerji seviyesi
$f_{(E)}$	Fermi dağılım fonksiyonu
$f$	Frekans
$h$	Plank sabiti
$I$	Akım şiddeti
$I_0$	Ters doyma akım yoğunluğu

$J$	Akım yoğunluğu
$J_0$	Doyma akım yoğunluğu
$k$	Boltzman sabiti
$m_n^*$	Elektronun etkin kütlesi
$n$	İdealite faktörü
$N_d$	Donor yoğunluğu
$N_A$	Akseptör yoğunluğu
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
$R^*$	Richardson sabiti
$R_S$	Seri direnç
$T$	Kelvin cinsinden ortam sıcaklığı
$q$	Elektron yükü
$\mu$	Elektron mobilitesi
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\epsilon_s$	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$\epsilon_0$	Boşluğun dielektrik sabiti
$v_r$	Rekombinasyon hızı
$v_x$	İletim hızı
$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu
$X_S$	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
$V_D$	Difüzyon potansiyeli
$\rho(x)$	Konuma bağlı uzay yük yoğunluğu
$\Psi(x)$	Kontağın yüzey potansiyel fonksiyonu

## KISALTMALAR

Cu/p-Si	Bakır (omik kontak) / p-Tipi silisyum
<i>ac</i>	Alternatif akım
MS	(Metal-Semiconductor)
MIS	(Metal-Isolation-Semiconductor)
$N_{SS}$	Arayüzey hal yoğunluğu
$q\Phi_b$	Diyotun engel yüksekliği
eV	Elektron volt



## 1. GİRİŞ VE LİTERATÜR BİLDİRİŞLERİ

Metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotlarda, metal ile yarıiletken arasında doğal olarak oluşmuş ya da yapay olarak oluşturulmuş arayüzey tabakasının, MS kontakların elektriksel özelliklerini ve fiziksel parametrelerini değiştirdiğinin görülmesiyle metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarla ilgili çalışmalar başladı. Gün geçtikçe MIS yapıların kullanım alanlarının artması bu yapıların üzerine olan çalışmaları arttırmıştır. Özellikle yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinin davranışı ve akım iletim mekanizmalarını açıklayabilmek için pek çok çalışma yapılmakta ve çeşitli yöntemler geliştirilmektedir.

Yarıiletkenle metali ayıran ince arayüzeyde yalıtkan tabakanın olması halindeki (MIS) Schottky engelli güneş pilinin açık devre voltajı ve verimliliğinde gözlenen artış nedeniyle MIS Schottky diyotlarına olan ilgi artmıştır. ( Ashok ve ark.,1979).

Metal-yarıiletken (MS) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) kontaklar son zamanlarda yarıiletken ve optoelektronik teknolojilerinde yoğun bir şekilde kullanılır hale gelmiştir. Schottky tipi kontaklar uygulama ve araştırma sahası olarak temel bir yapı olmasından dolayı giderek artan bir ilgi görmektedir. Elektronik sanayinde Schottky kontaklarından birçok alanda yararlanılmaktadır. Mikrodalga karıştırıcı detektörleri, hızlı anahtarlama uygulamaları, varaktörler (sığaları uygulanan gerilime göre değişen kondansatörler), Schottky engel tabakalı alan etkili transistörler (MESFET), metal-oksit-yarıiletken alan etkili transistörler (MOSFET) bu kontakların kullanıldığı yarıiletken devre uygulamalarından bir kaç tanesidir.

Metal ve yarıiletkenlerin bant yapıları, taşıyıcıların hareketliliği (mobilite) ve erişme (difüzyon) uzaklıklarının ölçülmesi gibi birçok fiziksel özellikler metal-yarıiletken kontak yapıları yardımıyla incelenebilir. Konu üzerindeki araştırmalar metal yarıiletken kontaklardaki akım akışının ve engel oluşumu fiziğinin daha iyi anlaşılması bakımından artarak devam etmektedir.

Metal-yarıiletken kontaklar konusundaki bilgiler 19. yüzyıla dayanmakla birlikte, konu üzerindeki esas sistemli çalışmalar yirminci yüzyılda yapılmıştır. Metal yarıiletken kontak diyotlarla ilgili ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır.

1895 yılında Marconi'nin radyo iletişimine ait deneyleri Braun'nun dikkatini çekmiş ve bu deneylerin sonuçları nokta kontak metal-yarıiletken doğrultuculara ve detektörlere başarıyla uygulanmıştır. Kristal doğrultucuların yükseltmesinin zayıf

olmasından dolayı, 1920'lerde vakum tüpleri radyo dalga ayarlanmasında kristal doğrultucuların yerini almıştır.

Bethe (1942), Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olarak bilinir.

Schottky ve Spenke (1970), p+eklem diyotların gerilim-sıcaklık (I-V) karakteristikleri inceledi. Ayrıca enerji engelinden taşıyıcı difüzyonu olayını esas alan doğrultma teorisini geliştirdi.

Wilson (1981), metal-yarıiletken diyotlar için kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultuculuk için ters polariteyi açıklamıştır.

Bardeen (1947), kovalent yarıiletkenlerin yüzeyinde Fermi seviyesi üzerinde yer alan yüzey hallerinin varlığı ve bu nedenle engel yüksekliğinin sabitleştiği fikrini ortaya atmıştır.

1960'larda metal-yarıiletken kontak üzerinde yoğun çalışmalar yapılmıştır. 1964'lerde metal yarıiletken yapılar için imaj kuvvet etkisiyle engel alçalması bulunmuştur. (Sze ve ark.1964)

Heine (1965), Al/n-Si Schottky diyotlarda, C-f karakteristiklerinde düşük frekanslarda görülen uzay yükü sığasına ilave sığanın sadece arayüzey hallerinden ileri gelmediği, bunun yanında artık sığanın omik kontak direncinin belirgin bir sığası olduğu ve artık sığanın sadece arayüzey hallerinin bir ölçüsü olmayacağı sonucuna vardı.

Crowell ve Sze (1965), metal n-tipi yarıiletken kontaklarda engel yüksekliğini, iş fonksiyonunu ve arayüzey hallerini dikkate alarak incelemişler.

Crowell ve Sze (1966), Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini birleştirerek (termiyonik-emisyon-difüzyon teorisi) ortaya koymuşlardır.

Ziel (1968), metal yarıiletken kontakın potansiyel dağılımı ve yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson eşitliği ile verilir.

Anrews and Lepselter (1970); Werner and Rau (1994),  $e\Phi_b = kT \ln(AA^*T^2/I_0)$  ifadesi elde edilir. Bu ifadede yer alan A, diyotun etki alanı ( $A= 7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ );  $A^*$ , Richardson sabiti (Si-p için  $A^* = 32A/K^2 \text{-cm}^2$ )

Card ve Rhoderick (1971), doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün sayısal değerine bağlı olarak, arayüzey hallerinin metalle mi yoksa yarıiletkenle mi dengede olduğunu teorik ve deneysel olarak açıklamışlardır.

Card ve Roderick (1973), analitik bir ifade elde ederek, bu ifade ile ters ve doğru sığa ve kondüktans (G) değerlerinin hesaplanabileceğini göstermiş ve Ag/n-Si Schottky diyotların arayüzey hal karakteristiklerini elde etmişlerdir.

Baret ve Vapaille (1979), Si-metal diyotların doğru beslem admittans ölçümlerinden, arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımını ve durulma zamanını belirlemişlerdir.

1980 de metal-yarıiletken diyotlarında gerilim-sıcaklık (V-T) karakteristikleri ölçülmüş ve 60-300K bölgesinde, daha sonra 0-300k bölgesinde sıcaklık tayini için kullanılmıştır.

Bethe (1981), Richardson'un metal vakum sistemi için, 1942 yılında bulduğu termiyonik emisyon teorisini metal-yarıiletken yapılara da uygulanabileceğini gösterdi.

Singh (1985), n-tipi  $CdF_2:YF_3$  yarıiletkeni nikelin buharlaştırılmasıyla elde edilen Schottky diyotların I-V, C-V ve kondüktans voltaj (G-V) karakteristiklerini belirlemiştir.

Williams (1985), Engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim, akımın tercihli olarak minimum engelden geçmesine yol açar. Bu nedenle I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin, C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinden daha küçük olması beklenir.

Cheung ve Cheung (1986), Schottky diyotlarının I-V grafiklerinden idealite faktörü ve diyotun seri direncini hesapladı.

Chattopadhyay ve Daw (1986), MIS tünel diyotlarının engel yüksekliği (eV), tuzak safsızlığıyla doğru orantılıdır.

Horvth ve ark. (1987), Artan frekanslarda, C-V eğrilerinde gözlenen pik arayüzey hallerine atfedildi.

Werner ve ark. (1987), Schottky diyotlarda, doğru beslem durumunda Schottky sığasına ek olarak gözlenen sığanın, azınlık taşıyıcılarından fazla arayüzey hallerine atfedilebileceğini illeri sürmüşlerdir.

Roderick ve Williams (1988), MIS tünel diyotların elektriksel özelliklerini, admittans ve düşük frekans gürültü ölçümlerini dikkate alarak artık sığayı incelemişlerdir.

Werner ve ark. (1988), Schottky diyotlarında doğru beslem durumunda Schottky sığasının (uzay yükü sığası) ilave olarak gözlenen sığanın, SCS metodunu çalışanlar tarafından azınlık taşıyıcılardan ziyade arayüzey hallerine atfedildiği illeri sürmüşlerdir.

Wu ve yang. (1989), n-tipi yarıiletkenlerle yapılan Schottky diyotların, yüzey yükü ve arayüzeyde düşen voltaj göz önünde bulundurularak, arayüzey teorisini incelediler. Pozitif uzay yükü artışının potansiyel engelini düşürdüğünü ve arayüzey tabakasında düşen voltajın doğru belsem I-V karakteristiklerinin, idealite faktörünü arttırdığını buldular.

Chattopadhyay ve Das ( 1991), seri direncin varlığında  $C-V$  grafiklerinin gösterdiği pikler,  $C-V$  karakteristiklerinde seri direnç etkisi düşünülerek  $R_s$  seri direncinden kaynaklandığından  $C-V$  grafiği piklerin maksimumuna karşılık gelen voltaj değerlerini, I-V karakteristiklerinde kullanarak,  $R_s$  değerlerini hesaplamak için bir model geliştirdiler.

Türüt ve ark. (1992), metal yarıiletkenlerdeki arayüzey tabakasının idealite faktörü ve engel yüksekliği üzerine etkilerinin rapor etmişlerdir. C-f karakteristiklerinde gözlenen artık sığayı arayüzey hallerine atfetmişlerdir.

Chattopadhyay ve RayChaudhuri (1993), C-V karakteristiklerinde gözlenen sığa pikini seri direnç etkisine atfetmişlerdir.

Batı (1999), yaklaşık otuz yıldır metal-yarıiletken Schottky diyotlarında arayüzey hallerinin etkisi, çok yoğun bir şekilde, çeşitli yöntem ve tekniklerle araştırılmaktadır. Özellikle, son 25 yılda, arayüzey halleri hakkında bilgi ilave veya artık sığa analizlerinden çıkarılmıştır.

Cafer (2000), doğrultucu metal-yarıiletken kontakların veya Schottky diyotlarının temel özelliği olan kontak direncinin dışarıdan uygulanan gerilime bağlılığını açıkladı.

Temirci (2000), anodik oksidasyon metoduyla yüksek engelli ve yüzey pasivasyonlu Sn/p si Schottky diyotlarının fabrikasyonunu inceledi.

Temirci ve ark.(2001), Sn/p-Si Schottky kontaklarda anodik oksidasyon yöntemiyle metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşturulacak kontrollü bir oksidasyon işlemiyle engel yüksekliğinin arttırabileceğini göstermiştir.

Aguas ve ark.(2004), çok uzun süre bekletilen ve yüksek oksitli (MIS) diyotların I-V, C-V, C-f ve diğer parametrelere etkilerini açıkladılar.

Kumta ve ark. (2006), Yüksek dielektriğe sahip metal-yarıiletken diyotların karakteristiklerinin sıcaklığa bağlı olarak değişimini incelediler.

Güzel (2006), Metal-yarıiletken kontaklarda Schottky engelinin sığa özelliklerini inceledi.

Tataroğlu ve Altındal (2006), MIS diyotların karakteristiklerinin diyotun kalınlığına bağlı olarak nasıl değiştiğini ve idealite faktörü ile engel yüksekliğinin kalınlığına bağlı olup olmadığını incelediler.

Altaş (2006), Al/n- Si Schottky diyotlarında arayüzey hallerinin I-V, C-V, C-f karakteristiklerine etkilerini inceledi.

Kızıldağ (2006), Metal-yarıiletken Schottky diyot yapılarında arayüzey hal yoğunluğunu inceledi.

Özmenteş (2006), Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin belirlenmesinde frekans optimizasyonunu inceledi.

Aldemir (2007), Al/P<sub>2</sub>ClAn(C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>(COOH))/P-Si/Al yapılarında Akım-Voltaj ve Kapasite - Voltaj karakteristiklerinin inceledi.

Artıg (2007), piyasada pazarlanan bazı diyotların temel elektriksel karakteristiklerini inceledi.

Seymen (2007), Al/n-Si (MIS) Schottky diyotlarında arayüzey hallerinin I-V, C-V, C-F karakteristiklerine etkisini inceledi.

Soylu (2007), Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky yapıların sıcaklığa bağlı elektriksel karakterizasyonunu araştırdı.

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma ile metal-yarıiletken Schottky kontaklarda kontak sığasının arayüzey tabakasına ve arayüzey hallerine bağlı olarak incelemeyi hedeflemekteyiz.

## 2. METAL – YARIİLETKEN KONTAKLAR

Metal-yarıiletken kontaklar; bir metalin yarıiletkene temas ettirilmesiyle oluşturulur. Metal, yarıiletken ile kontak edildiğinde termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarıiletken arasında yük geçişleri olur. Metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale elektron geçişi, metal ile yarıiletkenin Fermi enerji düzeylerinin eşit olduğu termal denge durumuna kadar devam eder. Böylece metal-yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrılmasıyla yeni bir dağılım sonucunda bir potansiyel engeli oluşur. Arayüzey bölgesi, yarıiletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerin olmadığı yüksek dirençli bir bölgedir. Metal yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky, eklemde oluşan bu potansiyelin metal ile yarıiletken iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott açıklamıştır. Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engeli, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşur. (Sharma,1984).

Metal-yarıiletken kontaklar, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak doğrultucu kontak ve omik kontak olmak üzere iki çeşittir. Bir metalin kontak haline getirildiği yarıiletkenin tipi de önemlidir. Mesela bir altın tel, p-tipi germanyuma kontak edilirse omik kontak oluşur; aynı tel n-tipi germanyuma kontak edilirse doğrultucu kontak oluşur.

### 2.1 Metal n- Tipi Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken kontakın omik ya da doğrultucu olduğunu anlamak için iş fonksiyonlarına bakmak gerekir.  $\Phi_m$ , metalin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerjidir.  $\Phi_s$ , yarıiletkenin iş fonksiyonu, yarıiletkenin Fermi enerjisi farkıdır ve Fermi seviyesi katkı miktarına göre değiştiği için değişken bir niceliktir. Fermi enerji seviyesi ( $E_f$ ); dolmuş yörüngeleri dolmamış yörüngelerden ayıran izafi bir seviyedir ve  $f(E)$  Fermi dağılım fonksiyonunun bir sabitidir. Bu sabitin  $f(E)$  ile ilişkisi;

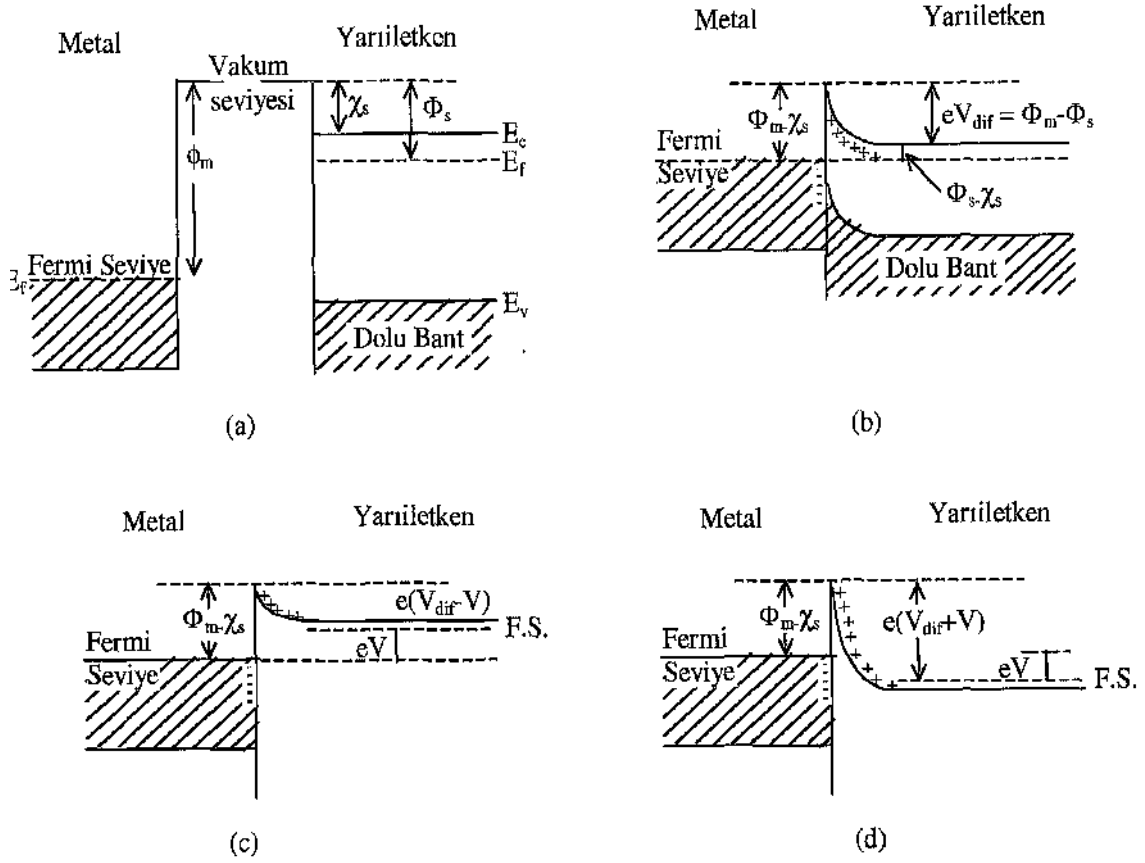
$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[-\frac{(E_f - E)}{kT}\right]} \quad \text{ile verilir.}$$

Elektron ilgisi  $\chi_s$ , iletkenlik bandının en üst sınırından ( $E_c$ ) bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Vakum seviyesi bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili elektronun enerji seviyesidir.

### 2.1.1 Metal / n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak

Doğrultucu metal-yarıiletken kontakların veya Schottky diyotlarının temel özelliği kontak direncinin dışarıdan uygulanan gerilime bağılılığıdır. Bu bağılılık o kadar güçlüdür ki, metal yarıiletken kontağı tek yönlü iletkenliğe getirmektedir. Yani kontakta akım kolayca bir yönden geçer, ters yönden ise zayıf geçer. (Cafer, 2000).

Metal n tipi yarıiletken doğrultucu kontaklarda  $\Phi_m > \Phi_s$  dir. Kontakta önce (Şekil 2.1.1 (a)) yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden her iki yapının iş fonksiyonları arasındaki fark kadar ( $\Phi_m - \Phi_s$ ) yukardadır. Metal ile yarıiletken temas haline getirildiğinde yarıiletkenden metale yük akışı başlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasından elektronlar metale geçerler yük geçişi bittikten sonra termal denge kurulur. Böylece her iki Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar düşer. (şekil 2.1.1(b)).



**Şekil 2.1.1** Metal / n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji band diyagramları  
a) kontakdan önce  
b) kontakdan sonra termal dengede  
c)  $V < 0$  olması halinde  
d)  $V > 0$  olması halinde

Bunun sonucunda metal tarafındaki yüzey yükleri ile yarı iletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakasından dolayı, yarıiletken yüzeyindeki bantların yukarı doğru bükülmesiyle bir potansiyel engeli oluşur.

Bu potansiyel engelinin:

Yarıiletken tarafındaki yüksekliği;

$$eV = \Phi_m - \Phi_s; \quad (2.1)$$

Metal tarafındaki yüksekliği ise;

$$e\phi = \Phi_m - \chi_s \quad (2.2)$$



eşitlikleri ile verilir.

Kontağın yarıiletken tarafında, iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ‘d’ kalınlığında elektronlardan arınmış bir bölge oluşur (şekil 2.2.1). Bu bölgeye engel bölgesi (tabakası), uzay yükü bölgesi, geçiş bölgesi, ‘arınma bölgesi’ veya ‘Schottky bölgesi’ denir. Arınma bölgesinin elektronlardan arınmasıyla geriye kalan sabit pozitif yüklere ‘uzay yükü’ denir. Arınma bölgesinin bir tarafında pozitif uzay yükü diğer tarafında negatif yüzey yükleri olduğundan bir kondansatör gibi davranır. Sahip olduğu sığaya da Schottky sığası veya arınma bölgesi sığası denir. Schottky sığası arınma tabakasının kalınlığı (d) ile ters orantılıdır. Kalınlığı, iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyeline bağlıdır.

Termal uyarımla potansiyel engelini aşmaya yetecek kadar enerjiye ulaşan elektronlar metalden yarıiletken ve yarıiletkenden metale eşit ve zıt  $I_0$  sızıntı akımı oluştururlar. Eğer yarıiletken (-V) gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.1.1 (c)) metalden yarıiletken geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmez, akım da aynı kalır. Buna mukabil yarıiletkenden metale geçen elektronlar için iletkenlik bandı  $eV$  kadar yükseleceğinden, engel yüksekliği de  $eV$  kadar azalacaktır. Arınma bölgesinin kalınlığı ise;

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_K - V)}{eN_d}} \quad \text{olmaktadır. (V<0).}$$

Böylece, metal-yarıiletken kantağına ters yönde uygulanan gerilim elektronlar için potansiyel engelini yükseltir ve arınma bölgesinin kalınlığını büyütür.

Dolayısıyla metalden yarıiletken doğru akan akım ise  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar değişecektir. Oluşan net akım;

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

olur, ki akım pozitifdir.

Burada  $I_0$  doyma akımı;

$$I_0 = AR^*T^2 e^{-\varphi_b/kT} \text{ şeklindedir.}$$

A; kontağın kesit alanı (cm<sup>2</sup>), R\*; Richardson sabiti, T; mutlak sıcaklık(K), k; Boltzman sabiti,  $\varphi_b$  engel yüksekliğidir (eV ya da j).

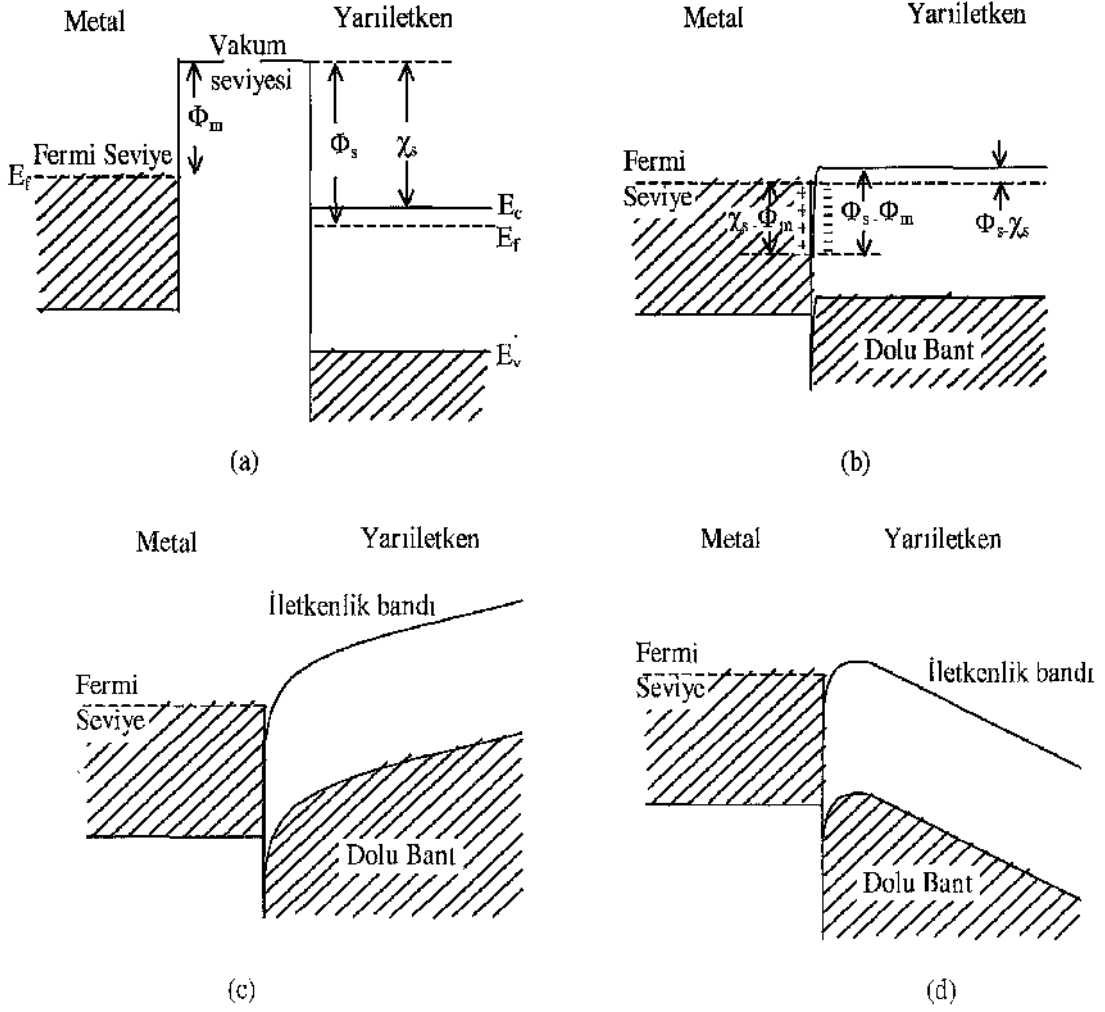
Metal / n-tipi yarıiletken kontak için:

Metal tarafı potansiyel kaynağının artı kutbuna, n-tipi yarıiletken de eksi kutba bağlanırsa bu tür bağlantıya doğru beslem denir. Tam tersi duruma, yani metalin eksi n-tipi yarıiletkenin de artı kutba bağlandığı duruma da ters beslem denir. Yarıiletken tarafına  $+V$  gerilimi uygulanırsa ters beslem durumu oluşur. (Şekil 2.1.1 (d)). İletkenlik bandı  $eV$  kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği  $eV$  kadar artar. Oluşan net akım  $-I_0$  değerine yaklaşır. Buradan anlaşılacağı gibi yarıiletken tarafındaki potansiyel engelinin yüksekliği uygulanan voltaja bağlı olarak değişir. Metal tarafındaki engel yüksekliği voltajdan bağımsızdır.

### 2.1.2 Metal / n-tipi yarıiletken omik kontak

Akımı her iki doğrultuda kolayca geçirebilen kontaklara omik kontak denir. Kontakten önce (Şekil 2.1.2(a)) yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar aşağıdadır ( $\Phi_m < \Phi_s$ ) kontakten sonra (Şekil 2.1.2(b)) elektronlar metalden yarıiletkene, negatif bir yüzey yükü oluşturacak şekilde akarlar. Metal tarafında, ayrılan elektronlardan dolayı pozitif bir yüzey yükü ve yarıiletken tarafında da negatif uzay yükü meydana gelir.

Yük alışverişi bittikten sonra yarıiletkenin Fermi seviyesi  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar yükselir. Böylece her iki materyalin Fermi seviyeleri termal dengeye gelir. Termal denge kurulduktan sonra kontağın her iki tarafındaki yüzey ve uzay yüklerinden dolayı dipol tabakası oluşur. Bu tabaka oluşuktan sonra kontaktaki yük taşıyıcıları her doğrultuda kolayca akabilecek durumdadır.



**Şekil 2.1.2** Metal / n-tipi yarıiletken omik kontakın enerji-bant diyagramları:

- a) kontak öncesi,                      b) kontak sonrası (termal dengede),  
 c)  $V < 0$  olması halinde,              d)  $V > 0$  olması halinde.

Metal tarafına  $+V$  gerilimi uygulanırsa, yarıiletkenden metale akan elektronlar için engel olmadığından kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.1.2(c)). Eğer yarıiletkene  $+V$  gerilimi uygulanırsa, yarıiletken tarafında fazla negatif yüklerden kaynaklanan engel yüksekliği çok az olacaktır ve elektronlar metalden yarıiletkene doğru kolayca akacaklardır (Şekil 2.1.2 (d)). Yani elektronlar her iki yönde de hareket halindedir.

Yarıiletkene pozitif ve metale negatif voltaj uygulandığında, metaldeki elektronlar yarı iletken tarafına kolay bir şekilde geçerler ve bundan dolayı omik kontaklar enjeksiyon kontakları da denir.

## 2.2 Metal / p-Tipi Yarıiletken Kontaklar

Bu tür kontaklarda da kontağın türünü anlamak için, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bakmak gerekir. Bu kontaklar da omik ve doğrultucu kontak olmak üzere iki türüdür.

### 2.2.1 Metal / p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak

Metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ise ( $\Phi_m < \Phi_s$ ), doğrultucu kontak oluşur. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar düşüktür. Kontakta sonra Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene elektron akışı meydana gelir ve buna bağlı olarak yarıiletkenin yüzey tabakası negatif olarak yüklenmiş olur. Bu negatif yük iyonize olmuş akseptörlerle oluşur ve  $d$  kalınlıklı bir uzay yükü tabakası boyunca dağılır. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar yükseldiğinden:

Yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.4)$$

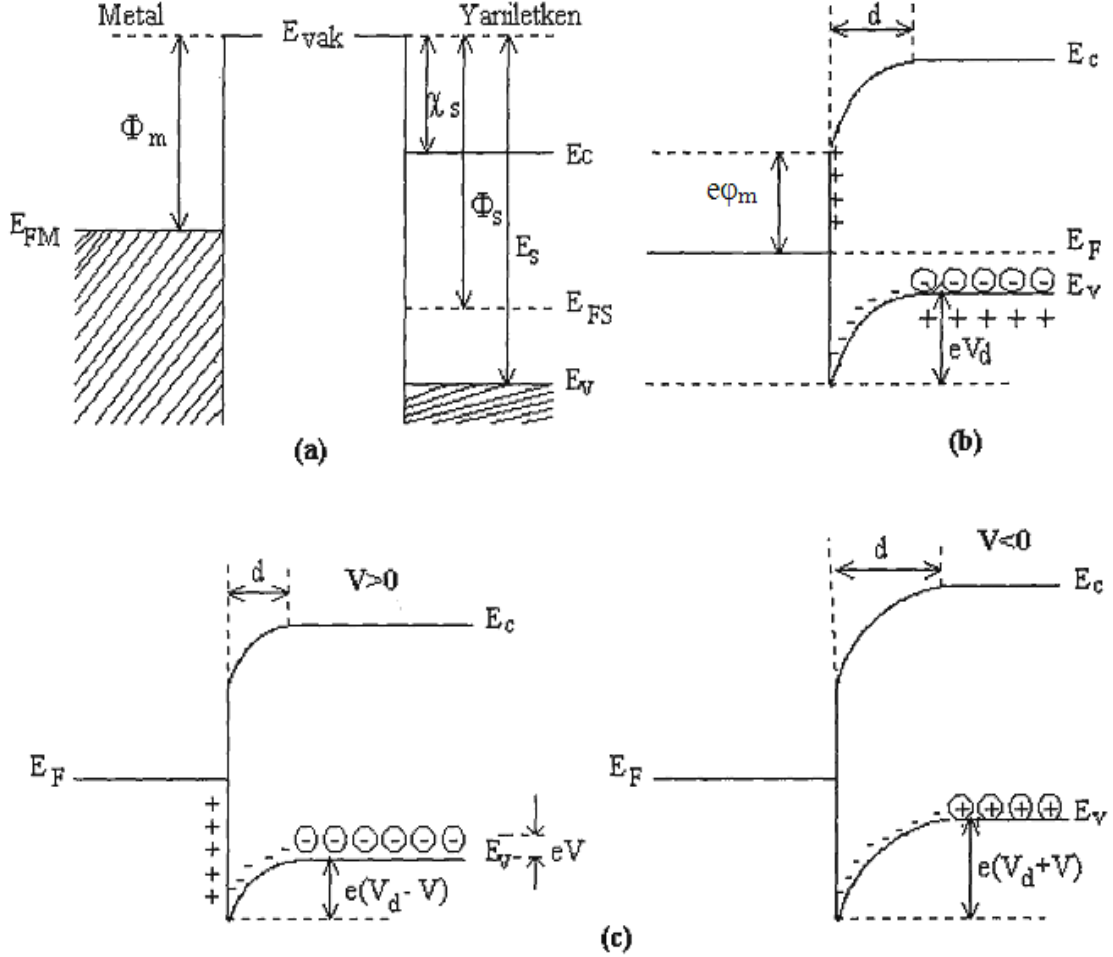
olur. Burada  $V_{dif}$ , difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır.

Kontağın metal tarafındaki holler için engel yüksekliği ise;

$$e\Phi_{bn} = E_s - \Phi_m \quad (2.5)$$

olarak verilir. Burada  $E_s$ , valans bandın tepesi ile vakum seviyesinin tabanı arasındaki farktır. Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp metalin içine geçebilir. Aynı şekilde metalde termal olarak

oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanıp, yarıiletken içine geçebilir. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yüklü  $I_0$  akımı oluşur.



**Şekil 2.2.1** Metal / p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakının enerji-bant diyagramı .  
a) kontak öncesi, b) kontak sonrası ve termal dengede,  
c)  $V \neq 0$  olması durumunda (alttaki şekillerin ilki  $V > 0$  ikincisi  $V < 0$  için)

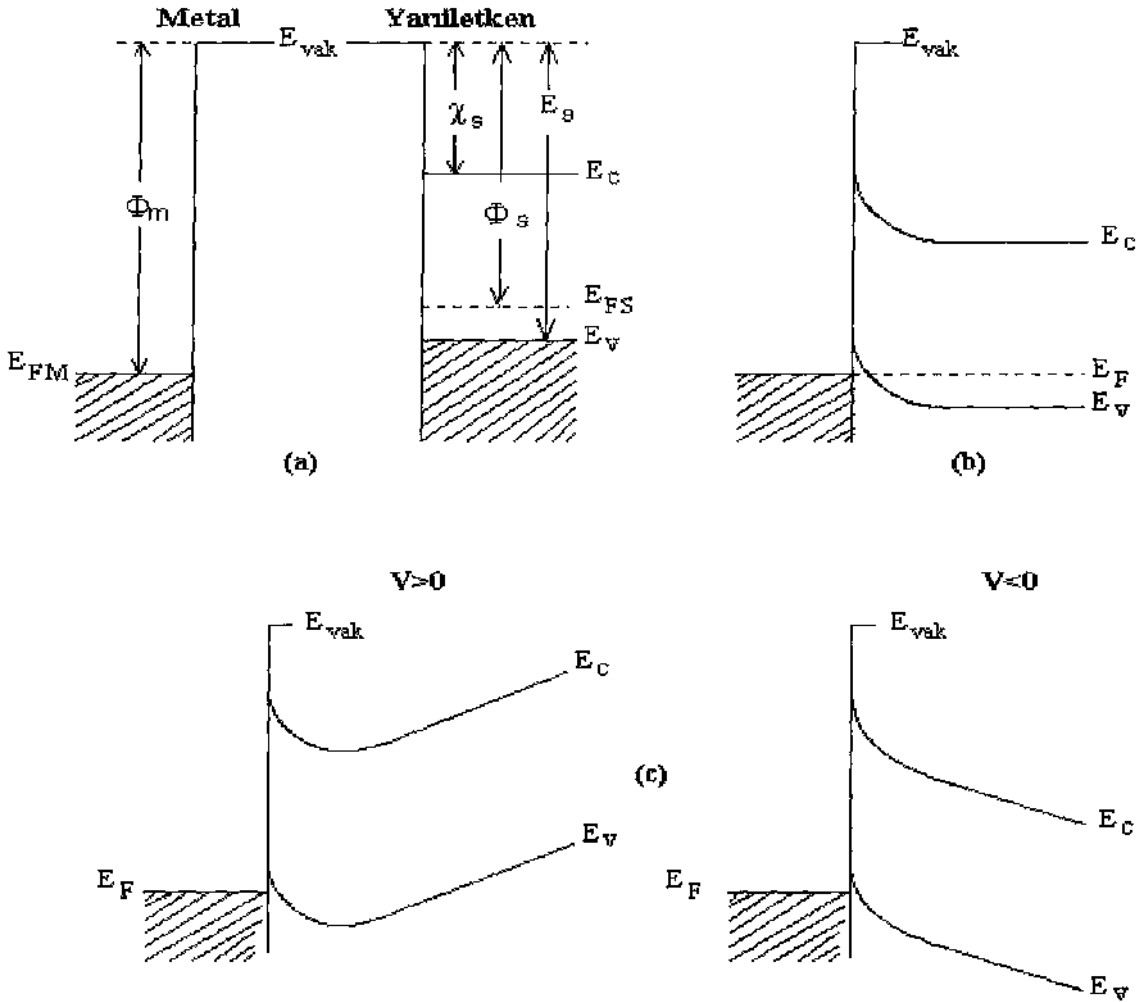
Eğer yarıiletkene bir  $V$  gerilimi uygulanırsa (Şekil 2.2.1(b)), soldan sağa akan hol akımı değişmez. Fakat sağdan sola hol akımı  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar değişir. Bundan dolayı yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü  $eV$  kadar düşer ve buna bağlı olarak sağdan sola geçen holler için engel yüksekliği  $eV$  kadar azalır. Sonuç olarak sağdan sola akım doğrultusu (yarıiletkenden metale geçen hollerin oluşturduğu akım) pozitif olarak kabul edilirse, karakteristik akım;

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

olacaktır. Bu bir doğrultucu kontakdır.

### 2.2.2 Metal / p-tipi yarıiletken omik kontak

Metal p-tipi yarıiletken kontakta  $\Phi_m > \Phi_s$  olursa omik kontak oluşur. Yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar yukardadır. Kontakta sonra metal ve yarıiletkenin elektrokimyasal enerjileri (Fermi seviyeleri) aynı düzeye gelinceye kadar yarıiletkenden metale elektron geçişi gerçekleşir. Denge durumunda yarıiletkenin Fermi seviyesi  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar alçalır.



Şekil 2.2.2 Metal / p-tipi yarıiletken omik kontakta enerji-bant diyagramları

- a) kontakta önce,                      b) kontakta sonraki durum,  
 c)  $V > 0$  durumunda,                d)  $V < 0$  durumunda.

## 2.3 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

MS ve MIS yapılarında akım iletimi genellikle çoğunluk taşıyıcılar ile gerçekleşir. Sıcaklık, arayüzey durumları, seri direnç ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka nedeniyle akım iletim mekanizması MS ve MIS yapılarında farklılık gösterir. Bu yapılarında geçerli olabilecek akım iletim mekanizmaları şunlardır:

Termiyonik Emisyon (TE), Difüzyon, Termiyonik Emisyon-Difüzyon, Kuantum Mekaniksel Tünelleme, Üretilme–Yeniden Birleşme, Azınlık Taşıyıcı konsantrasyonu ve  $T_0$  etkili akım iletimi.

### 2.3.1 Termiyonik emisyon teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olarak bilinir (BETHE, 1942). Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) termal enerjileri nedeniyle, potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçmeleri esasına dayanır. Bu olay, metal/ $n$ -tipi yarıiletken yapılarında elektronlar, metal/ $p$ -tipi yarıiletken yapılarında ise boşluklar tarafından, yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır (ZIEL, 1968; RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).

Bu teoriye göre ;

- Akım termal olarak uyarılan çoğunluk taşıyıcılar ile sağlanır.
- Potansiyel engel yüksekliği  $kT/q$  enerjisinden çok büyüktür. ( $q\Phi_{bn} \gg kT$ )
- Yarıiletkenden metale hareket eden serbest hollerin tüketim bölgesindeki çarpışmaları ihmal edilebilir.
- Görüntü (hayal) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletkenden metale doğru akı yoğunluğu  $J_{s-m}$ , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$J_{sm} = \int_{E_f + q\phi_b}^{\infty} qv_x dn \quad (2.7)$$

Burada  $E_f + q\phi_b$  metalden TE için gerekli minimum enerji,  $V_x$  ise iletim hızıdır.  $dn$ , küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda metalden yarıiletkene geçen elektronlar için akım denklemi;

$$j_{ms} = \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{q(\phi_b)}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.8)$$

şeklinde verilir. Burada  $m^*$  taşıyıcının etkin kütlesi,  $k$  Boltzmann sabiti,  $h$  da Planck sabitidir. Buradan;

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{kT}\right] \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.9)$$

ifadesi yazılır. Burada  $A^*$ ,  $TE$  için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığından metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede ( $V=0$ ), yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletkene doğru olan akım,

$$j_{ms} = -A^* T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right] \quad (2.10)$$

şekline ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu Eş. 2.9 ve yine Eş. 2.10 denklemlerinin toplamı olup,

$$J_n = \left( A^* T^2 \exp\left[\frac{-q(\phi_B)}{kT}\right] \right) \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $A^* T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right]$  terimi, doyum akım yoğunluğudur.



### 2.3.2 Difüzyon teorisi

Aralarında taşıyıcı yoğunluğu farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından tanımlanan difüzyon teorisinin dayandığı varsayımlar;

- a) Potansiyel engelin yüksekliği  $kT/q$  enerjisinden büyüktür
- b) Tüketim bölgesindeki elektronların çarpımşa etkisi ihmal edilemez.
- c)  $x=0$  ve  $x=w$ 'daki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (yani onlar termal denge değerine sahiptir)
- d) yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Bu denklem metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için,

$$J_x = J_n = q \left[ n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.12)$$

$$J_x = q D_n \left[ \left( \frac{-qn(x)}{kT} \right) \left( \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.13)$$

şeklindedir. Burada  $n(x)$  elektron yoğunluğu  $\mu$  elektron mobilitesi,  $D_n$  elektron difüzyon sabiti ve  $E(x)$  Schottky bölgesindeki elektrik alanıdır. Buna göre difüzyon kuramında akım ifadesi,

$$J_x = J_{SD} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.14)$$

şeklindedir. Difüzyon teorisindeki doyma akım yoğunluğu ( $J_{SD}$ ), gerilim ile çok daha hızlı değişir fakat  $TE$  doyum akım yoğunluğuna göre sıcaklığa daha az bağlıdır.

### 2.3.3 Termiyonik emisyon- difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, TE ve difüzyon teorisini birleştirerek ‘Termiyonik Emisyon Difüzyon’ teorisini geliştirdiler. Teori, MS arayüzey kenarında tanımlanmış olan  $v_r$  rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına, bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalara uğradığından akım değeri azalır. Sze, bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar MS arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engeli üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak  $A^*$  Richardson sabiti  $A^{**}$  olarak değişir. Buna göre en genel akım-gerilim ( $I$ - $V$ ) ifadesi,

$$I = J_0 \left( \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.15)$$

ile verilir. Burada  $T$  sıcaklık,  $n$ , diyotun idealite faktörü ve  $J_0$ , doyma akım yoğunluğu olup,

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

şeklinde ifade edilir.  $A^{**}$ , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. Engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp \left( \frac{\beta}{kT} \right) \quad (2.17)$$

ile verilir. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta  $n = 1$ 'dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü( $n$ ) tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.18)$$

şeklini alır. Burada  $n$  idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır. İdealite faktörü yarıiletken ile dengede arayüzey durumları ( $N_{SS}$ ) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı ( $\delta$ ) cinsinden,

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[ \frac{\epsilon_s}{LW} + qN_{SS} \right] \quad (2.19)$$

olarak ifade edilir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile diyot ideallikten uzaklaşır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artması ile doğru orantılı olarak artmaktadır. Engel alçalması ve  $A^{**}$ 'nin alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarında  $n$  idealite faktörü  $1 < n < 1,2$  arasında değer alır.

### 2.3.4 $T_0$ etkili akım iletimi

İdealite faktörünün 1'den büyük olmasının sebebi hayali kuvvet ya da arayüzey durumları ise, ' $n$ ' sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Fakat idealite faktörünün 1'den büyük olması Termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından etkileniyorsa, idealite faktörü ' $n$ ' sıcaklığa bağlıdır.  $T_0$  etkili karakteristiği,

$$J = A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{k(T+T_0)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right\} \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $T_0$  geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir.  $n$ 'nin sıcaklığa bağlılığı deneysel olarak

$$n = 1 + \frac{T_0}{T}$$

olarak ifade edilir.

## 2.4 Akım Gerilim Karakteristiğinden Kontak Parametrelerinin Elde Edilmesi

Termiyonik emisyon için akım gerilim ifadesi

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

dir. Burada

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{bp,0}}{kT}\right) \quad (2.22)$$

ile verilir. Bu durum ideal Schottky diyotları için geçerlidir. Arayüzey tabakalı durumda uygulanan gerilimin tümü arınma (deplasyon) bölgesi boyunca düşmeyeceğinden (bir kısmı da arayüzey tabakasında düşebileceğinden, yani diyot, ideal olmaktan uzaklaşacağından) burada bir 'n' idealite faktörü tanımlamalıyız bu faktör diyotun ideal oluşunun bir ölçüsüdür. Böylece karakteristik akım,

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

şekline dönüşür. İdealite faktörü her zaman birden büyüktür, ayrıca uygulanan gerilimin yüksek değerlerinde, akım gerilim karakteristiğinde bükülmeye sebep olan bir etken vardır. Bu seri dirençtir ve  $R_s$  ile gösterilir. Seri direncin de hesaba katılmasıyla karakteristik akım,

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

şeklini alır.  $I_0$  doyma akımı, yarı logaritmik akım gerilim grafiğinin lineer kısmının  $V=0$  noktasına doğru ekstrapolasyonu ile elde edilir.  $V > 3kT/e$  için 1 ihmal edilirse ve  $R_s$  göz ardı edilirse, idealite faktörü yine bu grafiğin lineer kısmının eğiminden bulunur. Yani,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (2.25)$$

Denklemleri ile idealite faktörü bulunur.

Ayrıca  $R_s$ ,  $\phi_{bp}$ ,  $n$  gibi kontak parametrelerinin bulunabilmesi için bir çok yöntem ortaya konulmuştur. Bunlardan en bilineni Cheung (1986) tarafından türetilen Cheung fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonları elde etmek için ilk önce  $I_0$ 'ın değeri yerine yazılarak denklem (2.24) 'ün her iki tarafının doğal logaritması alındığında,

$$\ln I = \ln(AA^*T^2) - \frac{e\phi_{bp}}{kT} + \frac{eV}{nkT} - \frac{eIR_s}{nkT} \quad (2.26)$$

elde edilir. Yukarıdaki eşitliğin her tarafını  $nkT/e$  ile çarpıp  $V$  ifadesi çekilirse,

$$V = \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\phi_{bp} + IR_s \quad (2.27)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemde her iki tarafın  $\ln I$  ya göre türevi alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.28)$$

Birinci Cheung fonksiyonu elde edilmiş olur. Denklem (2.28)'den görüleceği gibi,  $dV/d(\ln I)$ 'nın  $I$ 'ya göre grafiği lineerdir. Grafiğin eğimi  $R_s$ 'yi verir. Aynı grafiğin,  $I=0$  için  $dV/d(\ln I)$  eksenini kestiği noktadan idealite faktörü ( $n$ ) bulunabilir. Yani,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \Big|_{I=0} \quad (2.29)$$

dır. Diğer parametreleri bulabilmek için denklem (2.27)'de bir düzenleme yapalım.

$$V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\phi_{bp} + IR_s \quad (2.30)$$

Burada denklemin her iki tarafın  $H(I)$ 'ya eşitlenmesiyle aşağıdaki iki denklem elde edilir.

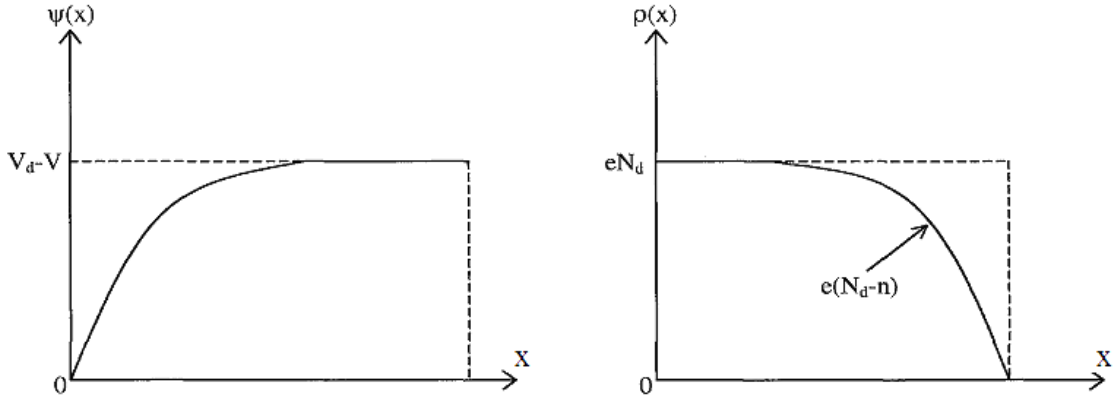
$$H(I) = V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.31)$$

$$H(I) = n\phi_{bp} + IR_s \quad (2.32)$$

Denklem (2.29)'dan elde edilen 'n' değeri, denklem 2.31 deki  $H(I)$ 'da yerine yazılır. Buradan  $H(I)$ 'nın  $I$ 'ya göre grafiği çizilir. Bu grafik lineerdir. Denklem (2.32) 'den görüleceği gibi grafiğin eğimi  $R_s$ 'yi,  $I=0$  için  $H(I)$  eksenini kestiği nokta ise  $n\phi_{bp}$  yi verir. 'n' değeri bilindiği için buradan engel yüksekliği  $n\phi_{bp}$  elde edilir. Denklem (2.31) ve (2.32) ikinci Cheung fonksiyonlarıdır.

## 2.5 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Schottky Kapasitesi

Metal yarıiletken kontaklarda arınma bölgesi, yarıiletken tarafındaki uzay yükleri (iyonize olmuş donörler) ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden (negatif) dolayı bir kondansatör gibi davranır. Ters beslemde gerilim artarsa yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metalden uzaklaşırlar ve buna bağlı olarak gerilim artmasından dolayı arınma bölgesinin genişliği artar. Arınma bölgesindeki yük değişir. Arınma bölgesindeki bu yük değişimi sığa değişimine sebep olur. (Rhoderick ve Williams,1988; Ziel, 1968). Bu sebepten dolayı bu diyotlar kondansatör olarak kullanılırlar. Kontakın yarıiletken tarafında metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşecektir.



**Şekil 2.4** Metal / n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta:  
a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı.

Ters beslem altındaki kontak sığasından diyot parametreleri ile ilgili önemli bilgiler elde edilebilir. Metal yarıiletken kontakın potansiyel dağılımı ve yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson eşitliği ile verilir. (Ziel, 1968).

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.33)$$

Bu denklemde  $\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabiti,  $\epsilon_0$  boşluğun dielektrik sabiti,  $\rho(x)$  konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur. Yarıiletkenin donör yoğunluğu  $N_d$ , iletkenlik bandındaki,  $n$ , elektron yoğunluğu olmak üzere;  $\rho(x)$  uzay yük yoğunluğu

$$\rho(x) = e(N_d - n) \quad (2.34)$$

ifadesi ile verilir. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın  $\psi(x)$  yüzey potansiyel fonksiyonu ile  $\rho(x)$  uzay yükü yoğunluğunun konuma bağlı değişimleri şekil 2.4'te verilmiştir. Engel tabakasının difüzyon potansiyelini  $V_d$  ile, kontakta uygulanan potansiyel ise  $V$  ile gösterilir.

$e(V_d - V) \gg kT$  olduğundan  $0 \leq x \leq d$  aralığında  $N_d \gg n$  olur. Bu nedenle

$$\rho(x) \cong eN_d \quad (2.35)$$

ifadesi yazılabilir. (2.34) ve (2.35) ifadeleri Poisson denkleminde kullanılırsa

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (2.36)$$

sonucu elde edilir. (2.36) denklemini sınır şartları altında çözümlerse potansiyel dağılımı bulunabilir. Sınır şartları:

- 1)  $x = 0$  da  $\psi(x) = 0$
- 2)  $0 \leq x \leq d$   $\psi(x) = V_d \pm V$
- 3)  $x = d$  de  $\frac{d\psi(x)}{dx} = 0$

Üçüncü sınır şartı göz önünde tutularak (2.36) denkleminin integrali alınırsa kontak bölgesindeki elektrik alanı elde ederiz.

$$E(x) = \frac{d\psi(x)}{dx} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} (x - d) \quad (2.37)$$

Bu ifadenin birinci sınır şartı altında integralini alırsak potansiyel dağılım fonksiyonunu buluruz.

$$\psi(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} \left( \frac{1}{2}x^2 - dx \right) \quad (2.38)$$

Bu denklemini de ikinci sınır şartı altında çözersek, Schottky tabakasının genişliğini ( $d$ ) buluruz.

$$d = \left[ \frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{eN_d} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.39)$$



Bu eşitlikte  $V_d$  sıfır gerilim altında difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken tarafına pozitif gerilim uygulandığında kontak ters beslemededir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = eN_d d = [2\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_d (V_d \pm V)]^{\frac{1}{2}} \quad (2.40)$$

eşitliği ile ifade edilir. Birim alan başına küçük sinyal kapasitesi, uygulanan voltaja göre yük değişimi olarak tanımlanır.

$$C = \frac{dQ}{dV} = \left[ \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_d}{2(V_d \pm V)} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (2.41)$$

Bu ifadeden;  $C$ 'nin  $V$  ile ters,  $N_d$  ile doğru orantılı olduğu görülür. Uygulanan voltaj ( $V$ ) arttırıldığında; sığa ( $C$ ) azalır, Schottky tabakasının genişliği ( $d$ ) artar. Donor yoğunluğu ( $N_d$ ) artarsa, sığa artar, buna bağlı olarak Schottky tabakasının genişliği ( $d$ ) azalır. Denklem 2.41'den;

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_d} \quad (2.42)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadeden anlaşılacağı üzere  $C^{-2} - V$  grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden,

$$N_d = \frac{2}{e \varepsilon_s \varepsilon_0} \cdot \frac{dV}{d(C^{-2})} \quad (2.43)$$

elde edilir. Doğrunun yatay eksenini kestiği noktada ise  $V_d$  (difüzyon potansiyeli) bulunur.

## 2.6 Schottky Diyotlarının Kapasitesinin (Sığasının) Elde Edilmesi

Metal / n-tipi ( $\varphi_m > \varphi_s$ ) ve metal / p-tipi ( $\varphi_s > \varphi_m$ ) yarıiletken kontaklarda, yük taşıyıcı konsantrasyonlarının metal ve yarıiletken arasında yeniden dağılımı neticesinde, yarıiletkenin sınır bölgesinde n-tipi baz için elektronlardan ve p-tipi baz için deliklerden arınmış yüksek dirence sahip arınma tabakası meydana gelir. Bu bölgenin kalınlığı ( $L_0$ ) dışarıdan uygulanan gerilimle değişir. Bu tür metal yarıiletken kontağın (veya Schottky diyotun) yapısı kondansatörün yapısına benzer. Metal-arınma bölgesi-yarıiletken sistemi, iki iyi iletkenin (metal- yarıiletken) arasındaki yüksek dirençli tabakadan oluşmaktadır. Bu tabakanın direnci, yarıiletkenin iç bölgesinin direncinden çok büyüktür. Adi kondansatörlerle karşılaştırıldığında, Schottky diyotundaki arınma tabakası, kondansatörün metalik elektrotları arasındaki yalıtkan tabakayı hatırlatmaktadır.

Schottky diyota dışarıdan gerilim uygulandığında, devrede ilk anda oluşan akımın etkisiyle, uzay bölgesinin sınırlarındaki elektrik yükleri değişmektedir. Buradaki olaylar kondansatördeki olaylara benzer. Schottky diyotunun sığası, uzay yükü bölgesindeki potansiyel engel yüksekliğinin değişimine bağlıdır, bu nedenle diyotun sığası engel sığası olarak adlandırılır. Diferansiyel engel sığası şu şekilde verilir:

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (2.44)$$

Burada  $dQ$  engel bölgesindeki yük değişimi ve  $dV$  uygulanan gerilimin değişimidir. Diyotun engel sığası, zamanla değişen gerilim uygulandığında kendini göstermektedir. Bu durumda kontakta akım geçmektedir. Kontakta yük taşıyıcıların hareketine bağlı olmayan akım, engel sığasını belirlemektedir.

Schottky diyotun arınma bölgesinin elektrik alanı ( $E$ ) veya potansiyelin koordinatla dağılımını bulmak için Poisson denklemini çözmek gerekir.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.45)$$

$E$ : elektrik alan şiddeti,  $\rho_{(x)}$  maddenin hacimsel yük yoğunluğu,  $\varepsilon_0$  vakumun dielektrik katsayısı,  $\varepsilon$ , maddenin bağıl dielektrik katsayısıdır. Metal / n-tipi yarıiletken kontak için, tüm kontak potansiyel farkı n-tipi yarıiletkende oluşur. Elektrik alan şiddeti ve elektrostatik potansiyel arasındaki bağıntı,

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} \quad \text{olup, burada } d\varphi \text{ elektrostatik potansiyel demektir.}$$

$$\rho_{(x)} = en_{(x)}$$

$n_{(x)}$ , n-tipi yarıiletkenlerde mesafeye bağlı elektron konsantrasyonu,  $e$ ; elektron yüküdür.

Verilen değerleri (2.44) eşitliğinde yerine yazarsak,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

$$\frac{d}{dx} \left( -\frac{d\varphi}{dx} \right) = \frac{en_{(x)}}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (2.46)$$

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{en_{(x)}}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (2.47)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{en(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} = 0 \quad (2.48)$$

elde edilir. 2.48 eşitliği 2. dereceden bir diferansiyel denklemdir ve genel çözümü de :

$$\varphi_{(x)} = \frac{en_{(x)}}{2\varepsilon\varepsilon_0} (L_0 - x)^2 + A(L_0 - x) + B \quad (2.49)$$

şeklinde olur.  $L_0$ : kontak bölgesindeki elektrik alanının yarıiletkende yayılma derinliğidir. (2.49) denklemini sınır şartlarına uymaktadır.

$$\varphi(L_0) = 0$$

$$E(L_0) = -\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=L_0} = 0 \quad (3.50)$$

(3.50) sınır şartları (3.49) denkleminde yerine yazılırsa

$$\varphi_{(L_0)} = \frac{en_{(x)}}{2\epsilon\epsilon_0} (L_0 - L_0)^2 + A(L_0 - L_0) + B \quad (2.51)$$

$$\varphi(L_0) = 0 = B$$

$$E_{(0)} = E_0 = -\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} = \left[ -\frac{2en_{(x)}}{2\epsilon\epsilon_0} (L_0 - x)(-1) + A(-1) \right] \quad (2.52)$$

$$E_0 = -\frac{en}{\epsilon\epsilon_0} (L_0 - x) + A$$

$$E_{(L_0)} = -\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=L_0}$$

$$0 = -\left[ -\frac{2en_{(x)}}{2\epsilon\epsilon_0} (L_0 - x)(-1) + A(-1) \right] \quad (2.53)$$

$$0 = -\frac{en}{\epsilon\epsilon_0} (L_0 - x) - A$$

Burada  $x=L_0$ ' da  $A=0$  olur.

$$\varphi_{(x)} = -\frac{en_{(x)}}{2\epsilon\epsilon_0} (L_0 - x)^2 + A(L_0 - x) \quad (2.54)$$

$$\varphi_{(x)} = -\frac{en_{(x)}}{2\epsilon\epsilon_0} (L_0 - x)^2 \quad (2.55)$$

Yarıiletkende elektrik alanın yayılma derinliği  $L_0$ 'ı bulmak için, arınma bölgesinin sınırında ( $x=0$ ) oluşan potansiyelin ifadesini kullanmak gerekir.

Burada  $x_0=0$  ise ,  $\varphi_0 = - \frac{en}{2\varepsilon\varepsilon_0} L_0^2$

$\varphi_0$  ve  $\varphi_k$  zıt taraflardan başlayıp sonlanıyor. Dolayısıyla

$$\varphi_0 = - \varphi_k$$

$$\frac{\phi_k}{e} = \frac{\phi_m - \phi_s}{e}$$

$$\varphi_k = \frac{\phi_m - \phi_s}{e}$$

$$\varphi_0 = - \frac{\phi_m - \phi_s}{e} \text{ olur.}$$

$$- \frac{en}{2\varepsilon\varepsilon_0} L_0^2 = - \frac{\phi_m - \phi_s}{e}$$

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_m - \phi_s)}{e.n.e}} \quad (2.56)$$

Yada

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{e.n}}$$

Schottky kontağını paralel plakalı kondansatör olarak alırsak, sığası;

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0.S}{L_0} \text{ olur. } S, \text{ diyotun kesit alanıdır.}$$

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0.S}{\left[ \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{e.n} \right]^{1/2}}$$

$$C = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0.en}{2\varphi_k}}.S \quad (2.57)$$

olarak ifade edilebilir.

## 2.7 Schottky Diyotlarının Kapasite - Gerilim Karakteristikleri

Schottky diyotuna dışarıdan gerilim uygulandığında, kontağın hacimsel yük bölgesinin kalınlığı değişmektedir. Diyot doğru yönde kutuplanırsa geçiş bölgesinin kalınlığı ve direnci azalır. Ters yönde uygulanan gerilim, geçiş bölgesinin kalınlığını ve direncini büyütür. Böylece Schottky diyotuna uygulanan gerilimin etkisiyle, geçiş bölgesindeki hacimsel yük değişir.

Genellikle Schottky diyotların, p-n eklemlerin ve heteroeiklemlerin sığası iki bileşenden oluşmaktadır: Engel sığası ve difüzyon sığası.

Kontağın ve eklemlerin engel sığası, geçiş bölgesindeki yük taşıyıcılarının yeniden dağılımına bağlıdır. Difüzyon sığası ise, yarıiletkenin baz bölgesindeki yüklerin yeniden dağılımı ile belirlenmektedir.

Schottky diyotlarının difüzyon sığası yoktur, onların karakteristikleri yalnızca engel sığası ile belirlenmektedir. Bu nedenle Schottky diyotlarının çalışma hızı çok yüksektir.

P-n eklemlerin hem engel sığası hem de difüzyon sığası vardır. Potansiyel fark uygulandığında geçiş bölgesine düşen potansiyel

$$\varphi = \varphi_k - V$$

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 en}{2(\varphi_k - V)}} \cdot S \quad (2.58)$$

V: + ise doğru beslem, V : - ise ters beslem olur.

Görüldüğü gibi doğru beslemde C artar, ters beslemde C azalır. Uygulanan gerilimin işaret ve miktarına göre Schottky diyotun sığası değişir.

## 2.8 Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarında Arayüzey Tabakasının Etkileri

Schottky–Mott teorisine göre Schottky diyotlarında engel yüksekliği metalle yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir. Yani engel yüksekliği metalin iş fonksiyonuna çok sıkı bir şekilde bağlıdır. Fakat yapılan deneylerde elde edilen sonuçlar, engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu gösterdi. n-tipi bir yarıiletken ile doğrultucu kontak haline getirilebilen bir metalin, p-tipi yarıiletken ile omik kontak oluşturması beklenirken doğrultucu kontak da oluşturabileceği bulundu. Bu durum yarıiletken üzerindeki yüzey halleri vasıtasıyla açıklandı. Bu yüzey halleri yarıiletkenin içini metalden perdeler ve difüzyon potansiyelinin, dolayısıyla engel yüksekliğinin gerçek değerinden farklı olmasına sebep olurlar. Yine Bardeen modeli, metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabakanın varlığını da kabul eder. (Card ve Rhoderick, 1973).

Arayüzey halleri, tahmin edilen ve gözlenen Schottky engel yükseklikleri arasındaki farktan dolayı hesaba katılır. Bu arayüzey hallerini (yüzey hallerini) dört kısma ayırabiliriz:

- a) Metal ile kontakten önce, yarıiletken ve vakum seviyesi arayüzeyinde mevcut olan asal yüzey halleri. Bunlar genel olarak yarıiletken kristalin periyodik yapısının yüzeyde kesilmesi sonucu oluşur. (Crowel ve Sze., 1965)
- b) Metal ile kontakten sonra ortaya çıkan asal olmayan (extrinsic) yüzey halleri. Bunlar yarıiletkenin yüzeyinde yığılmış olan yabancı atomların varlığından veya metalin yeteri kadar temiz olmayışından dolayı oluşan yüzey halleridir.
- c) Hem yarıiletkenin yüzeyinde hem de yarıiletkenin gövdesinde bulunan kusurlar (defects) ve kirlere kaynaklanan, asal olmayan yüzey halleri. Bu haller metal buharlaştırıldığında yarıiletkenin ince bir tabakasıyla (arayüzey tabakası) metalden ayrılırlar. Bu durumda, bu hallerin dengede olduğu söylenir.
- d) Arayüzey kimyasal reaksiyonlarından ortaya çıkan arayüzey halleri veya metalle uyarılan yüzey halleri. Bazı metaller temiz yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırıldıklarında metal ile yarıiletken arasında kuvvetli bir kimyasal reaksiyon meydana gelir. Bu reaksiyondan dolayı arayüzeyde arayüzey tabakası olarak kabul edilen yeni bir bileşik ve dolayısıyla yeni arayüzey halleri ortaya çıkmış olur. Metalle uyarılan veya metalle sebep olunan haller (metal-induced gap states- MIGS), metalden yarıiletkene yük

transferiyle ortaya çıkan hallerdir. Bir metal bir yarıiletkenin yüzeyine temas ettirildiğinde (kontakt haline getirildiğinde) MIGS'ler yarıiletkenin yüzeyindeki asal yüzey hallerinin yerine geçebilirler.

Deneysel olarak bu dört tipin varlığı gösterilmiştir. Teorik hesaplamalarda bu arayüzeylerin yapısı ve özellikleri güvenilir bir şekilde tartışılmıştır. Bu dört tip arayüzey hallerini Schottky diyot karakteristiklerinin beklenilenden farklı çıkmasına sebep oldukları hem deneysel hem de teorik olarak gösterilmiştir. Bunlara ilave olarak, metalle yarıiletken arasındaki ince oksit tabakası bant yapısı karakterine sahip değildir ve metal-yarıiletken kontaklardaki etkisi aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- 1) Bu tabakadaki potansiyel değişmesinden dolayı termal dengedeki sıfır beslem engel yüksekliği ideal bir Schottky diyotunkinden daha düşük olur.
- 2) Elektronlar, bu tabakadan oluşan engelin içinden geçerler (tünelleme) ve bu durum Schottky parametrelerinin beklenilenden farklı çıkmasına neden olur.
- 3) Bir gerilim uygulandığında, bu gerilimin bir kısmı arayüzey tabakası boyunca düşeceğinden engel yüksekliği uygulanan geriliminin bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğinin bu beslem bağımlılığı, I-V karakteristiklerinin biçiminin değişmesine sebep olur. Bu durum ideallikten sapma olarak tanımlanır ve idealite faktörü olan 'n' cinsinden ifade edilir. Ayrıca, arayüzey tabakası ve arayüzey hallerinin Schottky diyot sığasına etkisi ve katkılarına aşağıdaki gibi işaret edilebilir:

$20 \text{ }^{\circ}\text{A}$  'dan daha küçük kalınlıklı arayüzey tabakası için arayüzey halleri metalle dengededir.  $20 \text{ }^{\circ}\text{A}$ 'dan daha büyük kalınlıklı arayüzey tabakası için ise arayüzey halleri yarıiletkenle dengededir. Arayüzey halleri, yüksek frekanslarda ( $f > \text{mHz}$ ) AC sinyaline cevap veremediğinden engel sığasına katkıda bulunamazlar. Bundan dolayı, arayüzey hal yoğunluğu beslemeyle değişmez ve sabit kalır.



### **3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜMLER**

#### **3.1 Giriş**

Bu bölüm Cu/p-Si Schottky diyotunun yapımı için izlenen yöntemleri içerir. Bu çalışmada kullanılan kontaklar, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fizik Bölümü Yoğun Madde Fiziği Araştırma Laboratuvarı'nda bulunan "AUTO 306 VAKUUM COATER WITH TURBO MOLECULER PUMPING SYSTEM" adlı cihaz kullanılarak üretilmiştir. Yapılan numunelerden ölçümler sonucu elde edilen diyot parametreleri (idealite faktörü, engel yüksekliği, seri direnç) ve karakteristikleri bu bölümde yer almaktadır.

#### **3.2 Numunelerin Hazırlanması Ve Temizlenmesi**

Bu bölümde [100] doğrultusunda büyütülmüş, öz direnci  $\rho = 5-10 \Omega \cdot \text{cm}$  olan bor katkılı p-tipi silisyum kullanıldı. Kontak yapımında kullanılan numunenin daha ideal sonuçlar verebilmesi için yüzeyinin organik ve mekanik kirlere temizlenmesi şarttır. Bunun için numuneler kimyasal olarak temizlendi. Kimyasal temizlemede %10 oranında HCl kullanıldı. Numunelerin yüzeyleri 10 saniye boyunca bu çözelti ile temizlendi.

#### **3.3 Schottky Diyotlarının Yapımı**

##### **3.3.1 Omik kontak yapımı**

Kontaklar, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fizik Bölümü Yoğun Madde Fiziği Araştırma laboratuvarında üretildi. Kontak yapılmadan önce yüzeyler organik kirlere iyice temizlendi. Numune flamanın 10cm üstündeki 1mm çaplı deliklerden oluşan maskenin üzerine yerleştirildi. Daha sonra kaplama cihazı çalıştırıldı ve vakum seviyesi  $10^{-5}$  torr olduğunda flamanın üzerinden akım geçirilerek (35A) %99,9 saflığındaki

bakır parçacıkları buharlaştırıldı. Yarıiletkenin yüzeyinde 200µm kalınlığında kaplama oluşturuldu. Böylece omik kontak elde edildi.

### 3.3.2 Doğrultucu (Schottky) kontak yapımı

Kimyasal olarak temizlenen %99.9 saflığındaki alüminyum metali ısıtıcı üzerine yerleştirildi. Numune uygun yükseklikteki (10cm) tezgâhın üzerindeki 1mm çaplı deliklerden oluşan maskenin üzerine parlak tarafı aşağı gelecek şekilde yerleştirildi. Vakum cihazı çalıştırıldı ve basınç düşürüldü. Basınç  $10^{-5}$  torr değerine düştüğünde flamanın üzerinden yaklaşık 35A'lık akım geçirilerek alüminyum metali buharlaştırıldı. Böylece doğrultucu kontak elde edildi.

## 3.4 Ölçümler

Numunelerin Akım-Voltaj (I-V), Kapasite-Voltaj (C-V) ve Kapasite-Frekans (C-f) ölçümleri için Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Yoğun Madde Fiziği Araştırma Laboratuvarı'ndaki "KEITHLEY 6487 PICOAMMETER/VOLTAGE SOURCE" ile "AGILENT 4294A PRECISION IMPEDANCE ANALYZER" cihazları kullanıldı.

### 3.4.1 Akım –Voltaj (I-V) ölçümleri ve Cheung fonksiyonlarının kullanılması

Numune olarak kullandığımız p-Si kristalinin öz direnci üretici firma tarafından  $\rho = 5-10$  ohm.cm olarak hesaplanmış kalınlığı ise 200 mikron olarak ölçülmüştür.  $T = 300K$  için p-tipi silisyumun mobilitesi  $\mu_p = 480$  cm<sup>2</sup>/V-sn ve  $N_V = 1.04 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup> olarak verilmiştir. Bu değerler akseptör yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesini hesaplamak için:

$$N_a = 1/e\mu_p \text{ ve } N_a = N_V \cdot \exp(-E_f/kT)$$

eşitlikleri ile kullanıldığında, akseptör yoğunluğu  $N_a = 2.60 \times 10^{15} - 1.30 \times 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> arasında ve Fermi enerji seviyesi ise  $E_f = 0.213 - 0.232$  eV arasında hesaplanmıştır. Numunenin (I-V) akım-voltaj grafikleri şekil (3.1) de verilmektedir. Grafiklerden

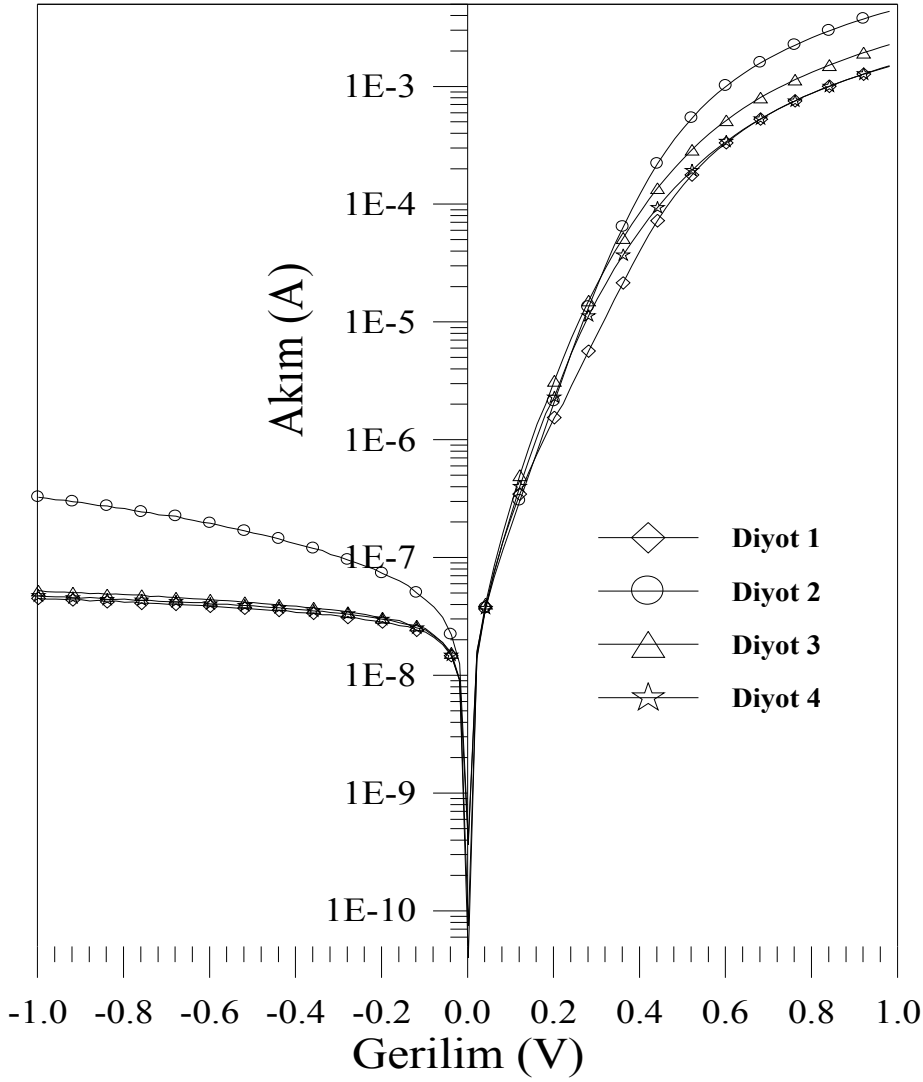
idealite faktörlerini, engel yüksekliklerini ve seri dirençleri elde ettik. Diyotların idealite faktörünü hesaplamak için (2.23) eşitliğini tekrar düzenlersek:

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

Burada  $eV \gg 3kT$  olduğunu hesaba katarsak 1 ihmal edilebilir. (3.1) ifadesinin tabii logaritması alınıp  $V$ 'ye göre türevlenirse 'n' idealite faktörü:

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.2)$$

olarak bulunur.



**Şekil 3.1** Cu/p-Si Schottky diyotlarında diyotun doğru beslem ve ters beslem için  $\ln I$ - $V$  değişimi.

(3.2) eşitliğinden  $\frac{dV}{d(\ln I)}$  teriminin değeri,  $\ln I - V$  grafiğindeki doğru kısmın eğiminden elde edilip yerine yazılarak idealite faktörü hesaplanır. Doyma akım yoğunluğu (2.2)'den

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{bp,0}}{kT}\right) \quad (3.3)$$

şeklini alır. Bu ifadeden engel yüksekliği için

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

ifadesi elde edilir.

Bu ifadede yer alan A, diyotun etkin alanı ( $A= 7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ); A\*, Richardson sabiti (Si-p için  $A^* = 32A/K^2 - \text{cm}^2$ ) (Andrews and Lepselter, 1970; Werner and Rau, 1994); T, Kelvin cinsinden ortam sıcaklığı ( $T=300 \text{ K}$ ); k, Boltzmann sabiti ( $k=8,625 \times 10^{-5} \text{ ev/K}$ ) dir.

Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu  $\ln I - V$  grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenini kestiği noktadan elde edilir.

Bu yolla elde edilen idealite faktörü değerleri 1.60 ile 1.73 arasında, engel yüksekliği değeri ise 0.69 ile 0.72 arasında hesaplandı. ( Çizelge 3.1)

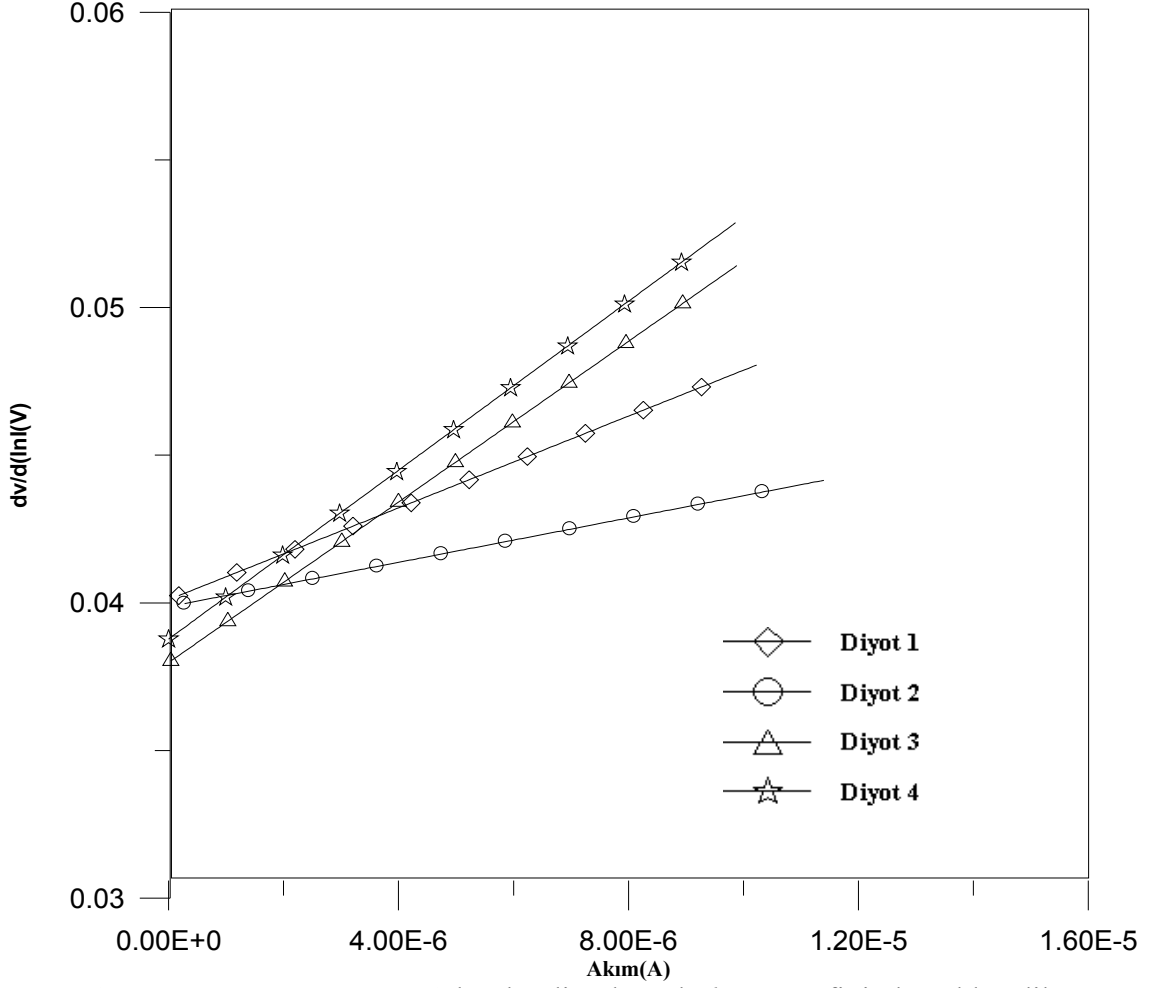
Temel akım denklemi (3.1) kullanılarak elde edilen (3.4) ve (3.5)

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.4)$$

ve

$$H(I) = n\phi_{bp} + IR_s \quad (3.5)$$

Cheung fonksiyonları yardımıyla, diyotların nötral bölge seri dirençlerinin yanı sıra idealite faktörleri ve engel yükseklikleri yeniden elde edildi.



Şekil 3.2 D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub> ve D<sub>4</sub> Schottky diyotlarında  $\ln I$ -V grafiğinden elde edilen Cheung Fonksiyonları  $dv/d(\ln I)$ -I grafiği

(3.4) denklemiyle verilen  $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nin  $I$ ya karşı çizilen grafiği bir doğru vermektedir.

Bu doğrunun,  $I_0 = 0$  iken düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü ve eğiminden de seri direnç elde edildi.

Numunenin Cheung fonksiyonlarına ait  $\frac{dV}{d(\ln I)}$  -  $I$  grafiği şekil (3.2)'de verilmiştir. (3.5) eşitliği ile verilen  $H(I)$ 'nin  $I$ ya göre çizilen grafiği de bir doğru vermektedir. (3.4)'ten elde edilen idealite faktörü kullanılarak,  $H(I)$  -  $I$  grafiği çizilirse bir doğru verecek, doğrunun  $I=0$ 'da düşey eksenini kestiği noktadan, diyotun Schottky engel yüksekliği elde edilmektedir. Bu eğrinin eğimi seri direnci vermektedir.

Bu yolla numunelerin idealite faktörleri 1.47 ile 1.69 arasında, engel yükseklikleri ise 0.64eV ile 0.70eV arasında hesaplandı. (Çizelge 3.1).

### 3.4.2 Sabit frekans altında kapasite -gerilim (C-V) ölçümleri

Numunelerin ters beslem C-V ölçümleri -2V ile 1.6V gerilim aralığında alındı. İdeal bir metal-yarıiletken (MS) kontağın birim yüzey alanı başına arınma (deplasyon) bölgesinin sığası

$$C^{-2} = 2(V_d - V)/q\varepsilon_s N_A \quad (3.6)$$

ile belirlenir. Bu eşitlikte  $V_d$ , difüzyon potansiyeli;  $q$ , elektronun yükü;  $\varepsilon_s$ , yarıiletkenin dielektrik sabiti ve  $N_A$ , akseptör yoğunluğudur. (3.6) eşitliğine göre  $C^{-2}$ -  $V$  grafiği bir doğru verecektir. Bu doğrunun yatay eksenini kestiği noktadan difüzyon potansiyeli elde edilebilir.

C-V karakteristiklerinden engel yükseklikleri

$$\Phi_{b,p,0} = (C_2 V_0 + V_p) \quad (3.7)$$

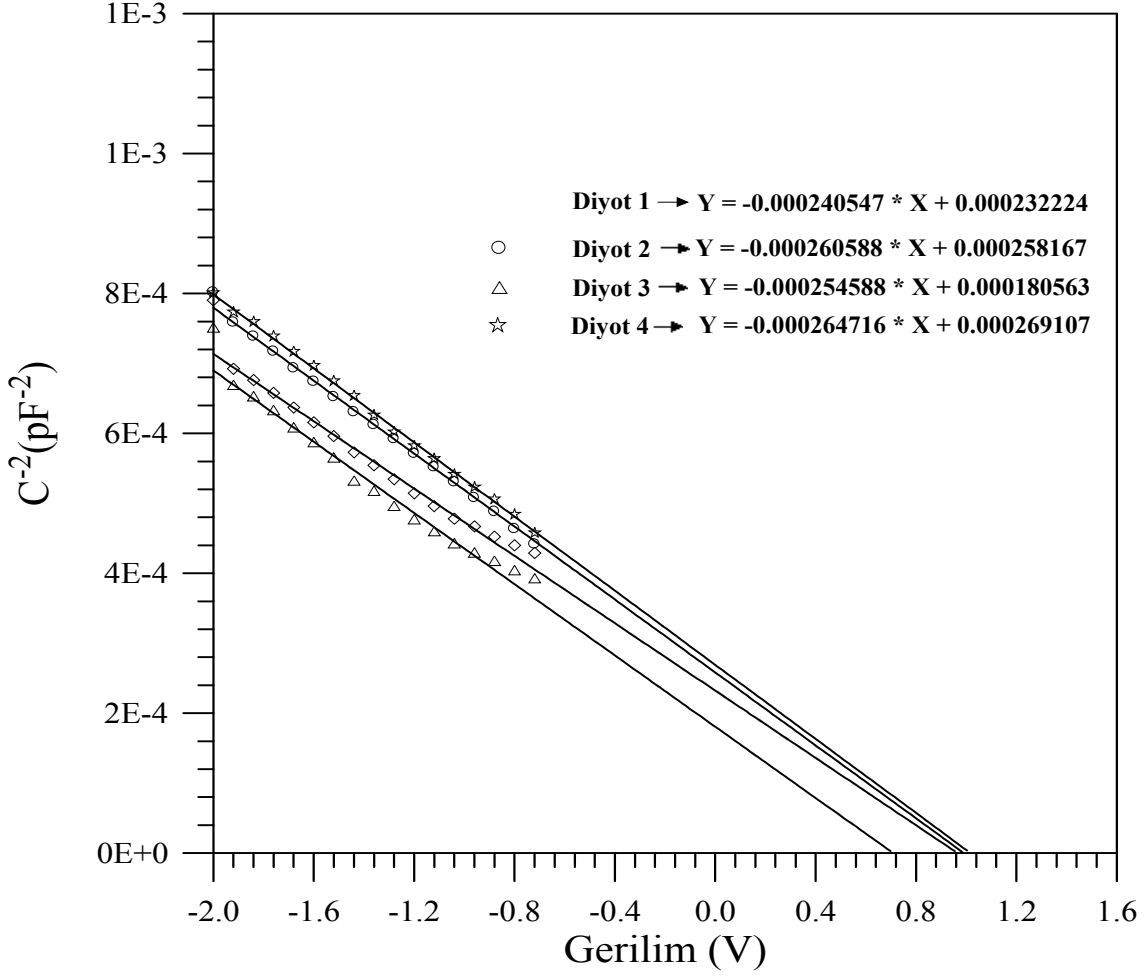
olarak elde edilir. (3.6) nın  $V$ 'ye göre diferansiyeli alınarak, yüzey alanı  $A$  olan bir diyot için  $N_A$ 'ya göre çözümü yapılırsa,

$$N_A = \frac{2}{qA^2 \varepsilon_s \varepsilon_0} \cdot \frac{dv}{d(C^{-2})} \quad (3.8)$$

elde edilir. Bu ifadedeki son terim  $C^{-2}$ - $V$  grafiğindeki doğrunun eğiminden elde edilerek, yerine yazılıp her bir diyot için akseptör yoğunluğu elde edildi.  $N_a = 1/ep\mu_p$  eşitliğine göre akseptör yoğunluğu  $N_A = 2.60 \times 10^{15} - 1.3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  arasında hesaplandı.

Şekil (3.3)'te verilen  $C^{-2}$ - $V$  grafiği bir doğruyu ifade eder. Doğrunun eğimi ne kadar büyük olursa taşıyıcı yoğunluğu da o kadar büyük olur.  $C^{-2}=0$  ( $V_d=V$ ) iken yatay eksenini (voltage eksenini) kestiği noktadan (Eşitlik 3.6 ya göre) difüzyon potansiyeli (bükülmenin derinliği) ( $V_d$ ) tespit edilir.

Şekil (3.3) grafiğindeki  $y= ax+b$  şeklindeki doğrunun sol tarafındaki ‘y’ sıfıra eşitlenerek ‘x’ bulunur. Burada ‘x’,  $V_d$  ‘yi ifade eder. Her bir diyot için  $V_d$  değerleri sırasıyla 0.96V, 0.99V, 0.70V ve 1.01V olarak hesaplandı. Bu değerler kullanılarak engel yüksekliği  $e\Phi$  tespit edilebilir. Burada kontağın MIS yapıda olduğu kabul edilerek (3.10) eşitliği kullanılacaktır.



Şekil 3.3 Numunelerin -2V ile 1.6V aralığında ters beslem  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen  $C^{-2}-V$  grafiği.

$$e\Phi_b = \frac{V_d}{n} + V_F \quad (3.9)$$

Burada,  $V_p = E_f = 0.22V$  olarak bulundu. Her bir diyot için engel yüksekliği (3.9) eşitliğine göre hesaplandığında sırasıyla 0.86eV, 0.80eV, 0.69eV ve 0.89eV olarak elde edildi.

Yapılan hesaplamalarda idealite faktörlerinin büyük çıkması arayüzey tabakası, arayüzey hallerine atfedilebilir. (Tataroğlu ve Altındal, 2006).

**Çizelge 3.1** Referans numunelerin hesaplanan bazı karakteristik parametrelerinin deneysel sonuçları

Diyot (D)	n (idealite faktörü)		Engel yüksekliği (eV)			Seri direnç ( $\Omega$ )	
	I-V	Cheung	I-V	Cheung	C-V	(dv/dlnI)-I	H(I)-I
D <sub>1</sub>	1.73	1.48	0.69	0.70	0.86	791.54	1483.70
D <sub>2</sub>	1.60	1.69	0.72	0.69	0.80	102.86	143.8
D <sub>3</sub>	1.60	1.47	0.70	0.73	0.69	1315.61	1 941.78
D <sub>4</sub>	1.72	1.49	0.72	0.64	0.89	1429.23	3525.67

### 3.4.3 Kapasite-frekans (C-f) ölçümleri

Kapasite -frekans (C-f) ve Kapasite-Voltaj (C-V) ölçümleri “AGILENT 4294A PRECISION IMPEDANCE ANALYZER” cihazıyla yapıldı.

Ölçümler Diyot1 için 00, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, mili volt aralıklarında alınmıştır. Böylece bir taraftan frekansa bağlı olarak sığa değişimleri gözlenirken, diğer taraftan C-f ölçümlerinin uygulanan gerilimde ne şekilde etkilendiği de görülmektedir.

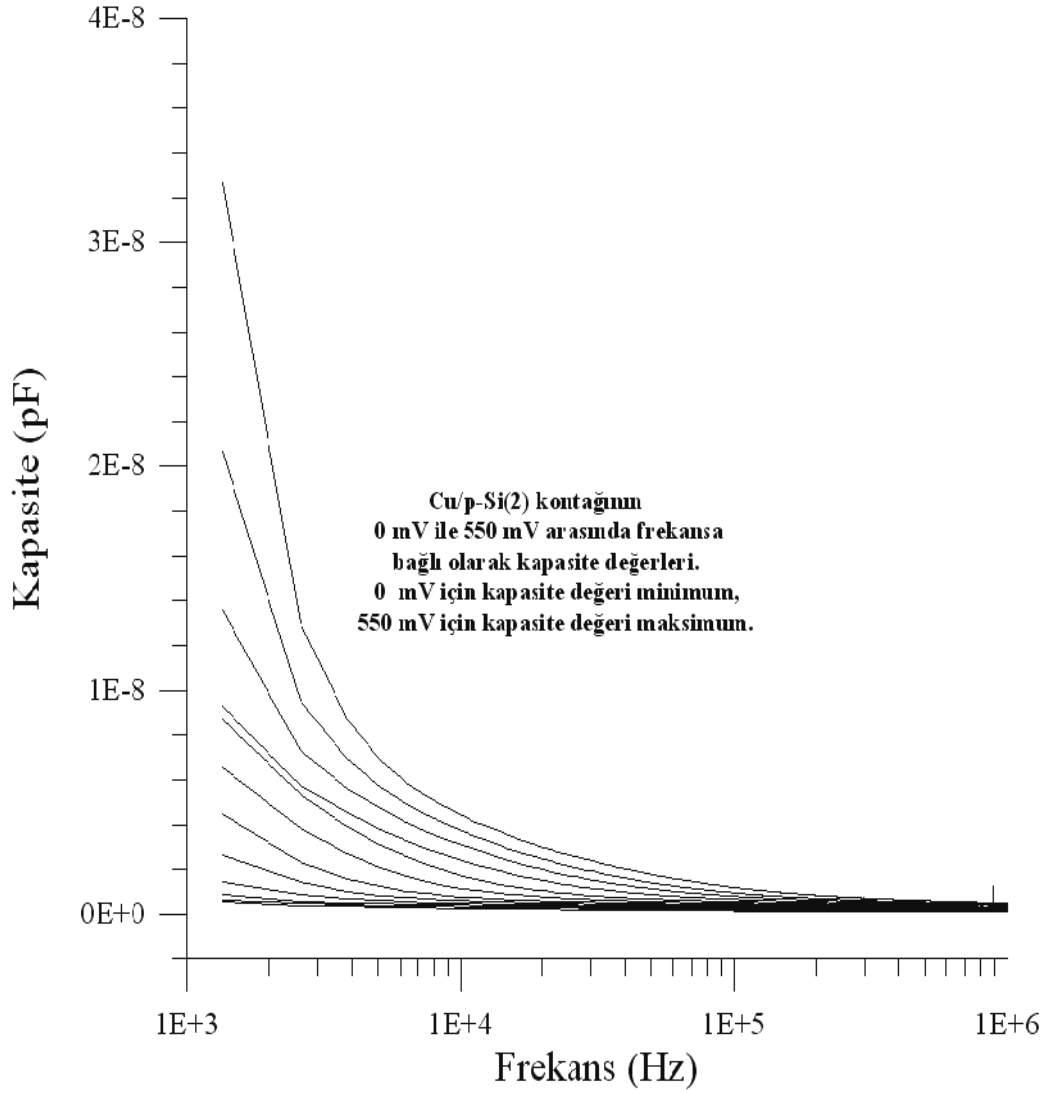
Düşük frekanslarda diyotun kapasitesine arayüzey hallerinden gelen katkılar, yüksek frekanslara doğru gidildikçe azalmakta ve yeterince yüksek frekanslarda arayüzey hallerinden gelen sığa katkısı sifıra çok yaklaşır, dolayısıyla ihmal edilebilir. Bu durumda yüksek frekanslarda kontak sığası, arayüzey hallerinin AC sinyalini takip edememesinden dolayı sadece uzay yükü bölgesinin sığasından ( $C_{sc}$ ) ibarettir. C-f ölçümlerinden elde ettiğimiz verilerde, düşük frekanslara karşılık gelen sığa (C), yaklaşık olarak uzay yükü sığasıyla ( $C_{sc}$ ) arayüzey hallerinden ileri gelen sığanın ( $C_{it}$ ) toplamına eşittir (Singh, (1985); Baret ve Maaref (1993)).



$$C = C_{SC} + C_{it} \text{ (düşük frekanslarda)} \quad (3.10)$$

$$C = C_{SC} \text{ (yüksek frekanslarda)} \quad (3.11)$$

(3.4) ve (3.5) eşitliklerinin yardımıyla,  $C$ - $f$  verilerini kullanarak arayüzey hallerinden ileri gelen sığanın (kapasitenin) ( $C_{it}$ ) frekansla değişimini elde ettik.



**Şekil 3.4** (Diyot1)'in 0 V ile 550 mV aralığında  $C$ - $f$  değişimi.

(3.4) grafiğinden düşük frekanslarda bir miktar artık sığa izlenmiştir. Bu artık kapasitenin (sığanın) büyük voltajlara doğru arttığı gözlenir. Düşük frekanslardaki artık

sığanın varlığı diyotun arayüzey hallerine ve omik kontak direncinin yüksek olmasına, yüksek frekanslarda AC sinyalinin takip edilmesinin zorluğuna atfedilebilir. Dolayısıyla toplam sığa ve sığanın pik değeri artan frekansla azalır. Arayüzey hallerinin AC sinyalini takip etmesinin seri direnç ile ters orantılı olduğu görüldü. Akım yoğunluğu arttığında seri direnç etkisi daha etkili olmakta bu yüzden sığa azalmaktadır.

(Batı ve ark., 1999) Belli frekanslardan sonraki artık sığanın  $C_0=75\text{pF}$  olduğu gözlenir. Düşük frekanslarda, arayüzey hallerinin diyot sığasına olan katkısından dolayı seri direnç etkisi gözlenmemektedir. Artan frekanslarda,  $C-V$  eğrilerinde gözlenen pik, Horvth ve ark. (1987) tarafından arayüzey hallerine, Werner ve ark. (1987) tarafından doğrultucu kontakta yapıya giren azınlık taşıyıcılarına ve Chattopadhyay ve RayChaudrhuri, (1993) tarafından da yüksek frekanslarda seri direnç etkisine atfedildi.

#### 4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada büyütülmüş [100] doğrultulu, 200µm kalınlıklı ve öz direnci  $\rho = 5-10\Omega\text{-cm}$  olan bor katkılı *p-Si* kristali kullanılmıştır. Bu çalışmada 4 adet Schottky diyot imal edilmiştir. Bu çalışmadaki amacımız arayüzey hallerinin Schottky diyotlarının sığası üzerindeki etkisini incelemektir.

Omik tarafları aynı olan 4 numunenin diğer yüzeylerine ayrı ayrı Schottky kontak yapılarak akım-voltaj, kapasite-voltaj ölçümleri ile bir numunenin ( $D_1$ ) kapasite-frekans ölçümü alındı ve grafikleri çizildi. Numunelerin karakteristikleri incelendi.  $I-V$  karakteristiklerinden diyotların idealite faktörleri ve engel yükseklikleri hesaplandı. Diyotların engel yükseklikleri ayrıca  $C-V$  karakteristiklerinden de hesaplandı.

İdealite faktörünün değerleri  $I-V$  karakteristiklerinin doğru beslem kısmının lineer bölgesinin eğiminden, eşitlik (3.2)'ye göre, seri direncin etkisi önemsenmeyerek, hesaplandı. Hesaplama sonucu diyotlar için idealite faktörleri  $n_1 = 1.73$ ,  $n_2 = 1.60$ ,  $n_3 = 1.60$  ve  $n_4 = 1.72$  olarak ölçüldü. *Cu/p-Si* Schottky diyotlarının engel yüksekliği değerleri, yarı-logaritmik doğru beslem  $I-V$  karakteristiklerinde, eğrinin düşey eksen kestiği noktadan ( $I_0$ , doyma akım yoğunluğundan), eşitlik (3.4)'e göre, hesaplandı. Diyotlar için bulunan engel yükseklikleri sırasıyla;  $0.69\text{eV}$ ,  $0.72\text{eV}$ ,  $0.70\text{eV}$  ve  $0.72\text{eV}$  olarak hesaplandı. Bu değerleri kontrol etmek amacıyla aynı parametreler için Cheung fonksiyonları kullanıldı. Eşitlik (3.4) ve (3.5) Cheung fonksiyonları olarak bilinir.

Akım-Voltaj ölçümlerinden elde edilen veriler kullanılarak  $\left[ \frac{dV}{d(\ln I)} \right] - I$  grafiği çizilecek olursa, yatay eksen akım eksenine olmak üzere doğrunun  $I=0$  iken düşey eksen kestiği nokta  $nkT$  değerini verir. Burada  $kT$  değeri bilindiğinden ( $0,025875$ ), idealite faktörü ( $n$ ) elde edilebilir. (3.4) eşitliği bir doğru ifade eder bu doğrunun eğiminden seri direnç de ( $R_s$ ) hesaplanabilir. (3.4) ile bulunan idealite faktörü değeri (3.5) eşitliğinde kullanılarak  $H(I) - I$  grafiği yardımıyla engel yüksekliği ve seri direnç hesaplandı. (3.4) denklemi kullanılarak her diyot için idealite faktörü sırasıyla;  $n_1 = 1.48$ ,  $n_2 = 1.69$ ,  $n_3 = 1.47$  ve  $n_4 = 1.49$  olarak bulundu. Bu değerler ile  $I-V$  grafiğinden elde edilen değerler arasında az da olsa bir paralellik mevcuttur. (3.5) denklemi kullanılarak diyotlara ait engel yüksekliği ( $\Phi_b$ ) değerleri sırasıyla  $0.70\text{eV}$ ,  $0.69\text{eV}$ ,  $0.73\text{eV}$  ve  $0.64\text{eV}$  olarak ölçüldü.

$I-V$  grafiği ve Cheung fonksiyonları yardımıyla elde edilen engel yüksekliği değerleri karşılaştırıldığında sonuçların birbirine çok yakın olduğu görölmektedir.

(Şekil3.4) Diyot1'e ait kapasite-frekans grafiği 0-0.550 volt aralığını göstermektedir. Görüldüğu gibi düşük frekans bölgesinde ölçülen sığa değerleri, yüksek frekans bölgesindeki sığa değerlerinden daha büyüktür. Bunun sebebi, diyotun arayüzeyinde mevcut hallerin düşük frekanslardaki  $ac$  sinyalini takip ederek sığaya katkıda bulunabilmesi ve yüksek frekans bölgesinde ise bu arayüzey hallerinin  $ac$  sinyalini takip edememesi sonucu sığaya katkısı olmamasıdır. Dolayısıyla alçak frekans ve yüksek frekans bölgelerindeki sığa değerleri arasındaki fark, arayüzey hallerinden kaynaklanır ve buna artık sığa denir. Arayüzey hallerinin yüksek frekanslarda  $ac$  sinyalini takip edememe durumu dikkate alınır, yüksek frekanslarda sığa değişiminin yavaşlaması veya kararlı duruma gelmesi beklenebilir.

Diyotların  $\ln I-V$  ve  $C^{-2}-V$  karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün 1 den büyük olması yapılan diyotun doğru kontak tarafında metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan (oksit) tabakasının olduğunu gösterir. (Kumta ve ark., 2006). Yani diyotun bir MIS diyotu olduğunu gösterir. Genellikle bu hallerde metal ile yarıiletken arasında 15–40 angström kalınlığında bir yalıtkan tabaka oluşur. (Aguas ve ark.,-2004). Dolayısıyla arayüzey halleri metal ile etkileşmezler (Chattopadhyay ve RayChaudhuri,1993; Card ve Rhoderick,1971). Omik kontak direncinin büyüklüğu, arayüzey hallerinin yoğunluğu ve nötral bölgenin seri direncin büyüklüğu idealite faktörünü doğrusal olarak etkiler (Chattopadhyay, 1992). Aynı zamanda literatürde,  $n$ -tipi yarıiletken Schottky diyotlarında, pozitif uzay yükü artışının potansiyel engelini düşürdüğu ve idealite faktörünü arttırdığu ile ilgili veriler vardır (Wu ve ark.1989). Ayrıca literatürde MIS tünel diyotlarının engel yüksekliğinin (eV), tuzak safsızlığına doğru orantılı olarak bağlı olduğu geçmektedir (Chattopadhyay ve Daw,1986).

Diyodun  $C-f$  eğrileri incelendiğinde diyotların ideallikten koptuğu göröür.  $C-f$  grafiklerinde, yüksek voltajlarda, düşük frekanslara karşılık gelen bölgelerde bir artık sığa gözlenir. Bu (Werner ve ark.,1988) tarafından düşük frekanslarda arayüzey hallerinin  $ac$  sinyalini takip edebilmesine ve yüksek voltajlarda arayüzey hallerinin  $AC$  sinyalini takip edememesine atfedildi.(Bati,1999)

Numunelerin  $I-V$  ile  $C-V$  karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin birbirinden farklı olduğunu görüyoruz. Genel olarak  $C-V$

karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri,  $I-V$  karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinden daha büyüktür. Bunun nedeni, kontak bölgesinde potansiyel engelinin uzaysal dağılımı  $C-V$  ve  $I-V$  ölçümlerini farklı etkilemesidir. Sığa, uzay yük bölgesinin genişliğinin periyodik olarak değişimindeki frekansıyla ( $\omega$ ) yöneliminden oluşan  $dE/dt = i\omega C$  değişiminden ileri gelen akımla birlikte değişir. Uzay yükü bölgesinin genişliği, metal yarıiletken arayüzeyinde oluşan ortalama elektrik alanı ( $E$ ) bağlıdır. Metal-yarıiletken arayüzeyindeki kısa dalga boylu potansiyel değişimleri, uzay yükü bölgesi kenarında sınırlanır. Sonuç olarak sığa ölçümlerinde sadece ortalama  $V_d$  ve ortalama  $\Phi_b$  değerlerinin ölçülmesi beklenir, zira sığa ( $C$ ), uzay yükü bölgesi genişliğinden daha küçük bir skaladaki potansiyel değişimlerine duyarlıdır. Buna karşılık kontaktaki DC akımı  $\Phi_b$ 'ye üstel olarak bağlıdır. Bu nedenle arayüzeydeki engel dağılımına çok duyarlıdır. Engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim, akımın tercihli olarak minimum engelden geçmesine yol açar. Bundan dolayı Schottky diyotlarında,  $C-V$  karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin,  $I-V$  karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinden daha büyük olması beklenir (Williams, 1985).

Teorik olarak  $Cu/p-Si$  kontakta ideal (MS) durum için beklenen engel yüksekliği değeri,  $\rho = 5 \Omega\text{-cm}$  için  $\Phi_b = 0.5669\text{eV}$  ile  $\rho = 10 \Omega\text{-cm}$  için  $\Phi_b = 0.5848\text{eV}$  aralığındadır. Ancak deneysel olarak bizim üretmiş olduğumuz  $Cu/p-Si$  diyotlarda ölçülen engel yüksekliği değerleri 0.64 ile 0.89 aralığında tespit edilmiştir. Üretmiş olduğumuz  $Cu/p-Si$  kontaklar, idealite faktörü değerlerini de göz önüne aldığımızda ideal bir MS diyottan ziyade bir arayüzey tabakalı MIS diyotlar olduğu anlaşılmaktadır. Diyotların bu özelliklerini de göz önüne alarak, teorik olarak beklenen engel yüksekliği değeri ile deneysel olarak ürettiğimiz diyotların ölçümünden elde edilen engel yüksekliği değerleri arasındaki farkı arayüzey tabakasına atfedebiliriz.

## KAYNAKLAR

- Aguas H., Goullet A., Pereria L., Fotunato E., Martins R.,2004. Efect Of tunneling Oxide Thicknes and Density on the Performance of MIS photodiodes. *Thin Solid Films*, (451-452) 361-365.
- Aldemir, D. A., 2007. *Al/P2ClAn (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>(COOH))/P-Si/Al Yapılarda Akım-Votaj Ve Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin İncelenmesi*. (Yüksek lisans tezi basılmış) S.D.Ü. Isparta.
- Altaş. A., 2006. *Al/n- Si Schottky Diyotlarında Arayüzey Hallerinin I-V, C-V, C-f Karakteristiklerine Etkileri* (Yüksek lisans tezi basılmış) YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Andrew, J. M., Lepselter, M.P., 1970. Reverse Current-Voltage Characteristics of Metal-Silicide Schottky Diodes. *Solid-St. Elelectron.*, 13, 1011.
- Artıg, B., 2007. *Piyasada Pazarlanan Bazı Diyotların Temel Elektriksel Karakteristikleri* (Yüksek lisans tezi basılmamış) YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Ashok, S., Borrego, J.M , Gutmann, R.J.,1979. Elektrical Characteristics of GaAs MIS Schootky Diodes *Solid, State Elelectroncs*, 22: 621- 631.
- Bardeen, J., 1947. Surface States and Recrification at a Metal-Semiconductor Contact. *J.Phys. Rev., (A)*, 71, 717.
- Baret, C., Vapaielle, A., 1979. Interface States In a Cleaved M-S Junction. *J. Apple. Phys.* 50(6): 313-314.
- Barret, C., Maaref H., 1993. Study of Cleaved Metal-Inp(n) Contacs. *Solid State Electronics.*, 36,879.
- Batı, B., 1999. *İdeal ve İdeal olmayan Omik ve Doğrultucu kontaklı Au/n –Si Schottky Diyotlarında Doğru beslem Kapasite-Voltaj-Frekans Karakteristikleri* ( Doktora tezi basılmış). A.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Bethe H. A., 1942. Theory of The Boundry Layer of Crystal Rectifiers. *Mass Inst. Technol. Radiat Lab. Rep.*, 43.
- Bethe , H. A., 1981. *Theory Of The Boundary Layer Of Crystal Rectifiers*. *Mass.Ins.Techno. Radia Lab Reba.* (1942) 43-12s.

- Cafer, T., 2000. *Kathal Elektroniği*. YTÜ, Vakıf Yay., İstanbul. 233.
- Card, H. C., Rhoderick, E.H., 1971. Studies of Tunnel MOS Diodes I. Interface Effects In Silicon Schottky Diodes. *J. Phys. D, Appl. Phys.*, **4**, 1589.
- Card, H. C., Rhoderick, E.H., 1973. The Effect On Interfacial Layer On Minority Carrier Injection In Forward Biased Silicon Schottky Diodes. *Solid- State Electron*, **16(3)**-373.
- Chattopadhyay, P., Daw, A. N., 1986. On The Current Transport Mechanism In a Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) Diode. *Solid-State Electronics*, **29**, 555.
- Chattopadhyay, P., Das, K., 1991. Control of Barrier Height of MIS Tunnel Diodes Using Deep Level Impurities. *Solid-st. Electron.*, **34(4)**, 367.
- Chattopadhyay, P., Raychaudhuri, B., 1992. Origin of the nomalous pea In The Forward C-V Plot of Schottky Barrier Diodes. *Solid-State Electron*. **35(6)**: 875-878.
- Chattopadhyay, P., Raychaudhuri, B., 1993. Frequency Dependence of Forward Capaticance-Voltage Characterics of Schottky Barier Diodes. *Solid-State Electron*, **36(4)**: 605-610.
- Cheung, S.K., Cheung, N. W., 1986. Extraction Of Schottky Diode Parametres From Forwed Current-Voltage Characteristics. *Appl Phys.Let.* **49(2)**: 85-90.
- Crowell, C.R., Sze ,S.M., 1965. Elektron Optical Phonon Scattering In The Emitter And Collector Bariers Of Semiconductor-Metal Semiconductor Structures, *Solid State Electronics*, **8** (12): 979-990.
- Crowell , C.R., Sze , S.M., 1966. Current Transport In Metal-Semiconductors, Barriers, *Solid State Electronics*, **9**: 1035-1048.
- Güzel, T., 2006. *Metal -Yarıiletken Kontaklarda Schottky Engelinin Sığa Özellikleri*. (Yüksek lisans tezi basılmış). GÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Heine, V., 1965. Calculation of The Optical Babsorption Between Surface States Of Silicon *Surface Science*. **43(2)**: 417-430.
- Horvth, J., Zs., Memeth, M., Gyuro, I., 1987. *5th International School on Phsical Problems In Microelectronics*. Varna, Bulgaria.
- Kızıldağ . B., 2006. *Metal-Yarıiletken Schottky Diyot Yapılarında Arayüzey Hal Yoğunluğunun İncelenmesi* (Yüksek lisans tezi basılmış) MKÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Antakya.

- Kumta A., Rusli E., Chin-Che Tin., Ahn J., 2006. Design of Field-Plate Terminated 4H-SiC Schottky Diodes Using High  $\epsilon$ -k Dielectrics. *Microelectronic Reliability* **46(8)**: 1295-1302.
- Özmenteş, R., 2006. *Schottky Diyotların Karakteristik Parametrelerinin Belirlenmesinde Frekans Optimizasyonu*. (Yüksek lisans tezi basılmamış). YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Rhoderick, E. H., Williams, R. H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*. Clarendon Press, Oxford, USD.
- Schottky, W., Spence, E., 1970. *Wiss Veroff Simens Werken*, 18-225 p.
- Seymen, H., 2007. Al/n-Si(MIS) Schottky diyotlarında arayüzey hallerinin I-V, C-V, C-f karakteristiklerine etkisi (Yüksek lisans tezi basılmamış). YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Sharma, L.H., 1984. "Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions Their Applications", *Plenum Press*, New York and London, 176.
- Sigh, A., 1985. Characterization of Interface States at Ni/nCdF<sub>2</sub> Schottky Barrier Type Diodes and The Effect of CdF<sub>2</sub> Surface Preparation. *Solid State Electronics*, **28**, 223.
- Soylu, M., 2007. *Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky Yapıların Sıcaklığa Bağlı Elektriksel Karakterizasyonu*. (Doktora tezi basılmış). AÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Sze, S.M., 1981. *Physics of Semiconductors Devices*. John-Wiley, Sons, New York.
- Sze, S.M., Crowel, C.R., Khang, D., 1964. Photoelectric Determination of The Image force Dielectric Contact for Hot Electrons In Schottky Barrier. *J. Appl. Phys.*, **35(8)**, 2534.
- Tataroğlu, A., Altındal, S., 2006. Characterization of Current-Voltage (I-V) and Capacitance-Voltage-frequency (C-V-f) Features of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky Diodes, *Microelectronic Engineering*, **83**: 582-588.
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M., Türüt, A., 2001. The Effect Ohmic Contact Receptivity In The Au/n-Si Schottky Diodes on The Capacitance-Frequency (C-f). *F.Ü., Fen ve Mühendislik Bilimleri Dergisi*. **13(1)**: 33-38.
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M., Türüt, A., 2001. High-Barrier Height Sn/p-Si



- Schottky Diodes With Interfacial Layer By Anodizasyon Process. *Appl. Surf. Sci.*, **172**:1-7.
- Temirci, C., 2000. *Anodik Oksidasyon Metoduyla Yüksek Engelli ve Yüzey Pasivasyonlu Sn/p Si Schottky Diyotlarının Fabrikasyonu* ( Doktora tezi basılmış) A.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Türüt, A., Sağlam, M., **1992**. Determination of The Density of Si-Metal Interface States and Excess Capacitance Caused by Them. *Physica B*, **179**, 285.
- Werner, J., Turgut, R.T., Levi, A.F.J., Anzlover, M., 1987. *Admittance Measurements at Epitaxial and Nonepitaxial Silicide Schottky Diodes*. *Mat. Res. Symp. Proc.* **91**, 433.
- Werner, J., Levi, A.F., Tung, R.T., Anzlowar, M., Pinto, M., 1988. Origin of Excess Capacitance at Intimate Schottky Contacts. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 53.
- Werner, J. H. , Rau, U., **1994**. Springer Series In Electronics and Photonics, **32**, 89.
- Williams, R. H., 1985. Physics, Chemistry of III-IV Compound Semiconductor Interfaces, (Edited by Wilmsen, C. W.), 57, Plenum Press, New York and London.
- Wilson, A.N., 1981. *Stress and Stability in Coal Ribside and Pillars*. Yay. No:831145. West Wirigina üniv. Wirigina.
- Wu, X., Yang, E.S., 1989. Interface Capacitance In Metal-Semiconductor Junctions, *J. Appl. Phys.*, **65**(9): 3560-3567.
- Ziel A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall New-Jersey, 245s.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice –Hall, Inc., London.

## ÖZGEÇMİŞ

1983 yılında Şırnak'ta doğdu. İlköğretimini Şırnak'ın İdil ilçesinde, lise eğitimini Diyarbakır'da tamamladı. 2001 yılında Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü lisans öğrenimine başladı ve 2005 yılında mezun oldu. 2007 yılında ise tezsiz yüksek lisans programını tamamladı.