

170689



**Pb/p-Si/Al SCHOTTKY KONTAKLARIN SICAKLIĞA  
BAĞLI AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-VOLTAJ  
ÖLÇÜMLERİNDEN KARAKTERİSTİK  
PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ**

**Enise ÖZERDEN**

**Yüksek Lisans Tezi**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Çiğdem NUHOĞLU**

**2005**

**Her Hakkı Saklıdır**

Yrd. Doç. Dr. Çiğdem NUHOĞLU danışmanlığında, Enise ÖZERDEN tarafından hazırlanan bu çalışma 23.1.12.12.005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: *Prof. Dr. Abdülmeçit Timuç*

İmza *[Signature]*

Üye: *Yrd. Doç. Dr. Çiğdem NUHOĞLU*

İmza *[Signature]*

Üye: .....

İmza : *[Signature]*

Üye: .....

İmza :

**Yukarıdaki sonucu onaylarım**

(imza)

Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL  
Enstitü Müdürü

*[Signature]*

**Enstitü Müdürü**

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### Pb/p-Si/Al SCHOTTKY KONTAKLARIN SICAKLIĞA BAĞLI AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-VOLTAJ ÖLÇÜMLERİNDEN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ

Enise ÖZERDEN

Atatürk Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Çiğdem NUHOĞLU

Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, 300-400  $\mu\text{m}$  kalınlıkta ve oda sıcaklığında  $2.62 \Omega\text{cm}$  öz dirence,  $N_A=5.313 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  doping konsantrasyonuna sahip p-tipi Si kristali kullanıldı. p-Si'un mat yüzeyi üzerine Al metali buharlaştırılarak ve  $\text{N}_2$  atmosferinde  $580^\circ\text{C}$ 'de 3 dakika tavlansarak omik kontak yapıldı. Schottky kontaktları elde edebilmek için yarıiletkenin parlak yüzeyine  $10^{-5}$  torr basınçta 1 mm çapında dairesel noktalar şeklinde Pb metali buharlaştırıldı. Böylece Pb/p-Si/Al Schottky diyotları elde edildi. Elde edilen Pb/p-Si/Al yapının sıvı azot sıcaklığından başlayarak oda sıcaklığına kadar yaklaşık olarak 20 K'lik adımlarla sıcaklığa bağlı (77-300 K)  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri alındı. Sıcaklığa bağlı bu ölçümlerden elde edilen deneysel datalar yardımıyla gerekli grafikler çizildi.  $I-V$  grafiklerinden engel yükseklikleri ve idealite faktörleri bulundu. Elde edilen  $I-V$  karakteristikleri yardımıyla engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörünün ise azaldığı görüldü. Bu durum engelin yanal inhomojenliğine atfedildi. Ayrıca  $I-V$  ölçümlerinden yararlanılarak Richardson eğrileri çizildi. Bu eğrilerden ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti  $\bar{\Phi}_b = 0.829 \text{ eV}$  ve  $A^* = 25.681 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$  bulundu. Yine bu karakteristiklerden yararlanılarak ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerleri sırasıyla  $\bar{\Phi}_b = 0.831 \text{ eV}$  ve  $\sigma_0 = 0.078 \text{ V}$  olarak bulundu. Pb/p-Si/Al Schottky diyodunun 200 kHz ve 500 kHz frekans değerlerinde  $C-V$  ölçümleri alındı ve grafikler çizildi. Bu grafikler yardımıyla difüzyon potansiyelleri, Fermi enerji seviyesi değerleri ve dolayısı ile de engel yükseklikleri değerleri elde edildi. Kapasitenin artan sıcaklıkla arttığı görüldü.

2005, 84 Sayfa

**Anahtar Kelimeler:** Metal/Yarıiletken Kontaktlar, Sıcaklık, Schottky Diyotlar, Schottky Engel Yüksekliği, Engel İnhojenliği.

## ABSTRACT

Master Thesis

### INVESTIGATION OF THE CHARACTERISTIC PARAMETERS OF Pb/p-Si/Al SCHOTTKY CONTACTS FROM THE TEMPERATURE DEPENDENT CURRENT-VOLTAGE AND CAPACITANCE-VOLTAGE MEASUREMENTS

Enise ÖZERDEN

Atatürk University  
Graduate School of Naturel and Applied Sciences  
Department of Physics

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Çiğdem NUHOĞLU

In this study, an p-Si wafer with [100] orientation, 300-400  $\mu\text{m}$  thickness and 2.62  $\Omega\text{cm}$  resistivity, having doping concentration of  $N_A=5.313 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  was used. Omic contact was made by evaporating the Al metal to the back side of the sample under  $\text{N}_2$  atmosphere and at 580°C for 3 minutes. To obtain the Schottky contacts Pb metal was evaporated to Si under  $10^{-5}$  torr pressure with the shape of 1 mm diameter circles. Then the Pb/p-Si/Al Schottky diodes were formed. The  $I-V$  and  $C-V$  measurements of this structure were obtained in the range of 77 K to 300 K by steps of 20 K. Using experimental data, required graphics were plotted as a function of temperature. The barrier heights and ideality factors were calculated from  $I-V$  characteristics. It was seen that, the ideality factors decreased with increasing temperature, while the barrier heights increased. This finding was attributed to the lateral barrier inhomogeneity. Richardson plots were obtained by using  $I-V$  characteristics. The values of mean barrier heights, Richardson constant and standard deviation were found to be  $\bar{\Phi}_b = 0.829 \text{ eV}$ ,  $A^* = 25.681 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ ,  $\bar{\Phi}_b = 0.831 \text{ eV}$  and  $\sigma_0 = 0.078 \text{ V}$  respectively from Richardson plots.  $C-V$  measurements of the Pb/p-Si/Al Schottky diodes were obtained at all temperatures and at the frequencies of 200 kHz and 500 kHz.  $C-V$  graphics were plotted depending on temperature. The diffusion potentials, Fermi levels and barrier heights calculated from  $C-V$  characteristics. Consequently, it was seen that, the capacitance values increased with increasing temperature.

**2005, 84 Pages**

**Keywords:** Metal/Semiconductor Contacts, Temperature, Schottky Diodes, Schottky Barrier Height, Barrier Inhomogeneity.

## TEŞEKKÜR

Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma, Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde yapılmıştır. Çalışmalarım süresince maddi-manevi her türlü desteği benden esirgemeyen kıymetli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Çiğdem NUHOĞLU'na sonsuz teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince engin görüşlerinden istifade ettiğim saygıdeğer hocam Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e desteklerinden dolayı içtenlikle teşekkür ederim. Deneysel çalışmalarım ve tezimin hazırlanmasında bana her konuda yardımcı olan değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Şakir AYDOĞAN'a çok teşekkür ederim. Laboratuvar çalışmalarım süresince bana yardımcı olan Sayın Arş. Gör. Ömer GÜLLÜ'ye teşekkür ederim. Ayrıca manevi desteğinden dolayı sevgili hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Demet DEMİR'e çok teşekkür ederim.

Fizik Bölümü laboratuvarlarında çalışma imkânı sağladığı için başta bölüm başkanımız olmak üzere tüm Fizik Bölüm elemanlarına ayrıca teşekkür ederim.

Geçmişten bugüne kadar bana emeği geçen aileme ve tüm hocalarıma da teşekkürü bir borç bilirim.

Enise ÖZERDEN

Aralık 2005

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
<b>1. GİRİŞ.....</b>	<b>1</b>
<b>2. KURAMSAL TEMELLER.....</b>	<b>15</b>
2.1. Giriş.....	15
2.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	17
2.2.a. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	17
2.2.b. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	20
2.3. Metal/p-Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	22
2.3.a. Metal/p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	22
2.3.b. Metal/p-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	24
2.4. Metal (Omik)/p-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	25
2.5. Schottky Diyotlarda Termoyonik Emisyonla Akım İletimi.....	26
2.6. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi.....	32
2.7. Schottky Engel Yüksekliği Üzerine Etkiler.....	36
2.8. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı.....	39
2.9. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Isının Etkisi.....	41
2.10. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi.....	42
<b>3. MATERYAL ve YÖNTEM.....</b>	<b>47</b>
3.1. Giriş.....	47
3.2. p-Si Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması.....	47
3.3. Pb/p-Si/Al Yapısının Hazırlanması.....	48
3.4. Deney ve Ölçüm Sistemi.....	50

<b>4. ARAŞTIRMA BULGULARI</b> .....	53
4.1. Giriş.....	53
4.2. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim ( $I-V$ ) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	53
4.3. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim ( $C-V$ ) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	63
<b>5. TARTIŞMA ve SONUÇ</b> .....	73
<b>KAYNAKLAR</b> .....	80
<b>ÖZGEÇMİŞ</b> .....	84



## SİMGELER DİZİNİ

$A$	Diyodun etkin alanı
$A^*$	Richardson sabiti
$C$	Kapasite
$C-V$	Kapasite-gerilim
$d$	Schottky bölgesinin genişliği
$e$	Elektronun yükü
$E_c$	İletkenlik bandı enerji seviyesi
$E_v$	Valans (değerlik) bandı enerji seviyesi
$E_c'$	Metal içindeki termoiyonik emisyon için gerekli minimum enerji
$E_f$	Fermi enerji seviyesi
$E_s$	Valans bandının tepesi ile vakum seviyesi arasındaki fark
$f_F(E)$	Fermi-Dirac fonksiyonu
$\epsilon_s$	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$\epsilon_0$	Boşluğun dielektrik sabiti
$\Phi_{ap}$	Sıfır gerilimdeki zahiri (apparent) engel yüksekliği
$\Phi_b$	Schottky engel yüksekliği
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği
$\Phi_b^c$	Kapasite-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
$\Phi_b^j$	Düz beslem gerilimine bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
$g_c(E)$	İletkenlik bandındaki hal yoğunluğu

$h$	Planck sabiti
$I$	Akım
$I-V$	Akım-gerilim
$I_0$	Satürasyon akımı
$J$	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
$J_{sT}$	Ters-doyma akım yoğunluğu
$k$	Boltzmann sabiti
$m_n^*$	Elektronun etkin kütlesi
$n$	İdealite faktörü
$n_{ap}$	Sıfır gerilimdeki zahiri (apparent) idealite faktörü
$n_i$	Asal elektron konsantrasyonu
$N_A$	İyonize olmuş akseptör konsantrasyonu
$N_d$	İyonize olmuş donör konsantrasyonu
$N_V$	Yarıiletkenin valans bandındaki hal konsantrasyonu
$p_0$	p-tipi bir yarıiletken için hol konsantrasyonu
$\rho$	Voltaj katsayısı
$\rho(x)$	Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
$\sigma_s$	Standart sapma
$\alpha_\sigma$	Standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı
$\alpha$	Sıcaklık katsayısı
$Q$	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
$T$	Sıcaklık
$V$	Voltaj (gerilim)
$V_{dif}$	Difüzyon potansiyeli
$v$	Hız

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Kontakdan önce metal/n-tipi yarıiletken için enerji-bant diyagramları.....	18
Şekil 2.2. Kontakdan sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı.....	19
Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı a) Kontakdan önce b) Kontakdan sonra c) Düz beslem altında d) Ters beslem altında.....	21
Şekil 2.4. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontak için enerji-bant diyagramı a) Kontakdan önce b) Kontakdan sonra ve termal dengede c) $V \neq 0$ durumunda.....	22
Şekil 2.5. Metal/p-tipi omik kontak için enerji-bant diyagramı a) Kontakdan önce b) Kontakdan sonra c) $V \neq 0$ durumunda.....	25
Şekil 2.6. P <sup>+</sup> PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı.....	26
Şekil 2.7. Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi.....	27
Şekil 2.8. Metal p-tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontak için; a) Potansiyel dağılımı b) Yük dağılımı.....	32
Şekil 2.9. (a) Metal/dielektrik arayüzünde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri (b)Elektrik alan sıfır iken potansiyel engelindeki bükülme (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden dolayı potansiyel engelindeki bükülme.....	38
Şekil 2.10. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontak için üç boyutlu bant diyagramı.....	43
Şekil 3.1. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması.....	49
Şekil 3.2. Numune ile birlikte numune tutucunun kesit görüntüsü.....	50
Şekil 3.3. Deney Sistemi.....	51
Şekil 3.4. Sıvı azot için kullanılan kriostat düzeneği.....	52
Şekil 4.1. Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $\ln I$ 'nin $V$ 'ye karşı değişimi.....	56
Şekil 4.2. Sn/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi.....	57
Şekil 4.3. Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $I-V$ ve $C-V$ grafiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.....	57

Şekil 4.4. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $[(1/n)-1]$ ve engel yüksekliğinin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi.....	59
Şekil 4.5. $\ln(I_0 / T^2)$ 'nin $1000/T$ veya $1000/nT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri.....	60
Şekil 4.6. Engel yüksekliklerinin dağılımına göre, modifiye edilmiş $\ln(I_0 / T^2) - q^2 \sigma^2 / 2(kT)^2$ 'nin $1000/T$ 'ye karşı değişimi.....	61
Şekil 4.7. Farklı sıcaklıklarda Pb/p-Si/Al diyoduna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi.....	62
Şekil 4.8. Engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Pb/p-Si/Al diyoduna ait $(\Phi_{CV} - \Phi_{IV})$ değerinin $1/2kT$ 'ye göre değişimi.....	63
Şekil 4.9. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $f = 200$ kHz'de sıcaklığa bağlı $C$ 'nin $V$ 'ye karşı değişimi.....	68
Şekil 4.10. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $f = 200$ kHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda $1/C^2$ 'nin $V$ 'ye karşı değişimi.....	69
Şekil 4.11. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $f = 500$ kHz'de sıcaklığa bağlı $C$ 'nin $V$ 'ye karşı değişimi.....	71
Şekil 4.12. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $f = 500$ kHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda $1/C^2$ 'nin $V$ 'ye karşı değişimi.....	72

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı $I$ 'nın $V$ 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri.....	58
Çizelge 4.2. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $1/C^2$ 'nin $V$ 'ye karşı değişiminden $f=200$ kHz'de elde edilen temel diyot parametreleri.....	67
Çizelge 4.3. Pb/p-Si/Al diyoduna ait $1/C^2$ 'nin $V$ 'ye karşı değişiminden $f=500$ kHz'de elde edilen temel diyot parametreleri.....	70



## 1. GİRİŞ

Yarıiletkenlerin elektronikte kullanılması katıhal fiziğinin 20. yüzyıl teknolojisine getirdiği belki de en büyük katkıdır. Metal/yarıiletken yapısı ile elde edilen Schottky yapılar, yarıiletken teknolojisinin gelişmesi ve her geçen gün önemini artırması ile çok farklı kullanım alanları bulmaktadır. Elektronik devre elemanları teknolojisinde Schottky kontaklar önemli bir yere sahiptir. Bu tür diyotların çalışma prensibi normal diyot gibidir. Güç kayıpları çok azdır. Fakat bu diyotların gerilim ve akım değeri normal ve hızlı diyotlara göre daha düşüktür. Dezavantajı ise normal diyotlardan daha fazla ters yönde akım geçirirler. Yüksek frekans uygulamalarında kullanılırlar.

Bu diyotlar hızın ve anahtarlanmanın önemli olduğu yerlerde örneğin swich mode güç kaynaklarında kullanılırlar. En yaygın kullanımı yüksek frekans sinyallerinin doğrultulması ya da işlenmesi şeklindedir.

Schottky diyotlar, nokta temaslı diyotlar gibi metal ve yarıiletken kristallerinin birleştirilmesi ile elde edilmektedir. Ancak bunlar eklem tipindedir. Değme yüzeyi (jonksiyon) direnci çok küçük olduğundan doğru beslemde 0.25 V'ta dahi kolaylıkla ve hızla iletim sağlamaktadır. Ters yöne doğru akan azınlık taşıyıcıları çok az olduğundan ters yön akımı küçüktür. Bu nedenle de gürültü seviyeleri düşük ve verimleri yüksektir.

Farklı iki ayrı gruptaki elemanlardan oluşması nedeniyle dirençleri lineer değildir. Dirençlerinin düzgün olmaması nedeniyle daha çok karıştırıcı olarak kullanılırlar. Ayrıca modülatör, demodülatör, dedektör olarak kullanılırlar.

Metallerin ve yarıiletkenlerin bant yapıları, taşıyıcıların hareketlilik (mobilite) ve erişme uzaklıklarının ölçülmesi gibi bir çok fiziksel özellikler Schottky engelleri yardımıyla incelenebilir. Konu üzerindeki araştırmalar, son kırk yıldır, metal/yarıiletken kontaklardaki akım akışının ve engel oluşumu fiziğinin daha iyi anlaşılması bakımından artarak devam etmiştir. Özellikle, kullanıma uygun devre elemanlarının yapımı ve

yariletkenin karakteristik parametrelerinin daha belirgin ölçülebilmesi için (derin tuzak seviyeleri ve daha düşük sızıntı akımı elde edebilme gibi), yüksek engelli p-tipi Si ve diğer yariletken devre elemanlarının yapılabilmesi yariletken elektronigi sahasında büyük bir önem kazanmıştır. Örnek olarak; Kamimura vd (1980), Au-InP Schottky diyotlarında, oda sıcaklığında sulu bromin elektroliti ile arayüzeyde oluşturulan oksit tabakasının, engel yüksekliğini artırdığını deneysel olarak gözlemlemişlerdir.

İlk metal/yariletken yapı, nokta kontak diyotlardır. Bu yapılar yariletken malzemenin yüzeyine ince sivriltilmiş bir telin kontak haline getirilmesiyle elde edilmiştir. Nokta kontak diyotların en gelişmiş şekli Schottky kontak diyot olarak adlandırılır. Schottky diyotların önemini, yapılarının kolaylığı ve karakteristiklerinin çoğunlukla bilinmesi artırmıştır.

Metal/yariletken devre elemanları elektronik sahada önemli bir yere sahiptir. Metal/yariletken diyotlar ve farklı devre elemanları genellikle güç doğrultucular, düşük seviye dedektörler, karıştırıcılar, hızlı anahtar uygulamaları, metal yariletken alan etkili transistör (MESFET) ve varaktör (kapasiteleri uygulanan voltajla değişen kondansatörler) olarak kullanılırlar. Bu alanda p-tipi Si, n-tipi Si, GaAs ve InP yariletkenleri yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu şekilde geniş alanlardaki kullanılmaları metal/yariletken yapılara olan ilgiyi artırmıştır (Türüt 1992).

Metal/yariletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanmak, uygun kontaklar uygulayarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir. Bu yoldaki ilk araştırma, Braun tarafından yapılmıştır (Rhoderick 1988). Bu ilk araştırma 1874 yılında Braun'un bakır ve demir sülfat gibi metal kontaklarla yariletken arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik olduğunu bulmasına dayanır (Braun 1874). Günümüzde yapılan Schottky kontaklar, küçük seri dirence, düşük gürültüye ve yüksek güç yeteneğine sahiptirler. Schottky engel yüksekliği, teknolojik açıdan en önemli devre parametresi olup, son zamanlarda engel yüksekliğini yapay olarak artırmak için çalışmalar yapılmaktadır.

Bunun için metal ve yarıiletken arasına çok ince bir (50-100 Å) izolasyon tabakası kaplanmaktadır.

Marconi 1895'li yıllarda telekomünikasyona ait deneylerinde Braun'un çalışmasını göz önüne alarak, nokta kontak metal/yarıiletken doğrultucularını dedektör olarak kullanmıştır (Rhoderick 1988). 1906 yılında Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent geliştirmiştir (Pickard 1906). 1907 yılında Pierce metali yarıiletken yüzeyine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu yayınlamıştır (Rhoderick 1988).

İlk olarak 1921'de vakum içinde sıcak metalden yayımlanan elektronlar termoiyonik emisyon teorisi ile Richardson tarafından açıklanmıştır (Richardson 1921). Bundan yaklaşık 21 yıl sonra Bethe (1942), bu teorinin metal/yarıiletken doğrultucu kontaklarda uygulanabileceğini göstermiştir.

1950'de p-n eklemeleri yapımı için birçok metot geliştirilmiş ve metal/yarıiletken kontakları, bu eklem yapılarında akım iletimi için omik kontak olarak düşünülmüştür (Sze vd 1964).

Metal/yarıiletken kontaklar üzerine yapılan araştırmalar 1960'lı yıllarda daha büyük bir hız kazanmıştır. Baird 1964'te Schottky engelini silisyum transistörle birleştirerek Schottky engel kapılı metal/yarıiletken alan etkili transistörü bulmuştur. Metal/yarıiletken yapıların karakteristikleri, sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülmüş ve bu yapılar sıcaklığın tayininde kullanılmıştır (Ziel 1968).

Metal/yarıiletken arayüzeyinin en önemli özelliği, bu arayüzeyde oluşan potansiyel engelinin varlığıdır. Bu konu ile ilgili ilk ciddi araştırma 1870'li yıllara dayanmaktadır. Arayüzey oluşumunda, yarıiletkenin oynadığı rolün içerilere doğru gidildikçe azaldığı 1930'lu yıllarda Schottky ve Spence'nin önerdiği enerji engelinden taşıyıcı difüzyonunu

esas alan doğrultma teorisiyle anlaşılabilir. Daha sonra, arayüzeydeki potansiyel engelinin oluşumu üzerinde çeşitli modeller önerilmeye başlandı (Brillson 1982).

Metal/yarıiletken kontakların doğrultma işlemini yapması ile ilgili ilk adım, 1931 yılında Schottky ve çalışma grubunun kontakta akım aktığında tüm kontak boyunca bir potansiyel düşüşü olacağını göstermeleri ile atılmıştır (Rhoderick 1988).

1938 yılında Schottky ve yine aynı yılda Schottky'den bağımsız olarak Mott (1938), tarafından önerilen modellere göre elektronlar, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçmektedirler. Mott'a göre (1938), potansiyel engeli metal ve yarıiletkenine ait iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle ortaya çıkmaktadır. Mott, elektrik alanın sabit olması ve elektrostatik potansiyelin metal yaklaşımında olduğu gibi mesafeyle lineer olarak değişebilmesi için engel bölgesinin kirliliklerden arınmış olduğunu ifade etti. Bunun aksine Schottky (1938), metal yaklaşımında olduğu gibi Poisson denkleminde göre elektrik alanın lineer olarak artması, elektrostatik potansiyelin ikinci dereceden (kuadratik) değişmesi için yüklü kirliliklerin konsantrasyonunun sabit olduğu engel bölgesi fikrini kabul etmiştir.

1947 yılında Bardeen, metal/yarıiletken arayüzeyinde yeterli sayıda yüzey hallerinin varolması durumunda, potansiyel engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacağını söylemiştir (Wilmsen 1995).

Yukarıda bahsedilen klasik modellerin yanısıra, arayüzey tabakasının kimyasal oluşumu üzerine de bazı modeller ileri sürülmüştür. Bunlardan birisi; Freeouf (1981), tarafından önerilen Etkin İş Fonksiyonu Modeli'dir. Bu modele göre potansiyel engel yüksekliği, arayüzey hallerinden ziyade metal/yarıiletken arayüzeyinde oluşan farklı birkaç faza ait iş fonksiyonları ile oldukça ilişkilidir. Bu fazlar, metalizasyon işlemi esnasında, metal ile yarıiletken arasındaki reaksiyonlar ya da oksijen kontaminasyonu sonucunda oluşurlar.

1945-1950 yılları arasında mikrodalga radarlar gelişince nokta kontaklar tekrar gündeme gelmiş ve bunlar frekans dönüştürücü ve düşük seviye mikrodalga dedektör diyodu olarak kullanılmıştır (Torrey vd 1948). Ayrıca bu yıllarda Bardeen vd (1948), kontak germanyum diyotlarında taşıyıcı enjeksiyonu bulmuşlardır. Bundan sonra da nokta kontak germanyum transistör yapılmış ve p-n eklemi içinde teknikler geliştirilmiştir. Daha önce Braun'un yaptığı çalışmaları inceleyen Chandra vd (1983), bu çalışmalarda elde edilen diyotlar için gerilim-sıcaklık ilişkisini kullanmışlardır.

1960'larda Schottky metal-vakum sistemlerinde, imaj kuvvetinin etkisi ile oluşan engel alçalmasını bulmuştur. Bu Sze ve çalışma grubu tarafından, metal/yarıiletken kontaklarda ancak 1964'te doğrulanabilmiştir (Sze vd 1964).

Enerji engelinden taşıyıcı difüzyon olayını esas alan doğrultma teorisi, Schottky ve Spence tarafından geliştirildi. Bir yıl sonra Willson metal/yarıiletken diyotlar için, kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirdi ve doğrultma için ters polariteyi açıkladı (Sze 1981). Metal/yarıiletken doğrultucu kontaklar üzerinde yapılan teorik çalışmalar bu yapıların pratikteki uygulamalarından çok sonradır. 1940'larda Schottky difüzyon teorisini; Bethe ise termiyonik emisyon teorilerini geliştirdiler (Rideout 1978, Crowel ve Sze 1965). Crowel ve Sze; Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini, tek bir teori (emisyon-difüzyon teorisi) olarak ortaya koymuşlardır (Ziel 1968, Crowel ve Sze 1965).

Türüt vd (1992), arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Al/p-Si Schottky diyotlarında arayüzey tabakası, arayüzey halleri ve arayüzeydeki sabit yükleri dikkate alarak,  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristiklerini inceleyip; engel yüksekliği, idealite faktörü ve arayüzey durum yoğunluklarını tespit etmişlerdir.

Türüt ve Sağlam (1992), metal-yarıiletken kontaklarda arayüzey hal yoğunluğunu ve bunun sebep olduğu artık kapasitansı deneysel olarak incelemişler ve artık kapasitansın,

arayüzey hallerinden ileri geldiğini, bu kapasitansın frekansın artmasıyla azaldığını, yani arayüzey hal yoğunluğunun artan frekansla azalacağını izah etmişlerdir.

Metal/yarıiletken kontaklarda engel yüksekliği, idealite faktörü gibi karakteristik parametrelerle ilgili birçok çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmaların sonuçları ve yorumları yarıiletken endüstrisinde önemli bir yere sahiptir. Düşük engel yüksekliğine sahip Schottky diyotları, termal durumda infrared dedektörler ve sensörler olarak kritik sıcaklıklarda aygıtların yapımında kullanılmıştır. Böylece oda sıcaklığında Schottky engel diyotların akım-voltaj karakteristiklerinin analizi, yalnız iletim süreçleri hakkında detaylı bilgiyi değil, aynı zamanda metal/yarıiletken arayüzeyinde engel oluşumu hakkında ve akım-voltaj karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığının iletim mekanizmasının farklı durumları hakkında da bize bilgi verir. Buna rağmen metal/yarıiletken kontakta taşıyıcı yoğunlukları hakkında tam bir açıklama henüz yapılmış değildir. Termoyonik emisyon teorisine dayalı olarak Schottky engel diyotlarının akım-voltaj karakteristiklerinin analizi, sıcaklığın azalmasıyla idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğinde anormal bir azalmayla açıklanabilir. Bazı çalışmalarda düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki artış ve engel yüksekliğindeki azalma Gauss dağılımı ve termoyonik emisyon mekanizmasıyla başarılı bir şekilde açıklanmıştır (Pietsch vd 1993, Graf vd 1990).

İlk defa Tung (1984), bir metal/yarıiletken kontakın arayüzey yapısı ve engel yüksekliği arasındaki ilişkiyi belirtmiştir. Tung, epitaxial  $\text{NiSi}_2/\text{Si}(111)$  diyotların engel yüksekliklerinin 140 meV'luk bir değişime sahip olduğunu tespit etmiştir (Mönch 1999).

Tung (1991), dairesel alanlı Schottky kontaklar için bir  $I-V$  ilişkisi kurmuş ve alan parametresine bağlı bir Gauss dağılımı yaparak toplam alan üzerinden integrasyon yoluyla termoyonik emisyon akımı ifadesini vermiştir (Mönch 1999).

p-tipi Silisyum Schottky diyotlarla ilgili olarak literatürlerde, engel yüksekliği kullanılan kontak metalinden bağımsız olarak 0.4 eV ile 0.7 eV aralığında rapor edilmiştir (Horvath vd 1993, Aboelfotoh 1991, Smith ve Rhoderick 1971, Kovacs vd 1995, Thompson vd 1981, Eizenberg vd 1982). Yarıiletken devre elemanları endüstrisinde maksada uygun olarak yüksek engelli veya düşük engelli diyotlar üretmek önemli bir yer tutmaktadır.

Schottky diyotlarda, sıcaklıkla engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün değişiminin nedenlerinden biri, arayüzeye yaklaşan pozitif ya da negatif iyon kusurlarının, Schottky engelini aşağı ya da yukarı çekmesidir (Maeda 2002).

Nuhoğlu vd (2003), yaklaşık  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  doping konsantrasyonlu Pb/p-tipi Si(100) Schottky kontakları için idealite faktörleri ve engel yükseklikleri arasında deneysel lineer bir ilişki olduğunu göstermişlerdir. Akım-voltaj ( $I-V$ ) karakteristiklerinden Pb/p-tipi Si(100) diyodu için engel yüksekliğinin 0.686 eV'tan 0.735 eV'a ve idealite faktörünün 1.054'den 1.191 değerine değiştiğini belirtmişlerdir. Ayrıca kapasite-voltaj ( $C-V$ ) karakteristiklerinden engel yüksekliğinin 0.751-0.928 eV aralığında değiştiğini tespit etmişlerdir.  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen deneysel engel yükseklikleri dağılımlarını Gauss fonksiyonuna göre fit ederek  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristikleri için ortalama engel yüksekliğini sırasıyla 0.709 eV ve 0.799 eV olarak bulmuşlardır. Hidrojenlenmiş Pb/p-tipi Si Schottky diyodu için hesaplanan yanıl (lateral) homojen engel yüksekliğinin yaklaşık 0.741 eV değerini, deneysel engel yükseklikleri ve idealite faktörleri arasındaki lineer ilişkiden elde etmişlerdir.

Sağlam vd (2004), Au/n-Si Schottky diyotlarının homojen engel yüksekliğini hesaplamışlardır. Bu sebeple benzer şekilde hazırlanan Au/n-Si/Au-Sb (24 diyot) Schottky diyotlarının deneysel doğru beslem akım-voltaj ( $I-V$ ) ve ters beslem kapasite-voltaj ( $C-V$ ) karakteristiklerinden idealite faktörlerini ve Schottky engel yüksekliklerini hesaplamışlardır.  $I-V$  ölçümlerinden Au/n-Si/Au-Sb diyodu için engel yüksekliğinin 0.789-0.819 eV ve idealite faktörünün 1.051-1.179 arasında olduğunu;  $C^2-V$  karakteristiklerinden engel yüksekliğinin 0.801-0.851 eV arasında olduğunu tespit

etmişlerdir.  $C^{-2}-V$  ve  $I-V$  karakteristiklerinden elde edilen deneysel Schottky engel yüksekliği dağılımlarının Gauss fitlerinden ortalama engel yüksekliğini sırasıyla 0.808 eV ve 0.809 eV olarak elde etmişlerdir. Bu değerlerin, Au/n-Si Schottky diyodu için MIGS (metal-induced gap states) ve kimyasal elektronegatiflik kavramlarına göre tahmin edilen yaklaşık 0.805 eV değeriyle uyum içerisinde olduğunu rapor etmişlerdir. Ayrıca deneysel engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı çizilen lineer grafiğin extrapolate edilmesinden yanal (lateral) homojen engel yüksekliğini de yaklaşık 0.834 eV olarak hesap etmişlerdir.

Karataş vd (2003), 150-400 K sıcaklık aralığında Sn/hidrojenlenmiş p-tipi Si Schottky kontakların akım-gerilim ( $I-V$ ) karakteristiklerini ölçmüşlerdir. Düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğindeki ( $\Phi_{b0}$ ) azalmadan, idealite faktörünün ( $n$ ) artmasından ve aktivasyon enerjisindeki lineer olmayan durumdan (non-linearity) sorumlu olarak, Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımının vuku bulmasını göstermişlerdir. Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımı ifadesini elde etmek için  $1/T$ 'ye karşı engel yüksekliğinin ( $\Phi_{b0}$ ) grafiği çizilmiştir. Bu grafikten sıfır beslemde standart sapma ve ortalama engel yüksekliği için  $\sigma_0 = 0.114$  V ve  $\bar{\Phi}_{b0} = 1.049$  eV değerleri elde edilmiştir. Ayrıca modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin  $1/T$ 'ye karşı grafiğinden  $\bar{\Phi}_{b0}$  ve  $A^*$  değerlerini sırasıyla 1.026 eV ve  $14.60 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak hesaplamışlardır. Yapının sıcaklığa bağlı  $I-V$  karakteristiklerinin, engel yüksekliğinin Gauss dağılımı ve termoyonik emisyon mekanizmasının temeliyle başarılı bir şekilde açıklandığı sonucuna varılmıştır. Üstelik sıcaklık katsayısı için ortalama  $-0.247 \text{ meV}^{-1}$  değeri elde edilmiştir. Hidrojenlenmiş p-tipi Si için elde edilen bu değer, p-tipi Si yüzeyinin hidrojenlenmesinden dolayı literatürdeki sonuçlardan farklı olduğu sonucuna varmışlardır.

Biber (2003), homojen ve homojen olmayan Cu/n-GaAs Schottky engel diyotları için akım-voltaj ( $I-V$ ) karakteristiklerini 80-300 K sıcaklık aralığında incelemiştir.  $I-V$  ölçümlerinde; yarıiletken devre elemanlarının performansı, kararlılığı ve güvenilirliği gibi parametreleri metal/yarıiletken arasındaki oksit tabakasının arayüzey özelliklerine

önemli derecede bağlı olduğunu belirtmiştir. Bir Schottky diyodda engelin tabiatını ve iletim mekanizmasını açıklamak için diyot parametrelerinin geniş bir sıcaklık aralığında belirlenmesi gerektiği ifade edilmiştir. Çünkü oda sıcaklığında  $I-V$  ölçümlerinin diyot parametreleri hakkında detaylı bilgi vermediği ve diyotlarda düşük sıcaklıklardaki karakteristiklerin termoiyonik emisyon modelinden sapmalara neden olduğunu açıklamıştır. İnhomojen Schottky engel diyotların sıfır beslem engel yüksekliğine ( $q\Phi_0$ ) ait deneysel  $I-V$  datalarında lineer olmayan bir artış gözlerken, homojen Schottky engel diyotların sıfır beslem engel yüksekliklerine ( $q\Phi_0$ ) ait olanlarda lineer bir artış gözlemlenmiştir. Bütün diyotlar için artan sıcaklıkla idealite faktörünün azaldığını tespit etmiştir. 150 K'nin altında engel yüksekliği ve idealite faktöründe oldukça anlamlı bir değişim gözlerken,  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1/T$ 'ye karşı çizilen grafiğinde inhomojen engel diyotları için 180 K'nin altında lineer olmayan bir değişim gözlemlenmiştir. Böyle bir değişimin, arayüzeyde engel yüksekliklerinin Gauss dağılımına bağlı olarak engel inhomojenliğinden kaynaklandığını belirtmiştir. Richardson sabitinin değerini  $5.033 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak bulmuştur. Bulunan bu değer, sıfır beslem engel yüksekliğinin belirlenmesi için kullanılan teorik  $8.16 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  değeriyle uyumlu olduğunu belirtmiştir.

Jiang vd (2002), 78-299 K sıcaklık aralığında ölçülen Ti/n-GaAs Schottky diyodunun akım-voltaj ( $I-V$ ) karakteristiklerini inhomojen Schottky kontakta termoiyonik emisyon modeliyle yorumlamışlardır. Çalışmalarında zahiri (apparent) engel yüksekliğinin 78 K'de 0.437 eV'tan, oda sıcaklığında 0.698 eV'a arttığını göstermişlerdir. Engel yüksekliğinin  $1/T$ 'ye karşı grafiğinin bütün sıcaklık aralığında lineer bir değişim gösterdiğini ve engel yüksekliğinin bu dağılımının sık sık uyan Gauss dağılımından daha çok karışık olduğunu tespit etmişlerdir. Bundan dolayı yeni bir multi-Gauss dağılım modeli geliştirmişler ve deneysel sonuçları, engel yüksekliğinin iki Gauss dağılımına göre açıklamışlardır. İki Gauss fonksiyonuna göre ortalama engel yüksekliğini ve standart sapmayı sırasıyla 0.721-0.696 eV ve 0.069-0.012 eV olarak bulmuşlardır.

Maeda (2001), hemen hemen ideal bir Schottky engel diyodunda ideal karakteristiklerden sapmalara, Schottky engel yüksekliğinin inhomojen dağılımından kaynaklandığını belirtmiştir. İdeal Schottky engel yüksekliğinden standart sapmayı Gauss dağılımı gibi bir dağılım farz ederek, Schottky engelinin karakteristiklerini nitel olarak açıklamıştır. Yine de bunun sebebinin, Schottky engel yüksekliği dağılımının bir Gauss dağılımı olduğunun bilinmemesi olarak ifade etmiştir. Standart sapmanın gözlenen sıcaklığa bağlılığından dağılımın,  $\Phi_b - \phi$ 'nin büyük değerlerinde Gauss dağılımından azar azar exponansiyel olarak azaldığını tespit etmiştir. Burada  $\phi$ 'yi; inhomojen lokal Schottky engel yüksekliğinin normalize edilmiş yarı-Gauss dağılımı olarak ifade etmiştir. Lokal Schottky engel yüksekliğindeki alçalmaya, Si Schottky engel diyodundaki iyonize olmuş donörlerden kaynaklandığını ve Schottky engel yüksekliği dağılımının, arayüzeyden iyonize olmuş donörlerin uzaysal dağılımıyla ifade edilebileceğini belirtmiştir. İyonize olmuş donörlerin enerji seviyelerinin arayüze yaklaşmayla belli olduğunu ve bu enerji seviyelerinin Fermi enerji seviyesiyle iyonizasyon dengesinde olduğunu açıklamıştır. Si Schottky engel diyodunda inhomojen Schottky engel yüksekliğinin Gauss dağılımını sürekli olarak mikroskobik modelle anlaşıldığını bildirmiştir.

Sıfır beslem mikrodalga dedektörü için, Cr+Au ve Ag Schottky diyodların 80-320 K sıcaklık aralığında akım-voltaj ( $I-V$ ) ve kapasite-voltaj ( $C-V$ ) karakteristikleri çalışılmıştır. Hem termioyonik emisyon (TE) hem de termioyonik-alan emisyon teorisi için  $I-V$  karakteristikleri değerlendirilmiştir. Verilen beslem aralığında akımın düşük sıcaklıklarda alan emisyon teorisiyle baskın olduğu gözlenmiştir.  $I-V$  ölçümlerinden TE teorisi için engel yükseklikleri 0.38-0.49 eV ve idealite faktörleri 1.08-1.24 aralığında elde edilmiştir. Sıfır beslem dedektörü için, Schottky eklemlerin kullanılabilirdiği sonucuna varılmıştır (Horvath vd 2003).

Ni/n-CdF<sub>2</sub> Schottky engel diyodunun 45-330 K sıcaklık aralığında  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri yapılmıştır. Diyot, derin donör gövde kusurları ve arayüzey hallerinden dolayı MIS yapı özelliği göstermektedir. Doğru beslem altında ve  $T \geq 280$  K için elektrik akım akışı termioyonik emisyon yöntemiyle kontrol edilirken,  $T \leq 280$  K için akım termioyonik

alan emisyon yöntemiyle kontrol edilmektedir.  $I$ - $V$  ölçümlerinden sıfır beslem ve sıcaklıkta engel yüksekliği  $\phi_0 = (0.67 \pm 0.07)$  eV elde edildi. Bu değerin,  $C$ - $V$  ölçümlerinden elde edilen  $\phi_0 = (0.60 \pm 0.06)$  eV değeriyle uyumlu olduğu görülmüştür. Oda sıcaklığında  $I$ - $V$  ölçümlerinden arayüzey hallerinin enerji yoğunluğu yaklaşık  $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  hesap edilmiştir. Diyodun doğru beslem  $I$ - $V$  karakteristiklerinin ideal olmayan davranışına arayüzey hallerinin sebep olduğu, bununla birlikte ters beslem altında  $C$ - $V$  eğrisinde lineer olmayan değişimin derin donör seviyelerinden kaynaklandığı belirtilmiştir. Ters beslem altında  $C$ - $V$  ölçümlerinden iki derin seviyenin enerjisi için  $E_C - (0.7 \pm 0.1)$  eV ve  $E_C - (1.0 \pm 0.1)$  eV değerleri elde edilmiştir (Cova ve Singh 1990).

Chin vd (1990), p-tipi dop edilmiş PtSi Schottky engel diyodunun akım-voltaj-sıcaklık ( $I$ - $V$ - $T$ ) karakteristiklerini sıcaklığın bir fonksiyonu olarak 77-120 K sıcaklık aralığında ölçmüşlerdir. p-tipi PtSi Schottky engel diyodu için ortalama engel yüksekliğini 0.242 eV ve standart sapmayı 0.011 eV olarak rapor etmişlerdir.

Coşkun vd (2003), 80-300 K sıcaklık aralığında Sn/p-GaTe Schottky kontaklarının  $I$ - $V$  karakteristiklerini çalışmışlardır. Termoionik emisyon (TE) mekanizmasına dayanan analizleri daha düşük sıcaklıklarda idealite faktörünün arttığını, sıfır-beslem engel yüksekliğinin anormal azaldığını göstermiştir. Bu davranışın arayüzeyde etkili olan engel yüksekliği inhomojenliklerinden dolayı engel yüksekliklerinin Gauss dağılımına atfederek yorumlamışlardır. Engel yüksekliğinin Gauss dağılım ifadesini elde etmek için sıfır-beslem engel yüksekliğinin ( $\Phi_{b0}$ )  $1/T$ 'ye karşı grafiğini çizmişlerdir. Bu grafikten sıfır-beslem ortalama engel yüksekliğini ve standart sapmayı sırasıyla  $\bar{\Phi}_{b0}(T=0) = 0.89$  eV ve  $\sigma_0 = 0.094$  V olarak hesap etmişlerdir. Ayrıca modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin  $1/T$ 'ye karşı grafiğinden  $\bar{\Phi}_{b0}$  ve  $A^{**}$  değerlerini sırasıyla 0.91 eV ve  $6.15 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  olarak bulmuşlardır. p-GaTe yarıiletkeninde Schottky engelinin  $I$ - $V$  karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığının, engel yüksekliğinin

Gauss dağılımıyla termoyonik emisyon mekanizmasının temeliyle başarılı bir şekilde açıklandığı sonucuna varmışlardır.

İyon demeti püskürtme (Ion Beam Sputtering) yöntemiyle hazırlanan Ti/GaAs diyotların doğru ve ters beslem  $I-V$  karakteristiklerini 100-360 K sıcaklık aralığında incelemişlerdir. Bu çalışmada, farklı hazırlama şartları ve akım geçiş mekanizması arasındaki ilişki tartışılmıştır. Yapılan analizler tüm numuneler için termoyonik emisyon mekanizmasının ana geçiş mekanizması olduğunu göstermiştir. Ancak düşük sıcaklıklarda diyotların bu davranıştan sapma gösterdiğini tespit etmişlerdir. İdeal şartlardan sapmayı metal/yarıiletken arayüzeyinde engel yüksekliği inhomojenliklerinin direkt etkisine atfetmişlerdir (Di Dio vd 1995).

Molecular-Beam Epitaxy (MBE) yöntemiyle hazırlanan n-GaAs yarıiletkeni üzerinde CrNiCo alaşım Schottky kontakların  $I-V$  karakteristikleri 130-330 K sıcaklık aralığında çalışılmıştır. Çalışma sonuçları, arayüzeyde etkili olan engel yüksekliğinin inhomojenliğinden dolayı engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre yorumlanmıştır. Düşük sıcaklıklarda zahiri (apparent) engel yüksekliğinde azalmaya, idealite faktöründe artmaya ve aktivasyon enerjisi grafiğinde lineer olmayan duruma engel yüksekliğinin Gauss dağılımının neden olduğu ifade edilmiştir. Engel yüksekliğinin Gauss dağılım ifadesini elde etmek için sıfır-beslem engel yüksekliğinin ( $\Phi_{b0}$ )  $1/T$ 'ye karşı grafiği çizilmiş ve bu grafikten sıfır-beslem ortalama engel yüksekliğini ve standart sapmayı sırasıyla  $\bar{\Phi}_{b0}(T=0)=1.02$  eV ve  $\sigma_0=0.105$  V olarak hesap edilmiştir. Bununla birlikte modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin  $1/T$ 'ye karşı grafiğinden sıcaklık katsayısı kullanmaksızın  $\bar{\Phi}_{b0}$  ve  $A^*$  değerleri sırasıyla 1.02 eV ve  $5.13 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak bulunmuştur. Yapının  $I-V$  karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığını, engel yüksekliğinin Gauss dağılımıyla termoyonik emisyon mekanizmasının temeliyle açıklanmıştır. Ayrıca flat bant engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı için  $-0.305 \text{ meV/K}^{-1}$  değeri elde edilmiştir. n-GaAs için elde edilen bu değer literatürdeki değerlerle uyumlu olduğu sonucuna varılmıştır (Gümüş vd 2002).

Nathan vd (1996), donör konsantrasyonu  $N_d=5 \times 10^{14}-10^{15} \text{ cm}^{-3}$  olan Ni-nGaAs diyotlarının 298-473 K sıcaklık aralığında akım-voltaj ( $I-V$ ) karakteristiklerinin sıcaklığa bağıllığını çalışmışlardır. Yüksek voltaj ölçümlerinden Schottky engel yüksekliklerinin ve idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimini incelemişlerdir. Sıcaklık 298 K'den 473 K'e arttığında  $I-V$  karakteristiğinde Schottky engel yüksekliğinin çok az (hemen hemen %3.5 kadar) artarken idealite faktörünün ise %5 kadar azaldığını tespit etmişlerdir. Ayrıca flat-bant Schottky engel yüksekliğinin, artan sıcaklıkla çok az azalan  $\phi_b \times n$  çarpanına yaklaştığını ifade etmişlerdir. Yine aynı düşünceyle kapasite-voltaj ( $C-V$ ) karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliğinin de benzer diyotlarda aynı davranışı gösterdiğini rapor etmişlerdir. Flat-bant Schottky engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı doping konsantrasyonuna bağlı olup, sıcaklık katsayısını  $N_d=5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  için  $\approx (1 \pm 0.3) \times 10^{-4} \text{ eV/K}$  ve  $N_d=10^{15} \text{ cm}^{-3}$  için  $(2.2 \pm 0.1) \times 10^{-4} \text{ eV/K}$  olarak hesap etmişlerdir. Tespit ettikleri birçok sonucu yanal inhomojen engel yüksekliklerinin varlığına atfetmişlerdir. İnhomojenliklerin en çok Ni-nGaAs reaksiyon fazlarından ve arayüzeydeki kristal düzenleniminden kaynaklandığını belirtmişlerdir.

Bu çalışmada Pb/p-Si/Al Schottky diyodunun geniş bir sıcaklık aralığında  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri alınarak, bu ölçümlerden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelendi. Doğru beslem akım-voltaj ( $I-V$ ) ve ters beslem kapasite-voltaj ( $C-V$ ) karakteristiklerinden idealite faktörleri ve engel yükseklikleri hesaplandı. Elde edilen idealite faktörlerinin artan sıcaklıkla azaldığı ve engel yüksekliklerinin ise; artan sıcaklıkla arttığı gözlemlendi. Böyle bir değişimin metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliğine atfedildi.

Yüksek lisans tezi olarak sunduğumuz bu çalışma beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölüm; metal/yarıiletken kontaklarla ilgili literatür çalışması ve bu konunun amacı ile önemini belirten "giriş", ikinci bölüm; metal/yarıiletken kontak teorisi, akım iletim olayı, Schottky kapasitesi, kontaklarda ısının etkisi ile diyot karakteristiklerinin belirlenmesini açıklayan "kuramsal temeller", üçüncü bölüm; numunenin temizlenmesi

ve hazırlanması ile deney sistemi hakkında bilgi veren "materyal ve yöntem", dördüncü bölüm;  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden faydalanılarak elde edilen temel diyot parametrelerini kapsayan "araştırma bulguları" ve beşinci bölüm; ölçümlerin değerlendirilmesi sonucunda elde edilen parametre ve bilgilerin yorumlanmasını açıklayan "tartışma ve sonuç" bölümünü içermektedir.



## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Giriş

Mikroelektronik aygıtların çoğunluğunun çalışma prensipleri metal/yarıiletken ve p-tipi yarıiletken/n-tipi yarıiletken (pn eklemi) kontakların fiziksel karakteristiklerine bağlıdır. Bu tür kontakların sınır bölgesinde potansiyel engelleri meydana gelmektedir. Potansiyel engellerinin oluşması metal/yarıiletken arası veya p-tipi/n-tipi yarıiletkenler arası yük taşıyıcıların konsantrasyonlarının yeniden dağılmasına bağlıdır. Bu tür kontakların elektriksel özellikleri dışarıdan uygulanan gerilimin değeri ve yönü ile değişmektedir. Yarıiletken kontaklar lineer olmayan akım-gerilim karakteristikler göstermektedir. Kontakların lineer olmayan özellikleri elektrik akımın doğrultulması, dönüşümü, amplifikasyonu veya elektrik sinyallerinin jenarasyonu için kullanılabilir. Bu tür doğrultucu eklemlerden diyotlar, transistörler, tünel diyotlar, Schottky diyotları yapılmaktadır (Cafer 2000).

Metal/yarıiletken kontaklar bütün yarıiletken devre elemanlarında yer aldıkları için büyük bir öneme sahiptir. Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin anlaşılabilmesinin bir yolu da kristale uygun kontakların yapılmasıdır. Kontaklar arayüzeyin karakteristiklerine bağlı olarak ya bir Schottky engeli ya da bir omik kontak gibi davranırlar. Kontak, kristal ile kristale uygulanacak olan kontak malzemenin en az dirençle atomik boyutta temas etmeleri olarak düşünülebilir. Kontakın ideal olması kontak malzemenin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmasıyla doğrudan ilişkilidir (Crowel and Sze 1965).

Elektronlar metal veya yarıiletken içinde iyonlar tarafından Coulomb elektriksel etkileşmesine maruz kalmaktadırlar. Bu nedenle kristalin içinde elektronların potansiyel enerjisi serbest elektronların enerjisinden daha küçüktür. Kristalin içinden elektronları dışarıya (vakuma) atmak için, elektronlara belirli bir miktarda enerji transfer olmalıdır. Elektronu katı malzemenin içinden dışarıya atmak için gereken en az enerji iş

fonksiyonu veya çıkış işi olarak adlandırılır. Kısaca; Fermi enerji seviyesindeki bir elektronu vakum seviyesine sıfır kinetik enerjiyle çıkarmak için gerekli enerjiye metalin veya yarıiletkenin iş fonksiyonu denir. Katılarda termodinamik çıkış işi elektronu Fermi seviyesinden vakuma atmak için gereken enerji ile belirlenmektedir. Yarıiletkenlerin büyük bir çoğunluğunun çıkış işi 1-6 eV arasında değişmektedir ve malzemenin kristal yapısına bağlıdır (Cafer 2000). Burada vakum seviyesi; metalin veya yarıiletkenin yüzeyidir. Elektronun hareketsiz olduğu yüzeydir. Yani; yüzeyde hareketsiz duran bir elektronun enerjisidir. Elektron yakınlığı ise; kimyasal olarak, bir atomun bir elektron alırken açığa çıkardığı enerji veya bir atomun bir elektron aldığı anda serbest kalan enerjisi olarak tanımlanır.

İki madde (metal/metal, metal/yarıiletken, yarıiletken/yarıiletken) kontak haline getirildiğinde aralarındaki yük alışverişinden sonra yeni denge durumu meydana gelir ve her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri eşitlenir. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metal arasında yapılan kontak durumunda, bu dipol tabakası kontağın her iki tarafındaki yüzey yükleri nedeniyle meydana gelir. Oluşan bu kontak, elektronların her iki yönde serbestçe hareket edebilmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır. Şayet, kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kontak omik ya da doğrultucu olabilir. Doğrultucu kontak (Schottky kontak), akımın bir doğrultuda diğer doğrultudan çok daha kolay aktığı kontak türüdür. Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki geçişleri, kontak bölgesinde oluşan potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilişkilidir (Ziel 1968).

Metal/yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ( $\Phi_m$  ve  $\Phi_s$ ) bağlı olarak, omik ve doğrultucu kontak (Schottky kontak) olmak üzere iki kısımda incelenir. n-tipi yarıiletken/metal kontaklarında  $\Phi_m > \Phi_s$  ise, doğrultucu kontak; eğer  $\Phi_m < \Phi_s$  ise omik kontak oluşur. p-tipi yarıiletken/metal kontaklarında ise  $\Phi_m < \Phi_s$  durumunda doğrultucu kontak ve  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda da omik kontak oluşur.

## 2.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Kontaklar

### 2.2.a. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

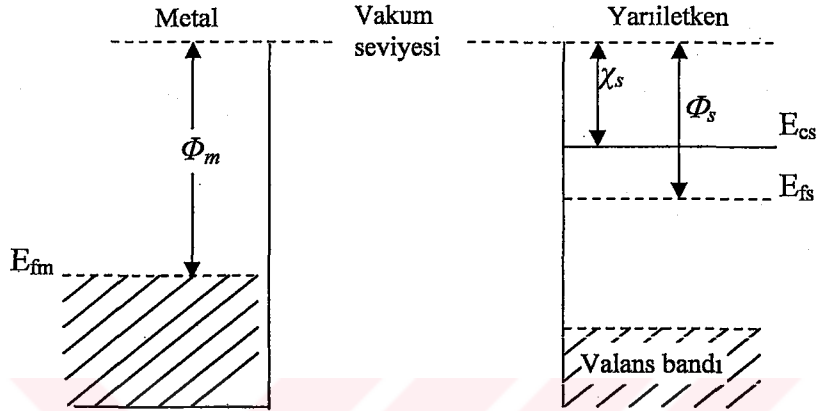
Akım taşıyıcıları (boşluk ve elektron) bir doğrultuda kolayca hareket ederken, potansiyel engelinden dolayı diğer yönde hareketleri zorlaşır. Bu tür kontaklar doğrultucu kontaklardır. Bu olayı açıklamak için bir metal ve bir n-tipi yarıiletken dikkate alalım. Oda sıcaklığında yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$ , yarıiletkenin elektron ilgisi  $\chi_s$  ve  $\Phi_m > \Phi_s$  olsun. Kontakta önceki durumda şekil 2.1.'de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $(\Phi_m - \Phi_s)$  kadar yukarıdadır. Kontakta sonra yarıiletken yüzeyden metale elektronlar geçerken geride iyonize olmuş donörler bırakılır. Yük mübadelesi tamamlandıktan sonra her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitlenir. Yani yarıiletkenin enerji seviyesi şekil 2.2.'de görüldüğü gibi  $(\Phi_m - \Phi_s)$  kadar alçalmıştır. Sonuç olarak, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği  $(\Phi_m - \Phi_s)$  ve metal tarafındaki yüksekliği ise  $(\Phi_m - \chi_s)$  kadardır.

Yarıiletken tarafındaki bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden;

$$eV_{dif} = (\Phi_m - \Phi_s) \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir.  $V_{dif}$  niceliği difüzyon potansiyeli olarak bilinir ve metalin yüzeyine göre alınır. Potansiyel engeli kontakta elektrik dipol tabakası tarafından korunur (sürdürülür). Kontakta yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ve bunların yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından dolayı bunlara yüzey yükü olarak değil bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontakta potansiyel engelinden dolayı, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Ayrıca bu

metal/yarıiletken kontağın yüzey tabakası uzay yükü tabakası olarak da adlandırılır. Bu tabakanın kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır.



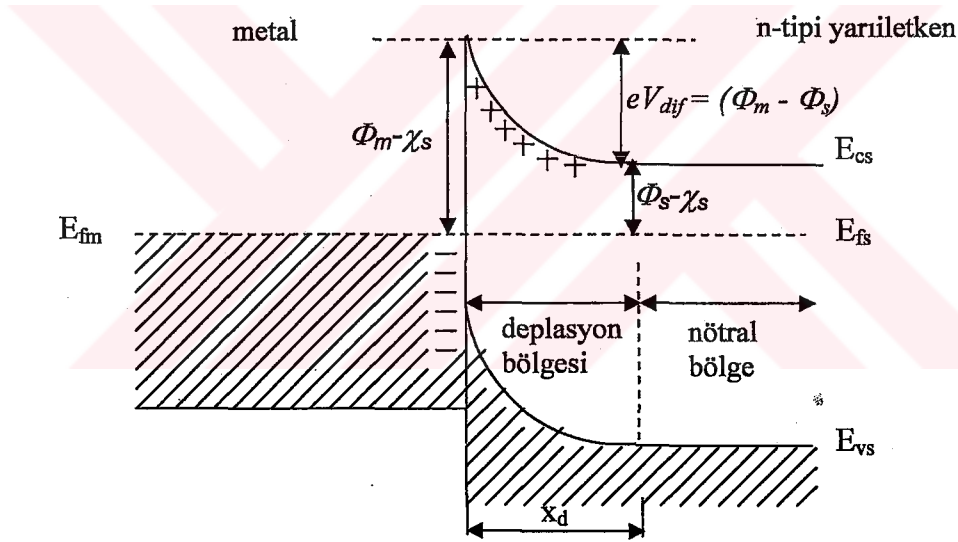
**Şekil 2.1.** Kontakta önce metal ve n-tipi yarıiletken için enerji-bant diyagramları

Termal uyarılmadan dolayı metalin bazı elektronları potansiyel engelini aşıp, yarıiletkenin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklar ve aynı şekilde, yarıiletkenin bazı elektronları potansiyel engelini aşıp metalin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklardır. Denge durumunda bu eşit ve zıt  $I_0$  akımlarına sebep olacaktır.

Yarıiletkenine  $-V$  gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkenine geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akımda değişmez. Fakat yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı  $eV$  kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği  $eV$  kadar azalacaktır. Dolayısıyla metalden yarıiletkenine doğru akan akım  $\exp(eV/kT)$  faktörü kadar artacaktır. Bu durumda oluşan net akım;

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.2)$$

ile verilir.  $I$  net akımı pozitifdir. Bu beslem durumuna ( $V \gg kT/e$ ) düz beslem durumu denir. Yani  $V \gg kT/e$  için akım büyük ve pozitifdir. Yarıiletken tarafına  $+V$  gerilimi uygulandığında iletkenlik bandı  $eV$  kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği  $eV$  kadar artar. Oluşan net akım  $-I_0$  değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ( $V \ll -kT/e$ ) ters beslem durumu denir. Yani  $V \ll -kT/e$  için akım küçük ve negatiftir, hemen hemen  $-I_0$ 'a eşittir.



**Şekil 2.2.** Kontakta sonra termal denge durumunda oluşan enerji-bant diyagramı

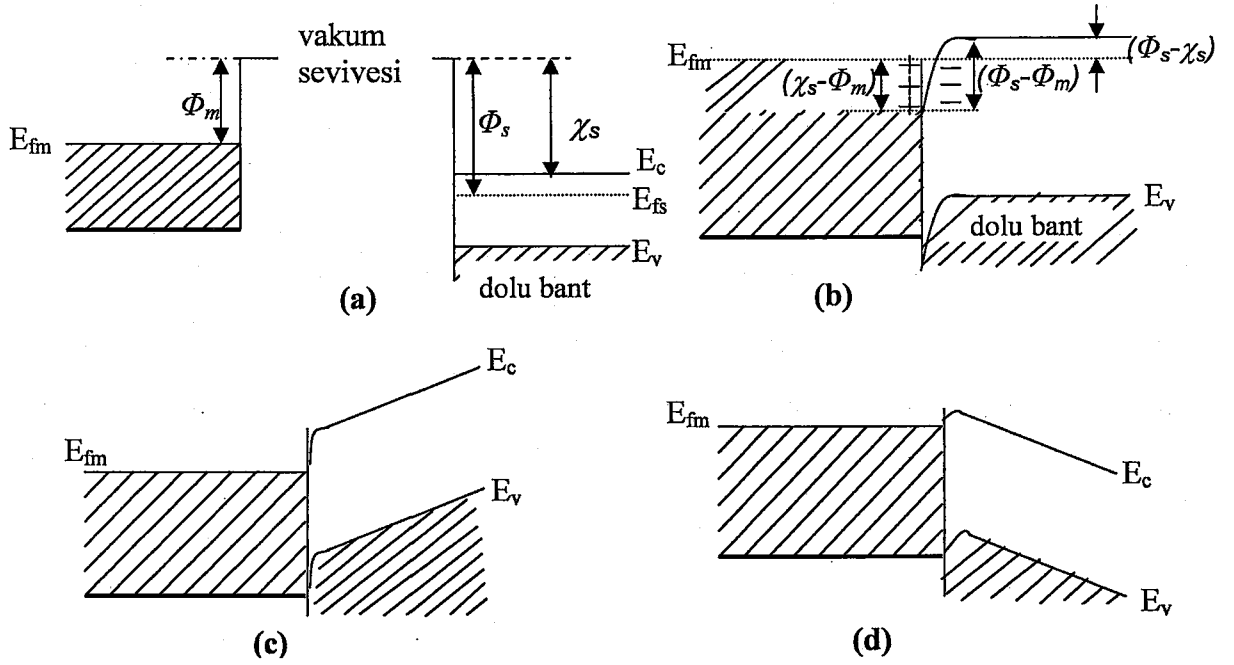
Buradan anlaşılacağı gibi, yarıiletkenin potansiyel engelinin yüksekliği uygulanan voltaja bağlı olarak değişir. Metal tarafındaki engel yüksekliği uygulanan voltajdan bağımsızdır. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta  $V > 0$  ise kontak ters beslemededir. Eğer  $V < 0$  ise kontak doğru beslemededir.

## 2.2.b. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$ , metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ 'den büyük ise ( $\Phi_m < \Phi_s$ ) omik kontak oluşur. Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren metal/yarıiletken eklemdir (Brillson 1983, Neamen 1992). Akım-gerilim ilişkisi **Ohm Kanunu** ile verilen kontaklar omik bir davranış sergilerler. Kontak direncinin değeri ise omik kontakın kalitesini belirler.

$\Phi_m < \Phi_s$  durumunda, bir metalle n-tipi yarıiletken kontak halinde olsunlar. Kontakta önceki durumda yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramı şekil 2.3.a.'da görülmektedir. Kontakta sonra termal denge durumunda, elektronlar metalden yarıiletkene doğru geride pozitif boşluklar bırakarak geçerler ve bu durumda yarıiletken yüzeyin n-tipliliği artar. Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar bir negatif yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride bir yüzey yükü tabakası (pozitif yük dağılımı) meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur. Bu durum şekil 2.3.b.'de görülmektedir. Yük mübadelesi bittikten sonra, yarıiletken gövdedeki Fermi seviyesi ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadar yükselir.

Şayet metal tarafına pozitif bir  $+V$  gerilimi uygulanırsa bu durumda yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (şekil 2.3.c.). Şayet yarıiletken tarafına bir  $+V$  gerilimi uygulanırsa, elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene doğru akacaklardır (şekil 2.3.d.).



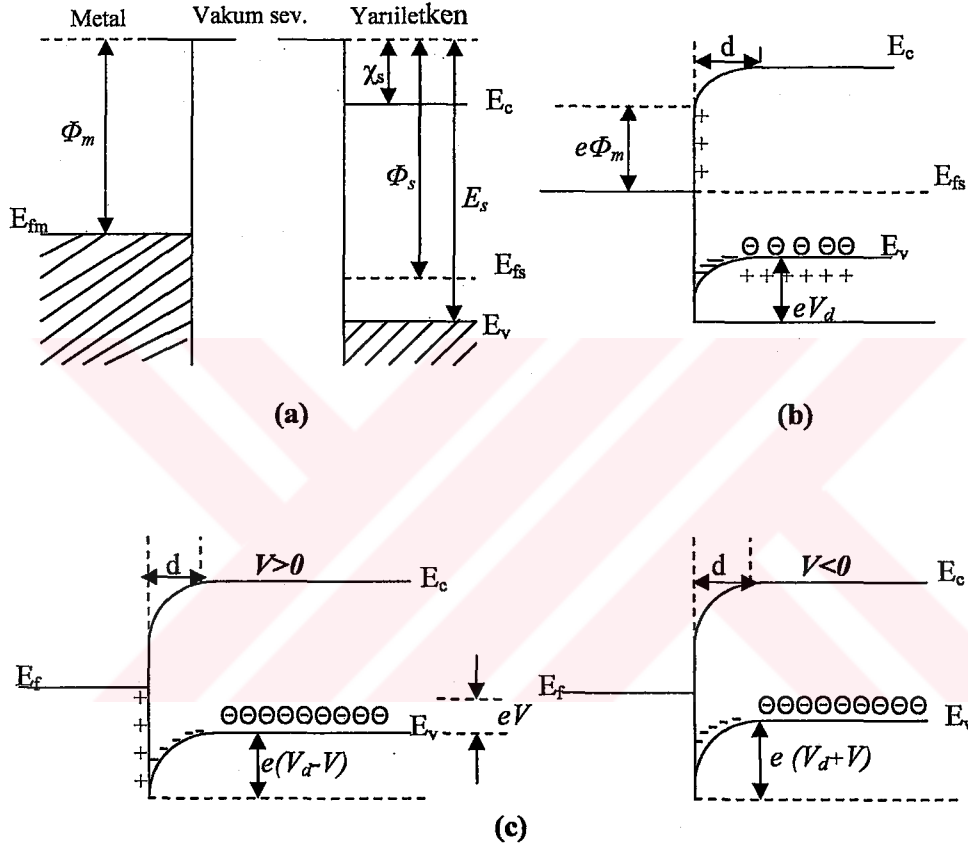
Şekil 2.3.  $\Phi_m < \Phi_s$  durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı a) Kontak öncesi b) Kontak sonrası c) Düz beslem altında d) Ters beslem altında

Sonuç olarak böyle bir kontakta, elektronlar her iki yönde de kolayca hareket edebilirler.  $(\Phi_s - \chi_s)$  nispeten küçük olursa, elektronlar herhangi bir zorlukla karşılaşmadan engel boyunca hareket edebilirler. Bu özellikte oluşan kontaklara **omik kontaklar** denir. Omik kontakta  $+V$  gerilimi uygulandığında, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale negatif bir  $-V$  gerilimi uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Ziel 1968).

Omik kontakta bir  $V_a$  gerilimi uygulanırsa bu gerilim Schottky kontakta olduğu gibi sadece Schottky bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Normalde omik kontak elde edebilmek için n-tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal, daha sonra yarıiletkenin yüzeyinde bir  $n^+$  tabakası oluşturmak için belli bir sıcaklıkta tavlanır ve yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Bu  $n^+$  tabakası yarıiletken gövdeye göre elektron bakımından daha zengindir (Sze 1981).

### 2.3. Metal/p-Tipi Yarıiletken Kontaklar

#### 2.3.a. Metal/p-Tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar



Şekil 2.4. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontakın enerji-bant diyagramı  
 a) Kontakdan önce b) Kontakdan sonra ve termal dengede c)  $V \neq 0$  durumunda

Bir metal, bir yarıiletken ile kontak haline getirildiği zaman, bu iki madde arasında yüklerin yeniden dağılımı vuku bulur. Yük dağılımı, her iki maddenin Fermi seviyeleri (elektrokimyasal enerjileri) aynı seviyeye gelinceye kadar devam eder. Bu durumda dengeye ulaşılır. Bir metal/yarıiletken kontakta yük taşıyıcıları (elektronlar ve holler) bir doğrultuda diğer doğrultuya göre daha kolay geçebiliyorsa, buna doğrultucu kontak denir. Bundan dolayı doğrultucu kontakta bir doğrultudaki akım diğer doğrultuya göre daha kolay geçer.  $\Phi_s$ ; yarıiletkenin iş fonksiyonu,  $\Phi_m$ ; metalin iş fonksiyonu ve  $E_s$  ise

valans bandının tepesi ile vakum seviyesinin tabanı arasındaki fark olsun. Eğer  $\Phi_m < \Phi_s$  ise kontak doğrultucu,  $\Phi_m > \Phi_s$  ise kontak omik olur.

Şimdi  $\Phi_m < \Phi_s$  olan birinci durumu göz önüne alalım. Oda sıcaklığında akseptörlerin hepsi iyonize olmuş olsun. Kontakta önce (şekil 2.4.a.), yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $(\Phi_s - \Phi_m)$  kadar aşağıdadır. Kontakta sonra, metal ve yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene elektron akışı olur. Bunun sonucunda yarıiletken tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler,  $d$  kalınlığındaki bir uzay yükü tabakası içerisinde dağılırlar. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri  $(\Phi_s - \Phi_m)$  kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_{dif} = (\Phi_s - \Phi_m) \quad (2.3)$$

olur. Burada  $V_{dif}$ , difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakta metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$e\Phi_b = (\Phi_s - \Phi_m) + (E_s - \Phi_s) = (E_s - \Phi_m) \quad (2.4)$$

olur. Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp, metalin içine geçebilirler. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanıp yarıiletken içine geçebilirler. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü  $I_0$  akımı oluşur.

Eğer yarıiletkene bir  $V$  gerilimi uygulanırsa (şekil 2.4.b.), soldan sağa akan hol akımı değişmez, ama sağdan sola akan hol akımı  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar değişir. Bundan dolayı yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü  $eV$  kadar düşer ve buna bağlı olarak yarıiletkenden metale (sağdan sola) geçen holler için engel yüksekliği  $eV$  kadar azalır.

Sonuç olarak, yarıiletkenen metale geçen hollerin oluşturduğu akımın doğrultusu pozitif olarak kabul edilirse karakteristik akım;

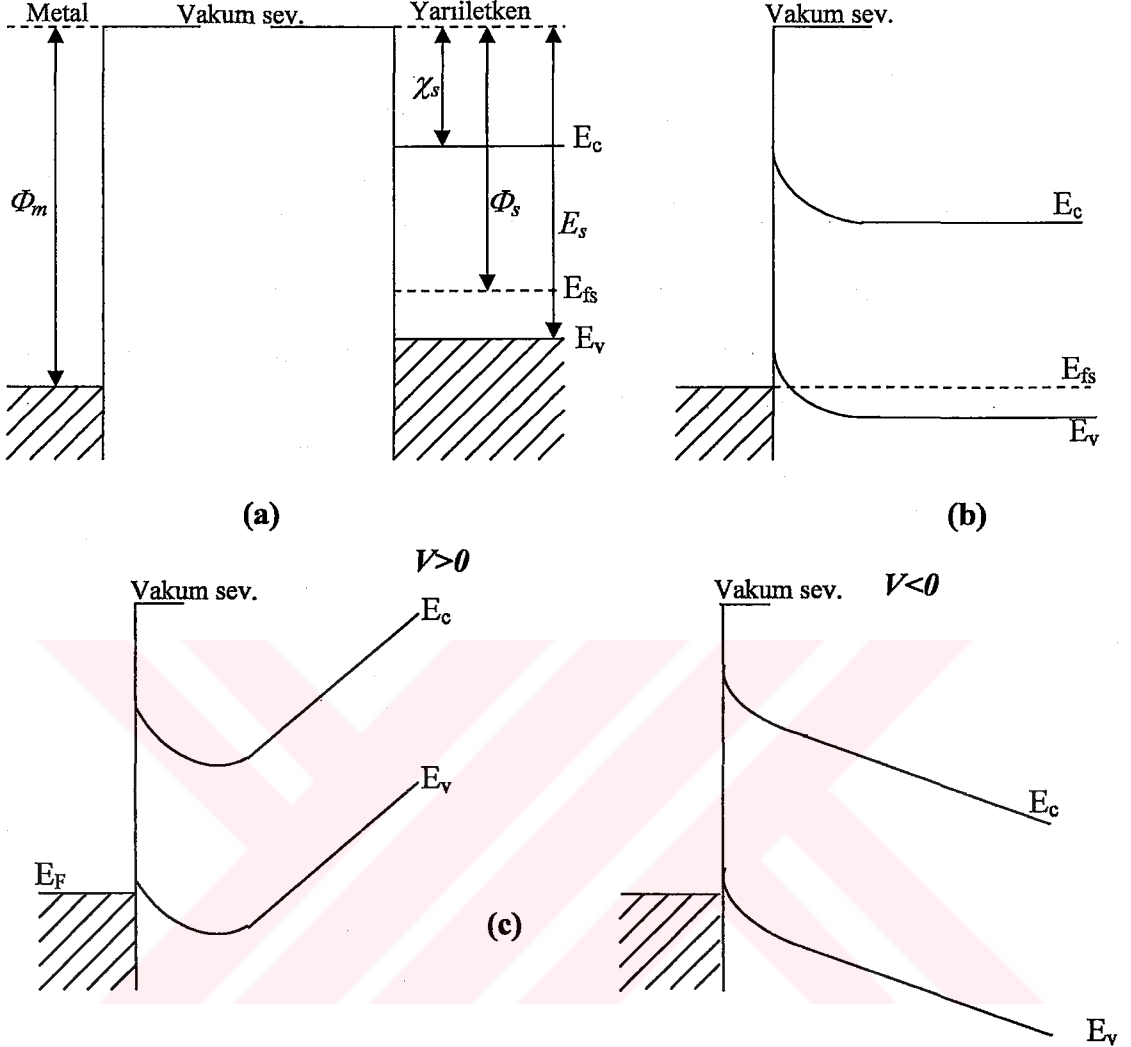
$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.5)$$

olacaktır. Bu bir doğrultucu kontaklıdır.

### 2.3.b. Metal/p-Tipi Yarıiletken Omik Kontaktlar

Şimdi  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunu dikkate alalım. Şekil 2.5.a.'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $(\Phi_m - \Phi_s)$  kadar yukarıdadır. Kontaklıdan sonra bir yük mübadelesi olacaktır. Yarıiletkendeki elektronlar, hollerden dolayı geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak ve metal tarafında bir negatif yüzey yükünü oluşturarak metal tarafına akarlar. Buna bağlı olarak yarıiletkendeki Fermi seviyesi şekil 2.5.b.'de görüldüğü gibi  $(\Phi_m - \Phi_s)$  kadar aşağı düşer. Hol konsantrasyonunun artmasından dolayı yarıiletken yüzeyi daha fazla p-tipi olur.

Elektronlar, metalden yarıiletken içerisindeki boş durumlara kolayca geçebilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenen metale akışına karşılık gelir. Metal tarafına geçen holler (yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı) hemen nötralle olurlar. Ters beslem durumunda, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Bu şekilde, her iki doğrultuda akımı kolayca geçirebilen kontaktlara omik kontak denir.

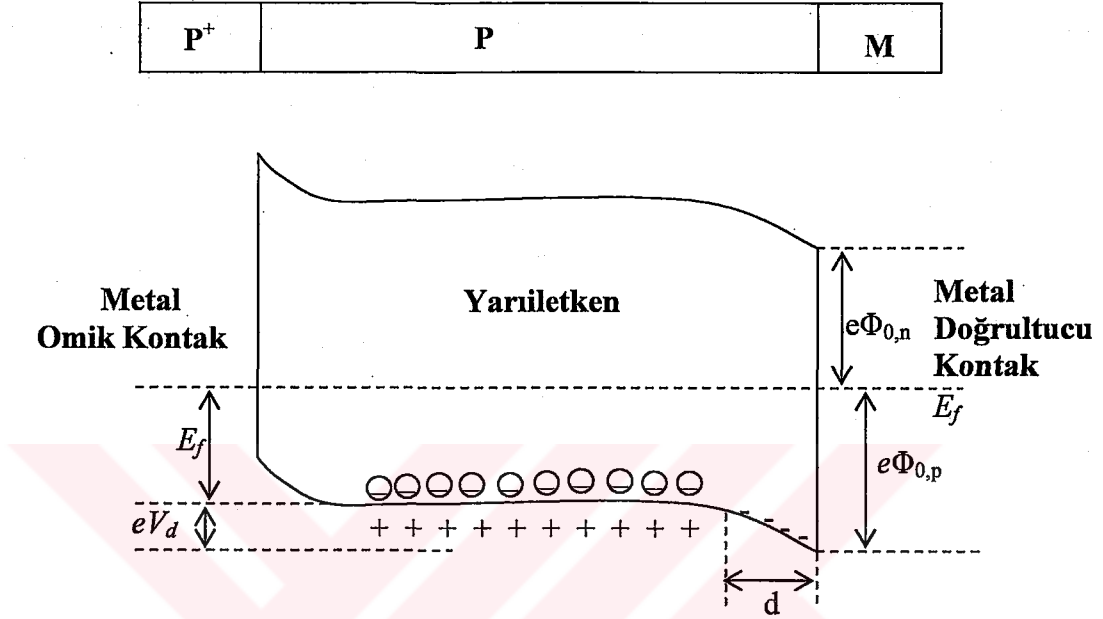


Şekil 2.5. Metal/p-tipi omik kontakın enerji-bant diyagramı a) Kontakdan önce b) Kontakdan sonra c)  $V \neq 0$  durumunda

#### 2.4. Metal (Omik)/p-Tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) Yapısı

Metal/p-tipi yarıiletken/metal ( $P^+PM$ ) yapısı, p-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine boşluk bakımından çok zengin  $P^+P$  omik kontakı ile diğer yüzeyine uygulanan PM doğrultucu kontakından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji-bant diyagramı şekil 2.6'da görülmektedir.  $P^+$  omik kontak tarafı  $V > 0$  olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur.  $P^+$  tarafına  $V < 0$  olacak şekilde bir gerilim uygulanırsa, yapı ters beslemde olur.  $P^+PM$  yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Bu

şekildeki bir yapı yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 2.6.'da görüldüğü gibi holler için engel yüksekliği  $e\Phi_{0,p} = (eV_d + E_f)$ 'ye eşittir (Temirci 2000).



Şekil 2.6. P<sup>+</sup>PM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

## 2.5. Schottky Diyotlarda Termoionik Emisyonla Akım İletimi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşıması işlemi termoionik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır (Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı **termoionik emisyon** olarak bilinir.). Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda emisyon teorisi taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise boşluklar akımı sağlar. Termoionik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kantağa ait potansiyel engelini,  $kT$

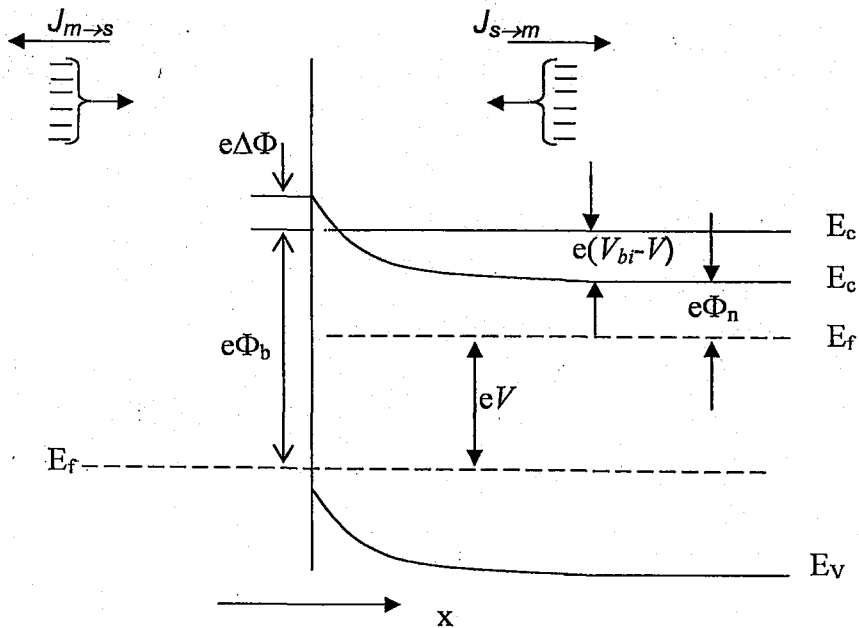
enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir.

Şekil 2.7.'de  $V$  büyüklüğünde düz beslem gerilimi uygulanmış bir Schottky kontak görülmektedir. Burada  $J_{s \rightarrow m}$  yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve  $J_{m \rightarrow s}$  ise metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğudur.  $J_{s \rightarrow m}$  akım yoğunluğu,  $x$  yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.6)$$

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

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (2.7)$$



Şekil 2.7. Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi

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

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_C} \exp\left[-\frac{(E - E_C)}{kT}\right] dE \quad (2.8)$$

yazılabilir.  $(E - E_C)$  enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi olarak kabul edilirse, bu durumda,

$$\frac{1}{2}m_n^*v^2 = E - E_C \quad (2.9)$$

$$dE = m_n^*v dv \quad (2.10)$$

ve

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.11)$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak (2.8) ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kt}\right) \exp\left(\frac{-m_n^*v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.12)$$

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

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.13)$$

şeklinde olur. Diferansiyel hacim terimini  $(4\pi v^2 dv)$ ,  $dv_x dv_y dv_z$  şekline dönüştürerek (2.6) ifadesi,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left( \frac{-e\Phi_n}{kt} \right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left( \frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \right) dv_x \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left( \frac{-m_n^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left( \frac{-m_n^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir.  $v_{0x}$  hızı, x doğrultusundaki harekette elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. Son ifadede aşağıdaki değişken değiştirmeleri yapılabilir:

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V)}{kT} \quad (2.15.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.15.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.15.c)$$

Ayrıca minimum  $v_{0x}$  hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V) \quad (2.16)$$

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

yazılabilir. Bu ifadeler (2.14) denkleminde kullanılırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left( \frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left( \frac{-e\Phi_n}{kT} \right) \exp\left[ \frac{-e(V_{bi} - V)}{kT} \right] \\ \times \int_0^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.17)$$

Bu son ifadenin integrali alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[ \frac{-e(\Phi_n + V_{bi})}{kT} \right] \exp\left( \frac{eV}{kT} \right) \quad (2.18)$$

ya da

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[ \frac{-e\Phi_b}{kT} \right] \exp\left( \frac{eV}{kT} \right) \quad (2.19)$$

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

$$J_{m \rightarrow s} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[ \frac{-e\Phi_b}{kT} \right] \quad (2.20)$$

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

$$J = \left[ A^* T^2 \exp \left( \frac{-e\Phi_b}{kT} \right) \right] \left[ \exp \left( \frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

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

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.22)$$

ile verilir. Genel bir durum için (2.21) ifadesi,

$$J = J_{sT} \left[ \exp \left( \frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

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

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp \left( \frac{-e\Phi_b}{kT} \right) \quad (2.24)$$

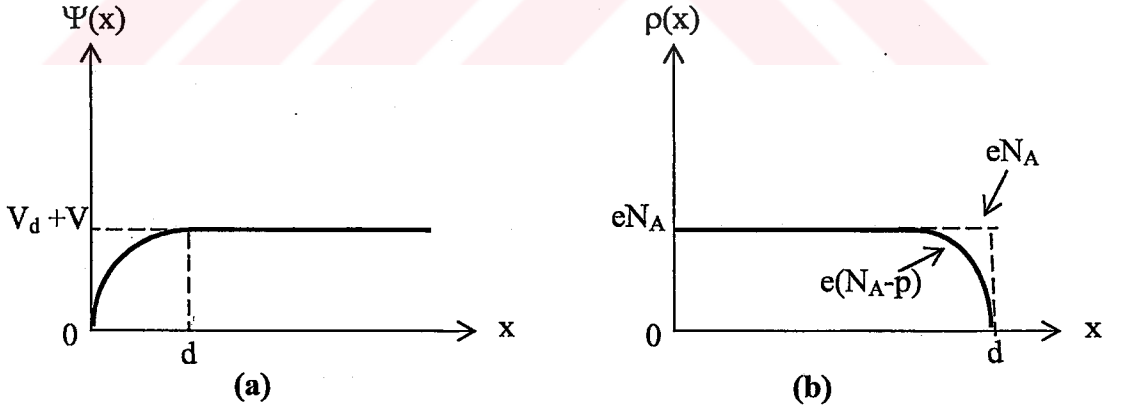
şeklinde ifade edilir.  $\Phi_b$  Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve  $\Phi_b = \Phi_{b0} - \Delta\Phi$  şeklinde verildiği dikkate alınarak (2.24) ifadesi yeniden,

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\Phi}{kT}\right) \quad (2.25)$$

şeklinde yazılır. Engel yüksekliğindeki  $\Delta\Phi$  değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artacaktır. Ters-doyma akım yoğunluğu, engel düşmesi etkisinden dolayı ters beslem voltajı ile artar. Bu durum aynı zamanda Schottky engel diyodun "breakdown" 'a gittiğini göstermektedir.

## 2.6. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesi

Metal/yarıiletken kontaklarda oluşan arınma bölgesi (dipol tabakası), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda uygulanan gerilim arttığı zaman arınma bölgesi genişleyecektir. Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşecektir.



**Şekil 2.8.** Metal p-tipi yarıiletken yapılarında doğrultucu kontakın; a) Potansiyel dağılımı b) Yük dağılımı

Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Bu özelliklerden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak

kullanılabilmektedir. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2\Psi(x) = \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s\varepsilon_0} \quad (2.26)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada  $\varepsilon_s$  yarıiletkenin,  $\varepsilon_0$  boşluğun dielektrik sabiti,  $\rho(x)$  konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_A - N_d) \quad (2.27)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick 1988). Burada  $N_d$ , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğu,  $N_A$ , yarıiletkendeki iyonize olmuş akseptör yoğunluğudur.  $\Psi(x)$  potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu  $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri şekil 2.8.'de gösterilmiştir.

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

$$\rho(x) = eN_A \quad (2.28)$$

yazılabilir. (2.26) ve (2.28) eşitliklerinden

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (2.29)$$

elde edilir. (2.29) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

- 1)  $x = 0$  için  $\Psi(x) = 0$
- 2)  $x \geq 0$  için  $\Psi(x) = V_d + V$
- 3)  $x = d$  için  $\frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$

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

$$E_x = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_0} (x - d) \quad (2.30)$$

yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.30) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_A}{\epsilon_s\epsilon_0} \left( \frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (2.31)$$

elde edilir. (2.31) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözülmüşür;

$$d = \left[ \frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{eN_A} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.32)$$

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

$$Q = -eN_A d \quad (2.33)$$

ile verilir. (2.32) ve (2.33) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = -[2\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_A (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.34)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.34) eşitliğine sahip  $Q$  yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.35)$$

yazılarak (2.34) ve (2.35) eşitliklerinden,

$$C = \left[ \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_A}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

veya

$$C = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (2.37)$$

olarak bulunur. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky Bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

## 2.7. Schottky Engel Yüksekliği Üzerine Etkiler

İdeal bir Schottky diyot için engel yüksekliği ifadesi;

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.38)$$

ile verilmektedir. Fakat bazı etkiler teorik olarak verilen bu gerçek Schottky engel yüksekliği ifadesini değiştirebilir. Bu etkilerden ilki; Schottky etkisi veya imaj kuvvet etkisinden dolayı engel yüksekliğinin azalmasıdır.

Metalden  $x$  kadar uzaklıktaki bir mesafede bir dielektrikteki bir elektron bir elektrik alan oluşturacaktır. Elektrik alan çizgileri, metal yüzeyine dik olmalıdır ve bu çizgiler metalin yüzeyinden iç kısma doğru  $x$  kadarlık bir mesafede yerleşmiş bir  $+e$  imaj yükününkü ile aynı olacaktır. Bu imaj etkisi şekil 2.9.a.'da gösterilmiştir. İmaj yükü ile Coulomb etkileşmesinden dolayı elektron üzerine etki eden kuvvet,

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s (2x)^2} = -eE \quad (2.39)$$

ifadesi ile verilir (Neamen 1992). Potansiyel ifadesi ise,

$$-\Phi(x) = + \int_x^{\infty} E dx' = + \int_x^{\infty} \frac{e}{4\pi\epsilon_s 4(x')^2} dx' = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad (2.40)$$

ile verilir. Burada  $x'$  integral değişkeni olup,  $x = \infty$  için potansiyel sıfır kabul edilmektedir.

Elektronun potansiyel enerjisinin  $-e\Phi(x)$  değişimi başka elektrik alanın olmadığı kabul edilerek şekil 2.9.b.'de gösterilmektedir.

Dielektrikteki bir elektrik alanın varlığında potansiyel ifadesi ilave bir terim olarak modifiye edilir ve

$$-\Phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} - Ex \quad (2.41)$$

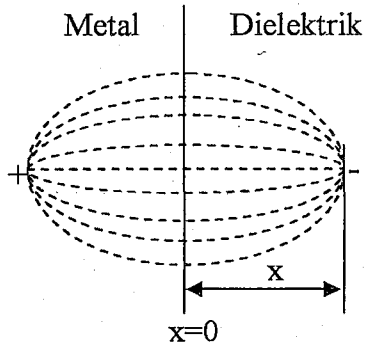
şeklinde yazılır. (2.41) eşitliği  $x'$  in küçük değerleri için geçerliliğini yitirir ve  $x$  sıfıra giderken  $\Phi(x)$  sonsuza yaklaşır. Eşitlikteki ikinci terim dış alandan dolayı potansiyel engelindeki azalma miktarını ifade eder. Sabit bir elektrik alanın varlığında elektronun potansiyel enerji değişimi şekil 2.9.c.'de gösterilmiştir. Bu şekilde potansiyel engeli piki azalmıştır. Potansiyel engeli pikinin bu şekilde azalması Schottky etkisi ve imaj kuvvet etkisi ile engel yüksekliğinin azalması olarak bilinir.

$$\frac{d(e\Phi(x))}{dx} = 0 \quad (2.42)$$

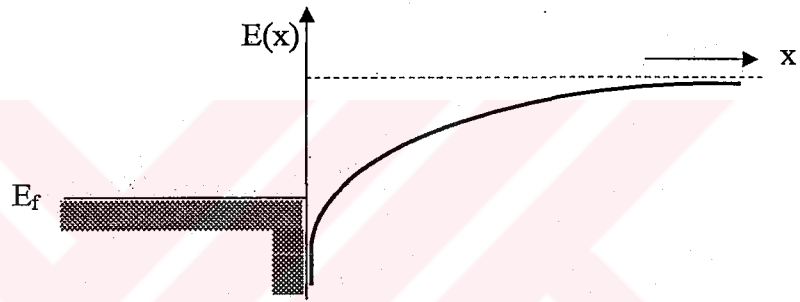
Şartı dikkate alınarak maksimum engelin korunumu,

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad (2.43)$$

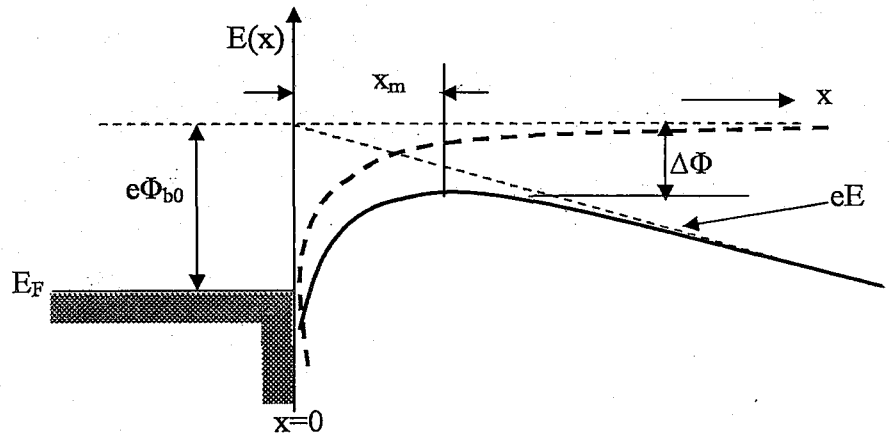
ve



(a)



(b)



(c)

**Şekil 2.9.** (a) Metal/dielektrik arayüzeyinde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri (b)Elektrik alan sıfır iken potansiyel engelindeki bükülme (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden dolayı potansiyel engelindeki bükülme

Schottky engel yüksekliğinin azalması,

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (2.44)$$

ile verilir.

## 2.8. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre; inhomojen engele sahip bir Schottky diyot modeli için aşağıdaki temel ifadeler kullanılmaktadır.

$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{\left(\frac{2kT}{q}\right)} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \bar{\Phi}_b \quad (2.45)$$

Burada  $\Phi_b^j$ , düz beslem gerilimine bağlı olarak  $I$ - $V$  ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği,  $\Phi_b^c$ , kapasite-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği,  $\bar{\Phi}_b$ , ortalama engel yüksekliği ve  $\sigma_s$  standart sapmadır. Yukarıdaki son iki ifade inhomojen Schottky engeli için sıcaklık ve bahsedilen parametreler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu ifadelere göre,  $I$ - $V$  ve  $C$ - $V$  karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olması anlamına da gelmektedir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alınır, idealite faktörünün de açıklanması bu ifadelerle mümkün olabilir. (2.45) ifadesi potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi hakkında bilgi vermektedir. Her sıcaklık için  $I$ - $V$  karakteristiğinin sıfır uygulama gerilimine fit edilmesiyle bulunan  $I_0$  doyma akımlarından hesaplanan engel yüksekliklerinin,  $1/T$ 'ye karşı değişim karakteristiği bir doğru verir. Bu doğrunun

eğimi  $\left(\frac{q\sigma_s^2}{2k}\right)$  olur ve bu değerlerden standart sapma bulunur. Bu lineer doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir. Bu standart sapma  $(\sigma_s)$  ve ortalama potansiyel engel yüksekliği  $(\bar{\Phi}_b)$  değerleri (2.45) eşitliğinde yerine yazılırsa, uzaysal inhomojen potansiyel engelleri için Gauss dağılımı elde edilir. Standart sapmanın  $(\sigma_s)$  sıcaklığa bağlı ifadesi;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma(T) \quad (2.46)$$

şeklinde verilir. Burada  $\alpha_\sigma$ , standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı olarak ifade edilir.

Sıfır beslemdeki standart sapmayı ve bir ortalama değere sahip engel yüksekliklerinin Gauss dağılımını göz önüne alarak, deneysel doğru beslem  $I$ - $V$  grafiğinden bulunan engel yüksekliği  $(\Phi_b^j)$ ,  $\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_b^c$  engel yüksekliği ile de ilgilidir. Kapasite sadece ortalama bant bükülmesine bağlı olup, engel yüksekliğinin standart sapmasından  $(\sigma_0)$  bağımsızdır. Deneysel engel yüksekliği  $(\Phi_b^j)$  ile  $C^2$ - $V$  grafiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği  $(\bar{\Phi}_b)$  arasındaki bağıntı,

$$\bar{\Phi}_b - \Phi_b^j = -\frac{q\sigma_0^2}{2kT} + \frac{q\alpha_\sigma}{2k} \quad (2.47)$$

ile verilir (Karataş vd 2003). Kapasite-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği  $(\Phi_b^c)$  ile doğru beslem altında akım-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği  $(\Phi_b^j)$  arasındaki farkın  $((\Phi_b^c) - (\Phi_b^j))$   $1/2kT$ 'ye göre değişimi lineer bir doğru verir. Bu

doğrunun eğimi  $q\sigma_0^2$ 'ye eşit olup, y eksenini kestiği nokta  $\frac{q\sigma_0^2}{2k}$  'dir.

Aynı zamanda ortalama Schottky engel yüksekliğinin ( $\bar{\Phi}_b$ ) sıcaklığa bağlı değişimi;

$$\bar{\Phi}_b(T) = \bar{\Phi}_b(T = 0) + \alpha T \quad (2.48)$$

şeklinde verilir. (2.48) eşitliğinde  $\bar{\Phi}_b(T = 0)$ ,  $T = 0$  için ortalama engel yüksekliği olup,  $\alpha$  ise; sıcaklık katsayısıdır.

## 2.9. Metal/Yarıiletken Kontaklarda Isının Etkisi

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre; yarıiletken devre elemanlarında kullanılan kontakların çoğu ısıya maruz kalmaktadır. Metalin yarıiletkene adhezyonunu artırmak için bu durum kaçınılmaz olabilir. Çünkü metalin kaplanmasıyla oluşan diğer işlem basamakları için yüksek sıcaklığa ihtiyaç duyulabilir. Yapılan bu işlem ısı sinterleme veya ateşleme olarak adlandırılır. Doğrultucu kontakların eriyebileceği sıcaklıktan kaçınmak çok önemlidir. Çünkü arayüzey yarıiletkenin içinde keskin metalik sivri bir çıkıntıya sahip düzlemsel olmayan yapıya sahip olmaya başlar. Bu durum oluştuğunda, çıkıntının ucundaki yüksek alan bölgesi elektriksel karakteristikleri nispeten küçültebilir (Andrews 1974). Kontakın alaşım hali istenmedikçe (omik kontak oluşumundaki gibi) sıcaklıkları metal/yarıiletken sisteminin eutektik sıcaklığının altında kontakın oluşacağı değerde tutmak gerekir. Örneğin, Silisyum'un Au, Al ve Ag ile yapılan alaşımlarının eutektik sıcaklıkları sırasıyla 370°C, 577°C ve 840°C'dir.

Esasen eutektik sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda bile yarıiletkenin içine metal göçü oluşabilir. Bu metalurjik değişimler son zamanlarda yeni geliştirilmiş olan Rutherford'un backscattering (geri saçılma), Auger Electron Spectroscopy ve Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) teknikleri kullanılarak yaygın olarak çalışılmıştır. Örneğin, Hiraki ve çalışma grubu (1971) 200°C'ye kadarki sıcaklıklarda Rutherford'un backscattering tekniği kullanılarak bir altın film içine silisyumun taşındığını göstermişlerdir. Buharlaştırmadan önce bu göçün veya taşınmanın genişlemesi

silisyumun yüzeyinin durumuna oldukça duyarlıdır ve arayüzeyde ince bir oksit tabakasının varlığı ile tamamen engellenebilir. Bu durum basitçe tek tip difüzyonla açıklanamayabilir, muhtemelen buna ek olarak tane sınırı difüzyonunu da gerektirir. Göçün etkisi mükemmel bir silisyum/metal eklemesinde çok farklı bir arayüzey oluşturur ve elektriksel karakteristikler de ideal olmaz. Hiraki ve çalışma grubu (1977) düşük sıcaklıklardan oda sıcaklığına kadar geniş bir sıcaklık aralığında yarıiletkenlerin bir çoğu için benzer karakteristiklerin var olduklarını göstermişlerdir. Genel olarak, silisyumun arayüzeyindeki difüzyonunun ihmal edilebilmesi için bir metaldeki silisyumun difüzyon sabitinin silisyum içindeki aynı metalin difüzyon sabitinden defalarca büyük olması gerekir (Mc Caldin 1974).

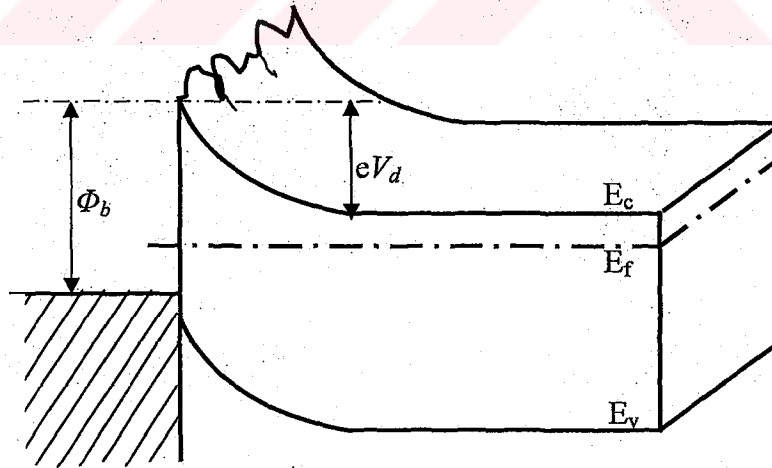
Devre elemanı uygulamalarında diyotta akım akışı ile oluşan ısının bir sonucu olarak bir düzensizlik oluşabilir. Gözlenen metalurjik değişimler için  $I-V$  karakteristiklerinin bozulmasını açıklamak oldukça zordur.  $I-V$  karakteristiklerindeki değişim her zaman engel yüksekliğindeki bir değişimle basitçe açıklanamayabilir. Bazen karakteristikler donör veya akseptör olarak davranan atomların yarıiletkene difüze oldukları kabul edilerek yorumlanabilir veya yarıiletkende katkı atomlarının etkin yoğunluğunun değiştirilmesi için elektriksel olarak aktif merkezler oluşturulur. Katkı yoğunluğu arttıkça engel daralır ve termoiyonik alan emisyonu oluşabilir. Yarıiletken içine giren atomlar veya kusurlar asıl katkı atomlarıyla zıt polaritede iseler etkin hal yoğunluğu azalır ve bazen p-n eklemine oluşabileceği durum elde edilir. Bunun en iyi örneği Al/Si kontaktlardır ve teknolojik öneminden dolayı yaygınca çalışılmaktadır (Rhoderick 1988).

## 2.10. Potansiyel Değişim Modeli ve Homojen Olmayan Engel Yüksekliğinin Analizi

Aydoğan (2004) tarafından bildirildiğine göre; Schottky kontaktlarda engel yüksekliği, akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky kontaktlarda  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması farklı şekillerde açıklanmaktadır: metal/yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması), şekil 2.10.'da

gösterilen  $V_d$  (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma neden olacaktır.

Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan dolayı lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir. Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkenlerdeki donör atomlarının rasgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerin bir başka nedeni olabilir. Küçük boyutlu devre elemanlarındaki bu tür katkı atomlarının etkisi Arnold vd (1987) ve Nixon vd (1990) tarafından incelenmiştir. Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır (Werner vd 1991). Bu konuda daha önce yapılan çalışmalarda farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar üzerinde farklı çalışmalar yapılmıştır.



**Şekil 2.10.** Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontakın üç boyutlu bant diyagramı

Örneğin, Karataş (2003) tarafından bildirildiğine göre, Ohdomari ve Tu PtSi/Si ve NiSi/Si gibi farklı diyotların özelliklerini inceleyerek, düşük engelli NiSi/Si ve yüksek engelli PtSi/Si Schottky kontaklara karşılık gelen toplam d.c. akımın, düşük engelli ve yüksek engelli akımlarının toplanması ile modifiye edilebileceğini açıklamışlardır. Benzer modeller, foto-tepki ve kapasite ölçümlerine de uygulanmıştır. Böylece, akım, kapasite ve fotoemisyonu açıklayan etkin Schottky engeller, düşük engel ve yüksek engelli kontak alanlarının oranına bağlı olduğu açıklanmıştır.  $I-V$  eğrileri için benzer çalışma Tuy vd (1990) tarafından yapılmıştır. Ohdomari ve Tuy'un modeli,  $I-V$  ölçümlerinden daha yüksek olan  $C-V$  ölçümlerindeki engel yüksekliğinin azaldığını açıklar (Ohdomari vd 1980). DC akımı düşük engelli diyotların alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır. Yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yükü bölgelerinin genişlikleri de farklıdır. Ayrıca Ohdomari vd (1980) bir engel dağılımının yerine iki farklı engelin varlığını kabul etmişlerdir. Böylece  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri için hem Schottky engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı hem de idealite faktörünün 1'den büyük olmasını açıklamak için bu modeller uygun olmayabilir. Ayrıca, Freeouf vd (1982) yaptıkları simülasyon programı ile  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ile iki farklı engelin varlığını doğrulamışlardır.

Schottky diyotlardaki ideal durumdan sapmaları açıklayan modellerden birinin; "engelin inhomojenliği modeli" olduğunu yukarıda belirttik. Bu durumdaki davranışlar Gauss dağılımı kullanılarak açıklanabilmektedir. Ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_b$ , ve standart sapması  $\sigma_s$  olan bir Schottky diyot için Gauss dağılımı ifadesi,

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (2.49)$$

burada  $\frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}}$ , Gauss engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Düz

beslemdeki toplam akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (2.50)$$

ile verilir. Verilen aralıklarda integral alınacak olursa;

$$I(V) = A^* T^2 \exp\left[-\frac{e}{kT} \left(\bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{eV}{n_{ap} kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (2.51)$$

Ayrıca satürasyon akımı,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.52)$$

ile verilir. Burada  $\Phi_{ap}$  ve  $n_{ap}$  sırasıyla, sıfır gerilimdeki zahiri (apparent) engel yüksekliği ve idealite faktörüdür. İdeal durumda ( $n=1$ ),

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (2.53)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (2.54)$$

ile verilir (Biber 2003).  $\sigma_s$ 'nin sıcaklığa bağılılığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Halbuki, standart sapma ve Schottky engel yüksekliğinin ortalama değerinin Gauss parametrelerine lineer olarak bağlı olan uygulama gerilimleri oldukları kabul edilir ve bu ifadeler aşağıdaki denklemlerde verildiği şekilde ifade edilir.

$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \quad \text{ve} \quad \rho_s = \rho_{s0} + \rho_3 V \quad (2.55)$$

Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$ , sıcaklığa bağlı olabilen ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini tanımlayan nicelikler olup, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar.

Ayrıca (2.52) ve (2.53) ifadeleri birleştirilerek,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2 \sigma_0^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (2.56)$$

elde edilir.

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

#### 3.1. Giriş

Bu bölüm Pb/p-Si/Al diyodunun yapımı için gerekli olan malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi, deney ve ölçüm sistemi ile ilgili bilgileri kapsamaktadır. Ayrıca hazırlanan numunenin  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristik parametrelerinin ölçümünde kullanılan aletler ve teknikler de yer almaktadır.

#### 3.2. p-Si Kristalinin Temizlenmesi ve Numunenin Hazırlanması

Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, 300-400  $\mu\text{m}$  kalınlıkta, oda sıcaklığında 2.62  $\Omega\text{cm}$  öz dirence,  $N_A=5.313 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  doping konsantrasyonuna sahip ve iki yüzü parlatılmış p-Si yarıiletken kullanıldı. Alınan ölçülerin sonuçlarının güvenilir olabilmesi için numune yüzeyinin organik ve mekanik kirliliklerden arındırılması gerekmektedir. Numune yüzeyinin parlatılma işlemi fabrikasyon olarak yapıldığı için ayrıca bir mekanik temizlemeye ihtiyaç duyulmadı. Kimyasal temizleme için sırasıyla aşağıdaki işlemler takip edildi:

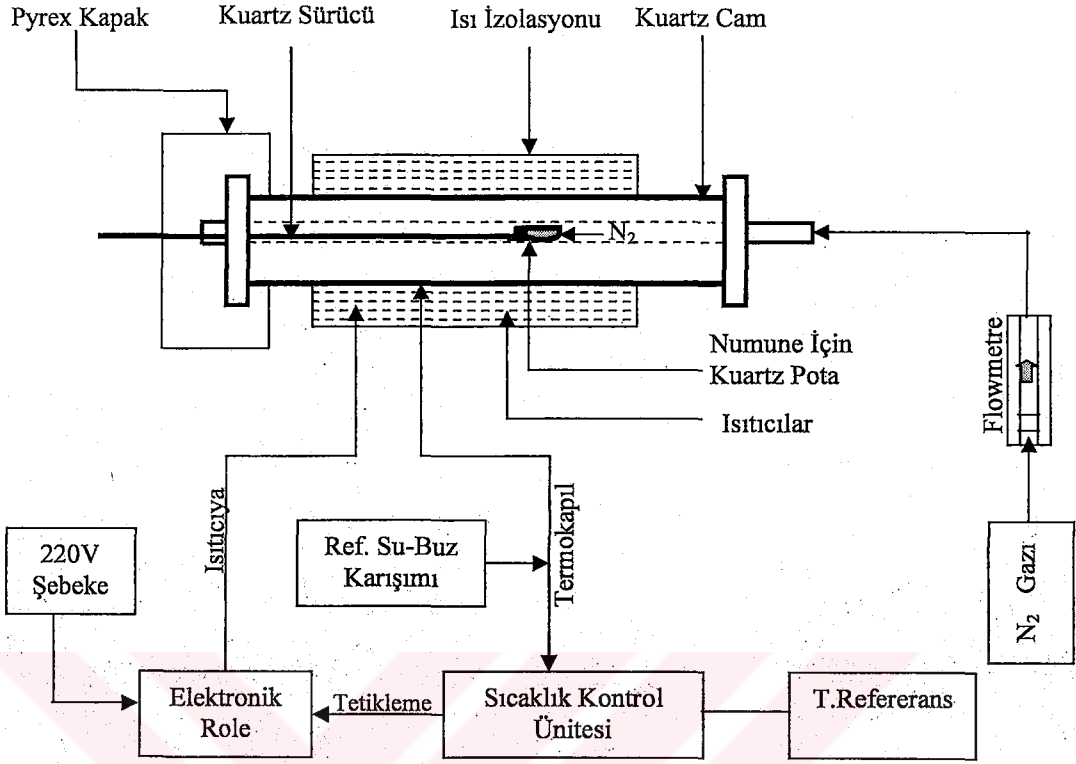
- 1) Asetonla ( $\text{CH}_3\text{COCH}_3$ ) 10 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 2) Metanolde ( $\text{CH}_4\text{O}$ ) 10 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 3) Deiyonize su (18 M $\Omega$ ) ile iyice yıkandı.
- 4) RCA1 ( $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_3$  ; 6:1:1)'de 60°C'de 10 dakika kaynatıldı.
- 5) Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 6) %10 seyreltik HF ( $\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$  ; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 7) Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 8) RCA2 ( $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HCl}$  ; 6:1:1)'de 60°C'de 10 dakika kaynatıldı.
- 9) Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 10) %10 seyreltik HF ( $\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$  ; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 11) 15-20 dakika akan deiyonize su içerisine konuldu.

12) Azot gazı (N<sub>2</sub>) ile iyice kurutuldu.

Buharlaştırmada kullanılacak metaller, metanolde ultrasonik olarak 5 dakika yıkandıktan sonra %10 seyreltik HF içinde 5 dakika yıkandı. Ayrıca kristale omik kontak yapılırken buharlaştırma işleminden sonra numune tavlanaacağı için, tavlama sırasında fırın içine konulurken, numunenin yerleştirildiği quartz pota da asetonla ve metanolle 5'er dakika ultrasonik olarak yıkandı.

### 3.3. Pb/p-Si/Al Yapısının Hazırlanması

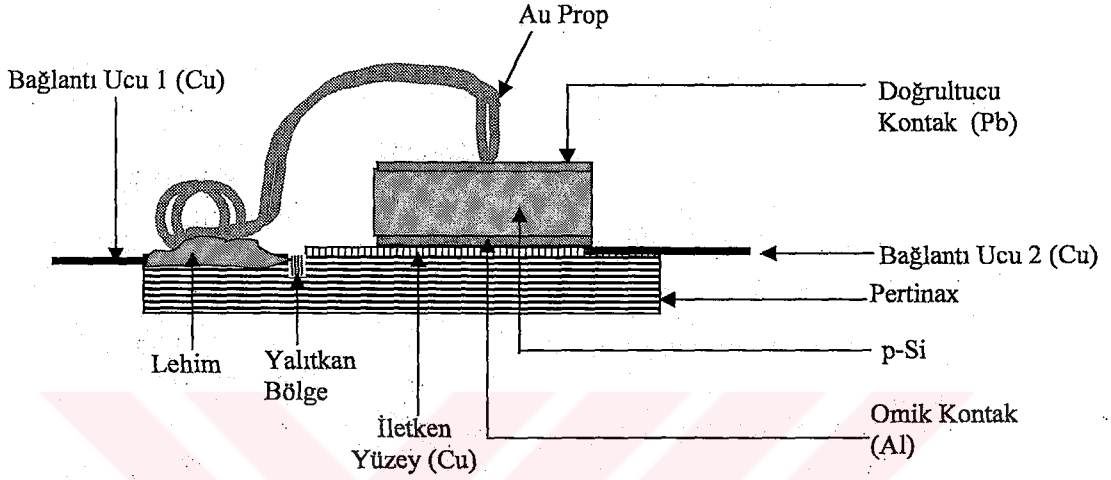
Numunenin kimyasal temizleme işleminden sonra mat tarafına omik kontak yapılması gerekir. Buharlaştırmada kullandığımız ısıtıcı ilk önce %10'luk HCl ile yıkayıp, deiyonize su ile iyice yıkandıktan sonra kurutularak vakum cihazı içerisindeki yerine yerleştirildi ve oksitlenme türü kirliliklerden arındırmak için ısıtıcı tek olarak yakıldı. Numunenin omik kontak yapılacak tarafı (mat taraf), önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen vakum cihazı içine uygun yükseklikte aşağı bakacak şekilde yerleştirildi. Vakum içindeki basınç, yaklaşık olarak 10<sup>-5</sup> torr değerine düşüncü, kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan Al, p-Si yarıiletkeni üzerine buharlaştırıldı. Kısa bir süre bekledikten sonra ters işlem yapılarak vakum cihazına hava verildi, numune vakum cihazından çıkartılarak kimyasal olarak temizlenmiş quartz pota içerisine yerleştirilerek, önceden yakılarak numune tavlama işlemi için hazır hale getirilen (p-tipi Si için 580°C'ye ayarlanmış) fırına yerleştirilip 3 dakika tavlandı. Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Tavlama için kullanılan fırın sisteminin şeması şekil 3.1.'de verilmiştir.



Şekil 3.1. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması

Bu aşamadan sonra numuneye doğrultucu kontak (Schottky kontak) yapmak için vakum cihazındaki ısıtıcı değiştirildi. Değiştirilen ısıtıcı kimyasal olarak temizlenerek vakum cihazındaki yerine yerleştirildi ve oksitlenme türü kirliliklerden arındırmak için yakıldı. Numunenin parlak tarafına yapacağımız Schottky kontak için Pb metali kimyasal temizlemeden sonra ısıtıcı üzerine yerleştirildi ve buharlaştırma işlemi için hazır hale getirildi. Numunenin Schottky kontak yapılacak tarafı (parlak tarafı), önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen vakum sistemi içerisinde, çapları 1 mm olan maskenin üzerine aşağı bakacak şekilde yerleştirildi. Vakum içerisindeki basınç yaklaşık olarak  $10^{-5}$  torr değerine düşünce, kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş Pb p-Si yarıiletkeni üzerine buharlaştırıldı. Buharlaştırma işleminin ardından kısa bir süre beledikten sonra sisteme hava verip, numune vakum cihazından çıkarıldı. Böylece Pb/p-Si/Al yapısı elde edilip, diyot ölçümler için hazır hale getirildi. Hazırlanan Pb/p-Si/Al diyodu şekil 3.2.'de gösterilen numune tutucuya yerleştirilerek sıcaklığa bağlı  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri sıvı azot sıcaklığından (77 K)

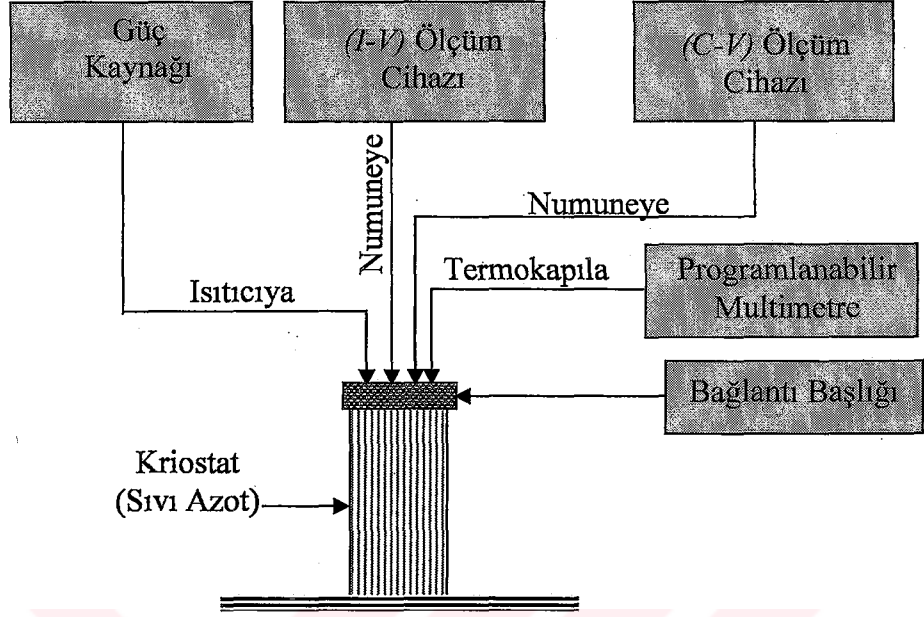
başlanılarak 20 K adımlarla oda sıcaklığına kadar alındı. Elde edilen  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristikleri sıcaklığa bağlı olarak değerlendirildi. Numune ile birlikte numune tutucunun kesit görüntüsü şekil 3.2.'de verilmiştir.



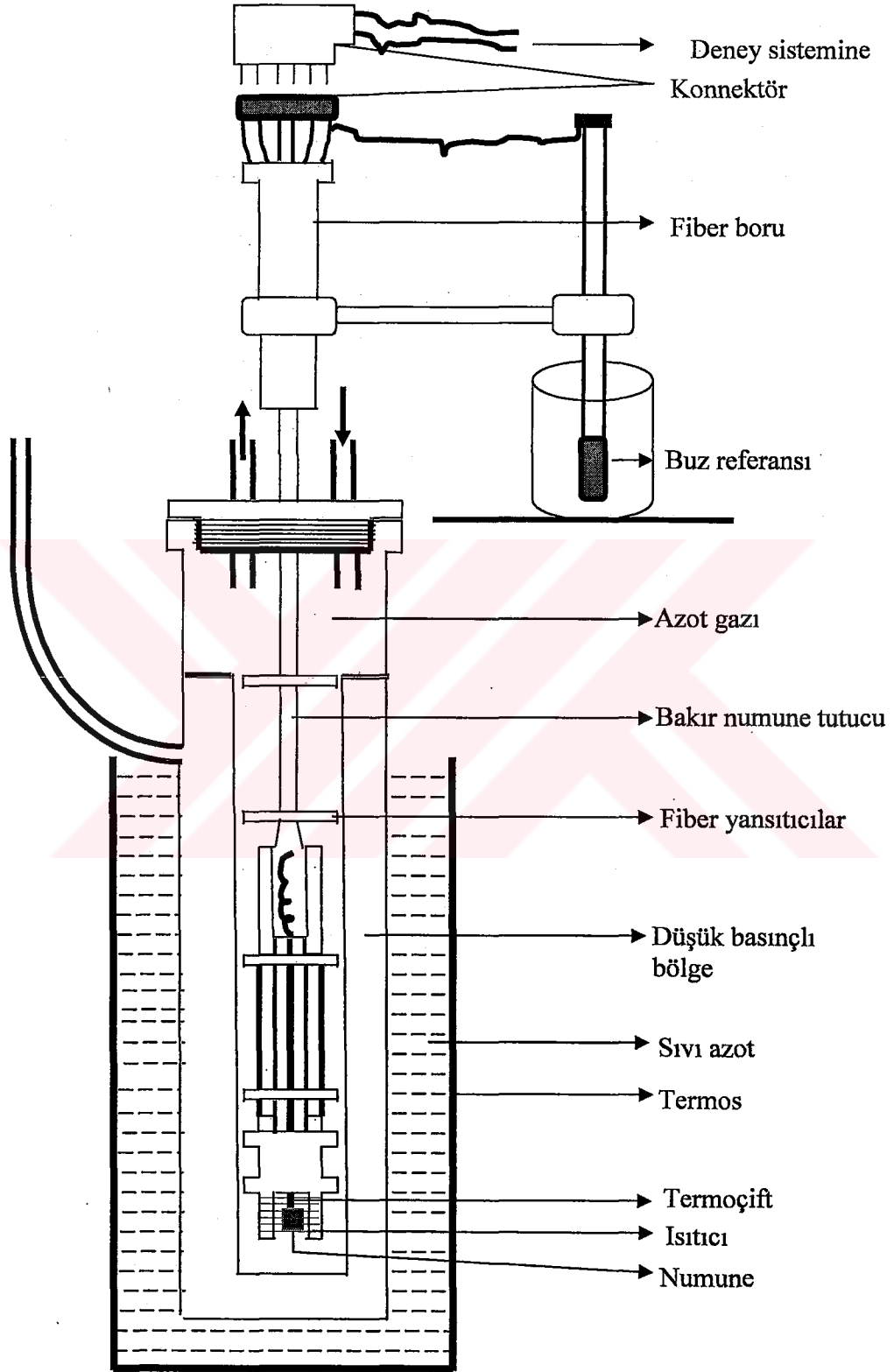
Şekil 3.2. Numune ile birlikte numune tutucunun kesit görüntüsü

### 3.4. Deney ve Ölçüm Sistemi

Çalışılan Pb/p-Si/Al diyodu için sıcaklığa bağlı  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerini almak için şekil 3.3.'de gösterilen deney düzeneği kuruldu. Hazırlanan Pb/p-Si/Al diyodun "KEITLEY 487 Picoammeter/Voltage Source" cihazı ile akım-voltaj ( $I-V$ ), "HEWLET PACKART 4192 A, (50 Hz-13 MHz) LF IMPEDENCE ANALYZER" cihazı ile de kapasite-voltaj ( $C-V$ ) ölçümleri alınarak değerlendirildi. Sıcaklığa bağlı ölçüler sıvı azot sıcaklığından (77 K) başlanılarak, 20 K adımlarla oda sıcaklığına kadar alındı. Sıcaklığa bağlı ölçümler için kullanılan kriostat düzeneği şekil 3.4.'de verilmiştir.



Şekil 3.3. Deney Sistemi



Şekil 3.4. Sıvı azot için kullanılan kriostat düzeneği

## 4. ARAŞTIRMA BULGULARI

### 4.1. Giriş

Bu bölümde Pb/p-Si/Al diyodunun alınan akım-voltaj ( $I-V$ ) ve kapasite-voltaj ( $C-V$ ) ölçülerinden sıcaklığa bağlı olarak elde edilen değişimlerin değerlendirilmesi bulunmaktadır. Ayrıca elde edilen bu değişimlerin değerlendirilmesinde kullanılan metotlar ve değişimlerin değerlendirilmesi sonucu metal/p-tipi Schottky diyodun elektriksel karakterizasyonu için gerekli olan temel diyot parametrelerinin bazıları yer almaktadır.

### 4.2. Schottky Diyotlarda Akım-Gerilim ( $I-V$ ) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Daha önceki bölümlerde belirtildiği gibi; yukarıda bahsedilen değişimlerin elde edilmesinde deney düzeneği kurulup, öncelikle sıvı azot sıcaklığı olan 77 K'e ulaşıp denge sağlandıktan sonra bu sıcaklık değerinden başlayarak 20 K'lik adımlarla (77-300 K sıcaklık aralığında) ( $I-V$ ) ve ( $C-V$ ) ölçümleri alındı.

Akım-voltaj ( $I-V$ ) ölçümlerinden hareketle diyodun doğru beslem tarafındaki değişiminden idealite faktörü (idealite faktörü; diyodun ne kadar ideal olduğunu belirleyen önemli parametrelerden biridir. "n" ile sembolize edilen ve boyutsuz bir parametre olan idealite faktörü, engel yüksekliğinin gerilime bağlı olduğunu gösterir. İdeal bir diyot için  $n=1$  olarak verilir. n değeri 1'den büyük olduğunda ( $n>1$ ), diyot idealden uzaklaşıyor demektir.) ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı.

İdealite faktörünü hesaplamak için kullanılan eşitlik;

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

ile verilmektedir. Bu ifadede  $eV \gg nkT$  olması durumunda üstel terim yanında 1 ihmal edilebilir. Bu durumda ifadenin yeni hali;

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (4.2)$$

şeklinde olur. (4.2) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da  $V$ 'ye göre türevi alınırsa; idealite faktörü için (4.3) eşitliği elde edilir.

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.3)$$

$\ln I - V$  grafiği çizildiğinde, doğru beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden  $dV/d(\ln I)$  değeri elde edilir. Bulunan bu değerle birlikte  $e$  (elektronun yükü= $1.6 \times 10^{-19}$  C),  $k$  (Boltzmann sabiti= $8.625 \times 10^{-5}$  eV/K) ve  $T$  (Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı (K)) terimleri (4.3) ifadesinde yerine yazılarak her bir sıcaklığa karşılık gelen idealite faktörü değerleri hesaplandı. Fit edilen doğrunun  $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta  $I_0$  doyma akım yoğunluğunu verir. (4.2) eşitliğindeki  $I_0$  doyma akım yoğunluğu,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \quad (4.4)$$

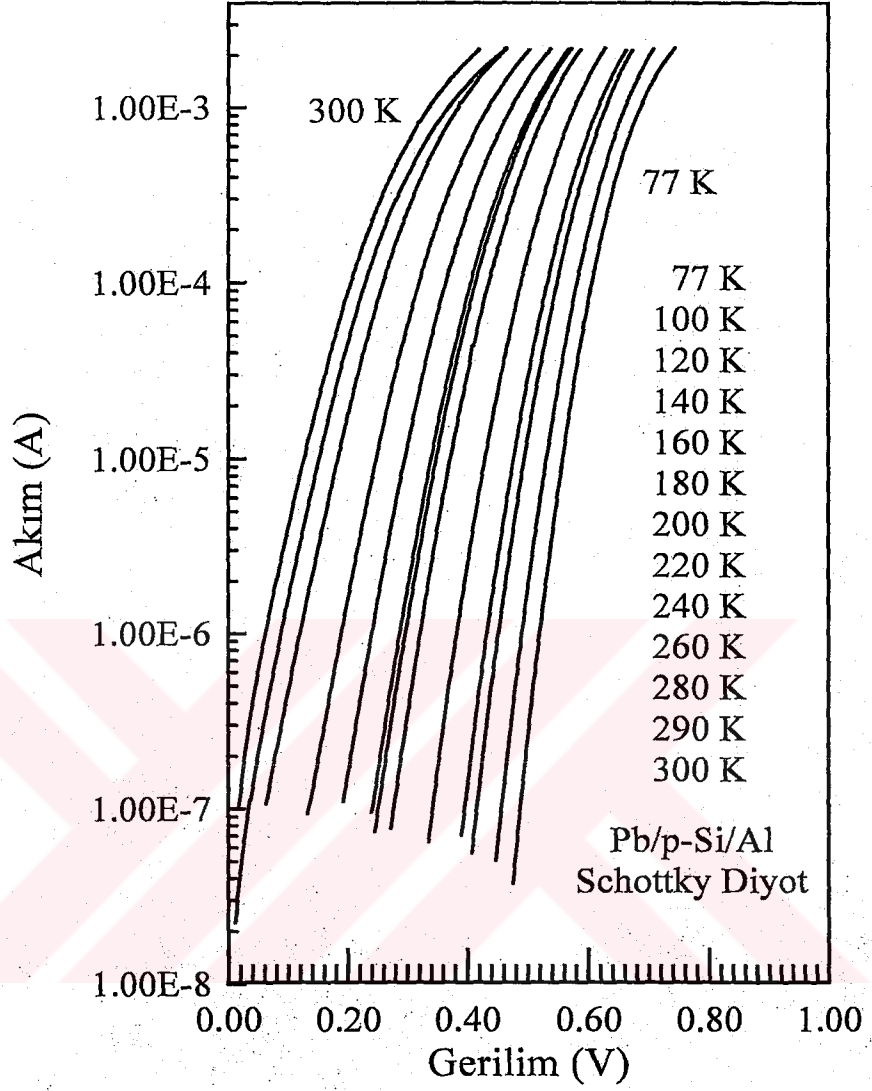
eşitliği ile verilmektedir. (4.4) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp  $\Phi_b$ 'ye göre çözümlerse, (4.5) ile verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir.

$$e\Phi_b = kT \ln(AA^*T^2 / I_0) \quad (4.5)$$

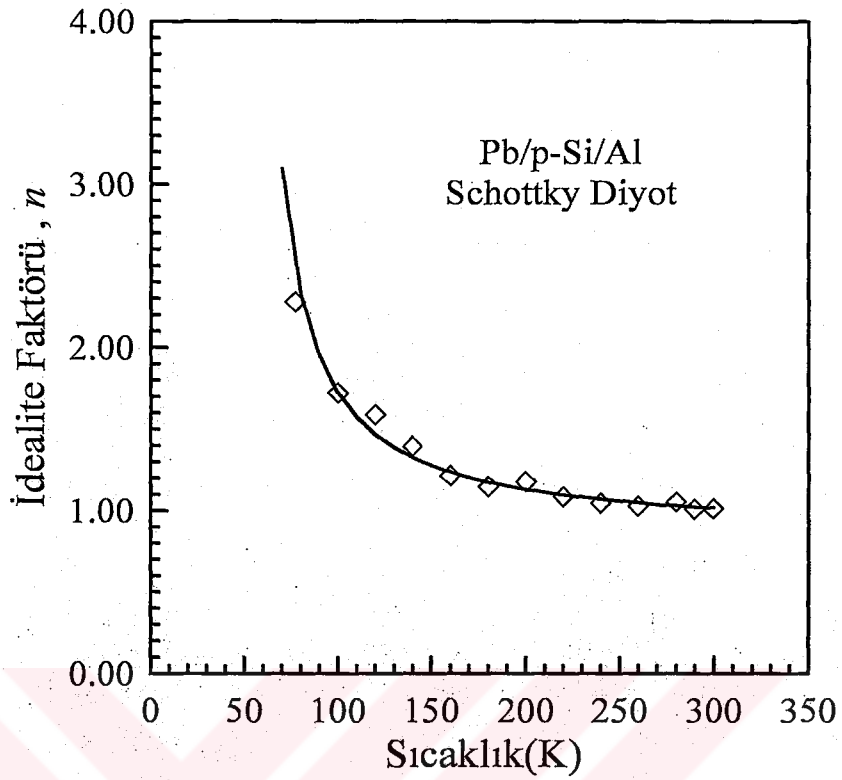
Bu ifadede  $A$ ; diyodun etkin alanı ( $A=7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ) ve  $A^*$ ; Richardson sabiti olup p-Si için  $A^*=32 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$ 'dir.

Sıcaklığa bağlı olarak Pb/p-Si/Al diyodunun doğru beslem akım-voltaj ( $I-V$ ) grafikleri şekil 4.1.'de verilmiştir. Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu,  $\ln I-V$  grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenine kestiği noktadan tespit edildi. Doyma akım yoğunlukları akım-gerilim grafiğinden okunup, (4.5) eşitliğinde yerine yazılarak engel yükseklikleri bulundu. Bu grafiklerden elde edilen idealite faktörleri ( $n$ ), engel yükseklikleri ( $\Phi_b$ ) ve doyma akımı ( $I_0$ ) değerleri çizelge 4.1.'de görülmektedir. Çizelge 4.1.'den görüldüğü gibi; artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken, engel yüksekliği değerleri ise artmıştır. Ayrıca idealite faktörleri 1.008 ile 2.277, engel yükseklikleri ise 0.368 eV ile 0.680 eV arasında değerler almaktadır. Şekil 4.1.'den de görüleceği gibi, oda sıcaklığından (300 K) daha düşük sıcaklıklara gidildikçe aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır.

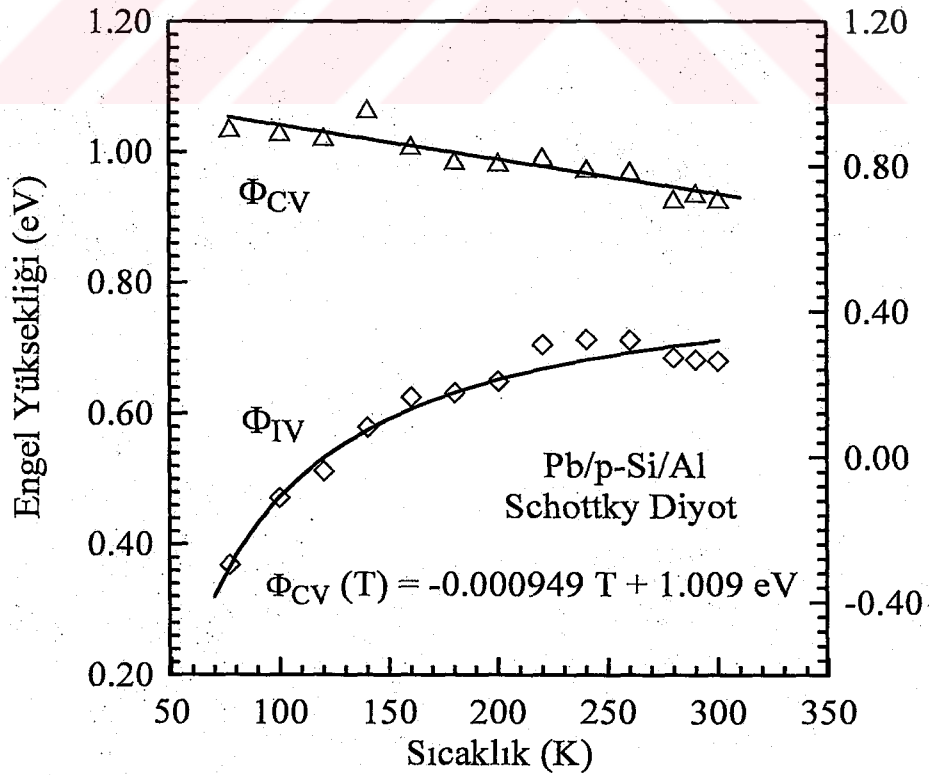
Pb/p-Si/Al diyodunun sıcaklığa bağlı akım-voltaj ( $I-V$ ) değişimleri 0 Volt ile 1 Volt aralığında, 0.0025 Voltluk adımlarla alındı. (4.3) eşitliğinden idealite faktörü, (4.4) eşitliğinden doyma akım yoğunluğu ve (4.5) eşitliğinden de Schottky engel yüksekliği hesaplandı. Elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin artan sıcaklığa bağlı değişimi şekil 4.2. ve şekil 4.3.'de görülmektedir. Şekil 4.2.'deki değişimde idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmakta iken şekil 4.3.'de ise engel yüksekliği artan sıcaklıkla artmaktadır.



Şekil 4.1. Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı  $\ln I$ 'nin  $V$ 'ye karşı değişimi



Şekil 4.2. Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı  $I-V$  grafiğinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi

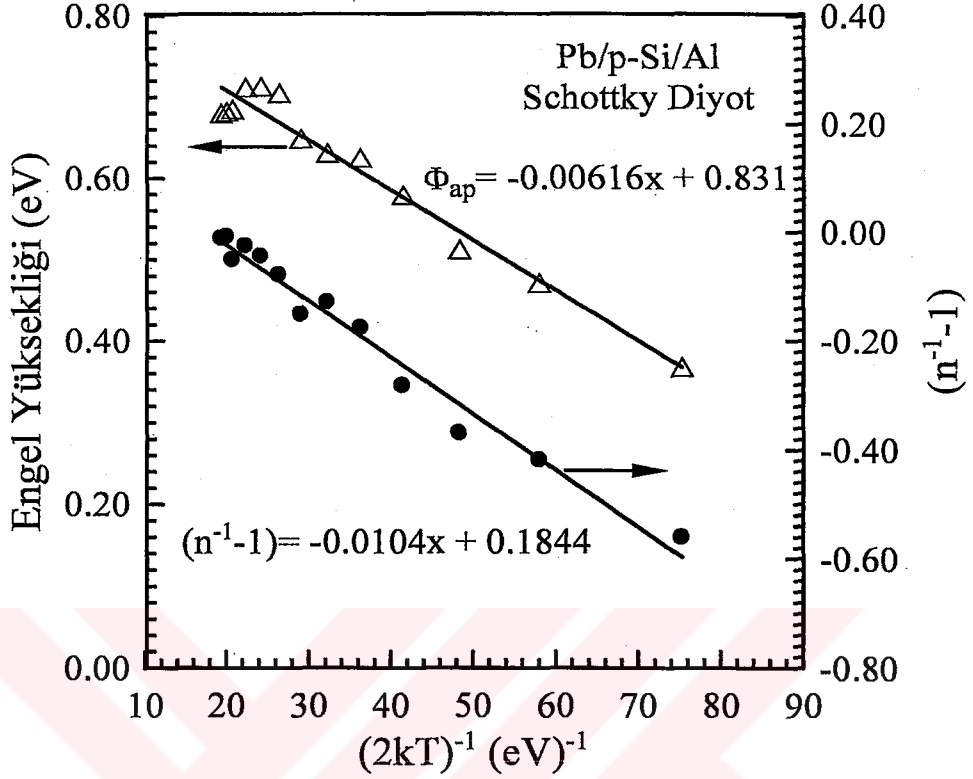


Şekil 4.3. Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı  $I-V$  ve  $C-V$  grafiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi

**Çizelge 4.1.** Pb/p-Si/Al diyoduna ait sıcaklığa bağlı  $I$ 'nin  $V$ 'ye karşı değişiminden elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	I-V		
	$n$	$\Phi_b$ (eV)	$I_0$ (A)
77	2.277	0.368	$1.109 \times 10^{-21}$
100	1.721	0.471	$4.586 \times 10^{-21}$
120	1.587	0.512	$1.108 \times 10^{-18}$
140	1.394	0.579	$6.825 \times 10^{-18}$
160	1.214	0.625	$1.340 \times 10^{-16}$
180	1.148	0.631	$1.770 \times 10^{-14}$
200	1.178	0.649	$4.501 \times 10^{-13}$
220	1.085	0.705	$8.494 \times 10^{-13}$
240	1.046	0.713	$1.538 \times 10^{-11}$
260	1.026	0.712	$2.707 \times 10^{-10}$
280	1.053	0.685	$9.207 \times 10^{-9}$
290	1.008	0.682	$2.993 \times 10^{-8}$
300	1.011	0.680	$8.614 \times 10^{-8}$

Şekil 4.4.'de grafiği verilen idealite faktörleri ve engel yükseklikleri diyodun  $I$ - $V$  grafiğinden elde edilen değerlerdir.  $\Phi_b$ 'nin  $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden yararlanarak (2.53) eşitliği yardımıyla ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_b$ ) ve  $\sigma_0$  standart sapması bulunur. Bu grafiğe fit edilen doğru denkleminde  $\bar{\Phi}_b = 0.831$  eV ve  $\sigma_0 = 0.078$  V olarak bulundu. (2.54) eşitliği kullanılarak şekil 4.4.'de gösterilen  $[(1/n)-1]$ 'in  $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğe fit edilen doğru denkleminde de voltaj katsayıları  $\rho_2 = 0.1844$  ve  $\rho_3 = -0.0104$  V olarak bulundu.

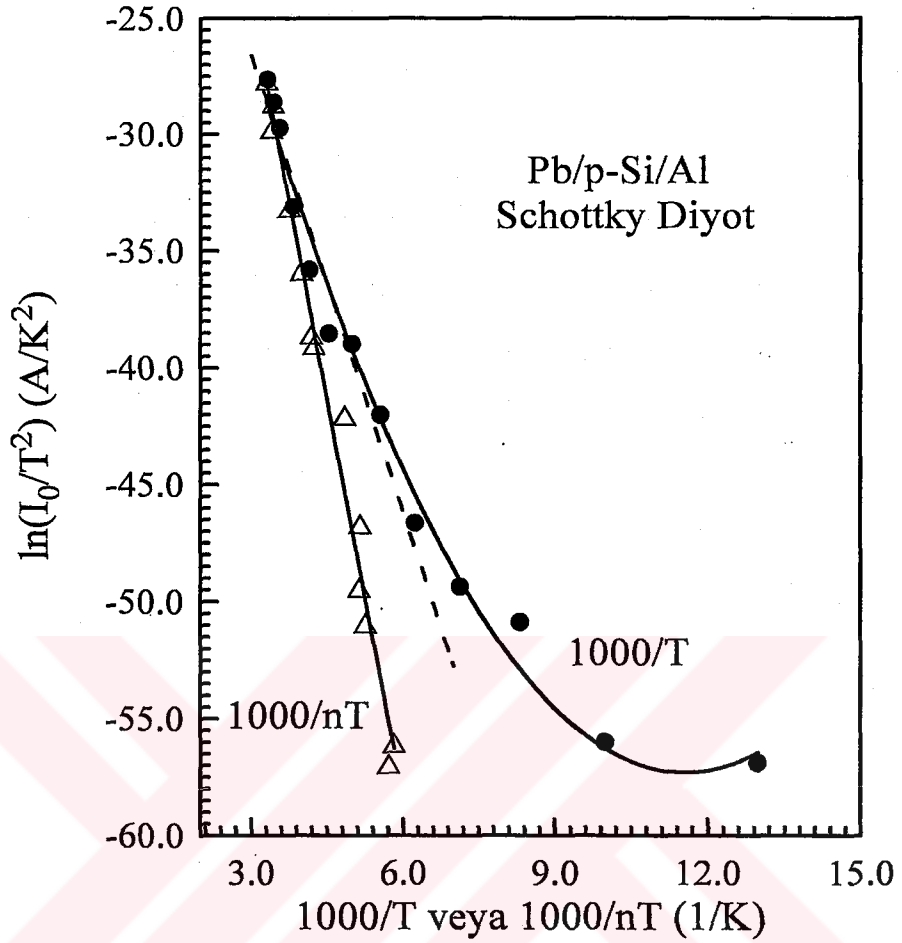


Şekil 4.4. Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $[(1/n)-1]$  ve engel yüksekliğinin  $1/2kT$  'ye karşı değişimi

$I-V$  grafiğinden elde edilen  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1000/T$  'ye ve  $1000/nT$  'ye karşı çizilen grafiği şekil 4.5.'de verilmiştir. (2.52) eşitliği düzenlenecek olursa,

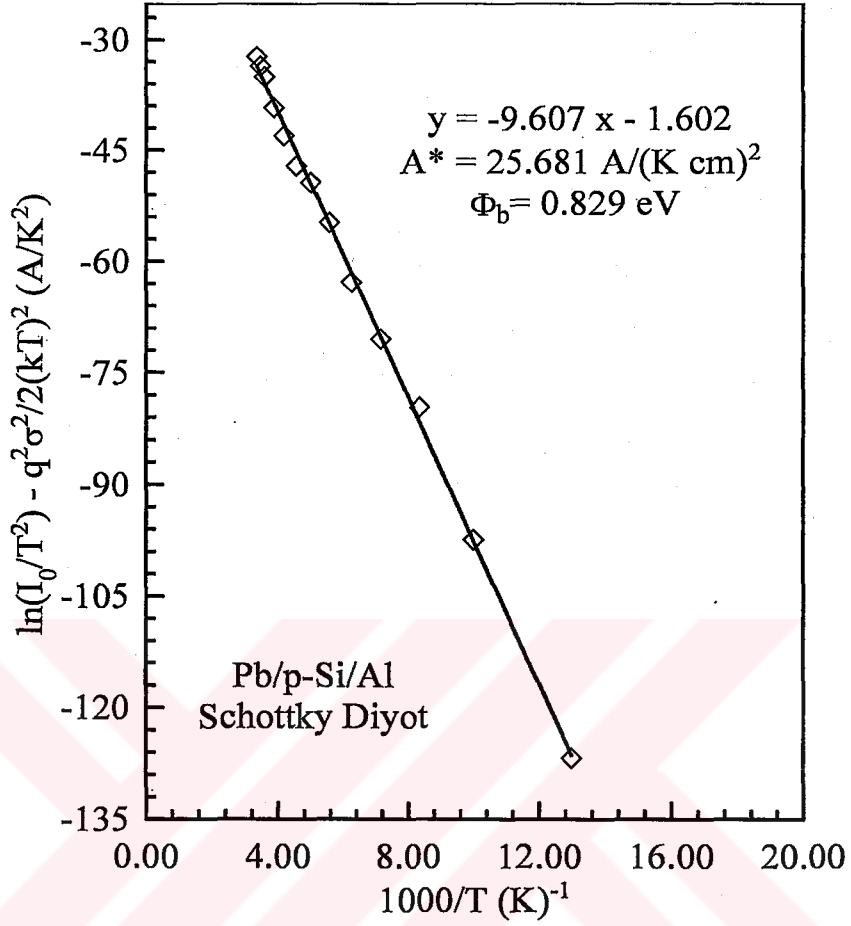
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\Phi_b}{kT} \quad (4.6)$$

eşitliği elde edilir. Burada,  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı  $1000/T$  'ye göre değişim grafiğinin eğimi  $e\Phi_b/k$  ve y eksenini kestiği nokta ise  $\ln(AA^*)$  olan bir doğru olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak Richardson sabiti  $(A^*) = 0.113 A/K^2cm^2$  ve engel yüksekliği  $(\Phi_b) = 0.563$  eV olarak bulunmuştur. Richardson eğrilerinin sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.



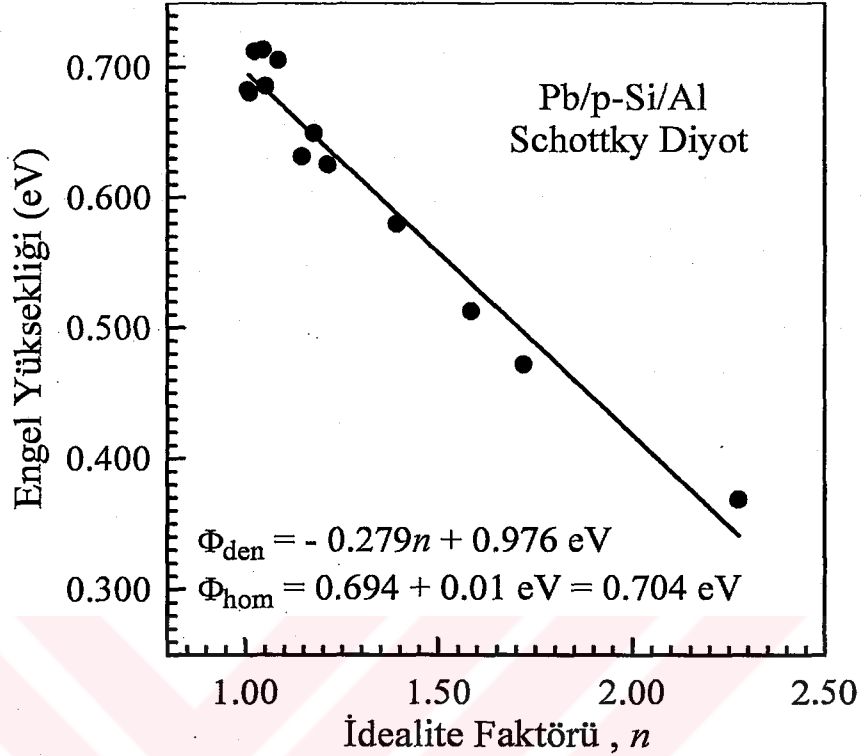
Şekil 4.5.  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1000/T$  veya  $1000/nT$ 'ye karşı çizilen Richardson eğrileri

Şekil 4.6.'da Pb/p-Si/Al diyodun  $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / 2(kT)^2$ 'nin  $1000/T$ 'ye göre değişimi verilmiştir. Bu grafikte belirtilen değişimlerden elde edilen doğrunun eğimi için (2.56) eşitliği kullanılarak doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti bulunur. Doğrunun eğiminden ve (2.56) eşitliği kullanılarak elde edilen ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla  $\bar{\Phi}_b = 0.829$  eV ve  $A^* = 25.681$  A/K<sup>2</sup>cm<sup>2</sup> bulundu.



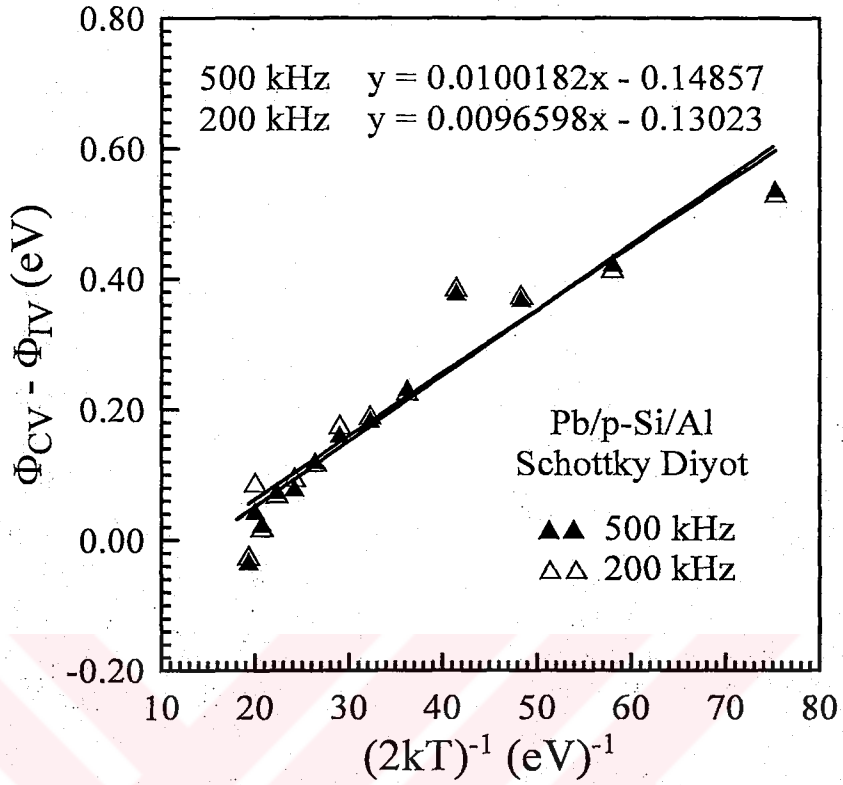
Şekil 4.6. Engel yüksekliklerinin dağılımına göre, modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / 2(kT)^2$ 'nin  $1000/T$ 'ye karşı değişimi

Şekil 4.7.'de Pb/p-Si/Al diyoduna ait engel yüksekliğinin ( $\Phi_b$ ) idealite faktörüne ( $n$ ) göre değişimi verilmiştir. Grafikte verilen engel yükseklikleri ve idealite faktörleri diyodun  $I-V$  grafiğinden elde edilen değerlerdir. Şekil 4.7.'den de görüldüğü gibi idealite faktörü ve engel yüksekliği arasında lineer bir ilişki vardır. Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu lineer ilişki, engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliği ile açıklanabilir.  $n=1.01$  değeri için grafiği extrapole ettiğimizde yanal homojen engel yüksekliği  $0.704 \text{ eV}$  olarak bulundu. İmaj kuvvet etkisinden dolayı  $0.01 \text{ eV}$  değeri eklenmiştir.



Şekil 4.7. Farklı sıcaklıklarda Pb/p-Si/Al diyoduna ait engel yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi

Şekil 4.8., ters beslemde  $C^2-V$  grafiğinden 200 kHz ve 500 kHz'de elde edilen engel yükseklikleri ile doğru beslemde  $I-V$  grafiğinden hesaplanan engel yükseklikleri arasındaki farkın  $1/2kT$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Bu grafikte belirtilen değişimlerden elde edilen doğrunun eğimi için (2.47) eşitliği kullanılarak doğrunun eğimi  $q\sigma_0^2$ 'ye ve y eksenini kestiği nokta ise  $\frac{q\alpha_\sigma}{2k}$ 'ya eşit olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak 200 kHz'de standart sapma  $\sigma_0 = 0.100 \text{ V}$  ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı  $\alpha_\sigma = 0.256 \text{ mV}^2\text{K}^{-1}$  olarak bulundu. 500 kHz'de standart sapma ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı değerleri sırasıyla  $\sigma_0 = 0.098 \text{ V}$  ve  $\alpha_\sigma = 0.224 \text{ mV}^2\text{K}^{-1}$  bulundu. Sonuçlardan da görüldüğü gibi 500 kHz ve 200 kHz'de elde edilen standart sapma ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı ile ilgili değerleri birbirlerine oldukça yakındır. Standart sapmanın 200 kHz ve 500 kHz'de hesaplanan bu değerleri şekil 4.4.'de verilen engel yüksekliğinin  $1/2kT$ 'ye göre değişim grafiğinden elde edilen standart sapmanın  $\sigma_0 = 0.078 \text{ V}$  değeriyle uyumludur.



Şekil 4.8. Engel yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Pb/p-Si/Al diyoduna ait ( $\Phi_{CV} - \Phi_{IV}$ ) değerinin  $1/2kT$ 'ye göre değişimi

#### 4.3. Schottky Diyotlarda Kapasite-Gerilim ( $C-V$ ) Ölçümleri ve Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Bir Schottky diyodun uzay yükü bölgesine ait kapasitesi metal/yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler verir. Kapasitenin ters beslem gerilimine bağlı olarak ölçülmesi durumunda, doğrultucu kontakta ait engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi hesaplanabilir (Wilmsen 1995).

Pb/p-Si/Al diyoduna ait Schottky kontakları dairesel olup, bu dairesel kontakın çapı 1 mm yani diyodun etkin alanı  $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 'dir. Pb/p-Si/Al diyodu için  $C-V$  ölçümleri 77-300 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla, farklı frekanslarda (200 kHz ve

500 kHz) ve -1 Volt ile 1 Volt aralığında 50 mV adımlarla HP 4192 A, LF Impedance Analyzer cihazı ile yapıldı. Bu ölçüler (4.7) eşitliğini düzenlenerek değerlendirildi.

$$C = A \left( \frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_A}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

Burada  $\epsilon_s$ ; yarıiletkenin dielektrik sabiti (Si için  $\epsilon_s = 11.8$ ),  $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$  C<sup>2</sup>/N.m<sup>2</sup> olup, boşluğun elektriksel geçirgenliği,  $e$ ; elektronun yükü ( $e = 1.6 \times 10^{-19}$  C),  $V_d$ ; difüzyon potansiyeli,  $k$ ; Boltzmann sabiti ( $k = 8.625 \times 10^{-5}$  eV/K),  $N_A$ ; valans bandında iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu ve  $T$ ; Kelvin (K) cinsinden ortamın sıcaklığıdır. (4.7) eşitliği düzenlenecek olursa,

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_A} \quad (4.8)$$

elde edilir. Burada  $V$  uygulama gerilimidir. ( $C^{-2}-V$ ) grafiği çizildiğinde, grafiğe yapılacak uygun lineer fit ile  $C^{-2} = 0$  için  $V_d = V$  olur. Böylece difüzyon potansiyeli ( $V_d$ ) elde edilmiş olur. ( $C^{-2}-V$ ) grafiklerinden yararlanılarak, farklı sıcaklıklarda (77-300 K) ve farklı frekanslarda (200 kHz ve 500 kHz) bulunan difüzyon potansiyelleri çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de verilmiştir.  $V_d$  değerleri, çizelge 4.2.'de 0.463 V ile 0.894 V, çizelge 4.3.'de ise 0.454 V ile 0.886 V arasında değişmektedir.

(4.8) ifadesinin  $V$ 'ye göre türevi alınır,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_A} \quad (4.9)$$

elde edilir. Bu ifadeden  $N_A$  çekilirse,

$$N_A = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2} \frac{d(C^{-2})}{dV} \quad (4.10)$$

ifadesi elde edilir. Yine  $(C^{-2}-V)$  grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de verilmiştir.  $N_A$  değerleri, çizelge 4.2.'de  $4.682 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ile  $6.006 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , çizelge 4.3.'de ise  $4.628 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ile  $6.000 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  arasında değişmektedir. Pb/p-Si/Al diyodu için elde edilen  $N_A$  taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin  $N_V$  'den küçük oldukları gözlemlendi.

Termal dengede durumunda p-tipi bir yarıiletken için hol konsantrasyonu,

$$p_0 = N_V \exp\left(\frac{-(E_f - E_V)}{kT}\right) \quad (4.11)$$

ile verilmektedir. Burada  $N_V$ , termal denge durumunda valans (değerlik) bandındaki hal konsantrasyonu olup Si için  $1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  'tür. p-tipi bir yarıiletken için  $N_A \gg n_i$  olacağı için  $p_0 \cong N_A$  olur (Neamen 1992). Burada  $n_i$ , intrinsic elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alınarak (4.11) ifadesi yeniden düzenlenecek olursa ;

$$N_A = N_V \exp\left(\frac{-(E_f - E_V)}{kT}\right) \quad (4.12)$$

eşitliği elde edilir. Son ifadenin tabii logaritması alınacak olursa ve valans bandı referans seviye olarak ( $E_V = 0$ ) kabul edilirse,

$$E_f = kT \ln \left( \frac{N_V}{N_A} \right) \quad (4.13)$$

Böylece Fermi enerji seviyesi elde edilmiş olur. Pb/p-Si/Al diyoduna ait Fermi enerji seviyesi değerleri çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de verilmiştir.  $E_f$  değerleri, çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de 0.036 eV ile 0.194 eV arasında değişmektedir. Ayrıca  $C-V$  grafiğinden engel yükseklikleri

$$\Phi_b = E_f + V_d \quad (4.14)$$

ile verilmektedir (Neamen 1992). (4.14) ifadesi ideal bir diyot içindir. İdeal olmayan durum için bu ifade,

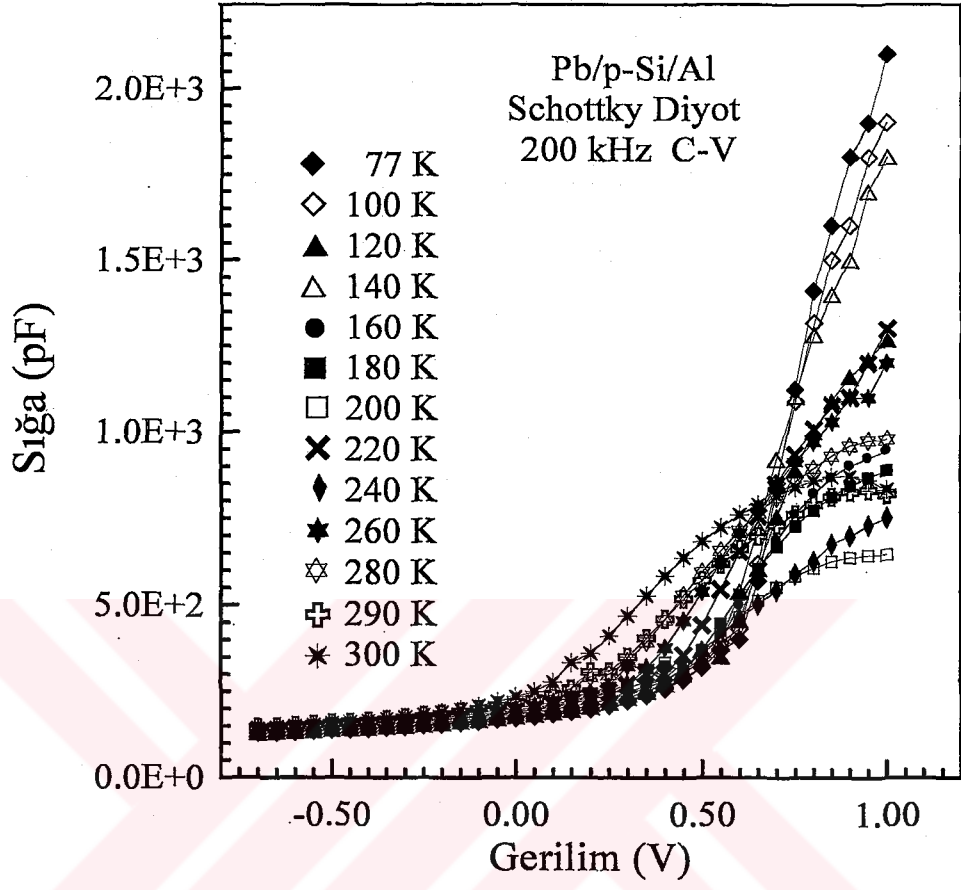
$$\Phi_b = \frac{V_d}{n} + E_f \quad (4.15)$$

ile verilir. Son ifadede elde edilen engel yüksekliği değerleri, düzeltilmiş engel yükseklikleri olarak adlandırılır. Buradaki  $n$  değeri,  $I-V$  grafiğinden elde edilen idealite faktörüdür. Aynı şekilde Pb/p-Si/Al diyoduna ait ( $C-V$  ölçümlerinden elde edilen) engel yüksekliği değerleri çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de verilmiştir.  $\Phi_b$  değerleri, çizelge 4.2.'de 0.657 eV ile 0.967 eV, çizelge 4.3.'de ise 0.648 eV ile 0.959 eV arasında değişmektedir.

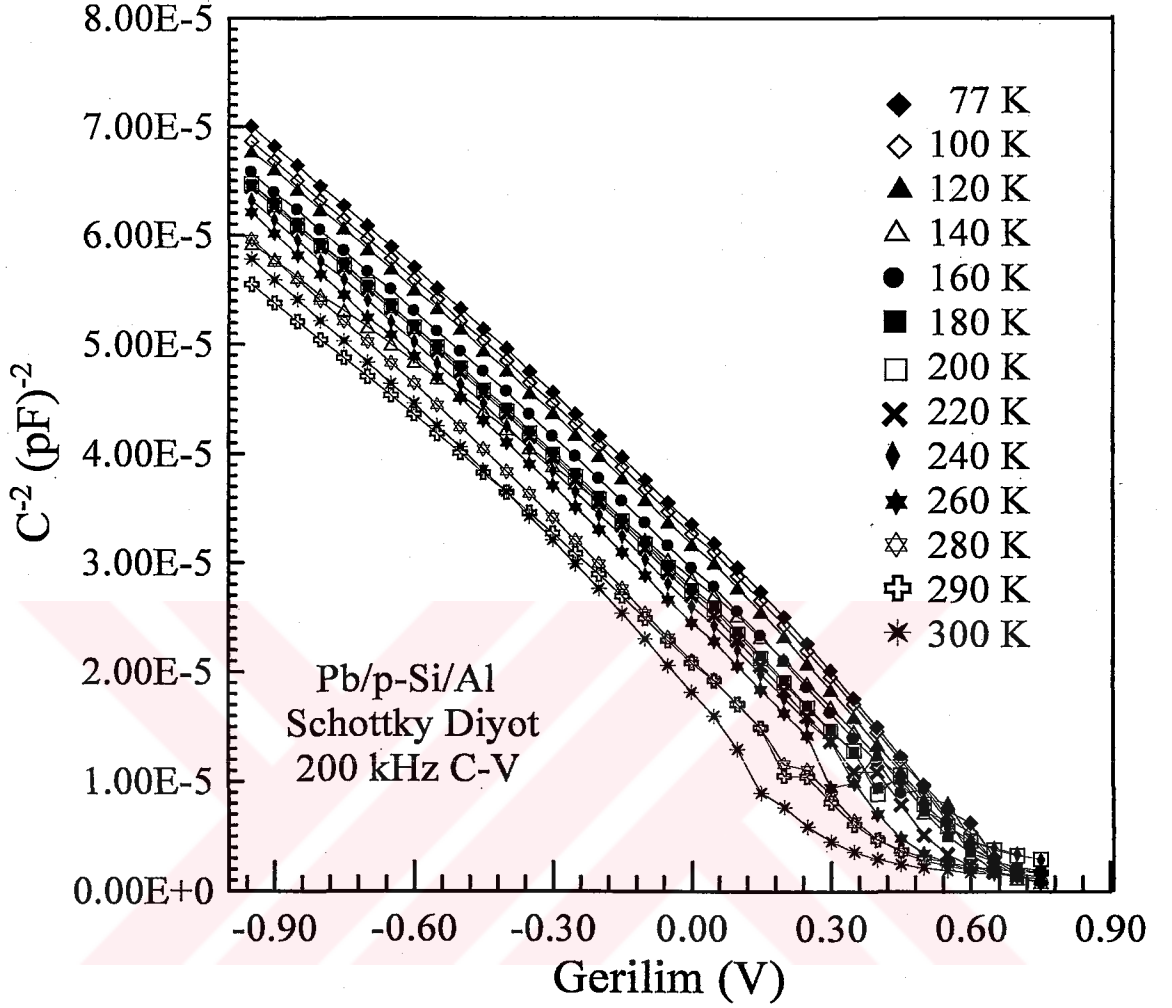
**Çizelge 4.2.** Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $1/C^2$ 'nin V'ye karşı değişiminden  $f = 200$  kHz'de elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	C-V			
	$V_d(V)$	$E_f(eV)$	$N_A(cm^{-3}) \times 10^{15}$	$\Phi_b(eV)$
77	0.864	0.036	4.996	0.900
100	0.837	0.050	5.005	0.887
120	0.826	0.062	5.016	0.888
140	0.894	0.073	6.006	0.967
160	0.765	0.089	5.016	0.854
180	0.720	0.103	4.976	0.823
200	0.708	0.118	4.947	0.826
220	0.693	0.132	4.916	0.825
240	0.663	0.147	4.908	0.810
260	0.622	0.162	4.881	0.784
280	0.527	0.178	4.757	0.705
290	0.588	0.183	5.328	0.771
300	0.463	0.194	4.682	0.657

Şekil 4.9. Pb-p-Si/Al diyodunun sabit frekans ( $f = 200$  kHz) altında sıcaklığa bağlı C-V değişimini göstermektedir. Bu grafikten görüldüğü gibi, gerek düz beslem ve gerekse ters beslem bölgesi için düşük sıcaklıklarda kapasite düşük iken, yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe kapasite artmaktadır. Şekil 4.10.'da  $f = 200$  kHz için sıcaklığa bağlı olarak verilen şekil 4.9.'daki datalara ait ters beslem grafiğinden  $1/C^2$ -V değişimini göstermektedir. Düşük sıcaklıkta kapasitenin küçük, yüksek sıcaklıklarda ise büyük olmasından dolayı  $1/C^2$  değerleri, aynı uygulama gerilimlerinde düşük sıcaklıklarda büyük iken, artan sıcaklıkla azalmaktadır.



Şekil 4.9. Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $f = 200$  kHz'de sıcaklığa bağlı C'nin  $V$ 'ye karşı değişimi

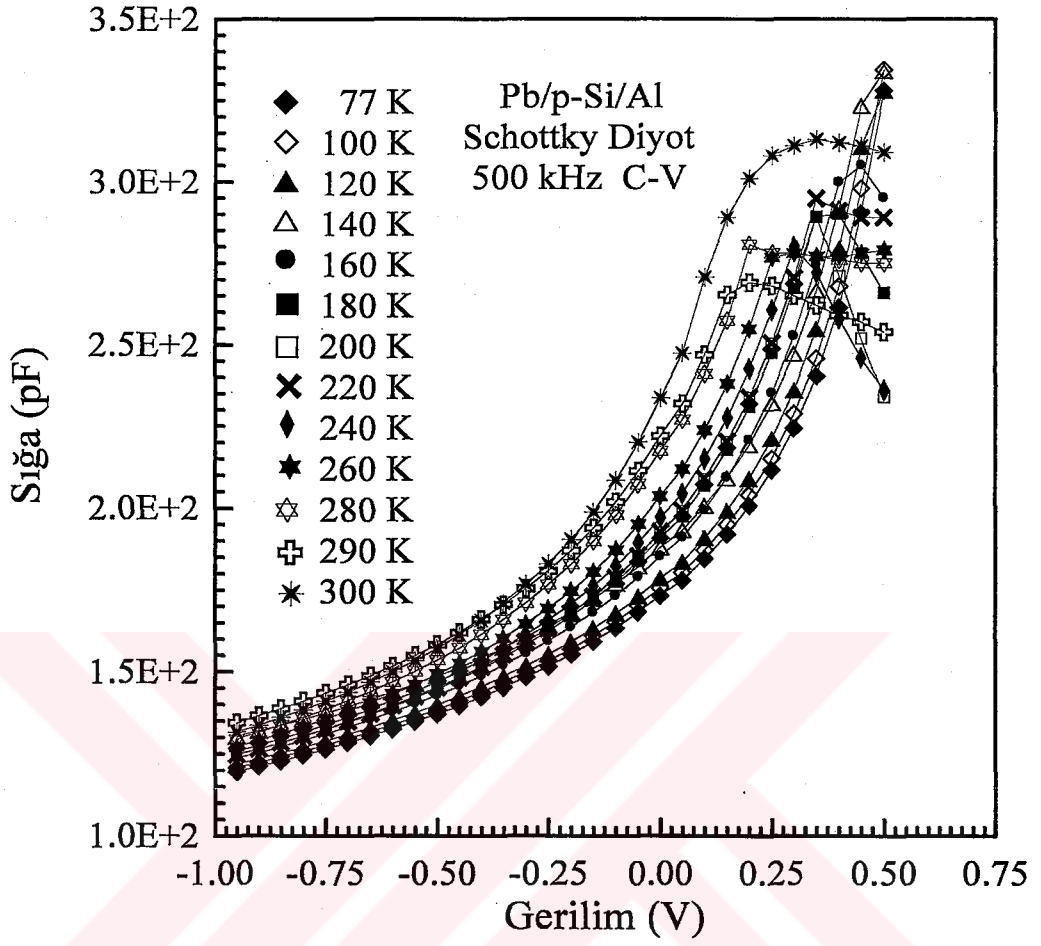


Şekil 4.10. Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $f = 200$  kHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda  $1/C^2$ 'nin V'ye karşı değişimi

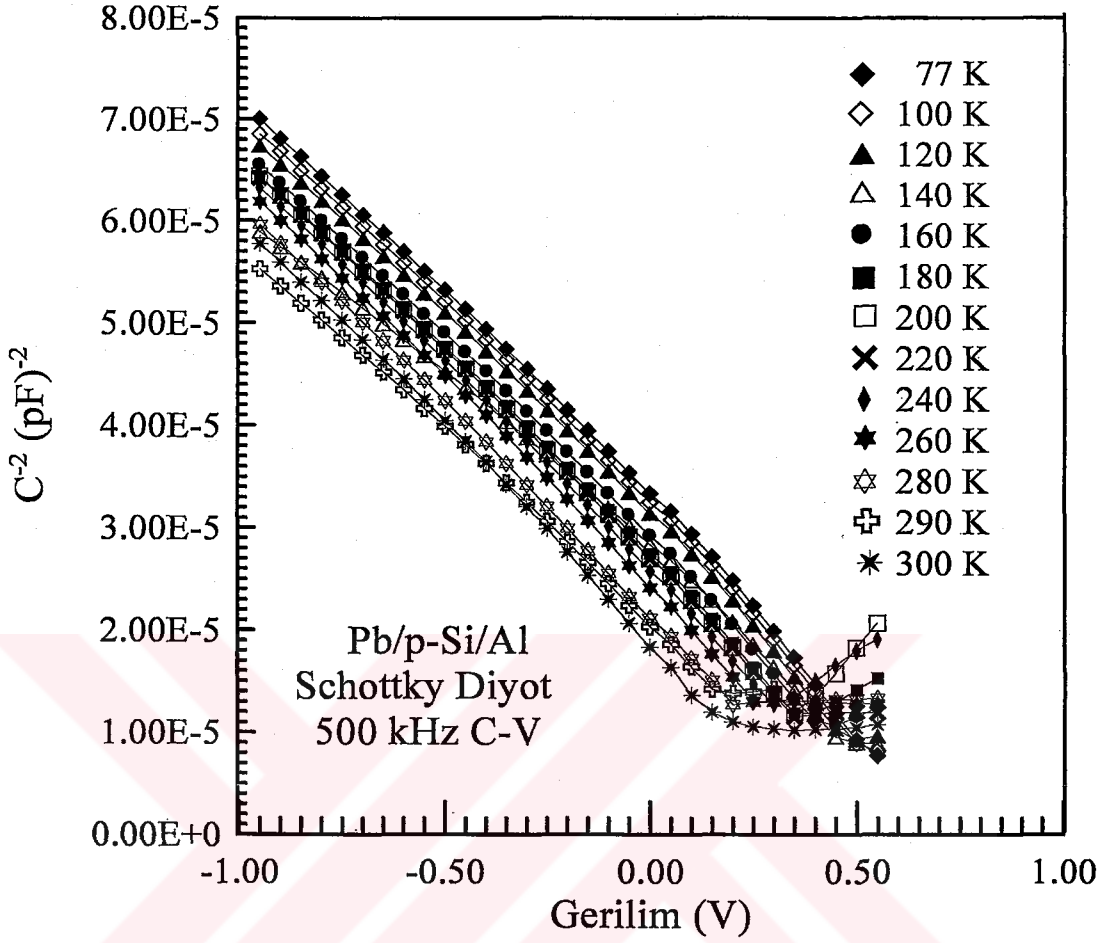
**Çizelge 4.3.** Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $1/C^2$ 'nin V'ye karşı değişiminden  $f = 500$  kHz'de elde edilen temel diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	C-V			
	$V_d(V)$	$E_f(eV)$	$N_A(cm^{-3}) \times 10^{15}$	$\Phi_b(eV)$
77	0.870	0.036	5.027	0.906
100	0.846	0.049	5.048	0.895
120	0.820	0.062	5.061	0.882
140	0.886	0.073	6.000	0.959
160	0.769	0.089	5.067	0.858
180	0.713	0.103	4.978	0.816
200	0.693	0.118	4.921	0.811
220	0.695	0.132	4.935	0.827
240	0.647	0.147	4.850	0.794
260	0.626	0.162	4.912	0.788
280	0.532	0.178	4.779	0.710
290	0.543	0.184	5.087	0.727
300	0.454	0.194	4.628	0.648

Şekil 4.11.,  $f = 500$  kHz frekans değerinde sıcaklığa bağlı düz ve ters beslem C-V değişimini göstermektedir. Bu frekans değerinde değişen sıcaklıkla ortaya çıkan kapasite değerleri birbirine yakın olmalarına rağmen, yine yüksek sıcaklıktaki kapasite değerleri büyük ve azalan sıcaklıkla kapasite değerlerinin de küçük değerler aldığı bu grafikten görülmektedir. Şekil 4.12.,  $f = 500$  kHz'deki şekil 4.11.'de verilen grafiğin ters beslem bölgesi için elde edilen  $1/C^2$ -V değişimini göstermektedir. Bu grafikte de beklenildiği gibi yüksek sıcaklıklarda  $1/C^2$  değerleri küçük iken, artan sıcaklıkla bu değer azalmaktadır.



Şekil 4.11. Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $f = 500$  kHz'de sıcaklığa bağlı C'nin  $V$ 'ye karşı değişimi



Şekil 4.12. Pb/p-Si/Al diyoduna ait  $f = 500$  kHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda  $1/C^2$ 'nin V'ye karşı değişimi

Şekil 4.3.'de  $f = 500$  kHz için  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin artan sıcaklığa bağlı olarak değişimi görülmektedir. Grafikten de görüldüğü gibi engel yüksekliğinin sıcaklığa karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. (2.48) eşitliğinden yararlanarak doğrunun eğiminden sıcaklık katsayısı ( $\alpha$ ) ve  $T = 0$  için de ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_b(T = 0)$ ) bulunur. Bu grafiğe fit edilen doğru denkleminde  $\bar{\Phi}_b(T = 0) = 1.009$  eV ve  $\alpha = -0.949$  meVK<sup>-1</sup> olarak bulundu.

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, 300-400 µm kalınlıkta, oda sıcaklığında 2.62 Ωcm öz dirence,  $N_A=5.313 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  doping konsantrasyonuna sahip ve iki yüzü parlatılmış p-Si yarıiletkeni kullanılarak, Pb/p-Si/Al Schottky diyodunu kendi araştırma laboratuvarımızda imal ettik. Yapılan Pb/p-Si/Al Schottky diyodun geniş bir sıcaklık aralığında (77-300 K)  $I-V$  (akım-gerilim) ve  $C-V$  (kapasite-voltaj) değişimleri ve bu değişimler üzerine sıcaklığın etkisi çalışıldı.

p-Si yarıiletken malzeme bölüm 3.'de bahsedildiği gibi kimyasal olarak temizlendikten sonra, numunenin omik kontak yapılacak tarafına (mat taraf), vakum cihazı içerisinde ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan Al metali buharlaştırıldı. Numune tavlama işlemi için 580°C'ye ayarlanmış fırında tavlansak omik kontak yapısı elde edildi. Schottky kontak yapısı için numunenin parlak tarafı, vakum sistemi içerisinde çapları 1 mm olan maskenin üzerine aşağı bakacak şekilde yerleştirilerek, ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş Pb metali p-Si yarıiletkeni üzerine buharlaştırıldı. Böylece Pb/p-Si/Al Schottky diyot yapısı elde edildi. Bu diyodun  $I-V$  grafiğinden iyi bir doğrultucu karakteristik sergilediği görüldü.

Pb/p-Si/Al Schottky diyodunu elde ettikten sonra 77 K'den başlayarak 20 K'lik adımlarla oda sıcaklığına kadar (300 K) her sıcaklıkta  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri alındı. Sıcaklığa bağlı  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümlerini alırken el yapımı sıvı azot kriostatı kullanıldı. Ölçülerin alındığı bu deney sisteminin şeması şekil 3.3.'de ve bu kriostat ait şekil ise şekil 3.4.'de verilmiştir.

Hazırlanan Pb/p-Si/Al diyodun "KEITLEY 487 Picoammeter/Voltage Source" cihazı ile sıcaklığa bağlı akım-voltaj ( $I-V$ ) değişimleri 0 Volt ile 1 Volt aralığında, 0.0025 Volt'luk adımlarla alındı. Bu değişimler geniş bir sıcaklık aralığında (77-300 K) değerlendirildi. Pb/p-Si/Al Schottky diyodunun değişik sıcaklıklar için  $\ln I-V$  grafikleri şekil 4.1.'de verildi. Bu diyoda ait her bir sıcaklığa karşılık gelen idealite faktörü değerleri  $\ln I-V$

grafiklerinin lineer bölgelerinin eğiminden hesaplandı. Sıcaklığa bağlı  $I-V$  grafiklerinden hesaplanan idealite faktörünün sıcaklığa göre değişimi şekil 4.2.'de verilmiştir. Hesaplanan bu değerler çizelge 4.1.'de verildi. Çizelge 4.1.'den görüldüğü gibi; idealite faktörleri 77-300 K sıcaklık aralığında 2.277-1.008 değerleri arasında değişmektedir. Bir diyodun idealite faktörü, diyodun ideale ne kadar yakın olduğunu gösteren önemli parametrelerden biridir. İdealite faktörü 1 değerine yaklaştıkça ( $n \approx 1$ ), diyodun o derece ideallığa yaklaştığı ve idealite faktörü 1 değerinden uzaklaştıkça diyodun da ideallikten uzaklaştığı şeklinde yorumlanabilir. Bu durumda yüksek sıcaklık değerlerine doğru gidildikçe diyodun ideale yaklaştığı sonucu çıkarılabilir. Yine şekil 4.3.'de  $I-V$  grafiğinden elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Çizelge 4.1.'den görüleceği üzere, şekil 4.1.'den elde edilen engel yüksekliği değerleri 77-300 K sıcaklık aralığında 0.368 eV ile 0.680 eV arasında değerler almaktadır. Bu durumda engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı sonucu çıkarılabilir. Bu değişimlerden görüleceği gibi; artan sıcaklıkla engel yüksekliği artarken, idealite faktörü azalmaktadır. Böyle bir değişim metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik inhomojen engelin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir (Biber vd 2001). Bu homojensizlik atomik yapının farklı fazlarından, yüzey kusurlarından ve arayüzey etkisinden ortaya çıkabilir.

Metal/yarıiletken arayüzeyi boyunca akım iletimi sıcaklığa bağlı bir işlem olduğundan dolayı, düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük engelleri aşabilirler ve bu yüzden akım daha düşük Schottky engel yükseklikli bölgelerden (patches) geçen akım akışıyla belirlenir. Bu durum büyük idealite faktörüne sebep olur. Sıcaklık arttığında daha fazla elektron yüksek Schottky engellerini aşmak için yeterli enerjiye sahip olur. Bunun sonucu olarak da dominant (baskın) olan engel yüksekliği sıcaklıkla ve beslem voltajıyla artarken idealite faktörü azalır (Sullivan vd 1991, Tung 1992). Pb/p-Si/Al Schottky diyonu için  $I-V$  grafiklerinden elde edilen idealite faktörünün artan sıcaklıkla azalması ve engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla artması literatürde yapılan çoğu çalışmayla (Biber 2003, Coşkun vd 2003) uyum içerisindedir.

Şekil 4.3.'de  $I-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin ( $\Phi_{IV}$ ) ve  $C-V$  ölçümlerinden 500 kHz için elde edilen engel yüksekliğinin ( $\Phi_{CV}$ ) sıcaklığa bağlı değişimi verilmiştir. Akım-voltaj ( $I-V$ ) ve kapasite-voltaj ( $C-V$ ) ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri değerleri birbirinden farklıdır. Akım-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri artan sıcaklıkla artarken, kapasite-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri artan sıcaklıkla azalmaktadır. Yani; her sıcaklıkta ( $\Phi_{IV}$ ) değeri, ( $\Phi_{CV}$ ) değerinden daha küçük olarak elde edilmiştir. Potansiyel engelin uzaysal dağılımından dolayı akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri farklı durumlarda etkilendiğinden her iki ölçümden elde edilen engel yükseklikleri değerleri farklı olmaktadır. Metal/yarıiletken arayüzeyindeki akım,  $\Phi_b$ 'ye üstel olarak bağlı olduğundan engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim akımın daha çok minimum engelden geçmesine neden olur. Bu sebeple, Schottky diyotlarda kapasite-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin ( $\Phi_{CV}$ ), akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinden ( $\Phi_{IV}$ ) daha büyük olması beklenir (Rhoderick 1988, Jürgen vd 1991). Yüksek konsantrasyonlu yarıiletkenler için ( $C-V$ ) ve ( $I-V$ ) karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri arasındaki fark daha büyüktür (Sullivan vd 1991). Akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçüm tekniklerinin farklı tabiatından dolayı hesaplanan engel yükseklikleri daima birbirinden farklıdır (Sing vd 1990, Thomas vd 1993, Chin vd 1990).

Sullivan vd (1991) tarafından bildirildiğine göre; Schottky diyotlarda asıl akım iletim mekanizması Termoyonik Emisyon (TE) modeli ile açıklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda (TE) modelinden sapmaların nedenini,  $I-V$  grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği ( $\Phi_{IV}$ ) ile  $C-V$  değişimlerinden elde edilen engel yüksekliğinin ( $\Phi_{CV}$ ) farklı çıkması gibi birçok belirsiz durumu tam olarak açıklayan bir model yoktur.

Genel olarak Schottky diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı olarak tayin edilebilmesi için geniş bir sıcaklık aralığında çalışılması gerekmektedir. Çünkü özellikle düşük sıcaklıklarda termoyonik emisyon (TE) modelinden sapmalar görülmektedir. Ayrıca artan sıcaklıkla idealite faktöründeki azalma " $T_0$  etkisi" olarak adlandırılmaktadır. Schottky diyotlarla yapılan deneysel çalışmalarda idealite faktörü genelde sıcaklığa

bağlıdır. İdealite faktörüyle sıcaklık arasındaki bu ilişki ilk olarak Padovani ve Summer (1965) tarafından ifade edilmiştir ve matematiksel olarak  $n=1+(T_0/T)$  şeklinde verilmektedir. Burada  $T_0$ , geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız bir parametredir (Hardikar vd 1999).

$I-V$  karakteristiklerinden ortalama engel yüksekliği ( $\bar{\Phi}_b$ ), standart sapma ( $\sigma_0$ ) ve voltaj katsayıları ( $\rho_2$  ve  $\rho_3$ ) değerleri bulunmuştur. Şekil 4.4.'den görüldüğü gibi,  $\Phi_b$ 'nin  $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğin eğiminden  $\sigma_0 = 0.078$  V ve y eksenini kestiği noktadan  $\bar{\Phi}_b = 0.831$  eV olarak bulundu. Standart sapma, engel yüksekliğinin homojenliğinin bir ölçüsüdür. Standart sapma ( $\sigma_0$ ) ne kadar küçük olursa, homojen engel yüksekliğine o kadar yaklaşılr. Dolayısıyla en iyi Schottky diyodun performansı, standart sapmanın daha düşük değerine bağlı olarak en iyi engel homojenliğini ifade eder (Song vd 1986, Zhu vd.1999). Standart sapmanın  $\sigma_0 = 0.078$  V değeri, ortalama engel yüksekliğinin  $\bar{\Phi}_b = 0.831$  eV değerine göre küçük değildir. Yine şekil 4.4.'de  $[(1/n)-1]$  'in  $1/2kT$  'ye karşı değişiminden elde edilen grafiğe fit edilen doğru denkleminde de voltaj katsayıları  $\rho_2 = 0.1844$  ve  $\rho_3 = -0.0104$  V olarak bulundu.

$I-V$  grafiğinden elde edilen  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin  $1000/T$  'ye ve  $1000/nT$  'ye karşı çizilen grafiği şekil 4.5.'de verilmiştir. Burada,  $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı  $1000/T$  'ye göre değişim grafiğinin eğimi  $e\Phi_b/k$  ve y eksenini kestiği nokta ise  $\ln(AA^*)$  olan bir doğru olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak Richardson sabiti ( $A^*$ ) =  $0.113 A/K^2cm^2$  ve engel yüksekliği ( $\Phi_b$ ) =  $0.563$  eV olarak bulunmuştur. Richardson sabitinin  $32 A/K^2cm^2$  değerinden çok farklı çıkması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.

Modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin  $1000/T$ 'ye göre değişimi; eğimi ortalama engel yüksekliğini ( $\bar{\Phi}_b$ ) ve y eksenini kestiği nokta ise Richardson sabitini veren bir doğru olmalıdır. Bu grafik şekil 4.6.'da gösterilmiştir. Modifiye edilmiş  $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2$ 'nin  $1000/T$ 'ye göre değişiminden elde edilen ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla  $\bar{\Phi}_b = 0.829$  eV ve  $A^* = 25.681$   $A/K^2cm^2$  bulundu. Görüldüğü gibi, bu grafikten elde edilen  $\bar{\Phi}_b = 0.829$  eV değeri, şekil 4.4.'de  $I-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin  $1/2kT$  'ye göre değişiminden bulunan ortalama engel yüksekliği değeriyle ( $\bar{\Phi}_b$ ) = 0.831 eV çok iyi uyum içerisindedir.

Schmitsdrof ve çalışma grubu (1995), Tung'un teorik yaklaşımını kullanarak deneysel Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü arasında lineer bir ilişki olduğunu ifade etmişlerdir. Şekil 4.7.'de engel yüksekliğinin ( $\Phi_b$ ) idealite faktörüne ( $n$ ) göre değişimi verilmiştir. Grafikte verilen engel yükseklikleri ve idealite faktörleri diyodun  $I-V$  grafiğinden elde edilen değerlerdir. Grafikten de görüldüğü gibi idealite faktörü ve engel yüksekliği arasında lineer bir ilişki vardır. Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu lineer ilişki, engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliği ile açıklanabilir (Biber 2003).  $n=1.01$  değeri için yanal homojen engel yüksekliğinin değeri 0.704 eV olarak bulundu. İmaj kuvvet etkisinden dolayı 0.01 eV değeri eklenmiştir.

Ters beslemde  $C^2-V$  grafiğinden 200 kHz ve 500 kHz'de elde edilen engel yükseklikleri ile doğru beslemde  $I-V$  grafiğinden hesaplanan engel yükseklikleri arasındaki farkın  $1/2kT$ 'ye göre değişimi şekil 4.8.'de gösterilmiştir. Bu grafikte belirtilen değişimlerden elde edilen doğrunun eğimi  $q\sigma_0^2$ 'ye ve y eksenini kestiği nokta ise  $\frac{q\alpha_\sigma}{2k}$ 'ya eşit olmalıdır. Bu ifadeler kullanılarak 200 kHz'de standart sapma  $\sigma_0 = 0.100$  V, standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı  $\alpha_\sigma = 0.256$   $mV^2K^{-1}$  ve 500 kHz'de standart sapma ve

standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı değerleri sırasıyla  $\sigma_0 = 0.098$  V ve  $\alpha_\sigma = 0.224$  mV<sup>2</sup>K<sup>-1</sup> olarak bulunmuştur. Sonuçlardan da görüldüğü gibi 500 kHz ve 200 kHz'de elde edilen standart sapma ve standart sapmanın sıcaklığa bağlılığı değerleri birbirlerine oldukça yakındır. Standart sapmanın 200 kHz ve 500 kHz'de hesaplanan bu değerleri şekil 4.4.'de verilen engel yüksekliğinin  $1/2kT$ 'ye göre değişim grafiğinden elde edilen standart sapmanın  $\sigma_0 = 0.078$  V değeriyle uyumludur.

Kapasite-voltaj ( $C-V$ ) ölçümleri 77-300 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla, farklı frekanslarda (200 kHz ve 500 kHz) ve -1 Volt ile 1 Volt aralığında 50 mV adımlarla "HEWLET PACKART 4192 A, (50 Hz-13 MHz) LF IMPEDENCE ANALYZER" cihazı ile yapıldı. Pb/p-Si/Al diyodun  $C-V$  karakteristiğinin sıcaklığa nasıl bağlı olduğunu görmek için bütün sıcaklıklarda diyodun  $C-V$  değişimleri çizildi. 200 kHz ve 500 kHz 'de elde edilen  $C-V$  değişimleri şekil 4.9. ve şekil 4.11.'den görüleceği gibi artan sıcaklıkla kapasite artmaktadır. Diyodun  $1/C^2 - V$  karakteristiği ise lineer bir değişim sergilemektedir. Ayrıca verilen bir gerilim değerinde  $1/C^2$  değeri artan sıcaklıkla azalmaktadır.

Ters beslem  $C^2-V$  grafiklerinden yararlanılarak, farklı sıcaklıklarda (77-300 K) ve farklı frekanslarda (200 kHz ve 500 kHz) Schottky diyodun difüzyon potansiyeli ( $V_d$ ), p-tipi yarıiletken için iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu ( $N_A$ ), Fermi enerji seviyesi ( $E_f$ ) ve engel yüksekliği ( $\Phi_b$ ) değerleri hesaplandı. Farklı frekans ve sıcaklıklarda bulunan bu parametrelerin hepsi çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de verilmiştir.  $V_d$  değerleri; çizelge 4.2.'de 0.463 V ile 0.894 V , çizelge 4.3.'de ise 0.454 V ile 0.886 V arasında,  $N_A$  değerleri; çizelge 4.2.'de  $4.682 \times 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> ile  $6.006 \times 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> , çizelge 4.3.'de ise  $4.628 \times 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> ile  $6.000 \times 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> arasında,  $E_f$  değerleri ise; çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de 0.036 eV ile 0.194 eV arasında değişmektedir. Yine ( $C^2-V$ ) grafiğinden elde edilen  $\Phi_b$  değerleri; çizelge 4.2.'de 0.657 eV ile 0.967 eV, çizelge 4.3.'de ise 0.648 eV ile 0.959 eV arasında değişmektedir.  $C-V$  ölçümünden elde edilen engel yüksekliği (2.45) eşitliğinde ifade edildiği gibi ortalama bir engel yüksekliği değerine

eşit olmalıdır. Bu sebeple çizelge 4.2. ve çizelge 4.3.'de farklı frekanslarda  $C-V$  ölçümünden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin önemli ölçüde değişmediği görülmektedir.

Şekil 4.3.'de  $f = 500$  kHz için  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin artan sıcaklığa bağlı olarak değişimi görülmektedir. Grafikten de görüldüğü gibi engel yüksekliğinin sıcaklığa karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Doğrunun eğiminden yararlanarak sıcaklık katsayısı  $\alpha = -0.949$  meVK<sup>-1</sup> ve  $T = 0$  için de ortalama engel yüksekliği  $\bar{\Phi}_b(T = 0) = 1.009$  eV olarak bulunmuştur.

Sonuç olarak, kendi laboratuvarımızda imal ettiğimiz Pb/p-Si/Al Schottky diyodunun geniş bir sıcaklık aralığında  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri alınarak, bu ölçümlerden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelenmiştir.  $I-V$  karakteristiğinden elde edilen idealite faktörünün artan sıcaklıkla azaldığı ve engel yüksekliğinin ise; artan sıcaklıkla arttığı gözlenmiştir. Böyle bir değişim metal/yarıiletken arayüzeyindeki atomik inhomojen engelin bir fonksiyonu olarak açıklanmıştır. Ayrıca idealite faktörü ve engel yüksekliği arasında lineer ve ters bir ilişki vardır. Schottky diyotlarda engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki bu ilişki, engel yüksekliğinin yanal (lateral) inhomojenliğine atfedilmiştir.

## KAYNAKLAR

- Aboelfotoh, M. O., 1991. *Solid-St. Electron.*, 34, 51.
- Andrews, J.M., 1974. The role of metal-semiconductor interface in silicon integrated circuit technology, *J. Vac. Sci. Technol.*, 11, 972-984.
- Arnold, D., Hess, K., 1987. Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of dopants, *J. Appl. Phys.*, 61, (11), 5178.
- Aydoğan, Ş., 2004. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (Yayınlanmamış).
- Bardeen, J. and Brattain, W. H., 1948. *Physical Rev.*, 74, 231.
- Batu, B., 1998. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (Yayınlanmamış).
- Bethe, H. A., 1942. *Mass. Inst. Tech. Radiation Lab. Rep.* 43.
- Biber, M., 2000. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (Yayınlanmamış).
- Biber, M., Çakar, M., Türüt, A., 2001. The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes, *J. Mater. Sci.-Mater. Elect.* 12, 575.
- Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Science Direct, Physica B*, 325, 138-148.
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides (in Germany), *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556.
- Brillson, L. J., 1982. *Surface Science Reports* 2, 123.
- Brillson, L. J., 1983. *Advance in Understanding Metal-Semiconductor Interfaces by Surface Science Techniques.* *J. Phys. Chem. Solids.*, 44, 703-733.
- Buğur, N., 2001. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (Yayınlanmamış).
- Cafer, T., 2000. *Katihal Elektronigi, Yıldız Teknik Üniversitesi Vakfi Yayınları-YTÜVAK*, İstanbul.
- Cimilli, F. E., 2003. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (Yayınlanmamış).
- Chandra, J. and Prasad, M., 1983. *J. Phys. State Solid. (A)* 77.
- Chin, V. W. L., Green, M. A. and Storey, J. W. V., 1990. Evidence For Multiple Barrier Heights In p-type PtSi Schottky-Barrier Diodes From I-V-T And Photoresponse Measurements, *Solid-State Electronics*, 33, 2, 299-308.
- Chin, V. W. L., Green, M. A. and Storey, J. W. V., 1990. Correlation between current voltage and capacitance-voltage Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs an (110) InP surfaces, *J. Appl. Phys.* 68, (7), 3470-3474.
- Coşkun, C., Biber, M., Efeoğlu, H., 2003. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes, *Applied Surface Science* 211, 360-366.
- Cova, P. and Singh, A., 1990. Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF<sub>2</sub> Schottky barrier type diodes, *Solid-State Electronics*, 33, 1, 11-19.
- Crowel, C. R. and Sze, S. M., 1965. *Solid-St. Electron.*, 8, 979.

- Çiftçi, H., 2001. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (Yayınlanmamış).
- Di Dio, M., Cola, A., Lupo, M. G. and Vasanelli, L., 1995. Current Transport In Ti/GaAs Schottky Barriers Prepared By Ion Beam Sputtering, *Solid-State Electronics*, 38, 11, 1923-1928.
- Eizenberg, M., Thompson, R. and Tu, K. N., 1982. *J. Appl. Phys.*, 53, 6891.
- Freeouf, J. L., 1981. *Apply. Phys. Lett.*, 39, 727.
- Freeouf, J. L., Jackson, T. N., Laux, S. E. and Woodall, J. M., 1982. Effective barrier heights of mixed phase contacts : Size effects, *Appl. Phys. Lett.* 40, 634.
- Graf, D., Grunder, M., Schulz, R., Mühlhoff, L., 1990. Oxidation of HF-treated Si wafer surfaces in air, *J. Apply. Phys.*, 68, 5155.
- Gümüş, A., Türüt, A. and Yalçın, N., 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs, *Journal of Applied Physics*, 91, 1, 245-250.
- Hardikar, S., Hudait, M. K., Modak, P., Krupanidhi, S. B. and Padha, N., 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures, *Applied Physics A: Mat. Sci. & Proc.*, 68, 49-55.
- Hiraki, A., Lugujo, E., Nicolet, M. A. and Mayer, J. W., 1971. *Phys. Status Solid*, A7, 401.
- Hiraki, A., Shuto, K., Kim, S., Kamamura, W. and Iwami, M., 1977. Room temperature interfacial reaction in Au-semiconductor systems, *Appl. Phys. Lett.* 31, 611.
- Horvath, Zs. J., Molnar, G., Kovacs, B., Peto, G., Andradi, M. and Szentpali, B. J., 1993. *J. Crystal Growth*, 126, 163.
- Horvath, Zs. J., Rakovics, V., Szentpali, B., Püspöki, S., Zdansky, K., 2003. InP Schottky junctions for zero bias detector diodes, *Vacuum* 71, 113-116.
- Jürgen, H., Werner and Herbert H. Güttler., 1991. barrier inhomogeneities at Schottky contacts, *J. Appl. Phys.* 69, (3), 1522-1533.
- Kamimura, K., Suzuki, T. and Kunioka, A., 1980. *J. Apply. Phys.*, 51, 4905.
- Karataş, Ş., 2003. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (Yayınlanmamış).
- Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Özmen, A., 2003. Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(100) Schottky contacts, *Applied Surface Science* 217, 250-260.
- Korucu, D., 2003. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (Yayınlanmamış).
- Kovacs, B., Molnar, G., Dozsa, L., Peto, G., Andradi, M., Karanyi, J. and Horvath, Zs. J., 1995. *Vacuum*, 46, 983.
- Maeda, K., 2001. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Si Schottky barriers, *Surface Science*, 493, 644-652.
- Maeda, K., 2002. Identity of Defect Causing Nonideality in Nernst Ideal Au/n-Si Schottky Barriers, *Appl. Surf. Sci.* 190, 445-449.
- Mc Caldin, J. O., 1974. Effective barrier heights of mixed phase contacts , *j. Vac. Sci. Technol.*, 11, 990.
- Mott, N. F., 1938. Note On The Contact Between A Metal and An Insulator or Semiconductor, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 34, 568.
- Mönch, W., 1999. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17, 1867.

- Nathan, M., Shoshani, Z., Ashkinazi, G., Meyler, B. and Zolotarevski, O., 1996. On The Temperature Dependence of the barrier Height and The Ideality Factor In High Voltage Ni-nGaAs Schottky Diodes, *Solid-State Electronics*, 39, 10, 1457-1462.
- Neamen, D. A., 1992. *Semiconductor Physics and Devices*, R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney.
- Nixon, J.A., Davies, J. H., 1990. Barrier height fluctuations in heterostructure devices, *Phys. Rev. B.*, 41, 7929.
- Nuhoğlu, Ç., Aydoğan, Ş. and Türüt, A., 2003. The barrier height inhomogeneity in identically prepared Pb/p-type Si Schottky barrier diodes, *Semicond. Sci. Technol.* 18, 1-5.
- Ohdomari, I. and Tu, K. N., 1980. Paralel Silicide Contacts, *J. Appl. Phys.*, 51, 3735.
- Pickard, G. W., 1906, US patent no.836531
- Pierce, G. W., 1907. Understanding Metal and Semiconductor Structures, *Phys. Rev.* 25, 31.
- Pietsch, G. J., Köhler, U., Henzler., 1993. Anisotropic etching versus interaction of atomic steps: Scanning tunneling microscopy observayions on HF/NH<sub>4</sub>F-treated Si(111), *J. Appl. Phys.*, 73,4797.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R. H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd ed. (Clerendon, Oxford).1-225.
- Richardson, O. W., 1921. *The emission of Electirity From Hot Bodies*, Longsman Green, Harlow Essex.
- Rideout, V. L., 1978. A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers. *Thin Solid Films*, 48, 261-91.
- Sağlam, M., Cimilli, F. E., Türüt, A., 2004. Experimental determintion of the laterally homogeneous barrier height of Au/n-Si Schottky barrier diodes, *Science Direct, Physica B*, 348, 397-403.
- Schmitsdorf, R. E., Kampen, T. U., Mönch, W., 1995. Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si(111) Schottky diodes, *Surf. Sci.*, 324, 2-3, 249-256.
- Schottky, W., 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers, *Z. Phys.* 113, 367-414.
- Sing, A., Reinhard, K. C., Anderson, W. A., 1990. Temperature dependence of the electrical characteristics of Pb/p-InP tunnel Metal-Imnsulator-Semiconductor Junctions, *J. Appl. Phys.* 68, 3475-3479.
- Smith, B. L. and Rhoderick E. H., 1971. *Solid-St. Electron.*, 14, 71.
- Song, Y. P., Van Meirhage, R. L., Laflere, W. H., Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier heights as obtained from capatiance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers, *Solid-State Electron.*, 29, 633.
- Sullivan, J., P., Tung, R., T., Pinto, M., R. and Graham, W., R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barrier: A numerical study, *J. Appl. Phys.* 70, (12), 7403-7423.
- Szatkowski, J. and Sieranski, K., 1992. *Solid-St. Electron.*, 35, 1013.
- Sze, S. M., Crowel, C. R. and Khang, D., 1964. *J. Appl. Phys.*, 35, 2534.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices* 2nd ed. John Willey and Sons. Inc., New York.

- Temirci, C., 2000. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, (Yayınlanmamış).
- Thomas, T., Luo, J. K., 1993. The effect of 1 MeV electron irradiation on the current-voltage characteristics of Au/p-InP structures, *J. Appl. Phys.* 73, 3709-3712.
- Thompson, R., Eizenberg, M., and Tu, K. N., 1981. *J. Appl. Phys.*, 52, 6763.
- Torrey, H. C., Whitmer, C. A., 1948. *Crystal Rectifiers*, mc Gram Hill.
- Tung, R. T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers, *Appl. Phys. Lett.*, 58, 2821-23.
- Tung, R. T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory, *Phys. Rev. B.* 45, 1359.
- Tuy, T. O. and Mojzes, I., 1990. Theoretical explanation of the control of the Schottky barrier height using an ultrathin interface metal layer, *Appl. Phys. Lett.*, 56, 652.
- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. The determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them, *Physica B*, 179, 285.
- Türüt, A., Köleli, F., 1992. Semiconductive polymer-based Schottky diode, *J. Appl. Phys.*, 72, 818.
- Türüt, A., Yalçın, N. and Sağlam, M., 1992. *Solid-St Electron.*, 35, (6), 835.
- Werner, J. H. and Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts, *J. Appl. Phys.*, 69, (3), 1522-1532.
- Wilmsen, C. W., 1995. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*, Edited by Wilmsen C.W. Plenum Press, New York.
- Yıldırım, N., 2002. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, (Yayınlanmamış).
- Yu-Long, J., Guo-Ping, R. U., Fang, L. U., Xin-Ping, Q. U., Bing-Zong, L. I., Wei, L. I. and Ai-Zhen, L. I., 2002. Schottky Barrier Height Inhomogeneity of Ti/n-GaAs Contact Studied By The I-V-T Technique, *Chin. Phys. Lett.*, 19, 4, 553-556.
- Zhu, S., Van Meirhage, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X. P., Li, B. Z., 1999. A beam study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes, *Solid-State Comm.*, 112,
- Ziel, A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, p. 97, 245.

## ÖZGEÇMİŞ

1980 yılında Şanlıurfa'nın Birecik ilçesinde doğan Enise ÖZERDEN, ilk ve orta öğrenimini Birecik'te tamamladı. 1997 yılında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nü kazandı ve 2001 yılında aynı bölümden mezun oldu. 2001 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 2003 yılından itibaren Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.

