



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

139902

**Si ÜZERİNDE OLUŞTURULAN  
METAL İNCE FİLMİN (Au)  
ELEKTRİK VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN  
İNCELENMESİ**

139902

**Ersin YÜCEL**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**BURSA - 2003**

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**


T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Si ÜZERİNDE OLUŞTURULAN  
METAL İNCE FİLMİN (Au)  
ELEKTRİK VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN  
İNCELENMESİ


ERSİN YÜCEL

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez 30.07.2003 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr. Yüksel BEKTÖRE  
(Danışman)

  
Prof. Dr. Mehmet ÇAĞLIYAN

  
Doç. Dr. Mürsel ALPER

## ÖZET

Bu çalışmada n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotu, vakum buharlaştırma yöntemiyle iki aşamada hazırlanmıştır ve elektriksel özellikleri incelenerek, Schottky bariyerdeki baskın akım geçişinin hangi yolla olduğu belirlenmiştir. Aynı zamanda n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun elektriksel özellikleri ve optik özellikleri incelenerek bariyer yüksekliği üç farklı yöntemle belirlenmiştir.

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotunun oluşturulmasındaki ilk aşama ohmik kontak oluşturulması sürecidir. Bu süreçte, n-tipi Si' un arka yüzeyine yaklaşık 30 dakika süre ile AuSb vakum buharlaştırma yöntemiyle kaplanmıştır. İkinci aşama n-tipi Si' un ön yüzüne Au ince film kaplanmasıdır. Bu işlemde yaklaşık 25 dakika süre ile vakum buharlaştırma yöntemiyle yapılmıştır. Böylece n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotu elde edilmiştir.

Oluşturulan n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun elektriksel özelliklerinde, akım-gerilim (I-V) ve kapasitans-gerilim (C-V) karakteristikleri incelenmiştir. Akım-gerilim karakteristiklerinde  $\ln(I)$ ' nin  $V$ ' ye göre grafiği çizilerek n ideal faktörün 1' e çok yakın bir değer olduğu bulunmuştur. Bu sonuç bize n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun ideale yakın olduğunu ve akım geçişinde termoiyonik yayılmanın baskın olduğunu göstermiştir. Kapasitans-gerilim karakteristiklerinde  $1/C^2$ ' nin  $V$ ' ye göre grafiği çizilerek tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonu  $N_D$  hesaplanmıştır. Son olarak I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen grafiklerden n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği hesaplanmıştır.

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun optik özelliklerinde ise  $(Y.h\nu)^{1/2}$ ' nin  $h\nu$ ' ye göre grafiği çizilerek bariyer yüksekliği belirlenmiştir. Deneysel olarak üç farklı yöntemle hesapladığımız bariyer yüksekliklerinin teorik sonuçlar ile çok yakın değerlerde olduğu görülmüştür.

## ABSTRACT

In this study n-type Si/Au Schottky barrier diode was prepared by vacuum evaporation method in two steps and dominant current transport in Schottky barrier was determined by investigation of electrical properties. We also determined the barrier height by investigation of electrical and optical properties of the n-type Si/Au Schottky barrier diode.

The first step of the study is forming of the ohmic contact. AuSb was deposited on the back side of the n-type Si by vacuum evaporation for 30 minutes. In the second step, Au thin film was deposited on the front side of the n-type Si by vacuum evaporation for 25 minutes. Thereby n-type Si/Au Schottky barrier diode was obtained.

$I$ - $V$  and  $C$ - $V$  characteristics of the n-type Si/Au Schottky barrier diode were investigated. By plotting  $\ln(I)$  versus  $V$  it is found that  $n$  ideality factor equals approximately one. Therefore n-type Si/Au Schottky barrier diode is ideal and thermionic emission is dominant in current transport. Donor concentration  $N_D$  in the depletion region is determined by  $I/C^2$ - $V$  graph. n-type Si/Au Schottky barrier height is determined by graphs obtained from  $I$ - $V$  and  $C$ - $V$  measurements.

The barrier height is determined by plotting  $(Y.h\nu)^{1/2}$  versus  $h\nu [(Y.h\nu)^{1/2}-h\nu]$  for optical measurements. Obtained barrier heights by three different ways are convenient to theoretical values.

**İÇİNDEKİLER**

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER .....	3
2.1. Schottky Modeli.....	3
2.2. Bariyer Yüksekliğinin Belirlenmesi.....	7
2.2.1. Bariyer Yüksekliğinin I-V Ölçümleri ile Bulunması.....	7
2.2.2. Bariyer Yüksekliğinin C-V Ölçümleri ile Bulunması.....	8
2.3. Bariyer Emisyonunda Beklenen Karakteristikler.....	9
2.4. Bariyer Bölgesinde Taşıyıcı Akışı.....	11
2.5. Transfer Mekanizmaları.....	15
2.5.1. Bariyere Doğru Difüzyon ve Termoionik Yayılma.....	16
2.5.2. Bariyerde Tünel Geçişi.....	20
2.6. Metal-Yarıiletken Eklemlerde Azınlık Taşıyıcı Akışı.....	23
2.7. Schottky-Mott Teorisi.....	24
2.8. Schottky Bariyer fotodiyotlar.....	27
2.9. Fotodiyotların Genel Parametreleri.....	30
2.9.1. Sinyal-Gürültü Oranı (S/N).....	30
2.9.2. Gürültü Eşdeğer Gücü (NEP).....	30
2.9.3. Normalize Detektivite ( $D^*$ ).....	31
2.9.4. Direnç Alan Bileşkesi.....	34
2.9.5. Yanıt Zamanı.....	38
2.10. Bariyer Yüksekliğinin Optik Ölçümler ile Bulunması.....	40
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	42
3.1. n-tipi Si/Au Schottky Bariyer Diyotun Oluşturulması.....	42
3.2. Kapasitans-Gerilim Ölçümleri.....	44

3.3. I-V Ölçümleri.....	46
3.4. Optik Ölçümler.....	47
4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	48
4.1. Kapasitans-Gerilim Eğrileri.....	48
4.2. $N_D$ ' nin Kapasitans-Gerilim Ölçümlerinden Hesaplanması.....	48
4.3. Kapasitans-Gerilim Ölçümlerinden Bariyer Yüksekliğinin Bulunması.....	49
4.4. Akım-Gerilim Grafiklerinin Çizilmesi, İdeal Faktörün Bulunması.....	55
4.5. Bariyer Yüksekliğinin I-V Ölçümlerinden Bulunması.....	56
4.6. Bariyer Yüksekliğinin Optik Ölçümlerden Bulunması.....	60
4.7. C-V, I-V ve Optik Ölçümlerden Hesaplanan Bariyer Yüksekliklerinin Karşılaştırılması.....	63
SONUÇ.....	64
KAYNAKLAR.....	65
TEŞEKKÜR.....	68
ÖZGEÇMİŞ.....	69

## SİMGELER DİZİNİ

$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu	(eV)
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu	(eV)
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron ilgisi	(eV)
$E_F$	Fermi enerjisi	(eV)
$E_C$	İletkenlik bandının alt uç enerjisi	(eV)
$E_V$	Değerlik bandının üst uç enerjisi	(eV)
$V_a$	Ekleme uygulanan dış gerilim	(V)
$V_D$	Eklem potansiyel farkı	(V)
$q$	Elektronun yükü	(C)
$I$	Akım	(A)
$I_S$	Doyma akımı	(A)
$k$	Boltzmann sabiti	(JK <sup>-1</sup> )
$T$	Kelvin cinsinden sıcaklık	(K)
$S$	Diyot alanı	(cm <sup>2</sup> )
$\Phi_B$	n-tipi yarıiletken eklemde oluşan bariyer yüksekliği	(eV)
$A^*$	Richardson sabiti	(Acm <sup>-2</sup> K <sup>-2</sup> )
$R_0$	Sıfır ön gerilim direnci	(Ohm)
$C$	Eklem kapasitansı	(F)
$\epsilon_s$	Yarıiletkenin dielektrik sabiti	(F/cm)
$W$	Fakirleşme bölgesinin genişliği	(cm)
$N_D$	Donor konsantrasyonu	(cm <sup>-3</sup> )
$V_i$	Yapı gerilimi	(V)
$V_T$	Termal gerilim	(V)
$N_C$	İletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğu	(cm <sup>-3</sup> )
$m^*$	Elektronun etkin kütlesi	(kg)
$h$	Planck sabiti	(Js)
$\Delta\phi_B$	Bariyerin sanal kuvvet alçalması	(eV)
$\mu_n$	elektron mobilitesi	(cm <sup>2</sup> /Vs)
$n$	Elektron yoğunluğu	(cm <sup>-3</sup> )
$v_R$	Etkin yeniden birleşme hızı	(cms <sup>-1</sup> )

$n_m$	Akım akarken $x_m$ bölgesindeki elektron yoğunluğu	( $\text{cm}^{-3}$ )
$n_o$	$x_m$ bölgesinde yarı dengedeki elektron yoğunluğu	( $\text{cm}^{-3}$ )
$v_d$	Etkin difüzyon hızı	( $\text{cms}^{-1}$ )
$I_{SM}$	Yarıiletkenden metale akan akım	(A)
$I_{MS}$	Metalden yarıiletkene akan akım	(A)
$\bar{v}$	Yarıiletkendeki elektronların ortalama termal hızları	( $\text{cms}^{-1}$ )
$\lambda$	Ortalama serbest yol	(cm)
$\tau$	Çarpışmalar arasındaki ortalama serbest zaman	(s)
$V_S$	Sinyal voltajı	(V)
$V_n$	Gürültü volatajı	(V)
$I_S$	Sinyal akımı	(A)
$I_n$	Gürültü akımı	(A)
NEP	Gürültü eşdeğer gücü	(W)
D	Detektivite	( $\text{W}^{-1}$ )
$p$	Boşluk çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu	( $\text{cm}^{-3}$ )
$\mu_p$	Boşluk mobilitesi	( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )
$\tau_n$	Elektronun ömrü	(s)
$\tau_p$	Boşluğun ömrü	(s)
$E_g$	Yasak bant aralığı	(eV)
$\tau_{SR}$	Schottky-Read ömrü	(s)
$\tau_A$	Auger ömrü	(s)
$\tau_R$	Radiative ömrü	(s)
Y	Verim	
$h\nu$	Foton enerjisi	(eV)



**ŞEKİLLER DİZİNİ****Sayfa**

Şekil 2.1.1. n-tipi yarıiletken metal kontakların enerji seviye diyagramları.....	3
Şekil 2.1.2. p-tipi yarıiletken metal kontakların enerji seviye diyagramları.....	4
Şekil 2.3.1. Metal-Yarıiletken eklemlerin enerji diyagramları.....	9
Şekil 2.4.1. Metal-Yarıiletken eklemlerde, bariyer yüksekliğinin uzaklığa bağlı değişimi.....	11
Şekil 2.5.1. n-tipi yarıiletken üzerinde bir ön beslemeli Schottky bariyer eklemin enerji bant diyagramında farklı transfer yöntemleri.....	15
Şekil 2.5.2.1. n-tipi yarıiletken üzerindeki bir Schottky bariyerinde alan yayılması (FE) ve termoyonik alan yayılması (TFE) .....	20
Şekil 2.5.2.2. n-tipi GaAs Schottky bariyerlerinde donör konsantrasyonu üzerinde FE ve TFE oluşumu.....	22
Şekil 2.6.1. n-n <sup>+</sup> Metal-Yarıiletken Schottky bariyer diyotun enerji diyagramı.....	23
Şekil 2.7.1. Metal-Yarıiletken eklemin $\Phi_m > \Phi_s$ durumundaki enerji-bant diyagramları.....	25
Şekil 2.8.1. Schottky bariyer fotodiyotların çeşitli şekilleri.....	28
Şekil 2.9.3.1. (a) Metal ve n-tipi yarıiletken ve (b) p-n homojunction fotodiyottan ibaret olan Schottky bariyerin enerji bant diyagramları.....	32
Şekil 2.10.1. Metal-Yarıiletken eklemlerde fotoyanıt.....	40
Şekil 2.10.2. Al-GaAs metal-yarıiletken fotoeklemlerinin fotoyanıtı ile bariyer yüksekliğinin belirlenmesi.....	41
Şekil 3.1.1. n-tipi Si örneklerinin oksit tabakadan arındırıldığı sistem.....	43
Şekil 3.1.2. Nanotech kaplama sistemi.....	43
Şekil 3.2.1. C-V ölçümleri için kurulan sistem.....	45
Şekil 3.3.1. I-V ölçümleri için kurulan sistemin şeması.....	46
Şekil 3.4.1. Optik ölçümlerin alınması için kurulan sistem.....	47
Şekil 4.3.1. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için C' nin V' ye göre değişimi.....	52
Şekil 4.3.2. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için $1/C^{2'}$ nin V' ye göre grafiği.....	53
Şekil 4.4.1. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun I-V değişim grafiği.....	58

Şekil 4.4.2. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun $\ln(I)$ - $V$ değişim grafiği.....	59
Şekil 4.6.1. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun $(Y.h\gamma)^{1/2}$ ile $h\gamma$ arasındaki değişim grafiği.....	61



**ÇİZELGELER DİZİNİ****Sayfa**

Çizelge 2.1.1. İş fonksiyonu ve elektronegativite değerleri.....	5
Çizelge 2.1.2. Metal ve Yarıiletkenler arasındaki kontaklar.....	6
Çizelge 2.9.4.1. Farklı sıcaklıklardaki çeşitli yarıiletkenlerin enerji bant aralığı değerleri, kesme dalgaboyu, statik dielektrik sabiti ve Richardson sabiti.....	38
Çizelge 2.9.5.1. Schottky bariyer ve p-n eklem fotodiyotlar için $R_0A$ , $D^*$ ve $C/A'$ nın 77K' de hesaplanmış değerleri.....	40
Çizelge 4.3.1. n-tipi Si/Au için C-V ölçüm değerleri.....	51
Çizelge 4.5.1 n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için ölçülen akım-gerilim değerleri.....	57
Çizelge 4.6.1. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için $(Y.h\gamma)^{1/2}-h\gamma$ ölçüm değerleri.....	60
Çizelge 4.7.1. Yarıiletken-Metal eklemlerin oda sıcaklığında (300K) ölçülen bariyer yükseklikleri.....	63
Çizelge 4.7.2. Deneysel sonuçlar ile teorik $\Phi_B$ değerinin karşılaştırılması.....	63

## 1. GİRİŞ

20. yüzyılın başlarında hızla gelişmeye başlayan katıhal fiziği çok geniş bir alanı kapsamaktadır. Bunun sebebi, katı maddeyi oluşturan atom ve moleküllerin farklı fiziksel özelliklere sahip olmalarıdır. Katıhal fiziğinin gelişmesiyle birlikte teknoloji alanında da büyük ilerlemeler kaydedilmiştir. Katıhal fiziğinin yanında yarıiletken fiziğinin ve yarıiletken teknolojisinin de hızla gelişmesiyle entegre devreler bulunmuştur. Entegre devreler, çok sayıda diyot, transistör ve benzeri devre elemanlarından oluşmaktadırlar. Son yıllarda entegre devre teknolojisinin sürekli gelişmesiyle entegre devre elemanları mikrometre boyutlarına ulaşmışlardır ve bir chipin üzerinde  $10^6$ 'ya kadar devre elemanı bulunabilmektedir. Entegre devreler, bilgisayar ve televizyon teknolojisinde, ulaşım sistemlerinde, otomasyon ve endüstri tekniğinde, uzay araçlarında, savunma sanayiinde ve bir çok alanda kullanılmaktadırlar.

Schottky bariyer diyotlar yarıiletken üzerine ince metal film kaplanmasıyla oluşmaktadırlar. Schottky bariyer diyotlar isimlerini metal-yarıiletken kontaklar üzerinde bariyer oluşumu için ilk olarak model geliştiren W. Schottky' den almışlardır. Schottky bariyer diyotlar entegre devrelerde yaygın olarak kullanıldıkları gibi aynı zamanda fotodiyot olarak ta kullanılmaktadırlar. Fotodiyot, ışık yoğunluğuna bağlı olarak direnci değişen ve tek yönde akım ileten elemandır. Günümüzde fotodiyotlar da birçok alanda kullanılmaktadırlar.

n-tipi Si yarıiletkeni üzerine vakum buharlaştırma yöntemi ile Au metali kaplandığında oluşan bu eklem, Schottky bariyer özelliği göstermektedir. Bu çalışmada oluşturduğumuz n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun, elektrik özellikleri olarak akım-gerilim ve kapasitans-gerilim ölçümleri alınarak, I-V ve C-V grafikleri çizilmiştir. Akım-gerilim ölçümlerinden,  $\ln(I)$ 'nin V'ye göre grafiği çizilerek n ideal faktörün 1'e çok yakın olduğu bulunmuştur. Bu sonuç bize oluşturduğumuz Schottky diyotun ideale yakın olduğunu ve akım geçişinde temoiyonik yayılmanın baskın olduğunu göstermiştir. Kapasitans-gerilim ölçümlerinden,  $1/C^2$ 'nin V'ye göre grafiği çizilerek, Schottky diyotun tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonu  $N_D$  hesaplanmıştır. Son olarak I-V ve C-V ölçümlerinden de Schottky diyotun bariyer yüksekliği bulunmuştur. Oluşturduğumuz n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun optik özellikleri olarak,  $(Y.h\nu)^{1/2}-h\nu$ , fotodiyotun verimi ve foton enerjisi grafiği çizilerek grafiğin eğimi

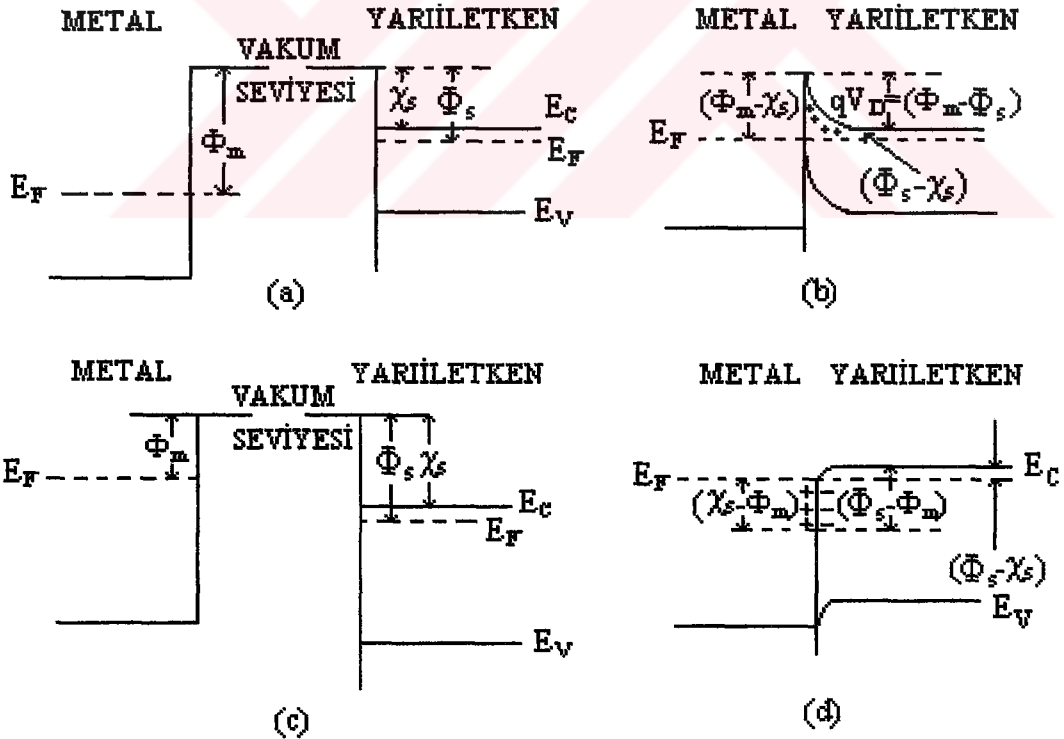
alınmıştır ve grafiğin x eksenini kestiği yerden bariyer yüksekliği bulunmuştur. Sonuç olarak oluşturduğumuz Schottky bariyer diyotun I-V, C-V ve optik ölçümlerinden yararlanılarak, diyotun bariyer yüksekliği ölçülmüştür. Ayrıca n ideal faktörü de hesaplanarak, n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyottan akan akımın termoiyonik alan yayılması ile olduğu gözlenmiştir. Deneysel olarak bulduğumuz sonuçlar, teorik değerler ile karşılaştırıldığında, birbirlerine çok yakın değerler olduğu görülmüştür.



## 2. KURAMSAL BİLGİLER

### 2.1. Schottky Modeli

Metal-Yarıiletken kontak bariyerlerde, eğer basit Schottky model oluşturulmuş ise metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , elektron ilgisi  $\chi_s$  yada yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$  belirlenebilir. Şekil 2.1.1 ve Şekil 2.1.2' de metal n-tipi ve p-tipi yarıiletken kontaklar için beklenen enerji diyagramları görülmektedir. Şekil 2.1.1.b'de bariyerdeki elektronların hareketi, n-tipi yarıiletkenden metale ( $\Phi_m - \Phi_s$ ), ve bariyerdeki ters elektron akışı da metalden yarıiletkene ( $\Phi_m - \chi_s$ ) olmaktadır. Eğer eklem bir dış voltaj kaynağı  $V_a$  ile ileri yönde beslenirse yarıiletken metale göre negatiftir, ileri yönde bariyer oluşumu  $q(V_D - V_a)$  şeklindedir. Bununla birlikte, karşı taraftaki bariyer, uygulanan voltaj yada yarıiletkendeki katkı yüzeyleri ile ilk duruma oranla etkilenmemiştir. Bu yüzden metal-yarıiletken çiftinin bariyeri belirlenebilecektir.

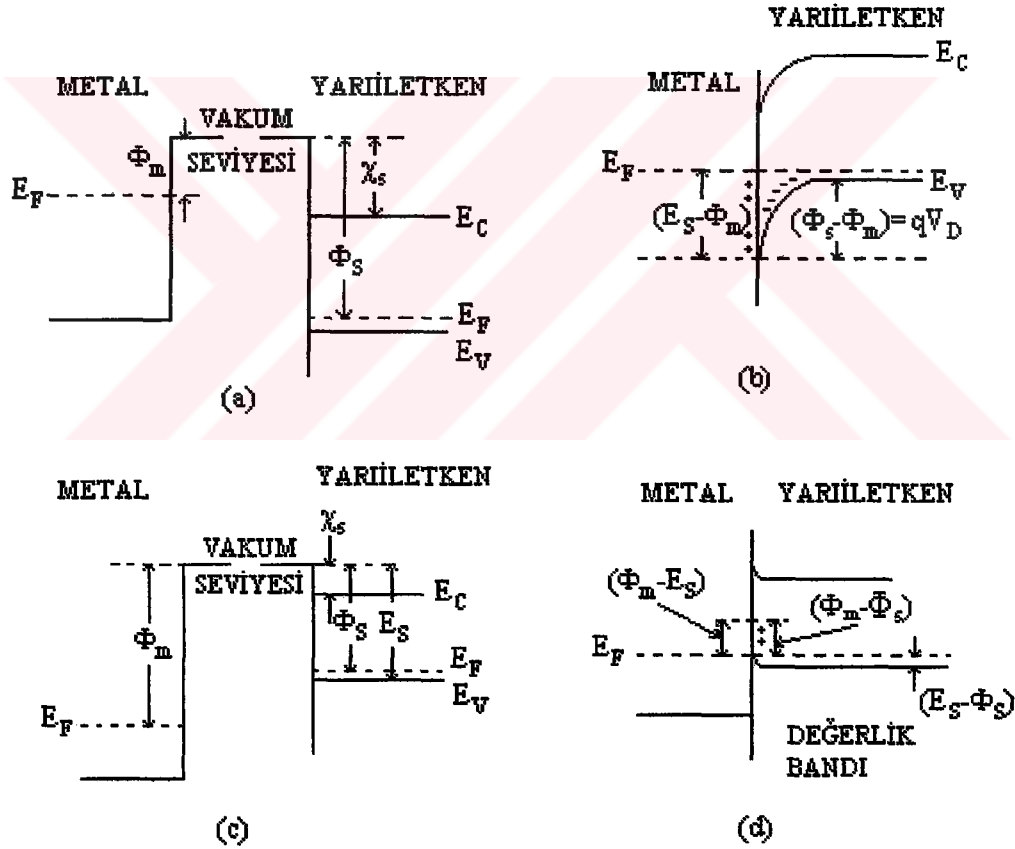


Şekil 2.1.1. n-tipi yarıiletken metal kontakların enerji seviye diyagramları

KAYNAK: Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.156.

(a) ve (b) durumlarında  $\Phi_m > \Phi_s$ , (c) ve (d) durumlarında  $\Phi_m < \Phi_s$  dir. (b) durumunda, yarıiletkenin iletkenlik bandı ( $\Phi_m - \Phi_s$ ) bariyerini oluşturduğu için kontak doğrultucu etki göstermektedir. İleri önbesleme yönü negatif yarıiletken için metal ile ilgilidir ve elektron akışı yarıiletkenden metale doğrudur. (d) durumunda, ohmik kontak durumu vardır ve iletkenlik bandında hemen hemen bariyer yoktur.

Şekil 2.1.1.b ve 2.1.1.d karşılaştırıldığında görülüyor ki n-tipi yarıiletkende eğer  $\Phi_m > \Phi_s$  ise eklem doğrultucudur,  $\Phi_m < \Phi_s$  ise eklem ohmic' tir. Şekil 2.1.2' de p-tipi yarıiletken için tersi olmasını beklemek doğru olacaktır. Bu deneysel ifade n yada p tipi birçok yarıiletken için ara yüzey etkilerinin ihmal edildiği bu basit modeli desteklememektedir.



Şekil 2.1.2. p-tipi yarıiletken metal kontakların enerji seviye diyagramları

KAYNAK: Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.157.

(a) ve (b) durumlarında  $\Phi_m < \Phi_s$  dir. (b) durumunda  $(\Phi_s - \Phi_m)$  boşluk akışı oluşturduğundan kontak yansıtıcı gibi davranır. Yarıiletken metale karşı pozitif yapılırsa, bariyerdeki boşluk akışı düşer.  $E_s, \chi_s + E_g$  dir. (c) ve (d) durumlarında,  $\Phi_m > \Phi_s$  dir ve bariyere akım akışı yoktur, kontak ohmiktir.

Basit Schottky modelinde bariyer kavramını doğrulamak  $(\Phi_m - \chi_s)$ , sorunları kaldırmak için çalışılmaktadır. Büyük oranda metallerin iş fonksiyonları deneysel olarak belirlenmektedir. Örnek olarak yüksek vakum koşulları altında Al için  $\Phi_m$  değerlerinin aralığı 2.98 ile 4.36 eV olarak ölçülmüştür. Au için ise 4.0 ile 5.2 eV olarak ölçülmüştür.

**Çizelge 2.1.1. İş Fonksiyonu ve Elektronegativite Değerleri**

Metal	Ortalama Değer $\Phi_m$ (eV)	Son Belirleme (eV)	Tüm Değerler (eV)	Elektronegativite, $E_N$ (eV)
Mg	3,46	...	2,74-3,79	1,2
Al	3,74	4,2	2,98-4,36	1,5
Si	( $\chi_s=4,01$ )	...	...	1,8
Cu	4,47	4,4-4,5	3,85-5,61	1,9
Zn	3,86	...	3,08-4,65	1,6
Ge	( $\chi_s=4,13$ )	...	...	1,7
Ni	4,84	4,6-5,1	3,67-5,24	1,8
Ag	4,28	4,2-4,4	3,09-4,81	1,9
Cd	4,08	...	3,68-4,49	1,7
Sn	4,11	...	3,12-4,64	1,7
Mo	4,28	...	4,08-4,48	...
Au	4,58	4,7-5,2	4,0-5,2	2,4
W	4,63	...	4,25-5,01	2,3
Pt	5,29	5,48	4,09-6,35	2,2

**KAYNAK:** Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.158.

Ölçümlerdeki zorluklar oran grafiği göstererek yada son ölçümleri koyarak istenilen değerlerin kabul edilmesiyle giderilebilmiştir. Çeşitli çalışmalarda ele alınan ifadelerde üç metot kullanılmıştır. Çizelge 2.1.1' de kullanılan değerler görülmektedir. Aynı zamanda elektronegativite değerleri de dahildir. Elektronegativite, atomların kimyasal bağ yakınlığı azaldığında farklı atomların elektronları çekme yeteneği göstermesidir. Böylece metal ve yarıiletken arasında etkin elektronik şarj transferinde atomik kontak farklı iş fonksiyonlarından ziyade farklı elektronegativite değerleri ile



gösterilebilir. Bazı çalışmalarda bu yaklaşım kabul edilmiştir ve metallerde iş fonksiyonlarından ziyade elektronegativite değerleri kullanılmıştır. GaAs gibi yarıiletken bileşiklerinde, daha yüksek elektronegativite değerleri ele alınabilir. Böylece metal atomlarıyla çok daha iyi kontak yaptığı varsayılmıştır.

**Çizelge 2.1.2. Metal ve Yarıiletkenler Arasındaki Kontaklar**

Yarıiletken (n-tipi)	Metal	Teorik bariyer yüksekliği ve kontak tipleri(eV)	İş fonksiyonu yaklaşımıyla teorik bariyer yüksekliği $\Phi_m - \chi_s$ (eV)	Elektronegativite yaklaşımıyla teorik bariyer yüksekliği $E_{Nm} - E_{Ns}$ (eV)
Si	Au	0,81	0,57	0,60
	Al	070-0,77	-0,26 ohmic	-0,30 ohmic
Ge	Au	0,45	0,45	0,70
	Al	0,48	-0,38 ohmic	-0,20 ohmic
GaP	Au	1,3	0,55	0,3
	Al	1,05	-0,29ohmic	-0,6 ohmic
GaAs	Au	0,9	0,51	0,4
	Al	0,8	-0,33 ohmic	-0,5 ohmic
CdS	Au	0,78	0,08	-0,1 ohmic
	Al	ohmic	-0,76 ohmic	-1,0 ohmic

**KAYNAK:** Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.159.

Sonuç olarak iş fonksiyonu yaklaşımı  $\Phi_m - \Phi_s$ , ve elektronegativite yaklaşımı n-tipi yarıiletken Au ve Al kontakları için Çizelge 2.1.2' de gösterilmektedir. Hiçbir yaklaşım bariyer yüksekliğinin önceden bildirilmesi için yeterli değildir. Negatif olduğu önceden bildirilen bir çok bariyer, deneysel kontaklar doğrultucu olmasına rağmen ohmic davranış göstermektedir. Yarıiletkenin elektron ilgisi için uyuşabilir değerler ve metalin iş fonksiyonu için gerçek değerlerin bulunmasında ortalama prosedürün denenmesi ile iş fonksiyonu yaklaşımı gelişmiştir. Bununla birlikte, gerçek yaklaşımda metal-yarıiletken bariyer yüksekliği problemlidir, özel dikkat ile yüzey durum etkisi belirlenmiş olmalıdır. Bant yapısının hareketinde ara yüzey durum etkisinin rolü ilk olarak Bardeen tarafından nicel olarak dikkate alınmıştır. Son yıllarda Mead ve Co' nun çalışmaları ile geniş yarıiletken sahasına çok problem eklenmiştir.

## 2.2. Bariyer Yüksekliğinin Belirlenmesi

### 2.2.1. Bariyer Yüksekliğinin I-V Ölçümleri ile Bulunması

I-V karakteristikleri kontakların türleri hakkında bilgi vermektedir. Ohmic kontaklar için I-V karakteristikleri doğrusaldır ve ideal Schottky kontak olduğu takdirde, diyot denklemi (2.2.1-1) eşitliği ile verilir.

$$I = I_S \exp\left[\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.2.1-1)$$

Eşitlikte  $I_S$  değeri açık olarak yazıldığında (2.2.1-1) ifadesi aşağıdaki gibi olur.

$$I = SA^*T^2 \exp(-\phi_B/kT) \exp\left[\left(\frac{qV}{kT} - 1\right)\right] \quad (2.2.1-2)$$

I-V karakteristiklerinden,  $I_S$ ,  $R_o$ ,  $\Phi_B$  ve  $A^*$  gibi parametreler belirlenebilir. Eğer  $\ln I'$  nin  $V'$  ye karşı grafiği çizilirse  $V < 3kT/q$  bölgesi hariç ileri yönde düz bir doğru elde edilir. Bu düz doğru extrapole edildiğinde  $\ln I_S'$  yi kestiği yer  $V=0'$  a karşılık gelir.  $I_S$  biliniyorsa,  $R_o = (kT/qI_S)$  ifadesinden  $R_o$  hesaplanabilir.  $\Phi_B$  bariyer yüksekliği ise (2.2.1-3) eşitliği ile elde edilebilir.

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{SA^*T^2}{I_S}\right) \quad (2.2.1-3)$$

Eğer I-V karakteristikleri çeşitli sıcaklıklarda ölçülürse  $\ln(I_S/AT^2)$ ' nin  $(1/kT)$ ' ye karşı grafiği çizilebilir, düz doğrunun dikey eksenini kestiği yer  $\ln A^*$  ' eşittir ve eğim  $-\Phi_B'$  e eşittir.

### 2.2.2. Bariyer Yüksekliğinin C-V Ölçümleri ile Bulunması

Uygulanan voltajla ilgili eklem kapasitansı (2.2.2-1) eşitliği ile verilir.

$$C = \frac{\epsilon_s S}{W} = \sqrt{\frac{q \epsilon_s S^2 N_D}{2(V_i - V - V_T)}} \quad (2.2.2-1)$$

Eşitlikte  $\epsilon_s$ , yarıiletkenin dielektrik sabitidir. S, diyot alanıdır. W, tükenim (depletion) bölgesinin genişliğidir.  $N_D$ , donör konsantrasyonudur.  $V_T$ , termal gerilimi ifade etmektedir ( $kT/q$ ).  $V_i$ , yapı gerilimidir. V, uygulanan voltajı ifade etmektedir. Son eşitlikten  $N_D$  için

$$N_D = \frac{2}{q \epsilon_s} \left[ \frac{-1}{\frac{d(S^2/C^2)}{dV}} \right] \quad (2.2.2-2)$$

yazılır.  $1/C^2$  ile V arasında çizilen grafiğin lineer olduğu durumlarda  $N_D$  bu grafiğin eğiminden hesaplanabilir.

n-tipi Schottky bariyer diyotların bariyer yüksekliği aşağıdaki eşitlikle ifade edilir.

$$\phi_B = qV_i + \phi_n \quad (2.2.2-3)$$

Eşitlikteki  $\phi_n$  ifadesi (2.2.2-4) eşitliği ile verilir.

$$\phi_n = qV_T \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (2.2.2-4)$$

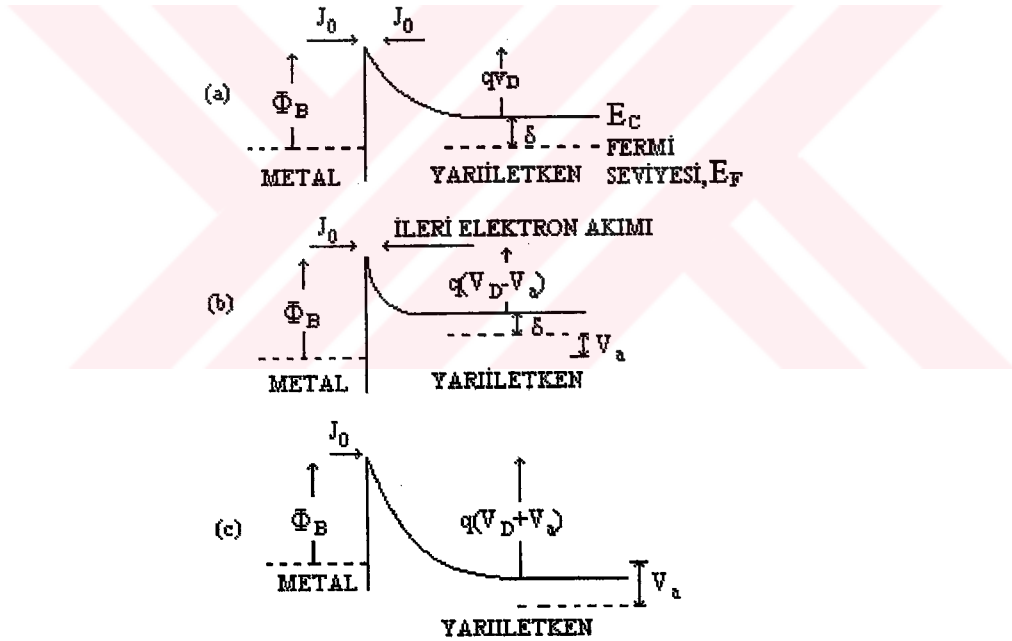
Son eşitlikte  $N_C$ , iletkenlik bandındaki durum yoğunluğudur.  $N_D$ , tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonudur. (2.2.2-3) eşitliğindeki  $V_i$  yapı gerilimi,  $1/C^2$ 'nin V'ye göre grafiğinin extrapolasyonu ile V eksenini kestiği noktadan bulunur.

### 2.3. Bariyer Emisyonunda Beklenen Karakteristikler

Bir yarıiletkendeki akımı modellemede ilk düzey yaklaşım, taşıyıcı akımının termoiyonik emisyon ile oluştuğunu varsaymak ve tüm tünelleme etkilerini ihmal etmektir. Bir metal ve n-tipi yarıiletken arasındaki bariyerde ileri ve ters besleme etkileri Şekil 2.3.1' de gösterilmiştir. Sıfır beslemede, yarıiletkenden metale doğru olan elektron akışı,  $qV_0$  enerjisine sahip elektron sayısı ile verilir. Maxwell dağılımına göre

$$j_o = qN_D \left( \frac{kT}{2\pi m^*} \right)^{1/2} \exp(-qV_D/kT) \quad (2.3-1)$$

elde edilir. Burada  $m^*$  elektronun etkin kütesidir.



**Şekil 2.3.1. Metal-Yarıiletken Eklemlerin Enerji Diyagramları**

**KAYNAK:** Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.172.

(a) sıfır önbesleme voltajı durumunda (b) ileri önbesleme voltajı elektronların yarıiletkenden bariyere ( $V_D - V_a$ ) doğru akışına sebep olmaktadır. (c) Ters önbesleme voltajı metalden yarıiletkene doğru küçük elektron akışı  $J_o$ ' ı açığa çıkarmaktadır.

Sıfır voltajda bariyerdeki net akış sıfır olmalıdır. Bundan dolayı  $J_0$ ,  $\Phi_B$  bariyerini aşarak, metalden yarıiletkene geçen elektron akışı cinsinden yazılabilir. Şekil 2.3.1.a' ya göre bariyer yüksekliği, difüzyon bariyeri artı  $E_C - E_F$  katkı basamağıdır.

$$\phi_B = qV_D + \delta \quad (2.3-2)$$

Basit yarıiletken teorisine göre,  $E_C$ ' deki etkin durum yoğunluğu  $N_C$  ile

$$\exp(-\delta/kT) = N_D / N_C = N_D / 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2} \quad (2.3-3)$$

bağıntısı yazılabilir. (2.3-3) denkleminin yardımıyla, (2.3-1) denkleminde  $J_0$  için

$$J_0 = \frac{4\pi}{h^3} qm^* k^2 T^2 \exp(-\phi_B/kT) = AT^2 \exp(-\phi_B/kT) \quad (2.3-4)$$

ifadesi yazılabilir. Bu denklem, vakumdaki metalden yayımlanan elektronlar için elde edilen ifadeye benzerdir. A sabiti ise, eğer serbest elektron kütlesi kullanılırsa, Richardson sabiti olmalıdır.

Eğer eklem bir ileri besleme voltajı  $V_a$  uygulanırsa, yarıiletkendeki etkin bariyer  $q(V_D - V_a)$  olur (Şekil 2.3.1.b). Buna göre yarıiletkenden metale elektron akışı  $\exp(qV_a/kT)$  çarpanı ile değişecektir. Bundan dolayı eklemdeki akım gerilim ilişkisi

$$J = J_0 [\exp(qV_a/kT) - 1] \quad (2.3-5)$$

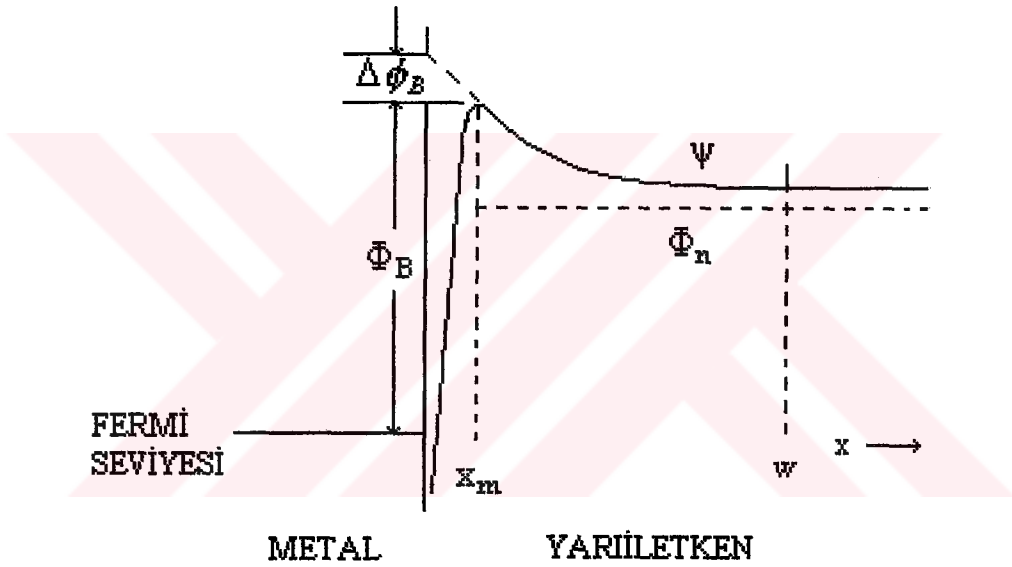
şeklindedir.

Bu emisyon modeli, elektronların hiçbir zorluk olmadan metalden yarıiletkene yayılmaları varsayımına dayanır. Yinede yarıiletkenin tükenim bölgesinin kalınlığı, elektron akışının eklem bölgesinde elektrik alan yardımıyla kontrol altında tutmak için yeterlidir.

## 2.4. Bariyer Bölgesinde Taşıyıcı Akışı

Tünelleme etkilerinin ihmal edildiği, metal n-tipi yarıiletken eklemin bariyer bölgesindeki elektron geçişini düşünelim.

Uzaklık ile değişen ( $q\psi$ ) elektron potansiyel enerjisi Şekil 2.4.1' de gösterilmiştir. Bariyer yüksekliği, metal yüzeyi ve  $x=w$  arasındaki taşıyıcı yoğunluğunun iyonlaşmış donörlerin oluşturulabilmesi için yeterli yüksekliktedir. Burada  $w$ , elektron tüketim tabakasının kenarıdır. Metal-Yarıiletken yüzeydeki  $\psi$ , iyonlaşmış donörler ile ilişkili olan elektrik alan etkisine ve çekici sanal güce bağlıdır.



**Şekil 2.4.1.** Metal –Yarıiletken eklemlerde, bariyer yüksekliğinin uzaklığa bağlı değişimi.

**KAYNAK:** Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.175.

Şekil 2.4.1, elektron akışında artışa neden olan metal ve yarıiletken arasına uygulanmış olan gerilim farkını gösterir. Bariyerdeki elektron akım yoğunluğu  $J$  ile ilişkili olan yarı Fermi düzeyi uzaklığın fonksiyonu olarak Şekil 2.4.1' de gösterilmiştir.  $X_m$  ve  $w$  arasındaki bölgede akım yoğunluğu

$$J = -qnd\phi_n / dx \quad (2.4-1)$$

ifadesi ile verilir. Burada  $\mu$ , elektron mobilitesi ve  $n'$  de elektron yoğunluğudur. Bu elektron yoğunluğu

$$n = N_C \exp(\Phi_n - \Psi) / kT \quad (2.4-2)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Buradaki  $N_C$  ise iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğu ve  $T$  ise elektron sıcaklığıdır.  $x_m$  ve  $w$  arasında kalan bölgedeki elektron sıcaklığı örgü sıcaklığına eşittir. Potansiyel enerji, elektron serbest yolu kadar olan uzaklıklarda, hızlıca değiştiği için, (2.4-1) ve (2.4-2) denklemleri  $x$  ve metal yüzeyi arasında kalan bölgeye uygulanamaz. Bu bölgede taşıyıcı yoğunluğu bu şekilde yani yarı Fermi seviyesi ile ya da etkin durum yoğunluğu ile ilişkili olarak tanımlanamaz. Maksimum potansiyel enerjide iken akım akışı, etkin yeniden birleşme hızı  $v_R$  cinsinden tanımlanabilir.

$$J = q(n_m - n_o)v_R \quad (2.4-3)$$

Burada  $n_m$ ,  $x_m$ ' deki elektron yoğunluğu (akım akarken)  $n_o$  ise  $x_m$ ' de yarı-dengedeki elektron yoğunluğudur. Bu yoğunluk, potansiyel enerji maksimumunun yerini ve değerini değiştirmeden dengeye ulaşmak mümkün olursa, ortaya çıkacaktır.  $\Phi_n$  ve  $\Psi$ ' yi metaldeki Fermi seviyesine göre ölçmek uygun olur. Bu durumda

$$\phi_n(\omega) = V_a \quad (2.4-5)$$

$$n_o = N_C \exp(-q\phi_B / kT) \quad (2.4-6)$$

ve

$$n_m = N_C \exp[q(\phi_n(x_m) - \phi_B) / kT] \quad (2.4-7)$$

olur. Burada  $\Phi_B$  bariyer yüksekliği ve  $V_a$  uygulanan gerilimdir.

Eğer (2.4-1) ve (2.4-2) denklemlerinden  $n$  çekilir ve  $\Phi_n$  için sonuç ifadesi  $x_m$  ve  $w$  arasında integre edilirse,

$$J = \frac{qN_c v_R}{1 + v_R/v_d} \exp\left(-q \frac{\phi_B}{kT}\right) \left(\exp \frac{qV_a}{kT} - 1\right) \quad (2.4-8)$$

elde edilir. Burada  $v_d$  etkin difüzyon hızıdır.

$$v_d = \left| \int_{x_m}^w \frac{q}{\mu kT} \exp\left(-\frac{q}{kT}(\phi_B - \psi)\right) dx \right| \quad (2.4-8)$$

Eğer  $x \geq x_m$  için elektron dağılımı Maxwell-Boltzmann dağılımına uyuyorsa ve metalden hiçbir elektron geri dönmüyor ise bu durumda yarıiletken bir termoiyonik yayımlayıcı gibi davranır.

Buna göre

$$v_R = A^* T^2 / qN_c \quad (2.4-9)$$

şeklindedir. Burada  $A^*$ , yarıiletkenin yüzey yönelimi için etkin Richardson sabitidir. Crowell (1965), değişken yarıiletken etkin tensörleri için  $A^*$  sabitini hesaplamıştır. 300K' de (111) yöneltmiş Ge için, n-tipi Si için ve n-tipi GaAs için  $v_R$  değerleri sırasıyla  $7.0 \times 10^6$ ,  $5,2 \times 10^5$  ve  $1.0 \times 10^7 \text{ cms}^{-1}$  dir.  $v_d \gg v_R$  ise denklem (2.4-8) deki üstel terim çarpanı  $v_R$  tarafından bastırılmıştır ve termoiyonik teori daha çok uygulanabilir. Eğer  $v_d \ll v_R$  ise bu durumda difüzyon süreci geçerlidir. Eğer sanal kuvvet etkileri ihmal edilseydi ve elektron mobilitesi elektrik alandan bağımsız olsaydı  $\overline{v_d} = \mu \delta$  olacaktı. O zaman standart Schottky sonuçları elde edilecekti.  $v_d$  hesabına sanal kuvvet etkilerini de dahil etmek için en uygun ifade

$$\psi = \phi_B + \Delta\phi_B - \delta x - q^2(16\pi\epsilon x) \quad (2.4-10)$$



denklemleri ile verilir. Burada  $\varepsilon$  sanal kuvvet geçirgenliği ve  $\Delta\phi_B$  de bariyerin sanal kuvvet alçalmasıdır.

$$\Delta\phi_B = (q\delta / 4\pi\varepsilon)^{1/2} \quad (2.4-11)$$

Eğer  $\varepsilon$ ,  $x < x_m$  için sabitse yukarıdaki denklem geçerlidir. Eğer elektron mobilitesi ve elektrik alan sabit ise  $x < x_m(1 + 2kT/q\Delta\phi_B)$  yazılabilir.

$$v_d \approx \mu\delta / \beta \quad (2.4-12)$$

Burada  $\beta$ ;

$$\beta \equiv q \frac{\Delta\phi_B}{2kT} \int_0^\infty \exp\left[-q \frac{\Delta\phi_B}{2kT} \frac{\gamma^2}{(1+\gamma)}\right] d\gamma \quad (2.4-13)$$

şeklinde verilen, sanal kuvvet ile bariyer değişimine göre  $v_d$ ' yi azaltan faktördür.  $\gamma$  ise  $\gamma \equiv (x - x_m) / x_m$  ifadesi ile verilir. Schottky azalması (lowering)  $kT/q$  kadar veya ondan daha az olduğunda,  $\beta$  hemen hemen tamdır. Bu, genellikle oda sıcaklığındaki Schottky bariyerler için geçerli olan durumdur. Görüntü kuvvetinin yüksek düzgün alan etkisinin akım akışını etkilediği kayda değer olmamalıdır çünkü materyallerin biraz yüksek mobilite durumlarında  $v_d > v_R$  durumu birleşmeden daha büyük  $\beta$  olmasına rağmen uyabilir.

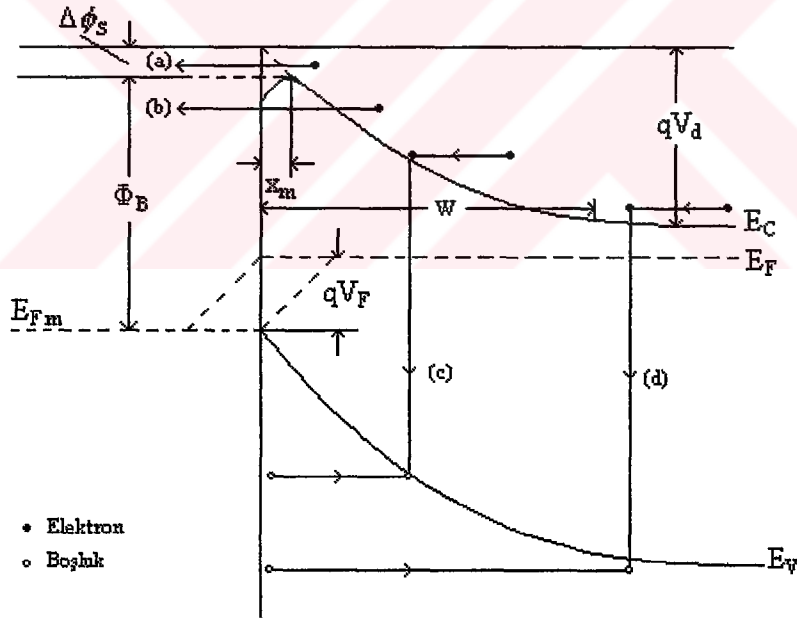
Özetle denklem (2.4-8) Schottky' nin difüzyon teorisi sentezini ve Bethe' nin termoiyonik emisyon teorisinin sentezinin bir sonucu olarak vermektedir, ve  $\mu\delta(x_m) > v_R$  olursa termoiyonik yayılma teorisi ile önceden bildirilen akım uyumludur.

## 2.5. Transfer Mekanizmaları

Bir Schottky bariyer diyotta yarıiletkenden metale yada ters yönde yük transferi olması sebebiyle akım geçişi olur. Bu akım geçişi için dört farklı mekanizma vardır.

- Bariyere doğru termoiyonik yayılma
- Bariyerden tünel geçişi
- Depletion tabakada taşıyıcı oluşumu
- Yarıiletkenin yüksüz tabakasında taşıyıcı oluşumu

Biz burada ilk iki yöntemi inceleyeceğiz. Yöntem (a) Si ve GaAs Schottky bariyer eklemesinde genellikle hakim mekanizmadır ve ideal diyot karakteristikleri gösterir. Diğer mekanizmalardan (b) ve (c) de ideal davranışlardan sapmalar olur. Şekil 2.5.1' de bir n-tipi yarıiletken üzerine yapılmış ön beslemeli Schottky bariyer için yöntemler şematik olarak gösterilmiştir. Ters yöntemler ters ön gerilim altında oluşmaktadır.



**Şekil 2.5.1.** n-tipi yarıiletken üzerinde bir ön beslemeli Schottky bariyer eklemesinin enerji bant diyagramında farklı transfer yöntemleri gösterilmiştir. (a) Termoiyonik yayılma, (b) Bariyer arasından tünel geçişi, (c) Depletion tabakada taşıyıcı oluşumu, (d) Metalden yarıiletkene boşluk geçişi. Noktalı çizgi difüzyon teorisine göre benzeri fermi seviyelerini göstermektedir. Eğri çizgi ise termoiyonik yayılma teorisini göstermektedir. (Rhoderick, 1978)

**KAYNAK:** Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.35.

### 2.5.1. Bariyere Doğru Difüzyon ve Termoyonik Yayılma

Şekil 2.5.1 incelendiğinde yarıiletken bariyere doğru bir elektron yayılmaktadır. Bu bölgede elektronun hareketi sürüklenme ve difüzyon yöntemiyle yönetilmektedir. Elektronların metal içerisinde yayılması metal içinde elde edilebilen bölgelerin yoğunluğu ile kontrol edilmektedir. Bu yüzden depletion bölgesine sürüklenme ile difüzyon ve bariyere doğru yayılma olarak isimlendirilen iki yöntem seride etkilidir ve belirlenen akımda daha yüksek direnç meydana gelir. Orijinal davranışta Wanger, (**Wanger, 1931**) Schottky ve Spenke akımın sürüklenme ve difüzyon yöntemleriyle sınırlandırıldığını düşünmüşlerdir. (**Schottky and Spenke, 1939**) Difüzyon teorisi diyot akımı için aşağıdaki ifade ile belirtilmektedir. (**Rhoderick, 1978**)

$$I = qSN_c\mu\epsilon_m \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.5.1-1)$$

Burada S diyot bölgesel kesit alanı,  $N_c$  yarıiletkenin iletim bandının etkin yoğunluğu,  $\mu$  elektronun hızı ve diğer tüm semboller onların genel anlamlarıdır. Maksimum alan  $\epsilon_m$  voltaj ön üstel faktöre bağlıdır (**Bethe, 1942**). Bu eşitlikte onun ideal bir Schottky diyotu olduğu kanıtlanmamıştır. Bethe tarafından yapılan diğer bir çalışmada bariyere doğru diyot akımının termoyonik yayılma ile sınırlandırıldığı ve bunun eşitlik (2.5.1-1) ile uyuşmadığı gözlenmiştir. İki mekanizma arasındaki farklılık depletion tabakasındaki yarı Fermi seviyesinin konumuyla gösterilmiştir. Difüzyon teorisine göre elektronlar kafes ile dengededir. Hatta şekil (2.5.1.)'de noktalı eğri ile gösterilen metal Fermi seviyesi ile benzeri Fermi seviyesi çakışması için eklem ön beslemededir. Termoyonik yayılma teorisinde diğer taraftan metale giren elektronlar metal elektronlarından daha yüksek enerjiye sahiptir ve onların benzeri Fermi seviyesi depletion tabakada hemen hemen yataydır. Bu olay şekilde sıçrama eğrisi ile gösterilmiştir.

Termoyonik yayılma teorisinde depletion tabakadaki sürüklenme ve difüzyon etkisi önemsiz sayılmıştır ve bariyer yüksekliği  $kT$  ile kıyaslanarak geniş olduğu düşünülmüştür. Şekil (2.5.1.)'de açıkça görülmektedir ki sadece kinetik enerjisi

potansiyel bariyer yüksekliğini geçen elektronlar bariyer tepesine ulaşabileceklerdir. Elektronların bir Maxwellian hız dağılımına sahip olduğu varsayılmıştır. Birim alan başına yarıiletkenden bariyer üzerine taşınan yeterli enerjiye sahip elektron sayısı  $n^*$  aşağıdaki eşitlik ile gösterilmiştir.

$$n^* = n_0 \exp\left[\frac{-q(V_i - V)}{kT}\right] \quad (2.5.1-2)$$

$n_0$ , depletion tabaka dışında yüksüz yarıiletken içindeki elektron konsantrasyonu,  $V$  yarıiletken üzerine uygulanan voltajı göstermektedir. Bozulmamış bir yarıiletken için

$$n_0 = N_c \exp(-\Phi_n/kT) \quad (2.5.1-3)$$

ve

$$\Phi_B = qV_i + \Phi_n \quad (2.5.1-4)$$

$$n^* = N_c \exp\left[\frac{-(\Phi_B - qV)}{kT}\right] \quad (2.5.1-5)$$

Eğer elektronların bir izotropik hız dağılımına sahip olduğu farz edilirse bariyere gelen elektronların kinetik akış teorisi  $n^* \bar{v}/4$  olmaktadır. Gelen elektronların tümünün metal yüzeyine geçtiği ve geri yansıma olmadığı düşünüldüğünde  $I_{SM}$  akımı yarıiletkenden metale elektronların geçişi sebebiyle aşağıdaki gibi verilir.

$$I_{SM} = \frac{qS\bar{v}}{4} N_c \exp\left[\frac{-(\Phi_B - qV)}{kT}\right] \quad (2.5.1-6)$$

$\bar{v}$ , yarıiletkendeki elektronların ortalama termal hızlarıdır. Yarıiletkenden metale elektron akışı olmasına rağmen  $I_{SM}$  akımı metalden yarıiletkene doğru olmaktadır ve Şekil (2.5.1)'de pozitif olarak alınmıştır.

Termal denge altında ön beslemesiz eklem için net bir akım oluşmaz. Sonuç olarak eşitlik (2.5.1-6)' da verilen ifade metalden yarıiletkene elektron geçişi olması sebebiyle bir karşı  $I_{MS}$  akımı ile dengelenmelidir. Böylece

$$I = I_{SM} + I_{MS} = 0$$

$$I_{MS} = -\frac{qS\bar{v}}{4} N_c \exp\left[\frac{-\Phi_B}{kT}\right] \quad (2.5.1-7)$$

Uygulamalı bir ön besleme V önünde metalden yarıiletkene doğru elektron akışı hemen hemen değişmeden kalmakta ve böylece akım  $I_{MS} = -I_0$  olmaktadır.  $I_{SM}$  akımını eşitlik (2.5.1-6)'da verilmiş ve eşitlik (2.5.1-7) ile birleştirilerek aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.5.1-8)$$

Bir Maxwellian dağılımı için ortalama hız  $\bar{v} = (8kT / \pi m^*)^{1/2}$  ve  $N_c = 2 (2\pi m^* kT / h^2)^{3/2}$  olmaktadır.  $I_0$  akımını aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I_0 = SAT^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (2.5.1-9)$$

$$A = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3}$$

Eşitlikte A, metalden yarıiletkene doğru termoionik yayılma için Richardson sabitidir. Elektron etkin kütlesi  $m^*$ , Planck sabiti h ve diyot alanı S ile gösterilmiştir.  $m^*$ ' ın değerinin doğruluğu sorusu karışıktır. Bir yarıiletken için küresel enerji yüzeyleri GaAr te olduğu gibidir.  $m^*$  kütlesi yönden bağımsızdır. Bununla birlikte anti izotropik enerji

yüzeylerine sahip Ge ve Si gibi yarıiletkenlerde  $m^*$  kütlesi yöne bağlıdır. Eşitlik (2.5.1-9)'da bahsedilen termoiyonik yayılma teorisi, ihmal edilen depletion tabaka içinde elektron çarpışmaları varsayımına dayanmaktadır. Bu ise sadece yarıiletkenlerdeki yüksek hareketliliği doğrudur. Bazı bilim adamları termoiyonik yayılma ve difüzyon yönteminde tek bir teoriyi dikkate almada birleşmişlerdir. Seride iki yöntem ve benzeri Fermi seviyelerinin bulunması ile her iki yöntem içinde akış eşitlenmiştir. Bu alanda en çok çalışmayı Crowell ve Sze yapmışlardır (Crowell and Sze, 1966). Bu yazarlar bariyerdeki azalmayı hesaplamışlar ve bariyer tepesinde bir oluşum hızı  $v_R$ ' yi metale elektron akışı ile belirlemişlerdir.  $v_R = (n^* - n_0^*)$ . Burada  $n_0^*$  ön beslemesiz bariyerin üstündeki elektron konsantrasyonunu göstermektedir. Crowell ve Sze' nin analizleriyle  $I_0$  için aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$I_0 = \frac{SqN_c v_R}{1 + v_R / v_D} \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (2.5.1-10)$$

$v_D$ , depletion tabakasına doğru efektif difüzyon hızıdır. Termoiyonik yayılma teorisi açısından  $v_R = \frac{\bar{v}}{4}$ , eşitlik (2.5.1-10)'da  $v_D \gg v_R$  olduğunda eşitlik (2.5.1-10)'un eşitlik (2.5.1-9)'a dönüşeceği bellidir ve termoiyonik yayılma teorisi uygulamalarında  $v_D \gg v_R$  iken difüzyon teorisi geçerlidir.

Böylece eşitlik (2.5.1-10)'daki exp faktör eşitlik (2.5.1-1)'deki birinci exp faktöre eşittir. Eğer taşıyıcı hızını bariyerdeki elektrik alandan bağımsız sayarsak  $v_D = \mu \epsilon_m$  olmaktadır. Termoiyonik yayılma teorisinin doğruluğu  $\mu \epsilon_m \gg \bar{v}/4$  eşitliği ile belirlenir.  $\bar{v}$  ve  $\mu = q\tau/m^*$  değerleri yerine konulduğunda

$$q\epsilon_m \lambda \gg \frac{2kT}{\pi} \quad (2.5.1-11)$$

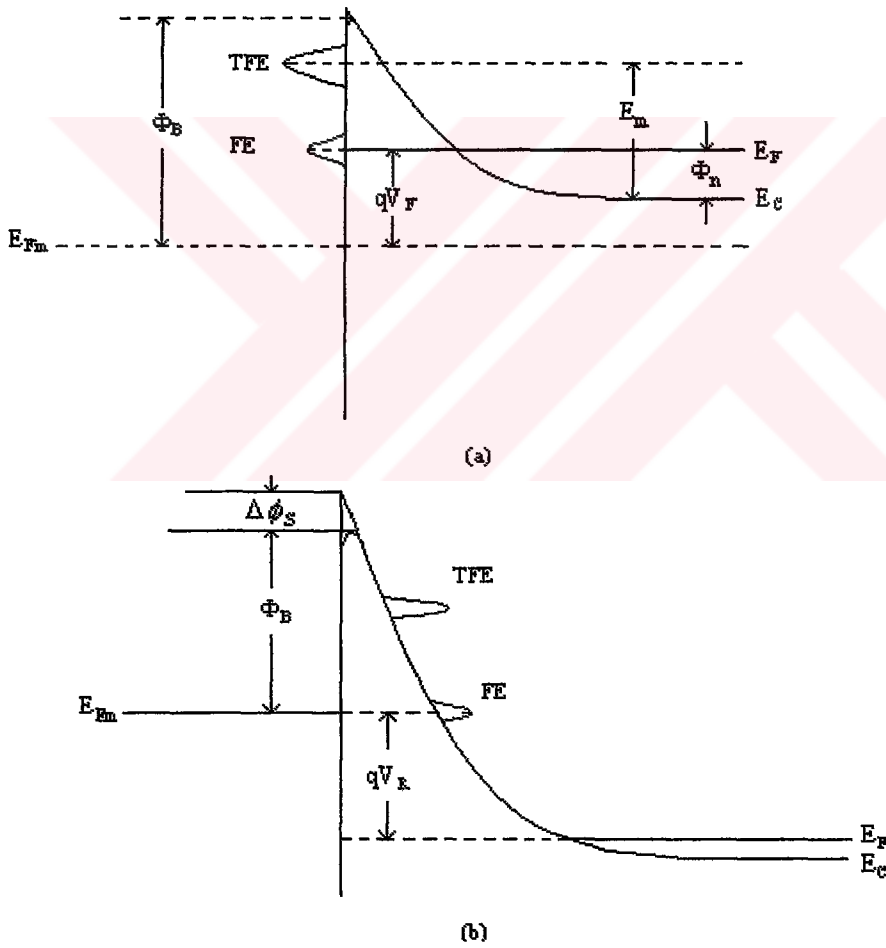
elde edilir.  $\lambda$  ortalama serbest yol anlamına gelir.  $\lambda = \bar{v}\tau$  ve  $\tau$  çarpışmalar arasındaki ortalama serbest zamanı temsil eder. Eşitlik (2.5.1-11)'in sol tarafı bariyerin en üstüne yakın elektronun ortalama serbest yolu ile ortalama enerjideki artmayı göstermektedir.

Böylece bu enerji termal enerji  $kT$  ile karşılaştırıldığında büyükse termoiyonik yayılma teorisi geçerlidir ve depletion tabakadaki çarpışan elektronların etkinliği ihmal edilebilir.

### 2.5.2. Bariyerde Tünel Geçişi

Difüzyon ve termoiyonik yayılma mekanizmasından başka, elektronlar kuantum mekanik tünel olayı ile de bariyere transfer edilebilir. Şekil 2.5.2.1.'de gösterildiği üzere bir Schottky bariyer eklemesinde tünel geçişi için iki yol vardır.

- a) İleri yönde ön besleme
- b) Ters yönde ön besleme



Şekil 2.5.2.1. n-tipi yarıiletken üzerindeki bir Schottky bariyerinde alan yayılması (FE) ve termoiyonik alan yayılması (TFE) (a) ileri ön besleme (b) ters ön besleme. (Padovani and Stratton, 1966)

KAYNAK: Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.41.

Bu şekillerde yarıiletkenin katkılı olduğu farz edilmiştir ki iletkenlik bandının üst ve dip Fermi seviye çizgileri, tükenim bölgesi, ağır katkı sebebiyle çok incedir ve Fermi seviyesine yakın enerjiye sahip düşük sıcaklıktaki elektronlar yarıiletkenden metale geçiş yapabilir. Bu yöntem alan yayılması olarak bilinmektedir ( FE ). Yüksek sıcaklıktaki elektronların önemli bir kısmı daha ince ve daha küçük bariyerde görülebilen yüksek Fermi seviyesi üzerine yükselebilir. Böylece bu elektronlar bariyerin tepesine ulaşmadan önce metal içine geçiş yapabilirler. Bu elektronların termal hareketleri ile tünel geçişi termoiyonik alan yayılması ( TFE ) olarak bilinir.

Fermi seviyesinden yukarı enerjiyle birlikte elektronların sayısı hızla azalmaktadır. Oysa bariyer kalınlığı ve yüksekliği de azalmaktadır. TFE nin yardımıyla varolan bir  $E_m$  enerjisi maksimum olur. Eğer sıcaklık hala sıklıkla yükseliyorsa, hemen hemen tüm elektronların bariyerin tepesine ulaşabildiği bir limit noktasına ulaşılır ve termoiyonik yayılma hakim olur.

Bir Schottky bariyerde tünel geçişi teorik olarak Padovani ve Stratton ile Crowell ve Rideout tarafından analiz edilmiştir. Onların çalışmalarının ana sonuçları aşağıda belirtilmiştir. Alan yayılması sadece dejenere yarıiletkenler içinde olmaktadır ve çok düşük ileri ön beslemeler hariç I-V karakteristikleri tünel olayının varlığı ilişkisiyle tarif edilebilir. (Crowell and Rideout,1969)

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (2.5.2-1)$$

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)$$

ve

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2}$$

$m^*$  , elektronun efektif kütlesi ve  $h$ , planck sabitidir. Eşitlik (2.5.2-1)' de  $I_s$  preexponential faktördür. Sadece zayıf olarak voltaja bağlıdır ve sıcaklık yarıiletkenin parametreleri ve bariyer yüksekliğinin komplike bir fonksiyonudur.  $E_{00}$  enerjisi tünel



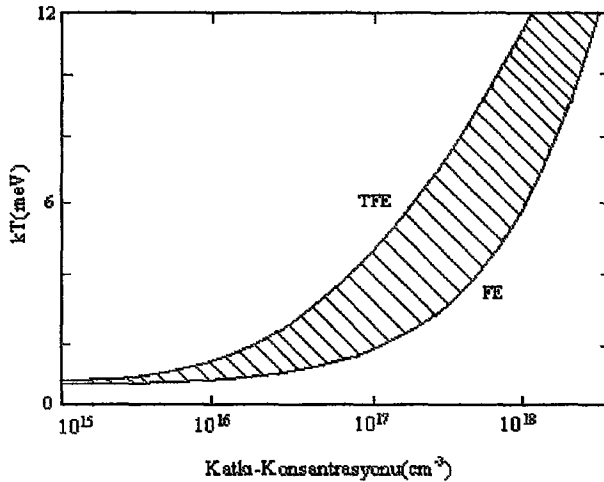
olayında önemli bir parametredir ve  $kT/E_{00}$ , TE (thermionic emission) ve tünel olayı için önemli bir ölçüdür. Düşük sıcaklıklarda  $E_{00}$ ,  $kT$  ile karşılaştırıldığında büyük olabilir ve biz  $E_0 \approx E_{00}$  alabiliriz ve  $\ln I$  nın  $V$  ye karşı grafiği  $T$  den bağımsızdır. Bu FE sebebiyledir. Yüksek sıcaklıklarda  $E_{00} \ll kT$  olmaktadır. Böylece  $E_0 = kT$  alınabilir ve TE ye karşılık gelen  $\ln I$  nın  $V$  ye karşı olan eğimi  $q/kT$  olmaktadır. Orta derecedeki sıcaklık değerlerinde ise eğim  $q/nkT$  olarak yazılabilir. (Padovani, 1971)

$$n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.5.2-2)$$

Diyot akımına TFE' nin katkısı  $E_{00} \approx kT$  olduğunda hakimdir. Şekil 2.5.2.2.' de  $n$  tipi GaAs -Au Schottky bariyerleri için FE den TFE ye geçiş için sıcaklık değerleri ve taşıyıcı konsantrasyonu gösterilmiştir. enerji  $E_m$  aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E_m = \frac{qV_d}{\left[\cosh\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)\right]^2} \quad (2.5.2-3)$$

Burada  $V_d$  toplam bant eğimine karşılık gelen potansiyeldir.  $E_m$  depletion bölgesinin kenarından iletkenlik bandının altından itibaren ölçülmüştür.



**Şekil 2.5.2.2.**  $n$  tipi GaAs schottky bariyerlerinde donör konsantrasyonu üzerinde FE ve TFE oluşumu.

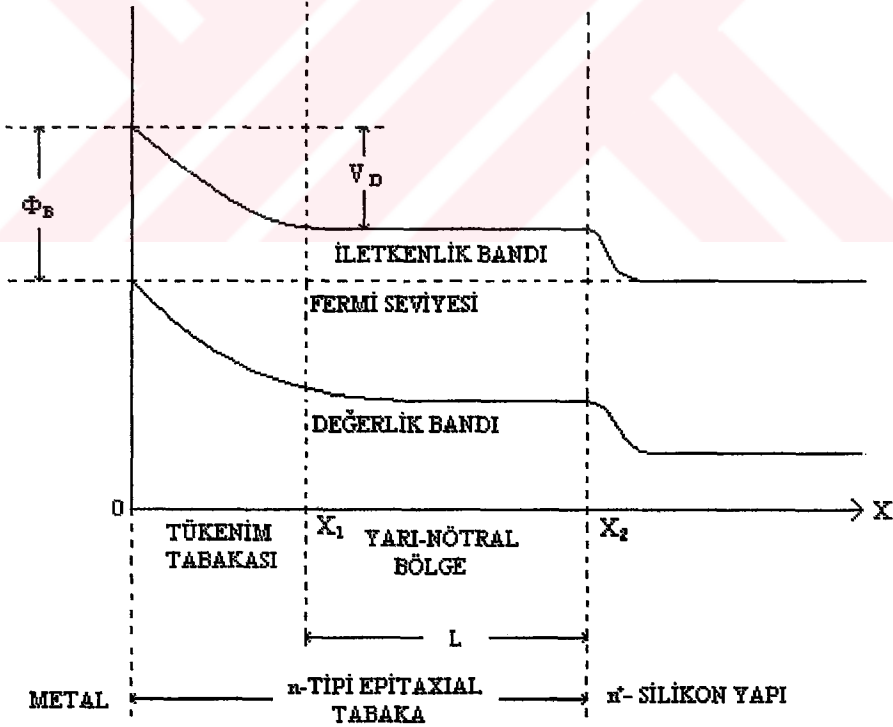
**KAYNAK:** Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.41.

## 2.6. Metal-Yarıiletken Eklemlerde Azınlık Taşıyıcı Akışı

Schottky bariyer diyotta azınlık taşıyıcı akımı genellikle küçüktür. Scharfetter (1965), elektrik alandan meydana gelen çoğunluk taşıyıcı akımına neden olan azınlık taşıyıcı akımını bir çok düzende difüzyon teorisi ile önceden bildirmiştir. Azınlık taşıyıcı akımının toplam akıma oranı belirlenmiştir. ( $\gamma$ ) Akım oranı (2.6-1) denkleminde bağlantılı olarak ileri yöndeki akım ile artmaktadır.

$$\gamma = n_i^2 J / b N_D^2 J_{ns} \quad (2.6-1)$$

Burada  $n_i$  ve  $N_D$  gerçek ve katkılı konsantrasyonlardır,  $b$  oran mobility (hareketliliği),  $J_{ns}$  Schottky diyotun doyma akım yoğunluğudur, ve  $J$  diyotta ileri yöndeki akım yoğunluğudur. Örnek olarak n-tipi Si-Au diyotunda ( $5\Omega\text{cm}$ ) sahip olacağı akım oranı %5, akım yoğunluğu  $350 \text{ Acm}^{-2}$  dir.



**Şekil 2.6.1.** n-n<sup>+</sup> Metal-Yarıiletken Schottky Bariyer Diyotun Enerji Diyagramı.

**KAYNAK:** Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.191.

Şekil 2.6.1' deki enerji diyagramında metal n-n<sup>+</sup> diyotta boşluk akışı görülmektedir, soldan sağa doğru valans bandı n-n<sup>+</sup> ara yüzeyi enerji bariyerinden etkilenmektedir. Azınlık taşıyıcılar birim alan başına Q şarjı olarak depolanırlar, Schottky diyotlar ince epitaxial tabakalardan yapılmaktadırlar, epitaxy-substrate ' in karakteristikleri ara yüzeye bağlıdır ve bu ara yüzey yüksek derecede yansıtıyorken (yüzeyin yeniden birleşme hızı düşük değere sahipken) çok önemlidir. Geniş uygulanan ön gerilimde ve önemsiz hacim yeniden birleşmelerinde depolanan şarj (2.6-2) denklemleri ile verilir.

$$Q = qn_i^2 D_p J / N_D J_{ns} S \quad (2.6-2)$$

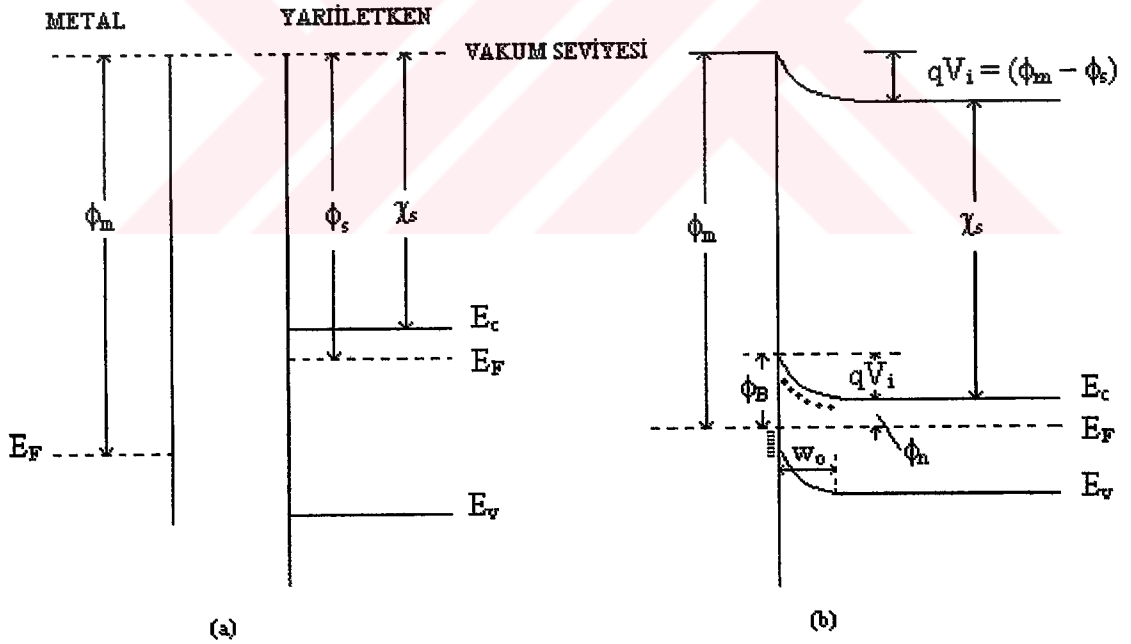
Burada q elektronik şarjdır, D<sub>p</sub> difüzyon sabiti ve S yüzey yeniden birleşme hızıdır. Epitaxial diyotların ara yüzeylerinde yapılan deneysel ölçümlerde yüksek derecede yansıma bulunmamıştır fakat yaklaşık 2000cm<sup>-1</sup> yeniden birleşme hızı ile tanımlanmıştır. Bu değer 5Ωcm silikon-altın diyota uygulanmıştır, depolanma süresi (Q/J) yaklaşık 1/3ns' dir.

## 2.7. Schottky – Mott Teorisi

Şekil 2.7.1. Schottky-Mott teorisine göre, bariyer oluşum sürecini göstermektedir. Burada, yarıiletken n – tipi ve her bölgesi eşit katkılanmış olacak şekilde alınmıştır. Şekil 2.7.1.a birbirine değmemiş yarıiletken ve metali göstermektedir. Katının dışında durgun olan bir elektronun enerjisini temsil eden uzay seviyesi, referans seviyesi olarak alınır. Metalin iş fonksiyonu ( $\phi_m$ ), yarıiletkenin iş fonksiyonundan ( $\phi_s$ ) daha büyük olacak şekilde seçilmiştir. Bir maddenin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden uzay seviyesine getirmek için gerekli enerjidir. Yarıiletkenin elektron ilgisi  $\chi_s$ , iletkenlik bant kenarı ( $E_c$ ) ve uzay bandı arasındaki enerji farkıdır.

n – tipi yarıiletken ile metal eklem yapıldığında, metaldeki elektronların enerjisinden daha büyük enerjiye sahip yarı iletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar metale akarlar. Elektronların yarı iletken metale

akmasıyla, yarıiletkenin sınırının yanındaki bölgede, serbest elektron konsantrasyonunda azalma olur. İletkenlik bant kıyısı  $E_C$  ve Fermi seviyesi  $E_F$  arası elektron konsantrasyonunun azalmasıyla artar ve termal dengedeki  $E_F$  değeri, yarıiletken boyunca sabit kalır. İletkenlik bant kıyısı  $E_C$ , Şekil 2.7.1.b'de gösterildiği gibi eğrilir. Metale geçen iletkenlik bant elektronları, arkalarında iyonlaşmış donörlerin pozitif yüklerini bırakırlar. Bunun sonucunda metale yakın yarıiletken bölgesinde hareketli elektronlar tükenmiş olur. Pozitif yüklü iyonlaşmış vericiler (donör), yarıiletkende bir  $W_0$  kalınlığına kadar yayılırlar. Böylece pozitif yükler, ara yüzeyin yarıiletken tarafından bir bölge oluştururlar. Metale geçen elektronların oluşturduğu elektron yükleri ise, temelde bir yüzey yüküdür ve metalde ince bir negatif tabaka oluştururlar. Sonuç olarak Şekil 2.7.1.b'de görüldüğü gibi, yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan oluşur. Ayrıca yarıiletkenin uzay - yük bölgesinin genişliği fark edilecek derecededir, çünkü yarıiletkendeki donör konsantrasyonu metaldeki elektron konsantrasyonu, değerinden daha küçüktür.



Şekil 2.7.1. Metal-Yarıiletken eklemi  $\phi_m > \phi_s$  durumundaki enerji-bant diyagramları

KAYNAK: Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.3.

Şekil 2.7.1.b'deki enerji – bant diyagramında, yarıiletkenin bant aralığı  $E_g$ ,  $\phi_m$  ve  $\chi_s$  değerlerinin yarıiletken ve metal arasında kontak yapıldıktan sonra değişmez olduğu kabul edilir. Bu neden ile metal ve yarıiletkendeki Fermi seviyelerini eşitleyerek, böylece  $E_c$ ,  $E_v$  ve nötr yarıiletkendeki uzay seviyesini gösteren  $E_F$  yerleştirilerek bu diyagram çizilebilir. Değerlik bant kıyısı  $E_v$ 'nin, iletkenlik bant kıyısı  $E_c$  ile paralel hareket etmesi ile yarı iletkenin yasak bant aralığının değişmediği görülür. Aynı zamanda geçiş bölgesinde yarı iletkendeki uzay seviyesi aşamalı olarak metaldeki uzay seviyesine sürekliliği korumak için yaklaşır.  $E_c$ 'nin değişimine benzer değişikliği uzay seviyesi de gösterir. Bunun nedeni, yarıiletkenin elektron ilgisi, eklem oluştuktan sonra da değişmemesidir. Bu süreç oldukça geneldir ve kontaktaki yarıiletken ve metalin enerji – bant diyagramını çizmek için kullanılabilir. Bantların eğilme miktarı iki vakum seviyesi arasındaki farka eşittir. Bu fark aynı zamanda metal ve yarı iletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktır,

$$qV_i = (\phi_m - \phi_s) \quad (2.7-1)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte  $V_i$  eklem potansiyel farkı veya eklem yapı potansiyeli olarak bilinir.  $qV_i$  yarı iletken metalde geçen elektronların geçmesi gereken potansiyel bariyerdir. Buna karşın metal tarafından bariyer farklı gözükmemektedir ve şu şekilde yazılır.

$$\phi_B = (\phi_m - \chi_s) \quad (2.7-2)$$

$\phi_s$  ise,

$$\phi_s = \chi_s + \phi_n \quad (2.7-3)$$

olduğundan,  $\phi_B$  için,

$$\phi_B = (qV_i + \phi_n) \quad (2.7-4)$$

ifadesi elde edilir. Son eşitlikte  $\phi_n = (E_C - E_F)$  Fermi seviyesinin yasak bandın ne kadar içerisinde olduğunu ve  $q$  elektron yükünü ifade etmektedir (Sharma 1984).

Eşitlik 2.7.1. Schottky tarafından ifade edilmiştir, bu eşitlik Schottky yaklaşımı olarak bilinir. Bir çok durumda  $\phi_B$  potansiyeli  $kT/q$  değerinden büyüktür ve  $p - n$  eklemlerdeki gibi, yarı iletkendeki uzay - yük bölgesi tükenim bölgesi durumuna gelir.

## 2.8. Schottky Bariyer Fotodiyotlar

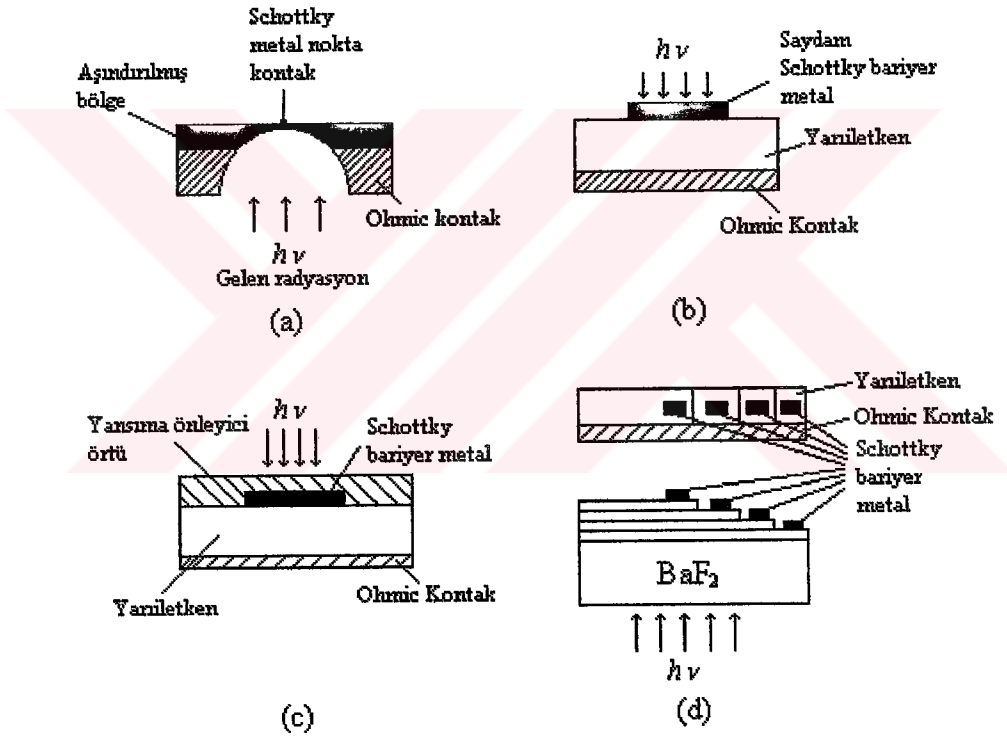
Elektromanyetik ışınımı dedekte etmekte kullanılan dedektörler genel olarak iki gruba ayrılırlar. 1. Klasik veya termal dedektörler, 2. Quantum veya foton dedektörleridir.

Termal dedektörlerde, gelen ışınım dedektör malzemesinin sıcaklığını artırır. Sıcaklıktaki bu artış da, maddenin sıcaklığa bağlı olan özelliklerinin değişmesine neden olur. Bu sıcaklığa bağlı parametrelerin ölçülmesiyle ışınım dedekte edilmiş olur. (Putley ve ark. 1970, Putley ve Keyes 1980)

Foton dedektörlerinde ise, gelen fotonlar dedektör maddesinin içinde soğurulurlar. Bu soğurulma, ya örgü atomlarına, ya da katkı atomlarına bağlı elektronlar veya madde içindeki serbest elektronların etkileşmesi ile olur. Etkileşme sonucunda fotoiletkenlik, fotovoltaj, fotoelektromanyetik olay veya foton sürüklenmesi gibi olaylar oluşur. (Kruse ve Keyes 1980) Bu fotoetkilere dayanan çeşitli tiplerde foton dedektörleri vardır. Tüm bu dedektörler termal dedektörler ile karşılaştırıldıklarında, yüksek dedekte etme özelliği ve yüksek cevap verme hızı bakımından daha üstündürler. Oluşan fotosinyal, gelen ışınımın dalga boyuna bağlıdır. Bu fotosinyal, dedektör malzemesinin karakteristiği olan bir dalgaboyu limitine kadar, dalgaboyundaki artış ile birlikte artar. Bu karakteristik dalgaboyunun üzerine çıkıldığında ise, sıfıra düşer. Elektromanyetik ışınımı dedekte etmek için kullanılan en önemli iki özellik fotoiletkenlik ve fotovoltaj özellikleridir.

Fotoiletkenlik, elektromanyetik ışınımın, maddenin iletkenliğini değiştirdiği bir süreçtir. Saf fotoiletkenlik, gelen radyasyon (ışınım) ile serbest elektron - boşluk çiftleri oluşturulmasıyla maddenin elektriksel iletkenliğinin artmasıdır. Katkılı fotoiletkenlik ise, gelen radyasyonun katkı atomlarındaki bağlı elektronlarla etkileşip, ya serbest bir elektron ve bağlı bir boşluk, yada serbest bir boşluk ve bağlı bir elektron oluşturması

sonucunda açığa çıkar. Fotovoltaik bir dedektör veya fotodiyot, ışıkla uyarılmış elektron-boşluk çiftlerinin ayrılmasına dayanır. Bu durum, bir iç elektrik alanın oluşturduğu bir iç potansiyel engeli ile oluşur. Çeşitli yapılar ile fotovoltaik etkiyi gözlemek mümkündür. Bunlar p-n eklemler, p-i-n heteroeklem yapıları, ve Schottky bariyerlerdir. Uygulamadaki tüm fotovoltaik dedektörler saf fotoiletkenlik prensibine göre çalışırlar. (Kruse ve Keyes 1980, Ryvkin 1964) Fotodiyotlar, fotoiletkenlere göre daha hızlı cevap verebilme ve daha güçlü dönüştürme (conversiyon) özelliğine sahiptirler. (Riesz 1962, Seib ve ark. 1973) Şekil 2.8.1' de üretilebilen Schottky fotodiyotların çeşitli şekilleri görülmektedir.



**Şekil 2.8.1.** Schottky bariyer fotodiyotların çeşitli şekilleri (a) Nokta kontak (b) Saydam Schottky bariyer metal (c) Yansımaya önleyiciye sahip fotodiyot (d) multispectral (dört-renk) detektör.

**KAYNAK:** Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.210.

Bir p-n eklem, radyasyon deteksiyonunda çok yaygın olarak kullanılan bir yapıdır. Genel olarak difüzyon ile hazırlanır. Bu yapılar, aynı p-n tipi yüzey üzerine

kaplanmış ince bir n-p tabakadan oluşur. En üst tabakanın kalınlığı, eklem her iki tarafındaki tükenim bölgesinde radyasyonun çoğunu soğurabilecek şekilde ayarlanır. Böylece uyarılmış elektron-boşluk çiftleri, iç elektrik alan ile birbirinden ayrılabilirler.

p-i-n yapılarda, bir saf bölge (intrinsic region), fotodiyotun p ve n tarafları arasına gelecek şekilde birleştirilmiştir. Yüzey bölgesi, optik soğurma uzunluğundan daha ince yapılmıştır. Böylece soğurma, elektron-boşluk çiftlerinin oluşturduğu, saf bölgede gerçekleşir. Burada büyük bir elektrik alan bulunmasından dolayı, uyarılmış taşıyıcı çiftleri yüksek bir verimle birbirinden ayrılabilirler.

Heteroeklemlili bir fotodiyot, epitaxial büyütmeye farklı bant aralıklarında oluşturulmuş birbirine benzemeyen iki maddeden yapılırlar. Gelen fotonlar, eklem yakınında küçük bant aralığına sahip madde tarafından, tamamen soğurulurlar. Geniş bant aralığına sahip üst yüzey tabakası oldukça ince olabilir. Bu tür fotodiyotlarda temel problem tükenim bölgesinde, örgüye göre karşılık gelmeyen ve büyük karanlık akımına sebep olan, kusurların olmasıdır. Heteroeklemlilerde örgü ile etkileşen  $GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs$ ,  $PbTe_{1-x}Se_x-PbSn_xTe$ ,  $PbSe_{1-x}S_x-Pb_{1-x}Sn_xSe$ , gibi yapılar oldukça ilgi çekicidir.

Metal-yarıiletken eklem ile yapılmış Schottky bariyer de, bir fotodiyot olarak kullanılabilir. p-n eklemler gibi metal-yarıiletken ara yüzeylerde, uyarılmış elektron-boşluk çiftlerini birbirinden ayıran bir potansiyel bariyeri oluşur. Fotoeksitasyon (fotouyarma) yarıiletkenlerde veya metal-yarıiletken arayüzeylerde ortaya çıkabilir. (Kruse ve Keyes 1980)

Son yıllarda elektromanyetik radyasyon deteksiyonunda kullanılan Schottky diyotların üretimine oldukça önem verilmiştir. (Hohnke ve Hollowey 1974, Nagao ve ark. 1981) Bu önem Schottky diyotların, p-n eklemlere göre daha avantajlı olmasındandır. Bu avantajlar, üretimindeki basitlik, güvenilirlik, yüksek cevap hızı ve taşıyıcı ömürlerini azaltan yüksek sıcaklık difüzyonunun olmasıdır. (Nagao ve ark. 1981) Teorik hesaplamalar  $PbSnTe$  ve  $PbSnSe$  fotodiyotların  $10^{11}$  cm Hz<sup>1/2</sup> / W ve  $HgCdTe$  fotodiyotun ise  $10^{10}$  cm Hz<sup>1/2</sup> / W mertebesinde bir deteksiyona ve 12.4 µm kesme dalgaboyuna ulaştığını gösterir. (Gupta ve ark. 1979) Schottky bariyer fotodiyotlar, özellikle lazer alıcıları için UV ve görünür bölge radyasyonu deteksiyonunda kullanılırlar. (Schneider 1966, Sharpless 1970) Bu fotodiyotlar infrared dedektörler ve kamera olarakta kullanılabilirler. (Shepherd 1981)



## 2.9. Fotodiyotların Genel Parametreleri

Fotodiyotların özellikleri bazı parametreler ile belirlenir. Bunlar sinyal-gürültü oranı, gürültü gücü, detektivite, alan direnci ve cevap verme hızıdır.

### 2.9.1. Sinyal-Gürültü Oranı (S/N)

Sinyal-gürültü oranı, rms sinyal voltajının rms gürültü voltajına oranı olarak tarif edilir. O halde sinyal gürültü oranı için,  $V_s/V_n$  yazabiliriz veya bu oranı, sinyal akımının gürültü akımına oranı olarak da tarifleyebiliriz ( $I_s/I_n$ ).

### 2.9.2. Gürültü Eşdeğer Gücü (NEP)

Gürültüye eşdeğer güç veya NEP sinüsoidal olarak modüle edilmiş P radyan gücün rms değeridir. Sinüsoidal olarak modüle edilmiş radyan P gücü fotodiyot üzerine düşerek gürültü seviyesine eşit bir sinyal oluşturmaktadır ve  $V_s=V_n$  veya  $I_s=I_n$  yazılabilir. O halde NEP için (2.9.2-1) eşitliği yazılabilir.

$$NEP = P(V_s/V_n)^{-1} = P(I_s/I_n)^{-1} \text{ (watt olarak)} \quad (2.9.2-1)$$

veya yanıt süreleri olarak  $\tilde{R} = V_s/P$  veya  $I_s/P$  alındığında, NEP

$$NEP = V_n/\tilde{R} = I_n/\tilde{R} \quad (2.9.2-2)$$

Eşitliği ile ifade edilir. Son yazdığımız eşitlikten, D detektivite değeri için (2.9.2-3) eşitliğini yazabiliriz.

$$D = \frac{1}{NEB} \text{ (W}^{-1}\text{)} \quad (2.9.2-3)$$

### 2.9.3. Normalize Detektivite ( $D^*$ )

Sinyal, fotodiyotun alanı ile lineer olarak artar. Gürültü ise alanın karekökü ile değişir. Sinyal gürültü oranı alanın karekökü ile artar. İki dedektörü karşılaştırmak için D birim bant genişliğine ve birim alana göre normalize edilmiştir, ve bu değer,

$$D^* = D \sqrt{A} \sqrt{B} \text{ (cmHz}^{1/2}/\text{W)} \quad (2.9.3-1)$$

$$D^* = \frac{\sqrt{A}\sqrt{B}}{NEP} = \frac{\sqrt{A}\sqrt{B}}{P} \frac{V_s}{V_n} = \frac{\tilde{R}}{V_n} \sqrt{A}\sqrt{B} \quad (2.9.3-2)$$

eşitlikleri ile ifade edilir. Eşitlikteki A,  $\text{cm}^2$  olarak fotodiyot alanı ve B' de Hz olarak elektriksel bant genişliğidir.

Monokromatik kaynağa göre  $D^*$ ,  $D_\lambda^*$ ' nın spektrumudur ve  $D^*(\lambda, f, l)$  ile ifade edilmektedir.  $\lambda$   $\mu\text{m}$  mertebesinde dalgaboyudur, f Hertz biriminde frekanstır ve l' de 1 Hz değerindeki bant genişliğini ifade eder. Modülasyon frekansı önemlidir. Çünkü bu frekans görüntünün miktarı üzerinde etkilidir. Kara cisim kaynağa göre ise detektivite  $D_T^*$  ile gösterilir ve  $D^*(T, f, l)$  ile sembolize edilir. Parantez içindeki T kara cisim sıcaklığıdır.

Küçük sinyal voltajı  $V_s$ ' yi

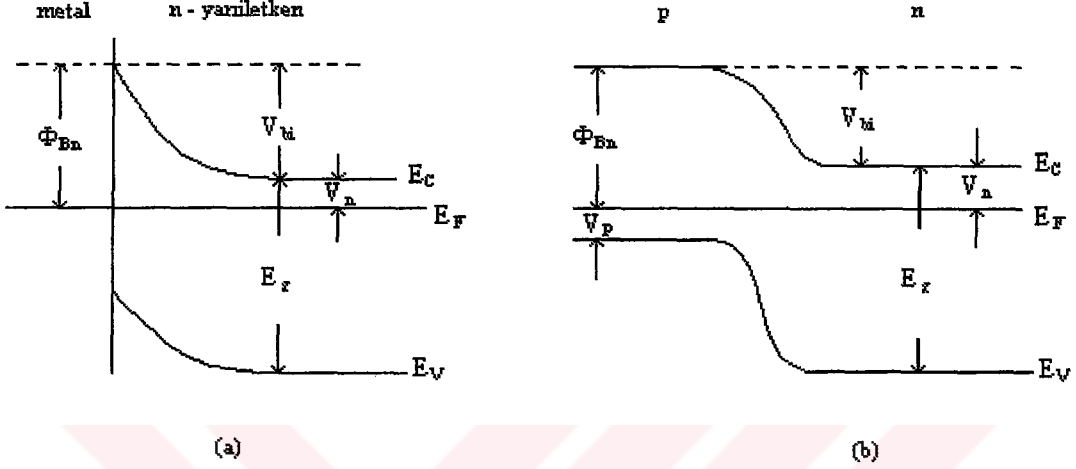
$$V_s = I_s R = q \eta A N_\lambda R \quad (2.9.3-3)$$

Eşitliği ile ifade ederiz. Eşitlikteki  $I_s$  fotoindüklenmiş akım, R operasyon noktasındaki eklem direnci, q elektronik şarj (yük),  $\eta$  kuantum verimi ve  $N_\lambda$  ise fotodiyot üzerine düşen  $\lambda$  dalgaboylu ışının foton akı yoğunluğudur.

Düşen güç  $P$ ' de aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$P = \frac{AhcN_\lambda}{\lambda} \quad (2.9.3-4)$$

Eşitlikteki  $h$  planck sabiti ve  $c$  ise ışık hızıdır.



**Şekil 2.9.3.1.** (a) Metal ve n-tipi yarıiletken, (b) p-n homojen eklem fotodiyotun enerji bant diyagramları

**KAYNAK:** Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.195.

Bir fotodiyottaki gürültü esasen atış (atım) gürültüsü ile belirlenmektedir. Atış gürültü akımı  $I_{sn}$  aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir. (Kruse ve Keyes 1980)

$$I_{sn}^2 = 2q \{I_p + I_0 [\exp (qV/kT) + 1]\}B \quad (2.9.3-5)$$

I-V karakteristik diyot dedektörleri enerji bant diyagramları sırasıyla Şekil 2.9.3.-1a ve Şekil 2.9.3.-1b' de gösterilen ideal bir Schottky bariyer ve bir p-n eklemi için aşağıdaki ifade verilmektedir.

$$I = I_0 [\exp (qV/kT) - 1] \quad (2.9.3-6)$$

(2.9.3-5) eşitliğindeki  $I_p$  zemin ışınma akımı,  $I_0$  ters öngerilim doyma akımı,  $k$  Boltzmann sabiti ve  $T$  ise Kelvin cinsinden diyot sıcaklığıdır. Diyot çok iyi korunduğunda zemin foton akısı önemsiz olmaya başlar.  $I_p = 0$ , böylece (2.9.3-5) ifadesi aşağıdaki gibi olur.

$$I_{sn}^2 = 2q \{I_0 [\exp(qV/kT) + 1]\}B \quad (2.2.3-7)$$

$$I_{sn}^2 = 2 \left\{ \frac{kT}{R_0} [\exp(qV/kT) + 1] \right\} B \quad (2.9.3-8)$$

Eşitlikte  $R_0 = (dI/dV)_V^{-1} = 0$ , sıfır öngerilim voltajındaki diyotun karanlık direncidir. Fotodiyotlar hem küçük negatif öngerilim hemde sıfır öngerilim bölgesinde çalışabilir.  $V = 0$  olduğunda atım sesi (gürültüsü) Johnson'a eşit olur ve böylece gürültü için ifade aşağıdaki gibi olur.

$$I_{sn}^2 = \frac{4kT}{R_0} B \quad (2.9.3-9)$$

$$V_n = (4kTR_0B)^{1/2} \quad (2.9.3-10)$$

Ayrıca eşitlik (2.9.3-3) 'te  $R = R_0$  için (2.9.3-11) eşitliği elde edilir.

$$V_s = q\eta AN_\lambda R_0 \quad (2.9.3-11)$$

(2.9.3-4), (2.9.3-10), (2.9.3-11), ve (2.9.3-2) eşitlikleri kullanılarak spektral belirleme ifadesi  $D_\lambda^*$  bir fotodiyot ile  $\lambda$  dalgaboyundaki ışınım deteksiyonu için aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$D_\lambda^* = \frac{qn\lambda}{2hc} \left( \frac{R_0 A}{kT} \right)^{1/2} \quad (2.9.3-12)$$

$R_0 A$  (fotodiyotun sıfır öngerilim direnç bölgesi) yanında kuantum verimi  $\eta$ 'de çok önemli bir parametredir. Bu parametre akım-voltaj karakteristiğinin ayırımıyla belirlenebilir.

### 2.9.4. Direnç Alan Bileşkesi

Fotovoltaik dedektörler, p-n homojunction diyotlar ve Schottky bariyer fotodiyotların I-V karakteristiklerindeki ışınımın genel şekli (2.9.4-1) denklemi ile verilir.

$$I = I_0 [\exp(qV / kT) - 1] - I_s \quad (2.9.4-1)$$

p-n homojunction fotodiyot için ters doyma akımı  $I_0$ , (2.9.4-2) denklemi ile verilir.

$$I_0 = A (kT)^{1/2} n_i^2 q^{1/2} \left[ \frac{1}{p} \left( \frac{\mu_n}{\tau_n} \right)^{1/2} + \frac{1}{n} \left( \frac{\mu_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \right]^{-1} \quad (2.9.4-2)$$

Eşitlikte  $n_i$  gerçek taşıyıcı konsantrasyonu,  $n$  ve  $p$  elektron ve boşluk çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonları,  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  elektron ve boşluğun mobiliteleri, ve  $\tau_n$  ve  $\tau_p$  elektron ve boşluğun p-tipi ve n-tipi bölgelerdeki ömürleridir,  $n_i$  ise (2.9.4-3) denklemi ile verilir.

$$n_i = 2 \frac{(2\pi kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-E_g / 2kT) m_{ds}^{3/4} m_{dv}^{3/4} \quad (2.9.4-3)$$

Eşitlikte  $E_g$  materyaldeki bant aralığıdır ve  $m_{ds}$  ve  $m_{dv}$  iletkenlik bandı ve değerlik bandı için etkin kütlelerdir. Taşıyıcıların yeniden birleşmesi ile ömür belirlenmiştir.

Genellikle dikkate alınan üç yeniden birleşme yöntemi vardır. Bu yöntemler, (i) Shockley-Read yeniden birleşmesi (ii) Radiative (ışınım) yeniden birleşmesi ve (iii) Auger yeniden birleşmesidir. Shockley- Read yönteminde, yeniden birleşme merkezi yolu ile taşıyıcılar yeniden birleşir. **(Shockley ve Read, 1952)** Bu merkezler kristal kusurlarından dolayı veya kristal kirliliği ve bant aralığı enerji düzeylerinden dolayı ortaya çıkmaktadır. Yeniden birleşme oranı, kusur merkezleri sayısı ile orantılıdır ve

uygun kristal büyütme teknikleri ile kontrol edilebilir. Teorik olarak Shockley-Read merkezlerinin genel tipinden dolayı çıkan taşıyıcıların ömrünün hesaplanması zordur. Bununla birlikte, yeniden birleşme merkezi durumunda, iki şarj durumu ömür zamanları aşağıdaki eşitlikler ile verilir. (Milnes, 1980)

$$\tau_n = \tau_{no} (1 + n_1 / n) \quad (2.9.4-4)$$

$$\tau_p = \tau_{po} (1 + p_1 / p) \quad (2.9.4-5)$$

Eşitliklerdeki  $\tau_{no}$  ve  $\tau_{po}$  aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\tau_{no} = \frac{1}{\sigma_n v_n N_T} \quad (2.9.4-6)$$

$$\tau_{po} = \frac{1}{\sigma_p v_p N_T} \quad (2.9.4-7)$$

Eşitlik (2.9.4-4) ve (2.9.4-5)' deki  $n_1$  ve  $p_1$  Fermi düzeyi tuzak seviyesindeyken iletkenlik ve değerlik bandındaki elektron ve boşluk konsantrasyonlarıdır. Eşitlik (2.9.4-6) ve (2.9.4-7)' deki  $\sigma_n$  ve  $\sigma_p$  elektron ve boşluklar için tutucu çapraz bölgelerdir,  $v_n$  ve  $v_p$  sırasıyla elektron ve boşluğun ısısal hızlarıdır ve  $N_T$  tuzak konsantrasyonudur. Tuzak seviyesi bant aralığının merkezinde bulunduğu anda,  $n_1$  yada  $p_1$  küçüktür. Taşıyıcı ömrü serbest taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı değildir.

Radiative ve Auger yöntemleri yeniden birleşme mekanizmasında esastırlar. Elektron doğrudan boşluk ile birleşmektedir. Radiative yönteminde, photon ve Auger yöntemleri gibi yeniden birleşme enerjisi serbesttir, elektron ve boşlukların herbiri üçüncü taşıyıcı için transfer olurlar(yer değiştirirler). Burada, biz sadece n-tipi materyal için azınlık taşıyıcı ömrünü vereceğiz. n-tipi materyalde radiative yada Auger yöntemi için boşluk ömrü (2.9.4-8) eşitliği ile verilir. (Blakemore, 1962)

$$\tau_p = n_i^2 / \left[ n + \left( n_i^2 / n \right) + n_e \right] \bar{R} \quad (2.9.4-8)$$

Eşitlikte,  $n_e$  fazla çift yoğunluğu ve  $\bar{R}$  radiative yöntemi veya Auger yöntemlerinden herbiri için yeniden birleşme oranıdır. Radiative yeniden birleşmesi  $R_R$ , Roosbroeck ve Shockley tarafından verilen ifade ile hesaplanabilir. (Roosbroeck ve Shockley, 1954)

$$R_R = \frac{8\pi k^3 T^3}{h^3 c^2} \int_0^\infty \frac{n^{-2} \alpha U dU}{(e^u - 1)} \quad (2.9.4-9)$$

Eşitlikte,  $c$  ışık hızıdır,  $n$  kırılma göstergesi,  $\alpha$  absorpsiyon katsayısı ve  $U = E/kT$ ,  $E$  taşıyıcı enerjisidir. Esas materyalde  $n_e \ll n_i$  için ömür  $\tau_{Ri} = \frac{n_i}{2R_R}$  ile verilir. Bu radiative ömründe maksimum değerdir. Enerji aralığı ve sıcaklık ile değişir ( $\exp(E_g/2kT)$ ). Dış materyaller için ömürler, taşıyıcı konsantrasyonu ile tersine değişir ve sıcaklığa bağlı değildir. (Blakemore, 1962) Auger yeniden birleşmesinde iyonizasyon etkisi tamamlayıcıdır. Bu Beattie ve Landesberg tarafından merkez bölgesine küresel bant kurmak için oldukça kapsamlı bir şekilde araştırılmıştır. (Beattie ve Landesberg, 1959, Beattie ve Landesberg 1960) Bu durumda yeniden birleşme oranı  $R_A$  (2.9.4-10) eşitliği ile verilir.

$$R_A = \frac{8(2\pi)^{5/2} q^4 mc |F_1 F_2|^2 n (kT / E_g)^{3/2}}{h^3 \epsilon_s^2 (1+u)^{1/2} (1+2u)} \exp\left(-\frac{(1+2u) E_g}{(1+u) kT}\right) \quad (2.9.4-10)$$

Eşitlikte,  $F_1, F_2$  üst üste binme tümlevi,  $u = \frac{m_c}{m_v}$  dir,  $m_c$  ve  $m_v$  iletkenlik ve değerlik

bandında etkin kütlelerdir. Dış materyalde  $n_e \ll n_i \ll n$  için Auger ömrü elektron konsantrasyonuna uygun olarak tersine değişir. Auger ömrü Sıcaklığa ve enerji aralığına  $E_g^{3/2} T^{3/2} \exp\left[u E_g / kT(1+u)\right]$  ifadesi ile bağlıdır. Dış materyalde, Auger ömrü çeşitli enerji aralığı ve sıcaklıkta  $E_g^{3/2} T^{-3/2} \exp\left[(1+2u) E_g / kT(1+u)\right]$  ifadesi ile değişir.

Toplam ömür  $\tau$ , Schottky-Read ömrü  $\tau_{SR}$ , Auger ömrü  $\tau_A$ , ve radiative ömrü  $\tau_R$  bileşimine paralel olarak (2.9.4-11) eşitliği ile verilir.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SR}} + \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_R} \quad (2.9.4-11)$$

Saflaştırma ve kristal üretim tekniklerindeki hızlı gelişmeyle birlikte  $\tau_{SR}$  ifadesinin yoksayılması mümkün olabilir. Toplam yaşam süresi,  $\tau_a$  ve  $\tau_R$  ile belirlenmektedir. Radyasyonun bağıl önemi ve Auger yöntemi taşıyıcı konsantrasyonuna ve sıcaklığa bağlı olarak materyalden materyale değişkendir. Örneğin,  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  yeniden birleşme radyasyonu  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ve  $Pb_{1-x}Sn_xTe$   $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  değerlerinin altında baskındır. Katkılama bunlardan daha geniştir, Auger yeniden birleşmesi bu materyallerin her ikisi içinde baskındır.

Enerji seviye diyagramı Şekil 2.9.3.-1a' da gösterilen bir metal n-tipi yarıiletken Schottky bariyeri için ters doyma akımı (2.9.4-12) eşitliği ile verilir.

$$I = AA^* T^2 \exp(-\phi_{Bn}/kt) \quad (2.9.4-13)$$

$$R_o A = (kT^{-1}/qA^*) \exp(\phi_{Bn}/kT) \quad (2.9.4-14)$$

Eşitliklerde  $\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s$  metal n-tipi yarıiletken eklemleri için bariyer yüksekliğidir,  $\phi_m$  metalin iş fonksiyonu  $\chi_s$  yarıiletkenin elektron ilgisidir ve  $A^* (= 4\pi q k^2 m^*/h^3)$  etkin Richardson sabitidir,  $m^*$  etkin elektron kütesidir. Serbest elektronlar için  $m^* = m_o$  olmaktadır. ( $m_o$  serbest elektron kütesini göstermektedir)  $A^* = 120 \text{ A/cm/K}^2$  değerindedir. Yarıiletkenlerde,  $A^*$  değeri etkin kütle oranıyla ( $m^*/m_o$ )  $120 \text{ A/cm/K}^2$  değerinden farklı olacaktır. Çizelge 2.9.4-1' de tüm kullanılmış yarıiletkenler için hesaplanmış  $A^*$  değerleri verilmiştir.



**Çizelge 2.9.4.1.** Farklı sıcaklıklardaki çeşitli yarıiletkenlerin enerji bant aralığı değerleri, kesme dalgaboyu, statik dielektrik sabiti ve etkin Richardson sabiti.

Yarıiletken	Enerji Bant Aralığı (eV)	Sıcaklık (K)	Elektron İlgisi (eV)	Kesme Dalgaboyu (µm)	Statik Dielektrik Sabiti	Etkin Richardson Sabiti (A/cm/K <sup>2</sup> )
ZnS	3.66	300	3.9	0.34	8.3	40.8
ZnSe	2.67	300	4.09	0.46	9.2	20.4
CdS	2.42	300	4.8	0.51	8.9	24
GaP	2.26	300	4.0	0.55	11.1	42
ZnTe	2.25	300	3.5	0.55	10.4	10.8
AlAs	2.13	300	3.5	0.58	10.9	38.0
CdSe	1.74	300	3.93	0.71	10.2	15.6
AlSb	1.62	300	3.6	0.76	12.04	46.8
CdTe	1.50	300	4.5	0.83	10.06	13.2
GaAs	1.43	300	4.07	0.87	13.18	7.8
InP	1.35	300	4.4	0.92	12.35	9.2
Si	1.11	300	4.05	1.12	11.7	50
GaSb	0.70	300	4.06	1.77	15.69	5.9
Ge	0.67	300	4.13	1.85	16.3	26.4
PbS	0.42	300	4.6	2.95	172	12.84
InAs	0.356	300	4.9	3.5	14.55	3.24
InSb	0.228	77	4.59	5.4	17.78	1.8
PbTe	0.217	77	4.6	5.7	428	4.32
PbSe	0.176	77	...	7.0	227	5.1
Pb <sub>0.8</sub> Sn <sub>0.2</sub> Te	0.1	77	...	1.42	428	2.04
Pb <sub>0.94</sub> Sn <sub>0.06</sub> Se	0.1	77	...	12.4	227	3.24
Hg <sub>0.8</sub> Cd <sub>0.2</sub> Te	0.1	77	...	12.4	18.1	66.0

**KAYNAK:** Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.199.

### 2.9.5. Yanıt Zamanı

Fotovoltaik dedektörlerde yanıt zamanı genelde RC zaman sabitiyle belirlenmiştir. RC ifadesinde C, ekleme birim alan başına kapasitansdır. (Sze, 1969)

$$\frac{C}{A} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (2.9.5-1)$$

Eşitlikte  $\epsilon_s$ , statik dielektrik sabiti ve W alan şarj tabakası genişliğidir. p-n eklem için W (2.9.5-2) eşitliği ile verilir. (Sze,1969)

$$W = \left[ \frac{2\varepsilon_s}{q} \left( \frac{n+p}{np} \right) V_{bi} \right]^{1/2} \quad (2.9.5-2)$$

Eşitlikte,  $V_{bi} = \Phi_{Bn} - V_n$  ifadesi gömme voltajıdır. (Şekil 1) Eğer  $n \ll p$  ise  $W$  ifadesi aşağıdaki gibi olur.

$$W \approx \left( \frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{V_{bi}}{n} \right) \quad (2.9.5-3)$$

(2.9.5-3) eşitliği iyi metal n-tipi yarıiletken Schottky bariyer eklem fotodiyotları dahi içine alır ve böylece RC ifadesi aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$RC \approx RA(\varepsilon_s qn / 2V_{bi})^{1/2} \quad (2.9.5-4)$$

Schottky bariyer ve n-p difüze edilmiş eklem fotodiyotlar arasında mid IR-spektral alan deteksiyonu için Gupta et al tarafından karşılaştırma yapılmıştır. (Gupta ve ark. 1979) Schottky bariyer ve n-p eklem diyotları için  $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ ,  $Pb_{0.94}Sn_{0.06}Se$  ve  $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$  materyalleriyle ilgili  $R_oA, D^*$  ve  $C/A$  değerleri 77K 'de hesaplanmıştır, bu değerler çizelge 2.9.5-1'de verilmektedir. Bu sonuçlar göstermektedir ki n-p difüze edilmiş fotodiyotlar daha yüksek detektivitelere sahip olsalar bile Schottky diyotlar  $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ ,  $Pb_{0.94}Sn_{0.06}Se$  ve  $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$  benzer büyüklük türünde daha çok detektiviteye sahiptirler.

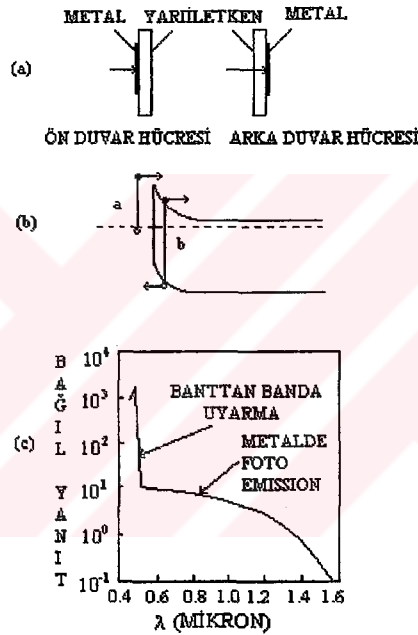
**Çizelge 2.9.5.1.** Schottky bariyer ve p-n eklem fotodiyotlar için  $R_oA, D^*$  ve  $C/A$ 'nın 77K' de hesaplanmış değerleri.

Materyal	D* için $\lambda=12.4\mu m$				
	Schottky Bariyer Diyot		p-n Eklem Fotodiyot		
	$R_o(\Omega cm^2)$	$cmHz^{1/2}/W$	$R_oA(\Omega cm^2)$	$cmHz^{1/2}/W$	$C/A(\mu F/cm^2)$
$Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$	1.9	$2.1 \times 10^{11}$	9.8	$4.8 \times 10^{11}$	0.56
$Pb_{0.94}Sn_{0.06}Se$	1.2	$1.7 \times 10^{11}$	28.5	$8.2 \times 10^{11}$	0.4
$Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$	0.06	$3.7 \times 10^{11}$	4.1	$3.1 \times 10^{11}$	0.11

**KAYNAK:** Sharma B. L. 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York, p.201.

## 2.10. Bariyer Yüksekliğinin Optik Ölçümler ile Bulunması

Metal-yarıiletken eklemlerde fotouyarmanın spektral yanıt ölçümleri bariyer yüksekliğinin belirlendiği diğer metotları sağlar. Şeki 2.10.1' de görüldüğü gibi eğer metal çok ince ise fotoselin ön duvarına ışık uygulanabilir. Eğer foton enerjisi bariyer yüksekliğini aşıyorsa fakat yarıiletkenin enerji aralığından daha küçükse, elektronların fotoemisyonu metalden yarıiletkene doğru olduğu gözlenmiştir.(Şekil 2.10.1 b) Eğer foton enerjisi yarıiletkenin bant aralığını aşarsa, direkt banttan banda uyarma meydana gelir, şekil 2.10.1 c' de keskin yanıt artışı görülmektedir.



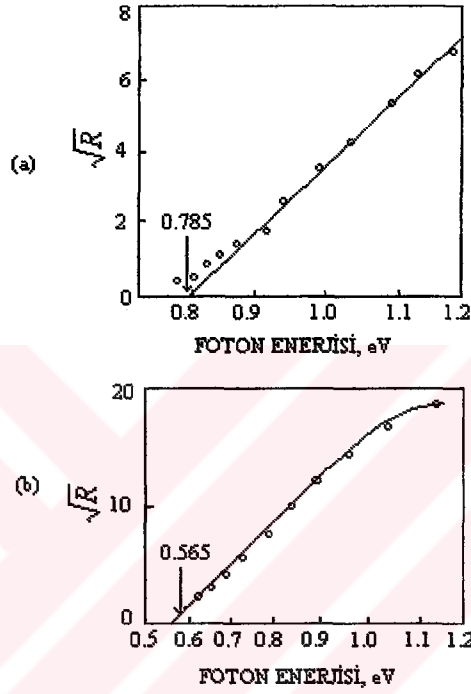
Şekil 2.10.1 Metal –Yarıiletken Eklemlerde Fotoyanıt

KAYNAK: Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.161.

(a) ön tarafı yada arka tarafı aydınlatılmış fotoseller, (b) fotouyarma yönteminin foton enerjisine bağlılığı (c) metalden yarıiletkene elektronların fotoemisyonda foton enerjisinin artışı olarak banttan banda uyarılma oluşur.

Kısa devre fotoakımıyla bariyere doğru  $(h\gamma - \phi_B)^2$  ile orantılı bir uyarım olması beklenmiştir. ( az miktarda  $kT'$  den daha fazla  $(h\gamma - \phi_B)$  sağlanmıştır.) Bu yüzden, doğrultucu kaynak  $R^{1/2}$  nin  $h\gamma'$  ye karşı grafiği çizildiğinde düz bir doğru verir, ve bu doğru extrapole edildiğinde enerji eksenini keserek bariyer yüksekliğini ( $\Phi_B$ ) verir. Bu Şekil 2.10.2 a' da görülmektedir ve b' de n-tipi ve p-tipi GaAs üzerinde Al örneği

vardır. Şekil 2.10.2 b' de bariyer yüksekliği  $\Phi_{Bn}$ ' nin  $(\Phi_m - \chi_s)$  olması beklenmektedir ve Şekil 2.1.2 b' de bariyer  $\Phi_{Bp}$ ,  $(E_s - \Phi_m)$  dir, burada  $E_s$ ,  $(\chi_s + E_g)$  dir. İki bariyer yüksekliğinin toplamı  $(\Phi_{Bn} + \Phi_{Bp}) E_g$ ' ye eşit olmalıdır. Bu Şekil 2.10.2' nin sonuçları ile doğrulanmıştır, burada  $\Phi_{Bn}$  ve  $\Phi_{Bp}$   $1.35\text{eV}$ ' a eklenmiştir. Bu sonuç GaAs' in bant aralığı için uygundur.



**Şekil 2.10.2.** Al-GaAs metal- yarıiletken fotoeklemlerinin fotoyanıtı ile bariyer yüksekliğinin belirlenmesi

**KAYNAK:** Milnes A. G. and Feucht D. L. 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, New York and London, p.162.

(a) n-tipi GaAs (b) p-tipi GaAs Dikey skala rastgele seçilmiştir.

### 3. Materyal ve Yöntem

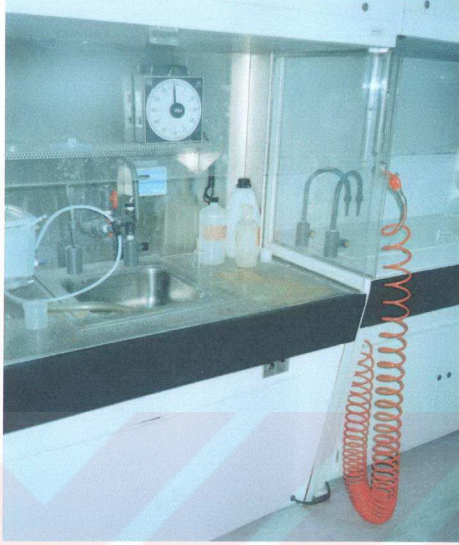
#### 3.1 n-tipi Si/Au Schottky Bariyer Diyotun Oluşturulması

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotları, Orta Doğu Teknik Üniversitesi araştırma laboratuvarlarında hazırlanmıştır.

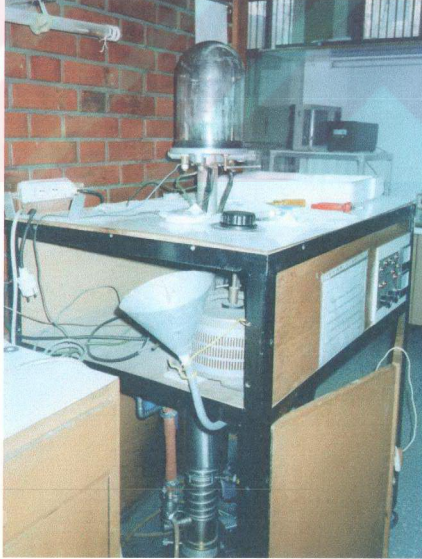
n-tipi silisyum örneklerinin arka yüzünde Ohmik kontak oluşturulması için Si yüzeyleri çizilerek saf suda yıkandıktan sonra oksit tabakadan arındırmak için % 10' luk HF çözeltisine daldırılmış ve tekrar saf suda yıkanmıştır. Hemen sonra azot gazı ile kurutulmuştur. Bu işlemler Şekil 3.1.1' de gösterilen düzenekte gerçekleştirilmiştir. Ohmik kontakın oluşturulması için oksit tabakadan arındırılan silisyum örnekleri Şekil 3.1.2' de görülen nanotech kaplama sistemine yerleştirilmiştir ve basıncın  $10^{-6}$  torr' a düşmesi beklenmiştir. Basıncın istenilen düzeye gelmesiyle n-tipi Si' un arka yüzeyine yaklaşık 30 dakika süre ile vakum buharlaştırma yöntemiyle AuSb kaplanmıştır. Böylece n-tipi Si örneklerinin arka yüzünde ohmik kontak oluşturulmuştur.

Ohmik kontakın oluşturulma sürecinden sonra n-tipi Si örneklerinin ön yüzüne Au ince film kaplanması için Si örnekleri tekrar nanotech kaplama sistemine yerleştirilmiştir. Vakum buharlaştırma yöntemi ile Au ince film kaplanması için sisteme belli aralıklarla sıvı azot konularak tekrar basıncın  $10^{-6}$  Torr' a düşmesi beklenmiştir. Daha sonra n-tipi Si örneklerinin ön yüzüne yaklaşık 25 dakika süre ile Au buharlaştırılması sağlanmıştır. Böylece n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotu elde edilmiştir.

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotunun elde edilmesi sürecindeki işlemler, örneklerin yabancı madde katkılarından dolayı özelliklerini kaybetmemeleri açısından temiz odalarda gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.1.1. n-tipi Si örneklerinin oksit tabakadan arındırıldığı sistem



Şekil 3.1.2. Nonotech kaplama sistemi

### 3.2 Kapasitans – Gerilim Ölçümleri

KEITHLEY 590 CV ANALYZER ile n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun, oda sıcaklığında, kapasitans – gerilim ölçümleri yapılmıştır. Bununla ilgili ayarlamalar aşağıdaki gibidir.

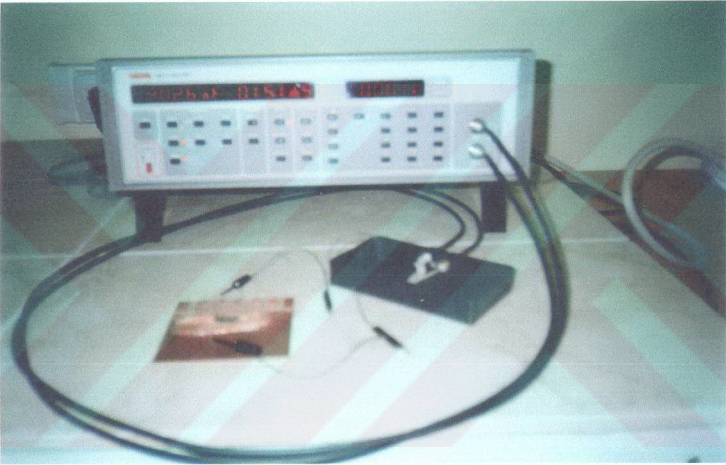
#### CONTROL

RANGE : AUTO  
 FREQUANC : 100kHz  
 FILTER : ON  
 READ : 10

#### BIAS

ON :  
 WAVEFORM:  
 PARAMETER:  
 START TIME : 0  
 STOP TIME : 60  
 STEP TIME : 6  
 FIRST BIAS : 0  
 LAST BIAS : 0.1  
 STEP BIAS : 0.01

Yapılan ayarlamalardan sonra Schottky bariyer diyot Şekil 3.2.1' de görüldüğü gibi CV ANALYZER' a bağlanmış, farklı gerilim değerleri Schottky bariyer diyota uygulanarak kapasitans ölçümleri yapılmıştır.

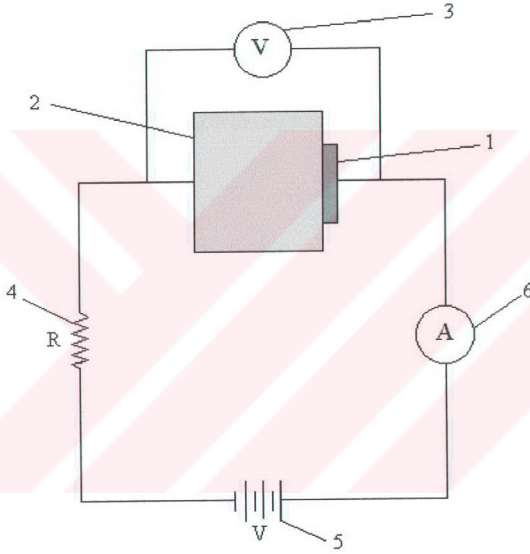


Şekil 3.2.1. C-V ölçümleri için kurulan sistem.



### 3.3 I – V Ölçümleri

Şekil 3.3.1' de I – V ölçümlerini almak için kurulan düzenek görülmektedir. Bu düzenekte gerilimi ölçmek için KEITHLEY 2000 6  $\frac{1}{2}$  Multimetre, akım ölçmek içinde KEITHLEY 485 AUTORAGING PICOAMPERMETER kullanılmıştır. Bariyer üzerinden geçen akım ve oluşan gerilim oda sıcaklığında ölçülmüştür.

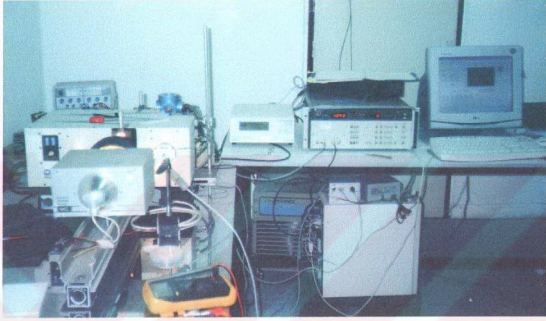


Şekil 3.3.1 I-V ölçümleri için kurulan sistemin şeması

1. Metal ince film (Au)
2. n-tipi yarıiletken (Si)
3. Voltmetre
4.  $22\Omega$  değerinde direnç
5. Güç kaynağı
6. Ampermetre

### 3.4. Optik Ölçümler

Şekil 3.4.1 ve Şekil 3.4.2' de optik ölçümleri almak için kurulan düzenek görülmektedir. Optik ölçümler oda sıcaklığında alınmıştır. Optik ölçümleri almak için sistem bilgisayara bağlanmıştır. Bütün veriler bilgisayara kaydedilmiştir. Bu işlemlerde LabVIEW programı kullanılmıştır.



(a)



(b)

Şekil 3.4.1. Optik ölçümlerin alınması için kurulan sistem

## 4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

### 4.1 Kapasitans – Gerilim Eğrileri

Çizelge 4.3.1’ de, n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için kapasitans gerilim değerleri gösterilmiştir. Ölçülen bu değerler kullanılarak, n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun C-V grafiği, şekil 4.3.1’ de görüldüğü gibi, çizilmiştir. Şekilden görüleceği gibi Schottky bariyer diyotun kapasitans değerleri ters yönde uygulanan gerilime bağlı olarak azalmaktadır.

Şekil 4.3.2’ de Schottky bariyer diyotun  $1/C^2$  ile V arasındaki grafiği gösterilmiştir. Bu grafikten bariyer diyotun tüketim bölgesindeki  $N_D$  donör konsantrasyonu hesaplanmıştır. Şekil 4.3.2’ den görüleceği gibi,  $1/C^2$  ile V arasında lineer bir bağıntı görülmektedir. Bu bağıntı da, tüketim bölgesindeki donör konsantrasyonunun, bölge boyunca sabit değiştiğini göstermektedir.

### 4.2 $N_D$ ’ nin Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinden Hesaplanması

Schottky-Mott eşitliğini kullanarak, n-tipi Si/Au Schottky diyotun tüketim bölgesindeki  $N_D$  konsantrasyonu hesaplanmıştır. Bu eşitliğe göre Schottky diyotun C kapasitansı için

$$C = \frac{\epsilon_s S}{W} = \sqrt{\frac{q \epsilon_s S^2 N_D}{2(V_i - V - V_T)}} \quad (4.2-1)$$

eşitliğini yazabiliriz. Eşitlikten donör konsantrasyonu

$$N_D = \frac{2}{q \epsilon_s} \left[ \frac{-1}{d \left( \frac{S^2}{C^2} \right) / dV} \right] \quad (4.2-2)$$

olarak elde edilir. Son eşitlikten görüleceği gibi  $N_D$ ,  $1/C^2$  ile  $V$  arasındaki bağıntının lineer olduğu durumlarda, Mott eşitliğinden veya  $1/C^2$  ile  $V$  arasında çizilen grafiklerin eğimlerinden bulunabilir. Bizim oluşturduğumuz Schottky bariyer diyotun  $1/C^2$ - $V$  grafiğinin eğimi aşağıda görüldüğü gibidir.

$$\text{n-tipi Si/Au için } \frac{d\left(\frac{S^2}{C^2}\right)}{dV} = -1 \times 10^{16} \text{ (cm}^2/\text{F)}^2/\text{V}$$

$\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabiti ve  $q$  elektron yükü yukarıda yazdığımız eşitliklerde yerine konularak,  $N_D$  donör konsantrasyonunun değeri aşağıdaki gibi bulunmuştur.

$$N_D = 1,19 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

#### 4.3 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinden Bariyer Yüksekliğinin Bulunması

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği aşağıdaki eşitlikle ifade edilmiştir,

$$\phi_B = qV_i + \phi_n \quad (4.3-1)$$

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotu için  $\phi_n$  ;

$$\phi_n = qV_T \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (4.3-2)$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Son eşitlikte;

$$\text{elektron yükü} \quad : 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$\text{termal gerilim (kT/q); } V_T \quad : 0,0259 \text{ V}$$

$$\text{iletkenlik bandındaki durum yoğunluğu; } N_C \quad : 2,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonu; } N_D \quad : 1,19 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

değerleri yerine konularak  $\Phi_n$ ;

$$\Phi_n=0,26\text{eV}$$

hesaplanmıştır. Yapı gerilimi  $V_i$ ;  $1/C^2$ ' nin  $V$ ' ye göre grafiğinin ekstrapolasyonu ile  $V$  eksenini kestiği noktadan;

$$V_i=0,60\text{V}$$

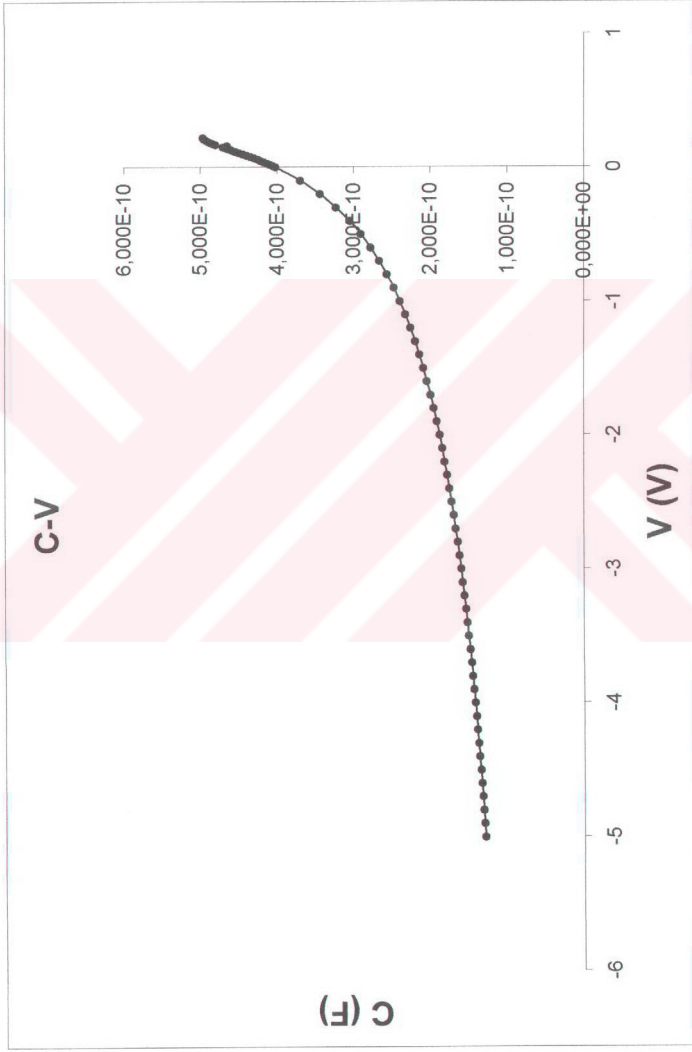
olarak bulunmuştur. Bu değerler (4.3-1) denkleminde yerine konulduğunda n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği;

$$\Phi_B= 0,86\text{eV}$$

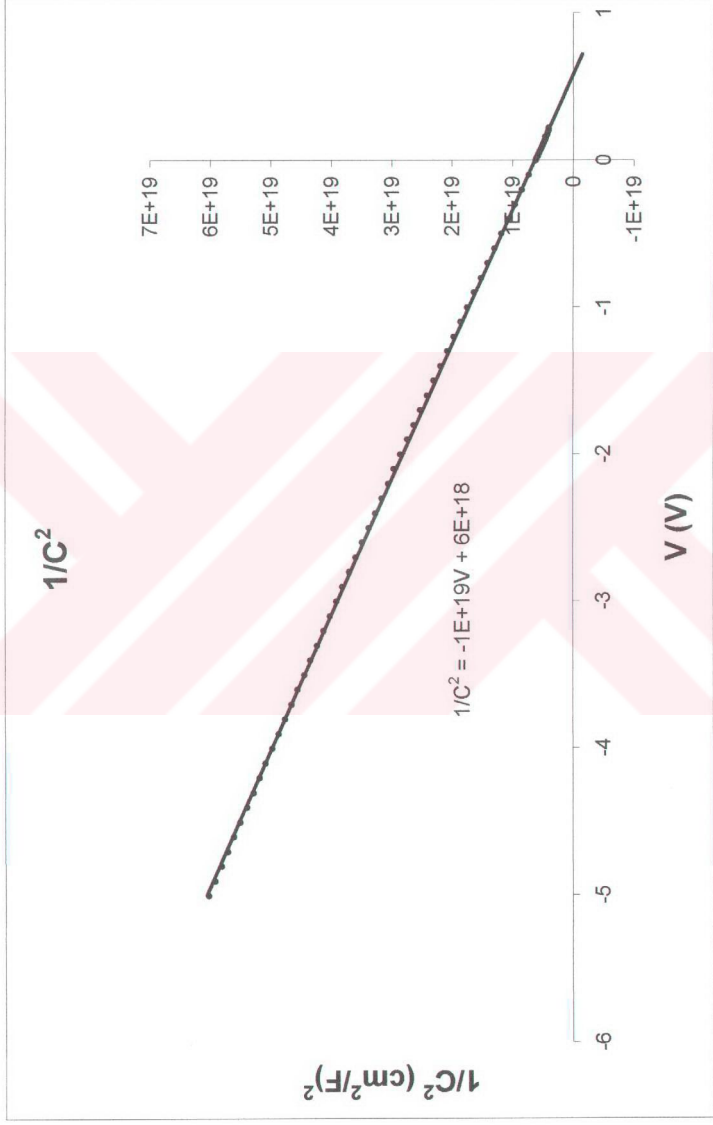
olarak elde edilmiştir.

Çizelge 4.3.1 n-tipi Si/Au için C-V ölçüm değerleri

V (V)	C (F)	1/C <sup>2</sup> (cm <sup>2</sup> /F) <sup>2</sup>	V (V)	C (F)	1/C <sup>2</sup> (cm <sup>2</sup> /F) <sup>2</sup>
0,27	4,692E-10	4,47861E+15	-1,2	2,256E-10	1,93723E+16
0,26	4,809E-10	4,26334E+15	-1,3	2,195E-10	2,0464E+16
0,25	4,872E-10	4,15379E+15	-1,4	2,139E-10	2,15495E+16
0,24	4,932E-10	4,05334E+15	-1,5	2,086E-10	2,26585E+16
0,23	4,957E-10	4,01256E+15	-1,6	2,039E-10	2,37151E+16
0,22	4,964E-10	4,00125E+15	-1,7	1,993E-10	2,48225E+16
0,21	4,951E-10	4,02229E+15	-1,8	1,951E-10	2,59027E+16
0,2	4,923E-10	4,06817E+15	-1,9	1,912E-10	2,69702E+16
0,19	4,886E-10	4,13002E+15	-2	1,875E-10	2,80451E+16
0,18	4,847E-10	4,19675E+15	-2,1	1,840E-10	2,91222E+16
0,17	4,799E-10	4,28112E+15	-2,2	1,813E-10	3,00093E+16
0,16	4,650E-10	4,55988E+15	-2,3	1,780E-10	3,11116E+16
0,15	4,698E-10	4,46718E+15	-2,4	1,751E-10	3,21505E+16
0,14	4,650E-10	4,55988E+15	-2,5	1,723E-10	3,32154E+16
0,13	4,596E-10	4,66766E+15	-2,6	1,696E-10	3,42814E+16
0,12	4,548E-10	4,76671E+15	-2,7	1,671E-10	3,53234E+16
0,11	4,497E-10	4,87544E+15	-2,8	1,646E-10	3,64047E+16
0,1	4,446E-10	4,98793E+15	-2,9	1,622E-10	3,74995E+16
0,09	4,397E-10	5,09972E+15	-3	1,600E-10	3,85189E+16
0,08	4,348E-10	5,21531E+15	-3,1	1,579E-10	3,95503E+16
0,07	4,301E-10	5,32992E+15	-3,2	1,558E-10	4,06185E+16
0,06	4,258E-10	5,43811E+15	-3,3	1,538E-10	4,16601E+16
0,05	4,213E-10	5,5549E+15	-3,4	1,519E-10	4,2748E+16
0,04	4,172E-10	5,66462E+15	-3,5	1,501E-10	4,37504E+16
0,03	4,131E-10	5,77762E+15	-3,6	1,483E-10	4,48369E+16
0,02	4,091E-10	5,89115E+15	-3,7	1,466E-10	4,58704E+16
0,01	4,053E-10	6,00214E+15	-3,8	1,450E-10	4,69076E+16
0	4,019E-10	6,10412E+15	-3,9	1,434E-10	4,79603E+16
-0,1	3,694E-10	7,22546E+15	-4	1,418E-10	4,90212E+16
-0,2	3,437E-10	8,34642E+15	-4,1	1,403E-10	5,00963E+16
-0,3	3,229E-10	9,45634E+15	-4,2	1,389E-10	5,11261E+16
-0,4	3,053E-10	1,05781E+16	-4,3	1,376E-10	5,2112E+16
-0,5	2,904E-10	1,16914E+16	-4,4	1,362E-10	5,3158E+16
-0,6	2,777E-10	1,27852E+16	-4,5	1,348E-10	5,42278E+16
-0,7	2,663E-10	1,39033E+16	-4,6	1,336E-10	5,52722E+16
-0,8	2,564E-10	1,49977E+16	-4,7	1,324E-10	5,62704E+16
-0,9	2,474E-10	1,61087E+16	-4,8	1,311E-10	5,73397E+16
-1	2,394E-10	1,72033E+16	-4,9	1,300E-10	5,83857E+16
-1,1	2,321E-10	1,83024E+16	-5	1,288E-10	5,94422E+16



Şekil 4.3.1 n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için  $C'$ 'nin  $V'$ ye göre değişimi



Şekil 4.3.2 n-tipi Si/Au Schotky bariyer diyot için  $1/C^2$ 'nin  $V'$  ye göre grafiği



#### 4.4 Akım – Gerilim Grafiklerinin Çizilmesi, İdeal faktörün Bulunması

Çizelge 4.5.1’ de n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotu için akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen değerler verilmiştir.

Schottky bariyer diyotun I-V grafiği Çizelge 4.5.1’ deki değerler kullanılarak çizilmiştir. Bu grafik Şekil 4.5.1’ de görülmektedir. Bu grafikten görüleceği gibi, akımda ani bir artma gözlenmiştir. Bu artış, Schottky bariyer diyotun, doğrultucu özellikte olduğunu göstermektedir.

Şekil 4.5.2’ de n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun ideal faktörünün ve bariyer yüksekliğinin bulunabilmesi için  $\ln(I)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiği çizilmiştir. Grafiğe baktığımızda  $\ln(I)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiği lineerlik göstermektedir.

Schottky bariyer diyot için akım-gerilim karakteristiği (4.4-1) eşitliğindeki gibi verilir.

$$I = I_S \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.4-1)$$

Bu eşitlikte eksponansiyel kısım 1’ den çok büyük olduğundan 1 ihmal edilebilir. Böylece akım,

$$I = I_S \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \right] \quad (4.4-2)$$

eşitliği ile ifade edilir.  $\ln(I)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiğinin lineer olduğu eşitlik (4.4.-2)’ den görülmektedir. Eşitlikteki  $I_S$  doyma akımıdır ve  $\ln(I)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiğinin ekstrapolasyonu alındığında  $V$ ’ nin sıfır olduğu değerdir. Eşitlikteki  $I_S$  doyma akımı sabittir. Böylece  $\ln\left(\frac{I}{I_S}\right)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiğinin eğimi  $\ln(I)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiğinin eğimine eşittir. Bundan yararlanılarak n ideal faktör değeri bulunabilir.

$\ln(I)$ ’ nin  $V$ ’ ye göre grafiğinin eğimi 36,154 bulunmuştur. Yukarıda yazdığımız (4.4-2) eşitliğinde elektron yükü q, Boltzmann sabiti k, ve Kelvin cinsinden sıcaklık T değerlerini yerlerine yazdığımızda ideal faktör,

$$n = 1,069$$

olarak bulunmuştur. Bulduğumuz değer 1' e çok yakın çıkmıştır. İdeal faktörün 1' e yakın olması n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun ideale yakın olduğunu ve akım geçişinde termoiyonik yayılmanın baskın olduğunu göstermektedir.

#### 4.5 Bariyer Yüksekliğinin I – V Ölçümlerinden Bulunması

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği, (4.5-1) eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır.

$$I_S = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (4.5-1)$$

Doyma akımı  $I_S$ , diyet alanı  $S$ , Richardson sabiti  $A^*$ , Kelvin cinsinden sıcaklık  $T$  değerleri (4.5-1) eşitliğinde yerlerine yazıldığında,

$$I_S = 3,537 \times 10^{-9} \text{ A}$$

$$S = 0,0314 \text{ cm}^2$$

$$A^* = 110 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$$

$$K = 8,62 \times 10^{-5} \text{ eVK}^{-1}$$

$$T = 300 \text{ K}$$

bariyer yüksekliği  $\Phi_B$ ;

$$\Phi_B = 0,83 \text{ eV}$$

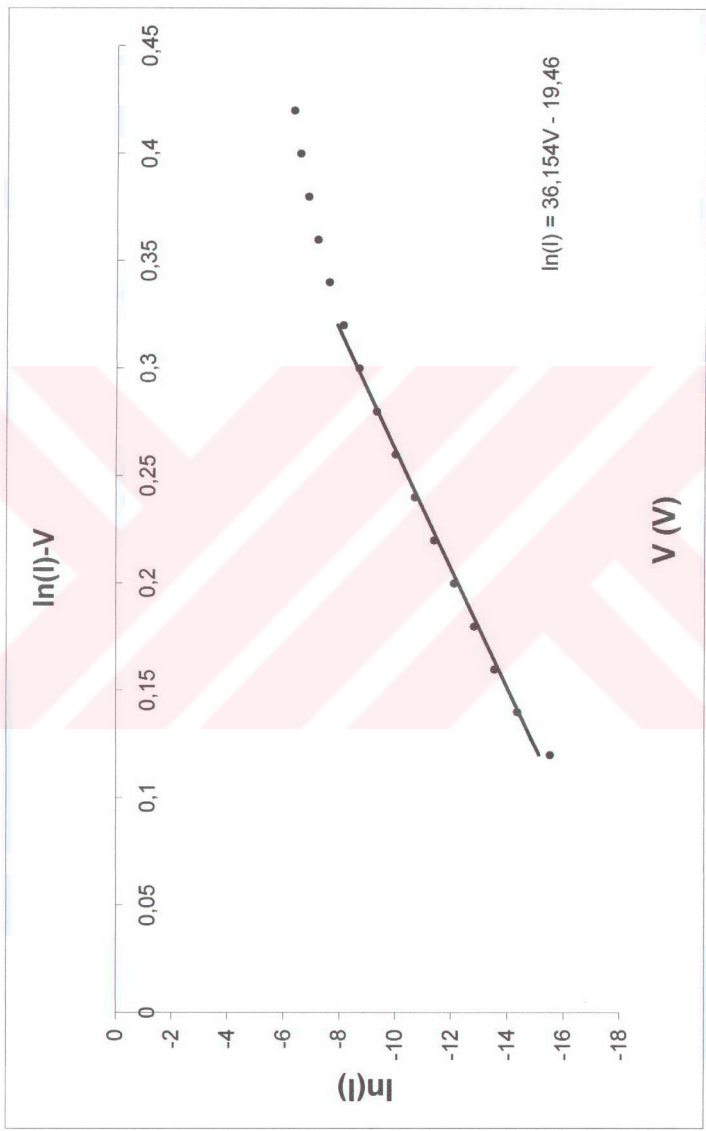
olarak bulunmuştur.

**Çizelge 4.5.1** n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için ölçülen akım-gerilim değerleri

İleri Yön			Ters Yön	
V (V)	I (A)	ln (I)	V (V)	I (A)
0,12	1,799E-07	-15,5308647	-0,5	-1,097E-06
0,14	5,790E-07	-14,36196336	-1	-1,448E-06
0,16	1,304E-06	-13,55007409	-1,5	-1,722E-06
0,18	2,720E-06	-12,81487868	-2	-2,14E-06
0,2	5,540E-06	-12,10351606	-2,5	-2,349E-06
0,22	1,128E-05	-11,39247931	-3	-2,566E-06
0,24	2,253E-05	-10,7006628	-3,5	-2,748E-06
0,26	4,516E-05	-10,00529882	-4	-2,937E-06
0,28	8,993E-05	-9,316478968	-4,5	-3,106E-06
0,3	1,696E-04	-8,681832013	-5	-3,064E-06
0,32	3,000E-04	-8,111728083		
0,34	5,030E-04	-7,594920388		
0,36	7,590E-04	-7,183508781		
0,38	1,063E-03	-6,84666018		
0,4	1,426E-03	-6,552881957		
0,42	1,809E-03	-6,314981073		



Şekil 4.5.1 n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun I-V değişim grafiği



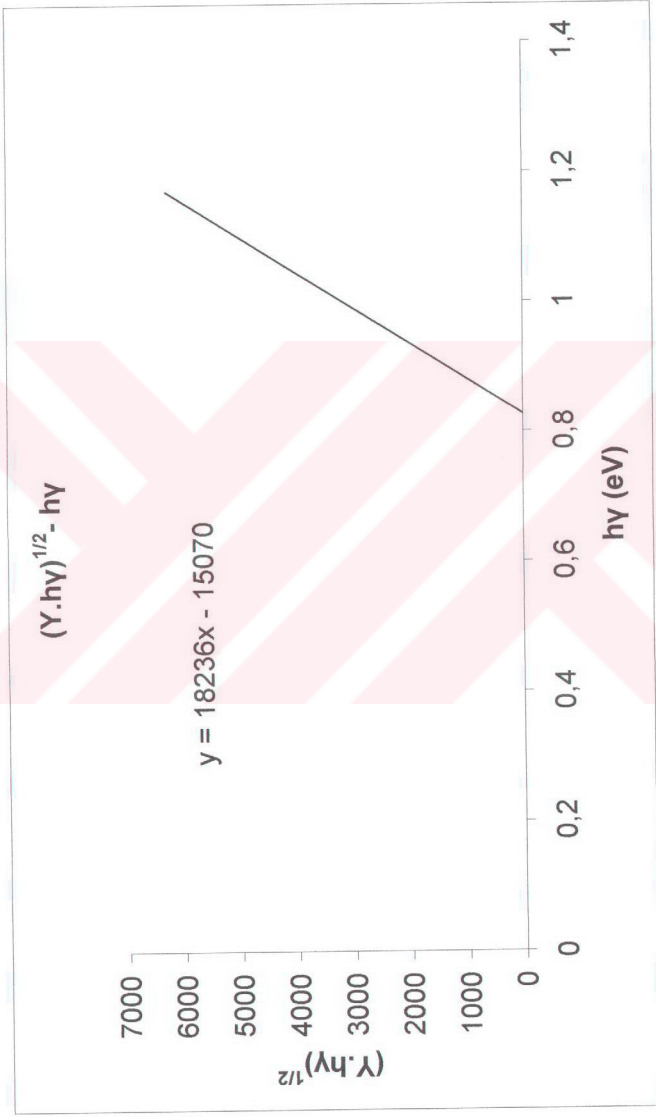
Şekil 4.5.2 n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotunun  $\ln(I)$ - $V$  değişim grafiği

#### 4.6. Bariyer Yüksekliğinin Optik Ölçümlerden Bulunması

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği,  $(Y \cdot h\nu)^{1/2}$ , nin  $h\nu$ ' ye göre grafiği çizilerek bulunmuştur. Burada Y, verimi ifade etmektedir,  $h\nu$  ise örnek üzerine gönderdiğimiz ışığın enerjisidir. Çizilen grafikte lineer bir bölge görülmektedir. Bu lineer bölgenin eğimi alındığında x-eksenini kestiği yer (eV) cinsinden bariyer yüksekliğini vermektedir. Şekil 4.6.1' de görüldüğü gibi n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği  $\Phi_B = 0.83$  eV olarak bulunmuştur.

**Çizelge 4.6.1.** n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için  $(Y \cdot h\nu)^{1/2}$ - $h\nu$  ölçüm değerleri

$(Y \cdot h\nu)^{1/2}$	$h\nu$ (eV)	$(Y \cdot h\nu)^{1/2}$	$h\nu$ (eV)
116157,48321	1,37869	5610,97385	1,06053
863123,96176	1,36354	5664,96479	1,05155
107180,89085	1,32003	5640,00652	1,04271
131470,02800	1,30613	5476,64417	1,03402
120774,88112	1,29252	5568,67394	1,02547
59965,33084	1,27920	5620,50051	1,01707
38991,77680	1,26615	5597,13425	1,00880
28741,74764	1,25336	5346,55723	1,00066
20910,72304	1,24082	5457,01555	0,99266
16190,27149	1,22854	5307,61982	0,98478
12481,55074	1,21649	5413,45526	0,97703
9706,69225	1,20468	5426,23215	0,96939
8191,85512	1,19310	5556,98253	0,96188
7152,11706	1,18174	5624,83022	0,95448
6371,72300	1,17059	5592,31249	0,94719
6075,49876	1,15965	5594,51819	0,94002
5744,73401	1,14891	5292,93523	0,93295
5584,35220	1,13837	5565,43484	0,92599
5651,04172	1,12802	5537,39305	0,91913
5708,11949	1,11786	5945,80627	0,91237
5567,72691	1,10788	5880,47112	0,90571
5687,39386	1,09807	5929,86360	0,89915
5606,01970	1,08844	5825,72493	0,89268
5645,47620	1,07898	6034,32162	0,88630
5664,85474	1,06968	6042,64232	0,88002



Şekil 4.6.1. n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için  $(Y \cdot hy)^{1/2}$  ile  $hy$  arasındaki değişim grafiği

#### 4.7. C-V, I-V ve Optik Ölçümlerden Hesaplanan Bariyer Yüksekliklerinin Karşılaştırılması

Çeşitli metallerin oda sıcaklığında (300K), teorik olarak hesaplanan bariyer yükseklikleri çizelge 4.7.1' de görüldüğü gibidir.

**Çizelge 4.7.1** Si - Metal eklemlerin oda sıcaklığında (300K) teorik olarak hesaplanan bariyer yükseklikleri (**Milnes ve Feucht, 1972**)

Metal	$\Phi_B$ (eV) 300°K
	n-tipi Si
Al	0,77
Ag	0,79
Au	0,81
Ca	0,40
Cr	0,59
Cu	0,79
Mo	0,68
Na	0,43
Ni	0,70
Pb	0,79
Pd	0,71
Pt	0,90
PTSi	0,85
W	0,66
WSi <sub>2</sub>	0,86

n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyot için deneysel olarak C-V, I-V ve optik ölçümlerinden hesaplanan bariyer yüksekliklerinin değerleri ve teorik olarak hesaplanmış bariyer yüksekliğinin değeri çizelge (4.7-2)' de görülmektedir. Çizelgeden görüldüğü gibi deneysel olarak üç farklı yöntemle hesaplanan bariyer yükseklikleri ile teorik bariyer yüksekliği değerleri birbirlerine çok yakın bulunmuştur.

**Çizelge 4.7.2** Deneysel Sonuçlar ile Teorik Değerlerin Karşılaştırılması

n-tipi Si	$\Phi_B$ (eV)
Teorik	0,81
C-V	0,86
I-V	0,83
$(Y \cdot h\nu)^{1/2} - h\nu$	0,83



## SONUÇ

Orta Doğu Teknik Üniversitesi araştırma laboratuvarlarında oluşturulan n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun elektriksel özelliklerinin incelenmesinde, I-V ve C-V ölçümleri alınmıştır. Optik özelliklerinin incelenmesinde ise  $(Y.hy)^{1/2}$  ve  $hy$  ölçümleri yapılmıştır. Böylece n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği üç farklı yöntemle bulunmuştur, sonuçlar birbirlerine çok yakın çıkmıştır. Aynı zamanda, deneysel olarak bulunan bu değerler, teorik olarak bulunan değerler ile karşılaştırıldığında, yine sonuçların birbirlerine çok yakın oldukları görülmüştür. Çalışmada, I-V ölçümlerinden ideal faktör hesaplanmıştır. Bu değer de 1' e çok yakın bulunmuştur. Bu da oluşturulan diyotun ideale yakın olduğunu ve baskın akım geçişinin termoiyonik yayılma ile gerçekleştiğini göstermiştir. Ayrıca C-V ölçümlerinden tüketim bölgesindeki donör konsantrasyonu hesaplanmıştır. Bu değer n-tipi Si için hesaplanan değerlere yakın bulunmuştur.

İleriki çalışmalarda, verdiğimiz proje doğrultusunda, cryostat sistemi kurularak n-tipi Si/Au Schottky bariyer diyotun düşük sıcaklıklarda elektrik ve optik özellikleri incelenebilecektir.

## KAYNAKLAR

- Aslan, B.** 1999. Internal Photoemission Spectroscopy for PtSi/Si and Pt/SiGe Schottky Type Infrared Detectors, The Middle East Technical University, p.40-48. İstanbul.
- Beattie, A.R. and Landesberg, P.T.** 1959. Auger effect in semiconductors, Proc R.Soc London Ser. A249, p.16-29.
- Beattie, A.R. and Landesberg, P.T.** 1960. One-dimensional overlap functions their application to Auger recombination in semiconductors, Proc. R. Soc. London Ser. A 258, p.486-495.
- Bethe, H. A.** 1942. Theory of the boundary layer of crystal rectifiers, MIT Radiation Laboratory, Report p.12-43.
- Blakemore, J.S.** 1962. Semiconductor Statistics, Pergamon Press, Oxford.
- Cafer, T.** 2000. Katal Elekttronigi, Yıldız Teknik Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi, Yıldız Teknik Üniversitesi Vakfı Yayın no: YTÜVAK.FE.DK-2000.002, İstanbul.
- Crowell, C.R. and Sze, S.M.** 1966. Current transport in metal-semiconductor barriers, Solid-State Electron 9, p.1035-1048.
- Crowell, C.R. and Rideout, V.L.** 1969. Normalized thermionic-field emission in metal-semiconductor barriers, Solid-State Electron. 12, p.89-105.
- Ertürk, K.** 2002. Si(100) Üzerinde İnce Ag Film Oluşturulması ve Özelliklerinin İncelenmesi, Uludağ Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi, s.3-6, Bursa.
- Gupta, S.C. Sharma, B.L. and Agashe, V.V.** 1979. Comparison of Schottky barrier and diffused junction infrared detectors, Infrared Phys. 19, p.545-548.
- Gupta, S.C. Sharma, B.L. and Agashe, V.V.** 1979. Nomographs for evaluating parameters of Schottky barrier IR-detectors, Infrared Phys. 19, p.673-675.
- Hohnke, D.K. and Holloway, H.** 1974. Epitaxial PbSe Schottky barrier diodes for infrared detection, Appl. Phys. Lett. 24, p.633-635.
- Kruse, P.W.** 1980. In topics in Applied Physics, Optical and Infrared Detectors (Keyes R.C. ed.), Vol.19, p. 5-69, Springer-Verlag, Berlin.
- Milnes, A. G. and Feucht, D. L.** 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, p.156-192, New York and London.

**Milnes, A.G.** 1980. *Semiconductor Devices and Integrated Electronics*, Van Nostrand Reinhold Company, New York.

**Nagao, Y. Hariu, T. and Shibata, Y.** 1981. GaSb Schottky diodes for infrared detectors, *IEEE Trans Electron Devices* ED-28, p.407-411.

**Padavoni, F.A. and Stratton, R.** 1966. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers, *Solid-State Electron*. 9, p.695-707.

**Padovani, F.A.** 1971. The voltage-current characteristic of metal-semiconductor contacts, in *Semiconductor and Semimetals*, Academic Press, Vol 7, p.75-146. New York.

**Putley, E.H.** 1970. In *Semiconductors and Semimetals* (Willardson R. K. and Beer A.C. eds.), Vol. 5, p.259-285, Academic Press, New York.

**Putley, E.H.** 1980. In *topics in Applied Physics, Optical and Infrared Detectors* (Keyes R.C. ed.), Vol.19, p.71-100, Springer-Verlag, Berlin.

**Rhoderick, E.H.** 1978. *Metal Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford.

**Riesz, R.P.** 1962. High-speed semiconductor photodiodes, *Rev. Sci. Instrum.* 33, p.994-998

**Roosbroeck, W. and Shockley, W.** 1954. Photon radiative recombination of electrons and holes in germanium, *Phys. Rev.* 94, p.1558-1560.

**Ryvkin, S.M.** 1964. *Photoelectric Effects in Semiconductors*, Consultants Bureau, New York.

**Schneider, M.V.** 1966. Schottky bariyer photodiodes with antireflection coating, *Bell System Tech. J.* 45, p.1611-1638.

**Schottky, W. and Spenke, E.** 1939. Quantitative treatment of the space charge and boundary-layer theory of the crystal rectifier, *Wiss. Veroff. Siemens-Werke* 18, p.225-291.

**Seib, D.H. and Aukerman, L.K.** 1973. In *Avances in electronics and Electron Physics* (Marton L. ed.), Vol 34, p.95-221, Academic Press, New York.

**Sharma, B. L.** 1984. *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, Plenum Press, p.191-210, New York.

**Sharpless, W.M.** 1970. Evaluation of a specially designed GaAs Schottky barrier photodiode using 6328 Å radiation modulated at 4 GHz, Appl. Opt. 9, p.489-494.

**Shepherd, F.D.** 1981. Recent advances in Schottky IR-photodiodes and projected camera capabilities, International electron device meeting, Washington D.C.

**Shockley, W. and Read, W.T.** 1952. Statistics of the recombination of holes and electrons, Phys.Rev. 87, p.835-842.

**Sze, S. M.** 1981. Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, New York.

**Sze, S. M.** 1985. Semiconductor Devices Physics and Technologies, Murray Hill, New Jersey.

**Wanger, C.** 1931. Theory of current rectifiers, Phys. Z. 32, p.641-645.

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tez çalışmamda, bana çalışma olanağı sağlayan, maddi ve manevi yönden yardımlarını esirgemeyen danışman hocam sayın Prof. Dr. Yüksel BEKTÖRE' ye sonsuz teşekkür ederim. Deneysel çalışmalarında bana yardımcı olan Orta Doğu Teknik Üniversitesi' ndeki sayın Prof. Dr. Raşit TURAN' a, deney düzeneğinin hazırlanmasında yardımlarını esirgemeyen sayın Doç. Dr. Muhittin AFRAILOV' a, Araş. Gör. Kadir ERTÜRK'e, O.D.T.Ü.' den Araş. Gör. Bülent ASLAN' a, çalışmalarında bana destek olan oda arkadaşlarım Araş.Gör. Mehmet ÖZER' e, Araş. Gör. M. Cüneyt HACİİSMAİLOĞLU' na, ve yakın ilgisini esirgemeyen tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmamda her zaman desteğini gördüğüm aileme sonsuz teşekkür ederim.

## ÖZGEÇMİŞ

16.06.1978 tarihinde Bursa' da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Bursa' da tamamladı. 2000 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. Eylül 2001' de Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine ve Ocak 2002' de aynı anabilim dalında araştırma görevlisi olarak göreve başladı ve halen aynı görevi devam etmektedir.