

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Au/ TlGaSe₂/Ag SCHOTTKY
DİYOTLARININ
YAPILMASI VE ELEKTRİKSEL
ÖZELLİKLERİ**

**BUKET BİLGİN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

GEBZE

2010

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Au/ TlGaSe₂/Ag SCHOTTKY DİYOTLARININ
YAPILMASI VE ELEKTRİKSEL
ÖZELLİKLERİ

BUKET BİLGİN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Prof.Dr. MİRHASAN SEYİTSOY

GEBZE
2010

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI : Au/ TlGaSe₂/Ag SCHOTTKY DİYOTLARININ
YAPILMASI VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

YAZAR ADI : BUKET BİLGİN

Modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülen p-tipi TlGaSe₂ katmanlı kristaline Ag pasta kullanılarak omik kontak ve Au metali kullanarak Schottky kontak yapıldı. 80-296 K aralığında akım – voltaj – sıcaklık (I – V - T) tekniği kullanılarak ölçümler alındı. Oda sıcaklığında ileri besleme durumunda idealite faktörü (n) 1,36 olarak hesaplandı. Schottky bariyer yüksekliği ve etkin Richardson sabiti A* hesaplandı. Oda sıcaklığında Au/ TlGaSe₂ kontağının bariyer yüksekliği 0,7 eV’ dir. Sıcaklığın fonksiyonu olarak diyot parametreleri farklı değerlerde bulundu.

SUMMARY

**THESIS TITLE : Au/ TiGaSe₂ /Ag SCHOTTKY DIODE WAS
FABRICATED AND ELECTRICAL PROPERTIES**

AUTHOR : BUKET BİLGİN

Schottky barrier contact using Au metal and Ohmic contact using Ag paste were fabricated on as grown by the modified Bridgman–Stockbarger method p-type TiGaSe₂ layered crystal. Measurements were carried out using current – voltage – temperature (I – V – T) technique in the range of 80 – 296 K. Under forward bias and room-temperature, the ideality factors (n) was determined to be 1,36. The Schottky barrier height and effective Richardson coefficient A* were determined. Barrier heights of Au/ TiGaSe₂ contact at room temperature is 0,7 eV. Diode parameters are found to vary as a function of temperatures

TEŞEKKÜR

Bu çalışma süresince bana tahammül etme nezaketini elden hiç bırakmayan danışman hocam Prof. Dr. MİRHASAN SEYİTSOY' a;

Sorularımda beni cevapsız bırakmayan Prof. Dr. RAUF SÜLEYMALI' ya ve okul yaşantım boyunca her birinden pek çok şey öğrendiğim, isimleri aklımdan hiç çıkmayan hocalarıma;

Doğumumdan bu yana isteklerimi büyük bir özveriyle yerine getiren ve sabırlarını eksik etmeyen ve omuzlarına dayanmama izin veren anneme, babama ve biricik kardeşime;

Hayatım boyunca yaşamımın tüm anlarında beni yalnız bırakmayan, onlarla ilgilenmeye zaman ayıramıyor olsam bile bana asla yüz çevirmeyen bütün dostlarıma;

Tüm kalbimle teşekkürü bir borç biliyorum. Umarım yaşadığım bütün bu güzellikler sizin için de anlatılır ve yaşanılır olmuştur.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
KISALTMALAR ve SİMGELER DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. METAL İŞ FONKSİYONU VE SCHOTTKY ETKİSİ	3
3. TERMOİYONİK EMİSYON MODELİ	6
4. İDEAL SCHOTTKY BARİYER KONTAK	9
4.1. Schottky Bariyer Diyotta Akım Akışı	14
4.1.1. Termiyonik Emisyon Model	16
4.1.2. Görüntü Alçaltıcı Etki	17
4.1.3. Difüzyon Model	18
5. BARİYER YÜKSEKLİĞİNİN BULUNMASI	22
5.1. Schottky Diyot Bariyeri	26
6. SCHOTTKY DİYOT YAPIMI	27
6.1. Metal / n-Tipi Yarıiletken Kontaklar	28
6.2. Metal / p-Tipi Yarıiletken Kontaklar	29

7. TlGaSe ₂ KRİSTALİ	32
7.1. TlGaSe ₂ Kristalinin Elde Edilmesi	32
7.2. TlGaSe ₂ Kristalinin Yapısı	32
8. DENEYSEL ÇALIŞMA	34
8.1. TlGaSe ₂ Kristalinin Deneye Hazırlanması	34
8.1.1. TlGaSe ₂ Kristal Yüzeyinin Termal Buharlaştırma İle Altın Kaplanması	34
8.2. I-V ÖLÇÜM DÜZENİĞİ	35
8.2.1. EKİPMANLAR VE PROGRAMLAR	35
8.2.1.1. Kreostat	36
8.2.1.2. Lakeshore	38
8.2.1.3. Elektrometre	38
8.3. DENEYİN YAPILIŞI	39
9. I-V ÖLÇÜMÜ VE DEĞERLENDİRİLMESİ	40
9.1. Termiyonik Emisyon Modeli ve Karakteristiğinin Hesaplanması	40
9.2. Au/TlGaSe ₂ /Ag Schottky Diyotlarının Parametre Hesapları	44
10. SONUÇ ve ÖNERİLER	48
KAYNAKLAR	49
ÖZGEÇMİŞ	51

KISALTMALAR ve SİMGELER DİZİNİ

A	Diyotun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
dn	Metalin serbest elektron yoğunluğu
dp	Boşlukların yoğunluğu
D_s	Ara yüzey durum yoğunluğu
$f(\nu)$	Elektron dağılım fonksiyonu
F_i	Görüntü kuvveti
E	Uygulanan elektrik alan
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_{fm}	Metalin Fermi enerji seviyesi
E_{fs}	Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi
E_g	Yasak enerji aralığı
E_m	Metal-yarıiletken arayüzeyinde maksimum elektrik alan büyüklüğü
E_c	İletken bant enerjisi
E_v	Valans bant enerjisi
eV	Elektron volt
ϵ_0	Serbest uzay elektriksel geçirgenliği
ϵ_s	Dielektrik sabiti
h	Plank sabiti
I	Akım
I_s	Doyma akımı
J_0	Doyma akım yoğunluğu
J_n	Boşalma bölgesindeki toplam akım yoğunluğu
J_s	Doyma akım yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletkenden metale akan elektron akım yoğunluğu
J_{ms}	Metalden yarıiletkene akan elektron akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
K	Kelvin
m_0	Elektronun kütlesi

m_h^*	Yarıiletkende boşlukların etkin kütlesi
n	İdealite faktörü
q	Elektronun yükü
V	Volt
V_a	Uygulanan elektrik alana bağlı potansiyel enerji
V_d	Difüzyon potansiyeli
V_i	Görüntü kuvvetiyle ilişkilendirilmiş potansiyel enerji
V_m	Maksimum potansiyel enerjisi
V_n	Fermi potansiyeli
V_n	Fermi seviyesi altında iletkenlik bant kıyısının derinliği
V_R	Yeniden birleşme (recombination) hızı
v_1	Metal yüzeye dik açılı elektron hızı
(v_x, v_y, v_z)	Hız
X_s	Elektron ilgisi
v_x	Yarıiletken materyaldeki boşluğun bu yön boyunca hızı
N_A	Katkılanan alıcı atomların yoğunluğu
N_V	Değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğu
W	Boşalma bölgesi genişliği
x_m	Maksimum potansiyel enerjinin meydana geldiği mesafe
ϕ_B	Bariyer yüksekliği
ϕ_{Bn}	n tipi yarıiletken için bariyer yüksekliği
ϕ_{Bp}	p tipi yarıiletken için bariyer yüksekliği
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1	Metal-yarıiletken arayüzeyinde enerji-bant diyagramı.
2.2.a	Elektirik alan uygulandığında metal-vakum arayüzeyinde Schottky etkisi (ya da image lowering); a) Uygulanan alan (E_x), image potansiyel ($V_i(x)$), image lowering potansiyel ($\delta\phi_m$) enerji-bant diyagramında gösterilmiştir.
2.2.b	Elektirik alan uygulandığında metal-vakum arayüzeyinde Schottky etkisi (ya da image lowering); b) Metalin içinde uyarılmış image yük (pozitif).
2.3	Parameter olarak ϵ_s dielektrik sabitiyle uygulanan elektrik alanın kareköküne karşı image lowering potansiyeli
3.1	Metal yüzeyden elektronların termiyonik emisyonu.
3.2	Denklem (3.3)' de kullanılan $(\ln J_s/T^2 - 1/T)$ grafiği.
4.1.a	İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (a)' dan (c)' ye kadar $\phi_m > \phi_s$: a) kontakdan önce.
4.1.b	İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (a)' dan (c)' ye kadar $\phi_m > \phi_s$: b) küçük hava boşluğu(small air gap) ve arayüzey durumlarıyla kontak hali.
4.1.c	İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (a)' dan (c)' ye kadar $\phi_m > \phi_s$: c) arayüzey durumları olmadan doğrultucu kontak (intimate contact) bant diagramı.
4.1.d	İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (d)' den (f)' ye kadar $\phi_m < \phi_s$: d) kontakdan önce, e)küçük hava boşluğuyla kontak, f) omik kontak (intimate contact).
4.1.e	İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (d)' den (f)' ye kadar $\phi_m < \phi_s$: e)küçük hava boşluğuyla kontak.
4.1.f	İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (d)' den (f)' ye kadar $\phi_m < \phi_s$: f) omik kontak (intimate contact).
4.2.a	Enerji-bant diyagramı.
4.2.b	Elektrik alan.
4.2.c	Potansiyel dağılım.

4.2.d	Metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyot için uzay-yük dağılımı.	13
4.3	Metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer kontak için uygulanan voltajın kapasitansın karesiyle ters orantısı grafiği.	14
4.4.a	Schottky bariyer diyot için enerji-bant diyagramları ve akım bileşenleri: Sıfır besleme durumunda, J_{sm} yarıiletkenden metale ve J_{ms} metalden yarıiletkene akım akışı anlamına gelmektedir, $J_0 = J_{ms}$ doyma akım yoğunluğudur.	15
4.4.b	Schottky bariyer diyot için enerji-bant diyagramları ve akım bileşenleri: İleri besleme durumunda, J_{sm} yarıiletkenden metale ve J_{ms} metalden yarıiletkene akım akışı anlamına gelmektedir, $J_0 = J_{ms}$ doyma akım yoğunluğudur.	15
4.4.c	Schottky bariyer diyot için enerji-bant diyagramları ve akım bileşenleri: Ters besleme durumunda. J_{sm} yarıiletkenden metale ve J_{ms} metalden yarıiletkene akım akışı anlamına gelmektedir.	15
4.5	Metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyot için görüntü alçaltıcı etki gösterimi; $q\Delta\phi$ ise görüntü alçaltıcı potansiyeldir.	18
5.1.a	Schottky bariyer diyot için dört farklı sıcaklıkta $\ln(J)$ - V_a grafiği.	24
5.1.b	Schottky bariyer diyot için dört ileri besleme voltajı için $\ln(J)$ - $1/T$ grafiği.	24
5.2.a	Schottky fotodiyotun en üst yüzeyinden ışıklandırma.	24
5.2.b	Elektronların fotoeksitasyonu (photoexcitation): (i) $q\phi_{Bn} < h\nu < E_g$ ile metalden yarıiletken içine; (ii) $h\nu > E_g$ ile yarıiletken içinde.	24
6.1.a	Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ileri besleme durumu.	27
6.1.b	Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ters besleme durumu.	27
6.2.a	Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda ters besleme durumu.	27
6.2.b	metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ileri besleme durumu.	27
6.3	Kontaktan önce bir metal ve n-tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı.	28
6.4.a	Kontaktan önce $\phi_m < \phi_s$ olduğu bir metal/p-tipi yarıiletken kontağın enerji-bant diyagramı.	29
6.4.b	Kontaktan sonra $\phi_m < \phi_s$ olduğu bir metal/p-tipi yarıiletken kontağın enerji-bant diyagramı.	29

6.4.c	Yarıiletkene $V > 0$ voltajı uygulanmış $\phi_m < \phi_s$ olduğu bir metal/p-tipi yarıiletken kontağın enerji-bant diyagramı.	29
6.5.a	Kontaktan önce metal/p-tipi omik kontağın enerji-bant diagramı.	31
6.5.b	Kontaktan sonra metal/p-tipi omik kontağın enerji-bant diagramı.	31
7.1	TlGaSe ₂ ' nin kristal örgüsü.	33
8.1	Cihazların bağlanışının şematik gösterimi.	35
8.2	Kullanılan cihazlar.	36
8.3. a	Kreostatın genel görünümü.	37
8.3.b	Kristalin kreostattaki yeri.	37
8.3.c	Kreostatın içinde kristalin görünümü.	37
8.4	LakeShore 340 sıcaklık kontrolcü.	38
8.5	Elektrometre.	38
9.1	Au/ TlGaSe ₂ ekleminin 80-296 K sıcaklık aralığında I-V grafiği.	45
9.2	Au/ TlGaSe ₂ ekleminin 80-296 K sıcaklık aralığında lnI-V grafiği.	46
9.3	Au/ TlGaSe ₂ bariyeri için n-T- grafiği.	46
9.4	Au/ TlGaSe ₂ bariyeri için $\phi_b - T$ grafiği.	47
9.5	Au/ TlGaSe ₂ bariyeri için 296 K sıcaklığında enerji-bant diyagramı gösterimi.	48

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>		<u>Sayfa</u>
1	Au/ TlGaSe ₂ ekleminin I-V grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.	47

1. GİRİŞ

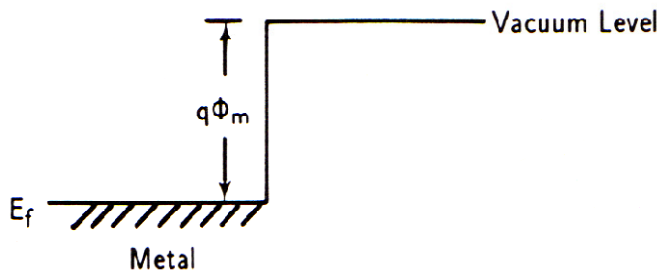
Schottky 1938’ de yarıiletkenin kararlı uzay yüklerinin sonucu olarak potansiyel bariyerinden doğrultucu davranışın meydana geldiğini önerdi. Bu düşünceden kaynaklanan model Schottky diyot bariyer olarak bilinir [Sze S.M., 1985]. Metal-yarıiletken kontakların hepsi Schottky bariyer oluşturmaz. Metal-yarıiletken kontaklar; ara yüzeyin karakteristiklerine bağlı olarak Schottky (doğrultucu) ya da omik özellik gösterir. Yarıiletken kristalin iletkenlik özelliklerinin iyice anlaşılabilmesi için kristale uygun kontaklar yapılmalıdır. Akım düzeltmeyen bir metal-yarıiletken eklemine omik kontak denir. Omik kontaklar uygulama voltajının yönü (polarite) ne olursa olsun önemsiz bir dirence sahiptir [Sze S.M., 1985]. Schottky kontaklar lineer olmayan I-V karakteristikleri göstermektedir. Düzeltme özellikleri; metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna, yarıiletkenin bant genişliğine, yarıiletkendeki maddelerin yoğunluğuna, yarıiletkenin tipine (p-tipi yahut n-tipi) ve diğer faktörlere bağlıdır. Kontakın ideal olması kontak malzemenin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmasıyla da oldukça ilişkilidir. Kontakların lineer olmayan özellikleri elektrik akımının doğrultulması, dönüşümü, amplifikasyonu veya elektrik sinyallerinin oluşturulması için kullanılabilir. Metal-yarıiletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanmak, uygun kontaklar hazırlanarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir [Roderick E. H and Williams R. H., 1988]. Üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi, devre yapısına ait bütün özelliklerinin bilinmesi ve doğabilecek olumsuzlukların giderilmesine bağlıdır. Bu nedenle yarıiletken teknolojisinde, temel elektronik yapı elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini araştırmak önem taşımaktadır. Yıllardır çeşitli yarıiletken elemanlardan üretilen metal-yarıiletken yapıların araştırılması devam etmektedir. Araştırmaların bir bölümü yeni yarıiletken malzemelerin hazırlanması yönünde gelişirken bir bölümü de bu yarıiletkenlerin elektronik özelliklerinin belirlenmesi ve bu özelliklerden faydalanılarak yeni metal-yarıiletken devre elemanları geliştirmeyi amaçlar [Dağdelen F. ve Aydoğdu A., 2006].

TlGaSe₂ kristali tabakalı yapıya sahip bir kristaldir. Kristal oda sıcaklığında paraelektrik fazdadır ki bu faz düzenli fazdır. Bu fazda kristal monokliniktir ve uzay grubu C_{2h}^6 ‘dır. Faz geçişi kristal simetrisindeki değişim olarak söylenebilir. Kristal

120 K civarında incommensurate (düzensiz) faza geçer (T_i) ki burada kristal atomları yer değiştirir. Sonra 110 K civarında ise ferroelektrik (T_c) faz geçişine sahiptir. TlGaSe_2 kristali ferroelektrik yarıiletken grubuna aittir ve gözlenen birçok özelliği bununla ilişkilidir. Kristal direk bant geçişine sahip olup bant aralığı; oda sıcaklığı civarında 2,11 eV ve 10 K' de 2,19 eV' tur [Nanias M.P., et al., 1992].

2. METAL İŞ FONKSİYONU VE SCHOTTKY ETKİSİ

Serbest uzayda metal için denge enerji-bant diyagramı Şekil 2.1’ de gösterilmiştir. Vakum ve Fermi seviyesi arasındaki mesafe metal iş fonksiyonu olarak bilinir. İş fonksiyonu, ϕ_m serbest uzayda $T=0$ K’ de metal yüzeyden (Fermi seviyesi) vakum seviyesine elektron çıkarmak (escape) için gereken minimum enerji olarak tanımlanır.



Şekil 2.1. Metal-yarıiletken ara yüzeyinde enerji-bant diyagramı. ϕ_m metalin iş fonksiyonu, E_f ise Fermi seviyesidir [Li S.S., 1993].

Metal yüzeyden vakuma elektron çıkarmak için olasılık; metal yüzeye dik elektronların hızına bağlıdır. Metal yüzeyden vakum seviyesine elektron kaçırmak için minimum enerji;

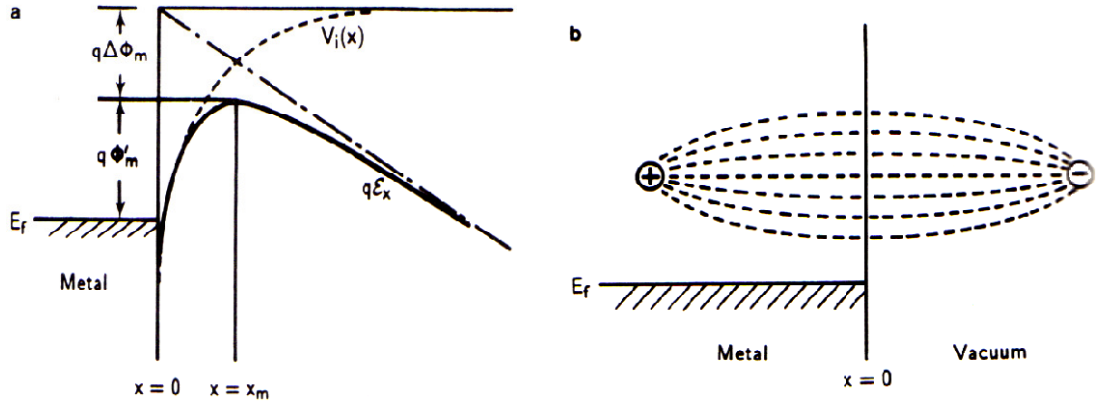
$$\frac{1}{2}(m_0 v_1^2) \geq q\phi_m \quad (2.1)$$

dir. Burada v_1 metal yüzeye dik açılı elektron hızı ve m_0 serbest elektron kütlesidir. Eğer metal yüzeye dış elektrik alan uygulanırsa o zaman Schottky etkisi ya da görüntü azaltıcı etki (image lowering effect) ortaya çıkar. Schottky etkisini anlamak için Şekil 2.2.a’ da ki enerji-bant diyagramını göz önüne alalım. Metal yüzeye elektrik alan uygulandığı zaman, metal yüzeyden kaçan (escape) elektronlar iki dış kuvvete maruz kalacaklar; kaçan elektronlar tarafından metal içerisinde uyarılmış pozitif görüntü yüklerine bağlı olarak çekici Coulomb kuvvetinden kaynaklanan görüntü kuvveti ve uygulanan elektrik alana bağlı olan Lorentz kuvveti. Pozitif

görüntü yükleri, metal arkasına kaçan elektronları çekmeye neden olan çekici Coulomb kuvveti yaratır. Görüntü kuvveti;

$$F_i = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 2.2. Elektrik alan uygulandığında metal-vakum ara yüzeyinde Schottky etkisi (ya da image lowering); **a)** Uygulanan elektrik alan (E_x), görüntü potansiyel ($V_i(x)$), görüntü lowering potansiyel ($\delta\phi_m$) enerji-bant diyagramında gösterilmiştir; **b)** Metalin içinde uyarılmış görüntü yük (pozitif) [Li S.S., 1993].

Bu görüntü kuvvetiyle ilişkilendirilmiş potansiyel enerji şu şekilde verilir.

$$V_i(x) = -\int_{\infty}^x F_i dx \quad (2.3)$$

Uygulanan elektrik alana bağlı potansiyel enerji şu şekilde yazılabilir.

$$V_a(x) = -qEx \quad (2.4)$$

Elektronun toplam potansiyel enerjisi denklem (2.3) ve (2.4)' ün toplamına eşittir.

$$V(x) = V_a(x) + V_i(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - qEx \quad (2.5)$$

Maksimum potansiyel enerjinin meydana geldiği mesafe x ' e bağlı olan (2.5) denkleminin sonucu sıfır olduğunda bu denkleminin diferansiyeli alınarak elde edilir. Şöyle ki;

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E}} \quad (2.6)$$

Şimdi (2.6) denkleminin sonucunu (2.5) denkleminde yazarsak elektron için maksimum potansiyel enerjiyi aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz.

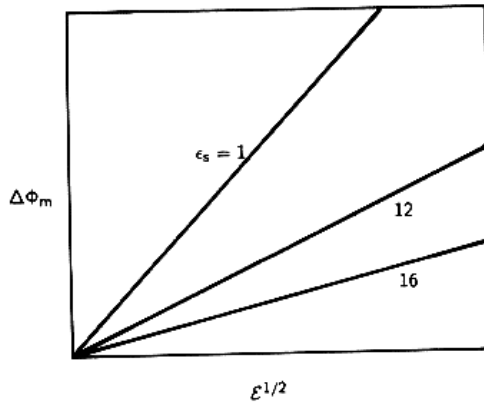
$$V_m(x) = -qE\sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_0 E}} = -2qEx_m = -q\Delta\phi_m \quad (2.7)$$

Şekil 2.2' de metalin iş fonksiyonunun görüntü kuvveti etkisi ve uygulanan elektrik alan ile azalması gösterilmiştir. Böylece uygulanan elektrik alan altında, etkin metal iş fonksiyonu Şekil 2.2' den elde edilir ve sonuçta;

$$\begin{aligned} q\phi'_m &= q\phi_m + V_m = q\phi_m - q\Delta\phi_m \\ &= q\phi_m - q\sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_0}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

bulunur. Burada $q\Delta\phi_m = -V_m$ görüntü alçalma potansiyel enerjisidir.

Sonuç olarak; etkin metal iş fonksiyonu, görüntü alçaltıcı etkinin sonucu olarak yüksek elektrik alanda fazlasıyla azalır (Şekil.2.3).



Şekil 2.3. Parameter olarak ϵ_s dielektrik sabitiyle uygulanan elektrik alanın kareköküne karşı image lowering potansiyeli [Li S.S., 1993].

3. TERMİYONİK EMİSYON MODELİ

Termiyonik emisyon genelde sıcak metal yüzeyden elektron emisyonu olarak ifade edilir. Metal katot olarak kullanılırsa ve metal yüzeyden çıkarılmış elektronların tümü vakumlanmış diyotun anoduna toplanırsa, o zaman katot doyma emisyon durumundadır. Bu durumda yayılmış akım yoğunluğu doyma akım yoğunluğu (J_s) olarak adlandırılır ve Richardson denklemi olarak bilinen metalin iş fonksiyonunu ve katot sıcaklığı büyüklüklerine bağlı olan bir eşitlik halinde yazılır.

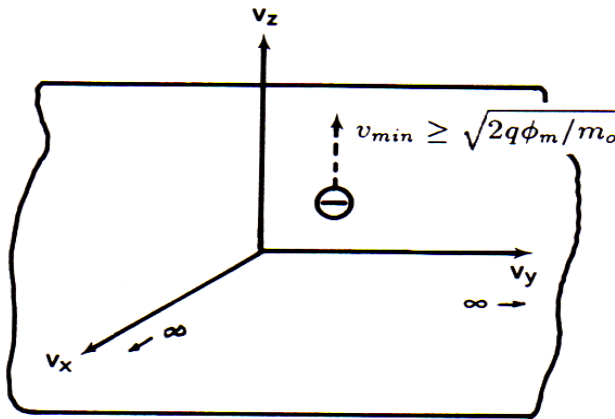
Şekil 3.1' de gösterilen metal yüzeyin geometrisi göz önüne alınırsa Richardson denklemi türetilir. Yüzey x-y düzleminde sonsuz ve elektron hareketi z-ekseni boyunca metal yüzeye dik açılı olarak tanımlansın. Metalin serbest elektron yoğunluğu (v_x, v_y, v_z) ve ($v_x + dv_x, v_y + dv_y, dv_z + v_z$) hızları ile şöyle verilir;

$$dn = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 f(k) d^3k = \left(\frac{2m_0^3}{h^3} \right) f(v) dv_x dv_y dv_z \quad (3.1)$$

Burada m_0 serbest elektron kütesidir ve $\hbar k = m_0 v$ ' dır. Maxwell-Boltzman istatistiğini kullanarak, elektron dağılım fonksiyonu $f(v)$;

$$f(v) = \exp \left[- \frac{m_0 (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT} \right] \quad (3.2)$$

şeklinde verilir.



Şekil 3.1. Metal yüzeyden elektronların termiyonik emisyonu [Li S.S., 1993].

(3.2) denklemi (3.1) denkleminde yerine yazılırsa, z-yönündeki termiyonik akım yoğunluğu;

$$J_s = \int qv_z dn$$

$$= \frac{2qm_0^3}{h^3} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m_0 v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m_0 v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{v_{zm}}^{\infty} v_z \exp\left(-\frac{m_0 v_z^2}{2kT}\right) dv_z$$

dir. İntegral alındığında;

$$= \left[\frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{k} \sqrt{T}}{\sqrt{m_0}} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{m_0} v_x}{\sqrt{2} \sqrt{k} \sqrt{T}}\right) \right] \left[\frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{k} \sqrt{T}}{\sqrt{m_0}} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{m_0} v_y}{\sqrt{2} \sqrt{k} \sqrt{T}}\right) \right] \left[-\frac{kT}{m_0} \exp\left(-\frac{m_0 v_z^2}{2kT}\right) \right]$$

$$= A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_m}{kT}\right) \quad (3.3)$$

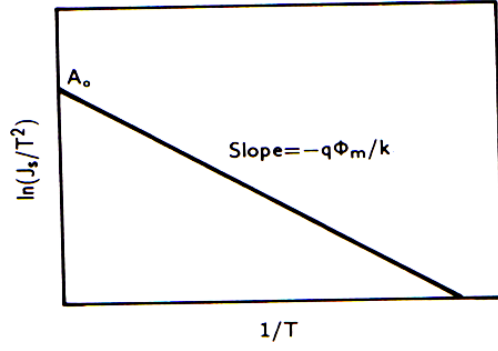
elde edilir. Metal yüzeyden kaçan elektronlar ($v > v_{zm}$) yalnızca metalin iş fonksiyonundan daha büyük kinetik enerjiye sahip olanlardır.

(3.3) denkleminde ki A^* ; Richardson sabiti olup;

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \approx 120 \alpha \frac{m^*}{m_0} \quad (3.4)$$

formülü ile bulunur [Sze S. M., 1981].

Deneyisel olarak A^* şöyle bulunur. Şekil 3.2' de: eğim; ϕ_m metal iş fonksiyonunu verir. Eğrinin y eksenini kestiği nokta ise A^* Richardson sabitini verir.



Şekil 3.2. Denklem (3.3)' de kullanılan $(\ln J_s/T^2 - 1/T)$ grafiği [Li S.S., 1993].

Metal yüzeye elektrik alan uygulanırsa, termiyonik emisyon akım yoğunluğu denklemi elde edildiği zaman imaj alçalma etkisi dikkate alınmış olmalıdır. Bu durumda denklem (3.3)' de exponansiyel ifadenin içindeki ϕ_m ' yi denklem (2.8)' de verilen etkin metal iş fonksiyonu ϕ'_m ile değiştirilirse; etkin termiyonik akım yoğunluğu için şu ifade elde edilir;

$$\begin{aligned}
 J'_s &= A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi'_m}{kT}\right) \\
 &= A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi'_m}{kT}\right) \exp\left[\left(\frac{q}{2kT}\right)\left(\frac{qE}{\pi\epsilon_0}\right)^{1/2}\right] \\
 &= J_s \exp\left(\frac{4,39E^{1/2}}{T}\right)
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Burada elektrik alan E ' nin birimi V/cm' dir. (3.5) denkleminde görüntü alçaltıcı etki hesaplanır.

4. İDEAL SCHOTTKY BARIYER KONTAK

Schottky modele göre, ideal metal-yarıiletken Schottky kontak için bariyer yüksekliği yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s ve metalin iş fonksiyonu ϕ_m arasındaki mesafeden hesaplanır. İdeal metal-n tipi yarıiletken Schottky kontak için;

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s \quad (4.1)$$

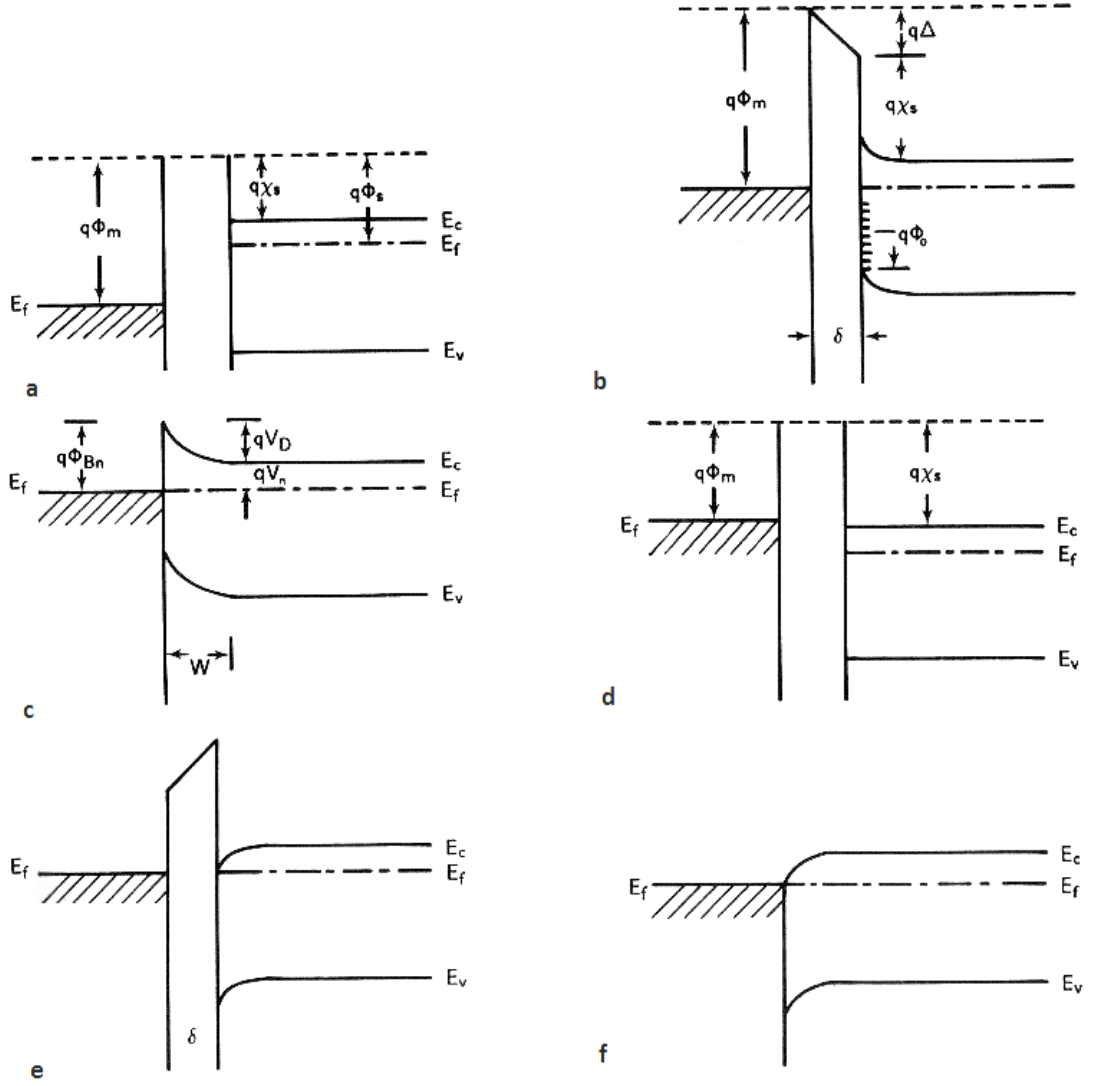
yazılabilir. Benzer olarak ideal metal-p tipi yarıiletken Schottky kontak için bariyer yüksekliği

$$\phi_{Bp} = \frac{E_g}{q} - (\phi_m - \chi_s) = \frac{E_g}{q} - \phi_{Bn} \quad (4.2)$$

olarak yazılabilir. Burada E_g bant aralığı (bandgap) enerjisi ve q elektronik yüküdür. Denklem (4.2) gösteriyor ki verilmiş metal-yarıiletken sistem için, n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerinin her ikisi için bariyer yükseklikleri toplamı, yarıiletkenin bant aralığı enerjisine eşittir. Şekil 4.1.c' de görüldüğü gibi, potansiyel fark $q(\phi_m - \chi_s - V_n)$ kontak potansiyeli ya da difüzyon potansiyeli V_D olarak bilinir ve şöyle verilebilir;

$$V_D = \phi_m - \phi_s = \phi_{Bn} - V_n \quad (4.3)$$

Burada ϕ_{Bn} bariyer yüksekliği ve $V_n = (E_c - E_f)/q = (kT/q) \ln(N_c/N_D)$ ise Fermi potansiyelidir.



Şekil 4.1. İdeal metal/n-tipi yarıiletken kontak için enerji-bant diyagramları; (a)' dan (c)' ye kadar $\phi_m > \phi_s$: **a)** Kontakdan önce, **b)** Küçük hava boşluğu (small air gap) ve arayüzey durumlarıyla kontak hali, **c)** Ara yüzey durumları olmadan doğrultucu kontak (intimate contact) ; (d)' den (f)' ye kadar $\phi_m < \phi_s$: **d)** Kontakdan önce, **e)** Küçük hava boşluğuyla kontak, **f)** Omik kontak (intimate contact) [Li S.S., 1993].

Denklem (4.1) ideal Schottky diyot için bariyer yüksekliği yarıiletkenin elektron ilgisi ve metal iş fonksiyonu arasındaki mesafe olarak hesaplanacağı anlamına gelmektedir. Bu durum sadece ara yüzey durumları ve görüntü alçaltıcı etkisi arasındaki basit ilişki ihmal edildiğinde tutarlıdır. Dahası, denklem (4.1) ve (4.2)' den n-tipi ve p-tipi yarıiletkenler üstünde metal için bariyer yüksekliğinin toplamından yarıiletkenin bant aralığı enerjisinin ($q\phi_{Bn} + q\phi_{Bp} = E_g$) hesaplanacağı belirlenir.

Uzay-yük bölgesinde potansiyel ve elektrik alan dağılımları, boşalma tabakası genişliği ve Schottky diyotun eklem kapasitansını uygun sınır koşullarında Poisson denklemini çözerek türetilebilir. Schottky diyotun uzay-yük bölgesinde bir-boyutta Poisson denklemi;

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0\epsilon_s} \quad (4.4)$$

şeklinde verilir. Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ve ϵ_0 serbest uzay elektriksel geçirgenliğidir. Yük yoğunluğu $0 < x < W$ için;

$$\rho = q[N_D - n(x)] \quad (4.5)$$

şeklinde verilir. Burada $n(x)$ elektron yoğunluğu $x=W$ ' da $n_0 \exp(-qV_D/kT)$ olarak hesaplanır. $n(x)$ ' in boşalma tabakası kenarından boşalma bölgesine mesafeyle exponansiyel azalması belirlenir.

$0 < x < W$ için, bir-kenarlı ani eklem yaklaşımı kullanarak ve $n(x)=0$ olduğunu varsayarak, (4.4) denkleminin integrali alınarak elektrik alanın boyutsal dağılımını bulabiliriz. Bu yaklaşım;

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} = \left(\frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_s} \right) x + C_1 \quad (4.6)$$

denklemine neden olur. Burada C_1 sınır koşulu tarafından belirlenen sabittir. Potansiyel dağılım denklem (4.6)' nın integrali alınarak şöyle bulunur;

$$V(x) = -\left(\frac{qN_D}{2\epsilon_0\epsilon_s} \right) x^2 - C_1x + C_2 \quad (4.7)$$

Burada C_2 diğer integral sabitidir. Sınır koşulları takip edilerek C_1 ve C_2 sabitleri belirlenebilir.

$$x=0 \text{ ' da } \quad V(0) = -\phi_{Bn}$$

$$x=W \text{ ' da } \quad E = -\frac{dV(x)}{dx} = 0 \quad (4.8)$$

(4.6), (4.7), (4.8) denklemlerinden;

$$C_1 = -\frac{qN_D W}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{ve} \quad C_2 = -\phi_{Bn} \quad (4.9)$$

bulunur. Son elde edilen bu değerler (4.6) ve (4.7)' de yerine yerleştirilirse; boşalma bölgesi içinde elektrik alanın ve potansiyelin uzaysal dağılımını buluruz. Bunları sırasıyla yazarsak;

$$E(x) = \left(\frac{qN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} \right) (x - W) \quad (4.10)$$

ve

$$V(x) = -\left(\frac{qN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} \right) \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right) - \phi_{Bn} \quad (4.11)$$

bulunur. Boşalma bölgesi genişliği W ; V_D , N_D , V_a (across the barrier) terimleri ile ifade edilebilir. Bundan dolayı Şekil 4.2 ve (4.11) denklemi $x = W$ 'da potansiyel şu şekilde yazılır;

$$V(W) = (V_D - V_a) - \phi_{Bn} = \left(\frac{qN_D W^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} \right) - \phi_{Bn} \quad (4.12)$$

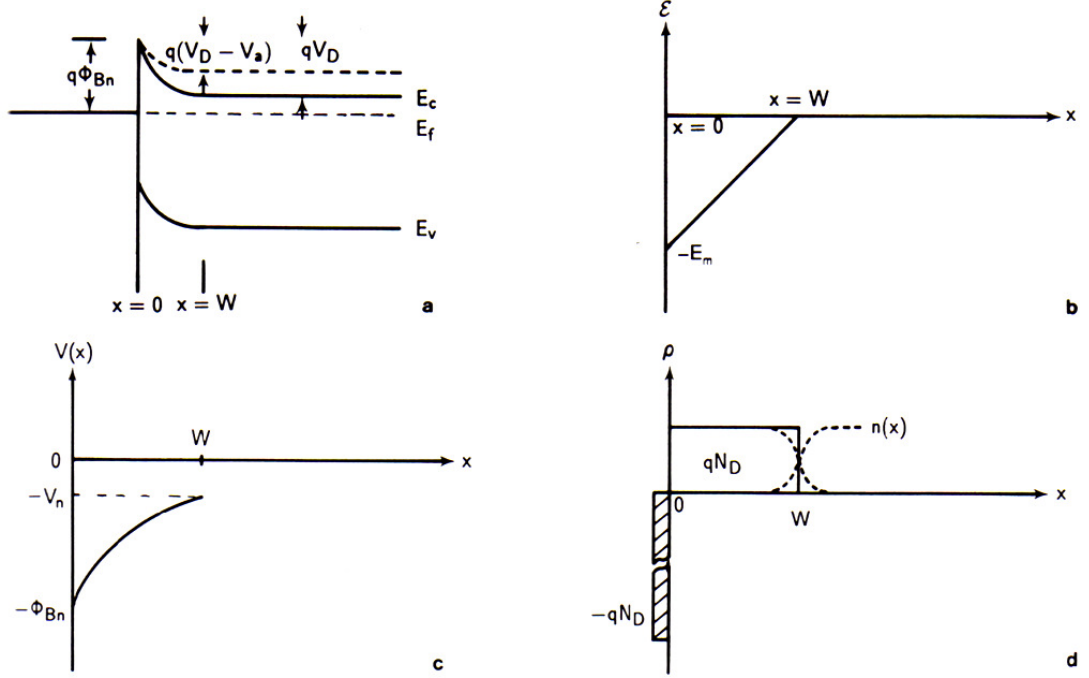
ya da

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (V_D - V_a)}{qN_D}} \quad (4.13)$$

Denklem (4.14)' te görüldüğü gibi boşalma bölgesi genişliği uygulanmış voltajının kareköküyle doğrudan orantılıdır ve yarıiletkenin madde yoğunluğunun kareköküyle ters orantılıdır. Dahası denklem (4.13)' ten boşalma bölgesi genişliği ileri besleme voltajının kareköküyle ($V_a \geq 0$ için) azaldığı ve ters besleme voltajının kareköküyle ($V_a < 0$ için) arttığı görülmektedir.

Boşalma bölgesi kapasitansını türetmek için, boşalma bölgesinde (Şekil 4.2.d) birim yüzey (area) başına uzay-yükünü yazarız, Q_s ;

$$Q_s = qN_D W = \sqrt{2qN_D \epsilon_0 \epsilon_s (V_D - V_a)} \quad (4.14)$$



Şekil 4.2 a) Enerji-bant diyagramı, **b)** Elektrik alan, **c)** Potansiyel dağılımı, **d)** Metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyot için uzay-yük dağılımı [Li S.S., 1993].

Birim yüzey başına boşalma bölgesi kapasitansı (4.14) denkleminin uygulanmış voltaj V_a 'ya göre türevi alınarak;

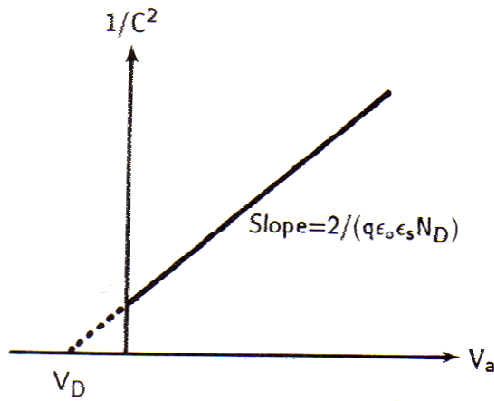
$$C_d = \frac{dQ_s}{dV_a} = \sqrt{\frac{qN_D \epsilon_0 \epsilon_s}{2(V_D - V_a)}} \quad (4.15)$$

şeklinde bulunur. Şekil 4.2a' da termal dengede (solid line) ileri besleme durumunda (dashed line) metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyot için enerji-bant diyagramını göstermektedir. Şekil 4.2.b' de ise boşalma bölgesinde elektrik alanın uzaysal bağlılığını tasvir etmektedir. $x=0$ ' da meydana gelen maksimum elektrik alan;

$$E_m = -\frac{qN_D W}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (4.16)$$

denkleminde verilir.

Boşalma bölgesinde potansiyel ve uzay-yük dağılımları Şekil 4.2.c ve d' de sırasıyla gösterilmiştir. Şekil 4.2.d' de dashed line-durumunda mevcut yük dağılımı, $x = W$ ' da serbest elektron yoğunluğu n_0 boşalma bölgesi içinde yayılmış olarak mesafenin exponansiyeliyle azalma gösterilmektedir. Solid line-ani eklem yaklaşımıdır, türetmeyi göstermek için kullanılır. Şimdiye kadar anlatılan analizde, ideal Schottky diyot için sadece yüzey durumları ve görüntü alçaltıcı etki ihmal edilir.



Şekil 4.3. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer kontak için uygulanan voltajın kapasitansın karesiyle ters orantısı grafiği [Li S.S., 1993].

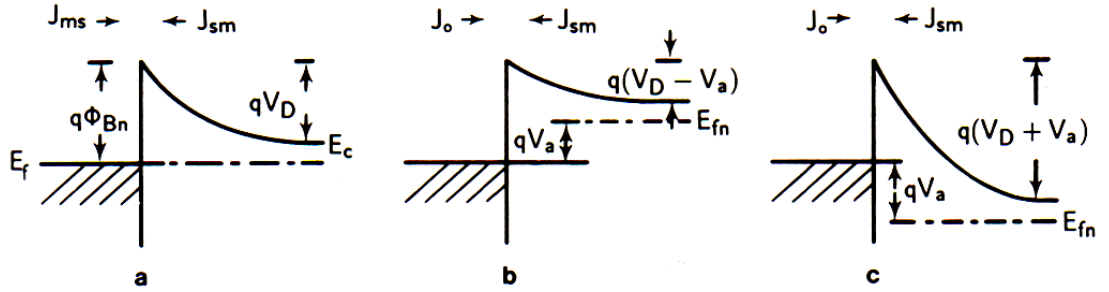
Şekil 4.3' de $1/C^2$ 'nin uygulanmış voltaj V_a ' ya karşı grafiği çizilmiştir. Boşalma bölgesi boyunca N_D sabitse lineer bir ilişki gözlemlenir. Bu grafikten V_D ve N_D ' nin her ikisi de bulunabilir.

4.1 Schottky Bariyer Diyotta Akım Akışı

Akım akışı çoğunluk taşıyıcılarına bağlı olduğundan dolayı, metal-yarıiletken Schottky bariyer diyot çoğunluk-taşıyıcı alettir. Örneğin; n-tipi materyalde elektrondur. Bu durum, p-n eklem diyotun tam tersidir, p-n eklem diyotta akım iletimi için azınlık taşıyıcıları sorumludur. Schottky diyotta akım akışını göstermek için; metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyot için sıfır besleme altında, ileri besleme ve ters besleme durumunda enerji-bant diyagramı ve akım bileşenleri Şekil 4.4.a, b ve c' de sırasıyla gösterilmiştir. Şekil 4.4.a' da sıfır besleme durumu altında enerji-bant diyagramı gösterilmiştir. Metalden yarıiletkene elektronların hareketi için

potansiyel bariyer ϕ_{Bn} iken; yarıiletkenden metale elektronların hareketi için potansiyel bariyer V_D olarak belirlenir. Net akım akışı sıfır beslemede sıfırdır.

Şekil 4.4.b' de görüldüğü gibi Schottky diyota uygulanan ileri besleme voltajı V_a ise; o zaman diyotun yarıiletken tarafının üzerindeki potansiyel bariyer $(V_D - V_a)$ kadar azalır. Ama bariyer yüksekliği uygulanmış voltajdan ya da yarıiletkenin katkı yoğunluğundan etkilenmeden nispeten aynen kalır. Böylece; metalden yarıiletkene akım akışı aslında aynı kalırken, yarıiletkenden metale akım akışı ileri besleme durumu altında şiddetli bir şekilde artar. Şekil 4.4.b' de gösterildiği gibi: ileri besleme durumunda; net akım akışı yarıiletkenden metale elektron akım akışı tarafından kontrol edilir. Ters besleme durumu altında; yarıiletken taraftaki potansiyel bariyer $(V_D + V_a)$ kadar artar ve ayrıca yarıiletkenden metale akım akışı ile metalden yarıiletkene akım akışı kıyaslandığında ihmal edilebilir. Böylece ileri besleme durumunda net akım akışı; metalden yarıiletkene termiyonik emisyon akım akışı tarafından kontrol edilir. Bu durum Şekil 4.4.c' de gösterilmiştir.



Şekil 4.4. Schottky bariyer diyot için enerji-bant diyagramları ve akım bileşenleri: **a)** Sıfır besleme durumunda, **b)** İleri besleme durumunda, **c)** Ters besleme durumunda. J_{sm} yarıiletkenden metale ve J_{ms} metalden yarıiletkene akım akışı anlamına gelmektedir, $J_0 = J_{ms}$ doyma akım yoğunluğudur [Li S.S., 1993].

Metal-yarıiletken Schottky bariyer diyotta taşıyıcı nakli termiyonik emisyon, difüzyon ya da ikisinin bir arada olduğu termiyonik-difüzyon model kullanılarak ele alınabilir. Bu modellerden türetilen akım-voltaj (I-V) denklemi Schottky bariyer diyotta akımın sıcaklık ya da voltaj karakteristiğini tahmin edilmek için kullanılabilir. Bethe tarafından geliştirilen basit termiyonik emisyon model, Schottky tarafından geliştirilen difüzyon model; Schottky bariyer diyotun (I-V)

karakteristiklerini öngörmek için en yaygın kullanılan fiziksel modeldir. Bundan sonraki kısımda, termiyonik emisyon ve difüzyon modellerinden akım yoğunluğu denklemleri elde edilecek.

4.1.1. Termiyonik Emisyon Model

Bölüm 3' te serbest uzayda sıcak metal yüzeyden elektron emisyonu için tanımlanan termiyonik emisyon modeli kolayca metal-yarıiletken sistem için modifiye edilebilir. Yarıiletkenden metale akım akışı temelde ileri besleme durumu altında $(V_D - V_a)$ bariyer potansiyeli tarafından belirlenir. Bu potansiyel bariyerin üstesinden gelmek için, yarıiletken tarafta x-yönü boyunca elektronların kinetik enerjisi;

$$\frac{1}{2}(m_n^* v_{xm}^2) \geq q(V_D - V_a) \quad (4.17)$$

şeklinde verilir. Böylece, yarıiletkenden metale akan elektron akım yoğunluğu bileşenleri J_{sm} aşağıdaki denklemin integrali alınarak elde edilebilir, bu durumda;

$$\begin{aligned} J_{sm} &= \left(\frac{2qm_0^3}{h^3} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{m^* v_z^2}{2kT}\right] dv_z \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{m^* v_y^2}{2kT}\right] dv_y \int_{v_{zm}}^{\infty} v_x \exp\left[-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right] dv_x \\ &= A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) \\ &= J_0 \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) \end{aligned} \quad (4.18)$$

elde edilir. Burada;

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (4.19)$$

doyma akım yoğunludur. $A^* = 4\pi m_n^* q k^2 / h^3$ etkin Richarson sabiti, m_n^* elektronun etkin kütlesi, ϕ_{Bn} bariyer yüksekliğidir. Metalden yarıiletkene elektron akışı (4.18) denkleminde aslında termal dengede $V_a = 0$ durumunda bulunabilir.

$$J_{ms} = -J_{sm} = -J_0 \quad (4.20)$$

Böylece, ileri besleme durumu altında toplam akım akışı (4.18) ve (4.20) denklemleri toplanarak şu şekilde yazılabilir;

$$J = J_{ms} + J_{sm} = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.21)$$

Denklem (4.21) en iyi bilinen Schottky diyot denklemidir ve akım yoğunluğunun uygulanan voltaj ve sıcaklığa exponansiyel bağlılığını gösterir. Doyma akım yoğunluğu bariyer yüksekliğine ϕ_{Bn} exponansiyel bağlıyken, Schottky diyotta J_0 değerini azaltmak için büyük bir ϕ_{Bn} değerine ihtiyaç vardır.

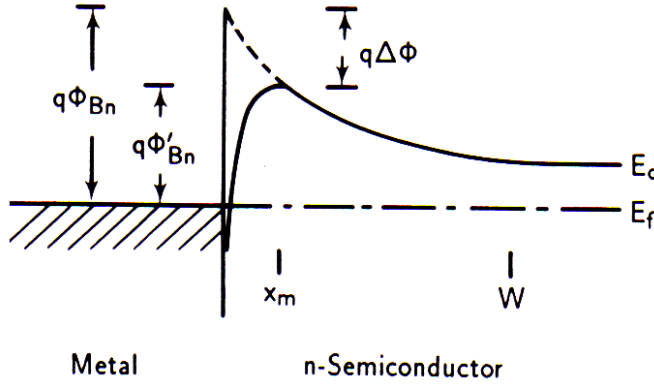
4.1.2. Görüntü Alçaltıcı Etki

Şekil 4.2' de gösterildiği gibi; metal-vacum ara yüzeyinin durumu için benzer, ayrıca görüntü alçaltıcı etki metal-yarıiletken ara yüzeyinde de bulunur. Denklem (4.19)' de görüntü alçaltıcı etkiyi kapsayan, doyma akım yoğunluğu J_0 şu şekilde ifade edilebilir.

$$\begin{aligned} J_0 &= A^* T^2 \exp\left[-\frac{q(\phi_{Bn} - \Delta\phi_m)}{kT}\right] \\ &= A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q^3 E_m}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s k^2 T^2}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Boşalma bölgesinin, metal-yarıiletken arayüzeyinde maksimum elektrik alan büyüklüğü E_m (4.13) ve (4.16) denklemlerinden;

$$E_m = \sqrt{\frac{2qN_D(V_D - V_a)}{\epsilon_0\epsilon_s}} \quad (4.23)$$



Şekil 4.5. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyot için görüntü alçaltıcı etki gösteren enerji-bbant diyagramı; $q\Delta\phi$ ise görüntü alçaltıcı potansiyeldir [Li S.S., 1993].

Şekil 4.2.b' de gösterildiği gibi, maksimum elektrik alan $x=0$ ' da meydana gelir ve metal yarıiletken ara yüzeyden $x=0$ bulk yarıiletkenin boşalma katmanının kıyısı $x=W$ arasındaki mesafede lineer olarak azalır. Denklem (4.22) ve (4.23)' den görüldüğü gibi görüntü alçaltıcı etki hesaba katılıyorken, $\ln(J_0)$; $(E_m)^{1/2}$ ya da $(V_D - V_a)^{1/4}$ ile doğrudan orantılıdır. Bu akım-voltaj karakteristiği gerçekten pek çok metal-yarıiletken Schottky bariyer diyotta gözlemlenir.

4.1.3 Difüzyon Model

Schottky difüzyon model şu varsayım üzerine kurulmuştur; bariyer yüksekliği kT ' den biraz daha büyük ve yarıiletken hafifçe katkılanmış böylece uzay yük katmanı genişliği taşıyıcı difüzyon boyundan daha büyüktür. Bu modelin temeli; sürüklenme ve difüzyon akımı bileşenlerinin her ikisi boşalma bölgesinde dikkate alınmış olmalıdır. Bu durumda şunu yazabiliriz;

$$J_n = qn(x)\mu_n E_x + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

$$= qD_n \left[\left(\frac{qn(x)}{kT} \right) \left(-\frac{dV(x)}{dx} \right) + \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (4.24)$$

Einstein bağıntısını $\mu_n = (q/kT)D_n$ ve $E_x = -\frac{dV(x)}{dx}$ denklem (4.24)' ü kullanırız. Boşalma bölgesindeki toplam akım yoğunluğu J_n sabit ve x ' den

bağımsız olduğundan denklem (4.24)' ün her iki tarafını $\exp[-qV(x)/kT]$ ile çarpıp boşalma bölgesi sınırlarında integralini alırsak ($x=0$ ' dan $x=W$ ' ye);

$$J_n \int_0^W e^{-qV(x)/kT} dx = qD_n \int_0^W \left[-\left(\frac{qn(x)}{kT} \right) \frac{dV(x)}{dx} e^{-qV(x)/kT} + \frac{dn(x)}{dx} e^{-qV(x)/kT} \right] dx \quad (4.25)$$

ya da

$$J_n \int_0^W e^{-qV(x)/kT} dx = qD_n n(x) e^{-qV(x)/kT} \Big|_0^W \quad (4.26)$$

(4.26) denklemi $x=0$ ve $x=W$ sınır durumu için;

$$qV(0) = -q\phi_{Bn} \quad \text{ve} \quad qV(W) = -q(V_D + V_a) \quad (4.27)$$

Burada $qV_n = (E_c - E_f)$ ve V_a uygulanmış voltajdır. Elektron yoğunlukları $x=0$ ve $x=W$ ' da sırasıyla şöyle yazılır;

$$n(0) = N_c \exp \left\{ -\frac{[E_c(0) - E_f]}{kT} \right\} = N_c \exp \left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right) \quad \text{ve} \quad n(W) = N_c \exp \left(-\frac{qV_n}{kT} \right) \quad (4.28)$$

Şimdi (4.27) ve (4.28) denklemlerini (4.26) denkleminde yerine yazalım;

$$J_n = \frac{(qD_n N_c) [\exp(qV_a/kT) - 1]}{\int_0^W \exp(-qV(x)/kT) dx} \quad (4.29)$$

(4.29) denkleminin paydasının integralini alıp (4.12) denklemini $V(x)$ için yerine yazarsak (x^2 terim ihmal edildi) ve (4.29) denklemi içine W için olan (4.13) denklemini yerleştirirsek sonuç olarak;

$$\begin{aligned} J_n &= \left(\frac{q^2 D_n N_c}{kT} \right) \sqrt{\frac{2q(V_D - V_a) N_D}{\epsilon_0 \epsilon_s}} \exp \left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV_a}{kT} \right) - 1 \right] \\ &= J_0' \left[\exp \left(\frac{qV_a}{kT} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (4.30)$$

elde ederiz. Burada;

$$J'_s = \left(\frac{q^2 D_n N_c}{kT} \right) \sqrt{\frac{2q(V_D - V_a) N_D}{\epsilon_0 \epsilon_s}} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (4.31)$$

difüzyon modelden elde edilen doyma akım yoğunluğudur.

(4.31) ve (4.19) denklemlerinin karşılaştırılması şunu ortaya çıkarır; termiyonik emisyon modelinden türetilen doyma akım yoğunluğu difüzyon modelinden türetilene göre sıcaklığa daha duyarlıdır. Bununla birlikte (4.31) denklemi uygulanan besleme voltajına bağlıdır. Denklem (4.31)' de görüntü alçaltıcı etkinin ihmal edildiğini belirtelim.

Sonunda, difüzyon ve termiyonik emisyon modellerinin birleştirilmesi Crowell ve Sze tarafından geliştirildi. Termiyonik-emisyon model denilen; metal-yarıiletken ara yüzey yakınında termiyonik yeniden birleşme (recombination) hızının sınır durumlarını ve elektron-optik fonon saçılmasının etkilerini göz önünde bulundurulur ve metal-yarıiletken ara yüzeyde kuantum-mekaniksel yansıma kullanır. Termiyonik-emisyon modelinden elde edilen akım yoğunluk denklemi şöyle verilir;

$$J_n = \frac{qN_c V_R}{(1 + V_R/V_D)} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.32)$$

Burada V_R yeniden birleşme hızı, V_D boşalma bölgesi kıyısından W maksimum potansiyel enerjinin olduğu x_m ' ye elektronların taşınmasıyla ilgili difüzyon hızıdır. Eğer $V_R \geq V_D$ ise difüzyon süreci baskındır. Diğer taraftan $V_D \geq V_R$ ise (4.32) denkleminde V_R tarafından ilk exponansiyel ifade baskındır ve termiyonik emisyon akımı baskın akım bileşenleri haline gelir.

Sonunda şu göze çarpar; metal-yarıiletken Schottky kontak dejenere yarıiletken biçimindeyse, o zaman bariyer genişliği tünelleme süreci tarafından baskın olabilen akım akışından zayıf olur. Bu durumda, diyotta akım akışı kuantum-mekaniksel tünelleme tarafından belirlenir ve tünelleme akım yoğunluğu bariyer yüksekliğinin exponansiyeline orantılıdır. Şöyle ki;

$$J_t \sim \exp(-q\phi_{Bn}/E_{00}) \quad (4.33)$$

dir.

Burada $E_{00} = (q\hbar/2)\sqrt{N_D/m^*\epsilon_0\epsilon_s}$ ' dir. (4.33) denkleminde tünelleme akımının dopant yoğunluğunun karekökü ile exponansiyel artacağı ve artan bariyer yüksekliğiyle azalacağı görülür.

5. BARIYER YÜKSEKLİĞİNİN BULUNMASI

İdeal n-tipi ve p-tipi yarıiletken Schottky bariyer diyotların bariyer yüksekliği için ifadeler (4.1) ve (4.2)' de sırasıyla verilmişti. Bununla birlikte bu denklemler sadece görüntü alçaltıcı etki ihmal edildiğinde ve yüzey durum yoğunluğu küçükse geçerlidir. Ama III-V bileşik yarıiletkenlerinde genellikle çok yüksektir. Bunun sonucu olarak, bariyer yüksekliği belirlenmesinde arayüzey durum etkilerini dahil etmek gereklidir. Şekil 4.1' de görüldüğü gibi, yüzey durumun etkisi enerji seviyesinin terimlerinden $q\phi_0$ ifade edilebilir. Bu enerji seviyesi metal-yarıiletken kontak oluşturulmasından önce yarıiletken yüzeyde Fermi seviyesi ile çakışır. Aslında, $q\phi_0$ yüzeyde yük-nötürlüğü durumunu karşılamak için tamamen dolu enerji durumları seviyesin altında sınırlanmış seviye olarak düşünülebilir. Yüzey durumları çok geniş olursa, o zaman yüzeyde Fermi seviyesi $q\phi_0$ 'de iğnelenecektir (pinned) ve metal-yarıiletken kontak için bariyer yüksekliği metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur. Aslında bu, III-V bileşiklerinden oluşmuş pek çok Schottky bariyer kontakta gözlenebilir. Cowley ve Sze görüntü alçaltıcı etkiyi ve yüzey durum yoğunluğunu hesaba katarak bariyer yüksekliği için genel ifadeyi türettiler. Onların türettiklerinin temeli, metal-yarıiletken Schottky kontak için bariyer yüksekliği için şöyleydi;

$$\phi_{Bn} = c_2 (\phi_m - \chi_s) + (1 - c_2) (E_g / q - \phi_0) - \Delta\phi = c_2 \phi_m + c_3 \quad (5.1)$$

Burada;

$$c_2 = \frac{\epsilon_i \epsilon_0}{\epsilon_i \epsilon_0 + q \delta D_s} \quad (5.2)$$

ϵ_i arayüzey tabakasının dielektrik sabiti, δ bu arayüzey tabakasının kalınlığıdır ve Şekil 4.1.b' de görülmektedir. Denklem (5.1); δ 'nın sadece birkaç Å olduğu kabul edilerek sonuçlandırılır ve bundan dolayı ϵ_i yaklaşık olarak bire eşittir. c_2 ve c_3 deneysel hesaplandığından, bu iki büyüklüğün terimlerini $q\phi_0$ ve D_s açıklayabiliriz.

$$q\phi_0 = E_g - \frac{c_2 \chi_s + c_3 + \Delta\phi}{1 - c_2} \quad (5.3)$$

Ara yüzey durum yoğunluğu D_s ise;

$$D_s = \frac{(1-c_2)\epsilon_i\epsilon_0}{c_2\delta q^2} \quad (5.4)$$

$D_s \rightarrow \infty$ ve $c_2 \rightarrow 0$ ise (5.1) denklemi şöyle yazılır;

$$\phi_{Bn} = E_g/q - \phi_0 - \Delta\phi \quad (5.5)$$

Arayüzey durum yoğunluğu ihmal edilirse ve sadece görüntü alçaltıcı etki düşünülürse o zaman bariyer yüksekliği;

$$\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi_s) - \Delta\phi \quad (5.6)$$

şeklinde yazılır ve görüntü alçaltıcı etki ihmal edildiğinde (4.1) denkleminde indirgenir.

Schottky diyotun bariyer yüksekliğini bulmak için kullanılan en yaygın üç metottan bahsedelim.

1-Akım-voltaj metodu: Schottky bariyer diyotun akım yoğunluğunu bulmak için yarı-deneysel formülü şu şekilde yazabiliriz;

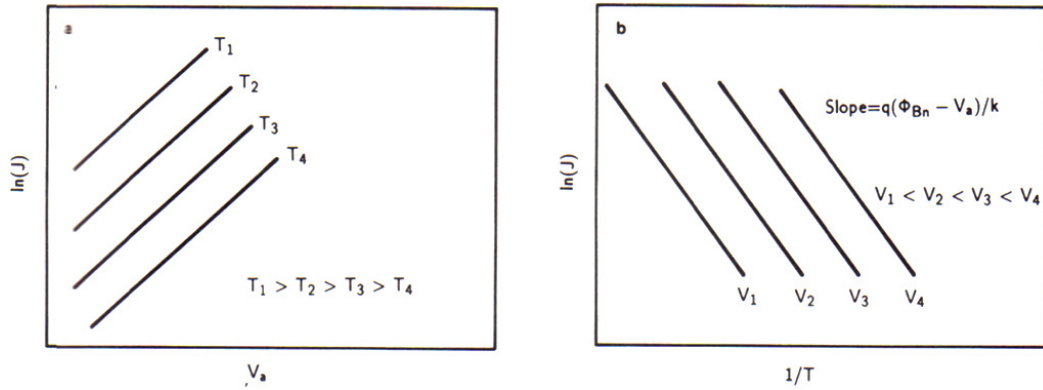
$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_a}{nkT}\right) - 1 \right]$$

$$J_f \cong J_0 \exp\left(\frac{qV_a}{nkT}\right)$$

$$J = C \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_a}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (5.7)$$

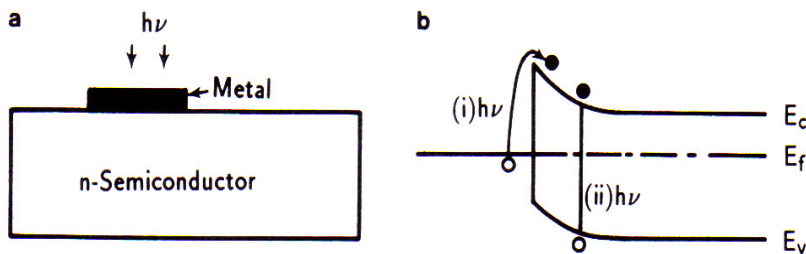
Burada C ilk exponansiyelin faktörüdür ve kullanılan modele bağlıdır (mesela termiyonik emisyon ya da difüzyon model). Schottky bariyer diyot için $\ln J$ - V_a grafiği ve $1/T^2$ grafiği sırasıyla Şekil 5.1.a ve b' de çizilmiştir. Bariyer yüksekliği; Şekil 5.1a' da gösterilen J_0 doyma akım yoğunluğundan ya da Şekil 5.1.b' de gösterildiği gibi sabit-besleme voltajında $\ln J$ - $1/T$ grafiğinden bulunabilir. Şekil 5.1.a' da gösterildiği gibi; bariyer yüksekliğinin doğruluğunu arttırmak sabit bir ileri besleme voltajında $\ln(J_f/T^2)$ - $1/T$ grafiğinden belirlenir, farklı sıcaklıklarda diyot idealite

faktörü neredeyse eşit olan besleme voltajı seçmek önemlidir. Eğim, $\ln J_f - V_f$ grafiği için farklı sıcaklıklarda benzerdir.



Şekil 5.1. Schottky bariyer diyot için **a)** Dört farklı sıcaklıkta $\ln(J) - V_a$ grafiği, **b)** Dört ileri besleme voltajı için $\ln(J) - 1/T$ grafiği [Li S.S., 1993].

2-Fotoemisyon metodu: Schottky diyot bariyer yüksekliği Şekil 5.2.a' da gösterildiği gibi; temel absorpsiyon kıyısı yakınlıklarına düşen fotonların fotoakım-dalgaboyu ölçülerek bulunur. Fotonların yarıiletkenin bant aralığı enerjisiyle ve bariyer yüksekliği arasında enerjilerin düşmesiyle ($q\phi_{Bn} < h\nu < E_g$) Schottky kontağın üstüne çarpar, uyarılan elektronlar metalden yarıiletkenine geçer. Bu Şekil 5.2.b' nin (i) işleminde gösterilmiştir. Düşen fotonların enerjisi yarıiletkenin bant aralığını aşarsa ($h\nu > E_g$), o zaman doğrudan band-to-band eksitasyonu (uyarılma-uyarım) meydana gelir ve yarıiletkenin içinde elektron-hole çifti üretilir. Şekil 5.2.b' de (ii) işleminde gösterilmiştir. (ii) işlemin baskın olursa, absorpsiyon kıyısı yakınında etkilenen fotonda (photoresponse) keskin artış gözlenir ve esas (intrinsic) fotoiletkenlik baskın işlem olur.



Şekil 5.2 a) Schottky fotodiyotun en üst yüzeyinden ışıklandırma, **b)** elektronların fotoeksitasyonu (photoexcitation): (i) $q\phi_{Bn} < h\nu < E_g$ ile metalden yarıiletken içine; (ii) $h\nu > E_g$ ile yarıiletken içinde [Li S.S., 1993].

Fotoemisyon metotta, uyarılan fotonların enerjileri yarıiletkenin enerji aralığı ve bariyer yüksekliği arasında düşer. Folwer' ın teorisine göre; Schottky bariyer diyot metal içinde fotoüretken (photogenerated) elektronlar tarafından fotoakım üretir ((i) işlemi) ve bu durumda akım şöyle verilir;

$$I_{ph} = C(h\nu - q\phi_{Bn})^2 \quad (5.8)$$

Bu denklem $(h\nu - q\phi_{Bn}) \geq 3kT$ Ve $q\phi_{Bn} < h\nu < E_g$ için geçerlidir. (5.8) denkleminde fotoakımın foton enerjisinin tamkaresiye doğru orantılı olduğu görülür. Bundan dolayı; $I_{ph}^{1/2} - h\nu$ grafiği eğimi düz çizgidir (lineerdir). Bu düz çizginin kestirimi yatay eksenini $(h\nu)$ kestiğinde ϕ_{Bn} bariyer yüksekliği elde edilir.

3-Kapasitans-voltaj metodu: Schottky diyotun bariyer yüksekliğini belirlemenin bir başka metot kapasitans-voltaj ölçümünü kullanarak olur. Denklem (4.15)' den düzgün katkılanmış yarıiletken için C^{-2} -V grafiği düz çizgi (lineer) verir ve bu çizginin voltaj eksenini ile kestiği nokta V_D difüzyon potansiyeline eşittir. Difüzyon potansiyel bariyer yüksekliğine aşağıda gösterildiği gibi doğrudan ilişkili C-V ölçümlerinden belirlenir.

$$\phi_{Bn} = V_D - V_n - q\Delta\phi + \frac{kT}{q} \quad (5.9)$$

Burada $\Delta\phi$ görüntü alçaltıcı potansiyeldir ve şöyle verilir;

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s}} \quad (5.10)$$

ve

$$V_n = \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right) \quad (5.11)$$

V_n ; Fermi seviyesi altında iletkenlik bant kuyusunun derinliğidir. Böylece, bilinen V_D , V_n ve $\Delta\phi$ değerleriyle, C-V ölçümlerinden bariyer yüksekliğini belirleyebiliriz. Bariyer yüksekliği değeri için bu üç metot genellikle uyumludur.

5.1. Schottky Diyot Bariyeri

Schottky etkisi, elektrik alan uygulandığında yük taşıyıcı yayımı için potansiyel enerjinin uyarılmış-görüntü-kuvvetinin azalmasıdır. Metal-vakum sisteminde iş fonksiyonu olarak tanımlanan $q\phi$ (ϕ ; volt) bir elektronun Fermi düzeyindeki başlangıç enerjisinden vakum ortamına geçmesi için gerekli minimum enerjidir. Yarıiletkenlerin büyük çoğunluğu için 1-6 eV arasında değişmektedir ve kristalin yapısına bağlıdır [Rhoderick E. H, et al., 1988]. Metaller için ise 2-6 eV arası değişir ve yüzey kirliliğine oldukça duyarlıdır [Sze S. M., 1981].

Daha önce de bahsedildiği gibi metal-yarıiletken kontaklar metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına (ϕ_m ve ϕ_s) bağlı olarak omik ya da Schottky özellik gösterirler.

Özet olarak aşağıda gösterildiği gibi bir açıklama yapılabilir:

1- Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda;

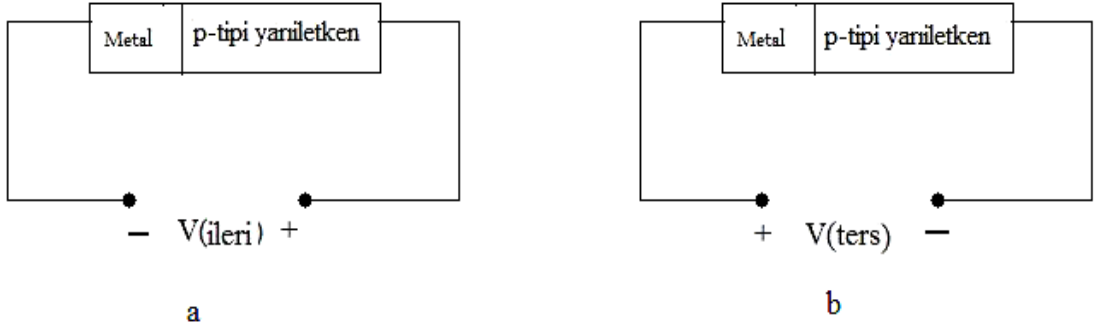
- a) $\phi_m > \phi_s$ ise; Schottky kontak,
- b) $\phi_m < \phi_s$ ise; omik kontak.

2- Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda;

- a) $\phi_m > \phi_s$ ise; omik kontak,
- b) $\phi_m < \phi_s$ ise; Schottky kontak.

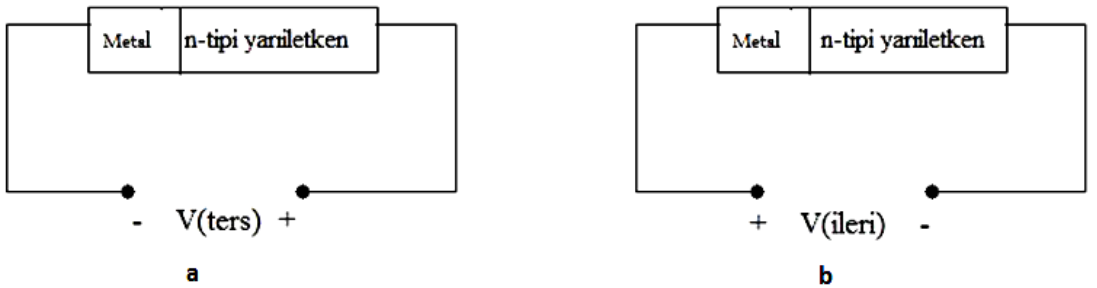
6. SCHOTTKY DİYOT YAPIMI

Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda akım; boşluklar tarafından sağlanır. p-tipi yarıiletkenlerde ileri besleme durumunda Şekil 6.1.a' da gösterildiği üzere yarıiletkene pozitif, metale ise negatif voltaj verilmelidir. Diğer türlü Şekil 6.1.b' de gösterildiği gibi ters besleme yapılmış olur. Burada ileri besleme durumunda, yarıiletkenenden metale doğru boşluk geçişi akıma katkı sağlar.



Şekil 6.1 a) Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ileri besleme durumu, b) Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda ters besleme durumu.

Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda akım, elektronlarla sağlanır. n-tipi yarıiletkenlerde ileri besleme durumunda Şekil 6.2.b' de gösterildiği üzere yarıiletkene negatif, metale ise pozitif voltaj verilmelidir. Diğer türlü Şekil 6.2.a' da gösterildiği gibi ters besleme yapılmış olur. Burada ileri besleme durumunda, yarıiletkenenden metale elektron geçişi akıma katkı sağlar.



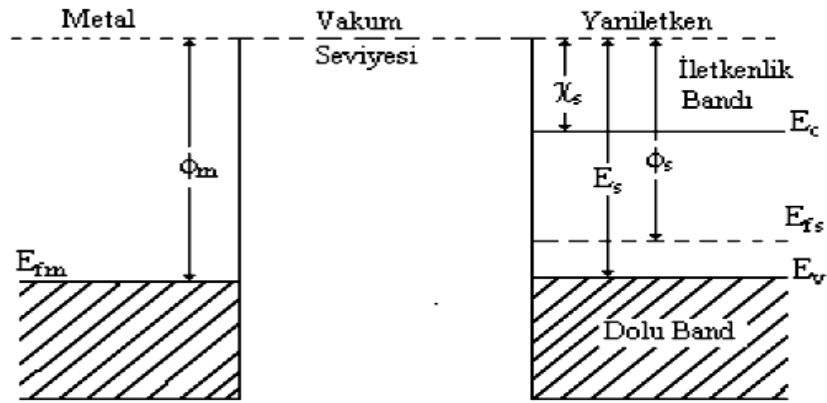
Şekil 6.2 a) Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda ters besleme durumu, b) Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda ileri besleme durumu.

6.1. Metal / n-tipi Yarıiletken Kontaklar

Metalin iş fonksiyonu ϕ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s den küçükse eklemin omik kontak özelliği göstereceği ($\phi_s > \phi_m$) ve metalin iş fonksiyonu ϕ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s ' den büyükse eklemin Schottky kontak özelliğini göstereceği belirtilmişti ($\phi_s < \phi_m$).

Bilindiği üzere omik kontaklardan geçen akım uygulanan gerilimin polaritesine göre değişiklik göstermez. Her ne yöne olursa olsun akımın mutlak büyüklüğü aynı kalacaktır. Ohm yasasına uyan bir I-V karakteristiği gösterirler.

$\phi_s < \phi_m$ olduğunda n-tipi yarıiletkenden metale elektronlar difüze olurlar. Böylece yarıiletkenin Fermi seviyesi alçalarak metalin Fermi seviyesine gelmeye çalışır. Metaldeki elektron sayısı metale gelen elektron sayısından oldukça fazla olduğu için metalin Fermi seviyesinde değişim olmaz. Elektronların difüze olmasıyla n-tipi yarıiletken tarafta iyonize olan dönorler yarıiletken tarafın pozitif, metal tarafın negatif yüklenmesine sebep olurlar.

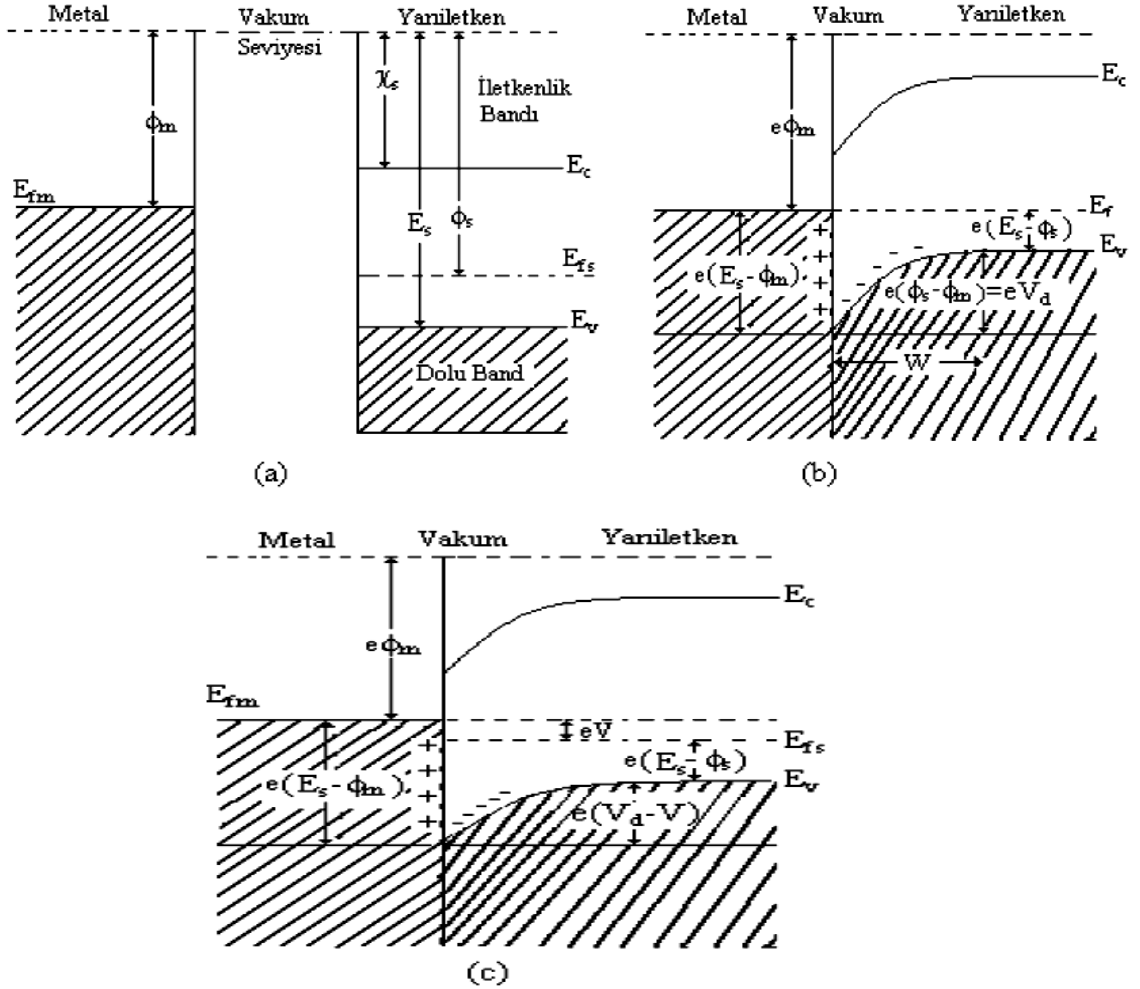


Şekil 6.3. Kontakta önce bir metal/n-tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [Ziel A. V., 1968].

Burada ϕ_m metalin iş fonksiyonu, E_{fm} metalin Fermi seviyesi, ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, E_{fs} yarıiletkenin Fermi seviyesi, χ_s yarıiletkenin elektron ilgisi, E_s yarıiletkenin dolu bantının vakum seviyesi altındaki derinliği, E_c iletkenlik bantının minimumu, E_v valans bantının maksimumudur.

6.2 Metal / p-tipi Yarıiletken Kontaklar

Metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda da iki durum mevcuttur. Birincisi yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s 'nin, metalin iş fonksiyonu ϕ_m 'den büyük olduğu doğrultucu kontak durumudur ($\phi_s > \phi_m$). İkincisi ise ϕ_m 'nin, ϕ_s 'den büyük olduğu omik kontak durumudur ($\phi_s < \phi_m$). İdeal metal-yarıiletken eklemi için Schottky-Mott teorisine göre; p-tipi yarıiletken ile metalin eklemünde doğrultucu kontakın olabilmesi için metalin iş fonksiyonu yarıiletken iş fonksiyonundan düşük olmalıdır.



Şekil 6.4. $\phi_m < \phi_s$ olduğu bir metal/p-tipi yarıiletken kontakın enerji-bant diyagramı a) Kontaktan önce b) Kontaktan sonra c) Yarıiletkene $V > 0$ voltajı uygulanmış [Ziel A. V., 1968].

Birinci durumu ele alalım. Tüm alıcılar iyonlaşmış olsun. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden $(\phi_s - \phi_m)$ kadar aşağıdadır (Şekil 6.4.a). Kontakta sonra metalin Fermi seviyesi ile yarıiletkenin Fermi seviyesi aynı seviyeye ulaşınca kadar metalden yarıiletkene elektron akışı olur. Bunun sonucu olarak yarıiletkenin ön yüzeyi negatif olarak yüklenir (Şekil 6.4.b). Ayrıca metalden yarıiletkene geçen elektronlar arkasında boşluklar bırakarak metalin ön yüzeyinin de pozitif yüklenmesine neden olur. Bu negatif yük tabakası iyonlaşmış alıcılar tarafından oluşturulur ve yük W kalınlıklı uzay yük tabakası boyunca yayılır. Yarıiletken bloktaki enerji seviyeleri $(\phi_s - \phi_m)$ kadar yükseltildiğinden, yarıiletken tarafındaki boşluklar için yüzey engeli;

$$q(\phi_s - \phi_m) = qV_d \quad (6.1)$$

denklemleri ile verilmektedir.

Burada V_d difüzyon potansiyelidir. Metalin yüzeyine göre alınmış olan yarıiletken içindeki potansiyel, $-V_d$ ’ dir. Metaldeki boşluklar için potansiyel engeli ise,

$$(\phi_s - \phi_m) + (E_s - \phi_s) = (E_s - \phi_m) \quad (6.2)$$

denklemleri ile hesaplanmaktadır.

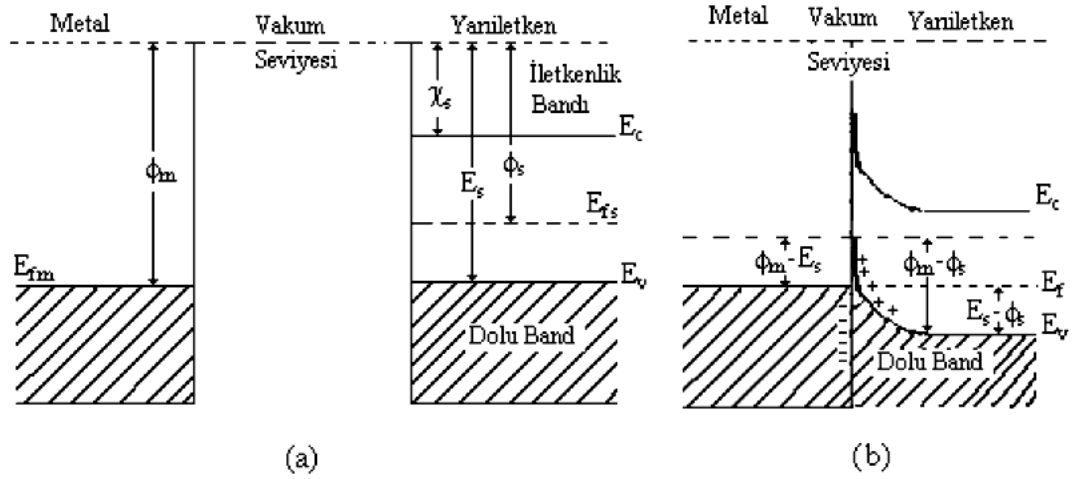
Termal uyarılmadan dolayı yarıiletken ve metal tarafındaki bazı boşluklar potansiyel engelini aşır, sırasıyla metal ve yarıiletken tarafına geçebilecek yeterli enerjiyi kazanırlarsa, engeli geçen eşit fakat zıt yönlü iki I_s akımı oluşacaktır. Bu durumda sistem termal dengededir ve net akım akışı sıfırdır.

Şekil 6.4.c’ de yarıiletkene V potansiyeli uygulandığı durumdaki enerji-bant diyagramı gösterilmektedir. Bu durumda metalden yarıiletkene akan boşluk akımında değişiklik olmamaktadır. Yarıiletkendeki enerji seviyeleri eV kadar düştüğü için; yarıiletkenden metale akan boşluk akımı, $\exp(qV / kT)$ çarpanı kadar değişir. Bu durum dikkate alındığında, sağdan sola yön pozitif akım yönü olarak alınırsa karakteristik akım,

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{q V_d}{k T} \right) - 1 \right] \quad (6.3)$$

olacaktır. Bu bir Schottky kontakttır.

İkinci durum göz önüne alındığında kontakta önceki durum Şekil 6.5.a' da görülmektedir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalinkinden ($\phi_m - \phi_s$) kadar yukarıdadır. Kontak yapıldıktan sonra yük alış-verişi olur. Bunun sonucunda yarıiletkenden metale, yarıiletken tarafında boşluklar bırakarak elektron geçişi olur. Fermi seviyeleri dengeye ulaştığında, yarıiletken tarafında pozitif yüzey yükü ve metal tarafında da negatif yüzey yükü yer alır. Bu geçişten sonra Şekil 6.5.b' de görüldüğü gibi yarıiletkendeki Fermi seviyesi ($\phi_m - \phi_s$) kadar azalır.



Şekil 6.5. Metal/p-tipi omik kontakta enerji-bant diyagramı **a)** Kontakta önceki **b)** Kontakta sonra [Ziel A. V.,1968].

Kontakta gerilim uyguladığında, yarıiletkenden metale boşluklar kolayca geçebilir ve çok yüksek elektron yoğunluğundan dolayı anında nötralize olurlar. Uygulanan gerilimin zıt polarizasyonu için metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan boşluklar kolayca yarıiletken içine hareket edebilirler. Bu durumda kontak omiktir.

7. TlGaSe₂ KRİSTALİ

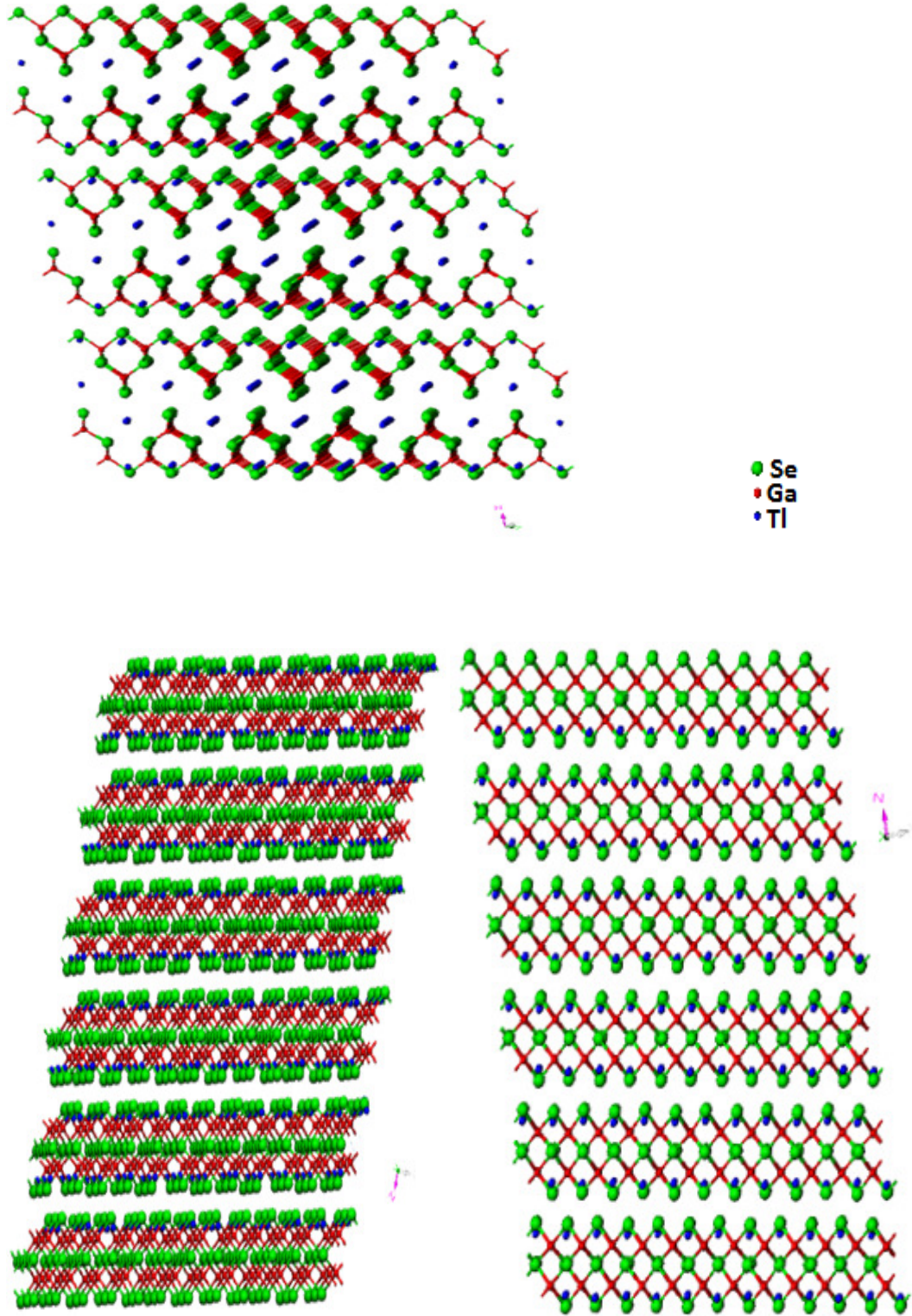
7.1. TlGaSe₂ Kristalinin Elde Edilmesi

Üzerinde çalıştığımız p-tipi yarıiletken TlGaSe₂ tek kristali Azerbaycan Ulusal Bilimler Akademisi Fizik Enstitüsü' nde Optoelektronik Laboratuvarında modifiye edilmiş Bridgman - Stockberger büyütme metodu ile büyütülmüştür. TlGaSe₂ tek kristali yüksek saflıkta (yaklaşık %99,999) stokiyometrik yöntemlerle sentezlenmiştir [Qasrawi A F, et al., 2004 and Seyidov M. Y. et al., 2009]. Hammaddeler eşdeğer molekül oranlarında tartılıp temiz kuvars ampullere konulmaktadır. Kuvars ampul seçiminin önemli nedenleri arasında; kolay şekil verebilme, az kirlilik içermesi ve yüksek erime sıcaklığına (~ 2050 K) sahip olması sayılabilir. Az kirlilik içermesine rağmen ampullerin önceden temizlenmesi önemlidir. Kuvars ampulün içine stokiyometrik oranlarda konulan elementlerin oksitlenmemesi için ampuller vakumlanarak (10^{-4} - 10^{-3} mbar) kapatılmaktadır. Bütün bileşikler yüksek saflıktaki elementlerden, özel bir fırında büyütülmektedir. Kristalin ergime sıcaklığı yaklaşık 990 K' dir [Ibragimov T. D., 2007]. Homojenliğin sağlanması için kristal sıcaklık alanından çekilmeden önce bu sıcaklığın üzerinde, fırında iki gün bekletilir. Kuvars ampul yavaş ve sabit bir hızda çekilerek homojen bir kristal yapı oluşturmaya başlanır. TlGaSe₂ tek kristalleri 1323 K olan sıcak bölgeden, 673 K olan soğuk tarafa 0,3 mm/h hızla geçilerek büyütülür. Soğuk bölgede kristal birkaç günde yavaşça soğur [Nahass M.M. El et al., 2006]. İşlem yaklaşık 15 günde tamamlanır.

7.2. TlGaSe₂ Kristalinin Yapısı

TlGaSe₂ tek kristali $A^{III}B^{III}C^{VI}_2$ kimyasal formülüne sahip katmanlı üçlü yarıiletken kalgonit (chalcogenide) kristallerin bir üyesidir. Burada B; Ga ya da In olabilirken X; S, Se veya Te olur. X kalkojen (chalcogen) iken A ve B atomları metal atomları olurlar [Nagat A.T. et al., 2009]. TlGaSe₂ tek kristali tabakalı yapıya sahip bir tek kristaldir. Tabakalar c doğrultusu ile ~ 100° açıda sahiptir. Tabakaların birbirleri arasındaki bağ Van der Waals [Galiy P. V. et al., 2001], tabaka içindeki atomlar arasındaki bağlar hem iyonik hem de kovalenttir. Her bir tabaka birbirine 90°

açı ile yönelmiştir [Yüksek N.S., et al., 2003]. Kristal oda sıcaklığında paraelektrik fazdadır. Kristalin örgü görüntüsü Şekil 7.1’ de gösterilmiştir.



Şekil 7.1. TlGaSe_2 ' nin kristal örgüsü.

8. DENEYSEL ÇALIŞMA

8.1. TlGaSe₂ Kristalinin Deneye Hazırlanması

Kristalin kırılğan ve katmanlı yapıda olmasından dolayı tamamen sabitlenerek kesilmesi gerekmektedir. Bunun için kristal, sıcak halde sıvı olan ve çok kısa sürede donan özel bir karışımla sabitlenmiştir. Bu malzemenin özelliği çok kısa sürede donması ve aseton ile kolayca çözülmesidir. Karışım kristalin üzerine eritilerek damlatılmıştır ve kristalin etrafında onu sabitleyerek tekrar donmuştur. Böylece kristal kesilirken yerinden oynamaz. Kristal katmanlarına dik olacak şekilde elmas uçlu kristal kesme makinesi ile 2x2x1 mm³ ölçülerinde kesildi. Kristal aseton banyosunda tutularak bu malzemedan ayrılmıştır.

Üzerinde çalıştığımız kristalin güzel bir özelliği katmanlı bir yapıya sahip olmasıdır. Katmanlar arası bağ (Van der Waals etkisi) sıkı olmadığı için dikkatlice üst tabakanın ayrılması sonucu ortaya çıkan yüzey oldukça temizdir. TlGaSe₂ katmanlı kristallerinin ayrılan yüzeyleriyle atmosfer gazlarının arayüzey formasyonu incelenmiştir. Sonuç olarak oda sıcaklığında TlGaSe₂ katmanlı tek kristallerinin atomik temiz yüzeylerinde ortamdaki O₂ ' ne (Oksijen) göre düşük aktiviteli nitrojen ve su buharının yüzeye tutunamadığı tespit edilmiştir [P. V. Galiy et al, 2001]. Bu yüzden ayrıca bir temizleme işlemine tabi tutulmasına gerek yoktur. Bunun temel sebebi ise yüzeyde boşta kalan bağ olmamasıdır.

8.1.1. TlGaSe₂ Kristal Yüzeyinin Termal Buharlaştırma ile Altın Kaplanması

Kristalin yüzeyinde pürüzsüz bir tabaka elde ettikten sonra kullanılacak metal seçildi. Yarıiletken kristalin üzerine seçilen metal termal buharlaştırma yöntemiyle kaplandı. Kullandığımız metalin buharlaşma sıcaklığı Au (~3000 K) dir. Bu işlemten sonra Ag pasta ile iletken Cu (bakır) tel omik kontak elde edecek şekilde Au metalin üzerine kontaklandı. Bu kontaklama kristalin etkin alanı olarak tanımlanmakta ve daha öncede verilen değer alınarak formülde yerine konulmaktadır. Bu değer ölçülmesi önemlidir. Yine Ag pasta kullanarak TlGaSe₂

kristalinin metal kaplanmayan yüzeyine omik kontak yapıldı. Sonrasında kreostatın içerisine yerleştirildi.

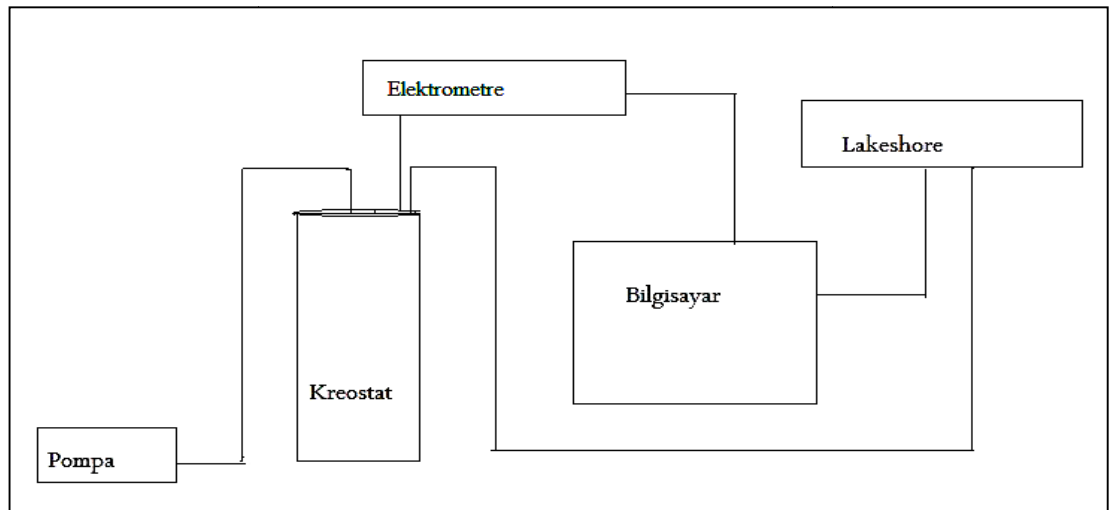
8.2. I-V Ölçüm Düzenegi

8.2.1. Ekipmanlar ve Programlar

Deneyde kullanılan cihazlar ve bilgisayar programları şöyle sıralanabilir.

- 1) Kreostat
- 2) Elektrometre (Keitley 6517A)
- 3) Sıcaklık kontrolcü (LakeShore 340)
- 4) Pompa (Edwards RV8)
- 5) Datascan (SpectraCQ2)
- 6) Origin 7
- 7) Diode Leakage Front Panel(Elektrometre kontrolü)
- 8) Labview 8.2 (LakeShore kontrolü)

Cihazların bağlantı şeması aşağıda gösterilmiştir.



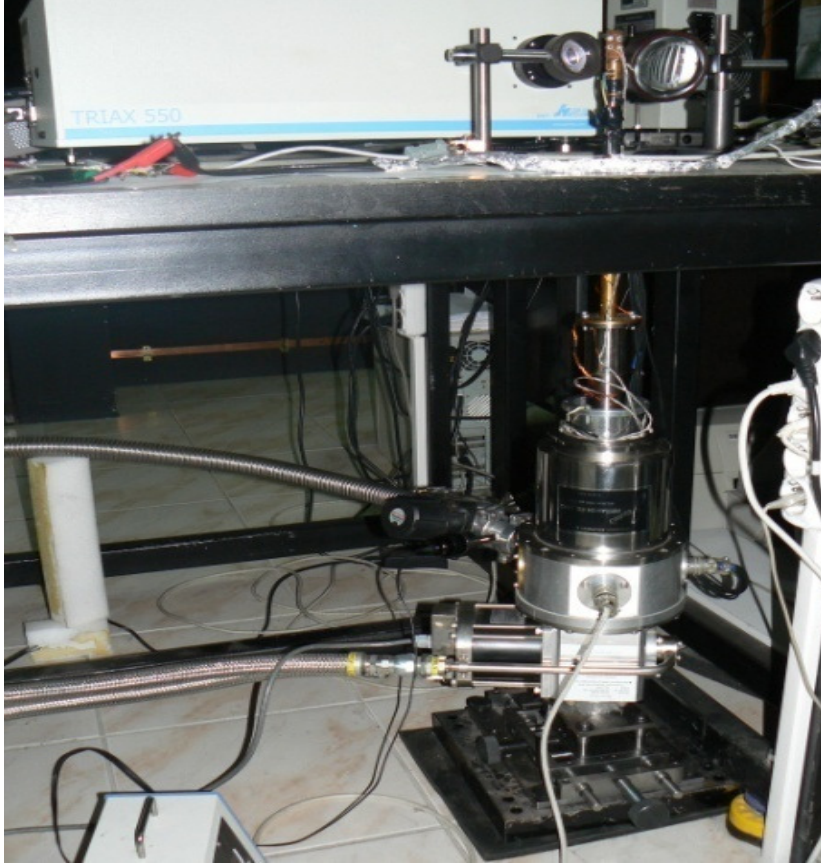
Şekil 8.1. Cihazların bağlantısının şematik gösterimi.



Şekil 8.2. Kullanılan cihazlar.

8.2.1.1. Kreostat

Kreostat kristalin bulunduğu yerdir. Düşük basınç altında sıcaklık değişimlerinin uygulanabilmesi için kullanılır. Kristalin kreostatın içindeki konumu, bağlantısı ve kreostatın görünüşü Şekil 8.3' te gösterilmiştir. Kristalin bulunduğu kısım deney esnasında vakumlanmış olduğundan dışarıyla ısıl olarak teması kesilmiştir.



a)



b)



c)

Şekil 8.3 a) Kreostatın genel görünümü, **b)** Kristalin kreostattaki yeri, **c)** Kreostatın içinde kristalin görünümü.

8.3. Deneyin Yapılışı

Hazırlamış olduğumuz Schottky diyotların Şekil 8.1’ de gösterilen devrede I-V ölçümleri alınmıştır. Alınan ölçümler Origin 7.0 programı kullanılarak analiz edilmiştir. Elde edilen I-V grafiklerinin doğru besleme yönü kullanılarak Schottky parametreleri hesaplanmıştır.

Farklı sıcaklıklar için $\ln I$ -V grafiği çizilerek doğru besleme tarafına bir doğru fit edilip, doğrunun eğimi hesaplanmış ve denklem (9.20)’ de yerine konularak idealite faktörü bulunmuştur. Bu değerler Tablo 1’de gösterilmiştir. I_s değerleri yine farklı sıcaklıklar için denklem (9.17)’ den hesaplanmıştır. Bu değerler denklem (9.21)’ de yerine konularak bariyer yüksekliği hesaplanmış Tablo 1’ e eklenmiştir.

9. I-V ÖLÇÜMÜ VE DEĞERLENDİRİLMESİ

9.1. Termiyonik Emisyon Modeli ve Karakteristiğın Hesaplanması

Schottky diyotlarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması işlemi termiyonik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır. Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayına termiyonik emisyon denir. Termiyonik emisyon modelinin geçerli olduğu ideal Schottky diyotlarında doğru besleme ($V > 0$) tarafındaki I-V karakteristikleri genel olarak;

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{q V_d}{k T} \right) - 1 \right] \quad (9.1)$$

denklemleriyle verilir [Sze S.M., 1981] .

Fakat birçok halde ideal durumdan sapmalar meydana gelmektedir. Bu sapmalar nedeniyle I-V karakteristiklerinin hesaplanmasında denklem (9.1) ;

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{q V_d}{n k T} \right) - 1 \right] \quad (9.2)$$

şeklinde ifade edilir.

Denklem $V \gg \frac{nkT}{q}$ için üstel terim yanında 1 ihmal edilebilir. Böylece denklem;

$$I = I_s \exp \left(\frac{q V_d}{n k T} \right) \quad (9.3)$$

şeklini alır.

Burada I_s doyma akımı, V_d Schottky engeline düşen gerilim, q elektronun yükü, k Boltzmann sabiti, T sıcaklıktır, n ise İdealite faktörüdür. İdeal diyot durumunda $n = 1$ ' dir, ama pratikte her zaman 1 den büyüktür. n idealite faktöründeki bu sapmalar; bariyer yüksekliğinin ön gerilime bağılılığı (bias),

elektronların tünelleyerek bariyeri geçmesi ve boşalma bölgesinde elektron-boşluk yeniden birleşmesi gibi pek çok sebebe dayandırılabilir.

Burada doyma akımının nasıl bulunduğu değinmemizde yarar vardır. x kontak yüzeyine dik olsun ve V_x yarıiletken materyaldeki boşluğun bu yön boyunca hızı olsun. Bu boşlukların hız dağılımı Maxwell hız dağılımı olup, V_x ile $(V_x + dV_x)$ arasında bir hıza sahip boşlukların yoğunluğu;

$$dp = N_A \sqrt{\frac{m_h^*}{2\pi kT}} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_h^* V_x^2}{kT} \right] dV_x \quad (9.4)$$

ile verilir. Burada N_A katkılanan alıcı atomların yoğunluğudur. m_h^* boşlukların etkin kütlesidir. Bunlar $\frac{1}{2} m_h^* V_x^2 > qV_d$ koşulunu sağlayan deşiklerdir. $V_x dp$ yüzeyin birim alanına birim saniyede dV_x hız aralığında ulaşan boşluk sayısı olmak üzere I_s akımı,

$$I_s = \int_{(2eV_d/m_h^*)^{1/2}}^{\infty} A q V_x dp \quad (9.5)$$

ile ifade edilir. Burada A diyodun etkin alanı, q elektronun yüküdür. Şimdi dp ifadesini yerine koyarsak,

$$I_s = \int_{(2eV_d/m_h^*)^{1/2}}^{\infty} A q V_x N_A \sqrt{\frac{m_h^*}{2\pi kT}} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_h^* V_x^2}{kT} \right] dV_x \quad (9.6)$$

İntegrali çözmek için; $m_h^* V_x^2 / 2kT = u$ değişken dönüşümünü kullanalım. Buradan $(m_h^* V_x / kT) dV_x = du$ elde edilir. Bu ifadelerin denklem (9.6)' da yerine konmasıyla,

$$I_s = A q N_A \sqrt{\frac{m_h^*}{2\pi kT}} \int \exp(-u) \frac{kT}{m_h^*} du \quad (9.7)$$

elde edilir.

Buradaki integrali alıp sınır değerlerini yerine koyarsak;

$$I_s = A q N_A \sqrt{\frac{m_h^*}{2 \pi k T}} \frac{k T}{m_h^*} \exp \left(- \frac{q V_d}{k T} \right) \quad (9.8)$$

elde edilir. Gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra,

$$I_s = \frac{1}{2} A q N_A \sqrt{\frac{2 k T}{\pi m_h^*}} \exp \left(- \frac{q V_d}{k T} \right) \quad (9.9)$$

ifadesini buluruz. Bu eşitliği $\exp (E_f / k T)$ ile çarpıp bölersek,

$$I_s = \frac{1}{2} A q N_A \sqrt{\frac{2 k T}{\pi m_h^*}} \exp \left(- \frac{q V_d + E_f}{k T} \right) \exp \left(\frac{E_f}{k T} \right) \quad (9.10)$$

bulunur.

Şekil 6.4.b' den

$$q V_d + E_f = q (\phi_s - \phi_m + E_s - \phi_s) = q (E_s - \phi_m) \quad (9.11)$$

yazılabilir. Bu ifadeyi denklem (9.10) de yerine konulursa,

$$I_s = \frac{1}{2} A q N_A \sqrt{\frac{2 k T}{\pi m_h^*}} \exp \left(- \frac{q (E_s - \phi_m)}{k T} \right) \exp \left(\frac{E_f}{k T} \right) \quad (9.12)$$

sonucuna varılır. Aşağıdaki eşitliği göz önüne alarak,

$$N_v = N_A \exp \left(\frac{E_f}{k T} \right) \quad (9.13)$$

eşitlik (9.12) sadeleştirilsin. Burada N_v değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur ve aşağıdaki ifade ile verilir:

$$N_v = 2 \left(\frac{2 \pi m_h^* k T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (9.14)$$

bu eşitlik (9.10) denkleminde yerine yazılırsa,

$$I_s = \frac{1}{2} A q 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k T}{h^2} \right)^{3/2} \left(\frac{2kT}{\pi m_h^*} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{q(E_s - \phi_m)}{kT} \right) \quad (9.15)$$

eşitliği elde edilir. Sadeleştirmelerden sonra,

$$I_s = A \left(\frac{4\pi q m_h^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left(- \frac{q(E_s - \phi_m)}{kT} \right) \quad (9.16)$$

doyma akımına ulaşılır. Bu denklem,

$$I_s = A A^* T^2 \exp \left(- \frac{q\phi_B}{kT} \right) \quad (9.17)$$

şeklinde yazılabilir. Yarı logaritmik $\ln I - V$ grafiğinin lineer kısmının akım eksenini sıfır voltajda kestiği nokta I_s doyma akımı değerini verir. Burada; A diyotun etkin alanı (deneyde kullanılan TlGaSe₂ kristali için; $2 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$), ϕ_B bariyer yüksekliği, A^* Richardson sabiti olup denklem (3.4) olarak daha önce verilmiştir. (3.4) denkleminde; m^* yarıiletkenin iletim bandındaki elektron için etkin kütleyi göstermektedir. TlGaSe₂ kristali için; boşlukların etkin kütlesi $0,52m_0$ dır [Qasrawi A. F. et al., 2004]. Bilindiği gibi elektronun kütlesi m_0 ; $9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ ' dır. Bir katı içerisindeki elektron kütlesi ve boşluk kütlesi bu değerden farklı olabilmektedir. Katıya bağlı olarak, bir elektronun m_0 kütlesinin birkaç katı olabileceği gibi, yüzde biri kadar da olabilmektedir. Hatta aynı katıda boşluğun ya da elektronun bir yöndeki hareketiyle sahip olduğu kütle, farklı bir yöndeki hareketinden dolayı sahip olduğu kütleden farklı olabilmektedir. Bu bakımdan m kütlesi yerine etkin kütle (m^*) kullanmak daha doğru olmaktadır. P-tipi bir yarıiletken için boşluğun etkin kütlesi alınır. N-tipi bir yarıiletken için ise elektronun etkin kütlesi hesaplamalarda yerine konulur. Ayrıca burada; h plank sabitidir.

TlGaSe₂ kristali için hesapladığımız Richardson sabiti $62,40 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ dir.

I-V ölçümlerinden elde edilen en önemli parametrelerden biri de idealite faktörüdür (n). Bu parametre, I-V karakteristiğinin öngörülen teoriden sapmasının bir ölçüsüdür. Denklem (9.3)' ün her iki tarafının logaritması alınır;

$$\ln I = \ln I_s + \left(\frac{q}{n k T} \right) V_d \quad (9.18)$$

olur. Bu denklemin lineer kısmının eğimi;

$$\tan \theta = \frac{d (\ln I)}{d V_d} = \frac{q}{n k T} \quad (9.19)$$

eşitliği ile verilmektedir. Buradaki eğim $\ln I$ - V grafiğinden bulunmaktadır.

İdealite faktörü;

$$n = \frac{q}{k T} \frac{d V}{d (\ln I)} \quad (9.20)$$

denklemleriyle verilir.

$\ln I - V$ grafiği çizildiğinde, doğru besleme kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV / (d \ln I)$ değeri elde edilir. Bulunan bu değer ve sabitler denklem (9.20)' de yerine konularak değişik sıcaklık değerlerine karşılık gelen idealite faktörü değeri hesaplanabilir.

Eklemin bir diğer anahtar parametresi $q\phi_B$ enerji-bariyer yüksekliğidir.

Denklem (9.17)' nin her iki tarafının logaritması alınıp ϕ_B yalnız bırakılarak engel yüksekliği ifade edilir. Bütün bu değerler elde edildikten sonra bariyer yüksekliği;

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{A A^* T^2}{I_s} \right) \quad (9.21)$$

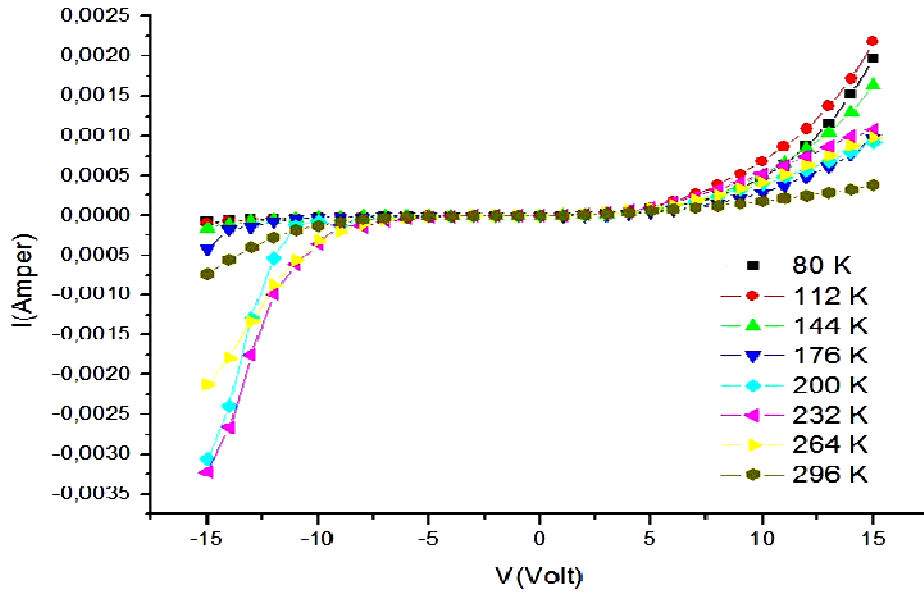
denklemleri ile hesaplanır. $q\phi_B$ arayüzeyde yarıiletkenin iletim bandı kenarı ile metalin Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı olarak tanımlanır. Enerji bariyeri yüksekliği; yarıiletkenin boşalma bölgesinin genişliğini ve arayüzey elektron akımı geçişlerinin ikisini de kontrol eder [Sze S. M., 1981].

9.2. Au/TlGaSe₂/Ag Schottky Diyotlarının Parametre Hesapları

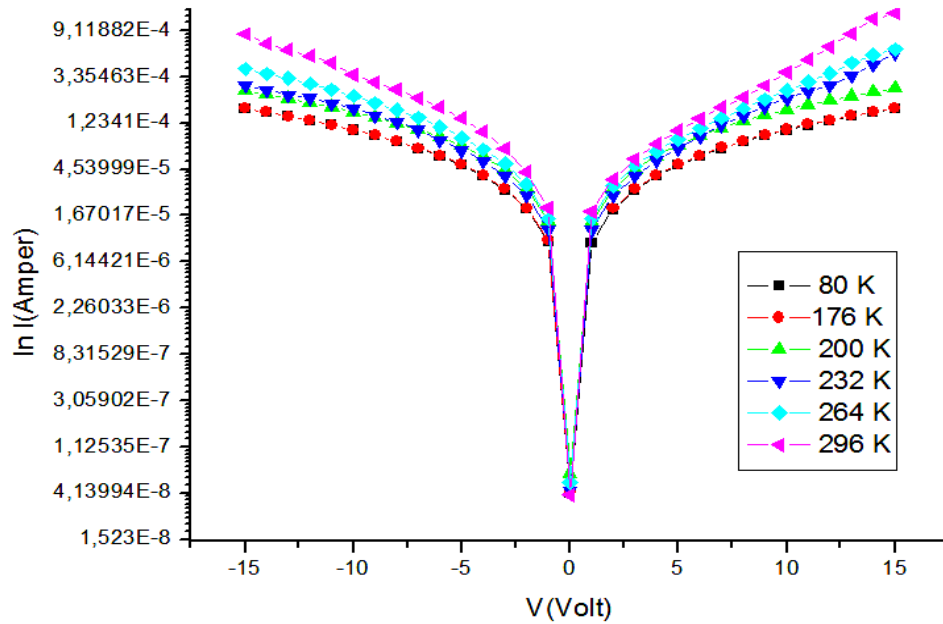
Au/ TlGaSe₂ kontağının I-V grafikleri incelendiğinde omik olmayan bir davranış sergilediği gözlemlenmiştir. Bu araştırma TlGaSe₂ katmanlı tek kristali için

ilk defa yapılmıştır. Elektriksel karakteri daha iyi yorumlamak için bazı anahtar terimleri elde etmek gerekmektedir.

Deneyden elde edilen grafikler aşağıda gösterilmiştir. Şekil 9.1' den görüldüğü gibi I-V grafikleri lineer olmayan bir haldedir. Bu grafiklerden elde edilen kontakın Schottky Diyot karakteristiği gösterdiği söylenebilir.

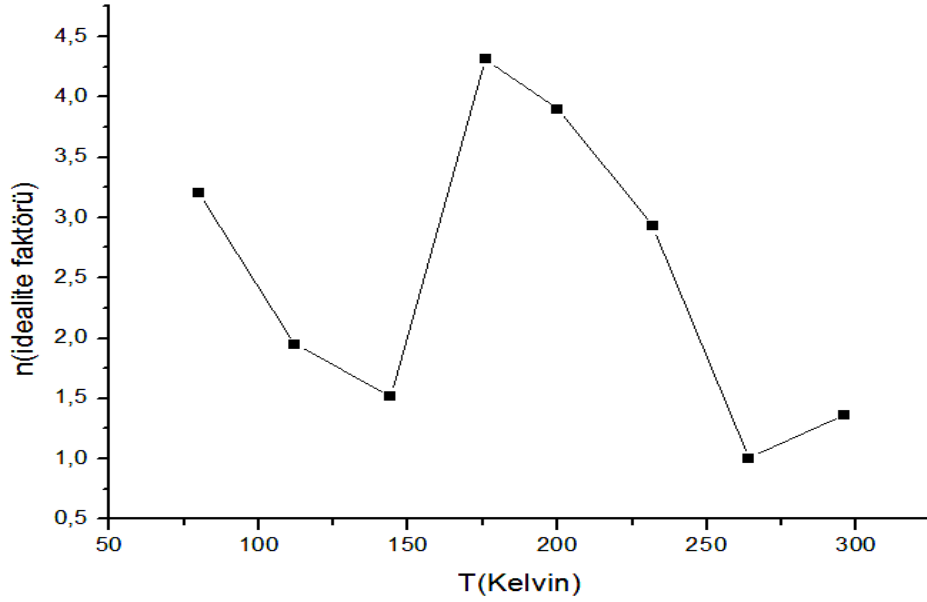


Şekil 9.1. Au/ TlGaSe₂ ekleminin 80-296 K sıcaklık aralığında I-V grafiği.

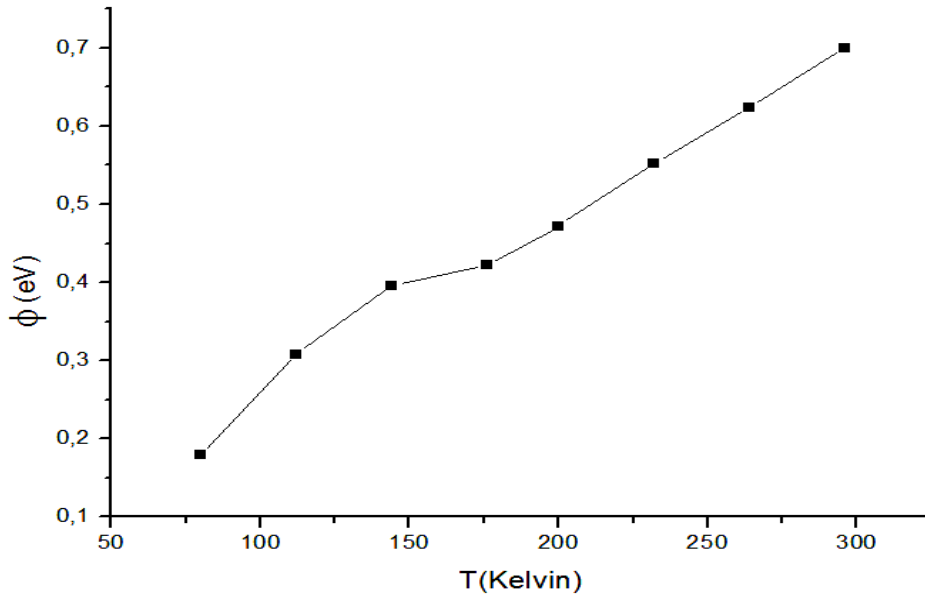


Şekil 9.2. Au/ TlGaSe₂ ekleminin 80-296 K sıcaklık aralığında lnI-V grafiği.

Şekil 9.2' de gösterilen grafiklerin doğru besleme tarafları her bir sıcaklık için ayrı ayrı fit edilip, denklem (9.20)' den idealite faktörü değerleri hesaplanmış ve Tablo 1'e yazılmıştır. Denklem (9.21)' den bariyer yüksekliği hesaplanmış ve Tablo 1' e eklemiştir. Ayrıca deneysel doyma akımı denklem (9.17)' den hesaplanmış ve Tablo 1' e eklenmiştir.



Şekil 9.3. Au/ TlGaSe₂ Bariyeri için n-T grafiği.



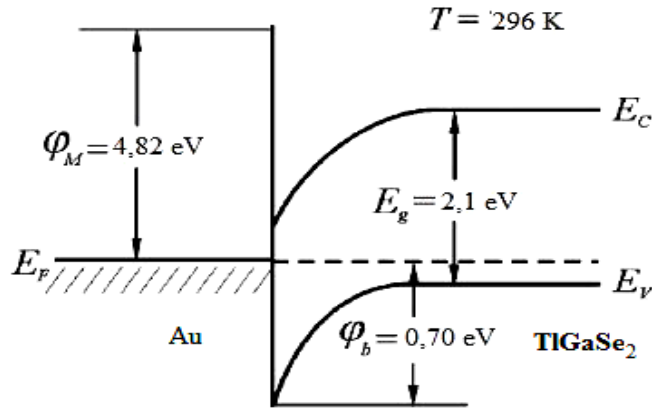
Şekil 9.4. Au/ TlGaSe₂ bariyeri için $\phi_b - T$ grafiği.

Tablo 1. Au/ TlGaSe₂ eklemının I-V grafiklerinden elde edilen diyot parametreleri.

Sıcaklık (K)	İdealite Faktörü	Bariyer Yüksekliği (eV)	Doyma akımı (A)
80	3,20	0,179	7,44E-8
112	1,95	0,308	3,62E-10
144	1,52	0,396	7,30E-10
176	4,31	0,422	5,95E-8
200	3,90	0,472	1,27E-7
232	2,93	0,553	1,26E-7
264	1,0035	0,624	2,00E-7
296	1,36	0,700	2,51E-7

Artan sıcaklıkla idealite faktöründe Şekil 9.3’ de gösterildiği gibi dalgalanmalar olmuştur. Bariyer yüksekliği ise sıcaklık artışına karşılık Şekil 9.5’ de görüldüğü gibi artmıştır.

ϕ_B ’ nin arayüzeyde yarıiletkenin iletim bandı kenarı ile metalin Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı olarak tanımlandığına daha önce değinilmişti. Bu değer bulunduktan sonra Au/ TlGaSe₂ eklemının, yaklaşık oda sıcaklığında enerji-bant diyagramı çizimi gösterildi. Burada E_g değeri 2,1 eV alınmıştır [Qasrawi A. F., et al., 2006].

**Şekil 9.5.** Au/ TlGaSe₂ bariyeri için 296 K sıcaklığında enerji-bant diyagramı gösterimi.

10. SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu çalışmada Au/ TlGaSe₂ eklemının Schottky diyot karakteristiğı gösterdiği ilk defa gözlemlenmişti. Bariyer yüksekliğı sıcaklık artışına bağılı olarak yükselmiştir. Sıcaklık arttığında daha fazla elektron Schottky engelini aşmak için yeterli enerjiye sahip olmaktadır.

İdealite faktöründe sıcaklığa bağılı olarak değışimler olmuştur. Diyotun idealleşmesi idealite faktörünün 1' e yakın olmasına bağılıdır. Örneğın deney sonucunda 264 K' de idealite faktörü yaklaşık 1 olarak hesaplanmıştır. Bunun sebepleri daha iyi araştırılabilir. Burada önemli bir diğır gözlem; anahtar parametrelerin grafiklerinden elde edilen sonuca göre, kristalin faz geçişlerini bu grafiklerden gözlemlenebileceğı bulgusudur. Sıcaklık daha küçük adımlarla değıştirilerek ölçüm alınması halinde bu konuda daha da net bir bilgi edinilebilir.

KAYNAKLAR

- S. M. Sze, Semiconductor Devices, Physics And Technology, New York: Wiley, 134-186, 1985.
- E. H. Roderick and R. H. Williams, Metal-Semiconductor Contacts, Claredon Press, Second Edition, Oxford, 1988.
- F. Dağdelen ve A. Aydoğdu, Ni / n-Tipi Yarıiletken Kompleks / Ag Schottky Diyotların Elektronik Özelliklerinin Belirlenmesi. Fırat Üniv. Fen ve Müh. Bil. Dergisi,(3), 291-295, 2006.
- S. S. Li, Semiconductor Physical Electronics, Plenum Press, New York and London, 247-275, 1993.
- A. V. Ziel,. Solid State Physical Electronics, 2nd Edn., Prentice Hall, 245s, New Jersey, 1968.
- A. F. Qasrawi, Institute of Physics Publishing, Semicond. Sci. Technol. 21, 794–798, 2006.
- T. D. Ibragimov, Journal of Low Temperature Physics, Vol. 147, Nos. 1/2, 2544-47, 2007.
- M.M. El-Nahass , M.M. Sallam , Samy A. Rahman, E.M. Ibrahim. Solid State Sciences 8 488–499, 2006.
- A.T. Nagat, S.E. Al Garni, F.S. Bahabri, G. Attia, S.R. Al Harbi and A.A. Al Ghamdi, Sci., Vol. 21 No. 1, pp: 13-26, 2009.
- P. V. Galiy, T. M. Nenchuk and J. M. Stakhira, Journal of Applied Physics, J. Phys. D: Appl. Phys. 34, 18–24, 2001.
- N.S. Yüksek, N.M. Gasanly ve H. Özkan, Semicond. Sci. Technol. 18 834-838, 2003.
- S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Second Edition, New York, J. Willey and Sons, 254-58, 850, 1981.

- A. F. Qasrawi, Institute of Physics Publishing, Semicond. Sci. Technol. 21, 794–798, 2006.

ÖZGEÇMİŞ

1983 yılında Bolu-Mudurnu' da doğdu. İlköğretimini Seben' de tamamladı. Orta öğretimini Yalova ilinde Rahmi Tokay İlköğretim Okulu' nda tamamladıktan sonra, 2000 yılında Yalova Lisesi' nden mezun oldu. Aynı yıl Zonguldak Karaelmas Üniversitesi' nde Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde öğrenime başladı. 2004 yılında mezun oldu. Çeşitli dershanelerde fizik öğretmenliği yaptı. 2007 yılında GYTE Fizik bölümünde yüksek lisansa başladı.