

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> /In-Ga YAPISININ AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ  
İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Hatice BAYRAK**

**HAZİRAN 2011  
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> /In-Ga YAPISININ AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ  
İNCELENMESİ**

**Hatice BAYRAK**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
" YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"  
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 24.05.2011  
Tezin Savunma Tarihi : 16.06.2011**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Emin BACAKSIZ**

**Trabzon 2011**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Ana Bilim Dalında**

**Hatice BAYRAK Tarafından Hazırlanan**

**Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> /In-Ga YAPISININ AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ  
İNCELENMESİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 31/ 05 / 2011 gün ve 1407 sayılı  
kararıyla oluşturulan jüri tarafından 16 / 06 / 2011 tarihinde yapılan sınavda  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
olarak kabul edilmiştir.**

**Jüri Üyeleri**

**Başkan : Doç. Dr. Emin BACAKSIZ**

**Üye : Doç. Dr. Tayfur KÜÇÜKÖMEROĞLU**

**Üye : Yrd. Doç. Dr. Halil İbrahim OKUMUŞ**

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Enstitü Müdürü**

## ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Laboratuvarında yapıldı. Çalışmalarım boyunca yorulmadan, bıkmadan yardımlarını gördüğüm, maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen çok kıymetli hocam Doç. Dr. Emin BACAKSIZ'a teşekkür ederim. Laboratuvar çalışmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. İsmail POLAT'a teşekkür ederim. Çalışmalarım sırasında engin tecrübe ve yorumlarından faydalandığım değerli hocam Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ'a teşekkür ederim. I-V verilerinin değerlendirmesinde ve yorumlanmasında katkıda bulunan Gazi Üniversitesi öğretim üyelerinden Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a ve Dr. Habibe USLU'ya, teşekkür ederim.

Fizik Bölümü laboratuvarlarında çalışma imkânı sağladığı için başta bölüm başkanımız Prof. Dr. Ekrem YANMAZ'a ve bütün Fizik Bölümü öğretim elemanlarına ayrıca teşekkür ederim.

Hayatım boyunca her türlü destek ve teşviklerini gördüğüm aileme de sonsuz teşekkür ederim.

Hatice BAYRAK  
Trabzon 2011

## TEZ BEYANNAMESİ

*Yüksek Lisans Tezi* olarak sunduğum “Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> /In-Ga YAPISININ AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Emin BACAKSIZ’ın sorumluluğunda tamamladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuvarlarda yaptığımı başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 24 /05/2011

Hatice Bayrak

## İÇİNDEKİLER

	<b><u>Sayfa No</u></b>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET .....	VII
SUMMARY .....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ .....	XII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Literatüre Araştırması.....	3
1.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlar.....	4
1.3.1. n-Tipi Yarıiletken – Metal Doğrultucu (Schottky) Kontaklar.....	4
1.3.2. Metal n–tipi Yarıiletken Omik Kontaklar .....	7
1.4. Ön Beslemesiz p-n Eklemi .....	9
1.5. Poisson Eşitliği .....	12
1.6. Ön Beslemeli p-n Eklemi .....	15
1.7. İmaj-Kuvvet (Schottky) Etkisi .....	16
1.8. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları.....	17
1.8.1. Termoyonik Emisyon (TE) .....	18
1.8.2. Tünelleme (Alan emisyonu/FE ve Termoyonik-alan emisyonu).....	22
1.8.3. Arınma Bölgesinde Üretim-Yeniden Birleşim.....	23
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR .....	24
2.1. Giriş.....	24
2.2. Vakum Ortamında Kısmen Kapalı Hacimde Buharlaştırma Yöntemiyle CdS İnce Filmlerin Elde Edilmesi.....	24
2.3. Elektriksel Özelliklerin İncelenmesi .....	26
2.4. Hall Katsayısı Ölçümleri .....	27
2.5. X-Işını Kırınım Analizi .....	29
2.6. Optik Ölçümlerin İncelenmesi .....	30

3.	BULGULAR VE TARTIŞMA .....	32
3.1.	CdS İnce Filmlerin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi.....	32
3.2.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> Schottky Diyotlarının Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi .....	33
3.1.	CdS İnce Filmlerin Optik Özelliklerin İncelenmesi.....	44
4.	SONUÇLAR .....	46
5.	ÖNERİLER .....	47
6.	KAYNAKLAR.....	48
ÖZGEÇMİŞ		

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> /In-Ga YAPISININ AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ  
İNCELENMESİ

Hatice BAYRAK

Karadeniz Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Emin BACAŞIZ  
2011, 50 Sayfa.

Bu çalışmada, kalay oksit kaplı altlıklar üzerine termal buharlaştırma yöntemi kullanılarak büyütülen CdS ince filmlerin elektriksel, yapısal ve optik özellikleri incelendi. X-ışını kırınım deseni çalışması, CdS ince filmlerin (111) yansıma düzlemleri doğrultusunda kübik yapıda büyüdüğünü gösterdi. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısının  $I-V$  karakteristikleri, 130 ile 325 K sıcaklığı aralığında araştırıldı. Termoyonik emisyon (TE) akım mekanizmasına temellendirilmiş yarı-logaritmik  $\ln(I)-V$  karakteristikleri, sıcaklık arttıkça idealite faktöründe ( $n$ ) azalma ve sıfır besleme engel yüksekliğinde ( $\Phi_{Bo}$ ) artma olduğu görüldü. 130 K'de ölçülen  $I-V$  değişim eğrisinden  $n$ ,  $I_0$  ve  $\Phi_{Bo}$  değerleri sırasıyla 8,98,  $7,6 \times 10^{-8}$  A ve 0,29 eV olarak hesaplandı.  $\ln(I_0/T^2)-q/kT$  Richardson eğrisinin enerji ile lineer değişmediği tespit edildi. Doğru besleme akımı  $I$ 'nin  $I_0(T)exp(AV)$  ile orantılı olarak değiştiği görüldü.  $A$  sabiti [ $\ln(I)-V$  eğrisinin eğimi], uygulanan voltaj ve sıcaklıktan neredeyse bağımsız, ancak  $I_0(T)$  sıcaklığın zayıf bir fonksiyonudur. Bu sonuçlar, Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısındaki yük taşıma mekanizmasının, arayüzey durumları/tuzaklar arasındaki veya arınma bölgesinde bulunan dislokasyonlardan geçen tünelleme sonucu gerçekleştiğini gösterir. Buna ek olarak, voltaja bağlı  $R_i$  değerleri her bir sıcaklık için Ohm yasası kullanarak doğru ve ters besleme  $I-V$  karakteristiklerinden elde edildi.

**Anahtar Kelimeler:** Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapıları; Akım-iletim mekanizmaları; Tünelleme; Sıcaklık bağımlılığı; Seri direnç.



Master Thesis

SUMMARY

ON THE MECHANISM OF CURRENT-TRANSPORT IN Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga  
STRUCTURES

Hatice BAYRAK

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Physics Graduate Program

Supervisor: Doç. Dr. Emin BACAŞIZ  
2011, 50 Pages.

The structural and optical properties of CdS films deposited by evaporation were investigated. X-ray diffraction study showed that CdS films were polycrystalline in nature with zinc-blende structure and a strong (111) texture. The study has been made on the behavior of Cu/n-CdS thin film junction on SnO<sub>2</sub> coated glass substrate grown using thermal evaporation method. The current-voltage (*I-V*) characteristics of Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga structures have been investigated in the temperature range of 130-325 K. The semi-logarithmic *lnI-V* characteristics based on the Thermionic emission (TE) mechanism showed a decrease in the ideality factor (*n*) and an increase in the zero-bias barrier height ( $\Phi_{Bo}$ ) with the increasing temperature. The values of *n* and  $\Phi_{Bo}$  change from 8,98 and 0,29 eV ( at 130K) to 3,42 and 0,72 eV ( at 325 K), respectively. The conventional Richardson plots of the  $\ln(I_o/T^2)$  vs  $q/kT$  show nonlinear behavior. The forward bias current *I* is found to  $I_o(T)exp(AV)$ , where *A* is the slope of *ln(I)-V* plot and almost independent of the bias voltage and temperature, and  $I_o(T)$  is relatively a weak function of temperature. These results indicate that the mechanism of charge transport in the SnO<sub>2</sub>/CdS/Cu structure in the whole temperature range is performed by tunneling among interface states/traps or dislocations intersecting the space-charge region. In addition, voltage dependent values of resistance (*R<sub>i</sub>*) were obtained from forward and reverse bias *I-V* characteristics by using Ohm's Law for each temperature level.

**Key Words:** Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga structures; Current-transport mechanisms; Tunneling; Temperature dependence; Series resistance.

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No

Şekil 1-1.	a) Kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı, b) Kontak yapıldıktan sonraki enerji bant diyagramı .....	6
Şekil 1-2.	a) $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için kontakta önceki enerji bant diyagramı, b) $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için kontak yapıldıktan sonra enerji bant diyagramı. ....	8
Şekil 1-3.	Doğru ve Ters Besleme altındaki Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak a) $V < 0$ olması durumunda enerji band diyagramı b) $V > 0$ olması durumunda enerji band diyagramı .....	8
Şekil 1-4.	Elektronlar (dolu daireler) ve deliklerden (açık daireler) oluşan bir p-n eklemi	10
Şekil 1-5.	Konumla değişen a) keskin bir p-n eklemi, b) taşıyıcı, n ve p'nin konsantrasyonları, c) net yük yoğunluğu $\rho$ , d) elektrik alanı E ve e) elektrostatik potansiyel $\phi$ .....	10
Şekil 1-6.	Metal yarıiletken kontaklarda Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engelinin alçalması .....	17
Şekil 1-7.	Doğru beslemede meydana gelen 4 farklı akım mekanizması (Sze, 1981).....	18
Şekil 1-8.	Doğru besleme altındaki bir Schottky diyot için taşıyıcı geçişleri ve akımları	19
Şekil 2-1.	Kısmen kapalı hacimde buharlaştırma sisteminin şematik görünümü .....	25
Şekil 2-2.	Varian 840 vakum buharlaştırma sistemi .....	25
Şekil 2-3.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> yapısının şematik gösterimi .....	26
Şekil 2-4.	Dört-nokta yöntemiyle öz direnç ölçme devresi .....	26
Şekil 2-5.	Akım-gerilim karakteristiği ölçü devresi .....	27
Şekil 2-6.	Yarıiletken numunelere, elektrik ve manyetik alanların yönlerine bağlı olarak Hall voltajı ölçümü için yapılan kontaklar .....	28
Şekil 2-7.	Rigaku D/Max-III marka X-ışını difraktometresi .....	30
Şekil 2-8.	UV-Visible spektrofotometresi (Shimadzu UV-1601) .....	31
Şekil 3-1.	CdS ince filmin x-ışını kırınım deseni .....	32
Şekil 3-2.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga yapısına ait doğru ve ters beslem I-V grafiği .....	36
Şekil 3-3.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga yapısına ait farklı sıcaklıklarda ölçülen I-V akım-voltaj eğrileri.....	37
Şekil 3-4.	Cu /CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga yapısında idealite faktörünün $1000/T$ ile değişim grafiği	38
Şekil 3-5.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga yapısına ait $nkT/q - kT/q$ grafiği.....	40
Şekil 3-6.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga yapısına ait $\ln(I_0/T^2) - q/kT$ Richardson eğrisi .....	41
Şekil 3-7.	Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga yapısına ait sıcaklığa bağlı $I_0$ ve A'nın grafiği .....	42
Şekil 3-8.	Yapı direncinin uygulanan voltaja göre farklı sıcaklıklardaki grafiği .....	43

Şekil 3-9. Seri direncin sıcaklığa bağlı grafiği .....	44
Şekil 3-10. CdS ince filmlerinin geçirgenlik spektrumu ( İçteki grafik ise CdS ince filmlerinde $(ah\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre değişimi) .....	45

## TABLULAR DİZİNİ

### Sayfa No

Tablo 1-1. Cu/CdS/SnO <sub>2</sub> /In-Ga Schottky yapısından elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklığa bağlılığı.....	36
---	----

## SEMBOLLER DİZİNİ

$A^*$	: Richardson sabiti
$AE$	: Alan emisyonu
$\alpha$	: Soğurma katsayısı
$e$	: Elektron yükü
$E$	: Elektrik alan
$E_c$	: İletkenlik bandının tabanı
$E_F$	: Fermi enerji seviyesi
$E_g$	: Yasak enerji aralığı
$E_0$	: Kıyas parametresi
$E_{00}$	: Tünelleme olayını temsil eden karakteristik enerji
$\epsilon$	: Yarıiletkenin Dielektrik sabiti
$\epsilon_0$	: Boşluğun dielektrik sabiti
$\Phi_m$	: Metalin iş fonksiyonu
$\Phi_s$	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\chi_s$	: Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Phi_b$	: Schottky engel yüksekliği
$\Delta\phi$	: Elektrostatik potansiyel
$h$	: Planck sabiti
$I_0$	: Ters besleme doyma akımı
$J$	: Akım yoğunluğu
$k$	: Boltzmann sabiti
$m_e^*$	: Elektronun etkin kütlesi
$n$	: İdealite faktörü
$N_A$	: Akseptör (alıcı) konsantrasyonu
$N_D$	: Donor (verici) konsantrasyonu
$n_i$	: Asal elektron konsantrasyonu
$R_H$	: Hall katsayısı
$R_s$	: Seri direnç
$R_{sh}$	: Paralel direnç
$V_a$	: Uygulanan potansiyel

$V_{bi}$  : Eklem potansiyeli  
 $V_d$  : Difüzyon potansiyeli  
 $W$  : Arınma bölgesinin genişliği  
 $\rho$  :Yük yoğunluğu  
 $\sigma$  : İletkenlik  
 $\mu$  : Taşıyıcıların mobilitesi  
SCLC :Uzay yük sınırlı iletim  
TE :Termoiyonik emisyon  
TFE :Termoiyonik alan emisyonu  
T : Sıcaklık

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Yarıiletkenlerin tarihi, ilk olarak M. Faraday'ın 1833 yılında yapmış olduğu çalışmalara dayanır. M. Faraday, bazı iletkenlerin özellikle gümüş sülfidin sıcaklığı düşürüldüğü zaman daha iyi bir iletken haline geldiğini keşfetti. Daha sonra Almanya'da çalışan M. A. Rosenschold, katılardaki elektriksel iletimin asimetrik olduğunu gözlemledi. (Ancak bu çalışma 1874 yılında F. Braun tarafından keşfedilene kadar ihmal edildi). 1839 yılında E. Becquerel, yarıiletken ile bir elektrolit arasındaki bölgede, elektrolitin üzerine ışık (foton) düşürüldüğü zaman eklem bölgesinde bir potansiyel farkı oluştuğunu gözlemledi. Fotoiletkenlik olarak bilinen ışık altında bazı maddelerin iletkenliklerinin değiştiği ilk olarak 1873 yılında Willoughby-Smith tarafından keşfedildi. Bu keşif, daha sonra fotoiletken hücre yapımına neden oldu. 1877 yılında Adam ve Day, selenyum ve metal arasında kontak yapıldığında bir fotovoltajik etki oluştuğunu keşfetti (Braun ve Macdonald, 1978).

Günümüz elektronik devre elemanları arasında çok önemli bir yere sahip olan metal-yarıiletken kontakların (Schottky) tarihi 1900'lü yıllara dayanır. Metal-yarıiletken kontak yapımı ilk olarak 1874 yılında F. Braun tarafından yapıldı (Braun, 1874). Bu doğrultucular, endüstriyel uygulama alanlarında yeni gelişmelere sebep oldu. 1906 yılında G.W. Pickard, silikону kullanarak metal-yarıiletken kristal detektörler için patent aldı (Pickard, 1906). 1907 yılında Pierce, farklı yarıiletkenler üzerine metal püskürterek diyotların doğrultma karakteristiği olduğunu yayınladı (Pierce, 1907).

Metal-yarıiletken kontaklar ilk önce radyo detektörü olarak kullanıldı. Günümüzde radar detektörü, mikrodalga diyodu, hızlı anahtar (switching) uygulamaları ve varaktör (kapasiteleri uygulanan gerilimle değişen kondansatör) gibi değişik amaçlar için kullanılmaktadır (Yıldırım, 2009). Ayrıca metal-yarıiletken kontaklar yarıiletken teknolojisinin gelişmesi ile MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) ve OP-AMP (Operational Amplifier) gibi önemli devre elemanlarında kullanılmaya başlandı. Tüm optoelektronik devre elemanlarının yapısında mutlaka Schottky diyot (SD), transistör, MESFET, mikrodalga devre elemanları ve yarıiletken fotodetektörler gibi birçok devre elemanı kullanılmaktadır.

Schottky kontaklar, eklem alanı üzerinde daha düzgün kontak potansiyeli ve akım dağılımı elde etmek için yarıiletken yüzeyine belirli alanlarda metal buharlaştırılarak oluşturulan düzlemsel yapılardır. Metal-yarıiletken yapılar, ilk olarak karşımıza nokta kontak diyotlar olarak çıkar. Nokta kontak diyotların gelişmiş hali Schottky diyotlarıdır. Schottky diyotların daha çok kullanılmasının sebebi düşük seri direnç, yüksek güç kapasitesi ve daha düşük sinyale (gürültü) sahip olmalarıdır. Ayrıca, Schottky diyotlarda yeniden birleşim ve üretim olmayacağından akımda bir azalma meydana gelmez ve verim yüksek olur (Önal, 2007). Schottky diyotlarının dezavantajı ise yüzey elemanı olduklarından, yüzey kirliliğine karşı duyarlı olmalarıdır. Ayrıca, Schottky kontaklar yüksek sıcaklıklarda yapılan işlemlere karşı dayanıksızdır. Başka bir deyişle, yüksek sıcaklık, diyotun elektriksel özelliklerini azaltabilir. Orta sıcaklıklarda tavlama işlemi, omik kontakın direncini azaltırken Schottky diyotların doğrultma özelliklerini olumsuz etkileyebilir.

Metal-yarıiletken (MS), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) ve güneş pilleri gibi yarıiletken aygıtlardaki akım iletim mekanizmaları çeşitli parametrelere bağlıdır. Bunlar, yüzey hazırlama süreci, metal-yarıiletken arasında engel yüksekliği (BH) oluşumu ve engel yüksekliğindeki homojensizlikler, yarıiletkendeki katkı atomlarının dağılımı, arayüzey durumları veya dislokasyonların yoğunluğu, seri direnç ( $R_s$ ), aygıt sıcaklığı ve uygulanan voltaj şeklinde sıralanabilir. Bu aygıtların akım-voltaj-sıcaklık ( $I-V-T$ ) ve kapasitans-voltaj-sıcaklık ( $C-V-T$ ) karakteristikleri, üretimlerinin kolay olmasından dolayı literatürde 40 yıldan fazla bir süredir incelenmektedir (Aydoğan vd., 2009; Bengi vd., 2009; Hackam ve Harrop, 1972). Bu aygıtlarda, farklı voltaj bölgelerinde termioyonik emisyon (TE), termioyonik alan emisyon (TFE), alan emisyonu (FE), arayüzey durumları veya dislokasyonlar aracılığıyla yeniden birleşim tünelleme, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu, yeniden birleşim ve çok basamaklı tünelleme gibi farklı akım iletim mekanizmaları meydana gelebilir.

Son zamanlarda, MS, MIS ve güneş pilleri gibi aygıtların akım iletim mekanizmaları hakkında literatürde birçok çalışma bulunmaktadır (Özdemir ve Altındal, 1994; Arslan vd., 2009; Bengi vd., 2009). Bunlar arasında, temel akım iletim mekanizmasının çok basamaklı tünelleme ve tuzak destekli tünelleme olduğunu gösteren çalışmalar da vardır (Kar vd., 1982; Cao vd., 2002). Balyaev ve arkadaşları, III-V heteroeklemlerde oda sıcaklığında bile düşük katkı konsantrasyonları ve dislokasyonların katılımı ile çok basamaklı tünelleme akımının hâkim olduğunu gösterdiler (Arslan vd., 2009).



## 1.2. Literatüre Araştırması

Kadmiyum sülfür (CdS) hem kübik (zinc blende) hem de hekzagonal (wurtzide) yapıda kristalleşen II-VI grubuna ait bir yarıiletkenidir. CdS yarıiletkeni, geniş yasak enerji aralığına (2,42 eV) sahip olduğundan dolayı CdS/CdTe ve CdS/CuInSe<sub>2</sub> gibi güneş pillerinde pencere katmanı olarak kullanılır (Dzhafarov vd., 1999). Ayrıca fotodirenç, filtre, ışık yayan diyot (LED) ve fototransistör gibi devre elemanlarında yaygın bir şekilde kullanılırlar (Farang vd., 2009). Cu/CdS yapısı ise, optik ve elektrolüminesans aygıtların imalinde ilgi çeken metal-kaplı yarıiletken nanokristalların hazırlanmasında kullanılır (Smith vd., 1997; Dzhafarov vd., 1999).

Farang ve arkadaşları (Farang vd., 2009) termal buharlaştırma yöntemi ile CdS ince filmler ürettiler ve ince filmlerin yapısal ve elektriksel özelliklerini araştırdılar. Al/n-CdS Schottky yapısının akım-gerilim (*I-V*) ve kapasitans-voltaj (*C-V*) ölçümlerini 303–403 K aralığında incelediler. Akım–voltaj ölçüm sonuçlarından iki farklı iletim mekanizması tespit ettiler. Düşük voltajlarda termoiyonik emisyon (TE) mekanizması ve yüksek voltajlarda ise uzay yük sınırlı iletim (SCLC) mekanizması ile açıkladılar. Ayrıca, açık devre gerilimi ve kısa devre akımı gibi düşük değerlerde fotovoltaik parametreler elde ettiler. Fotovoltaik ölçümlerden yararlanarak Al/n-CdS diyotunun, ışığa karşı duyarlı olmasından dolayı bir fotodiyot aygıtı olarak kullanılabilceğini önerdiler. Oktik ve arkadaşları (Oktik vd., 1987) ise CdS tek kristal numunesini HCl asit ile ardışık olarak dağladılar. Bu dağlanan örnekler üzerine vakumda buharlaştırma yöntemi ile Au buharlaştırarak Au/CdS Schottky yapısını elde ettiler. *I-V* ve *C-V* mekanizmasının CdS'ün yüzey özelliklerine etkisini incelediler. Katman çıkarıp CdS tek kristal üzerine Au buharlaştırarak Au/CdS yapısını elde ettiler. Hazırlanan Schottky diyotun davranışının CdS'ün yüzey özelliklerine bağlı olduğunu tespit ettiler. Fitzgerald (Fitzgerald, 1986) ise CdS tek kristal üzerine Te buharlaştırarak Te/CdS Schottky yapısını elde etti. Te elementinin CdS örneğindeki derinlik dağılımını Oje elektron spektroskopisi ile inceledi ve eklem bölgesinde Te difüzyonu sonucu CdTe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> katmanının oluştuğunu gözledi.

Katkı yaparak p-tipi CdS'ün büyütülmesi ve CdS(Cu)/CdS eklemlerin incelenmesi ile ilgili son yıllarda yoğun çalışmalar yapılmaktadır (Zeenath vd., 1998; Abe vd., 2002; Kashiwaba vd., 2002). n-tipi CdS'ün, büyümeden sonra uygun safsızlıklarının ısı difüzyonuyla p-tipine dönüştürülmesi oldukça zor gerçekleşen bir süreçtir (Keitoku vd., 1995). Bakır, CdS'de oldukça hızlı difüzyona uğrayan alıcı safsızlığıdır ve bu sebeple bu

yayınlar, bakırın CdS'deki difüzyonuyla ilgilidir. p-tipi CdS filmleri, lazer kopartma yöntemiyle CdS ve Cu hedeflerin uygun bir karışımından elde edilmiştir. Bu filmlerdeki lüminesans ölçümleri, Cu'nun CdS'deki dağılımı Kobayashi ve arkadaşları (Kobayashi vd., 1995) tarafından incelendi. CdS'de büyüme sonrası Cu'nun difüzyonu, p-tipine dönüşmeksizin, genellikle n-tipi malzemenin öz direncinin artmasına sebep olur.

Bu çalışmada, Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> Schottky yapısı vakum buharlaştırma yöntemi kullanılarak hazırlandı ve akım iletim mekanizması değişik sıcaklıklarda *I-V* ölçümleri yapılarak araştırıldı.

### 1.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlar

Doğrultucu kontak (Schottky Kontak) metal-yarıiletken kontaklarda taşıyıcıların bir doğrultudan diğer doğrultuya göre daha kolay hareket etmesi sonucu oluşur. Yalıtkan ve yarıiletkenlerin iletkenlik özellikleri hakkında bilgi edinmek için kristale uygun metallere kontak yapmak gerekir. Kontak, genel durumda en az, idealde ise sıfır dirençle temas etmesi olarak düşünülebilir. İdeal bir kontakın özelliği kontak yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmasına bağlıdır (Cowley ve Sze, 1965). Metal-yarıiletken kontak haline getirildiği zaman aralarında bir yük alışverişi olur. Bu yük alış verişi Kimyasal potansiyelleri (Fermi Seviyeleri) eşit oluncaya kadar devam eder. Bu durum kontak yapan iki maddenin enerji-bant diyagramıyla alakalıdır (Ziel, 1968). Metal-yarıiletken kontaklar iş fonksiyonlarına bağlı olarak doğrultucu kontak (Schottky kontak) ve omik kontak olmak üzere iki kısma ayrılır.

#### 1.3.1. n-Tipi Yarıiletken – Metal Doğrultucu (Schottky) Kontaklar

Doğrultucu kontak oluşumu için bir tane n-tipi yarıiletken ve bir metal ele alalım. Metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , n- tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$  ve yarıiletkenin elektron ilgisi  $\chi_s$  olsun. Eğer  $\Phi_s < \Phi_m$  olması halinde doğrultucu kontak,  $\Phi_m < \Phi_s$  olması halinde ise omik kontak oluşur. İlk önce  $\Phi_s < \Phi_m$  durumunu ele alalım. Şekil 1-1(a)'da görüldüğü gibi, kontak yapılmadan önce yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi, metalin Fermi enerji seviyesinden  $\Phi_m - \Phi_s$  kadar yukarıdadır. Kontak yapıldıktan sonra elektronlar, yarıiletkenin yüzey tabakasından geride iyonize olmuş donörler bırakarak metal tarafa geçerler ve metal tarafta negatif yük oluştururlar. Yük geçişi, yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi

seviyesine eşit oluncaya kadar devam eder. Termal denge durumunda iki taraftaki elektron sayıları aynıdır ve net bir akım yoktur. Çünkü arınma bölgesinde taşıyıcı yok denecek kadar azdır. Böylece bu pozitif ve negatif yükler arasında serbest elektronlardan arınmış bir bölge oluşur. Bu bölgeye arınma bölgesi, Schottky bölgesi veya uzay yük bölgesi denir. Bu bölgenin yarıiletken tarafı pozitif, metal tarafı negatif yüklü olduğu için bu bölgede dipol tabakası oluşur. Bu dipol tabakası eklem üzerinde potansiyel bir engel oluşturur. Bu engelin metal taraftaki yüksekliği  $\Phi_m - \chi_s$  yarıiletken taraftaki yüksekliği  $\Phi_m - \Phi_s$  farkına eşit olur. Metal n-tipi yarıiletkenin kontakta sonraki enerji bant diyagramı Şekil 1-1(b)'deki gibi oluşur. Şekil 1-1(b)'de görüldüğü gibi potansiyel engeli, metal tarafında dik olarak yükselirken yarıiletken tarafında  $W$  kalınlığına sebep olur. Yarıiletken taraftaki engel yüksekliği

$$eV_d = \Phi_m - \Phi_s \quad (1)$$

eşitliği ve metal taraftaki engel yüksekliği ise

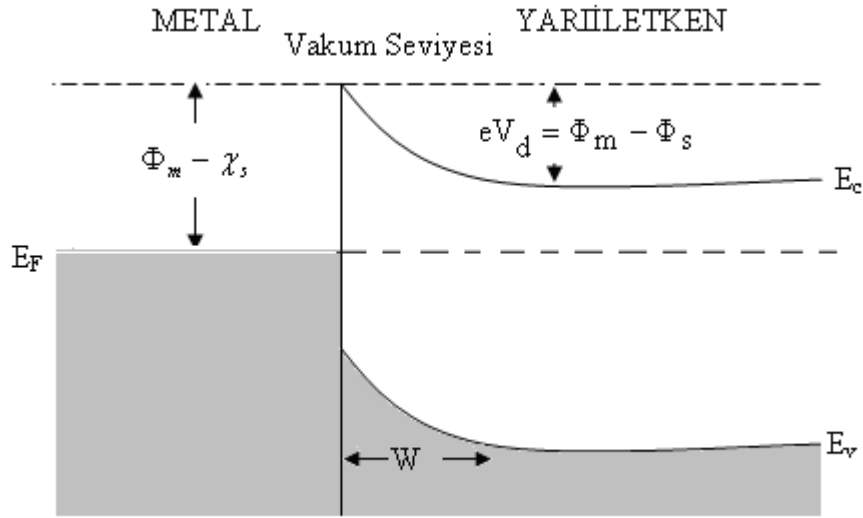
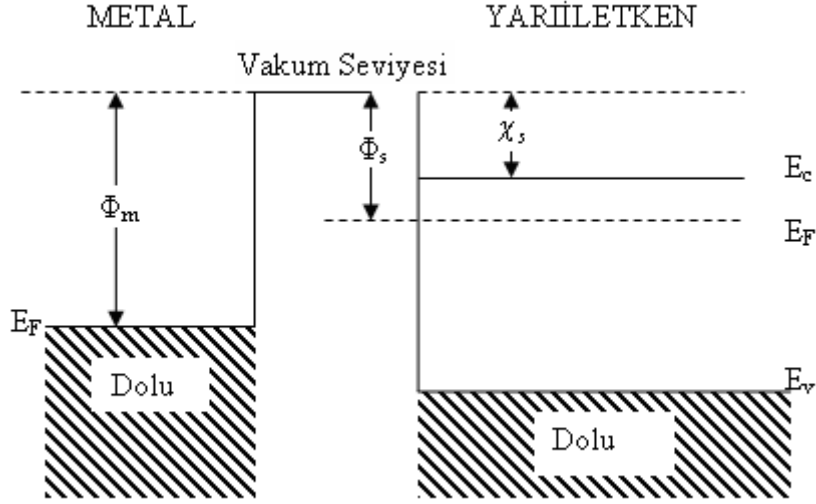
$$eV_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2)$$

ile verilir. Burada  $V_d$  difüzyon potansiyelidir (Büget, 1992).  $V > 0$  olduğu durumda metalden yarıiletkene geçen elektron sayısı değişmediğinden dolayı akım da değişmeyecektir. Yarıiletken tarafında iletkenlik bandındaki enerji seviyesi eV kadar artar, yarıiletkenden metale giden elektronlar için engel yüksekliği eV kadar alçalır. Böylece metalden yarıiletkene doğru akan akım  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar artar. Dolayısıyla, bu durumda kontak, doğru beslemededir. Akım,

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3)$$

ile akmaktadır. (Rhoderick ve Williams, 1988; Ziel, 1968). Bu ifadede  $I_0$  ters besleme doyma akımı,  $V$  uygulanan potansiyel,  $T$  Kelvin cinsinden mutlak sıcaklık,  $k$  Boltzmann sabiti ve  $e$  elektronun yüküdür.  $V < 0$  olduğu durumda iletkenlik bandındaki enerji seviyesi eV kadar azalırken, yarıiletkenden metale geçen elektronlar için engel yüksekliği eV kadar

artar. Bu yüzden, elektronlar daha yüksek bir engelle karşılaşrlar. Bununla birlikte metal taraftaki engel yüksekliği değişmez. Bu durumda kontak ters beslemededir. Doğru besleme akımına kıyasla ters besleme çok küçüktür.



Şekil 1-1. a) Kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı, b) Kontak yapıldıktan sonraki enerji bant diyagramı

### 1.3.2. Metal n–tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

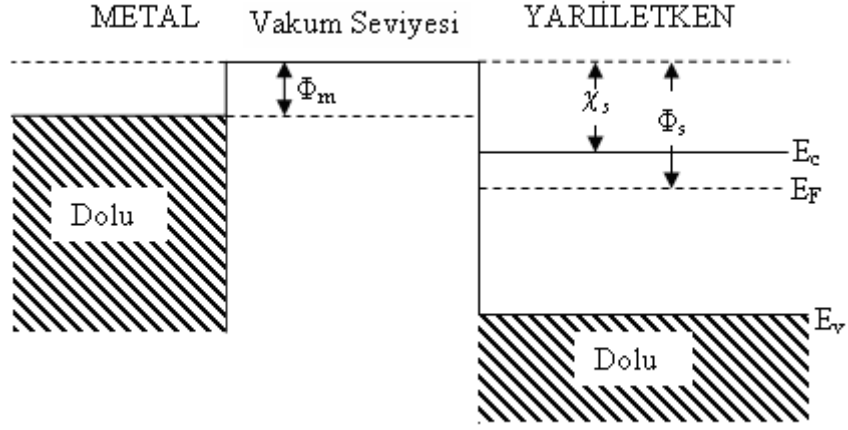
Omik (metal) kontak, elektronların her iki doğrultuda kolayca hareket edebildiği kontak türüdür. Omik kontakta yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru yük akışı olur. Omik kontaklardaki amaç, yarıiletkene minimum dirençte akım vermek veya yarıiletkenden akım almaktır. Kontakın kalitesini belirleyen en önemli parametre kontak direncidir. Kontak direncinin büyüklüğü,

$$R_c = \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1}_{V=0} \quad (4)$$

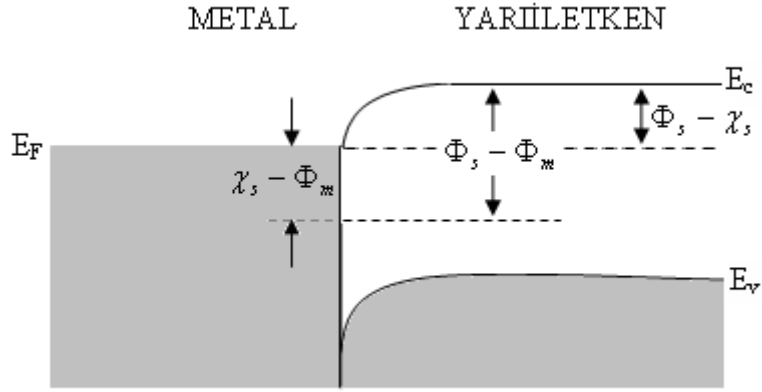
ile verilir. Potansiyel engelin yüksekliği kabaca, kontakın elektriksel olarak omik ya da doğrultucu karaktere sahip olup olmadığı hakkında önemli bilgiler verir. Genelde, bir kontak için engel yüksekliği oda sıcaklığında 0,3 V'tan düşükse omik ve 0,3 V'tan büyükse doğrultucu karakterde olur (Güllü, 2008). Omik kontak oluşabilmesi için yarıiletkenin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan büyük olması gerekir.  $\Phi_s > \Phi_m$  durumu için kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı Şekil 1-2(a)'da verildi. Şekil 1-2(a)'da görüldüğü gibi metalin Fermi enerji seviyesi, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar yukarıdadır. Kontak yapıldıktan sonraki enerji bant diyagramı Şekil 1-2(b)'de verildi. Termal denge durumunda metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur ve elektronlar, arkalarında pozitif uzay yükü bırakırlar. Yarıiletken tarafında ise negatif yüzey yükü oluştururlar. Bu durumda yarıiletken tarafında n-tipi özelliği artar (aşırı n-tipi). Termal denge sonucunda kontakın her iki yanında meydana gelen pozitif ve negatif yüklerden dolayı kontak bölgesinde ince bir dipol tabakası oluşur.

Metal n-tipi yarıiletken omik kontaklarda Şekil 1-3(b)'de görüldüğü gibi metale pozitif gerilim (+V) uygulandığında yarıiletkenden metale doğru hareket eden elektronlar için engel yoktur ve kolayca hareket edebilirler. Şekil 1-3(a) durumunda ise metal tarafına negatif gerilim (-V) uygulandığında yarıiletkenin aşırı n-tipliliğinden dolayı elektronların karşılaşacağı engel yine çok küçük olur ve kolayca metalden yarıiletkene doğru akabilirler.

Omik kontakta bir pozitif gerilim (+V) uygulandığında, potansiyel sadece arınma bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale negatif bir gerilim (-V) uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Ziel, 1968).

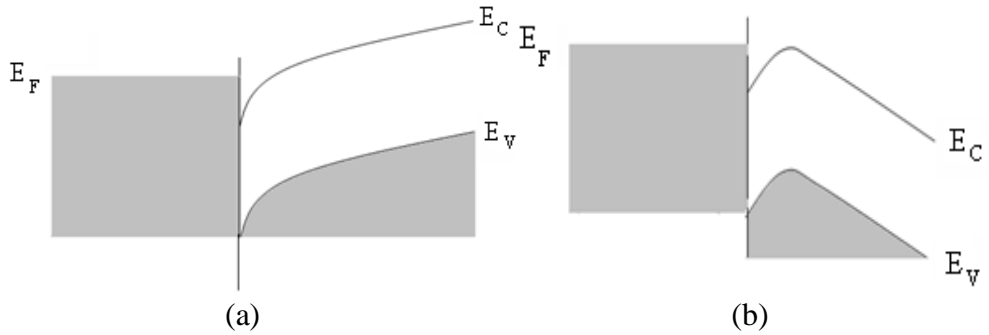


(a)



(b)

Şekil 1-2. a)  $\Phi_s > \Phi_m$  durumu için kontaklan önceki enerji band diyagramı, b)  $\Phi_s > \Phi_m$  durumu için kontak yapıldıktan sonra enerji band diyagramı.

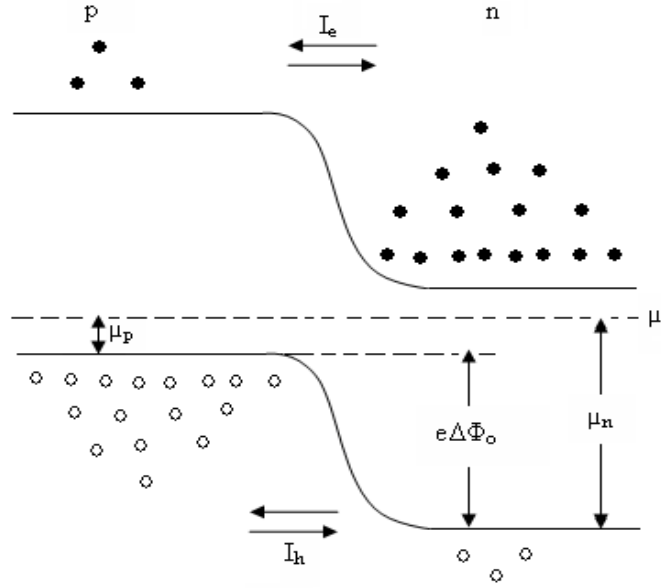


Şekil 1-3. Doğru ve Ters Besleme altındaki Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak a)  $V < 0$  olması durumunda enerji band diyagramı b)  $V > 0$  olması durumunda enerji band diyagramı

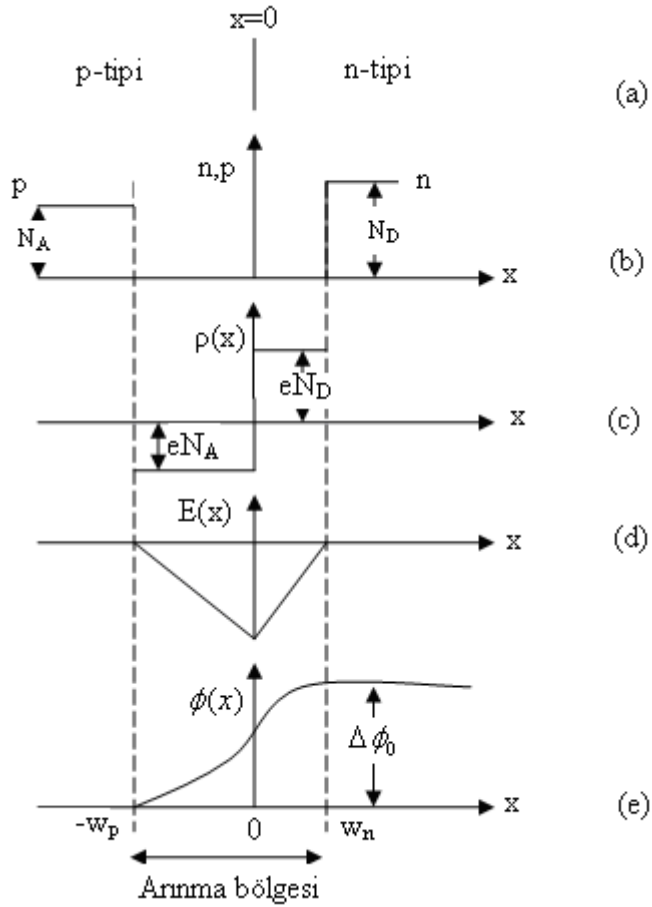
#### 1.4. Ön Beslemesiz p-n Eklemi

p ve n bölgeleri arasında bir sınır, birçok yolla elde edilebilir. Verici safsızlıklarının ince bir tabakasının p-tipi bir yarıiletken üzerine yerleştirilmesi ve ardından da belirli bir zaman aralığı için vericilerin altlığına yüksek bir sıcaklıkta difüzyonunun sağlanması, yüzeye yakın bölgede n-tipi bir bölge oluşturur; bu bölgede vericiler, başlangıçtaki alıcıların sayısını aşar. Bir p-n eklemi, verici safsızlıklar içeren p-tipi bir altlık üzerine, epitaksi büyütme ile de elde edilebilir. Yukarıdaki yöntemlerden her ikisi de, kuşkusuz alternatif olarak bir n-tipi tabakaya değen alıcı-zengin bir bölge oluşturabilir. p tipinden n tipi davranışa geçişin kısa bir uzunluk ölçeğinde olduğu bir yarıiletken bölgesini oluşturmak için başka yöntemlerde mevcuttur. Bir p-n ekleminin yararlı davranışı Şekil 1-4'de gösterildiği gibi, eklem bölgesindeki elektron enerji düzeyleri üzerindeki etkiden ileri gelir. Enerji düzeyleri sadece konumun fonksiyonu olarak gösterilmiştir. İletim bandındaki elektronlar şematik olarak dolu dairelerle ve değerlik bandındaki delikler boş daireler ile gösterildi. Eklemin her iki yanındaki düzeylerin bağlı konumlarını kontrol eden faktör, düzgün bir kimyasal potansiyelin gerekliliğidir.

Bir p-n eklemi için denge, n bölgesinden p bölgesine az sayıda elektron aktarımı ile gerçekleştirilir. Geçiş yapan bu elektronlar deliklerle birleşerek yok olurlar ve geride, ekleme yakın, çok az serbest taşıyıcısı olan bir bölge yaratılır; bu bölge arınma bölgesi olarak bilinir ((Şekil 1-5 (b)). Arınma bölgesinin n bölgesindeki pozitif yüklü, iyonlaşmış vericiler ve p bölgesindeki negatif yüklü iyonlaşmış alıcılar, n bölgesini pozitif yüklü ve p bölgesini negatif yüklü bırakırlar ((Şekil 1-5(c)). Şekil 1-4'de gösterilen bu durum, elektron enerji düzeylerinin n kenarında azalması, p kenarında yükselmesiyle sonuçlanır ve istenildiği gibi kimyasal potansiyelin konumdan bağımsız olmasına neden olur.  $e\Delta\phi_0 = \mu_n - \mu_p$  bağıntısı Şekil 1-4 (Denklem 7) şeklinin incelenmesiyle elde edilir. Burada  $\mu_n$  n tarafındaki kimyasal potansiyel,  $\mu_p$  p tarafındaki kimyasal potansiyeldir. Oklar eşit ve zıt olan elektron ( $I_e$ ) ve delik ( $I_h$ ) akımlarını göstermektedir.



Şekil 1-4. Elektronlar (dolu daireler) ve deliklerden (açık daireler) oluşan bir p-n eklemi



Şekil 1-5. Konumla değişen a) keskin bir p-n eklemi, b) taşıyıcı, n ve p'nin konsantrasyonları, c) net yük yoğunluğu  $\rho$ , d) elektrik alanı  $E$  ve e) elektrostatik potansiyel  $\phi$



Düzgün bir kimyasal potansiyel oluşturmak için gerekli olan  $\Delta\phi_0$  toplam potansiyel farkı,  $\mu = E_G - k_B T \ln(N_C / (N_D - N_A))$  ve  $\mu = k_B T \ln(N_V / (N_A - N_D))$  denklemlerinden türetilir. Burada  $N_C$  iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu,  $N_V$  ise değerlik bandındaki etkin durumların yoğunluğudur. Bu nedenle, p-n eklemının n tarafındaki alıcı konsantrasyonunu ( $N_A$ ) ihmal edersek ve buradaki verici konsantrasyonunu  $N_D$  ile gösterirsek, n tarafında ekleminden uzak mesafedeki kimyasal potansiyel  $\mu_n$ , değerlik bandı kenarına göre;

$$\mu_n = E_G - k_B T \ln(N_C / N_D) \quad (5)$$

olarak verilir. Benzer biçimde birim hacim başına  $N_A$  alıcı içeren ve verici barındırmayan bir p bölgesi için, p tarafında ekleminden uzak mesafelerdeki  $\mu_p$  kimyasal potansiyeli, değerlik bandı kenarına göre;

$$\mu_p = k_B T \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad (6)$$

biçiminde verilir. Buradan, kimyasal potansiyellerin eşit olması için, eklemının iki tarafındaki değerlik bandı kenarlarının Şekil 1-4' te görüldüğü gibi,

$$e\Delta\phi_0 = \mu_n - \mu_p = E_G + k_B T \ln\left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V}\right) \quad (7)$$

kadar farklı olması gerekir ve bu, Denklem (8) kullanılarak yeniden

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-E_G / 2kT} \quad (8)$$

$$\Delta\phi_0 = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad (9)$$

olarak yazılabilir. Burada  $n_i$  aynı sıcaklıkta katkısız bir yarıiletken için elektron veya delik konsantrasyonu ve  $\Delta\phi_0$  ise eklem (built-in) potansiyelidir. Eklem potansiyeli yarıiletkende

ısı dengede arınma bölgesi boyunca görülen potansiyeldir. Herhangi bir dış potansiyel içermez. Aynı zamanda eklem potansiyelinde net akım oluşmaz.

Arınma bölgesinin genişliği ve bu bölge içinde  $\Delta\phi(x)$  elektrostatik potansiyelin değişimi, iki basitleştirici varsayım yapılarak iyi bir yaklaşıklıkla hesaplanabilir.

1) Şekil 1-5 (a)'da gösterildiği gibi, n ve p bölgeleri arasındaki sınır keskindir; burada sınır  $x=0$  alınır.

2) Çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonları, arınma bölgesinin kenarlarında ana kristaldeki değerlerinden çok hızlı bir şekilde azalır; bu azalma mesafeleri, p-tipi tarafta  $x = -w_p$  ve n- tipi tarafta  $x = w_n$  olarak alınırlar.

Bu varsayımlar yapılırsa eklem dolayındaki yük yoğunluğu Şekil 1-5 (c)'de gösterildiği gibi, iyi bir yaklaşıklıkla,

$$\rho(x) = \begin{cases} -N_A e & ; -w_p < x < 0 \\ +N_D e & ; 0 < x < w_n \\ 0 & ; \text{başka yerlerde} \end{cases} \quad (10)$$

olur. Elektrostatik potansiyel, yük yoğunluğuna Poisson denklemi ile bağlıdır.

### 1.5. Poisson Eşitliği

Poisson denklemi metal-yarıiletken ekleminde elektrostatik arınma bölgesindeki elektrik alanı ve yük yoğunluğu ile ilgili bilgi verdiği için önemlidir. Bu bilgiler diyotun kapasitans voltaj ölçümlerinden faydalanılarak elde edilebilir. Genel analiz Poisson denkleminin kurulması ile başlar. p-n eklemindeki elektrik alan ve potansiyel dağılımları Poisson denkleminin çözümünden elde edilir. Hesaplamaları kolaylaştırmak için bütün yarıiletken 3 farklı bölgeye bölünür. Bunlar n, p-tipi nötr bölgeler ve arınma bölgesidir. Nötr bölgelerde elektrik alan olmadığı varsayılır.

Yük yoğunluğu ve elektrostatik potansiyel  $\phi$  arasındaki ilişki Poisson denklemi ile verilir:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (11)$$

Burada  $\rho(x)$  uzaya bağılı yük yoğunluğu,  $\varepsilon$  yarıiletkenin dielektrik sabiti ve  $\varepsilon_0$  boşluğun dielektrik sabitidir. Bütün donör (verici) ve akseptör (alıcı) atomlarının iyonize olduğunu varsayalım.  $\rho$  yük yoğunluğu  $\rho = q(N_D^+ + p - N_A^- - n)$  şeklinde yazılabilir. Bu durumda Poisson denklemi;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} = -\frac{q}{\varepsilon}(N_D^+ + p - N_A^- - n) \quad (12)$$

haline gelir.

Elektron ve delik konsantrasyonları (n ve p) elektrostatik potansiyel  $\phi$  ile değişirler ve Denklem (12) oldukça karmaşık bir hale gelir. Bu yüzden arınma bölgesinin tamamen hareketli taşıyıcılardan boşaltıldığı ve nötr bölgelerin yük içermediği varsayımı yapılır. Bu varsayımı arınma yaklaşımı denir. Metal yarıiletken eklemlerin basit analitik modeli arınma yaklaşıklığına dayanır. Bu yaklaşıklık ile arınma bölgesi olarak adlandırılan  $w_d$  genişliğindeki yarıiletken bölgede sadece yüksüz iyonların bulunduğu kabul edilebilir. Bu kabul tam yük dağılımı için tam doğru değil iken, yarıiletken arınma bölgesindeki elektrik ve potansiyeli açıklamakta yeterli bilgi sunmaktadır.

Arınma yaklaşımına dayanarak, arınma bölgesinin tamamen hareketli taşıyıcılardan serbest olduğu düşünüldüğünde  $n=p=0$  dır. Bu durumda

$$\rho = q(N_D^+ - N_A^-) \quad (13)$$

olur.

Poisson eşitliğinin birinci integrali arınma bölgesi içindeki elektrik alanını verir:

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{N_A e}{\varepsilon \varepsilon_0}(x + \omega_p) & ; -\omega_p < x < 0 \\ \frac{N_D e}{\varepsilon \varepsilon_0}(x - \omega_n) & ; 0 < x < \omega_n \end{cases} \quad (14)$$

Elektrik alanı, arınma bölgesinin dışındaki ana yarıiletken bölgelerde sıfır olmalıdır ve Denklem (14)'deki integral sabitleri, arınma bölgesinin sınırlarında E'nin sürekliliğini

garanti edecek biçimde seçilir. Denklem (14)'ün kullanılması ve E'nin x=0 da sürekli olmasının istenmesi,

$$N_A e w_p = N_D e w_n \quad (15)$$

bağıntısını sağlar. Bu, sadece bir bütün olarak elektriksel nötrlüğün ifadesidir; yani arınma bölgesinin p tarafındaki iyonlaşmış alıcıların sayısı, n tarafındaki iyonlaşmış vericilerin sayısına eşittir. Denklem (14)'deki elektrik alan Şekil 1-5 (d)'de gösterilmiştir. Elektrik alanının [Denklem (14)] integralinin alınması, potansiyel için,

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{N_A e}{2\epsilon\epsilon_0} (x + \omega_p)^2 & ; \quad -\omega_p < x < 0 \\ \Delta\phi_0 - \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0} (x - \omega_n)^2 & ; \quad 0 < x < \omega_n \end{cases} \quad (16)$$

bağıntılarını verir. Denklem (14)'deki E'nin x ile lineer değişim Denklem (16)'daki  $\phi$ 'nin x'e bağımlılığını karesel hale getirir. İntegral sabitleri, arınma bölgesinin dışında p bölgesinin potansiyeli sıfır olacak biçimde seçilirler ve eklem boyunca toplam potansiyel farkı, Denklem (7) veya Denklem (9) ile verildiği gibi,  $\Delta\phi_0$ 'dır.  $\phi(x)$  potansiyeli x=0'da sürekli olmalıdır ve süreklilik

$$\Delta\phi_0 = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} (N_A w_p^2 + N_D w_n^2) \quad (17)$$

bağıntısını sağlar. Potansiyel Şekil 1-5(e)'de konumun bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Denklem (15) ve (17)'nin eş zamanlı çözülmesi eklemdeki arınma bölgesinin genişliklerini verir:

$$w_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_A \Delta\phi_0}{eN_D (N_A + N_D)}} \quad ; \quad w_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_D \Delta\phi_0}{eN_A (N_A + N_D)}} \quad (18)$$

Buradan, daha az yoğun katkılandırılan eklemlerde (daha küçük  $N_A$  ve  $N_D$ ), arınma bölgesinin daha geniş olduğu sonucu ortaya çıkar.

### 1.6. Ön Beslemeli p-n Eklemi

Bir p-n eklemine ek bir V potansiyel farkının uygulanması, eklem üzerinden bir elektrik akımı geçmesine neden olur. Eğer potansiyelin pozitif tarafı p bölgesi ile birleştirilirse, eklem doğru beslemeye olduğu söylenir ve V pozitif olarak alınır. Eğer pozitif tarafı n bölgesi ile birleştirilirse, eklem ters beslenmiştir ve V negatiftir. Arınma bölgesindeki düşük taşıyıcı yoğunluğu nedeniyle, bu bölge, her iki taraftaki nötr yarıiletken bölgelere kıyasla yüksek bir öz dirence sahiptir. Böylece arınma bölgesi boyunca toplam potansiyel farkı

$$\Delta\phi = \phi_n - \phi_p = \Delta\phi_0 - V \quad (19)$$

olur. Burada Denklem (7) ve Denklem (9) ile verildiği gibi,  $\Delta\phi_0$ , beslemenin yapılmadığı haldeki potansiyel düşmesidir. Doğru besleme, bu nedenle, toplam potansiyel farkını azaltır, bu arada ters besleme toplam potansiyel farkını artırır.

Potansiyelin arınma bölgesi içindeki değişimi, Kesim 1.5'de olduğu gibi Poisson denklemi Denklem (11) çözülerek elde edilir. Arınma bölgesinin genişliği, böylece, Denklem (18)'de  $\Delta\phi_0$ 'ın yerine  $\Delta\phi$  yerleştirmekle elde edilir.

$$w_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_A (\Delta\phi_0 - V)}{e N_D (N_A + N_D)}} \quad ; \quad w_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_D (\Delta\phi_0 - V)}{e N_A (N_A + N_D)}} \quad (20)$$

Arınma bölgesinin genişliğinin, doğru besleme ile azaldığını, ters besleme ile arttığını görüyoruz. Arınma bölgesindeki iyonlaşmış safsızlık atomlarının yükleri, taşıyıcılar tarafından dengelenmedikleri için, bu arınma bölgesinin genişliğindeki bir değişim, bir p-n eklemine eşlik eden birim alan başına düşen yükte, büyüklükleri  $d\sigma = e N_D dw_n = e N_A dw_p$  olan bir değişikliğe neden olur (Şekil 1-5 (c)). Besleme geriliminde dV kadarlık küçük bir değişim için eklem birim alanı için, aşağıdaki sığaya sahipmiş gibi davranır.

$$C = \left| \frac{d\sigma}{dV} \right| = e N_D \left| \frac{dw_n}{dV} \right| = \left( \frac{\epsilon\epsilon_0 e N_D N_A}{2(N_A + N_D)(\Delta\phi_0 - V)} \right) \quad (21)$$

sığası varmış gibi davranır (Hook ve Hall, 1991).

### 1.7. İmaj-Kuvvet (Schottky) Etkisi

Vakum-sisteminde bir metali dikkate alalım. Metal yüzeyinden  $x$  kadar uzaklıkta bulunan bir elektron göz önüne alınır, metal yüzeyinden  $x$  kadar arkada pozitif değerli bir görüntü yük oluşur (Sze, 1981). Bu durumda Coulomb etkileşmesine göre elektronu metale çeken kuvvet (Rhoderick ve Williams, 1988)

$$F = -\frac{q^2}{4\pi(2x)^2 \varepsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi\varepsilon_0 x^2} \quad (22)$$

şeklinde verilir. Burada  $\varepsilon_0$  uzayın dielektrik geçirgenliği olup değeri  $8,85 \times 10^{14}$  F/cm'dir. Bu Coulomb kuvveti  $+\infty$  ile  $x$  aralığında integrali alınır

$$E(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x} \quad (23)$$

olur. Schottky diyotları için bu metalden vakuma emisyon, metalden yarıiletken emisyon şeklinde düşünülebilir (Milness vd., 1972). Bu durumda metalden  $x$  kadar uzakta yarıiletken içinde bir elektron dikkate alınır, metal yüzeyinden  $x$  kadar arka mesafede bir pozitif değerli bir görüntü oluşur. Schottky engelinin uygulanan elektrik alanı ve görüntü yük etkisiyle  $q\Delta\phi_B$  kadar azalmasına Schottky engel alçalması denir. Bu durum Şekil 1.6'da verildi. Yapıya dış bir elektrik alan ( $\xi$ ) uygulandığında uzaklığın fonksiyonu olarak toplam potansiyel enerji,

$$U(x) = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x} + q\xi(x) \quad (24)$$

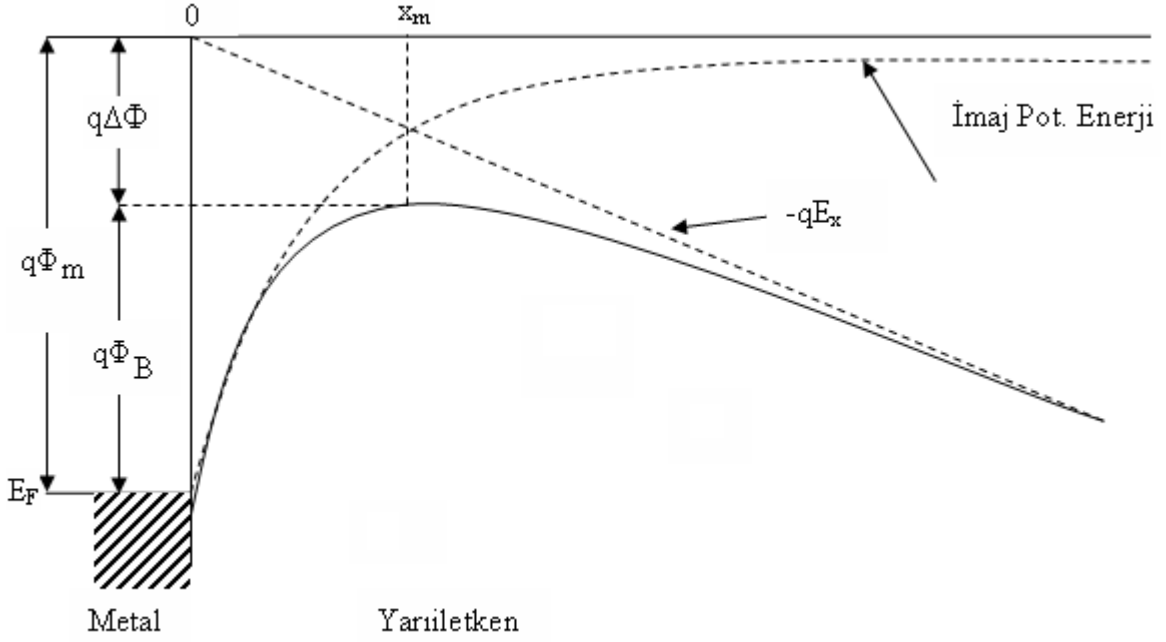
olur. Schottky engel alçalması metal yüzeyinden  $x_m$  kadar uzakta potansiyel enerji değişiminin  $dU(x)/dx$  olduğu noktada meydana gelir. Denklem (24)'ün  $x$ 'e göre türevi alınıp sıfıra eşitlendiğinde,

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_0 \xi}} \quad (25)$$

elde edilir. Bu değer Denklem (24)'de yerine yazılırsa,

$$\Delta\Phi_B = \sqrt{\frac{q\xi}{4\pi\epsilon_0}} \quad (26)$$

ifadesi elde edilir ve engel alçalması uygulanan gerilimin bir fonksiyonudur (Sze,1981).



Şekil 1-6. Metal yarıiletken kontaklarda Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engelinin alçalması

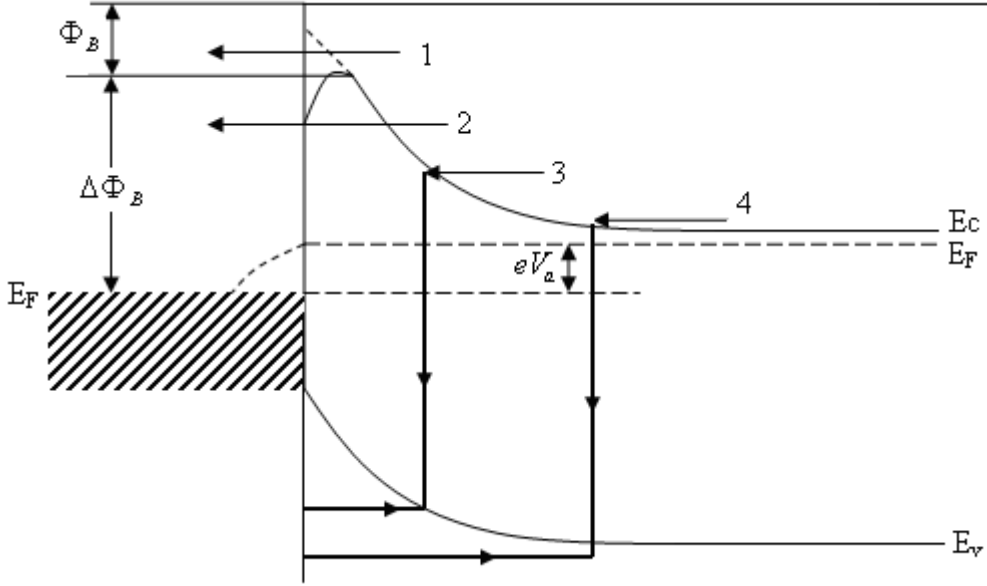
### 1.8. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken arayüzeyinden birden fazla akım iletimi mekanizması gerçekleşir. Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcılar tarafından sağlanır. Taşıyıcılar tarafından gerçekleştirilen doğru beslemede 4 farklı akım iletim mekanizması vardır (Sze, 1981). Şekil 1.7

- 1) Engel üzerinden geçen taşıyıcıların oluşturduğu termiyonik emisyon akımını,
- 2) Engelin içine doğru kuantum-mekaniksel olarak tünellemeyi,
- 3) Arınma bölgesinde yeniden birleşim veya üretimi,
- 4) Nötr bölgede yeniden birleşimini.

göstermektedir.

Schottky diyotlarda en çok gerçekleşen durum termoiyonik emisyonudur. Termoiyonik emisyon, Schottky engel yüksekliğini elde etmede yaygın olarak kullanılan standart bir modeldir. Diğer akım mekanizmaları, termoiyonik alan emisyonu (TFE), alan emisyonu (FE), arınma bölgesinde yeniden birleşim ve nötr bölgede yeniden birleşim mekanizmalarıdır.



Şekil 1-7. Doğru beslemede meydana gelen 4 farklı akım mekanizması (Sze, 1981).

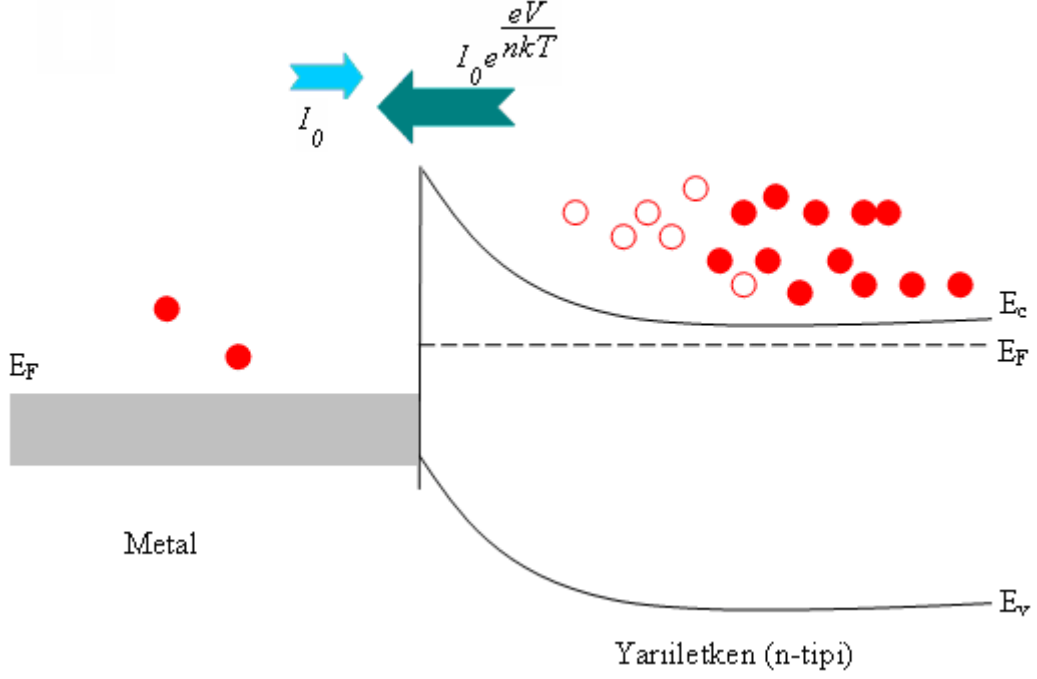
### 1.8.1. Termoiyonik Emisyon (TE)

Termoiyonik emisyon; sıcak bir yüzeyden termal enerjilerinden dolayı taşıyıcıların salınması olayına denir. Schottky kontaklarda termoiyonik emisyon teorisi ise taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini atlayarak yarıiletken metalde veya metalden metale geçmesi olayı olarak tanımlanır. Metal-n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda bu olay elektronlar tarafından, metal-p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise delikler tarafından gerçekleşir. Yani, Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcılar tarafından sağlanır.

Metal-yarıiletken kontağa bir  $V$  gerilimi uygulandığında metal ve yarıiletkendeki Fermi enerji seviyeleri aynı hizada olmaz ve uyarılan elektronlar engelin diğer tarafına geçerler (Şekil 1-8). Yarıiletken tarafındaki elektronlar için engel yüksekliği, uygulanan gerilime göre değişir. Doğru beslemede engel yüksekliği azalacağı için metalden yarıiletkene geçen akım artar, ancak ters beslemede engel yüksekliği artacağı için yarıiletken metalde geçen akım azalır. Metaldeki elektronlar için engel yüksekliği



önemli oranda değişmez. Dolayısıyla metalden yarıiletkene geçen akımda bir değişiklik olmaz (Güllü, 2008).



Şekil 1-8. Doğru besleme altındaki bir Schottky diyot için taşıyıcı geçişleri ve akımları (Güllü, 2008).

Bethe'nin metal-yarıiletken kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin temel varsayımları şunlardır (Bethe, 1942):

- 1) Engel yüksekliğinin değeri  $kT$ 'den çok büyüktür,
- 2) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır,
- 3) Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve engelin biçimi önemsiz olup akım engel yüksekliğine çok bağlı değildir (Sze, 1981).

$J_{sm}$  akımı, yarıiletkenden metale elektronların akışından dolayı oluşan akım yoğunluğudur ve

$$J_{sm} = ne \left( \frac{kT}{2m^* \pi} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{m^* v_x^2}{2kT} \right) \quad (27)$$

olarak ifade edilir. Bu ifadede  $n$  elektron konsantrasyonu,  $m^*$  elektronun etkin kütlesi,  $v_x$  potansiyel engelini aşmak için gerekli olan minimum hızdır ve toplam enerji

$$\frac{1}{2} m^* v_x^2 = e(V_{bi} - V_a) \quad (28)$$

şeklinde verilir. Bu ifadeye  $V_{bi}$  eklem potansiyeli ve  $V_a$  uygulanan potansiyeldir. Bir yarıiletkendeki elektron konsantrasyonu;

$$n = n_0 \exp\left(-e \frac{(V_{bi} - V_a)}{kT}\right) \quad (29)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $n_0$  yarıiletkenin nötr durumdaki elektron konsantrasyonudur ve

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (30)$$

ile verilir. Denklem (30)'u Denklem (29)'da yerine yazarsak

$$n = N_C \exp\left(-\frac{\phi_B - eV_a}{kT}\right) \quad (31)$$

eşitliği elde edilir. Yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) \quad (32)$$

şeklindedir. Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu ise

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (33)$$

olur. Burada uygulanan voltaj sıfırdır. Bu akım yoğunluğu, sızıntı akımına karşılık gelir. Metal-yarıiletken eklemesinde oluşan net akım yoğunluğu;

$$J = J_{sm} - J_{ms} \quad (34)$$

olarak yazılabilir. Metalden yarıiletkene doğru seçilen akım yönünü pozitif alırsak, durumda net akım yoğunluğu

$$J = \left[ A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (35)$$

olarak elde edilir. Bu ifadede  $\phi_B$ , Schottky engel yüksekliği  $A^*$  ise Richardson sabitidir. Bu sabit,

$$A^* = \frac{4\pi m^* k^2}{h^3} \quad (36)$$

ile verilir. Net akım yoğunluğu diyot formunda yazılırsa,

$$J = J_s \left[ \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (37)$$

şeklinde olur. Burada  $J_s$ ,

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (38)$$

ters doyma akım yoğunluğudur.

Metal-yarıiletken kontaklardaki akım mekanizmaları ilk olarak Bethe tarafından ve daha ayrıntılı olarak da Crowell ve Sze tarafından ortaya atılmıştır (Bethe, 1942; Crowell ve Sze, 1966).

### 1.8.2. Tünelleme (Alan emisyonu/FE ve Termoiyonik-alan emisyonu)

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda oluşan diğer bir önemli akım mekanizması da tünellemedir. Tünelleme mekanizmasında, elektronlar arınma bölgesi genişliğinin (engel genişliği) kalın olmadığı durumlarda engelin üzerinden atlamadan Schottky engeli boyunca tünelleyebilirler (Rhoderick ve Williams, 1988). Katkı konsantrasyonu fazla olduğunda, arınma bölgesi genişliği inceler ve Fermi enerji seviyesi ile iletim bandı üst üste gelir. Düşük sıcaklıklarda elektronlar, Fermi enerji seviyesine daha yakındırlar ve doğru besleme altında yarıiletkenden metale doğru akabilirler. Bu olay, alan emisyonu (FE) ya da tünelleme olarak bilinir. Yüksek sıcaklıklarda elektronlar Fermi enerji seviyesinin üzerine çıkarlar ve engel yüksekliği azalır. Burada, elektronlar engelin en üstüne ulaşmadan metalin içine tünelleyebilirler. Bu olay, orta derecede katkılanmış yarıiletkenlerde gözlemlenir ve termoiyonik alan emisyonu (TFE) olarak bilinir.

Tünelleme mekanizmasında akım,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV_a}{E_0}\right) \quad (39)$$

şeklindedir. Burada  $E_0$  engel genişliğine bağlı kıyas parametresidir ve aşağıdaki ifade ile tanımlanır (Sze, 1981; Arslan vd., 2009; Donoval vd., 1991) ve

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (40)$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $E_{00}$  tünelleme olayını temsil eden karakteristik enerjidir ve

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (41)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $\epsilon_s$  yarıiletkenin elektriksel geçirgenliği,  $N_D$  donör konsantrasyonudur.  $E_{00} \gg kT$  olduğu durumda alan emisyon mekanizması olması beklenir.  $E_{00} \propto kT$  ise termoiyonik alan emisyon,  $E_{00} \ll kT$  durumunda ise termoiyonik emisyon mekanizması görülür (Rhoderick ve Williams, 1988).

### 1.8.3. Arınma Bölgesinde Üretim-Yeniden Birleşim

Üretim, ters beslemede elektron–delik çiftinin bir araya gelmesinde oluşan akım; yeniden birleşim, doğru beslemede elektron-delik çiftinin bir araya gelmesiyle oluşan akımdır. Bu akım mekanizması, düşük sıcaklıklarda ve katkı konsantrasyonunun düşük olduğu durumlarda baskın hale geçer. Sıfır besleme durumunda arınma bölgesinde elektron-delik çifti üretimi, elektron-delik çifti yeniden birleşim akımına eşit olduğu için net bir akım oluşmaz. Arınma bölgesinin genişliği uygulanan ters besleme voltajıyla orantılıdır. Ters besleme voltajı artırıldığında üretim akımı da artar. Ancak arınma bölgesine doğru besleme voltajı uygulandığı zaman; yarıiletkenin elektronlar, metalden delikler enjekte edilir. Bu da arınma bölgesinde elektron-boşluk çiftinin yok olmasına neden olur. Burada oluşan akım yeniden birleşim akımıdır. Arınma bölgesinde oluşan üretim-yeniden birleşim akım (Grove, 1967)

$$J_{RG} = \frac{qn_i W_D}{2\tau} \left[ \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (42)$$

ile verilir. Bu ifadede  $W_D$  arınma bölgesi genişliği,  $n_i$  asal elektron konsantrasyonu ve  $\tau$  elektronun arınma bölgesindeki etkin yaşam süresini ifade eder.

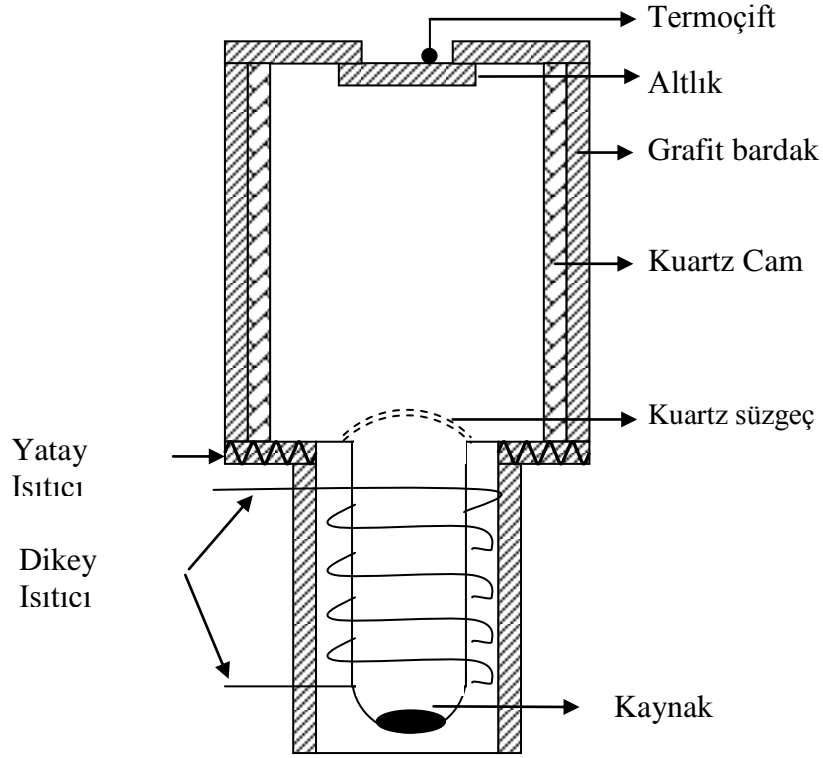
## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

### 2.1. Giriş

İlk olarak, n-tipi CdS ince filmleri oda sıcaklığında, kısmen kapalı hacimde termal buharlaştırma yöntemiyle, adi cam ve kalay oksit kaplı cam altlıklar üzerinde büyütüldü. Kullanılan cam altlıklar saf su ve alkol kullanılarak temizlendi. Bu çalışmada kullanılan CdS (%99,99) polikristal tozları 'Aldrich Chemical Company' tarafından temin edildi.

### 2.2. Vakum Ortamında Kısmen Kapalı Hacimde Buharlaştırma Yöntemiyle CdS İnce Filmlerin Elde Edilmesi

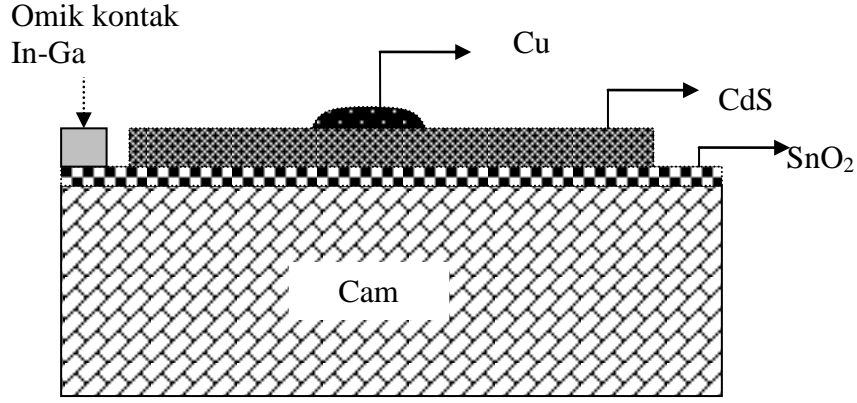
CdS ince filmlerini, kısmen kapalı hacimde termal buharlaştırma yöntemiyle elde etmek için, istenilen film kalınlığına bağlı olarak CdS polikristal tozları 0,2-0,3 gram tartılarak Şekil 2-1'de gösterilen kuartz bardağın içerisine konuldu. Şekil 2-1'de gösterilen sistemde, Wolfram tellerden yapılmış iki farklı ısıtıcı bulunmaktadır. Bu ısıtıcılardan dikey olanı kaynak malzemeyi buharlaştırmak için, yatay olanı ise buharlaşan malzemeyi altlık üzerine taşımak için kullanıldı. Kaynak malzemenin sıcaklığı yaklaşık 600°C'de tutuldu. Buharlaştırma esnasında kaynak malzeme ve altlık sıcaklıkları bakır-konstant termoçift kullanılarak kontrol edildi. Daha sonra SnO<sub>2</sub> kaplı cam altlıklar üzerine uygun şekilde maske yapıldıktan sonra CdS tozları buharlaştırıldı. Şekil 2-2 bu tez çalışmasında kullanılan Varian 840 termal buharlaştırma sistemini göstermektedir. Bu sistem yaklaşık olarak  $2 \times 10^{-5}$  Torr vakum seviyesine ulaşmaktadır. Elde edilen CdS/SnO<sub>2</sub> yapısının omik kontağını iyileştirmek için, 300°C'de vakum ortamında bir saat süre ile tavlandı. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> Schottky yapısını elde etmek için, CdS/SnO<sub>2</sub> eklemine, üzerinde 2 mm çapında delikler olan alüminyum folyo ile maske yapıldı. Daha sonra bu yapı üzerine molibden kayıkçık kullanılarak Cu metali buharlaştırıldı. Elde edilen Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> yapısının şematik gösterimi Şekil 2-3'te verildi. Omik kontak için In-Ga karışımı kullanıldı. Sıcaklık kontrolü bakır-konstant termoçifti ile ölçüldü



Şekil 2-1. Kısmen kapalı hacimde buharlaştırma sisteminin şematik görünümü



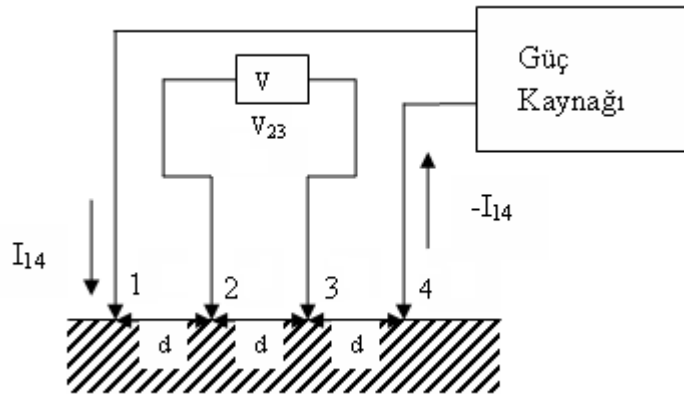
Şekil 2-2. Varian 840 vakum buharlaştırma sistemi



Şekil 2-3. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> yapısının şematik gösterimi

### 2.3. Elektriksel Özelliklerin İncelenmesi

CdS ince filmlerin elektriksel özelliklerini incelemek için oda sıcaklığında özdirenç ölçümleri yapıldı. Cam altlıklar üzerinde elde edilen CdS ince filmlerin özdirenç ölçümleri dört nokta yöntemi kullanılarak yapıldı. Bu yöntemin temeli örnekten akım geçirirken, belirli bir bölgesinde potansiyel farkı elde etmektir. Dört nokta yöntemi, yarıiletkenlerin özdirenç ölçümlerinde en çok kullanılan yöntemdir. Bu yöntemde örnek şeklinin düzgünlüğüne ve kontakların tam omikliğine gerek bulunmamaktadır. Dört nokta yöntemini kullanmak için en az bir yüzeyi düzlemsel olmalı ve bu yüzeyin geometrik boyutları, kontaklar sisteminin boyutlarından büyük olmalıdır. Bu ölçümlerde küçük alanlı dört kontak, örneğin düzlemsel yüzeyine yerleşmektedir (Şekil 2-4).



Şekil 2-4. Dört-nokta yöntemiyle özdirenç ölçme devresi

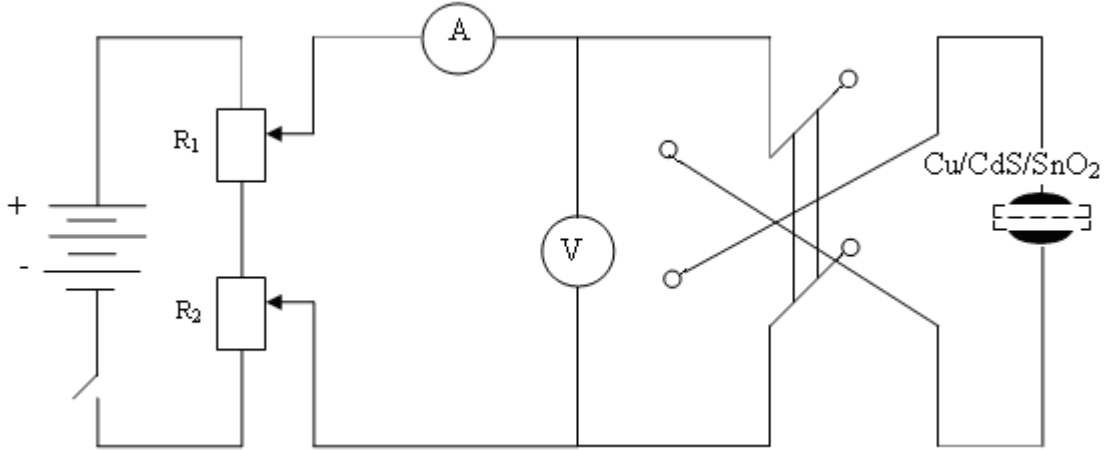


Dış ( 1 ve 4 ) kontaklardan akım (  $I_{14}$  ) geçirilir, iç ( 2 ve 3 ) kontaklardan ise gerilim (  $V_{23}$  ) ölçülür. Birbirinden eşit uzaklıkta (  $d$  ) yerleşen dört kontak sistemi kullanıldığında, örneğin öz direnci,

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{V_{23}}{I_{14}} \quad (43)$$

formülü ile hesaplanır.

Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga Schottky yapısının I-V eğrileri 130-325 K sıcaklığı aralığında, bilgisayar kontrollü, 'Keithley 2400 source meter' cihazı kullanılarak elde edildi. Akım-gerilim sisteminin devre şeması Şekil 2-5'de gösterildi.



Şekil 2-5. Akım-gerilim karakteristiği ölçü devresi

#### 2.4. Hall Katsayısı Ölçümleri

Vakum ortamında kısmen kapalı hacimde termal buharlaştırma yöntemi ile üretilen CdS ince filmlerin taşıyıcı konsantrasyonları Hall ölçümleri ile belirlendi. Bir yarıiletken Şekil 2-6'da gösterildiği gibi bir elektrik akımı geçirildiğinde ve bu akıma dik olacak şekilde bir manyetik alan uygulandığında yarıiletkende hem elektrik alana hem de manyetik alana dik olacak şekilde bir Hall alanı oluşmaktadır. Bu Hall alanı nedeniyle yarıiletkende

$$V_H = E_H a \quad (44)$$

ile verilen bir Hall voltajı oluşur. Burada  $a$  örneğin Hall alanı yönündeki uzunluğudur ve

$$J_x = \frac{I}{S} = \frac{I}{ab} \quad (45)$$

olduğu dikkate alınırsa

$$V_H = -\frac{1}{ne} \frac{IB}{b} \quad (46)$$

veya

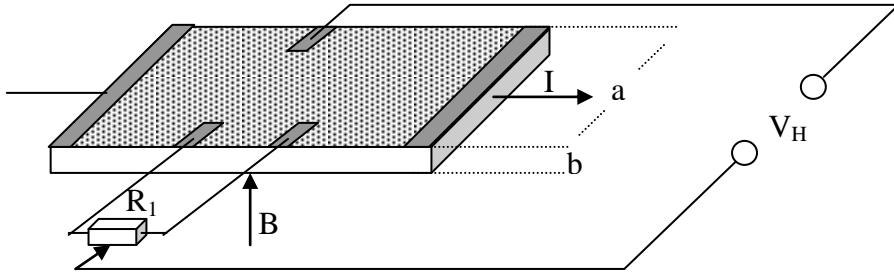
$$V_H = R_H \frac{IB}{b} \quad (47)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $b$  örneğin manyetik alan yönündeki uzunluğudur,  $R_H$  Hall sabitidir ve

$$\text{n-tipi yarıiletkende (n} \gg \text{p)} \quad R_H = -\frac{1}{ne} \quad (48)$$

$$\text{p-tipi yarıiletkende (p} \gg \text{n)} \quad R_H = +\frac{1}{ne} \quad (49)$$

ile verilir.



Şekil 2-6. Yarıiletken numunelere, elektrik ve manyetik alanların yönlerine bağlı olarak Hall voltajı ölçümü için yapılan kontaklar

Hall voltajındaki hatayı küçültmek için, Hall voltajının ölçüldüğü kontaklar arasındaki parazit gerilimleri ( Hall olayı ile ilgili olmayan gerilimleri ) ortadan kaldırmak gerekir. Bu parazit gerilimler farklı sebeplerden meydana gelebilir. Hall voltajının ölçüldüğü kontaklar eş potansiyelli noktalarda değilse parazit gerilimler oluşabilir. Bu tür oluşan parazit gerilimleri ortadan kaldırmak için Şekil 2-6'da görüldüğü gibi yarıiletkenin bir kenarına yan yana iki kontak yapıp aralarına bir değişken direnç bağlanmıştır. Değişken direnç yardımıyla alt ve üst kenarlar arasındaki potansiyel farkı sıfırlanmaktadır. Buradaki değişken direncin değeri yan yana olan kontaklar arasındaki direnç değerinden büyük olmalıdır. Numunenin homojenliği bozuk ise yine parazit gerilimler oluşabilir. Numuneden akım geçirilen kontaklar arasında taşıyıcıların hareketi ile ilgili parazit gerilimleri oluşabilir. Parazit gerilimlerin çoğunluğu elektrik akımın ve manyetik alanın yönüne bağlıdır. Bu nedenle akımın ve manyetik alanın yönünü değiştirmekle parazit gerilimlerinin Hall gerilimine etkisini ortadan kaldırmak mümkündür. Bu çalışmada, Hall gerilimlerini doğru ölçebilmek için akımın ve manyetik alanın yönü dikkate alınarak  $V_H (+I,+B)$ ,  $V_H (-I,+B)$ ,  $V_H (+I,-B)$  ve  $V_H (-I,-B)$  şeklinde toplam dört Hall voltajı ölçüldü ve Denklem (50)'de  $V_H$  değeri hesaplandı.

$$V_H = \frac{1}{4} [V_H (+I,+B) + V_H (-I,+B) + V_H (+I,-B) + V_H (-I,-B)] \quad (50)$$

## 2.5. X-Işını Kırınım Analizi

CdS ince filmlerin yapısal özellikleri hakkında bilgi edinmek için X-ışını kırınım desenlerinden yararlanılmaktadır. CdS ince filmlerin X-ışını kırınım ölçümleri Rigaku D/Max-III C difraktometresinde (Şekil 2-7) yapıldı. Ölçümler oda sıcaklığında  $2\theta = 20^\circ - 60^\circ$  aralığında  $\text{CuK}_\alpha$  X-ışınları kullanılarak yapıldı.

II-IV grubuna ait olan CdS bileşiği hem hegzagonal hem de kübik yapıda kristalleşmektedir. Kübik yapıda kristalleşen CdS ince filmlerin örgü parametresi,

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad (51)$$

bağıntısından yararlanılarak bulundu. Hekzagonal yapıda kristalleşen CdS ince filmlerin örgü parametresi ise,

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \left( \frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2} \quad (52)$$

bağıntısından bulunur. Bu denklemde  $d$ , düzlemler arası mesafeyi,  $h,k,l$  ise örgü düzlemlerini ifade eder.

Bu çalışmada üretilen örnekler kübik yapıya sahip oldukları için Denklem (51) ifadesi kullanıldı. Örgü parametresi  $a$ , (111) düzleminden hesaplandı.



Şekil 2-7. Rigaku D/Max-IIIC marka X-ışını difraktometresi

## 2.6. Optik Ölçümlerin İncelenmesi

CdS ince filmlerin yasak enerji aralığı geçirgenlik eğrileri yardımıyla belirlendi. Örneklerin, oda sıcaklığında 190 nm ile 1100 nm dalga boyu aralığında geçirgenlik deneyleri yapıldı. Üretilen ince filmlerin optik ölçümleri “Shimadzu 1601 UV Vis spektrofotometresi” ile (Şekil 2-8) yapıldı. Örneklerin yasak enerji aralığını belirlemek için geçirgenlik ölçümleri kullanılarak soğurma katsayısı

$$\alpha = \frac{2,303}{d} \ln\left(\frac{1}{T}\right) \quad (53)$$

denklemleri ile hesaplandı. Daha sonra (CdS doğrudan geçişli yasak enerji aralığına sahip olduğu için)  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre grafiği çizildi. Bu grafiğin doğrusal kısmı uzatılarak enerji ekseninin kestiği nokta belirlendi ve CdS'ün yasak enerji aralığı hesaplandı.

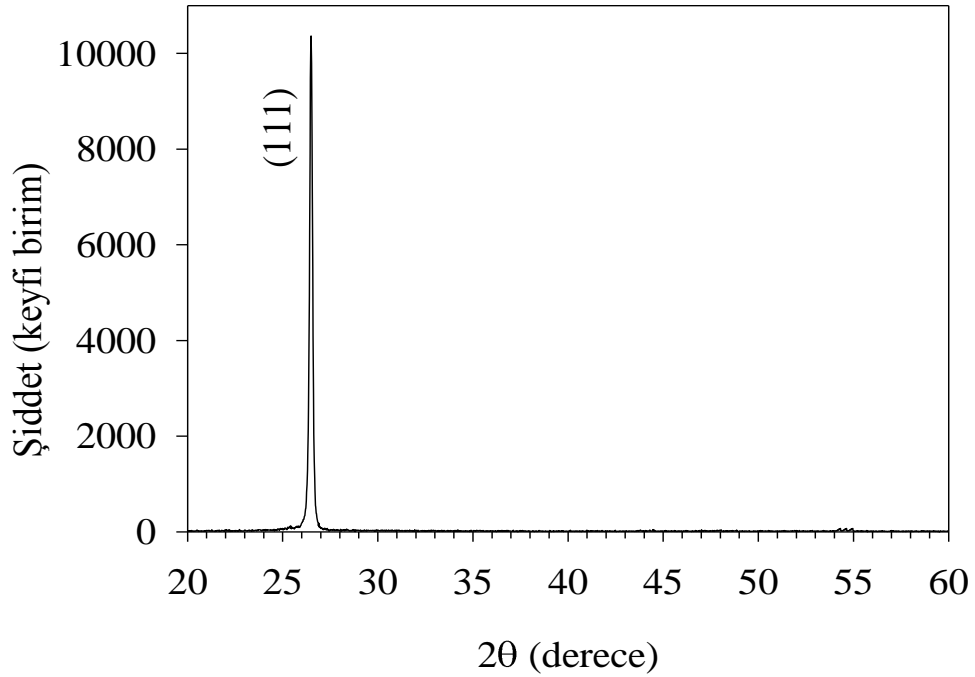


Şekil 2-8. UV-Visible spektrofotometresi (Shimadzu UV-1601)

### 3. BULGULAR VE TARTIŞMA

#### 3.1. CdS İnce Filmlerin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi

Vakum ortamında kısmen kapalı hacimde termal buharlaştırma yöntemi ile SnO<sub>2</sub> kaplı cam altlıklar üzerinde elde edilen CdS ince filminin X-ışını kırınım deseni Şekil 3-1 ile verildi. CdS ince filmlerin (111) yansıma düzlemleri doğrultusunda kübik yapıda büyüdüğü görüldü. Kübik faza ait (111) yansıma düzleminin kırınım açısı ile hekzagonal fazın (002) pikinin kırınım açıları birbirlerine çok yakın olduğunda bu fazları ayırt etmek güçtür. Ancak, hekzagonal faza ait (100) ve (101) gibi diğer karakteristik piklere rastlanmadığından dolayı filmin kübik yapıda kristalleştiği söylenebilir (Lozada-Morales vd., 1998).



Şekil 3-1. CdS ince filmin x-ışını kırınım deseni

Ayrıca, kırınım desenlerinde CdO ve diğer metalik fazlara rastlanmadı. (111) pikinden hesaplanan örgü parametresi 0,581 nm olarak bulundu ve bu değer CdS tek kristalin örgü

parametresine (0,582 nm) çok yakın olduğu tespit edildi. İnce filmlerdeki tane (kristal) boyutu

$$D = \frac{0,94\lambda}{\beta \cos\theta} \quad (54)$$

Scherrer eşitliği ile hesaplandı. Burada  $D$  kristal boyutu,  $\beta$  yarı-maksimumdaki tam genişlik,  $\theta$  kırınım açısı ve  $\lambda$  kullanılan X-ışını dalga boyudur. Bu denklemde hesaplanan kristal boyutu 50 nm olarak bulundu. Diğer yandan dislokasyon yoğunluğu ( $\delta$ )

$$\delta = \frac{1}{D^2} \quad (55)$$

formülü kullanılarak  $4,01 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$  olarak bulundu (Cullity, 1978). Ayrıca, altlık olarak kullanılan SnO<sub>2</sub> kaplanmış cam altlıklarda SnO<sub>2</sub>'e ait pikler gözlenmedi.

### 3.2. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub> Schottky Diyotlarının Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

Schottky diyotları için, doğru gerilim  $I$ - $V$  karakteristiği,  $V \geq kT/q$  sınırında azınlık taşıyıcıların etkisi ihmal edilirse termoiyonik emisyon (TE) teorisine göre (Donoval vd., 1991; Uslu vd., 2010)

$$I_{TE} = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (56)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Pratikte diyotlarda  $I$ - $V$  karakteristiği, Denklem (56) ile temsil edilen ideal durumu ( $n=1$ ) sağlamaz. İdeal olmayan durumlar için ( $n>1$ ), Schottky diyotlarının  $I$ - $V$  bağıntısı modifiye edilmiş daha uygun bir denklem olarak,

$$I_{TE} = I_0 \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right] \right\} \quad (57)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $IR_s$  seri direnç üzerinde voltaj düşümü,  $n$  idealite faktörü ve  $I_0$  ( $= I_{TE0}$ ) ters besleme doyma akımıdır. İdealite faktörü ( $n$ ), ideal durumdan sapmaları ifade edebilmek için hesaba katıldı. Denklem (57)'nin her iki tarafının logaritması alınıp,  $V$ 'ye göre türevi alınırsa idealite faktörü;

$$n = \frac{q}{kT} \frac{d(V - IR_s)}{d(\ln I)} \quad (58)$$

ile hesaplanabilir. Bu denklemdeki  $\frac{d(V - IR_s)}{d(\ln I)}$  ifadesi  $\ln I$ - $V$  grafiğinin doğrusal bölgesinin eğimidir.  $n$  değerinin 1'den büyük olması, uygulanan voltajın tamamının arınma bölgesine düşmediğini gösterir. Bu durumda uygulanan voltaj, arayüzey tabakası, arınma bölgesi ve diyot direnci arasında paylaşılmaktadır.

Benzer şekilde  $I_0$  doyma akım değerleri, orta voltaj bölgesindeki ( $0,1V \leq V \leq 0,7V$ ) her bir sıcaklık için  $\ln(I)$ - $V$  eğrilerinin sıfır voltajdaki akım eksenine uzatılmasıyla bulunur ve aşağıdaki ifade ile verilir:

$$I_0 = A^* AT^2 \exp(-q\Phi_{B0} / kT) \quad (59)$$

Burada  $A^*$  etkin Richardson sabitidir ve n-tipi CdS için teorik değeri  $23 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ,  $A$  etkin diyot alanı ve  $\Phi_{B0}$  sıfır besleme engel yüksekliğidir. Denklem (59)'un her iki tarafının logaritması alınarak  $\Phi_{B0}$ ,

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{AA^*T^2}{I_0} \right] \quad (60)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Toplam akım uygulamada, özellikle düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı yarıiletkenlerde ideal durumdan farklıdır. Bu durumda toplam akım aşağıdaki denklem ile verilir (Takahashi vd., 2007):

$$I_{toplama} = I_{TE} + I_{GR} + I_{tun} + I_{LE}$$



$$I_{Toplam} = I_{TEo} \left\{ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right\} + I_{GRo} \left\{ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{2kT}\right) - 1 \right\} + I_{Tuno} \left\{ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{E_0}\right) - 1 \right\} + \frac{V - IR_s}{R_{sh}} \quad (61)$$

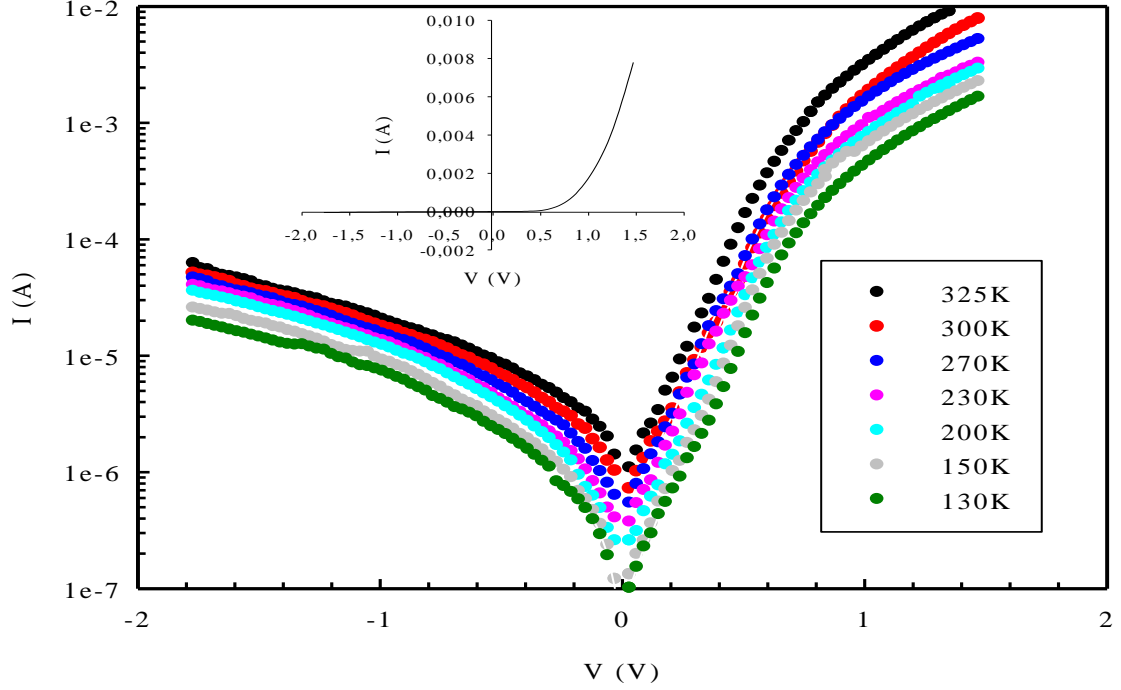
Bu denklemde birinci terim termoiyonik emisyon (TE) akımını göstermektedir. İkinci terim ise üretim-yeniden bileşim akımınıdır ve  $I_{GR0}$  değeri,

$$I_{GRo} = \frac{qn_i W_D}{2\tau} \quad (62)$$

şeklinde verilir. Üçüncü terim engel boyunca tünelleme akımınıdır. Burada  $I_{Tuno}$ , tünelleme doyuma akımınıdır. Dördüncü terim ise sızıntı akımınıdır ve bu terimdeki  $R_s$  ve  $R_{sh}$  Schottky yapısının sırasıyla seri ve paralel direncidir. Genel olarak, yüksek sıcaklıklarda TE ve GR akımları baskın iken, tünelleme ve sızıntı akımları daha düşük sıcaklıklarda yüksek katkı malzemeler için daha önemli hale gelir (Nielsen, 1983; Viswerwan, 1979).

Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısının, 130–325 K sıcaklık aralığında ölçülen yarı-logaritmik doğru ve ters besleme  $I$ - $V$  karakteristikleri Şekil 3-2’de gösterildi. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısının şekilden görüldüğü gibi,  $0,1V \leq V \leq 0,7$  V aralığında lineer davranış gösterdiği ancak yüksek voltajlarda ( $V > 0,7$ ) ise seri direnç ( $R_s$ ) etkisi nedeniyle lineerlikten sapma olduğu görüldü. Bununla beraber; akımın, uygulanan ters besleme voltajıyla yavaşça arttığı ve her bir sıcaklık için herhangi bir doyuma ulaşmadığı tespit edildi. Ters beslemede akımın doyuma ulaşmaması, genelde engel yüksekliğindeki imaj kuvvetinin düşüşü ve metal-yarıiletken arasında doğal ya da çökelmiş arayüzey tabakasının oluşumu ile açıklanabilir (Sze 1981; Rhoderick ve Williams 1988).

İdealite faktörü  $n$ ,  $I_0$  ve  $\Phi_{Bo}$ ’ın deneysel değerleri her bir sıcaklık için Denklem (58), (59) ve (60) kullanılarak hesaplandı ve Tablo 1-1 ile verildi. Tablo 1-1’de görüldüğü gibi 130 K’de ölçülen  $I$ - $V$  değişim eğrisinden  $n$ ,  $I_0$  ve  $\Phi_{Bo}$  değerleri sırasıyla 8,98,  $7,6 \times 10^{-8}$  A ve 0,29 eV olarak hesaplandı. Buna karşın, 325 K’de ölçülen  $I$ - $V$  eğrisinden elde edilen bu değerler sırasıyla 3,42,  $7,6 \times 10^{-7}$  ve 0,72 eV’tur. Ölçüm sıcaklığının artması ile idealite faktörünün küçüldüğü ve engel yüksekliğinin arttığı anlaşılmaktadır. İdealite faktörünün ve engel yüksekliğinin bu davranışının termoiyonik akım mekanizmasından sapmalardan kaynaklandığı tahmin edilmektedir (Mead ve Spitzer, 1964).



Şekil 3-2. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısına ait doğru ve ters besleme I-V grafiği

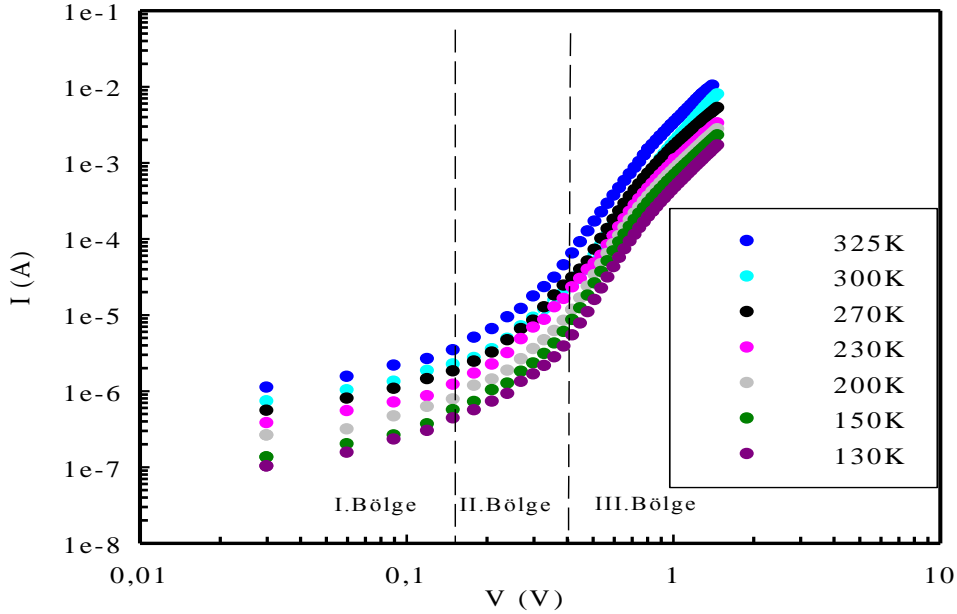
Tablo 1-1. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga Schottky yapısından elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklığa bağlılığı

T (K)	I <sub>o</sub> (A)	n	Φ <sub>B0</sub> (eV)	nT (K)	R <sub>s</sub> (1,4V) (Ω)	R <sub>sh</sub> (-1,4V) (Ω)
130	7,60 x 10 <sup>-8</sup>	8,98	0,29	1166,89	1026	109555
150	1,01 x 10 <sup>-7</sup>	7,32	0,34	1097,94	746	81425
200	1,86 x 10 <sup>-7</sup>	5,94	0,45	1189,15	645	60862
230	2,63 x 10 <sup>-7</sup>	4,79	0,52	1102,11	513	53892
270	4,05 x 10 <sup>-7</sup>	4,20	0,60	1134,46	320	48584
300	5,69 x 10 <sup>-7</sup>	4,07	0,67	1221,00	221	43102
325	7,60 x 10 <sup>-7</sup>	3,42	0,72	1110,56	150	39142

Şekil 3-3' de Termiyonik emisyon (TE), uzay yük ile sınırlandırılmış sınırlı iletim (SCLC) ve tuzak yükü ile sınırlı iletim (TCLC) gibi akım mekanizmalarını yorumlamak için,  $\ln I - \ln V$  değişim eğrileri verildi. Şekilden görüldüğü gibi  $\ln I - \ln V$  eğrileri her bir sıcaklık için farklı eğimlere sahip olup üç ayrı bölgeye ayrılmaktadır. Başka bir deyişle

Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga Schottky yapısının, üç bölgede farklı iletim mekanizmalarına sahip olduğu anlaşılmaktadır.

Eğer, metal-yarıiletken arayüzeyinde derin tuzaklar olursa yük iletim mekanizması değişir ve bu değişimler doğru beslemede akım-voltaj eğrilerinin eğiminin değişmesine sebep olur. Düşük voltajlarda (I. bölge), örnek için akım iletim mekanizması bir omik davranış sergiler yani; akım, uygulanan voltajla doğru orantılıdır (Bacaksız vd., 2001; Taşçıoğlu vd., 2010; Wagle ve Shirodkar, 2000). Eğimin 2'den büyük olduğu II. Bölgede sınırlı akım iletim mekanizması tuzak yükü ile (TCLC) açıklanır (Taşçıoğlu vd., 2010). Yüksek voltaj besleme bölgesinde (III. bölge) ise aşırı elektron enjeksiyonu yüzünden, elektronlar tuzak seviyelerinden kurtularak uzay yük sınırlı iletim (SCLC) akımına katkı sağlar (Zhang vd., 2009).



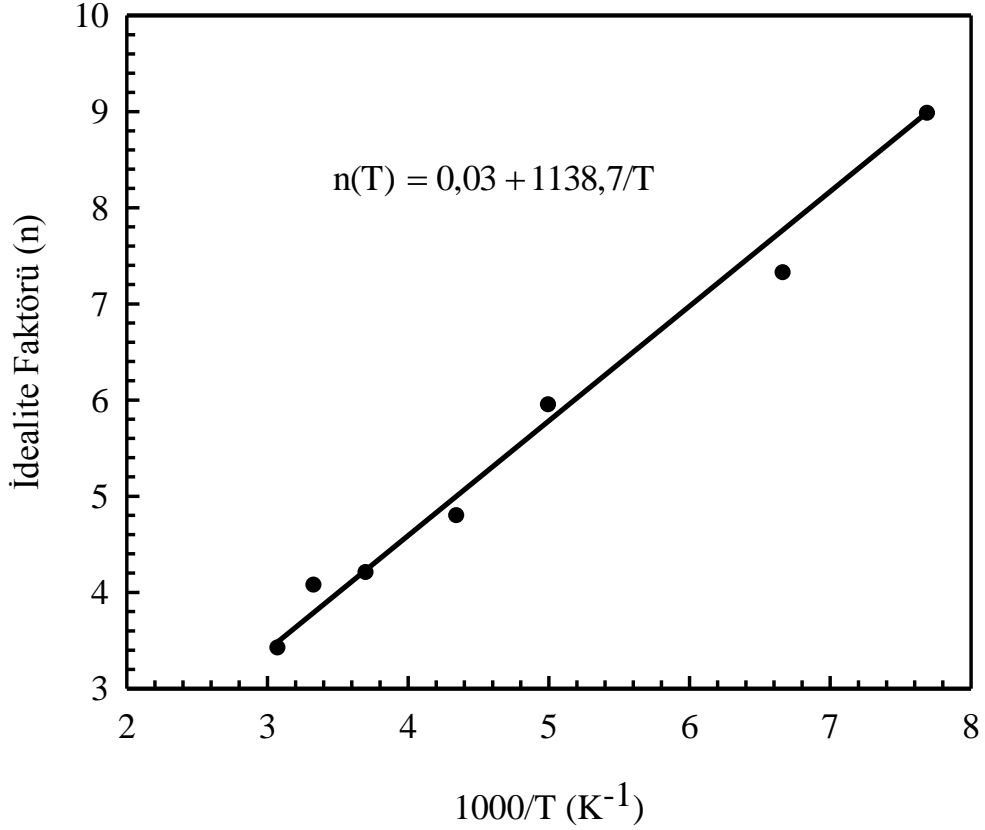
Şekil 3-3. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısına ait farklı sıcaklıklarda ölçülen I-V akım-voltaj eğrileri

İdealite faktörü  $n$ , bazı diyotlarda sıcaklıktan bağımsız bir sabit iken, bazılarında ise sıcaklıkla değişir. Diyotlarda alan emisyonu, termiyonik emisyonu veya arınma bölgesindeki taşıyıcı rekombinasyonundan dolayı termiyonik emisyon akımlarının karşılaştığı durumlarda  $n$  doğal olarak sıcaklıkla değişir (Sharma, 1984).

$$n(T) = n_o + \frac{T_o}{T} \quad (63)$$

şeklinde belirlenir. Bu denklemde  $n_o$  ve  $T_o$  sıcaklık ve voltajdan bağımsız sabitlerdir.

Yaptığımız bu çalışmada Tablo 1-1'den görüldüğü gibi  $n$  değerleri sıcaklıkla değişmektedir.  $n$  değerlerinin sıcaklıkla değişimi grafiği Şekil 3-4'de verildi. Şekilden görüldüğü gibi idealite faktörü sıcaklığın tersiyle lineer olarak değişmektedir. Bu grafikten  $n_o$  ve  $T_o$  değerleri sırasıyla 0,03 ve 1138,7 K olarak bulundu. Sıcaklığa bağlı idealite faktörünün bu davranışı Schottky engel yüksekliğindeki homojensizliklere atfedilebilir (Yıldırım vd., 2009).



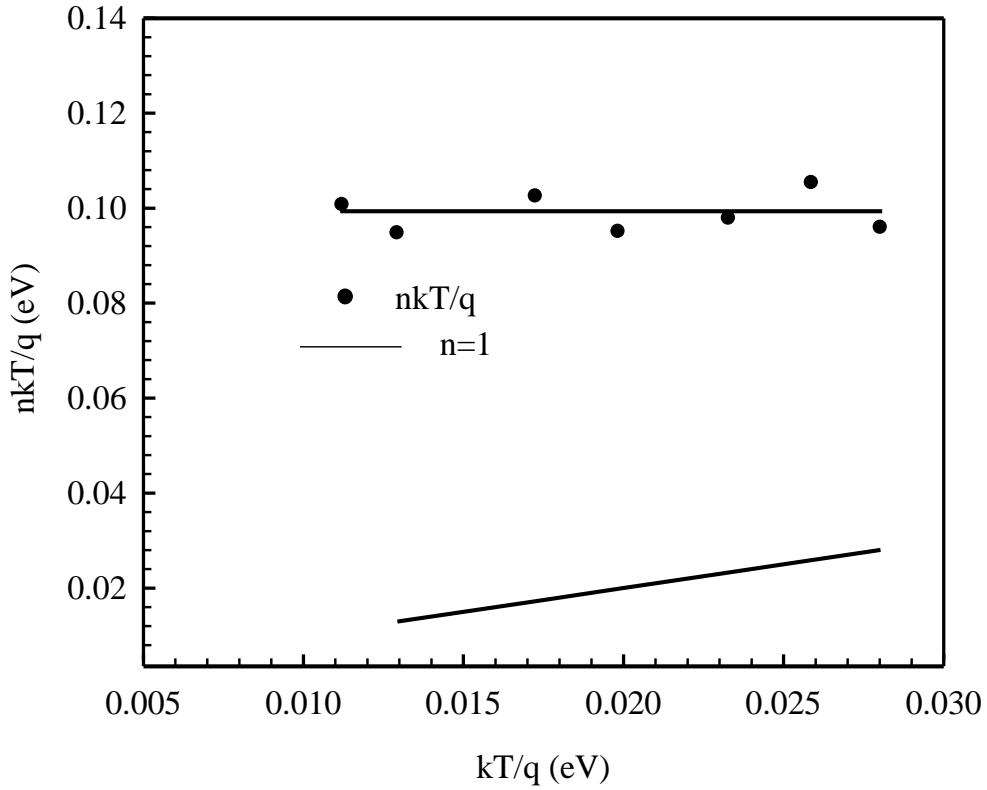
Şekil 3-4. Cu /CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısında idealite faktörünün 1000/T ile değişim grafiği

Engel yüksekliğindeki homojensizliklerden dolayı Tablo 1-1'den görüldüğü gibi, ölçüm sıcaklığının yükselmesi ile engel yüksekliğinde ( $\Phi_{Bo}$ ) anormal bir artış olurken idealite faktörü değerlerinde azalma görülmektedir. Bu sebepten dolayı Şekil 3-6'da

verilen Richardson grafiğinde  $[\ln(I_0/T^2) - q/kT]$  lineerlikten sapma meydana gelmektedir. Lineerlikten sapmayı en aza indirmek için, Tablo1-1'de verilen  $n$  değerleri yerine  $nT$  değerleri alınarak hesaplamalar yapıldı. Bu düzeltme göz önüne alınırsa, termoiyonik alan emisyon (TFE) mekanizması bütün sıcaklık bölgelerinde ihmal edilebilir.  $n = 1,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Termoiyonik alan emisyon akım mekanizması, bu çalışmada kullanılan CdS ince filmi için uygulanamaz. Çünkü TFE sadece düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkı konsantrasyonuna sahip yarıiletken malzemeler için uygulanabilir. Hall katsayısı ölçümlerinden CdS taşıyıcı konsantrasyonu  $n = 1,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  olarak bulundu. Bu konsantrasyon TFE akım mekanizmasını açıklayabilmek için oldukça düşüktür. Benzer şekilde azınlık taşıyıcı enjeksiyonu mekanizması, II bölgede akım mekanizmasını açıklamak için uygulanamaz. Çünkü bu mekanizmanın uygulanabilmesi için engel yüksekliğinin (BH) yarıiletken örneğin yasak enerji aralığına yakın olması beklenir. Halbuki CdS'in yasak enerji aralığı 2,42 eV olmasına karşın engel yüksekliği Tablo 1-1'den görüldüğü gibi küçüktür. Ayrıca, TFE akım mekanizması II bölgeye uygulanabilmesi için, diyot kalite faktörünün büyük olması ve idealite faktörünün 1'e eşit olması gerekir. Bizim çalışmada idealite faktörü 1'den büyük ve kalite faktörü ise ideal diyota ( $I_F/I_R = 10000$ ) kıyasla çok küçüktür (Özdemir ve Altındal, 1994).

Deneysel ve teorik  $nkT/q - kT/q$  eğrileri arasında lineer bir ilişki olduğu Şekil 3-5'den görülmektedir.



Şekil 3-5. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısına ait nkT/q–kT/q grafiği

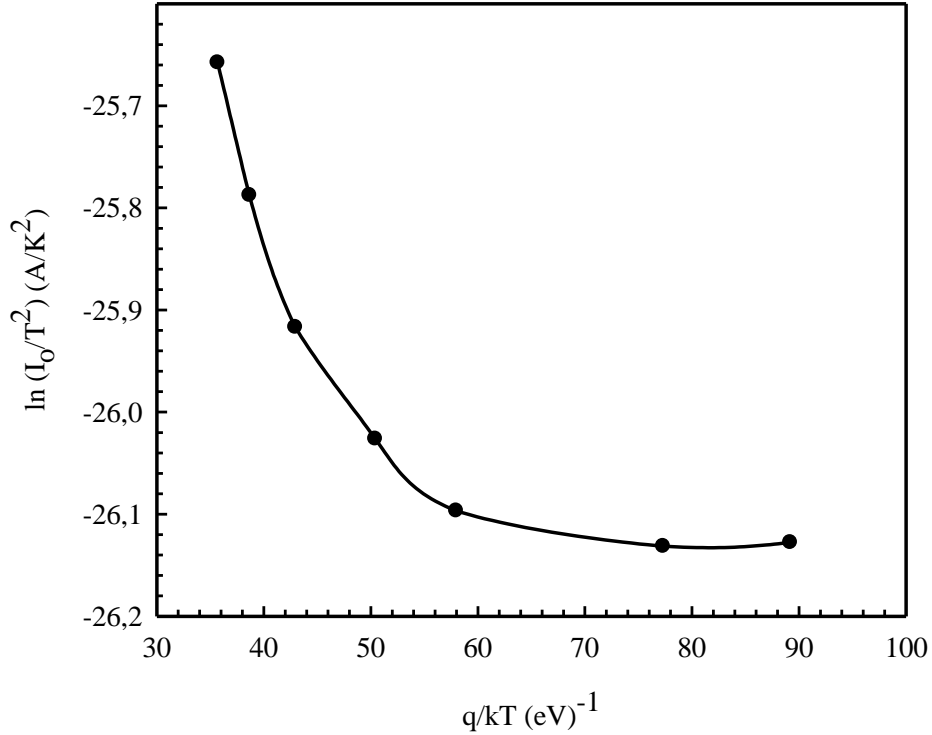
İdealite faktörü değerleri Tablo 1-1'den görüldüğü gibi sıcaklıkla değişmektedir. Bu değişimlerin nedeni Termioyonik-alan emisyonu mekanizması ile açıklanabilir (Özdemir ve Altındal, 1994; Yıldırım vd., 2009). İdealite faktörünün özellikle düşük sıcaklıkta büyük değerlere sahip olması, arayüzey tabakasındaki voltaj düşümü etkisine, özellikle arayüzey dağılımına ve metal-yarıiletken arayüzeyinde engel yüksekliğindeki dalgalanmalara atfedilebilir (Bengi vd., 2009; Taşcıoğlu vd., 2010). Saf termioyonik emisyon teorisine göre ideal durumun (n=1) pratikte elde edilmesine literatürde hemen hemen hiç rastlanmamıştır. Çünkü engel yüksekliği, uygulanan voltaja bağlıdır. Bunun sebebi, ideale en yakın olan Schottky yapılarda bile metal ile yarıiletken arasında bir doğal oksit tabakasının oluşmasıdır. Bu durum *I-V* ölçümlerini etkiler ve idealite faktörünün 1'den büyük olmasına neden olur.

Engel yüksekliğini bulmak için aşağıda verilen denklemde yararlanılır:

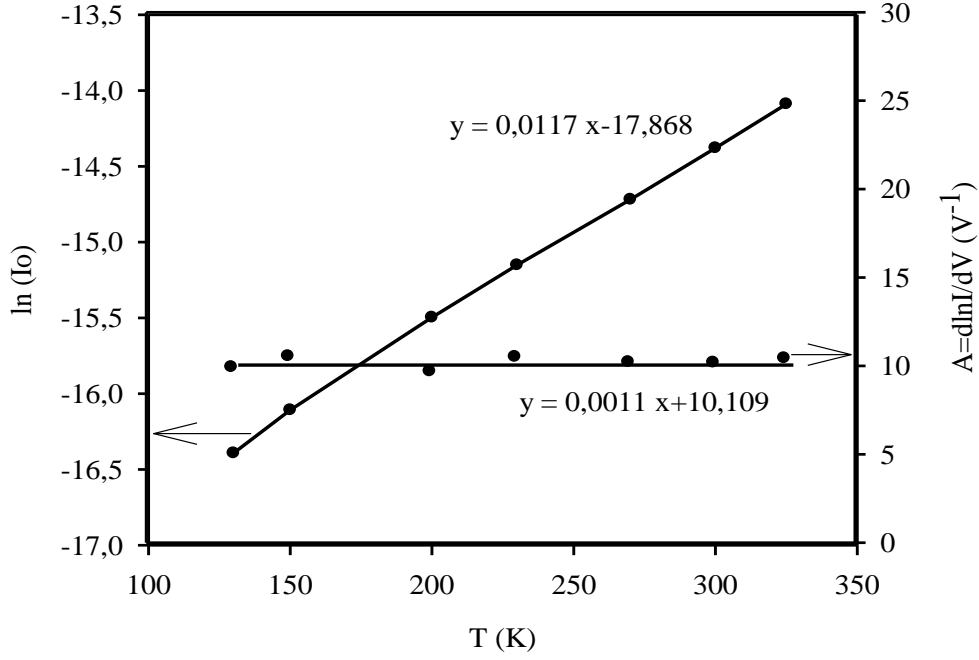
$$\ln(I_0/T^2) = \ln(AA^*) - \left( \frac{q\Phi_{Bo}}{kT} \right) \quad (64)$$

Şekil 3-6'da görüldüğü gibi Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga Schottky diyot için  $\ln(I_0/T^2)-q/kT$  Richardson eğrisinin enerji ile lineer değişmediği görülmektedir.  $\ln(I_0/T^2)-1/T$  grafiğinin bu davranışı engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağımlılığıyla açıklanabilir (Aydoğan vd., 2005; Takahashi vd., 2007). Bu doğrunun  $\ln(I_0/T^2)$  eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti  $1,68 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$  olarak bulundu. Bu değer, CdS için bilinen teorik değerden ( $23 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ) oldukça küçüktür. Richardson sabitinin küçük çıkmasının nedeni, engel yüksekliğindeki homojensizliklere atfedilebilir (Uslu vd., 2010); Aydoğan vd., 2005). Homojensizliklerin kaynağı olarak, yarıiletken içinde dağılmış olan katkı atomları, engel yüksekliğini değiştiren örgü kusurları, engel yüksekliğinin dalgalanmasına neden olan arayüzey durumları ve engel yüksekliğini değiştiren tane sınırları şeklinde sıralanabilir.

Şekil 3-7'ye göre doyma akımının sıcaklıkla lineer olarak değiştiği görülürken, (Şekil 3-7)  $A=d\ln I/dV$ 'nin sıcaklıkla değişim eğrisinin eğimi hemen hemen sıcaklıktan bağımsız ve yaklaşık olarak  $10,109 \text{ V}^{-1}$  olarak bulundu. Aynı zamanda, ters doyma akımının ve idealite faktörünün  $n>1$  için sıcaklığa kuvvetli biçimde bağlı olduğu tespit edildi.



Şekil 3-6. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısına ait  $\ln(I_0/T^2)-q/kT$  Richardson eğrisi



Şekil 3-7. Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısına ait sıcaklığa bağlı I<sub>0</sub> ve A'nın grafiği

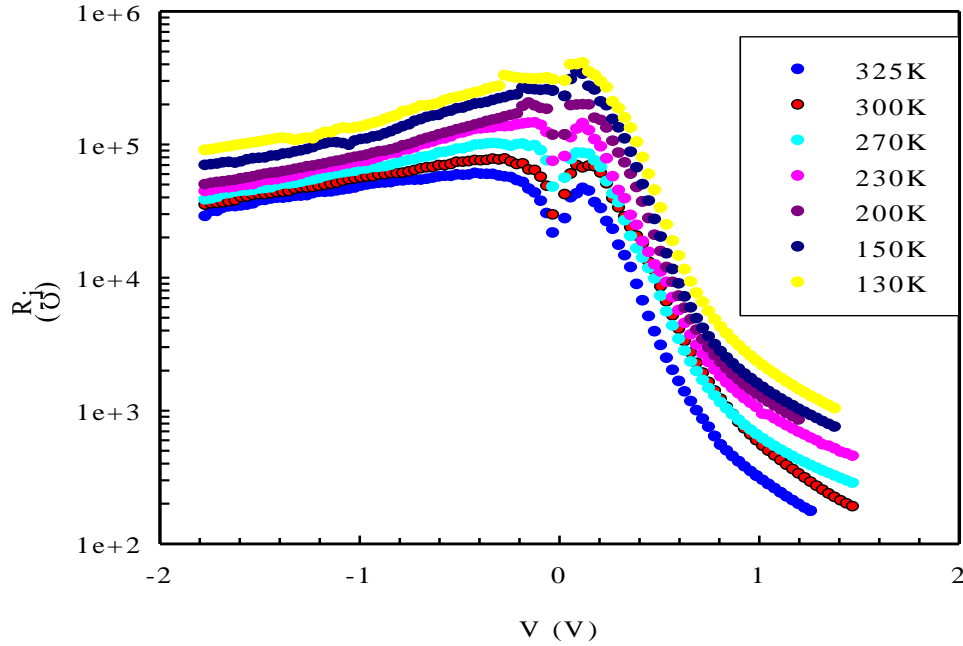
Schottky engelleri için geliştirilen tünelleme modeline göre, bant bükülmesi, arayüzey durumlarına veya dislokasyonlara doğru gerçekleşen taşıyıcı tünellemesi için bir engel oluşturur. Burada çoklu tünelleme basamaklarında değişik tuzaklar devreye girebilir. (Saxena, 1969; Arslan vd., 2009). Isıl olarak uyarılmış taşıyıcılar, mümkün olan arayüzey durumlarına, basamak benzeri tünelleme yaparlar. Bu sebeple, tuzak aracılığıyla gerçekleştirilen çok basamaklı tünellemenin etkin bir mekanizma olduğu görülür. Bu mekanizma, Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapılarında, bu voltaj ve sıcaklık aralığında etkindir. Bu mekanizmanın doğru beslemede  $I-V$  ilişkisi (Saxena, 1969)

$$I(V,T) = I_0(T) \exp(AV) \quad (65)$$

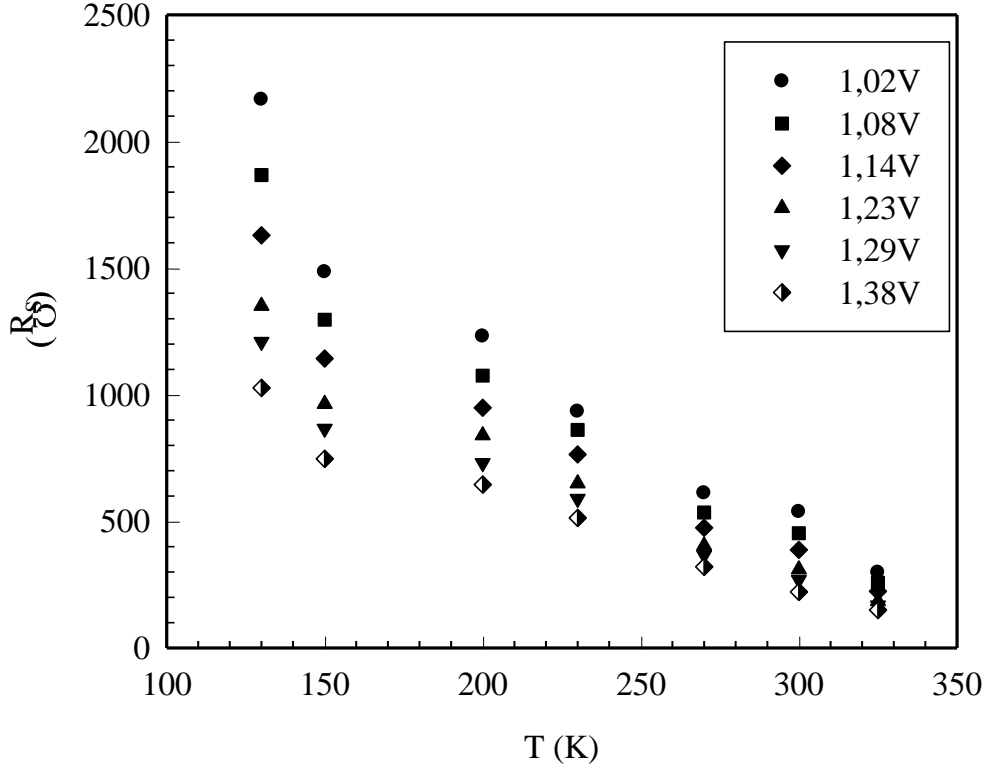
ile verilir. Burada  $I_0$ , CdS içinde uzay yükü bölgesindeki uygun enerji tuzakların yoğunluğuyla orantılı,  $A$  ( $A = d \ln(I)/dV$ ) ise tünelleme teorisinden hesaplanan sabitlerdir. Bu yapıların sıcaklığa bağlı  $I-V$  sonuçlarına göre, uygulanan voltaj aralığında akım iletim mekanizması tek bir mekanizma ile açıklanamaz. Buna ek olarak, bu voltaj aralığında veri analizlerini yorumlamak zordur. Çünkü  $I-V$  karakteristikleri, sıcaklığa bağlı olan yapının paralel ve seri direncine son derece duyarlıdır (Özdemir, 1994; Donoval, 1991).



Ohm yasası ( $R_i=dV/dI$ ) kullanılarak elde edilen  $R_i$ - $V_i$  ile değişim eğrisi Şekil 3-8' de verildi. Bu grafikte seri direnç, doğru besleme; paralel direnç ise ters besleme voltajlarından elde edildi. Şekilden görüldüğü gibi, yüksek voltajlarda hem doğru ve hem de ters besleme durumunda  $R_i$ 'nin uygulan voltaj ile lineer değiştiği görüldü. Şekil 3-9'da ise  $R_s$  dirençlerinin sıcaklığa göre değişimi (farklı voltaj değerlerinde) verildi. Literatür ile uyumlu olarak seri direnç değerlerinin sıcaklığın artması ile azaldığı tespit edildi (Donoval, 1991). Bu azalmanın sebebi, ya bağların kırılması ya da tuzaktan kurtulan serbest yük taşıyıcıları yoğunluğunun artmasının bir sonucu olabilir (Janardham vd., 2010; Karimov vd., 2005).  $I$ - $V$  verilerinden seri ve paralel direnç değerleri sırasıyla 1,4 ve -1,4 V için hesaplandı ve Tablo 1-1'de verildi. Tablo 1-1'den görüldüğü gibi, seri direnç değerleri, literatüre uygun olarak, sıcaklık değerlerinin artması ile azalmaktadır.



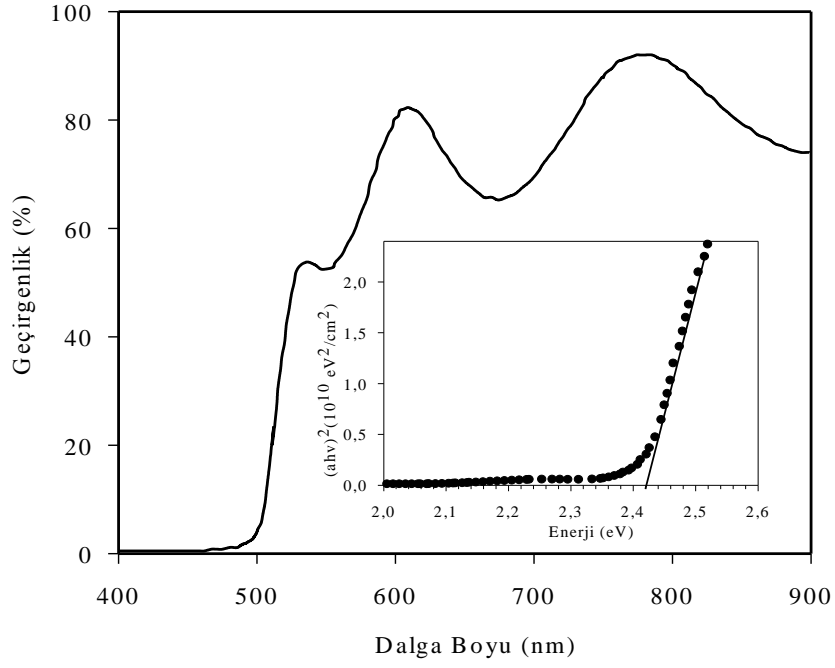
Şekil 3-8. Yapı direncinin uygulanan voltaja göre farklı sıcaklılardaki grafiği



Şekil 3-9. Seri direncin sıcaklığa bağlı grafiği

### 3.1. CdS İnce Filmlerin Optik Özelliklerin İncelenmesi

CdS ince filmlerinin bant aralığı hakkında bilgi edinmek için, optik geçirgenlik ölçümleri 190 nm 1100 nm aralığında yapıldı ve Şekil 3-10'da verildi. CdS ince filminin maksimum geçirgenliğinin %80 civarında olduğu görüldü. Yasak enerji aralığı ise, 2,42 eV olarak bulundu. Bu değer literatürde verilen CdS tek kristal için verilen yasak enerji aralığına eşittir. Yarıiletken malzemelerden yasak enerji aralığının değişme sebepleri olarak stokiyometri kaymaları, faz geçişleri ve kuantum boyut etkisi şeklinde sıralanır. Bu çalışmada kullanılan CdS için Scherer formülünden hesaplanan tane boyutu (50 nm), kuantum boyut etkisi için hesaplanan (yaklaşık 30 nm) değerden büyük olduğundan kuantum boyut etkisinden bahsedilemez. XRD sonuçlarına göre üretilen numunede sadece kübik fazın oluşmasından dolayı faz geçişlerine optik özellikler katkıda bulunmaz.



Şekil 3-10. CdS ince filmlerinin geçirgenlik spektrumu ( İçteki grafik ise CdS ince filmlerinde  $(ahv)^2$ 'nin foton enerjisine göre değişimi)

#### 4. SONUÇLAR

Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısının  $I-V$  karakteristikleri 130-325 K sıcaklığı aralığında araştırıldı. Her bir eğrinin eğiminden, yapının idealite faktör değerlerinin sıcaklığa güçlü bir şekilde bağlı olduğu ve sıcaklığın tersiyle lineer olarak değiştiği tespit edildi. Doğru besleme akımının  $I_o(T)exp(AV)$  ile orantılı olarak değiştiği görüldü.  $A$  sabiti [ $\ln(I)-V$  eğrisinin eğimi] uygulanan voltaj ve sıcaklıktan neredeyse bağımsız, ancak  $I_o(T)$  sıcaklığın zayıf bir fonksiyonudur. Ayrıca,  $\ln I_o$  değerleri sıcaklıkla lineer davranış gösteren doğru besleme  $I-V$  verilerinden elde edildi. Bu sonuçlar, Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısındaki yük taşıma mekanizmasının, arayüzey durumları/tuzaklar arasındaki veya arınma bölgesinde bulunan dislokasyonlardan geçen tünelleme sonucu gerçekleştiğini gösterir. X-ışını kırınım (XRD) ölçümlerinden elde edilen dislokasyon yoğunluğu değeri  $4,01 \times 10^{14} m^{-2}$  olarak bulundu. Bu veri, akımın yüksek sıcaklıklarda bile bir tünelleme karakteri olarak aktığını açıkça gösterir.

CdS'ün arınma bölgesinde tuzaklar içeren daha detaylı bir çalışma, bu yapılarıdaki baskın taşıyıcı iletim mekanizmasını yöneten etkileri anlamak için gereklidir. Ayrıca, voltaja bağlı  $R_s$  ve  $R_{sh}$  değerleri literatüre uygun olarak sıcaklık artışıyla azaldığı tespit edildi.

## 5. ÖNERİLER

Bu çalışmada, Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısının akım iletim mekanizması 130-325 K sıcaklık aralığında araştırıldı. Yapının idealite faktörü, engel yüksekliği, seri ve paralel direnç değerlerinin sıcaklıkla değiştiği görüldü. Bu verilerin değerlendirmesi sonucu, Cu/CdS/SnO<sub>2</sub>/In-Ga yapısında etkin iletim mekanizmasının tuzak aracılığıyla gerçekleştirilen çok basamaklı tünelleme olduğu görüldü.

Değişik opto-elektronik cihazların imalatında kullanılan Schottky yapılarını detaylı olarak incelemek gerekir. Bu amaçla CdS yarıiletken ince filmler üzerine Au, Ag, Al gibi metaller buharlaştırılarak Schottky yapılar elde edilebilir. Elde edilecek yapıların akım iletim mekanizmaları benzer şekilde tartışılabilir.

Son yıllarda, güneş pillerinde pencere katmanı olarak kullanılan CdS ince filmlerin optik ve elektriksel özelliklerini iyileştirmek için NaF katkısı yapılmaktadır. CdS ince filmlere termal difüzyon yöntemi ile NaF katkılanıp yapısal, elektriksel ve optik özellikleri incelenebilir. NaF katkısının Cu, Au, Ag ve Al/CdS Schottky diyot parametreleri üzerine etkisi araştırılabilir.

## 6. KAYNAKLAR

- Abe, T., Kashiwaba, Y., Baba, M., Imai, J. ve Sasaki, H., 2001. XPS Analysis of p-type Cu Doped CdS Thin films, Applied Surface Science, 175-176, 549-554.
- Arslan, E., Altındal, Ş., Özçelik, S. ve Ozbay, E., 2009. Tunneling Current Via Dislocations in Schottky Diodes on AlInN/AlN/GaN Heterostructures Semiconduct. Sci. Technol. 24, 075003-075003.
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M. ve Türüt, A., 2005. On The Barrier Inhomogeneities of Polyaniline/p-Si/Al Structure at Low Temperature, Appl. Surf. Sci., 250, 43-49.
- Bacaksız, E., Novruzov, V., Karal, H., Yanmaz, E. ve Altunbaş, M., 2001. Light-Assisted Deposition of CdS Thin Films, J. Phys. D: Appl. Phys. 34, 3109.
- Bengi, A., Altındal, Ş., Özçelik, S., Agaliyeva, S.T. ve Mammadov, 2009. Analysis of Temperature Dependent Electrical Characteristics of Au/n-GaAs/GaAs Structures in a Wide Temperature Range T.S., Vacuum 83, 276-281.
- Bethe H.A, 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers, MIT Radiat. Lab. Rep. 43-12.
- Braun, E. ve Macdonald, S., 1978. Revolution in Miniature: The History and Impact of Semiconductor Electronics, Cambridge and New York: Cambridge University Press 1
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides, Ann. Phys. Chem., Germany, 153, 556.
- Büget, U., 1992. Metal-Semiconductor Contacts and Related Phenomena, University of Gaziantep, Gaziantep.
- Cao, X.A., LeBoeuf, S.F., Kim, K.H., Sandvik, P.M., Stokes, E.B., Ebong, A., Walker, D., Kretchmer, J., Lin, J.Y. ve Jiang H. X., 2002. Investigation of Radiative Tunneling in GaN/InGaN Single Quantum Well Light-Emitting Diodes, Solid-State Electron. 46, 2291-2294.
- Cowley, A.M. ve Sze S.M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor System. J. Appl. Phys. 36, 10, 3212.
- Crowell C. R. ve Sze S. M., 1966. Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers, Solid State Electron., 9, 1035.
- Cullity, B.D., 1978. Elements of X-Ray Diffraction, Addison-Wesley Publishing Company Inc, London, p. 102.
- Dzhafarov, T.D., Altunbaş, M., Kobya, A.İ., Novruzov, V. ve Bacaksız, E., 1999. Formation of p-type CdS Thin Films by Laser-Stimulated Copper Diffusion, J. Phys. D:Appl. Phys. 32, L125-L128.
- Farag, A.A.M., Yahiab, I.S. ve Fadel, M., 2009. Electrical and Photovoltaic Characteristics of Al/n-CdS Schottky Diode, International Journal of Hydrogen Energy 34, 4906-4913.

- Fitzgerald, A.G., 1987. The Structure and Composition of Te/CdS Thin Film diodes, Thin Solid Films, 149, 325-330.
- Grove, A. S., 1967. Physics and Technollogy of Semicond. Devices. John Wiley and Sons, New York,
- Güllü, Ö., 2008. H<sub>2</sub> Öntavlamalı Au/n-GaAs Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Schottky Metal Kalınlığı ve Sıcaklığa Bağlı Değişiminin İncelenmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum.
- Hook, J.R. ve Hall, H.E., 1991. Solid State physics, second edition, John walley&Sons Ltd., England
- Janardham, V., Lee, H.K., Shim, K.H., Hong, H.B., Lee, S.H, Ahn, K.S. ve Choi, C.J., 2010. Temperature Dependency and Carrier Transport Mechanisms of Ti/p-Type InP Schottky Rectifiers, J.Alloys Compd. 504, 146-150.
- Kar, S., Panchal, K.M., Bhattacharya, S. ve Varma S., 1982. On the Mechanism of Carrier Transport in Metal-Thin-Oxide Semiconductor Diodes on Polycrystalline Silicon IEEE Trans. Electron. Devices, 29, 1839-1845.
- Karimov, S. Kh, M.M., Ahmed, S.A. ve Moiz ve M.I. Federov, 2005. Temperature-Dependent Properties of Organic-on Inorganic Ag/p-CuPc/n-GaAs/Ag Photoelectric cell, Sol. Energy. Mater. Sol. C87, 61-75.
- Kashiwaba, Y., Isojima, K. ve Ohta, K., 2002. Improvement in the Efficiency of the Cu-Doped CdS/non-Doped CdS Photovoltaic Cells Fabricated by an all-vacuum Process, Solar Energy Materials and Solar Cells, in Press.
- Keitoku, S., Izumi, H., Ono, H. ve Ohto, M., 1995. Preparation of p-type CdS Thin Films by Lazer Applied, Jpn J.Appl. Phys., 34, p. L138-140.
- Kobayashi, T., Ulrich, B., Ezumi, H. ve Keitoku, S.,1995. Luminescance Properties of p-type CdS Thin Films Prepared by laser Ablation, Materials Science and Engineering B, 35, 1-3, 117-126.
- Lozada-Morales, R., Rubin-Falfan, M., Zelaya-Angel, O., ve Ramirez-Bon, R., 1998. Characterization of Cubic CdS Thin Films Annealed in Vacuum, J. Phys. 59, 1393–1398.
- Mead, C.A., ve Spitzer, W.G., 1964. Fermi Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces, Phys. Rev. 134, A713-A716.
- Milness A.G.ve Feucht D.L., 1972. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Contacts Academic Press, New York and London, 156-165.
- Nielsen, O.M., 1983. Influence of Semiconductor Barrier Tunneling on The Current-Voltage Characteristics of Tunnel Metal-Oxide-Semiconductor Diodes J. Appl. Phys. 54, 5880-5887.
- Oktik, S., Russell, G.J., ve J.Woods, 1987. The Correlation Between Current Transport Mechanisms and Etch Features in Au/CdS Single-Crystal Schottky Diodes, Semiconductor Science Technology 2, 661-665.
- Önal, S., 2007. Mn/n-GaAs Schottky Diyotunun Hidrostatik Basınç Altında Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Gaziosmanpaşa Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Tokat.

- Özdemir S.ve Altındal, Ş. 1994. Temperature Dependent Electrical Characteristics of Al---SiOx---pSi Solar cells, Sol. Energ. Mater. Sol. C 32, 115-127.
- Pickard, G.W., 1906. US patent no. 836531.
- Pierce, G. W., 1907. Understanding metal and semiconductor structures, Phys. Rev. 25, 31-34.
- Rhoderick, E.H. ve Williams R.H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts. 2nd ed., Oxford: Clarendon Press.
- Saxena, A.N., 1969. Forward Current-Voltage Characteristics of Schottky Barriers on n-Type Silicon, Surf. Sci. 13, 151-171.
- Sharma, B.L., 1984. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, New York and London.
- Smith, B.A., Water, D.M. , Foulhaber, A.E., Kreger, M.A., Roberti, T.W. ve Zhang, J.Z. 1997. Preparation and Ultrafast Optical Characterization of Metal and Semiconductor Colloidal Nano-Particles., J.Sol-Gel Sci. Technol. 9, 125-137.
- Sze, S.M., 1981. Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed., Wiley, New York, 245-300.
- Takahashi, K., Yoshikawa, A.ve Sandhu, A., 2007. Wide Bandgap Semiconductors Fundamental Properties and Modern Photonic and Electronic Devices, Springer.
- Taşcıoğlu, I., Aydemir, U. ve Altındal, Ş., 2010. The Explanation of Barrier Height Inhomogeneities in Au/n-Si Schottky Barrier Diodes With Organic Thin Interfacial Layer , J. Appl. Phys. 108, 064506-064513.
- Uslu, H., Altındal, Ş., Aydemir, U., Dökme, İ. ve Afandiyeva, İ.M., 2010. The Interface States and Series Resistance Effects on The Forward and Reverse Bias I-V, C-V and G/ω-V Characteristics of Al-TiW-Pd<sub>2</sub>Si/n-Si Schottky Barrier Diodes J. Alloys Compd., 503, 96-102.
- Visweswaran, G.S.ve Sharan, R., 1979. Current Transport in Large-Area Schottky Barrier Diyode, Proc. IEEE 67, 436-437.
- Wagle, S. ve Shirodkar, V., 2000. Space-Charge-Limited Conduction in Thin Film Al/Sb<sub>2</sub>Pb<sub>1</sub>Se<sub>7</sub>/Al Devices. Braz. J. Phys. 30, 2, 380-385.
- Yıldırım, N., 2009. Saçtırma Yöntemiyle Hazırlanan Ni/n-GaAs Schottky Engel Diyotların Karakteristik Parametrelerinin Tavlama ve Numune Sıcaklığına Bağlı Değişimleri, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Yıldırım, N., Korkut, H. ve Turut, A., 2009. Temperature-Dependent Schottky Barrier Inhomogeneity of Ni/n-GaAs Diodes, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 45, 10302-10306.
- Zeenath, N.A., Varkey, K.P.ve Vijayakumar, K.P., 1998. Electrical Studies on Trap Levels Present in n-and p-Type Spray Pyrolysed Thin Films, J.Phys.,Condens. Matter, 10,2053-2063.
- Zhang, Z.X., Pan, X.J., Wang, T., Xie, E.Q.ve Jia, L., 2009. Electrical Properties of Nanocrystalline GaN Film Prepared by Magnetron Sputtering, Alloys Compd. 467, 61-64.
- Ziel, A.V., 1968. Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, 245.



## **ÖZGEÇMİŞ**

1986 yılında Trabzon ilinin Merkeze bağlı Tos köyünde doğdu. İlk, orta ve lise tahsilini Trabzon'da tamamladı. 2004 yılında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde başladığı lisans eğitiminden 2008 yılında mezun oldu. 2008 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde başladığı Yüksek Lisans eğitiminden 2011 yılında mezun olan Hatice BAYRAK iyi derecede İngilizce bilmektedir.