

**FARKLI ORANLARDA HAZIRLANAN Au-Cu VE Ag-Cu  
ALAŞIMLARIYLA n-GaAs YARIİLETKENİNDEN  
ÜRETİLEN SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL  
KARAKTERİSTİKLERİNİN TERMAL  
TAVLAMAYA BAĞLI İNCELENMESİ**

**İmran KANMAZ**

**Yüksek Lisans Tezi**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Kathal Fiziği Bilim Dalı**

**Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM**

**2015**

**Her hakkı saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FARKLI ORANLARDA HAZIRLANAN Au-Cu VE Ag-Cu  
ALAŞIMLARIYLA n-GaAs YARIİLETKENİNDEN ÜRETİLEN  
SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL  
KARAKTERİSTİKLERİNİN TERMAL TAVLAMAYA BAĞLI  
İNCELENMESİ

İmran KANMAZ

FİZİK ANABİLİM DALI  
Katıhal Fiziği Bilim Dalı

ERZURUM  
2015

Her hakkı saklıdır



Her hakkı saklıdır  
T.C.  
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

FARKLI ORANLARDA HAZIRLANAN Au-Cu VE Ag-Cu ALAŞIMLARIYLA  
n-GaAs YARIİLETKENİNDE ÜRETİLEN SCHOTTKY DİYOTLARIN  
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN TERMAL TAVLAMAYA BAĞLI  
İNCELENMESİ

Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM danışmanlığında, İmran KANMAZ tarafından hazırlanan bu çalışma 26/06/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

İmza :

Üye : Prof. Dr. Şakir AYDOĞAN

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Güven TURGUT

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu 02/07/2015 tarih ve 26/868 nolu kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Ertan YILDIRIM  
Enstitü Müdürü

**Not:** Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### **FARKLI ORANLARDA HAZIRLANAN Au-Cu VE Ag-Cu ALAŞIMLARIYLA n-GaAs YARIİLETKENİNDEN ÜRETİLEN SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN TERMAL TAVLAMAYA BAĞLI İNCELENMESİ**

İmran KANMAZ

Atatürk Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı  
Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

Bu çalışmada, taban malzeme olarak [100] doğrultusunda büyütülmüş, 450 µm kalınlığa ve  $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  donör konsantrasyonuna sahip *n*-tipi GaAs kristali kullanıldı. Kristalin mat yüzeyine indiyum metali buharlaştırılarak omik kontak yapıldı. Diğer yüzeyine ise laboratuvarında farklı oranlarda hazırlanan Au-Cu ve Ag-Cu alaşımları  $10^{-5}$  torr basınçta buharlaştırılarak Au-Cu/*n*-GaAs/In ve Ag-Cu/*n*-GaAs/In Schottky yapıları elde edildi. İlk olarak bu iki yapının oda sıcaklığında ve karanlıkta *I-V* (akım-voltaj) karakteristikleri incelendi. Termal tavlamanın etkisini görmek amacıyla Au-Cu/*n*-GaAs/In ve Ag-Cu/*n*-GaAs/In Schottky yapıları azot gazı ortamında sırasıyla 100, 200 ve 300°C'de 5 dakika süreyle tavlandı ve her tavlama işleminin ardından *I-V* ölçümleri oda sıcaklığında tekrarlandı. Schottky yapılarının değişen tavlama sıcaklığına bağlı olarak doğru beslem *I-V* karakteristiklerinden idealite faktörleri, engel yükseklikleri, seri direnç değerleri ve doğrultma oranları Termoionik emisyon, Cheung ve Norde metodları ile hesaplanmıştır ve hesaplanan değerlerin üç farklı yöntemde de birbiriyle uyum içinde olduğu görülmüştür.

**2015, 101 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Schottky Kontaklar, Termal Tavlama, Au-Cu ve Ag-Cu Alaşımları, Doğrultma Oranları, XRF

## ABSTRACT

Master Thesis

### ANALYSING OF ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF SCHOTTKY DIODES PRODUCED BY Au-Cu AND Ag-Cu ALLOYS FROM n-GaAs SEMICONDUCTOR PREPARED AT DIFFERENT RATIOS DEPENDING ON TERMAL ANNEALING

İmran KANMAZ

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

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

In this study, *n*-GaAs wafer with [100] orientation 450  $\mu\text{m}$  thickness and  $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  with a doping density was used. Omic contact was performed by evaporating In metal on the mat surface of crystal. And to other surface, Au-Cu/*n*-GaAs/In and Ag-Cu/*n*-GaAs/In Schottky structures were obtained by evaporating of Au-Cu and Ag-Cu alloys prepared at laboratory at different ratios at  $10^{-5}$  torr pressure. Firstly, *I-V* characteristics of these two structures at room temperature and in dark ambient were researched. With the aim of to see effect of termal annealing, Au-Cu/*n*-GaAs/In and Ag-Cu/*n*-GaAs/In Schottky structures were annealed for 5 minutes at 100, 200 and 300°C at nitrogen medium, respectively and after every annealing process, *I-V* measurements were repeated at room temperature. Depending on changed annealing temperature, from bias characteristics, ideality factors, barrier heights, series resistance values and straightening rates have been calculated by termionic emission, Cheung ant Norde methods and it has been seen that calculated values were in harmony at three different methods.

**2015, 101 pages**

**Keywords:** Schottky contacts, Thermal annealing, Au-Cu and Ag-Cu alloys, Straightening Rates, XRF

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümünde Katıhal Elektronikü Proses Laboratuvarında yapılmıştır. Yüksek lisans tez konumu belirlemede bana yardımcı olan, tezi hazırladığım süre boyunca her türlü desteğini, engin bilgisini ve yardımını benden esirgemeyen tez danışman hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'a en içten dileklerle teşekkürlerimi sunarım.

Laboratuar çalışmalarım sırasında çalıştığım numunelerin hazırlanması ve ölçümlerinin yapılmasında bana büyük katkıları olan, bilgi ve desteğini esirgemeyen Sayın Yrd. Doç. Dr. Betül GÜZELDİR'e, Sayın Ahmet TAŐER'e, Sayın Zakir ÇALDIRAN'a, laboratuardaki çalışma arkadaşım Selin KÜP'e ve Arş. Gör. Aysun UĞUR'a çok teşekkür ederim. Bu çalışmanın gerçekteşmesine imkân sağlayan başta Fizik Bölümü başkanı olmak üzere, tüm Fizik Bölümü öğretim üye ve elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca bana göstermiş oldukları destek ve teşviklerinden dolayı çok değerli aileme teşekkür ederim.

**İmran KANMAZ**

**Haziran, 2015**

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
<b>1. GİRİŞ.....</b>	<b>1</b>
<b>2. KURAMSAL TEMELLER.....</b>	<b>15</b>
2.1. Giriş.....	15
2.2. Yalıtkanlar, Yarıiletkenler ve Metaller.....	15
2.3. Alaşımalar.....	21
2.3.1. Alaşımların Tarihçesi.....	21
2.3.2. Alaşımların Üretim ve Kullanımı.....	22
2.3.3. Katı Bileşikler.....	22
2.3.4. Ara Bileşikler.....	22
2.4. Yarıiletken Malzemelerin Genel Özellikleri.....	22
2.5. İş Fonksiyonu.....	25
2.6. İş Fonksiyonunun Ölçülmesi.....	26
2.7. Elektron Yakınlığı.....	28
2.8. Tipik Yarıiletkenler.....	32
2.9. Yarıiletkenlerdeki Kirlilikler.....	35
2.9.1. Yüzeysel kirlilikler.....	35
2.9.2. Derin kirlilikler.....	37
2.10. Metal/n-Tipi Yarıiletken Kontaklar.....	42
2.10.1. $\phi_m > \phi_s$ olduğu durum.....	43
2.10.2. $\phi_m < \phi_s$ olduğu durum.....	45
2.11. Schottky Diyodlarda Termoyonik Emisyon Teorisi.....	47
2.12. Cheung Fonksiyonları Yardımı İle Schottky Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi.....	52

2.13. Norde Metodu Yardımıyla Schottky Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi .....	54
2.14. XRF Tekniği İle Maddelerin Analizi .....	59
<b>3. MATERYAL ve YÖNTEM.....</b>	<b>61</b>
3.1. GaAs Yarıiletkeninin Tanıtılması .....	61
3.2. n-GaAs Yarıiletkenlerin Temizlenmesi.....	65
3.3. n-GaAs Yarıiletkenlere Omik Kontak Yapılması .....	65
3.4. Au-Cu ve Ag-Cu Alaşımlarının Hazırlanması .....	66
3.5. Farklı Oranlarda Hazırlanan Au-Cu ve Ag-Cu Alaşımları ile Schottky Diyodların Üretilmesi .....	67
3.6. Deney ve Ölçüm Sistemi .....	69
<b>4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....</b>	<b>70</b>
4.1. Giriş.....	70
4.2. Üretilen Au-Cu/n-GaAs Ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky Diyodlarının <i>I-V</i> Ölçümlerinden Diyod Parametrelerinin Termal Tavlama Bağı Olarak Belirlenmesi .....	70
4.3. Üretilen Au-Cu/n-GaAs Ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky Diyodlarının Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyod Parametrelerinin Termal Tavlama Bağı Olarak Belirlenmesi.....	76
4.4. Üretilen Au-Cu/n-GaAs Ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky Diyodlarının Norde Metodu Yardımıyla Schottky Diyod Parametrelerinin Termal Tavlama Bağı Olarak Belirlenmesi .....	84
<b>5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....</b>	<b>93</b>
KAYNAKLAR .....	98
ÖZGEÇMİŞ .....	102

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

$\sigma$	Arayüzey hallerinin tesir kesiti
$\rho(x)$	Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği
$\sigma_s$	Standart sapma
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
$\tau$	Zaman sabiti
$\Phi_b$	Schottky engel yüksekliği
$\Phi_m$	Metalin iş fonksiyonu
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$A$	Diyodun etkin alanı
$A^*$	Richardson sabiti
$C$	Kapasite
$C^2-V$	Ters beslem kapasitansın karesi- Gerilim
$C-V$	Kapasite-gerilim
$E_f$	Fermi enerji seviyesi
$E_{Fn}$	Elektronun quasi Fermi enerji seviyesi
$E_G$	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
$E_{ss}$	Arayüzey hallerinin enerjisi
$eV$	elektronvolt
$E_c$	iletkenlik bandının tabanı
$E_v$	Valans bandının tavanı
$h$	Planck sabiti
$I_0$	Doyma akımı
$I-V$	Akım-gerilim

$J$	Akım yoğunluğu
$k$	Boltzmann sabiti
$m^*$	Etkin kütle
$m_e$	Elektronun kütlesi
$n$	İdealite faktörü
$N_c$	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
$N_d$	Donor konsantrasyonu
$N_{ss}$	Yarıiletkenle dengede olan arayüzey hal yoğunluğu
$Q$	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
$q$	Elektronun yükü
$R_s$	Seri direnç
$V_{dif}$	Difüzyon potansiyeli
$w$	Uzay yükü bölgesinin genişliği
$\alpha$	Soğurma katsayısı
$\epsilon_0$	Boşluğun dielektrik sabiti
$\epsilon_s$	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
$\lambda$	Dalga boyu

## ŞEKİLLER DİZİNİ

- Şekil 2.1.** Yalıtkan (a), Yarıiletken (b), Metalik iletken (kısmen dolu bant) (c) ve Metalik bantlar (üst üste binen bantlar) (d) için enerji bant diyagramları. .. 17
- Şekil 2.2. (a)** En yüksek banttaki en düşük hallerine bir örnek ( $k_x$  ve  $k_y$  eksenleri üzerinde, kare bölgenin kenarlarının merkezinde). Bu enerji halleri en düşük banttaki (bölgenin köşelerinde) en yüksek enerji hallerinden enerji olarak daha düşüktür. Bu şartlar altında elektronlar tamamıyla dolu olan en düşük bantı işgal etmeden önce en yüksek bantı işgal etmeye başlarlar. **(b)** 0A doğrultusu (sürekli eğri) ve 0B doğrultusu (kesikli eğri) boyunca  $k$ 'ya karşılık  $\epsilon$  ilişkisinin şematik gösterimi. (a)'da tanımlanan durumdan hafifçe farklı gösterilmiştir. .... 20
- Şekil 2.3.** Tipik bir yarıiletkenin **(a)** taşıyıcı konsantrasyonun ve **(b)** elektriksel iletkenliğinin sıcaklık değişimi. .... 24
- Şekil 2.4.** Elektronik yoğunluk hafifçe vakum kenarına doğru genişlediğinden dolayı, katının yüzeyinde dipol momentleriyle ilişkili bir çift tabaka meydana gelir. .... 26
- Şekil 2.5.** Herhangi bir malzemenin iş fonksiyonuna (veya elektron yakınlığına) sebep olan etkilerin bir sunumu. .... 30
- Şekil 2.6.** NEA'nın foto emisyon spektrumunu nasıl etkilediğinin bir şematığı. .... 32
- Şekil 2.7.** Silisyum için iletkenlik bandı minimumuna yakın sabit enerji yüzeyleri. .... 33
- Şekil 2.8.** Bir kirlilik merkezi, bir periyodik potansiyeli. .... 39
- Şekil 2.9. (a)** X atomunun kendi enerjisinden dolayı,  $E_x$ , HX molekülünün enerji seviyelerindeki varyasyon, H atomu değeriyle, EH ilişkili olarak değişir. **(b)** bir yarıiletkende, bağlanma ve anti bağlanma seviyeleri bantlara genişlemiştir. .... 40
- Şekil 2.10.** Si'da yer alan yer değiştirme donörlerinin bir aralığı için hesaplanmış ve deneysel olarak belirlenmiş kusur enerji seviyelerinin karşılaştırılması. .... 42
- Şekil 2.11.** Bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline gelmeden önce (a) ve kontakten sonra (b) oluşan temel enerji-bant yapısı. .... 43

<b>Şekil 2.12.</b> $\phi_m < \phi_s$ olduğu durumda metal n-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan enerji bant yapısı.....	46
<b>Şekil 2.13.</b> Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi .....	47
<b>Şekil 2.14.</b> X-ışınları floresans analiz sisteminin geometrisi.....	59
<b>Şekil 3.1.</b> GaAs için enerji- bant diyagramı.....	61
<b>Şekil 3.2.</b> Elmas yapıdaki GaAs'ın kristal yapısı. ....	62
<b>Şekil 3.3.</b> Si ve GaAs için enerji- bant yapıları. ....	63
<b>Şekil 3.4.</b> Elektrik alanın fonksiyonu olarak Si ve GaAs için taşıyıcı hızlarının değişimi. ....	64
<b>Şekil 3.5.</b> Alaşım ve kontakların hazırlandığı vakum pompası. ....	68
<b>Şekil 3.6.</b> Omik kontakların yapımında ve tavlama işleminde kullanılan fırın. ....	68
<b>Şekil 3.7.</b> Akım-voltaj ölçümlerinin alındığı sistem.....	69
<b>Şekil 4.1.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin $\ln(I)-V$ grafikleri. ....	72
<b>Şekil 4.2.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin $\ln(I)-V$ grafikleri. ....	73
<b>Şekil 4.3.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin $\ln(I)-V$ grafikleri. ....	73
<b>Şekil 4.4.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin $\ln(I)-V$ grafikleri. ....	74
<b>Şekil 4.6.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin $\ln(I)-V$ grafikleri. ....	75
<b>Şekil 4.7.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	77
<b>Şekil 4.8.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	78
<b>Şekil 4.9.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	78
<b>Şekil 4.10.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	79

<b>Şekil 4.11.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin $dV/d(\ln I)$ - $I$ grafikleri.....	79
<b>Şekil 4.12.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin $dV/d(\ln I)$ - $I$ grafikleri.....	80
<b>Şekil 4.13.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin $H(I)$ - $I$ grafikleri. ....	81
<b>Şekil 4.14.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin $H(I)$ - $I$ grafikleri. ....	81
<b>Şekil 4.15.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin $H(I)$ - $I$ grafikleri. ....	82
<b>Şekil 4.16.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin $H(I)$ - $I$ grafikleri. ....	82
<b>Şekil 4.17.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin $H(I)$ - $I$ grafikleri. ....	83
<b>Şekil 4.18.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin $H(I)$ - $I$ grafikleri. ....	83
<b>Şekil 4.19.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin $F(V)$ - $V$ grafikleri.....	86
<b>Şekil 4.20.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin $F(V)$ - $V$ grafikleri.....	86
<b>Şekil 4.21.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin $F(V)$ - $V$ grafikleri.....	87
<b>Şekil 4.22.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin $F(V)$ - $V$ grafikleri.....	87
<b>Şekil 4.23.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin $F(V)$ - $V$ grafikleri.....	88
<b>Şekil 4.24.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin $F(V)$ - $V$ grafikleri.....	88
<b>Şekil 4.25.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin doğrultma oranı grafikleri. ....	90
<b>Şekil 4.26.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin doğrultma oranı grafikleri. ....	90

<b>Şekil 4.27.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin doğrultma oranı grafikleri. ....	91
<b>Şekil 4.28.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin doğrultma oranı grafikleri. ....	91
<b>Şekil 4.29.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin doğrultma oranı grafikleri. ....	92
<b>Şekil 4.30.</b> Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin doğrultma oranı grafikleri. ....	92

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<b>Çizelge 2.1.</b> Enerji bant durumlarının sayısı.....	18
<b>Çizelge 2.2.</b> Silisyum, Germanyum, Elmas ve çeşitli III-V bileşik yarıiletkenlerinin enerji aralıklarının karşılaştırılması.....	34
<b>Çizelge 3.1.</b> Farklı oranlardaki Au-Cu ve Ag-Cu alaşımlarının XRF analiz sonuçları ..	67
<b>Çizelge 4.1.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AUGUD3 numunelerinin doğru beslem $\ln(I)-V$ karakteristiklerinden hesaplanan $n$ , $\phi_b$ ve $I_0$ değerleri.....	76
<b>Çizelge 4.2.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin Cheung metoduyla hesaplanan $n$ , $\phi_b$ ve $R_s$ değerleri.....	84
<b>Çizelge 4.3.</b> Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin modifiye edilmiş Norde metoduyla hesaplanan $\phi_b$ ve $R_s$ değerleri.....	89

## 1. GİRİŞ

Günümüz elektronik teknolojisinde metal-yarıiletken kontaklar önemli bir yere sahip olan yapılardır. Yarıiletken devre elemanları üzerine yapılan araştırmalar, yüz yılı aşkın geçmişe sahiptir. İlk kristal dedektörün kullanılmaya başlamasından günümüze kadar yarıiletken teknolojisinde büyük ilerleme ve gelişme görülmüştür. Yapılan araştırmalar, yarıiletkenler üzerine kurulan elektrik ve elektronik endüstrisini hızlı bir biçimde gelişen birer sanayi kolu haline getirmiş ve birden fazla fonksiyonlu, hızlı, yoğun elemana sahip tümleşik devrelerin düşük maliyetlerle elde edilmesi, bunların kullanımını yaygınlaştırmıştır. Metal-yarıiletken doğrultucu sistemler üzerindeki ilk ciddi araştırma Braun tarafından yapılmıştır. Braun, 1874'de toplam direncin uygulanan gerilim polaritesine ve ayrıntılı yüzey durumlarına bağımlı olduğunu göstermiştir (Braun 1874). 1904 yılının başlarında ise nokta-kontak doğrultucuların değişik biçimdeki uygulamaları yapılmıştır (Bose 1904). Wilson 1931 yılında katıların bant teorisine dayanarak yarıiletkenlerin akım iletim teorisini geliştirmiştir (Wilson 1931). Bu teori, daha sonra, metal yarıiletken kontaklara uygulanmıştır. 1938'de Schottky, metal yarıiletken yapıdaki potansiyel engelin, kimyasal bir tabaka olmayıp, sadece yarıiletken içerisindeki kararlı uzay yüklerinden kaynaklandığını ileri sürmüştür. (Schottky and Wiss 1938). 1900'lü yılların başlarında kullanılan ilk pratik devre elemanı metal-yarıiletken diyod idi. Bu diyodlar nokta kontak olarak da isimlendirilmektedir. Nokta kontaklar ince metal bir telin yarıiletken yüzeyine dokundurulmasıyla yapılmıştır. Ancak bu kontaklar kolay üretilemediklerinden mekanik olarak fazla kullanışlı olmamışlardır. Günümüzde yeniden üretilen ve güvenilir metal yarıiletken kontaklar üretmek için yarıiletken ve vakum teknolojisi kullanılmaktadır. GaAs tabanlı metal-yarıiletken yapılar üzerinde yoğun çalışmalar yapılmıştır. Elektron yoğunluğunun, boşluk yoğunluğundan büyük olması nedeniyle n-tipi GaAs p-tipine göre daha çok tercih edilmektedir. Literatürde yapılan bazı çalışmalar aşağıda özetlenmiştir,

Huang and Pang (1997); n-GaAs yarıiletkenine  $Pd_{40}Al_{60}$ ,  $Pd_{48}Al_{52}$ ,  $Pd_{52}Al_{48}$  ve  $Pd_{68}Al_{32}$  şeklinde dört farklı alaşım ile yapılan kontaklar 20 s boyunca 500-1000°C

sıcaklıklarda hızlı termal işleme tavlama işlemidir. Al bakımından zengin olan filmler, 1000°C'ye kadar GaAs'de kimyasal olarak kararlı, ancak yüzeyler arası difüzyon belirgin ve düzensiz olduğunda, kontakların bozulduğunu ve zayıf diyod karakteristikleri gösterdiklerini kaydetmişlerdir. Pd bakımından zengin olan filmler kimyasal olarak daha kararlı ve yüzeyler arası reaksiyon, artan Pd miktarıyla birlikte daha düşük bir sıcaklıkta meydana gelmiştir.  $Pd_{48}Al_{52}$  kontağı, GaAs'de tüm Pd-Al alaşım metalizasyonları arasında en iyi kararlılığı göstermiştir. 20 s boyunca 900°C'de tavlanan  $Pd_{48}Al_{52}/n$ -GaAs Schottky diyodu için 0,97 eV'luk bir engel yüksekliği ve 1,09'luk bir idealite faktörünü elde etmişlerdir.

Nuhoğlu *et al.* (1998); Ni/n-LEC GaAs Schottky diyodları ve üretilen MIS Schottky diyod parametrelerinin termal kararlılığını,  $N_2$  atmosferinde 5 dk boyunca 100-600°C aralıklarında tavlama işleminden sonra akım-voltaj ( $I-V$ ) tekniğini kullanarak araştırmışlardır. Ni/n-LEC GaAs aygıtın, termal olarak MIS aygıtından daha kararlı olduğu görülmüştür. MIS aygıtın  $I-V$  karakteristikleri 400°C'den sonra bozulmuşken Ni/n-LEC GaAs aygıtın karakteristikleri 600°C'den sonra bozulmuştur. Bu durum 100°C'den 400°C'ye ısıtılan MIS Ni/n-LEC GaAs Schottky diyodların GaAs yüzeyinde oluşan doğal oksit tabakasında meydana gelen problemlerden kaynaklandığına atfedilmiştir. Böylece etkileşen bir kontakın, verilen bir tavlama sıcaklığına kadarki MIS diyodlarından veya tavlama işlemi yapılmamış birinden, doğal oksit tabakasının yokluğunda kararlı olduğu sonucuna varmışlardır. Dahası tavlama işlemi öncesi ve tavlama işlemi sonrası MIS diyod davranışı gösteren diyodların ileri yönlü  $I-V$  karakteristiklerinden yüzeyler arası durum yük yoğunluk dağılımı ve denge yüzeyler arası yük yoğunluğunu değerlendirerek, bu sonuçların Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörüyle ilişkili açıklamalarını desteklediğini göstermişlerdir.

Ayyıldız and Türüt (1999); Ni/-, Ti/-, ve NiTi alaşım/n-GaAs Schottky engel diyodlarını, 50°C veya 100°C'lik adımlarla birlikte 100-650°C sıcaklık aralığında 5 dakika boyunca tavlama işlemi yapmışlardır.  $\phi_b$  ve  $n$  değerlerini sırasıyla 0,73, 0,64, 0,68 eV ve 1,02, 1,08, 1,10 olarak bulmuşlardır. NiTi/n-GaAs diyodu için idealite faktörü 400°C tavlama işlemi kadar değişmeden kalırken 500°C'den sonra 1,02 ye azaldığı gözlemlenmiştir.

İdealite faktörü 1'e yaklaşırken artan tavlama sıcaklığı ile engel yüksekliğinde artma meydana gelmiştir. NiTi/n-GaAs diyodunun termal kararlılığı 500°C'ye kadar yapılan tavlama işlemlerinde sabit kalmıştır. Böylece NiTi/n-GaAs kontağın Ni/n-GaAs ve Ti/n-GaAs tipi kontaklardan daha iyi performansa sahip olduğunu göstermişlerdir.

Ayyıldız *et al.* (1999), Ti/n-GaAs Schottky diyodlarını 100°C'lik adımlarla 200°C-400°C sıcaklık aralığında 5 dk boyunca tavlamışlardır. Engel yüksekliğinin değeri tavlama sıcaklığının artması ile birlikte artmıştır. Bu artma, tavlamanın doğal oksit tabakasının pasifleştirme etkisini ortadan kaldırdığını ve Fermi enerji seviyesinin sabitlenmesine sebep olan yüzey kusurlarının yeniden etkinleştirilmesine atfedilmiştir. Tavlama sıcaklığının artması ile birlikte denge yüzey yük yoğunluğu değeri artış göstermiş ve yüzey durumlarının ve denge yüzey yük yoğunluğu değerlerinin deneysel yoğunluk dağılım eğrilerinin durumunu desteklediğini gözlemlemişlerdir. Sonuçlar; negatif denge yüzey yük değerinin gerçek denge engel yüksekliği değerinden sorumlu olduğunu göstermişlerdir.

Nuhoğlu *et al.* (2000); Co/n-GaAs (Te) Schottky diyodları azot ortamında 5 dakika boyunca 100°C'den 300°C'ye kadar ve 350°C'den 800°C'ye kadar ki sıcaklıklarda tavlamışlardır. Tavlama sıcaklığına bağlı denge yüzey yük yoğunluğu  $Q_{ss}(0)$  ve deneysel engel yüksekliği ( $\phi_b$ ) arasındaki ilişkiyi açıklamak için bazı değerler elde etmişlerdir. Tavlama sıcaklığının 550°C'ye artması ile  $\phi_b$  değeri artmış ve  $Q_s$  azalmıştır. Engel yüksekliğindeki bu artış Fermi seviyesinin sabitlenmesinden sorumlu pozitif  $Q_{ss}(0)$  değerine atfedilmiştir. Tavlama sıcaklığına bağlı olarak  $Q_{ss}$  ve  $\phi_b$  arasındaki ilişkinin özellikle orta aralıkta yüzey yoğunluk dağılım durumuyla uyum içinde olduğunu göstermişlerdir.

Lee *et al.* (2000); GaN Schottky diyodlarının davranışı üzerinde tavlamanın etkisini 500°C-900°C sıcaklık aralığında 30 saniye boyunca  $N_2$  ortamında araştırmışlardır. Örneklerin elektriksel ve yapısal özellik değişimlerini izlemek için atomik mikroskopisi veya taramalı elektron mikroskopisi ile akım-voltaj ölçümlerini kullanmışlardır. Yalnızca 900°C ve üzeri sıcaklıklardaki tavlama işlemi önemli ölçüde Schottky diyod

karakteristiklerini bozmuştur. Bu bozulmanın öncelikli olarak yüzey nitrojeninin kaybindan dolayı olduğu belirlenmiştir. Ozon/HCl yüzey kimyasal iyileştirmelerinin yalnızca termal hasarı onarmada kısmen başarılı olduğunu göstermişlerdir.

Li *et al.* (2003); Düşük Bor katkılı SiGeC üzerinde titanyum Schottky kontakların elektriksel özelliklerini tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak araştırmışlar ve tavlama işlemini 400°C-600°C sıcaklık aralığında 10 dk boyunca gerçekleştirmişlerdir. Schottky engel yüksekliği akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilmiştir. Hem termal tavlama hem de ön gerilim voltajı, Ti/n-SiGeC kontak için Schottky engel yüksekliğinin azalmasına yol açmıştır. Tavlama sıcaklığının artmasıyla engel yüksekliklerinin azalması, 400°C-600°C sıcaklık aralığında her 100°C başına yaklaşık olarak 3,5-5,6 meV olduğunu ve ön gerilim voltajının yükselmesinin 1 meV den daha az olduğunu göstermişlerdir.

Miura *et al.* (2004); Pt, Ir, Pd veya Mo gibi yüksek iş fonksiyonlu bir metal n-GaN ve AlGaN/GaN üst katmanlarına klasik Ni/Au Schottky kontaklarını ekleyerek azot ortamında termal tavlama detaylıca incelemişlerdir. Elektriksel karakteristikler, her bir numunede termal tavlama ile değişmiş ve net bir değişim Ni/Pt(Ir)/Au sisteminde olmuştur. Fakat karakteristiklerde bozulma, 5 dk süreyle 500°C'de hızlı termal tavlama ile Ni/Mo/Au'da gerçekleşmiştir. Bu olgu eklenen her bir metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak incelenmiştir. Ayrıca Ni/Pt/Au sisteminde Ni'nin rolünü araştırarak, nikelsiz Pt/Au veya Ir/Au gibi Schottky diyodlarla karşılaştırıldığında daha iyi elektriksel performans elde edilmesinde, Ni'nin vazgeçilmez olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca AlGaN/GaN HEMT'leri, Ni/Pt/Au kapı kontaktarı kullanarak üretmişlerdir. Sızıntı akımının büyüklüğünün hemen hemen dört merteye indirgenmesi, başarılı bir şekilde kaydedilmiştir. Bu tekniğin, yüksek güç AlGaN/GaN HEMT elektronikleri için umut verici olduğu sonucuna varmışlardır.

Magafas *et al.* (2006); a-SiC:H ince filmlerinin termal tavlama ile Al/a-SiC:H Schottky diyodlarının elektriksel özelliklerinin optimizasyonunu araştırmışlardır. Optik transmisyon deneyleri, filmlerin optik özelliklerinin silisyuma bağlanan hidrojenin

emisyondan dolayı, tavlama sıcaklığının ( $T_a$ )  $600^\circ\text{C}$ 'den büyük olduğu zaman termal tavlama ile etkilendiğini göstermiştir. Al/a-SiC:H Schottky diyodlarının elektriksel özelliklerinin tavlama sıcaklığının  $400^\circ\text{C}$ 'den küçük olması durumunda değişme olmasına rağmen, daha yüksek tavlama sıcaklığı için, bu özellikler,  $600^\circ\text{C}$ 'de elde edilen optimum sonuçla birlikte geliştirilmiştir. Bu tavlama sıcaklığında, doğrusal  $\log(I)$ - $V$  karakteristiklerinden, elde edilen idealite faktörü, bu diyodları birçok potansiyel uygulama için  $1,09 \pm 0,04$ 'dir. Daha yüksek  $T_a$  için ( $>600^\circ\text{C}$ ), Al/a-SiC:H Schottky diyodlarının elektriksel özellikleri  $T_a=700^\circ\text{C}$ 'de tamamen bozulmuştur.  $600^\circ\text{C}$ 'ye kadarki sıcaklıklar için bozulması, zayıf hidrojen emisyonuyla birlikte muhtemelen birleşen amorf yapıdaki gerilemenin gevşemesine atfedilmiştir.  $T_a$ 'nın iyice artışı için ( $>600^\circ\text{C}$ ), Al/a-SiC:H Schottky diyodlarının elektriksel özelliklerinin bozulması; amorf yapıda boşluklara sebep olan silisyuma bağlanan hidrojen atomlarının yoğun emisyonundan dolayıdır.

Sefaoğlu *et al.* (2008); Üretilmiş ve tavllanmış Ni/n-tipi 6H-SiC Schottky diyodunun  $I$ - $V$  karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığını 100-500K sıcaklık aralığında araştırmışlar ve ileri  $I$ - $V$  karakteristiklerini standart termoyonik emisyon teorisi temelinde analiz etmişlerdir. Engel yüksekliğinin sıcaklığın artması ile arttığını, idealite faktörünün ( $n$ ) ise azaldığını göstermişlerdir.  $\phi_b$  ve  $n$  değerleri tavlama öncesi sırasıyla 0,65-1,25 eV ve 1,70, 1,16 aralığında ve 100-500K sıcaklık aralığında tavlama için 0,74-1,70 eV ve 1,84-1,19 aralığında elde etmişlerdir. Diyodun  $I$ - $V$  karakteristikleri, 2 dakika boyunca 973K'de tavlama sonucu sızıntı akımının azalması ile birlikte Schottky engel yüksekliğinde bir artış olduğunu göstermiştir.

Güllü *et al.* (2008); Au/n-GaAs Schottky engel diyodların üzerine hidrojen ön tavlama ve kontak metal kalınlığının etkilerini araştırmışlardır. Gerçekleştirilen akım-voltaj ölçümleri yardımıyla hesaplanan, tavlama diyodların idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri sırasıyla 1,14 ve 0,855 eV (5 nm için)'den 1,08 ve 0,794 eV (100 nm için)'a değişmiştir. Ayrıca  $H_2$ 'de önceden tavlama Schottky diyodlar için aynı parametreler sırasıyla 1,78 ve 0,920 eV'den (5 nm için) 1,11 ve 0,774 eV'a değişmiştir.

Güler *et al.* (2009); Co/p-tipi Si Schottky engel diyodların elektriksel özelliklerini *I-V* teknikleri kullanılarak 200°C ile 600°C arasında çeşitli tavlama sıcaklıklarında incelemiştir. Co/p-tipi silisyum diyodun engel yüksekliği 300, 400, 500 ve 600°C'de 5 dk  $N_2$  ortamında tavlandıktan sonra sırasıyla 0,696 eV, 0,765 eV, 0,830 eV ve 0,836 eV olarak hesaplanmıştır. Yani engel yüksekliği artan tavlama sıcaklığı ile artmıştır. Ayrıca Norde metodu kullanılarak engel yüksekliği değerleri sırasıyla 200°C için 0,704 eV, 300°C için 0,714 eV, 400°C'de 0,804 eV, 500°C için 0,874 eV ve 600°C için de 0,874 eV olarak hesaplanmıştır ve sonuçların *I-V* metodundan elde edilen değerlerle uyum içinde olduğu gösterilmiştir.

Korkut *et al.* (2009); Saçtırma yöntemiyle Cr/n-GaAs Schottky diyodlarını hazırlayıp 200°C ve 400°C'de tavlama diyodların akım-voltaj karakteristiklerini 20K'lık adımlarla 60-320K sıcaklık aralığında ölçmüşlerdir. Diyodların sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri üzerinde termal tavlamanın etkisini deneysel olarak araştırmışlardır. 400°C'de tavllanmış diyod için idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri, 120-320K sıcaklık aralığında ve tavlama numuneninki de 160-320K sıcaklık aralığında değişmeden kalmıştır. Düşük sıcaklıklarda ideallikten uzaklaşmalar engel yüksekliğinin yanal dalgalanmalarına atfedilmiştir. Tavlama ve 400°C'de tavlama diyodlar için engel yüksekliği değerlerini oda sıcaklığında sırasıyla 0,61 eV ve 0,74 eV olarak elde etmişlerdir. 400°C'de tavlama diyod için  $9,83 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  olarak hesaplanan Richardson sabiti değerinin, n-tipi GaAs için  $8,16 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ 'lik bilinen değeri ile uyumlu olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca 200°C ve 400°C'de tavlama diyodlar ve tavlama diyodlar için 15,52, 10,58, 5,35'lik  $T_0$  etkisi değerlerini T'ye karşı nT grafiklerinden elde etmişlerdir. Böylece ara yüzey yapısı ve kalitesinin 400°C'de yapılan termal tavlama ile iyileştiğini göstermişlerdir.

Chawanda *et al.* (2010); Platinyum ve Titanyum Schottky engel diyodları elektron demeti kullanılarak Sb katkılı n-tipi Germanyum üzerinde oluşturmuşlardır. Nikel kontaktları ise direnç buharlaştırma sistemini kullanarak elde etmişlerdir. Bu kontaktların elektriksel karakteristiklerini akım-voltaj ölçümlerini kullanarak çeşitli tavlama koşulları altında elde etmişlerdir. Bu Schottky kontaktların elektriksel özelliklerinin

çeşitliliğini, tavlama işlemi sırasında ara yüzey reaksiyon ve faz dönüşümü etkilerine atfetmişlerdir.

Nuhoğlu and Gülen (2010), Au/n-Si Schottky engel diyodunun akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerini 100°C-800°C sıcaklık aralığında ölçmüşlerdir. Au/n-Si Schottky engel diyodunu 100°C'den 400°C'ye 5 dk boyunca ve 500°C'den 800°C'ye 7 dk boyunca  $N_2$  ortamında tavlamışlardır. Numunenin engel yüksekliği ve idealite faktörü gibi elektronik parametrelerini Cheung metodunu kullanarak hesaplamışlardır. İdealite faktörü 1,04 olan numunenin  $\phi_b$  değeri (0,82 eV yada 0,83 eV) 500°C'ye kadar sabit kalmıştır ve 600°C ve 750°C'de sırasıyla 0,80 eV ve 0,79 eV olarak değiştirmiştir ve idealite faktörü 1,04'den 2,30'a yükselmiştir. Deneysel sonuçlar, tavlama sıcaklığının 750°C'ye kadar yükseltilmesi ile birlikte idealite faktörünün yükseldiğini göstermiştir. Bu durum, Au ve Si alt tabakası arasındaki kimyasal tepkimeler tarafından üretilen metalik benzeri fazların varlığı ile açıklanmıştır. Tavllanmış diyodların ters besleminden n,  $C^{-2}$ -V eğrilerinden  $\phi_b$  değerlerini 0,99-1,12 eV olarak elde etmişlerdir.

Reddy *et al.* (2011); Ürettikleri Pd/Ru/n-GaN Schottky diyodun elektriksel ve yapısal özelliklerini,  $I$ - $V$ , X-ışını foto elektron spektroskopisi (XPS) ve X-ışını difraksiyon (XRD) ölçümleri vasıtasıyla termal tavlamanın bir fonksiyonu olarak araştırmışlardır. Ru/Pd/n-GaN kontakın engel yüksekliği, sırasıyla 0,67 eV ( $I$ - $V$ ) ve 0,79 eV ( $C$ - $V$ ) olarak hesaplanmıştır ve 300°C'de yapılan tavlama ile bu değerlerin 0,80 eV'a ( $I$ - $V$ ) ve 0,96 eV ( $C$ - $V$ )'ye arttığını gözlemlemişlerdir. Ancak,  $I$ - $V$  ve  $C$ - $V$  ölçümlerinin ikisi de, kontaklar 400°C'de ve 500°C'de tavlendiğinde, engel yüksekliğinin hafifçe azaldığını göstermiştir. Bu gözlemlerden, Pd/Ru Schottky kontakı için uygun tavlama sıcaklığının 500°C olduğu belirlenmiştir. Pd/Ru Schottky kontakların engel yükseklikleri aynı zamanda Norde metoduyla da hesaplanmıştır ve sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür. X-ışını foto elektron spektroskopisi sonuçları, tavllanmış kontaklarla karşılaştırıldığında, 300°C'de tavlanan kontak için düşük enerji kısmına doğru Ga 2p iç seviyesinin değiştiğini göstermektedir. XPS ve XRD sonuçlarına göre, 300°C'deki tavlama kadar Schottky engel yüksekliğindeki artışın sebebi, Ru/Pd/n-

GaN yüzeyler arasından Gallide fazının oluşmasıdır. AFM sonuçları, n-GaN deki Pd/Ru Schottky kontaklarının tüm yüzey morfolojisinin oldukça düz olduğunu göstermişlerdir. Bu sonuçlar, Pd/Ru Schottky kontağının yüksek sıcaklık aygıt uygulamalarında cazip olduğunu göstermektedir.

Mtangi *et al.* (2012); *I-V* ve *C-V* ölçüm teknikleri ile Pd/ZnO Schottky kontakları üzerinde tavlamanın etkisini araştırmışlardır. *I-V* sonuçları, -1,5 V'ta ölçülen ters akımdaki bir artış ve sıfır-ön gerilim engel yüksekliğinde bir azalma gösterdiği gibi, artan tavlama sıcaklığı ile birlikte kontak kalitesinde bir azalma görülmüştür.  $0,77\pm 0,02$  eV'luk ortalama engel yüksekliği, termoiyonik emisyon teorisinden hesaplanmıştır ve  $550^{\circ}\text{C}$ 'de tavlandıktan sonra bu değer  $0,56\pm 0,03$  eV'a azalmıştır.

Chawanda *et al.* (2012); İridyum Schottky diyodları, elektron demeti kullanarak büyük hacimli Sb katkılı n-tipi germanyum üzerinde büyütmüşlerdir. Akım-voltaj ve kapasitans-voltaj ölçümleri ve kontakların elektriksel karakterizasyonlarını çeşitli tavlama şartları altında gerçekleştirmişlerdir. Bu Schottky diyodların elektriksel özelliklerinin değişimi, tavlama süreci esnasında faz dönüşümü ve ara yüzey reaksiyonunun kombine etkilerine atfedilmiştir. Ir/n-Ge(100)'un termal kararlılığını  $500^{\circ}\text{C}$ 'lik tavlama sıcaklığına kadar gözlemlemişlerdir. Ayrıca bu numunelerin yapısal karakterizasyonunu farklı tavlama sıcaklıklarında taramalı elektron mikroskopunu kullanarak gerçekleştirmişlerdir.

Han Wu *et al.* (2012); p-GaAs/İ-InGaAsN/n-GaAs hetero yapıların güneş bataryalarının karakterizasyonunu ve üretimini çalışmışlardır. GaAs altlıktan latis uyumlu olan InGaAsN tabakası, metal-organik buhar fazı epitaksi sistemi (MOVPE) ile büyütülmüştür. MOVPE tekniğinde kullanılan metal organik kaynakların, bazı karbon ilişkili kusurlara sebep olduğunu belirtmişlerdir ve bu karbon kirliliğinin, sonradan seyreltilmiş nitrat malzemenin optik ve elektriksel karakteristiklerini bozduğunu ifade etmişlerdir. Fırında yapılan tavlama yalnızca InGaAsN malzemenin kristallliğini değiştirmekle kalmayıp aynı zamanda, azot birleşiminden dolayı, seyreltik nitrat güneş bataryalarının performanslarındaki kötüleşmede azaltılabilmektedir.

Padma *et al.* (2013); n-tipi InGaN üzerinde yapılan iridyum Schottky kontakların yüzey özelliklerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi  $I-V$ ,  $C-V$ , Auger elektron spektroskopisi ve XRD teknikleri ile araştırmışlardır. Hazırlanan Ru/Ir/n-InGaN Schottky diyodun, 200°C’de tavlandıktan sonra engel yüksekliğinin 0,61 eV ( $I-V$ ) ve 0,79 eV ( $C-V$ ) olduğunu göstermişlerdir. Ir/Ru Schottky kontakların 300°C’de tavlandıktan sonra engel yüksekliği 0,73 eV ( $I-V$ ) ve 1,02 eV ( $C-V$ )’lık maksimum değerine ulaşmıştır. Ayrıca, Schottky engel yüksekliğinin, 400 ve 500°C sıcaklıklarda yapılan tavlama ile hafifçe azaldığını ve elde edilen değerlerin, sırasıyla 0,68 eV ( $I-V$ ), 0,93 eV ( $C-V$ ) ve 0,66 eV ( $I-V$ ), 0,86 eV ( $C-V$ ) olduğunu gözlemlemişlerdir. Bu sonuçlara göre Ru/Ir/n-InGaN Schottky diyodu için uygun tavlama sıcaklığı 300°C olarak tespit edilmiştir. AES ve XRD analizlerine göre Ru/Ir/n-InGaN yüzeyler arasında Gallide fazının oluşumu, tavlama sıcaklığına bağlı olarak Schottky engel yüksekliklerinin artmasına sebep olmuştur. Ir/Ru Schottky kontaklarının tüm yüzey morfolojisinin, AFM sonuçlarından gözlemlendiği üzere 500°C’de yapılan tavlamadan sonra bile makul bir şekilde düzgün olduğu tespit edilmiştir.

Hidayet *et al.* (2013); Cam üzerine yapılan ince film güneş pili diyodların katkı maddesi ve tavlama kusurlarını aktif hale getirmek için hızlı termal tavlama (RTA) işlemi gerçekleştirmişlerdir. Açık devre voltajında hızlı termal tavlama pik sıcaklığının etkisi, levha direnci ve metalik olmayan örneklerin katkılarına profillerini araştırmışlardır. Yaklaşık 1000°C’lik tavlama sıcaklığının en düşük levha direncini ve en yüksek  $V_{ac}$ ’yi verdiği gözlenmiş ve katkılama konsantrasyonunun artan hızlı termal tavlama sıcaklığı ile arttığı, bağlantı derinliğinin cam yüzeyinden uzaklaştığı tespit edilmiştir. Ayrıca dört nokta prob metoduyla elde edilen deneysel değerlerin benzer eğilime sahip olduğunu göstermişlerdir.

Fiat *et al.* (2013); Hazırlanan  $Al/p-CuIn_{0.7}Ga_{0.3}(Se_{(1-x)}Te_x)_2/Mo$  yapılarını vakum altında 150°C’den 300°C’ye kadarki bir sıcaklık aralığında 10 dk boyunca tavlarken  $Al/p-CuIn_{0.7}Ga_{0.3}(Se_{(1-x)}Te_x)_2$  (ClGSeTe) Schottky engel diyodlarının elektriksel ve dielektriksel özelliklerini araştırmışlardır. 150°C tavlama sıcaklığı için taşıyıcı katkılama yoğunluğu  $N_A$  değerlerinin, Te içeriğinin  $x=0,0$ ’dan  $x=0,6$ ’ya artmasıyla,

$2.83 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 'den  $2.87 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 'ye azaldığını ve  $x=0,0$  için seri' direnci, 150-300°C'lık tavlama sıcaklığı aralığında,  $10\Omega$  ile  $75\Omega$  arasında ve  $x=0,6$  için  $50\Omega$  ile  $230\Omega$  arasında bulmuşlardır.

Al-Salman and Abdullah (2013); Kobalt katkılı ZnO nano çubukları, oda sıcaklığında RF-magnetron saçtırma tekniğini kullanarak  $\text{Si/SiO}_2$  maddesinde başarıyla sentezlemişlerdir. Kobalt katkılı ve katkılı olmayan ZnO nano yapıları XRD, FE-SEM, AFM ve PL spektrumlarıyla karakterize etmişlerdir. Hegzagonal yapıda değişim olmadan ZnO latis'te  $\text{Co}^{+2}$  nin  $\text{Zn}^{+2}$  ile yer değiştirdiğini ve ZnO yapısının daha yüksek kristallik gösterdiğini ve %3'ten %4'e artan kobalt ekleme seviyeleri ile ZnO yapıların ekstra faz olmadan nano çubuklara derece derece dönüştüklerini göstermişlerdir. Sentezlenen nano çubuk sıraları yoğun ve %3 ve %4 kobalt için sırasıyla yaklaşık olarak 341 ve 382,3 nm'lik boylarla birlikte maddede dikey olarak gelişme göstermiş ve PL analizi, UV emisyon yoğunluğunun azaldığını ve artan kobalt atomik yüzdesiyle birlikte makul bir değişim sergilediğini göstermiştir. Bu sonuçların, UV-vis spektrumundan elde edilen enerji bandı aralığı değerleriyle (3,26-3,3 eV) uyumlu olduğunu ve Pd metali ile kobalt katkılı ZnO mono yapısına yapılan Schottky diyodlarının,  $I-V$  karakteristiklerinin yüksek engel yüksekliğine (0,715-0,797 eV) ve düşük doyma akımına (0,035-0,841 mA) sahip olduğunu açıklamışlardır. Engel yüksekliğinin 2 saat boyunca 500°C'de tavlandıktan sonra azaldığını rapor etmişlerdir.

Mamor *et al.* (2014); Au/n-GaAs Schottky kontakların elektriksel özelliklerinin sıcaklığa bağlılığı 100-300K gibi geniş bir sıcaklık aralığı üzerinde  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristiklerini kullanarak çalışmışlardır. 100-140K düşük sıcaklık aralığında, karakteristikleri, termioyonik alan emisyonu ile açıklamışlardır. 140-300K yüksek sıcaklık aralığında sıfır-öngerilim engel yüksekliğinin ( $\phi_{0bn}$ ) azaldığını ve azalan sıcaklıkla birlikte idealite faktörünün arttığını gözlemlemişlerdir.  $\phi_{0bn}$  ve n değerlerinin yüksek olmasını engelin homojenliği modeli ile termioyonik emisyon mekanizmasını göz önüne alarak açıklamışlardır. Engelin homojenliği modelinden deneysel Schottky engel yüksekliği  $\phi_b - 1/T$  doğrusal grafiğinden, 1,03 eV olarak hesaplanmıştır. Ayrıca, Gaussian dağılımı modeline göre modifiye edilmiş Richardson grafiğinden engel

yüksekliği 1,02 eV ve Richardson sabiti  $7.97A/cm^2K^2$  olarak hesaplanmıştır. Bu grafikten elde edilen  $A^*$  değerinin, n-tipi GaAs için bilinen  $8.16 A/cm^2K^2$ 'lik teorik değerle çok yakın uyumlu olduğu görülmüştür.

Chae *et al.* (2014); tavlama sonrası sıcaklığın fonksiyonu olarak atımlı lazer birikimiyle oluşturulan  $ZrO_2$ /GaAs yapılarının termal kararlılığını araştırmışlardır. Tavlama süreci esnasında, atımlı lazer birikimli  $ZrO_2$  ince filmi ve GaAs yarıiletkeni arasındaki arayüzey tabakasının  $500^\circ C$  sıcaklıkta önemli bir şekilde arttığını ve  $ZrO_2$  ince filminin,  $600^\circ C$  sıcaklıkta, mono klinik fazla tamamen kristalize olduğunu gözlemlemişlerdir. Bu, sızıntı akımı, yıkım voltajı ve yüzeyler arası bir tuzak yük yoğunluğu gibi elektriksel özelliklerin bozulmasıyla sonuçlanmıştır. Termal kararlılığı geliştirmek için atımlı lazer birikimli  $ZrO_2$  ile, bir  $Al_2O_3$  pasifleşme tabakası olmadan,  $ZrO_2$ /GaAs yapılarıyla karşılaştırıldığında sonuçlanan yapının elektriksel karakteristiklerinin önemli ölçüde değişmesiyle, tavlama süreci esnasında  $ZrO_2$  ince filminin kristalleşmesini engellediğini gözlemlemişlerdir. Ayrıca yüzeyler arası etkileşim,  $600^\circ C$ 'ye kadarki sıcaklıklarda etkin bir şekilde baskılandığı ve böylece yüzeyler arası tuzak yük yoğunluğu,  $Al_2O_3$  tabakasının düşük oksijen yayılımından dolayı önemli ölçüde azaldığı gözlenmiştir.

Akkaya *et al.* (2014); n-GaN'ye Ni/Au Schottky kontaklarının elektriksel ve yapısal özellikleri üzerine termal tavlamanın etkileri,  $I-V$  ve  $C-V$  karakteristikleri, atomik kuvvet mikroskopisi (AFM) ve X-ışını foto elektron spektroskopisi (XPS) derinlik profil analizi vasıtasıyla araştırmışlardır. Bu kontaklar için Schottky engel yüksekliği  $I-V$  ve  $C-V$  ölçümleri için  $1,856\pm 0,085$ 'lik bir idealite faktörüyle birlikte  $0,560\pm 0,004$  eV ( $I-V$ 'den) ve  $0,622\pm 0,018$  eV ( $C-V$ 'den) olarak elde edilmiştir.  $C-V$  ölçümlerinden elde edilen  $\phi_b$  değerleri  $I-V$  ölçümlerinden elde edilenlerden daha yüksek olarak bulunmuştur. Bu olay, engel yüksekliğinin yanal homojensizliğinin varlığına atfedilmiştir. Ancak,  $\phi_b$  değerlerinin, 100, 200, 300, 400 ve  $500^\circ C$ 'lik tavlama sıcaklıklarından sonra hafifçe arttığı ve  $600^\circ C$ 'lik tavlama sıcaklığında Ni/Au Schottky kontakının engel yüksekliğinin  $0,617\pm 0,005$  eV olduğu bulunmuştur. Ni/Au Schottky

kontağın engel yüksekliğinin en yüksek değeri, 700°C'den sonra 0,910±0,019 eV olarak elde edilmiştir.

Zhang *et al.* (2014); GaAs yüzeyinde atom tabakası büyütme yöntemi ile büyütülen ZnO ince filmlerin yapısal ve elektriksel özellikleri üzerinde termal tavlama etkisini araştırmışlardır. X-ışını kırınımı deneyleri yüksek sıcaklıklarda oksijenli bir ortamda tavlama sonrasında ZnO/GaAs hetero yapıların ara yüzünde interdifüzyon atomlarının görülebileceğini ve ZnO ince filmlerin iletkenliğinin 600°C'de n-tipinden p-tipine dönüştüğünü ve 650°C'de tavllanmış numunun hol konsantrasyonunun  $3,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  olduğunu göstermiştir. ZnO filmlerin p-tipi iletkenliği, ZnO filmlerin içinde sığ akseptörler olarak davranan arsenik atomlarının difüzyonuna atfedilmiştir.

Zhang *et al.* (2014);  $(\text{Galn})_2\text{O}_3$  filmleri üzerine termal tavlamanın etkilerini araştırmışlardır. 200°C'den düşük taban sıcaklığında oluşturulmuş filmler, biçimsiz yapısıyla birlikte, homojen element dağılımı ortaya koyarken, 300°C'den fazla taban sıcaklığında oluşturulan filmlerde faz farkı olduğunu ortaya koymuşlardır. Termal tavlamanın, 300°C'den daha fazla taban sıcaklığında oluşturulan  $(\text{Galn})_2\text{O}_3$  filmleri üzerinde açık bir etkiye sahip olmadığı görülmüştür. Oda sıcaklığında oluşturulan filmlerin termal tavlama ile, taramalı elektron mikroskobu, enerji dağılım spektrometresi, X-ışını kırınımı spektrometresi aracılığıyla gözlenen düzgün yüzeyli, homojen element dağılımlı, yüksek uyumlu kristal ve yüksek optik geçirgenlikli  $(\text{Galn})_2\text{O}_3$  filmlerinin üretilebileceğini tespit etmişlerdir.

Yadav *et al.* (2014); Pd/ZnO ince film Schottky kontakların ve ZnO ince filmlerin özellikleri üzerine termal tavlamanın etkisini araştırmışlardır. ZnO ince filmlerini; 450, 550, 650°C'lik sıcaklıklarda 20 dk boyunca Argon gazı atmosferinde tavlama yapmışlardır. Taramalı elektron mikroskobu ve X-ışını kırınım spektroskopisiyle analiz edilen filmlerin yüzey morfolojisinin tavlama sıcaklığı ile birlikte değiştiğini göstermişlerdir. 550°C tavlama sıcaklığında tavlanan ZnO ince filmlerinin üzerinde oluşturulan Pd Schottky kontaklarının 450 ve 600°C sıcaklıklarda tavlanan ZnO filmleri üzerinde

oluşturulan Schottky kontaklara nazaran üstün elektriksel karakteristiklere sahip olduğunu gözlemlemişlerdir.

Wang *et al.* (2015); Gr/Si Schottky yapılarının karakteristik özellikleri üzerine termal tavlamanın etkisini araştırmışlardır. İdealite faktörü ve Schottky engel yüksekliğinin termal tavlamadan sonra azaldığını ve bir kaç gün havaya maruz bırakıldıktan sonra tekrar artmış olduğunu tespit etmişlerdir. Schottky kontakların modülasyonunu, onların optoelektronik özelliklerini ayarlamak için kullanmışlardır. Sonuçlar, hafif aydınlatma altında açık devre voltajının, idealite faktörüyle birlikte değiştiğini ortaya koymuştur.

Orak *et al.* (2015); Co/n-GaP nano Schottky diyodların elektriksel karakteristikleri üzerine tavlama sıcaklığının etkisini araştırmışlardır. DC magnetron tekniği ile Co doğrultucu kontak için kullanılmıştır. Numuneler 400°C’de ve 600°C’de 3 dakika boyunca tavlansmıştır. Termal tavlama sürecine maruz bırakılan numunelerin XRD analizleri araştırılmıştır. Yüzey görüntüleri örneğin tavlansmasından önce ve sonra metal katmanın yüzeyinin morfolojisini incelemek amacıyla atomik kuvvet mikroskopisi ile alınmıştır. Oda sıcaklığında alınan *I-V* ölçümleri, tavlama sıcaklığının artması ile birlikte idealite faktörü ve seri direncin azalmasını göstermiştir. 400°C’de tavlansan numunenin idealite faktörü 1,02 olarak elde edilmiştir.

Diyodlar bazı üretim aşamalarında yüksek sıcaklıklara maruz kalmak zorunda olduklarından dolayı, metal/yarıiletken kontakların termal kararlılıkları devre elemanı teknolojisinde büyük pratik öneme sahiptir. Üretilen Schottky diyodların güvenilirliği, kullanılan materyaller (metal-yarıiletken veya alaşım-yarıiletken) arasındaki difüzyona ve etkileşmeye önemli derecede bağlıdır. Metal ile GaAs arasındaki reaksiyonların araştırılması, GaAs yarıiletkeni üzerindeki iki veya daha çok metalden oluşan metalik bileşiklerin filmlerinin, tek metalik tabakalarla karşılaştırıldığında, düşük sıcaklık tavlamalarında daha kararlı olabileceklerini göstermiştir (Nuhoglu 2002). GaAs’a Schottky ve omik kontaklar yapılırken bu yöntemler pratik öneme sahip olduğundan dolayı, değişik metal-GaAs sistemlerin termal reaksiyonları üzerine çok sayıda araştırma yapılmıştır. Bu çalışmanın amacı şimdiye kadar çalışılmamış olan farklı

oranlarda hazırlanan Au-Cu alaşımı /n-GaAs ve Ag-Cu alaşımı/n-GaAs Schottky diyodların akım-voltaj karakteristikleri üzerine termal tavlamanın etkilerini araştırmaktır.

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmanın birinci bölümü konu ile ilgili bir literatür çalışmasını içeren “Giriş”; ikinci bölümü, “Kuramsal Temeller”; üçüncü bölümü, farklı oranlarda hazırlanmış Au-Cu/n-GaAs/In ve Ag-Cu/n-GaAs/In yapılarının hazırlanması ve üretilmesi için gerekli olan malzemeler ve deney sistemi ile ölçülerin alınmasında kullanılan cihazlar hakkında bilgiler içeren “Materyal ve Yöntem”; dördüncü bölümü Au-Cu/n-GaAs/In ve Ag-Cu/n-GaAs/In yapıların termal tavlamaya bağlı  $I-V$  karakteristikleri ve bunlardan hesaplanan temel diyod karakteristik parametrelerini içeren “Araştırma Bulguları” ve beşinci bölümü ise sonuçların yorumlanmasını içeren “Tartışma ve Sonuç” bölümlerinden oluşmaktadır.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Giriş

Doğrultma işlemi; alternatif akımı doğru akıma çevirme işlemidir. Bu işlem, elektronik devrelerde diyodlarla gerçekleşir. Normal hayatta kullandığımız, elektrikle çalışan cihazların büyük çoğunluğu doğru akımla çalıştıkları için böyle bir işleme gerek duyulur.

Metal/yarıiletken kontaklarda meydana gelen doğrultma işlemi yarıiletkenin eklem tarafındaki deplasyon bölgesi tarafından sağlanır (Schottky and Wiss 1938). Bir metal/yarıiletken kontak, ani bir ara yüzey oluşana kadar metal ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri arasındaki farkın ortadan kalkması ile elde edilebilir (Mönch 1995).

Bir metal ile yarıiletkenin belirli şartlar altında kontak haline getirilmesi ile Schottky diyod, bir  $n$ -tipi yarıiletkenin bir tarafı  $p$ -tipi yarıiletkenle atomik boyutlarda üst üste getirilmesi ile de  $p$ - $n$  eklemi oluşturulur. Schottky kontakların karakteristikleri  $p$ - $n$  eklem diyodun karakteristiklerine benzemekte ancak, bazı uygulamalarda farklılıklar arz etmektedir.  $p$ - $n$  ekleminde akım, azınlık taşıyıcıları ile, Schottky diyodlarda ise çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanır. Schottky yapılar düşük gerilim, yüksek akım doğrultucuları iken,  $p$ - $n$  eklemi yüksek gerilim düşük akım doğrultuculardır. Schottky diyodlar, yapılarında azınlık taşıyıcılarının çok az olması ve frekans tepkisinin yüksek olması (gecikme zamanının düşük olması demektir) gibi avantajları yanında yüksek anahtarlama hızına sahip olduğundan IC (entegre devre) teknolojisinde büyük önem kazanırlar.

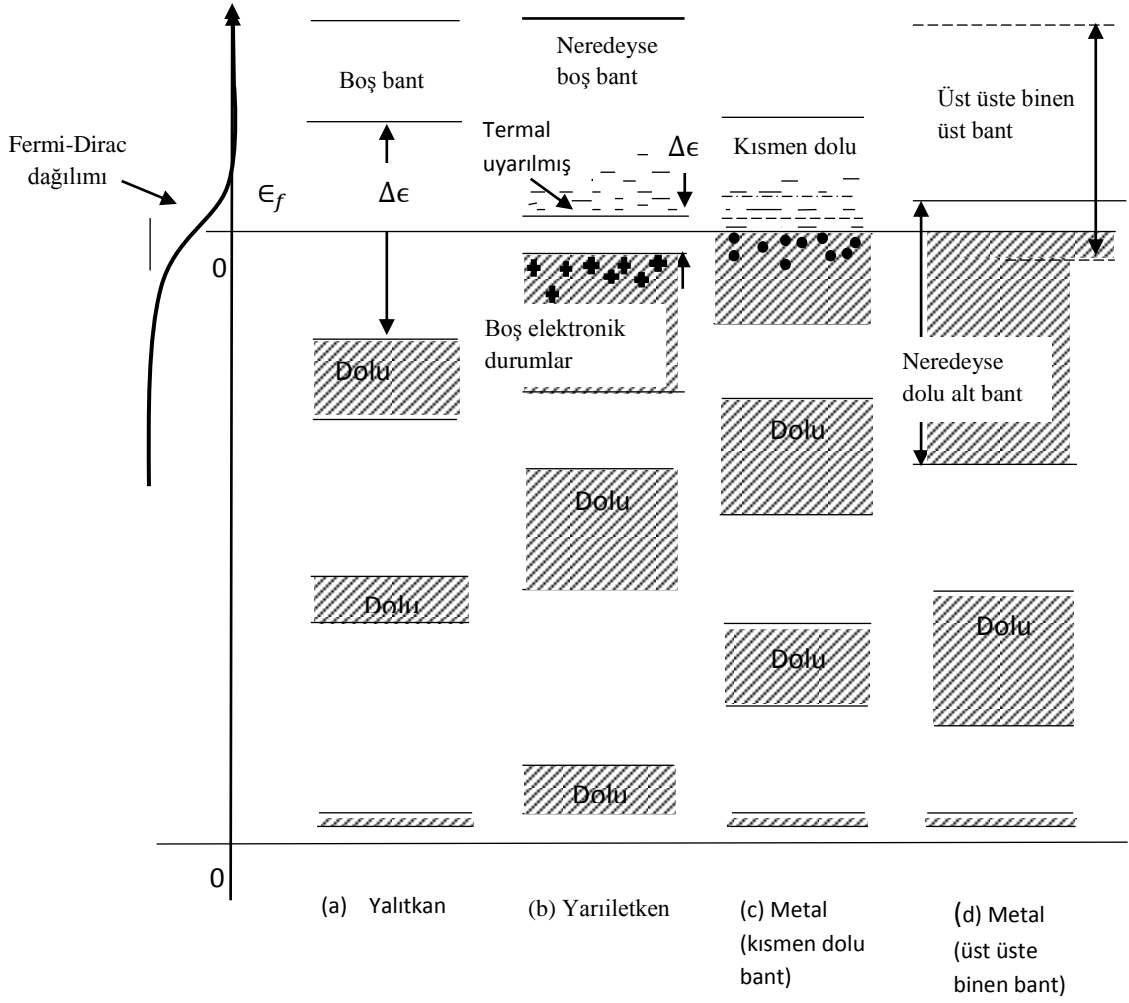
### 2.2. Yalıtkanlar, Yarıiletkenler ve Metaller

Boş bantlarda veya tamamen dolu bantlarda elektrik akımının meydana gelmeyeceğini biliyoruz. Bu yüzden, serbest elektronların hareketinden kaynaklanan, bir kristal

içerisinde oluşturulan herhangi bir elektriksel iletkenlik, yalnızca kısmen dolu enerji bantlarında, elektronların hareketlerinden meydana gelmektedir. Bu sonuç; yalıtkanlar, metalik iletkenler ve yarıiletkenler arasındaki fark için temel oluşturmaktadır.

Bir yalıtıkanda, kristaldeki elektronların sayısı, enerji bantlarının çoğunu tamamen doldurmak için yeterlidir. Bu bantların üzerinde kalan kısım tamamen boş bantları oluşturur. Ama dolu ve boş bantların arası, en yüksek dolu bandın maksimumundan, en düşük boş bandın minimumuna, bu bölge elektronların termal olarak uyarılmasının imkânsız olduğu çok geniş yasaklı enerji bölgesidir. Son olarak, bantların tümü dolu ya da boştur ve serbest elektron akımı gerçekleşmemektedir. Bu durum Şekil 2.1(a)'da gösterilmiştir.

Eğer kristalin dolu ve boş bantları arasındaki enerji farkı  $\Delta E$ , oldukça küçük ise, bu durumda elektronların dolu bandın maksimumundaki durumdan, boş bandın minimumundaki duruma termal olarak uyarıldığı, ölçülebilir istatistiksel ihtimaller olacaktır. Sınırlı sayıdaki serbest elektronlar boş olan üst bantlarda elektriksel iletimi sağlayacaklardır ve ayrıca düşük banttaki boş elektronik durumlar, boşluk iletim mekanizmasıyla elektrik akımına katkıda bulunacaktır.



**Şekil 2.1.** Yalıtkan (a), Yarıiletken (b), Metalik iletken (kısmen dolu bant) (c) ve Metalik bantlar (üst üste binen bantlar) (d) için enerji bant diyagramları.

Bu özellikteki madde, yarıiletken olarak adlandırılır. Yarıiletkenin elektriksel iletkenliği, serbest elektronların ve boşlukların sınırlı konsantrasyonlarından dolayı metalinkinden, normal olarak daha düşüktür ve ayrıca termal uyarılma ihtimali sıcaklığa bağlı olduğundan dolayı sıcaklığın artması ile artış gösterir. Aynı zamanda yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliği, enerji farkı  $\Delta\epsilon$ 'nın bir fonksiyonudur. Tüm yarıiletkenler sıcaklık tamamen sıfıra yaklaştığında ideal yalıtkan olurlar, çünkü termal uygulama ile ilişkili olasılık hızla küçülür. Aynı biçimde yeterince yüksek sıcaklıklarda, tüm yalıtkanlar, yarıiletken davranış ortaya koymalıdır. Yarıiletken bant yapısı Şekil 2.1(b)'de gösterilmiştir.

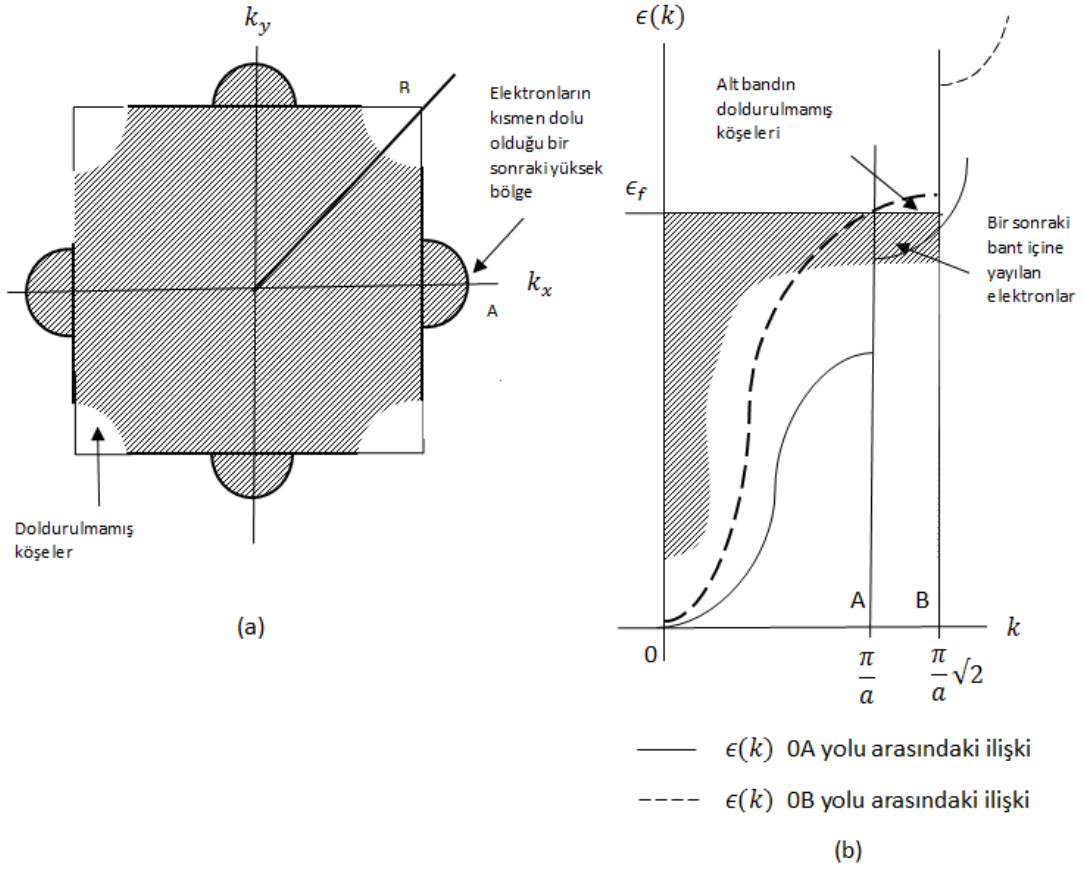
Kristaldeki elektronların sayısı en üst enerji bandını tamamen doldurmak için yeterli gelmez ama onu kısmen doldurursa, o zaman, onların çoğunluğu serbest elektron gibi davranabilir ve akım iletiminde yük taşıyıcısı gibi görev alabilirler. Bu durum Şekil 2.1(c)'de gösterilmiştir. Böyle bir kristal, daha sonra, metalik iletkenlerin yüksek elektriksel, termal iletkenlik ve yüksek optik yansıtıcılığı gibi tüm karakteristik özelliklerini gösterir.

Özel bir maddenin verilen bir enerji bandında ulaşılabilir elektronik hallerinin sayısının belirlenmesi tamamen doğru bir prosedür değildir ve genelde kuantum mekanik hesaplama tekniklerinin kullanımını içerir. Eğer, sıkı bağlanma yaklaşımının geçerli olduğu varsayılsaydı, o zaman enerji bantları daima izole atomların enerji seviyelerinden oluşurdu. Verilen bir bant için dalga fonksiyonları, daima, izole atomların, elektronik enerji halinin yerini tutan dalga fonksiyonlarının doğrusal kombinasyonlarını içerirdi ve enerji bandında verilen enerji seviyesiyle ilişkili dejenere faktörü, serbest atomda karşılık gelen seviyeninki ile aynı olurdu. Benzer şekilde, 1s seviyesine karşılık, bir 1s bandı, bir 2s bandı, bir 2p bandı, bir 3s bandı, bir 3p bandı ve bir 3d bandı vs. gibi olacaktır. Her bir bantta, seviyelerin sayıları  $N$  olacaktır ve her bir seviyenin bozulması atomik seviyeye karşılık gelenle aynı olduğundan her bir bantta elektronik kuantum hallerinin sayısı Çizelge 2.1'de gösterildiği gibi olacaktır.

**Çizelge 2.1.** Enerji bant durumlarının sayısı

Bant	Durumların sayısı
1s	2N
2s	2N
2p	6N
3s	2N
3p	6N
3d	10N

Şimdi, sodyum gibi bir alkali metali düşünelim. Sodyum, iki 1s elektronuna, iki 2s elektronuna, altı 2p elektronuna ve bir tek 3s elektronuna sahiptir. O halde, N atomlu bir kristalde, 2N 1s elektronları, 2N 2s elektronları, 6N 2p elektronları ve N 3s elektronları vardır. Bu şekillerin, Çizelge 2.1’de verilenlerle tamamen karşılaştırılmasıyla, 1s, 2s, 2p bantlarının tamamen dolduğu ama 2N hallerini içeren 3s bandının yalnızca yarı dolu olduğu sonucuna varabiliriz. Bu yüzden, sodyumu, diğer bütün alkali metallere birlikte, metalik bir iletken olarak düşünmeliyiz. Öte yandan, eğer bu yaklaşıma bağlı kalırsak, 3s bandı dolu olacağından, yalıtkan veya yarıiletken olarak, elektronik yapısı  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$  olan magnezyumu düşünmeliyiz. Gerçek şu ki, Magnezyumun (ve diğer toprak alkali elementler) Şekil 2.1(d)’de gösterildiği gibi, metal olduğu gerçeği 3s bandından kaynaklanmaktadır ve 3p bantları enerjide örtüşmektedir ve 3p bandı için 3s bandından elektronların yayılım boyunca bazılarının sonraki kısmen dolu olan banda elektron vermesinden kaynaklanır. Aslında bu bantlar için 3s ve 3p dalga fonksiyonları, başka bir dalga fonksiyonuyla güçlü bir şekilde çakışık olup, onu bantlarla ilişkilendirmek tam anlamıyla doğru değildir. Gerçi, basit sıkı bağlanma yaklaşımı, çoğu metalik maddenin dış değerlik kabuğunda S ve P elektronlarının davranışını izah etmek adına çok iyi bir yaklaşım değildir. Değerlik elektronlar için P ve S bantlarının bu çakışması, istisnadan ziyade kuraldır. Örneğin Silisyumda, 3s ve 3p halleri her biri 4N halleri içeren çakışmayan iki banda uyum sağlar. Böylece, 4N değerlik elektronları, Şekil 2.1(b)’nin yarıiletken bant düzenleme biçimini oluşturmak için düşük banda yerleşir. Bantların çakışması, iki bandı ayıran Brillouin bölgesinin sınırındaki tüm noktalarda bir enerji farkı bulunmasına rağmen meydana gelir. Bu şekilde, Fermi yüzeyi, ilk olarak,  $\epsilon = \epsilon_1 + 4\beta$ ’lık bir enerjide  $k_x$  ve  $k_y$  eksenleri boyunca bölge sınırına temas eder ama Brillouin bölgesi ve uygun enerji bandı,  $\epsilon = \epsilon_1 + 8\beta$  ya kadar tamamen dolu değildir. Bu bant ve bir sonraki bant arasında enerji farkı meydana gelebilir ve  $k_x$  veya  $k_y$  eksenleri doğrultusunda, düşük bandı tamamen doldurmak için gereken ilave enerji,  $4\beta$ ’dan az olabilir. Eğer bu böyleyse, o halde, elektronlar, önceden belirtilen çakışan bant durumuyla sonuçlanan, orijinal bölgenin köşelerinin tamamen dolmasından önce  $k_x$  ve  $k_y$  eksenleri doğrultusunda boyunca üst banda taşar. Durumların bu hali Şekil 2.2’de gösterilmiştir.



**Şekil 2.2. (a)** En yüksek banttaki en düşük hallerine bir örnek ( $k_x$  ve  $k_y$  eksenleri üzerinde, kare bölgenin kenarlarının merkezinde). Bu enerji halleri en düşük banttaki (bölgenin köşelerinde) en yüksek enerji hallerinden enerji olarak daha düşüktür. Bu şartlar altında elektronlar tamamıyla dolu olan en düşük bandı işgal etmeden önce en yüksek bandı işgal etmeye başlarlar. **(b)** OA doğrultusu (sürekli eğri) ve OB doğrultusu (kesikli eğri) boyunca  $k$ 'ya karşılık  $\epsilon$  ilişkisinin şematik gösterimi. (a)'da tanımlanan durumdan hafifçe farklı gösterilmiştir.

Bu durum oluştuğu zaman, tek seviyeyle ilişkili atomik dalga fonksiyonlarının basit sıkı bağlanma varsayımının geçerli olmadığı ve enerji bantlarının, iki bantla ilişkili dalga fonksiyonlarının bir karışımının göz önüne alınması ile hesaplanması gerektiği belirtilmelidir. Aynı zamanda, böyle bir durumda, hem yüksek banda taşan elektronlar vasıtasıyla elektron iletiminin, hem de düşük bandın üst kısımlarındaki dolmamış durumlar vasıtası ile boşluk iletiminin ikisinin de eş zamanlı olarak yer aldığı dikkate alınacaktır. Böylece, Fermi yüzeyi orijinal bölgedeki boşluklar için bir ve dış bölgedeki elektronlar için bir olmak üzere, iki ayrı kola sahip olacaktır. Boşluğun etkin kütlesi, elektronun etkin kütlesinden az ise bu durum pozitif bir hol katsayısına yol açacaktır. Böylece metallerin orijinal serbest elektron teorisinde, birkaç şartıcı farklılıklardan

birinin anlaşılması sağlanmış olacaktır. Herhangi özel bir maddede değerlik elektron bantlarıyla ilişkili dalga fonksiyonlarını ve enerji yüzeylelerini doğru bir şekilde oluşturmak için bir hayli karmaşık dalga mekaniği hesaplaması gerekli olmasına rağmen, kuantum teorisi metalik iletkenlerin ve yalıtkanların elektriksel özelliklerinin neden çok farklı olduğunu, genel terimlerle anlamamıza olanak sağlar (Kelvey 1966).

### **2.3. Alaşımalar**

Alaşım bir metal elementin en az bir başka element (metal, ametal) ile homojen karışımıdır. Elde edilen malzeme yine metal karakterli bir malzeme olur. Alaşımalar karışıma giren metallerin özelliklerinden farklı özellikler gösterirler. En bilinen alaşımlara; Tunç (bakır-kalay), pirinç (bakır-çinko), lehim (kurşun-kalay) ve cıva alaşımları olan amalgamlar örnek verilebilir. Alaşımalar, uygulamaların gerektirdiği fiziksel özelliklere sahip malzemeler üretilmesinde yaygın olarak kullanılırlar (Malone 2007; Wagner 2007; Tewari 2007).

#### **2.3.1. Alaşımların Tarihçesi**

Alaşımların tarihi milattan önce 4. bin yıllara kadar uzanmaktadır. İran ve Mezopotamya bölgelerinde bulunan tunç (bronz) örnekleri bu zaman diliminde tarihlenmiştir (Malone 2007). Demirden daha sert olan tunç; silah, kesici ve delici aletler, mutfak aletleri, süs eşyaları vb. yapımında günümüze değin kullanılagelmiştir. Yapılan arkeolojik çalışmalarda Çin'in Sincan bölgesinde M.Ö. 1000 yıllarına (Wagner 2007) ve Hindistan'ın Merkez Gani Vadisi ve Doğu Vindhya bölgesinde M.Ö. 1800 yıllarına (Tewari 2007) tarihlenen çelik buluntulara rastlanmıştır. Söz konusu buluntular çelik kullanımının en az 3000 yıllık bir tarihinin olduğunu belgelemektedir. Tunca göre daha sert ve dayanıklı olan demir-karbon alaşımı çelik çeşitli araç gereç yapımında yaygın olarak kullanılmıştır.

### 2.3.2. Alaşımların Üretim ve Kullanımı

Alaşımlar, uygulamaların gerektirdiği fiziksel özelliklere sahip malzemelerin üretilmesini sağlar. Yüksek sıcaklıklar, aşınma, kimyasal etkiler, metal yorgunluğu vb. gibi her türlü etkilere saf metallerin yetersiz kaldığı durumlarda, gerekli olan özellikleri sağlayan niteliklerde alaşımlar kullanılır. Örneğin demirin sertliğinin yeterli olmadığı uygulamalarda, daha sert yapıdaki demir alaşımları olan çelikler kullanılır (Malone 2007; Wagner 2007; Tewari 2007).

### 2.3.3. Katı Bileşikler

Metallerin büyük çoğunluğu kafes yapısı içerisinde belirli sayıda yabancı atom barındırabilirler. Yabancı atom asıl metalin atomu yerine yerleşiyor ise asal yer katı çözültisi, kafes aralıklarındaki boşluklara yerleşiyor ise ara yer katı çözültisi oluşur (Malone 2007; Wagner 2007; Tewari 2007).

### 2.3.4. Ara Bileşikler

Ara bileşiklerde atomlar arası bağlar metalik bağ ile kimyasal bağ arasında değişen bir yapıya sahiptir ve kimyasal bileşiklere benzeyen  $A_nB_m$  şeklinde bileşikler oluşur. Ara bileşiklerin kristal yapıları karmaşıktır. Bazı zamanlarda birim hücrede yüzlerce atom bulunabilir. Sertlikleri bu yüzden yüksektir. C, N, B gibi elementler ile metallerin meydana getirdiği ara bileşiklerde kimyasal bağın payı daha büyüktür (karbür, nitrür, borür, vb). Bu bileşiklerin ergime noktaları çok yüksek ve çok serttirler. TaC, NbC, ZrC, VC, WC gibi bileşikler, takım çelikleri ve ısıya dayanıklı çeliklerde bulunması istenilen sert ve kararlı bileşiklerdir (Malone 2007; Wagner 2007; Tewari 2007).

## 2.4. Yarıiletken Malzemelerin Genel Özellikleri

Mükemmel bir kristalin,

1. Dolu ve boş enerji bantları bir yasak enerji aralığı ile ayrılmışsa  $T=0$  K'de bir yalıtkan
2. İletkenlik bandı yalnızca kısmen doluysa,  $T=0$  K'de bir iletken, olacağı bilinmektedir.

Yalıtkan kristalin özel bir durumu, yarıiletken olmasıdır. Bir yarıiletkende, dolu ve boş bantların arasındaki enerji aralığı çok küçüktür ve belirli sonlu sıcaklıklarda dolu değerlik bandından bazı elektronlar, değerlik bandında her birim hacim başına  $n_h(T)$  boşluklarını ve iletkenlik bandında her birim hacme  $n_e(T)$  elektronlarının verilmesiyle ( $n_e=n_h$ ) yasak enerji aralığı üzerinden termal olarak uyarılırlar.

Eğer, birim hacim başına taşıyıcıların sayısının  $n$  olduğu serbest elektron modelinde iletkenliğin ifadesini hatırlarsak,

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (2.1)$$

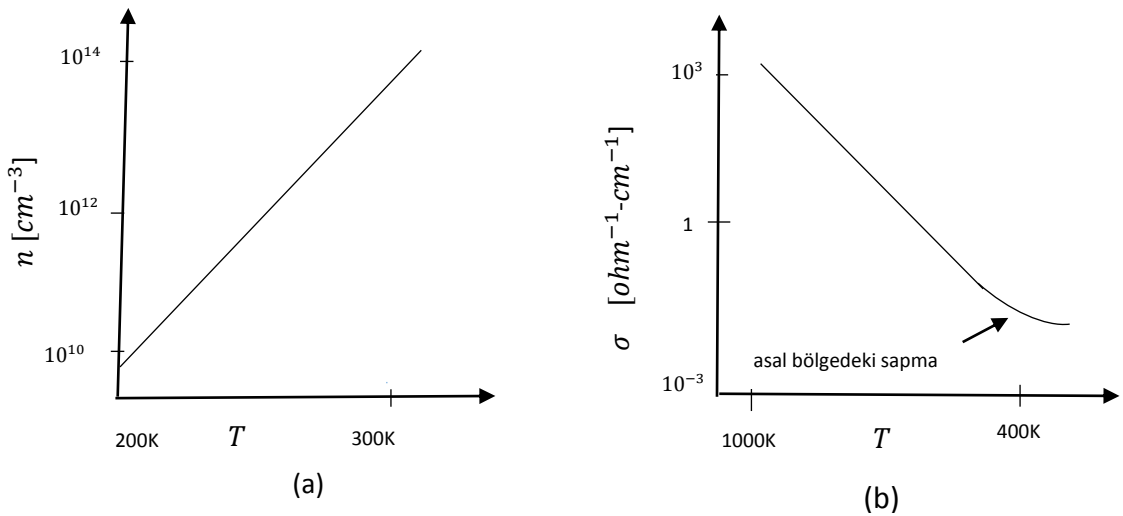
malzemelerin farklı tiplerinin, farklı  $n$  değerleriyle tanımlanabileceğini görmüş oluruz. Bir metal için  $n$ ,  $10^{22} \text{cm}^{-3} - 10^{23} \text{cm}^{-3}$  aralığındadır ve sıcaklıktan bağımsızdır. Bir yarı metal için  $n$ ,  $10^{18} \text{cm}^{-3} - 10^{20}$  aralığındadır ve neredeyse sıcaklıktan bağımsızdır. Bir yalıtkan veya yarıiletken için  $n$ ,  $n \approx n_0 e^{-\frac{E_G}{2k_B T}}$  şeklindedir ve burada  $n_0 \approx 10^{22} \text{cm}^{-3} - 10^{23} \text{cm}^{-3}$  aralığındadır.  $E_G$  yalıtkan için büyük ( $E_G > 4 \text{eV}$ ) ve bir yarıiletken için küçüktür ( $E_G \leq 2 \text{eV}$ ).

Oda sıcaklığında,  $k_B T \approx 25$  meV değerine sahip olduğundan, bir yarıiletken için  $e^{-\frac{E_G}{2k_B T}} \geq e^{-20} \approx 10^{-9}$  iken, bir yalıtkan için  $e^{-\frac{E_G}{2k_B T}} \leq e^{-80} \approx 10^{-35}$  dir.  $10^{23} \text{cm}^{-3}$  ile çarpıldığında bile  $10^{-35}$  faktörü bir yalıtkan için  $n \approx 0$  verir.

$0,1 \text{ eV} \leq E_G \leq 2,0 \text{ eV}$  aralığında taşıyıcı konsantrasyonu,  $10^{22} \text{cm}^{-3} > n > 10^{13} \text{cm}^{-3}$  aralığında olur. İletkenlik ifadesindeki relaksasyon zamanı  $\tau$ , akım dağılımının

oluşumundaki saçılma olaylarıyla ilişkilidir. Bunlar, safsızlık, kusur ve fononlardan dolayı olan saçılmalarıdır. Oda sıcaklığında, çok saf bir malzemenin relaksasyon zamanı olan  $\tau$ , fonon saçılması ile baskın olacaktır. Bu sıcaklık aralığında fonon saçılması için  $\tau \propto T^{-1}$ dir. Bu yüzden bir metalin iletkenliği  $\sigma$  sıcaklığın artması ile azalır. Bir yarıiletken için,  $\tau$  aynı sıcaklık aralığı için, metaldekiyle aynı davranış gösterir. Ancak, taşıyıcı konsantrasyonu  $n$  sıcaklığın artması ile artar.  $n$ ,  $\frac{1}{k_B T}$  ile eksponansiyel olarak arttığından, bu artış relaksasyon zamanındaki azalmaya ağır basar ve  $\sigma$ , artan  $\tau$  ile birlikte artar.

Çok saf bir numunede, bir yarıiletkenin iletkenliği, termal dalgalanmalar vasıtasıyla değerlik bandından iletim bandına elektronların uyarılması yüzündendir. Oda sıcaklığında bir yarıiletkenin öz direnci  $10^{-2}\Omega\text{-cm}$  ile  $10^9\Omega\text{-cm}$  aralığındadır ve maddenin yasak enerji aralığına bağlıdır. Aksine tipik bir metal  $10^{-6}\Omega\text{-cm}$ 'lik bir öz dirence sahiptir ve tipik bir yalıtkan  $10^{14}\Omega\text{-cm} \leq \rho \leq 10^{22}\Omega\text{-cm}$  aralığında öz dirence sahiptir. Sıcaklığa karşı taşıyıcı konsantrasyonunun ve iletkenliğin değişimi şekil 2.3 (a) ve (b)'de gösterilmiştir (Quinn and Soo 2009).



**Şekil 2.3.** Tipik bir yarıiletkenin (a) taşıyıcı konsantrasyonunun ve (b) elektriksel iletkenliğinin sıcaklık değişimi.

## 2.5. İş Fonksiyonu

İş fonksiyonu  $W$ , bir malzemenin içinden (Fermi seviyesinden), onun bağlanma yüzeyinin birine yakın bir dış noktaya bir elektronun transferi için gereken minimum enerjidir. Bunu örgü sabitinden daha büyük ama bu yüzeyin doğrusal uzunluğundan daha küçük bir mesafe olarak anlamalıyız.

İş fonksiyonu iki katkının toplamı olarak yazılabilir.

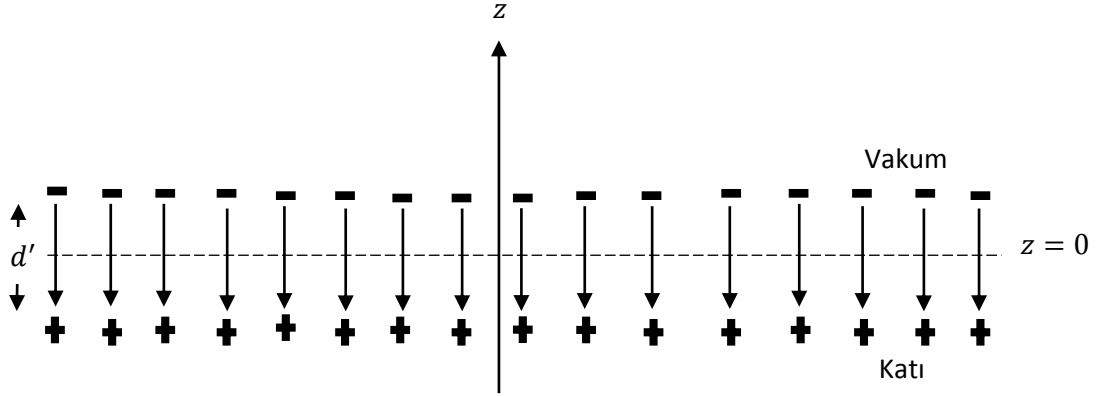
$$W = W_B + W_S \quad (2.2)$$

buradan  $W_B \equiv V_B(\infty) - E_F$  ve  $V_B(\infty)$  maddeden sonsuz uzaklıktaki potansiyel enerjidir. Gerçekte iyonlar relaksasyona maruz kalır ve elektronik yük dış tek tabakanın ötesine genişler. Böylece  $W_B$ 'nin tanımlanmasında ihmal edilmiş olan bir çift tabaka Şekil 2.4'deki gibi oluşur. İhmal etme işlemi düzeltmek için çift tabaka içinden geçecek elektron için  $W_S$  enerji niceliğini eklemeliyiz. Basit elektrostatikle,

$$W_S = \frac{4\pi|\epsilon\sigma d'|}{4\pi\epsilon_0} \quad (2.3)$$

bağıntısı elde edilir.

Yüzey yük yoğunluğu  $\sigma$  ve genişliği  $d'$  nin ikisinde bu yönetime bağlı olduğundan dolayı,  $W_S$  miktarı sadece malzemeye değil, aynı zamanda yüzeyin yönelimine de bağlıdır (Economou 2010).



**Şekil 2.4.** Elektronik yoğunluk hafifçe vakum kenarına doğru genişlediğinden dolayı, katının yüzeyinde dipol momentleriyle ilişkili bir çift tabaka meydana gelir.

## 2.6. İş Fonksiyonunun Ölçülmesi

İş fonksiyonunun ölçülmesinde en geçerli metot, kontak potansiyelinin ölçülmesidir. Onun zorluğu, iki farklı metal arasındaki (genelde iletkenler)  $W_1 - W_2$  farkının belirlenmesidir. İki iletken elektriksel olarak bağlandığında bu fark  $-e(\phi_1 - \phi_2)$  ye eşittir. Burada  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$  dir. Aslında, bağlantı daha yüksek Fermi enerjili materyalden daha düşük Fermi enerjili materyale elektronların transfer olacağını ima etmektedir. Eğer bağlantıdan önceki Fermi enerjileri  $E'_{F_1}$  ve  $E'_{F_2}$  ise bağlantıdan sonraki yeni Fermi enerjileri  $E_{F_1}$  ve  $E_{F_2}$  birbirine eşit oluncaya kadar elektron geçişi devam eder.  $E_{F_1} = E'_{F_1} - e\phi_1$  ve  $E_{F_2} = E'_{F_2} - e\phi_2$  olur. Bağlantı yapılmadan önce iki malzemenin dışındaki minimum enerji seviyesi  $E'_0$  ise;

$$\begin{aligned} W_1 - W_2 &= (E'_0 - E'_{F_1}) - (E'_0 - E'_{F_2}) = E'_{F_2} - E'_{F_1} \\ &= (E_{F_2} + e\phi_2) - (E_{F_1} + e\phi_1) = -e(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned}$$

tanımına sahip oluruz.  $\phi_1 - \phi_2$  farkını ölçmek için iki iletkeni bağlayan tele bir ampermetre ve değişken bir voltaj kaynağı bağlamalıyız. Daha sonra  $V + \Delta\phi = 0$  belirten akım oluşmayana kadar değişken voltajı ayarlamalıyız. Bu son ilişki, iki iletkenin yüzeyleri arasındaki herhangi iki mesafe için geçerli olduğundan gerçekte

ampermetreye ihtiyaç duymayız. Basit bir şekilde, iki yüzey arasındaki mesafeyi değiştirdiğimizde  $V$  nin değişmeden sabit kaldığı yerde  $\Delta\phi = -V$ 'dir.

Bir iletkenin iş fonksiyonu  $W$ , kuvvetli elektrik alan (alan emisyonu) veya fotonlar (fotoemisyon) veya termal uyarılmanın (termoiyonik emisyon) etkisi altındaki yüzeyden ayrılan elektronik akımın ölçülmesiyle (kontak potansiyel metodundan daha az doğru olarak) tayin edilebilir. Termoiyonik emisyon akım yoğunluğu, Richardson-Dushman formülü ile verilir:

$$j = BT^2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

burada

$$B = \frac{emk_B^2}{2\pi^2 \hbar^3} = 120 \frac{A}{cm^2 K^2} \quad (2.5)$$

şeklindedir. Akım yoğunluğu  $j$  z-yönünde olduğundan dolayı (2.5)'in ispatı oldukça basittir ve yüzeyden uzakta

$$j = -\frac{2e}{V} \sum v_z f = -\frac{e}{4\pi^3} \int_{k_z > 0} d^3 k v_z f \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada  $v_z = \hbar k_z / m$  ve  $f$

$$f = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_k - \mu)} + 1} \simeq e^{-\beta(\epsilon_k - \mu)} \quad (2.7)$$

ile verilir.

Ancak  $\epsilon_k - \mu = (\hbar^2 k^2 / 2m) + W$  dir.  $d^3 k = dk_x dk_y dk_z$  düzenlenmesiyle (2.6)'nin integrali alınır (2.4) ve (2.5) bağlantıları elde edilir. Aslında, B niceliği (2.5)'nin ifade ettiği gibi evrensel bir sabit değerdir. Çeşitli malzemeler için B nin değeri 60-160

$A/cm^2K^2$  arasında değişim göstermektedir. Bu uyuşmazlık, türetmede ihmal edilen yüzey saçılım etkilerinden kaynaklanmaktadır.

Fotoemisyon durumu termoiyonik emisyonundan iki hususta farklılık gösterir; birincisi,  $\varepsilon_k - \mu$ , şimdi  $\hbar^2k^2/2m+(W - hw)$  ye eşittir. Burada  $W$  soğrulan fotonun frekansdır. İkincisi  $W$  dan  $W - hw$  ya enerji engelini azalmasından dolayı, artık  $\beta(\varepsilon_k - \mu)$  niceliğinin birden çok fazla olması gerekmez (negatif bile olabilirler) ve bu yüzden, Fermi dağılımı (2.7)'daki gibi Boltzmann dağılımı ile yer değiştiremez.

Silindirik koordinatların göz önüne alınması ile  $dk_xdk_y$  üzerinden integral analitik olarak yapılabilir ve foto emisyon akım yoğunluğu için nihai sonuç olduğu yerde

$$j = - \frac{em(k_B T)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{d_{xx}}{e^{x-\lambda}+1} \quad (2.8)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\lambda = \beta \hbar w - \beta W$  dır (Economou 2010).

## 2.7. Elektron Yakınlığı

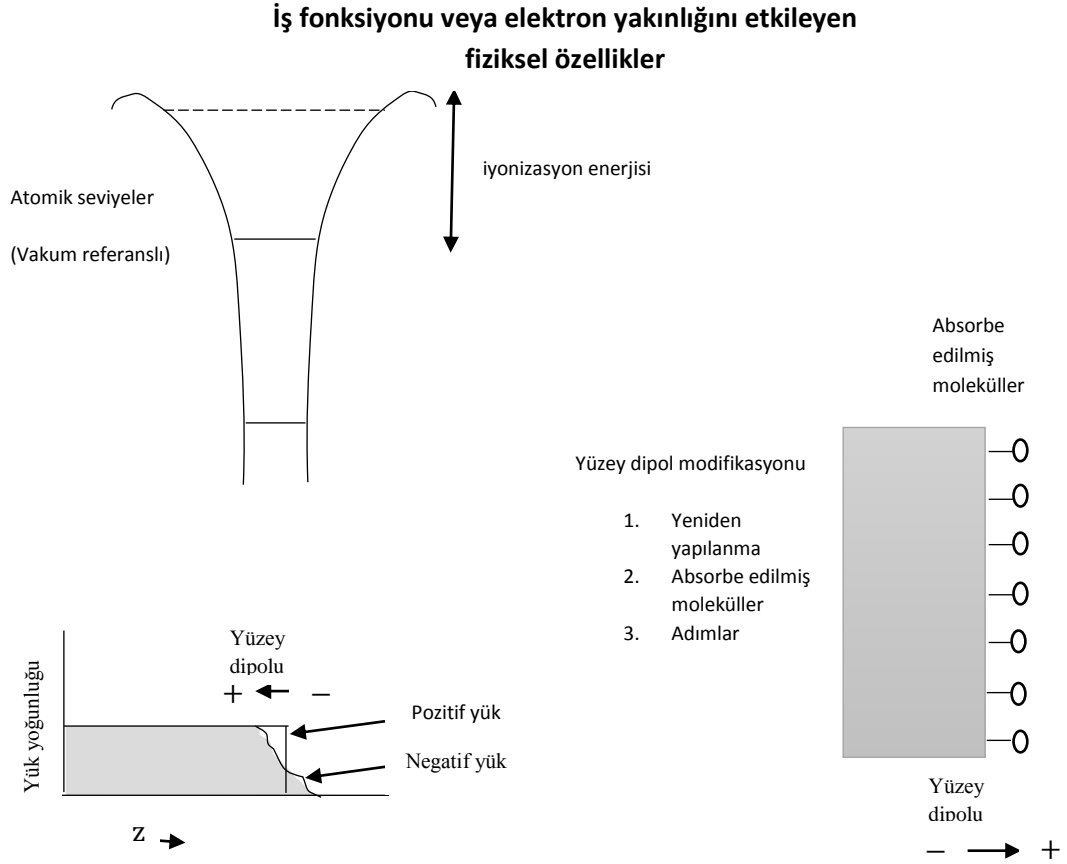
Geniş bant aralıklı yarıiletkenler, negatif bir elektron yakınlığı sunma potansiyeline sahiptirler. Bu malzemeler, düz panel ekranlar, yüksek frekanslı yükseltici ve vakum mikro elektronikleri içeren uygulamalarda kullanılabilen, soğuk katot elektron emitörlerinin (yayıcı) anahtar elemanları olabilir. Yüzey şartları, elmas yüzeylerinde elde edilen negatif bir elektron yakınlığında kritik önem olarak gösterilmiştir.

Elektron emisyon özelliklerini tam olarak tanımlamak için, alan emisyonu ve ikincil elektron emisyonu gibi ek ölçümleri çalıştırmakta gereklidir. Ölçümler teorik hesaplamalar yardımıyla hesaplanır. Yarıiletkenin elektron yakınlığı, yarıiletkenden bir elektronu mikroskopik olarak uzak bir mesafeye taşımak için gerekli enerji olarak tarif edilir.

Yüzeyde bu enerji, iletim bant minimumu ile vakum seviyesi arasındaki fark gibi şematik olarak gösterilebilir. Genellikle elektron yakınlığı, yarıiletkenin Fermi seviyesine bağlıdır. Böylelikle katkılama, yarıiletkende Fermi seviyesini değiştirebiliyorken ve iş fonksiyonu bu yüzden değişecekken elektron yakınlığı bu değişikliklerden etkilenmez. Başka bir deyişle, elektron yakınlığının, yarıiletken ile vakum arasındaki bağlantı bant dengesinin bir ölçüsü olduğundan çoğu yarıiletken için, iletim bant minimumu, vakum seviyesinin altındadır ve iletim bandındaki elektronlar, elektron yakınlığına eşit bir enerjiyle yarıiletkene bağlıdır. Bazı durumlarda, yüzey şartları, iletim bant minimumu vakum seviyesinin üstünde elde edilmiş olabilir. Bu durumda, ilk iletim elektronu numuneye bağlanmış olamaz ama, iletim bant minimumu ve vakum seviyesinin enerjisindeki farklılığa eşit bir kinetik enerjiyle kurtulabilir (kaçabilir). Bu durum, negatif bir elektron yakınlığı belirlemiştir.

Malzemelerin elektron yakınlığı veya iş fonksiyonu, daima malzemenin iki durumuna atfedilir: (1) atomik seviyelerin kökeni ve (2) yüzey sınırlamasından dolayı yüzey dipolu. Bu etkiler Şekil 2.5’de gösterilmiştir. Atomik seviyeler bir malzemeye daha çok veya daha az özgüdür ve değişmiş olamazlar. Bu, yüzey dipolu için bir durum değildir. Yüzey dipolu, yüzey yapılandırmalarıyla gerçekte etkilenmiş olabilir ve yüzeye tutunur.

Elmastaki son çalışmalar, hidrojen sınırlı yüzeyler için, yaklaşık 1,5 eV luk NEA (negatif elektron afinitesi) ve temiz, oksijen sınırlı yüzeyler için  $\sim 0,5$  eV luk pozitif bir elektron yakınlığı göstermektedir. Bu değişiklikler, direkt olarak yüzey dipolünün değişimlerine atfedilir. Yüzey dipolün büyük etkisinden dolayı, eğer bir malzeme, doğası itibariyle NEA olsa bile gerçekte belirlemek imkânsızdır. Bu yüzden yüzey sınırlaması, malzemenin elektron yakınlığı özelliklerinin belirlenmesinde kritiktir.



**Şekil 2.5.** Herhangi bir malzemenin iş fonksiyonuna (veya elektron yakınlığına) sebep olan etkilerin bir sunumu.

\*Atomik seviyeler, malzemelerin içsel bir özelliği iken, yüzey bağlanmasındaki değişiklikler gerçekte, iş fonksiyonu ve elektron yakınlığını etkileyebilir.

Bir yarıiletkenin elektron yakınlığının araştırılmasında kullanılan bir metot UV-fotoemisyondur. Pozitif elektron yakınlığına sahip bir malzeme için değer, ölçümlerden direkt olarak anlaşılabilir. Ayrıca, UV-fotoemisyonu, NEA'nın varlığını göstermek için kullanılabilir. Negatif bir elektron yakınlığından dolayı spektrumdaki değişiklikler Şekil 2.6'da gösterilmiştir. Değerlik bandından elektronlar, iletim bandına uyarılırlar. Yüzeye doğru transit geçişlerde, elektron saçılımı (dağılımı) meydana gelir ve çok sayıda ikincil elektron bandın minimumunda birikir. Negatif bir elektron yakınlığı için elektronlar direkt olarak atılabiliyorken ve düşük bir kinetik enerjiyle gözlenecekken, pozitif elektron yakınlığı malzemeler için, bu elektronlar kurtulabilirler (kaçabilirler). Böylelikle, NEA gösteren iki etki, düşük enerji spektrum aralığının bir uzanımı ve düşük kinetik enerjide keskin bir pikin görünümüdür. Bu özellik, UPS

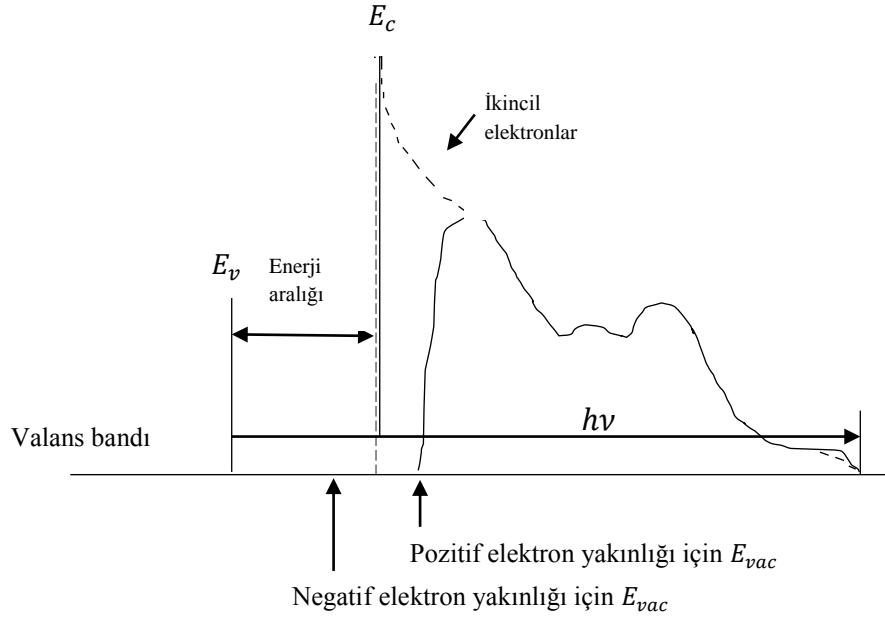
spektrumunun tipik sunumlarında en büyük (negatif) bağlanma enerjisinde ortaya çıkacaktır.

Negatif elektron yakınlığına sahip bir iletkenin spektrumunda sıklıkla belli olan bariz özelliğe ek olarak, fotoemisyon spektrumunun genişliği ( $w$ ) elektron yakınlığıyla ilişkili olabilir. Spektral genişlik, düşük kinetik enerji kesiliminde ve yüksek kinetik enerji ucunda (değerlik bant maksimumunu yansıtan), emisyon başlangıç köşesinin doğrusal bir dış değerinden, sıfır yoğunluğuna kadar elde edilir. Şekil 2.6'dan  $E_G$  nin kuşak aralığı,  $h\nu$  nin de uyarılma enerjisi olduğu yerde, aşağıdaki bağıntıları yazabiliriz.

Pozitif bir elektron yakınlığı için;  $\chi = h\nu - E_G - W$

Negatif bir elektron yakınlığı için;  $0 = h\nu - E_G - W$

Fotoemisyon ölçümlerinin NEA yüzeyi için elektron yakınlığının enerji pozisyonunu belirlemek için kullanılmayacağı vurgulanmalıdır. Spektrumun genişliğinin dikkatli ölçümleri, etkinin, iletim bant durumlarından elektronun direkt emisyonu olup olmadığını veya uyarımların emisyon sürecinde yer alıp almadığının ayrılmasında yardımcıdır. Uyarımların etkileri Bandis ve Pate tarafından rapor edilmiştir (Nemanich 1995).



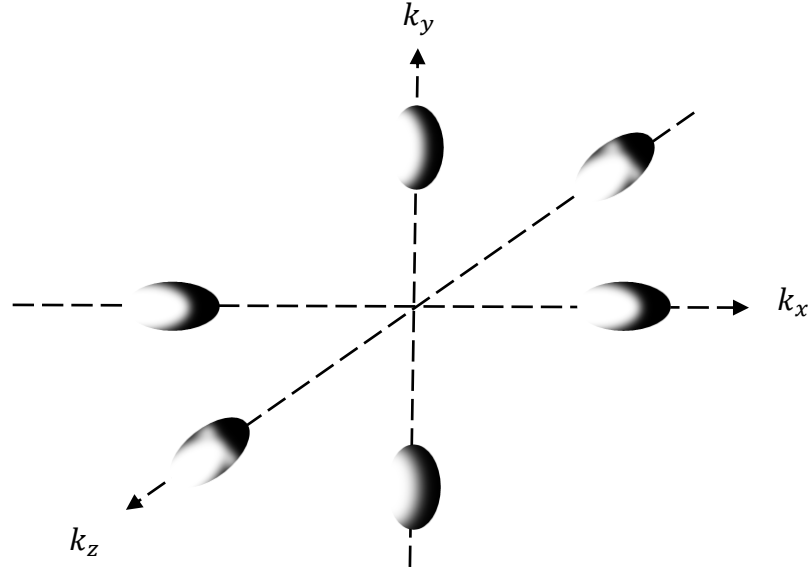
**Şekil 2.6.** NEA'nın foto emisyon spektrumunu nasıl etkilediğinin bir şematığı.

\*NEA yüzeyi için spektrum, düşük kinetik enerjiye genişletilmiştir ve benzeri ısı dengesine kavuşturulmuş elektronlardan dolayı bir pik en düşük kinetik enerjide (en yüksek negatif bağlanma enerjisi) belirlenmiştir.

Elektron yakınlığının ölçülmesine ek olarak, UV fotoemisyonu, yüzey Fermi seviyesinin pozisyonunu belirlemek için kullanılabilir. Numunenin Fermi seviyesi metal numune kabınının ile aynı olacaktır ve metalin Fermi seviyesi kolayca belirlenebilir. Sonra, değerlik bant maksimumu ve metal Fermi seviyesinin enerji farkı, yarıiletkenin yüzey Fermi seviyesinin pozisyonunu verir. Yüzey Fermi seviyesinin pozisyonu, yüzeyin yanındaki bant bükülmesinin belirlenmesinde kritik olacaktır (Nemanich *et al.* 1995).

## 2.8. Tipik Yarıiletkenler

Silisyum ve Germanyum prototip kovalent bağlı yarıiletkenlerdir. Bu yarıiletkenlerin değerlik bant maksimumunun  $\Gamma$  noktasında olduğu bilinmektedir. Değerlik bandı, atomik p-durumlarından kaynaklanmaktadır ve  $\Gamma$ 'da üçlü dejeneredir. Grup teorisi bu dejenerasyonun hafif ve ağır hol bantlarına sebep olduğunu ve eğer spin-yörünge etkileşmesi göz önüne alınırsa ilave yarımların oluştuğunu söylemektedir.



**Şekil 2.7.** Silisyum için iletkenlik bandı minimumuna yakın sabit enerji yüzeyleri.

İletkenlik bandı bir atomik s durumundan meydana gelir, fakat minimum  $\Gamma$  noktasında oluşmaz. Si'da iletim bandı minimumu zon sınırının yaklaşık %90'nda  $\Delta$  çizgisi boyunca meydana gelir. Bu durum altı iletim bandı minimumu veya vadileri verir (Şekil 2.7). Etkin kütle yaklaşımında, bu vadiler eksen boyunca  $m_l \approx 0,98 m_e$  lik boyuna ve eksene dik  $m_t \approx 0,19 m_e$  lik enine bir kütleye sahiptir. Burada  $m_e$  serbest elektronun kütlesidir.

Germanyum için, iletim bant minimumu, L noktasında yerleşmiştir. Bu, dört minimumlu Ge iletim bandını verir (her vadinin bir yarısı  $\langle 111 \rangle$  doğrultusundaki zon sınırındadır). Germanyumda,  $m_l \approx 1,64 m_e$  ve  $m_t \approx 0,08 m_e$  dir. Değerlik bant maksimumu ve iletim bant minimumu k-uzayında farklı noktalarda yer aldığı için, Silisyum ve Germanyum, indirekt bant aralıklı yarıiletkenler diye adlandırılırlar. Hem iletkenlik bant minimumu hem de valans bant maksimumu  $\Gamma$  noktasında olduğundan dolayı InSb, InAs, InP, GaAs ve GaSb gibi materyaller direkt bant aralıklı yarıiletkenlerdir.

Çoğu III-V bileşiklerinin bant yapısı benzeridir, enerji aralıklarının büyüklükleri, etkin kütleler ve spin yarılmaları farklı, fakat genel özellikler Silisyum ve Germanyumdakiyle aynıdır (Çizelge 2.2). Enerji aralığı, genellikle, optik soğurma veya iletkenliğin sıcaklığa bağlı ölçümüyle belirlenir. Optik soğurmada, fononlar soğurma işlemine dahil olmazsa, başlangıç ve son durum aynı  $k$  dalga vektörüne sahip olmalıdır. Bu, direkt bant aralıklı bir malzemenin enerji aralığındaki soğurmada keskin bir artışa yol açar. İndirekt enerji aralıklı bir yarıiletken için soğurma işlemi fonon desteklidir ve sıcaklığa bağlılık gösterir. İletkenliğin sıcaklığa bağlılığı  $\exp(-\frac{E_G}{2k_B T})$  şeklindedir. Burada  $E_G$ , iletkenlik bant minimumu ve valans bant maksimumu arasındaki minimum enerji farkıdır (Quinn and Soo 2009).

**Çizelge 2.2.** Silisyum, Germanyum, Elmas ve çeşitli III-V bileşik yarıiletkenlerinin enerji aralıklarının karşılaştırılması

Kristal	Enerji aralığı tipi	$E_G$ [eV]
Si	İndirekt	1,20
Ge	İndirekt	0,80
InSb	Direkt	0,20
InAs	Direkt	0,40
InP	Direkt	1,30
GaP	İndirekt	2,30
GaAs	Direkt	1,50
GaSb	Direkt	1,80
AlAs	İndirekt	2,24
GaN	Direkt	3,50
ZnO	Direkt	3,40
Elmas	İndirekt	5,48

## 2.9. Yarıiletkenlerdeki Kirlilikler

Şimdiye kadar bir silisyum kristalde her örgü noktasında bir silisyum atomunun bulunduğu mükemmel yarıiletken kristalleri göz önüne aldık. Fakat bu ideal duruma pratikte hiç ulaşamaz. Kristal büyütme esnasında kasten veya istemeyerek bazı kirlilik atomlarının yapıya girmesi daima mümkün olacaktır. Bazı kirlilik atomları bant aralığında ve bant kenarlarına yakın yüzeysel kusur seviyeleri ortaya çıkararak faydalı olabilirler. Böylece kirlilikler yarıiletkeni katkılar için kullanılabilirler. Bir arsenik atomuyla bir silisyum atomunun yer değiştirmesi, iletkenlik bandında ekstra bir elektron oluşturacaktır ve bu durum n-tipi iletkenlik olarak adlandırılacaktır. Bunun aksine Bor ile bir Si atomunun yer değiştirmesi, dolu değerlik bandından negatif yüklü bir elektronun uzaklaşmasını sağlar. Bu, pozitif yüklü boşluğun ortaya çıkmasına eşdeğerdir. Bu durum p-tipi iletkenlik olarak adlandırılır. Değerlik bandından bir elektronu uzaklaştıranlar akseptör (alıcı), fazla bir elektronla katkıda bulunan atomlar ise donör (verici) olarak adlandırılırlar.

Ayrıca, bant kenarlarından uzak Si enerji aralığında kusur halleri oluşturan azot gibi başka kirlilik atomları da vardır. Bunlar derin seviyeler olarak adlandırılırlar. Bu kusurlar genellikle kristal boyunca hareket eden serbest taşıyıcıları tuzaklayan, radyatif olmayan rekombinasyon merkezleri gibi davranırlar ve bu nedenle yüzeysel kusurların etkisini sıfırlarlar. Katkılanan kirlilik atomlarının kontrolü hemen hemen tüm yarıiletken teknolojisine anahtardır (O' Reilly 2005).

### 2.9.1. Yüzeysel kirlilikler

Bir yarıiletkene fazla bir elektron eklenmesini düşünelim. Elektron iletim bandının altında  $m_c^*$  etkin kütlesiyle serbest hareket edecektir. Pratikte, fazla elektron, bir kirlilik atomu vasıtasıyla, örneğin Si kristalinde bir Arsenik atomuyla bir Si atomunun yer değiştirmesiyle ortaya çıkar. Nötral bir arsenik atomu, bağlanmaya katılabilecek beş değerlik elektronuna sahiptir. Elektronların dördü, komşu silisyum atomlarıyla bağ yaparken bir elektronu kristal içinde serbestçe hareket edebilir. Daha sonra, bu elektron

arsenik kirlilik atomuyla ilişkili, net bir pozitif yük görece ve  $\epsilon_r$  nin, Si kristalinin dielektrik sabiti olduğu yerde, pozitif yükünden dolayı  $-e^2/4\pi\epsilon_0\epsilon_r r$  lik bir potansiyele sahip olacaktır. Bu elektronun hareketini Hamiltonian  $H^1$

$$H\psi(r) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m_c^*}\nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r}\right)\psi(r) = E\psi(r) \quad (2.9)$$

şeklinde yazabiliriz. Yani elektron kirlilik potansiyelinde  $m_c^*$  kütlesiyle hareket eden bir parçacıkmiş gibi davranır. (2.9) bağıntısında potansiyelin sıfır noktası iletkenlik bandının tabanı olarak alınmıştır. Eğer serbest elektronun kütlesi  $m$  etkin kütle  $m_c^*$  ile ve serbest uzayın dielektrik sabiti  $\epsilon_0$  yarıiletkenin dielektrik sabiti  $\epsilon_0\epsilon_r$  ile yer değiştirirse, denklem (2.9) yalıtılmış bir hidrojen atomundaki elektronun Hamiltonian'ına benzerdir. Bir izole hidrojen atomunun  $n$ . bağlanma durumunun enerjisi  $E_n^H$ 'luk temel durum enerjisiyle

$$E_n^H = -\frac{me^4}{8(\epsilon_0\hbar n)^2} \quad (2.10)$$

şeklinde verilir ve temel hal bağlanma enerjisi  $E_1^H = -13.6 \text{ eV}$ 'dur. Benzer şekilde,  $n$ . sığ kirlilik bağlı halinin bağlanma enerjisinin

$$E_n^{imp} = -\frac{m_{rc}^*}{\epsilon_r^2} E_n^H \quad (2.11)$$

bağıntısıyla verilebileceğini bekleriz. Burada ,  $m_c^*/m$  rölatif etkin kütedir.

Örneğin GaAs'deki bağlı elektron hallerini düşünelim. Eğer GaAs için rölatif elektron etkin kütesini  $m_{rc}^* = 0,067$  ve dielektrik sabitini  $\epsilon_r = 12,8$  olarak alırsak, sığ kirlilik temel hal bağlanma enerjisi 6 meV mertebesinde olur. Oda sıcaklığında, termal enerji  $kT$ , 25 meV'e eşit olduğundan, kirlilik seviyesi kesinlikle iyonize olacaktır ve elektron serbest hale geçtiği için oda sıcaklığında yarıiletkenin iletkenliğine katkıda bulunacaktır.

Kirlilik temel hali  $T'$ 'nin sifira yaklaştığı, dűřűk sıcaklıklarda doldurulmuş olmalıdır. Ancak elektron, hala, nispeten yerleşmemiş olabilir. Bir hidrojen atomunda temel hal dalga fonksiyonu  $\exp(-r/a_0)$  şeklinde olduğundan çekirdekten uzaklařtıķça zayıflar. Burada  $a_0$  Bohr yarıçapı olarak adlandırılır ve

$$a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \quad (2.12)$$

bağıntısı ile verilir. Benzer şekilde safsızlık temel hal seviyesi ile ilgili olan dalga fonksiyonu'da  $\exp(-r/a^*)$  şeklinde olduğundan, safsızlık ۆrgűsűnden uzaklařtıķça dalga fonksiyonunun azalmasını bekleriz. Burada  $a^*$ ,

$$a^* = \frac{\epsilon_r}{m_{rc}^*} a_0 \quad (2.13)$$

şeklinde verilen kusur elektron etkin Bohr yarıçapıdır.  $a_0 = 0,53\text{Å}$  olduğundan  $a^* \simeq 100\text{Å}(10^{-6}\text{cm})$  olarak elde edilir. Safsızlık seviyelerinin birbirleriyle etkileşmelerinden dolayı  $10^{18}\text{cm}^{-3}$  mertebesindeki katkı yoğunlukları için bu safsızlık seviyeleri bir safsızlık bandına dۆnűsecektir. Her bir safsızlık atomu bu banda bir elektronla katkıda bulunacağı için, bu bant yarı dolu olacaktır ve yeterince yűksek katkı yoğunlukları için, bu safsızlık bandında dűřűk sıcaklıklarda metalik tipi iletkenlik meydana gelecektir.

Bۆyle kirlilik bantlarındaki iletim çalışmaları birçok araştırma alanında çok olmuştur. Bunlar, metal-yalıtkan geçişi olarak bilinen, yűksek katkılıma yoğunluklarında yalıtkindan metalik davranışa geçişin araştırılmasını içerir (Reilly 2005).

### 2.9.2. Derin kirlilikler

Donor ve akseptۆrlerin yanısıra, yarıiletkenlerde derin kirlilikler bulunması da műmkűndűr. ۆrneđin GaP'de N ve Si'da Se kirlilik seviyeleri bant kenarlarından uzakta

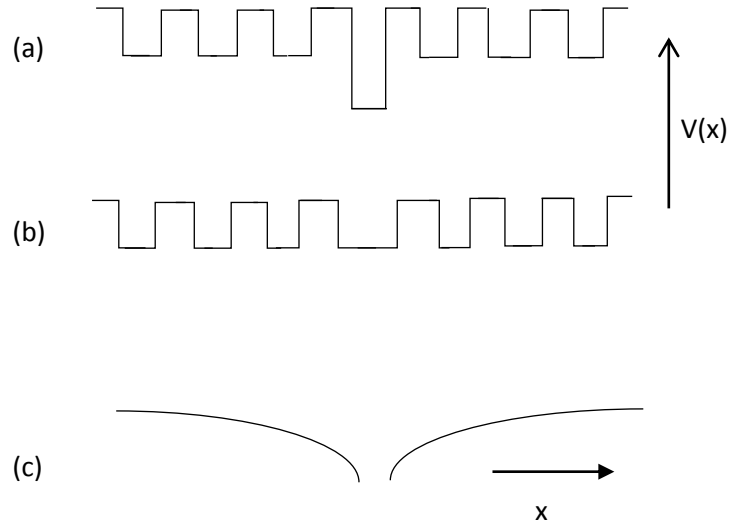
ve yasak enerji aralığının derinliğinde bulunurlar. Şimdi bu derin kirliliklerin oluşum mekanizmalarına bakalım. Periyodik Çizelgedeki 3. gruptan 7. gruba kadar atomlarla tipik olarak oluşmuş  $sp^3$ -bağlı kusurlara yoğunlaşalım. Bunlar yarıiletkenlerde derin seviyelerin önemli bir sınıfını oluşturmalarına rağmen, geçiş metal kirliliklerini düşünmeyelim. Bir kirlilik atomu, Şekil 2.8’de gösterildiği gibi üç yolla periyodik kristal potansiyelini değiştirebilir;

- Ev sahibi atomlardan daha güçlü (veya daha zayıf) elektronları çekmesi, yani farklı bir elektronegatifliğe sahip olması,
- Kovalent etkileşimlerinin gücüyle ve bağ uzunluğunun değişmesiyle örgü bozukluğunun ortaya çıkması,
- Özellikle sık kirlilik hallerinin, kusur örgüsü civarında uzun menzilli bir Coulomb potansiyeli eklemesi.

Bu üçünün ilki, elektronegativitedeki farklılık, lokal örgü bozulmaları ile birlikte, derin kirlilik seviyelerindeki eğilimlerin belirlenmesinde en önemli faktördür.

Derin seviyelerdeki eğilimleri anlamak için, ilk olarak X atomunun atomik enerji seviyesinin,  $E_x$ , hidrojen seviyesi  $E_H$  ile değiştiği yerde keyfi iki atomlu  $HX$  molekülünü göz önüne alalım.

Hidrojen molekülünde,  $H_2$ , komşu atomlardaki atomik orbitalleri, sırasıyla  $E_H + V$  ve  $E_H - V$  de bir bağlanma ve anti bağlanma seviyesi verecek şekilde birbirleriyle etkileşime girdiğini biliyoruz. Burada V negatiftir ve komşu orbitaller arasındaki kovalent etkileşimin gücünün bir ölçüsüdür.



**Şekil 2.8.** Bir kirlilik merkezi, bir periyodik potansiyeli.

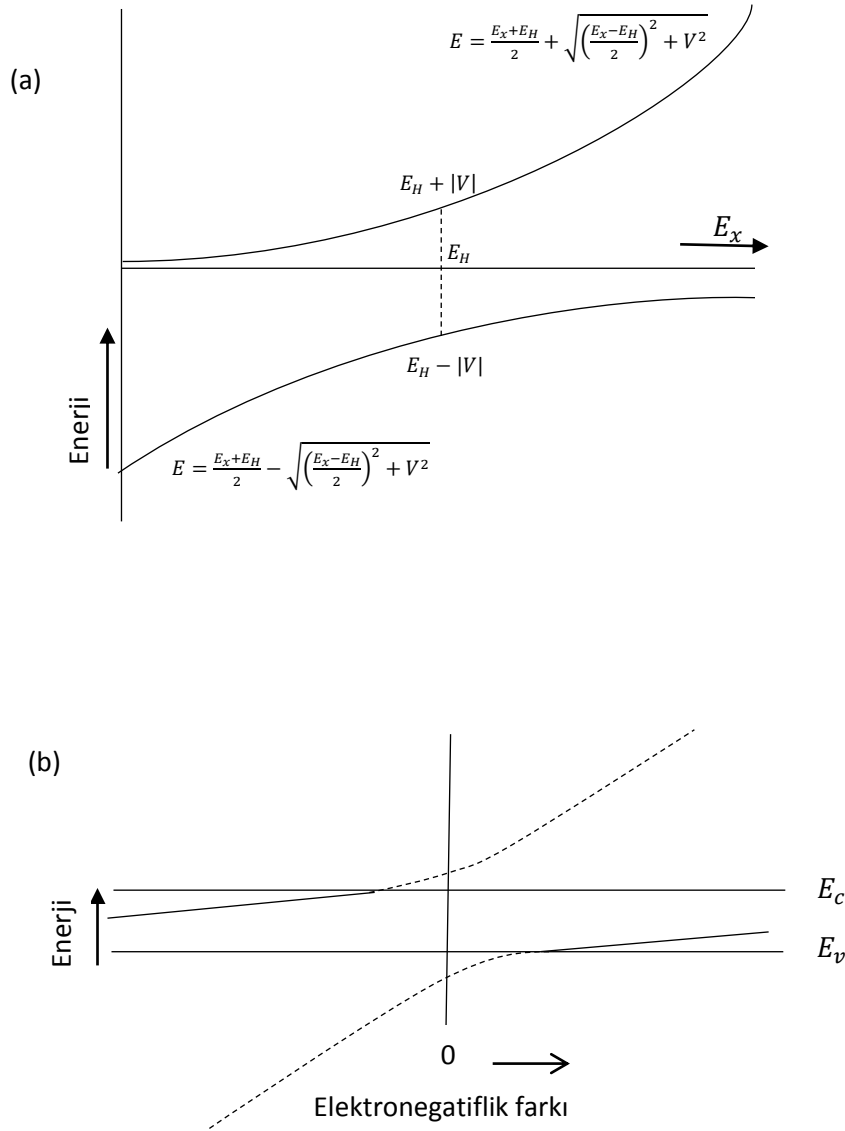
\*Daha derin (veya daha yüzeysel) bir yerel potansiyel ortaya çıkarmasıyla (a) en yakın komşu ayrışmasının bozulmasıyla (b) veya eğer yüklüyse, kirlilik merkezi civarında uzun menzilli bir Coulomb potansiyeli ortaya çıkarmasıyla (c) değiştirilebilir. Kirlilik merkezinden dolayı oluşan potansiyel her bir durumda sürekli çizgiyle gösterilmiştir.

LiH molekülüyle karşılaştırılarak, HX molekülünün en düşük iki enerji seviyesi,

$$E = \frac{E_x + E_H}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{E_x - E_H}{2}\right)^2 + V^2} \quad (2.14)$$

bağıntısı ile verilir.

X atomunun kendi  $E_x$  enerjisiyle birlikte, HX molekülünün enerji seviyesindeki değişim Şekil 2.9 (a)'da çizilmiştir.



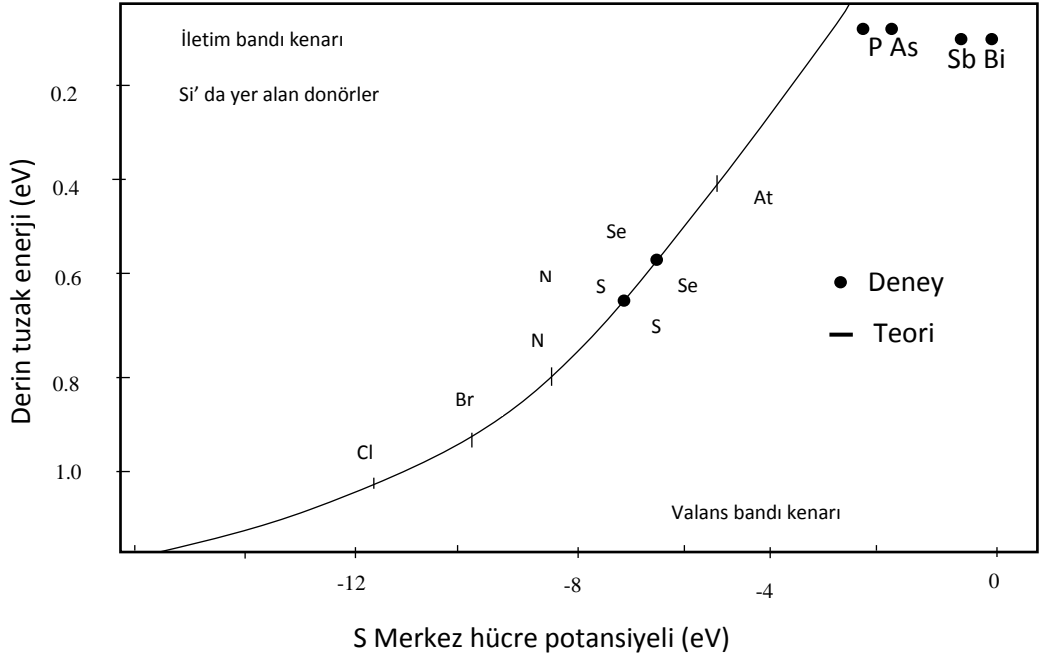
**Şekil 2.9.** (a) X atomunun kendi enerjisinden dolayı,  $E_x$ , HX molekülünün enerji seviyelerindeki varyasyon, H atomu değeriyle,  $E_H$  ilişkili olarak değişir. (b) bir yarıiletken, bağlanma ve anti bağlanma seviyeleri bantlara genişlemiştir.

\*Küçük elektronegatiflik farklılıkları için, kusur ilişkili rezonans durumları bantlarda bulunurken (kesikli çizgiler), elektronegatiflik farkının artmasıyla bu haller enerji aralığı içine kayar (sürekli çizgiler).

Şeklin sol üst tarafında, anti bağlanma seviyesi, X atomunun elektronegatifliğinin artmasıyla ( $E_x$  azalır), izole hidrojen atomunun kendi enerjisine ( $E_H$ ) yaklaşır. Sağ alt kısımda, bağlanma seviyesi,  $E_x$  in artmasıyla ve X atomunun H atomundan önemli ölçüde düşük elektronegatifliğe sahip olmasıyla, aşağıdan  $E_H$ 'e yaklaşır. Özet olarak  $|E_H - E_x|$  ve elektronegatiflik farkının artmasıyla, enerji seviyelerinden biri daima izole hidrojen atomunun kendi enerjisi,  $E_H$ 'ye yaklaşır.

Şimdi kirlilik elektronegatifliği, düşünülen kirliliğe bağlı iken ev sahibi atomun elektronegatifliğinin sabit olduğu ( $E_H$ 'nin üstünde olduğu gibi) bir tetrahedral yarıiletkeneye aynı resmi uygulayabiliriz. Yarıiletkenlerde, bağlanma ve anti bağlanma seviyeleri bantlara doğru genişlemiştir. Yeterince büyük elektronegatiflik farklılıkları için kusurlarla bağlantılı haller Şekil 2.9 (b)'de gösterildiği gibi, derin seviye oluşturarak bant aralığının içinde uyarılabilirler (sürekli çizgiler). Daha küçük elektronegatiflik farkları için, kusur halleri, kesikli çizgilerle gösterildiği gibi, bantların içinde uzanacaktır. Bantların içinde bulunan böyle kusurlarla ilgili seviyeler rezonans seviyeler olarak adlandırılırlar. Rezonans seviye iletkenlik veya valans bandıyla dejenere olduğundan dolayı bir elektron böyle bir seviyede bağlı kalmayacaktır ama genişletilmiş bant durumlarına doğru kaçabilecektir. Hidrostatik basınç, kirlilik durumlarını çalışmak için, çok kullanışlı bir araç olabilir.  $\Gamma$  iletim bant kenarı, basınçla yukarı doğru kayar ve böylece, GaAs'daki Si donörlerinde olduğu gibi, rezonanstan derin durumlara geçişlere sebep olabilir. Böyle geçişler, aynı zamanda alaşım kompozisyonunun bir fonksiyonu olarak yarıiletken alaşımlarda gözlenebilir. Si,  $x < 0.2$  için  $Al_xGa_{1-x}As$  de bir rezonans durumudur ama daha yüksek alüminyum kompozisyonlarında derin olur.

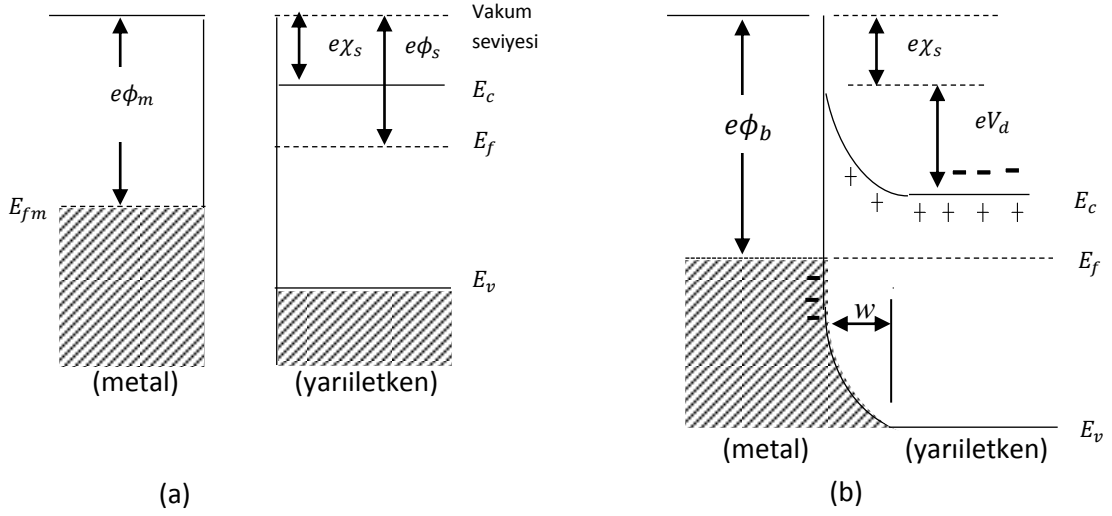
Şekil 2.10 Si da yer alan yer değiştirme donörlerinin bir aralığı için hesaplanan enerjiler ve deneysel veriler arasında bu model kullanılarak elde edilebilecek iyi bir uyuma örneğini göstermektedir. Tüm yüzeysel kirlilikler sıfır bağlanma enerjisine sahip olduğundan dolayı, teori, uzun mesafeli Coulomb potansiyeline uymaktadır (O' Reilly 2005).



**Şekil 2.10.** Si'da yer alan yer değiştirme donörlerinin bir aralığı için hesaplanmış ve deneysel olarak belirlenmiş kusur enerji seviyelerinin karşılaştırılması.

## 2.10. Metal/n-Tipi Yarıiletken Kontaklar

Şekil 2.11a, bir metalle n tipi yarıiletkenin kontak haline getirilmeden önceki enerji bant diyagramını göstermektedir. Şekil 2.11a'da  $\chi_s$  yarıiletkenin elektron yakınlığı olup, iletkenlik bandı ve vakum seviyesi arasındaki enerji farkını,  $\phi_m$  ve  $\phi_s$  metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları olup, sırasıyla metalin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki farkı ve yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki farkı ifade etmektedir.  $\phi_s$ , yarıiletkenin tipine göre değişirken  $\phi_m$ , metale has bir parametredir.



**Şekil 2.11.** Bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline gelmeden önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan temel enerji-bant yapısı.

\* + yükler donör iyonlarını, - yükler iletkenlik bandında ve metalde bulunan elektronları göstermektedir.

Metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları birbirlerine göre kıyaslanarak metal n-tipi ya da metal p-tipi yarıiletken kontaklar iki kısımda incelenir. Bunlar;

- $\phi_m > \phi_s$  olduğu durum
- $\phi_m < \phi_s$  olduğu durum

### 2.10.1. $\phi_m > \phi_s$ olduğu durum

Metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olma hali için Şekil 2.11.a'da görüldüğü gibi kontakta önce metal tarafının Fermi enerji seviyesi, yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden  $\phi_m - \phi_s$  kadar aşağıdadır.

Metalle, n-tipi yarıiletken kontak için bir araya getirildiğinde yarıiletkenden metale doğru elektron geçişi ve metalden yarıiletkene doğru pozitif yüklü olan boşluk geçişi meydana gelir. Sonuçta metal tarafında yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı metalin Fermi enerji seviyesi nispeten değişmezken yarıiletken Fermi enerji seviyesi değişir. Karşılıklı olan bu yük geçişi sonucunda metal ve yarıiletkenin Fermi enerji

seviyeleri Şekil 2.11.b’de gösterildiği gibi aynı hizaya gelmeye zorlanır ve yeni bir yük dağılımı oluşur. Karşılıklı olarak yük geçişinden sonra, metal tarafında negatif yükler ve yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur ve oluşan bu yeni yük dağılımından dolayı sağdan sola doğru yönelen bir elektrik alan meydana gelir (Sze 1981).

Metal ve yarıiletken tarafında bulunan Fermi seviyelerinin aynı hizaya gelmesi, yarıiletkende iletkenlik ve valans bandı enerji seviyelerinin Şekil 2.11.b’de görüldüğü gibi  $\phi_m - \phi_s$  kadar aşağı doğru bükülmelerine neden olur. Bunun sonucunda yüzeyde potansiyel engel adı verilen bir engel yüksekliği ortaya çıkar. Engel yüksekliği deplasyon bölgesindeki yük dağılımına bağlılık gösterir ve büyüklüğü bir metal n-tipi yarıiletken kontak için deplasyon bölgesinde iyonize olmuş donörlerin sayısına, metalle yarıiletkenin iş fonksiyonlarının büyüklüğüne ve yapıya uygulanan gerilime bağlıdır.

Elektronların metal tarafına geçmesiyle yarıiletken tarafından bantların bükülmüş olduğu serbest yüklerden yani elektronlardan arınmış bir bölge meydana gelir. Şekil 2.11.b’de  $w$  genişliğinde gösterilen bu bölge elektrik alan etkisinden dolayı serbest yüklerden arınmıştır. Elektronların bu bölgeden ayrılmalarıyla, donör konsantrasyonu metalde bulunan elektronların konsantrasyonundan çok daha az olduğu için elektronların olmadığı bu bölgeyi telafi olmamış olan pozitif donör iyonları işgal edeceklerdir. Böylece bu bölgeye “serbest yüklerden arınmış bölge”, “deplasyon bölgesi” yada “tükenim bölgesi” denir. Deplasyon bölgesinin genişliği, iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve  $V_d$  ile gösterilen difüzyon potansiyelinin büyüklüğüne bağlıdır. İyonize olmuş donör yoğunluğu ile bu bölgenin genişliği doğru orantılıdır. Difüzyon potansiyelinin büyüklüğü engel yüksekliğine bağlı olarak,

$$eV_d = e\phi_m - e\phi_s \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir.

Kontaktan sonra termal uyarılmadan dolayı metalden bazı elektronlar metalle yarıiletken arasında oluşan potansiyel engelini aşıp yarıiletkene geçecek kadar yeterli

enerjiye sahip olabilirler. Aynı şekilde yarıiletkenin içerisinde bulunan bazı elektronlar da bu potansiyel engelini aşacak kadar yeterli enerjiye sahip olabilirler. Böylece denge durumunda aynı büyüklükte eşit ve zıt yönlü akımlar olur.

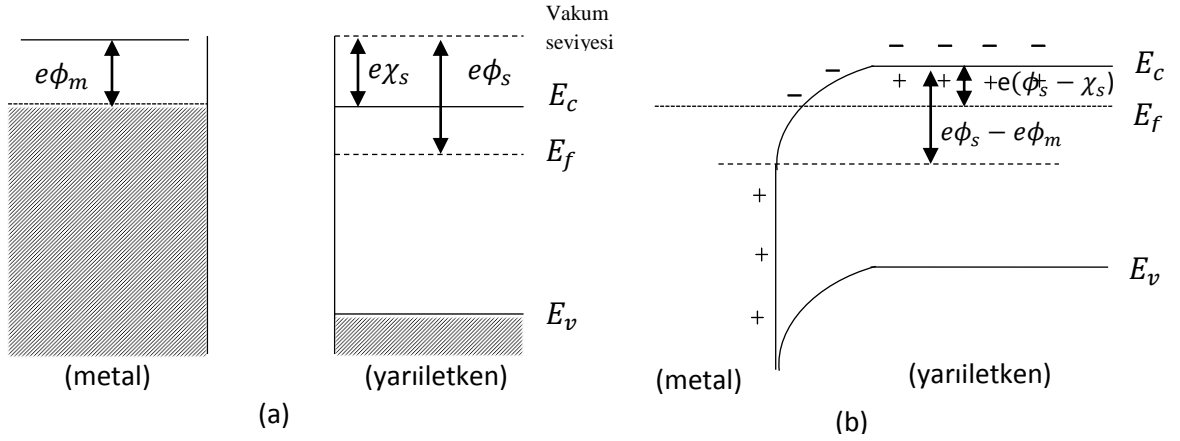
Yapıya bir gerilim uygulandığında, eklemenden geçen akım akışını uzay yükü bölgesi kontrol eder. Metal-yarıiletken kontak yapıya negatif bir gerilim uygulandığı zaman yarıiletken tarafında enerji seviyesi değişecektir. Metal tarafında engel yüksekliği değişmezken yarıiletken tarafında engel yüksekliği uygulanan ters gerilimin büyüklüğü oranında artarak Şekil 2.11.b’de gösterilen enerji seviyelerinin daha aşağıya kaymasına ve yarıiletken tarafında uzay yükü bölgesinin incelmesine neden olacaktır. Ancak yapıya pozitif bir gerilim uygulandığında yarıiletken tarafında bulunan enerji seviyesi, uygulanan gerilim değerine bağlı olarak yükselecek ve uzay yükü bölgesinin genişliğinin artmasına neden olacaktır. Böylece metal tarafından yarıiletkene doğru geçen taşıyıcıların sayısında değişim olmazken yarıiletkenden metale doğru geçen taşıyıcıların sayısında bir değişiklik olacaktır. Dolayısıyla uygulanan gerilimin polaritesine bağlı olarak taşıyıcıların sayısının değiştiği ve her iki yönde geçişlerin farklılaştığı, bu tip kontaklara doğrultucu yada Schottky kontaklar adı verilmektedir (Gülnahar 2008).

### 2.10.2. $\phi_m < \phi_s$ olduğu durum

Metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olduğu kontak tipidir. Şekil 2.12.a  $\phi_m < \phi_s$  için metal n-tipi yarıiletkenin kontakta önce enerji bant diyagramını göstermektedir. Şekil 2.12.a’da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\phi_s - \phi_m$  kadar aşağıdadır.

Metal ve yarıiletken, kontak için bir araya getirildiklerinde, metal ve yarıiletken arasında elektronlar metalden yarıiletkene doğru metal tarafında pozitif yük bırakarak ve yarıiletken tarafında negatif yük birikimi olacak şekilde yük akışı olur. Yarıiletken-metal arayüzeyinde bulunan negatif yükler iletkenlik bandında çok sayıda işgal edilmemiş enerji seviyeleri olduğu için bir yüzey yükü olarak göz önüne alınabilirler.

Karşılıklı olan bu yük mübadelesi bittikten sonra yarıiletken gövdede bulunan Fermi seviyesi  $\phi_s - \phi_m$  kadar yükselir ve bunun sonucunda yarıiletken tarafında iletkenlik ve valans bantları Şekil 2.12.b'de gösterildiği gibi aynı oranda yukarı doğru bükülür.



**Şekil 2.12.**  $\phi_m < \phi_s$  olduğu durumda metal n-tipi yarıiletkenin kontakta önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan enerji bant yapısı.

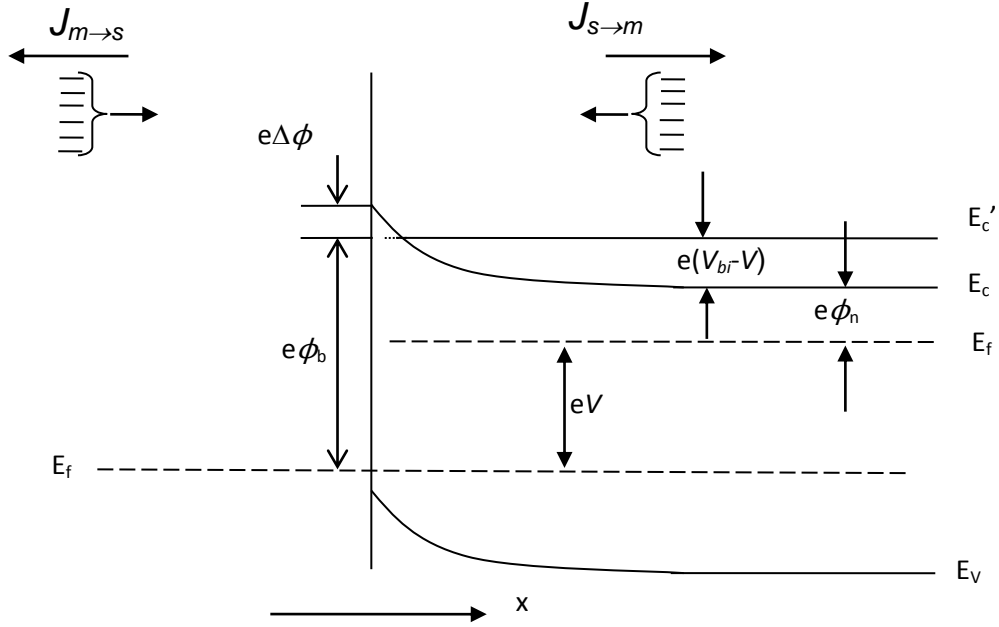
\*+ yükler donör iyonlarını, - yükler elektronları göstermektedir.

Kontakta sonra metal yarıiletken kontakta pozitif gerilim uygulanırsa Şekil 2.12.b'de gösterilen yarıiletken tarafında bant kenarı aşağı doğru bükülme olacağından metalden yarıiletkene doğru elektron akışı rahatlıkla gerçekleşecek ve tersi polaritede bir gerilim uygulandığında bant kenarı Şekil 2.12.b'de gösterildiğinden daha fazla oranda yukarı doğru bükülecektir. Bu durumda yarıiletkenden metale doğru elektron akışı çok rahatlıkla sağlanabilecektir.

Metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale doğru elektron akışının serbest olduğu kontaklara omik kontaklar veya enjeksiyon kontakları denir. Omik kontak eklem bir tarafından diğer tarafına doğru akımın herhangi bir zorlukla karşılaşmadan ve uygulanan gerilime bağlı olmadan rahatlıkla aktığı ve ohm kanununa uyan kontak çeşididir. Omik kontaklarda  $\phi_s - \chi_s$  değeri nispeten küçük olduğundan elektronlar herhangi bir zorlukla karşılaşmadan engel boyunca rahatlıkla hareket edebilirler (Gülnahar 2008).

## 2.11. Schottky Diyodlarda Termoionik Emisyon Teorisi

Schottky kontaklarda bir potansiyel engeli üzerinden elektron taşınması prosedürü termoionik emisyon teorisi ile ifade edilmektedir (Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı termoionik emisyon olarak bilinir). Metal/yarıiletken Schottky diyodlarda termoionik emisyon teorisi taşıyıcıların termal enerjilerinden ötürü potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesi olayıdır. Schottky diyodlarda akım, çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyodlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyodlarda ise boşluklar akımı sağlar. Termoionik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontağa ait potansiyel engelinin,  $kT$  enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu göz önünde bulundurulmaktadır.



**Şekil 2.13.** Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta imaj kuvvet azalma etkisi

Şekil.2.13'de  $V$  büyüklüğünde düz beslem gerilimi uygulanmış bir Schottky kontak görülmektedir. Burada  $J_{s \rightarrow m}$  yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu ve

$J_{m \rightarrow s}$  de metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğudur.  $J_{s \rightarrow m}$  akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur ve bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.16)$$

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

$$dn = g_c(E) f_F(E) d(E) \quad (2.17)$$

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

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.18)$$

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

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.19)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (2.20)$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad (2.21)$$

olur. Bu sonuçlar kullanıldığında 2.17 ifadesi,

$$dn = 2 \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.22)$$

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

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

şeklinde olur. Buradan (2.16) ifadesi,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z, \quad (2.23)$$

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

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{bi} - V)}{kT} \quad (2.24.a)$$

$$\frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2 \quad (2.24.b)$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad (2.24.c)$$

Ayrıca minimum  $v_{ox}$  hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V) \quad (2.25)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda  $v_x \rightarrow v_{ox}$  koşulu için  $\alpha = 0$  olur. Yine

$v_x dv_x = \left( \frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha$  yazılabilir. Bu ifadeler (2.23) denkleminde kullanıldığında;

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left( \frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left( \frac{-e\phi_n}{kT} \right) \exp\left[ \frac{-e(V_{bi} - V)}{kT} \right] \\ \times \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.26)$$

bağıntısı elde edilir. Bu son ifadenin integrali alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[ \frac{-e(\phi_n + V_{bi})}{kT} \right] \exp\left( \frac{eV}{kT} \right) \quad (2.27)$$

veya

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[ \frac{-e\phi_b}{kT} \right] \exp\left( \frac{eV}{kT} \right) \quad (2.28)$$

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

$$J_{m \rightarrow s} = \left( \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[ \frac{-e\phi_b}{kT} \right] \quad (2.29)$$

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

$$J = \left[ A^* T^2 \exp \left( \frac{-e\phi_b}{kT} \right) \right] \left[ \exp \left( \frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $A^*$  termioyonik emisyon için Richardson sabiti olup,

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.31)$$

olarak verilir. Genel bir durum için (2.30) ifadesi,

$$J = J_{sT} \left[ \exp \left( \frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

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

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp \left( \frac{-e\phi_b}{kT} \right) \quad (2.33)$$

biçiminde ifade edilir.  $\phi_b$  Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve  $\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi$  şeklinde verildiği göz önüne alındığında (2.33) ifadesi yeniden,

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.34)$$

biçiminde yazılabilir. Engel yüksekliğindeki  $\Delta\phi$  değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artar (Asubay 2008).

## 2.12. Cheung Fonksiyonları Yardımı İle Schottky Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi

Metal/yarıiletken kontak yapısının doğru beslem  $I$ - $V$  karakteristikleri yardımıyla Schottky diyod parametrelerinin hesaplanmasında Cheung (1986), tarafından farklı bir model ileri sürülmüştür. Termoyonik emisyonun bulunan akım yoğunluğu ( $J$ ), diyodun etkin alanı  $A$  ile çarpılırsa diyodtan geçen toplam akım;

$$I = AJ = \left[ AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.35)$$

olarak elde edilir. Bu ifadede  $eV \gg kT$  ise, 1 ihmal edilebilir. Pratikte uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesine düşmediği dikkate alındığında, ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan ( $n$ ) idealite faktörünü dikkate alıp akım denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = A/J = \left[ AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.36)$$

Uygulanan gerilim  $V$ 'nin  $IR_s$  kadarlık miktarı seri direnç üzerine düşeceği için  $V$  yerine  $V - IR_s$  yazarak yukarıdaki ifadeyi aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$I = A/J = \left[ AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.37)$$

Son eşitlikten;

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) + n\phi_b + IR_s \quad (2.38)$$

ifadesi bulunur. (2.38) eşitliğinin  $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.39)$$

ifadesi elde edilir. (2.39) eşitliğinde,  $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nın  $I$ 'ya göre grafiği bir doğru olacaktır.

Bu grafikten elde edilecek olan doğrunun eğimi nötral bölge direncini ya da  $R_s$  seri direncini verecektir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü bulunabilir. Potansiyel engeli  $\phi_b$  'yi bulmak için;

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) \quad (2.40)$$

şeklinde bir  $H(I)$  fonksiyonu tanımlanabilir. (2.38) ve (2.39) eşitliklerinden;

$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad (2.41)$$

yazılabilir. (2.41) eşitliği göz önüne alınarak  $H(I) - I$  grafiği çizildiğinde bu grafik de bir doğru şeklinde olacak ve bu doğrunun eğimi de  $R_s$  seri direncini verecektir. Bu doğrunun  $H(I)$  eksenini kestiği noktadan da engel yüksekliği  $e\phi_b$  bulunur (Aydoğan 2004).

### 2.13. Norde Metodu Yardımıyla Schottky Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi

İdeal Schottky engel diyonu için akım gerilim karakteristiği denklem (2.35)'de ve doyma akımı ifadesi de;

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad (2.42)$$

şeklinde verilmektedir.

Eğer diyodun seri direnci esas alınırsa farklılıklar ortaya çıkar. Grafiğin doğru kısmı  $kT/q \ll V \ll IR_s$  aralığına denk gelecektir.  $R_s$  çok büyük olduğunda doyma akımının güvenilir değeri çok küçük olacaktır. Ayrıca gerilimin büyük olduğu yerde bu aralık kullanılırsa, diyodun rekombinasyon akımı toplam akımın önemli bir parçası olabilir. Bu durumda ekstrapolasyonlarla  $I_s$  değerini hesaplamak çok güvenilir olmaz.

Seri direnç ile bu problem birçok durumda  $F(V)$  fonksiyonunun grafiği kullanılarak çözümlenebilir.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1}{AA^*T^2}\right) \quad (2.43)$$

Diyod için seri direnç  $R_s$ , akım denklemi (2.37) ile verilmişti.  $V_d > kT/q$  olduğunu kabul edersek denklem (2.43) ve (2.37)'den

$$F(V) = \phi_b + IR_s - \frac{1}{2}V \quad (2.44)$$

yazılabilir. İdeal durum için  $R_s=0$ ,  $F(V)$  düz bir çizgi verir ve eğim 0,5 olarak elde edilir. Bu doğrunun  $F(V)$  eksenini kestiği nokta  $\phi_b$ 'yi verir. Diğer bir deyişle sadece bir direnç için elde edersek

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left( \frac{V}{R_{AA} T^2} \right) \quad (2.45)$$

denklemini elde edilebilir.

Yüksek gerilimler için eğim=+0,5 ile düz bir çizgiye yaklaşacaktır. İdeal durum için  $F(V)$ , düşük akım değerleri ve yaklaşık  $F_R(V)$ , büyük akım değerleri arasındadır. Bazı yerlerde iki  $F(V)$  doğrusu minimuma sahip olur.

$$\frac{dF}{dV} = R_s \left( \frac{dI}{dV} \right) - \frac{1}{2} \quad (2.46)$$

Buradan da

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_d} \left[ 1 + R_s \left( \frac{dI}{dV_d} \right) \right]^{-1} \quad (2.47)$$

ve

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{d}{dV_d} [I_s \exp(\beta V_d)] = \beta I \quad (2.48)$$

ve

$$\frac{dF}{dV_d} = \frac{\beta R I}{1 + \beta R I} - \frac{1}{2} \quad (2.49)$$

bağıntıları elde edilir.

$dF/dV=0$  yerine yazılırsa  $F(V)$ 'nin minimum değerinde  $I_0$  akımı elde edilecektir. Denklem (2.49)'dan

$$I_0 = \frac{1}{\beta R} = \frac{kT}{qR} \quad (2.50)$$

elde edilir.

Denklemler kullanılarak uyum gerilimi  $V_0$

$$V_0 = I_0 R_s + V_d(I_0) = \frac{1}{\beta} + \ln\left(\frac{I_0}{AA^*T^2}\right) \quad (2.51)$$

yazılır ve  $F(V)$ 'nin minimum değerinden

$$F(V_0) = \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \left(\frac{I_0}{AA^*T^2}\right) \quad (2.52)$$

$I_0, V_0$  ve  $F(V_0)$ 'in ölçülen değerleri denklem (2.50) ve (2.52)'de kullanılarak

$$R_s = \frac{kT}{qI_0} \quad (2.53)$$

$$\phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{kT}{q} \quad (2.54)$$

bağıntıları elde edilir.

Norde'nin kullandığı bu metot ideal durumlar ve seri direncin küçük olduğu durumlar için geçerli olup, Bohlin ideal olmayan durumlar için genelleştirilmiş Norde metodunu kullanarak seri direnç ve n değerlerinin hesaplanabileceğini göstermiştir (Bohlin 1986).

Denklem (2.35) ile daha önce verilen akım gerilim karakteristiğini göz önüne alırsak, seri bir F(V) fonksiyonu yazılabilir.

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} [\ln(I/AA^*T^2)] \quad (2.55)$$

Burada  $\gamma$ , n'den büyük keyfi bir sabittir. Denklem (2.52) ve (2.55) birleştirilirse

$$F(V, \gamma) = (1/\gamma - 1/n)V + \phi_b + IR_s/n \quad (2.56)$$

bağıntısı elde edilir. İdeal bir diyod için seri direnç sıfır  $F(V, \gamma)$  fonksiyonu düz bir doğru ve eğimi de  $(n-\gamma)/\gamma n$  olacaktır. Diğer bir deyişle sadece bir direnç varsa fonksiyon

$$F(V, \gamma) = V/\gamma - 1/\beta [\ln(V/R_s AA^*T^2)] \quad (2.57)$$

olacaktır.

Bu fonksiyon gerilimin büyük değerleri için  $1/\gamma$  eğimi ile düz çizgiye yaklaşacaktır.  $\gamma$  sabiti n'den büyük olduğu sürece fonksiyon minimuma sahip olacaktır.

Denklem (2.56)'in gerilime bağlı diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dF}{dV} = \frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} + \frac{R_s}{n} \left( \frac{dI}{dV} \right) \quad (2.58)$$

ve denklem (2.52)'den

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta I}{n} - \beta R_s I \left( \frac{dI}{dV} \right) / n \quad (2.59)$$

böylece

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta I}{n} / \left( 1 + \frac{\beta R_s I}{n} \right) \quad (2.60)$$

yazılabilir. Denklem (2.58) ve (2.60) birleştirilirse

$$\frac{dF}{dV} = \frac{(n - \gamma + \beta R_s I)}{[\gamma(n + \beta R_s I)]}$$

bağıntısı elde edilir.

$dF/dV=0$  minimum değerinde

$$I_0 = (\gamma - n)/(\beta R_s) \quad (2.61)$$

yazılabilir. Denklem (2.52) ve (2.58) kullanılarak

$$F(V_0, \gamma) = (1/\gamma - 1/n)V_0 - (\gamma - n)/(\beta n) \quad (2.62)$$

bağıntısına ulaşılır.

Bu arada  $I_0$  ve  $V_0$  değerleri minimumda benzeşirler. Sonuç olarak;

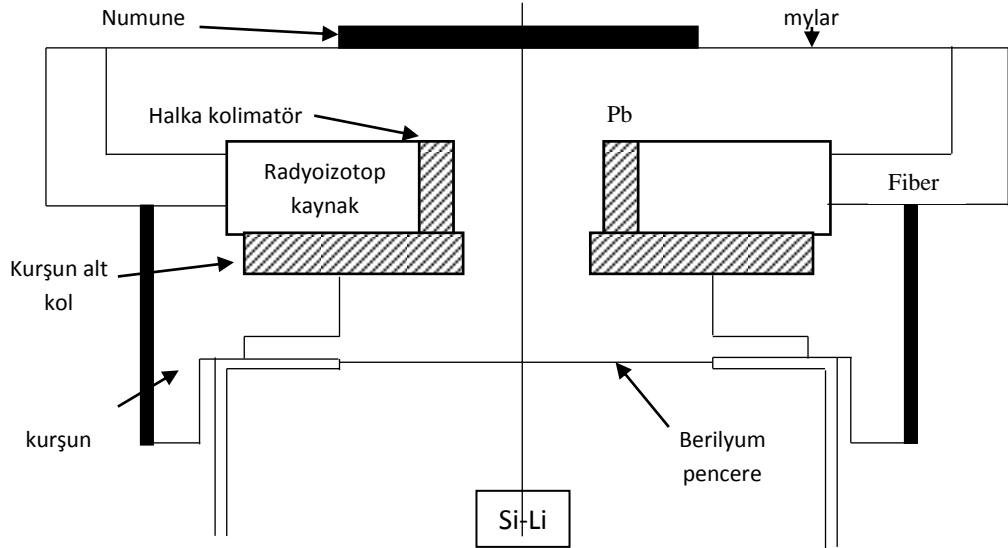
$$\phi_b = F(V_0, \gamma) + \left( \frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right) V_0 - (\gamma - n)/(\beta n) \quad (2.63)$$

$$R_s = (\gamma - n)/(\beta I_0) \quad (2.64)$$

bağıntıları elde edilir.

#### 2.14. XRF Tekniği İle Maddelerin Analizi

X-ışınları floresans tekniği (XRF), yayınlanan karakteristik x-ışınının dalga boyu veya enerjisinin ölçülmesiyle, element hakkında bilgi verir. Bu metot önce, yayınlanmış karakteristik çizginin enerjisinin veya dalga boyunun ölçülmesiyle verilen bir elementin, nitel analizin tayininin yapılmasını sağlar ve sonra bu çizginin şiddetinin ölçülmesiyle de elementel konsantrasyon tayin edilebilir.



**Şekil 2.14.** X-ışınları floresans analiz sisteminin geometrisi.

X-ışınları floresans tekniği, genel olarak foton madde etkileşmesi sonucu meydana gelen karakteristik X-ışınları ve saçılma fotonlarının nicel ve nitel değerlendirilmesine bağlı olarak uygulanan bir tekniktir. Katı, sıvı, toz hatta gaz durumlarında bile uygulanabilmektedir.

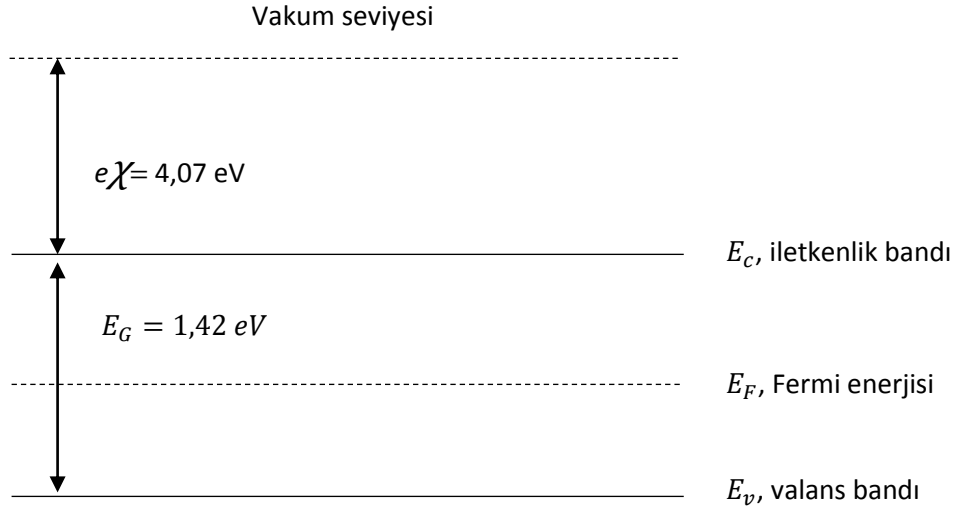
XRF tekniği ile hızlı, duyarlı ve güvenilir bir şekilde malzemeye zarar vermeden düşük maliyetle kısa sürede ölçüm yapılmaktadır. Bu nedenle bilimsel ve teknolojik araştırmalarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

XRF sistemleri ile farklı formlardaki numunelerde sodyum-uranyum aralığındaki elementlerin analizleri numune matrisine bağılı olarak, ppm-% konsantrasyon mertebesinde, tahribatsız, hızlı ve güvenilir bir şekilde yapılmaktadır. Portatif  $\mu$ -XRF cihazı ile 70  $\mu\text{m}$  çaplı alanlarda tarama ve haritalandırma yapılabilmekte, element analizleri herhangi bir numune hazırlama işlemi gerekmeden gerçekleştirilebilmektedir. Cihazın taşınabilir olması, yerinde analizi de mümkün kılmaktadır (Arslan 2010).

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

#### 3.1. GaAs Yarıiletkeninin Tanıtılması

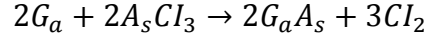
GaAs periyodik Çizelgenin III. grubunda bulunan Galyum (Ga) ve V. Grubunda bulunan Arsenik (As) elementlerinden meydana gelen III-V bileşik yarıiletkenidir. GaAs ilk olarak 1920'li yıllarda Goldschmidt tarafından üretilmiştir. Şekil 3.1 GaAs için enerji-bant diyagramını göstermektedir. Bu şekilde  $E_c$ , iletkenlik bandının taban enerji seviyesi,  $E_f$ , Fermi enerji seviyesi,  $E_v$ , valans bandının tavanının enerji seviyesi,  $\chi$ , yarıiletkenin elektron ilgisi (GaAs için  $e\chi=4,07$  eV), ve  $E_G$ , yarıiletkenin yasak enerji aralığıdır (GaAs için  $E_G=1,42$  eV). Yasak enerji aralığı sıcaklığa, yarıiletken malzemenin cinsine, saflığına ve katkılama profiline bağlıdır.



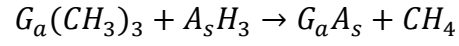
**Şekil 3.1.** GaAs için enerji- bant diyagramı

GaAs, değişik tekniklerle kristal yapıda büyütülebilir. Bunlardan birincisi, Bridgman-Stockbarger tekniği olup bu teknikte GaAs, Ga ve As buharı bir ucu soğutucuya bağlı bir tohum kristal üzerinde reaksiyona girecek şekilde bir yatay fırın kullanılarak büyütülür. İkinci teknik LEC (Liquid Encapsulated Czochralski) tekniğidir. Burada

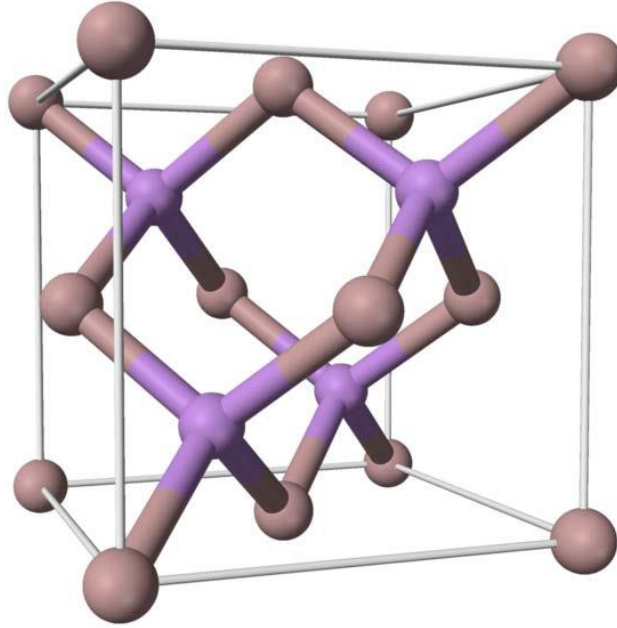
GaAs, As basıncı altında bir pota içindeki Ga eriyiğinin bir tohum kristal üzerinde büyütülmesiyle elde edilir. Diğer bir teknik de VPE (Vapour Phase Epitaxy) olup bu teknikte gaz fazındaki galyum metali ile arsenik triklorid'in aşağıda yazılan reaksiyonu ile GaAs filmler elde edilir.



En son olarak MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapour Deposition) kullanılarak GaAs kristali, trimetil galyum ve arsin'in aşağıda yazılan reaksiyonu sonucunda elde edilir.



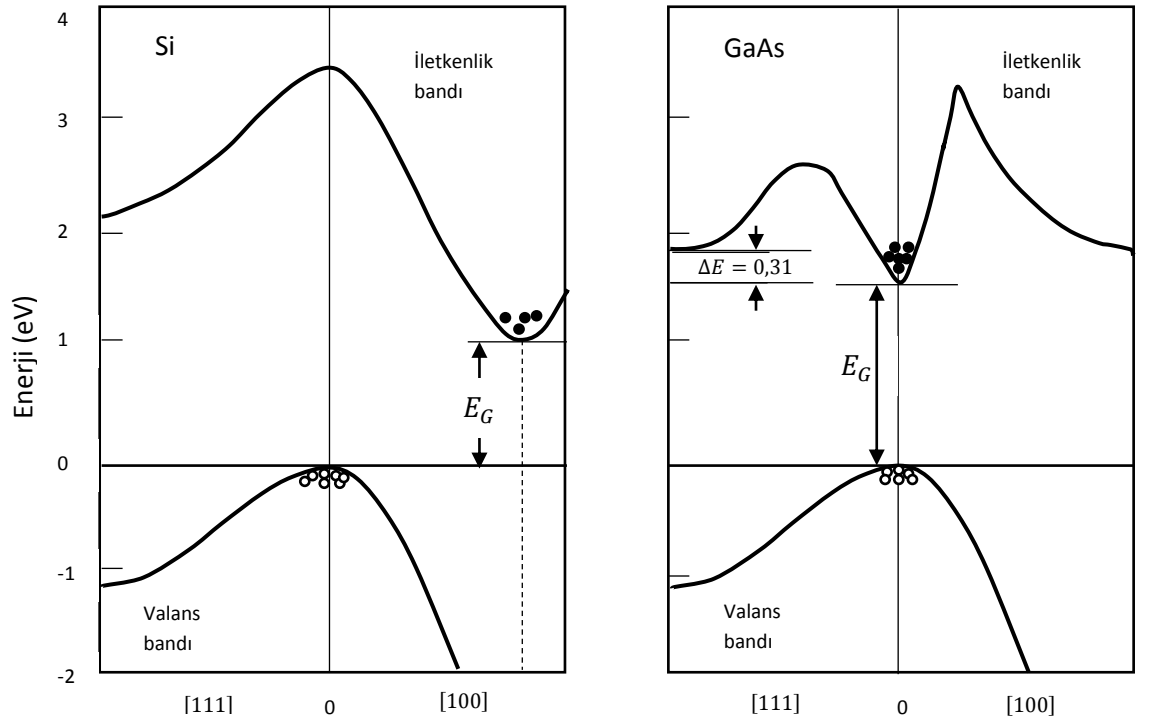
Şekil 3.2, GaAs kristal yapısını göstermektedir. Burada arsenik ve galyum atomlarının elmas kristal örgüdeki yerleşimi açık bir şekilde görülmektedir



**Şekil 3.2.** Elmas yapıdaki GaAs'ın kristal yapısı.

\*Pembe kürecikler As atomlarını, kahverengi kürecikler Ga atomlarını temsil etmektedir.

Şekil 3.3, GaAs için iletkenlik bandının tabanıyla, valans bandının tepesinin aynı  $k$  dalga vektörü değerinde olduğunu göstermektedir. Bu, GaAs için valans bandından iletkenlik bandına geçen bir elektron için momentum değişimi olmayacağını göstermektedir. Bu özelliğinden dolayı GaAs, doğrudan bant aralıklı yarıiletken olarak adlandırılır ve optoelektronik devrelerde kullanılabilir. Oysa aynı şekilde, Si için valans bandının tepesi ile iletkenlik bandının tabanının aynı  $k$  değerinde olmadığı açıkça görülmektedir. Bu durumda valans bandından iletkenlik bandına doğru olan elektron geçişi esnasında momentum değişimi söz konusu olacaktır. Si bu özelliğinden dolayı doğrudan olmayan bant aralıklı yarıiletken sınıfına girer ve bundan dolayı optik uygulamalarda kullanılamaz.



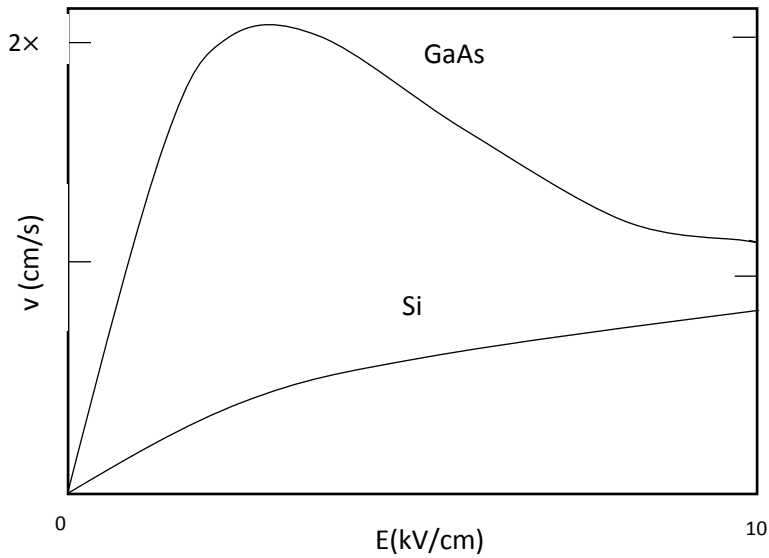
**Şekil 3.3.** Si ve GaAs için enerji- bant yapıları.

\*Boş daireler (○), valans bandındaki pozitif boşlukları, dolu daireler (●) ise iletkenlik bandındaki elektronları temsil etmektedir.

Silisyumun, doğada bol miktarda bulunması, kolay işlenmesi ve fiziğinin iyi anlaşılması olmasından dolayı yarıiletken teknolojisinde son 40 yıldan fazla süredir genişçe kullanılan

bir malzeme olduğu aşıkârdır. Silisyumun bu baskın özelliklerinden dolayı, GaAs bu zaman diliminde askeri ve ticari alanlar dâhil önemsenmeyecek derecede az ilgi uyandırmıştır. Ancak, mikrodalga frekanslarında çalışan yarıiletken devre elemanları için artan taleple birlikte GaAs'ı işlemenin ortaya çıkması, GaAs'ı yarıiletken pazarında silisyum teknolojisiyle yarışır hale getirmiştir.

GaAs'ın silisyuma karşı avantajlarından birincisi yüksek elektron mobilitesine sahip olmasıdır. Bu özellik GaAs'ın mikrodalga frekanslarda çalışmasını sağlayan en önemli nedendir. Çünkü mobilite, taşıyıcı hareketliliğiyle ilgili bir parametre olup yük taşıyıcısının (elektron veya boşluk) uygulanan elektrik alandan ne kadar çok etkilendiğini gösteren bir niceliktir. Bundan dolayı taşıyıcı hızının elektrik alana karşı grafiği bize taşıyıcı mobilitesi hakkında bilgi verir. Şekil 3.4, Si ve GaAs için uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcı hızlarının değişimini göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi GaAs için maksimum nokta ele alındığında GaAs'ın elektron mobilitesinin silisyum'unkinden yaklaşık 6 kattan daha yüksek olduğu açıkça görülebilir. Yapılan çalışmalar GaAs dijital devre elemanlarının Silisyumdan yapılanlara göre 2 ile 5 kat arasında daha hızlı çalıştığını ve daha düşük güç kaybı gösterdiğini bildirmektedir.



**Şekil 3.4.** Elektrik alanının fonksiyonu olarak Si ve GaAs için taşıyıcı hızlarının değişimi.

GaAs sadece hız avantajından değil aynı zamanda yarı yalıtkan taban malzeme olarak üretilme özelliğinden dolayıda yarıiletken endüstrisinde yaygın bir kullanıma sahip olmuştur. Yarı yalıtkan özelliği devre elemanları arasında yalıtım görevi göreceğinden, düşük elektronik gürültüye ve eksiksiz bir tümleşik devre üretimine yol açar.

Bunlara ilave olarak GaAs, Silisyuma göre daha büyük bir yasak enerji aralığına sahip olduğu için özdirenci daha büyüktür. Bu durum, kısa azınlık taşıyıcı hayat süresine sahip olması ile de birleştirilince GaAs'ın radyasyona karşı daha dayanıklı bir malzeme olmasını sağlamaktadır (Güllü 2008).

### 3.2. n-GaAs Yarıiletkenlerin Temizlenmesi

Yapılan çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, 450  $\mu\text{m}$  kalınlıkta, donör konsantrasyonu  $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olan ve bir yüzü parlatılmış n-GaAs yarıiletkeni kullanıldı. Yarıiletkene temizlik işlemi olarak aşağıdaki adımlar uygulandı.

- 1- Trikloretillen ile ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
- 2- Azot gazı ( $N_2$ ) ile kurutma.
- 3- Aseton ile ultrasonik olarak 5 dakika yıkama
- 4- Azot gazı ( $N_2$ ) ile kurutma
- 5- Metanol ile ultrasonik olarak 5 dakika yıkama
- 6- Azot gazı ( $N_2$ ) ile kurutma
- 7- Deiyonize su ile iyice yıkama
- 8-  $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O$  (5:1:1) ile 1 dakika yıkama
- 9- Deiyonize su ile iyice yıkama
- 10- Azot gazı ( $N_2$ ) ile kurutma

### 3.3. n-GaAs Yarıiletkenlere Omik Kontak Yapılması

Kimyasal temizleme işleminden sonra numunenin mat tarafına omik kontak yapılması gerekmektedir. Buharlaştırmada kullanılan In ilk önce %10'luk HCl ile yıkanıp de

iyonize su ile iyice temizlendikten sonra kurutularak vakum cihazı içine yerleştirilmiştir. Vakum içindeki basınç, yaklaşık  $10^{-6}$  Torr değerine düşüncü, kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş In, *n*-GaAs yarıiletkeninin mat tarafı üzerine buharlaştırılmıştır. Vakum cihazından çıkarılan numune kuvars pota içerisine yerleştirilmiş ve önceden yakılarak hazır hale getirilen fırında 425°C’de, 3 dakika  $N_2$  ortamında tavlama işlemi ile omik kontak yapımı gerçekleştirilmiştir. Bu aşamadan sonra numuneye Schottky kontak yapmak için önceden hazırlanmış olan belli oranlardaki alaşımlarla Schottky kontak yapmak için numune tekrar vakum sistemi içerisine yerleştirilmiştir.

#### **3.4. Au-Cu ve Ag-Cu Alaşımlarının Hazırlanması**

Schottky kontak yapımına geçmeden önce *n*-GaAs yarıiletkeninin parlak yüzeyine yapacağımız doğrultucu kontağın alaşımlarını hazırlamak için öncelikle alaşım elde etmede kullanılacak Au, Cu ve Ag metalleri, ikili alaşımlar elde etmek için, farklı oranlarda hassas terazide tartılmıştır. Au-Cu (%75-%25), Au-Cu (%50-%50), Au-Cu (%25-%75), Ag-Cu (%75-%25), Ag-Cu (%50-%50) ve Ag-Cu (%25-%75) olacak şekilde 6 farklı oran hazırlanmıştır. Bütün metaller %10’luk HCl çözeltisinde 30 sn yıkandıktan sonra deyonize su ile iyice yıkanıp kurutulmuştur. Vakum pompasının içinde molibden ısıtıcısının üzerine yerleştirilen kuvars potanın içine öncelikle Au-Cu (%75-%25) metalleri yerleştirilmiştir ve pompa  $10^{-6}$  Torr basınçta vakuma alınarak metaller kuvars potanın içinde eritilerek bir birinin içine geçmesi sağlanmıştır. Diğer oranlardaki alaşımlarda benzer şekilde hazırlanmıştır. Hazırlanan alaşımların oranlarının doğruluğunu tespit etmek için, alaşımlar XRF tekniği ile analiz edilmiştir. Elde edilen analiz sonuçları Çizelge 3.1’de verilmiştir. Elde edilen sonuçların ağırlıkça oranlara yakın olduğu görülmüştür.

**Çizelge 3.1.** Farklı oranlardaki Au-Cu ve Ag-Cu alaşımlarının XRF analiz sonuçları

%50Au-%50Cu için	Au: %53,2	Cu: %46,8
%75Au-%25Cu için	Au: %78,9	Cu: %21,1
%25Au-%75Cu için	Au: %28,8	Cu: %71,2
%50Ag-%50Cu için	Ag: %52,9	Cu: %47,1
%75Ag-%25Cu için	Ag: %72,8	Cu: %26,2
%25Ag-%75Cu için	Ag: %21,7	Cu: %78,3

### 3.5. Farklı Oranlarda Hazırlanan Au-Cu ve Ag-Cu Alaşımları ile Schottky Diyodların Üretilmesi

Farklı oranlarda hazırlanan Au-Cu ve Ag-Cu alaşımlarının her biri ayrı ayrı %10 HCL çözeltisinde yıkanıp deyonize su ile iyice temizlenip kurutulduktan sonra yine her biri ayrı ayrı vakum sistemi içindeki molibden potaya yerleştirilmiştir. Daha sonra omik kontaktları yapılmış altı adet n-GaAs yarıiletkenlerinin parlak yüzeylerine  $10^{-6}$  Torr vakum ortamında alaşımların her biri ayrı ayrı buharlaştırılarak Schottky kontaklar elde edilmiştir. Alaşımların ve kontaktların yapıldığı vakum pompası Şekil 3.5'de, tavlama fırını da Şekil 3.6'da gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Alaşım ve kontakların hazırlandığı vakum pompası.



Şekil 3.6. Omik kontakların yapımında ve tavlama işleminde kullanılan fırın.

### 3.6. Deney ve Ölçüm Sistemi

Üretilen altı adet Au-Cu/n-GaAs (üç adet), Ag-Cu/n-GaAs (üç adet) diyodların akım-voltaj ölçümleri oda sıcaklığında “KEITHLEY 487 Picoammeter Voltage Source” cihazı ile alındı. Akım-voltaj karakteristikleri üzerine tavlama etkisini incelemek için altı numunenin her biri 100, 200 ve 300°C’de tavlama fırınında azot gazı ortamında 5 dk tavlandı ve oda sıcaklığında akım-voltaj ölçümleri tekrarlandı. Elde edilen verilerden diyodların her birinin idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnci gibi parametreleri farklı metotlarla hesaplandı. Akım-voltaj ölçümlerinin gerçekleştirildiği sistem Şekil 3.7’de görülmektedir.



Şekil 3.7. Akım-voltaj ölçümlerinin alındığı sistem

## 4. ARAŞTIRMA BULGULARI

### 4.1. Giriş

Bu çalışmada Au-Cu/n-GaAs ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky diyodların her biri üç farklı alaşım oranına bağlı olarak hazırlanmıştır. Bu oranlar %50Au-%50Cu, %75Au-%25Cu, %25Au-%75Cu, %50Ag-%50Cu, %75Ag-%25Cu ve %25Ag-%75Cu dir. Bu alaşımlardan üretilen diyodların herbirinin  $I$ - $V$  karakteristiklerinden diyod parametreleri termal tavlamaaya bağlı olarak Termoiyonik emisyon, Cheung ve Norde olmak üzere üç farklı metotla ayrı ayrı hesaplanmıştır. Üretilen altı adet numune, yazım karmaşasına sebep vermemek için;

%50Au-%50Cu/n-GaAs  $\longrightarrow$  AUCUD1  
 %75Au-%25Cu/n-GaAs  $\longrightarrow$  AUCUD2  
 %25Au-%75Cu/n-GaAs  $\longrightarrow$  AUCUD3  
 %50Ag-%50Cu/n-GaAs  $\longrightarrow$  AGCUD1  
 %75Ag-%25Cu/n-GaAs  $\longrightarrow$  AGCUD2  
 %25Ag-%75Cu/n-GaAs  $\longrightarrow$  AGCUD3

şeklinde yeniden isimlendirilmiştir ve bundan sonra tezde bu isimler kullanılacaktır.

### 4.2. Üretilen Au-Cu/n-GaAs Ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky Diyodlarının $I$ - $V$ Ölçümlerinden Diyod Parametrelerinin Termal Tavlamaaya Bağlı Olarak Belirlenmesi

Hazırlanan altı adet diyodun her birinin önce oda sıcaklığında  $I$ - $V$  ölçümleri alındı,  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri çizildi ve termoiyonik emisyon metoduyla  $I_0$ ,  $n$  ve  $\phi_b$  gibi diyod parametreleri hesaplandı. Yine Cheung metodu kullanılarak  $H(I)$ - $I$  ve  $dV/(d(\ln I))$ - $I$  grafikleri çizildi ve bu grafiklerden diyodların  $n$ ,  $\phi_b$  ve  $R_s$  değerleri hesaplandı. Aynı şekilde Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodu kullanılarak  $F(V)$ - $V$  grafikleri çizildi ve bu grafiklerden de yine diyodların  $\phi_b$  ve  $R_s$  değerleri hesaplandı. Diyodların

karakteristik parametreleri üzerine termal tavlamanın etkisini incelemek için, diyodlar sırasıyla 100, 200 ve 300°C'de tavlandı, oda sıcaklığında  $I$ - $V$  ölçümleri tekrarlandı ve aynı metotlarla karakteristik parametreleri hesaplanarak termal kararlılıkları karşılaştırıldı. Doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri yardımıyla diyodların idealite faktörü (ideal bir diyod için  $n=1$  dir ve  $n$  değeri arttıkça diyod ideallikten uzaklaşır), engel yüksekliği ve yüksek akım değerlerine karşılık gelen ve lineerliğin bozulduğu bölge yardımıyla da seri direnç değerleri hesaplanabilir.  $eV \gg nkT$  olduğu durumda ideal diyod denklemi

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

şeklinindedir. Bu denklemin her iki tarafının tabii logaritması alınıp,  $V$ 'ye göre türevi alınırsa idealite faktörü

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.2)$$

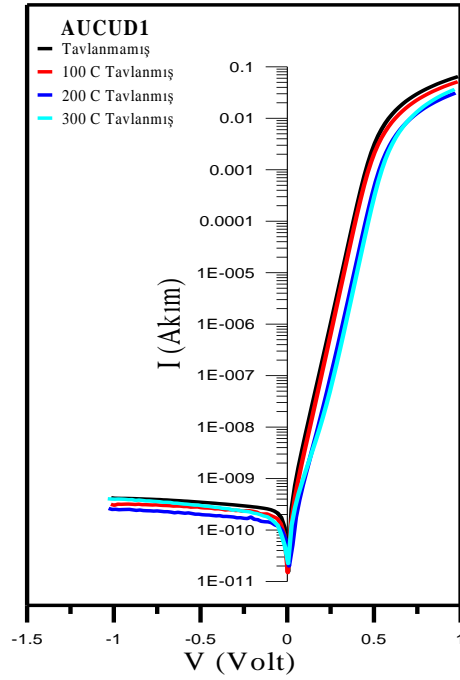
şeklinde elde edilir.  $\ln(I)$ - $V$  grafiğinin doğru beslem kısmındaki lineer bölgenin eğiminden  $dV/d(\ln I)$  değeri elde edilebilir. Elde edilen bu değer  $e/kT$  ( $e$ , elektronun yükü= $1,6 \times 10^{-19}$ C,  $k$ , Boltzmann sabiti= $8,625 \times 10^{-5}$  eV/K ve  $T$ , kelvin cinsinden sıcaklıktır) ile çarpılarak idealite faktörü değeri bulunur. Doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafiğine yapılan doğrusal fitin  $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği noktadan  $I_0$  doyma akımı belirlenir. Termoyonik emisyon teoriye göre doyma akımının matematiksel ifadesi

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad (4.3)$$

şeklinindedir. Bu ifade tabii logaritması alınarak engel yüksekliği  $\phi_b$ 'ye göre çözümlerse

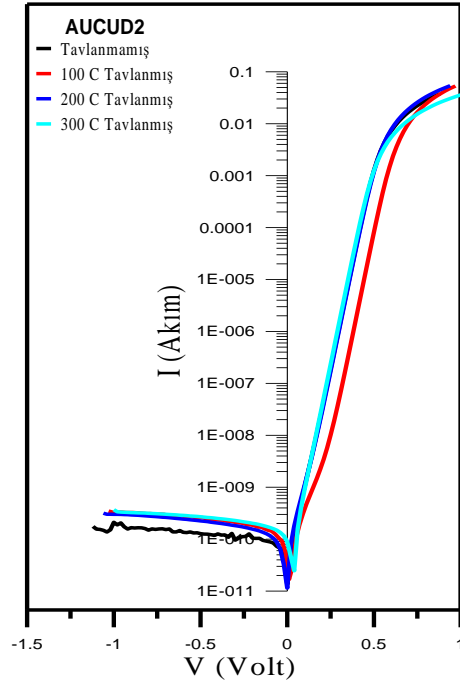
$$\phi_b = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.4)$$

bağıntısı elde edilir. Bu bağıntı kullanılarak diyodların engel yüksekliği değerleri hesaplanabilir. Bağıntıdaki  $A$ , diyodun etkin alanı ( $A=7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ )  $A^*$ , Richardson sabiti olup n-GaAs için  $8,16 \text{ A/k}^2\text{cm}^2$  dir. AUCUD1 numunesinin  $\ln(I)$ -  $V$  grafikleri tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak Şekil 4.1’de verilmiştir. Bu diyodun oda sıcaklığında termoiyonik emisyon teorisinden bulunan  $n$  ve  $\phi_b$  (denklem (4.2) ve (4.4)’den hesaplanan) değerleri sırasıyla 1,11 ve 0,81 eV’ dur. Diyod  $100^\circ\text{C}$ ,  $200^\circ\text{C}$  ve  $300^\circ\text{C}$ ’de tavlandıktan sonra oda sıcaklığında alınan  $I$ - $V$  ölçümlerinden tekrar  $n$  ve  $\phi_b$  değerleri hesaplanmıştır. Elde edilen  $n$ ,  $\phi_b$  ve  $I_0$  değerleri Çizelge 4.1’de verilmiştir. Çizelge 4.1’den de görüldüğü gibi,  $n$  ve  $\phi_b$  artan tavlama sıcaklığıyla hafifçe artarken,  $I_0$  azalmıştır.

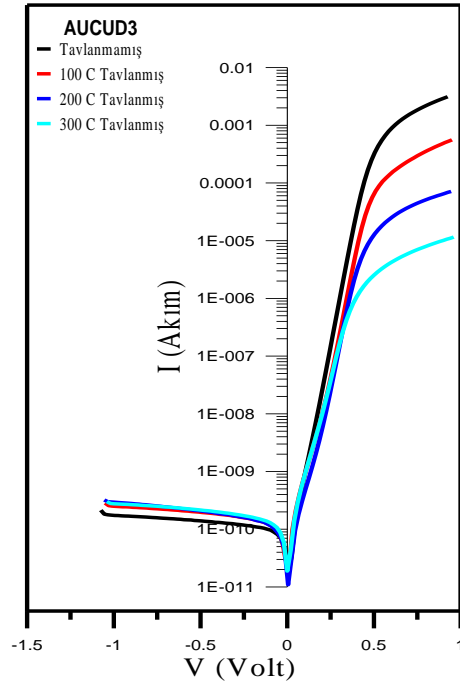


**Şekil 4.1.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri.

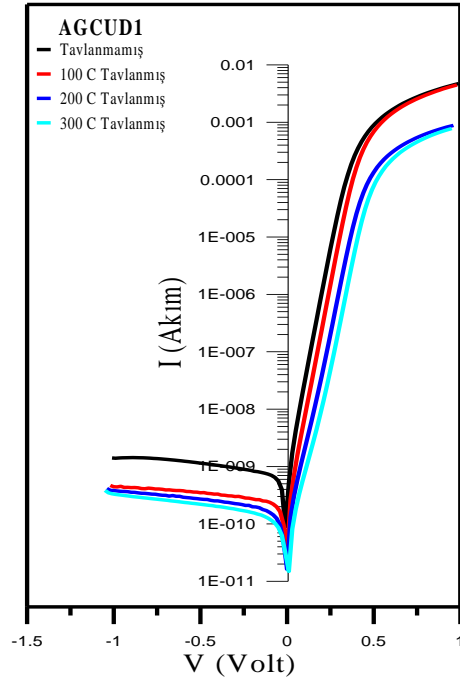
AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak çizilen  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri sırasıyla Şekil 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 ve 4.6’da gösterilmiştir. Bu grafiklerden yararlanılarak hesaplanan  $n$ ,  $\phi_b$  ve  $I_0$  değerleri Çizelge 4.1’de verilmiştir. Hemen hemen bütün numuneler tavlama sıcaklığına bağlı olarak benzer davranış göstermişlerdir.



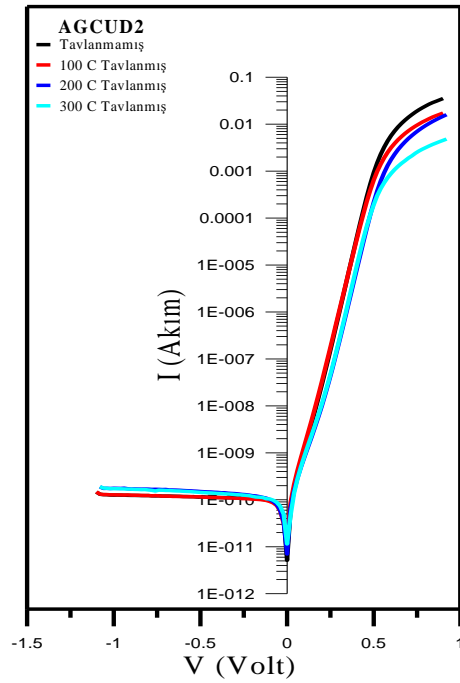
**Şekil 4.2.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri.



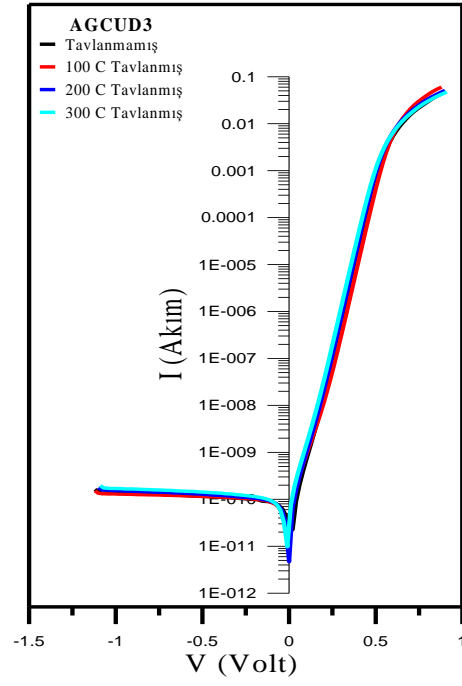
**Şekil 4.3.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri.



**Şekil 4.4.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri.



**Şekil 4.5.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri.



**Şekil 4.6.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin  $\ln(I)$ - $V$  grafikleri.

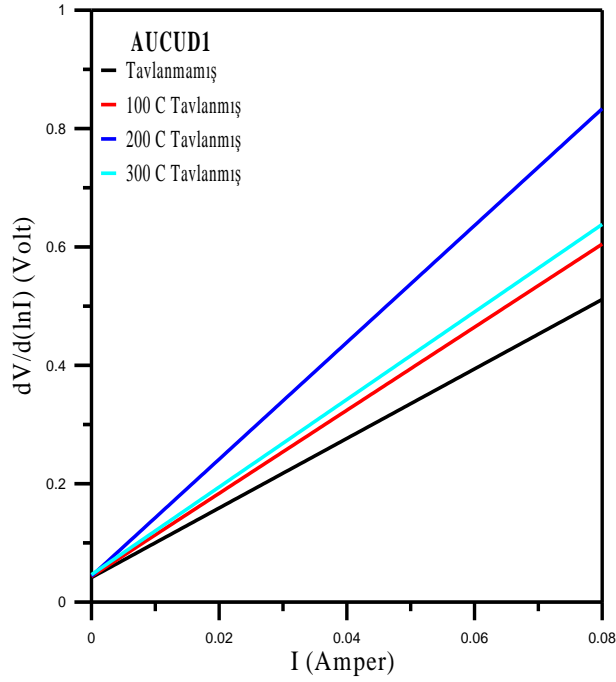
**Çizelge 4.1.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AUGUD3 numunelerinin doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  karakteristiklerinden hesaplanan  $n$ ,  $\phi_b$  ve  $I_0$  değerleri.

Numune Adı	Tavlama sıcaklığı (°C)	$n$	$I_0$ (A)	$\Phi_b$ (eV)
AUCUD1	Tavlansmamış	1,10	1,57E-10	0,81
	100	1,11	1,05E-10	0,82
	200	1,18	3,18E-11	0,85
	300	1,24	3,47E-11	0,85
AUCUD2	Tavlansmamış	1,08	2,59E-11	0,85
	100	1,07	1,21E-12	0,93
	200	1,07	2,35E-12	0,86
	300	1,04	7,93E-11	0,83
AUCUD3	Tavlansmamış	1,10	2,40E-11	0,86
	100	1,18	1,58E-11	0,87
	200	1,26	1,38E-11	0,87
	300	1,49	5,84E-11	0,83
AGCUD1	Tavlansmamış	1,07	7,31E-10	0,77
	100	1,09	1,93E-10	0,80
	200	1,21	7,51E-11	0,83
	300	1,25	2,73E-11	0,85
AGCUD2	Tavlansmamış	1,12	3,37E-11	0,85
	100	1,16	4,75E-11	0,84
	200	1,12	7,09E-12	0,89
	300	1,12	7,79E-12	0,89
AGCUD3	Tavlansmamış	1,13	1,89E-11	0,86
	100	1,12	1,20E-11	0,87
	200	1,09	1,83E-11	0,86
	300	1,09	2,96E-11	0,85

### 4.3. Üretilen Au-Cu/n-GaAs Ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky Diyodlarının Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyod Parametrelerinin Termal Tavlamaya Bağlı Olarak Belirlenmesi

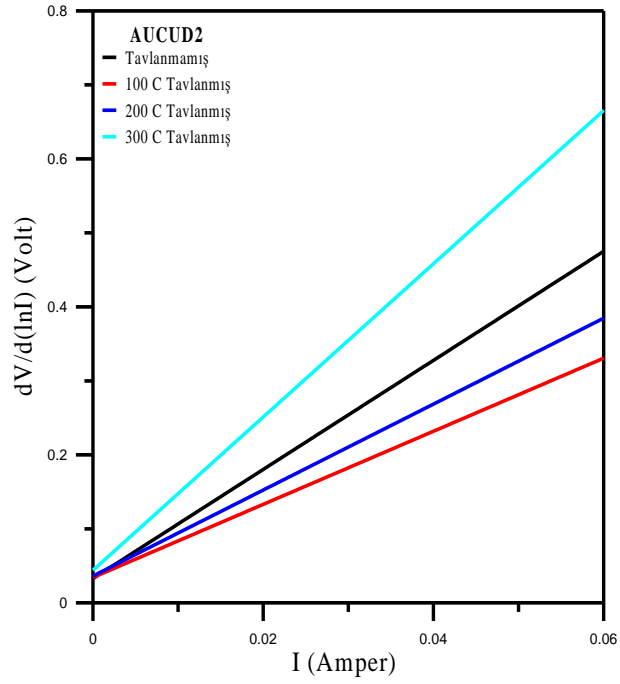
Detayları kesim 2.12’de verilen Cheung fonksiyonları yardımıyla ((2.39) ve (2.41) denklemleri) diyodların idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri tekrar hesaplanabilir. (2.39) denklemi dikkate alınarak  $dV/d(\ln I)$ - $I$  doğrusal grafiği çizilebilir. Bu doğrunun  $I=0$ ’dan düşey  $dV/d(\ln I)$ - $I$  eksenini kestiği noktadan diyodun

idealite faktörü, doğrunun eğiminden ise seri direnç değerleri elde edilebilir. AUCUD1 diyodunun tavlama sıcaklığına bağlı olarak çizilen  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri Şekil 4.7’de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen idealite faktörü ve seri direnç değerleri Çizelge 4.2’de görülmektedir. Bu çizelgeden de görüldüğü gibi, hem idealite faktörü değerleri hemde seri direnç değerleri artan tavlama sıcaklığı ile hafifçe artmıştır.

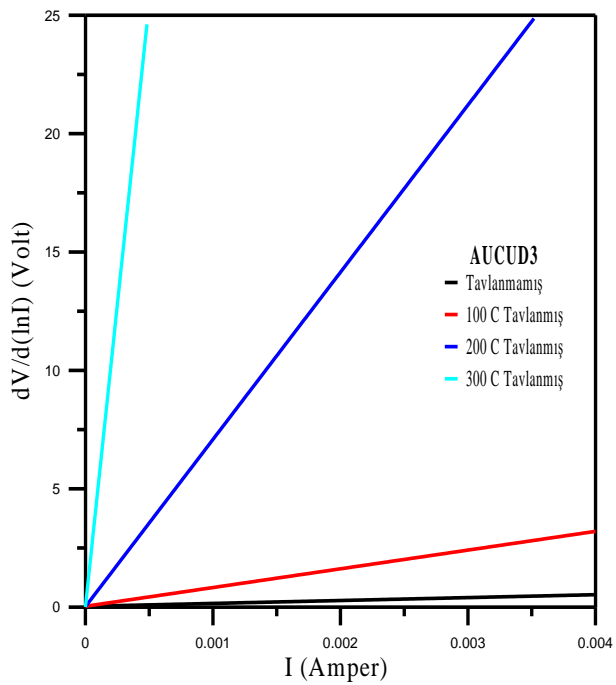


**Şekil 4.7.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri.

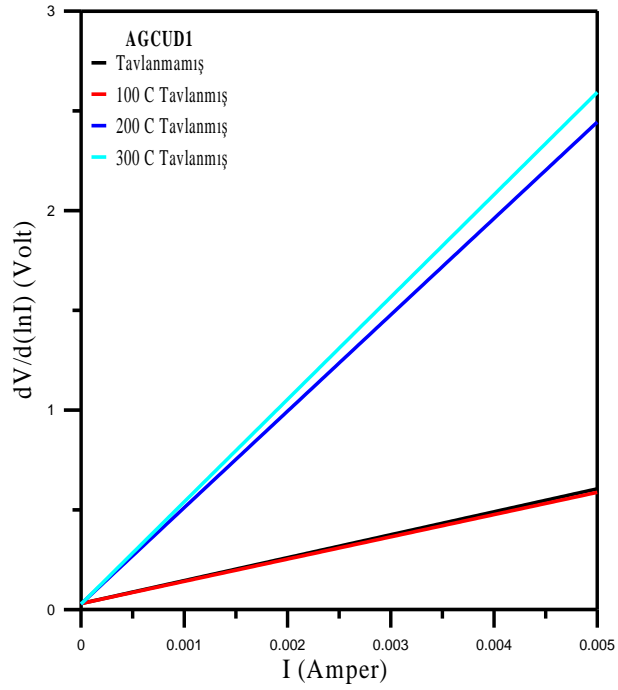
AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerin yüksek akım ve yüksek gerilim bölgelerinden tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak elde edilen  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri sırasıyla 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 ve 4.12’de verilmiştir. (2.39) denklemi dikkate alınarak bu grafiklerden hesaplanan idealite faktörü ve seri direnç değerleri Çizelge 4.2’de görülmektedir. Bu çizelge dikkatle incelendiğinde, hemen hemen bütün numunelerde hem idealite faktörü değerlerinin hem de seri direnç değerlerinin artan tavlama sıcaklığıyla hafifçe arttığı görülmektedir.



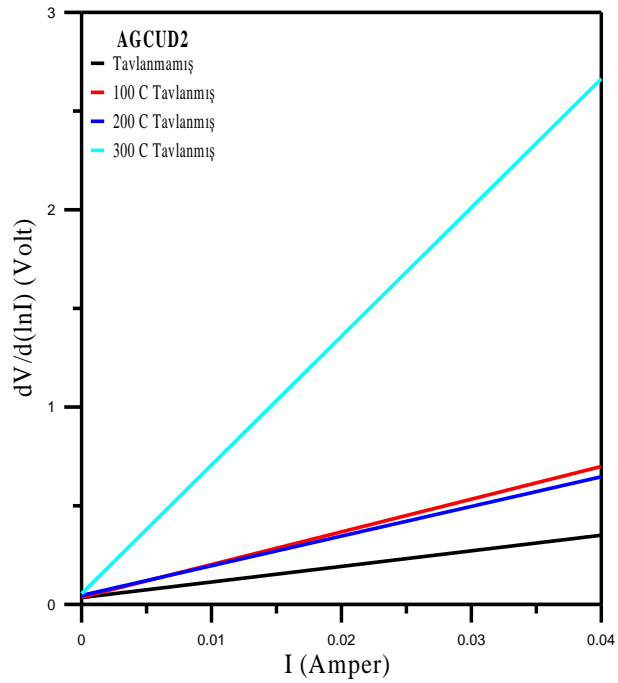
**Şekil 4.8.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin  $dV/d(\ln I)-I$  grafikleri.



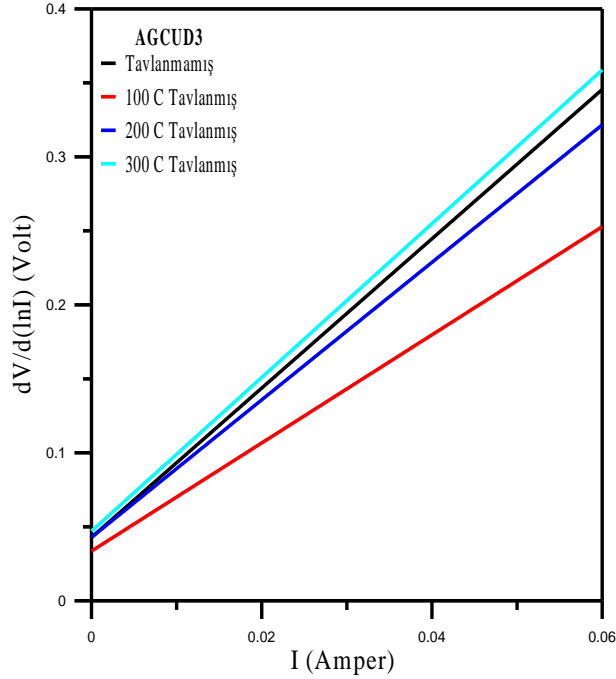
**Şekil 4.9.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin  $dV/d(\ln I)-I$  grafikleri.



**Şekil 4.10.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri.

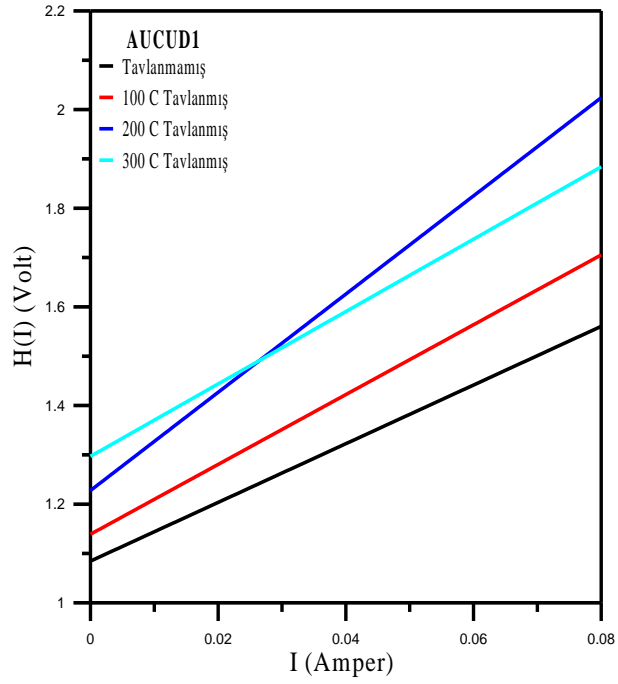


**Şekil 4.11.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri.

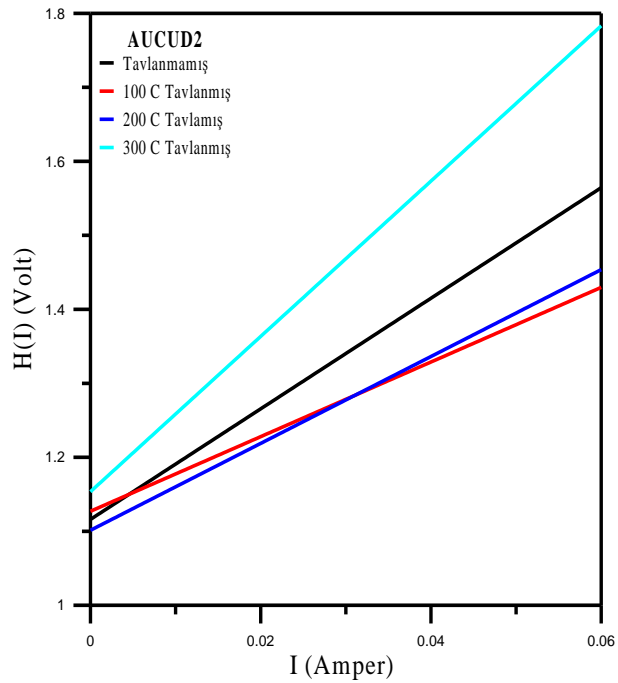


**Şekil 4.12.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin  $dV/d(\ln I)$ - $I$  grafikleri.

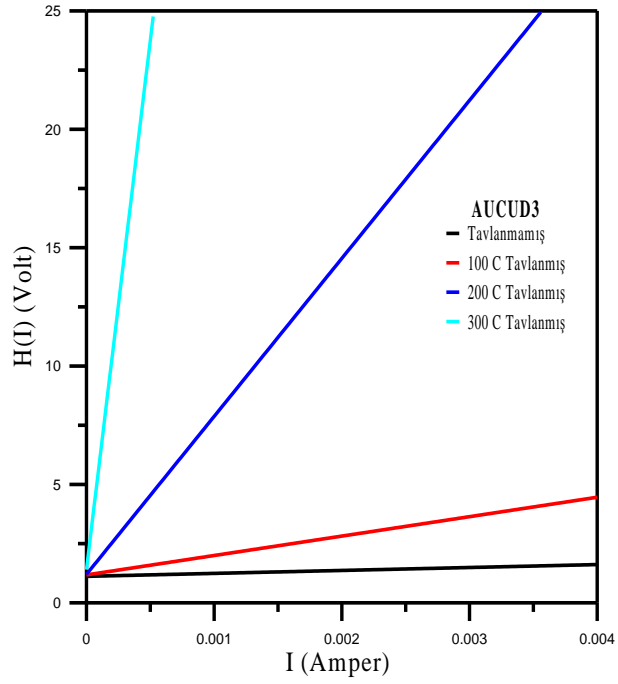
Cheung metodunun ikinci fonksiyonu (2.41) denklemi ile verilmişti. Bu denklem yardımıyla elde edilen  $H(I)$ - $I$  grafiği de doğrusal değişime sahiptir ve  $I=0$  iken doğrunun  $H(I)$  düşey eksenini kestiği noktadan engel yüksekliğini ve doğrunun eğiminden de diyodun seri direnç değerlerini hesaplayabiliriz. Her bir numune için  $H(I)$  değerleri hesaplanarak  $H(I)$ - $I$  grafikleri tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak çizilmiştir. AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri sırasıyla şekil 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.17 ve 4.18'de gösterilmiştir. Bu grafiklerden elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerleri'de Çizelge 4.2'de verilmiştir. Çizelgeden de görüldüğü gibi, hemen hemen bütün numunelerde hem engel yüksekliği değerlerinin hem de seri direnç değerlerinin artan tavlama sıcaklığı ile belirli bir değer aralığında hafifçe değiştiği gözlenmiştir. Ayrıca bütün numuneler için, iki ayrı Cheung fonksiyonundan elde edilen seri direnç değerlerinin birbirlerine son derece yakın olduğu gözlemlenmiştir.



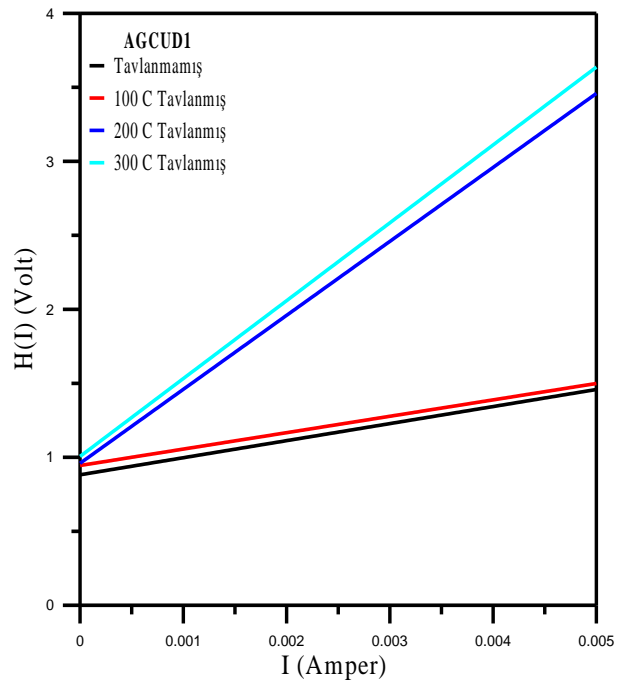
**Şekil 4.13.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri.



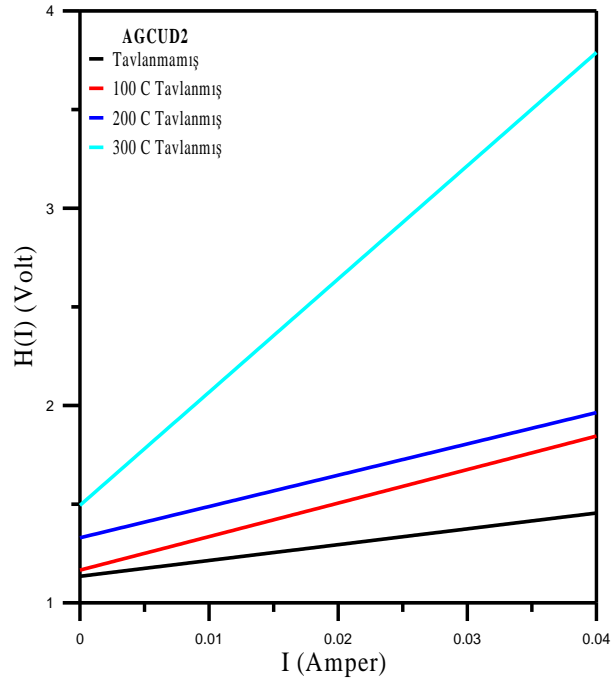
**Şekil 4.14.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri.



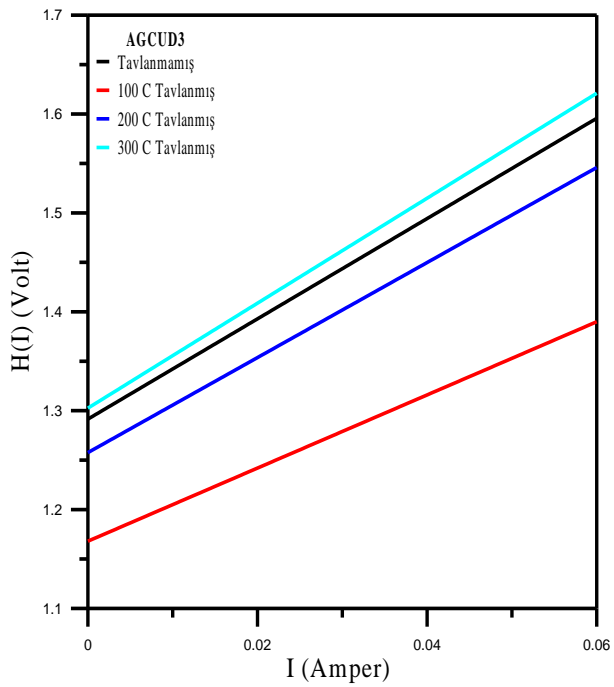
**Şekil 4.15.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri.



**Şekil 4.16.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri.



**Şekil 4.17.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri.



**Şekil 4.18.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin  $H(I)$ - $I$  grafikleri.

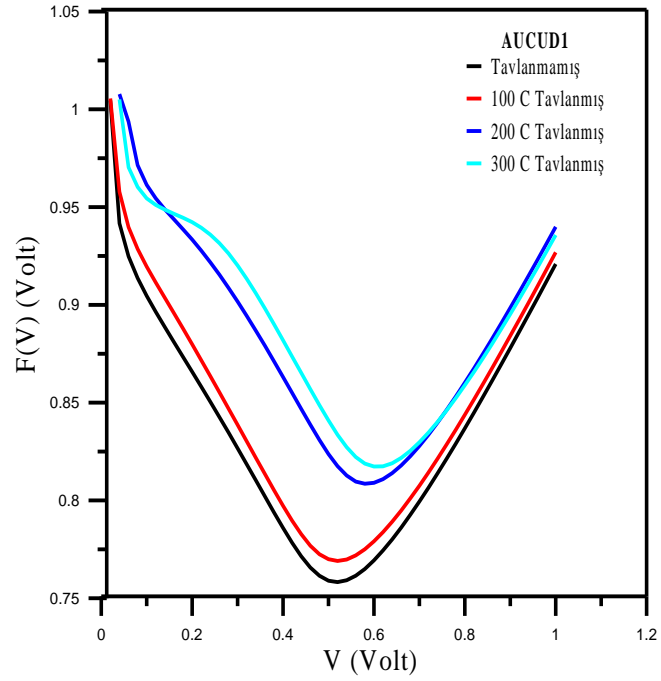
**Çizelge 4.2.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin Cheung metoduyla hesaplanan  $n$ ,  $\phi_b$  ve  $R_s$  değerleri.

Numune Adı	Tavlama sıcaklığı (°C)	Cheung Metodu				Rs ortalma ( $\Omega$ )
		dv(lnI)-I		H(I)-I		
		$n$	$RS_1$ ( $\Omega$ )	$\phi_b$ (eV)	$RS_2$ ( $\Omega$ )	
AUCUD1	Tavlansmamış	1,58	5,87	0,68	5,95	5,91
	100	1,66	7,02	0,69	7,08	7,05
	200	1,70	9,87	0,72	9,96	9,92
	300	1,82	7,40	0,71	7,34	7,37
AUCUD2	Tavlansmamış	1,28	7,37	0,89	7,47	7,42
	100	1,31	4,94	0,86	5,04	4,99
	200	1,39	5,81	0,79	5,87	5,84
	300	1,70	10,36	0,68	10,49	10,43
AUCUD3	Tavlansmamış	1,35	122,93	0,83	124,30	123,62
	100	1,43	790,40	0,86	808,11	799,26
	200	1,43	6599,52	0,84	6673,10	6636,31
	300	1,74	44148,49	0,81	44710,77	44429,63
AGCUD1	Tavlansmamış	1,17	115,00	0,75	115,29	115,15
	100	1,21	111,03	0,78	110,86	110,95
	200	1,07	487,48	0,89	499,89	493,68
	300	1,06	513,16	0,95	526,20	519,68
AGCUD2	Tavlansmamış	1,34	7,89	0,85	8,02	7,96
	100	1,39	16,56	0,84	16,98	16,77
	200	1,74	15,03	0,76	15,86	15,45
	300	2,13	65,22	0,70	57,38	61,30
AGCUD3	Tavlansmamış	1,66	5,05	0,78	5,07	5,06
	100	1,31	3,63	0,89	3,70	3,67
	200	1,66	4,65	0,76	4,81	4,73
	300	1,82	5,20	0,72	5,31	5,26

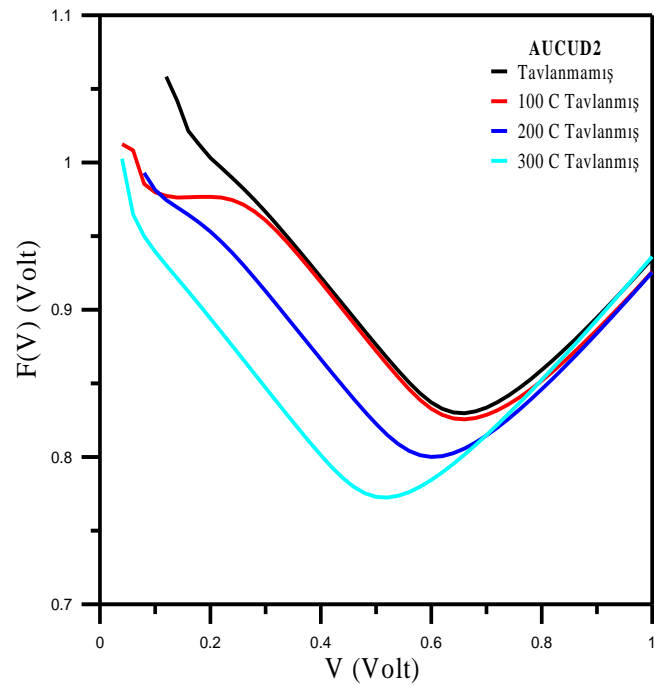
#### 4.4. Üretilen Au-Cu/n-GaAs ve Ag-Cu/n-GaAs Schottky Diyodlarının Norde Metodu Yardımıyla Schottky Diyod Parametrelerinin Termal Tavlamaya Bağlı Olarak Belirlenmesi

Diyod parametrelerini, özellikle diyod seri direncini, hesaplamak için yaygın olarak kullanılan bir diğer metod Norde metodudur. Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodunun detayları kesim 2.13'te verilmişti. Bu metodta doğru beslem  $I$ - $V$  karakteristiklerinden  $F(V)$  fonksiyonu hesaplanır ve  $F(V)$ - $V$  grafikleri çizilerek

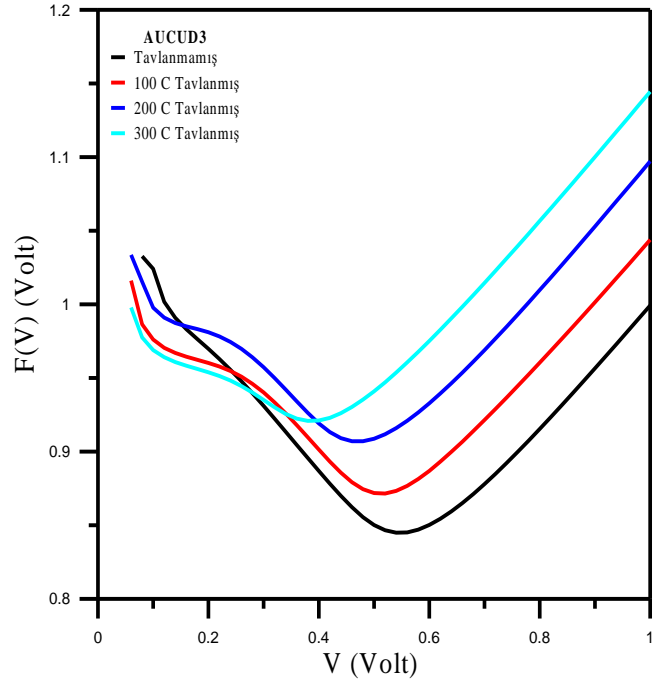
değişimin minimum noktaları belirlenir. Yani grafiğin minimum noktasına karşılık gelen akım ve gerilim değerleri belirlenir. Belirlenen minimum akım ( $I_0$ ) ve minimum gerilim ( $V_0$ ) değerleri, kesim 2.13'de verilen (2.63) ve (2.64) denklemlerinde yerine yazılarak diyodların engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplanabilir. Bütün numunelerin  $F(V)$  fonksiyon değerleri hesaplanarak  $F(V)$ - $V$  grafikleri çizilmiştir. Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak bu grafiklerden belirlenen minimum akım  $I_0$  ve buna karşılık gelen minimum gerilim  $V_0$  değerleri belirlenerek ve bu değerler (2.63) ve (2.64) denklemlerinde kullanılarak numunelerin  $\phi_b$  ve  $R_s$  değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanan değerlerin tamamı Çizelge 4.3'de gösterilmiştir. Bu çizelgeden de görüldüğü gibi, bütün numunelerin seri direnç değerleri artan tavlama sıcaklığı ile bir miktar artmıştır. Engel yükseklikleri ise tavlama sıcaklığına bağlı olarak belirli bir değer aralığında düzensiz bir şekilde (bazı numunelerde hemen hemen sabit kalırken, bazı numunelerde de hafifçe artmış, bazı numunelerde de hafifçe azalmıştır) değişmiştir. Yine Çizelge 4.1, 4.2 ve 4.3 dikkatle incelendiğinde, termoiyonik emisyon, Cheung ve modifiye edilmiş Norde metotlarından elde edilen  $\phi_b$  değerlerinin birbirlerine çok yakın olduğu ve artan tavlama sıcaklığı ile hemen hemen aynı tarzda değiştiği görülmektedir. Benzer şekilde Cheung metoduyla elde edilen seri direnç değerleriyle modifiye edilen Norde metoduyla elde edilen seri direnç değerlerinin hem büyüklük olarak hem de tarz olarak tavlama sıcaklığına bağlı olarak benzer şekilde değiştiği gözlemlenmiştir. Yine Cheung metodundan elde edilen idealite faktörü değerleri, termoiyonik emisyon metodundan elde edilen değerlerden genellikle büyüktür. Bu durum Cheung metodunun doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinin lineerlikten saptığı yüksek akım bölgesinde kullanılmasından kaynaklanmaktadır. Çünkü bu bölgede seri direnç, arayüzey halleri ve arayüzey tabakası etkilidir. AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak  $F(V)$ - $V$  grafikleri sırasıyla 4.19, 4.20, 4.21, 4.22, 4.23, ve 4.24'de verilmiştir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi,  $F(V)$ - $V$  eğrileri bütün numuneler için hemen hemen aynı tarzda değişmektedir.



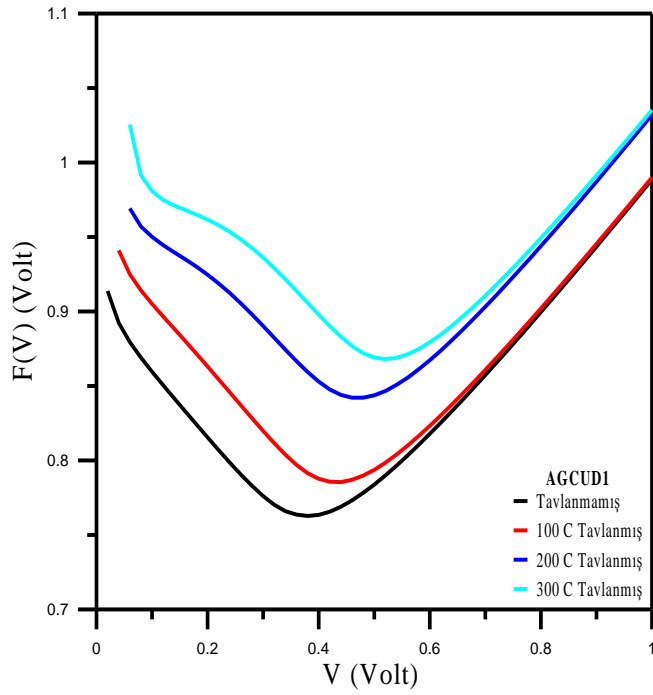
**Şekil 4.19.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin  $F(V)$ - $V$  grafikleri.



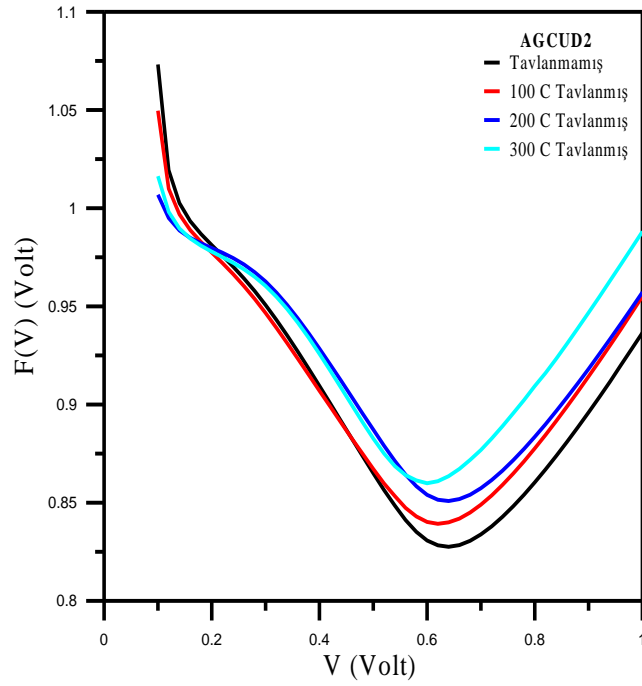
**Şekil 4.20.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin  $F(V)$ - $V$  grafikleri.



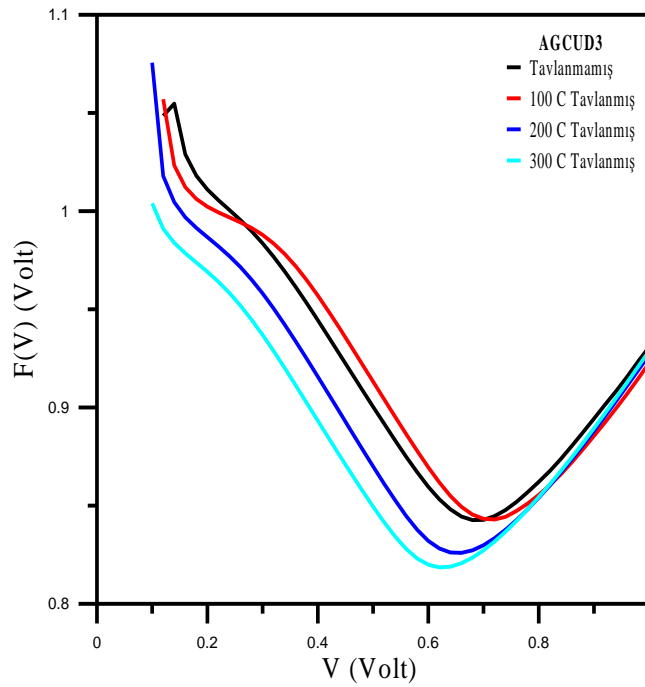
Şekil 4.21. Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin  $F(V)$ - $V$  grafikleri.



Şekil 4.22. Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin  $F(V)$ - $V$  grafikleri.



**Şekil 4.23.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin  $F(V)$ - $V$  grafikleri.

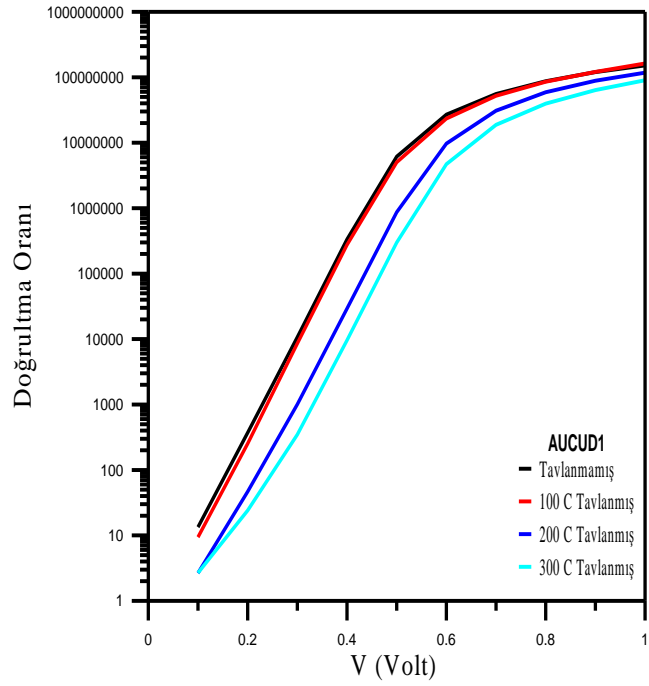


**Şekil 4.24.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin  $F(V)$ - $V$  grafikleri.

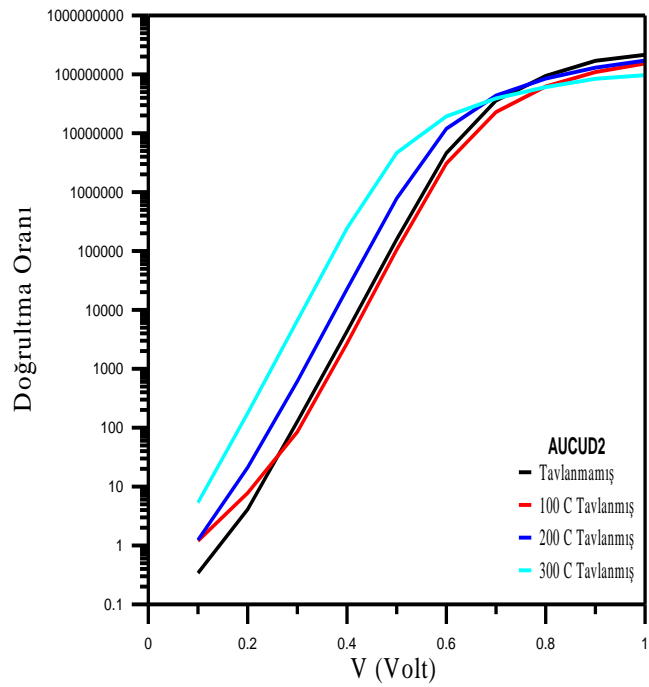
**Çizelge 4.3.** Tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin modifiye edilmiş Norde metoduyla hesaplanan  $\phi_b$  ve  $R_s$  değerleri.

Numune Adı	Tavlama sıcaklığı (°C)	Norde metodu	
		$\Phi_b$ (eV)	$R_s$ ( $\Omega$ )
AUCUD1	Tavlansmamış	0,81	7,19
	100	0,82	10,76
	200	0,84	14,34
	300	0,83	19,76
AUCUD2	Tavlansmamış	0,86	5,54
	100	0,94	6,68
	200	0,86	7,97
	300	0,83	13,28
AUCUD3	Tavlansmamış	0,85	127,25
	100	0,87	520,04
	200	0,86	3997,39
	300	0,82	32423,29
AGCUD1	Tavlansmamış	0,77	134,49
	100	0,80	144,46
	200	0,82	347,64
	300	0,84	415,55
AGCUD2	Tavlansmamış	0,84	10,03
	100	0,83	22,16
	200	0,84	32,61
	300	0,84	65,55
AGCUD3	Tavlansmamış	0,87	4,15
	100	0,86	5,80
	200	0,86	6,63
	300	0,85	10,80

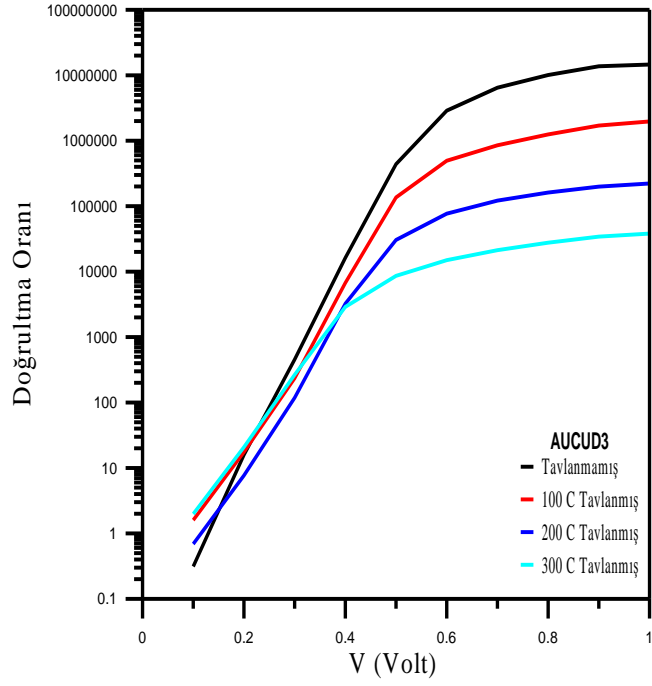
Ayrıca diyodların  $\ln(I)$ - $V$  grafiklerinden aynı doğru ve ters beslem voltajlarına karşılık gelen akım değerleri dikkate alınarak her altı Schottky diyod yapısının doğrultma oranları tavlama sıcaklığının fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. AUCUD1, AUCUD2, AUCUD3, AGCUD1, AGCUD2 ve AGCUD3 numunelerinin doğrultma oranının uygulanan voltajına karşılık grafikleri, Şekil 4.25, 4.26, 4.27, 4.28, 4.29 ve 4.30'da verilmiştir. AUCUD1, AUCUD3, AGCUD1 ve AGCUD2 numunelerinde genel olarak doğrultma oranı hafif azalırken AUCUD2 ve AGCUD3 numunelerinde ise çok azda olsa artmıştır. Artan tavlama sıcaklığı ile doğrultma oranındaki en büyük azalma AUCUD3 numunesinde görülmüştür. Bu diyod için artan tavlama sıcaklığı ile diyodun akım-voltaj karakteristiğinin kötüye gittiğini açıkça söyleyebiliriz



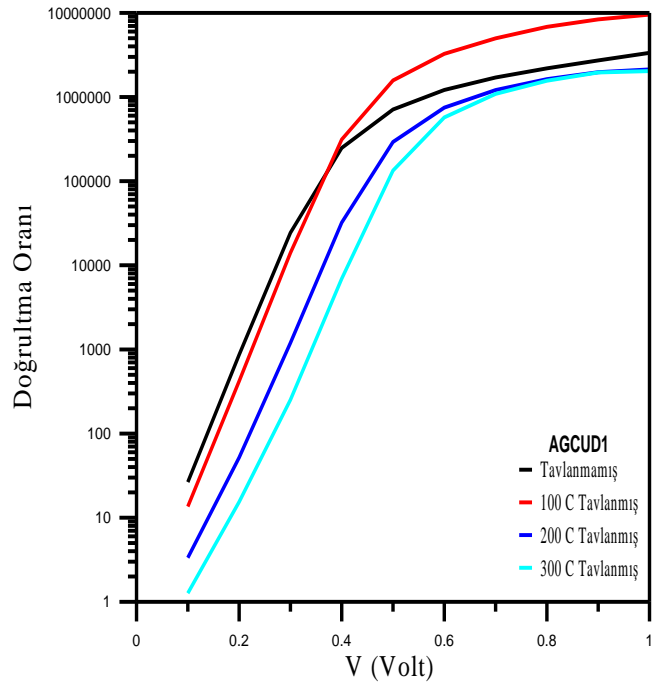
Şekil 4.25. Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD1 numunesinin doğrultma oranı grafikleri.



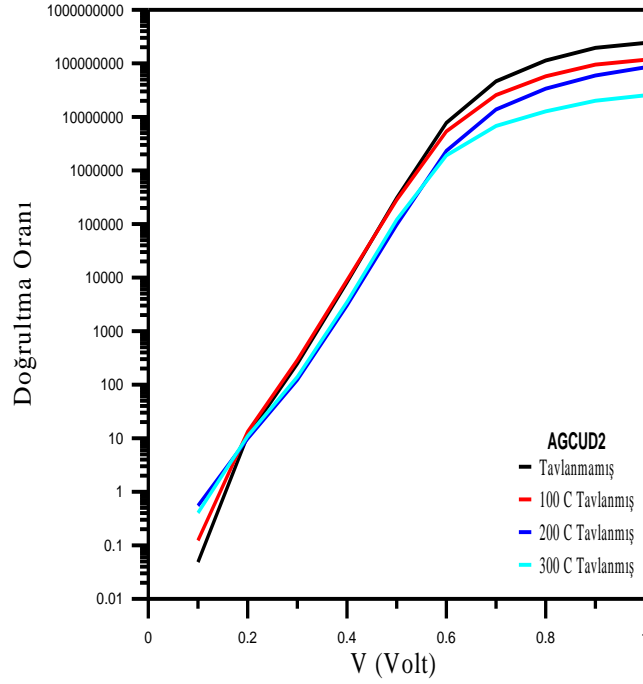
Şekil 4.26. Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD2 numunesinin doğrultma oranı grafikleri.



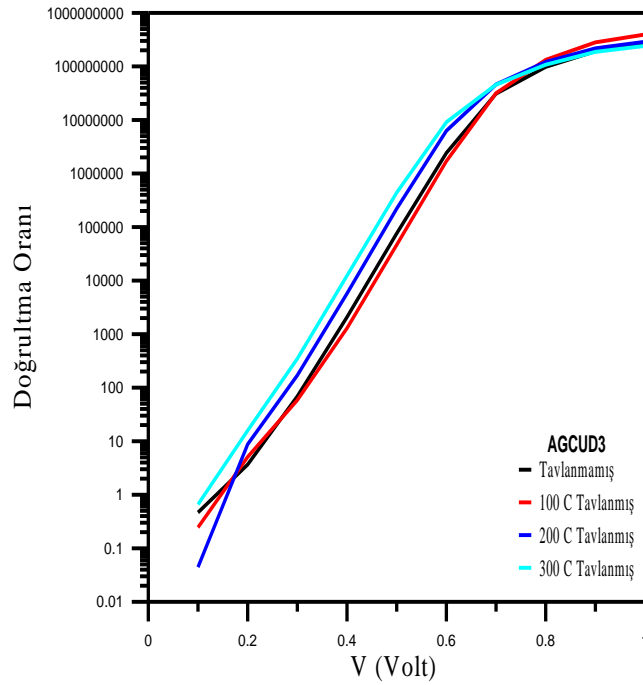
**Şekil 4.27.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AUCUD3 numunesinin doğrultma oranı grafikleri.



**Şekil 4.28.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD1 numunesinin doğrultma oranı grafikleri.



**Şekil 4.29.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD2 numunesinin doğrultma oranı grafikleri.



**Şekil 4.30.** Tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak AGCUD3 numunesinin doğrultma oranı grafikleri.

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Diyodlar bazı üretim aşamalarında yüksek sıcaklıklara maruz kalmak zorunda olduklarından dolayı, metal/yarıiletken kontakların termal kararlılıkları devre elemanı teknolojisinde büyük pratik öneme sahiptir. Üretilen Schottky diyodların güvenilirliği, kullanılan materyaller (metal-yarıiletken veya alaşım-yarıiletken) arasındaki difüzyona ve etkileşmeye önemli derecede bağlıdır. Metal ile GaAs arasındaki reaksiyonların araştırılması, GaAs yarıiletkeni üzerindeki iki veya daha çok metalden oluşan metalik bileşiklerin filmlerinin, tek metalik tabakalarla karşılaştırıldığında, düşük sıcaklık tavlamalarında daha kararlı olabileceklerini göstermiştir (Nuhoğlu 2002). GaAs'a Schottky ve omik kontaklar yapılırken bu yöntemler pratik öneme sahip olduğundan dolayı, değişik metal-GaAs sistemlerin termal reaksiyonları üzerine çok sayıda araştırma yapılmıştır. Bu çalışmanın amacı şimdiye kadar çalışılmamış olan farklı oranlarda hazırlanan Au-Cu alaşımı /n-GaAs ve Ag-Cu alaşımı/n-GaAs Schottky diyodların akım-voltaj karakteristikleri üzerine termal tavlamanın etkilerini araştırmaktır.

Bu çalışmada, yarıiletken olarak [100] doğrultusunda büyütülmüş, 450 µm kalınlıkta, donör konsantrasyonu  $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olan n-GaAs kristali kullanılmıştır. n-GaAs yarıiletkenine In metali ile omik kontak yapıldıktan sonra, araştırma laboratuvarında 3 farklı oranda hazırladığımız Au-Cu ve Ag-Cu alaşımları yarıiletkenin diğer yüzeyine buharlaştırılarak Au-Cu/n-GaAs ve Ag-Cu/n-GaAs diyod yapıları elde edilmiştir. Elde edilen bu yapıların *I-V* karakteristikleri oda sıcaklığında incelendikten sonra, termal tavlamanın etkilerini incelemek için numuneler 100, 200 ve 300°C sıcaklıklarda  $N_2$  gazı ortamında 5 dk tavlansmıştır. Her bir tavlama işleminden sonra soğutulan numunelerin oda sıcaklığında *I-V* ölçümleri tekrarlanmıştır. Termal tavlamanın fonksiyonu olarak  $\ln(I)-V$  grafikleri çizildikten sonra, diyodların idealite faktörü, engel yüksekliği, seri dirençleri doyma akımları ve doğrultma oranları hesaplanmıştır.

İdealite faktörü n denklem (4.2) kullanılarak doğru beslem  $\ln(I)-V$  grafiklerinin lineer bölgelerinin eğimlerinden tayin edilmiştir. AUCUD1 numunesinin tavlansmadan önce

idealite faktörü 1,10 olarak hesaplanmıştır. Bu numunenin 100°C, 200°C ve 300°C’de tavlandıktan sonra hesaplanan idealite faktörü değerleri sırasıyla 1,11, 1,18 ve 1,24 tür. Tavlanmamış AUCUD2 numunesinin idealite faktörü 1,08 ve 100°C, 200°C ve 300°C’de tavlandıktan sonra idealite faktörleri sırasıyla 1,07, 1,07 ve 1,04 tür. Bu grubun son numunesi olan AUCUD3 numunesinin tavlانmadan önce idealite faktörü değeri 1,10 ve 100°C, 200°C ve 300°C’de tavlandıktan sonraki idealite faktörü değerleri sırasıyla 1,18, 1,26 ve 1,49 olarak hesaplanmıştır. Benzer şekilde diğer grubun AGCUD1 numunesinin tavlانmadan önce idealite faktörü 1,07 ve 100°C, 200°C ve 300°C’de tavlandıktan sonraki idealite faktörü değerleri sırasıyla 1,09, 1,21 ve 1,25 olarak hesaplanmıştır. AGCUD2 numunesinin tavlانmadan önceki idealite faktörü 1,12 ve 100°C, 200°C ve 300°C’de tavlandıktan sonraki idealite faktörü değerleri sırasıyla 1,16, 1,12 ve 1,12 olarak hesaplanmıştır. Son olarak AGCUD3 numunesinin tavlانmadan önceki idealite faktörü 1,13 ve 100°C, 200°C ve 300°C’de tavlandıktan sonraki idealite faktörü değerleri sırasıyla 1,12, 1,09 ve 1,09 olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlar göstermektedir ki; her iki grup diyodun da idealite faktörü değerleri birden daha büyüktür. İdeal bir diyod için diyod idealite faktörü yaklaşık olarak bire eşit olmalıdır. Fakat gerçek bir durumda, seri direnç, arayüzey halleri ve sızıntı akımlarının etkileri önemli rol oynadığı zaman, idealite faktörü değerleri artabilir. İdealite faktöründeki yüksek değerlere, arayüzey yüklerinin düzgün olmayan dağılımı, tünelleme işlemleri, seri direnç, arayüzey halleri ve homojen olmayan arayüzey tabaka kalınlıklarının değişen etkileri sebep olabilir. Yüksek idealite faktörü genellikle yarıiletken enerji aralığındaki (yasak enerji aralığı) kusur hallerine atfedilmiştir (Devi *et al.* 2012). Artan tavlama sıcaklığı ile genellikle diyodların idealite faktörü değerleri artmıştır. Tavlama sıcaklığı arttığında, transfer olan yükün miktarı artar ve arayüzey tabakası içinde ve arayüzeye yakın GaAs’da daha fazla kusur oluşur. Bu kusurlar idealite faktörü değerlerindeki artıştan sorumlu olabilirler. Arayüzey tabakası, arayüzey halleri ve sabitleşmiş yüzey yükleri Schottky diyodun doğru ve ters beslem karakteristiklerini etkilediği durumda, Schottky diyod karakteristikleri ideallikten sapar. Bu nedenle Schottky diyodların güvenilirliği ve performansı arayüzey tabakasına ve sabitleşmiş yüzey yüklerine bağlıdır. Arayüzey halleri metal/yarıiletken yapıların analizinde önemli bir rol oynar. Tung’a göre (Devi *et al.* 2012), idealite faktörlerinin yüksek değerleri aynı zamanda düşük Schottky engel yükseklikli patch’lerin geniş bir dağılımının varlığına da atfedilebilir. Aynı zamanda,

imaj-kuvvet etkisi, jenerasyon-rekombinasyon ve tünelleme işlemleri de idealite faktörünün birden daha büyük değerler almasına yol açan mümkün mekanizmalardır.

Termoionik emisyon modeli kullanılarak ve denklem (4.4)'den yararlanarak, doğru beslem  $\ln(I)$ - $V$  karakteristiklerine yapılan lineer fitlerin y-eksenini ( $\ln I$ ) kestiği noktalardan diyodların Schottky engel yüksekliği değerleri hesaplanmıştır. Karanlık şartlar altında  $\ln(I)$ - $V$  karakteristiklerinden hesaplanan  $\phi_b$  değeri tavlansız AUCUD1 numunesi için 0,81 eV'dur. Bu numunenin 100°C, 200°C ve 300°C'de tavlandıktan sonra hesaplanan  $\phi_b$  değerleri sırasıyla 0,82 eV, 0,85 eV ve 0,85 eV'dur. Tavlansız AUCUD2 numunesinin  $\phi_b$  değeri 0,85 eV ve 100°C, 200°C ve 300°C'de tavlandıktan sonraki  $\phi_b$  değerleri sırasıyla 0,93 eV, 0,86 eV ve 0,83 eV'dur. Yani engel yüksekliği 100°C termal tavlama sonrasında artmıştır ve diğer sıcaklık tavlamalarından sonra tekrar eski değerine yaklaşmıştır. AUCUD3 numunesinin tavlansızdan önce  $\phi_b$  değeri 0,86 eV ve 100°C, 200°C ve 300°C'de tavlandıktan sonraki  $\phi_b$  değerleri sırasıyla 0,87 eV, 0,87 eV ve 0,83 eV olarak hesaplanmıştır. Bu numunede engel yüksekliği termal tavlama ile hemen hemen değişmemiştir. Benzer şekilde diğer grubun AGCUD1 numunesinin tavlansızdan önceki  $\phi_b$  değeri 0,77 eV ve 100°C, 200°C ve 300°C'de tavlandıktan sonraki  $\phi_b$  değerleri sırasıyla 0,80 eV, 0,83 eV ve 0,85 eV'dur. Bu numunede engel yüksekliği artan tavlama sıcaklığı ile 0,77 eV'den 0,85 eV'a artmıştır. AGCUD2 numunesinin tavlansızdan önceki  $\phi_b$  değeri 0,85 eV iken 100°C, 200°C ve 300°C'de tavlandıktan sonraki  $\phi_b$  değerleri sırasıyla 0,84 eV, 0,89 eV ve 0,89 eV olarak elde edilmiştir. Yani bu numunede de  $\phi_b$  değerleri tavlama sıcaklığına bağlı olarak önemli derecede değişmemiştir. Bu grubun son numunesi olan AGCUD3'ün tavlansızdan önceki  $\phi_b$  değeri 0,86 eV ve 100°C, 200°C ve 300°C'de tavlandıktan sonraki  $\phi_b$  değerleri de sırasıyla 0,87 eV, 0,86 eV ve 0,85 eV olarak hesaplanmıştır. Bu numunede de engel yüksekliği termal tavlama ile hemen hemen değişmeyerek kararlı kalmıştır. Sonuç olarak alaşım oranlarının %50-%50 olduğu numunelerde engel yüksekliği termal tavlama ile bir miktar artarken, alaşım oranlarının %25-%75 olduğu numunelerde engel yüksekliği hemen hemen değişmemiştir. Alaşım oranlarının %75-%25 olduğu numunelerde ise engel yüksekliği termal tavlama ile azda olsa düzensiz bir şekilde değişmiştir. Bu sonuçlara

göre alaşım oranlarının %25-%75 olduğu numuneler engel yüksekliği açısından termal olarak daha karardır. Bazı numunelerde termal tavlama ile  $\phi_b$  değerinin azalması veya artması, arayüzey kusurlarının yoğunluğundaki azalmaya veya artmaya atfedilebilir. Termal tavlama ile kusur yoğunluğunun modifikasyonu, Fermi seviyesinin çakılmasını (pinning) değiştirebilir ve bunun sonucunda da engel yüksekliği değişebilir (Devi *et al.* 2012).

Birden daha büyük olan idealite faktörleri nedeniyle üretilen diyodlar ideal olmayan akım-voltaj davranışı sergilemişlerdir. Bu ideal olmayan davranıştan seri direnç etkisi ve arayüzey tabakasının varlığı sorumlu olabilir. Seri direnç ( $R_s$ ), idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi Schottky diyod parametreleri Cheung fonksiyonları kullanılarak hesaplanabilir. Detayları kesim 2,12’de verilen Cheung fonksiyonları yardımıyla [(2.39) ve (2.41) denklemleri] diyodların idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri tekrar hesaplanmıştır ve sonuçlar Çizelge 4.2’de görülmektedir. İdealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin termiyonik emisyon teorisiyle bulunan değerlerle uyum içinde oldukları Çizelge 4.2’de açıkça görülmektedir. Genellikle Cheung metodunda elde edilen idealite faktörü değerleri termiyonik emisyon yönteminden elde edilenlerden daha büyüktür. Grafiğin aşağı bükümlü eğrisel bölgesinde Cheung fonksiyonlarından hesaplanan idealite faktörü değerlerinin, akım-gerilim eğrisinin doğrusal kısmından hesaplanan değerlerden daha büyük olması, bu bölgede hem ara yüzey hallerinin hem de seri direnç etkisinin varlığıyla açıklanabilir.

Ayrıca Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodu kullanılarak diyodların engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri tekrar hesaplanmıştır ve bu değerler de Çizelge 4.3’de verilmiştir. Bu metodla elde edilen engel yüksekliği ve seri direnç değerlerinin termiyonik emisyon teorisi ve Cheung fonksiyonları yardımıyla bulunan değerlerle çok yakın uyumlu oldukları görülmüştür.

Hem Cheung metodu hem de Norde metodundan elde edilen seri direnç değerlerinin birbirleriyle uyumlu oldukları Çizelge 4.2 ve 4.3’de görülmektedir. AGCUD1 ve AUCUD3 numunelerinde her iki metotla da elde edilen seri direnç değerleri artan

tavlama sıcaklığı ile artarken, diğer dört numunede hemen hemen kararlı kalmıştır. Genel olarak bilindiği gibi, metal ve yarıiletken arasındaki kimyasal reaksiyonlar, metal/yarıiletken kontağın seri direnci üzerinde önemli bir rol oynar. Tavlama sıcaklığı ile Schottky diyodların seri dirençlerindeki değişim metal (veya alaşım) ve GaAs arasında oluşan arayüzey reaksiyonlarına atfedilebilir.

Laboratuvarımızda üretilen Au-Cu/n-GaAs ve Ag-Cu/n-GaAs diyodlar doğrultma oranları dikkate alınarak tavlama sıcaklığına bağlı olarak incelenmiştir. AUCUD3 numunesi hariç, diğer numunelerin doğrultma oranlarının tavlama sıcaklığına bağlı olarak çok önemli sayılabilecek değişim göstermedikleri görülmüştür. Bundan dolayı, alaşım-yarıiletken arayüzeylerin hemen hemen kararlı olduklarını söyleyebiliriz.

Schottky diyodlarda engel yüksekliğinin termal tavlamaya karşı davranışı hem teknolojik hem de bilimsel olarak geniş bir ilgiye sebep olmuştur (Kowalczyk *et al.* 1981; Yokoyama *et al.* 1982; Huang and Pang 1997). Termal tavlama ile, metal-yarıiletken arayüzeyinde birçok kinetik işlemler meydana gelebilir. Tavlama esnasında metal-yarıiletken arayüzey difüzyonu, kirlilikler, kimyasal reaksiyonlar, yeni bileşikler, yeni pürüzler, kusurlar ortaya çıkabilir. Tavlama işlemi sistemi termal dengeye getirmeye meyillidir ve daha kararlı bir yapıya yol açtığı bilinir (Woodall *et al.* 1981; Grant *et al.* 1981; Brillson 1982; Kirchner *et al.* 1985).

**KAYNAKLAR**

- Akkaya, A., Esmer, L., Boyarbay Kantar, B., Çetin, H., Ayyıldız, E., 2014. Effect of thermal annealing on electrical and structural properties of Ni/Au/n-GaN Schottky contacts.
- Al-Salman, H.S., Abdullah, M.J., 2013. Structural, optical, and electrical properties of Schottky diodes based on undoped and cobalt-doped ZnO nanorods prepared byRF-magnetron sputtering. *Materials Science and Engineering B* 178, 1048–1056.
- Arslan, T., 2010. Lisans Bitirme Tezi. Gazi Üniversitesi Gazi Eğitim Fakültesi Orta Öğretim Fen Ve Matematik Alanları Eğitimi Bölümü Fizik Eğitim Anabilim Dalı.
- Asubay, S., 2008. Doktora Tezi. Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır.
- Aydoğan, Ş., 2004. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Ayyıldız, E., Batu, B., Temirci, C., Türüt, A., 1999. Dependence of thermal annealing on the density distribution of interface states in Ti/n-GaAs (Te) Schottky diodes. *Applied Surface Science* 152, 57–62.
- Ayyıldız, E., Türüt, A., 1999. The effect of thermal treatment on the characteristic parameters of Ni/-, Ti/- and NiTi alloy/n-GaAs Schottky diodes. *Solid-State Electronics* 43, 521-527.
- Bohlin, K. E., 1986. Generalized Norde plot including determination of the ideality factor. *J.Appl. Phys.* 60, 1223.
- Bose, J.C., 1904. U.S. Patent 775. 840.
- Braun, F., 1874. Über die Stromlcitung durch Schwefelmetalle, *Ann. Physik Chem.*, 153, 556.
- Brillson, L. J., 1982. The surface and Properties of metal-semiconductor interfaces. *Sur. Sci. Reports.* 2, 123.
- Chae, J., Jin Kim, H., Park, S. H., Cho, W.S., Ho Cho, M., 2014. The effect of  $Al_2O_3$  passivation layer in pulsed-laser-deposited  $ZrO_2$  films on n-GaAs substrate as a function of post-annealing temperature. *Thin Solid Films* 558, 215–220.
- Chawanda, A., Nyamhere, C., Auret, F.D., Mtangi, W., Diale, M., Nel, J.M., 2010. Thermal annealing behaviour of platinum, nickel and titanium Schottky barrier diodes on n-Ge (1 0 0). *Journal of Alloys and Compounds* 492, 649–655.
- Chawanda, A., Coelho, S.M.M., Auret, F.D., Mtangi, W., Nyamhere, C., Nel, J.M., Diale, M., 2012. Effect of thermal treatment on the characteristics of iridium Schottky barrier diodes on n-Ge (1 0 0). *Journal of Alloys and Compounds* 513, 44 – 49.
- Devi V. L. Jyothi I. Reddy V. R., Cho C. J., 2012. Schottky bariyer parameters and interfacial reactions of rapidly annealed Au/Cu bilayer metal scheme on n-type InP, *The open applied physics*, 5, (1-9).
- Wagner D. B., 2007. Early iron in China, Korea, and Japan. University of Copenhagen Faculty of Humanities.
- Economou, E. N., 2010. *The Physics of Solids, Essentials and Beyond*, Springer-Verlay Berlin Heidelberg,

- Fiat, S., Polat, İ., Bacaksiz, E., Kompitsas, M., Çankaya, G., 2013. The influence of annealing temperature and tellurium (Te) on electrical and dielectrical properties of Al/p-CIGSeTe/Mo Schottky diodes. *Current Applied Physics* 13, 1112-1118.
- Grant, R., Waldrop J., Kowalczyk, S., 1981. Correlation of GaAs surface-chemistry and interface Fermi level position a single defect model interpretation, *J. Vac. Sci. Technol.* 19, 477-480.
- Güler, G., Karataş, Ş., Bakkaloğlu, Ö.F., 2009. Annealing temperature effect on electrical characteristics of Co/p-type Si Schottky barrier diodes. *Physica B* 404, 1494–1497.
- Güllü, Ö., 2008. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Güllü, Ö., Biber, M., Van Meirhaeghe, R.L., Türüt, A., 2008. Effects of the barrier metal thickness and hydrogen pre-annealing on the characteristic parameters of Au/n-GaAs metal–semiconductor Schottky contacts. *Thin Solid Films* 516, 7851–7856.
- Gülnahar, M., 2008. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Han Wu, T., Kuin Su, Y., R. Chuang, W., Yang Cheng, C., Chieh Lin, Y., 2012. Characterization of the post-thermal annealing effect for p-GaAs/i-InGaAsN/ n-GaAs hetero-junction solar cells. *Solar Energy Materials & Solar Cells* 107, 344–347.
- Hidayet, H., Kumar, A., Law, F., Ke, C., Widenborg, P.I., Aberle, A.G., 2013. Impact of rapid thermal annealing temperature on non-metallised polycrystalline silicon thin-film diodes on glass. *Thin Solid Films* 534, 629–635.
- Huang, T., Pang, J., 1997. Thermal stability of the Pd-Al alloy Schottky contacts to n-GaAs. *Matt. Sci. Eng. B*, 49, 144-151.
- Kelvey, P. M. J., 1966. *Solid state and semiconductor physics*. (Newyork: Harper&Row Publishers.
- Kirchner, P., Jackson, T., Petit, G., Woodall, J., Freeouf, J., 1985. Low resistance nonalloyed ohmic contacts to Si-doped molecular-beam epitaxial GaAs. *Appl.Phys. Lett.*, 47, 26-28
- Korkut, H., Yıldırım, N., Türüt, A., 2009. Thermal annealing effect on I–V–T characteristics of sputtered Cr/n-GaAs diodes. *Physica B* 404, 4039–4044.
- Kowalczyk, S., Waldrop, J., Grant, R., 1981. Reactivity and interface chemistry during Schottky barrier formation metals on thin native oxides of GaAs investigated by X-ray photoelectron spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 38, 167- 169.
- Lee, K.N., Cao, X.A., Abernathy, C.R., Pearton, S.J., Zhang, A.P., Ren, Hickman, R., Van Hove, J.M., 2000. Effect of thermal stability of GaN epi-layer on the Schottky diodes. *Solid-State Electronics* 44, 1203-1208.
- Li, B., Chua, S.J., Nikolai, Y., Wang, L., Sia, E.K., 2003. Properties of Schottky contact of titanium on low doped p-type SiGeC alloy by rapid thermal annealing. *Solid-State Electronics* 47, 601–605.
- Magafas, L., Kalomiros, J., Bandekas, D., Tsirigotis, G., 2006. Optimization of the electrical properties of Al/a-SiC:H Schottky diodes by means of thermal annealing of a-SiC:H thin films. *Microelectronics Journal* 37, 1352–1357.
- Malone, S., 2007. *Bronze: A 3000 Year-old tradition*. University of North Carolina.

- Mamor, M., Bouziane, K., Tirbiyine, A., Alhamrashdi, H., 2014. On the electrical characteristics of Au/n-type GaAs Schottky diode. *Superlattices and Microstructures* 72, 344–351.
- Miura, N., Nanjo, T., Suita, M., Oishi, T., Abe, Y., Ozeki, T., Ishikawa, H., Egawa, T., Jimbo, T., 2004. Thermal annealing effects on Ni/Au based Schottky contacts on n-GaN and AlGaN/GaN with insertion of high work function metal. *Solid-State Electronics* 48, 689–695.
- Mönch, W., 1995. *Semic. Surfaces and Interfaces*, 2 nd. ed. 348.
- Mtangi, W., Auret, F.D., Chawanda, A., Janse van Rensburg, P.J., Coelho, S.M.M., Nel, J.M., Diale, M., Yan Schalkwyk, L., Nyamhere, C., 2012. Thermal annealing behaviour of Pd Schottky contacts on melt-grown single crystal ZnO studied by IV and CV measurements. *Materials Science and Engineering B* 177, 180 – 183.
- Nemanich, R.J., Benjamin, M.C., Bozeman, S.P., Bremser, M.D., King, S.W., Ward, B.L., Davis, R.F., Chen, B., Zhang, Z. Bernholc, J., 1995. *Electron Anfinity of AlN and AlGaN Alloys*. North Carolina State University, Raleigh, NC 27695-8202.
- Nuhoğlu, Ç., Ayyıldız, E., Sağlam, M., Türüt, A., 1998. Thermal treatment of the MIS and intimate Ni/n-LEC GaAs Schottky barrier diodes. *Applied Surface Science* 135, 350–356.
- Nuhoğlu, Ç., Temirci, C., Batı, B., Biber, M., Türüt, A., 2000. Effect of thermal annealing on Co/n-LEC GaAs(Te) Schottky contacts. *Solid State Communications* 115, 291–295.
- Nuhoğlu, Ç., 2002, The effect of high temperature annealing on Schottky diode characteristics of CoCr/n-GaAs contacts, *Physica Scripta* 65, 124-127.
- Nuhoğlu, Ç., Gülen, Y., 2010. The effect of high temperature annealing on Schottky diode characteristics of Au/n-Si contacts. *Vacuum* 84, 812–816.
- O' Reilly, E.P., 2005. *Quantum Theory of Solids*. Taylor & Francis Group, London and New York.
- Orak, İ., Ejderha, K., Sönmez, E., Alanyalıoğlu, M., Türüt, A., 2015. The effect of annealing temperature on the electrical characterization of Co/n type GaP Schottky diode. *Materials Research Bulletin* 61, 463–468.
- Padma, R., Prassanna Lakshmi, B., Siva Pratap Reddy, M., Rajagopal Reddy, V., 2013. Electrical and structural properties of Ir/Ru Schottky rectifiers on n-type InGaN at different annealing temperatures. *Superlattices and Microstructures* 56, 64–76.
- Reddy, N. N. K., Reddy, V. R., Choi, J. C., 2011. Influence of rapid thermal annealing effect on electrical and structural properties of Pd/Ru Schottky contacts to n-type GaN. *Materials Chemistry and Physics* 130, 1000– 1006.
- Quinn, J. J., Soo Y, K., 2009. *Solid state, Principles and Modern Applications*. Springer-Verlay Berlin Heidelberg.
- Schottky, W., Wiss, N., 1938. 26,843.
- Sefaoğlu, A., Duman, S., Doğan, S., Gürbulak, B., Tüzemen, S., Türüt, A., 2008. The effects of the temperature and annealing on current–voltage characteristics of Ni/n-type 6H–SiC Schottky diode. *Microelectronic Engineering* 85, 631–635.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition, John Wiley and Sons.
- Tewari, R., 2007. The origins of iron working in India: new evidence from the Central Ganga Plain and the Eastern Vindhya. *Antiquity Journal*.

- Wang, X., Wang, Y., Li, D., Zou, L., Zhang, Q., Zhou, J., Liu, D., Zhang, Z., 2015. Thermal annealing and air exposing effect on the graphene/silicon Schottky junctions. *Solid State Communications* 201, 115–119.
- Wilson, A.H. 1931, *Proc. Roy. Soc.*, A133,458.
- Woodall, J., Freeouf, J., Petit, G., Jackson, T., Kirchner, P., 1981. Ohmic contacts to normal-GaAs using graded band-gap layers of Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As grown by molecular-beam epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol.*, 19, 626-627.
- Yadav, A. B., Singh, K., Pandey, A., Jit, S., 2014. Annealing-temperature effects on the properties of ZnO thin films and Pd/ZnO Schottky contacts grown on n-Si (100) substrates by vacuum deposition method. *Superlattices and Microstructures* 71, 250–260.
- Yokoyama, N., Ohnishi, T., Odan, K., Onodera, H., Abe, M., 1982. Tiw silicide gate self-alignment technology for ultra heigh-speed GaAs-MESFET LSI VLSIS.
- Zhang, F., Saito, K., Tanaka, T., Nishio, M., Guo, Q., 2014. Thermal annealing impact on crystal quality of (GaIn)<sub>2</sub>O<sub>3</sub> alloys. *Journal of Alloys and Compounds* 614, 173–176.
- Zhang, Y., Liang Lu, H., Geng, Y., Qing Sun, Q., Jin Ding, S., Zhang, D. W., 2014. Impact of rapid thermal annealing on structural and electrical properties of ZnO thin films grown atomic layer deposition on GaAs substrates. *Vacuum* 103, 1-4.

## ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Erzurum'da doğdu. İlk ve ortaöğrenimini İzmir'de tamamladı. 2008 yılında Atatürk üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2010 yılında aynı üniversitenin Fen Fakültesi Matematik bölümünde çift anadal programına yerleşti. 2012 yılında Fizik bölümden mezun olduktan sonra aynı üniversiteye bağlı Fen Bilimleri Enstitüsü Katıhal Fiziği dalında yüksek lisansa başladı. 2013 yılında ise Matematik bölümünden mezun oldu. Aynı yıl Leonardo Da Vinci hareketlilik programı dâhilinde İspanya'ya gitti. Hâlen yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.