

**Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In
SCHOTTKY DİYOTLARIN AKIM-VOLTAJ VE
KAPASİTE-VOLTAJ ÖLÇÜMLERİNDEN ELDE
EDİLEN KARAKTERİSTİK PARAMETRELER
ÜZERİNE NUMUNE SICAKLIĞININ VE TERMAL
TAVLAMANIN ETKİLERİ**

Fulya Esra CİMİLLİ ÇATIR
Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM
2009
Her hakkı saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In SCHOTTKY
DİYOTLARIN AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-VOLTAJ
ÖLÇÜMLERİNDEN ELDE EDİLEN KARAKTERİSTİK
PARAMETRELER ÜZERİNE NUMUNE SICAKLIĞININ VE
TERMAL TAVLAMAMANIN ETKİLERİ**

Fulya Esra CİMİLLİ ÇATIR

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2009

Her hakkı saklıdır.

Prof.Dr. Mustafa SAĞLAM danışmanlığında, Fulya Esra CİMİLLİ ÇATIR tarafından hazırlanan bu çalışma 09/10/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Kimya Anabilim Dalı'nda doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof.Dr. Mustafa SAĞLAM

İmza : 

Üye : Prof.Dr. Abdulmecit TÜRÜT

İmza : 

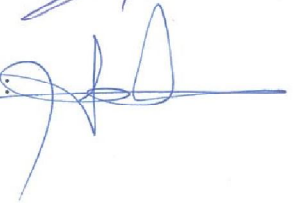
Üye : Doç.Dr. Aytunç ATEŞ

İmza : 

Üye : Doç.Dr. Bülent ÇAKMAK

İmza : 

Üye : Doç.Dr. Cabir TEMİRCİ

İmza : 

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof.Dr. Ömer AKBULUT

Fen Bilimler Enstitüsü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In SCHOTTKY DİYOTLARIN
AKIM-VOLTAJ VE KAPASİTE-VOLTAJ ÖLÇÜMLERİNDEN ELDE EDİLEN
KARAKTERİSTİK PARAMETRELER ÜZERİNE NUMUNE SICAKLIĞININ VE
TERMAL TAVLAMAMANIN ETKİLERİ

Fulya Esra CİMİLLİ ÇATIR

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

Doktora Tezi olarak sunulan bu çalışmada Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları elde edildi ve karakteristik parametreleri numune sıcaklığına göre hesaplandı. Schottky diyotların akım-voltaj (I-V) ve kapasite-voltaj (C-V) ölçüleri 300-10K sıcaklık aralığında 10 K adımlarla alındı. Tavlamanın etkisini görmek için Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları 400°C'de N₂ gazı içerisinde 3 dakika tavlandı ve I-V ve C-V ölçüleri tekrarlandı. I-V ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri, tavlınmamış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için 0,371, 0,517, 0,635 eV (300 K) ile 0,038, 0,128, 0,146 eV (10 K) arasında değişmekteyken, idealite faktörlerinin 1,068, 1,016, 1,074 (300 K) ile 6,488, 11,898, 9,074 (10 K) arasında ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için engel yükseklikleri 0,430, 0,570, 0,640 eV (300 K) ile 0,128, 0,034, 0,155 eV (10 K) arasında değişmekteyken idealite faktörlerinin 1,005, 1,008, 1,046 (300 K) ile 14,312, 3,150, 9,147 (10 K) arasında değerler aldığı görüldü. Schottky kontakların C-V karakteristikleri 1 MHz frekansta sıcaklığa bağlı ölçülerek, engel yüksekliğinin ısı işleme karşı davranışı araştırıldı. C²-V grafiklerinden hesaplanan engel yükseklikleri tavlınmamış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının 0,606, 0,546, 0,713, eV (300 K) ile 0,044, 0,271, 0,814 eV (10 K) arasında ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının, 0,490, 0,662, 0,849 eV (300 K) ile 0,273, 0,395, 1,049 eV (10 K) arasındadır. I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin tavlandıktan sonra arttığı, idealite faktörü değerlerinin ise azaldığı görülmektedir. Tavlınmamış ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky kontakların sıcaklığa bağlı engel karakteristiklerinin “engel inhomojenliği modeline” uyduğu görüldü. 0-150 K ve 150-300 K sıcaklık aralığında Schottky diyotlara iki farklı ortalama engel yüksekliğinin eşlik etmesi engel yüksekliğinin çift Gaussian modeli ile uyum içerisinde. Ayrıca sıcaklığa bağlı I-V ve C-V karakteristiklerinden seri direnç, taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve fermi enerjisi gibi parametreleri de hesaplandı.

2009, 191 sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky diyot, inhomojen engel yüksekliği, termal tavlama, idealite faktörü, seri direnç, çift Gaussian modeli

ABSTRACT

PhD Thesis

THE EFFECTS of SAMPLE TEMPERATURE and TERMAL ANNEALING ON CHARACTERISTIC PARAMETERS of Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In and Cd/n-InP/In SCHOTTKY DIODES DETERMINED from CURRENT-VOLTAGE and CAPACITANCE-VOLTAGE MEASUREMENTS

Fulya Esra CİMİLLİ ÇATIR

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

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

In this PhD thesis, Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, and Cd/n-InP/In Schottky diodes were obtained and their characteristic parameters were calculated according to the sample temperature. The current voltage (I-V) and capacitance voltage (C-V) measurements of the Schottky diodes have been measured between 300-10 K with 10K steps. To determine the effect of annealing, the Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, and Cd/n-InP/In Schottky diodes were annealed at 400°C in N₂ atmosphere for 3 min. and I-V and C-V characteristics were obtained. The values of the barrier height obtained from I-V measurements for as-deposited Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, and Cd/n-InP/In Schottky diodes vary from 0.371, 0.517, 0.635 eV (300 K) to 0.038, 0.128, 0.146 eV (10 K), and the ideality factors vary from 1.068, 1.016, 1.074 (300 K) to 6.488, 11.898, 9.074 (10 K). However, the barrier height values of the annealed (at 400°C) Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, and Cd/n-InP/In Schottky diodes vary from 0.430, 0.570, 0.640 eV (300 K) to 0.128, 0.034, 0.155 eV (10 K) while the ideality factors vary from 1.005, 1.008, 1.046 (300 K) to 14.312, 3.150, 9.147 (10 K). The temperature dependent C-V characteristics of the Schottky contacts were carried out at 1 MHz frequency, and the behavior of barrier height against annealing have been investigated. The values of barrier height obtained from C⁻²-V plots of Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diodes vary from 0.606, 0.546, 0.713, eV (300 K) to 0.044, 0.271, 0.814 eV (10 K). However, the barrier height values of the annealed (at 400°C) Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, and Cd/n-InP/In Schottky diodes vary from 0.490, 0.662, 0.849 eV (300 K) to 0.273, 0.395, 1.049 eV (10 K). It is observed that the barrier heighth values determined from I-V and C-V measurements increased after annealing at 400°C while the ideality factor values decreased. Temperature dependent barrier height values of as-deposited and annealed (at 400°C) Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, and Cd/n-InP/In Schottky contacts is consistent with “the barrier inhomogeneous model” of Schottky diodes. Because of accompanying two different mean barrier height values to the schottky diodes for the 0-150 K and 150-300 K temperature ranges, barrier height matches with the double Gaussian model of barrier height. Finally, the temperature dependent series resistances, diffusion potentials, doping concentrations, and the fermi energy values were obtained from the I-V and C-V characteristics and these results agree with the published studies.

2009, 191 pages

Keywords: Schottky diode, inhomogeneous barrier height, thermal annealing, ideality factor, series resistance, double Gaussian model

TEŞEKKÜR

Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'ne doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma, Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim üyelerinden Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'ın yöneticiliğinde yapılmıştır. Çalışmalarım boyunca verdiği destek ve katkılarından dolayı kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince engin bilgilerinden istifade ettiğim değerli hocam Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e teşekkür ederim. Deneysel çalışmalarım ve tezimin hazırlanmasında bana her konuda yardımcı olan Sayın Prof.Dr. Hasan EFEOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Tez süresince görüş, öneri ve bilgilerinden yararlandığım Sayın Doç.Dr. Şakir AYDOĞAN'a Sayın Doç.Dr. Aytunç ATEŞ'e Sayın Doç.Dr. Bülent ÇAKMAK'a ayrıca teşekkür ederim. Bu çalışmanın gerçekleşmesine imkan sağlayan Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü başkanına, Fizik Bölümü öğretim üye ve elemanlarına ve çalışma arkadaşım Sayın Betül GÜZELDİR ve Sayın Yrd.Doç.Dr. Nezir YILDIRIM'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarımın bu noktaya gelmesinde büyük desteği olan eşim Mustafa ve kızım Elif'e teşekkürü ayrıca bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	I
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	19
2.1. Yarıiletkenlerin Büyütülmesi ve İşlenmesi	19
2.2. Yarıiletkenlerin Tipleri.....	26
2.2.1. Elementel yarıiletkenler.....	26
2.2.2. Bileşik yarıiletkenler	29
2.2.2.a. III-V bileşikler	29
2.2.2.b. II-VI bileşikler.....	33
2.2.2.c. IV-VI bileşikleri	34
2.2.2.d. I-III-VI ₂ Kalkoprit (Chalcopyrite) bileşikler	34
2.2.2.e. Tabakalı bileşikler	35
2.2.3. Dar enerji aralıklı yarıiletkenler	36
2.2.4. Geniş enerji aralıklı yarıiletkenler.....	37
2.2.5. Oksit yarıiletkenler	41
2.2.6. Magnetik yarıiletkenler.....	42

2.2.7. Polikristal yarıiletkenler.....	43
2.2.8. Amorf yarıiletkenler	44
2.2.9. Organik yarıiletkenler.....	45
2.2.10.Düşük boyutlu yarıiletkenler.....	47
2.3. Özel Uygulamalar İçin Yarıiletkenlerin Seçimi	54
2.4. Metal Yarıiletken Eklemler	56
2.4.1. Giriş	56
2.4.2. Elektron yakınlığı.....	57
2.4.3. İş fonksiyonu.....	58
2.4.4. Kimyasal potansiyel	60
2.4.5. Kimyasal potansiyel gradyentinde taşıyıcı hareketi.....	61
2.4.6. İdeal metal-yarıiletken eklemler.....	62
2.4.7. Gerçek Schottky diyotlar	68
2.4.8. Engel yüksekliğinin ölçülmesi	70
2.4.8.a. Akım-voltaj ölçümleri.....	70
2.4.8.b. Aktivasyon-enerji ölçümleri	72
2.4.8.c. Kapasite-voltaj ölçümleri.....	72
2.4.8.d. Fotoelektrik ölçümleri	74
2.4.8.e. Ölçülmüş engel yükseklikleri.....	76
2.4.9. Homojen olmayan engel modeli	78
2.4.10. Cheung fonksiyonları yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin tayin edilmesi	82
2.4.11. Engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı.....	84

2.4.12 Schottky diyotların kapasitesi	84
3. MATERYAL ve YÖNTEM	87
3.1.Giriş	87
3.2. InP	87
3.3. InP Kristalinin Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması.....	89
3.4. Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, Cd/n-InP/In Schottky Diyotlarının Üretilmesi.....	90
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	95
4.1.Giriş	95
4.2. Ag/n-InP/In ve 400°C’de Tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçülerinden Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	95
4.3. Au/n-InP/In ve 400°C’de Tavlanmış Au/n-InP/In Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçülerinden Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	126
4.4. Cd/n-InP/In ve 400°C’de Tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky Diyodunun I-V ve C-V Ölçülerinden Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	149
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	173
KAYNAKLAR	184
ÖZGEÇMİŞ	192

SİMGELER DİZİNİ

a	Örgü sabiti
a.c.	Alternatif akım
A	Diyot Alanı
A^*	Richardson sabiti
C	Schottky kapasitesi
CB	İletkenlik bandı
$C-V$	Kapasite-gerilim
CVD	Chemical vapor deposition
d	Direkt enerji geçişi
D	Elmas örgü
d.c.	Doğru akım
$\Delta\Phi$	İmaj kuvvet düşmesi
Dit	Hollerin yoğunluğu
DRAM	Dinamik sabit disk bellekleri
E_g	Enerji aralığı
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
E_{00}	Tünelleme aktivasyon enerjisi
$f(E)$	Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonu
Φ_b	Schottky engel yüksekliği
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama engel yüksekliği
Φ_b^j	Düz beslem $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_b^c	$C-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_{ap}	Zahiri (apparent) engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$h\nu$	Foton enerjisi

HB	Horizontal Bridgman
HBT	Heteroeklem bipolar transistör
HEMT	Yüksek elektron mobiliteli transistör
$I-V$	Akım-gerilim
i	İndirekt enerji geçişi
J	Akım yoğunluğu
J_0	Doyma akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
LED	Işık yayan diyotlar
LEC	Liquid encapsulated Czochralski
MBE	Molecular beam epitaxy
m_e	Elektronun kütlesi
MOCVD	Metal-organic chemical vapor deposition
MODFET	Modüle edilmiş-katkılanmış alan etkili transistörlerin
MQW	Multiple quantum well
μ_e	Elektronların mobilitesi
μ_h	Hollerin mobilitesi
nm	Nanometre
n_{ap}	Zahiri (apparent) idealite faktörü
N_d	n - tipi yarıiletkenin donör yoğunluğu
N^+NM	Metal n -tipi yarıiletken metal
n_{tun}	Tunellemeye bağlı idealite faktörü
$P(\Phi_b)$	Engel yüksekliğinin Gauss dağılımı
PPV	p -fenilen vinilen
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
QDs	Quantum dots
QWs	Quantum wells
R	Rocksalt örgü
RF	Radyo frekans
RHEED	Yüksek-enerji elektron difraksiyonu yansımaları

RIE	Reactive ion etching
ρ_2, ρ_3	Voltaj katsayıları
$\rho(x)$	Konuma bağılı uzay yükü yoğunluğu
R_s	Seri direnç
σ_s	Standart sapma
SPM	Taramalı prob mikroskobu
T	Sıcaklık
UHV	Ultra yüksek vakum
UV	Ultra viyole ışık
V_d	Built-in voltajı
VB	Valans bandı
w	Deplasyon genişliği
W	Wurtzite (hegzagonal) örgü
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
Z	Çinkoblend (kübik) örgü

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Czochralski kristal büyütme metodunun şematik gösterimi.....	20
Şekil 2.2. MBE sisteminin şematik gösterimi.....	21
Şekil 2.3. Direk ve indirek enerji aralığına sahip yarıiletkenlerin enerji aralıklarının örgü sabitine göre değişimi.....	22
Şekil 2.4. Fotolitografi ve etch işleminin şematik gösterimi.....	24
Şekil 2.5. InP kristalinin ıslak (kimyasal) ve kuru (fiziksel) olarak etch edilmesi.....	25
Şekil 2.6. İzotropik kimyasal etch ve anizotropik fiziksel etch metotları ile rezist kullanılarak Si üzerinde SiO ₂ 'nin oluşturulması.....	26
Şekil 2.7. 6H-SiC ve III-V nitrit yarıiletkenlerin enerji aralıklarının örgü sabitine göre değişimi.....	40
Şekil 2.8. Düşük boyutlu yapılar ve bunların enerjinin bir fonksiyonu olarak Dit'le ilişkisi.....	50
Şekil 2.9. Değişik tipteki nanoyapıların şematik gösterimi.....	50
Şekil 2.10. Tekli bir quantum-well yapısının enerji bant diyagramı.....	51
Şekil 2.11. Bir temel hal ve ilk uyarılmış enerji seviyelerinin dalga fonksiyonları ile birlikte şematik gösterimi.....	52
Şekil 2.12. GaAs/AlGaAs gibi bir süperlatis yapısının şematik gösterimi.....	53
Şekil 2.13. Bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline gelmeden önce ve kontakta sonra oluşan temel yapısı.....	63
Şekil 2.14. Metal-yarıiletken için kontakta önce ve sonraki dört muhtemel durum ..	66
Şekil 2.15. Schottky diyodun bant kenarı ve bant bükülmesine beslem voltajının etkileri.....	67
Şekil 2.16. Kusurlu bir Schottky kontakın tipik olarak gerçek engelleri.....	69
Şekil 2.17. Bir RhSi-Si diyodu için ters beslem karakteristiklerinin teorik ve deneysel sonuçları.....	72
Şekil 2.18. (a) Fotoelektrik ölçümlerin şematik bir gösterilişi. (b) Foto-uyarılma işlemi için enerji bant diyagramı.....	75
Şekil 2.19 Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontakın iki boyutlu bant diyagramı.....	79

Şekil 2.20. Metal <i>n</i> -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı.....	85
Şekil 3.1. InP'in birim hücresi.....	88
Şekil 3.2. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması.....	91
Şekil 3.3. Laboratuvarımızda üretilen Ag/ <i>n</i> -InP/In, Au/ <i>n</i> -InP/In ve Cd/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyotlarının <i>I-V</i> ve <i>C-V</i> ölçümlerinin alındığı sistemler.....	93
Şekil 3.4. 4-450 K aralığında ölçüm yapan <i>I-V</i> ölçüm sisteminin şematik gösterimi....	94
Şekil 3.5. 4-450 K aralığında ölçüm yapabilen <i>C-V</i> ölçüm sistemi.....	94
Şekil 4.1. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> karakteristikleri.....	98
Şekil 4.2. 400°C'de tavllanmış Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> karakteristikleri.....	99
Şekil 4.3. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyotlarının $dV/d(\ln I)$ - <i>I</i> grafikleri.....	101
Şekil 4.4. 400°C'de tavllanmış Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)$ - <i>I</i> grafikleri.....	101
Şekil 4.5. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyotlarının <i>H(I)</i> - <i>I</i> grafikleri.....	102
Şekil 4.6. 400°C'de tavllanmış Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun <i>H(I)</i> - <i>I</i> grafikleri.....	102
Şekil 4.7. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	103
Şekil 4.8. 400°C'de tavllanmış Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	104
Şekil 4.9. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	104
Şekil 4.10. 400°C'de tavllanmış Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı <i>I-V</i> karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	105
Şekil 4.11. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı değişimi.....	107
Şekil 4.12. 400°C'de tavllanmış Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı değişimi.....	107
Şekil 4.13. Ag/ <i>n</i> -InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)$ - $q^2\sigma^2/(2k^2T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi.....	108

Şekil 4.14. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyonu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/(2k^2T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	109
Şekil 4.15. Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliklerinin ve $[(1/n)-1]$ ’nin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	110
Şekil 4.16. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	111
Şekil 4.17. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait $[(1/n)-1]$ ’nin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	111
Şekil 4.18. Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği.....	116
Şekil 4.19. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği.....	116
Şekil 4.20. Ag /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V değişimi (300, 200, 100, 10 K) ...	117
Şekil 4.21. 400°C’de tavllanmış Ag /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V değişimi (300, 200, 100, 10 K).....	117
Şekil 4.22. Ag /n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	118
Şekil 4.23. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	118
Şekil 4.24. Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	119
Şekil 4.25. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	119
Şekil 4.26. Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T ’ye karşı değişimi.....	121
Şekil 4.27. 400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T ’ye karşı değişimi.....	121

Şekil 4.28. Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri.....	127
Şekil 4.29. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri.....	127
Şekil 4.30. Au/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	129
Şekil 4.31. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	129
Şekil 4.32. Au/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)-I$ grafikleri.....	130
Şekil 4.33. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)-I$ grafikleri...	130
Şekil 4.34. Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri ve idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	131
Şekil 4.35. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	131
Şekil 4.36. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	132
Şekil 4.37. Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ ’nin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	133
Şekil 4.38. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ ’nin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	134
Şekil 4.39. Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/kT$ ve $1/nkT$ ’ye karşı değişimi.....	134
Şekil 4.40. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/kT$ ve $1/nkT$ ’ye karşı değişimi.....	135
Şekil 4.41. Au/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/(2k^2T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	136
Şekil 4.42. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/(2k^2T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	136
Şekil 4.43. Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği.....	139

Şekil 4.44. 400 C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği.....	139
Şekil 4.45. Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V değişimi (300, 200, 100, 10 K)....	140
Şekil 4.46. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V değişimi (300, 200, 100, 10 K).....	140
Şekil 4.47. Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	141
Şekil 4.48. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	141
Şekil 4.49. Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	142
Şekil 4.50. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	142
Şekil 4.51. Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T’ye karşı değişimi.....	144
Şekil 4.52. 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T’ye karşı değişimi.....	144
Şekil 4.53. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri.....	150
Şekil 4.54. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri.....	150
Şekil 4.55. Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	152
Şekil 4.56. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)-I$ grafikleri.....	152
Şekil 4.57. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)-I$ grafikleri.....	153
Şekil 4.58. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)-I$ grafikleri.....	153
Şekil 4.59. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	154

Şekil 4.60. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	155
Şekil 4.61. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	155
Şekil 4.62. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi.....	156
Şekil 4.63. Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	157
Şekil 4.64. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	157
Şekil 4.65. Cd/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/(2k^2T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	158
Şekil 4.66. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/(2k^2T^2)$ ’nin $1/kT$ ’ye karşı değişimi.....	159
Şekil 4.67. Cd /n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ ’nin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	160
Şekil 4.68. 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ ’nin $1/2kT$ ’ye karşı değişimi.....	160
Şekil 4.69. Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği.....	163
Şekil 4.70 400 C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği.....	163
Şekil 4.71. Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V değişimi (300, 200, 100, 60 K) ..	164
Şekil 4.72. 400°C’de tavllanmış Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V değişimi (300, 200, 100, 60 K).....	164
Şekil 4.73. Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	165
Şekil 4.74. 400°C’de tavllanmış Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	165

- Şekil 4.75.** Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....166
- Şekil 4.76.** 400°C’de tavllanmış Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....166
- Şekil 4.77.** Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T’ye karşı değişimi.....168
- Şekil 4.78.** 400°C’de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T’ye karşı değişimi.....168

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Yaygın olarak kullanılan yarıiletkenlerin oda sıcaklığındaki (300 K) bazı yapısal özellikleri.....	32
Çizelge 2.2. Dar enerji aralıklı yarıiletkenlerin oda sıcaklığındaki (300 K) bazı özellikleri.....	36
Çizelge 2.3. Geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerin oda sıcaklığındaki (300 K) bazı özellikleri.....	37
Çizelge 2.4. Seçilen bazı yarıiletkenlerin yaygın olan uygulamaları ve oda sıcaklığındaki (300 K) enerji aralıkları.....	55
Çizelge 2.5. Bazı IV. Grup, III-V ve II-VI yarıiletkenleri için elektron yakınlığı değerleri.....	57
Çizelge 2.7. Bazı önemli metallerin ve yarıiletkenlerin elektronik iş fonksiyonları.....	59
Çizelge 2.8. n-tipi yarıiletkenlerin 300 K'de ölçülmüş $\phi_{Bn}(V)$ Schottky engel yükseklikleri	77
Çizelge 3.1. InP yarıiletkeninin 300 K'deki bazı özellikleri.....	88
Çizelge 3.2. Çeşitli yarıiletkenlerin metal veya alaşım omik kontakları	92
Çizelge 4.1. Ag/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C'de 3 dk tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun I-V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri.....	122
Çizelge 4.2. Ag/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C'de 3 dk tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun C-V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri.....	124
Çizelge 4.3. Au/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C'de 3 dk tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun I-V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri.....	145
Çizelge 4.4. Au/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C'de 3 dk tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C-V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri.....	147

Çizelge 4.5. Cd/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyonunun <i>I-V</i> karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri.....	169
Çizelge 4.6. Cd/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyonunun <i>C-V</i> karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri.....	171

1. GİRİŞ

Yarıiletkenlerin elektronikte kullanılması 20. yüzyıl teknolojisindeki en önemli katkılardan biridir. Dolayısıyla elektronik devre elemanları teknolojisinde Schottky kontaklar önemli bir yere sahiptir. Bu tür diyotların çalışma prensibi normal diyotlar gibidir. Güç kayıpları çok azdır fakat gerilim ve akım değeri normal ve hızlı diyotlara göre daha düşüktür. Yüksek frekans uygulamalarında kullanılırlar ve geçmişi yüz yıldan fazla bir süreyi kapsamaktadır.

Metal yarıiletken Schottky kontakların elektriksel iletkenlik özellikleri ve karakteristiklerinin belirlenmesi konusunda ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır. Braun bakır ve demirsülfat gibi metal kontaklarla yarıiletkenler arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik olduğunu bulmuştur (Braun 1874; Rhoderick and Williams 1988). O dönemlerde doğrultma mekanizması bilinmemesine rağmen bu şekilde elde edilen kontaklar dedektör gibi bir çok farklı cihazlarda kullanılmıştır. Günümüzde ise Schottky diyotlar daha çok mikrodalga diyotlarında ve transistörlerinde anahtar olarak kullanılmaktadırlar.

1906 yılında Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent geliştirmiştir (Pickard 1906).

İlk metal-yarıiletken yapı, nokta kontak diyotlardır. Bu yapılar yarıiletken malzemenin yüzeyine ince sivriltilmiş bir telin kontak haline getirilmesiyle elde edilmiştir. Nokta kontak diyotların en gelişmiş şekli Schottky kontak diyot olarak adlandırılır. Yapımlarının kolaylığı ve karakteristiklerinin çoğunlukla bilinmesi Schottky diyotların önemini artırmıştır. Schottky engel diyotların nokta kontak diyotlara göre önemli avantajları vardır. Schottky engel diyot daha düşük seri direnç, daha düşük gürültü karakteristiği ve yüksek güç kapasitesine sahiptir.

1907 yılında Pierce metali yarıiletkenin yüzeyine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu yayınlamıştır (Pierce 1907).

1920'lerden itibaren vakum tüpleri radyo dedektörlerinde metal-yarıiletken doğrultucuların yerini almıştır.

Metal-yarıiletken Schottky diyotlar ile ilgili ilk ciddi çalışma 1930 yılında Schottky tarafından yapılmıştır ve bu yüzden bu diyotlara Schottky diyotlar denilmektedir. 1931 yılında Schottky, Störmer ve Waibel'in metal yarıiletken kontakta akım aktığında tüm kontak boyunca bir potansiyel düşüşü olacağını göstermeleri ile metal-yarıiletken kontakların doğrultma özelliği yeniden gündeme gelmiştir (Rhoderick 1988). Yine Schottky ve Spenke (1939) potansiyel engelinden taşıyıcıların difüzyonu şeklindeki metal-yarıiletken doğrultucu kontak teorisini geliştirmişlerdir.

1932 yılında Kuantum mekaniğinin de gelişimiyle Wilson ve bazı araştırmacılar doğrultma olayını kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla açıklamaya çalışmışlarsa da kolay akım akış yönünü yanlış tahmin ettikleri çok geçmeden anlaşılmıştır (Wilson 1932). Bu olayın ardından 1938 yılında Mott doğrultma olayının yönünün elektronların bu potansiyel düşüşü üzerinden sürüklenme ve difüzyon geçişi şeklinde olduğunu kabul ederek açıklanabileceğini bildirmiştir (Mott 1938). Mott'a göre, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmalarından dolayı bir potansiyel engeli oluşmaktadır (Mott 1938).

Yoğun çalışmalardan sonra Schottky (1938), Braun'un buluşunu hareketli taşıyıcıların boşalttığı metal-yarıiletken kontakların yarıiletken tarafındaki uzay yükü bölgesiyle açıklamıştır (Mönch 1999). Schottky, yüklü kirliliklerin konsantrasyonunun sabit olduğu engel bölgesi fikrini kabul etmiştir (Schottky 1939). Davydov (1939,1941), Schottky'nin bu fikrini benimseyerek geliştirmiştir.

1900'lü yıllardan itibaren silisyum ve germanyum ile nokta kontak doğrultucular mikrodalga radarlarda kullanılmış, bu önemli gelişme yarıiletken fiziğinin gelişimine

önemli derecede yardımcı olmuştur. Bu dönemdeki muhtemelen en önemli katkı; Bethe'nin termoiyonik emisyon teorisidir (1942). Daha sonraki dönemlerde metal/yarıiletken kontaklar mikro elektronikte de geniş kullanım alanı bulmuştur. 1940'larda Schottky de difüzyon teorisini geliştirmiştir (Rideout 1978; Crowel and Sze 1965).

1945'lerde mikrodalga radarların tekrar gelişmeye başlamasıyla nokta kontak diyotlar yeniden gündeme gelmiştir. Bu dönemlerde nokta kontak diyotlar daha çok frekans dönüştürücüsü ve düşük seviye mikrodalga dedektör diyotu olarak kullanılmıştır. Metal-yarıiletken kontakların diğer önemli uygulama alanı ise bütün aktif yarıiletken devre elemanlarında kullanılan doğrultucu özellikte olmayan omik kontaklardır (Rideout 1978).

1948 yılında Bardeen ve Brattain, Ge diyotlarda taşıyıcı enjeksiyonunu bulmuşlardır ve bir yıl sonra da Ge nokta kontak transistörü yapılmıştır (Bardeen 1948).

Metal-yarıiletken kontaklar omik kontak özellikleriyle 1950'li yıllarda geliştirilmiş olan pn eklem yapılarında omik kontak olarak kullanılmıştır.

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarla ilgili çalışmalar 1960'larda yoğunlaştırılmıştır (Rideout 1978, Rhoderick 1988). Schottky diyotların engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna bağlı olduğu bildirilmiştir (Cowley and Sze 1965; Sze 1981). 1964'te Baird, Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistörü geliştirmiştir. Metal yarıiletken yapıların karakteristikleri sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçülüp bu yapılar sıcaklığın tayininde kullanılmıştır (Ziel 1968). 1966'da Crowell ve Sze Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termoiyonik emisyon teorisini tek bir termoiyonik emisyon difüzyon modelinde birleştirmişlerdir (Ziel 1968; Crowell and Sze 1966). Bu model ideal şartlar için geçerlidir. Schottky kontaklar her zaman ideal şartlarda olamadığından idealite faktörü denilen bir karakteristik parametre ortaya çıkmaktadır.

Birkaç yıl sonra metal-yarıiletken kontaktaki akım iletim mekanizmaları Rhoderick tarafından açıklanmıştır (Rhoderick 1972).

1970'li yıllarda pn eklem diyotların gerilim sıcaklık karakteristikleri ölçülmüştür (Rideout 1978; Rhoderick 1988). Ayrıca metal-yarıiletken arayüzeyde oluşan potansiyel engelinin oluşumu üzerine çeşitli modeller ileri sürülmüştür (Brillson 1982).

Card ve Rhoderick arayüzey durumlarının doğru beslem akım voltaj ($I-V$) karakteristiklerine ve idealite faktörüne etkisini incelemişlerdir (Card and Rhoderick 1971).

1980'li yıllarda metal-yarıiletken diyotların gerilim-sıcaklık ($V-T$) karakteristikleri ölçülmüş ve sıcaklık tayini yapılmıştır (Rideout and Rhoderick 1988).

Schottky diyotların kapasite-voltaj ($C-V$) karakteristiklerindeki piklerin seri direncin varlığında meydana geldiği ve kapasitenin pik değerinin arayüzey halleri yoğunluğu, katkı yoğunluğu, arayüzey oksit tabaka kalınlığı gibi parametrelere bağlı olduğu; $C-V$ karakteristiklerinde seri direncin etkisi düşünülerek Chattopadhyay ve Daw (1986) tarafından incelenmiştir.

1987'de Mönch teoriyle çok örtüşen bir deneysel ölçümün homojen Schottky kontaklar için temelini kurmuştur (Mönch 1999).

Doğrultucu metal-yarıiletken kontakları olarak adlandırılan Schottky kontakların en önemli karakteristik parametresi Fermi seviyesi ile çoğunluk taşıyıcı band kenarı arasındaki enerji farkı olan engel yüksekliğidir (Mönch 1999). Bu konu ile ilgili yapılan çalışmaların başlangıcı 1970'li yıllara dayanır.

Schottky kontakları, onların engel yükseklikleri ve idealite faktörlerinden yararlanarak karakterize edebiliriz. Bu karakteristikler birbirine bağlıdır ve küçük engel

yüksekliklerinin büyük idealite faktörüne karşılık geldiği söylenebilir (Ohdomari *et al.* 1980; Chin *et al.* 1989; Werner *et al.* 1993; Mönch 1999).

Schottky kontaklarda akım engel yüksekliğine üstel bir fonksiyonla bağlıdır. Yani akım, arayüzeydeki engelin uzaysal değişimine bağlıdır. Engel yüksekliğindeki küçük bir değişim akımın küçük engele sahip bölgelerden geçmesine neden olur. Bu yüzden Schottky diyotlarda $C-V$ karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinin $I-V$ den bulunanlara göre daha büyük olması beklenir (Jürgen *et al.* 1991; Cimilli 2003). Yüksek konsantrasyonlu yarıiletkenler için bu fark daha yüksektir (Sullivan *et al.* 1991). Bu fark $I-V$ ve $C-V$ ölçüm tekniklerinin özelliklerinden kaynaklanmaktadır (Thomas and Luo 1993; Chin *et al.* 1990).

Sıcaklığın artması ile Schottky engel yüksekliğinin artması ve idealite faktörünün azalması metal yarıiletken arayüzeyindeki atomik boyutlardaki inhomojenliğin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir. Bu inhomojenlik arayüzeyin atomik yapısının gözenekli ve kusurlu oluşundan kaynaklanabilir (Biber *et al.* 2001, Biber 2001). Bu durum düşük idealite faktörüne ve yüksek engel yüksekliğine sahip diyotlar elde etmenin zorluğunu ortaya koymaktadır. Bazı araştırmalara göre Schottky engeli homojen olmayan farklı engel yüksekliklerinden oluşmaktadır (Tung 1992; Sullivan *et al.* 1992; Temirci *et al.* 2001).

Inhomojen Schottky engel yüksekliğinin potansiyel ve eklem akımına ait ilk analitik tanımını Tung (1991) vermiştir. Tung makalesinde şunlara değinmiştir; Schottky engel yüksekliğinin yanal değişimi sadece paralel iletkenlik modeli analiziyle elde edilebilir. Değişik Schottky engel yüksekliğine sahip bölgeler elektrik özellikleri bakımından birbirinden bağımsızdır ve toplam akım bütün alanlardan akan akımların toplamına eşittir. Bugün varolan teori şunu göstermektedir; Etkin Schottky engel yüksekliği ters besleme artar ve alan parametresi γ 'nın dağılımı üzerindeki tahminler gözlemlenen ters beslem akımı ve sıcaklığa bağlılığı açıklar. Schottky engel yüksekliğinin ölçüm tekniğine bağlılığını gösteren bir diğer sapma ise $I-V$ ölçümlerinden elde edilen Schottky engel yüksekliğinin $C-V$ tekniğiyle elde edilenden küçük olması ile

açıklanabilir. İdealite faktörü, T_0 sapması, ters beslem karakteristikleri ve ölçüm tekniğinin Schottky engel yüksekliğine bağlılığı gibi kuraldışı durumların hepsi Schottky engel yüksekliği inhomojenliği ile uyumludur. Gözlemlenen Schottky engel yüksekliği inhomojenliği, Schottky engelinin oluşum mekanizmasının metal-yarıiletken arayüzeyindeki lokal parametrelere bağlı olduğunu söyler (Tung 1991).

Metal-yarıiletken arayüzeyinde akımın iletimi sıcaklığa bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük bir engelle karşılaşır ve akım kolaylıkla iletilir, idealite faktörü de artar (Tung 1991; Sullivan *et al.* 1991). Sıcaklık arttırılmaya devam edilirse elektronlar daha büyük bir engeli aşmaya yetecek kadar bir enerji kazanırlar ve engel yüksekliği, sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir. Ayrıca sıcaklığın artmasıyla yarıiletkendeki genleşmeden dolayı yarıiletkenin yasak enerji aralığı azalmakta ve taşıyıcıların termal hızları arttığından dolayı iletim bandındaki taşıyıcı sayısı da artacaktır. Buna bağlı olarak seri direnç değerinin de azalması beklenir. Yani sıcaklığın artmasıyla seri direnç değerinin düşmesi, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand and Kumar 1996).

Metal-yarıiletken Schottky kontakların en önemli özellikleri, bu kontakların karakteristikleridir. Bu yüzden Schottky engel diyotlarının $I-V$ karakteristikleri, engel yüksekliği ve idealite faktörü gibi karakteristik parametreleriyle ilgili çok sayıda çalışmalar yapılmıştır (Pietsch *et al.* 1990).

Tung (1992), dairesel alanlı Schottky kontaklar için bir $I-V$ ilişkisi kurmuş ve alan parametresine bağlı bir Gauss dağılımı yaparak toplam alan üzerinden integrasyon yoluyla termiyonik emisyon akımı ifadesini vermiştir.

Türüt *et al.* (1992), arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Schottky diyotlarında arayüzey tabakası, arayüzey halleri ve arayüzeydeki sabit yükleri dikkate alarak, $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerini inceleyip engel yüksekliği, idealite faktörü ve arayüzey durum yoğunluklarını tespit etmişlerdir.

Balistik elektron emisyon mikroskopi çalışmaları lokal Schottky engel yüksekliği değişimlerini araştırır. $I-V$ ve $C-V$ metotlarıyla ölçülen Schottky engel yüksekliği arasındaki farklılıklar Schottky engel yüksekliği inhomojenliğinin kanıtıdır. Literatüre göre metal-yarıiletken eklemlerde, Schottky engel yüksekliğinin, ölçüm metotlarına ya da katkı (doping) seviyesine bağlı olduğunu gösteren bir çok gözlem vardır. Schottky engel yüksekliği çalışmalarındaki başka bir yöntem ise $I-V$ ölçümlerindeki idealite faktörünün gözlemlenmesidir. Arayüzey hallerinin varlığı böyle anormalliklerin en popüler açıklamasıdır (Tung 1991).

Arayüzeydeki engel yüksekliklerinin Gauss dağılımına bağlı olarak değişiminin engel inhomojenliğinden kaynaklandığı düşünülmektedir (Biber 2002; Sağlam 2004).

Schottky (veya metal/yarıiletken diyot) kontağın klasik modeli, eklemün ani ve sabit engel yüksekliğine sahip olduğunu kabul etmektedir. Halbuki, diyot parametrelerinin tayininde kullanılan özellikle $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen veriler termoiyonik emisyon modelinden sapmaların olduğunu göstermektedir. Bu durumu açıklayan modellerden biri, engelin inhomojenliğidir (Jiang *et al.* 2002).

Bir Schottky engelindeki iletim mekanizmasını anlamak için Schottky diyodun parametrelerini incelemek gerekir. Biber (2003) tarafından engelin tabiatı ve iletim mekanizmasını açıklamak için Schottky engelli diyodun parametrelerinin geniş bir sıcaklık aralığında tanımlanması gerektiği de ayrıca ifade edilmiştir. $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa önemli derecede bağlı olduğu da kabul edilmiştir.

Deneysel sonuçlar $I-V$ karakteristiklerinden ve $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve arayüzey hal değerlerinin sıcaklığın kuvvetli bir fonksiyonu olduğunu göstermektedir. Artan sıcaklıkla Schottky engel yüksekliği arttıkça idealite faktörü de azalmaktadır. Bu durum termoiyonik emisyon mekanizmasını temel alarak engel yüksekliğinin Gauss dağılımı ile başarılı bir şekilde açıklanmıştır (Sullivan *et al.* 1991; Zeyrek vd 2006). Her ne kadar Schottky engel

yüksekliği ölçüm tekniklerine bağlı olsa da $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen ve $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri arasında bir çelişki vardır. $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinden daha yüksek bir değer almaktadır. Bu çelişki yarıiletkenin yüzey ya da arayüzey hallerinin ve Schottky engel inhomojenliklerinin varlığıyla açıklanabilir (Zeyrek vd 2006).

Schottky engel diyotları, mikrodalga dedektörleri, transistörler, güneş pilleri gibi yarıiletken devrelerindeki varlıkları nedeniyle ve yarıiletken devre teknolojisinin geliştirilmesi ve araştırılmasında bir test malzemesi olarak kullanılması nedeniyle pek çok araştırma için konu olmuştur. Ancak Schottky engel diyotlarının elektriksel karakteristikleri, arayüzey halleri, arayüzey oksit tabakası, arayüzeydeki sabit yükler ve seri direnç gibi çeşitli idealsizliklerden oldukça etkilenmektedir (Şahin vd 2005). Seri direnç, Schottky engel diyotların elektriksel karakteristiklerini ideallikten uzaklaştıran önemli bir parametredir. Doğru beslem akım-voltaj karakteristikleri düşük sıcaklıklarda yarı-logaritmik skalada genellikle lineerdir. Fakat, uygulama voltajı yeterince büyükse, seri direnç arayüzey tabakası ve arayüzey halleri gibi parametrelerin etkisi nedeniyle ideallikten büyük ölçüde sapar. Seri direnç parametresi sadece doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinin lineer olmayan bölgesinde (ideal olmayan bölge) etkilidir. Ama diğer iki parametre Schottky engel yüksekliği değişimiyle birlikte doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinin lineer ve lineer olmayan bölgelerinin her ikisinde etkilidir. Seri direncin uygulamalardaki etkisini sınırlamak için birçok araştırmacı değişik metotlar önermişlerdir. Norde (1979), ideal bir Schottky diyotta (yani idealite faktörü $n=1$ olduğunda) seri direncin değerini doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinden elde etmek için bir metot geliştirmiştir. Sato ve Yasumura (1985), idealite faktörünün $n=1$ 'den büyük olduğu değerlerde Norde'unkine benzer bir $F(V)$ fonksiyonu kullanmışlardır. Daha sonra kullanılan yöntem ise iki değişik numune sıcaklığına sahip iki deneysel $I-V$ karakteristiklerinin ölçümünün Norde fonksiyonlarının çok az değiştirilmesiyle yapılmaktadır. Cheung and Cheung (1986), tek bir doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinin ölçümünden diyot parametrelerini elde ettikleri başka bir model öne sürdüler. Cheung doğru beslem $I-V$ grafiğinin lineer olmayan eğri bölgesinin karakterize edilmesiyle

arayüzey hal ve seri direncin etkisini elde etmiştir. Ne var ki bu metotta ideallikten sapmanın seri direncin ve arayüzey hallerinin hangisinden kaynaklandığını tespit etmek çok güçtür. Çok geçmeden Chattopadhyay ve Raychaudhuri (1993) tarafından yüksek frekansta doğru beslem $C-V$ ve doğru beslem $I-V$ karakteristiklerini kullanarak ideal olmayan Schottky engel diyotlarının seri direncini tespit eden bir teknik geliştirmişlerdir (Şahin vd 2005).

Metal-yarıiletken yapılar yeni yarıiletken materyallerin karakterizasyonu için önemli bir araştırma aracıdır ve böyle yapıları teknolojiye kazandırmak çok önemlidir. Metal-yarıiletken yapıların bu oldukça verimli karakteristiği, nadiren çalışılan birbirine kovalent bağla bağlı sandviç tipinde tabakalı yarıiletken kristalleri ile birleştirilince, yarıiletken teknolojisi açısından önemli bilgiler elde edilebilir. III-VI grubundan tabakalı yarıiletkenler kullanılarak yapılan Schottky engel diyotlarına ait çok az yayın yapılmıştır (Çankaya ve Abay 2006). Özellikle de bileşik yarıiletkenlerden elde edilen Schottky engel diyotlarının $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü, engel yükseklği, seri direnç gibi karakteristik parametreleri hakkında çok şey bilinmemektedir.

Bu tür çalışmalar günümüzde Schottky engel diyotların yarıiletken teknolojisindeki öneminden dolayı halen devam etmekte ve akım ile potansiyel engelinin oluşum mekanizmalarının daha iyi anlaşılabilmesi için gün geçtikçe artmaktadır.

Elektronik devre elemanları teknolojisinde Schottky kontaklar önemli bir yere sahiptir. Bu diyotlar hızın ve anahtarlanmanın önemli olduğu yerlerde örneğin swich mode güç kaynaklarında kullanılırlar. En yaygın kullanımı yüksek frekans sinyallerinin doğrultulması ya da işlenmesi şeklindedir. Hızlı anahtarlama (switching) uygulamaları, mikrodalga karıştırıcı dedektörler, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilime göre değişen kondansatörler), Schottky engel tabakalı alan etkili transistörler (MESFET), metal oksit yarıiletken alan etkili transistörler (MOSFET) ve daha bir çok yarıiletken elektronik devre uygulamalarında bu yapılardan faydalanılmaktadır (Robinson 1985;

Wilmsen 1985). Kaliteli Schottky kontak yapımında ortaya çıkan problemler, elektronik sanayiinde önemli bir yer işgal etmektedir (Türüt 1992, Tung 1992).

Çağımızın ekonomik ve sosyal yaşantısının ayrılmaz bir parçası haline gelen yarıiletkenler, periyodik Çizelgede Si, Ge gibi IV. grup elementlerden, GaAs, InP ve InSb gibi III-V grup bileşiklerden ve kısmen de ZnS, CdS ve ZnO gibi II-VI grup bileşikleri ile bu bileşiklerin üçlü, dörtlü bileşiklerinden oluşacak şekilde geniş bir yelpaze oluşturmaktadırlar.

Periyodik Çizelgede IVA grubu elementlerinden III-V ve II-VI grup yarıiletkenlere doğru ilerlediğimizde, iyonik bağ karakteri artar. İyonik karakter oranı Si için 0.00, Ge için 0.00, GaAs için 0.31, InP için 0.42, ZnS için 0.62 ve ZnO için 0.62 şeklindedir (Kittel 1986). Artan iyonik bağ karakteri, enerji bant aralığının artmasına neden olur. Yüksek iyonik bağlanma elektronların pozitif-iyon çekirdeklerine daha sıkı bir biçimde bağlanmasına yol açar. Böylece II-VI bileşikleri, III-V bileşikleri ile karşılaştırıldığında daha geniş bant aralıklarına sahiptirler. Bu anlamda da III-V bileşik yarıiletkenleri uygulamalarda II-VI bileşiklerine göre daha çok tercih edilmektedirler.

Yüksek hız ve frekans gerektiren bazı özel uygulamalara olan gereksinim arttıkça Si'un yeterli olmadığı görülmüştür. Bunun sebepleri, indirek bant yapısına, düşük mobilite ve düşük iletkenlik özelliklerine sahip olması olarak gösterilebilir. Si'dan beklenen uygulamalar elde edilemeyince GaAs, AlAs, GaP, InP ve bunların üçlü bileşikleri dikkat çekmiştir. Bu yeni malzemeler daha çok optik uygulamalarda (ışık yayan diyotlar ya da lazerler) kullanılmaktadırlar. Daha sonra, GaAs ve InP önemli özelliklerinden dolayı mikrodalga devrelerinde kullanılmışlardır. Bunun sebebi ise bu malzemelerin yüksek mobilite ve direk bant yapısına sahip olmaları ve yarıyalıtkan özellik göstermeleridir.

Schottky kontak yapımında son dönemlerde ilgi çekmeye başlayan yarıiletken bileşiklerden biri olan InP, Folberth ve Weiss (1955) tarafından zor bir teknikle ilk kez elde edilerek, Hall katsayısı ve elektriksel iletkenliği çalışılmıştır. Elektrik ve optik

özellikleri ilk olarak Welker (1955) tarafından çalışılmıştır. Ekstrapole edilmiş termal enerji aralığı 0 K'de 1.34 eV, ekstrapole optik yasak enerji aralığı 1.42 eV ve oda sıcaklığı optik yasak enerji aralığı ise 1.28 eV olarak bulunmuştur. Smith (1968) tarafından oda sıcaklığındaki elektron mobilitesinin maksimum değeri $3.4 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, Hall mobilitesi de $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olarak bildirilmiştir. InP'nin optik özellikleri ilk olarak Oswald ve Schade (1956) ve Oswald (1955) tarafından incelenirken, rekombinasyon karakteristikleri ise Braunstein (1955) tarafından rapor edilmiştir.

İlk olarak Hokelek *et al.* (1981, 1982, 1983) ve Van der Berge *et al.* (1990) tarafından [100] kristal yapılı InP Schottky diyotları araştırılmıştır. Bunlar çok sayıda metalin kimyasal etch işlemiyle kaplanması yöntemi ile InP diyotları araştırmışlardır.

Metal-yarıiletken kontak yapımında elementel silisyumun yanısıra InP, yüksek hız ve güç gerektiren devre elemanı uygulamaları için kullanılan GaAs'a bir alternatif malzeme olarak düşünölmeye başlanmıştır. Bu yüzden InP metal kontakların Schottky engel yüksekliği, birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Mead ve Spitzer (1964), InP'nin engel yüksekliğini (Φ_b) ilk ölçen araştırmacılar olarak literatürdeki yerini almışlardır. Smith (1973), yüzeyi bromin metanol solüsyonu ile dağlanarak imal edilen Au/n-InP diyotlarını incelemiş ve 0.40 eV'lik düşük bir engel yüksekliği elde etmiştir. Kimyasal olarak dağlanmış n-InP'nin dikkatli bir çalışmasını yapan Williams *et al.* (1977), Au/n-InP'nin engel yüksekliğinin 0.43 eV ve 0.50 eV arasında olduğunu teyit etmişlerdir. Ayrıca, yapılan çalışmalarda p-tipi InP'nin engel yüksekliğinin n-tipi InP'nin engel yüksekliğinden daha büyük olduğu görölmüştür.

Wada ve Majerfeld (1978), ışık altında HNO₃ solüsyonu ile InP ve Au elektrot arasında oluşturulan ince (<100 Å) oksit tabakası ile 0.94 eV değerinde Schottky engel yüksekliğine (SEY) sahip Schottky engel diyotlar (SED) oluşturmuşlardır. Morgan ve Frey (1978) bu tekniği Au/n-InGaAs Schottky engeline genişletmişlerdir. Yine Christou ve Anderson (1979) yaptıkları çalışmada, metal-yarıiletken ara yüzeydeki P₂O₅ tabakasının engel yüksekliğini artırdığını göstermişlerdir. Roberts ve Pande (1977) tarafından yapılan çalışmada, metal-yarıiletken yüzey engelleri, epitaksiyel n-InP

filmler üzerine vakum ortamında Au/Ti metalleri buharlaştırılarak oluşturulmuştur. Au/Ti/n-InP Schottky engellerin elektriksel karakteristikleri incelenerek akım ve kapasite, farklı sıcaklıklarda voltajın bir fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Uygulama voltajının fonksiyonu olarak oluşan Schottky kapasitesinin ölçümü ile yarıiletkendeki kirlilik konsantrasyonları ve kirlilik profillerini belirlemenin standart bir metodu oluşturulmuştur. Yapılan incelemelerle yüzey kirlilikleri, hacim tuzakları vb. etkilerin, metal-yarıiletken kontakların $I-V$ karakteristiklerinin termoiyonik emisyon ya da difüzyon modellerinin öngördüğü ideal davranıştan sapmasının nedeni olarak belirlenmiştir. Elde edilen engel yüksekliği 0.5 eV, idealite faktörü 1.07 ve oda sıcaklığındaki saturasyon akım yoğunluğunun $3 \times 10^{-5} \text{ Acm}^{-2}$ olduğu, engel yüksekliğinin ise, artan sıcaklık ile azaldığı görülmüştür.

Tuck *et al.* 1982 yılında yaptıkları çalışmada bulk şeklinde büyütülmüş n-InP dilimleri üzerine Al buharlaştırılarak hazırlanan Schottky engel diyotları tekrarlanabilir devre elemanları olarak elde etmişlerdir. $I-V$, $C-V$ ve fotoakım ölçümleri alınmış ve idealite faktörünün ideale yakın olarak elde edilmesinin sonucu olarak termoiyonik emisyon teorisine uygun bir akım mekanizmasının var olduğunu bildirmişlerdir. $C-V$ ölçümleri derin donör seviyelerinin iletim bandı kenarının yaklaşık 1 eV altında varlığını belirlemiştir. Tüm bu üç teknikte ölçülen engel yüksekliği 0,5 eV olarak verilmiştir. Engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi, InP'nin bant enerji aralığının sıcaklıkla değişimi ile çok benzer bir şekilde $4 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ olarak bulunmuştur.

Newman *et al.* (1985) atomik olarak temizlenmiş ve havaya maruz bırakılmış n-tipi InP (110) üzerine imal edilmiş Schottky engel diyotların elektronik özelliklerinin sistematik bir çalışmasını rapor etmişlerdir. $I-V$ ölçüm tekniğini kullanarak engel yüksekliği değerini Ni, Al, Sn, Mn için 0,33 eV, Pd, Cu, Au, Cr için 0,43 eV ve gümüş için 0,54 eV olarak bulmuşlardır. Son zamanlarda rapor edilen çalışmalardan farklı olarak bu çalışmanın sonuçları kimyasal reaktivite ve Schottky engel yüksekliği arasında basit bir ilişki göstermemektedir. Temiz yüzeyler ve havaya maruz bırakılmış yüzeyler üzerine yapılan Schottky diyotların elektriksel karakteristikleri arasında büyük farklılıklar elde edilmemiştir. Newman (1985) ve arkadaşları yapmış oldukları bu çalışmalarda, reaktif

olmayan metallerle yapılan n-InP Schottky diyotların engellerinin daha büyük, reaktif metallerle yapılan Schottky diyotların ise engellerin daha küçük olduklarını rapor etmişlerdir.

Shi *et al.* (1991) tarafından yapılan çalışmada, n-InP üzerine yüksek engel yükseklikli ($\Phi_b = 0.96$ eV) Schottky kontaklar, 77 K sıcaklıkta tutulan altlık üzerine vakumda metal buharlaştırılarak gerçekleştirilmiştir. 77 K altlık sıcaklığında imal edilen diyodlar için sızıntı akım yoğunluğunun, oda sıcaklığında oluşturulan diyodlara göre 6-7 merteye daha düşük değerlere sahip olduğu görülmüştür. Oda sıcaklığında imal edilen Pd/n-InP ve Au/n-InP schottky diyotların Schottky engel yükseklikleri sırasıyla 0.48 ve 0.51 eV iken, 77 K'de imal edilen diyodların engel yükseklikleri sırasıyla, 0.96 eV ve 0.85 eV değerlerine yükseldiği rapor edilmiştir.

Schottky diyodların elektriksel parametreleri üzerine tavlama ve yüzey işleminin etkisini görmek amacıyla Benamara *et al.* (2002) tarafından Au/InP (100) ve Au/InSb/InP (100) diyodları araştırılmıştır. Au/InSb/InP'daki InSb ile oluşturulan bir tabakanın In atomlarının InP gövdeden yüzeye göçünü bloke ettiği iddia edilmiştir. Bu diyodların $I-V$ karakteristikleri, yüzeye InSb oluşturulmadan önce ve oluşturulduktan sonra ölçülmüştür. Ayrıca, tavllanmış Au/InP ve Au/InSb/InP yapıları için ölçüler tekrarlanmış ve ara yüzeye sahip olmayan diyodun karakteristiklerinde tavlandıktan sonra bozulma, ara yüzeye sahip diyodun karakteristiklerinde ise iyileşme ve engel yüksekliğinde belirli bir artış görülmüştür.

n-InP ile yapılan başka bir çalışmada Akkal *et al.* (1998), InSb ince film ile birkaç mono tabaka şeklinde kaplanan yüzey üzerine oluşturulan Au/InP yapısına ait karakteristik diyod parametrelerini elde etmek üzere 300-425 K sıcaklık aralığında $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri yapmışlardır. Doping konsantrasyonu (N_d) oda sıcaklığında $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Ancak, 425 K'de yapılan ölçümde, bu değer termal aktivasyonla arttığı ve $7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ değerine ulaştığı gözlenmiştir. Difüzyon voltajının (V_d) ise doping konsantrasyonu ile ters orantılı olduğu ve $33.7 \times 10^{-2} \text{ V}$ 'dan $29 \times 10^{-2} \text{ V}$ 'a kadar azaldığı görülmüştür. Oda sıcaklığında $4.33 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ olan ortalama ara yüzey hal

yoğunluğu (N_{ss}) ise artan sıcaklık ile $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ 'e değişmektedir. Yarıiletkenin bant aralığında tekdüze bir dağılım göstermeyen ara yüzey hal yoğunluğunun, sıcaklık ile ters orantılı olduğu sonucuna varılmıştır. Ara yüzeyde görülen iyileşme, Au/InP ara yüzeyde yeni moleküllerin teşkili ve düzenlenmesine atfedilmiştir. 375 K'nin altındaki sıcaklıklarda $C-V$ karakteristiğinin, önemli bir ara yüzey hal yoğunluğu ve yarıiletken gövdedeki derin donör seviyelerinin varlığı ile kontrol edildiği görülmüştür. 375 K'nin üzerindeki sıcaklıklarda ise C^2-V eğrisinin lineer hale geldiği, derin donör seviyelerinin kaybolduğu ve tuzakların etkisinin de yok olduğu gözlenmiştir.

Anand *et al.* (1996), nanoskopik (nano genişlik) engel inhomojenliklerin varlığında, Au/InP metal-yarıiletken arayüzeylerde elektron iletiminin bir araştırmasını yapmışlardır. Onlar, üzeri Au kaplanmış InP numunelerin üstüne nanometre büyüklüklü Ag parçacıklarından ibaret kompozit bir yapı oluşturup akım iletiminde düşük engel yükseklikli bölgelerin etkin olduğunu gözlemlemişlerdir. Schottky diyotlarda, engel yüksekliği inhomojenliğine bağlı olarak n -tipi ve p -tipi InP/polypyrrole kontaklarda akım iletiminin detaylı bir çalışması Frank *et al.* (1999, 2001) ve Lonergan and Jones (2001) tarafından yapılmıştır. Bu araştırmacılar, Tung tarafından verilen inhomojenlik etkisini ihtiva eden idealite faktörü eşitliğini genişleterek kendi verilerini değerlendirmişlerdir. Bunlara ilave olarak, Horvath *et al.* (2003) n -InP yarıiletken kristallerinden yapılan Schottky diyotlarda ve Ayyıldız *et al.* (2005) Sn/ p -Si Schottky diyotlarda sıcaklık bağımlı akım-gerilim karakteristiklerini engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı ile termiyonik alan emisyon akımı (TFE) iletimi arasında bir ilişkinin olabileceği düşüncesinden hareketle açıklamışlardır. Onlar, TFE akımının diyottaki dominantlığı ve engel yüksekliğinin lateral (yanal) dağılımı arasındaki uyumluluğu veya bağdaşmayı, engel yüksekliğinin lokal azalmasına sebep olabilen elektrik alanın lokal artmasına yani lokal değişebilirliğine atfetmişlerdir.

Çetin ve Ayyıldız (2005) sıcaklığa bağlı Au/ n -InP Schottky engel diyotların $I-V$ ve $C-V$ ölçülerini 80-320 K sıcaklık aralığında ölçmüşlerdir. Doğru beslem $I-V$ karakteristikleri termoyonik emisyon teorisine göre analiz edilmiş ve engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı yapılmıştır. Termoyonik emisyon teorisindeki gibi idealite faktörünün azalan engel yüksekliği ve sıcaklıkla birlikte arttığı gözlenmiştir. Sıcaklığa bağlı deneysel etkin engel yükseklikleri ve idealite faktörleri arasındaki lineer ilişkidenden homojen engel

yüksekliği değerinin yaklaşık 0,524 eV olduğu gözlenmiştir. Modifiye edilmiş Richardson eğrisi engel yüksekliğinin inhomojenliğine bağlı olarak, sıcaklık aralığı boyunca güzel bir lineerliğe sahiptir. Richardson sabiti teorikdeki değeri ile (n-InP için $9,4 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$) oldukça yakın olarak $5,97 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bulunmuştur. Bundan başka engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı Au/n-InP için $3,16 \times 10^{-4}$ olarak bulunmuştur.

Cimilli ve grubu (2007) özdeş olarak hazırlanmış Au/n-InP/In Schottky diyotlarının istatistiksel bir çalışmasını yapmışlardır. Au/n-InP/In Schottky diyotlarının I - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin 0.557 eV ile 0.615 eV ve idealite faktörlerinin ise 1.002 ile 1.087 aralığında değiştiğini tespit etmişlerdir. Au/n-InP/In Schottky diyotları için yanal homojen engel yüksekliği değerini engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine göre değişiminden 0.597 eV olarak hesaplamışlardır. C^{-2} - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin 0.512 eV ile 0.572 eV aralığında değiştiğini ve istatistiksel analizleri sonucunda ortalama engel yüksekliğini $\Phi_{(C-V)} = 0.562 \pm 0.004 \text{ eV}$ olarak gözlemlemişlerdir. Taşıyıcı konsantrasyonu değerleri ise ters beslem karakteristiklerinden $2.90 \pm 0.05 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur.

Mönch (2008), Schottky kontakların engel yüksekliklerini MIGS'lerin (metal-induced gap states) dağılımına göre açıklamıştır. I - V ve C - V karakteristiklerinden deneysel olarak elde edilen Schottky engel yüksekliklerini sadece derin, ani ve serbest kirlilikleri ile değil aynı zamanda yanal inhomojenlik ile de teorik olarak beklenen değerlerle uyumlu olduğunu tespit etmiştir. Ag, Au, Cr, Pd ve Ti InP kontaklarla yapılan çalışma ile ilgili son zamanlarda yayınlanan çalışmalar da sonuçlarla ilişkilendirilerek yanal homojen Schottky kontakların engel yükseklikleri MIGS teorisine göre değerlendirilmiştir.

Kumar ve grubu (2009) Pd/Pt/n-InP Schottky diyotlarının I - V ölçümlerini 230-410 K sıcaklık aralığında ölçmüş ve I - V karakteristiklerinden elde edilen görünür engel yüksekliğinin düşük sıcaklıklarda anormal bir şekilde azaldığını ve idealite faktörünün ise arttığını gözlemlemişlerdir. Richardson eğrilerinin sapmasını ve engel yüksekliği ile

idealite faktörünün sıcaklığa kuvvetle bağlı oluşunu arayüzeyin uzaysal inhomojenliği ile açıklamışlardır. Doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen seri direncin de sıcaklığa güçlü bir şekilde bağlı olduğunu ve artan sıcaklıkla azaldığını tespit etmişlerdir. Engel yüksekliğinin $1/2kT$ ye göre grafiğinden ortalama engel yüksekliği değerini 0 K için $\bar{\Phi}_b=0,97$ eV ve 0 beslem standart sapmasını ise 151 meV olarak elde etmişlerdir. Etkin Richardson sabiti $3,89 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak modifiye edilmiş Richardson eğrilerinden hesaplanmıştır. Pd/Pt/n-InP Schottky kontakların sıcaklığa bağlı davranışlarını engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına uygun olarak metal-yarıiletken arayüzeyinde engelin inhomojenliğine atfetmişlerdir.

Asubay vd (2009), özdeş olarak elde ettikleri Cu, Au, Al, Sn, Pb, Ti, Zn/p-InP Schottky diyotların akım mekanizmalarının Termoyonik emisyon teorisine uygun olduğunu gözlemlemişlerdir. $I-V$ karakteristiklerinden elde ettikleri etkin engel yüksekliği ve idealite faktörü parametrelerinin yanal inhomojenliğe bağlı olarak diyottan diyoda değiştiğini belirlemişlerdir. Deneysel engel yüksekliği ve idealite faktörleri arasındaki lineer ilişkiden yanal homojen engel yüksekliğini hesaplayarak engelin inhomojenliğini MIGS (metal induced gap states) teorisine göre açıklamışlardır.

InP'nin yapısı geniş şekilde çalışılmış olmasına rağmen hala bu güne kadar cevaplanamayan sorular vardır. Uygun engel yüksekliği ve idealite faktörüne sahip InP Schottky eklemleri hazırlamak (özellikle n-tipi) oldukça güçtür (Horvath *et al.* 2003). InP kristalini çalışmak isteyişimizin birçok nedeni vardır. Son yıllarda InP yarıiletkeninin teknolojiadaki uygulamalarından dolayı InP yarıiletkenin karakteristik parametrelerine ve özelliklerine ait çalışmalarda dikkati çeken bir artış olmuştur. Literatürde InP yarıiletkeninin oda sıcaklığındaki enerji aralığının yaklaşık olarak 1,35 eV olduğu belirtilmektedir. Bu enerji aralığının Si (1,12 eV) ve GaAs'in (1,42 eV) arasında bir değer olması nedeniyle Schottky kontaklarda InP yarıiletkenine Si ve GaAs'e alternatif bir malzeme olarak bakılabilir.

İndiyum fosfat, yüksek hızlı optoelektronik ve yüksek güç mikrodalga devreleri için cazip bir materyal olarak oldukça geç ortaya çıkmıştır. InP'nin optoelektronik ve

mikrodalga devrelerindeki uygulamaları metal/InP Schottky engel diyotlarının özelliklerine büyük ilgi toplamaktadır. Yüksek kalitede Schottky diyotların yapımı, çok sayıda üstün nitelikli cihazın geliştirilebilmesi için bir ön şart kabul edilebilir (Chen *et al.* 1995). InP tabanlı Schottky diyotlarda en çok kullanılan metaller periyodik Çizelgedaki geçiş ve soy metalleridir. Nadir toprak elementleri ile InP Schottky engel diyodu hemen hemen yok denecek kadar az çalışılmıştır. Geliştirilmeye açık bir malzeme olması ve yukarıda saydığımız özellikleri nedeni ile InP Schottky kontak karakteristiklerinin üzerine numune sıcaklığı ve termal tavlamanın etkilerini çalışmayı uygun gördük.

Yukarıda da bahsedildiği gibi Schottky diyotlar elektronik sanayisinde kullanılan elektronik devre elemanlarının temelini teşkil ederler. Elektronik devre elemanlarından, güneş pilleri, MESFET, sensörler, yarıiletken dedektörler, hızlı anahtarlama uygulamaları ve mikrodalga karıştırıcı uygulamaları olarak kullanılmaktadırlar. Schottky diyotların $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinin sadece oda sıcaklığında detaylı çalışılması metal-yarıiletken arayüzeyinde Schottky engel yüksekliğinin ve iletim mekanizmalarının doğasının tam olarak anlaşılması için yeterli bilgiyi vermez. Bu durumun detaylı analizinin yapılabilmesi için Schottky kontak karakteristiklerinin üzerine termal tavlamanın etkilerinin ve numune sıcaklığına bağlı ölçülerinin incelenmesi önemlidir. Bu devre elemanlarının hangi karakteristik parametrelerinin hangi sıcaklıkta hangi değerleri aldığı, ve tavlamaya bağlı olarak nasıl değiştiği bu kontaktların elektronik devre elemanları sanayisinde kullanımları bakımından önemlidir. Bilindiği gibi, arayüzey özellikleri devre elemanının performansı, güvenilirliği ve kararlılığı üzerinde önemli rol oynar. Metal/yarıiletken arayüzeyindeki arayüzey halleri ve arayüzey tabakası, devre elemanının parametrelerinin karakteristiklerinin tanımlanmasında önemli bir rol oynamaktadır. Bu nedenlerle Au/n-InP/In, Ag/n-InP/In, Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının numune sıcaklığına ve ısı tavlamaya bağlı olarak $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerini ve bu parametrelerin termoyonik emisyon teorisinden sapmalarının nedenlerini araştırdık. Tung ve arkadaşları (Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991) engel yüksekliğinin yanal değişimlerini kabul ederek ideal olmayan Schottky kontaktların bir modelini oluşturdu ve engellerin inhomojenliğini artırınca etkin engel

yüksekliğinin küçüldüğünü ve idealite faktörlerinin arttığını buldular. Biz de bu çalışmada Au/n-InP/In, Ag/n-InP/In, Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının ısıl tavlamaya ve sıcaklığa bağlı engel karakteristiklerini Tung ve arkadaşlarının önerdiği inhomojen Schottky kontakların termiyonik emisyon teorisi görüşüne göre açıkladık (Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991).

Doktora tezi olarak sunduğumuz bu çalışmanın birinci bölümü Schottky diyotlarla ve InP yarıiletkeni ile ilgili bir literatür çalışmasını içeren konunun amacı ile önemini belirten “Giriş” bölümü; ikinci bölümü, “Kuramsal Temeller”; üçüncü bölümü, Au/n-InP/In, Ag/n-InP/In, Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının hazırlanması üretilmesi için gerekli olan malzemeler ve deney sistemi ile ölçülerin alınmasında kullanılan cihazlar hakkında bilgiler içeren “Materyal ve Yöntem”; dördüncü bölümü Au, Ag ve Cd/InP kontakların numune sıcaklığına ve tavlamanın etkisine bağlı $I-V$ ve $C-V$ karakteristikleri ve bunlardan hesaplanan temel diyot karakteristik parametrelerini içeren “Araştırma Bulguları” ve beşinci bölümü ise sonuçlarının yorumlanmasını içeren “Tartışma ve Sonuç” bölümlerinden oluşmaktadır.

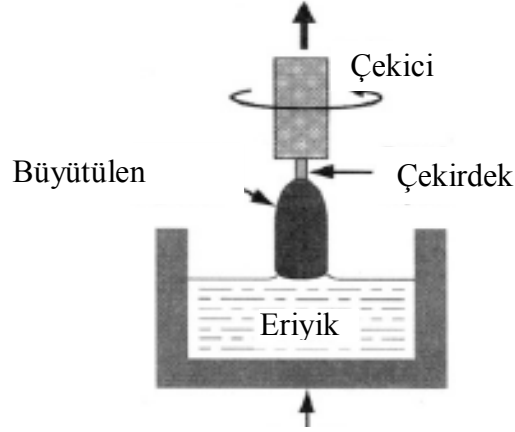
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Yarıiletkenlerin Büyütülmesi ve İşlenmesi

Genel olarak değişik uygulamalar için yarıiletkenlerin çoğunluğu, külçe (bulk) kristaller veya ince filmler (thin film) olarak üretilirler. Külçe kristaller tipik olarak Czochralski çekme tekniği veya Bridgman yönlü katılaştırma tekniği kullanılarak silindirik tek kristaller şeklinde üretilirler. Czochralski büyütme metodunda (Şekil 2.1), büyütülecek kristal yönelimine sahip bir çekirdek kristal, bir potaya bağlandıktan sonra eriyikten yavaşça çekilir. Bunun sonucunda, eriyik maddenin katılaştırılması ile kristal yüzeyinde büyütülen maddenin kristal yapısı ve düzenlenimi çekirdek kristalinkiyle özdeş biçimde oluşmaktadır. Böylece silindirik çubuk şeklinde kristal elde edilir. Bu pota radyo frekansı (radio frequency, RF) indüksiyon bobinleri ile ısıtılan grafit içerisinde yer alır. Kristal büyütmenin özdeşliğini sağlamak için, büyütülen kristal ve/ya pota dakikada birkaç kez döndürülür. Tipik çekme hızları saatte birkaç santimetrenin üzerindedir. Silindir yarıçapı sıcaklığın, çekme hızının ve dönme hızının değiştirilmesi ile kontrol edilebilir. Silindirler sonradan yüzeyleri etch edilerek parlatılan wafer'lara dilimlenirler (0.1 ve 1.0 mm kalınlığında). Bu wafer'lar değişik devre uygulamaları için daha ileri proses veya ince film elde etme işlemleri için taban malzeme olarak kullanmada başlangıç teşkil ederler. Böylece taban malzeme özelliklerinin, sonradan büyütülen ve aynı kristal yapıya ve kristalografik düzenlenime sahip epitaksiyel tabakaların özellikleri üzerinde büyük bir etkisi vardır. Epitaksiyel büyütmede, homoepitaxy aynı maddeden yapılmış bir tabakanın büyütülmesi işlemiyken, heteroepitaxy'de tabaka materyali ve taban malzemesi farklıdır.

Yarıiletken kristallerin ve ince filmlerin büyütülmesinde en çok **molecular beam epitaxy** (MBE) ve **chemical vapor deposition** (CVD) metotları kullanılmaktadır. Bu iki metot arasındaki fark: MBE bir ultra yüksek vakum (UHV) metodu iken (yaklaşık 10^{-11} Torr basıncı temel alır), CVD metodu bir düşük vakum metodudur (yaklaşık 10^{-2} Torr veya daha fazlası). Metal-organik gazların uygulanması ile epitaxial

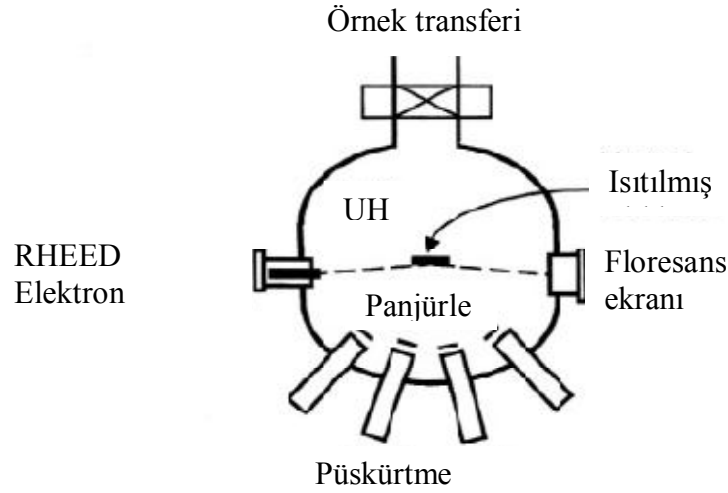
tabakaların büyütülmesinde kullanılan CVD metodu, **metal-organic chemical vapor deposition** (MOCVD) olarak adlandırılır. Bu epitaxial teknikler genellikle superlattices ve quantum wells (QWs) gibi değişik çeşitli yapıların elde edilmesinde kullanılırlar.



Şekil 2.1. Czochralski kristal büyütme metodunun şematik gösterimi

Film büyütme için kullanılan MBE sisteminin bir şematik gösterimi Şekil 2.2’de verilmektedir. Bu UHV tekniğinde, birçok kaynak hücre, ısıtılmış altlık (örneğin GaAs olması durumunda yaklaşık 580°C) üzerine etki edecek değişik türlerdeki molekül demetlerinin sürekli akmasını sağlar. Gerekli materyalin özel bileşenleri için kullanılan her bir kaynak hücre bölümü, bir kapak (shutter) ile donatılmıştır böylece akım tam anlamıyla kontrol edilebilir. 1nm s^{-1} ’den küçük olan yavaş büyütme hızları daha yüksek kalitede kristal materyallerin büyütülmesine olanak sağlar ve kapakları açma kapatma ile film stokiyometrisi ve bir tek tabaka (monolayer) içerisindeki doping seviyelerinin kontrolüne izin verir. Epitaxial tabakaların büyütülmesinde MBE tekniğinin kullanılması farklı maddelerin tabakalarının elde edilmesi ve kalınlıklarının kontrol edilmesine imkan sağlar. Bu tekniğin temel avantajları (onun üstün temiz ortamı ile birlikte), büyütülen tek tabakaların aniden sona ermesi, homojen olması ve kirliliklerin kontrol edilmesidir. Yüksek-enerji elektron difraksiyonu yansıması (RHEED), MBE’de deneysel ortamda görüntüleme aracı olarak kullanılabilir. Bu metodda, yüksek enerjili elektronlar (5-50 keV) numune yüzeyinde ilk birkaç atomik tabakada saçılırlar. Elektron tabancasının karşısına

yerleştirilmiş fosfor ekran üzerinde meydana gelen desenler görüntülenebilir ve böylece RHEED desenlerinin özelliklerinden yüzey pürüzsüzlüğünün derecesi ve film büyütme mekanizması ile birlikte yüzey yapısı ve kaplama ile ilgili bilgiler elde edilebilir. Böylece bu metod, büyütme ve büyütme sonrası tavlama sırasında film içindeki yapısal değişikliklerin görüntülenmesine izin verir.

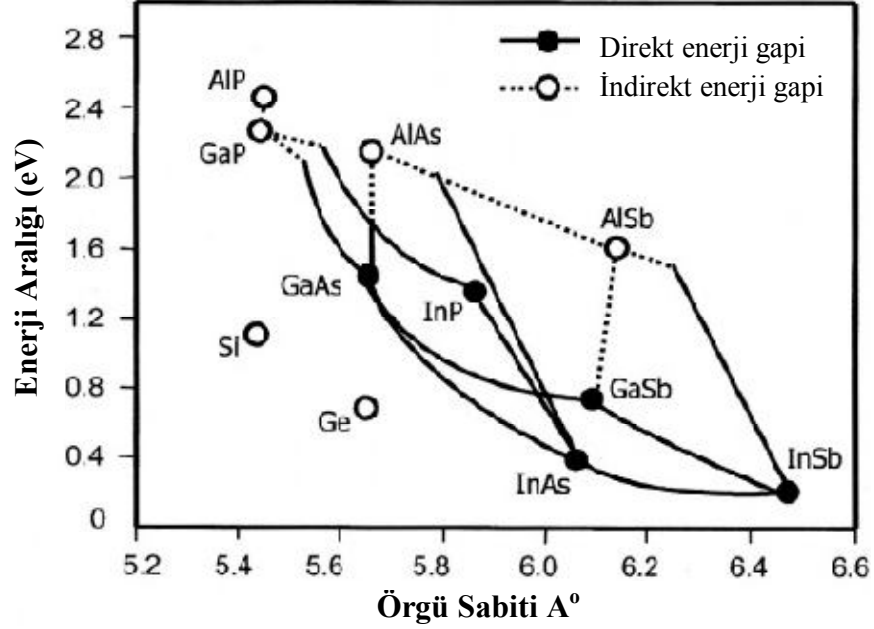


Şekil 2.2. MBE sisteminin şematik gösterimi

Epitaxial tabakaların kalınlığı $1\mu\text{m}$ 'den daha küçüktür. Yüksek kaliteli epitaxial tabaka elde etmek için epitaxial tabakanın kristal yapısı ile taban malzemenin benzer olmasını ve onların örgü sabitlerinin uygunluğunu sağlamak çok önemlidir. Şekil 2.3'de direk ve indirek enerji aralıklı önemli bazı yarıiletkenlerin enerji aralığı ile örgü sabitleri arasındaki ilişki görülmektedir.

Şekil 2.3'de görüldüğü gibi GaAs, AlAs ve üçlü alaşım olan $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ 1,4 ve 2,2 eV aralığında değişen enerji aralığı değeri ile yakın örgü uyumuna sahiptir. Şekil 2.3'de ikili bileşikleri birleştiren çizgiler üçlü bileşikler için örgü sabiti değerleri ve enerji aralığına karşılıktır. Diğer bir ifadeyle, örneğin, GaAs ve AlAs'i bağlayan çizgiler üzerindeki semboller $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ 'in değişik üçlü alaşımlarını temsil eder. Böylece, bu $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ alaşımlarının enerji aralığı, görünürden yakın infrared spektral bölgelerine teknolojik olarak faydalı olan aralık içinde ayarlanabilir. Bu

şekil aynı zamanda InP taban malzeme üzerine büyütülen $Ga_xIn_{(1-x)}As$ 'in örgü uyumunun sadece E_g 'nin bir değerinde belirlenebileceğini göstermektedir.



Şekil 2.3. Direk ve indirek enerji aralığına sahip yarıiletkenlerin enerji aralıklarının örgü sabitine göre değişimi

Yarıiletken devre elemanı fabrikasyonu işlemleri çeşitli basamaklar gerektirmektedir (Jaeger 1988; Mayer and Lau 1990). Bunlar şöyle sıralanabilir: i) litografi, ii) ıslak ve kuru etch etme, iii) difüzyon veya iyon implantasyonu, iv) ince film depozisyonu ve v) kontak yapmak.

Fotolitografi metotları kullanılarak, mikron mertebesinden daha küçük yarıiletken devre elemanları inşa edilebilir. Devre elemanı inşa etme işleminde tekrar eden litografik işlem basamaklarının çok önemli oldukları dikkate alınmalıdır. Bu işlemlerdeki en önemli basamak, yarıiletken taban malzemenin bir rezist maddeyle kaplanmasıdır. Bu rezist madde fotolitografide fotonlara, elektron-demeti (beam) litografide elektron demetine, x ışını litografide x ışınlarına ve iyon-demeti litografide ise iyon demetine maruz bırakılır. Rezistin sadece seçilmiş alanların şüaya maruz kalmasıyla, rezist desenlendirilebilir ve daha sonra farklı devre işlemleri ile

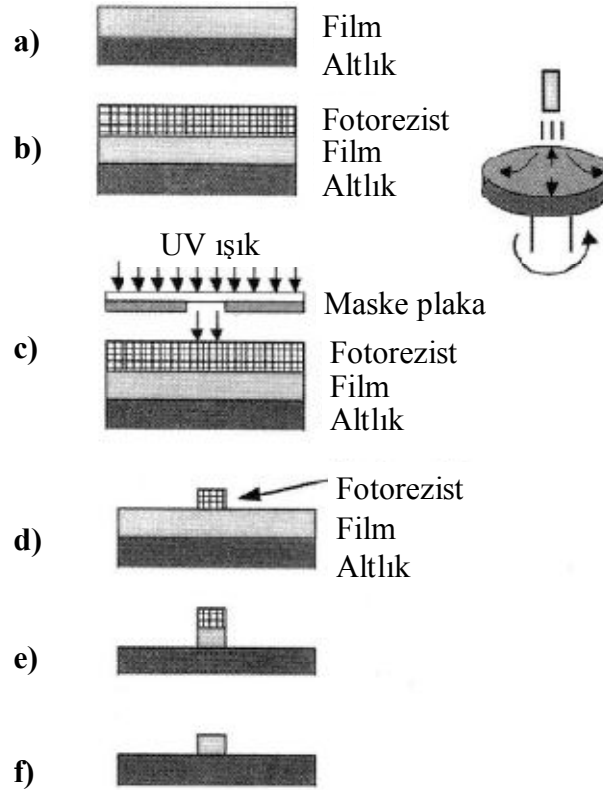
maskelemede kullanılabilir. Litografik işlemlerde negatif ve pozitif olmak üzere iki çeşit rezist kullanılır. Aşağıda fotolitografik işlem basamaklarını gösteren bir şema (Şekil 2.4'de) ve açıklaması verilmiştir.

- a) Wafer'lar ya bir metal ya bir yalıtkan ya da bir yarıiletken ince filmle (yaklaşık 1µm kalınlıkta) tamamen kaplanırlar.
- b) Dakikada birkaç bin kez dönen wafer üzerine uygulanan rezist homojen bir şekilde yayılır ve daha sonra fırınlanarak kurutulur.
- c) Rezist kaplanan wafer desen içeren bir maske üzerinden UV ışığa maruz bırakılır. Rezist pozitif veya negatif olabilir. Negatif rezist olması durumunda, ışığa maruz kalma çapraz bağlı polimer bağların oluşmasına neden olur ve böylece rezistin bu alandan çıkarılması zorlaştırılır. Pozitif rezistin uygulanması durumunda, ışık polimer bağların kırılmasına neden olur ve rezist kolaylıkla kaldırılabilir.
- d) Daha sonra wafer, rezistin yumuşak kısımlarını kaldırmak için çözücü bir solüsyona daldırılır.
- e) Rezist filmi sertleştirmek için rezistli wafer fırınlanır ve bu işlemi tabakanın üst kısmının korunmayan kısımlarını uzaklaştırmak için wafer'in etch edilmesi takip eder.
- f) Bu işlemler yeni tabakaların eklenmesinde tekrarlanır.

Entegre devre imalatı sırasında yukarıdaki işlemler, devrenin entegre seviyesine göre defalarca tekrar edilir. Özetle yarıiletken devre elemanı üretimi işlemleri aşağıdaki önemli basamakları içerir:

- a) İnce film depozisyonu
- b) Litografi
- c) Kimyasal veya fiziksel etch etme

İnce film depozisyonu metodları: tek kristal yarıiletkenler için epitaxy, dielektrikler veya polikristal yarıiletkenler için CVD, metaller için buharlaştırma, yalıtkan veya metaller için sputter ve organik bileşikler ve polimerler için spin-on şeklinde sıralanabilir.

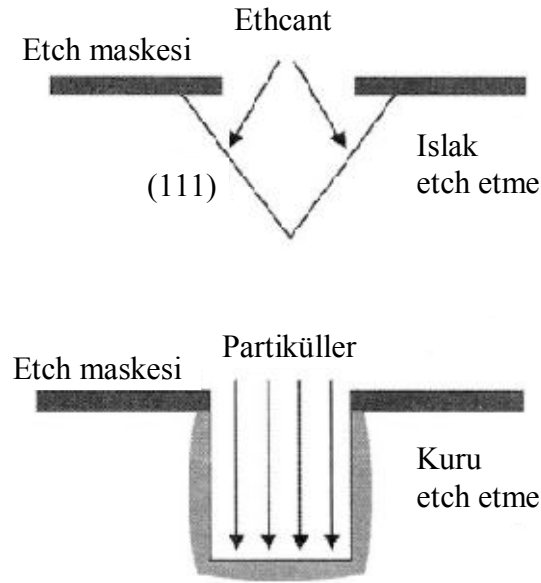


Şekil 2.4. Fotolitografi ve etch işleminin şematik gösterimi

Islak (kimyasal) ve kuru (fiziksel) olmak üzere iki temel etch etme metodu vardır. Islak etch etme işleminde, aşındırılan maddelere ve sıcaklığa bağlı olarak seyreltik asitler veya bazik çözeltiler kullanılır. Bunlardan bazıları etch işleminin her doğrultuda eşit olduğu izotropik etch meydana getirirken diğerleri kristal yönelimine oldukça hassastırlar. Islak etch işlemi genellikle fiziksel bir hasara sebep olmaz. Bununla birlikte iyi desenler oluşturmak zordur ve etch edilen desenlerin şekli kristal yönelimine bağlıdır (Şekil 2.5).

Plazma etch şeklinde yapılan kuru (fiziksel) etch etme artan en-boy oranıyla gelişmiş etch etme özelliklerinin kontrol edilmesini gerektirmektedir. Bu durumda, etch işlemi genellikle RF uyarması ile oluşturulan klorür veya florür gibi kimyasal aktif iyonlar bulunduran gaz içeren bir vakum ortamında gerçekleştirilir. Bu işlemde aşındırma hızı Rf güç yoğunluğu, sıcaklık, gaz bileşimi ve akış hızları gibi faktörler değiştirilerek kontrol edilebilir. Kuru etch işlemi ıslak etch işlemine göre anizotropik

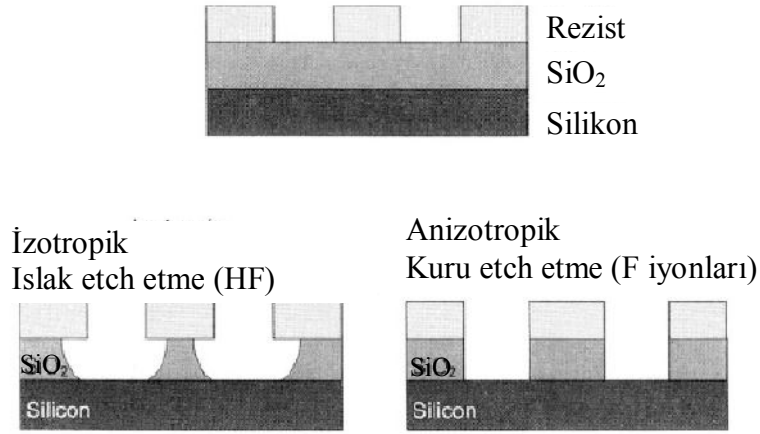
bir işlemdir. Bu metod direkt etch profillerinin oluşturulmasına izin verir (Şekil 2.5 ve 2.6) ve hasar gören tabakalar da oluşabilir ve bu tabakaları uzaklaştırmak için bazı kimyasal etch'ler gerekebilir. Kimyasal reaksiyonların yer almadığı enerjik Ar^+ gibi asal gaz iyonları kullanılarak yüzey atomlarının püskürtülmesiyle **sputter etching** ve plazma ve iyon demetleri kullanılarak tabakaların kaldırıldığı **reactive ion etching** (RIE) kuru etch işleminin diğer çeşitleridir.



Şekil 2.5. InP kristalinin ıslak ve kuru olarak etch edilmesi

Bu basamaklara ilaveten entegre devre elemanlarının fabrikasyonu, **oksidasyon** (silisyum yüzeyinde SiO_2 oluşturulması), (difüzyon ve iyon implantasyonu ile) **doping, metalizasyon** ve elektronik bileşenler arasında **interconnection, packaging** (elde edilen son ürünün nem ve kirliliklere karşı korunması için) gibi işlem basamaklarını da içermektedir. Her wafer mikron mertebesinde devre elemanları içeren yüzlerce özdeş entegre devre içermektedir. Tamamlanan wafer, büyüklüğü $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ 'den $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ 'ye kadar değişebilen bireysel çiplere ayrılır. Entegre devreler rezistörler, kapasitörler, diyotlar ve transistörler gibi sayısız devre elemanın dijital veri saklama ve amplifikasyon gibi fonksiyonlara göre yapılandırılması ile meydana gelir. Monolitik bir entegre devre içerisinde bütün

devre bileşenleri bir tek yarıileken çip üzerine yukarıda bahsedilen çeşitli üretim basamakları kullanılarak birbirine bitişik olacak şekilde inşa edilirler. Çok sayıda çeşitli devre elemanlarının bir tek kristal yarıiletken üzerinde inşa edilmesi yarıiletken entegre devrelerin toplu üretimini kolaylaştırır (Yacobi 2004).



Şekil 2.6. İzotropik kimyasal etch ve anizotropik fiziksel etch metotları ile rezist kullanılarak Si üzerinde SiO₂'nin oluşturulması

2.2. Yarıiletkenlerin Tipleri

2.2.1. Elementel yarıiletkenler

Önemli elementel yarıiletkenler olan silisyum (Si), germanyum (Ge) ve elmas (C) gibi IV.grup elementlerinin hepsi elmas kristal yapısına sahiptir. Bu yapıda her atom dört komşu atoma sahip tetrahedral düzenlenim içerisindedir ve bu yüzden bunlara tetrahedral bağlı yarıiletkenler de denilmektedir. Bir diğer IV.grup elementel yarıiletkeni gri Sn olarak da adlandırılan α -Sn ($E_g=0,08$ eV) yapısıdır. Elmas yapıdan farklı değişik yapılara sahip diğer elementel yarıiletkenler III.grup elementi bor (B), V.grup elementi fosfor (P), ve VI.grup elementleri sülfür (S), selenyum (Se), ve tellür (Te)'dür.

Günümüzde entegre devreler gibi elektronik aygıtlarda kullanılan en önemli yarıiletken malzeme şüphesiz silisyumdur. Si'un diğer yarıiletkenlere göre bazı önemli avantajları vardır: i) Kontrol edilebilir bir biçimde oksidasyon ile yüzeyleri pasifize etmedeki kolaylığı ve kararlı bir doğal oksit tabakası oluşturarak yüzey rekombinasyon hızını oldukça azaltması, ii) sertliği nedeniyle büyük wafer'ların güvenle kullanılmasını sağlaması, iii) 1100°C'den yüksek sıcaklıklarda bile termal kararlılığı sayesinde difüzyon, oksidasyon ve tavlama ile ilgili yüksek-sıcaklık işlemlerine müsaade etmesi, iv) oldukça düşük fiyatıdır. Si'un dezavantajları ise i) enerji aralığının tipi ve büyüklüğü ($E_g=1,12$ eV ve indirek enerji aralıklı bir malzeme olmasından dolayı sınırlı optoelektronik uygulamaları, ii) oldukça düşük taşıyıcı mobilitesi (örneğin GaAs ile karşılaştırılınca) ile ilgilidir.

Yukarıda bahsedildiği gibi Si'un enerji aralığının tipi ve büyüklüğü onun optoelektronik uygulamalardaki kullanımını sınırlamaktadır. Buna rağmen Si tabanlı nano-yapıların ortaya çıkması (Si nano-kristaller, kuantum duvarları, gözenekli Si yapılar gibi) ve Si üzerine büyütülen $Si_xGe_{(1-x)}$ tabakalarının değişik uygulamalarda yer alması umut vermektedir. Nano-yapılarda taşıyıcıların kuantum mekaniksel olarak hapsedilmesi elektron-boşluk dalga fonksiyonunun üst üste binmesini artırmakta (böylelikle foton emisyon verimi artırılmakta) ve emisyon piklerinin yüksek enerji bölgesine kaymasına sebep olmaktadır (örneğin maviye kayması). Sulu HF çözeltisi içerisinde Si kristalinin anodik etch edilmesi ile elde edilen gözenekli Si, birkaç nanometre boyutlarında kristaller ve gözeneklerin ağını içermektedir. Bu materyal Si kristalinden nispeten daha etkili bir lüminesans özelliği sergilemektedir ki bu durumun, Si kristalinin kuantum mekaniksel hapsedme etkisinden kaynaklandığı düşünülmektedir (Yacobi 2004).

Heteroepitaxy, farklı bir malzemeden oluşan bir altlık üzerine bir tek kristal tabakanın büyütülmesini gerektirir. Heteroepitaxy'nin temel amaçlarından biri de benzeri olmayan özelliklere sahip malzemeler ve yapılar inşa etmektir. Enerji-bant aralığı mühendisliğinin pratikte uygulamaları ile ilgili örnekler, SiGe/Si hetero-yapılar ve süper-latislerdir. Bunlar çok cazibeli dirler, çünkü böyle sistemler transistörler gibi Si temelli aygıtların Ge ile birlikte elde edilmesinden kaynaklanan,

çalışma frekansı ve güç yetenekleri gibi özellikleri ile ilgili cihaz performansında önemli iyileştirmelere sahip gelişmiş Si tabanlı yüksek teknolojinin ürünüdür. Belirtmek gerekir ki SiGe, Si'dan önemli ölçüde daha yüksek taşıyıcı mobilitesine sahiptir. Daha küçük enerji aralığı ve daha büyük kırılma indisi ile SiGe, fiber-optik iletişimde kullanılan dedektörler gibi (1,3-1,6 μm dalga boyu aralığında) optoelektronik uygulamalar için uygundur. Böyle yapılar için önemli bir yaklaşım **strained layer heteroepitaxy**'dir ki eğer tabakalar yeterince ince ise, bu farklı yarıiletkenler arasındaki örgü uyumsuzluğu zorlanma ile meydana gelir ve arayüzeyde hiçbir dislokasyon oluşmaz. Bu zorlanma tetragonal elmas birim hücrenin biçiminin bozulması ile sonuçlanır. Sonuç olarak, örgü bozulması bant yapısı ve hetero-yapıdaki enerji aralıklarında değişikliklere neden olur (farklı yarıiletkenler arasındaki değerlik bandının maksimumu ve iletim bandının minimumu arasındaki enerji farkları). Dolayısıyla, bu band-yapısı mühendisliğinde esneklik sağlar. Böyle bir malzeme sistemi için kritik kalınlığın en tipik değerleri saf Ge (Si ve Ge arasındaki %4 örgü uyumsuzluğu durumunda) için yaklaşık 1 nm ve $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ (%1 uyumsuzluk) için ise yaklaşık 100 nm civarındadır (Yacobi 2004).

Birçok yarıiletken, prensipte, Si taban malzeme üzerinde büyütülebilir. Örneğin, Si üzerinde büyütülen III-V bileşikleri ilgi çekicidir çünkü böyle hetero-yapılar, monolitik bir çip üzerindeki Si tabanlı III-V bileşik devrelerinden meydana gelen entegre optik devre elemanlarını oluştururlar. III-V bileşikleri optoelektronik devre elemanı uygulamalarında çoğunlukla tercih edilirken, Si, hem daha büyük bir ısı iletkenliğe sahip, hem de GaAs'den mekanik olarak daha güçlü bir taban malzeme (büyük alanlı altlık durumunda) olarak elektronik devre elemanı teknolojisi için uygundur. Yüksek kaliteli epitaxial hetero-yapılar elde etmek için dikkat edilmesi gereken konular şunlardır: i) Epitaksiyel tabaka ile altlık arasındaki örgü sabiti uyumsuzluğuna bağlı olarak ortaya çıkan yüksek dislokasyon yoğunluklarının bulunması. ii) Altlık ve epitaksiyel tabakanın termal genleşme katsayılarındaki farkından dolayı epitaksiyel tabakada oluşan stresler. iii) Si gibi polar olmayan bir taban malzeme üzerine GaAs gibi polar bir kristalin epitaksiyel büyütülmesiyle yapısal kusurların oluşması. Bu problemlerin üstesinden gelebilmek için çeşitli yaklaşımlar kullanılmaktadır.

Genel olarak, Si taban malzeme üzerine çeşitli yarı iletkenlerin büyütülmesi monolitik bir tasarımda farklı devre elemanları ve fonksiyonlara sahip tam bir optoelektronik entegrasyona izin verir. GaAs ve Si'un böyle bir monolitik entegrasyonu, optoelektronik GaAs veya yüksek hızlı Si devreleri birleştirmeye müsaade edebilir. Böylece, Si sinyal işleme devre elemanları ile birlikte çeşitli intrachip ve optik iletişim interchip kombinasyonları gibi devre elemanları gerçekleştirilebilir. GaAs/Si sisteminin yanı sıra, Si tabanlı fiberoptik iletişim için $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ gibi ve kızılötesi dedeksiyon için InSb veya $Hg_{1-x}Cd_xTe$ gibi kullanışlı hetero-yapılar da mevcuttur (Yacobi 2004).

2.2.2. Bileşik yarıiletkenler

Bu bölümde sadece yaygın kullanılan bileşikler gözden geçirilecektir. Bileşik yarıiletkenlerdeki kirlilik ve kusurların etkileri elementel yarıiletkenlere göre dikkate değer bir ölçüde farklılık göstermektedir. Örneğin, bileşik yarıiletkenlerdeki donör ve akseptör kirlilikleri hem alt-örgü hem de stokiometrik olmayan etkiler olarak çok daha önemli bir şekilde karşımıza çıkabilirler.

2.2.2.a. III-V bileşikler

GaAs, GaP, GaN, AlAs, InSb, InAs ve InP gibi III-V bileşikler, değişik devre elemanı uygulamalarında kullanılan önemli yarıiletkenlerdir. Genellikle bu malzemeler oldukça yüksek dereceli bir stokiometri ile birlikte kolayca n ve p-tipi olarak elde edilebilirler. Bu bileşiklerin çoğu (GaAs, InAs, InP ve InSb gibi) direk enerji aralığına ve yüksek taşıyıcı mobilitesine sahiptirler. Dolayısıyla, bu yarıiletkenler elektromanyetik radyasyonun dedeksiyonu ve yüksek hızlı elektronik devre elemanlarının üretimi için optoelektronik devrelerde çeşitli ortak uygulama alanı bulmaktadır. Bu bileşiklerin enerji aralıkları optoelektronik uygulamalar için uygundur ve oda sıcaklığında InSb için 0.17 eV'dan, GaN için 3.44 eV'a kadar değişmektedir ve kızılötesinden ultraviyole spektrum aralığına dalga boyları yaklaşık 7.29 μm 'den 0.36 μm 'ye karşılık gelmektedir. GaAs ve InP gibi malzemeler aynı

zamanda çok çeşitli elektronik ve optoelektronik devre elemanları için taban malzeme olarak yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar. Bu bağlamda, böyle altlıkları elde etmek için **liquid encapsulated Czochralski (LEC)** ve **horizontal Bridgman (HB)** yöntemleri bulk kristal büyütme tekniği olarak kullanılmaktadırlar. Bu iki yöntem arasında, düşük dislokasyon yoğunluğuna sahip kristal wafer altlıklar üretmek için HB büyütme metodu kullanılabilir ve bu nedenle optoelektronik devrelerde daha çok uygulanır. LEC tekniği ise, daha büyük çapta kristal waferlar üretmek için uygulanır ve elektronik devre elemanı uygulamalarında daha avantajlıdır.

Epitaksiyel tabakalar halinde büyütülmesinden dolayı, III-V bileşik yarıiletkenleri içinde GaAs en ilgi çekici olanıdır. Bu yarıiletkenlerin epitaksiyel tabakaları erime sıcaklıklarından daha düşük sıcaklıklarda büyütülür. Si gibi elementel yarıiletkenlerle karşılaştırıldığında, GaAs gibi bileşik yarıiletkenlerin geliştirilmesinde birkaç önemli sorun vardır. Bu durum, bileşik yarıiletkenlerde stokiyo-metriden sapma neticesinde ortaya çıkan iki alt örgüye sahip GaAs'in daha karmaşık kusur yapısı ile ilgilidir. Bu zincblende III-V bileşiklerinin hiçbir simetri merkezi yoktur ve bunlar [111] kristalografik kutup yönelimine sahiptir. Bu tür yapılarda bir kristal parçasının paralel {111} yüzeyleri, III veya V. grup atomları ile sona ermesine bağlı olarak farklı özelliklere sahip olabilir. Stokiyo-metriden gelen sapma, ya Ga'dan zengin ya da As'den zengin malzeme oluşmasına neden olabilir ve kenar dislokasyonların oluşması yarıiletken malzemenin özelliklerine etki edebilir. Bu bileşiklerdeki tabii kusurlar ve onların kompleksleri sığ ve derin seviyelerin oluşmasından da sorumludurlar. GaAs'deki As boşluklar sığ donörler olarak davranırlarken, Ga boşluklar ise derin akseptörler gibi davranırlar ve baskın olan asal kusur (yani, As_{Ga} antisite kusuru) ise bir EL2 merkezi olarak faaliyet gösterir ve bu derin seviyenin, dop edilmemiş malzemenin yarı-yalıtkan özelliğinden sorumlu olduğu düşünülmektedir (Yacobi 2004).

Bu bileşikler arasında InSb ve InAs gibi enerji aralığı yaklaşık 0.5 eV'dan küçük olan dar enerji aralığına sahip olan yarıiletkenler kızılötesi optoelektronik devre elemanı uygulamalarında kapsamlı bir şekilde kullanılmaktadırlar. GaN ve AlN gibi

bazı III-V bileşikleri, geniş enerji aralığına sahip yarıiletkenlerdir ve görünür ve ultraviyole spektral bölgelerde çalışan yüksek sıcaklık ve yüksek güç devre elemanları olarak faaliyet gösteren optoelektronik devre elemanlarında kullanışlı malzemelerdir. Bu bağlamda, III-V nitritlerin (yani, InN, GaN ve AlN) önemli bir özelliği de 2 eV (InN), 3.4 eV (GaN) ve 6.3 eV (AlN) aralığında değişen direk enerji aralıklı sürekli bir alaşım sistemi oluşturmalarıdır. Diğer bir deyişle, böyle bir sistemin enerji aralığı değerleri görünür ve ultraviyole bölgeleri boyunca sürekli bir dizi oluşturmaktadırlar.

Bu ikili III-V bileşiklere ilaveten, $Al_xGa_{1-x}As$ ve $GaAs_{1-x}P_x$ gibi üçlü ve $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ gibi dördümlü alaşımlar da uyumlu özellikleri ile spesifik devre uygulamalarında kullanılmaktadırlar. Böyle durumlarda, bu bileşenler genellikle hetero-eklem sistemlerinde GaAs veya InP gibi taban malzemeler üzerine epitaksiyel tabakalar olarak büyütülürler. Örneğin GaAs üzerinde $Al_xGa_{1-x}As$ ve InP üzerinde $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ olarak büyütülebilirler. Bu tür sistemlerde, epitaksiyel tabakanın ve taban malzemenin örgü yapısı ve örgü sabitlerinin son derece uygun olması gereklidir. Çeşitli yarıiletkenler için örgü sabitleri Çizelge 2.1’de verilmiştir.

Böyle bir örgü uyumuna örnek olarak AlAs ve GaAs verilebilir, ve böylece $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ve $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$ sistemleri elde edilebilir. Bu tür durumlarda kompozisyonu seçerek (örneğin, x ve y) gerekli olan özel devre elemanına uyacak bir yarıiletken özelliği seçmek mümkündür. GaAs aynı zamanda başka bir örgü uyumlu taban malzeme üzerinde örneğin Ge üzerinde de büyütülebilir. Daha önce de anlatıldığı gibi, Si üzerinde GaAs’in büyütülmesi özellikle optoelektronik devre elemanlarının entegrasyonu için cazibedici. Ancak, böyle epitaksiyel hetero-yapılarda önemli sorunlardan biri epitaksiyel tabakada genelde yüksek dislokasyon yoğunluğu oluşturan epitaksiyel tabaka ve taban malzeme arasındaki bir örgü uyumsuzluğudur. III-V bileşiklerin optoelektronik devre elemanlarındaki çok çeşitli uygulamalarına ek olarak, bu bileşikler temel alınarak oluşturulan **multiple quantum well** (MQW) yapılar da elektronik bant yapısı mühendisliğinde ve yeni yarıiletken devre elemanı tasarımında alternatif olanaklar sunmaktadırlar (Yacobi 2004).

Çizelge 2.1. Yaygın olarak kullanılan yarıiletkenlerin oda sıcaklığındaki (300 K) bazı yapısal özellikleri.

Yarıiletken	Örgü Yapısı	Örgü Sabiti a (Å ^o)	Yoğunluk (g cm ⁻³)
Ge	D	5.646	5.327
Si	D	5.431	2.329
C (elmas)	D	3.567	3.515
SiC (3C)	Z	4.360	3.166
SiC (6H)	W	$a = 3.081, c = 15.117$	3.211
InSb	Z	6.479	5.775
InAs	Z	6.058	5.660
GaSb	Z	6.096	5.619
InP	Z	5.869	4.787
GaAs	Z	5.653	5.318
AlSb	Z	6.136	4.218
AlAs	Z	5.662	3.760
GaP	Z	5.451	4.138
AlP	Z	5.464	2.400
InN	W	$a = 3.545, c = 5.703$	6.810
AlN	W	$a = 3.189, c = 5.185$	6.100
GaN	W	$a = 3.11, c = 4.98$	3.255
CdTe	Z	6.482	6.200
CdSe	W	$a = 4.300, c = 7.011$	5.810
CdS	W	$a = 4.136, c = 6.714$	4.820
ZnO	W	$a = 3.253, c = 5.213$	5.675
ZnTe	Z	6.101	5.640
ZnSe	Z	5.668	5.270
ZnS	Z	5.410	4.075
ZnS	W	$a = 3.822, c = 6.260$	4.087
PbSe	R	6.117	8.260
PdTe	R	6.462	8.220
PbS	R	5.936	7.610

* Örgü yapıları: D, elmas; W, wurtzite (hegzagonal); Z, çinkoblend (kübik); R, Rocksalt.

2.2.2.b. II-VI bileşikler

Zn ve Cd kalkojenitleri (yani, O, S, Se ve Te bileşikleri), enerji aralıklarındaki büyük değişimler nedeniyle elektronik ve optik özelliklerin büyük bir aralığını oluştururlar. Çeşitli özelliklerin sürekli bir değişimine olanak sağlayan bu bileşikler nispeten kolayca karıştırılabilirler. Ancak, yüksek kalitede materyallerin hazırlanması ve proses teknolojileri Si ve bazı III-V bileşikleri ile karşılaştırıldığında yeterince gelişmiş değildir. II-VI bileşikleri genellikle, p-tipi olan ZnTe dışında n-tipi olarak büyürler. Bu bileşikler arasında CdTe'nün iletkenlik tipi katkılama ile değiştirilebilir böylece n-ve p-tipi malzeme olarak elde edilebilir. ZnSe, ZnS ve CdS gibi bileşikler, boşlukların küçük bir miktarını üretmek için katkılanabilirler. Devre elemanı uygulamaları için, eklemenin n-ve p- tarafında farklı II-VI bileşik yarıiletkenlerin bulunduğu heteroeklem oluşturmak ve taşıyıcı-injeksiyonu devre elemanı uygulamaları için metal-yarıiletken ve metal-yalıtkan-yarıiletken yapıları kullanmak mümkündür. Tüm II-VI bileşik yarıiletkenler direk enerji aralığına sahiptir ve bu malzemelerde verimli bir emisyon veya elektromanyetik radyasyon soğurması beklenir. Dolayısıyla, bu yarıiletkenler için temelde önemli olan onların optik özellikleridir. İkili II-VI bileşiklerine ilaveten, $Zn_{1-x}Cd_xS$ ve ZnS_xSe_{1-x} gibi üçlü ve $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$ gibi dördü alaşımları da uygun özelliklerinden dolayı ilgi toplamaktadır. CdTe dışında bu bileşiklerin devre elemanı uygulamalarındaki önemli bir konu da görünür öz-telafi (apparent self-compensation) olayıdır, yani bir tipin dopant atomlarını kompanse eden tabii nokta kusurların oluşmasıdır. Bu durum, böyle yarıiletkenlerin çoğunda p-n eklemlerinin oluşumunu engeller. Öz-telafi olayı bu bileşikler için makuldür çünkü bunlar kısmen iyoniktirler ve böylece, örneğin, anyon ve katyon boşlukları sırasıyla akseptör ve donörler olarak davranabilirler.

Bu bileşiklerin bazı önemli ticari uygulamaları; ışıklandırmada fosfor bileşikleri ve çeşitli görüntüleme uygulamalarında örneğin CRT ve ince film electroluminesans sabit görüntülerinde ZnS:Ag ve ZnS:Mn, görüntüleme sistemlerinde ve kızılötesi fotodedektörlerde $Hg_{1-x}Cd_xTe$, koruyucu pencere ve optik elementlerde ZnSe ve ZnS, nükleer radyasyon detektörlerinde CdTe ayrıca güneş hücrelerinde CdS ve CdTe kullanılmaktadır. Diğer potansiyel uygulamaları, örneğin mavi lazer gibi kısa

dalga boylu ışık yayan devre elemanları ile optik işlem ve hesaplama için entegre optoelektronik sistemlerdir (Si ve GaAs ile birlikte) (Yacobi 2004).

2.2.2.c. IV-VI bileşikleri

PbS, PbSe ve PbTe gibi kurşun kalkojenitleri dar enerji aralıkları, yüksek taşıyıcı mobiliteleri ve yüksek dielektrik sabitleri ile karakterize edilirler. Bu bileşiklerdeki direkt enerji aralıklarının benzersiz özelliği, artan sıcaklıkla artmasıdır (yani enerji aralığı pozitif sıcaklık katsayısına sahiptir). Halbuki diğer elementel ve bileşik yarıiletkenler negatif sıcaklık katsayısına sahiptirler. Bu bileşiklerin başlıca uygulama alanları arasında kızılötesi bölgede çalışan ışık yayan devre elemanları ve detektörler bulunmaktadır (Yacobi 2004).

2.2.2.d. I-III-VI₂ Kalkoprit (Chalcopyrite) bileşikler

CuAlS₂, CuGaS₂ ve CuInSe₂ gibi I-III-VI₂ bileşik yarıiletkenler değişik devre elemanı uygulamalarında ilgi çekmektedirler. Bu yarıiletkenler yaklaşık 1 ve 3.5 eV aralığında yer alan direk enerji aralığına sahiptirler ve mineral kalkoprit yapısına yakın olan (yani CuFeS₂) tetragonal kristal yapısına sahiptirler. Ayrıca, CuAlS₂ ve CuGaS₂ gibi malzemeler p-tipi malzeme olarak elde edilebilirler ve bu durum onları geniş enerji aralıklı n-tipi II-VI bileşik yarı iletkenlerle birlikte hetero-eklem yapmak için ilginç alternatiflere götürmektedir. Bu bileşik yarıiletkenlerin bazı olası uygulamaları, görünür mavi luminesans merkezleri sağlayan geniş enerji aralıklı malzeme tabanlı ışık-yayan devre elemanlarında enerji aralığı 3.5 eV olan CuAlS₂ ve enerji aralıkları sırasıyla 1.04 ve 1.53 eV olan CuInSe₂ ve CuInS₂'ye dayalı fotovoltaik güneş hücreleridir. Yüksek soğurma katsayısına sahip CuInSe₂, güneş hücrelerinde CdS/CuInSe₂ gibi bir hetero-eklem yapıda verimli bir ışık soğuran tabaka olarak kullanılabilir (Yacobi 2004).

2.2.2.e. Tabakalı bileşikler

Tabakalı bileşikler, bir özel kovalent-Van der Waals yapının örnekleridir. Çeşitli uygulamalarda ilgi çekici olan bu tip yarıiletkenler arasında, MoS_2 ve ZrS_2 gibi enerji aralığı yaklaşık 2 eV olan tabakalı geçişli metal dikalkojenitler, enerji aralıkları sırasıyla 2.1 ve 2.3 eV olan HgI_2 ve PbI_2 ve enerji aralıkları sırasıyla 2 ve 1.2 eV olan GaSe ve InSe bulunmaktadır. Bu malzemelerde tabakalar içinde bağlar kovalenttir ve tabakalar zayıf Van der Waals bağları tarafından bir arada tutulmaktadır. Bu tabakalı bileşiklerin iki doğrultuda güçlü kovalent bağla bağlı olması ve üçüncü doğrultuda zayıf bağla bağlı olması bu yarıiletkenlerin yapısal ve fiziksel özelliklerinin anizotropik olmasına yol açar. Bunlar temelde iki boyutlu sistemlere benzemektedirler ve böylece bu tür yapılarda bazı fiziksel özellikler iki boyutlu davranış sergilemektedir.

Bu bileşiklerin tabakaları arasında sadece zayıf Van der Waals kuvvetleri etkili olduğundan dolayı tabakalar arasına çeşitli yabancı atomları ve organik molekülleri sokmak mümkündür. Araya eklenme işlemi tabakalı geçiş metal dikalkojenitlerinde kapsamlı bir biçimde görülmektedir. Bu arayer (intercalation) bileşikleri, arayer bileşikleri olmayan malzemeler ile karşılaştırıldığında çeşitli özellikleri önemli değişiklikler göstermektedir. Bu işlem tersinirdir ve bu nedenle bu tabakalı bileşikler hücre reaksiyonlarının tersinir olduğu yüksek enerjili şarj edilebilir bataryalarda katot olarak kullanılabilirler.

Tabakaların arasındaki zayıf Van der Waals bağlarının varlığı aynı zamanda bunların kolay yarılmasına neden olduğundan çeşitli devre elemanı uygulamalarında bu malzemelerin biraz hassas kullanımını gerektirir. Örneğin, HgI_2 ve PbI_2 gibi nükleer dedektör olarak kullanılan bu önemli yarıiletkenlerin uygulamaları ile ilgili bir sorun da kendi tabakalı kristal yapılarının bu malzemeleri yumuşak ve kırılğan yapmasıdır.

Bu tabakalı bileşiklerin, yapay olarak üretilen periyodik sıralanmış farklı kompozisyonlardaki ince tabakalı yapıları olan compositional süperlatistlerden farklı

olduğunun unutulmaması gerekmektedir. Kristalografide süperlatis terimi aynı zamanda kristal yapısının ilave bir periyodikliğinin olduğunu belirtmek için kullanılmaktadır. Yarıiletken bilim ve teknolojisinde, periyodik tabakalı olarak sıralanmış iki farklı yarıiletkenden meydana gelen süperlatis yapıların, kuantum etkiler sergilediği anlamına gelmektedir (Yacobi 2004).

2.2.3. Dar enerji aralıklı yarıiletkenler

Dar enerji aralıklı yarıiletkenler enerji aralıkları 0.5 eV'dan küçük olan malzemelerdir. Bu tür yarıiletkenler detektörler ve diyot lazerler olarak kızılötesi optoelektronik devre elemanı uygulamalarında yoğun olarak kullanılmaktadırlar. Çizelge 2.2'de dar enerji aralıklı yarıiletkenlerin bazı özellikleri verilmektedir.

Çizelge 2.2. Dar enerji aralıklı yarıiletkenlerin oda sıcaklığındaki (300 K) bazı özellikleri.

	E_g (eV)	Geçiş
InSb	0.17	d
InAs	0.36	d
PbSe	0.28	d
PbTe	0.31	d
PbS	0.41	d

* E_g , enerji aralığı; d ise malzemenin direk enerji geçişli olduğunu ifade etmektedir.

Fotoiletken kurşun sülfür (PbS) ve kurşun selenit (PbSe) detektörler yaklaşık 1 ile 6 μm aralıktaki spektral bölgede kullanılmaktadırlar. Kızılötesi bölgede detektör olarak kullanılan diğer önemli bir malzeme ise $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 'dir. Bu $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaksiyel tabakaları CdTe üzerinde epitaksiyel olarak büyütülebilirler. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ yarıiletkeninin enerji aralığı 0 ve 1.56 eV arasında x eksenine bağlı olarak değiştirilebilir.

Bu yarıiletkenlere ek olarak, QWs ve süperlatis yapılar da kızılötesi dedektör uygulamalarında kullanılabilirler. Örneğin, HgTe-CdTe süperlatisler aynı enerji

aralığına sahip $Hg_{1-x}Cd_xTe$ yarıiletkenine göre önemli ölçüde daha az gürültü, tünelleme ve daha iyi dalga boyu kesme kontrol mekanizmasına sahip olduğundan tercih edilirler (Yacobi 2004).

2.2.4. Geniş enerji aralıklı yarıiletkenler

Geniş enerji aralıklı yarıiletkenler ısıya dayanıklı yarıiletkenler olarak adlandırılırlar ve bu yüzden yüksek sıcaklık uygulamalarında kullanılmaktadırlar. Bu yarıiletkenlerin bazıları Çizelge 2.3'de listelenmiştir. Elmas, SiC ve III-V nitritlerinin geniş enerji aralıklı olmalarından başka, yüksek ısı iletkenliği, yüksek saturasyon elektron sürüklenme hızı, yüksek kırılma elektrik alanı ve üstün fiziksel ve kimyasal kararlılık gibi bazı tipik ortak özellikleri de mevcuttur.

Çizelge 2.3. Geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerin oda sıcaklığındaki (300 K) bazı özellikleri.

	E_g (eV)	Geçiş	μ_e ($cm^2 V^{-1} s^{-1}$)	μ_h ($cm^2 V^{-1} s^{-1}$)	Termal iletkenlik ($W cm^{-1} K^{-1}$)	a (\AA^0)
C (elmas)	5.47	i	2200	1600	10.00	3.567
SiC (W, 6H)	3.00	i	600	40	3.60	3.081
SiC (Z, 3C)	2.30	i	1000	40	3.20	4.360
AlN (W)	6.28	d	135	14	2.00	3.110
GaN (W)	3.44	d	1000	30	1.50	3.189
ZnSe (Z)	2.70	d	600	80	0.19	5.668
ZnS (Z)	3.68	d	165	40	0.27	5.410

* E_g , enerji aralığı; d veya i ise malzemenin direkt veya indirekt enerji geçişli olduğunu, μ_e elektronların, μ_h hollerin mobilitesini, a örgü sabitini ifade etmektedir.

Geniş enerji aralıklı bu malzemeler kısa dalga boyu bölgesinde mavi ve ultraviyole dahil, ışık yaymaya ve dedekte etmeye imkan sağlamalarının yanı sıra, geniş enerji aralıkları sayesinde oldukça yüksek sıcaklıklarda (yaklaşık $600^\circ C$ 'den daha büyük) çalışan çeşitli elektronik devre elemanlarında asal iletim etkileri olmaksızın kullanılabilirler. Yüksek termal iletkenlikleri sayesinde çalışma sırasında meydana gelebilecek aşırı ısınma kolayca yok edilebileceğinden, geniş enerji aralıklı yarıiletken devre elemanları çok yüksek güç seviyelerinde çalışabilirler. Yüksek

saturasyon elektron sürüklenme hızları sebebiyle geniş enerji aralıklı yarıiletken devre elemanları yüksek frekanslarda (örneğin, RF ve mikrodalga) çalışabilirler. Yüksek kırılma elektrik alanı, yüksek-güç elektronik devre elemanlarının gerçekleştirilmesini ve aynı zamanda entegre devreler için yüksek devre elemanı paketleme yoğunluğu sağlar. Ayrıca ZnSe ve ZnS gibi II-VI bileşik yarıiletkenlerin (bknz. kesim 2.2.2.b) termal iletkenlikleri geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerden çok düşüktür (Yacobi 2004).

Böylece, termal iletkenliği, kırılma elektrik alanı, saturasyon hızı gibi özelliklere sahip geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerden yapılan devre elemanları yüksek güç, yüksek sıcaklık, yüksek frekans ve kısa dalga boyu devre elemanı olmaları sebebiyle mevcut devre elemanlarından daha üstündürler. Uygulamada ise, birçok durumda, geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerin uygun doping tipine sahip yüksek kaliteli malzemeler olarak büyütülmesi ve gerçek devre elemanlarının fabrikasyonu ile ilgili zorlukları, onların uygulamalarını kısıtlamaktadır.

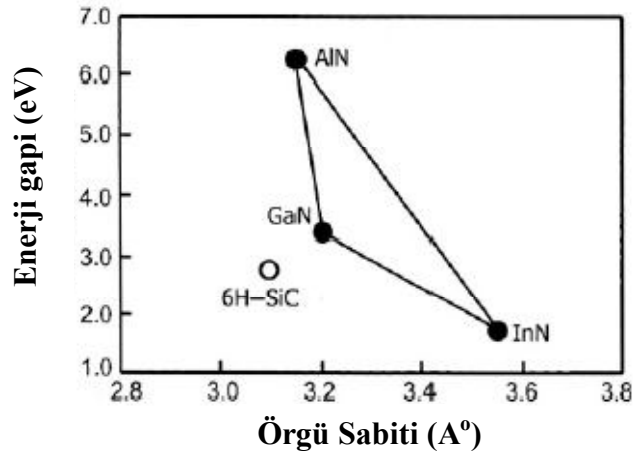
Geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerin bazı önemli mevcut uygulamaları, yüksek güç ve yüksek sıcaklıklarda çalışan devre elemanı olmalarının yanı sıra, mavi, mor ve ultraviyole spektral bölgelerde çalışan kısa dalga boylu ışık yayan ve dedekte eden optoelektronik devre elemanlarıdır. Kısa dalga boylu bölgede (mavi bölgede) çalışan bir lazer, uzun dalga boylarında çalışan (kırmızı ve yakın kızılötesi arasında) devre elemanları ile karşılaştırıldığında optik kayıt için bellek yoğunluğunu önemli ölçüde artırabilir. Geniş enerji aralıklı yarıiletkenlerin kullanımı ile tam renkli düz panel ekranlar üretmek mümkün olmuştur.

Yukarıda da bahsedildiği gibi elmas çok geniş bir aralıkta uygulama potansiyeline sahiptir. Bu durum, hem aktif hem de pasif elektronik devre elemanı uygulamalarını birlikte içermektedir. Elmas hem çok yüksek ısı iletkenliğine hem de çok yüksek elektriksel özdirence sahiptir bu nedenle de elektronik devre elemanlarında soğutucu (heat sinks) olarak kullanılabilir, aynı zamanda geniş bir dalga boyu aralığında mükemmel optik saydamlığı vardır ve dolayısıyla elmas koruyucu kaplamalar çeşitli uygulamalarda pencere olarak kullanılabilir (Yacobi 2004).

Bazı yarıiletkenler birkaç değişik yapıda kristalleştirilebilirler. SiC ya hegzagonal (2H) ya da kübik (3C) yapıda büyütülebilir ve değişik çoktipli (polytypes) yapılar (4H ve 6H gibi) şeklinde görülebilir. Bu yapıların bazılarında, örneğin 3C ve 6H, nispeten yüksek elektron hareketlilikleri ve büyük enerji aralıkları nedeniyle özel ilgi vardır. SiC'in lazer uygulamalarındaki temel sınırlaması, onun indirek enerji aralığına sahip olmasından kaynaklanır ancak bu malzeme hem n hem de p-tipi olarak katkılanabildiğinden çeşitli devre elemanları üretilebilir. Bunlar ışık yayan devre elemanlarının yanı sıra, yüksek-sıcaklık, yüksek-güç, ve yüksek-frekans devre elemanlarıdır. Örneğin, mavi ışık yayan diyotlar (LED), SiC'e sırasıyla alüminyum ve nitrojen katkılanan ani bir p-n eklemine oluşturulmasıyla gerçekleştirilir. Unutulmamalıdır ki SiC'in yüksek ısı iletkenliği aynı zamanda SiC devre elemanlarının yüksek yoğunluklu entegrasyonuna izin verir. SiC'in diğer geniş enerji-aralıklı yarıiletkenlerle kıyaslandığında bir diğer avantajı, oksitlendiğinde kararlı bir elektriksel yalıtkan oksit oluşturmasıdır. Bu durumda, SiC'in termal oksidasyonu SiC'in yüzeyinde SiO₂ oluşur veya SiC- SiO₂ arayüzeyi ile sonuçlanır.

InN, GaN ve AlN gibi III-V nitrit yarıiletken malzemelerinin çeşitli yararlı optoelektronik devre elemanı uygulamaları bulunmaktadır, çünkü bunlar wurtzite yapı içerisinde direk enerji aralıkları InN için 2,0 eV, GaN için 3,4 eV ve AlN için 6,3 eV olan sürekli bir alayım sistemi oluştururlar. Böyle bir alayım sistemi görünür ve ultraviyole bölgeleri boyunca sürekli bir enerji aralığı değerlerine sahip olacaktır. Bu bileşiklerin ince-film büyütme işlemi ile ilgili bir sorunu, uygun bir altlığın seçimidir. Örneğin, altlık olarak yaygınca kullanılan safir, III-V nitrit yarıiletkenlerle çok büyük bir örgü uyumsuzluğuna sahiptir. Ancak, GaN'ın kristal kalitesi, safir üzerinde ince film büyütülmeden önce, AlN gibi ince bir tampon tabaka ile birleştirilerek veya gerçek GaN tabakadan daha düşük sıcaklıklarda büyüyen GaN tampon tabakası büyütülerek önemli ölçüde geliştirilebilir. GaInN gibi üçlü ve AlGaInN dördü bileşikleri büyütme için uygun örgü uyumuna sahip altlık malzeme seçimi ayrıca önem arz etmektedir (Şekil 2.7). V. grup elementlerin denge buhar basıncılarının çok yüksek olması nedeniyle bu bileşiklerde iletkenliğin kontrolünü sağlamak oldukça zordur. GaN'ı p-tipi olarak katkılamak kolay bir durum değildir ancak Mg katkılanmış GaN tabakaya uygun bir büyütme sonrası işlemi ile yeterince

yüksek boşluk konsantrasyonu elde edilebilir. Bu işlem nispeten yüksek çıkış gücüne sahip LED'ler için p-n eklemlerinin üretilmesine olanak sağlar. Kübik (çinkobilent) GaN hegzagonal (wurtzite) GaN'a göre bazı potansiyel avantajlara sahiptir. Öncelikle kübik GaN'ın enerji aralığı oda sıcaklığında yaklaşık 3.23 eV'dur ki bu değer hegzagonal GaN'a göre 0.2 eV daha düşüktür. Bu gerçek optoelektronik uygulamalar için önemlidir çünkü hegzagonal durumla karşılaştırıldığında, daha düşük In katkısıyla görünür spektral bölge için (mavi ve yeşil bölgeler) bir materyal elde edilebilir. Ayrıca, kübik GaN hegzagonal GaN'la karşılaştırıldığında yüksek taşıyıcı mobilitesine sahiptir. Bu durum daha yüksek kristalografik simetrisindeki daha düşük fonon saçılmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, epitaksiyel olarak büyütülen kübik GaN kolay yarıлма göstereceğinden altlığa uyum bakımından lazer diyotlar için alternatif bir malzeme olabilir (Yacobi 2004).



Şekil 2.7. 6H-SiC ve III-V nitrit yarıiletkenlerin enerji aralıklarının örgü sabitine göre değişimi.

Geniş enerji aralıklı II-VI bileşik yarıiletken tabanlı ışık yayan (ZnSe, ZnS gibi) devre elemanları imal etmenin temel zorluklarından birisi bu malzemelerin yeterince yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna sahip p-tipi olarak büyütülmesi (örneğin, MOCVD yöntemi ile) ile ilgilidir. Böyle bileşiklerin devre elemanı uygulamalarındaki bir önemli problem öz-telafi (self-compensation) olayıdır. Bir tipin tabii nokta kusurlarının oluşumu dopant atomlarını telafi eder ve böylece p-n eklemine oluşumunu engeller. Bu bileşiklerdeki öz-telafi, akseptör ve donörler gibi davranan

anyon ve kation boşlukları yüzündendir. Örneğin, ZnSe ve ZnS içindeki Zn boşlukları akseptörler olarak ve Se ve S boşlukları ise donörler olarak davranırlar. Öz-telafinin etkisi malzemenin mümkün olan en düşük sıcaklıkta büyütülmesiyle azaltılabilir.

Yukarıda tartışılan ikili geniş enerji aralıklı yarıiletkenlere ilave olarak, devre elemanı uygulamalarında kullanılan geniş enerji aralıklı bazı üçlü yarıiletkenler de vardır. Bunlar enerji aralıkları sırasıyla 2.7 ve 3.5 eV olan ve CuAlSe₂ ve CuAlS₂ gibi I-III-VI kalkoprit bileşik yarıiletkenleridir. Bu özel bileşiklerin erime noktaları (yaklaşık 1500 K) benzer enerji aralıklı ikili bileşiklerle karşılaştırıldığında daha düşüktür (Yacobi 2004).

2.2.5. Oksit yarıiletkenler

Oksit yarıiletkenler seramikler olarak da bilinirler. Bunlar çoğunlukla yaklaşık 1 ve 10 µm aralığındaki tanecik boyutları ile polikristal ve polifaz malzemelerdir. Tanelerin ve tane sınırlarının (grain boundaries) özellikleri bu malzemelerin hem anlaşılmasında hem de uygulanmasında çok önemli bir role sahiptir. Bu bağlamda, kompozisyonun kontrolü, tanelerin mikroyapıları ve tane sınırları bu maddeleri geliştirmede en önemli konulardır. Tane sınırları genellikle malzemenin kusur yapısı tarafından kontrol edilen bir uzay yükü bölgesine sahiptir. Bunlar çeşitli safsızlıkların hızlı bir şekilde difüzyonları için kısa yollardır. Tanecik sınırlarının ayrılması, çökeltmesi (precipitation) ve oksidasyonu bu malzemelerin çeşitli özelliklerini genellikle etkilemektedir.

Bu oksit yarıiletkenlerin bazı örnekleri (karşılık gelen enerji aralıkları ile birlikte) CuO₂ (2.1 eV), Bi₂O₃ (2.8 eV), ZnO (3.4 eV), SnO₂ (3.7 eV), BaTiO₃ (3 eV), SrTiO₃ (3.3 eV) ve LiNbO₃ (4eV) şeklindedir. Bu materyaller pozitif sıcaklık katsayılı termistörler, varistörler (lineer olmayan dirençli fakat simetrik *I-V* karakteristikli, bu elemanlar elektronik devrelerin ve devre elemanlarının korunması için kullanılırlar), MOS yapılarında kullanılabilen yüksek dielektrik sabitli kapasitörler (dinamik sabit

disk bellekleri, DRAM), gaz sensörleri, ve elektro-optik modulatörler gibi elektronik devre elemanları ve sensörlerin yapımında kullanılırlar (Yacobi 2004).

2.2.6. Magnetik yarıiletkenler

Cr, Mn, Fe, Co, Ni ve Eu gibi manyetik iyonları içeren yarıiletken bileşikler manyetik özellikler de sergileyebilirler. Örneğin, FeO, NiO ve EuO gibi bazı oksit yarıiletkenler (FeO ve NiO antiferromagnetik, EuO ve EuS yarıiletken ferromagnetik malzemelerdir.) çeşitli manyetik özellikler sergilemektedirler. Diğer manyetik yarıiletkenler $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ve $In_{1-x}Mn_xAs$ gibi manyetik olmayan katyonların bir kısmının manyetik iyonlarla yer değiştirdiği seyreltilmiş manyetik yarıiletkenleri içerir. Bu tür malzemeler hem yarıiletken özellikleri hem de çeşitli manyetik karakterleri birlikte bulundurlar. Manyetik olmayan katyonlarla yer değiştiren manyetik iyonların miktarına ve aynı zamanda sıcaklığa bağlı olarak, seyreltilmiş manyetik yarıiletkenler çeşitli manyetik özellikler sergileyebilirler.

$Cd_{1-x}Mn_xTe$ gibi seyreltilmiş manyetik yarıiletkenler böyle bileşiklerle ilişkili bazı ilginç özellikleri nedeniyle artan bir şekilde ilgi çekmektedirler. Örneğin, böyle bir bileşiğin çeşitli manyetik özelliklerinin geliştirilmesiyle birlikte enerji aralığı ve örgü parametreleri de x 'e bağlı olarak istenilen bir değere ayarlanabilir ve bu etkiler sistematik bir tarzda araştırılabilir. Bu bileşikler aynı zamanda bunların optik modulatörlerdeki kullanımını hızlandırabilecek büyük manyeto-optik etkiler sergilerler. Seyreltilmiş manyetik yarıiletken çalışmalarındaki ilginç imkanlardan birisi de manyetik olmayan engellerle sınırlanan manyetik QW'ler gibi düşük boyutlu yapıların MBE tekniği ile büyütülmesidir. Seyreltilmiş manyetik yarıiletkenlere dayanan QW yapılarının büyütülmesi düşük boyutlu manyetik olayları araştırmaya olanak sağlayacaktır. Ayrıca bu malzemelerde dış magnetik alanlar kullanılarak bir yarıiletkenin enerji aralığı değişimi ve hetero-yapılarda bant denkleştirme imkanları da olabilir (Yacobi 2004).

2.2.7. Polikristal yarıiletkenler

Polikristal yarıiletkenlerin özelliklerini belirlemede tane sınırları çok önemli bir rol oynamaktadır. Bu yarıiletkenler genellikle mikrokristal ve nanokristal şeklinde ince filmler olarak ve büyük taneli maddeler ise dilimlenmiş külçe ve tabaka şeklinde hazırlanırlar. Polikristal malzemelerin tanecik boyutu, ince film büyütme sırasındaki altlığın sıcaklığına, film kalınlığına, ve aynı zamanda film büyütüldükten sonraki tavlama işlemine bağlıdır. Bölüm 2.2.5’de ifade edildiği gibi tane sınırları, genellikle yapının kusurları tarafından kontrol edilen bir uzay yükü bölgesine sahiptir ve bunlar polikristal malzemelerin bazı özelliklerini etkileyen çeşitli safsızlıkların hızlı difüzyonları için kısa yollardır. Bir polikristal yarıiletkende tane sınırları üzerinde bulunan potansiyel engellerin varlığının önemli bir sonucu, elektriksel direncinin artmasıdır. En önemli işlemlerden bir tanesi tane sınırlarının dekorasyonudur, yani kirlilik unsurlarının çökeltildiği sınırların ayrılma işlemidir.

Genel olarak tane sınırları bir yarıiletkenin enerji aralığında izinli seviyeler oluştururlar ve bunlar azınlık taşıyıcılar için rekombinasyon merkezleri olarak davranırlar. Bu etki fotovoltaik güneş hücreleri gibi azınlık- taşıyıcılı devre elemanları için önemlidir ve fotojenerasyonla üretilen bazı taşıyıcıların tane sınırlarındaki rekombinasyonlar sonucunda kaybolmaları beklenir. Genellikle, devre elemanının verimliliği artan tane büyüklüğü ile iyileşecektir. Bu bağlamda, sütunlu tanecik yapısı (columnar grain structure), yani bir polikristal yarıiletkende taneler wafer kalınlığı boyunca genişler devre elemanı yapısında arkadan önüne kadar genişlemeyen ince taneler içeren yapıya göre daha fazla tercih edilir. Azınlık taşıyıcıların tane sınır rekombinasyonlarını önlemek için malzeme içindeki yanal tane büyüklüğünün azınlık taşıyıcı difüzyon uzunluğundan daha büyük olması istenir.

Unutulmamalıdır ki fotovoltaik hücreler gibi polikristal silikon devre elemanlarında tane sınırlarının hidrojen pasivasyonu, performans verimliliğini artırmanın etkili bir yöntemidir. Bu iyileşme amorf silikon yapılarıdaki doymamış bağların pasivasyonu

ile benzer bir mekanizmaya sahiptir. Ayrıca dislokasyon ve boşluklardaki doymamış bağlar gibi diğer kusurların hidrojen pasivasyonu aynı zamanda fotovoltaik hücrelerin performansını geliştirmede faydalıdır (Yacobi 2004).

2.2.8. Amorf yarıiletkenler

Amorf yarıiletkenler çeşitli devre elemanlarında geniş bir uygulama alanına sahiptirler. Bu materyaller birçok büyük alanlı altlıklar üzerinde ince filmler şeklinde ucuz olarak üretilebilirler. Amorf yarıiletkenlerin, amorf selenyum gibi elektrofotografik kopyalamada fotoreseptör malzemesi olarak güneş hücreleri ve düz panelli ekranlarda ve hidrojenlenmiş amorf silikonun bazı yaygın örnekleri kullanılmaktadır. Önemli amorf yarıiletkenlerin bazıları amorf kalojenitler (örneğin *a*-Se ve *a*-As₂Se₃) ve tetrahedral bağa sahip amorf yarıiletkenlerdir (örneğin *a*-Si:H) (Street 1991).

Amorf yarıiletkenler kısa bir mesafede düzenlidirler yani periyodik bir yapıları yoktur. Yapıları hakkında bilgi, radyal dağılım fonksiyonu grafiklerinden elde edilebilir.

Amorf yarıiletkenlerin elektronik bağ yapısı kristal yarıiletkenlerinkinden önemli ölçüde farklılıklar göstermektedir. Kristal malzemelerde atomik yapının periyodikliği ve uzun mesafe düzeninin varlığı belirli bant sınırlarıyla, müsadeli ve yasaklanmış elektronik seviyelerin oluşturduğu bir bant yapısına ve iletim ve valans bantlarının bir enerji aralığı ile ayrılmasına sebep olmaktadır. Amorf yarıiletkenlerde ise, yarıiletken kristalin kesinleşmiş bant kenarlarının yerini yapının düzensizliği (elektronik hallerin dağılımını genişleten bağ uzunlukları ve bağ açısından sapmalar) ile ilişkili lokalize olmuş hallere bağlı olarak amorf malzemenin eksponansiyel band sonlanmaları almaktadır. Ayrıca, doymamış bağlar gibi kusurlar enerji aralığı içerisinde elektronik seviyeler olarak tanımlanırlar.

Kısaca, amorf yarıiletkenlerin en önemli özelliklerinden biri malzemenin enerji aralığı içerisinde, bu mazemelerin elektronik özellikleri üzerinde önemli bir etkiye sahip olan yüksek yoğunluklu kusurların neden olduğu lokalize olmuş hallerin varlığıdır. Bu lokalize haller katkılamayı çok zor hatta imkansız yapmaktadırlar (Yacobi 2004).

2.2.9. Organik yarıiletkenler

Organik yarıiletkenlerin genel avantajları, çok yönlü olmaları ve spesifik uygulamalara nispeten daha kolay uyum sağlayabilmeleridir. Organik yarıiletkenlere antrasen, $C_{14}H_{10}$ ve poliasetilen, $(CH)_n$ örnek olarak verilebilir. Poliasetilenin elektrik iletkenliği, alkali metaller gibi dörnorlar veya iyot ve AsF_5 gibi akseptörlerin katkılanma büyüklüğüne bağlı olarak değiştirilebilir. Bunun ilk pratik uygulaması elektrofotografi gibi görüntü sistemlerinde bir fotoiletken olan antrasenin, fotoreseptör bir materyal olarak kullanılmasıdır. Günümüzde çeşitli organik fotoreseptörler esnek konfigürasyonlarıyla düşük fiyat ve nispeten hazırlama kolaylığı ile böyle uygulamalarda yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar.

Genellikle bu materyallerdeki taşıyıcı tuzaklamaları ve düşük mobiliteleri elektronik aygıt uygulamalarını sınırlamaktadır. Bununla birlikte, organik yarıiletkenlerin konjuge bağlarla bazı önemli uygulamaları; transistörler, LED'ler güneş pilleri, lineer olmayan optik materyaller gibi çeşitli elektronik ve fotonik uygulamalarda ön plana çıkmaktadır (zincir boyunca bir konjuge polimerde karbon atomları arasındaki tekli ve çiftli bağlar değişmektedir yani pi bağları sürekli olarak karbon atomları arasında yer değiştirmektedir).

Organik yarıiletkenlerin umut verici uygulamalarından biri maviyi de içine alan tüm renkleri kapsayan nispeten ucuz LED'lerin üretilebilmesidir. Bu tür uygulamalarda organik materyaller, düşük çalışma voltajları, renk uyumu, devre elemanı üretimindeki basitliği gibi temel avantajlara sahiptir. Gerçek devre elemanı farklı iş fonksiyonlarına sahip iki elektrot ve araya yerleştirilen bir organik yarıiletkenin (yani

ışık yayan tabaka) sandoviç tipinde birleştirilmesiyle meydana gelmektedir. Böyle bir durumda ışık emisyonu düşük iş fonksiyonlu elektrottan gelen elektronlar ile yüksek iş fonksiyonlu elektrottan gelen boşlukların organik tabaka içerisinde rekombine olması ile sonuçlanır, yani ışık yayan organik bir yarıiletkende çift enjeksiyon gerçekleşmektedir. Böyle uygulamalardaki en önemli konu devre elemanın kararlılığı ve organik LED'in işlemsel yaşama ömrüdür. Bu bağlamda, metal-polimer arayüzü büyük önem arz etmektedir.

Organik yarıiletkenlerin diğer uygulamaları ise, nanokristal tabanlı kuantum dot/organik sistemler gibi hibrit inorganik/organik devre elemanlarında inorganik yarıiletkenlerle birleşimiyle meydana gelmektedir. Örneğin, yaklaşık 3 eV'luk bir enerji aralığı olan poli (*p*-fenilen vinilen) (PPV) bir elektroluminesans yapıda CdSe nanokristalleri ile birlikte kullanılmıştır. Bu durumda luminesans PPV içine enjekte olan hollerin ve CdSe nanokristallerinin içine enjekte olan elektronların rekombinasyonu ile oluşur. Bu tür sistemlerde görünür bölgedeki luminesans spektrumu nanokristalin boyutları değiştirilerek ayarlanabilir.

Her ne kadar organik yarıiletkenlerin kararsızlığı onların bazı uygulamalarını engelse de onların iletkenlikteki çeşitlilikleri ile birlikte yüksek reaktiviteleri organik yarıiletkenlerin gaz sensörleri ve biosensörler gibi çeşitli sensör cihazlarında uygulanmalarına imkan sağlamaktadır.

Polimerden yapılmış iletken, yalıtkan ve yarıiletken bileşenler içeren alan etkili transistör tabanlı tüm polimer entegre devrelerin ucuz üretilmeleri için çabalar sürmektedir. Bu tür ucuz ve nispeten kolay imal edilen cihazlar esnek altlıklar üzerine depozit edilirler. Örneğin, mekanik esnekliğe sahip poliimit (polyimide), ürün tanımlama yani elektronik etiketleme gibi yüksek hacimli uygulamalarda kullanılabilir (Yacobi 2004).

2.2.10. Düşük boyutlu yarıiletkenler

Nano mühendislik malzemeler ile ilgili son gelişmeler göstermektedir ki, nanoyapılı yarıiletkenler giderek artan bir şekilde çeşitli nano boyutlu yapı ve devre elemanlarının tasarımında kullanılmaktadırlar. Bu bağlamda, çeşitli yapı ve devre elemanlarının gittikçe minyatürleştirilmesi, boyutlarının hassas bir şekilde iyileştirilmesi ve çeşitli malzeme özelliklerinin kontrol ve tasarımı ile ilgili sürekli bir eğilim sürmektedir.

Nanoyapıların (1-50 nm) özelliklerinin kontrolü ve tasarımındaki esneklik bu yapıların boyutlarının kontrolü için önemli bir role sahiptir. Böyle nanoyapıların benzersiz yapısal, optik ve elektronik özellikleri hem makroskopik malzemelerden hem de izole edilmiş moleküllerden oldukça farklıdır.

Nanoyapılar yaklaşık olarak 1-50 nm arasındaki boyutlara sahiptirler. Bu aralıkta yarıiletkenlerin özellikleri değiştirilmiştir ve kuantum mekaniksel elektronik hapsedme karakteristiğine karşılıktır. Bu yapılar, bulk yapılarla karşılaştırıldığında özellikleri temel olarak değişim göstermektedir. Böyle nano-boyutlu yapıların karakterizasyonu elektron mikroskopu ve optik spektroskopi metotları yanı sıra çeşitli taramalı prob mikroskopları (SPM) kullanılarak gerçekleştirilebilir.

Yük taşıyıcılarının boyutlarının de Broglie dalga boyu ile orantılı olduğu nanoboyutlu yapılarda elektronik enerji seviyeleri quantum hapsedme etkisi gösterirler. Düşük boyutlu yapılar, yük taşıyıcılarının sadece iki boyutlu hareketlerine müsaade edilen QWs (bir boyutlu hapsedilme), yük taşıyıcılarının sadece bir boyutlu hareketlerine müsaade edilen quantum wires (iki boyutlu hapsedilmeye göre) ve yük taşıyıcılarının sadece sıfır boyutlu hareketlerine müsaade edilen (üç boyutlu hapsedilme) quantum dots (QDs) yapılarıdır. Bu düşük boyutlu yapılar için Şekil 2.8 onların hollerin yoğunluğu (Dit) ile ilişkisini enerjinin bir fonksiyonu olarak vermektedir. Şekilde düşük boyutlu yapıların Dit ile ilişkisi iletkenlik bandı için verilmektedir. Bu ilişki valans bandı için de benzer bir dağılım

göstermektedir. Ayrıca QW'de üretilen elektronlara **iki boyutlu elektron gazı** ve Quantum wire'da üretilen elektronlara ise **bir boyutlu elektron gazı** denilmektedir.

Üç-boyutlu bir sistemde (yani bir bulk materyalde) Dit (bir iletkenlik bandı için) enerjinin parabolik bir fonksiyonudur ve

$$g_n(E) = 4\pi(2m_e^*/h^2)^{3/2}(E - E_c)^{1/2} \quad (2.1)$$

şeklinde yazılabilir.

İki-boyutlu sistem (yani QW) ve bir-boyutlu sistem (yani kuantum wire) için kuantum hapsedme etkisi farklı alt bantların varlığı ile sonuçlanır (Şekil 2.8'e bakınız). Böyle durumlarda Dit genellikle $g(E) \propto E^{D/2-1}$ şeklindedir. Kuantum wire'ler (D=1), QWs'ler (D=2), ve bulk malzemeler (D=3)'e sahiptir. Burada D sistemin boyutudur. QWs'de (D=2) ve kuantum wire'de (D=1) alt bantların her birinde Dit $E^{D/2-1}$ bağılılığı ile tanımlanabilir.

QWs'de taşıyıcılar (yani elektronlar ve holler) sadece kuyu kalınlığı içinde bir boyutta hapsedilmişlerdir, fakat hapsedilmiş tabakaların düzleminde taşıyıcıların davranışı bir bulk materyaldekiye karşılıktır. Bir QW'deki elektron enerji seviyeleri Schrödinger denkleminin çözümünden bulunabilir. Sonsuz derin bir potansiyel kuyusu için Schrödinger denkleminin çözümü,

$$E_n = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_e^*L^2}n^2 \quad (2.2)$$

şeklindedir. Buradan $n = 1,2,3,\dots$ değerlerini alır. $(1/L)^2$ üzerine enerji seviyelerinin bağılılığı kuantum boyut etkisidir. Bu durumda iletkenlik bandı için dispersiyon bağıntısı (x-eksenine karşılık gelen hapsedme yönünde sonlu hareket ve y-z düzlemine sonsuz hareket için)

$$E(k) = E_c + E_{nx} + \frac{\hbar^2(k_y^2 + k_z^2)}{2m_e^*} \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilebilir. Buradan E_{nx} , L_x kuyu genişliği için

$$E_{nx} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* L_x^2} n^2 \quad (2.4)$$

şeklindedir. İki-boyutlu bir sistemde (yani QW) birim alan başına Dit (iletkenlik bandı için) $g_n(E) = m_e^* / \pi \hbar^2$ şeklindedir ($E_c + E_{nx}$ 'den daha büyük enerjiler için).

Gerçekte kuantum wire, taşıyıcıları (hem elektronlar hem de holler) iki yönde hapseden bir potansiyel kuyusu gibi davranır. İletkenlik bandı için dispersiyon bağıntısı

$$E(k) = E_c + E_{nx} + E_{nz} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_e^*} \quad (2.5)$$

şeklindedir. Bu durumdan, alt bandın her birisindeki enerjinin bir fonksiyonu olarak Dit, $E^{-1/2}$ bağıllığı ile tanımlanabilir (Şekil 2.8).

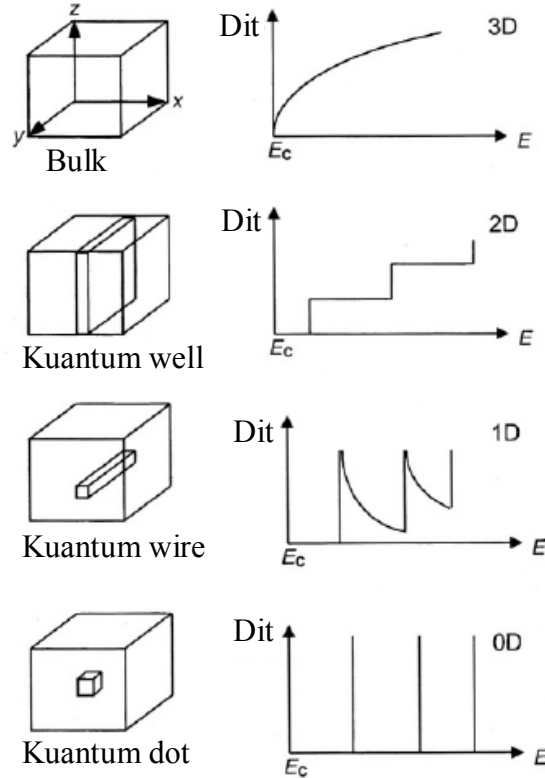
Sıfır-boyutlu yapılarda (yani QDs'larda) taşıyıcılar üç yönde hapsedilirler ve enerji için ifade

$$E(k) = E_c + E_{nx} + E_{ny} + E_{nz} \quad (2.6)$$

şeklindedir. Buradan E_{ny} ve E_{nz} , E_{nx} ile aynı forma sahiptir. Bu durumda Dit, ayırık δ -fonksiyonlarının bir seti ile tanımlanır. Şekil 2.8'deki dağılımlar, valans bandı içinde benzer şekle sahiptirler (Yacobi 2004).

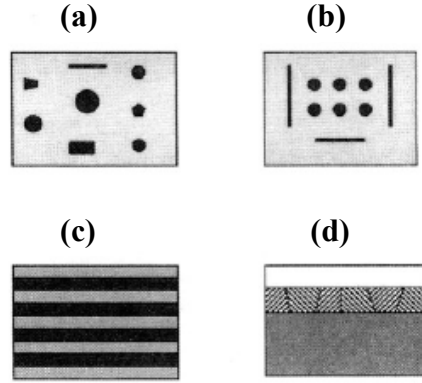
Genellikle, nanoboyutlu yapıların çeşitli tipleri Şekil 2.9'da verilmiştir. Bunlar; nanokristaller, litografi ile üretilen nanowire ve nanodot gibi nanoyapılar, yarıiletken

süperlatişler gibi çoklu tabakalar ve kaplama ve örtücü tabakalar gibi nanotaneçikli malzemelerdir. Yarıiletken nanoyapıların önemli bir özelliği (yaklaşık boyutları 1-50 nm aralığında) nanoyapıların boyutları kontrol edilerek böyle malzemelerin özelliklerinin kontrolündeki esnekliğidir.



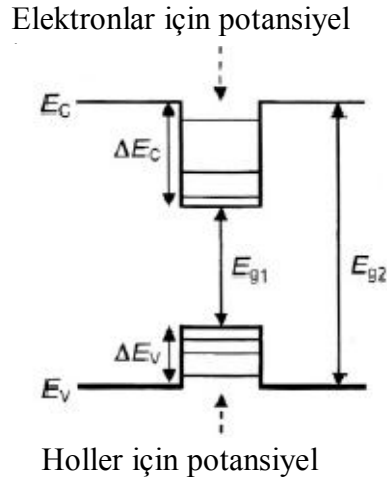
Şekil 2.8. Düşük boyutlu yapılar ve bunların enerjinin bir fonksiyonu olarak Dit 'le ilişkisi.

Yarıiletken büyütme ve malzeme işleme teknikleri, QWs ve süperlatişler gibi düşük boyutlu sistemlerin muhtemel uygulamalarını ve araştırmalarını katalize etmektedir. Epitaksiyel tabakaları büyütme için MBE veya MOCVD teknikleri kullanılarak farklı kalınlıklı farklı maddelerin tabakalarından oluşan suni yapılar inşa etmek mümkündür. Birkaç monolayer kadar küçük periyodik tabakalar halindeki böyle yapılar iki boyutlu sistemlerin özelliklerine sahiptir.



Şekil 2.9. Değişik tipteki nanoyapıların şematik gösterimi.

*(a) nanokristaller (b) litografi ile üretilen nanoyapılar (c) çoklu tabakalar (d) nanotanecekli malzemeler.



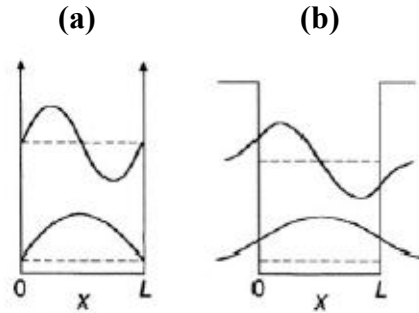
Şekil 2.10. Tekli bir quantum-well yapısının enerji bant diyagramı.

*İnce GaAs tabakanın kalınlığı yaklaşık olarak 10nm'dir. İletkenlik ve valans bantı kenarları, ΔE_c ve ΔE_v da şekilde gösterilmiştir. Geniş enerji aralıklı, E_{g2} , $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabakalar arasında dar enerji aralıklı, E_{g1} , GaAs tabakanın oluşturduğu quantum well yapısı görülmektedir.

Bir QW temel olarak AlGaAs/GaAs/AlGaAs gibi, geniş enerji aralıklı yarıiletkenin çevrelediği dar enerji aralıklı yarıiletkenin meydana gelen çift heteroeklem yapısına sahiptir. Bu yapının arayüzleri Şekil 2.10'da görüldüğü gibi ani bir geçiş kompozisyonuna sahiptir. Bu tip-I (straddling) sistemi şeklindeki heteroeklem yapıda dar enerji aralıklı malzeme içinde enerji bantlarının minimum enerji seviyesinde elektron ve boşluklar oluşur yani elektron ve boşluklar aynı tabakada meydana

gelirler. Tip-II (staggered) sisteminde elektron ve boşluklar farklı tabakalarda hapsedilirler. Tip-III (broken-gap) sisteminde ise değişik tabakaların enerji aralıkları birbirini üstüne binmez (Yacobi 2004).

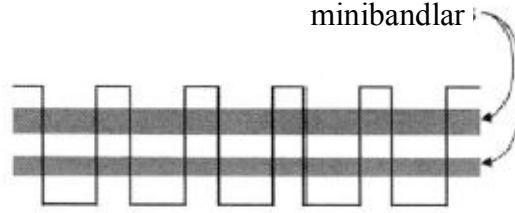
Gerçek QW'lerde bağlı bir elektron sonlu bir potansiyel kuyusunda gibi düşünülür ve potansiyel engeller içinde dalga fonksiyonları eksponansiyel azalma etkisi gösterirler (Şekil 2.11). Tünelleme ile engellerin boyunca böyle bir nüfuzun meydana gelmesi birleşmiş QW'lerin temelini oluşturur. Birleşmiş QW'de iki kuantum kuyu ince bir engelle ayrılır. Böyle kuantum yapılarında enerji seviye değerleri gibi kuyunun özellikleri (iletkenlik ve valans bant kenarları, ΔE_c ve ΔE_v) potansiyel kuyunun derinliğine, QW genişliğine ve hapsedilmiş taşıyıcıların etkin kütlelerine bağlıdır. QW yapılarının farklı durumları single-quantum well, SQW (yani tek bir QW yapısı) ve multiple- quantum well, MQW (yani periyodik QW dizileri) şeklinde ifade edilmektedir. Eğer, bir MQW yapısında kuyular, nispeten ince engellerle (1 ve 10 nm arasında) ayrılırsa, her bir kuyudaki hapsedilmiş haller tünelleme ile engel üzerinden birbirleriyle etkileşirler ve kesikli enerji düzeylerinin genişlemesine ve yapı boyunca genişleyen mini-bantların oluşmasına neden olurlar (Şekil 2.12).



Şekil 2.11. Bir temel hal ve ilk uyarılmış enerji seviyelerinin dalga fonksiyonları ile birlikte şematik gösterimi.

*Enerji seviyelerinin beklenen ilk hali ve (a) sonsuz derinlikli kare potansiyel kuyusu ve (b) sonlu derinlikte kare potansiyel kuyusu.

Böyle bir yapı *süperlatis* olarak adlandırılır. Yeni bir elektronik bant yapısı ile bir boyutlu kristal malzeme olan süperlatislerin temel özellikleri, bunların kompozisyonu ve tabakalarının kalınlığı değiştirilerek modifiye edilebilir. Süperlatis terimi daha uzun periyotlu ekstra bir periyodiklik anlamına gelmektedir.



Şekil 2.12. GaAs/AlGaAs gibi bir süperlatis yapısının şematik gösterimi. Gri bantlar mini-band enerji aralıklarına karşılıktır

Ayrıca, bu durumda periyodik potansiyelin nispeten daha zayıf olması daha düşük enerjili bir band yapısına sebep olur ve böyle bantlar mini-bandlar olarak adlandırılırlar (atomların düzenli kristal yapısından dolayı oluşan bantlardan farklı). Bu yapı aynı zamanda **compositional-süperlatis** olarak da adlandırılır. İki boyutlu fakat farklı katkılanmış yarıiletkenlerle periyodik QW yapısı oluşturmak da mümkündür. Böyle bir yapı **doping süperlatis** veya **nipi** yapı olarak adlandırılır. Bu yapılarda p ve n tipi tabakalar arasında bir asal tabaka, i , mevcuttur. Hetero-eklem süperlatis yapısıyla kıyaslandığında katkılı süperlatislerin bazı avantajları; latis uyumsuzluğu ile ilgili problemlerin olmaması ve elektron ve boşlukların dar tabakalar içinde hapsedilmeleriyle güçlü bağlı eksitonların oluşmasına neden olarak yüksek ışınım rekombinasyonuna yol açmasıdır. Yarıiletken lazerler ve fotodedektörler gibi QW yarıiletkenlerin bazı kullanışlı uygulamaları QW'lerin optik özellikleri temeline dayanmaktadır.

QD üç koordinatta da elektronik Bohr yarıçapından daha küçük olan madde parçasıdır. Daha önce bahsedildiği gibi, QD'lerde elektronik geçişler ayrıktır ve en önemlisi bu geçişlerin büyüklüğün bir fonksiyonu olmasıdır. Tipik olarak, QD'ler yaklaşık olarak 1-50 nm boyutlarına sahiptir. Böyle malzemelerde önemli bir konu,

malzemenin özellikleri üzerine yüzeylerin etkisidir. Bu tür malzemeler yüzey özelliklerine çok hassastırlar. Elektron ve boşluklar için etkili tuzaklar gibi davranan yüzey halleri bu sistemlerde genellikle baskın role sahiptir ve bu nedenle, pratikte böyle düşük boyutlu yapılara dayalı yarıiletken aygıtları üretmek için yüzey pasivasyonu önemlidir. Yarıiletken QD'lerin teknolojik uygulamaları, onların optik özelliklerini ve doğrusal olmayan optik özelliklerini temel alır (Yacobi 2004).

Nanoyapılı yarıiletkenlerle ilgili en büyük sorunlar; nanoyapıların boyut, kompozisyon ve montaj kontrolü, yüzey ve arayüzeylerin rolünü açıklama, fabrikasyon ve karakterizasyon tekniklerinin avantajları, nanoyapıların hazırlanmasının tekrarlanabilirliği, nanoyapıların kimyasal ve termal istikrarlılığı, istatistiksel olarak yürütülen işlemlerin kontrolü gibi konuları içermektedir.

2.3. Özel Uygulamalar İçin Yarıiletkenlerin Seçimi

Özel bir uygulama için bir yarıiletken seçmede, konuyla ilgili yarıiletken özellikleri düşünülmelidir. Bir yarıiletkenin bant-yapısı parametrelerinin ve taşıyıcı özelliklerinin yarıiletken devre elemanlarının çalışması üzerinde önemli etkisi vardır. Bu parametreler başlıca olarak; enerji aralığı (enerji aralığının direk ve indirek olması), taşıyıcıların etkin kütlesi, asal iletkenliği, ve (düşük-alan) taşıyıcı mobilitesi gibi sıralanabilir. Diğer önemli malzeme özellikleri arasında; saturasyon elektron sürüklenme hızı, kırılma (breakdown) elektrik alanı, termal iletkenlik ve mekanik dayanıklılık yer almaktadır.

Her ne kadar pek çok uygulama için yarıiletkenler neredeyse mükemmel tek kristaller olarak üretilseler de bazı durumlarda polikristal ve amorf yarıiletkenler de kullanılabilir. Böylece, devre elemanlarının maliyeti önemli ölçüde azaltılmış olabilir ve amorf yarıiletken olması durumunda çeşitli altlıklar üzerinde (güneş hücreleri, ekran ve görüntüleme cihazları gibi) geniş alan devre elemanları üretilmektedir.

Çizelge 2.4. Seçilen bazı yarıiletkenlerin yaygın olan uygulamaları ve oda sıcaklığındaki (300 K) enerji aralıkları

Materyal	E_g (eV)	Teknolojideki Önemli Uygulamaları
Ge	0.67	Fotodedektörler, aktif devre elemanları için altlık
Si	1.12	Entegre devreler, fotodedektörler, güneş hücreleri, aktif devre elemanları için altlık
<i>a</i> -Si:H	1.7	Geniş alan uygulamaları ve/veya esnek altlıklar, elektrofotolitografi için fotoreseptör, güneş hücreleri, sıvı kristal görüntüleme ince film transistör, görüntüleme devre elemanları
SiC (W, 4H)	3.26	Yüksek-güç devre elemanları, yüksek-frekans güç devre elemanları
SiC (W, 6H)	3.0	Yüksek-sıcaklık devre elemanları, optoelektronik devre elemanları (mavi ışık yayan diyodlar, UV fotodedektörler)
InSb	0.17	Kızılötesi dedektörler
InAs	0.36	Kızılötesi dedektörler
InP	1.35	Optoelektronik devre elemanları, mikrodalga devre elemanları, hetero yapılarda altlık
GaAs	1.42	Yüksek-hız devre elemanları, optoelektronik devre elemanları, güneş hücreleri, mikrodalga devre elemanları, aktif devre elemanları için altlık
GaP	2.27	Işık yayan diyodlar (kırmızı, sarı ve yeşil)
GaN	3.44	Işık yayan diyodlar (mavi ve yeşil)
CdTe	1.56	Güneş hücreleri
CdS	2.42	Güneş hücreleri
ZnSe	2.7	Mavi ışık yayan devre elemanları, koruyucu pencereler, optik bileşenler
ZnS	3.68	Kızılötesi pencereler, optik elemanlar, aydınlatmada fosforlar ve çeşitli görüntüleme uygulamaları (CRT ve düz panel görüntülemeler)
PbSe	0.28	Kızılötesi optoelektronikler (lazer diyotlar ve fotodedektörler)
PbS	0.41	Kızılötesi optoelektronikler (lazer diyotlar ve fotodedektörler)
Hg _{1-x} Cd _x Te	0-1.56	Kızılötesi fotodedektörler (2-16 μ m), termal görüntüleme sistemleri
Al _x Ga _{1-x} As/GaAs	1.42-2.16	Lazerler, modüle edilmiş-katkılanmış alan etkili transistörlerin (MODFET) bileşenleri, yüksek elektron mobiliteli transistör (HEMT), heteroeklem bipolar transistör (HBT), güneş hücreleri
GaAs _{1-x} P _x	1.42-2.27	Işık yayan diyotlar (kırmızıdan yeşile doğru)
Ga _x In _{1-x} As	0.36-1.42	Lazerler, fotodedektörler, fiberoptik iletişim (1,55 μ m)
Ga _x In _{1-x} As _y P _{1-y} /InP	0.75-1.35	Lazerler, fotodedektörler, fiberoptik iletişim (1,3 ve 1,55 μ m)

Elektriksel iletkenliğin katılanma ile kontrol edilmesi bu malzemelerin özel uygulamalar gerektiren çeşitli elektronik devre elemanları için tercih edilmelerini sağlamaktadır. Ayrıca, değişik alaşım yarıiletkenlerin band yapısı ve enerji aralığı ayarlanarak istenilen özelliklere sahip bir yarıiletkenin kolay bir şekilde seçimi ile özel karakteristiklere ve uygulamalara sahip yarıiletken devre elemanları tasarlanabilmektedir. Seçilen bazı yarıiletken en yaygın uygulama örnekleri Çizelge 2.4’de sunulmuştur. Birçok uygulamalarda, yarıiletkenlerin çeşitli altlıklar üzerinde ince filmler olarak büyütüldüklerine dikkat edilmelidir.

Si ve GaAs, Si ile ilgili gelişmiş üretim teknolojisi ve GaAs’in yüksek taşıyıcı mobilitesi ve direk enerji aralığı gibi bazı özel özellikleri nedeniyle elektronik devre elemanları için çok önemli malzemelerden bazılarıdır. Ancak, özel devre elemanı uygulamaları için bir yarıiletken seçilirken, konuyla ilgili bütün ilgili malzemeler ve devre elemanı parametreleri değerlendirilmelidir. Yukarıda bahsedilen parametreler büyük önem taşımaktadır. Örneğin Si ve GaAs’i karşılaştırırsak; Si’un GaAs’den üç kat daha fazla olan termal iletkenliğine sahip olması nedeniyle küçük cihazlar için bazı uygulamalarda randımanlı ısı dağıtımı özelliği daha önemli olabilir. Benzer bazı uygulamalar için, malzemenin saflığı ve kusurlar açısından Si kadar gelişmemiş diğer malzemelerin başka üstün özellikleri, onları özel uygulamalar için hem Si hem de GaAs’e göre daha avantajlı yapar

2.4. Metal Yarıiletken Eklemler

2.4.1. Giriş

Metal-yarıiletken doğrultucu sistemleri üzerinde yapılan en eski sistematik araştırma genel olarak 1874’te detaylı yüzey durumları ve uygulama voltajının polaritesi üzerine nokta kontağın toplam direncine bağlılığını ifade eden Braun’a atfedilmektedir. Değişik formlardaki nokta-kontakt doğrultucular 1904’ten başlayarak pratik uygulamalarda kullanılmaktadır. Wilson 1931’de katıların bant teorisine dayalı yarıiletkenlerin iletim teorisini formülize etti. Bu teori daha sonra metal-yarıiletken

kontaklara uygulandı. Schottky 1938'de Schottky potansiyel engelini herhangi bir kimyasal tabaka olmaksızın yarıiletkendeki sabit yüzey yüklerini aşabileceğini ileri sürmüştür. Bu düşünceyle ortaya çıkan model Schottky engeli olarak bilinmektedir. Aynı zamanda Mott 1938'de metal-yarıiletken kontaklara daha uygun bir teorik model tasarladı. Bu modeller 1942'de Bethe tarafından elektriksel karakteri doğru bir şekilde açıklayan termiyonik-emisyon modeli olmak üzere genişletildi.

Metal-yarıiletken kontaklar, doğru akım, mikrodalga uygulamaları ve diğer yarıiletken devre elemanlarının bir parçası olarak büyük öneme sahip olmaları nedeniyle kapsamlı bir şekilde çalışılmışlardır. Özellikle, fotodedektörler, güneş hücreleri ve MESFET yapıların kapısı olarak kullanılmışlardır. En önemlisi, aşırı katkılanmış yarıiletken üzerindeki metal kontak, akımı devre elemanının içine ve dışına geçirmek amacıyla her yarıiletken devre elemanı için gerekli olan bir omik kontak oluşturabilmektedir (Sze and Ng 2007).

2.4.2. Elektron yakınlığı

Bir yarıiletkende elektron yakınlığı χ_e , bir elektronu iletim bandının en alt enerji seviyesinden vakum seviyesine (malzemenin tam dışına) çıkarmak için gerekli olan iş olarak tanımlanır. Elektron yakınlığının tanımı, hacim ve yüzey etkilerini içerdiğinden, χ_e 'nin çok karmaşık bir parametre olduğunu göstermektedir.

Çoğu yarıiletken için iletim bandının en altındaki bir elektron, birkaç voltluk bir potansiyel engeliyle malzemeye bağlıdır. Bu engel elektron yakınlığıdır ve pozitif elektron yakınlığı olarak tanımlanır. Eğer χ_e negatif olursa, yani vakum seviyesi iletkenlik bandı kenarından aşağıda kalırsa iletkenlik bandından uyarılan herhangi bir elektron kristali terk etmek için yeterli enerjiye sahiptir. Bu demektir ki iletkenlik bandı kenarındaki bir elektron bir yüzey engeli ile karşılaşmayacaktır ve vakum içine serbestçe yayılacaktır. Bu engelsiz elektron emisyonu, alan emiterleri ve düz panel ekranlar gibi soğuk katot devre elemanı için bir potansiyele sahiptir.

Çizelge 2.5. Bazı IV. Grup, III-V ve II-VI yarıiletkenleri için deneysel elektron yakınlığı değerleri

Sistem	Materyal	χ_e (eV)	Sistem	Materyal	χ_e (eV)
IV	Elmas	-2.2~0.8 ^a	II-VI	MgO	-2.50
	Si	4.05		ZnO	3.7~4.60 ^b
	Ge	4.14		α -ZnS	3.90
	3C-SiC	3.83		ZnSe	4.06
	6H-SiC	3.34		ZnTe	3.68
III-V	w-AlN	-1.0~3.20	w-CdS	4.50	
	AlAs	3.50	w-CdSe	4.95	
	AlSb	3.65	CdTe	4.28	
	α -GaN	3.30			
	GaP	3.75			
	GaAs	4.15			
	GaSb	4.21			
	InP	4.50			
	InAs	5.06			
	InSb	4.72			

Bileşik yarıiletkenlerin iletkenlik ve valans bantları sırasıyla katyon va anyon atomlarının elektron orbitalleriyle iyi bir şekilde karakterize edilebilirler. Anyon atomlarının atom numarasındaki artışla birlikte valans bandı spin-orbital yarıлма enerjisi Δ_0 'da bir artış vardır (Sze and Ng 2007).

2.4.3. İş fonksiyonu

Bir metalin iş fonksiyonu Φ_m , bir elektronun enerjisini fermi seviyeden metal yüzeyinin dışındaki bir seviyeye (sözde vakum seviyesi) yükseltmek için gerekli enerji miktarıdır. İş fonksiyonu kuantum mekaniği kullanılarak hesaplanırsa (Seitz 1940; Inglesfield 1984), iki bölümden oluştuğu bulunur. Bunlardan birincisi kristalin periyodik potansiyeli nedeniyle bir elektron enerjisi oluşumu ve elektronun diğer elektronlarla etkileşmesi ile meydana gelen hacim katkısı; diğeri de, yüzeydeki muhtemel dipol tabakanın varlığı nedeniyle yüzey katkısıdır. Genelde metal yüzeyinde, atomların çevresindeki elektron yük dağılımı atom çekirdeği etrafında

olduğu gibi simetrik değildir. Bu nedenle, pozitif ve negatif yük merkezi farklı olmaktadır ve bir dipol tabaka meydana getirmektedir. Benzer şekilde yüzey ile ilgili relaksasyon ve yeniden yapılanma da dipol tabaka oluşturabilir. Oluşan dipol tabakası yüzeyin her bir yerinde bir elektrik dipol hareketi ρ 'ya sahipse metalin iç kısmında ve vakum bölgesi arasında ρ / ϵ_0 değerinde bir elektrostatik potansiyel farkı oluşacaktır. Elektrostatik potansiyeldeki bu değişim nedeniyle bir elektronun enerjisindeki $q\rho / \epsilon_0$ değişimi iş fonksiyonunun bir bölümünü oluşturur. Açıkça, yüzeydeki elektron yük yoğunluğu dağılımında (örneğin temiz metal yüzeyinde gaz atomlarının adsorpsiyonu ile) her hangi bir değişim dipol tabakada ve dolayısıyla Φ_M değerinde bir değişime yol açacaktır. Aynı kristalin farklı kristalografik yüzeyleri eşit olmayan büyüklükteki yüzey dipolleri nedeniyle aynı zamanda farklı Φ_M değerlerine sahip olacaktır. Örneğin tungsten (110), (100) ve (111) yüzeylerinin iş fonksiyonları sırasıyla 5.25, 4.63 4.47 eV olduğu bulunmuştur (Strayer *et al.* 1973).

Çizelge 2.7. Bazı önemli metallerin elektronik iş fonksiyonları.

Metal	Φ_M (eV)	Metal	Φ_M (eV)	Metal	Φ_M (eV)
Ag	4.63	Ga	4.32	Pd	5.41
Al	4.17	Hf	3.90	Pt	5.55
Au	5.38	Hg	4.475	Re	4.72
Ba	2.52	In	4.09	Rh	4.98
Be	4.98	Ir	5.46	Ru	4.71
Bi	4.34	K	2.29	Sb	4.63
Ca	2.87	Mg	3.66	Sm	2.70
Cd	4.08	Mn	4.10	Sn	4.42
Co	5.00	Mo	4.57	Ta	4.30
Cr	4.50	Nb	4.33	Tb	3.00
Cs	1.95	Ni	5.20	Ti	4.33
Cu	4.76	Os	5.93	W	4.60
Fe	4.74	Pb	4.25	Zn	3.63

Bir yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , fermi seviyesi ve vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır ve aynı zamanda hacim ve yüzey katkılarından oluşmaktadır. İş fonksiyonunun valans ve iletkenlik bandından bir elektronun koparılması için gerekli olan ortalama enerji miktarı olduğu unutulmamalıdır. Bazı metallerin elektronik iş fonksiyonları Çizelge 2.7'de verilmiştir (Rhoderic and Williams 1988).

2.4.4. Kimyasal potansiyel

Difüzyon ve sürüklenmeye girmeden önce, termodinamikte temel bir düşünce olan parçacık hareketi için sürme kuvvetini en kesin olarak tanımlayan, verilen bir pozisyondaki bir parçacığın genelleştirilmiş potansiyel enerjisi olan kimyasal potansiyel üzerinde durmak faydalıdır. Gerçek parçacıklar (holler gibi yalancı-parçacıkların aksine) daima daha düşük kimyasal potansiyellerine doğru hareket ederler. Bir elektrik alanındaki yüklü parçacıklar elektrostatik potansiyellerine göre hareket ederler. Bir çekim alanındaki kütleli parçacıklar sistemin kütle merkezine doğru hareket ederler. Bir konsantrasyon gradyentinde bulunan parçacıklar yüksek konsantrasyondan düşük konsantrasyona doğru difüzyonla hareket ederler. Bu üç durumda baskın olan kimyasal potansiyel sırasıyla sistemin elektriksel, gravitasyonel ve entropi enerjilerinden kaynaklanır. Toplam kimyasal potansiyel enerjinin veya entropinin bir şekli olarak bakılabilir. Bir parçacığın kimyasal potansiyeli bilinirse, parçacığın hareketi kolayca tasvir edilebilir.

Herhangi iki sistemin etkileşmesine izin verildiği zaman, daima sistemlerin kimyasal potansiyellerini eşitleyecek şekilde bu iki sistemde madde veya enerji değiş tokuşu olacaktır. Gerçekte denge iki sistem arasında kimyasal potansiyellerin eşit olduğu durum olarak tanımlanır. Bir katıdaki Fermi enerjisi, en düşük enerjili serbest elektronun veya en yüksek enerjili serbest holün kimyasal potansiyelinin bir ölçüsünü verir (Rockett 2008).

2.4.5. Kimyasal potansiyel gradyentinde taşıyıcı hareketi

Bir parçacığın üzerindeki kuvveti açıklamanın en genel yolu kimyasal potansiyel gradyenti μ ile ilişkili olarak:

$$F = -C \frac{d\mu}{dx} \quad (2.7)$$

şeklinde yazmaktadır.

Burada C bir sabittir. Parçacığı özel bir tür parçacık olarak, örneğin basitçe elektron gibi düşünelim. Kimyasal potansiyel gradyentinden dolayı elektron üzerindeki kuvvet bir J akım yoğunluğu

$$J = q\mu_n n \frac{d\mu}{dx} \quad (2.8)$$

üretir. Burada μ_n elektron mobilitesi ve μ elektronun kimyasal potansiyelidir. Elektronun kimyasal potansiyel gradyentleri birçok faktörden dolayı meydana gelebilir ancak, akım tartışması için, sadece elektrik alanları ve konsantrasyon gradyentlerini göz önüne alacağız. Bir katıdaki E elektrik alanının varlığı bir voltaj (potansiyel) gradyenti dV/dx 'e karşılıktır ve elektronların sabit bir konsantrasyonunda kimyasal potansiyel gradyenti $d\mu/dx$ 'e

$$E = -\frac{dV}{dx} = \frac{d\mu}{dx} \quad (2.9)$$

şeklinde katkıda bulunur. Aynı şekilde n, elektron konsantrasyonundaki bir değişim, bir elektrik alanının olmadığı durumda kimyasal potansiyelde bir değişmeye neden olur.

$$\frac{d\mu}{dx} = \frac{kT}{q_n} \frac{dn}{dx} \quad (2.10)$$

Böylece bir sistemin genel kimyasal potansiyel gradyenti

$$\frac{d\mu}{dx} = \frac{kT}{q_n} \frac{dn}{dx} - \frac{dV}{dx} \quad (2.11)$$

şeklinde verilir. Yukarıdaki denklemin sağındaki ikinci terim elektrik alanı vermektedir. Bu eşitlik denklem (2.8) ifadesiyle birleştirilirse akım yoğunluğu

$$J = q\mu_n n \left[\frac{kT}{q_n} \frac{dn}{dx} + E \right] = \left[\mu_n kT \frac{dn}{dx} + q\mu_n nE \right] \quad (2.12)$$

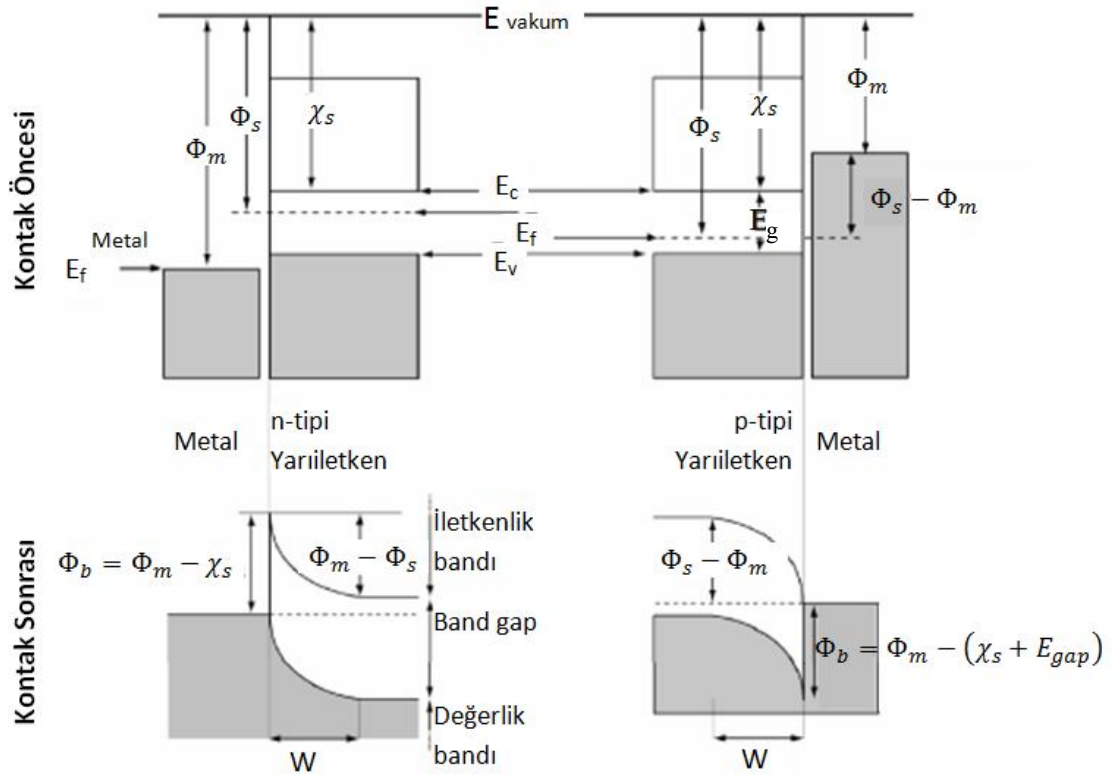
olarak elde edilir. Eğer istersek bu denklemi, Einstein'ın mobilite ve difüzyon arasındaki ilişkiyi veren $D = \mu_n kT/q$ bağıntısını kullanarak akım yoğunluğunu yeniden

$$J = qD \frac{dn}{dx} + q\mu_n nE \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada ilk terim konsantrasyon gradyentine bağlı akım yoğunluğu ve ikinci terim ise elektrik alanına bağlı akım yoğunluğudur. İlk terime **difüzyon akım yoğunluğu** ve ikinciye ise **sürüklenme akım yoğunluğu** adı verilir. Aslında, görüldüğü gibi, her ikisi de kimyasal potansiyel gradyenti temel ilkesine dayanmaktadır (Rockett 2008).

2.4.6. İdeal metal-yarıiletken eklemler

Bir metal ve yarıiletken arasındaki eklem sonuçlarını anlamak için yapılan kontağın üzerinden elektronların nasıl üzerinden aktığının bilinmesi gerekmektedir. Dolayısıyla, iki malzeme için de elektronların kimyasal potansiyellerinin (yani Fermi enerjilerinin) bilinmesine ihtiyaç vardır. Metallerin elektron kimyasal potansiyelini açıklayan malzeme özelliği iş fonksiyonu Φ 'dir. İş fonksiyonu, vakum seviyesine göre fermi enerjisinin pozisyonunu ölçer.



Şekil 2.13. Bir metalle n-tipi yarıiletkenin kontak haline gelmeden önce ve kontak sonrası oluşan temel yapısı.

*Yarıiletkenin elektron yakınlığı χ_s , yarıiletkenin iş fonksiyonu ve metalin iş fonksiyonu Φ_m 'nin tanımlarını göstermektedir. Aynı zamanda deplasyon genişliği W , fermi seviyeleri, band kenarları ve Schottky engel yükseklikleri Φ_b 'ler de gösterilmiştir. Hem n hem de p -tipi yarıiletkenlere Schottky engeller yapılabilir. Fakat p -tipi yarıiletkenlerde engeli hesaplamak için metal iş fonksiyonu ile valans band kenarını karşılaştırmak gerekir. n -tipi yarıiletkenlerde ise iletimlik bandı iş fonksiyonu ile karşılaştırılır.

Vakum seviyesi, bir elektronun yüzeyden kurtulması için gerekli en düşük enerjidir. Verilen bir saf metal için iş fonksiyonu iyi bilinen bir sabittir ancak alaşımlarda değişmektedir. Bir yarıiletkenin iş fonksiyonu aynı zamanda onun Fermi seviyesinin pozisyonunu ölçer ama bu değer katkılama ile değiştiğinden yarıiletkenin özelliklerinin verildiği bir Çizelgede genel bir amaç için iyi bir tanımlama sağlamaz. Vakum seviyesine göre band kenarlarının enerjileri katkılamaya önemli derecede bağlı olmadıklarından bunlar en iyi şekilde seçilirler. Vakum seviyesine göre iletim bandı enerjisi (elektron yakınlığı χ_s), yarıiletkenlerin genel özelliklerini belirlemek için kullanılır (Şekil 2.13).

Deneysel ölçümler genellikle iş fonksiyonu ya da diğer katkılamaya bağlı nicelikleri tespit eder. Bu nedenle katkılamadan bağımsız değere dönüşüm elektron yakınlığının tayin edilmesini gerektirir. Bu ölçümler zordur ve birçok faktör sonucu etkiler. Bu nedenle elektron yakınlığı değerleri deneysel literatürde sık sık önemli tartışma konusu olmuştur. Gerçek devre elemanı davranışları elbette katkılamaya bağlıdır ve böylece katkıdan bağımsız değerler çizelgeler ve devre elemanı tasarımı için ele alınmalıdır ve gözlemlenen bir devre elemanını anlamak için katkılama bilinmelidir.

Bir metal ve yarıiletken arasında kontak yapıldığında elektronlar birinden diğerine doğru fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar akarlar. Bu akış çoğunluk taşıyıcıların artışına veya tükenimine yol açar. Dikkate alınması gereken dört muhtemel durum söz konusudur: Bunlar düşük iş fonksiyonuna sahip bir metalin p-tipi kontağı, düşük iş fonksiyonuna sahip bir metalin *n*-tipi kontağı, yüksek iş fonksiyonuna sahip bir metalin p-tipi kontağı, yüksek iş fonksiyonuna sahip bir metalin *n*-tipi kontağıdır. İş fonksiyonunun düşük ve yüksek olması kontak oluşmadan önce metalin Fermi seviyesinin yarıiletkenin Fermi seviyesinden alçakta veya yüksekte olmasına göredir. Bu dört olasılık Şekil 2.14'de şematik olarak gösterilmiştir.

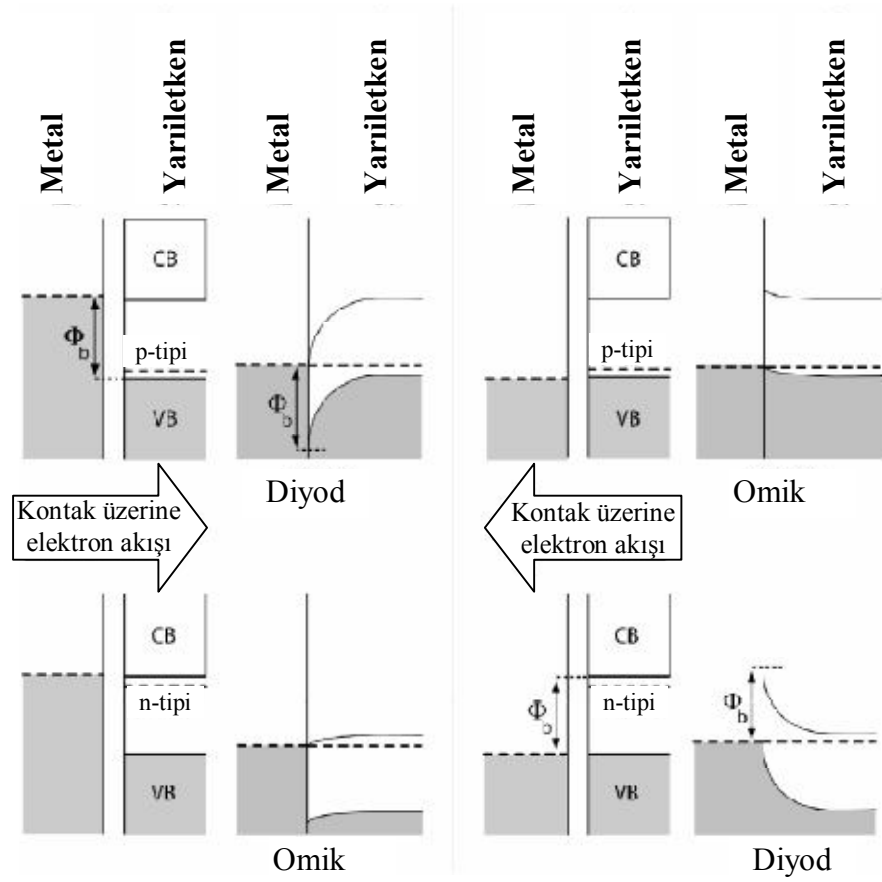
Elektronların akış doğrultusu *n*-tipi malzemenin içine doğru veya p-tipi malzemenin dışına doğru olduğunda yarıiletkenin çoğunluk taşıyıcıları artar. Bu eklem bölgesine yakın yarıiletkenin iletkenliğini artırır ve eklem sadece bir direnç gibi davrandığından omik kontak olarak adlandırılırlar. Böyle eklemler mikroelektronik devre elemanlarının kontakları için tercih edilirler. Ne yazık ki, özellikle geniş enerji aralıklı yarıiletkenler ve organik elektronik malzemelerde omik kontak elde etmek için yeterince yüksek veya düşük iş fonksiyonuna sahip bir metal bulmak çoğu kez imkansızdır (Rockett 2008).

Yarıiletken içine akan yükün işareti çoğunluk taşıyıcıların işareti ile ters olduğu zaman, ekleme yakın çoğunluk taşıyıcılar tükenir ve bir deplasyon bölgesi oluşur (Şekil 2.14).

Bu oldukça yalıtkan deplasyon bölgesine, homoeklemdeki gibi, bir beslem voltajı uygulanabilir. Bu demektir ki, uygulama voltajı ekleminden geçen elektronların kimyasal potansiyelini değiştirir ve Şekil 2.15’de görüldüğü gibi akımın akışına neden olur. Pozitif uygulama voltajı (yani doğru beslem) için, yarıiletkenin çoğunluk taşıyıcı elektronları için bir engelleme sebep olur. Bu engel, çoğunluk taşıyıcı elektronlarının metale içine, engelin üzerinden difüze olmalarına sebep olduğundan, çoğunluk taşıyıcı elektronlarının metale geçişleri azalır. Tıpkı p-n eklemdeki gibi difüzyon akımı beslem voltajı ile eksponansiyel olarak değişir. Ters beslemde n-tipi bir yarıiletkenin metale elektron hareketi ve p-tipi yarıiletkenin metale boşluk hareketi metale engel yüksekliğini artırır. Dolayısıyla, elektron ve boşlukların bu doğrultudaki akışı eksponansiyel olarak azalır (sıfıra yaklaşıncaya kadar). Metalden yarıiletkenine yük akışı sabit bir engel yüksekliği Φ_b ile karşılaşır (Şekil 2.15).

Bu engel yüksekliği metal-yarıiletken eklemler için yarıiletkenin katkılanmasından bağımsızdır ve Schottky engel yüksekliği, $\Phi_b = \Phi_M - \chi_s$ olarak bilinen bir karakteristiğidir.

p-tipi bir yarıiletkenin yapıldığı bir Schottky engeli durumu için, metale iş fonksiyonunun valans bandı kenarı ile karşılaştırılması gerekir ve böylece $\Phi_b = \chi_s + E_g - \Phi_M$ şeklinde olur.



Şekil 2.14. Metal-yarıiletken için kontakta önce ve sonraki dört muhtemel durum.

*Bunlardan ikisi omik kontak ve diğer ikisi Schottky kontaklardır.

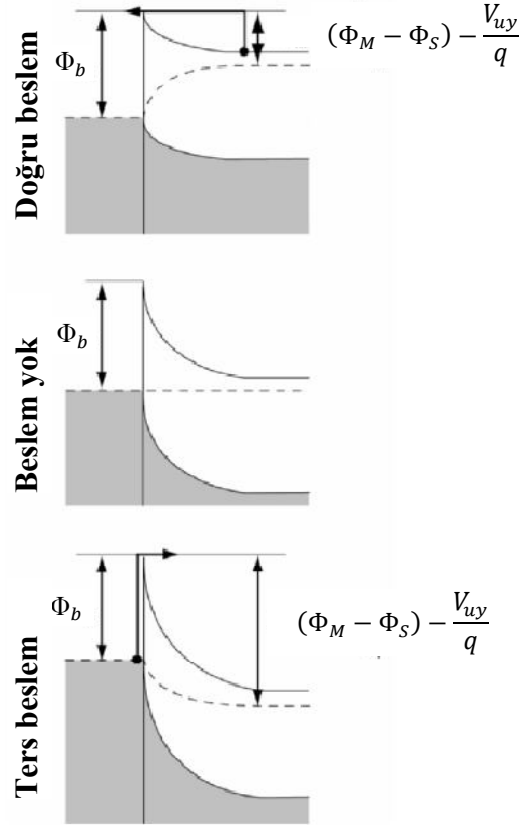
Metal-yarıiletken eklemnin akım voltaj grafiği homo-ekleminkiyle aynıdır. Böyle bir eklem için akım ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$J = J_0(e^{qV/nkT} - 1) \quad (2.14)$$

Bu eşitlikte J_0 ters beslem doyma akım yoğunluğu, V , uygulama voltajı n , idealite faktörü ve k Boltzman sabitidir. Ters beslem doyma akım yoğunluğu, Boltzman faktörüne bağlıdır. Boltzman faktörü, yarıiletkenin enerji aralığından ziyade engel yüksekliğini aşabilecek yeterli enerjiye sahip bir elektronun ihtimalini tanımlar. Bu akım denkleminin türetilmesi sıcak bir flamandan yayılan elektronlarla benzer bir işlemi tanımlayan emisyon teorisine dayanır. Ters beslem doyma akım yoğunluğunun son hali;

$$J_0 = ABT^2 e^{-q\Phi_b/kT} \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilir. Burada A ve B sabittir.



Şekil 2.15. Schottky diyodun bant kenarı ve bant bükülmesine beslem voltajının etkileri.

Bu tip bir diyotun çok önemli bir avantajı, bu diyotların çalışmasının yarıiletkenin azınlık taşıyıcılarına bağlı olmamasıdır. Eklem bölgesinden sadece çoğunluk taşıyıcılarının enjeksiyonu söz konusudur.

Schottky diyotlar çok kullanışlıdır. Bununla birlikte, bir yarıiletkenle omik kontak yapılmak istenildiğinde sıkıntı oluşturabilirler. Doğru bir omik kontak yapmak neredeyse imkansızdır. Neyse ki, bir Schottky diyot, çoğu durumda, eklem bölgesine yakın yarıiletkenin katkı seviyesi artırılarak bir omik kontak gibi çalışabilecek

şekilde yapılabilir. Bu durumda yarıiletkenin deplasyon kalınlığı çok küçük olur. Bu çok küçük deplasyon bölgeleri çok düşük tünellemeye kırılma voltajına neden olur. Kırılma oluşunca diyot omik kontak gibi çalışır. Yarıiletken sadece yeterince kuvvetli katkılandığında omik-benzeri karakter meydana gelebilir (Rockett 2008).

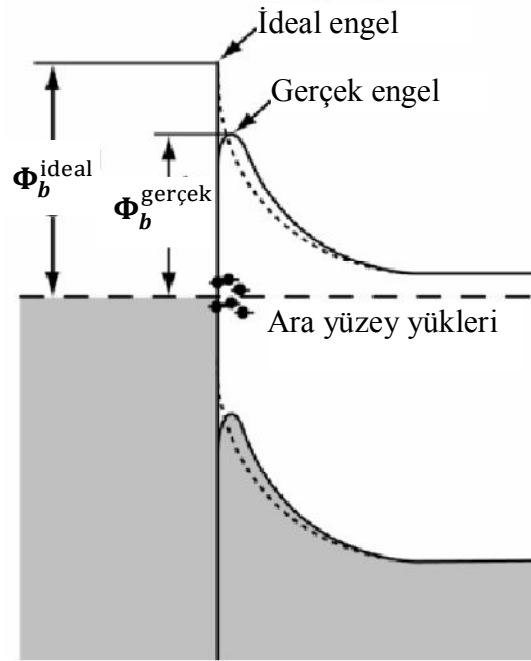
2.4.7. Gerçek Schottky diyotlar

Ne yazık ki Schottky diyotların gerçek durumu bir önceki bölümde bahsedildiği kadar iyi değildir. İdealite faktörünün yer aldığı Eşitlik 2.14 bazı problemlerin oluşmasına neden olmaktadır. Teorik olarak metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları fotoelektron spektroskopisi ve diğer teknikler kullanılarak ölçülebilir. Böylece Schottky engel yüksekliği tahmin edilebilir.

Ancak, yarıiletkenin yüzeyindeki doymamış bağlardan dolayı yarıiletkenin Fermi seviyesini tespit etmek genellikle çok zordur. Hiç yüzey hali ve oksit olmasa bile, yarıiletkenlerin temiz yüzeyleri çok fazla sayıda çeşitli kusur durumlarına sahiptirler. Sınırlı katkılama ve yarıiletkenin taşıyıcı konsantrasyonu nedeniyle, yüzeydeki Fermi seviyesi katkı atomlarından ziyade bu kusurların enerjileri tarafından belirlenir. Dolayısıyla, Fermi seviyesinin ölçümü genellikle engel yüksekliğinin güvenilir olmayan bir tahminini verir. Doğrusu, ters beslemeden yarıiletkenin Fermi seviyesinin belirlenip engel yüksekliğinin (yani Schottky engelinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ters beslem akımının) ölçülmesi daha güvenilirdir. Gerçek bir Schottky diyodun tipik engel potansiyeli Şekil 2.16'de şematik olarak verilmiştir. Görüldüğü gibi bu Şekil 2.14-2.15'de verilenlerle pek örtüşmemektedir.

Gerçek Schottky diyotlar için ilave bir güçlük, eklemde ince tabakalı bileşiklerin oluşması veya kısa bir aralıktaki difüzyonun arayüzeyin etkisini artırmasıdır. Bu sınırdaki potansiyeli değiştirir ve etkin engelin değişmesine neden olur. Silikat formundaki bir yarıiletkenle bir metalin reaksiyonlarıyla meydana gelen metal-Si Schottky engellerin oluşumunda böyle reaksiyonlar bir avantaj olarak düşünülür. Bu gerçekten güvenilir bir kontak verir çünkü eklem birkaç ara yüzey kusurundan oluşan

orijinal yarıiletken yüzeyi yerine Si'un içinde katı faz reaksiyonuyla oluşturulur. Sonuç olarak arayüzey kusurları ters beslem akımının sonuçlanmış haller boyunca tünellemeyle akmasına müsaade eder (Şekil 2.16) ve bu durum beklenmedik bir yüksek akım ve anormal bir düşük görünür engelle yol açabilir.



Şekil 2.16. Kusurlu bir Schottky kontağın tipik olarak gerçek engelleri.

*Küçük kesikli çizgiler yarıiletkendeki kusur hallerini belirtmektedir.

Sonuçta çoğu yarıiletkenin elektron yakınlığının ne olduğu tartışılmaya devam etmektedir. Bu tartışmalar genellikle yüksek engelle sahip ve engel yüksekliğinin bilinmesinin devre elemanını anlamada daha kritik olduğu geniş enerji aralıklı yarıiletkenler için daha büyük bir önem taşımaktadır. Böyle yarıiletkenlerde yüzey kusurları ve fazları daha önemlidir ve iyi kontaklar elde etmek oldukça zordur.

2.4.8. Engel yüksekliğinin ölçülmesi

Temel olarak bir metal-yarıiletken kontakın engel yüksekliğinin ölçülmesinde kullanılan dört metot vardır. Bunlar akım-voltaj, aktivasyon-enerji, kapasite-voltaj ve fotoelektrik metotlarıdır.

2.4.8.a. Akım-voltaj ölçümleri

Orta halli katkılanan yarıiletkenler için $V > 3kT/q$ için doğru beslem durumunda $I-V$ karakteristikleri aşağıdaki şekilde verilir.

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{b0}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(\Delta\Phi + V)}{kT}\right] \quad (2.16)$$

Hem A^* hem de $\Delta\Phi$ (imaj-kuvvet düşmesi) uygulama voltajının zayıf fonksiyonları olduğundan dolayı doğru beslem $J-V$ karakteristikleri, $J = J_0(e^{qV/nkT})$ şeklinde verilir. Burada n idealite faktörüdür ve

$$n \equiv \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln J)} = \left[1 + \frac{d\Delta\Phi}{dV} + \frac{d(\ln A^*)}{dV}\right]^{-1} \quad (2.17)$$

şeklinde verilir. Sıfır beslemde akım yoğunluğunun ekstrapole edilmiş değeri, doyma akım yoğunluğu J_0 'dır ve engel yüksekliği aşağıdaki eşitlikten bulunabilir.

$$\Phi_{bn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^* T^2}{J_0}\right) \quad (2.18)$$

Oda sıcaklığına A^* 'in %100 artması Φ_{bn} 'in sadece 0.018 V artmasına neden olduğundan dolayı Φ_{bn} değeri, A^* 'in seçimine çok hassas derecede bağlı değildir.

Ters beslem yönünde, baskın voltaj bağımlılığı, temel olarak Schottky engel düşmesinden kaynaklanır veya

$$J_R \approx J_0 \approx A^* T^2 \exp \left[-\frac{q(\Phi_{b0} - \sqrt{q\xi_m/4\pi\epsilon_s})}{kT} \right] \quad (V > 3kT \text{ için}) \quad (2.19)$$

burada

$$\xi_m = \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \left(V_R + \psi_{bi} - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.20)$$

şeklindedir. Eğer engel yüksekliği $q\Phi_{bn}$, bant aralığından yeterince küçükse, ters beslem akımı, 2.19 eşitliğinde verildiği gibi, imaj-kuvvet düşmesine bağlı olarak ters besleme giderek artacaktır.

Pratik Schottky diyotların birçoğu için, aslında baskın ters beslem akım bileşeni, metal plakanın çevresi etrafındaki ani kenarların neden olduğu, kenar sızıntı akımıdır. Bu etkiyi yok etmek için, metal-yarıiletken diyotlar difüzyona uğramış koruyucu halka ile birlikte üretilirler.

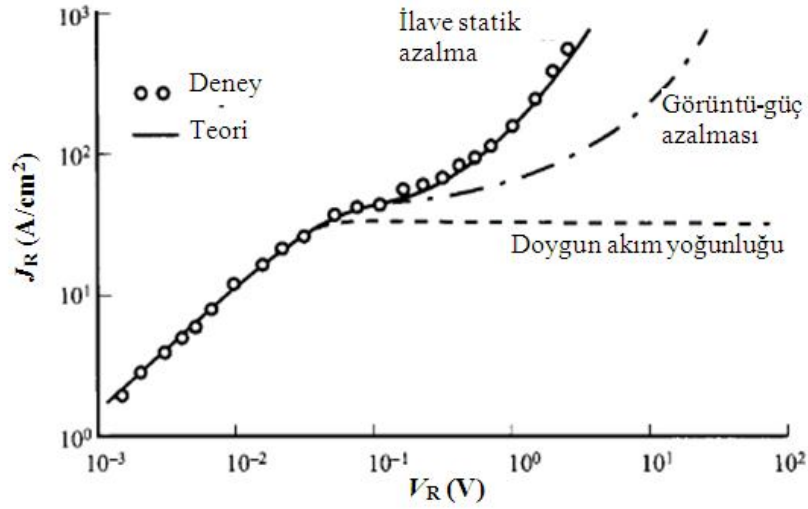
Zamanından önce oluşan breakdown ve yüzey sızıntısını önlemede koruyucu halka yapılarının etkisi, sabit bir ters beslemde diyot çapının bir fonksiyonu olarak ters beslem sızıntı akımı çalışmalarından belirlenebilir. Bunun için, değişik çaptaki Schottky diyotlarının bir dizisi yarıiletken üzerinde oluşturulur. Ters beslem sızıntı akımı ölçülebilir ve diyot çapının bir fonksiyonu olarak grafiği çizilebilir (Andrews and Koch 1971). Eğer deneysel datanın ikiye eşit bir eğimi varsa, sızıntı akımları devre eleman alanı ile orantılıdır. Diğer taraftan eğer sızıntı akımları kenar etkisi altındaysa, datanın, eğimi bire eşit olan, bir doğru olması beklenir.

Bazı Schottky diyotlar için, ters beslem akımı ilave bir bileşene sahiptir. Bu bileşen, eğer metal-yarıiletken arayüzeyinde bir oksit tabakası ve diğer kirlilikler yoksa,

yarıiletkenin enerji aralığı içine nüfuz eden dalga fonksiyonlarına sahip metaldeki elektronlardan meydana gelmektedir. Bu bir kuantum mekaniksel etkidir ve bu etki metal-yarıiletken arayüzeyindeki statik bir dipol tabakası oluşmasıyla sonuçlanır. Bu dipol tabakası alanla hafifçe değişen asal engel yüksekliğine neden olur ve böylece $d\Phi_{b0}/d\xi_m \neq 0$ olur. Statik azalmaya bir ilk yaklaşım,

$$\Delta\Phi_{\text{statik}} \approx \alpha\xi_m \quad (2.21)$$

şeklinde veya $\alpha \equiv d\Phi_{b0}/d\xi_m$ şeklindedir. Şekil 2.17 bir RhSi-Si diyotun ters beslem akımının teori ve ölçümleri arasındaki, $\alpha=1.7$ nm deneysel değere dayanan, iyi bir uyumunu göstermektedir (Andrews and Lepselter 1970).



Şekil 2.17. Bir RhSi-Si diyodu için ters beslem karakteristiklerinin teorik ve deneysel sonuçları.

2.4.8.b. Aktivasyon-enerji ölçümleri

Schottky engelinin aktivasyon ölçümlerinden tespit edilmesinin en önemli avantajı elektriksel olarak aktif bir alanın varlığını gerektirmemesidir. Bu özellik, kontak alanının gerçek değeri çoğunlukla bilinmediğinden dolayı, yeni veya alışılmamış metal-yarıiletken arayüzeylerin incelenmesinde özellikle önemlidir. İyi bir şekilde

temizlenmemiş veya yetersiz reaktif olan yüzeyler olması durumunda, elektriksel aktif alan, geometrik alanın sadece küçük bir kesrini oluşturabilir. Diğer yandan, görünür geometrik alana göre daha geniş elektriksel aktif alana sahip olan düzlemsel olmayan metal-yarıiletken ara yüzeyin pürüzlü olması güçlü bir metalurjik reaksiyona neden olabilir.

Eğer temel akım denklemi,

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.22)$$

elektriksel aktif alan A ile çarpılırsa,

$$\ln\left(\frac{I_F}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q(\Phi_{bn} - V_F)}{kT} \quad (2.23)$$

bağıntısı elde edilir. Burada $q(\Phi_{bn} - V_F)$ aktivasyon enerjisi olarak düşünülür. Oda sıcaklığı civarında sıcaklığın sınırlı bir aralığından, A^* ve Φ_{bn} değerleri sıcaklıktan bağımsızdır. Bu yüzden doğru beslem gerilimi V_F için, $\ln(I_F/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye göre grafiğinin eğimi, engel yüksekliği Φ_{bn} 'yi verecektir ve $1/T=0$ 'da ordinat eksenini kestiği nokta ise elektriksel aktif alan A ve Richardson sabiti A^* 'ın çarpımını verecektir. Arayüzeyin metalurjik reaksiyonlarını araştırmada aktivasyon-enerji metodu çok önemlidir (Sze and Ng 2007).

2.4.8.c. Kapasite-voltaj ölçümleri

Engel yüksekliği aynı zamanda kapasite ölçümlerinden de elde edilebilir. Küçük bir ac voltajı bir dc voltaj üzerine eklendiğinde, artan aynı işaretli yükler metal yüzeyinde ve zıt işaretli yükler ise yarıiletkenin içinde oluşurlar. Deplasyon tabakasının birim alan başına kapasitesi olan C ve V arasındaki ilişki

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2[\psi_{bi} - V - (kT/q)]}{q\epsilon_s N_D} \quad (2.24)$$

bağıntısı ile verilir. Eğer uygulanan voltaja karşılık $1/C^2$ grafiği çizilirse, buradan engel yüksekliği

$$\Phi_{bn} = \Phi_{bi} + \Phi_n + \frac{kT}{q} - \Delta\Phi \quad (2.25)$$

bağıntısından elde edilebilir. $1/C^2=0$ iken grafiğin voltaj eksenini kestiği nokta built-in potansiyeli Φ_{bi} 'yi verir. Ayrıca grafiğin eğimi kullanılarak taşıyıcı yoğunluğu da tespit edilebilir. Hesaplanan bu değer Φ_n 'nin hesaplanmasında kullanılır.

Hem yüzeysel hem de derin kirlilik içeren yarıiletkenlerin engel yüksekliklerini elde etmek için çoklu frekanslarda ve iki farklı sıcaklıkta $C-V$ eğrilerinin ölçülmesine ihtiyaç duyulmaktadır (Beguwalla and Crowell 1974).

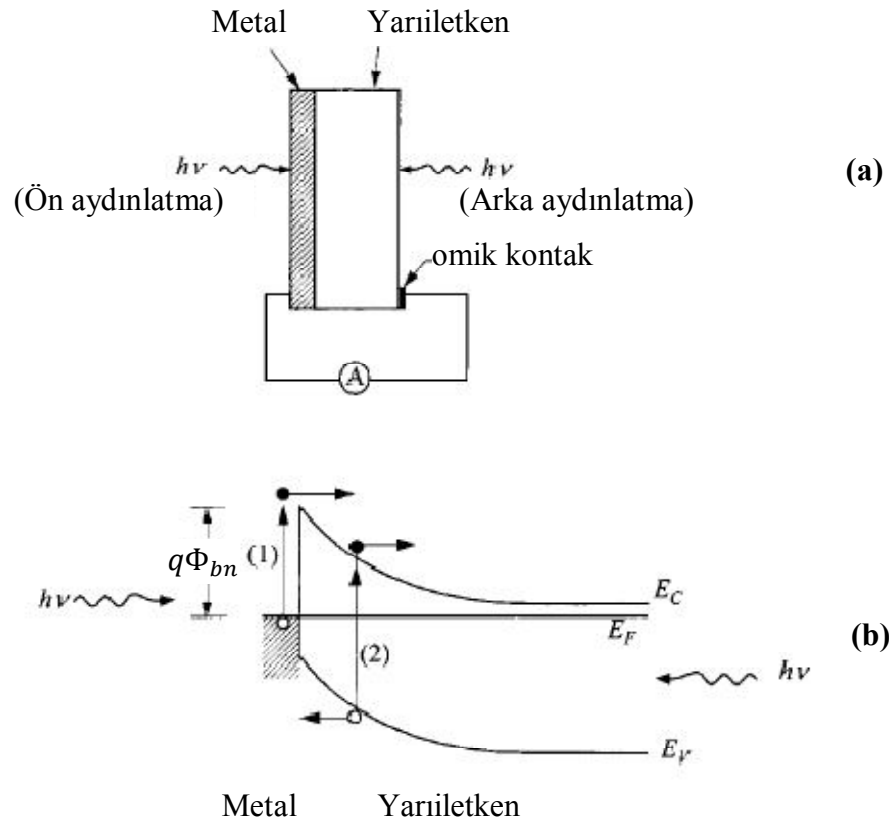
2.4.8.d. Fotoelektrik ölçümleri

Fotoelektrik ölçüm, engel yüksekliğinin belirlenmesinde doğru ve direkt bir metoddur (Crowell *et al.* 1962). Bir monokromatik ışık metal yüzeyine düşürüldüğünde fotoakım üretilebilir. Bu oluşuma ait fotoelektrik ölçüm ve enerji-bant diyagramı Şekil 2.18'de görülmektedir. Bir Schottky engel diyotta, fotoakımın oluşmasını sağlayan iki çeşit taşıyıcı uyarılması meydana gelebilir; engel üzerinden uyarılma (proses 1) ve banttan banta uyarılma (proses 2). Engel yüksekliğini ölçmede sadece işlem 1 kullanışlıdır ve en kullanışlı dalga boyları $q\Phi_{bn} < hv < E_g$ aralığında olmalıdır. Dahası, en önemli ışık soğurma bölgesi metal yarıiletken arayüzeyindedir. Ön ışıklandırmada ışığın arayüzeye nüfuz edebilmesi için metal filmin ince olması gerekmektedir. Arka ışıklandırma kullanılırken böyle bir sınırlama yoktur. Çünkü eğer $hv < E_g$ ise yarıiletken geçirendir ve en yüksek ışık şiddeti

metal-yarıiletken arayüzeyinde olacaktır. Fotoakımın beslem olmaksızın da oluşturulabileceği bilinmelidir.

Foton enerjisi $h\nu$ 'nün bir fonksiyonu olarak soğrulan foton başına fotoakım (fotorespons R) Fowler teorisi ile aşağıdaki gibi verilir (Fowler 1931).

$$R \propto \frac{T^2}{\sqrt{E_s - h\nu}} \left\{ \frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left[\exp(-x) - \frac{\exp(-2x)}{4} + \frac{\exp(-3x)}{9} - \dots \right] \right\} \quad x \geq 0 \text{ için} \quad (2.26)$$



Şekil 2.18. (a) Fotoelektrik ölçümlerin şematik bir gösterilişi. (b) Foto-uyarılma işlemi için enerji bant diyagramı.

Burada E_s , $h\nu_0$ (=engel yüksekliği $q\Phi_{bn}$)'nın bir toplamıdır, Fermi enerjisi metalin iletim bandının tabanından ölçülmüştür ve $x \equiv h(\nu - \nu_0)/kT$ 'dir.

$E_s \gg h\nu$ ve $x > 3$ şartları altında Eşitlik 2.26 aşağıdaki şekle indirgenebilir.

$$R \propto (hv - hv_0)^2 \quad (2.27)$$

Fotoresponsun karekökünün foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak grafiği çizildiğinde, bir doğru elde edilmelidir ve enerji eksenindeki ekstrapole edilmiş değeri direk olarak engel yüksekliğini vermektedir.

Fotoelektrik ölçümleri diğer devre elemanı ve malzeme parametrelerini çalışmak için de kullanılabilirler. Örneğin, Au-Si diyotlarının imaj-kuvvet dielektrik sabitinin belirlenmesi için kullanılmıştır (Sze *et al.* 1964). Farklı ters beslemeler altında foto-threshold (eşik) kaymalarının ölçülmesinden imaj kuvvet düşmesi $\Delta\Phi$, tespit edilebilir. $\Delta\Phi$ 'nin $\sqrt{\xi_m}$ ile değişim grafiğinden dielektrik sabiti (ϵ_s/ϵ_0) belirlenebilir. Fotoelektrik ölçümleri engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığının araştırılmasında da kullanılmıştır. Foto-thresholdun kayması Au-Si diyotları için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçülmüştür. foto-threshold değişimleri silisyumun enerji aralığının sıcaklığa bağlılığı ile oldukça uyumludur. Bu sonuç Au-Si arayüzeyinde Fermi seviyesinin valans bandının kenarına yakın mihlandığını göstermektedir (Sze and Ng 2007).

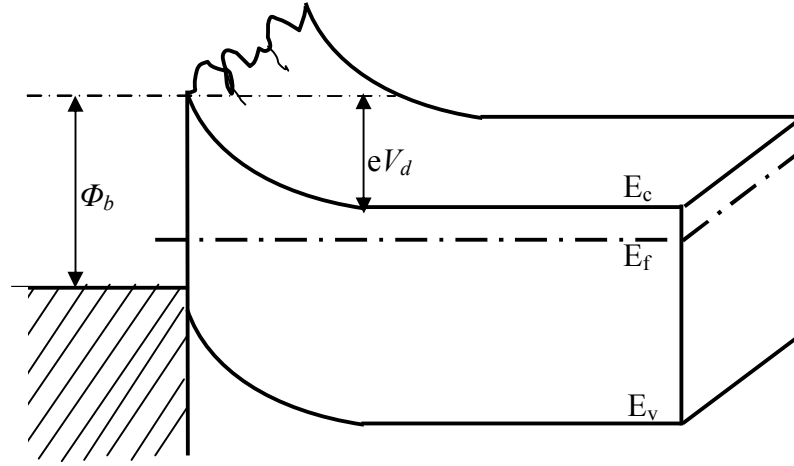
2.4.8.e. Ölçülmüş engel yükseklikleri

Engel yüksekliklerini ölçmek için $I-V$, $C-V$, aktivasyon-enerji ve fotoelektrik metotları kullanılmıştır. Temiz arayüzeyli (intimate) kontaklar için, bu metotlar genellikle $\pm 0.02 V$ sapmayla tutarlı engel yükseklikleri verirler. Bu metotlar arasındaki büyük farklılıkları arayüzeydeki kirlilikler, araya giren yalıtkan tabaka, kenar sızıntı akımları ve derin kirlilik seviyeleri nedeniyledir.

Bazı elementel ve bileşik yarıiletkenlerin ölçülmüş Schottky engel yükseklikleri Çizelge 2.8’de listelenmiştir. Engel yükseklikleri, yüksek saflıkta metallerin iyi bir vakum ünitesinde kimyasal olarak temizlenmiş yarıiletken yüzeylerine depozit edilmesiyle yapılmış metal-yarıiletken kontaklar için örnek değerlerdir. Si ve GaAs’in metal yarıiletken kontakları en kapsamlı çalışılanlardır. Metaller arasında altın, alüminyum ve platin en yaygın kullanılanlardır (Sze and Ng 2007).

2.4.9. Homojen olmayan engel modeli

Schottky kontaklarda engel yüksekliği, akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky kontaklarda $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1’den büyük olması farklı şekillerde açıklanmaktadır: metal/yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması), Şekil 2.19’da gösterilen V_d (built-in voltajı) ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak inhomojen bir dağılıma neden olacaktır. Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan dolayı lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir. Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkendeki donör atomlarının rastgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerin bir başka nedeni olabilir. Küçük boyutlu devre elemanlarındaki bu tür katkı atomlarının etkisi Arnold *et al.* (1987) ve Nixon *et al.* (1990) tarafından incelenmiştir.



Şekil 2.19. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu bant diyagramı

Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır (Werner *et al.* 1991). Bu konuda daha önce yapılan çalışmalarda farklı engel yüksekliğine sahip olan homojen ve homojen olmayan Schottky diyotlar üzerinde farklı çalışmalar yapılmıştır. Örneğin, Karataş (2003) tarafından bildirildiğine göre Ohdomari ve Tu, PtSi/Si ve NiSi/Si gibi farklı diyotların özelliklerini inceleyerek, düşük engelli NiSi/Si ve yüksek engelli PtSi/Si Schottky kontaklara karşılık gelen toplam d.c. akımın, düşük engelli ve yüksek engelli akımlarının toplanması ile modifiye edilebileceğini açıklamışlardır. Benzer modeller, foto-tepki ve kapasite ölçümlerine de uygulanmıştır. Böylece, akım, kapasite ve fotoemisyonu açıklayan etkin Schottky engeller, düşük engel ve yüksek engelli kontak alanlarının oranına bağlı olduğu açıklanmıştır. $I-V$ eğrileri için benzer çalışma Tuy *et al.* (1990) tarafından yapılmıştır. Ohdomari ve Tuy'un modeli, $I-V$ ölçümlerinden daha yüksek olan $C-V$ ölçümlerindeki engel yüksekliğinin azaldığını açıklar (Ohdomari *et al.* 1980). DC akımı düşük engelli diyotların alanına kuvvetlice bağlıdır. Buna rağmen, bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır. Yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yükü bölgelerinin genişlikleri de farklıdır. Ayrıca Ohdomari *et al.* (1980) bir engel dağılımının yerine iki farklı engelin varlığını kabul etmişlerdir. Böylece $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri için hem Schottky

engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı hem de idealite faktörünün 1'den büyük olmasını açıklamak için bu modeller uygun olmayabilir.

Ayrıca, Freeouf *et al.* (1982) yaptıkları simülasyon programı ile $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ile iki farklı engelin varlığını doğrulamışlardır.

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

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (2.28)$$

şeklindedir. Burada $\frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}}$, Gauss engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Düz beslemdeki toplam akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi_b \quad (2.29)$$

ile verilir. Verilen aralıklarda integral alınacak olursa;

$$I(V) = A * T^2 \exp\left[-\frac{e}{kT} \left(\bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{eV}{n_{ap} kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (2.30)$$

Bağıntısı elde edilir. Ayrıca saturasyon akımı,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.31)$$

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

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (2.32)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (2.33)$$

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

$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \quad \text{ve} \quad \rho_s = \rho_{s0} + \rho_3 V \quad (2.34)$$

Burada ρ_2 ve ρ_3 , sıcaklığa bağlı olabilen ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini tanımlayan nicelikler olup, voltaj katsayıları olarak adlandırılırlar.

Ayrıca (2.30) ve (2.31) ifadeleri birleştirilerek,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\bar{\Phi}_b}{kT} \quad (2.35)$$

elde edilir.

2.4.10. Cheung fonksiyonları yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin tayin edilmesi

Temirci (2000) tarafından bildirildiğine göre; metal/yarıiletken kontak yapısının doğru beslem I - V karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung (1986), tarafından farklı bir model sunulmuştur. Termoyonik emisyonun bulunan akım yoğunluğu (J), diyodun etkin alanı A ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = AJ = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.36)$$

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:

$$I = AJ = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.37)$$

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

$$I = AJ = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.38)$$

Son eşitlikten;

$$V = \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) + n\Phi_b + IR_s \quad (2.39)$$

ifadesi elde edilir. (2.39) eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.40)$$

ifadesi elde edilir. (2.40) 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 (n) idealite faktörü bulunabilir (Temirci 2000). Potansiyel engeli Φ_b 'yi bulmak için;

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) \quad (2.41)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (2.39) ve (2.40) eşitliklerinden;

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (2.42)$$

yazılabilir. (2.42) eşitliğinde $H(I) - I$ 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.

2.4.11. Engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı

İnhomojen engele sahip bir Schottky diyot modeli için aşağıdaki temel ifadeler kullanılmaktadır.

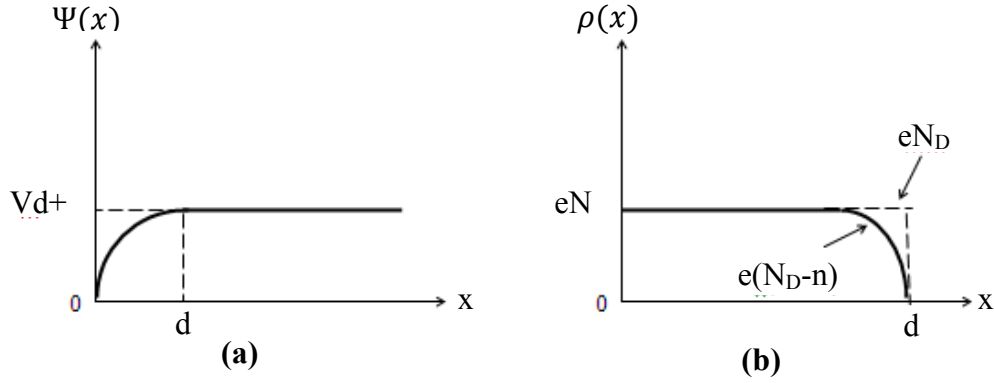
$$\Phi_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{\left(\frac{2kT}{q}\right)} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \bar{\Phi}_b \quad (2.43)$$

Burada Φ_b^j , düz beslem gerilimine bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, Φ_b^c , kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, $\bar{\Phi}_b$, ortalama engel yüksekliği ve σ_s standart sapmadır. Yukarıdaki son iki ifade inhomojen Schottky engeli için sıcaklık ve bahsedilen parametreler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu ifadeler göre, $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olması anlamına da gelmektedir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alınrsa, idealite faktörünün de açıklanması bu ifadelerle mümkün olabilir. (2.43) ifadesi potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi hakkında bilgi vermektedir. Her sıcaklık için $I-V$ karakteristiğinin sıfır uygulama gerilimine fit edilmesiyle bulunan I_0 doyma akımlarından hesaplanan engel yüksekliklerinin, $1/T$ 'ye karşı değişim karakteristiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi $\left(\frac{q\sigma_s^2}{2k}\right)$ olur ve bu değerlerden standart sapma bulunur. Bu lineer doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir.

2.4.12 Schottky diyotların kapasitesi

Metal/Yarıiletken kontaklarda oluşan arınma bölgesi (dipol tabakası), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir

kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda uygulanan gerilim arttığı zaman arınma bölgesi genişleyecektir.



Şekil 2.20. Metal n -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı

Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşecektir. Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Bu özelliklerinden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilirler. Schottky bölgesinin kapasitesini bulmak için, diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.44)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_D - n) \quad (2.45)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada N_D , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğudur. Metal- n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.20'de gösterilmiştir.

Engel tabakasının potansiyelini V_d ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile temsil edelim. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda, $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_D \gg n$ 'dir. Bundan dolayı $\rho(x)$ için,

$$\rho(x) = eN_D \quad (2.46)$$

yazılabilir. (2.44) ve (2.46) eşitliklerinden

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (2.47)$$

elde edilir. (2.47) ifadesinin çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

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

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

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_D}{\epsilon_s\epsilon_0}(x-d) \quad (2.48)$$

Yukarıdaki sınır şartlarından birincisini dikkate alarak (2.48) ifadesinin integrali alınacak olursa,

$$\Psi(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.49)$$

elde edilir. (2.49) ifadesinin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözümlerse;

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_D} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.50)$$

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

$$Q = +eN_D d \quad (2.51)$$

ile verilir. (2.50) ve (2.51) eşitlikleri dikkate alındığında;

$$Q = +[2\varepsilon_s \varepsilon_0 eN_D (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.52)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.26) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.53)$$

yazılarak (2.52) ve (2.53) eşitliklerinden,

$$C = \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_D}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.54)$$

veya

$$C = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (2.55)$$

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

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1.Giriş

Bu bölümde Ag, Au ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının yapılması için gerekli olan malzemeler, numune temizlenmesi ve yapımı ile ilgili bilgiler verilecektir. Ayrıca Schottky diyotların üretilmesinde kullanılacak sistemler ve yapılan numunelere ait parametrelerin ölçülmesinde kullanılan teknikler ve cihazlarla ilgili bilgiler de bu bölümde yer almaktadır.

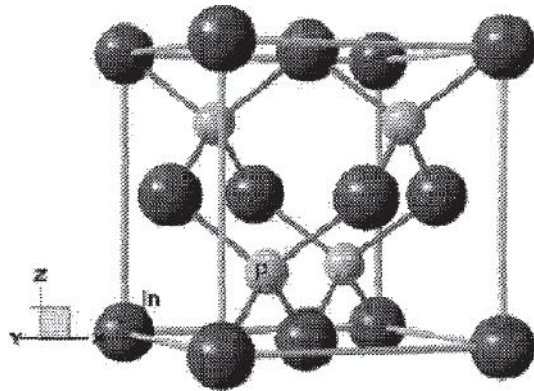
3.2. InP

InP yarıiletkeni periyodik Çizelgenun III. grubunda bulunan indiyum ve V. Grubunda bulunan fosforun ikili bileşiği olan bir yarıiletkenidir. Molekül yapısı çok net bilinmemekle beraber bu konuda çeşitli görüşler mevcuttur. Çok yaygın olan Si ve GaAs yarıiletkenlerine kıyasla yüksek elektron hızına sahip olduğundan yüksek güç ve yüksek frekans elektroniğinde kullanılır. Direkt bant gapine sahip olması onu lazer diyotlar gibi optoelektronik devrelerde kullanışlı yapar. Schottky kontak yapımında son dönemlerde ilgi çekmeye başlayan yarıiletken bileşiklerden biri olan InP, çinkoblend kristal yapısına sahiptir ve 300 K'de örgü sabiti 5.8687 \AA^3 'dur (Sze 1969). Çinkoblend yapısı, IV. grup yarıiletkenleri (elmas tipi) ile bağlantılı olarak tetrahedral (düzgün dörtyüzlü) şeklinde ve bağlı örgü yapısındaki kübik uzay grubu F43m temelindedir. InP yarıiletkeninin birim hücresi şematik olarak Şekil 3.1'de gösterilmiştir. III-V grubuna ait olan InP ikili bileşiği son derece reaktif bir yarıiletkenidir. InP'nin erime noktası 1070°C 'den daha yüksektir. Oda sıcaklığındaki elektron mobilitesinin maksimum değeri $5400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, Hall mobilitesi de $200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olarak bildirilmiştir (Smith 1968). InP'nin 300K'deki bazı özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

İndiyum fosfatın temel bağ kuvveti kovalent bağ kuvvetidir. Bunun yanı sıra, her bir In⁺ iyonu ve çevresindeki 4P⁻ iyonu arasındaki veya her bir P⁻ iyonu ve çevresindeki 4In⁺

Çizelge 3.1. InP yarıiletkeninin 300 K'deki bazı özellikleri

Kristal yapısı	çinkosülfür
Simetri grubu	T_d^2 -F43m
1 cm ³ 'deki atom sayısı	$3.96 \cdot 10^{22}$
Debye sıcaklığı	425 K
Yoğunluğu	4.81 g/cm ³
Dielektrik sabiti (statik)	12.5
Dielektrik sabiti (yüksek frekans)	9.61
Etkin elektron kütlesi	0.08 m_0
Etkin hol kütlesi m_h	0.6 m_0
Etkin hol kütlesi m_{hp}	0.089 m_0
Elektron ilgisi	4.38 eV
Örgü sabiti	5.8687 Å
Optik fonon etkisi	0.043 eV
Yasak enerji aralığı	1.344 eV
Asal taşıyıcı konsantrasyonu	$1.3 \cdot 10^7$ cm ⁻³
Asal öz direnç	$8.6 \cdot 10^7$ Ω .cm
İletkenlik	$5.7 \cdot 10^{17}$ cm ⁻³
Valans bandındaki etkin hal yoğunluğu	$1.1 \cdot 10^{19}$ cm ⁻³
Kırılma elektrik alanı	$\approx 5 \cdot 10^5$ V cm ⁻¹
Elektronların mobilitesi	≤ 5400 cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
Hollerin mobilitesi	≤ 200 cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
Elektronların difüzyon katsayısı	≤ 130 cm ² s ⁻¹
Hollerin difüzyon katsayısı	≤ 5 cm ² s ⁻¹
Elektronların termal hızı	$3.9 \cdot 10^5$ m/s
Hollerin termal hızı	$1.7 \cdot 10^5$ m/s

**Şekil 3.1.** InP'nin birim hücresi

iyonu arasındaki elektrostatik çekim kuvvetinden kaynaklanan iyonik bağ karakteri de bulunmaktadır. InP'nin oda sıcaklığındaki en yakın komşu uzaklığı 0,254 nm'dir.

InP en yakın rakibi olarak düşünebileceğimiz GaAs ile yüzeysel bir benzerliğe sahiptir. InP yarıiletkeninin $E_g=1,35$ eV olan direk bant gapi GaAs'in bant gapine yakın bir değere sahiptir. Ayrıca InP'nin bant yapısı GaAs'inkine yaklaşık olarak benzerdir. Etkin elektron kütlesi $m_e/m=0,077$ değerine sahiptir ve 0,065 olan GaAs elektron kütlesine oldukça yakındır. Elektron mobilitesi saf InP malzemesi için $0,5 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ büyüklüğündedir ve GaAs ile karşılaştırıldığında daha küçüktür (GaAs için $0,9 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$). InP'nin demir ile katkılanması halinde yarı-yalıtkan formunda elde edilebilmesi önemlidir. Bu durumda oldukça küçük olan bant gapi oldukça büyük asal taşıyıcı yoğunluğuna neden olur ki bu da maksimum iletkenlikle sonuçlanır. InP, GaAs'e göre bazı avantajlara sahip olsa da onun bir fosfit olması oldukça olumsuz bir faktördür. Çünkü fosforun buhar basıncı arsenikten önemli ölçüde daha büyüktür. Bu yüzden InP'ı bulk kristal olarak büyütme oldukça zordur. Buna rağmen onun erime noktası GaAs'inkine göre daha küçüktür.

3.3. InP Kristalinin Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada (100) yönelimli n tipi InP yarıiletkeni kullanılmıştır. Bir diyotun istenen kalitede olabilmesi için kullanılacak kristalin her türlü kirliliklerden arındırılması gerekir. Kullandığımız kristalin her iki yüzeyinin parlak olması ve çeşitli pürüzler gibi mekanik kirlilikler ihtiva etmemesinden dolayı parlatmaya gerek duymadan direk olarak kimyasal temizleme işlemi yapılmıştır. Kimyasal temizleme işlemi sırasıyla aşağıdaki prosedürler takip edilerek yapılmıştır:

- 1- Trikloretilende 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 2- Asetonda 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 3- Metanolde 5 dakika ultrasonik olarak yıkandı.
- 4- Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 5- ($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$; 5:1:1) çözeltisi ile 1 dakika yıkandı.

6- Seyreltik HCl (H₂O:HCl;10:1) ile 60 saniye yıkandı.

7- Deiyonize su ile iyice yıkandı.

8- 15-20 dakika akan deiyonize su içerisine konuldu ve sonra azot gazı ile iyice kurutuldu.

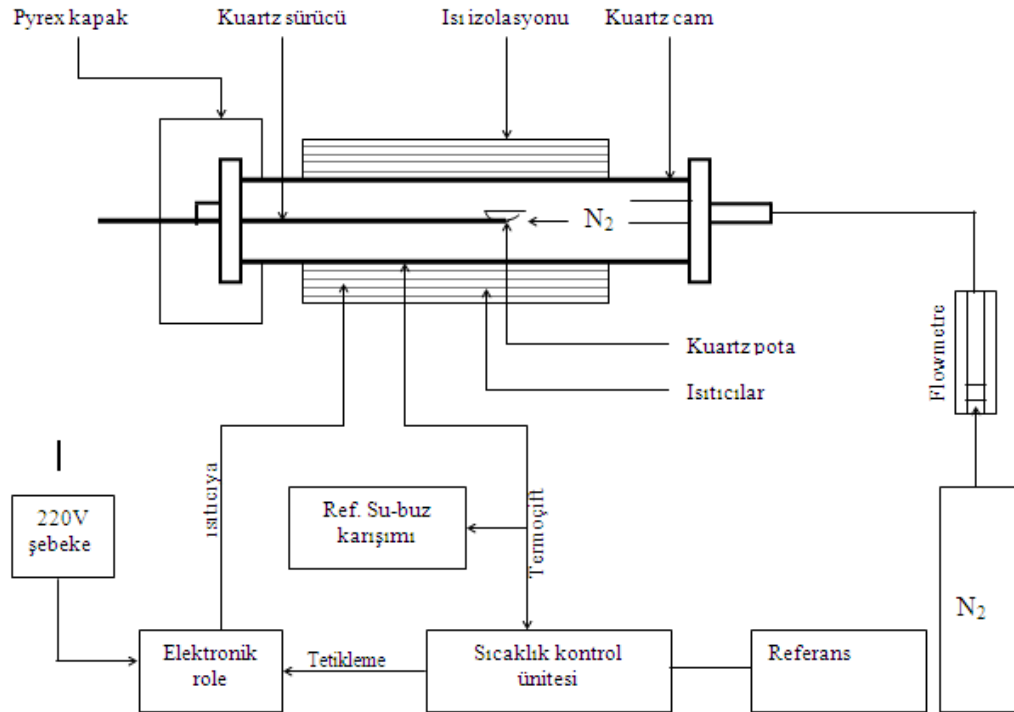
Bu kimyasal temizleme işleminde belirtilen 5. ve 6. basamak, sırasıyla organik kirleri ve kristal yüzeyindeki ağır metal kirlilikleri elimine etmek için kullanılmaktadır.

Ayrıca kristale omik kontak yapılırken buharlaştırma işleminden hemen sonra numune tavlanaacağı için, tavlama sırasında numunenin içine yerleştirildiği quartz pota da aseton ve metanol ile ayrı ayrı 5'er dakika ultrasonik banyo kullanılarak yıkanmıştır. Yine buharlaştırmada kullanılan metaller de 5'er dakika aseton ve metanolla ultrasonik olarak yıkandıktan sonra %10'luk seyreltilmiş HCl ile yıkanmış ve azot gazı ile kurutulmuştur.

3.4. Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In, Cd/n-InP/In Schottky Diyotlarının Üretilmesi

İlk aşamada kullandığımız yarıiletkenin bir tarafına omik kontak yapılması gerekir. Buharlaştırmada kullandığımız ısıtıcı seyreltilmiş HCl (%10) ile ve sonra deiyonize su ile iyice yıkandıktan sonra kurutularak vakum cihazındaki yerine yerleştirildi ve oksitlenme türü kirliliklerden arındırmak için yakıldı. Numunelerin omik tarafına buharlaştırılacak olan metal, kimyasal olarak (5'er dakika aseton ve metanolla ultrasonik olarak ve daha sonra seyreltilmiş %10'luk HCl ile) temizlendi. Yarıiletkenin omik kontak yapılacak tarafı önceden çalıştırılarak işlem yapılmaya hazır hale getirilen vakum sistemi içine, uygun yükseklikte aşağı bakacak şekilde yerleştirildi. Vakum içindeki basınç, yaklaşık olarak 10⁻⁵ torr değerine düşünce kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan %99.98 saflıktaki indiyum metali buharlaştırıldı. Kısa bir süre sonra vakum cihazına hava verildi, numune vakum cihazından çıkartılarak kimyasal olarak temizlenmiş quartz pota içine yerleştirilerek, önceden yakılarak numune tavlama işlemi için hazır hale getirilen (n-tipi InP için 450⁰C ye ayarlanmış) fırına yerleştirilip 3 dakika tavlandı. Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Tavlama işlemine ait deney şeması Şekil 3.2'de verilmiştir.

Omik kontaktları yapılan n-InP yarıiletken kristalleri tekrar vakum ortamına sırasıyla alınarak diğer yüzüne doğrultucu kontak yapmak için saf Ag, Au ve Cd metalleri buharlaştırılarak 1mm çapında ve dairesel şekilde Schottky kontaklar yapıldı (diyot alanı $=7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$). Metalin buharlaştırılması sırasında numunenin ısınmamasına özellikle dikkat edildi. Böylece Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyot yapıları elde edilmiş oldu. Laboratuvarımızda üretilen Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının I-V ve C-V ölçümlerinin alındığı sistemler Şekil 3.3'de görülmektedir. Daha sonra, bu numunelerden uygun karakteristik değerlerine sahip olan diyotların akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri oda sıcaklığında ve karanlıkta alındı ve karakteristik parametreleri hesaplandı. Diyotların I-V karakteristikleri 4-450 K sıcaklık aralığında ölçüm yapabilen sıcaklık kontrol ünitesi vpf-475 krostat, Keithly 220 programlanabilir sabit akım kaynağı ve Keithly 199 dmm/scanner ile karanlıkta ve 10-300 K sıcaklık aralığında ölçüldü. I-V ölçüm sisteminin şematik gösterimi Şekil 3.4'de gösterilmiştir.

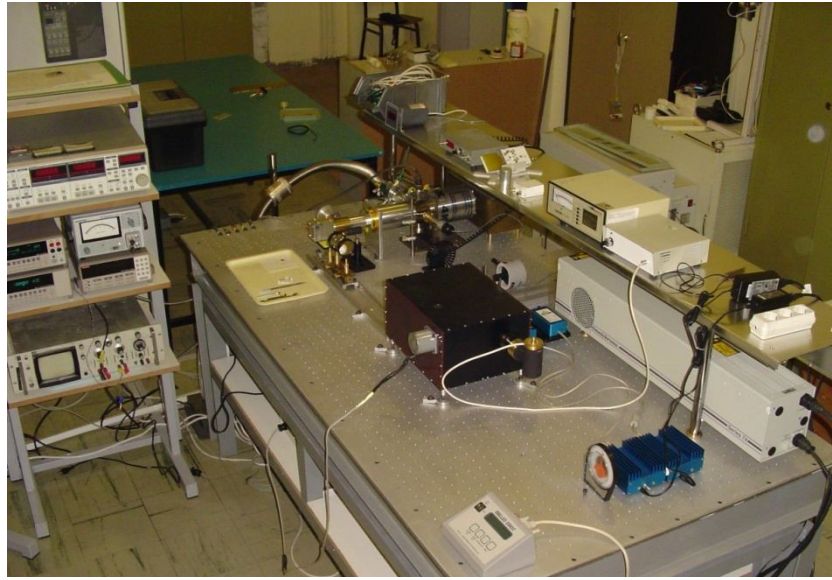


Şekil 3.2. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması.

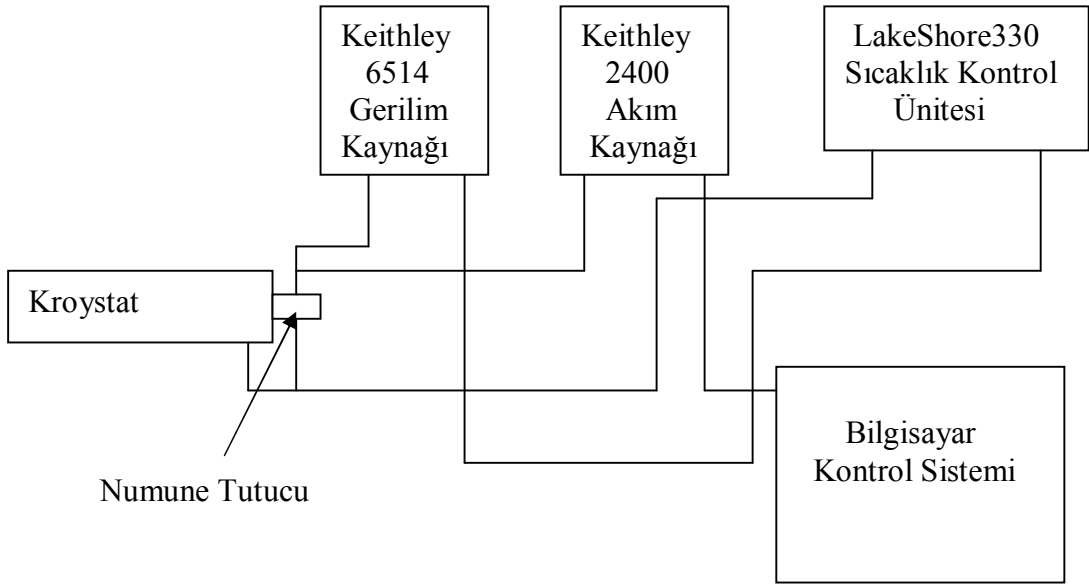
$C-V$ ölçümleri HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile alındı. Numune sıcaklığı sürekli copper-constantan termokapıl ve lakeshore 321 auto-tuning temperature controller ile ± 0.1 K hassasiyetle takip edildi. $C-V$ ölçüm sisteminin şematik gösterimi Şekil 3.5’de verilmiştir. Aynı zamanda bu Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları 400°C ’de azot gazı ortamında 3’er dakika tavlansak diyotların tavlama işleminden sonra $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri numune sıcaklığına bağlı olarak tekrar alındı ve karakteristik parametreleri hesaplandı. Çeşitli yarıiletkenlere hangi metal ya da alaşımla omik kontak yapıldığı Çizelge 3.2’de listelenmiştir.

Çizelge 3.2. Çeşitli yarıiletkenlerin metal veya alaşım omik kontaktarı

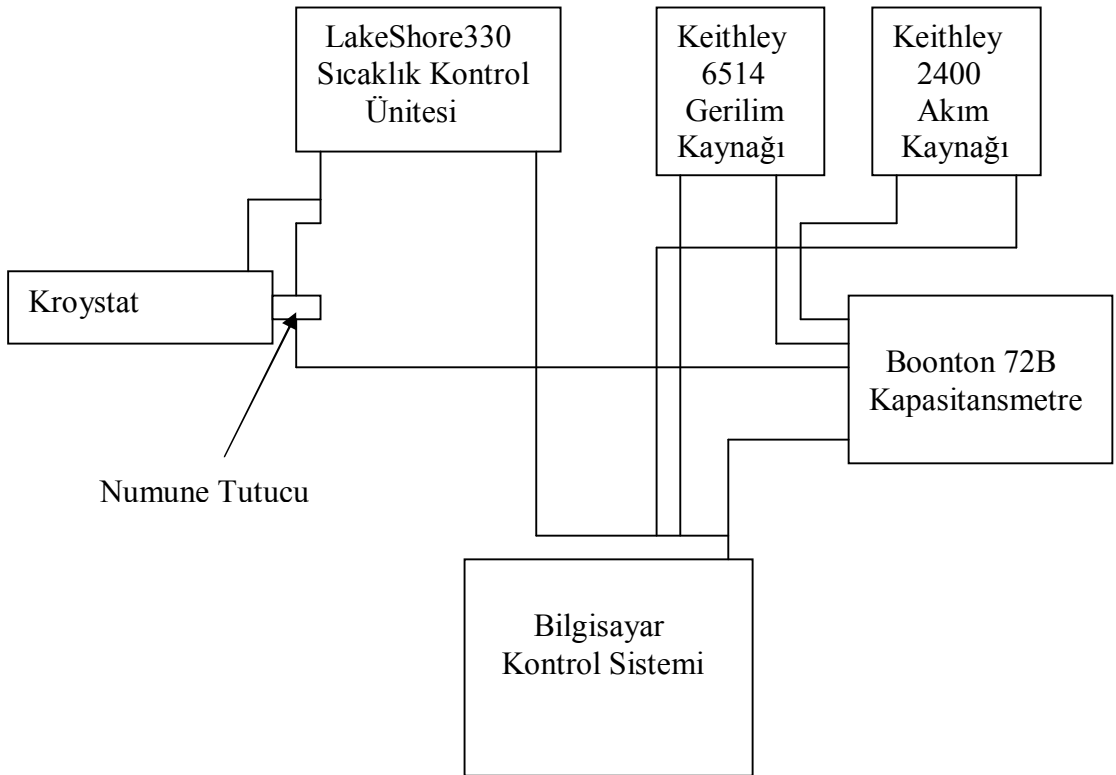
Yarıiletken	Metal veya alaşım	Yarıiletken	Metal veya alaşım
$n\text{-Ge}$	Ag-Al-Sb, Al, Al-Au-P, Au, Bi, Sb, Sn, Pb-As	$p\text{-Ge}$	Ag, Al, Au, Cu, Ga, Ga-In, In, Al-Pd, Ni, Pt, Sn
$n\text{-Si}$	Ag, Al, Al-Au, Ni, Sn In, Ge-Sn, Sb, Au-Sb, Ti, TiN	$p\text{-Si}$	Ag, Al, Al-Au, Au, Ni, Pt
$n\text{-GaAs}$	Au-Ge, Ni, Ag-Sn, Ag-In-Ge	$p\text{-GaAs}$	Au-Zn, Ag-In-Zn, Ag-Zn
$n\text{-GaP}$	Ag-Te-Ni, Al, Au-Si, Au-Sn, In-Sn	$p\text{-GaP}$	Au-In, Au-Zn, Ga, In-Zn, Zn, Ag-Zn
$n\text{-GaAsP}$	Au-Sn	$p\text{-GaAsP}$	Au-Zn
GaAlAs	Au-Ge-Ni	$p\text{-GaAlAs}$	Au-Zn
$n\text{-InAs}$	Au-Ge, Au-Sn-Ni, Sn	$p\text{-InAs}$	Al
$n\text{-InGaAs}$	Au-Ge, Ni	$p\text{-InGaAs}$	Au-Zn, Ni
$n\text{-InP}$	Au-Ge, In, Ni, Sn, Au-Sn		
$n\text{-InSb}$	Au-Sn, Au-In, Ni, Sn	$p\text{-InSb}$	Au-Ge
$n\text{-CdS}$	Ag, Al, Au, Au-In, Ga, In, Ga-In		
$n\text{-CdTe}$	In	$p\text{-CdTe}$	Au, In-Ni, Pt, Rh,
$n\text{-ZnSe}$	In, In-Ga, Pt, In-Hg		
$n\text{-SiC}$	W	$p\text{-SiC}$	Al-Si, Si, Ni



Şekil 3.3. Laboratuvarımızda üretilen Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinin alındığı sistemler.



Şekil 3.4. 4-450 K aralğında ölçüm yapan I - V ölçüm sisteminin şematik gösterimi.



Şekil 3.5. 4-450 K aralğında ölçüm yapabilen C - V ölçüm sistemi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

Bu bölümde kendi araştırma laboratuvarımızda imal ettiğimiz Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının numune sıcaklığına ve ısıl tavlamaya bağlı $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen karakteristik parametreleri ve bunlara ait grafikler yer almaktadır.

Numunenin temizleme ve imal işlemleri önceki bölümde ayrıntılı verildiğinden burada bahsedilmeyecektir. Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının $I-V$ karakteristikleri 4-450 K sıcaklık aralığında ölçüm yapabilen sıcaklık kontrol ünitesi vpf-475 krostat, Keithly 220 programlanabilir sabit akım kaynağı ve Keithly 199 dmm/scanner ile karanlıkta ve 10-300 K sıcaklık aralığında ölçüldü. $C-V$ ölçümleri HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile 10-300 K sıcaklık aralığında alındı. Numune sıcaklığı sürekli copper-constantan termokapıl ve lakeshore 321 auto-tuning temperature controller ile ± 0.1 K hassasiyetle takip edildi. $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri sıcaklığa bağlı olarak tavlandıktan önce ve 400°C'de 3 dakika tavlandıktan sonra alınmıştır.

4.2. Ag/n-InP/In ve 400°C'de Tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky Diyodunun $I-V$ ve $C-V$ Ölçülerinden Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Schottky kontakların temel yapısını açıklayan karakteristik parametreleri ve akım mekanizmaları $I-V$ ölçümlerinden elde edilebilir (Rhoderick and Williams 1988). Bu parametrelerin iyi bir analizini yapmak için, $I-V$ ölçümlerinin sıcaklığa bağlı yapılması tercih edilir. Genelde sıcaklığa bağlı $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği, idealite faktörü, doyma akım yoğunluğu gibi parametrelerle diyotların sıcaklığa bağlı birçok davranışını gözlemlemek ve diyotun sıcaklığa bağlı karakteristiğini belirlemek mümkündür.

Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait tavlama öncesi ve 400°C'de 3 dakika tavlandıktan sonra 300-10 K sıcaklık aralığında alınan doğru beslem ve ters beslem I - V karakteristikleri Şekil 4.1-4.2'de verilmektedir. Bu karakteristiklerden hesaplanan bazı parametreler ise Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Schottky diyotlarda, uygulanan gerilime karşılık oluşan toplam akıma, termiyonik alan emisyonu, tünelleme, azınlık taşıyıcıların difüzyonu gibi mekanizmalar katkıda bulunurlar (Chin *et al* 1990; Hernandez *et al.* 2001). Ayrıca uzay yükü bölgesinde jenerasyon ve rekombinasyon olayları, arayüzey halleri ve kenar akımlarının sızıntı akımlarına neden olduğu düşünülmektedir (Tung 1992). Sızıntı akımlarının oluşmasında Schottky engel homojensizlikleri de etkilidir (Tung 2001). Uzay yükü bölgesinde oluşan tekrardan jenerasyon ve rekombinasyon olayları daha çok düşük gerilimlerde etkili olmakta ve termiyonik akıma eşlik etmektedirler (Hernandez *et al.* 2001). Yarıiletken içerisinde oluşan azınlık taşıyıcıların enjeksiyonu yüksek gerilimlerde etkili olmaktadır (Henisch, 1989). Yine yüksek gerilim bölgesinde seri direnç etkisi ortaya çıkmakta ve I - V parametrelerini etkilemektedir (Sato and Yasumura 1985). Böylece düşük gerilim bölgesinde ve yüksek gerilim bölgesinde gözlemlenen bu tip etkilerin nispeten az olduğu, yaklaşık lineer değişim bölgesini göz önüne alarak hesaplanan diyot parametreleri üzerine seri direncin etkisinin olmadığı düşünülebilir.

Termiyonik emisyon teorisine göre diyot üzerindeki akım ile gerilim arasındaki ilişki

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

şeklinde verilmektedir (Rhoderick and Williams 1988). Burada n idealite faktörüdür. Düz beslem durumunda $eV \gg 3kT$ olduğunda, bu ifadedeki 1 terimi ihmal edilebilir. Bu durumda 4.1 denklemi

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

şeklinde yeniden yazılabilir. 4.2 eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alındıktan sonra V 'ye göre türevi alınırsa idealite faktörü

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

olarak elde edilir. İdealite faktörü diyotun ideal olup olmadığına dair fikir veren boyutsuz bir parametre olup n ile temsil edilir ve engel yüksekliğinin gerilime bağlı olduğunu gösterir. Bu ifadedeki $dV / d(\ln I)$ değerini I - V grafiğinden okuyabiliriz. $\ln I$ - V grafiği çizilirse, bu grafiğin düz beslem durumundaki lineer kısmına bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV / d(\ln I)$ bulunur. Bulunan bu değer ve diğer sabit terimler 4.3 eşitliğinde yerine yazılarak idealite faktörleri hesaplanabilir. Bu çalışmada hesaplanan diyotların idealite faktörleri Şekil 4.1'de gösterildiği üzere tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 1,068 ile 6,488 arasında değişmekteyken tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 1,005 ile 14,312 arasında değişmektedir. Fit edilen doğrunun $V = 0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. 4.2 ifadesindeki I_0 doyma akım yoğunluğu

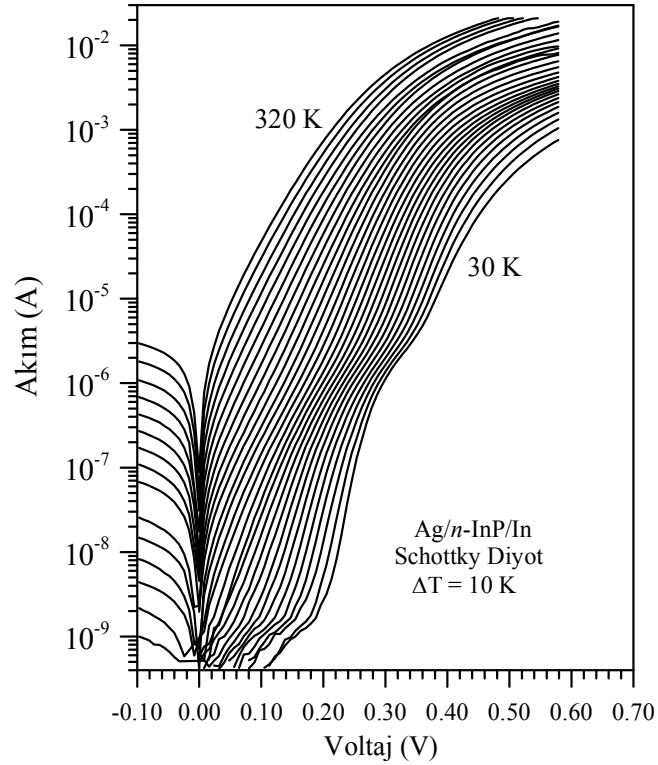
$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \quad (4.4)$$

şeklinde verilmektedir. 4.4 eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınarak, Φ_b 'ye göre çözümlerse,

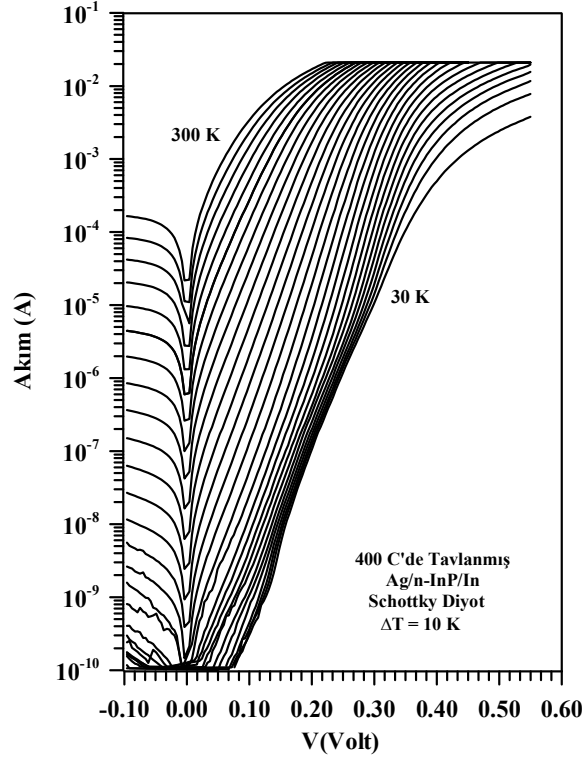
$$e\Phi_b = kT \ln(A A^* T^2 / I_0) \quad (4.5)$$

şeklinde engel yüksekliği ifadesi elde edilir. Bu ifadede A , diyotun etkin alanı ($A=7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$) A^* , Richardson sabiti (n-InP için $A^*=9.4 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$) (Williams *et al.* 1988); T , Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı ($T=300 \text{ K}$) ve k , Boltzmann sabitidir ($k=8.625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$).

ln I - V grafiğine yapılan fitlerin $V = 0$ 'da düşey ekseni kestiği yerlerden doyma akım yoğunluğu ve 4.5 eşitliğinden de Schottky engel yüksekliği hesaplanabilir. Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu, $\ln I$ - V grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey ekseni kestiği noktadan tespit edildi. Doyma akım yoğunlukları akım gerilim grafiğinden okunup yerine yazılarak engel yükseklikleri bulundu. Bu grafiklerden elde edilen doyma akım yoğunluğu ve engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.1'de verildi. Çizelge 4.1'den de görüldüğü gibi engel yükseklikleri tavlınmamış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 0,371 eV ile 0,038 eV arasında değişmekteyken 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 0.430 eV ile 0,128 eV arasında değerler almaktadır. Her iki parametrenin de sıcaklığa kuvvetle bağlı olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 4.1. Ag/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri



Şekil 4.2. 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri

Günümüzde metal-yarıiletken yapıların seri direncini belirlemek için birçok yöntem geliştirilmiştir. Biz çalışmamızda, seri direnci belirlemek için Cheung'ler (Cheung and Cheung, 1986) tarafından geliştirilmiş olan yöntemi kullandık. Bu yöntemde, I - V karakteristiklerinden türetilen $dV/d\ln(I)$ - I ve $H(I)$ - I fonksiyonlarından yararlanılır. Bu grafiklerden diyodun temel parametreleri olan idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplanır. 4.1 eşitliğiyle verilen temel akım denklemini kullanarak,

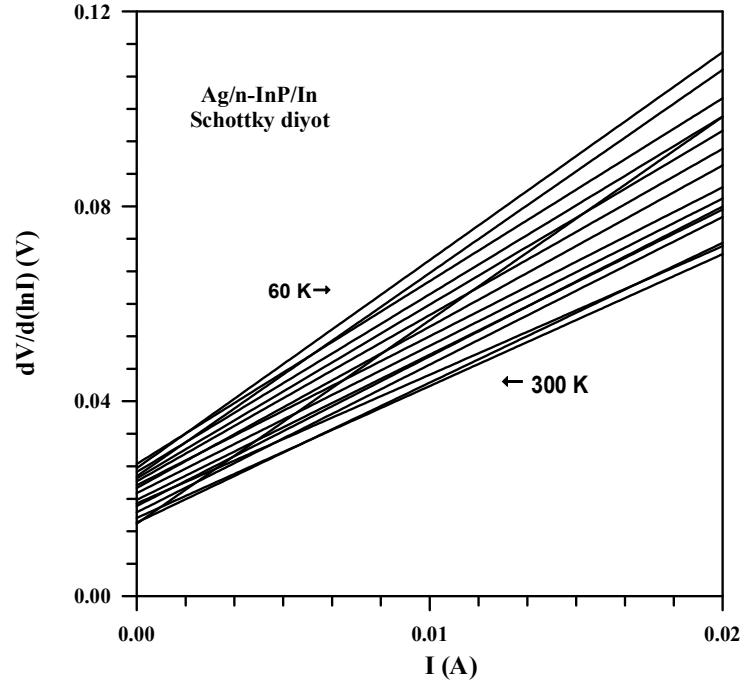
$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (4.7)$$

ve

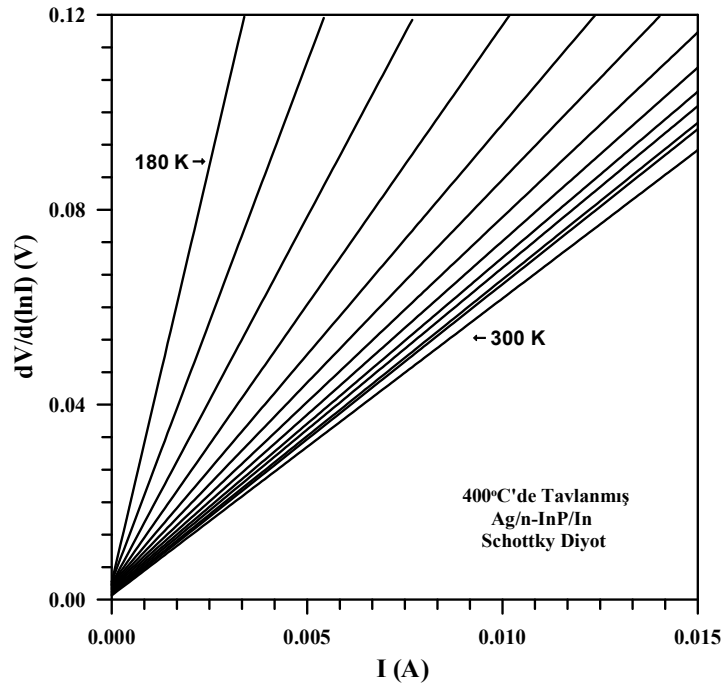
$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (4.8)$$

eşitlikleriyle verilen Cheung fonksiyonlarını elde ederiz. 4.7 denklemleriyle verilen $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği çizilirse bir doğru elde edilir. Bu doğrunun $I = 0$ iken düşey ekseni kestiği noktadan idealite faktörü ve bu doğrunun eğiminden de seri direnç elde edilir. Cheung fonksiyonlarının çizimi için Şekil 4.1 ve 4.2'de verilen doğru beslem $\ln I-V$ grafiğinin büyük voltajlara karşılık gelen lineer olmayan kısmı yukarıdaki 4.7 ve 4.8 denklemlerine göre lineerize edilerek $dV/d(\ln I)-I$, $H(I)-I$ grafikleri çizildi. Diyotların nötral bölge seri dirençleri, idealite faktörleri ve engel yükseklikleri bu fonksiyonlar yardımıyla elde edildi. Diyotlarımızın Cheung fonksiyonlarına ait $dV/d(\ln I)-I$ grafiği Şekil 4.3 ve 4.4'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen idealite faktörü ve seri direnç değerleri Çizelge 4.1'de görülmektedir. Diyotlarımızın bu şekilde bulunan seri direnç değerleri tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 3,195-7,962 Ω arasında ve 400°C'de tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 4,223-6,691 Ω arasındadır.

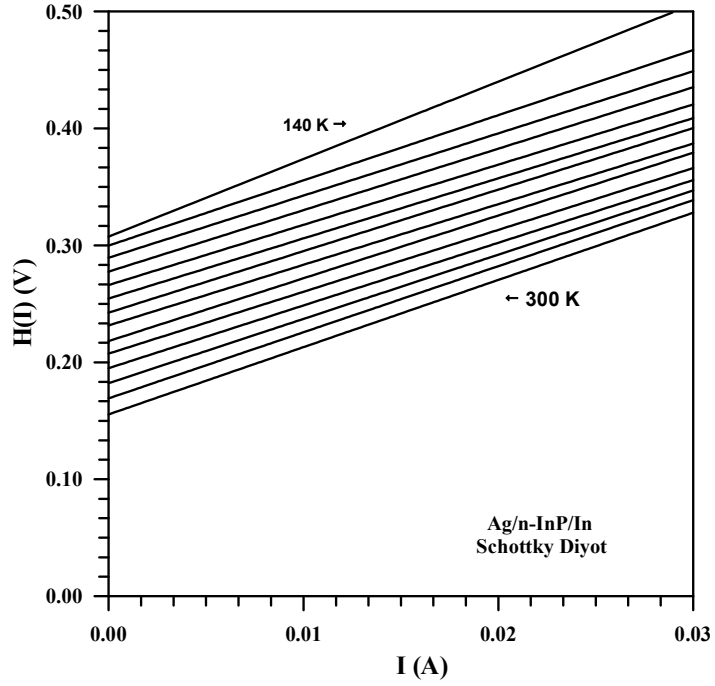
4.8 eşitliğiyle verilen $H(I)$ 'nın I 'ya karşı grafiğini çizdiğimizde yine bir doğru elde ederiz. Eşitlik 4.7'den elde edilen idealite faktörü değerleri kullanılarak, $H(I)-I$ grafiğindeki doğrunun $I = 0$ iken düşey ekseni kestiği noktadan, diyodun engel yüksekliği değerleri elde edilebilir. Bu doğrunun eğiminden de seri direnç bulunabilir. $H(I)-I$ grafiği, Şekil 4.5 ve 4.6'da verilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri de Çizelge 4.1'de görülmektedir. $H(I)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 3,204 Ω ile 8,106 Ω arasında ve 400°C'de tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 4,226 Ω ile 6,725 Ω arasında değiştiği görülmektedir. $dV/d(\ln I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin birbirlerine yakın olduğu görülmüştür.



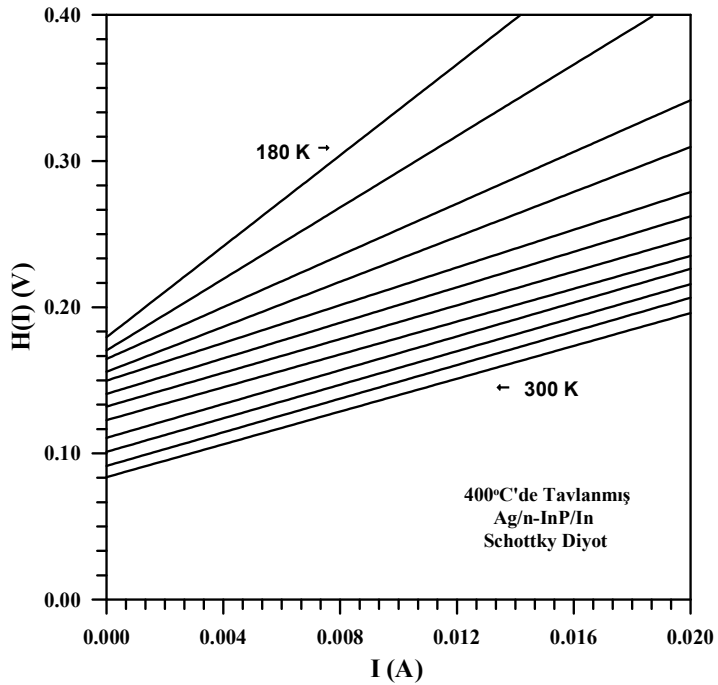
Şekil 4.3. Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri



Şekil 4.4. 400°C'de tavlannmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri



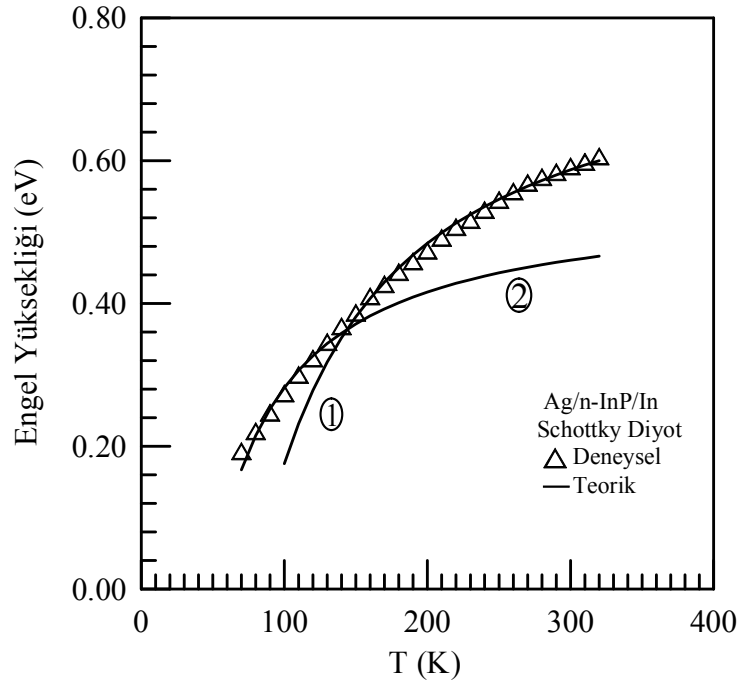
Şekil 4.5. Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının $H(I)$ - I grafikleri



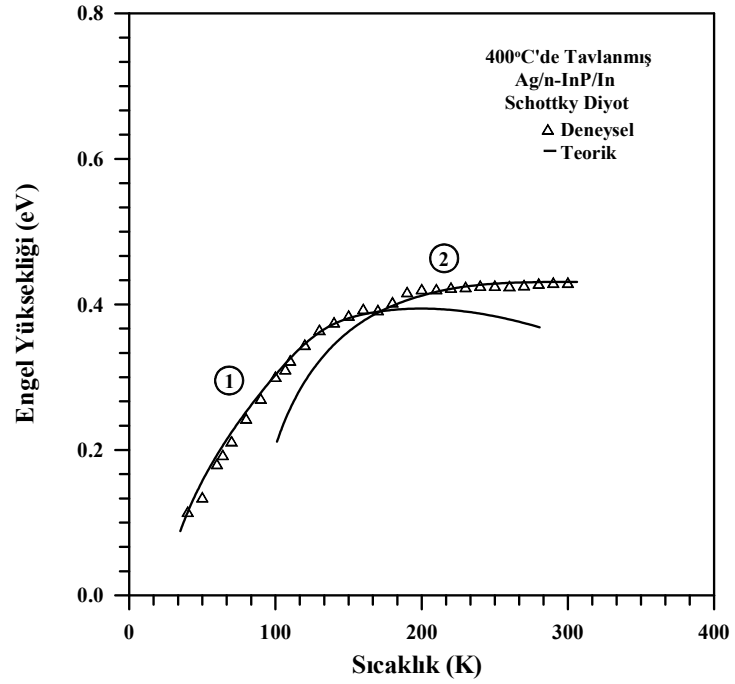
Şekil 4.6. 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)$ - I grafikleri.

Tavlınmamış ve 400°C'de 3 dk tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının termiyonik emisyon bölgesinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa

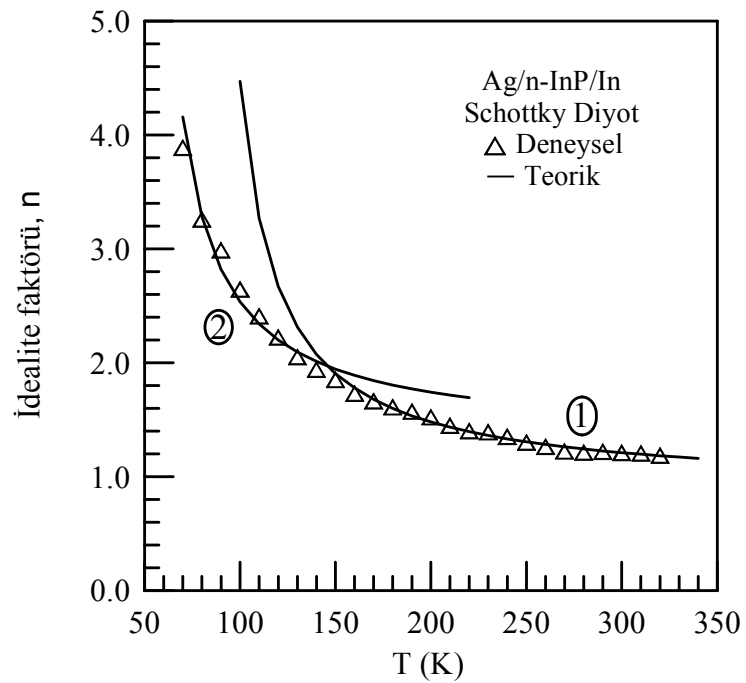
bağlı grafikleri Şekil 4.7 ve 4.8’de ve yine tavlanmamış ve tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı grafikleri de Şekil 4.9 ve 4.10’da verilmiştir. Bu grafiklerden idealite faktörü değerlerinin artan numune sıcaklığı ile azaldığı engel yüksekliği değerlerinin ise artmakta olduğu görülmüştür. Her iki parametrenin de sıcaklığa kuvvetle bağlı olduğu tespit edilmiştir. Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direnç değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı Çizelge 4.1’den görülmektedir.



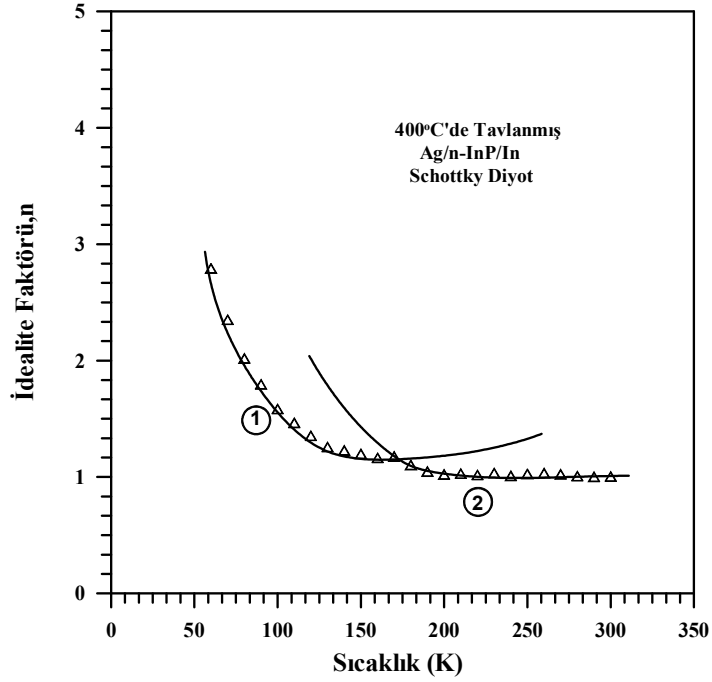
Şekil 4.7. Ag/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi



Şekil 4.8. 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi



Şekil 4.9. Ag/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi



Şekil 4.10. 400°C’de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi

Metal-yarıiletken arayüzeyi boyunca akan akım sıcaklığa bağlı bir işlem olduğu için, elektronlar düşük sıcaklıklarda en düşük engeli aşmayı başarırlar ve sıcaklık arttıkça, daha fazla elektron yeterli miktarda enerjiyi alarak daha yüksek engeli aşabilmektedir. Bu nedenle numune sıcaklığı arttıkça engel yüksekliği artmaktadır (Dogan *et.al.* 2006; Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991; Huang *et.al.* 2007).

Schottky diyotlardaki ideal durumdan sapmaları açıklayan modellerden birinin “engel inhomojenliği modeli” olduğu bilinmektedir. Bu durumdaki davranışlar Gauss dağılımı kullanılarak açıklanabilmektedir.

Ortalama engel yüksekliği $\bar{\Phi}_b$, ve standart sapması σ_s olan bir Schottky diyot için Gauss dağılımında, bu parametreler beslem gerilimine lineer olarak bağlı olan parametrelerdir. Böyle bir dağılım için Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla, sıfır gerilimdeki görünür (apparent) engel yüksekliği ve idealite faktörüdür. İdeal durumda ($n=1$), Φ_{ap} ve n_{ap} parametreleri

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_b - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (4.9)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (4.10)$$

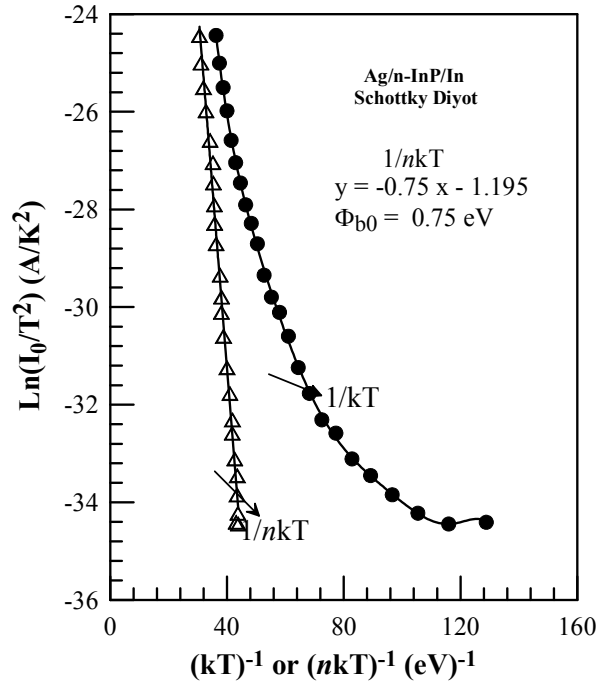
bağıntıları ile verilir (Biber, 2003). σ_s 'nin sıcaklığa bağıllığı genellikle küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Tavlanmamış ve tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının bu bağıntılardan hesaplanan engel yüksekliğinin teorik değerleri Çizelge 4.7 ve 4.8'de, yine tavlanmamış ve 400°C'de 3 dakika tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının idealite faktörünün teorik değerleri de Çizelge 4.9 ve 4.10'da deneysel değerlerle birlikte çizilmiştir ve bu teorik değerlerin düşük sıcaklıklar ve yüksek sıcaklıklar olmak üzere iki bölgeyi ifade etmesi engel inhomojenliği modeli ile uyum içerisindedir (Tung 1991, 1992, 2001; Sullivan *et al.* 1991).

Eşitlik 4.4 ifadesinde her iki tarafın ln'i alınır ve ifade yeniden düzenlenirse

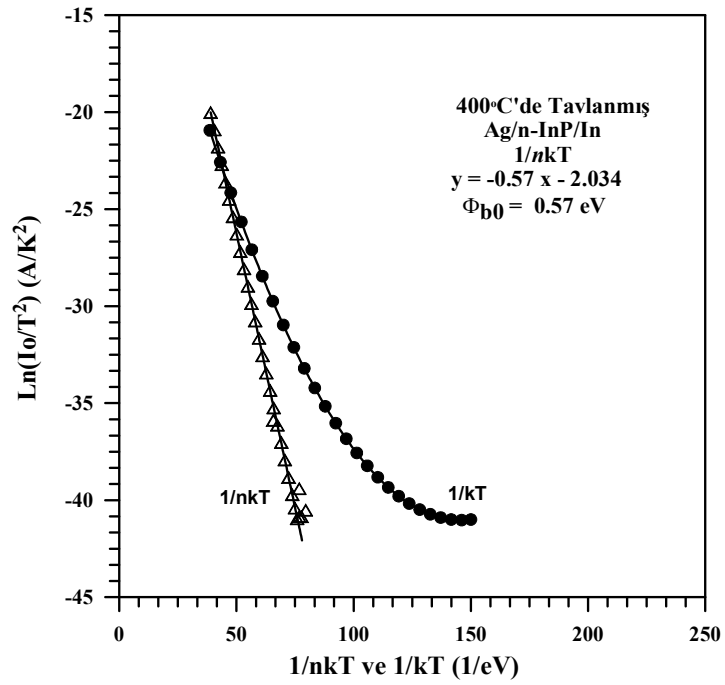
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\Phi_b}{kT} \quad (4.11)$$

eşitliği elde edilir. Burada, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1/nkT$ 'ye göre değişimini veren grafiğin eğimi $\frac{e\Phi_b}{kT}$ 'yi ve y eksenini kestiği nokta ise $\ln(AA^*)$ olan bir doğru olmalıdır.

Tavlanmamış ve 400°C'de 3 dk tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının I - V grafiğinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı çizilen grafikleri Şekil 4.11 ve 4.12'de verilmiştir. Buradan, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1/nkT$ 'ye göre değişiminden sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{b0}) değeri tavlanmamış Ag/n-InP/In diyonu için 0,75 eV olarak ve tavlanmış Ag/n-InP/In diyonu için ise 0,57 eV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.11. Ag/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı değişimi

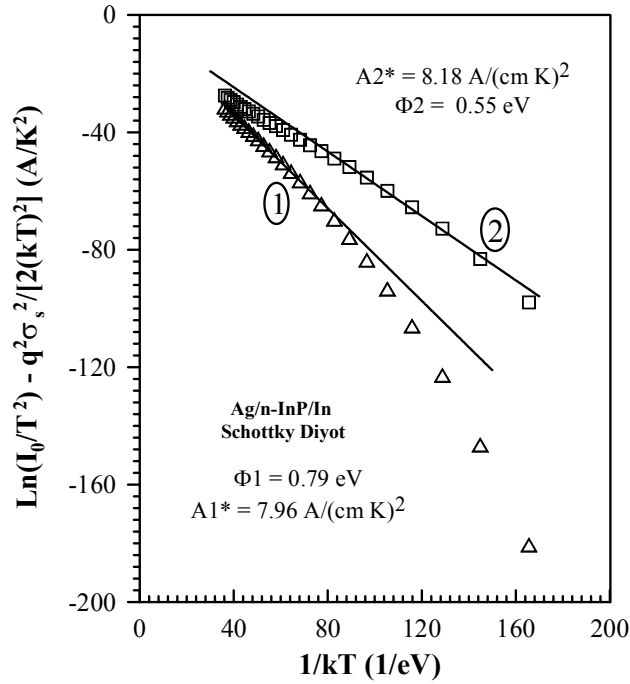


Şekil 4.12. 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı değişimi.

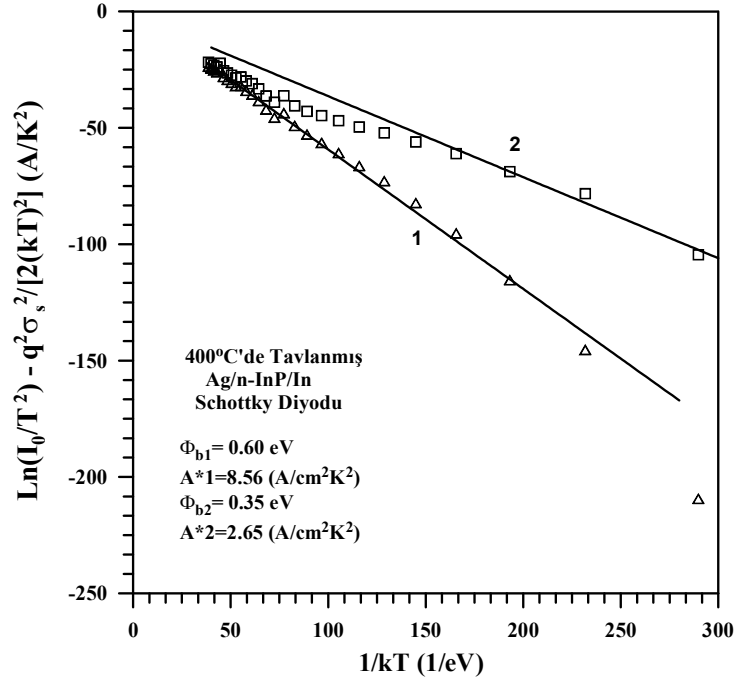
Geleneksel aktivasyon enerji $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapma gösterir. Bu farklılığı açıklamak için 4.4 ve 4.9 eşitlikleri birleştirilerek engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^*) - \left(\frac{q\overline{\Phi}_{b0}}{kT}\right) \quad (4.12)$$

bağıntısını yazabiliriz ve bu ifadeden modifiye edilmiş aktivasyon enerji grafiğini elde edebiliriz. 4.12 eşitliği ve deneysel I_0 değerleri kullanılarak tavlannamış ve 400° 'de tavlannmış Ag/n-InP/In diyotları için $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/(2k^2T^2) - 1/kT$ grafikleri çizilmiş ve Şekil 4.13 ve 4.14'de verilmiştir. Bu grafiğin eğimi doğrudan $\overline{\Phi}_{b0}$ 'ı vermektedir. Buradan bulunan ortalama engel yüksekliği değerleri



Şekil 4.13. Ag/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/(2k^2T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi



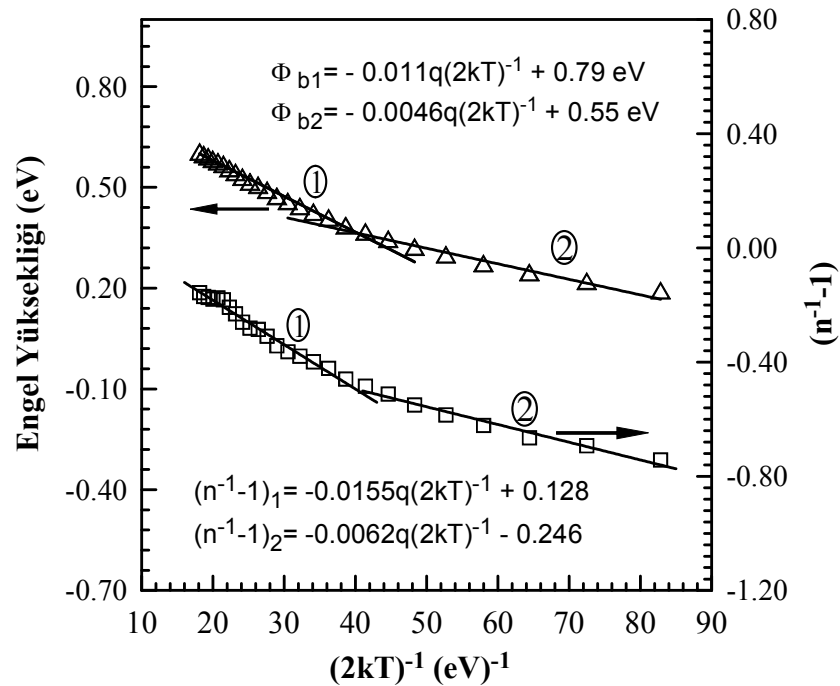
Şekil 4.14. 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / (2k^2 T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

sırasıyla Ag/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b01}}=0,79$ ve $\overline{\Phi_{b02}}=0,55$ eV, 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b01}}=0,60$ ve $\overline{\Phi_{b02}}=0,35$ eV değerlerini almaktadır. Yine bu grafiğe yapılan fit denklemi kullanılarak Richardson sabiti değerleri sırasıyla Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=8,18$ ve $A^*_2=7,96$; 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=8,56$ ve $A^*_2=2,65 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ olarak bulunmuştur ve bu A^* değerlerinin bilinen $9,4 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ ifadesi ile uyumlu olduğu görülmektedir. Richardson eğrilerinin sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.

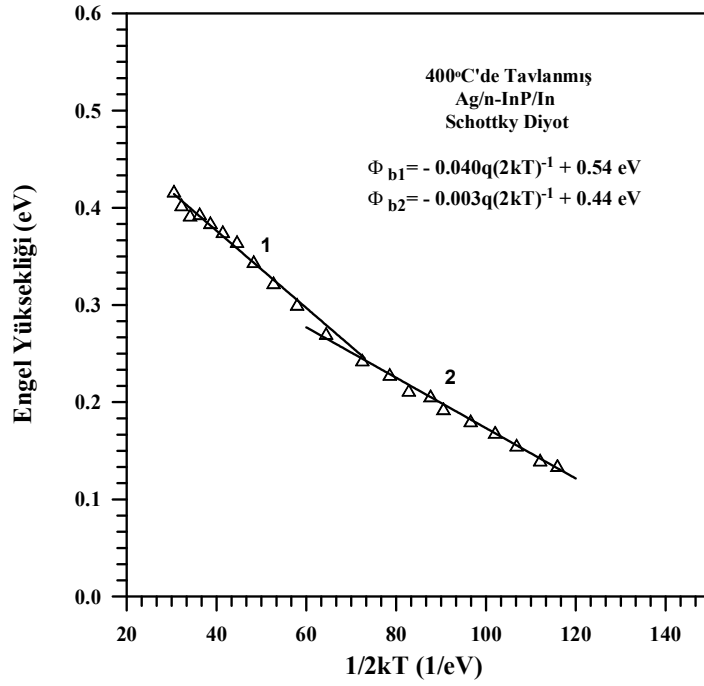
Aşağıda Şekil 4.15 ve 4.16'da grafiği verilen engel yükseklikleri ve idealite faktörü değerleri Ag/n-InP/In Schottky diyodunun tavlanmadan önce ve tavlandıktan sonra 10-300 K sıcaklık aralığındaki $I-V$ grafiğinden elde edilen değerlerdir. 4.9 eşitliğine göre, Φb 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden

yararlanarak 4.9 eşitliği yardımıyla ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) ve σ_0 standart sapması bulunur. Bu grafiğe fit edilen doğru denkleminde Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $\bar{\Phi}_{b1}=0,79$ eV, $\bar{\Phi}_{b2}=0,55$ eV ve $\sigma_{0,1}=0,011$ eV, $\sigma_{0,2}=0,0046$ eV olarak, 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için ise $\bar{\Phi}_{b1}=0,54$ eV, $\bar{\Phi}_{b2}=0,44$ eV ve $\sigma_{0,1}=0,040$ eV, $\sigma_{0,2}=0,003$ eV olarak bulundu. Bulunan bu engel yüksekliği değerlerinin daha önce bulduğumuz değerlerle uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

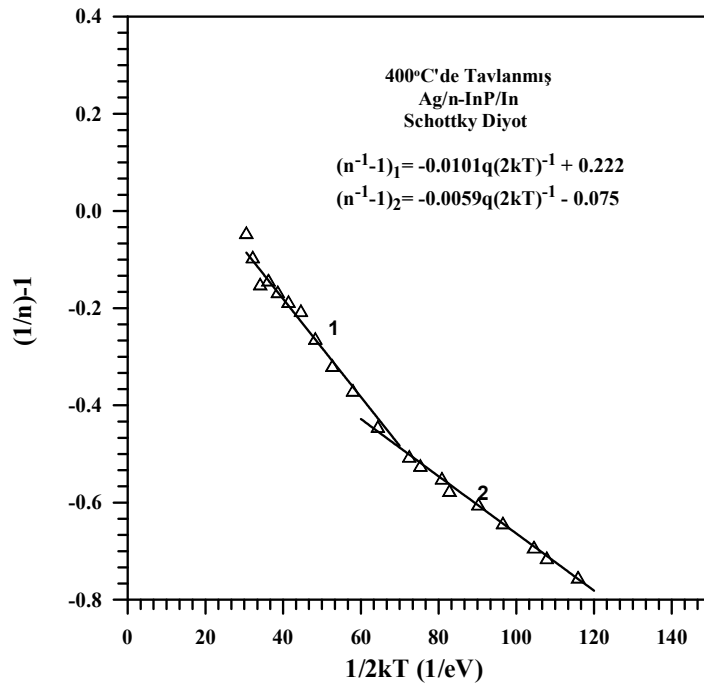
4.10 eşitliği kullanılarak, Şekil 4.15-4.17'de gösterilen $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinden voltaj katsayıları Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $\rho_2=-0,016$ V ve $\rho_3=-0,006$ V olarak, 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için ise $\rho_2=-0,010$ V ve $\rho_3=-0,006$ V olarak bulunmuştur.



Şekil 4.15. Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliklerinin ve $[(1/n)-1]$ 'nin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi



Şekil 4.16. 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin 1/2kT'ye karşı değişimi



Şekil 4.17. 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait [(1/n)-1]'nin 1/2kT'ye karşı değişimi

Schottky diyotlarda uzay yükü bölgesinin kapasitesi, metal/yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kapasitenin ters beslem durumunda gerilime bağlı değişiminden doğrultucu kontağın engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler tayin edilebilir (Wilmsen 1985).

Ag/n-InP/In Schottky diyonu için $C-V$ ölçümleri (10K-300K) sıcaklık aralığında, 1 MHz frekansta, -1 V ve 0 V aralığında, HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapıldı. Numune sıcaklığı sürekli copper-constantan termokapıl ve lakeshore 321 auto-tuning temperature controller ile ± 0.1 K hassasiyetle takip edildi.

$C-V$ ölçümleri aşağıda verilen diyot kapasitesine ait 4.13 eşitliği düzenlenerek değerlendirilir.

$$C = A \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.13)$$

4.13 eşitliği düzenlenecek olursa, (burada, ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik sabiti (InP için $\epsilon_s=12,4$), $\epsilon_0=8,85 \times 10^{-14}$ F/m olup, boşluğun dielektrik sabiti, e , elektronun yükü, V_d , difüzyon potansiyeli, $k= 8,625 \times 10^{-5}$ eV/K (Boltzmann sabiti), N_d iyonize olmuş donör konsantrasyonu ve T, Kelvin cinsinden sıcaklıktır).

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\epsilon_s \epsilon_0 e A^2 N_d} \quad (4.14)$$

elde edilir. Burada V uygulama gerilimidir. ($C^{-2} - V$) grafiği çizildiğinde yapılacak uygun lineer fit ile $C^{-2}=0$ için $V_d=-V$ olur. Dolayısı ile difüzyon potansiyeli elde edilmiş olur. Bu grafiklerden yararlanılarak tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için farklı sıcaklıklarda bulunan difüzyon potansiyelleri Çizelge 4.2'de verilmiştir.

4.14 ifadesinin V ' ye göre türevi alınırsa,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 N_d} \quad (4.15)$$

elde edilir. Bu ifadeden N_d çekilirse,

$$N_d = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 e A^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.16)$$

bağıntısı elde edilir. C^2 - V grafiğindeki lineer kısma lineer bir fit yapılırsa elde edilecek doğrunun eğimi $d(C^2)/dV$ 'yi verir. Eğim değerleri bulunduktan sonra 4.16 ifadesinde yerine yazılarak her bir sıcaklık için N_d taşıyıcı konsantrasyonları elde edildi. Tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için (C^2 - V) grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları, Çizelge 4.2'de verilmiştir. N_d 'nin bu değerlerinin tavlanmamış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $N_d = 1,320 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ile $N_d = 9,574 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ arasında ve 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $N_d = 2,123 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ile $N_d = 1,183 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ arasında değiştiği görülmektedir. Bütün sıcaklıklar için elde edilen N_d taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin N_c 'den küçük oldukları gözlemlendi. Yine tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için (C - V) Şekil 4.18 ve 4.19'da ve (C^2 - V) grafikleri ise Şekil 4.20 ve 4.21'de verilmiştir. Ayrıca tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarına ait düz bant engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.22-4.23'de, taşıyıcı konsantrasyonlarının sıcaklığa bağlı değişimleri de Şekil 4.24-4.25'de verilmiştir. Görüldüğü gibi C - V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri sıcaklığa bağlı olarak lineer bir davranış göstermiş ve azalan sıcaklıkla artmıştır. Yine taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak artan sıcaklıkla artması literatürle uyum içerisindedir.

Termal dengede n -tipi bir yarıiletkendeki elektron konsantrasyonu,

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (4.17)$$

ile verilmektedir (Neamen 1992). Burada, N_c , termal dengede iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu olup, InP için $N_c=4,93 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ 'tür. n -tipi bir yarıiletken için $N_d \gg n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_d$ olur (Neamen 1992). Burada n_i , asal elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alındığında, 4.17 ifadesi,

$$N_d = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \quad (4.18)$$

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

$$E_f = kT \ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) \quad (4.19)$$

şeklinde Fermi enerji seviyesi elde edilmiş olur. Tavlanmamış ve 400°C 'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarına ait Fermi enerji seviyesi değerleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. E_f 'nin hesaplanan bu değerlerinin tavlanmamış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 0,007 eV ile 0,021 eV arasında ve 400°C 'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 0,007 eV ile 0,200 eV arasında olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca $C-V$ grafiğinden engel yükseklikleri,

$$\Phi_b = E_f + V_d \quad (4.20)$$

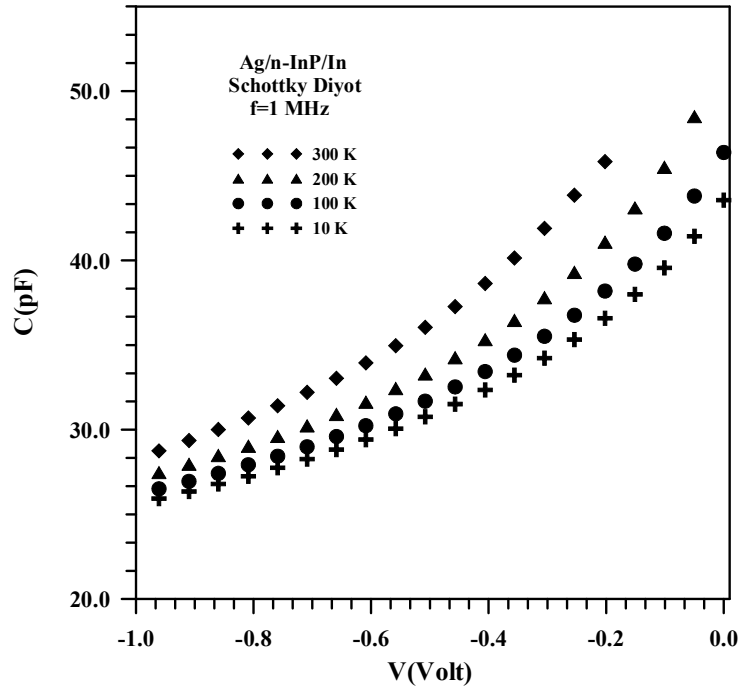
ile verilmektedir (Neamen 1992). Bu ideal diyotlar içindir. İdeal olmayan durum için bu ifade,

$$\Phi_b = \frac{V_d}{n} + E_f \quad (4.21)$$

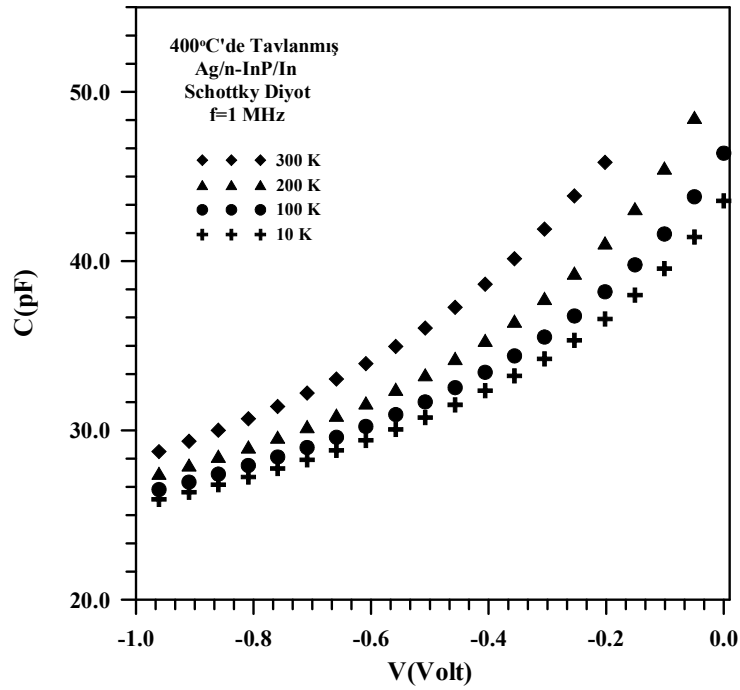
ile verilir (Neamen 1992). Son ifade ile elde edilen engel yüksekliği değerleri düzeltilmiş engel yükseklikleri olarak adlandırılmaktadır. Her diyot için ayrı ayrı fit edilen C^2-V grafiklerinin V eksenini kestiği noktalar tespit edilip $V_d - \frac{kT}{e}$ değerleri elde edildi ve eğiminden elde edilen donör yoğunluğu kullanılarak iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki fark hesaplanarak engel yükseklikleri bulundu. Aynı şekilde tavlınmamış ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarına ait ($C-V$ ölçümlerinden elde edilen) engel yükseklikleri değerleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. Buradaki n değeri, $I-V$ grafiklerinden elde edilen idealite faktörüdür. Bu bağıntıdan hesaplanan engel yükseklikleri tavlınmamış Ag/n-InP/In Schottky diyonu için 0,606 eV ile 0,044 eV arasında ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyonu için 0,490 eV ile 0,273 eV arasındadır.

Şekil 4.18-4.19, tavlınmamış ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyonunun dört farklı numune sıcaklığı için 1 MHz frekanstaki ters beslem $C-V$ değişimini göstermektedir (300K, 200K, 100K, 10K). Ters beslem uygulama gerilimi arttıkça, kapasite hızlı bir şekilde azalmaktadır. Şekil 4.20 ve 4.21, tavlınmamış ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyonunun dört farklı numune sıcaklığı için ters beslem $C-V$ grafiklerinden faydalanılarak elde edilen I/C^2-V değişimini göstermektedir (300K, 200K, 100K, 10K). Grafiklerden de görüldüğü gibi uygulama gerilimi ters beslem bölgesi için azaldıkça, I/C^2 azalmaktadır.

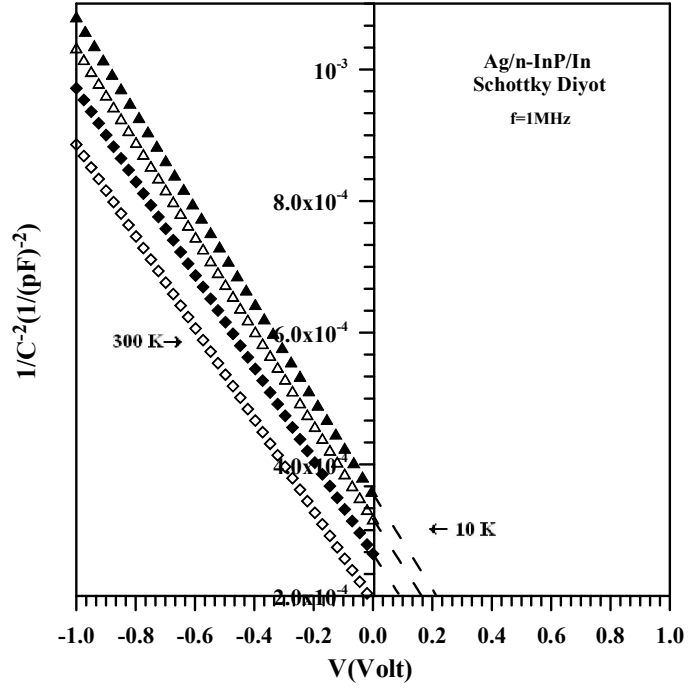
Yukarıda bahsedilen sıcaklığa bağlı $C-V$ değişimlerinin ters beslem bölgesine ait I/C^2-V grafiklerinin her sıcaklık değeri için lineer bir davranış sergiledikleri görülmektedir. Lineer olmayan değişimler arayüzey hal yoğunluğunun varlığı ile ortaya çıkan artık (excess) kapasite ile açıklanmaktadır.



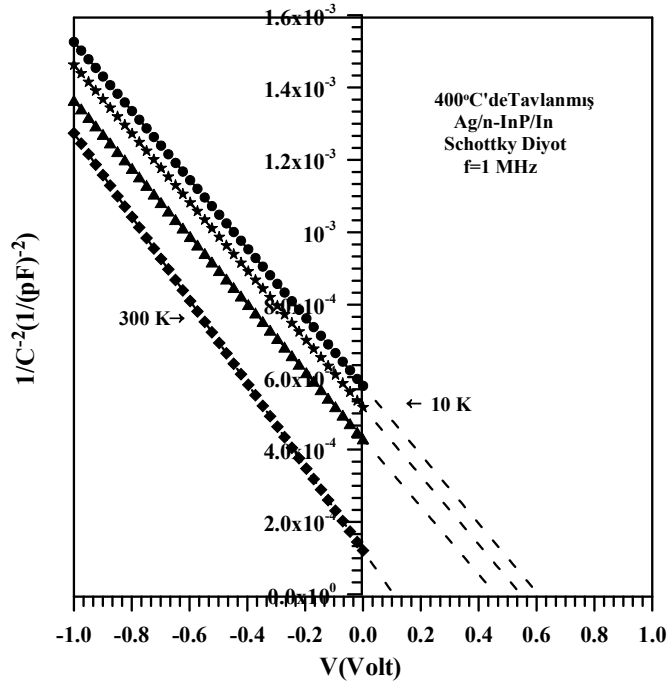
Şekil 4.18. Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği



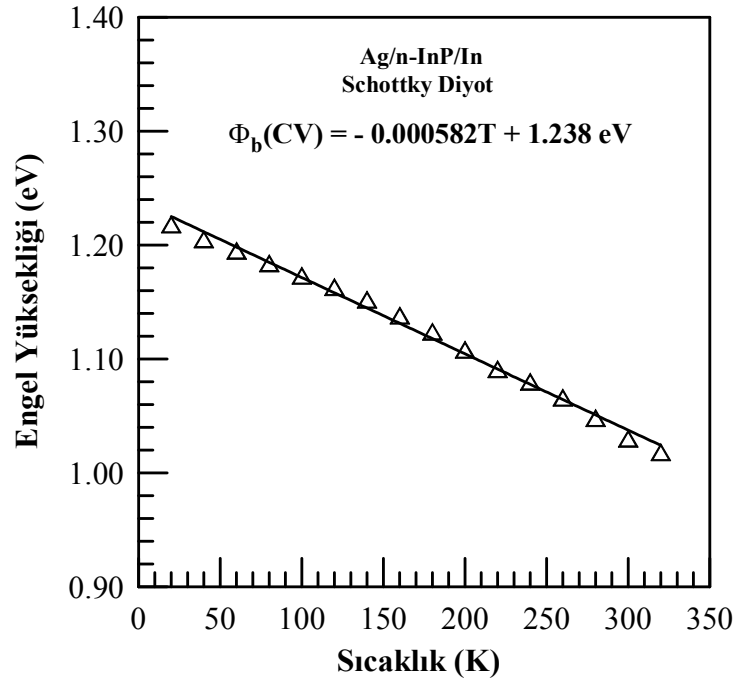
Şekil 4.19. 400°C’de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz’de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği



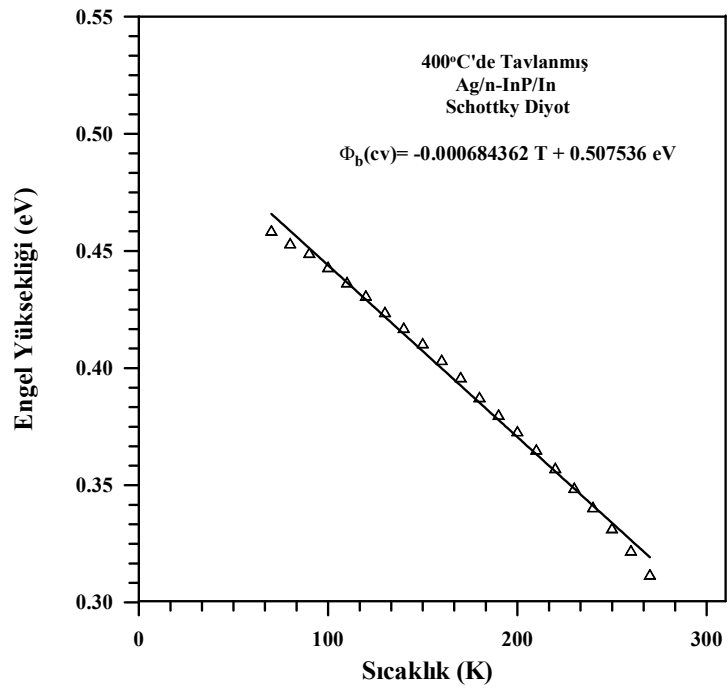
Şekil 4.20. Ag /n-InP/In Schottky diyodunun C^2 - V değişimi (300, 200, 100, 10 K)



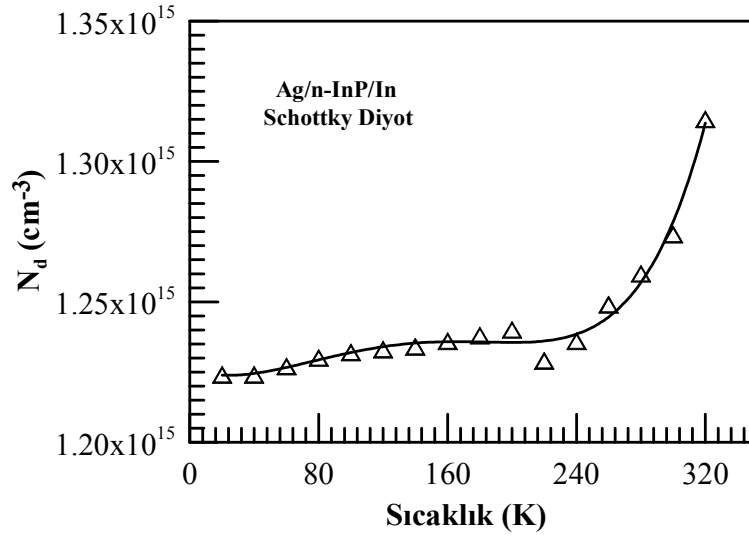
Şekil 4.21. 400°C'de tavllanmış Ag /n-InP/In Schottky diyodunun C^2 - V değişimi (300, 200, 100, 10 K)



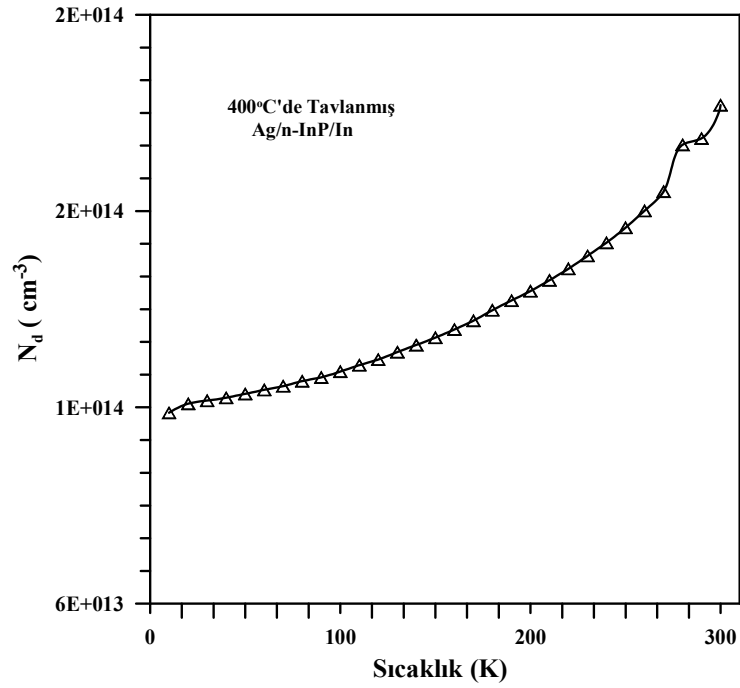
Şekil 4.22. Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.23. 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.24. Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

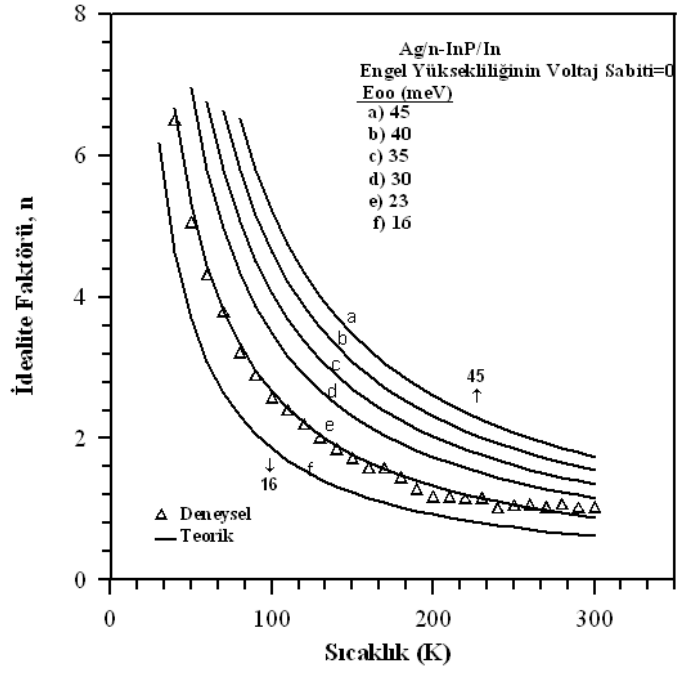


Şekil 4.25. 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun $f=1$ MHz frekansta C^2-V karakteristiklerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

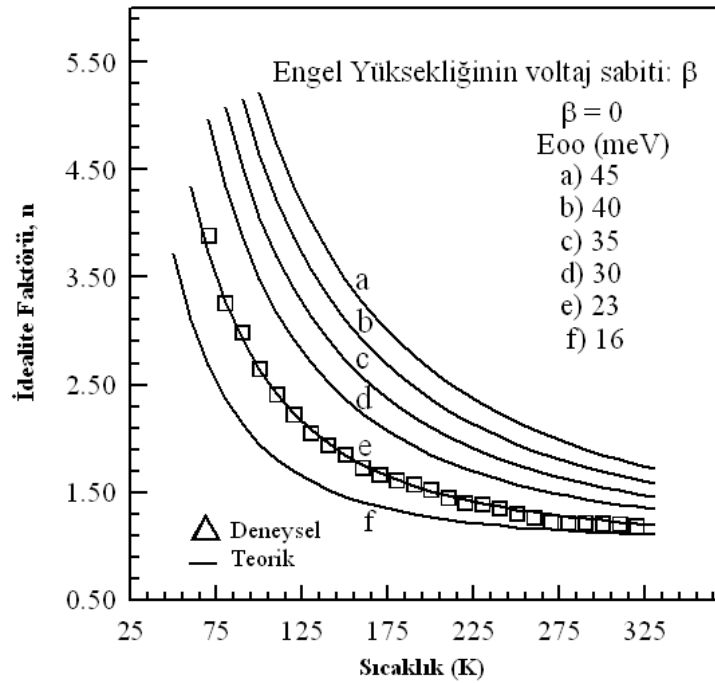
Tünellemenin uygun olduğu Schottky diyotlarda idealite faktörü için

$$n_{\text{tun}} = \frac{E_0}{kT(1-\beta)} \quad (4.22)$$

ifadesi verilir. 4.22 bağıntısı dikkate alınarak ve $\beta=0$ alınarak E_{00} 'a değerler verilerek n_{tun} değerleri elde edilmiş ve $n_{\text{tun}}-T$ grafiği çizilmiştir. Aynı zamanda tavlammamış ve 400°C 'de tavlammış Ag/n-InP/In Schottky diyotlarının $\ln(I-V)$ 'den elde edilen idealite faktörü değerleri de Şekil 4.26 ve 4.27'de verilen aynı grafik üzerinde çizilmiş ve E_{00} 'ın her iki diyot için de $E_{00}=23$ meV değeri ile uyumlu olduğu görülmüştür. E_{00} 'ın bulunan bu değerinin Cimilli vd (2008) tarafından hesaplanan tünelleme aktivasyon enerjisinin teorik değeri olan $E_{00}=0,69$ meV değeri ile karşılaştırılınca uyumlu olmadığı görülmektedir. Yaklaşık $1,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ net kirlilik konsantrasyonuna sahip olan bu InP numunedeki uzay yükü bölgesinin genişliğinden dolayı tünellemenin pek mümkün olamayacağını görmekteyiz. Bu yüzden engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını analiz etmek için inhomojen engel yüksekliği modelini kullandık. Yukarıdaki gözlemler kontak alanındaki engel yüksekliğinin iki Gaussian dağılımının varlığını göstermektedir. Ag/n-InP/In Schottky diyonu için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında 0,79 eV'luk bir engel yüksekliğinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da 0,55 eV'luk bir engel yüksekliğinin var olduğu, aynı şekilde 400°C 'de tavlammış Ag/n-InP/In Schottky diyonu için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında 0,60 eV'luk bir engel yüksekliğinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da 0,35 eV'luk bir engel yüksekliğinin var olduğu inhomojen engel yüksekliği modelinden elde edilmiştir. Metal yarıiletken kontaklarda çift Gaussian'ın varlığı inhomojenliklerin yapısına atfedilebilir. Bu, arayüzey konsantrasyonu, arayüzey kalitesi, elektriksel yükler ve stokiyometrik olmayan durumları içerebilir. Bunlar özellikle düşük sıcaklıklarda Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini önemli ölçüde etkilerler. Bu yüzden çok düşük sıcaklıklardaki $I-V$ ölçümleri kontak alanında mevcut olan engel inhomojenliklerinin tabiatının anlaşılmasına imkan sağlar.



Şekil 4.26. Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T'ye karşı değişimi



Şekil 4.27. 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T'ye karşı değişimi

Çizelge 4.1. Ag/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyonunun *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

Tavlınmamış Ag/n-InP/In Schottky diyonu								400°C’de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyonu						
Klasik Eğimden				Cheung Fonksiyonlarından				Klasik Eğimden			Cheung Fonksiyonlarından			
T(K)	I ₀ (A)	n	Φ _b (eV)	n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)	I ₀ (A)	n	Φ _b (eV)	n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
300	9.748e-04	1.068	0.371	1.009	3.195	0.466	3.204	9.868e-05	1.005	0.430	1.034	4.223	0.464	4.226
290	6.782e-04	1.018	0.366	1.043	3.243	0.449	3.263	5.212e-05	1.002	0.430	1.029	4.307	0.464	4.226
280	4.811e-04	1.027	0.360	1.036	3.254	0.435	3.273	2.772e-05	1.008	0.429	1.079	4.338	0.432	4.270
270	3.078e-04	1.013	0.356	1.097	3.319	0.416	3.344	1.466e-05	1.024	0.423	1.032	4.801	0.414	4.318
260	1.931e-04	1.034	0.351	1.068	4.259	0.402	4.264	7.063e-05	1.034	0.426	1.070	4.846	0.402	4.859
250	1.098e-04	1.021	0.348	1.099	4.261	0.386	4.265	3.000e-06	1.027	0.426	1.057	5.201	0.388	5.052
240	5.388e-05	1.001	0.347	1.093	4.300	0.371	4.309	1.209e-06	1.011	0.426	1.022	5.273	0.373	5.218
230	2.703e-05	1.011	0.345	1.103	4.313	0.355	4.318	4.974e-07	1.034	0.424	1.160	5.318	0.353	5.295
220	1.264e-05	1.020	0.343	1.148	4.323	0.338	4.326	1.80e-07	1.018	0.423	1.154	5.342	0.337	5.352
210	5.171e-06	1.005	0.342	1.189	4.349	0.321	4.358	2.984e-07	1.023	0.421	1.182	5.367	0.321	5.373
200	2.058e-06	1.016	0.339	1.200	4.366	0.305	4.380	6.350e-08	1.022	0.421	1.182	5.392	0.321	5.394
190	6.884e-07	1.005	0.339	1.242	4.369	0.288	4.382	2.265e-08	1.047	0.417	1.290	5.472	0.303	5.414
180	2.282e-07	1.006	0.336	1.274	4.411	0.272	4.419	3.086e-09	1.104	0.403	1.451	5.511	0.269	5.495
170	6.740e-08	1.007	0.334	1.391	4.437	0.254	4.457	2.045e-10	1.177	0.393	1.589	5.516	0.237	5.543
160	1.736e-08	1.006	0.331	1.546	4.496	0.237	4.520	1.836e-11	1.165	0.394	1.588	5.570	0.237	5.559
150	3.907e-09	1.013	0.328	1.700	4.533	0.220	4.542	4.884e-10	1.199	0.385	1.727	5.625	0.200	5.599
140	7.069e-10	1.004	0.325	1.755	4.869	0.205	4.878	1.103e-11	1.229	0.375	1.855	5.633	0.203	5.658

Çizelge 4.1. Ag/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri (devam)

130	1.088e-10	1.004	0.321	1.952	4.917	0.188	4.949	2.142e-12	1.258	0.365	2.013	5.633	0.187	5.659
120	1.331e-11	1.038	0.317	1.230	5.473	0.313	5.507	8.825e-13	1.355	0.345	2.205	5.667	0.171	5.677
110	2.11e-12	1.076	0.306	1.341	5.851	0.285	5.913	3.539e-13	1.466	0.323	2.403	5.705	0.155	5.698
100	9.108e-13	1.237	0.284	1.469	5.959	0.258	6.019	1.274e-13	1.585	0.301	2.583	5.740	0.1400	5.740
90	4.070e-14	1.249	0.278	1.647	5.979	0.229	6.056	1.018e-13	1.797	0.271	2.898	5.761	0.124	5.783
80	3.146e-15	1.319	0.263	1.442	6.024	0.260	6.062	5.496e-14	2.019	0.243	3.216	5.787	0.109	5.787
70	3.638e-17	1.329	0.255	1.645	6.301	0.226	6.344	4.742e-14	2.352	0.212	3.797	5.900	0.930	5.833
60	2.910e-17	1.609	0.218	1.932	6.377	0.192	6.486	4.223e-14	2.793	0.181	4.318	5.967	0.784	5.970
50	2.094e-18	1.838	0.192	2.322	6.412	0.158	6.513	1.143e-12	4.053	0.135	5.058	5.984	0.639	6.007
40	2.280e-18	2.399	0.152	2.902	7.151	0.125	7.192	9.153e-14	4.541	0.115	6.498	5.994	0.494	6.034
30	3.263e-17	2.507	0.105	3.853	7.413	0.924	7.484	7.072e-13	6.901	0.180	8.761	6.481	0.355	6.502
20	1.082e-18	3.532	0.075	5.781	7.478	0.602	7.549	3.063e-12	11.566	0.149	12.833	6.481	0.022	6.502
10	1.354e-19	6.487	0.038	11.572	7.962	0.288	8.106	2.316e-14	14.312	0.128	26.859	6.691	0.001	6.725

Çizelge 4.2. Ag/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodunun C-*V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

Tavlansmamış Ag/n-InP/In Schottky diyodu					400°C’de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodu			
T(K)	Φ_b (eV)	N_d (cm ⁻³)	E_f (eV)	V_d (eV)	Φ_b (eV)	N_d (cm ⁻³)	E_f (eV)	V_d (eV)
300	0.606	9.574e+13	0.007	0.599	0.490	1.183e+14	0.007	0.483
290	0.594	9.778e+13	0.015	0.579	0.479	1.21e+14	0.014	0.464
280	0.588	9.874e+13	0.022	0.565	0.475	1.220e+14	0.021	0.453
270	0.584	9.931e+13	0.029	0.555	0.472	1.229e+14	0.028	0.443
260	0.580	1.001e+14	0.037	0.543	0.467	1.241e+14	0.035	0.431
250	0.574	1.011e+14	0.044	0.530	0.463	1.253e+14	0.042	0.420
240	0.568	1.022e+14	0.051	0.516	0.459	1.265e+14	0.049	0.408
230	0.553	1.049e+14	0.058	0.495	0.453	1.280e+14	0.056	0.396
220	0.553	1.049e+14	0.065	0.487	0.449	1.291e+14	0.064	0.385
210	0.546	1.064e+14	0.072	0.473	0.443	1.309e+14	0.071	0.372
200	0.538	1.078e+14	0.0800	0.458	0.437	1.329e+14	0.0780	0.358
190	0.531	1.095e+14	0.087	0.443	0.431	1.346e+14	0.0849	0.346
180	0.520	1.116e+14	0.094	0.426	0.423	1.368e+14	0.091	0.332
170	0.512	1.133e+14	0.101	0.411	0.417	1.390e+14	0.098	0.318
160	0.500	1.160e+14	0.108	0.3928	0.410	1.413e+14	0.105	0.305
150	0.493	1.177e+14	0.115	0.378	0.403	1.438e+14	0.112	0.291
140	0.484	1.199e+14	0.122	0.3627	0.396	1.465e+14	0.119	0.277
130	0.476	1.22e+14	0.129	0.347	0.387	1.497e+14	0.125	0.262

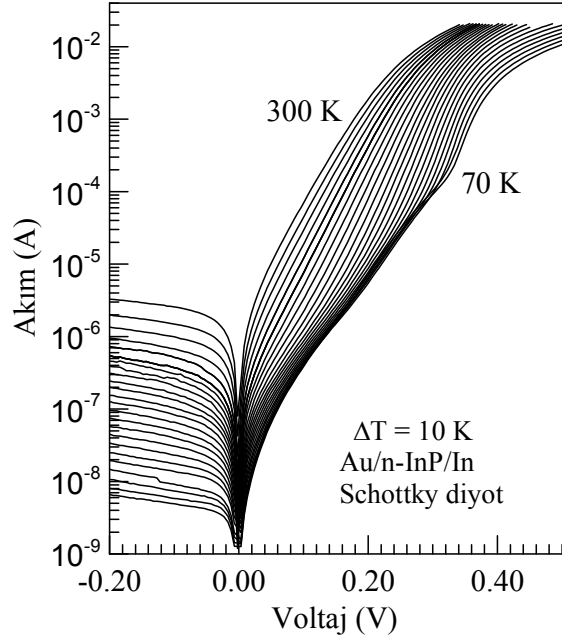
Çizelge 4.2. Ag/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavlanmış Ag/n-InP/In Schottky diyonunun *C-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri (devam)

120	0.468	1.239e+14	0.136	0.332	0.380	1.526e+14	0.132	0.247
110	0.459	1.264e+14	0.143	0.316	0.373	1.555e+14	0.139	0.234
100	0.450	1.288e+14	0.149	0.301	0.365	1.588e+14	0.145	0.219
90	0.441	1.314e+14	0.156	0.285	0.357	1.623e+14	0.152	0.205
80	0.430	1.349e+14	0.162	0.267	0.349	1.663e+14	0.158	0.190
70	0.414	1.399e+14	0.169	0.246	0.340	1.703e+14	0.165	0.175
60	0.389	1.491e+14	0.174	0.214	0.331	1.749e+14	0.171	0.160
50	0.3203	1.812e+14	0.177	0.143	0.322	1.800e+14	0.177	0.144
40	0.284	2.039e+14	0.181	0.103	0.312	1.861e+14	0.183	0.128
30	0.217	2.672e+14	0.182	0.035	0.289	2.002e+14	0.188	0.101
20	0.105	5.513e+14	0.170	0.0648	0.287	2.022e+14	0.195	0.091
10	0.044	1.319e+14	0.0213	0.0227	0.273	2.123e+14	0.200	0.072

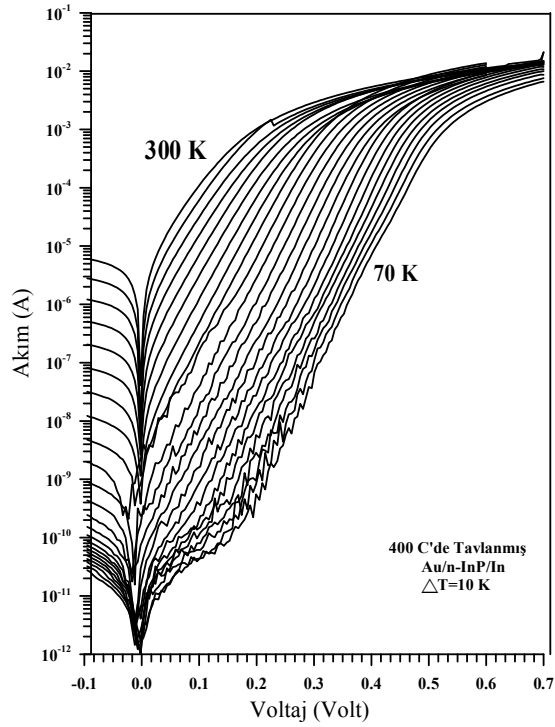
4.3. Au/n-InP/In ve 4 00°C'de Tavlanmış Au/n-InP/In Schottky Diyodunun $I-V$ ve $C-V$ Ölçülerinden Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun 300-70 K sıcaklık aralığındaki $I-V$ karakteristikleri Şekil 4.28 ve 4.29'de verilmektedir. Bu karakteristiklerden hesaplanan bazı parametreler ise Çizelge 4.3'de verilmiştir. Tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı grafikleri sırasıyla Şekil 4.30-4.31 ve 4.32'da verilmiştir. Bu grafiklerden idealite faktörü değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı engel yüksekliği değerlerinin ise artmakta olduğu görülmüştür. Her iki parametrenin de sıcaklığa kuvvetle bağlı olduğu tespit edilmiştir.

Denklem 4.3'den yararlanarak idealite faktörleri hesaplanabilir. Bu ifadedeki $dV / d(\ln I)$ değerini $I-V$ grafiğinden okuyabiliriz. $\ln I-V$ grafiği çizilirse, bu grafiğin düz beslem durumundaki lineer kısmına bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV / d(\ln I)$ bulunur. Bulunan bu değer ve diğer sabit terimler 4.3 eşitliğinde yerine yazılarak idealite faktörleri hesaplanmıştır. Diyodun sıcaklığa bağlı idealite faktörleri Çizelge 4.3'de gösterildiği üzere tavlanmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 1,02 ile 11,89 arasında değişmekteyken 400°C'de 3 dk tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 1,08 ile 3,15 arasında değişmektedir. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu vermektedir. 4.4 eşitliğinden doyma akım yoğunluğu ve 4.5 eşitliğinden de Schottky engel yüksekliği hesaplanabilir. Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu, $\ln I-V$ grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenini kestiği noktadan tespit edildi. Doyma akım yoğunlukları akım gerilim grafiğinden okunup denklem 4.3'de yerine yazılarak engel yükseklikleri bulundu. Bu grafiklerden elde edilen doyma akım yoğunluğu ve engel yüksekliği ifadeleri Çizelge 4.3'de verildi. Çizelgelerden de görüldüğü gibi engel yükseklikleri tavlanmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,52 eV ile 0,03 eV arasında değişmekteyken 400°C'de 3 dk tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,57 eV ile 0,10 eV arasında değerler almaktadır. Her iki parametrenin de sıcaklığa kuvvetle bağlı olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 4.28. Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri

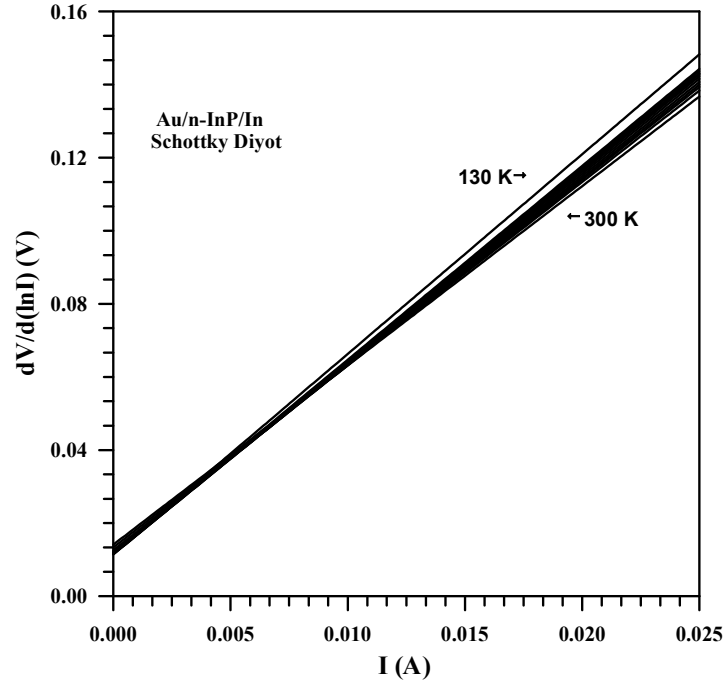


Şekil 4.29. 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri

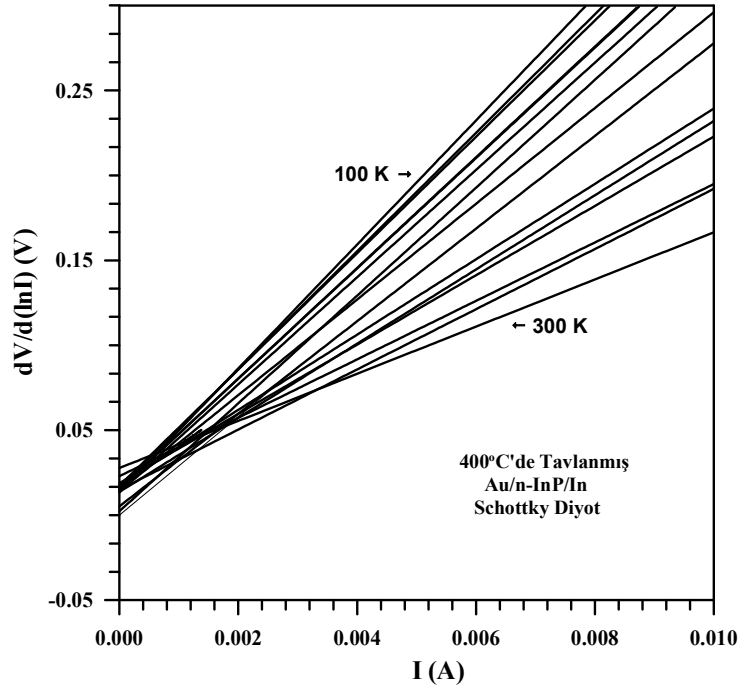
Cheung fonksiyonlarını kullanarak 4.7 denklemiyle verilen $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ya göre grafiği çizilirse bir doğru elde edilir. Bu doğrunun $I=0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü ve bu doğrunun eğiminden de seri direnç elde edilir. Diyodumuzun Cheung fonksiyonlarına ait $dV/d(\ln I)-I$ grafiği Şekil 4.30 ve 4.31'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen idealite faktörü ve seri direnç değerleri Çizelge 4.3'de verilmiştir. Diyodumuzun bu şekilde bulunan seri direnç değerleri tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyotları için 16,48-69,59 Ω arasında ve 400°C'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyotları için 3,72-12,51 Ω arasındadır.

4.8 eşitliğiyle verilen $H(I)$ 'nin I 'ya karşı grafiğini çizdiğimizde yine bir doğru elde ederiz. 4.7'den elde edilen idealite faktörü değerleri kullanılarak, $H(I)-I$ grafiğindeki doğrunun $I=0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan, diyodun engel yüksekliği değerleri elde edilebilir. Bu doğrunun eğiminden de seri direnç bulunabilir. $H(I)-I$ grafiği, Şekil 4.32 ve 4.33'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri de Çizelge 4.3'de görülmektedir. $H(I)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 16,49 Ω ile 95,15 Ω arasında ve 400°C'de 3 dk tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 5,73 Ω ile 14,41 Ω arasında değiştiği görülmektedir.

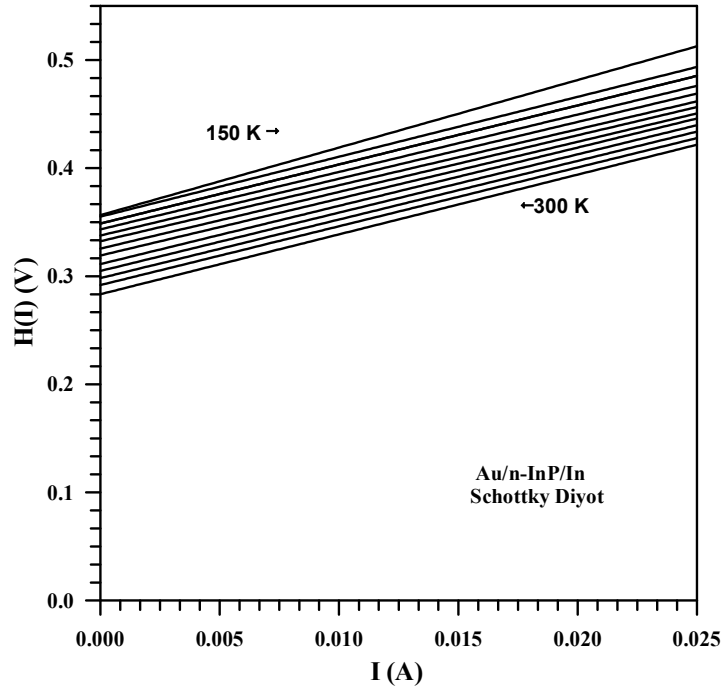
Tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyodunun idealite faktörü ile engel yüksekliğinin numune sıcaklığına bağlı değişimi Şekil 4.30'da, 400°C'de 3 dk tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi de sırasıyla Şekil 4.34 ve 4.35'de verilmiştir.



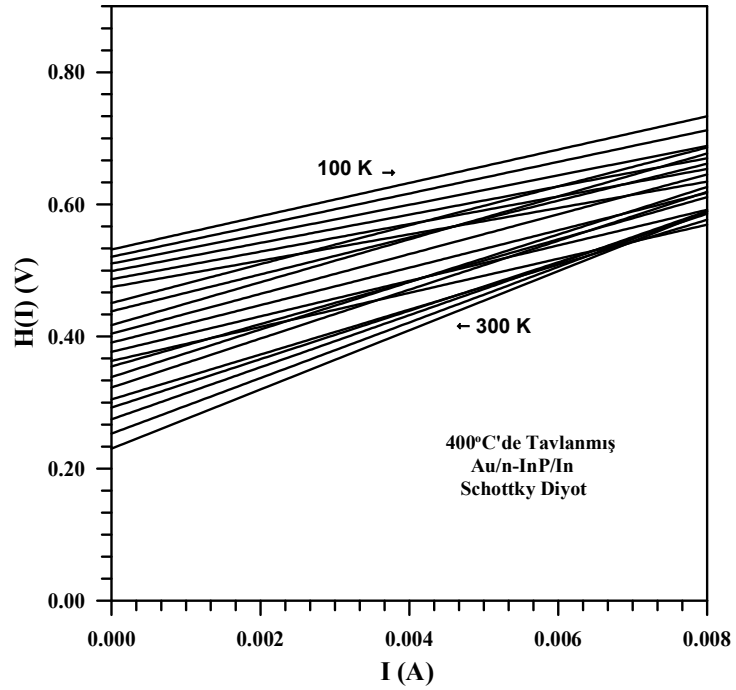
Şekil 4.30. Au/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri



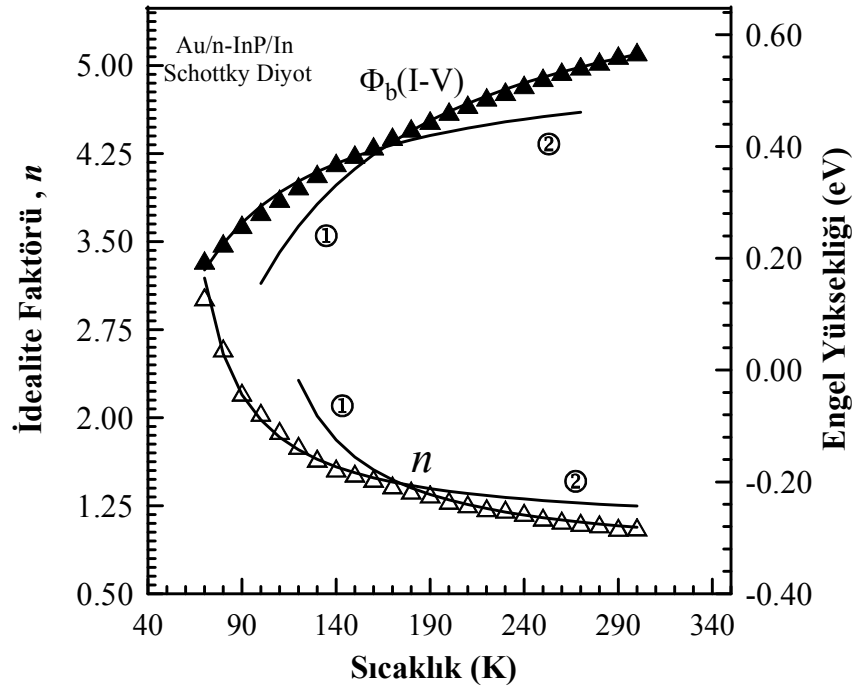
Şekil 4.31. 400°C'de tavlannış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri



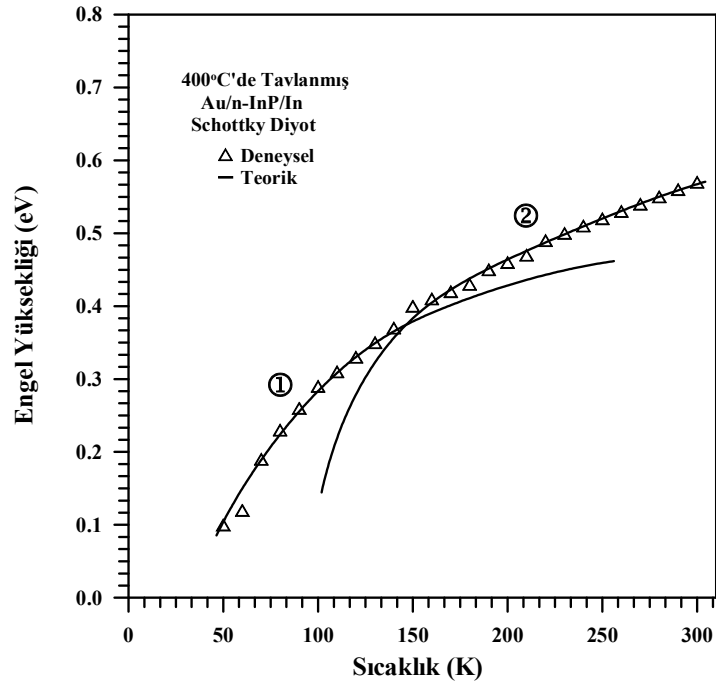
Şekil 4.32. Au/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)$ - I grafikleri



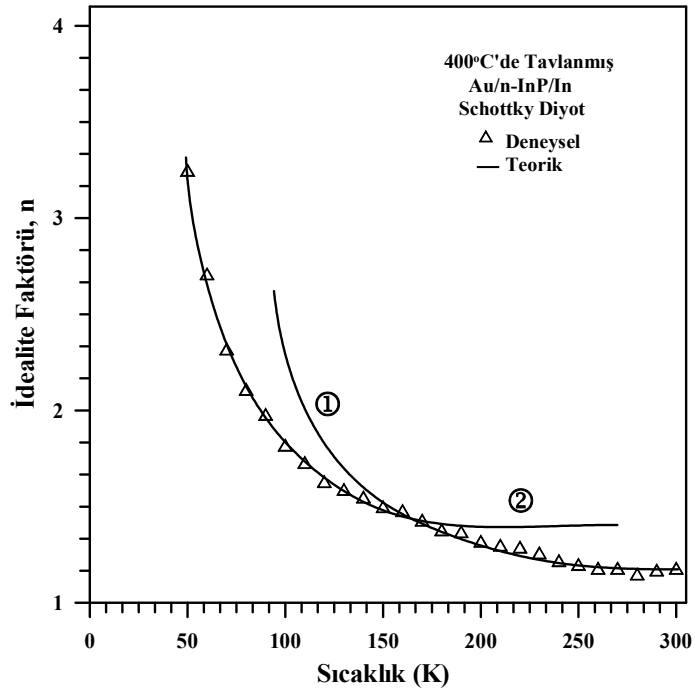
Şekil 4.33. 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)$ - I grafikleri



Şekil 4.34. Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri ve idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi



Şekil 4.35. 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi



Şekil 4.36. 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı I - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi

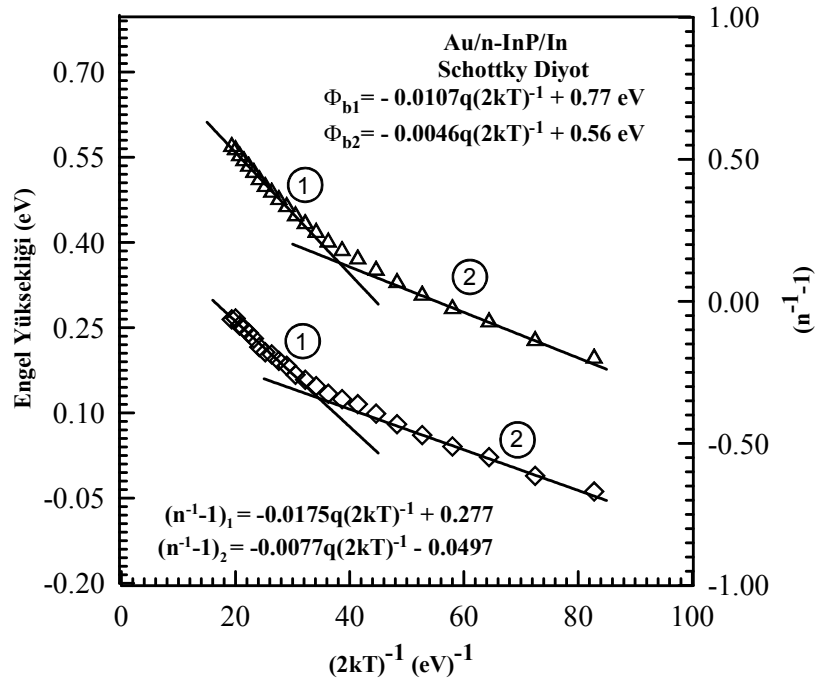
Sıfır gerilimdeki görünür engel yüksekliği Φ_{ap} ve idealite faktörü n_{ap} değerleri sırasıyla eşitlik 4.9 ve 4.10'da verilmişti. Bu ifadelerden hesaplanan idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin teorik değerleri de Şekil 4.34-4.35 ve 4.36'de deneysel değerlerle birlikte çizilmiştir ve bu teorik değerlerin düşük sıcaklıklar ve yüksek sıcaklıklar olmak üzere iki bölgeyi ifade etmesi engel inhomojenliği modeli ile uyum içerisindedir (Tung 1991, 1992, 2001; Sullivan *et al.* 1991).

4.10 eşitliği kullanılarak, Şekil 4.37-4.38'de gösterilen $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinden voltaj katsayıları Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\rho_2 = -0,018$ ve $\rho_3 = -0,008$ V olarak, 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için ise $\rho_2 = -0,013$ ve $\rho_3 = -0,006$ V olarak bulunmuştur.

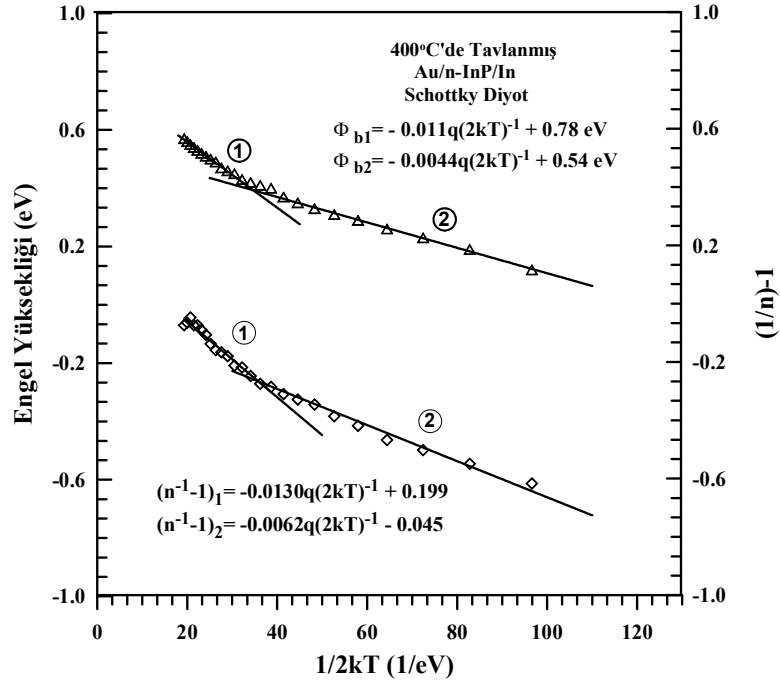
4.9 eşitliğine göre, Φ_b 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden yararlanarak 4.9 eşitliği yardımıyla ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) ve σ_0 standart sapması bulunur. Bu grafiğe fit edilen doğru denkleminde

Au/n-InP/In Schottky diyonu için $\bar{\Phi}_{b1}=0,77$ eV, $\bar{\Phi}_{b2}=0,56$ eV ve $\sigma_{01}=-0,0107$ eV, $\sigma_{02}=-0,0046$ eV olarak, 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyonu için ise $\bar{\Phi}_{b1}=0,78$ eV, $\bar{\Phi}_{b2}=0,54$ eV ve $\sigma_{01}=-0,0110$ eV, $\sigma_{02}=-0,0044$ eV olarak bulundu. Bulunan bu engel yüksekliği değerlerinin daha önce bulduğumuz değerlerle uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

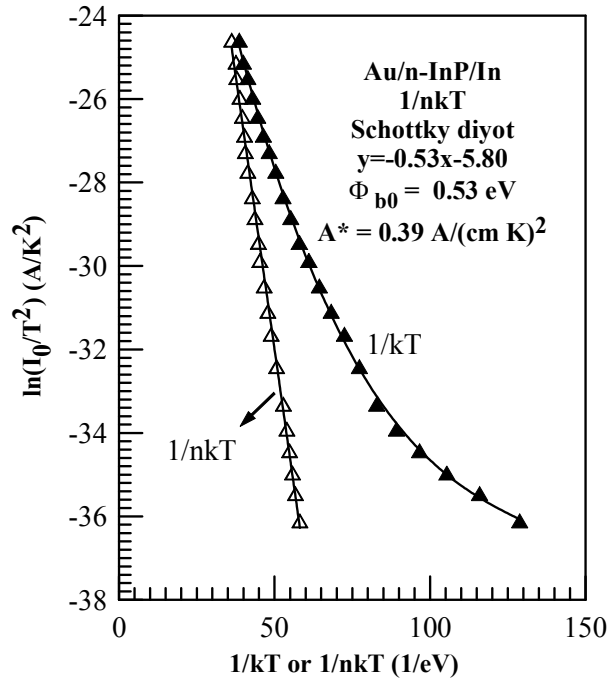
Tavlınmamış ve 400°C'de 3 dk tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyonu $I-V$ grafiğinden elde edilen $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı çizilen grafikleri Şekil 4.39 ve 4.40'da verilmiştir. Buradan, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1/nkT$ 'ye göre değişiminden sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{b0}) değeri tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyonu için 0.53 eV olarak ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyonu için ise 0.75 eV olarak bulunmuştur.



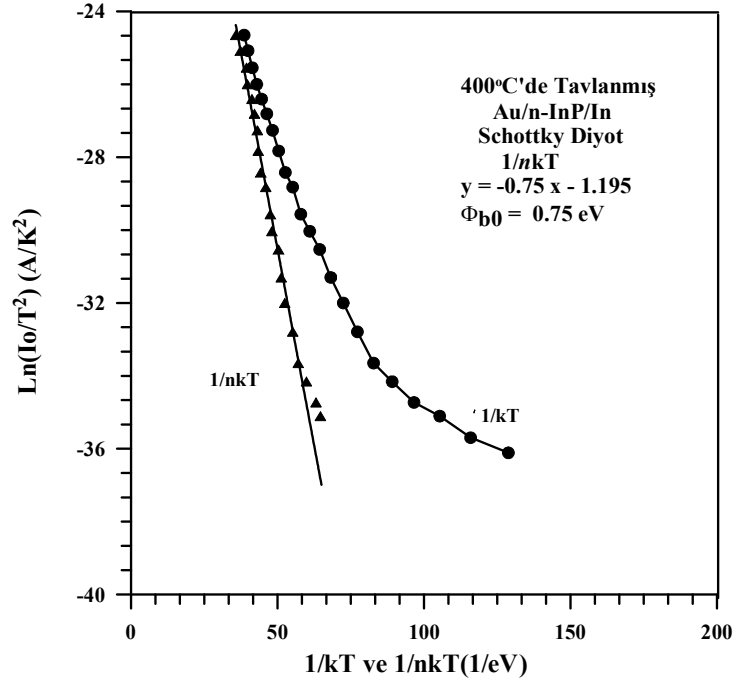
Şekil 4.37. Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ 'nin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi



Şekil 4.38. 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ 'nin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi

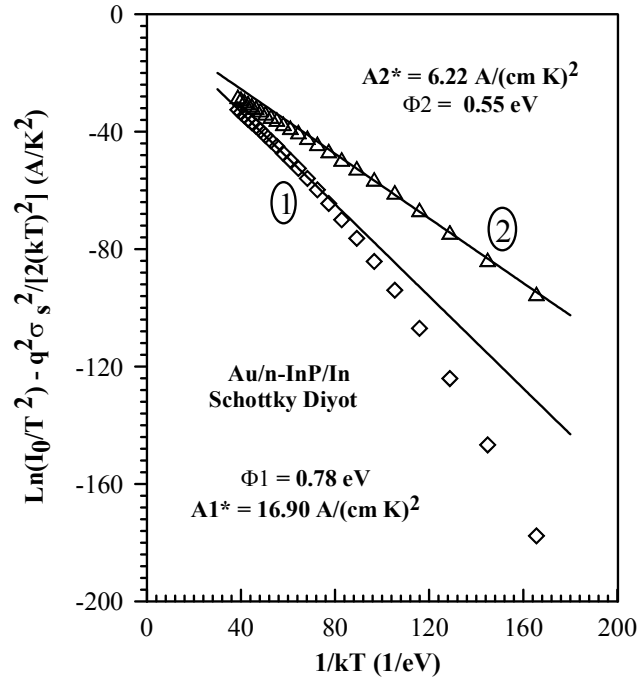


Şekil 4.39. Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı değişimi

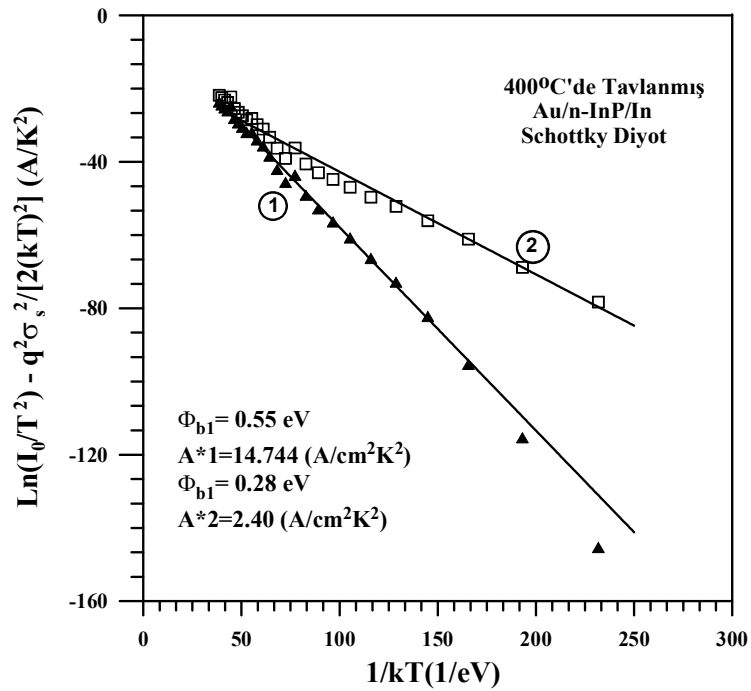


Şekil 4.40. 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ ve $1/nkT$ 'ye karşı değişimi

4.12 eşitliği ve deneysel I_0 değerleri kullanılarak $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ modifiye edilmiş aktivasyon enerji grafiğini tavlınmamış ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In diyodu için grafiği çizilmiş ve Şekil 41-42'da verilmiştir. Bu grafiğin eğimi doğrudan $\overline{\Phi_{b0}}$ 'ı vermektedir. Buradan bulunan ortalama engel yüksekliği değerleri sırasıyla Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0 1}}=0,78$ ve $\overline{\Phi_{b0 2}}=0,55$ eV, 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0 1}}=0,55$ ve $\overline{\Phi_{b0 2}}=0,28$ eV değerlerini almaktadır. Yine bu grafiğe yapılan fit denklemi kullanılarak Richardson sabiti değerleri sırasıyla Au/n-InP/In Schottky diyodu için $A^*_1=16,90$ ve $A^*_2=6,22$, 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $A^*_1=14,74$ ve $A^*_2=2,40 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ olarak bulunmuştur. Richardson eğrilerinin sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir.



Şekil 41. Au/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / (2k^2 T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi



Şekil 42. 400°C'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / (2k^2 T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

Au/n-InP/In Schottky diyodu için $C-V$ ölçümleri (10K-300K) sıcaklık aralığında, 1 MHz frekansta, -1 V ve 0 V aralığında, HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapıldı. Numune sıcaklığı sürekli copper-constantan termokapıl ve lakeshore 321 auto-tuning temperature controller ile ± 0.1 K hassasiyetle takip edildi.

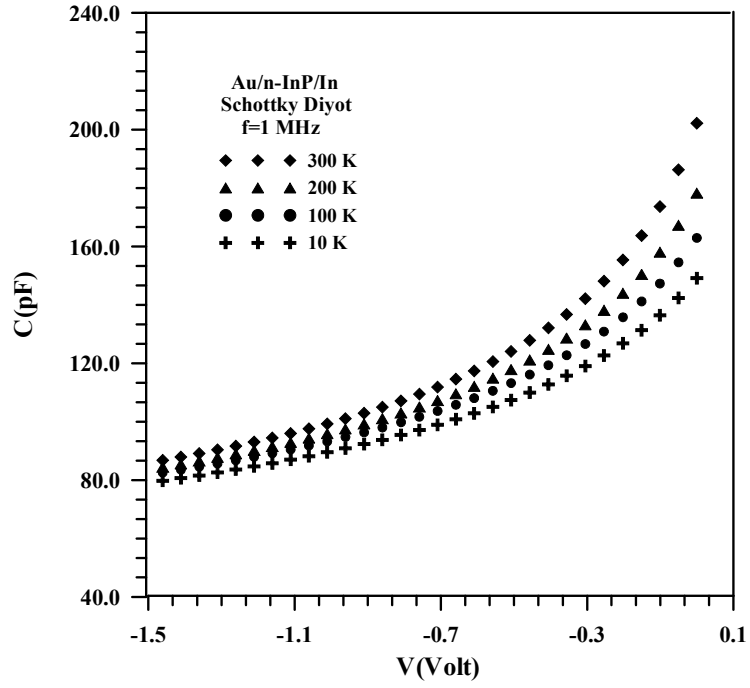
Şekil 4.43-4.44, tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diodunun dört farklı numune sıcaklığı için 1 MHz frekanstaki ters beslem $C-V$ değişimini göstermektedir (300K, 200K, 100K, 10K). Ters beslem uygulama gerilimi arttıkça, kapasite hızlı bir şekilde azalmaktadır. Şekil 4.45-4.47, tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diodunun dört farklı numune sıcaklığı için ters beslem $C-V$ grafiklerinden faydalanılarak elde edilen $1/C^2-V$ değişimini göstermektedir (300K, 200K, 100K, 10K). Grafiklerden de görüldüğü gibi uygulama gerilimi, ters beslem bölgesi için, azaldıkça, $1/C^2$ azalmaktadır.

$(C^{-2} - V)$ grafiğı 4.14 eşitliğı kullanılarak çizildiğinde yapılacak uygun lineer fit ile $C^2=0$ için $V_d=-V$ olur. Dolayısı ile difüzyon potansiyeli elde edilmiş olur. Bu grafiklerden yararlanılarak tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için farklı sıcaklıklarda bulunan difüzyon potansiyelleri Çizelge 4.4'de verilmiştir.

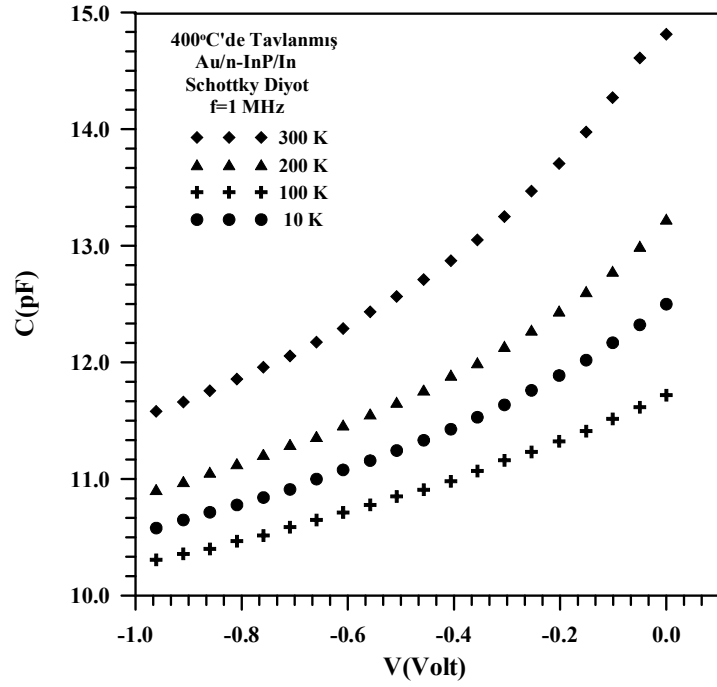
C^2-V grafiğindeki lineer kısmın eğimi $d(C^2)/dV$ 'yi verir. Eğim değerleri bulunduktan sonra 4.16 ifadesinde yerine yazılarak her bir sıcaklık için N_d taşıyıcı konsantrasyonları elde edildi. Tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için (C^2-V) grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları, Çizelge 4.4'de verilmiştir. N_d 'nin bu değerlerinin tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $8,764 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ile $1,469 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ arasında ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $2,522 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $4,401 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında değiştiğı görülmektedir. Bütün sıcaklıklar için elde edilen N_d taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin N_c 'den küçük oldukları gözlemlendi. Yine tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $(C-V)$ ve (C^2-V) grafikleri sırasıyla Şekil 4.43-4.44 ve 4.45-4.46'da verilmiştir. Ayrıca tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky dioduna ait engel

yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.47-4.48'de, taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri de Şekil 4.49-4.50'de verilmiştir.

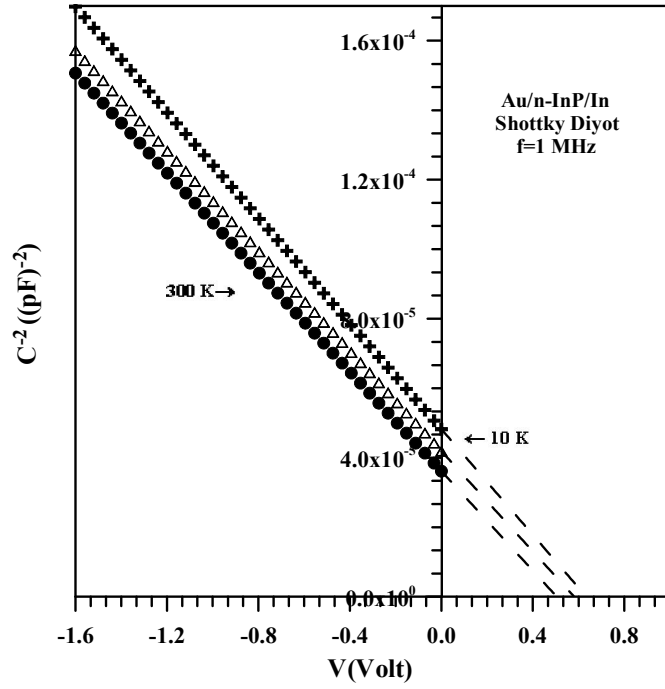
Tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait Fermi enerji seviyesi değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir. E_f 'nin hesaplanan bu değerlerinin tavlanmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,043 eV ile 0,001 eV arasında ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,007 eV ile 0,210 eV arasında olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca $C-V$ grafiğinden engel yükseklikleri, her diyot için ayrı ayrı fit edilen C^2-V grafiklerinin V eksenini kestiği noktalar tespit edilip $V_d - \frac{kT}{e}$ değerleri elde edildi ve eğiminden elde edilen donör yoğunluğu kullanılarak iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki fark hesaplanarak engel yükseklikleri bulundu. Aynı şekilde tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyotlarına ait ($C-V$ ölçümlerinden elde edilen) engel yükseklikleri değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir. Buradaki n değeri, $I-V$ grafiklerinden elde edilen idealite faktörüdür. Bu bağıntıdan hesaplanan engel yükseklikleri tavlanmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,546 eV ile 0,271 eV arasında ve 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0.662 eV ile 0,395 eV arasındadır.



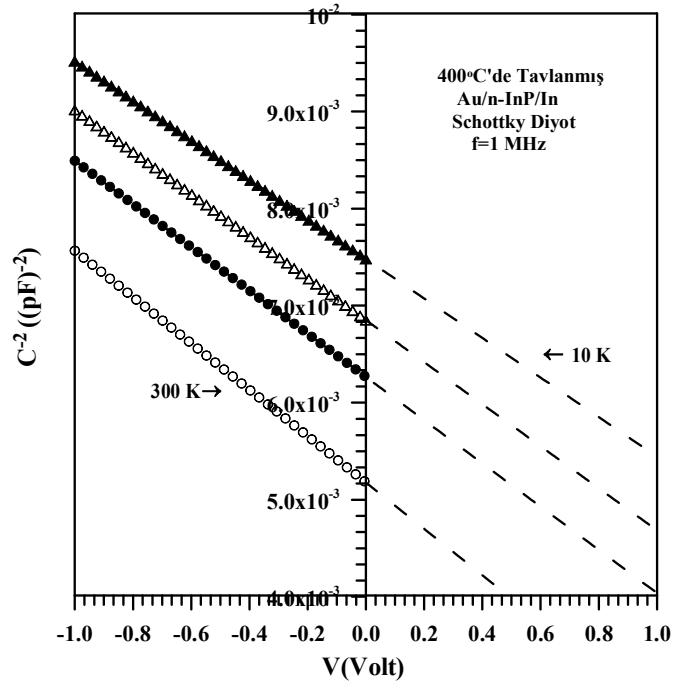
Şekil 4.43. Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği



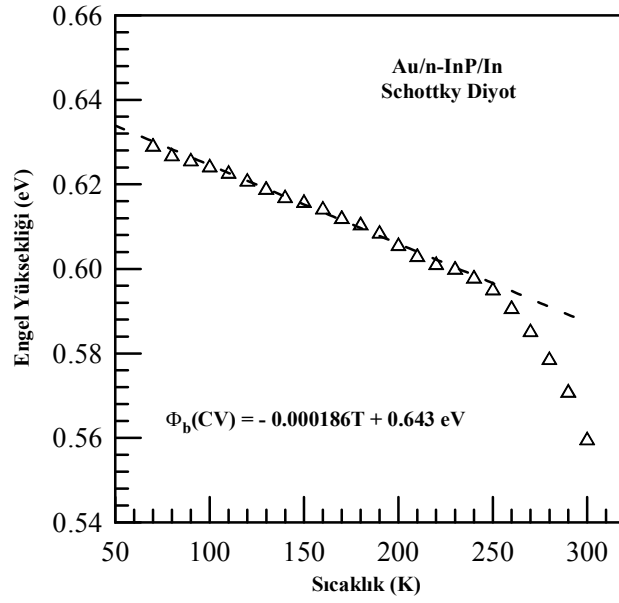
Şekil 4.44. 400 C'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği



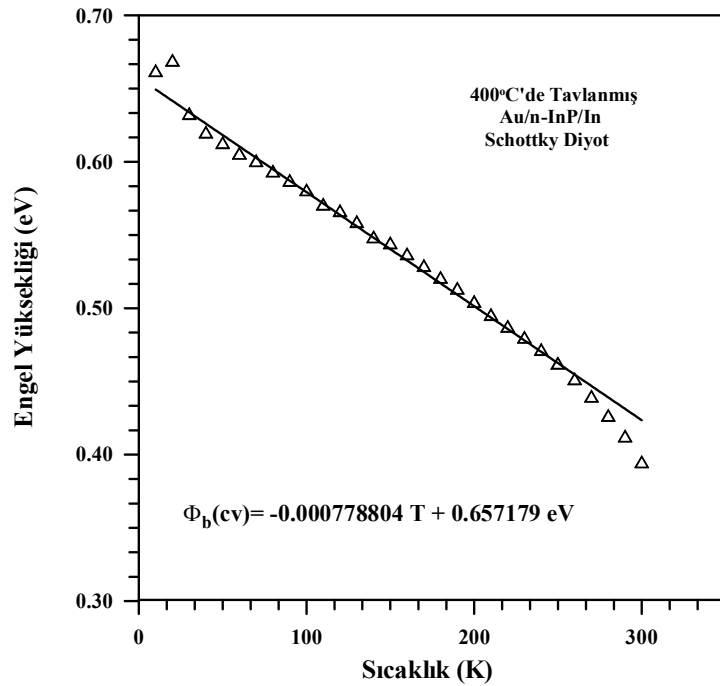
Şekil 4.45. Au/n-InP/In Schottky diyodunun $C^{-2}-V$ değişimi (300, 200, 100, 10 K)



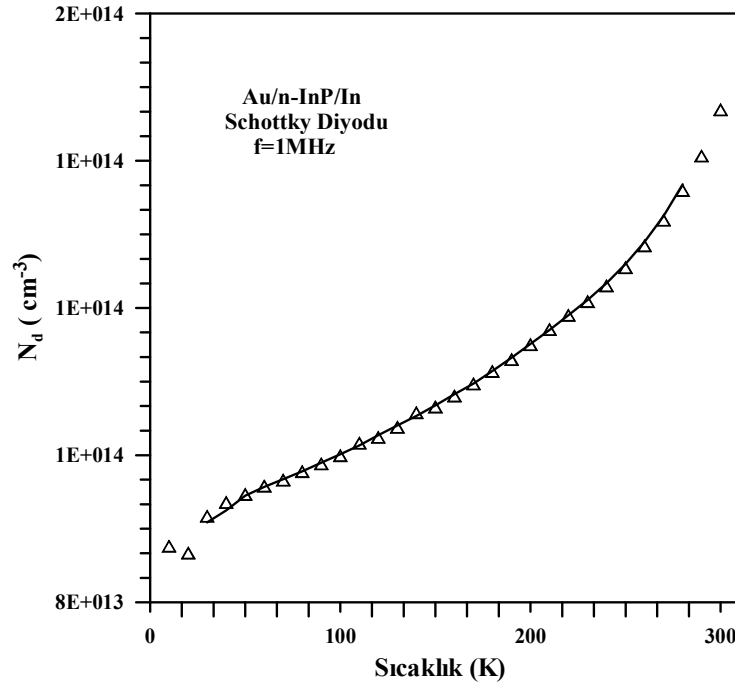
Şekil 4.46. 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $C^{-2}-V$ değişimi (300, 200, 100, 10 K)



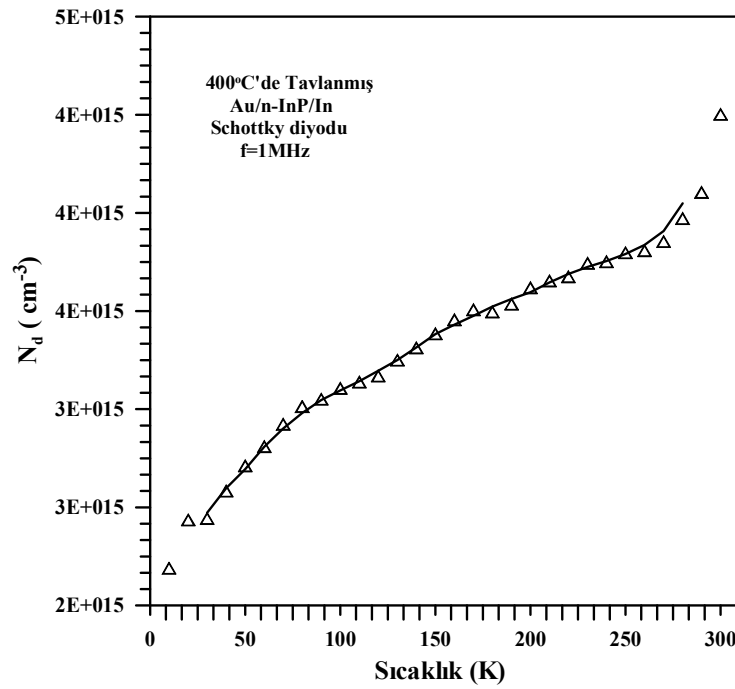
Şekil 4.47. Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.48. 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^2-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

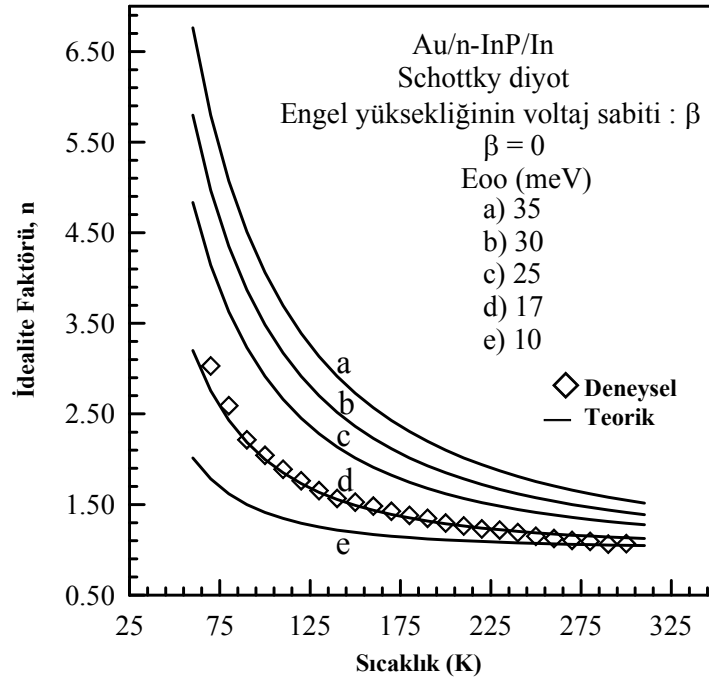


Şekil 4.49. Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^{-2} - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

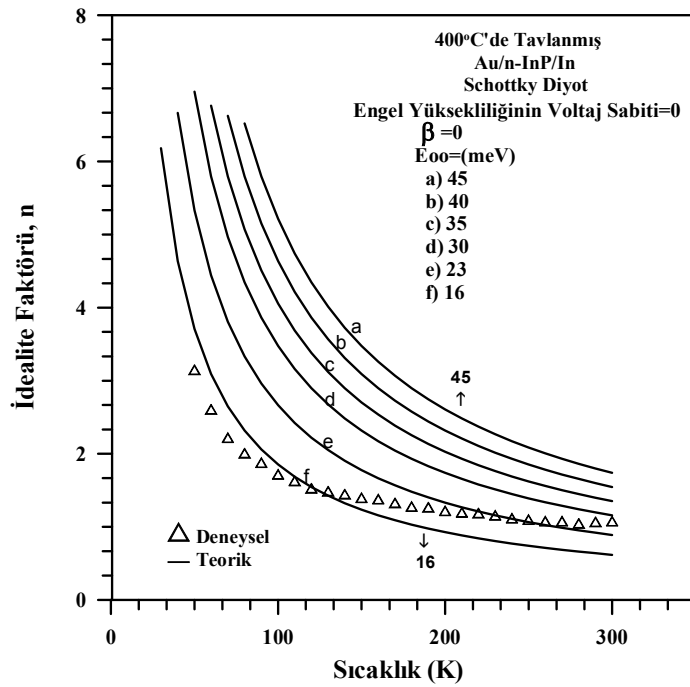


Şekil 4.50. 400°C'de tavlanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C^{-2} - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

Tünellemenin uygun olduğu Schottky diyotlarda idealite faktörü için 4.22 bağıntısı dikkate alınarak ve $\beta=0$ alınarak E_{00} 'a değerler verilerek n_{tun} değerleri elde edilmiş ve $n_{\text{tun}}-T$ grafiği çizilmiştir. Aynı zamanda tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun $\ln I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörü değerleri de Şekil 4.51 ve 4.52'de verilen aynı grafik üzerinde çizilmiş ve E_{00} 'ın her iki diyot için de $E_{00}=23$ meV değeri ile uyumlu olduğu görülmüştür. E_{00} 'ın bulunan bu değerinin Cimilli vd (2008) tarafından hesaplanan tünelleme aktivasyon enerjisinin teorik değeri olan $E_{00}=0.69$ meV değeri ile karşılaştırılınca uyumlu olmadığı görülmektedir. Bu yüzden, bu Au/n-InP/In numunedeki uzay yükü bölgesinin genişliğinden dolayı tünellemenin pek mümkün olamayacağını görmekteyiz. Bu yüzden engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını analiz etmek için inhomojen engel yüksekliği modelini kullandık. Yukarıdaki gözlemler kontak alanındaki engel yüksekliğinin iki Gaussian dağılımının varlığını göstermektedir. Au/n-InP/In Schottky diyodu için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında 0,55 eV'luk bir engel yüksekliğinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da 0,78 eV'luk bir engel yüksekliğinin var olduğu, aynı şekilde 400°C 'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında 0,28 eV'luk bir engel yüksekliğinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da 0,55 eV'luk bir engel yüksekliğinin var olduğu inhomojen engel yüksekliği modelinden elde edilmiştir. Metal yarıiletken kontaklarda çift Gaussian'ın varlığı inhomojenliklerin yapısına atfedilebilir.



Şekil 4.51. Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T'ye karşı değişimi



Şekil 4.52. 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T'ye karşı değişimi

Çizelge 4.3. Au/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C’de 3 dk tavlansın Au/n-InP/In Schottky diyodunun *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

Tavlansın Au/n-InP/In Schottky diyodu								400°C’de tavlansın Au/n-InP/In Schottky diyodu						
	Klasik Eğimden			Cheung Fonksiyonlarından				Klasik Eğimden			Cheung Fonksiyonlarından			
T(K)	I ₀ (A)	n	Φ _b (eV)	n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)	I ₀ (A)	n	Φ _b (eV)	n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
300	3.399e-06	1.016	0.517	1.198	16.482	0.548	16.485	1.77e-06	1.008	0.57	1.15	3.724	0.56	5.732
290	1.637e-06	1.016	0.517	1.212	16.680	0.545	16.730	1.08e-06	1.07	0.56	1.14	3.729	0.56	5.602
280	7.496e-07	1.020	0.515	1.203	16.902	0.545	16.929	6.30e-07	1.05	0.55	1.14	3.762	0.55	5.517
270	3.525e-07	1.023	0.513	1.209	16.980	0.543	16.999	3.72e-07	1.08	0.54	1.15	3.767	0.54	5.440
260	1.629e-07	1.097	0.509	1.208	17.010	0.542	17.029	2.30e-07	1.08	0.53	1.12	3.770	0.53	5.360
250	6.702e-08	1.117	0.507	1.236	18.617	0.536	18.655	1.42e-07	1.10	0.52	1.15	3.794	0.53	5.321
240	2.252e-08	1.129	0.508	1.206	20.903	0.538	20.924	8.32e-08	1.12	0.51	1.17	3.811	0.52	5.238
230	6.609e-09	1.118	0.509	1.197	21.069	0.538	21.414	4.34e-08	1.16	0.50	1.16	3.844	0.51	5.179
220	2.387e-09	1.139	0.505	1.223	22.042	0.532	22.316	2.20e-08	1.19	0.49	1.17	3.862	0.50	5.108
210	5.705e-10	1.186	0.506	1.185	23.182	0.535	23.354	1.34e-08	1.20	0.47	1.16	3.907	0.49	5.024
200	2.085e-10	1.233	0.498	1.187	23.819	0.534	24.083	5.78e-09	1.22	0.46	1.18	3.916	0.48	5.010
190	6.167e-11	1.265	0.491	1.257	24.017	0.519	24.097	3.27e-09	1.27	0.45	1.19	3.936	0.47	5.006
180	1.244e-11	1.265	0.488	1.277	24.092	0.512	24.278	1.78e-09	1.28	0.43	1.18	3.937	0.47	5.182
170	3.387e-12	1.307	0.476	1.289	24.207	0.505	24.732	7.37e-10	1.33	0.42	1.20	4.007	0.46	5.253
160	1.182e-12	1.370	0.463	1.381	25.231	0.484	25.547	3.24e-10	1.38	0.41	1.18	4.303	0.45	5.550
150	1.580e-12	1.371	0.458	1.419	25.937	0.473	26.151	1.29e-10	1.40	0.40	1.10	4.811	0.46	6.082
140	4.385e-13	1.618	0.414	1.500	26.024	0.453	26.160	4.77e-11	1.45	0.37	1.19	4.814	0.43	6.810

Çizelge 4.3. Au/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavlannış Au/n-InP/In Schottky diyonunun *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri (devam)

130	1.119e-13	1.692	0.398	1.631	26.181	0.416	26.266	2.47e-11	1.49	0.35	1.09	5.971	0.45	7.614
120	8.645e-14	1.864	0.388	1.752	26.983	0.385	27.188	1.19e-11	1.53	0.33	1.00	7.014	0.47	8.427
110	1.206e-14	1.790	0.355	1.915	27.888	0.350	27.963	6.87e-12	1.63	0.31	1.21	7.346	0.40	9.195
100	1.104e-13	2.388	0.302	2.154	28.297	0.335	28.705	3.14e-12	1.72	0.29	1.20	8.601	0.40	9.980
90	2.270e-15	2.197	0.300	2.270	30.790	0.316	30.208	1.68e-12	1.88	0.26	1.11	10.110	0.41	10.481
80	2.715e-15	2.578	0.264	2.514	31.239	0.287	31.369	2.93e-12	2.01	0.23	1.67	10.615	0.30	11.221
70	6.939e-15	3.179	0.223	2.987	35.091	0.247	35.129	5.41e-11	2.22	0.19	1.84	11.409	0.27	12.238
60	7.784e-16	3.3995	0.201	3.434	36.075	0.216	36.294	1.82e-08	2.61	0.12	3.67	11.589	0.16	13.245
50	9.857e-15	4.771	0.155	4.632	36.936	0.167	37.381	2.62e-08	3.15	0.10	4.28	12.505	0.14	14.405
40	7.302e-17	4.800	0.139	6.055	43.960	0.167	55.671							
30	8.788e-17	6.689	0.102	8.619	55.626	0.094	56.412							
20	8.837e-17	10.010	0.067	12.85	56.414	0.061	71.233							
10	9.271e-18	11.897	0.034	33.36	69.594	0.026	95.148							

Çizelge 4.4. Au/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun C-*V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

Tavlansmamış Au/n-InP/In Schottky Diyodu					400°C’de Tavlansmış Au/n-InP/In Schottky diyodu			
T(K)	Φ_b (eV)	N_d (cm ⁻³)	E_f (eV)	V_d (eV)	Φ_b (eV)	N_d (cm ⁻³)	E_f (eV)	V_d (eV)
300	0.546	8.764e+13	0.0425	0.503	0.662	2.552e+15	0.007	0.654
290	0.514	8.671e+13	0.042	0.471	0.669	2.748e+15	0.014	0.654
280	0.510	9.169e+13	0.041	0.468	0.632	2.755e+15	0.022	0.610
270	0.492	9.357e+13	0.041	0.451	0.620	2.866e+15	0.029	0.590
260	0.477	9.467e+13	0.040	0.436	0.613	2.969e+15	0.036	0.576
250	0.464	9.580e+13	0.039	0.425	0.605	3.047e+15	0.044	0.561
240	0.451	9.661e+13	0.038	0.413	0.600	3.138e+15	0.051	0.549
230	0.440	9.777e+13	0.037	0.403	0.593	3.211e+15	0.058	0.534
220	0.434	9.882e+13	0.035	0.399	0.5873	3.240e+15	0.0661	0.521
210	0.427	9.99e+13	0.034	0.392	0.5808	3.285e+15	0.073	0.507
200	0.421	1.016e+14	0.032	0.388	0.571	3.310e+15	0.080	0.490
190	0.415	1.024e+14	0.031	0.3842	0.566	3.335e+15	0.087	0.478
180	0.406	1.037e+14	0.029	0.376	0.559	3.400e+15	0.094	0.464
170	0.398	1.057e+14	0.028	0.369	0.548	3.450e+15	0.102	0.446
160	0.389	1.065e+14	0.027	0.362	0.544	3.507e+15	0.109	0.435
150	0.381	1.080e+14	0.025	0.355	0.537	3.564+18	0.116	0.420
140	0.374	1.096e+14	0.024	0.350	0.529	3.606e+15	0.123	0.405
130	0.371	1.113e+14	0.022	0.3496	0.521	3.596e+15	0.1303	0.390

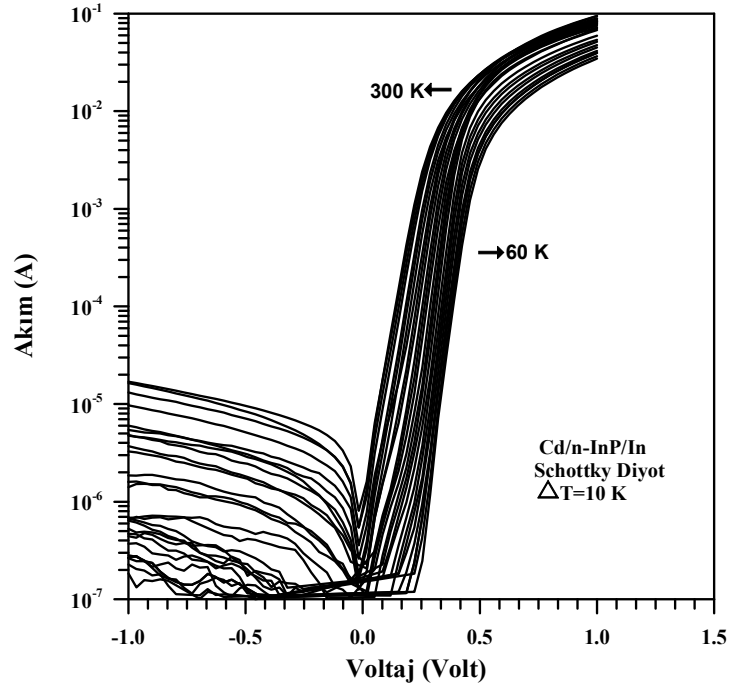
Çizelge 4.4. Au/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C'de 3 dk tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodunun *C-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri (devam)

120	0.365	1.130e+14	0.020	0.345	0.513	3.628e+15	0.137	0.3762
110	0.356	1.150e+14	0.019	0.337	0.504	3.694e+15	0.144	0.360
100	0.351	1.170e+14	0.017	0.333	0.495	3.722e+15	0.151	0.344
90	0.346	1.190e+14	0.015	0.332	0.487	3.738e+15	0.158	0.329
80	0.338	1.208e+14	0.014	0.325	0.480	3.797e+15	0.164	0.315
70	0.334	1.230e+14	0.012	0.322	0.471	3.801e+15	0.171	0.300
60	0.328	1.254e+14	0.010	0.317	0.462	3.837e+15	0.178	0.284
50	0.323	1.284e+14	0.008	0.314	0.451	3.846e+15	0.185	0.266
40	0.317	1.31e+14	0.007	0.310	0.439	3.883e+15	0.191	0.248
30	0.306	1.35e+14	0.005	0.301	0.426	3.977e+15	0.197	0.228
20	0.295	1.40e+14	0.003	0.291	0.412	4.084e+15	0.204	0.208
10	0.271	1.469e+14	0.001	0.269	0.395	4.401e+15	0.210	0.184

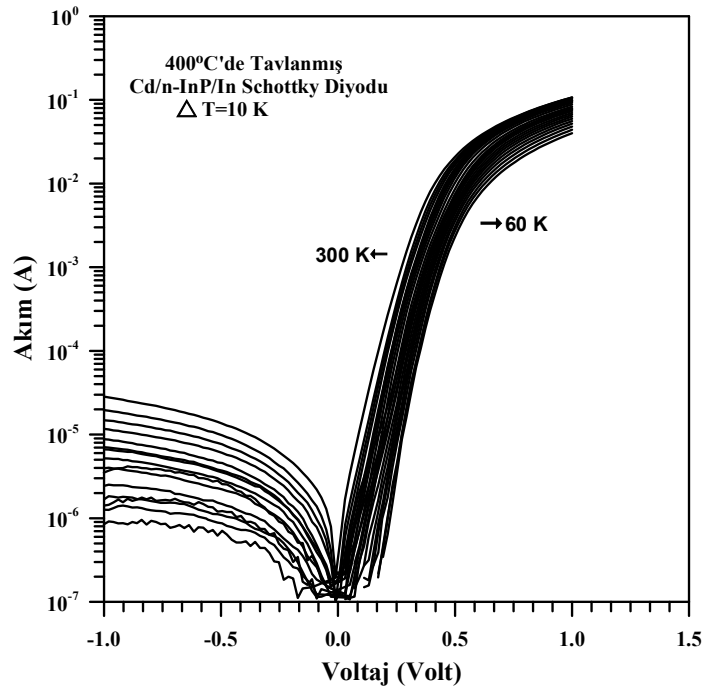
4.4. Cd/n-InP/In ve 400°C'de Tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky Diyodunun $I-V$ ve $C-V$ Ölçülerinden Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait tavlanmadan önce ve 400°C'de 3 dakika tavlandıktan sonra 300-60K sıcaklık aralığında alınan doğru beslem ve ters beslem $I-V$ karakteristikleri Şekil 4.53-4.54'de verilmektedir. Bu karakteristiklerden hesaplanan bazı parametreler ise Çizelge 4.5'de verilmiştir.

Daha önce iki numunede yapılan hesaplamalarda olduğu gibi, 4.3. eşitliğini kullanarak idealite faktörleri hesaplanabilir. Bu ifadedeki $dV / d(\ln I)$ değerini $I-V$ grafiğinden okuyabiliriz. $\ln I-V$ grafiği çizilirse, bu grafiğin düz beslem durumundaki lineer kısmına bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV / d(\ln I)$ bulunur. Bulunan bu değer ve diğer sabit terimler 4.3 eşitliğinde yerine yazılarak idealite faktörleri hesaplanmıştır. Diyodun numune sıcaklığına bağlı idealite faktörleri Çizelge 4.5'de gösterildiği üzere tavlanmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 1,074 ile 9,074 arasında değişmekteyken 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 1,046 ile 9,147 arasında değişmektedir. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. 4.4 eşitliğinden doyma akım yoğunluğu ve 4.5 eşitliğinden de Schottky engel yüksekliği hesaplanabilir. Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu, $\ln I-V$ grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenini kestiği noktadan tespit edildi. Doyma akım yoğunlukları akım gerilim grafiğinden okunup yerine yazılarak engel yükseklikleri bulundu. Bu grafiklerden elde edilen doyma akım yoğunluğu ve engel yüksekliği ifadeleri Çizelge 4.5'de verildi. Çizelgelerden de görüldüğü gibi engel yükseklikleri tavlanmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0.634 eV ile 0,155 eV arasında değişmekteyken 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,640eV ile 0,146 eV arasında değerler almaktadır. Her iki parametrenin de numune sıcaklığına kuvvetle bağlı olduğu tespit edilmiştir.



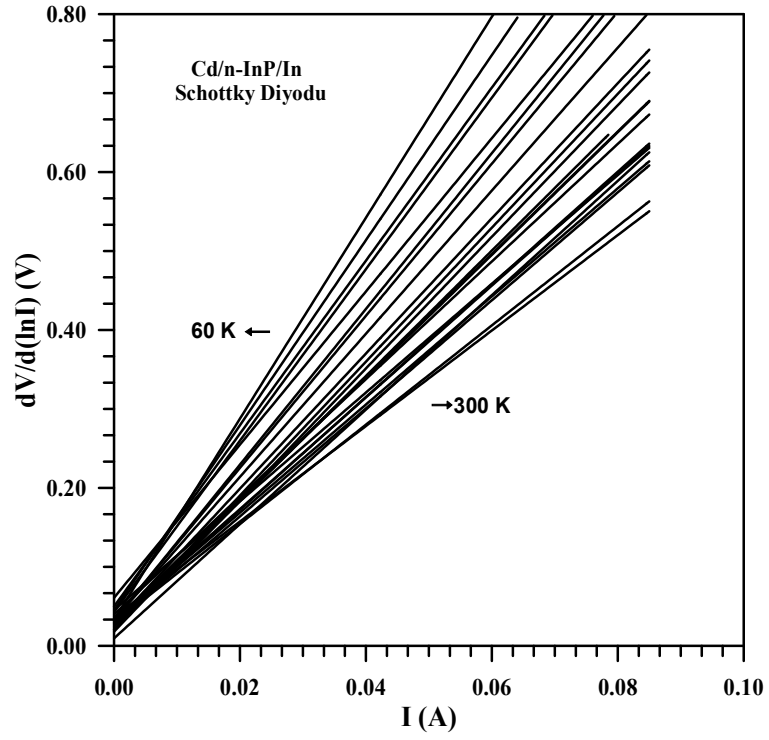
Şekil 4.53. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri



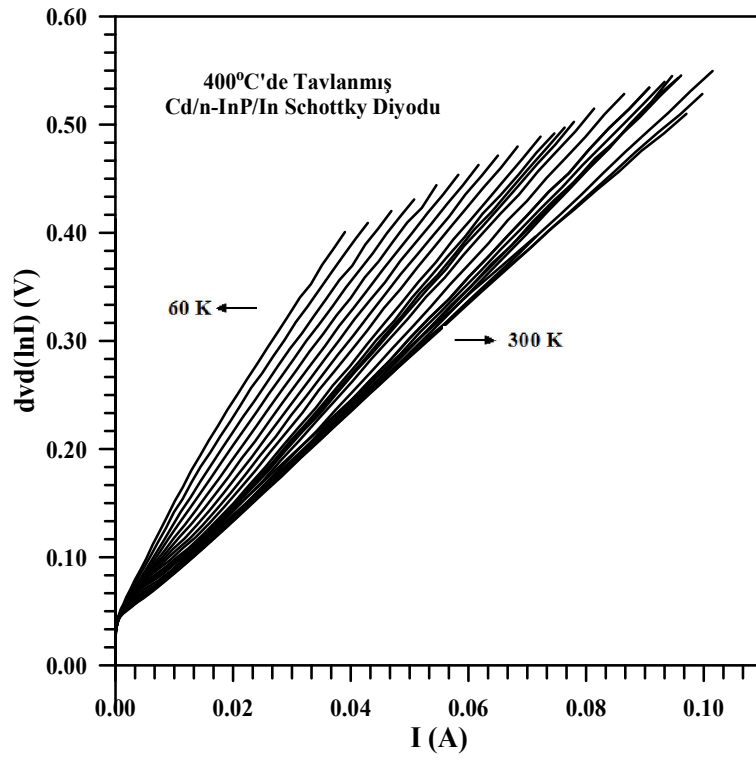
Şekil 4.54. 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristikleri

Cheung fonksiyonlarını kullanarak 4.7 denklemiyle verilen $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği çizilirse bir doğru elde edilir. Bu doğrunun $I = 0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü ve bu doğrunun eğiminden de seri direnç elde edilir. Diyodumuzun Cheung fonksiyonlarına ait $dV/d(\ln I)-I$ grafiği Şekil 4.55 ve 4.56'de verilmiştir. Bu grafikten elde edilen idealite faktörü ve seri direnç değerleri Çizelge 4.5'de verilmiştir. Diyodumuzun bu şekilde bulunan seri direnç değerleri tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyonu için 7,758-10,267 Ω arasında ve 400°C'de tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyonu için 5,104-8,219 Ω arasındadır.

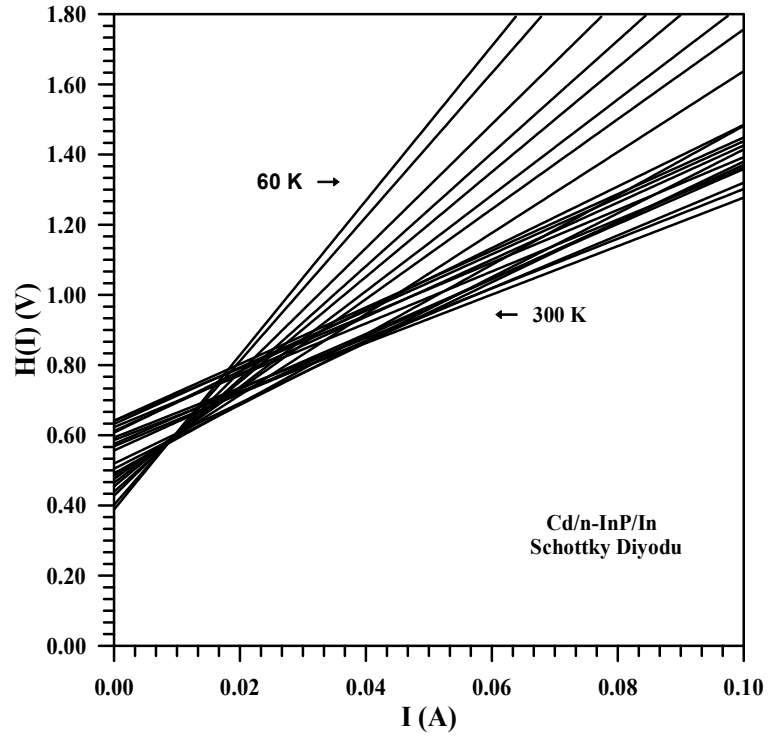
4.8 eşitliğiyle verilen $H(I)$ 'nın I 'ya karşı grafiğini çizdiğimizde yine bir doğru elde ederiz. 4.7'den elde edilen idealite faktörü değerleri kullanılarak, $H(I)-I$ grafiğindeki doğrunun $I=0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan, diyonun engel yüksekliği değerleri elde edilebilir. Bu doğrunun eğiminden de seri direnç bulunabilir. $H(I)-I$ grafiği, Şekil 4.57 ve 4.58'da verilmiştir. Bu grafikten elde edilen engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri de Çizelge 4.5'de görülmektedir. $H(I)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyonu için 8,068 Ω ile 14.890 Ω arasında ve 400°C'de tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyonu için 5,470 Ω ile 10.822 Ω arasında değiştiği görülmektedir. $dV/d(\ln I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin birbirlerine yakın olduğu görülmüştür.



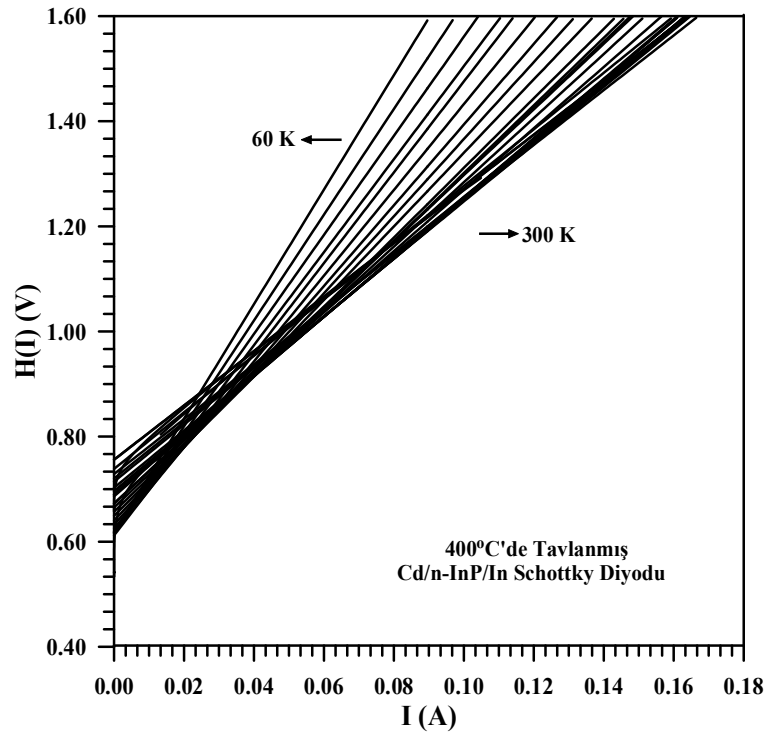
Şekil 4.55. Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri



Şekil 4.56. 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri

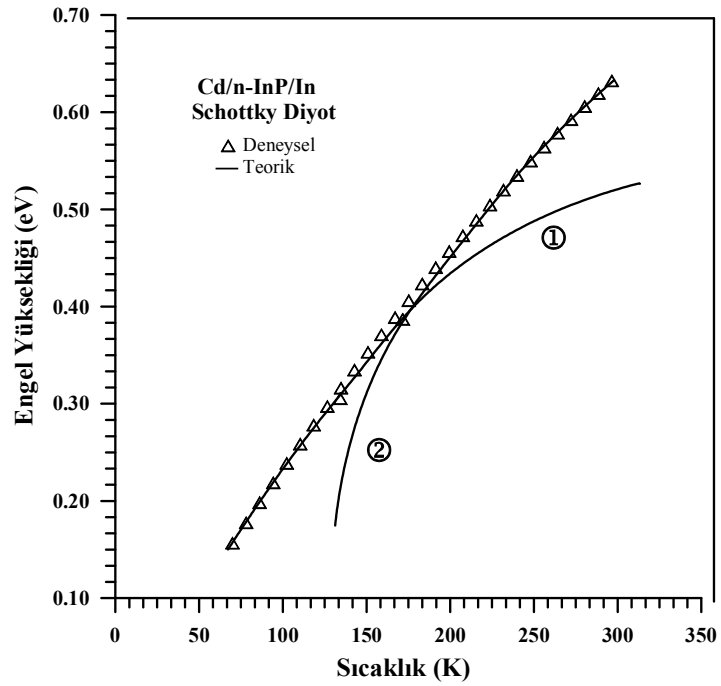


Şekil 4.57. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)$ - I grafikleri

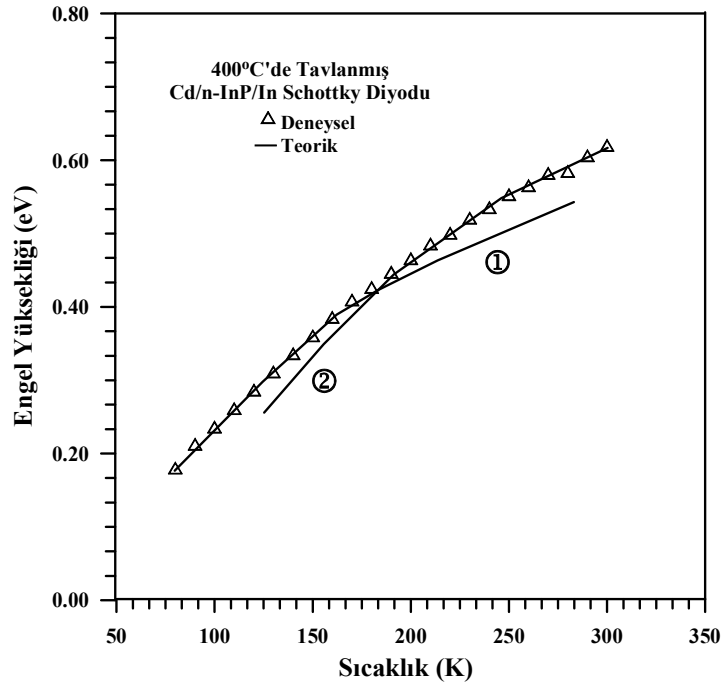


Şekil 4.58. 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $H(I)$ - I grafikleri

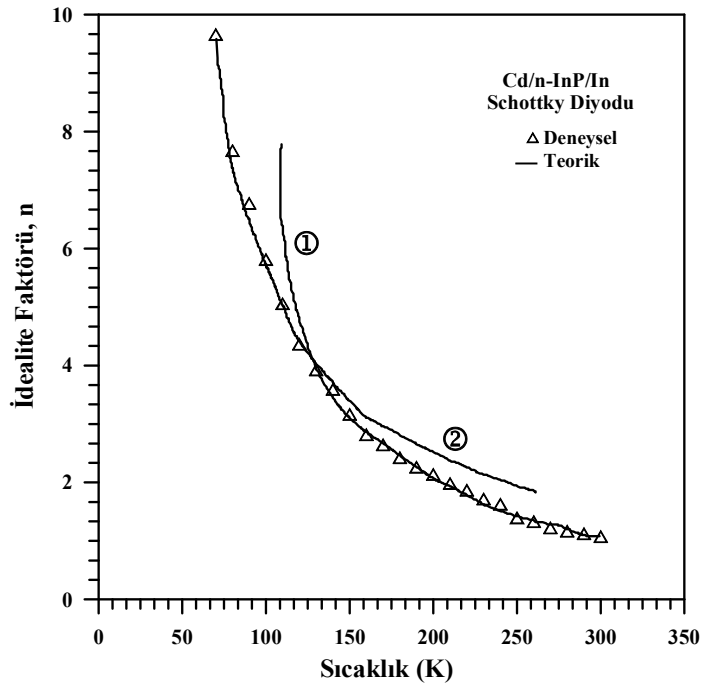
Termoionik emisyon teorisinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı grafikleri Şekil 4.59-4.60'da ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı grafikleri de Şekil 4.61-4.62'de verilmiştir. Bu grafiklerden idealite faktörü değerlerinin artan sıcaklıkla azaldığı engel yüksekliği değerlerinin ise artmakta olduğu görülmüştür. Her iki parametrenin de numune sıcaklığına kuvvetle bağlı olduğu tespit edilmiştir.



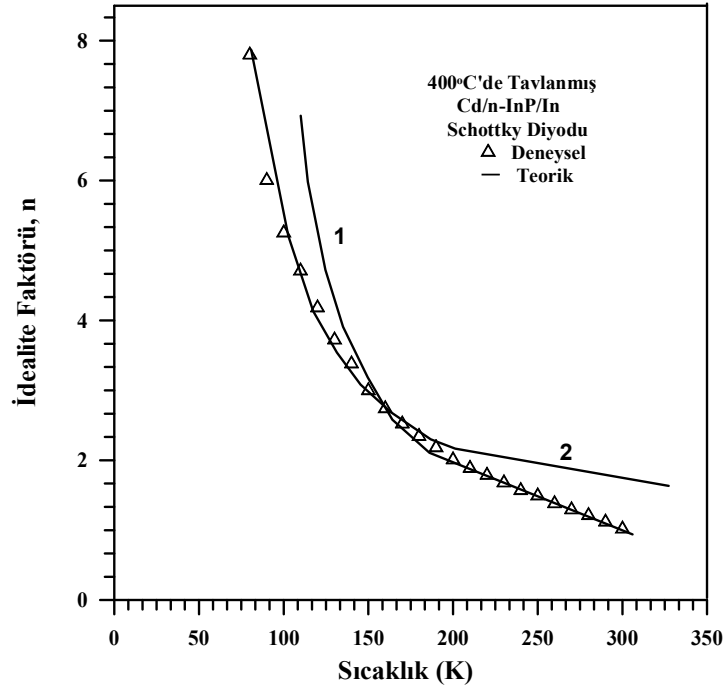
Şekil 4.59. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi



Şekil 4.60. 400°C'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin numune sıcaklığı ile değişimi



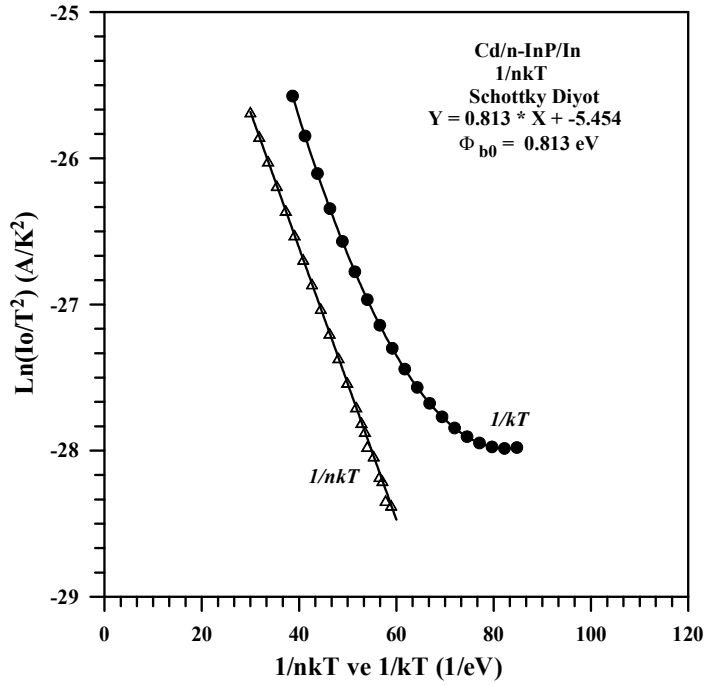
Şekil 4.61. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi



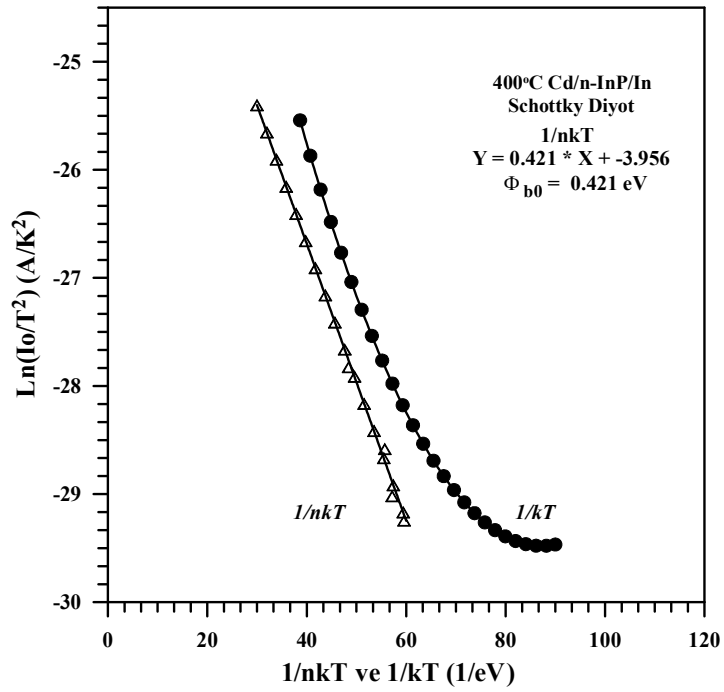
Şekil 4.62. 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı I - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin numune sıcaklığı ile değişimi

Sıfır gerilimdeki görünür engel yüksekliği Φ_{ap} ve idealite faktörü n_{ap} değerleri sırasıyla eşitlik 4.9 ve 4.10'da verilmişti. Bu ifadelerden hesaplanan idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin teorik değerleri de sırasıyla Şekil 4.59-4.60 ve 4.61-4.62'de deneysel değerlerle birlikte çizilmiştir ve bu teorik değerlerin düşük sıcaklıklar ve yüksek sıcaklıklar olmak üzere iki bölgeyi ifade etmesi engel inhomojenliği modeli ile uyum içerisindedir (Tung 1991, 1992, 2001; Sullivan *et al.* 1991).

Tavlanmamış ve 400°C'de 3 dk tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyotları için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi 4.63 ve 4.64'de verilmiştir. Buradan, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1/nkT$ 'ye göre değişiminden sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{b0}) değeri tavlanmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0.813 eV olarak ve 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için ise 0.421 eV olarak bulunmuştur.

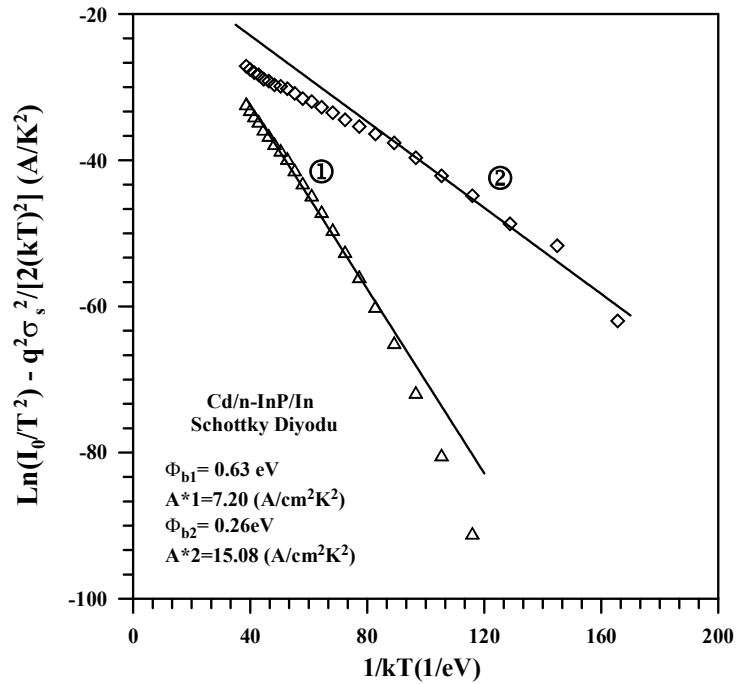


Şekil 4.63. Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi



Şekil 4.64. 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

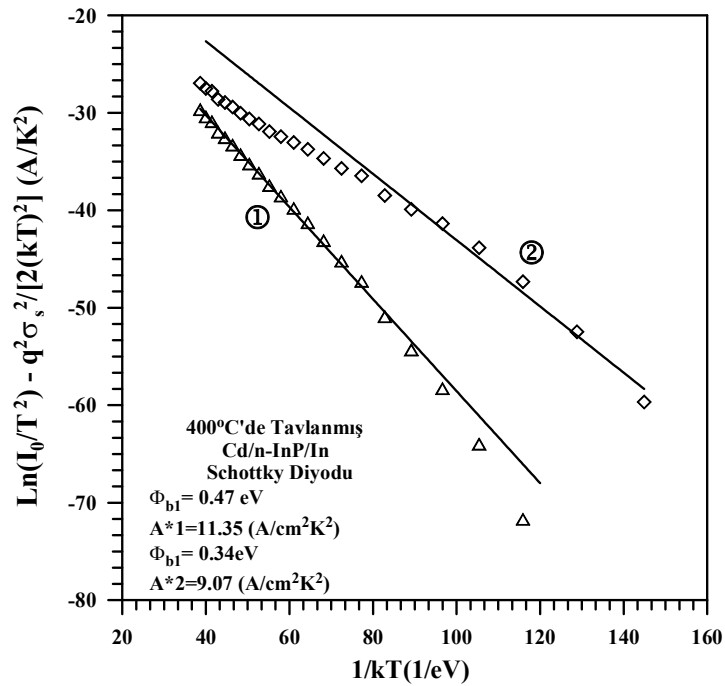
4.12 eşitliği ve deneysel I_0 değerleri kullanılarak $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/(2k^2T^2) - 1/kT$ modifiye edilmiş aktivasyon enerji grafiğini tavlansız ve 400°C'de tavlansız Cd/n-InP/In diyodu için grafiği çizilmiş ve Şekil 4.65-4.66'de verilmiştir. Bu grafiğin eğimi doğrudan $\overline{\Phi}_{b0}$ 'ı vermektedir. Buradan bulunan ortalama engel yüksekliği değerleri sırasıyla Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi}_{b0\ 1}=0.63$ ve $\overline{\Phi}_{b0\ 2}=0.26$ eV, 400°C'de tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi}_{b0\ 1}=0.47$ ve $\overline{\Phi}_{b0\ 2}=0.34$ eV değerlerini almaktadır. Yine bu grafiğe yapılan fit denklemi kullanılarak Richardson sabiti değerleri sırasıyla Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $A^*_1=7.20$ ve $A^*_2=15.08$, 400°C'de tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $A^*_1=9.07$ ve $A^*_2=11.35$ A/K²cm² olarak bulunmuştur ve bu A^* değerlerinin bilinen 9.4 A/K²cm² ifadesi ile uyumlu olduğu görülmektedir.



Şekil 4.65. Cd/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/(2k^2T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

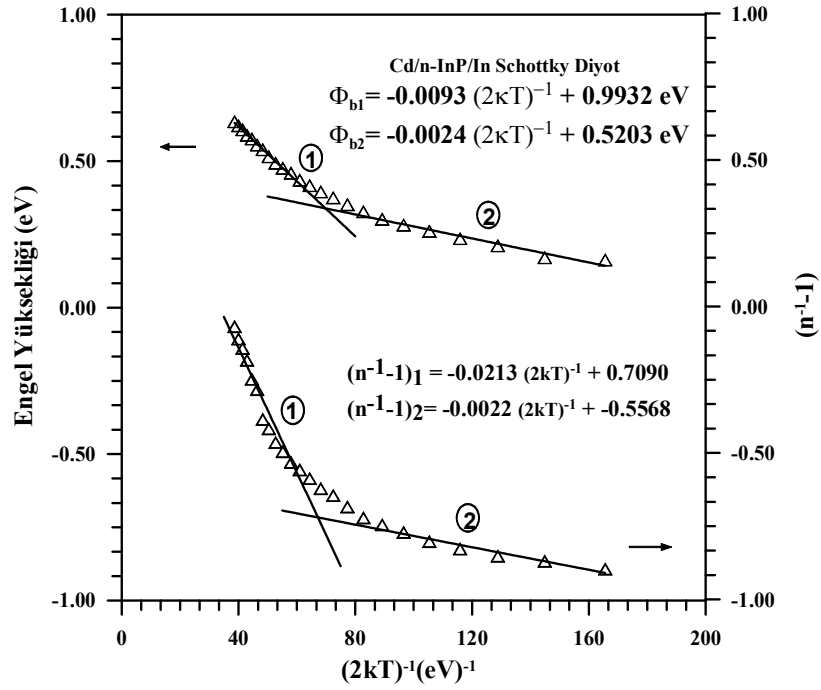
4.9 eşitliğine göre, Φ_b 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden yararlanarak 4.9 eşitliği yardımıyla ortalama engel yüksekliği ($\overline{\Phi}_b$) ve σ_0 standart sapması bulunur. Bu grafiğe fit edilen doğru denkleminde

Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\bar{\Phi}_{b1}=0,993$ eV, $\bar{\Phi}_{b2}=0,520$ eV ve $\sigma_{01}=-0,009$ eV, $\sigma_{02}=-0,002$ eV olarak, 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için ise $\bar{\Phi}_{b1}=0,887$ eV, $\bar{\Phi}_{b2}=0,568$ eV ve $\sigma_{01}=-0,007$ eV, $\sigma_{02}=-0,002$ eV olarak bulundu. Bulunan bu engel yüksekliği değerlerinin daha önce bulduğumuz değerlerle uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

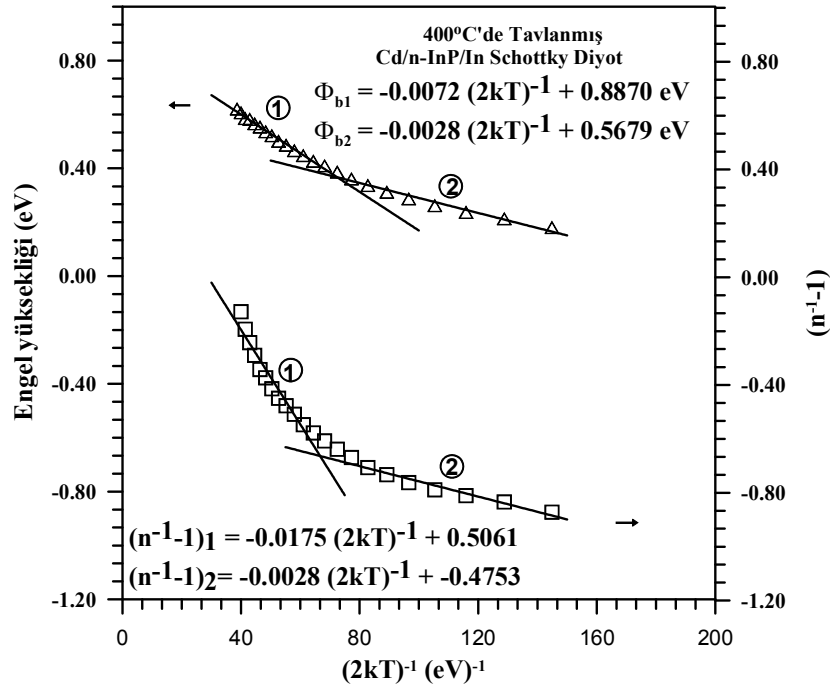


Şekil 4.66. 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için Modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / (2k^2 T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye karşı değişimi

4.10 eşitliği kullanılarak, Şekil 4.67-4.68'de gösterilen $[(1/n)-1]$ 'in $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiğinden voltaj katsayıları Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\rho_2 = -0,021$ ve $\rho_3 = 0,709$ V ile $\rho_2 = -0,002$ ve $\rho_3 = -0,557$ V olarak, 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için ise $\rho_2 = -0,018$ ve $\rho_3 = 0,506$ V ile $\rho_2 = -0,003$ ve $\rho_3 = -0,475$ V olarak bulunmuştur.



Şekil 4.67. Cd /n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ 'nin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi



Şekil 4.68. 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel yüksekliğinin ve $[(1/n)-1]$ 'nin $1/2kT$ 'ye karşı değişimi

Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $C-V$ ölçümleri (10K-300K) sıcaklık aralığında, 1 MHz frekansta, -1 V ve 0 V aralığında, HP 4192 A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapıldı. Numune sıcaklığı sürekli copper-constantan termokapıl ve lakeshore 321 auto-tuning temperature controller ile ± 0.1 K hassasiyetle takip edildi.

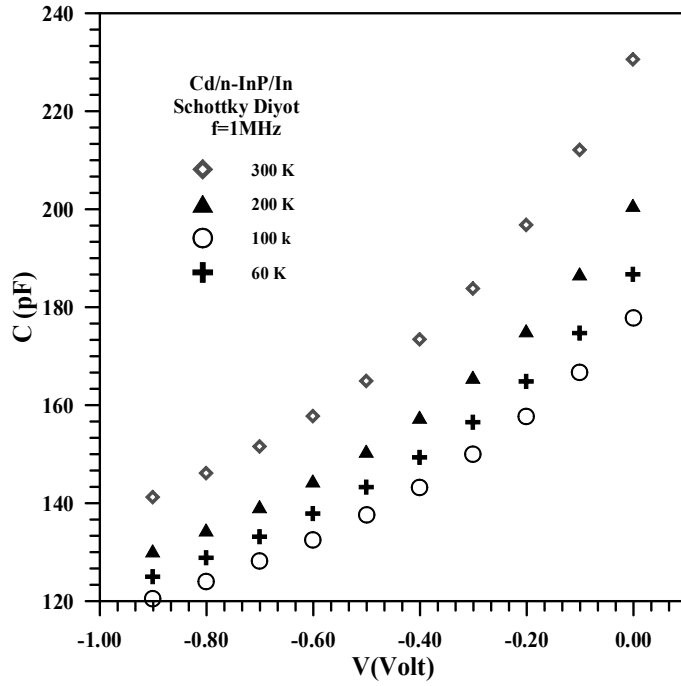
Şekil 4.69-4.70, tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun dört farklı numune sıcaklığı için 1 MHz frekanstaki ters beslem $C-V$ değişimini göstermektedir (300K, 200K, 100K, 60K). Ters beslem uygulama gerilimi arttıkça, kapasite hızlı bir şekilde azalmaktadır. Şekil 4.71-4.72, tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun dört farklı numune sıcaklığı için ters beslem $C-V$ grafiklerinden faydalanılarak elde edilen $1/C^2-V$ değişimini göstermektedir (300K, 200K, 100K, 60K). Grafiklerden de görüldüğü gibi uygulama gerilimi ters beslem bölgesi için azaldıkça, $1/C^2$ azalmaktadır.

$(C^{-2} - V)$ grafiği 4.14 eşitliği kullanılarak çizildiğinde yapılacak uygun lineer fit ile $C^2=0$ için $V_d=-V$ olur. Dolayısı ile difüzyon potansiyeli elde edilmiş olur. Bu grafiklerden yararlanılarak tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için farklı sıcaklıklarda bulunan difüzyon potansiyelleri Çizelge 4.6'da verilmiştir.

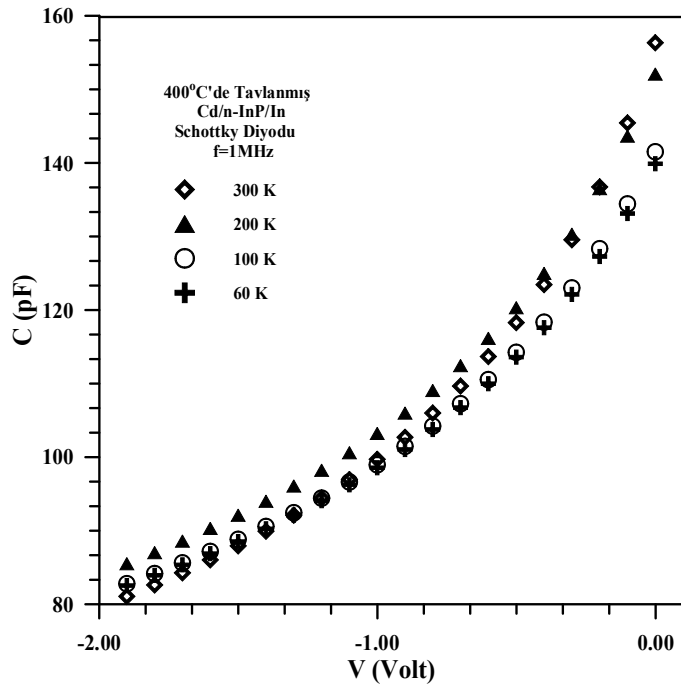
C^2-V grafiğindeki lineer kısmın eğimi $d(C^2)/dV$ 'yi verir. Eğim değerleri bulunduktan sonra 4.16 ifadesinde yerine yazılarak her bir sıcaklık için N_d taşıyıcı konsantrasyonları elde edildi. Tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için (C^2-V) grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları, Çizelge 4.6'da verilmiştir. N_d 'nin bu değerlerinin tavlınmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $5,587 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $4,587 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $4,163 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $3,162 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında değiştiği görülmektedir. Bütün sıcaklıklar için elde edilen N_d taşıyıcı konsantrasyonu değerlerinin N_c 'den küçük oldukları gözlemlendi. Yine tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diotları için $(C-V)$ ve (C^2-V) grafikleri sırasıyla Şekil 4.69-4.70 ve 4.71-4.72'de verilmiştir. Ayrıca tavlınmamış ve 400°C 'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait engel

yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri Şekil 4.73-4.74'de, taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri de Şekil 4.75-4.76 verilmiştir.

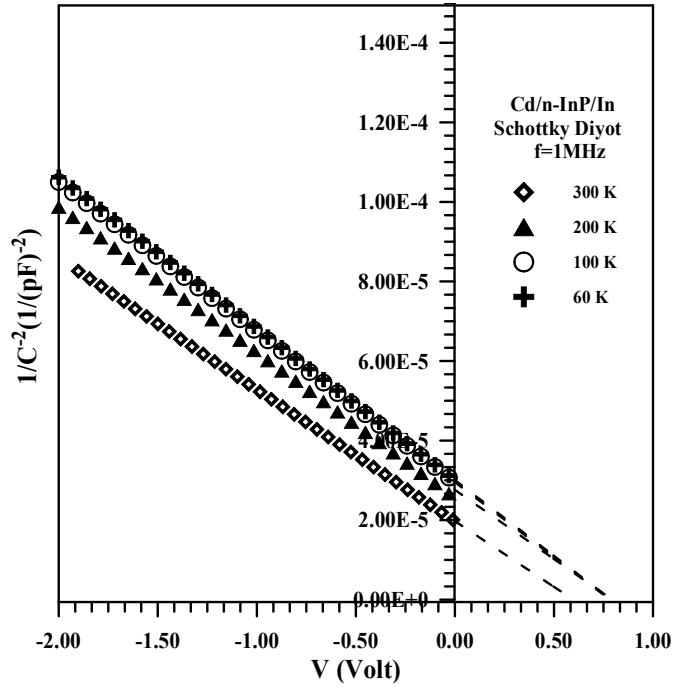
Tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait Fermi enerji seviyesi değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. E_f 'nin hesaplanan bu değerlerinin tavlanmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,115 eV ile 0,012 eV arasında ve 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,130 eV ile 0,012 eV arasında olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca $C-V$ grafiğinden engel yükseklikleri, her diyot için ayrı ayrı fit edilen C^2-V grafiklerinin V eksenini kestiği noktalar tespit edilip $V_d - \frac{kT}{e}$ değerleri elde edildi ve eğiminden elde edilen donör yoğunluğu kullanılarak iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki fark hesaplanarak engel yükseklikleri bulundu. Aynı şekilde tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait ($C-V$ ölçümlerinden elde edilen) engel yükseklikleri değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. Buradaki n değeri, $I-V$ grafiklerinden elde edilen idealite faktörüdür. Bu bağıttan hesaplanan engel yükseklikleri tavlanmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,712 eV ile 0,813 eV arasında ve 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,848 eV ile 1,048 eV arasındadır.



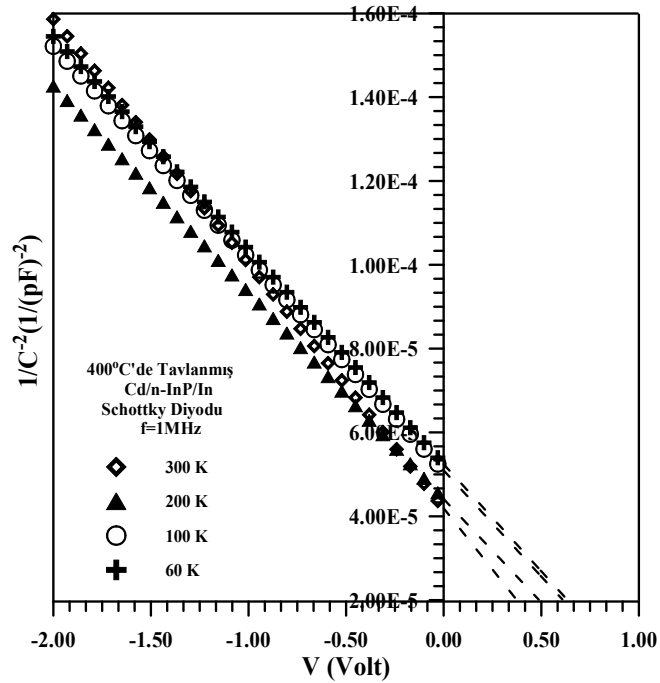
Şekil 4.69. Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği



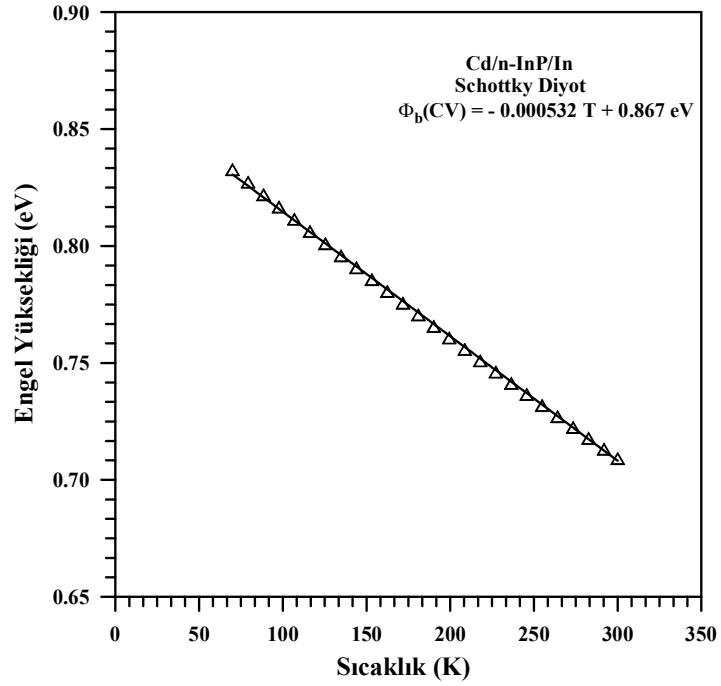
Şekil 4.70. 400 C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait $f=1$ MHz'de sıcaklığa bağlı ters beslem $C-V$ grafiği



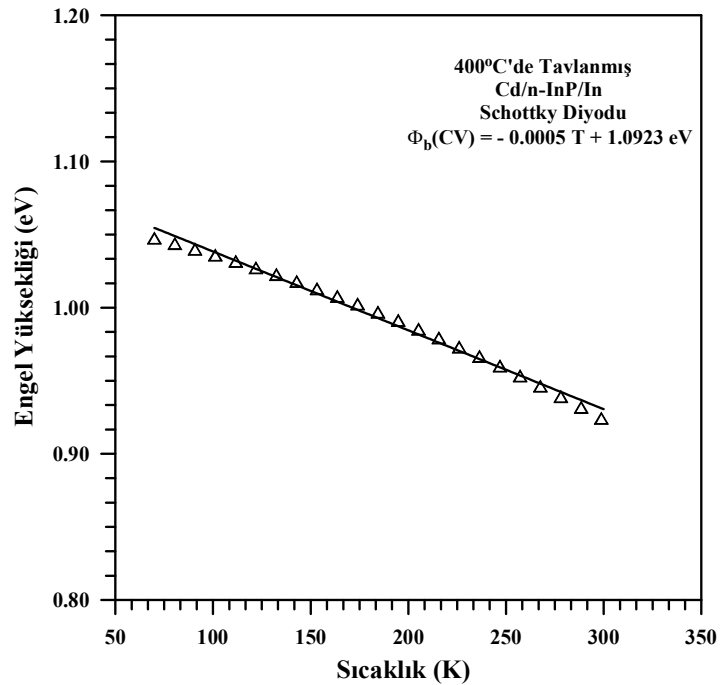
Şekil 4.71. Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2 - V değişimi (300, 200, 100, 60 K)



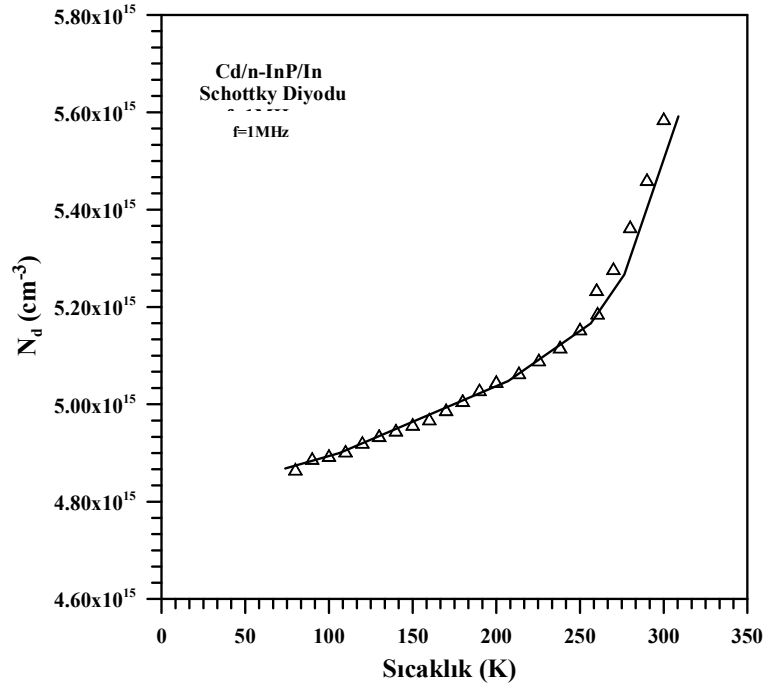
Şekil 4.72. 400°C 'de tavllanmış Cd /n-InP/In Schottky diyodunun C^2 - V değişimi (300, 200, 100, 60 K)



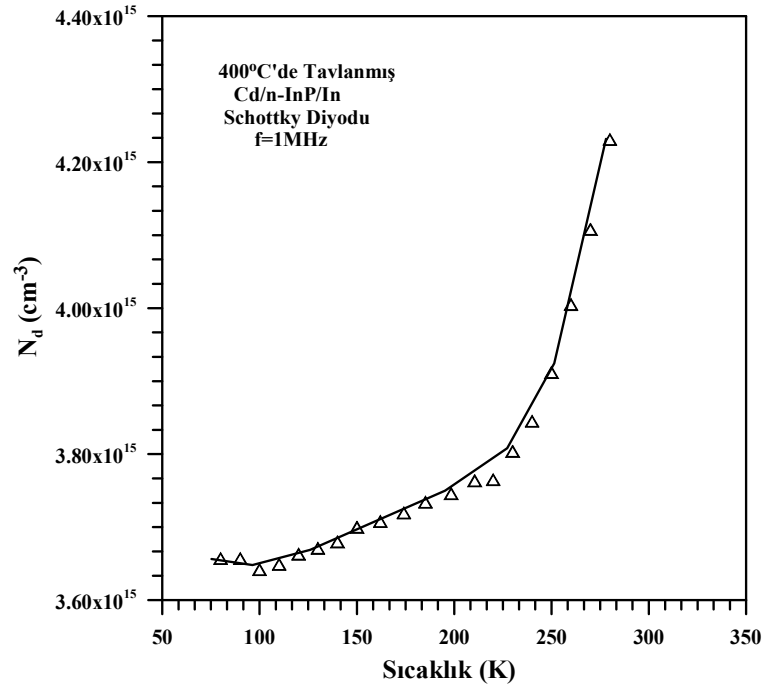
Şekil 4.73. Cd/n-InP/In Schottky diyodunun C^{-2} - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.74. 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun C^{-2} - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

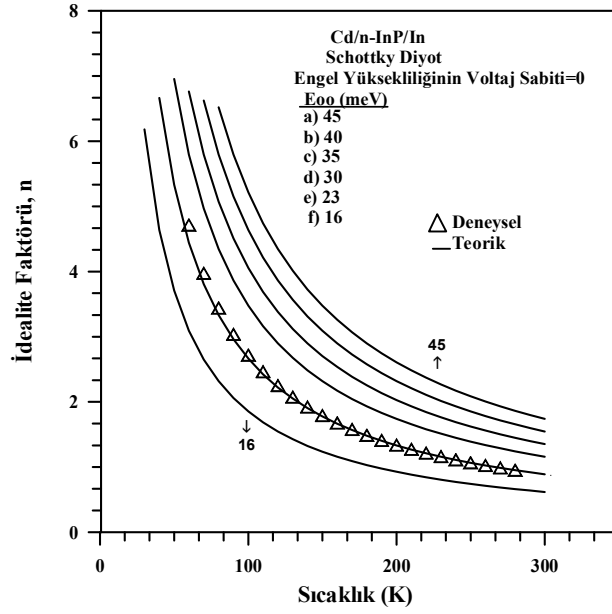


Şekil 4.75. Cd /n-InP/In Schottky diyodunun $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde edilen taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

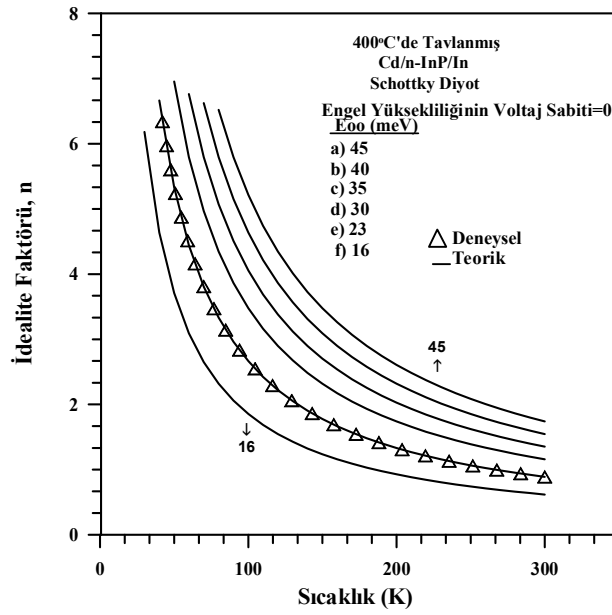


Şekil 4.76. 400°C'de tavlanmış Cd /n-InP/In Schottky diyodunun $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde edilen taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi

Daha önceki numunelerde de yapıldığı gibi tünellemenin uygun olduğu Schottky diyotlarda idealite faktörü için 4.22 bağıntısı dikkate alınarak ve $\beta=0$ alınarak E_{oo} 'a değerler verilerek n_{tun} değerleri elde edilmiş ve n_{tun} -T grafiği çizilmiştir. Aynı zamanda tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun $\ln(I-V)$ grafiğinden elde edilen idealite faktörü değerleri de Şekil 4.77 ve 4.78'de verilen aynı grafik üzerinde çizilmiş ve E_{oo} 'ın her iki diyot için de $E_{oo}=23$ meV değeri ile uyumlu olduğu görülmüştür. E_{oo} 'ın bulunan bu değerinin Cimilli vd (2008) tarafından hesaplanan tünelleme aktivasyon enerjisinin teorik değeri olan $E_{oo}=0.69$ meV değeri ile karşılaştırılınca uyumlu olmadığı görülmektedir. Bu yüzden, bu Cd/n-InP/In numunedeki uzay yükü bölgesinin genişliğinden dolayı tünellemenin pek mümkün olamayacağını görmekteyiz. Bu yüzden engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını analiz etmek için inhomojen engel yüksekliği modelini kullandık. Yukarıdaki gözlemler kontak alanındaki engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımının varlığını göstermektedir. Cd/n-InP/In Schottky diyodu için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında 0.26 eV'luk bir engel yüksekliğinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da 0.63 eV'luk bir engel yüksekliğinin var olduğu, aynı şekilde 400°C'de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında 0.34 eV'luk bir engel yüksekliğinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da 0.47 eV'luk bir engel yüksekliğinin var olduğu inhomojen engel yüksekliği modelinden elde edilmiştir. Metal yarıiletken kontaklarda çift Gaussian'ın varlığı inhomojenliklerin yapısına atfedilebilir.



Şekil 4.77. Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T'ye karşı değişimi



Şekil 4.78. 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyoduna ait idealite faktörünün deneysel ve teorik değerlerinin T'ye karşı değişimi

Çizelge 4.5. Cd/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky diyonunun *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

Tavlanmamış Cd/n-InP/In Schottky Diyonu								400°C’de tavlanmış Cd/n-InP/In Schottky Diyonu						
Klasik Eğimden				Cheung Fonksiyonlarından				Klasik Eğimden			Cheung Fonksiyonlarından			
T(K)	I ₀ (A)	n	Φ _b (eV)	n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)	I ₀ (A)	n	Φ _b (eV)	n	R _s (Ω)	Φ _b (eV)	R _s (Ω)
300	9.485e-7	1.074	0.634	1.179	7.758	1.838	8.068	1.648e-6	1.046	0.640	1.493	5.104	2.034	5.470
290	6.622e-7	1.125	0.620	1.216	7.767	1.874	8.054	1.181e-6	1.147	0.626	1.529	4.884	2.033	5.191
280	4.455e-7	1.167	0.607	1.259	7.171	1.917	7.247	1.131e-6	1.239	0.584	1.536	4.961	2.042	5.205
270	3.676e-7	1.225	0.588	1.263	6.968	1.965	7.073	4.802e-7	1.321	0.582	1.579	5.025	2.173	5.243
260	2.246e-7	1.331	0.575	1.136	7.716	1.784	7.652	3.571e-7	1.408	0.565	1.487	5.215	2.067	5.359
250	1.935e-7	1.396	0.555	1.195	7.631	1.909	7.591	2.135e-7	1.521	0.553	1.168	5.231	1.638	5.428
240	1.344e-7	1.628	0.538	1.241	7.519	1.994	7.690	1.589e-7	1.596	0.535	1.203	5.409	1.715	5.462
230	1.331e-7	1.717	0.514	1.245	7.309	2.027	7.483	9.761e-8	1.706	0.521	1.223	5.497	1.761	5.556
220	1.194e-7	1.867	0.492	1.256	7.089	2.001	7.276	8.034e-8	1.815	0.500	1.238	5.601	1.798	5.661
210	8.006e-8	1.983	0.476	1.195	6.747	1.828	6.876	4.654e-8	1.913	0.485	1.128	5.844	1.646	5.850
200	5.200e-8	2.139	0.459	1.123	7.342	1.703	7.417	3.558e-8	2.035	0.465	1.236	5.95	1.708	5.959
190	4.974e-8	2.262	0.435	1.303	8.684	1.879	8.751	2.399e-8	2.21	0.447	1.324	6.035	1.971	6.129
180	3.432e-8	2.424	0.416	1.643	7.396	2.058	7.377	1.772e-8	2.371	0.426	1.563	6.104	2.334	6.295
170	2.726e-8	2.645	0.395	1.221	8.228	1.358	7.556	1.021e-8	2.547	0.409	1.561	6.194	2.355	6.367
160	1.935e-8	2.819	0.374	1.754	9.429	2.069	8.125	8.678e-9	2.767	0.385	1.689	6.271	2.580	6.487

Çizelge 4.5. Cd/n-InP/In Schottky diyonu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyonunun *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri (devam)

150	1.675e-8	3.166	0.3516	2.134	10.08	2.273	8.830	8.366e-9	3.025	0.3605	1.832	6.411	2.835	6.670
140	1.597e-8	3.592	0.327	2.222	9.912	2.345	9.895	7.513e-9	3.407	0.3361	1.721	6.736	2.676	6.938
130	1.597e-8	3.926	0.302	3.361	9.736	3.538	10.68	6.877e-9	3.749	0.3115	2.294	6.886	3.600	7.240
120	9.928e-9	4.365	0.282	4.382	9.661	4.410	11.10	6.447e-9	4.209	0.2865	3.104	7.016	4.924	7.579
110	6.55e-9	5.057	0.2608	8.163	9.050	8.572	11.73	6.221e-9	4.736	0.2613	4.232	7.135	6.767	7.948
100	6.623e-9	5.813	0.2354	7.061	9.696	12.851	12.25	5.938e-9	5.282	0.2363	5.684	7.258	9.134	8.370
90	5.856e-9	6.773	0.2112	11.646	9.276	21.326	13.26	4.821e-9	6.031	0.2127	7.571	7.378	12.213	8.848
80	5.721e-8	7.677	0.1703	13.226	9.538	24.129	13.51	1.364e-9	7.824	0.1802	9.764	7.552	15.756	9.375
70	4.585e-9	9.66	0.1627	15.431	9.916	28.304	14.39	1.468e-9	8.046	0.1602	12.632	7.804	20.431	10.065
60	3.485e-9	9.074	0.1545	18.134	10.267	33.212	14.89	1.181e-9	9.147	0.1462	15.641	8.219	25.308	10.822

Çizelge 4.6. Cd/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun *C-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

Tavlansmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu					400°C’de tavlansmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu			
T(K)	Φ_b (eV)	N_d (cm ⁻³)	V_d (eV)	E_f (eV)	Φ_b (eV)	N_d (cm ⁻³)	V_d (eV)	E_f (eV)
300	0.712	5.587e15	0.597	0.115	0.848	4.163e15	0.717	0.130
290	0.709	5.462e15	0.598	0.111	0.939	4.114e15	0.820	0.118
280	0.712	5.364e15	0.606	0.106	1.002	4.230e15	0.890	0.112
270	0.717	5.279e15	0.615	0.101	0.991	4.107e15	0.883	0.107
260	0.719	5.236e15	0.622	0.096	0.976	4.005e15	0.873	0.103
250	0.723	5.154e15	0.630	0.092	0.961	3.911e15	0.862	0.098
240	0.734	5.085e15	0.646	0.087	0.951	3.845e15	0.857	0.093
230	0.735	5.058e15	0.652	0.082	0.947	3.804e15	0.859	0.088
220	0.741	5.025e15	0.663	0.078	0.946	3.765e15	0.862	0.083
210	0.752	5.006e15	0.679	0.073	0.952	3.744e15	0.873	0.078
200	0.765	5.0460e15	0.697	0.068	0.969	3.748e15	0.895	0.073
190	0.775	5.030e15	0.711	0.063	0.974	3.733e15	0.905	0.068
180	0.795	5.008e15	0.736	0.059	1.024	3.804e15	0.960	0.063
170	0.799	4.988e15	0.744	0.054	1.021	3.764e15	0.962	0.059
160	0.801	4.969e15	0.7509	0.050	1.020	3.729e15	0.966	0.054
150	0.801	4.959e15	0.755	0.045	1.021	3.699e15	0.971	0.049
140	0.809	4.946e15	0.767	0.041	1.025	3.679e15	0.980	0.045

Çizelge 4.6. Cd/n-InP/In Schottky diyodu ile 400°C’de 3 dk tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodunun *C-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri (devam)

130	0.809	4.936e15	0.771	0.037	1.028	3.670e15	0.987	0.040
120	0.810	4.921e15	0.777	0.033	1.030	3.663e15	0.994	0.036
110	0.808	4.904e15	0.778	0.029	1.022	3.648e15	0.990	0.032
100	0.808	4.894e15	0.783	0.025	1.033	3.642e15	1.004	0.028
90	0.808	4.888e15	0.786	0.021	1.039	3.656e15	1.014	0.024
80	0.807	4.866e15	0.789	0.018	1.048	3.656e15	1.028	0.020
70	0.804	4.851e15	0.789	0.014	1.043	3.617e15	1.026	0.016
60	0.813	4.587e15	0.757	0.012	1.048	3.162e15	0.768	0.012

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, [100] doğrultusunda büyütülmüş, 400 μm kalınlığında, 0,145 $\Omega\text{-cm}$ öz direncine sahip *n*-InP yarıiletken kristali kullanılarak yapılan Ag/*n*-InP/In, Au/*n*-InP/In ve Cd/*n*-InP/In Schottky diyotlarının akım-voltaj (*I-V*) ve kapasite-voltaj (*C-V*) değişimleri ve bu değişimler üzerine numune sıcaklığının ve ısıl tavlamanın etkisi çalışıldı.

Ag/*n*-InP/In, Au/*n*-InP/In ve Cd/*n*-InP/In Schottky engel diyotları (SBDs) *n*-tipi InP kristali istenilen büyüklükte kesildikten sonra trikloretilen, aseton ve metanol ile 5'er dakika sürekli çalkalandı. Daha sonra $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (5:1:1) çözeltisi ile 1 dakika etch edilerek yüzey kusurları ve istenmeyen kirlilikleri uzaklaştırıldı. Numunenin kimyasal temizliği titizlikle yapıldı ve mümkün olabildiğince numunenin oksijenle temasına müsaade edilmedi. Azot gazı ile kurutulduktan sonra numunelerin arka yüzüne In buharlaştırıldı ve 450°C'de N_2 gazı içerisinde 3 dk. tavlansak omik kontak yapıldı. Schottky kontaklar ise ön yüze 1.0 mm çapında dairesel şekilde Ag, Au ve Cd metalleri buharlaştırılarak yapıldı (diyot alanı = $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$). Bütün buharlaştırma işlemleri 10^{-5} mbar basınç altında vakum kaplama ünitesinde gerçekleştirildi. Diyotlarımızın *I-V* karakteristikleri 4-450 K sıcaklık aralığında ölçüm yapabilen sıcaklık kontrol ünitesi vpf-475 kyrostat, Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı ve Keithley 199 dmm/scanner ile karanlıkta ve 10-300 K sıcaklık aralığında ölçüldü. *C-V* ölçümleri ise HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile alındı. Numune sıcaklığı sürekli copper-constant termokapıl ve lakeshore 321 auto-tuning temperature controller ile ± 0.1 K hassasiyetle takip edildi. Daha sonra diyotlarımız 400°C'de 3 dakika daha tavlansak *I-V* ve *C-V* ölçümleri tekrarlandı. Tavlansak ve 400°C'de tavlansak Ag/*n*-InP/In, Au/*n*-InP/In ve Cd/*n*-InP/In Schottky diyotlarının çeşitli parametreleri *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden elde edildi. *I-V* karakteristiklerinden diyotların idealite faktörleri ve engel yükseklikleri hesaplandı. *C-V* karakteristiklerinden diyotların difüzyon potansiyelleri ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı. Ayrıca Cheung fonksiyonları yardımıyla diyotların idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri dirençleri hesaplandı.

Doğru beslem $I-V$ karakteristiklerinin deneysel analizi doğru beslem termioyonik emisyon teorisine göre 4.2 eşitliği ile verilmektedir. Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının yarı-logaritmik düz beslem ve ters beslem $I-V$ karakteristikleri 10-300 K sıcaklık aralığında ve 10 K adımlarla alınmış, Şekil 4.1, 4.2, 4.28, 4.29, 4.53, 4.54'de verilmiştir. Deneysel Φ_b (görünen engel yüksekliği) ve n değerleri, Termioyonik emisyon teorisini kullanarak her bir sıcaklık için doğru beslem $\ln I-V$ grafiğinin eğim ve kesişimlerinden hesaplanmıştır. Bir diyodun idealite faktörü onun ideale ne kadar yakın olduğunu gösteren parametredir. İdealite faktörü 1 değerine yaklaştıkça ($n \cong 1$), diyodun o derece idealliğe yaklaştığı ve idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça diyodun da ideallikten uzaklaştığı şeklinde yorumlanabilir. Bu faktör $n = 1,10$ değerinden küçük ise “diyot yaklaşık olarak idealdir” denilir. Bunun anlamı şudur: İdeal bir diyotta akım termioyonik akım teorisine uygun olarak gerçekleşir ve uygulanan gerilimin tamamı deplasyon tabakasına düşer (Norde 1979). Deneysel Φ_b ve n değerleri tavlammamış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için 0.371 eV ve 1.068 (300 K'de) ile 0.038 eV ve 6.488 (10 K'de), 400°C'de tavlammamış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için 0.430 eV ve 1.005 (300 K'de) ile 0.128 eV ve 14.312 (10 K'de), tavlammamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0.517 eV ve 1.016 (300 K'de) ile 0.034 eV ve 11.898 (10 K'de), 400°C'de tavlammamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0.570 eV ve 1.008 (300 K'de) ile 0.100 eV ve 3.150 (50 K'de) ve tavlammamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0.634 eV ve 1.074 (300 K'de) ile 0.155 eV ve 9.074 (10 K'de), 400°C'de tavlammamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0.640 eV ve 1.046 (300 K'de) ile 0.146 eV ve 9.147 (10 K'de) arasında değişmektedir. Diyotlarımızın idealite faktörü değerlerine bakarak onların neredeyse ideal olduklarını söyleyebiliriz. Ayrıca tavlandıktan sonra engel yüksekliği değerlerinin arttığı, idealite faktörü değerlerinin ise azaldığı görülmektedir. Bu durum literatürle uyum içerisindedir.

Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin ısı tavlama karşı davranışı hem teknolojik hem de bilimsel olarak geniş bir ilgiye sebep olmuştur (Kowalczyk *et al.* 1981; Huang and Yang 1991; Yokoyama *et al.* 1882). Isıl tavlama, 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; Kirchner *et al.* 1895; Brillson *et al.* 1982; Grant *et al.* 1981).

Schottky diyotların performansını iyileştirmek için son zamanlarda en tercih edilen metot, yarıiletken taban malzemenin yüzeyleri üzerine gerekli metal kontaklar oluşturulduktan sonra, metal yarıiletken yapının ısıl olarak tavllanması metodudur. Bu durumda, kontak metalinin veya Schottky kontağın özelliğinin bozulmaması gerekir. Böyle bir işlem için, refraktori (yüksek sıcaklık tavlamaına dayanıklı) metaller Schottky kontak olarak kullanıldığında, yüksek sıcaklık tavlamasından sonra kararlılığının bozulmadığı rapor edilmiştir (Lau *et al.* 1985; Lahav *et al.* 1986; Everaert *et al.* 1990; Huang and Pang 1997; Woodall *et al.* 1981; Grant *et al.* 1981).

$\ln I-V$ grafiklerinden de görüleceği üzere, $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği, idealite faktörü gibi kontak yapısını açıklayabilen karakteristik parametrelerin sıcaklığa kuvvetle bağlı oldukları ve yüksek sıcaklıklardan düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe literatürle uyumlu olarak azalan sıcaklıkla engel yüksekliği değerlerinin azaldıkları, idealite faktörü değerlerinin arttığı tespit edilmiştir (Werner and Güttler 1991; Zhu *et al.* 2000; Chand and Kumar 1996; Khan *et al.* 1997; Song *et al.* 1986; Hudait and Krupanidhi 2001; Abay vd 2003; Wittmer 1991; Hastas *et al.* 2004; Coskun vd 2003; Srivastava and Arora 1981). Metal-yarıiletken arayüzeyi boyunca akan akım sıcaklığa bağlı hareket eden bir işlem olduğu için, elektronlar düşük sıcaklıklarda engeli aşmayı başarırlar ve bu nedenle akım transferi düşük engelli ve yüksek idealiteye sahip lokal bölgeler boyunca akan akımdan dolayı baskın olur. Sıcaklık arttıkça, daha fazla elektron yeterli miktarda enerjiyi alarak yüksek engeli aşacaktır (Doğan vd 2006; Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991; Huang *et al.* 2007). Bu nedenle, $I-V$ ölçümlerinde sıcaklığın azalmasıyla birlikte idealite faktörünün artması ve engel yüksekliğinin azalmasına Schottky engel inhomojenliklerinin neden olduğu bildirilmiştir (Rhoderick ve Williams 1988; Chand and Kumar 1996; Hastas *et al.* 2004; Chand and Kumar 1997; Perez *et al.* 2005; Ahaitouf *et al.* 1998, 2000; Ray *et al.* 1998; Dobrocka 1994; Cimilli vd 2009a, 2009b; Horvath *et al.* 2003).

Şekil 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.30, 4.31, 4.32, 4.59, 4.60, 4.61 ve 4.62’de engel yüksekliği ve idealite faktörü grafikleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Görüldüğü üzere her iki parametre de sıcaklığa güçlü bir şekilde bağlıdır. Yine şekilde literatürle uyumlu olarak azalan sıcaklıkla idealite faktörünün (n) arttığı ve görünen engel yüksekliklerinin (BH) azaldığı görülmektedir (Tung 1992; Cimilli vd 2009a, 2009b; Sullivan *et al.* 1991; Doğan *et al.* 2006).

Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarına ait Cheung fonksiyonlarının $dV/d(\ln I)$ - I grafiklerinden bulunan seri direnç değerleri tavlınmamış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 3,195-7,962 Ω arasında ve 400°C’de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 4,223-6,691 Ω arasındadır (Çizelge 4.1), tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyotları için 16,482-69,594 Ω arasında ve 400°C’de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyotları için 3,724-12,505 Ω arasındadır (Çizelge 4.3) ve tavlınmamış Cd/n-InP/In Schottky diyotları için 7,758-10,267 Ω arasında ve 400°C’de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyotları için 5,104-8,219 Ω arasındadır (Çizelge 4.5). Yine Cheung fonksiyonlarının $H(I)$ - I grafiklerinden elde edilen seri direnç değerlerinin 400°C’de tavlınmamış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 3,204 Ω ile 8,106 Ω arasında ve tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için 4,226 Ω ile 6,725 Ω arasında değiştiği (Çizelge 4.1), tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyotları için 16,485 Ω ile 95,148 Ω arasında ve tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyotları için 5,732 Ω ile 14,405 Ω arasında değiştiği (Çizelge 4.3) ve tavlınmamış Cd/n-InP/In Schottky diyotları için 8,068 Ω ile 14,890 Ω arasında ve tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyotları için 5,470 Ω ile 10,822 Ω arasında değiştiği görülmektedir (Çizelge 4.5). Tavlandıktan sonra seri direnç değerlerinin azaldığı görülmektedir. Bu durum ısı olarak tavlandıktan sonra diyotlarımızın seri dirençlerinde bir iyileşme olduğunun göstergesidir. Tavlama etkisi ile seri dirence neden olan metal yarıiletken arayüzeyindeki oksit tabakası ve istenmeyen safsızlıkların indirgenmesi sonucu seri direncin azalarak diyot kararlılığı üzerinde olumlu bir etki meydana getirdiği düşünülebilir. Ayrıca Cheung fonksiyonlarından elde edilen idealite faktörü değerinin hem arayüzeydeki özellikler, hem de seri direncin etkisinde kalması göz önünde bulundurularak lineer bölgeden elde edilen değerden daha büyük olması beklenir

(Chattopadhyay and Raychaudhuri 1992). Cheung fonksiyonlarından elde edilen idealite faktörü değerlerinin büyük çıkmasını ise beklendiği gibi arayüzey tabakası, arayüzey halleri, ve nötral bölgenin seri direncine bağlı olabileceğine atfedebiliriz (Chattopadhyay and Raychaudhuri 1992; Horvath 1987; Crowel and Sze 1966; Werner and Rau 1994). Sıcaklığın artmasıyla seri direnç değerlerinin düşmesi, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand and Kumar 1996). Çünkü artan sıcaklıkla, yarıiletken kristaldeki genişmeden dolayı, yasak enerji aralığı azalmakta ve aynı zamanda taşıyıcılar da daha yüksek termal hıza kavuşacaklarından dolayı iletim bandında daha fazla taşıyıcı sayısı olacaktır ve buna bağlı olarak seri direnç azalacaktır.

Tavlanmamış ve 400°C'de tavlanmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının 4.9 ve 4.10 bağıntılarından hesaplanan idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin teorik değerleri Şekil 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.30, 4.31, 4.32, 4.59, 4.60, 4.61 ve 4.62'de deneysel değerlerle birlikte çizilmiştir ve bu teorik değerlerin düşük sıcaklıklar ve yüksek sıcaklıklar olmak üzere iki bölgeyi ifade etmesi engel inhomojenliğinin çift Gaussian modeli ile uyum içerisinde olduğunu gösterir (Tung, 1991, 1992, 2001; Sullivan *et al.* 1991).

Denklem 4.11'e göre aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiğinden etkin engel yüksekliği hesaplanabilir. Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarına ait aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre değişimi Şekil 4.11, 4.12, 4.39, 4.40, 4.63 ve 4.64'de gösterilmektedir. Şekillerden de görüleceği üzere deneysel $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye göre grafiğinin düşük sıcaklıklarda eğilmesi etkin Schottky engel yüksekliklerinin (SBH) hesaplanmasında deneysel dataların fitlerinin önemini göstermektedir. Deneysel $\ln(I_0/T^2)-1/kT$ grafiğinin eğilmesi engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olmasının bir sonucudur. Richardson eğrisinin sapsması, düşük ve yüksek engelli bölgelerin oluşturduğu arayüzeydeki potansiyel dağılımları ve uzaysal (spatially) inhomojen engel yüksekliklerinin varlığına bağlı olabilir (Ayyıldız vd 2005; Gümüş vd 2002; Doğan vd 2006; Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991; Cimilli vd 2009a, 2009b; Huang *et al.* 2007), diyottan geçen akım potansiyel dağılımı içindeki

düşük engelli bölgelerden akmayı tercih eder (Gümüş vd 2002; Doğan vd 2006; Tung 1992; Sullivan *et al.* 1991; Huang *et al.* 2007). Aynı şekilde aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/nkT$ 'ye göre grafiği aynı Şekil 4.11, 4.12, 4.39, 4.40, 4.63 ve 4.64 üzerinde çizilmiştir ve bu grafiklerden, aktivasyon enerji değeri Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için sırasıyla 0,75 eV, 0,53 eV, 0,81 eV ve 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için ise sırasıyla 0,57 eV, 0,75 eV, 0,42 eV olan lineer bir değişim meydana getirmiştir.

Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/(2k^2T^2) - 1/kT$ grafikleri Şekil 4.13, 4.14, 4.41, 4.42, 4.65 ve 4.66'da verilmiştir. Bu grafiklerin eğimi doğrudan $\overline{\Phi_{b0}}$ 'ı vermektedir. Buradan bulunan ortalama engel yüksekliği değerleri sırasıyla Ag/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0_1}}=0,79$ ve $\overline{\Phi_{b0_2}}=0,55$ eV, 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0_1}}=0,60$ ve $\overline{\Phi_{b0_2}}=0,35$ eV, Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0_1}}=0,78$ ve $\overline{\Phi_{b0_2}}=0,55$ eV, 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0_1}}=0,55$ ve $\overline{\Phi_{b0_2}}=0,28$ eV ve Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0_1}}=0,63$ ve $\overline{\Phi_{b0_2}}=0,26$ eV, 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için $\overline{\Phi_{b0_1}}=0,47$ ve $\overline{\Phi_{b0_2}}=0,34$ eV değerlerini almaktadır. Yine bu grafiğe yapılan fit denklemi kullanılarak Richardson sabiti değerleri sırasıyla Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=7,96$ ve $A^*_2=8,18$, 400°C'de tavllanmış Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=8,56$ ve $A^*_2=2,65A/K^2cm^2$, Au/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=16,90$ ve $A^*_2=6,22$, 400°C'de tavllanmış Au/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=14,74$ ve $A^*_2=2,40A/K^2cm^2$ ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=7,20$ ve $A^*_2=14,08$, 400°C'de tavllanmış Cd/n-InP/In Schottky diyotları için $A^*_1=11,35$ ve $A^*_2=9,07A/K^2cm^2$ olarak bulunmuştur ve bu A^* değerlerinin bilinen $9.4 A/K^2cm^2$ (Çetin vd 2005) ifadesi ile yüksek sıcaklık bölgesinde yaklaşık olarak uyumlu olduğu söylenebilir. Richardson eğrilerinin sapması, düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yükseklikleri ile açıklanabilir. $I-V$ ölçümlerinde sıcaklıkla idealite faktörü ile engel yüksekliğinin değişmesine ve Richardson eğrilerinin sapmasına Schottky engel

homojensizliklerinin neden olduğu tespit edilmiştir (Rhoderick and Williams 1988; Chand ve Kumar 1996; Hastas *et al.* 2004; Chand ve Kumar,1997; Perez *et al.* 2005; Ahaitouf *et al.* 2000; Ray *et al.* 1998; Dobrocka 1994; Horvath *et al.* 2003).

Görüldüğü gibi modifiye edilen $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / (2k^2 T^2) - 1/kT$ Richardson eğrileri, engel yüksekliğinin sıcaklık sabiti kullanılarak ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabitinin değerini vermektedir. Yine 4.9 eşitliğine göre, Φ_b 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen grafiği bir doğru olacaktır. Bu doğrunun eğiminden yararlanarak 4.9 eşitliği yardımıyla ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) ve σ_0 standart sapması bulunmuştur. Şekil 4.15, 4.16, 4.37, 4.38, 4.67, 4.68'de verilen Φ_b 'nin $1/2kT$ 'ye karşı çizilen bu grafiklerden Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için elde edilen ortalama engel yüksekliği 0,79 eV, 0,56 eV ve 0,99 eV olarak elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerinin, sıcaklık sabiti dikkate alınmaksızın, aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/nkT$ 'ye göre grafiğinden elde edilen 0,75 eV, 0,53 eV ve 0,81 eV ortalama engel yüksekliği değerleri ile yaklaşık uyumlu oldukları görülmektedir. Aynı şekilde tavllanmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için elde edilen 0,54 eV, 0,78 eV ve 0,54 eV ortalama engel yüksekliği değerlerinin, sıcaklık sabiti dikkate alınmaksızın, aktivasyon enerjisi $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/nkT$ 'ye göre grafiğinden elde edilen 0,57 eV, 0,75 eV ve 0,42 eV ortalama engel yüksekliği değerleri ile yine yaklaşık uyumlu oldukları görülmektedir.

Bir Schottky diyodun ters beslem $C-V$ değişiminden yararlanarak diyodun difüzyon potansiyeli, iyonize olmuş donör konsantrasyonu (n -tipi yarıiletken için) Fermi enerji seviyesi ve dolayısı ile engel yüksekliği hesaplanabilir. Tavlannmamış ve 400°C 'de tavlannmamış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının ters beslem I/C^2-V değişimlerinden, difüzyon potansiyeli V_d , fermi enerji seviyesi E_f , engel yüksekliği ve iyonize olmuş donör konsantrasyonu N_d değerleri hesaplanmıştır ve Çizelge 4.2-4.4-4.6.'da verilmiştir. Çizelge 4.2-4.4-4.6.'daki $C-V$ değişimlerinden bulunan engel yükseklikleri $I-V$ grafiklerinden elde edilen ve Çizelge 4.1-4.3-4.5'de verilen engel yükseklikleri ile karşılaştırıldığında $C-V$ değişimlerinden bulunan engel

yüksekliklerinin farklı olduğu görülmektedir. Bu durum bir arayüzey tabakasının varlığı ve yarıiletkendeki tuzak seviyeleri ile açıklanabileceği gibi, engelin inhomojenliğine de atfedilebilir (Rhoderick *et al.* 1988 ve Özdemir vd 2003). İnhomojen bir arayüzey için, bant bükülmesindeki ve engel yüksekliğindeki bölgesel değişimler akım ve kapasite için farklı Schottky engel yüksekliği sonucunu doğurur (Brillson 1982; Sullivan 1991). Çizelgelardan da açıkça görüleceği üzere $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri sonucunda elde edilen Schottky diyotlarımıza ait karakteristik parametreler farklılık göstermektedirler. $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri temelde farklıdır. $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinin birbirinden farklı çıkmasının bir nedeni, her iki ölçüm tekniğinin farklı teknikler olmasıdır. $C-V$ ölçümleri diyottaki empedans ölçümlerine dayanır. Devre elemanının kapasitesi uygulama geriliminin fonksiyonu olarak hesaplanır. Homojen bir engele sahip devre elemanında kapasite deplasyon bölgesinin genişliği ile orantılıdır. $I-V$ ölçümlerindeki engel yüksekliği, akım akışı için bir aktivasyon potansiyeli olarak tanımlanabilen niceliği ifade eder. $C-V$ değişiminden elde edilen engel yüksekliği aslında, deplasyon bölgesinin büyüklüğünün bir ölçümüdür. Şayet engeller homojen ve ideal iseler, her iki ölçüm tekniğinden elde edilecek olan ölçümlerin aynı sonuçları vermeleri gerekir. Ancak engelin inhomojenliği söz konusu olduğunda, her iki ölçüm tekniğinden elde edilecek ölçümler de farklı olacaktır (Rhoderick *et al.* 1988; Özdemir vd 2003).

C^2-V grafiklerinden hesaplanan engel yükseklikleri tavlınmamış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için 0,044 eV ile 0,606 eV arasında ve 400°C'de tavlınmış Ag/n-InP/In Schottky diyodu için 0,273 eV ile 0,490 eV arasındadır (Çizelge 4.2), tavlınmamış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,271 eV ile 0,546 eV arasında ve 400°C'de tavlınmış Au/n-InP/In Schottky diyodu için 0,395 eV ile 0,662 eV arasındadır (Çizelge 4.4) ve tavlınmamış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,712eV ile 0,813eV arasında ve 400°C'de tavlınmış Cd/n-InP/In Schottky diyodu için 0,848eV ile 1,048eV arasındadır (Çizelge 4.6). $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin tavlandıktan sonra arttığı görülmektedir. Bu durum literatür ile uyum içerisindedir (Lau *et al.* 1985; Lahav *et al.* 1986; Everaert *et al.* 1990; Huang and Pang 1997; Woodall *et al.* 1981; Grant *et al.* 1981).

Tavlanmamış ve 400°C’de tavllanmış Au/n-InP/In, Ag/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için (C^2-V) grafiğinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları Çizelge 4.2-4.4 ve 4.6’da verilmiştir. N_d ’nin bu değerlerinin tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $N_d = 1,320 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ile $N_d = 9,574 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ arasında ve 400°C’de tavlansız Ag/n-InP/In Schottky diyotları için $N_d = 2,124 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ile $N_d = 1,184 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ arasında değiştiği, tavlansız Au/n-InP/In Schottky diyotları için $1,469 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $8,764 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında ve 400°C’de tavlansız Au/n-InP/In Schottky diyotları için $2,522 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $4,402 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında değiştiği ve tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyotları için $5,587 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $4,587 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında ve 400°C’de tavlansız Cd/n-InP/In Schottky diyotları için $4,164 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ile $3,162 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ arasında değiştiği görülmektedir. Tavlandıktan sonra Au/n-InP/In ve Ag/n-InP/In numunelerinin taşıyıcı yoğunluklarının da arttığı görülmektedir. Ayrıca Şekil 4.24, 4.25, 4.49, 4.50, 4.75, 4.76’den da görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunlukları azalan sıcaklıkla birlikte azaldığı görülmektedir. Yine Çizelge 4.2-4.4-4.6’da sıcaklık arttıkça engel yüksekliğinin azaldığı, taşıyıcı yoğunluklarının arttığı, fermi enerjisinin arttığı görülmektedir. Bu durum literatürle uyum içerisindedir. $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden bulunan engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi birbirinden farklıdır. $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri sıcaklığın artmasıyla artmakta iken $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri Şekil 4.22, 4.23, 4.47, 4.48, 4.73, 4.74’de görüldüğü gibi sıcaklığın artmasıyla azalmaktadır. Bunun nedeni, potansiyel ve engelin uzaysal dağılımının $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerini farklı şekilde etkilemesindedir. $I-V$ metodu ile ölçülen engel yükseklikleri herhangi bir sebeple ortaya çıkan engel düşmelerini ihtiva eder ve akım engel yüksekliğine üstel olarak bağlıdır. $C-V$ ölçüm metodunda ise, bir doğru akım (dc) beslemi üzerine uygulanan küçük bir ac sinyaliyle deplasyon kapasitesi ölçülür. Bundan dolayı, sadece deplasyon bölgesinin kenarı modüle edilerek engel yüksekliği C^2-V grafiğine lineer olarak ekstrapole edilir ve metal-yarıiletken arayüzeyinde bant bükülmelerine neden olan engel düşmesi etkilerini ihtiva etmez (Sullivan *et al.* 1991; Jürgen *et al.* 1991).

Aynı zamanda tavlansız ve 400°C’de tavlansız Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının n_{tun} değerleri 4.22 bağıntısına göre hesaplanmış ve $\ln(I-$

I)’den elde edilen deneysel idealite faktörü değerleri ile birlikte Şekil 4.26-4.27-4.51-4.52-4.77 ve 4.78’de sıcaklığa bağlı olarak çizilmiş ve E_{00} ’ın tavlınmamış ve 400°C’de tavlınmış diyotların tümü için de $E_{00}=23$ meV değeri ile uyumlu olduğu görülmüştür. E_{00} ’ın bulunan bu değerinin Cimilli vd (2009a) tarafından hesaplanan tünelleme aktivasyon enerjisinin teorik değeri olan $E_{00}= 0.69$ meV değeri ile karşılaştırılınca uyumlu olmadığı görülmektedir. Yaklaşık $1,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ net kirlilik konsantrasyonuna sahip olan bu InP numunesindeki uzay yükü bölgesinin genişliğinden dolayı tünellemenin pek mümkün olamayacağını görmekteyiz. Bu yüzden engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığını analiz etmek için inhomojen engel yüksekliği modelini kullandık. Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında sırasıyla 0.55, 0.55 ve 0.26 eV’luk bir engel yüksekliklerinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da sırasıyla 0.79, 0.78 ve 0.63 eV’luk bir engel yüksekliklerinin var olduğu, aynı şekilde 400°C’de tavlınmış Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotları için ise yaklaşık olarak 70-150 K sıcaklık aralığında sırasıyla 0.35, 0.28 ve 0.34 eV’luk bir engel yüksekliklerinin, 150-300 K sıcaklık aralığında da sırasıyla 0.60, 0.55 ve 0.47 eV’luk bir engel yüksekliklerinin var olduğu inhomojen engel yüksekliği modelinden elde edilmiştir. Yukarıdaki gözlemler kontak alanındaki engel yüksekliğinin iki Gaussian dağılımının varlığını göstermektedir. Metal yarıiletken kontaklarda çift Gaussian’ın varlığı inhomojenliklerin yapısına atfedilebilir. Bu, arayüzey konsantrasyonu, arayüzey kalitesi, elektriksel yükler ve stokiometrik olmayan durumları içerebilir. Bunlar özellikle düşük sıcaklıklarda Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini önemli ölçüde etkilerler. Bu yüzden çok düşük sıcaklıklardaki $I-V$ ölçümleri kontak alanında mevcut olan engel inhomojenliklerinin tabiatının anlaşılmasına imkan sağlar (Cimilli vd 2009a, 2009b).

Sonuç olarak, Schottky diyotları elektronik sahada yüz yıldan fazla bir geçmişe sahip olmalarıyla birlikte önemli bir yere sahiptirler. Giriş bölümünde de bahsedildiği gibi, Schottky diyotları, genellikle güç doğrultma, düşük seviyeli dedektörler, karıştırıcılar, hızlı anahtarlama devreleri, gerilime bağlı kapasitörler ve metal yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET) gibi birçok alanda kullanılmaktadırlar. Bu şekilde geniş

alanlardaki kullanılmaları metal/yarıiletken yapılara olan ilgiyi her geçen gün artırmıştır (Türüt 1992). Bu çalışmada Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky engel diyotlarının numune sıcaklığına ve ısı tavlamanın etkilerine bağlı olarak karakteristik parametrelerinin değişimini inceledik. Bu devre elemanlarının karakteristik parametrelerinin sıcaklıkla ve tavlamaya bağlı olarak nasıl değiştiği bu kontakların elektronik devre elemanları sanayisinde kullanımları bakımından önemlidir. Bu parametrelerin termiyonik emisyon teorisinden sapmalarının nedeni metal-yarıiletken arayüzeydeki inhomojenlikten ileri gelmektedir (Rhoderick and Williams; 1988; Chand and Kumar 1996; Hastas *et al.*; 2004; Chand and Kumar 1997; Perez *et al.* 2005; Ahaitouf *et al.* 2000; Ray *et al.* 1998; Dobrocka 1994; Horvath *et al.* 2003). Schottky engel homojensizliklerine uzay yükü bölgesinde oluşan tekrardan birleşim ve tekrardan oluşum akımları (Hernandez *et al.* 1988; Wittmer 1991), yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımları (Rhoderick and Williams 1988; Padovani and Stratton 1966; Singh *et al.* 1990; Crowell and Rideout 1969), ara yüzey tabakasının kalınlık ve kompozisyonu (Rhoderick and Williams, 1988), görüntü-yük etkisi (Rhoderick and Williams 1988; Rideout and Crowell 1970; Crowell and Sze 1966) ve seri direnç (Khan *et al.* 1997) gibi çok çeşitli mekanizmaların neden olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca Schottky kontakta farklı engel yüksekliğine sahip küçük lokal bölgelerin varlığının Schottky engelinde inhomojenliklere neden oldukları bildirilmiştir (Doğan vd 2006, Tung 1991, 1992, 2001; Sullivan *et al.* 1991). Bu arayüzeydeki inhomojenliklerden dolayı Ag/n-InP/In, Au/n-InP/In ve Cd/n-InP/In Schottky diyotlarının engel yüksekliği bir çift Gaussian dağılım göstermiştir. Schottky kontaklarda bu çift Gaussian'ın varlığı, inhomojenliğin doğasına atfedilmiştir (Chand and Kumar 1996; Tung 1992, 2001). İnhomojenliklerin özellikle düşük sıcaklıklarda Schottky diyotların temel elektriksel karakteristiklerini etkilemeleri önemlidir. Bu nedenle, düşük sıcaklıklarda $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri kontak alanında mevcut engel inhomojenliğinin doğasını açığa çıkarmaktadır.

KAYNAKLAR

- Abay, B., Çankaya, G., Güder, H. S., Efeoğlu, H., Yoğurtçu, Y. K. 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I-V-T measurements. *Semicond Sci. Technol.*, 18, 75-81.
- Ahaitouf, A., Bath A., Losson, E. and Abarkan, E., 1998. Stability of sulfur-treated n-InP Schottky structures, studied by current-voltage measurement. *Materials Science and Engineering B*, 52, 208-215.
- Ahaitouf, A., Losson, E., Bath, A. 2000. On the determination of interface state density in n-InP Schottky structures by current–voltage measurements: Comparison with DLTS results, *Solid-State Electronics*, 44, 515-520.
- Akkal, B., Benamara, Z., Boudissa, A., Bachir Bouiadjra, N., Armani, M., Bideux, L., Gruzza, B., 1998. Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky system as a function of temperature. *Materials Science and Engineering B*, 55, 162-168.
- Anand, S., Carlsson, S. B., Deppert, K., Monteilus, L., Samuelson, L. 1996. Electron transport at Au/InP interface with nanoscopic exclusions. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14 (4), 2794-2798.
- Andrews, J. M. Koch, F. B. 1971. Formation of NiSi and Current Transport across the NiSi-Si Interface, *Solid-state Electron.*, 14, 901.
- Andrews, J. M., Lepselter, M. P. 1970. Reverse Current-Voltage Characteristics of Metal-Silicide Schottky Diodes, *Solid-state Electron.*, 13, 101 1.
- Arnold, D., Hess, K., 1987. Barrier height fluctuations in very small devices due to the discreteness of dopants, *J. Appl. Phys.*, 61 (11), 5178.
- Asubay, S., Gullu, O., Turut, A. 2009. Determination of the laterally homogeneous barrier height of metal/p-InP Schottky barrier diodes, *Vacuum*, 83, 1470–1474.
- Ayyıldız, E., Çetin, H., Horvath Z. S., 2005. Temperature dependent electrical characteristics of Sn/p- Si Schottky diodes. *Applied Surface Science*, 252, 1153-1158.
- Bardeen, J., 1947. Surface State and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact. *Phys. Rev.*, 71, 717-27.
- Benamara, Z., Akkal, B., Talbi, A., Gruzza, B. and Bideux, L. 2002. Electrical parameters evolution of Au/InP (100) and Au/InSb/InP (100) systems with restructuring conditions. *Materials Science and Engineering C*, 21, 287-290.
- Bethe, H. A. 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers, *MTRadiat. Lab. Rep.* 43-12.
- Bethe, H. A., 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. MIT. Radiation Lab. Rep., 43, 12.
- Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Physica B*, 325, 138-148.
- Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Physica B*, 325, 138-148.
- Biber, M., Çakar, M., Türüt, A., 2001. The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes. *J.Mater.Sci-Mater.Elect.*, 12-575.
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides (in German), *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556.

- Braunstein, R., 1955. Radiative Transitions in semiconductors Phys. Rev. 99, 1892-1893.
- Brillson, L. J., 1982. The surface and Properties of metal-semiconductor interfaces. Sur. Sci. Reports. 2, 123.
- Brillson, L. J., 1993. Contacts To Semiconductors, Noyes Publications, New Jersey.
- Chattopadhyay, P. and Daw, A.N., 1986. On the current transport mechanism in a metal semiconductor (MIS) diode. Solid State Electron., 29, 555-60.
- Brillson, L., Brucker, C., Katnani, A., Stoffel, N., Daniels, R., Margaritondo, G. 1982. Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces Conference, Asilomar, Calif.
- Card, H. C., Rhoderick, E. H. 1971. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes, J.Phys.D: Appl. Phys., 4, 1589-1601.
- Chand, S., Kumar J. 1996. On the existence of a distribution of barrier heights in Pd₂Si/Si Schottky diodes. J. Appl. Phys., 80 (1), 288-294.
- Chand, S., Kumar, J. 1996. Current transport in Pd₂Si/N-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures, Appl. Phys. A, 63, 171-178.
- Chand, S., Kumar, J. 1997. Effect of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode, J. Appl. Physics, 82 (10), 5005-5010.
- Chattopadhyay, P., RayChaudhuri, B. 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes. Solid-State Electron, 36, 605-610.
- Chen, W. X.; Yuan, M. H.; Wu, K.; Zhang, Y. X.; Wang, Z. M.; Qin, G. G., 1995. Experimental study on the Er/p-InP Schottky barrier. J. Appt. Phys., 78 (1), 1-9.
- Cheung S. K., Cheung, N. W. 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics, Appl. Phys. Lett., 58, 382.
- Chin, V. W. L., Gren, M. A., Storey, J. W. V. 1990. Correlation between current-voltage and capacitance-voltage Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs an (110) InP surface, J. Appl. Phys., 68, 3470.
- Chin, V.W., Green, M.A., Storey, J.W.V., 1990. Correlation between current-voltage and capacitance-voltage Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs an (110) InP surfaces. J.Appl.Phys.,68(7),3470-3474.
- Christou, A. and Anderson, W. T. Jr., 1979. Material reactions and barrier height variations in sintered Al-InP Schottky diodes, Solid-State Electron 22, 857-863.
- Cimilli, F. E., Efeoğlu, H., Sağlam, M., Türüt, A. 2009a. Temperature-dependent current-voltage and capacitance-voltage characteristics of the Ag/n-InP/In Schottky diodes, J. Mater Sci: Mater Electron, 20, 105-112.
- Cimilli, F. E., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Türüt, A. 2009b. Temperature-dependent current-voltage characteristics of the Au/n-InP diodes with inhomogeneous Schottky barrier height, Physica B, 404, 1558-1562.
- Cimilli, F. E., Sağlam, M., Türüt, A. 2007. Determination of the lateral barrier height of inhomogeneous Au/n-type InP/In Schottky barrier diodes, Semicond. Sci. Technol. 22, 851-854.
- Cimilli, F.E., 2003. Aynı şartlar altında hazırlanmış Au/n-S/Au-Sb MIS Schottky Diyotlarının idealite faktörleri ile engel yükseklikleri arasındaki ilişki. Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi.

- Coşkun, C., Biber, M., Efeoğlu, H. 2003. Temperature dependence of current-voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes, *Appl. Surf. Sci.*, 211, 360-366.
- Cowley, A. M., Sze, S. M., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. *Journal of Applied Physics*, 66, 3212-20.
- Crowell, C. R. and Roberts, G.I., 1969. Surface State and Interface Effect on the Capacitance-Voltage Relationship in Schottky barriers. *J. Appl. Phys.*, 40, 3726-30.
- Crowell, C. R., Sarace, J. C. and Sze, S. M., 1965. Tungsten-semiconductor Schottky barrier diode, *Trans. Metall. Soc. AIME* 233, 478-481.
- Crowell, C. R. and Sze, S. M. 1966. Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers, *Solid State Electron.*, 9, 1035-1042.
- Crowell, C. R., Spitzer, W. G., Howarth, L. E., Labate, E. 1962 Attenuation Length Measurements of Hot Electrons in Metal Films, *Phys. Rev.*, 127, 2006.
- Crowell, C. R., Sze, S. M. 1966. Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers, *Solid State Electron*, 9, 1035.
- Çankaya, G., Abay, B., 2006. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of Cd/p-GaTe Schottky barrier diodes under hydrostatic pressure. *Semicond. Sci. Technol.* 21, 124-130.
- Çetin H., 2005, Temperature dependence of electrical parameters of the Au/n-InP Schottky barrier diodes. *Semicond. Sci. Technol.*, 20, pp 625-631.
- Davydov, B., 1939. On the contact resistance of semiconductors. *J. Phys. USSR*, 1, 167-171.
- Davydov, B., 1941. Junction resistances in semiconductors. 1941. *J. Phys. USSR*, 4, 335-339.
- Dobrocka, E., Osvald, J. 1994. Influence of barrier height distribution on the parameters of Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 65, 575 -577.
- Doğan, H., Yıldırım, N., Türüt, A., Biber, M., Ayyıldız, and Nuhuğlu, Ç., 2006. Determination of the characteristic parameters of Sn/n-GaAs/Au-Ge Schottky diodes by a barrier height inhomogeneity model. *Semicond. Sci. Technol.* 21, 822-828.
- Everaert, J. Van Meirhaeghe, R. Laflère W., Cardon, F. 1990. Characterisation of CoSi_2 - and TiSi_2 /n-GaAs Schottky barriers. *Semicond. Sci. Technol.*, 5, 60-64.
- Folberth, O. G. and Weiss, H. Z. *Naturf.*, 1955. Indium Phosphide (InP) hole mobility, 10a, 615-622.
- Fowler, R. H. 1931. The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures, *Phys. Rev.*, 38, 45.
- Freeouf, J. L., Jackson, T. N., Laux, S. E., Woodall, J. M. 1982. Effective barrier heights of mixed phase contacts: Size effects, *Appl. Phys. Lett.*, 40, 634.
- 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.
- Gümüş, A., Türüt, A. and Yalçın N., 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs, *J. Appl. Phys.*, 91(1), 245-250.
- Hastas, N. A., Dimitriadis, C. A., Dozsa, L. 2004. Electrical properties of GaAs Schottky diodes with embedded InAs self-assembled quantum dots, 24th International Conference on Microelectronics, 325-327.
- Henisch, H. K. 1989. *Semiconductor contacts*, Oxford, Clarendon.

- Hernandez, M. P., Alonso, C. F., Pena, J. L. 2001. Barrier height determination in homogeneous nonideal Schottky contacts. *J. Phys.D: Appl.Phys.*, 34, 1157.
- Hokelek, E., Robinson, G. Y. 1981. A comparison of Pd Schottky contacts on InP, GaAs and Si. *Solid-State Electron.* 24, 99.
- Hokelek, E., Robinson, G. Y. 1982. Schottky contacts on chemically etched *p*- and *n*-type indium phosphide. *Appl. Phys. Lett.*, 40, 426.
- Hokelek, E., Robinson, G. Y. 1983. A study of Schottky contacts on indium phosphide. *J. Appl. Phys.*, 54, 5199.
- Horváth, Z. S. J., Rakovics, V., Püspöki, S. 2003. Schottky Junction on n-type InP for Zero Bias Microwave Detectors. *Phys. Stat. Sol.(c)*, 3, 916-921.
- Huang, S., Shen, B., Wang, M. J., Xu, F. J., Wang, Y., Yang, H. Y., Lin, F., Lu, L., Chen, Z. P., Qin, Z. X., Yang, Z. J., Zhang, G. Y. 2007. Current transport mechanism of Au/Ni/GaN Schottky diodes at high temperatures, *Applied Physics Letters*, 91, 072109-3.
- Huang, S., Shen, B., Wang, M. J., Xu, F. J., Wang, Y., Yang, H. Y., Lin, F., Lu, L., P. Chen, Z., Qin, Z. X., Yang, Z. J., Zhang, G. Y. 2007. *Appl. Phys. Lett.* 91.
- Huang, T., Yang, M. 1991. Interfacial reactions of Cr, Cr-Si, and Cr/Si films on GaAs. *J. Appl. Phys.* 70, 5675-5683.
- Huang, T., Pang, J. 1997. Thermal stability of the Pd-Al alloy Schottky contacts to n-GaAs. *Matt. Sci. Eng. B*, 49, 144-151.
- Hudait, M. K., Krupanidhi, S. B. 2001. Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures, *Physica B-Condensed Matter*, 307, 125-137.
- Inglesfield, J. 1984. In *Electronic properties of surfaces*. Ed. M. Prutton. p 71, Adam Hilger, Bristol.
- Jaeger, R. C. 1988. *Introduction to Microelectronic Fabrication* (Addison-Wesley, Reading, MA) [an introductory text].
- Jiang, Y., Ru, G., Lu, F., Qu, X., Li, B., Li, W and Li, A. 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. *Chin. Phys. Lett.*, 19(4), 553-556.
- Jürgen H., Werner, H., Herbert H., Güttler. 1991 Barrier inhomogeneities at Schottky contacts, *J. Appl. Phys.*, 69(3), 1522-1533.
- Karataş, Ş. 2003. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- Khan, M. H. R., Nakayama, H., Detchprohm, T., Hiramatsu, K., Sawaki, N. 1997. A study on barrier height of Au---Al_xGa_{1-x}N Schottky diodes in the range $0 \leq x \leq 0.20$, *Solid-State Electronics*, 41, 287-294.
- Kirchner, P., Jackson, T., Petit, G. and Woodall, J., Freeouf, J. 1985. Low resistance nonalloyed ohmic contacts to Si-doped molecular-beam epitaxial GaAs. *Appl.Phys. Lett.*, 47, 26-28.
- Kittel, C., 1986. *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, Inc., 129, USA.
- 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.
- Kumar, A. A., Janardhanam, V., Reddy, V. R., Reddy P. N. 2009. Evaluation of Schottky barrier parameters of Pd/Pt Schottky contacts on n-InP (100) in wide temperature range, *Superlattices and Microstructures* 45, 22-32.

- Lahav, A., Eizenberg, M., Komen, Y. 1986. Interfacial reactions between Ni films and GaAs. *J. Appl. Phys.*, 60, 991-1001.
- Lau, S. Chen, W. Marshall, E. Pai, C. Tseng, W. and Kuech, T., 1985. Thermal and chemical stability of Schottky metallization on GaAs. *Appl. Phys. Lett.* 47, 1298-1303.
- Lonergan, M. and Jones F., 2001. Calculation of transmission coefficients at nonideal semiconductor interfaces characterized by a spatial distribution of barrier heights. *J. Chem. Phys.*, 115 (1), 433-445.
- M. Beguwala and C. R. Crowell, "Characterization of Multiple Deep Level Systems in Semiconductor Junctions by Admittance Measurements," *Solid-State Electron.*, 17, 203 (1 974).
- Mayer, J. W., Lau, S. S. 1990. *Electronic Materials Science: For Integrated Circuits in Si and GaAs* (Macmillan, New York) [an introductory text including such topics as properties of semiconductors, and processing, fabrication, and operation of semiconductor devices].
- Mead, C. A. and Spitzer, W. G., 1964. Fermi level position at metal-semiconductor interfaces, *Phys. Rev. A*, 134, 713-716.
- Morgan, D. V. and Frey, J., 1978. Increasing the effective barrier height of Schottky contacts to n-*In_xGa_{1-x}As*, *Electron Lett.*, 14, 737-739.
- Mott, N. F. 1938. Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor, *Proc. Cambr: Philos. Soc.* 3, 4, 568.
- Mönch, W. 2008. On the explanation of the barrier heights of InP Schottky contacts by metal-induced gap states, *Applied Physics Letters*, 93, 172118-172120.
- Mönch, W., 1995. *Semic. Surfaces and Interfaces*, Springer Series on Surface Science, 26 (Springer, Berlin), 2 nd. ed. 348.
- Mönch, W., 1999. 125 years metal-semiconductor contacts: Where do we stand?. *Advances in Solid State Physics*, 39, 1-13.
- Mönch. W., 1999. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneties. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17, 1867.
- Neaman, D. 1992. *Semiconductor Physics and Devices*, R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney.
- Newman, N., Kendelewicz, T., Bowman, L., Spicer, W. E. 1985. Electrical study of Schottky barriers on atomically clean and air-exposed n-InP (100) surfaces, *Appl. Phys. Lett.*, 46, 12-17.
- Nixon, J. A., Davies, J. H., 1990. Barrier height fluctuations in heterostructure devices, *Phys. Rev. B.*, 41, 7929.
- Norde, H. A. 1979. Modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.*, 50, 5052-5054.
- Ohdomari, I., Tu, K. N. 1980. Parallel Silicide Contacts., *J. Appl. Phys.*, 51, 3735.
- Özdemir, A. F., Türüt. A., Kökçe, A. 2003. The interface state energy distribution from capacitance-frequency characteristics of gold/n-type Gallium arsenide Schottky barrier diodes, *Thin Solid Films*, 425, 210-215.
- Padovani, F. A., Stratton, R. 1966. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers, *Solid-State Electron*, 9, 695-707.

- Perez, R., Mestres, N., Montserrat, J. 2005. Barrier inhomogeneities and electrical characteristics of Ni/Ti bilayer Schottky contacts on 4H-SiC after high temperature treatments *Physica Status Solid A-Applications and Materials Science*, 202, 692-697.
- Pickard, G.W. 1906, US patent no.836531.
- Pierce, G. W. 1907. Understanding Metal and Semiconductor Structures, *Phys. Rev.* 25, 31.
- Pietsch, G.J., Köhler U., Henzler.,1993. Anisotropic etching versus interaction of atomic steps: Scanning tunneling microscopy observations on HF/NH₄F-treated Si(111), *J. Appl. Phys.*, 73, 4797 ve Graf, D., Grunder, M., Schlz, R., Mühlhöff, L., 1990. Oxidation of Hf-threated Si wafer surfaces in air, *J. Appl. Phys.*, 68, 5155-5156.
- Ray, W. P., Mabrook M. F., Nabok, A. V. 1998. Transport mechanisms in porous silicon, *J. Appl. Phys.*, 84, 3232-3235.
- Rhoderick, E. H. 1972. Comments on the conduction mechanism in Schottky diodes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5, 1920-1929.
- Rhoderick, E. H., Williams, R. H. 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd edn. (Clarendon, Oxford), 1-225.
- Rideout, V. L., Crowell, C. R. 1970. Effects of image force and tunneling on current transport in metal-semiconductor (Schottky barrier) contacts, *Solid-State Electronics*, 13 (7), 993-1009.
- Rideout, V. L. 1978. A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal Semiconductor Rectifiers. *Thin Solid Films*, 48, 261-91.
- Roberts, G. G., Pande, K. P. 1977. Electrical characteristics of Au/Ti-(n-type) InP Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 10 (10), 1323-1328.
- Rockett, A. 2007. *The Materials Science of Semiconductors*, Springer, 622 p, USA.
- Sağlam, M., Cimilli, F. E., Türüt, A. 2004. Experimental determination of the laterally homogeneous barrier height of Au/n-Si Schottky barrier diodes, *Physica B*, 348, 397-403.
- Sato, K., Yasumura, Y. 1985. Study of forward I-V plot for Schottky Diodes with high series resistance, *J. Appl. Phys.*, 58(9), 3655-3657.
- Schottky, W. 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers, *Z. Phys.*, 113, 367-414.
- Schottky, W., Spenke, E. 1939. *Wiss. Veroff.Siemens-Werken*, 18-225.
- Seitz, F. 1940. *Modern theory of solids*, McGraw-Hill, New York.
- Shi, Z. Q. Wallace, R.L. and Anderson, W A. 1991. High-barrier height Schottky diodes on n-InP by deposition on cooled substrates. *Appl. Phys. Lett.* 59 (4) 446-448.
- Smith, B. L. 1973. Au-(n-type) InP Schottky barriers and their use in determining majority carrier concentrations in n-type InP, *J. Phys. D*, 6, 1358-1362.
- Smith, R. A. 1968. *Semiconductors C. B. E., M. A., PH. D., F. R. S.*
- Song, Y. P., Van Meirhaeghe, R. L., Laflère, W. H., Cardon, F. 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers, *Solid-St. Electron*, 29, 633-638.
- Strayer, R. W., Mackie, W., Swanson, L. W. 1973. *Studies of Metal Surfaces by Field Emission Microscopy and Applications.* *Surf. Sci.* 34, 225.

- Street, R. A. 1991. Hydrogenated Amorphous Silicon (Cambridge University Press, Cambridge).
- Sullivan, J. P., Tung, R. T., Pinto, M. R., Graham, W. R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys*, 70, 7403-7424.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices* 2nd Edn. John Wiley and Sons. Inc., New York.
- Sze, S. M., Crowell, C. R., Kahng, D. 1964. Photoelectric Determination of the Image Force Dielectric Constant for Hot Electrons in Schottky Barriers, *J. Appl. Phys.*, 35, 2534-2542.
- Sze, S. M., Ng, K. K. 2006. *Physics of Semiconductor Material*, Wiley-Interscience 3rd edn. 815 p. USA.
- Şahin, B., Çetin, H., Ayyıldız, E. 2005. The effect of series resistance on capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes. *Solid State Communications* 135, 490–495
- Temirci, C. 2000. Atatürk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M., Türüt, A. 2001. High-barrier height Sn/p-Si Schottky Diodes with interfacial layer by anodization process. *Appl. Sur. Sci.*, 172(2), 1-7.
- Thomas, T., Luo, J. K. 1993. The effect of 1 MeV electron Irradiation on the current-voltage characteristics of Au/p-InP structures. *J. Appl. Phys.*, 73, 3709-3712
- Tuck, B. 1982. The Al-(n-InP) Schottky barrier, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 15, 457-465.
- Tung, R. T., 1992. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 2821-23.
- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, *Materials Science and Engineering R*, 35, 1-138.
- Tung, R. T., Levi, A. F. J., Sullivan, J. P. and Schrey, F., 1991. Schottky-Barrier Inhomogeneity at Epitaxial NiSi₂ Interfaces on Si(100). *Physical Review Letters*, 66, 1.
- Tuy, T. O., Mojzes, I. 1990. Theoretical explanation of the control of the Schottky barrier height using an ultrathin interface metal layer, *Appl. Phys. Lett.*, 56, 652.
- Türüt, A., Yağcı, N., Sağlam, M., 1992. Parameter extraction from non-ideal C-V characteristics of a Schottky diode with and without interfacial layer. *Solid-State Electron*, 35, 835-838.
- Türüt, A., Tüzemen, S., Yıldırım, M., Abay, B., Sağlam, M. 1992. Barrier height enhancement by annealing Cr-Ni-Co alloy Schottky contacts on LEC GaAs, *Solid-State. Electron*, 35, 1423-1426.
- Van den Berghe, L. M., Van Meirhaeghe, R. L., Laflere, W. H., Cardon, F. 1990. *Solid-State Electron*. 33, 79.
- Wada, O., Majerfeld, A. 1978. Low leakage nearly ideal Schottky barriers to n-InP, *Electron Lett.*, 14, 125-126.
- Werner, J. H., Güttler, H. H. 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts, *J. Appl. Phys.*, 69, (3), 1522-1532.
- Werner, J. H., Güttler, H. H. 1993. Temperature dependance of the Schottky barrier heights on silicon, *J. Appl. Phys.*, 73-1315.
- Werner, J. H., Rau, U. 1994. *Springer Series in Electronics and Photonics*, ed. Luyand J F and Russer P, p 32, Springer, Berlin.

- Williams, R. H., Montgomery V., Varmo R. R. and Mckinley, A. 1977. The influence of interfacial layers on nature of gold contacts to Si and InP, *J. Phys. D*, 10, 253-256.
- Wilmsen, C. W., 1985. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interface* (New York: Plenum).
- Wilson, A. H. 1931. *The Theory of Electronic Semiconductors*, Proc. R. SOC. Lond. Ser: A, 133,458.
- Wittmer, M. 1991. Conduction Mechanism in PTSi/Si Schottky Diodes *Physical Review B*, 43, 4385-4395.
- Wittmer, M., 1990. Current transport in high-barrier IrSi/Si Schottky diodes. *Phys. Rev. B*, 42, 5249-5259.
- Woodall, J., Freeouf, J., Petit, G., Jackson, T. and Kirchner, P. 1981. Ohmic contacts to normal-GaAs using graded band-gap layers of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ grown by molecular-beam epitaxy, *J. Vac. Sci. Technol.*, 19, 626-627.
- Yacobi, B. G. 2004. *Semiconductor Material*, Kluwer Academic Publishers, 228 p, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow.
- Yokoyama, N., Ohnishi, T., Odan, K., Onodera, H. and Abe, M. 1982. Tiw silicide gate self-alignment technology for ultra heigh-speed GaAs-MESFET LSI VLSIS.
- Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H., Bülbül, M.M., 2006. Current transport mechanism in $\text{Al/Si}_3\text{N}_4/\text{p-Si}$ (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures. *Applied Surface Science*, 252, 2999–3010.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G., Qu, X. and Li, B., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi_2 Schottky contacts on n-Si (100) and (111), *Solid-State Electron*, 44, 663-671.
- Ziel, A. 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall International Inc., Minnesota, 108-144.
- Ziel, A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, P. 97-245.

ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında Erzurum'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 1996 yılında Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 2000 yılında aynı bölümden mezun oldu. 2003 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde, Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisansını ve 2009 yılında yine aynı bölümde doktora öğrenimini tamamlayan Fulya Esra CİMİLLİ ÇATIR evli ve bir kız annesidir.