NİTRİT TEMELLİ (III-V) YARİİLETKEN HETEROYAPILARIN MORFOLOJİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Zeki TEKELİ

DOKTORA TEZİ
FİZİK

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAYIS 2009
ANKARA

Zeki TEKELİ tarafından hazırlanan "NİTRÜR TEMELLİ (III-V) YARİİLETKEN HETEROYAPILARIN MORFOLOJİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ" adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Mehmet ÇAKMAK ……
Tez Danışmanı, Fizik AD

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Mehmet PARLAK ……
Fizik AD, ODTÜ

Prof. Dr. Mehmet ÇAKMAK ……
Fizik AD, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Bora ALKAN ……
Fizik Müh. AD, Ankara Üniversitesi

Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK ……
Fizik AD, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Mehmet KASAP ……
Fizik AD, Gazi Üniversitesi

Tarih: 12/05/2009

Bu tez ile Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail ÜNSAL ……
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Zeki TEKELİ

NİTRİT TEMELLİ (III-V) YARIİLETKEN HETEROYAPILARIN MORFOLOJİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

(Doktora Tezi)

Zeki TEKELİ

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Mayıs 2009

ÖZET

GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının morfolojik, yapısal ve elektriksel özellikleri araştırıldı. Yüzey analizi ile vida tipli dislokasyonlu (~10^8 cm^{-2}) yapının GaN yüzeyi, basamaklı mod ile büyütüldüğü gösterildi. Yapısal analizi ile heteroyapının kristal yapı kalitesi incelendi ve epitaksiyel tabakaları doğrulandı. Yapının elektriksel özelliklerin incelenmesinde; sıcaklığa bağlı (20-350 K) Hall etkisi ölçümü ile taşıyıcı yoğunluğu (nH) ve mobilite (μ) değerleri hesaplandı. Heteroyapının 2DEG tipli yapı sergilediği görüldü. Yapı üzerinde Schottky ve omik kontak oluşturularak, sıcaklığa bağlı (295-415 K) akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümleri yapıldı. Doğru beslem I-V ölçümlerinden; yapının idealite faktörü (n), seri direnç (Rs), potansiyel engel yüksekliği (Φ_B), C-V ve G/w-V ölçümlerinden; arayüzey durum (Nss) yoğunluğu, taşıyıcı yoğunluğu (N_D), Rs, Φ_B gibi temel elektriksel parametreler hesaplandı. Gaussian dağılım fonksiyonu kullanılarak, potansiyel engel yüksekliğinin ortalama değeri ($\overline{\Phi}_B$) ve Richardson sabiti (A*) gibi önemli parametrelerin değerleri hesaplandı teorik sonuçlarla karşılaştırıldı.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AIN, heteroyapı, idealite faktörü, seri direnç, engel yüksekliği, Richardson sabiti, arayüzey durum yoğunluğu, taşıyıcı yoğunluğu
Sayfa Adedi : 121
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Mehmet ÇAKMAK

INVESTIGATON OF MORPHOLOGIC AND ELECTRICAL PROPERTIES OF NITRIDE-BASED (III-V) SEMICONDUCTOR'S HETEROSTRUCTURE

(Ph. D. Thesis)

Zeki TEKELİ

GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
Mai 2009

ABSTRACT

Morphologic, structural and electrical properties of GaN(cap)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN heterostructure were investigated. The screw type dislocation density on the GaN surface of the heterostructure was measured as ~10^8 cm^{-2}. Its growth has been shown as step-flow mode with the surface analysis. The crystal quality and epitaxial layers of the heterostructure were verified with the structural analysis. Carrier density (n_H) and mobility (μ) values were measured in the temperature range of 20-350 K by Hall effect analysis. As a result the heterostructure exhibited 2DEG type structure. Current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/w-V) measurements were carried out in the temperature range of 295-415 K by creating ohmic and Schottky contacts on the surface. Parameters like the ideality factor (n), series resistance (R_s), barrier height (Φ_B), interface state density (N_{ss}), carrier density (N_D) were calculated of which were determined from I-V, C-V and G/w-V measurements. Mean barrier height ($\overline{\Phi}_B$) and Richardson constant (A^*) were also calculated using Gaussian distribution function and were compared with theoretical results.

Science Code : 202.1.147
Key Words : GaN/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN, heterostructure, ideality factor, series resistance, barrier height, Richardson constant, interface state
Page Number: 121
Adviser : Prof. Dr. Mehmet Çakmak

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren ve tecrübelerinden faydalandığım danışman hocam Prof. Dr. Mehmet ÇAKMAK'a, elektriksel ölçümlerin alınmasında ve ayrıca bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL'a, AFM ölçümlerinin alınmasında yardımcı olan ve Dr. Süleyman ÇÖREKÇİ'ye ve ayrıca tez çalışmalarıma her konuda destek veren Dr. M. Kemal ÖZTÜRK'e teşekkürü borç bilirim.

Tez çalışmamda kullandığım numunelerin büyütülmesini sağlayan Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinden sorumlu Bilkent Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği ve Fizik Bölümü öğretim üyesi Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY'a ve kontakların oluşturulmasını sağlayan Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinden teknisyen Deniz ÇALIŞKAN'a teşekkür ederim.

Gazi Üniversitesi İleri Yarıiletken Araştırma Laboratuarı'nda deneyleri gerçekleştirme olanağı sunan 2001K120590 nolu DPT projesinin yürütücüsü Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK'e teşekkür ederim.

Bu tez, çalışmalarım boyunca bana sabır gösteren ve destekleyen eşim İmran TEKELİ, çocuklarım Akif Cihangir TEKELİ ve Nezih Emir TEKELİ'ye adanmıştır.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET iv

ABSTRACT v

TEŞEKKÜR vi

İÇİNDEKİLER vii

ÇİZELGELERİN LİSTESİ x

ŞEKİLLERİN LİSTESİ xi

RESİMLERİN LİSTESİ xiv

SİMGELER VE KISALTMALAR xv

1. GİRİŞ 1

2. NİTRİTLER 5

2.1. Fiziksel Özellikler 5

2.2. Heteroyapı 7

2.3. Polarizasyon ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te) 8

2.3.1. Kendiliğinden polarizasyon ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te) 8

2.3.2. Piezoelektrik polarizasyon ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te) 9

2.4. 2-Boyutlu Elektron Gazı (2DEG) ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te) 11

2.5. Grup III-Nitritlerde Büyütme ve Epitaksi 12

2.5.1. Metal organik kimyasal buhar depozisyonu (MOCVD) 13

3. NİTRİTLERDE YÜZEY VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLER 15

3.1. Yüzey Özellikler 15

3.2. Elektriksel Özellikler 17

3.2.1. Metal-yarıiletken (MS) kontak türleri 18

3.2.2. İdeal metal-yarıiletken kontakta Schottky-Mott teorisi 19

Sayfa

3.2.3. Metal/yarıiletken kontaklarda akım-iletim mekanizmaları 25
3.3. Düşük Alan Elektron İletimi 36
3.3.1. Elektron saçılması, sürüklenme hızı ve mobilite 36
3.3.2. Elektriksel iletkenlik 38
3.4. 2DEG Hall Etkisi 40
3.5. Saçılma Mekanizmaları 44
3.5.1. Fonon saçılması 45
3.5.2. Dipol saçılması 46
3.5.3. İyonize safsızlık saçılması 46
3.5.4. Arayüzey pürüzlülüğü saçılması 46
3.5.5. Dislokasyon saçılması 46
3.5.6. Alaşım düzensizliği saçılması 47
3.5.7. Arka plan safsızlık saçılması 47
4. DENEYSEL TEKNİKLER 48
4.1. Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) 48
4.2. Yüksek Çözünürlüklü X–Işını Difraksiyonu (HR-XRD) 53
4.3. Hall Etkisi Ölçüm Sistemi 57
4.4. I-V, C-V ve G/w-V Ölçüm Sistemleri 58
5. DENEYSEL YÖNTEM VE TARTIŞMA 60
5.1. Heteroyapının Büyütme Süreci 60
5.2. Yüzey Özelliği 61
5.2.1. Heteroyapının AFM analizi 61
5.3. Yapısal Özelliği 64

Sayfa

5.3.1. Heteroyapının HR-XRD analizi 64

5.4. Elektriksel Özellikleri 68

5.4.1. Hall etkisi ölçümleri 68

5.4.2. Sıcaklığa bağlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri 73

5.4.3. Sıcaklığa bağlı kapasitans-voltaj (C-V) ölçümleri 87

6. SONUÇ 102

KAYNAKLAR 108

ÖZGEÇMİŞ 119

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge **Sayfa**

Çizelge 2.1. Wurtzite yapılı nitrit bileşik yarıiletkenlerle ilgili bazı parametreler 7

Çizelge 5.1. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının bazı FWHM değerleri 67

Çizelge 5.2. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının $I-V$ karakteristiklerinden tanımlanmış sıcaklığa bağlı bazı parametre değerleri 76

Çizelge 5.3. (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının 295-395 K sıcaklık aralığında $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerinden tanımlanan bazı parametre değerleri 93

Çizelge 5.4. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı $I-V$ ve $C^{-2}-V$ karektristiklerinden elde edilen bazı parametre değerleri ... 99

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil **Sayfa**

Şekil 2.1. Wurtzite kristal yapının birim hücresi (a ve c örgü sabitleri) 5

Şekil 2.2. Ga- ve N-yüzlü polariteli wurtzite yapılı GaN'ın kristal yapısı 6

Şekil 2.3. c-yönelimi boyunca büyütülen Ga-yüzlü GaN veya AlGaN kristallerinde kendiliğinden polarizasyon ve elektrik alan yönelimini göstermektedir 9

Şekil 2.4. Nitrit heteroyapılarda polarizasyon yönelimi 10

Şekil 2.5. Ga-yüzlü $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heteroyapıda $Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN tabakalardaki polarizasyon yönelimleri 11

Şekil 2.6. AlGaN/GaN heteroyapının enerji-bant yapısı 12

Şekil 2.7. MOCVD'nin çalışma şeklini gösteren şematik şekil 14

Şekil 3.1. III-nitritlerden; (a) GaN (b) AlN ve (c) AlGaN yüzeyli heteroyapıların 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM yüzey görüntüleri 16

Şekil 3.2. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji-bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu 20

Şekil 3.3. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-bant diyagramı (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem 23

Şekil 3.4. $\Phi_s > \Phi_m$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji-bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller; (b) termal dengede kontak; (c) yarıiletken doğru beslemde ve (d) yarıiletken ters beslemde .. 24

Şekil 3.5. Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim Mekanizmaları 26

Şekil 3.6. Schottky alçalması ile birlikte enerji-bant diyagramı 30

Şekil 3.7. MS Shottky engelde a) Doğru ve b) ters beslemde AE ve TAE (n-tipi yarıiletken) 34

Şekil 3.8. $Al_xGa_{1-x}N$/AlN/GaN arayüzeyde oluşan kuvantum kuyu ve enerji bant diyagramı 40

Şekil 3.9. Numune üzerinde hall ölçümleri için kullanılan Van der Pauw geometrisi 42

Şekil **Sayfa**

Şekil 4.1. AFM'nin çalışma prensibi 49

Şekil 4.2. Uç-numune arasındaki van der Waals kuvvetinin mesafe ile değişimi 51

Şekil 4.3. XRD cihazının şematik şekli 54

Şekil 4.4. X-ışını sisteminde atomda fotonun soğrulma ve yayınlanma mekanizması 54

Şekil 4.5. X-ışını saçılma mekanizması 55

Şekil 5.1. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapısının şematik şekli 60

Şekil 5.2. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının GaN yüzeyi üzerinden alınan 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü 62

Şekil 5.3. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının GaN kep yüzeyi üzerinden alınan 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü ve çizgi profili 62

Şekil 5.4. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının GaN kep yüzeyi üzerinden alınan 2×2 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü ve çizgi profili 63

Şekil 5.5. GaN/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının standart 2θ HR-XRD taraması 64

Şekil 5.6. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının simetrik (0006) düzlemlerinin ω-2θ HR-XRD taraması 65

Şekil 5.7. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının asimetrik $(11\bar{2}4)$ düzlemlerinin ω-2θ HR-XRD taraması 66

Şekil 5.8. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının (a) 2-boyutta nH -T ve (b) 3-boyutta ölçülen nH -T grafiği 70

Şekil 5.9. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının (a) μ-T ve (b) μ-$T^{-3/2}$ grafiği .. 71

Şekil 5.10. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının şematik büyütme ve kontakların oluşturma şekli 73

Şekil 5.11. Değişik sıcaklıklarda (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının doğru ve ters beslem yarı-logaritmik $\ln I - V$ karakteristiği 75

Şekil 5.12. Doğru beslem $I - V$ verilerinden elde edilen (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı sıfır- beslem engel yüksekliği Φ_{B0} ve idealite faktörü n değişim grafiği 77

Şekil **Sayfa**

Şekil 5.13. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN/GaN heteroyapının değişik sıcaklıklarda doğru beslem $\ln I - V$ verilerinden elde edilen: 79

Şekil 5.14. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı R_s grafiği 81

Şekil 5.15. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının $\ln(I_o / T^2) - 10^3 / T$ Richardson grafiği 82

Şekil 5.16. Farklı sıcaklıklarda (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının $\Phi_{Bo} - n$ grafiği 83

Şekil 5.17. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre sıfır- beslem görünür engel yüksekliği ve idealite faktörünün - $q / 2kT$ ye göre değişim grafiği..... 85

Şekil 5.18. Engel yüksekliğin Gaussian dağılımına göre (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının Richardson $\{ \ln(I_0 / T^2) - q^2\sigma_0^{\,2} / 2(kT)^2 \}$ - q / kT grafiği 86

Şekil 5.19. (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı (a) $C - V$ ve (b) $G / w - V$ karakteristik eğrileri 91

Şekil 5.20. (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının 1 MHz'de farklı sıcaklıklarda voltaja bağlı seri direncin değişimi 94

Şekil 5.21. Farklı doğru beslemlerde (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı seri direncinin değişimi (1 MHz'de)..... 94

Şekil 5.22. Oda sıcaklığı ve 1 MHz de (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının voltaja bağlı düzeltilmiş (a) $C_c - V$ ve (b) $G_c / w - V$ eğrileri 95

Şekil 5.23. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı ters beslem $C^{-2} - V$ grafiği (1 MHz'te) 98

Şekil 5.24. (Ni/Au)-$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/GaN heteroyapının deneysel $[\Phi_{B(C-V)} - \Phi_{B(I-V)}] - q\sigma_o^2 / 2kT$ grafiği 100

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim **Sayfa**

Resim 4.1. Omicron VT-STM/AFM cihazı 52

Resim 4.2. Omicron VT-STM/AFM cihazında taramanın yapıldığı bölge. Sol üst köşede needle sensörün resmi ve Si ucun optik mikroskop altındaki görüntüsü yer almaktadır..... 53

Resim 4.3. Bruker D8 Discover XRD cihazı 56

Resim 4.4. Lake Shore 7700 serisi Yüksek Empedans Hall Etkisi Ölçüm Sistemi... 58

Resim 4.5. I-V ve C-V ölçümünde kullanılan cihazlar..... 59

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	**Açıklama**
a	Örgü sabiti
Å	Angstrom
nm	Nanometre
Al_2O_3	Safir
AlN	Alüminyum nitrit
$Al_xGa_{1-x}N$	Alüminyum galyum nitrit
x	Alüminyum kompozisyonu
c	Örgü sabiti
TMGa	Trimethylgallium
TMAl	Trimethylaluminium
TMIn	Trimethylindium
E_g	Yasak bant aralığı
GaN	Galyum nitrit
InN	İndiyum nitrit
NaCl	Sodyum klorür
MgO	Mağnezyum oksit
GaAs	Galyum arsenik
NH_3	Amonyak
n_s	Taşıyıcı yoğunluğu
n(x)	Elektron yoğunluğu
p(x)	Deşik yoğunluğu
υ_x	Taşıyıcı hızı
n	İdealite faktörü
A^*	Richardson sabiti
C	Kapasitans

Simgeler	Açıklama
E_v	Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi
E_F	Fermi enerjisi
$E(x)$	Schottky bölgesindeki elektrik alan
E_a	Aktivasyon enerjisi
ε_o	Boşluğun dielektrik sabiti
ε_i	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti
ε_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
Hz	Frekans birimi (Hertz)
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
Φ_{Bo}	Sıfır beslemde potansiyel yüksekliği
Φ_e	Etkin potansiyel engel yüksekliği
ψ_s	Yüzey potansiyeli
I_o	Doyum akımı
J_{sm}	Yarıiletkenden metale doğru doyum akımı
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru doyum akımı
J_{fn}	Metalden yarıiletkene geçen elektron yoğunluğu
J_o	Doyum akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
m^*	Elektron etkin kütlesi
N_D	Verici (donor) yoğunluğu
N_A	Alıcı (acceptor) yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_v	Değerlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
P_{SP}	Kendiliğinden polarizasyon
P_{PZ}	Piezoelektik polarizasyon
R_s	Seri direnç

Simgeler	**Açıklama**
Si	Silisyum
T	Sıcaklık
^{o}C	Santigırat derece
K	Kelvin
ZnS	Çinko sülfür
μ	Mobilite
n_H	Hall taşıyıcı yoğunluğu
σ	İletkenlik
R_H	Hall katsayısı
λ	Dalgaboyu
α_a	Termal genleşme katsayısı

Kısaltmalar	**Açıklama**
AFM	Atomik kuvvet mikroskobu
BE	Bant kenarı geçişi
DPT	Devlet Planlama Teşkilatı
HEMT	Yüksek elektron mobiliteli transistor
HFET	Heteroyapılı alan-etkili transistor
HT	Yüksek sıcaklık
MBE	Moleküler demet epitaksi
MOCVD	Metal organik kimyasal buhar depozisyonu
MODFET	Modülasyon alan-etkili transistor
PL	Fotolüminesans
RMS	Kare ortalama karekök
SEM	Taramalı elektron mikroskobu
SI	Yarıyalıtkan
STM	Taramalı tünelleme mikroskobu
TEM	Geçirmeli elektron mikroskobu

Kısaltmalar	Açıklama
FWHM	Pik yüksekliği yarı genişliği
2DEG	İki boyutlu elektron gazı
d.c.	Doğru akım
MS	Metal-yarıiletken
MIS	Metal-yalıtkan-yarıiletken
MOS	Metal-oksit-yarıiletken
TE	Termiyonik Emisyon teorisi
TED	Termiyonik Emisyon-Difüzyon teorisi
AE	Alan Emisyonu
TAE	Termiyonik Alan Emisyonu
I-V	Akım-voltaj
C-V	Kapasitans-voltaj
GD	Gaussian dağılımı

1. GİRİŞ

1940'lardan beri yarıiletkenler, yaygın kullanım alanlarının gelişmesine paralel olarak deneysel ve teorik olarak incelikli olarak araştırılmaktadır. Özellikle yarıiletkenlerin arayüzey ve yüzeyleri pek çok önemli teknolojik aletlerin uygulamalarında önemli rol oynar. Bu durum 1960'larda Yüzey fiziğinin doğmasına yol açtı. Geçen otuz yılda yarıiletkenlerin yüzey ve arayüzey üzerinde ciddi olarak büyük araştırmalar yapılmaktadır.

Yüzey fiziğinde gövde (*bulk*), çok sayıda atomik tabakadan oluşan 3-boyutlu bir yapıdır. Gövdedeki atomlar belirli bir düzen içindedir. Fakat burada gözlenen periyodik yapı yüzeydeki elektronik düzenin değişmesinden dolayı yok olmaktadır. Bir yüzey, etrafıyla etkileşim içindeki ya en üstteki atomik tabakayla ya da yüzey bölgesine yakın birkaç atomik tabaka ile tanımlanır ve katıdan farklılaşan az sayıdaki atomik tabakayla iki boyutlu olur. Yüzey kesilerek ve büyütülerek elde edilebilir. Katıyı bölüp yüzeyi oluşturmak için atomlar arasındaki bağların kırılması gerekir. Atomik olarak kusursuz katı yüzeylerin oluşumu için çeşitli metotlar mevcuttur. Yarıiletken büyütüldüğünde ya da kesildiğinde (*cleave*) yüzey oluşur. Doğal kesilme düzlemi Si ve Ge gibi elmas yapılı yarıiletken yapılar için (111) yüzeyi ve III-V ve II-IV yarıiletken çinko sülfür yapılar için (110) yüzeyidir. 1970'lerden beri birtakım epitaksiyel büyütme teknikleri ile yarıiletken yüzeyinin oluşumu, yüzeyde tutunma (tutma) ve daha genel kuantum kuyusu, kuantum bariyerleri ve noktaları gibi düşük boyutlu sistemler için geliştirilmektedir. Böyle tekniklerden en çok kullanılan ikisi MBE (*molecular beam epitaxy*) ve MOCVD (*metal-organic chemical vapor deposition*) dir. Bu büyütme teknikleri ile iyi kalitede, (100), (110), (111), (311) yönelimde II-IV ve III-V yarıiletkenler başarılı bir şekilde büyütülmüştür. Bu yapıların elektronik ve titreşim özelliklerini, yüzey yapılarını araştırmak için geniş bir aralıkta deneysel metotlar mevcuttur [1,2].

Günümüzde yarıiletken teknolojisinde silisyum; termal iletkenliği, mekanik dayanıklılığı, maliyeti vb. çeşitli avantajlarından dolayı en yaygın kullanılan malzeme [3] olsa da, grup III-V malzemeler de bu teknolojide önemli bir yer tutar.

Güç cihazların performanslarını arttırmada özellikle grup III-nitritler (GaN, AlN, AlGaN, InGaN…), geniş bant aralığı, yüksek kesme potansiyeli ve yüksek mobilite gibi birçok özellikleri barındırdığından yüksek sıcaklıklarda ve yüksek güç cihaz uygulamalarında oldukça ilgi çekmektedir. Grup III-nitritlerin oda sıcaklığında 0,7 eV'dan 6,2 eV'a ($InN \rightarrow AlN$) kadar uzanan geniş direk bant aralıklarına ve güçlü atomlar arası bağlara sahip olması, kırmızı-morötesi ve ultraviolet (UV) bölgesi optoelektronik cihaz uygulamalarında kullanabilirliğine, ayrıca yüksek sıcaklıklara ve güç çevre koşullarına karşı daha toleranslıdır [4,5]. Bu malzemeler optoelektronik cihaz uygulamaların yanı sıra yüksek frekanslı cihaz uygulamalarında da oldukça önemli yer tutmaktadır [6,7]. Grup III-As(P) yarıiletken malzemeler yüksek frekanslı cihazlarda ve kızılötesi-sarı bölgedeki optoelektronik cihaz uygulamalarında kullanılırken, düşük bant aralıklarına sahip olduklarından dolayı mavi ve mor bölgedeki optoelektronik cihaz uygulamalarında kullanılamaz [4]. Örneğin, en yaygın kullanılan GaAs temelli mikrodalga güç cihazların güçleri hemen hemen sınırlandığından artan bir şekilde daha yüksek mikrodalga güç yoğunluğuna ihtiyaç vardır. Bunların yerine $Al_xGa_{1-x}N$/GaN-tabanlı mikrodalga güç cihazları geçmektedir [8, 9].

Diğer yandan $Al_xGa_{1-x}N$/GaN'lı heteroyapılar, yüksek güç ve yüksek sıcaklıkta işlemesiyle yüksek elektron mobiliteli transistör (HEMT), heteroyapılı alan-etkili transistor (HFET), modülasyon katkılı alan-etkili transistor (MODFET) gibi elektronik cihazların gerçekleştirilmesinde beklenen avantajları nedeniyle de umut verici araştırma konusudur [10]. Bu gibi uygun ve yüksek performanslı elektronik cihazlar üretmek için metal/GaN-AlGaN yüzey, yapısal ve elektriksel özelliklerini aydınlatmak zorunludur. Çünki arayüzey yalıtkan tabaka ve Schottky engelin oluşumu gibi $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerin bazen uygun tarzda olmaması gerçek arayüzey özelliklerini araştırmayı gerektirir. Geleneksel olarak kullanılan Si veya GaAs ile ilişkili cihaz uygulamalarıyla karşılaştırılırsa yüksek güç/yüksek frekans ve yüksek sıcaklık şartlar altındaki üretimlerde GaN/AlGaN tabanlı malzemeler için pek çok çalışma vardır [11]. Şimdiye kadar akım taşıyıcı mekanizmaları tanımlama, Schottky engel oluşumu, metal ve yarıiletken arasında yalıtkan tabakayı anlama hâlâ bir problem olarak kalmaktadır. Son kırk yıldır, metal-yarıiletkenlerin (MS), metal-

yalıtkan-yarıiletken (MIS) ve sıcaklığa bağlı elektriksel karakteristikleri literatürde yoğun çalışma konusunu oluşturmaktadır [12].

Bu tez çalışmasında, GaN(kep)/$Al_xGa_{1-x}N$ (x=0,3) heteroyapının morfolojik, yapısal ve sıcaklığa bağlı elektriksel özellikleri incelendi.

Yapının morfolofik özellikleri AFM (Atomik kuvvet mikroskobu) ile incelendi. Yapının GaN'lı yüzeyi incelendiğinde, yüzey görüntülerinden büyümenin rastgele bir noktada düğümlenen basamaklı bir büyüme (*step-flow*) moduyla büyüdüğü gözlendi. Çizgi profillerinden basamak yükselti farkları ~ 0,26 nm olarak elde edildi. Pürüzlülüğün göstergesi olan yüzey RMS (Kare ortalama karekök) değeri ~ 0,32 nm olarak ölçüldü. Basamaklı yüzey üzerinde düğümlenen noktaların vida tipi yüzey kusurları (*threading dislocations: TDs*) olduğu sonucuna varıldı. Yüzeyde gözlenen bu kusur yoğunlukları, ~10^8 cm^{-2} olarak hesaplandı.

Yapısal özellikleri HR-XRD (Yüksek çözünürlüklü X-ışını kırınımı) cihazı ile incelendi. HR-XRD ile 2θ taraması yapılarak heteroyapının epitaksiyel tabaka yapıları (GaN, AlGaN, AlN ve Al_2O_3) doğrulandı. Bazı simetrik ((0002),(0004),(0006)) ve asimetrik düzlemlerde ($(10\bar{1}2)$,$(11\bar{2}4)$) ω-2θ taraması yapılarak tabakaların büyütme kalitesi, arayüzey özellikleri ve kristal yapıları araştırıldı.

Elektriksel özelliklerinin incelenmesinin ilk adımında, (5x5 mm^2) karesel yapı yüzeyinde Van der Pauw geometrisine uygun omik kontaklar oluşturuldu. Yapının 20-350 K sıcaklık aralığı ve manyetik alan 0,5 T'da, taşıyıcı yoğunluğu (n_H) ve mobilite (μ) değerleri ölçüldü. Oluşturulan grafikler ve değerler referanslarla karşılaştırılarak yapının 2DEG (İki boyutlu elektron gazı) tipli olduğu sonucuna varıldı. İkinci adımda, yapının yüzeyi üzerinde Schottky ve omik kontaklar oluşturularak, 295-415 K sıcaklık aralığında $I-V/C-V$ karakterizasyonları incelendi. $I-V/C-V$ karakterizasyonlardan; idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği (Φ_B), seri direnç (R_s), arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}), verici (*donar*)

taşıyıcı yoğunluğu (N_D), iletkenlik bandı etkin taşıyıcı yoğunluğu (N_C), Richardson sabiti (A^*) gibi önemli temel elektriksel parametreler farklı model ve metotlarla elde edildi. Φ_B dışında her iki karakterizasyonla elde edilen parametrelerin birbiri ile uyum içinde olduğu görüldü. $I-V$ ve $C-V$ 'den elde edilen potansiyel engel yüksekliği Φ_B 'nin birbirinden farklı çıkması, arayüzey oksit tabakanın varlığına ve potansiyel engelin homojensizliğine atfedildi. Gaussian dağılım modeli kullanılarak $I-V$ ve $C-V$ karakterizasyonlarından potansiyel engel yüksekliğin ortalama değerleri ($\overline{\Phi}_B$) sırasıyla 1,64 ve 1,68 eV ve Richardson sabiti değerleri ise 34,25 A/cm^{2}K^2; 44,84 A/cm^{2}K^2 olarak hesaplandı. A^* 'nin deneysel değerleri, teorik yolla elde edilen A^* = 33,74 A/cm^{2}K^2 (katkısız $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ için) değere oldukça yakın ve elde edilen değerler, literatürde benzer çalışmalarla uygun olduğu görüldü.

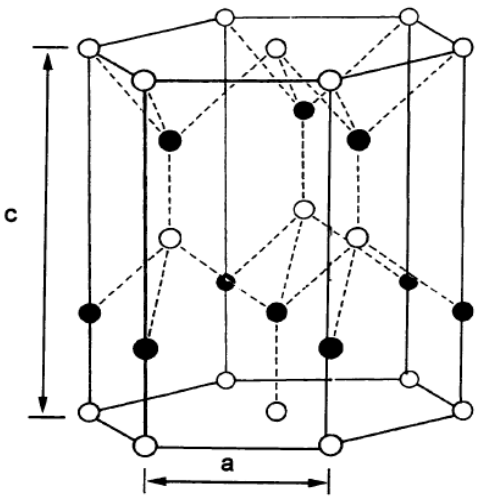
Tez çalışmasında kullanılan numune Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi'nde (NANOTAM) MOCVD cihazı ile büyütüldü. Numunenin morfolojik, yapısal ve elektriksel özellikleri, Gazi Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken İleri Teknoloji Laboratuar'ında (STARLAB) Omicron VT-STM/AFM, HR-XRD, Lake Shore hall ölçüm ve $I-V$ / $C-V$ ölçüm cihazları ile incelendi.

2. NİTRİTLER

Bu bölümde nitrit malzemelerin yapısal özellikleri, büyütülmesi, yapı üzerinde oluşan polarizasyon ve polarizasyon sonucunda 2DEG oluşumundan bahsedilmiştir.

2.1. Fiziksel Özellikler

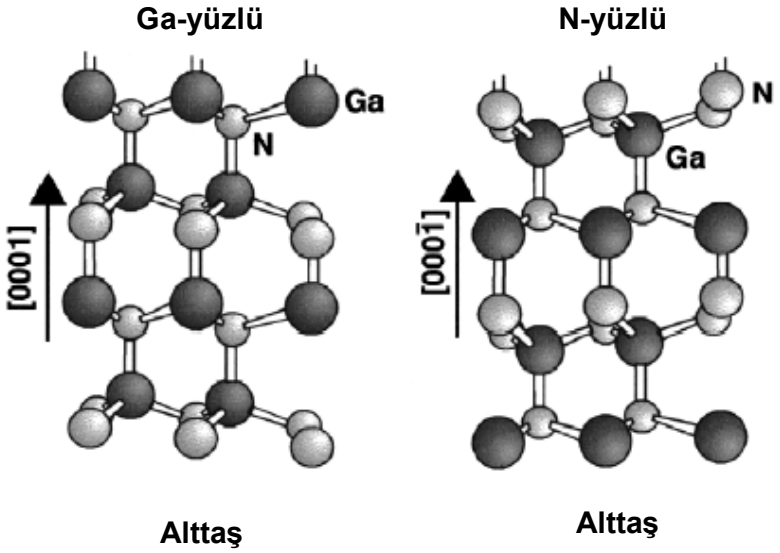
Grup III-nitrit malzemeler başlıca çinko sülfür (ZnS), kaya tuzu (NaCl) veya wurtzite olmak üzere üç farklı yapıda kristalleşebilir. Normal koşullarda bu malzemelerden AlN, GaN ve InN termodinamiksel kararlı yapısı wurtzite yapıda kristalleşirken, eğer GaN ve InN; Si, MgO, GaAs gibi küpik yapılı alttaşların (0001) yönelimli kristal düzlemi üzerine epitaksiyel olarak büyütülürse çinko sülfür yapıda kristalleşir. Kaya tuzlu yapıda, yüksek basınçlı GaN ve InN içinde oluşturulabilir. Wurtzite ve çinko sülfür yapılarda belirli bir atom diğer 4 atom tarafından çevrilidir. Bu yapıların başlıca farkı ard arda sıkı paketlenme düzenidir. Wurtzite yapının sıkı paketlenmesi (001) yöneliminde ABABAB şeklinde takip ederken, çinko sülfür yapıda ise (111) yöneliminde ABCABC şeklinde takip eder. Bütün grup III-nitrit malzemeler polar (yönelimli) kristal düzlemlere sahiptir. Bu düzlemler ya hepsi grup III atomlu ya da hepsi nitrit atomludur. Wurtzite yapıda bütün grup III ve nitrit atomlu düzlemler (0001) olarak ifade edilir.



Şekil 2.1. Wurtzite kristal yapının birim hücresi (*a* ve *c* örgü sabitleri) [13]

Şekil 2.1'de birim hücresi gösterilen bir wurtzite yapı, altıgenin taban kenar uzunluğu "*a*", altıgen prizmanın yüksekliği "*c*" ve (0001) ekseni boyunca anyon-katyon bağ uzunluğu olarak ifade edilen "*u*" parametresi ile tanımlanır.

Grup III-nitritlerden InN, GaN ve AlN farklı katyonlara ve farklı iyonik yarıçaplara sahip olduğundan bu malzemelerin örgü sabitleri, bant aralıkları ve bağlanma enerjileri farklıdır. Wurtzite yapılı nitrit bileşik yarıiletkenler direk bant aralıkları (0,7-6,2) eV aralığında değişen alaşım yarıiletken malzemeleri oluşturur. Bu yapılı nitrit malzemeler, tersinme simetrisine sahip olmadıklarından grup III (In, Ga veya Al) ya da grup V (N) polariteye sahip olur. Şekil 2.2, Ga- ve N-yüzlü polariteli wurtzite yapılı GaN'ın kristal yapısını göstermektedir. Polarite, gövde içinde oluşan elektrik alanı ve yüzeyin kimyasal olarak aktifliğini etkilediğinden oldukça önemlidir. Örneğin N-polarlı GaN, Ga-polarlı GaN'dan kimyasal olarak daha reaktif olduğu gözlenmiştir [14].



Şekil 2.2. Ga- ve N-yüzlü polariteli wurtzite yapılı GaN'ın kristal yapısı [15]

Genelde MOCVD ile safir alttaş üzerine büyütülen nitrit malzemeler Ga polariteye sahip olurken MBE ile büyütülen nitrit malzemeler ise N polariteye sahiptir. Fakat bu malzemeler GaN büyütmeden önce ince AlN tampon tabaka büyütülerek Ga polariteli yapılabilmektedir [16].

Çizelge 2.1. Wurtzite yapılı nitrit bileşik yarıiletkenlerle ilgili bazı parametreler [5,17]

	Birim	InN	GaN	AlN
Örgü sabiti *a* (300 K)	Å	3,54	3,19	3,11
Örgü sabiti *c* (300 K)	Å	5,71	5,19	4,98
Erime noktası	K	2146	2791	3487
Termal genleşme katsayısı α_a	10^{-6} K^{-1}	3,80	5,59	4,15
Termal iletkenlik (300 K)	$Wcm^{-1}K^{-1}$	1,76	4,1	5,9

2.2. Heteroyapı

Heteroyapı; farklı bant aralıklarına sahip iki veya daha fazla yarıiletken malzemeden oluşan yapı olarak adlandırılır. Nitrit alaşımlı heteroyapılar modern cihaz üretiminde oldukça önemli bir yer tutar. Bunlardan AlN ve GaN iyi uyumlu bir örgü sabitine sahiptir. Bu yapılar geniş bir enerji bant aralığına sahip olduklarından taşıyıcı elde etmede yalnızca çok az miktarda AIN yeterlidir. Grup II-IV malzemelerde ise 4'lü bileşik gerekir ki böyle bir bileşiği kontrol etmek genelde zordur [18]. Grup III-nitritler ise hem 3'lü hem de 4'lü bileşik oluşturur ve istenen enerji bant aralığında bir heteroyapı oluşturulabilir. Örneğin, $Al_xGa_{1-x}N$ yarıiletkeninin GaN veya AlN yarıiletkeni üzerine büyütülmesi sonucu oluşan yapı bir heteroyapıdır. Tasarlanan cihazlarda heteroyapı oluşturularak elektronların ve deşiklerin hareketi kontrol edilebilir. Bu tip uygulamalar elektronik ve optoelektronik uygulamalarda oldukça önemlidir [4].

Heteroyapılı cihazlarda aktif bölge, arayüzey veya arayüzeylere yakın bölgelerdir [19]. Bu nedenle yüksek performanslı bir cihaz elde etmek için mükemmel arayüzeylere sahip (pürüzsüz) ideal heteroyapılar hazırlanmalı ve aynı zamanda da bu heteroyapılarda çok yüksek gerinmenin oluşmaması gerekir. Bir heteroyapıyı

oluştururken gerinmeyi azaltmak için termal genleşme katsayıları ve örgü sabitleri birbirine yakın malzemelerin birleştirilmesi gerekir. Yoksa gerinmenin sonucunda heteroyapılarda kusur ve çatlaklar oluşur, dolayısıyla arayüzey boyunca hareket eden taşıyıcılar saçılmaya uğrar. Bu da cihaz performansını etkileyen olumsuz bir durumdur (sızıntı akımların oluşması, cihazın ısınması v.s). Bu nedenle aynı kristal yapılı grup III-nitrit yarıiletken malzemeler, heteroyapıları oluşturmaya daha elverişli olmaktadır [19].

2.3. Polarizasyon ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te)

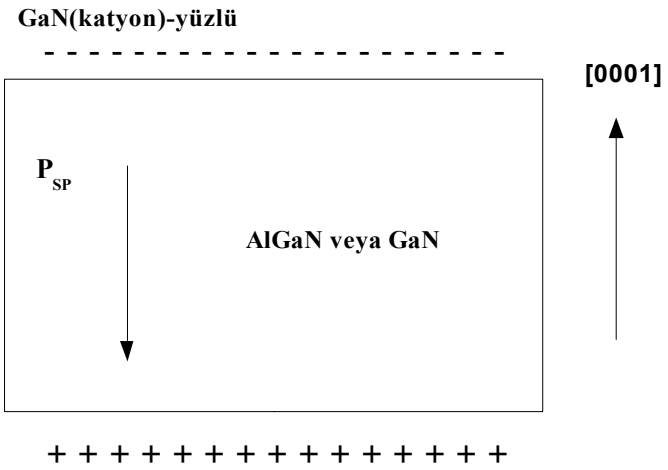
Grup III-nitritlerden $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heteroyapılar polarizasyon etkisiyle elektrik alan oluşturulabilir. Bu alan $Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN arasında kendiliğinden *(spontaneous)* polarizasyon (P_{SP}) ve piezoelektik polarizasyon (P_{PE}) etkilerinden kaynaklanır. Bu etkiler hiçbir katkı engel oluşturulmaksızın $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heteroyapılarda iki boyutlu elektron gazın oluşumunu sağlar [15].

$Al_xGa_{1-x}N$/GaN heteroyapılar kendiliğinden polarizasyon P_{SP} ve piezoelektik polarizasyon P_{PE} etkileri aşağıda kısaca anlatılmıştır.

2.3.1. Kendiliğinden polarizasyon ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te)

Kendiliğinden polarizasyon, eksenine dik birim yüzey alanındaki yük değeri veya birim hacim başına dipol moment değeri ile tanımlanır. Çünkü optik ve elektriksel özellikler, kristal yapısı ile kuvvetlice ilişkili olduğundan, kendiliğinden polarizasyon ekseni ile kristal ekseni çakışır. Kristalde oluşan kendiliğinden polarizasyon pozitif ve negatif iyonların oluşumuyla da tarif edilebilir. Örneğin wurtzite veya çinko sülfür yapıda olan GaN tersinme simetrisi eksikliği vardır. Yani pozitif yük merkezi ile negatif yük merkezi birbiri ile çakışmadığından, her pozitif ve her negatif iyon çiftleri elektrik dipolleri oluşturarak kendiliğinden polarizasyon etkisi oluşturur. İki atom arasındaki kimyasal bağ tamamen kovalent karakterde değil, yarı iyoniktir. Bu nedenle elektron yük bulutu, bağdaki atomların birine doğru yer değiştirir. Kristalin tersinme simetrisine sahip olmadığı yönde, asimetrik elektron bulutu kristalin bir

yüzeyinde net bir pozitif yükün, diğer yüzeyinde ise net bir negatif yükün yerleşmesine neden olur. Bu durumda iyonlar, denge pozisyonuna aldığında kristalin serbest enerjisi minimum yapar. Al-N ve Ga-N bağlar oldukça iyonik ve her çift kuvvetli dipole sahiptir. N'in elektronegatifliği Ga'unkinden daha yüksektir. Ga-N çifti etrafındaki elektron dalga fonksiyonu nitrojen tarafında dengelenir. Bu etki Al-N çiftinde daha büyüktür. Grup III-nitritlerdeki bu özellik yani kendiliğinden polarlanma, pek çok III-V yarıiletkenlerinkinden yaklaşık beş kere daha fazla olduğu hesaplanmıştır [20]. Grup III-nitritlerde kendiğinden polarizasyon işareti negatiftir. Kendiliğinden polarizasyon yöneliminde pozitif yön, c-ekseni boyunca katyondan en yakın komşu anyona doğrudur. Oluşan elektrik alanın şiddeti malzemenin kendiliğinden polarizasyon katsayısına bağlıdır [21]. Şekil 2.3, c-yönelimi boyunca büyütülen Ga-yüzlü GaN veya $Al_xGa_{1-x}N$ kristallerinde kendiliğinden polarizasyon ve elektrik alan yönelimini göstermektedir. Elektrik alan yönelimi kendiliğinden polarizasyon nedeniyle negatif yöndedir $[000\bar{1}]$.

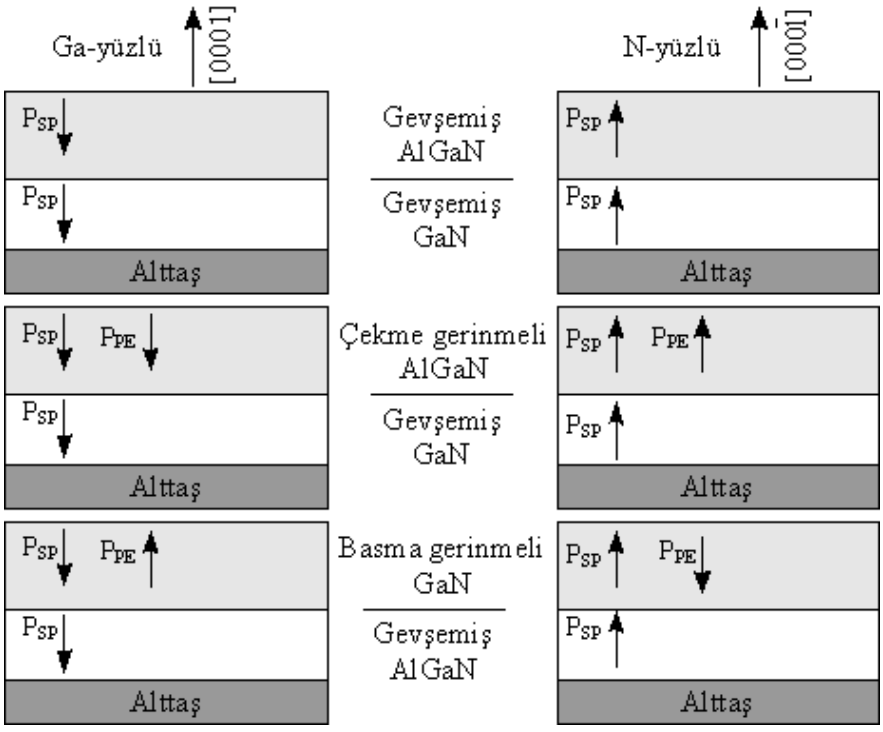


Şekil 2.3. c-yönelimi boyunca büyütülen Ga-yüzlü GaN veya AlGaN kristallerinde kendiliğinden polarizasyon ve elektrik alan yönelimini göstermektedir [21]

2.3.2. Piezoelektrik polarizasyon ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te)

GaN'ın örgü sabitleri a_o ve c_o, AIN'ın örgü sabitlerinden biraz geniş olduğundan iki malzeme birleştirildiğinde farklı örgü sabitleri ve aynı zamanda farklı termal genleşme katsayıları nedeniyle gerinme yani piezoelektrik polarizasyon oluşturur [5].

Kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyonların büyüklüğü ile ilgili hesaplamalar Ambacher ve arkadaşları tarafından yapılmıştır [15]. GaN üzerine büyütülen ince $Al_{1-x}Ga_xN$ tabakalar çekme gerinmesi oluşturur ki nitrit sistemlerde piezoelektrik sabitler pek çok III-V yarıiletkenlerinkinden yaklaşık 10 defa daha büyük olduğu görülmüştür. Bu durum çok büyük polarizasyon demektir [20]. Ga-yüzlü malzemede çekme (*tensile*) gerinme altındaki piezoelektrik polarizasyon $Al_{1-x}Ga_xN$ tabakanın bozunma noktasından kendiliğinden polarizasyon vektörlerine paralel ve alttaşa doğrudur. Kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon etkileri, oluşturduğu vektörlerinin yönü ve katsayıları ile doğrudan ilişkilidir. Aynı yönlü vektörler daha büyük polarizasyon etkisi oluşturur ve dolayısıyla arayüzeyde daha yüksek taşıyıcı yük oluşturulabilir.

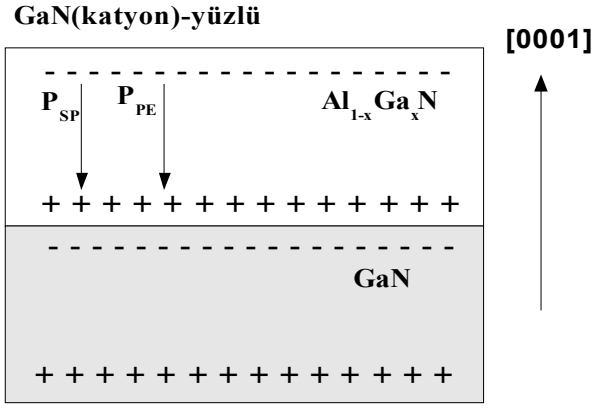


Şekil 2.4. Nitrit heteroyapılarda polarizasyon yönelimi [15,17]

Şekil 2.4, nitrit heteroyapılarda kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyonun yönelimini göstermektedir. Şekilde büyütülen malzemenin polaritesi [0001] yöneliminde ise Ga-yüzlü, [000$\bar{1}$] yöneliminde ise N-yüzlü olduğu görülmektedir. Gerinme tipleri ise çekme veya basma gerinmesidir.

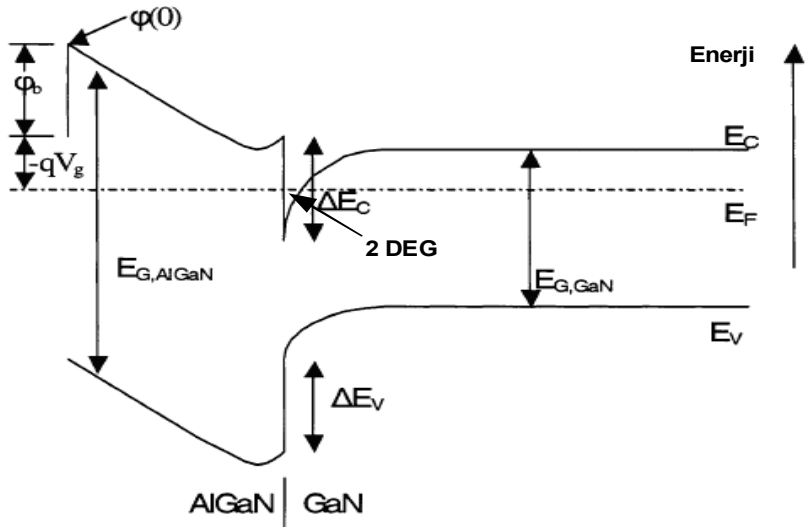
2.4. 2-Boyutlu Elektron Gazı (2DEG) ($Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN'te)

Geniş bant aralıklı grup III-V yarıiletken heteroyapılarda kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon etkileri nedeniyle genelde katkılanmamış kanal bölgesinde taşıyıcılar oluşur. n-tipli engel tabakada arayüzeye yakın tüketim tabakası oluşur ve elektronlar katkılanmamış kanal bölgesinde bir üçgen potansiyeli içinde birikir. Ancak hareketin belirli bir yönde sınırlanması durumunda elektronlar, sadece bir düzlem boyunca hareket edebilir; düzleme dik yönde hareket edemez. Oluşan bu olaya 2-boyutlu elektron gazı (*2D Electron Gas: 2DEG*) denir. Malzeme yüzeyindeki metal kontak *(gate)* potansiyeli değiştirilerek veya katkı oranı değiştirilerek aktif bölgede veya arayüzeyde 2DEG oluşumu istenen bir şekle getirilebilir. MOSFET, HEMT vb. birçok uygulamalarda 2DEG iletimini esas alınır [22]. Bir yarıiletkenin yüzeyi 2DEG oluşumunda taşıyıcı yüklerin önemli bir kaynağıdır. Büyütme şartları, kullanılan yüzey pasivasyonu, kimyasal olaylar, çevre şartları ve diğer etkenler yüzeyle doğrudan ilişkili olduğundan $Al_{1-x}Ga_xN$/GaN HEMTs yapıların performansında oldukça önemlidir. Şekil 2.5, $Al_xGa_{1-x}N$ bariyer tabaka ve katkısız GaN tabakadan oluşan şematik $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heteroyapısıdır. GaN ve üzerine büyütülen $Al_xGa_{1-x}N$ hem kendiliğinden hem de piezoelektrik polarizasyona sahiptir [3]. $Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN tabakaları arasındaki polarizasyon farkı, $Al_xGa_{1-x}N$ yüzeyi üzerindeki negatif yüke uygun olarak arayüzeyde sabit bir pozitif yük meydana getirir.



Şekil 2.5. Ga-yüzlü $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heteroyapıda $Al_xGa_{1-x}N$ ve GaN tabakalardaki polarizasyon yönelimleri [21]

Pozitif yük arayüzeyde elektronların birikmesine yani 2DEG oluşumuna yol açar. Katkılama veya uygun malzemeler seçilerek oluşturulan kuvvetli elektrik alan arayüzeyde (iletim kanalında) yüksek taşıyıcı yük yoğunluğun elde edilmesine ve taşıyıcıların daha iyi sınırlandırılmasına neden olabilir [15,21]. $Al_xGa_{1-x}N$ yapının katkısız olması durumunda $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heteroyapının arayüzeyde 10^{13} cm^{-2} mertebesinde 2DEG yoğunluğuna ulaşılabilmiştir [23]. Bu değer örneğin bir $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heteroyapıda elde edilen 2DEG yoğunluğunun yaklaşık 4–5 katı civarındadır [3].



Şekil 2.6. AlGaN/GaN heteroyapının enerji-bant yapısı [24]

Şekil 2.6; AlGaN/GaN HEMT yapının enerji yapısını göstermektedir. AlGaN tabaka kuvvetli polarizasyon etkisi oluşturur. Polarizasyon etkisiyle elektrik alan AlGaN ve GaN arayüzeyinden metal (Schottky) kontağa doğrudur. İki boyutlu elektron gazı (2DEG) AlGaN/GaN arayüzeyin hemen altında oluşur.

2.5. Grup III-Nitritlerde Büyütme ve Epitaksi

Bir alttaş üzerine yönelimli kristal büyütme işlemine "epitaksi" denir. Büyütme işleminde film ve alttaş aynı tür malzemeler ise homoepitaksi, farklı tür malzemeler ise heteroepitaksi olarak adlandırılır. Homoepitakside basamaklı, tabaka-tabaka ve çoklu-tabaka olmak üzere üç büyüme modu vardır.

Yaygın olarak GaN ve bununla ilgili malzemelerin büyütülmesinde kullanılan teknikler; MOCVD, HVPE (*hydride-vapor phase-epitaxy*) ve MBE [25-27]'dir. Grup III-nitritlerde ise en çok kullanılanı MOCVD'dir [25-29]. Yüksek kristal kaliteye sahip epitaksiyel heteroyapıların oluşturulmasında MBE ve MOCVD en yaygın kullanılan iki kristal büyütme teknikleridir [19].

Bu tez çalışmasında incelenen numuneler MOCVD ile büyütüldüğünden aşağıda bu tekniğin çalışma prensibi anlatılmıştır.

2.5.1. Metal organik kimyasal buhar depozisyonu (MOCVD)

MOCVD, gaz bileşenleri arasında kimyasal reaksiyonlarla düzenlenmiş epitaksiyel tabaka büyütme sürecidir. Diğer bir ifade ile yüzey kimyasal reaksiyonları ile bir buhar faz epitaksiyel (veya heteroepitaksiyel) film büyütme sistemidir. Çekirdek yerine taban-numune (alttaş) kullanılır. Epitaksiyel büyütmede kaynak bazen erime sıcaklığının biraz üzerinde veya biraz altında ısıtılarak oluşan molekül demetinin alttaş üzerinde birikmesi ile oluşur.

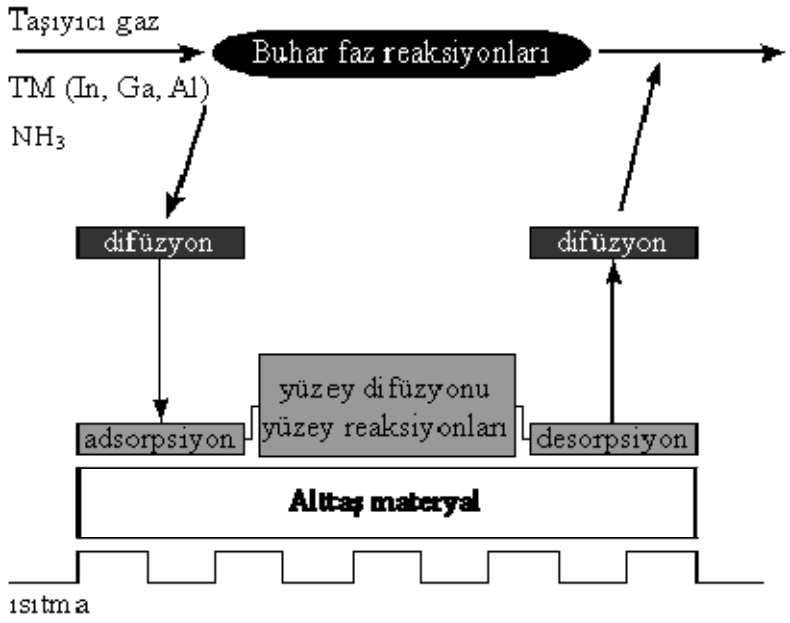
Şekil 2.7'deki diyagram bu tekniğin çalışma prensibini göstermektedir [19]. Başlıca 4 ana temel mekanizma;

- Gaz kaynakları ve transfer ünitesi
- Bir blok tarafından soğurulması (absorblanma)
- Kimyasal reaksiyonun meydana gelmesi (epitaksiyel tabakanın büyümesi)
- Gaz ürünlerinin atılması

şeklindedir.

Çalışma prensibi, gaz fazındaki kaynak malzeme ısıtılmış tutucu üzerindeki alttaş yüzeyine gönderilir. Kaynak gaz moleküllerin bir kısmı sıcak yüzeyde ayrışarak bir kısmı soğurulur, diğerleri yüzeyden saçılır [30]. Böylece epitaksiyel film oluşmuş

olur. MOCVD ile nitrit yarıiletken malzemelerin büyütülmesinde kaynak malzeme olarak TMIn *(trimethylindium)*, TMGa *(trimethylgallium)*, TMAl *(trimethylaluminium)* ve NH_3 (*amonniac*) kullanılır. Nitrit büyütmede karşılaşılan en önemli güçlüklerden biri GaN alttaş malzeme eksikliğinden uygun malzeme safir (Al_2O_3) kullanılır.



Şekil 2.7. MOCVD'nin çalışma şeklini gösteren şematik şekil [17,30]

3. NİTRİTLERDE YÜZEY VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLER

3.1. Yüzey Özellikler

Bir yarıiletkenin önemli özelliklerinden birisi de yüzey morfolojisi yani yüzey biçimini incelemektir. Özellikle optoelektronikte (HEMT, fotodetektör gibi) pürüzsüz yüzeyli malzeme kullanılan bir cihazın yüzey ve arayüzeyi boyunca sızıntı akımların oluşma olasılığı az, algılayışı da fazla olur. Yüzey ve arayüzey pürüzlülüğü saçılmaları arttırır, dolayısıyla cihazın performansını olumsuz etkiler. Kısa dalga boylu dalgalar için nitrit materyallerde pürüzsüz ve çatlaksız bir yüzey oluşturmak çok önemlidir [31].

Gerçekte tam öteleme simetrisine sahip ideal bir yüzey yoktur. Her gerçek yüzeyde daima çeşitli kusurlar yani pürüzlülükler mevcuttur. Pürüzlülük; yüzey veya arayüzeydeki tüm atomları kapsayan bir çeşit kusurları temsil eder. Pürüzlülüğün belirlenmesinde kullanılan çok sayıda parametre vardır. Bunlardan birisi, yaygın biçimde kullanılan kare ortalama karekök (RMS), yüzey yüksekliklerinin standart sapmasını temsil eder ve değeri yüzeyin pürüzlülük derecesini gösterir. Bir yüzeyin RMS değeri, aşağıda verildiği gibi birkaç denklem çeşitleri ile belirlenebilir.

$$R_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}(Z_n - \overline{Z})^2} \quad \text{veya} \quad R_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{N}(Z_n - \overline{Z})^2}{N-1}} \tag{3.1}$$

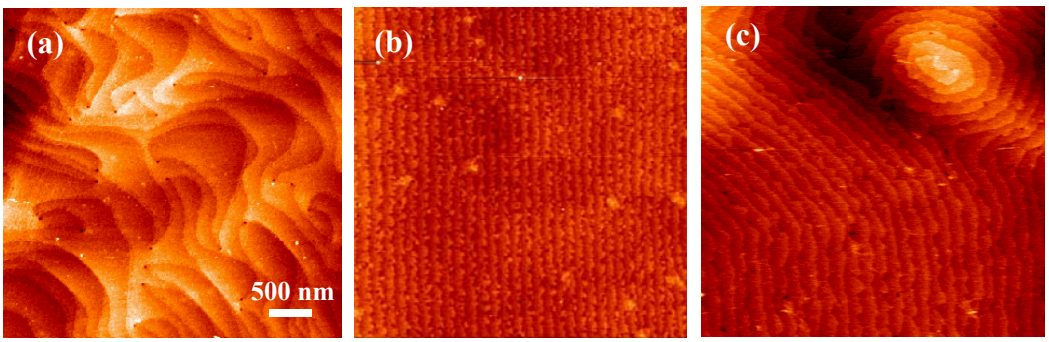
Burada N veri alınan nokta sayısı, $\overline{Z} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} Z_n$, ortalama yükseklik değeridir [13,32].

Yüzey kusurları boyutlarına göre genellikle;

- Sıfır boyutlu veya nokta kusurları
- Bir boyutlu veya çizgi kusurları

olmak üzere iki grupta sınıflandırılabilir. Sıfır boyutlu kusurlar; adatomlar, boşluklar, terasta ortaya çıkan kusurlar, dolaşıklıklar *(kinks)*, step adatomlar, steplerden step boşluklarıdır. Bir boyutlu kusurlar ise adım veya teras kenarları ve bölge sınırlarıdır. Kusurlar yüzeyin yapısını değiştirebilir. Örneğin, düzenli sırada tek atomik adımlar sonucunda oluşan yüzeyler ve bölge sınırlarının örgüsü, uzun periyodik üst yapıları ve yüzey pürüzlülüğünü oluşturur. Bunun sonucunda neredeyse bütün yüzey atomlarında uygunsuz kusurların oluşumunu sağlar. Az miktarda yüzey kusuru bile yüzeydeki adsorpsiyon, yüzey difüzyonu, kimyasal reaksiyonlar ve ince filmin büyütülmesindeki gibi pek çok işlemde etkin biçimde rol oynayabilir [30].

Epitaksiyel nitrit yüzeyli filmlerde genelde kenar *(edge),* vida *(screw)* ve karışık *(mixed)* olmak üzere üç tip yiv dislokasyonu (*threading dislocations*) vardır. Bunların dışında; nanoborular *(nanopipes)*, Ga topakları *(balls)*, tersinmiş bölgeler *(inversion domains),* çukurlar *(pits)*, boşluklar *(voids)* ve çatlaklar *(craks)* nitrit yüzeylerde yaygın olarak karşılaşılan diğer kusur tipleridir. Nanoborular yüzeyden epitaksiyel tabakanın içine doğru uzanır, yaklaşık 50 nm çapa sahiptir. Bu tip kusurlar şiddetli akım ve güç düşmesine yol açan yüzey tuzaklarıdır [33,34]. Ga-topakları 1-5 nm yüksekliğinde ve 50 nm çapa sahiptir. Bu kusurlar yüzeyden kanala iletim yolu olarak davrandığından cihaz performansını olumsuz yönde etkiler [33]. Bu tip kusurların oluşumundan kaçınmak için mikroyapı ile büyütme şartları arasındaki ilişkiyi anlamak nitritli cihazların üretiminde ve performansını arttırmada son derece önemlidir [28].



Şekil 3.1. III-nitritlerden; (a) GaN (b) AlN ve (c) AlGaN yüzeyli heteroyapıların 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM yüzey görüntüleri

Şekil 3.1, Star Lab.'da ölçtüğümüz MOCVD ile safir alttaş üzerine büyütülen grup III-nitritlerden; (a) GaN, (b) AlN ve (c) $Al_xGa_{1-x}N$ yüzeyli heteroyapıların AFM ile alınan 4×4 μm^2 tarama alanlı yüzey görüntüleridir. Şekil 3.1(a)'daki GaN yüzeyi üzerinde terasların düğümlendiği siyah noktalar vida tipi dislokasyonlardır. Şekil 3.1(b)'de, AlN yüzeyi üzerinde paralel terasların düz sıralı çizgiler şeklinde ortaya çıktığı görülmektedir. Paralel ve sıralı düz çizgili terasların tipik basamak modunda olduğunu göstermektedir. Şekil 3.1(a)'da genel olarak GaN üzerinde görülen pek çok basamak teraslar, koyu noktalar halinde ortaya çıkan vida oluşumlu kusurlar bir noktaya bükülürken, AlN için çok düşük yoğunluklu vida tipli dislokasyonlu basamaklarda bükülme yoktur [35]. Şekil 3.1(c)'de ise yüzey step ve teraslardan oluşmakta, büyütmenin basamak moduyla büyüdüğünü göstermektedir. Bu tip büyüme, cihaz performansının geliştirilmesi için daha pürüzsüz bir yüzey oluşturmada tercih edilen bir büyüme modudur. Yüzedeki düşük yoğunluklu koyu noktalar, yüzey tuzakları olarak da isimlendirilir [34,36]. Ayrıca yapılan araştırmalar kenar tipi dislokasyonların elektron saçılmasını artırdığını, vida tipi dislokasyonların ise akım sızıntı yolları ve ışımasız birleşme merkezleri olarak davrandığını ve bu kusurlar yapının performansına olumsuz yönde etkilediğini (sızıntı akımların oluşması, cihazın ısınması ve gücünün azalması gibi) ortaya çıkarmıştır [37-39].

3.2. Elektriksel Özellikler

Heteroyapılı yarıiletken malzemeler, alttaşta bulunan safsızlıkların varlığını veya arayüzeyde kesik bağların sebep olabileceği kristal çatlakları sergiler. Yarıiletkenlerdeki bu kusur merkezleri veya tuzaklar cihazın elektriksel iletkenliğini etkiler [40]. Kristalde gövde kusurları arayüzey sınırlarının değişimine sebep olabilir. Bu durum HEMTs'lerde 2-boyutlu taşıma özelliklerini ve aynı zamanda oluşturulan omik ve Schottky kontakların elektriksel performansını da olumsuz etkiler. Omik kontaklarda bozulmanın seri direnç etkisi oluşturması, Schottky engeldeki ciddi değişimin doğrultucu karaktristikleri olumsuz etkilemesi, direkt olarak cihazın gücü üzerinde etkisi olacağından cihaz için bu istenmeyen bir durumdur. Örneğin ters beslemde oluşan sızıntı akım direkt olarak cihazın yüksek frekansını ve yüksek güç performansını sınırlar [41,42].

HEMTs gibi GaN-temelli elektronik cihazlarda termal olarak dayanıklı ve daha uygun omik kontaklara ilgi giderek artmaktadır. Özellikle radar gibi iletişim araçları yani askeri ve ticari uygulamalarda kullanılan çok ileri derecede geliştirilmiş cihazların gücünü arttırmada, frekans aralığını istenen esneklikte ayarlamada, çevre şartlarına uyarlamada yüksek kalitede omik kontaklar vazgeçilmez şartlardan biridir [43]. Özellikle AlGaN/GaN HEMTs yapılarda termal olarak dayanıklı metalurji (metalizasyon kontaklar oluşturma) kontaklara ilgi giderek artmaktadır. Oluşturulan kontaklar, yüksek sıcaklıklarda ve soğutmasız mikrodalga güç arttırıcı cihaz uygulamalarında önemli ve araştırma alanı oluşturmaktadır. AlGaN/GaN HEMTs yapılarda en çok kullanılan kontaklar Ti/Al (*Titanium/Aluminium*) tabanlılardır. Bu iki tabaka üzerine yüksek sıcaklıkta ısıtma esnasında en düşük kontak özdirencini elde etmek, tabaka direnci ve oksitlenmeyi azaltmak için Ni (*Nickel*), Ti veya Pt (*Platinum*) tabaka ve sonra Au (*Gold*) tabaka eklenmektedir [44,45]. Omik kontakların termal dayanıklarını daha da geliştirmek için erime sıcaklığı daha yüksek sıcaklıklarda olan; W (*Tungsten*) [46,47], Mo (*Molybdenum*) [44], V (*Vanadium*) [48] ve Ir (*Iridium*) [49] olanlar da ilgi çekmektedir. Diğer önerilen metalizasyon sistemlerinden birisi ise Cr (*Chromium*), Zr (*Zirconium*), Hf (*Hafnium*), Ti veya W [50]'dir. Bir yarıiletkenin aktif bölgesini dış devreye bağlamak için metal ile yarıiletkeni kontak yapmak gerekir. Akım-voltaj karakteristiklerini değiştirmeden ve ek voltaj düşmesi oluşturmadan yarıiletken cihazı dışa bağlamak zorunludur. Bunun için yarıiletken üzerine yalnızca düşük dirençli omik kontak oluşturulmalıdır. Omik kontaklar için diğer bir gereklilik, kontaklar termal ve kimyasal olarak dayanıklı olmalıdır. Bunun yanında cihazın yüzey yapısının da düz (pürüzsüz) olması gerekir. $I-V$ karakteristiklerine göre metal-yarıiletken kontaklar kendi içinde iki kısma ayrılır. Eğer kontak doğrultucu karakteristiği gösteriyorsa Schottky kontak veya doğrultucu kontak, lineer karakteristiği gösteriyorsa omik veya doğrultucu olmayan kontak olarak ifade edilir

3.2.1. Metal-yarıiletken (MS) kontak türleri

Bir metal ile yarıiletken kontak edildiklerinde, oluşan kontak türünün omik veya doğrultucu olduğunu seçilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Aşağıda

çizelgede belirtildiği gibi eğer Φ_m metalin iş fonksiyonu, Φ_s de yarıiletkenin iş fonksiyonu olmak üzere, metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde omik kontak, $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde ise doğrultucu kontak oluşur. Metal/n-tipi yarıiletken kontakların tersine, metal/p-tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde omik kontak, $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde de doğrultucu kontak oluşur.

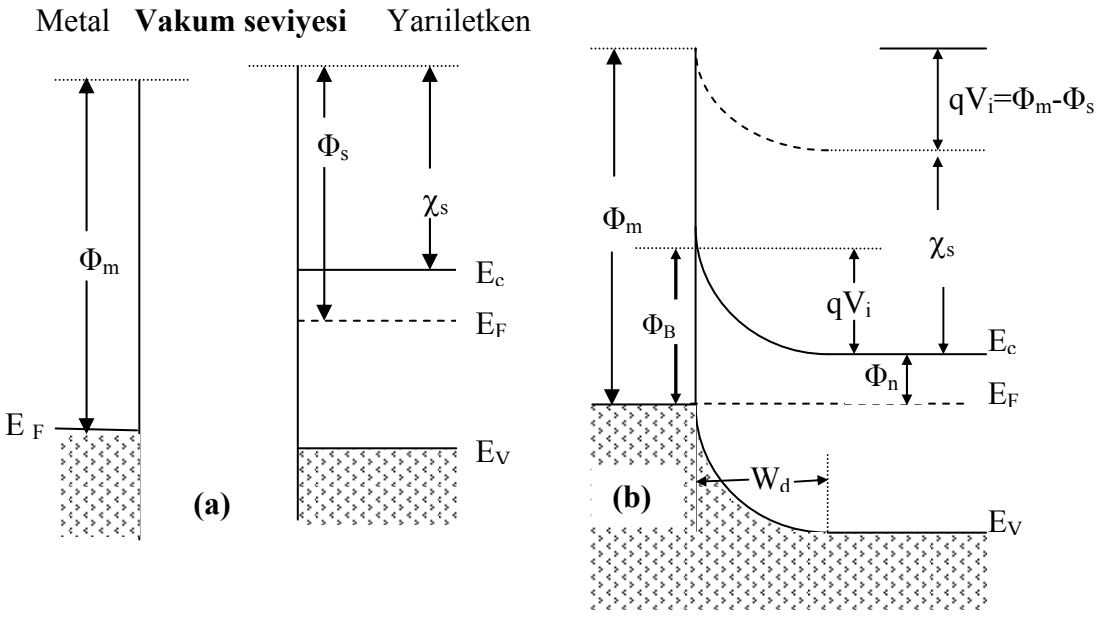
	n -tipi	p-tipi
Omik kontak	$\Phi_s > \Phi_m$	$\Phi_s < \Phi_m$
Doğrultucu kontak	$\Phi_s < \Phi_m$	$\Phi_s > \Phi_m$

3.2.2. İdeal metal-yarıiletken kontakta Schottky-Mott teorisi

Metal-yarıiletken kontakların karakteristiklerini belirleyen birçok faktör olmasıyla birlikte, bunlardan en önemlisi metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşan potansiyel engel yapısıdır. Arayüzey bölgesi yarıiletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerden arınmış yüksek dirençli bir bölgedir. Bu arayüzeyde potansiyel engelinin oluşumu ile ilgili çeşitli modeller ileri sürülmüştür [51]. Schottky ve Mott tarafından önerilen modellere göre elektronlar, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçerler. Mott'a göre potansiyel engel, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Mott, arayüzey bölgesinde safsızlık atomlarının olmadığını ve dolayısıyla elektrik alanın sabit olduğunu, ayrıca elektrostatik potansiyelin metale kadar uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul eder. Schottky ise potansiyel engel bölgesinin sabit yoğunlukta safsızlık atomları içerdiğini, elektrik alanın lineer olarak arttığını, ayrıca elektrostatik potansiyelin metale kadar Poisson denklemi ile uyum halinde kuadratik (ikinci dereceden) olarak değiştiğini ifade eder [52].

Şekil 3.2, Metal/n-tipi yarıiletken kontak $\Phi_s < \Phi_m$ (doğrultucu kontak) için elektron enerji-bant diyagramını göstermektedir. Şekilde gösterilen vakum seviyesi, metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi olup Şekil 3.2(a)'da referans olarak alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu Φ_m, bir elektronu Fermi enerji

seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarıdır. Φ_m iş fonksiyonu, kristal örgünün periyodik potansiyeli sebebiyle oluşan hacim katkısına ve yüzeyde oluşabilecek dipol tabakası nedeniyle oluşan yüzey katkısına sahiptir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s de benzer şekilde tanımlanır fakat yarıiletkenim Fermi seviyesi katkı miktarına göre değiştiği için değişken bir niceliktir. Yarıiletkende katkı miktarına bağlı olmayan önemli bir parametre χ_s ile gösterilen ise elektron yakınlığıdır ve iletkenlik bandının en üst sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Şekil 3.2(a)'da yarıiletken yüzey durumları içermez, böylece yüzeyin bant yapısı yarıiletken gövde bant yapısı ile aynıdır yani bandlarda bir eğilme yoktur. Şekil 3.2(b) ise kontak oluşturulup dengeye ulaşıldıktan sonraki enerji-bant diyagramını göstermektedir. Metal yarıiletkenle kontak oluşturulduğunda, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesine eşit oluncaya kadar metale doğru akar. Elektronlar yarıiletkenden metale gittiğinde yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azalır.



Şekil 3.2. Metal/*n*-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji-bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluşturulduktan sonra termal denge durumu [53]

Bunun sonucunda yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde Fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının ortasına doğru kaymaya başlar. İletkenlik bant kenarı E_c ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan bu elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede E_F tamamen sabit kaldığından iletkenlik ve valans bant kenarları Şekil 3.2(b)'deki gibi yukarı doğru eğilir. Yarıiletkenin vakum seviyesi, yarıiletkenin elektron yakınlığı kontak ile değişmediği için aynı şekilde yukarı doğru eğilir. Metale geçen iletkenlik bant elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar, böylece yarıiletkenin metale yakın kısmında hareketli yükler tüketilir. Bunun sonucunda arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yüklerin, metale gelen elektronlar ise negatif bir ince yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-Fermi film mesafesi (≈ 0.5 Å) kadar uzakta bir uzunluğun içinde kalır. Sonuç olarak yarıiletkenden metale doğru doğal bir elektrik alan oluşur. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için, E_v valans bant kenarı E_c iletkenlik band kenarına paralel olarak kayacaktır. Aynı zamanda elektron yakınlığı da değişmeyeceğinden vakum seviyesinde de E_c'ye benzer değişiklikler oluşur. Böylece termal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekli olması sağlanmış olur ve bant bükülme miktarı, iki vakum seviyesi arasındaki farka eşit olur. Bu da iki materyalin iş fonksiyonu arasındaki farka eşit olması demektir. Bu fark $qV_i = (\Phi_m - \Phi_s)$ olarak ifade edilir. Burada V_i'nin birimi volt olup eklemde kurulan potansiyel ya da kontak potansiyel farkı olarak bilinir. qV_i yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metal tarafından gözüken engel yüksekliği, yarıiletken tarafından gözüken engel yüksekliğinden farklıdır ve

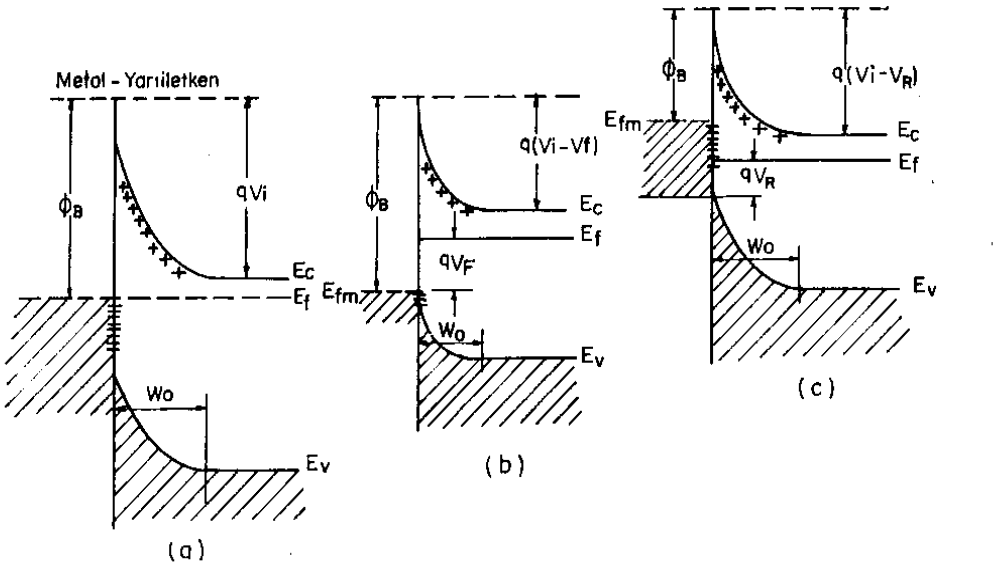
$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_s) \tag{3.2}$$

ile verilir [52]. $\Phi_s = \chi_s + \Phi_n$ ve $\Phi_m = qV_i + \Phi_s$ olduğundan,

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \tag{3.3}$$

elde edilir. Burada $\Phi_n = (E_c - E_F)$ olup, q elektronik yüktür. Eş. 3.2, birbirlerinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir [55]. Potansiyel engelinin tam biçimi, uzay yük bölgesindeki yük dağılımından hesaplanabilir. Pek çok durumda engelin Φ_B yüksekliği, termal enerji *kT/q*'dan çok büyüktür, bu durumda yarıiletkenin uzay yükü bölgesi hareketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli yalıtkan bir tüketim bölgesi olmaya başlar. Bu sabit uzay yükleri için elektrik alanın büyüklüğü, uzay yük tabakası kenarından olan uzaklıkla lineer olarak artar, bunun sonucu olarak engel yüksekliği parabolik olur (Schottky engeli). Mott, yarıiletkende yüklerin bulunmadığı ince bir tabaka kabul eder. Bu ince bölgede elektrik alanın büyüklüğü sabittir ve potansiyel, bölge boyunca lineer olarak artar (Mott engeli). Mott engeli, yüksek katkılanmış yarıiletken ile metal arasına az katkılanmış ya da özgün bir yarıiletken konulduğu zaman kullanılır. Şekil 3.2(b)'de gösterilen kontak doğrultucu kontaktır ($\Phi_m > \Phi_s$). Şekil 3.3(a) termal dengede doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramını göstermektedir. Termal dengede, yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir ve uygulanan dış voltajın tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan doğru veya ters ön gerilim voltajı termal denge durumundaki enerji-bant diyagramını değiştirir. Bu değişim, tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve bant bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda, yarıiletken tarafı metale göre negatif olacak şekilde $V=V_F$ gerilim uygulandığında, tüketim bölgesinin genişliği azalır. Şekil 3.3(b)'de gösterildiği gibi termal dengedeki potansiyel engel yüksekliği, qV_i'den $q(V_i-V_F)$'ye azalır. Bu durumda yarıiletkenden metale geçecek elektronlar azalmış bir engel ile karşılaşacaklar, bunun sonucu olarak da yarıiletkenden metale doğru olan elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre değişmez. Bunun nedeni metalde herhangi bir gerilim düşmesi oluşmadığından, Φ_B uygulanan voltajdan etkilenmez. Sonuç olarak yarıiletken taraf negatif, metal pozitif olacak şekilde kontağa bir potansiyel uygulandığı zaman, yarıiletkenden metale doğru olan net bir akım vardır. Bu durumda eklemin doğru beslemde olduğu

söylenir. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artar [56]. Ters beslemde kontağın enerji-bant diyagramı Şekil 3.3(c)'de verilmektedir. Yarıiletken metale göre pozitif olacak şekilde $V=-V_R$ voltajı uygulanmıştır. Tüketim bölgesindeki potansiyel qV_i'den $q(V_{i+}V_R)$'ye artmaktadır. Yarıiletkenden metale doğru elektron akımı termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak termal dengedekinin aynısı olur, değişmez kalır. Yarıiletkenden metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu tartışmalar ışığında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak şeklinde tanımlayabiliriz.

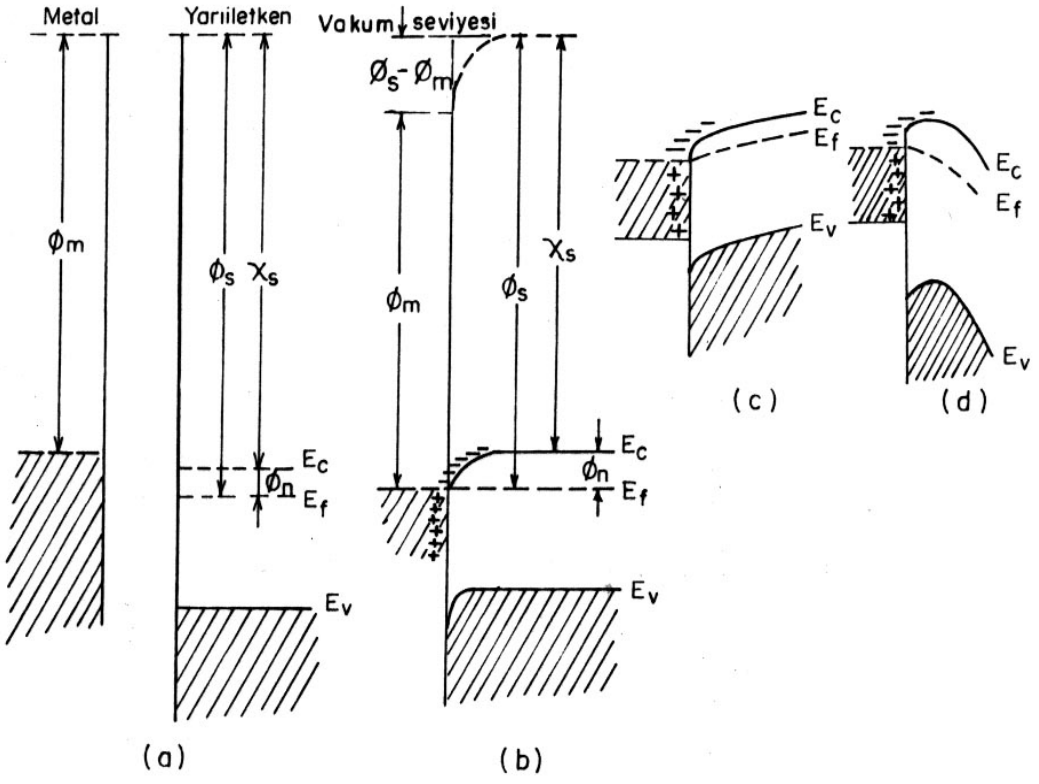


Şekil 3.3. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-bant diyagramı (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem [53]

Şekil 3.3(b) ve 3.3(c)'deki enerji-bant diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir Fermi seviyesi yoktur. Elektronların gittiği bölgenin Fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin Fermi enerji seviyesinden daha yüksektir.

Şekil 3.4'de $\Phi_m < \Phi_s$ olan *n*–tipi yarıiletken ile oluşturulan omik kontağın enerji-bant diyagramı gösterilmektedir. Şekil 3.4(a), malzemeler ayrı durumda iken enerji-bant diyagramı gösterilmiştir. Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak oluşturulduktan sonra elektronlar arkalarında pozitif yükler bırakarak, metalden yarıiletkenin iletkenlik

bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektronların yığılmasına sebep olurlar. Termal dengeye ulaşıldığında yarıiletkenin Fermi seviyesi Şekil 3.4(b)'de gösterildiği gibi $(\Phi_s-\Phi_m)$ kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılımı ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yükleridir. Metaldeki elektronların konsantrasyonu çok fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler, metal-yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık 0,5 Å bir uzaklık içinde sınırlanmış olan yüzey yükleridir. Yarıiletken içinde oluşan bir tüketim bölgesi yoktur ve yarıiletkenden metale ya da tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engeli yoktur. Arayüzey yakınındaki bölgede elektron konsantrasyonu artırılır ve sistemin en yüksek dirençli bölgesi yarıiletken bölgesinde oluşur. Şekil 3.4(c) ve 3.4(d)'de doğru ve ters beslemde yarıiletken bölgesini göstermektedir. Akımın bu bölgenin direnci ile belirleneceği açıktır ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır. Böyle doğrultucu olmayan kontaklar, omik kontak olarak isimlendirilir.



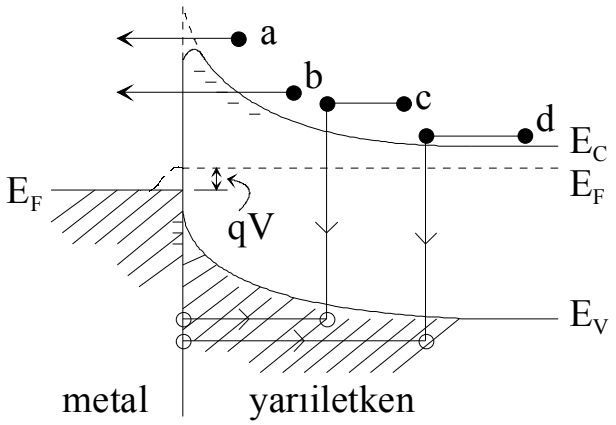
Şekil 3.4. $\Phi_s > \Phi_m$ için metal/*n*-tipi yarıiletken omik kontağın elektron enerji-bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrı nötral materyaller; (b) termal dengede kontak; (c) yarıiletken doğru beslemde ve (d) yarıiletken ters beslemde [53]

3.2.3. Metal/yarıiletken kontaklarda akım-iletim mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontakların dış gerilim altında akım-iletim mekanizmaları tayini önemlidir. Kontaklarda arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, gerilimin yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerin Schottky diyot veya MS ve MIS yapılarda hangi durumda hangi iletim mekanizmasının kontaklara etkisini belirlemek sonuçların doğruluğu açısından büyük önem taşımaktadır. MS ve MIS yapılı kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları [52,55,57];

- Termiyonik Emisyon teorisi (TE)
- Difüzyon teorisi
- Termiyonik Emisyon-Difüzyon teorisi (TED)
- Engel içinde tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE), Alan Emisyonu (AE), Çok katlı tünelleme)
- Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- Yüksüz bölgede rekombinasyon
- Deşik enjeksiyonu
- To etkili akım iletimi

şeklindedir. Şekil 3.5'te doğru beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende termal iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Burada (a); potansiyel engelin tepesini aşan elektronların iletimi, (b); elektron için kuantum mekaniksel tünelleme (katkılanmış Schottky diyot için sıkça kullanılır), (c); Uzay yük bölgesinde birleşme (yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu ohmik kontaklar için uygundur.), (d); doğal bölgede deşik enjeksiyonunu ifade eder.



Şekil 3.5. Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim Mekanizmaları [53]

Aşağıda bu tez çalışmasıyla ilgili mekanizmalar anlatılmıştır.

Termiyonik Emisyon teorisi (TE):

Termiyonik emisyon; sıcak bir yüzeyden termal yolla taşıyıcıların salınması anlamına gelir. Schottky kontaklarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri TE olayı olarak ifade edilir. Bu olay metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektron, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda deşikler tarafından sağlanır [57,58]. Metal tarafı uygulanan gerilimden bağımsızdır ve termal enerjileri nedeniyle metal tarafındaki engeli aşan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu J_o termiyonik akım yoğunluğudur. Bethe'nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu TE'nin varsayımları aşağıdaki şekildedir [52,57];

- Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür.
- Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmekte, engelin biçimi önemsiz olup akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Kontak yüzeyini x-yönüne dik olarak alırsak, kontak yüzeyine dik doğrultuda elektronların x yönündeki hız bileşeni υ_x olacaktır. Dolayısıyla yarıiletken yapıda hızları υ_x ile $\upsilon_x + \Delta\upsilon_x$ arasında olan elektronların yoğunluğu;

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* \upsilon_x{}^2}{2kT} \right)^{1/2} d\upsilon_x \tag{3.4}$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada N_d verici atomların yoğunluğu, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Eğer yarıiletkene bir gerilim uygulanırsa elektronların yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu, hızları $\frac{1}{2} m_n^* \upsilon_x^2 > eV_D$ şartını sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımı ;

$$J_{sm} = \int_{\upsilon_{0x}}^{\infty} e\upsilon_x dn_x = \int_{\upsilon_{0x}}^{\infty} eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \upsilon_x \exp\left(-\frac{m_n^* \upsilon_x^2}{2kT} \right) d\upsilon_x$$

$$= eN_d \left(\frac{kT}{2\pi\, m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* \upsilon_x^2}{2kT} \right) = eN_d \left(\frac{kT}{2\pi\, m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_D}{kT} \right) \tag{3.5}$$

şeklinde ifade edilir. $\upsilon_x = \left(\frac{2eV_D}{m_n^*} \right)^{1/2}$ olup, taşıyıcının eV_D yüksekliğindeki potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hızıdır. Eğer iletkenlik bandının alt kenarı sıfır enerji seviyesi olarak referans alınırsa, verici katkı atomların birim hacimdeki yoğunluğu (N_V);

$$N_V = \left(\frac{2\pi m_P^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_F}{kT} \right) \tag{3.6}$$

eşitliği ile verilir [59]. Bu ifade $e\Phi_{Bn} = E_s - \Phi_m$ 'de yerine konulur ve gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_D + E_F}{kT} \right) \right) \tag{3.7}$$

ifadesi elde edilir. Metal tarafında yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre görülen potansiyel engel yüksekliği;

$$e\Phi_{Bn} = eV_D + E_F \tag{3.8}$$

dir ve,

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \tag{3.9}$$

ifadesi elektronlar için etkin Richardson sabiti olmak üzere, yarıiletkenden metale olan akım yoğunluğu ifadesi için

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT} \right) \tag{3.10}$$

eşitliği elde edilir. Metal n-tipi yarıiletken Schottky kontağı doğru beslemde iken engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu değeri *exp(eV/kT)* çarpanıyla orantılı olarak artar. Böylece yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT} \right) \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \tag{3.11}$$

şekline dönüşür. Termal denge durumunda, yarıiletkenden metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları eşit olur ve toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right)-1\right] \tag{3.12}$$

şeklinde olacaktır. Burada köşeli parantez önündeki tüm ifade sızıntı akımı olarak da adlandırılan doyma akım yoğunluğudur. Yani,

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{3.13}$$

şeklindedir. Burada Eş. 3.13'de doyma akım yoğunluğu normalde uygulanan gerilimden bağımsız olması beklenirken, hayali - kuvvet etkisinden dolayı uygulanan gerilime bağlı olarak kısmen değişim göstermektedir. Schottky etkisi uygulanan gerilim ve deşikler ile elektronlar arasındaki elektrostatik etkileşmeden dolayı engel yüksekliğinde $e(\Delta\Phi_{Bn})$ kadar bir alçalma olur. Şekil 3.6'da gösterildiği gibi bu engel alçalması ise,

$$e(\Delta\Phi_{Bn}) = \alpha_o (V_D + V)^{1/4} \tag{3.14}$$

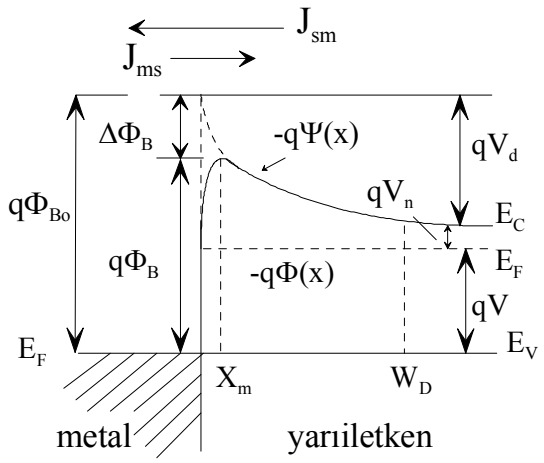
şeklinde yazılır. Dolayısıyla akım yoğunluğu ifadesinde eΦ_{Bn}'nin yerine (Φ_{Bn}-Δ_{Bn}) yazılırsa;

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)\exp\left(\alpha_0 (V_D + V)^{1/4}\right) \tag{3.15}$$

eşitliği elde edilir. Görüldüğü gibi doyma akım yoğunluğu gerilime bağlıdır. Burada Φ_{Bn} sıfır beslemde ve Schottky etkisi olmadığı durumdaki engel yüksekliği ve α_o sabiti ise;

$$\alpha_o = \left\{ \frac{e^4 N_d}{8(\varepsilon_s \varepsilon_0)^3 \pi^2} \right\}^{1/4} \tag{3.16}$$

olup buradaki ε_s ve ε_o sırasıyla yarıiletkenin ve boşluğun dielektrik sabitleridir



Şekil 3.6. Schottky alçalması ile birlikte enerji-bant diyagramı [53]

Difüzyon teorisi:

Aralarında yoğunluk gradiyenti bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru olan yük geçişlerine difüzyon denilir. Schottky tarafından verilen teori şu varsayımlara dayanır [55,57].

- Potansiyel engel yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür.
- Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma ihtimalleri dahil edilmiştir.
- x = 0 ve x = W deki taşıyıcı konsantrasyonu termal denge değerlerine sahip olup, akımdan etkilenmez.
- Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir yani katkı atomların yoğunluğu değişmez.
- Akım difüzyon ve sürüklenme ile sınırlanmıştır.

Bu varsayımlardan hareketle tüketim tabakasındaki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım-voltaj karakteristiğini çıkarmak için tüketim (arınma) bölgesinde akım yoğunluğu metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için;

$$J_x = J_n = q\left[n(x)\mu_n E(x) + D_n \partial_n / \partial_x\right] = qD_n\left\{\left[-qn(x)/kT\right]\left[\partial V(x)/\partial x\right] + \partial n/\partial x\right\} \quad (3.17)$$

yazılabilir. Burada D_n elektron difüzyon sabiti, *E(x)* Schottky bölgesinde elektrik alanı, μ_n taşıyıcı hareketliliği (mobilite) ve *n(x)* herhangi bir *x* noktasındaki taşıyıcı yoğunluğudur. Buna göre difüzyon teorisine göre akım yoğunluğu;

$$J = J_{SD}\left[\exp(qV/kT) - 1\right] \quad (3.18)$$

ile verilir.Burada J_{SD} doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = (q^2 N_c D_n / kT)\left[q(V_d - V)2N_D/\varepsilon_s\right]^{1/2} \exp(-q\Phi_B/kT) \quad (3.19)$$

şeklinde ifade edilir. Burada *Nc* iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, ε_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Yukarıda bağıntılarda *n(x)* yerine *p(x)*, D_n yerine D_p**,** N_c yerine N_v, N_D yerine N_A yazılarak benzer işlemler metal/p-tipi yarıiletken kontaklar için de geçerlidir.

Bu iki teoriden elde edilen ifadeler birbirine benzerdir, bununla birlikte difüzyon teorisi modelinde doyum akım yoğunluğu voltaja bağlı olarak çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı TE'deki doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

Termiyonik Emisyon Difüzyon (TED) teorisi:

Crowel ve Sze, TE ve Difüzyon kuramını birleştirerek TED modelini geliştirdiler [57]. Bu kuram MS arayüzeyi kenarında tanımlanmış olan υ_x yeniden birleşme hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan bir gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur (Şekil 3.6). Burada $q\Psi(x)$ elektron

potansiyel enerjisi ve $q\Phi(x)$ yarım-Fermi seviyesidir. x_m ile W_D arasındaki bölgenin her yerinde akım yoğunluğu,

$$J_n = -qn\mu\left(\frac{\partial \Phi_B}{\partial x}\right) \tag{3.20}$$

şeklinde verilir ve burada n, bir x noktasındaki elektron yoğunluğu olup,

$$n_e = N_c \exp\left(\frac{-q(\Phi_B - \Psi)}{kT}\right) \tag{3.21}$$

ile verilir. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalara uğradığından akımın değeri azalır. Sze bunun nedenini, rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Bu teoriye göre elektronların MS arayüzeyinden optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel $I-V$ ifadesi,

$$J = J_o \exp[q(V - IR_s)/nkT][1 - \exp\{-q(V - IR_s)/kT\}] \tag{3.22}$$

ile verilir. Burada n diyot idealite faktörü, R_s seri direnç, T sıcaklık ve J_o doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_o = -A^{**}T^2 \exp(-q\Phi_{Bo}/kT) \tag{3.23}$$

dır. Burada A^{**} etkin Richardson sabiti, Φ_{Bo} sıfır beslemdeki engel yüksekliğidir. Doğru beslemde Schottky engel yüksekliğinin değeri,

$$\Phi_e = \Phi_{Bo} - \Delta\Phi_{Bo} + \Gamma V \tag{3.24}$$

ile verilir. Burada $\Delta\Phi_{Bo}$ hayali kuvvetten dolayı Schottky engel alçalmasıdır. Eş. 3.23'de bu terim ihmal edilmiştir fakat $\Gamma = \partial\Phi_e / \partial V$ bu denklemde idealite faktörü şeklinde mevcuttur. Schottky diyotlarında metal ile yarıiletken arasında her zaman 5-20 Å mertebesinde ince bir oksit tabakası olduğu için potansiyel engel yüksekliği uygulanan gerilime bir miktar bağlıdır. Bir gerilim uygulandığı zaman, gerilimin bir kısmı diyot üzerine düşerken, bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşeceğinden engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğindeki bu bağlılıktan dolayı $I-V$ karakteristiğinin biçiminde değişme olur. Bu durum ideal durumdan sapma şeklinde bilinip, "*n*" idealite faktörü ile ifade edilir, uygulanan gerilime bağlılığı da $n = 1/(1-\Gamma)$ yada $1/n = 1/\Gamma$ şeklinde ifade edilir. Saf Termiyonik Emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta $n = 1$ dir. Bu engel yüksekliğinin uygulanan voltajdan bağımsız olması anlamına gelmektedir. İdealite faktörü birden uzaklaştıkça, engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır. İdealite faktörünün, yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden $n = 1 + \delta/\varepsilon_i \left[\varepsilon_s / W + qN_{ss}\right]$ olarak ifade edilir [60]. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır [61]. Engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı ifadesi $\Phi_B = q\Phi_{Bo} - \beta T$ ile verilir. Burada Φ_{Bo} sıfır beslem ve sıfır Kelvin sıcaklıktaki potansiyel engel yüksekliği, β ise engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısıdır. Buna göre doyum akımı yoğunluğu ifadesi, sıcaklık ve Schottky engel düşmesine bağlı olarak,

$$J_o = -A^{**}T^2 \exp[-q(\Phi_{Bo} - \Delta\Phi_{Bo})/kT] \tag{3.25}$$

şeklinde olur. Burada A^{**},

$$A^{**} = A^{*} \exp[\beta / kT] \tag{3.26}$$

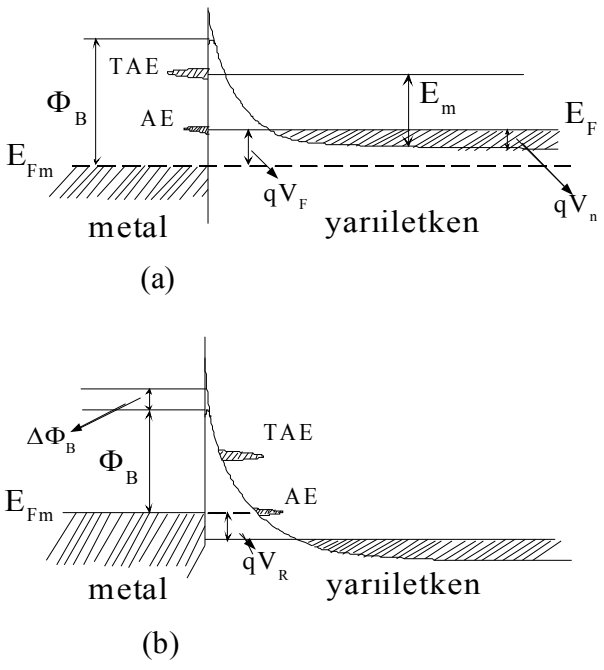
ile verilir. Richardson sabitinin oksit tabakasına bağlı etkin değeri,

$$A_{etkin} = A^{*} \exp[-4\pi\delta / h(2m^{*}\chi)^{1/2}] \tag{3.27}$$

olup Eş. 3.25'de A^{**} ın yerine yalıtkan oksit tabakası nedeni ile A_{etkin} alınır.

Engel içinden tünelleme (TAE, AE ve Çok katlı tünelleme):

Schottky diyot, MS ve MIS kontakların geniş bir sıcaklık aralığındaki I-V karakteristikleri incelendiğinde, enerjileri potansiyel engelden düşük bazı elektronların kuantum mekaniksel tünelleme ile (engele nüfuz etme) engel içinden karşıya geçebilirler. Şekil 3.7'de gösterilen bu durum iki türlü tünelleme şeklinde oluşabilir. Burada yarıiletken aşırı katkılanmıştır ve Fermi seviyesi iletkenlik bandının üstündedir. Düşük katkılı yarıiletkenlerde tünelleme işlemi ters beslemde ortaya çıkar [62]. Aşırı katkı nedeniyle tüketim bölgesi oldukça incedir. Düşük sıcaklıklarda, Fermi seviyesine çok yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir. Bu işleme AE (Alan Emisyonu) adı verilir. Yüksek sıcaklıklarda, elektronların büyük bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir.



Şekil 3.7. MS Shottky engelde a) Doğru ve b) ters beslemde AE ve TAE (n-tipi yarıiletken) [63]

Bu elektronlar engelin üst seviyesine ulaşmadan metale tünelleme yapabilirler. Termal olarak uyarılmış bu elektronların tünellemesine TAE (Termiyonik Alan Emisyonu) denir. Fermi seviyesi üzerindeki enerjiye sahip elektronların sayısı hızlıca azalır. Aynı zamanda engel kalınlığı ve yüksekliği de azalır. İletkenlik bandının E_m kadar yukarıda bulunan bu elektronların akıma katkıları olur. Elektronların sahip oldukları enerji E_m ve TAE'na katkısı maksimum hale gelir. Sıcaklık yükselirse elektronlar yüksek enerjilere uyartılmış olur ve böylece tünelleme ihtimali hızlıca artar. Çünkü elektronların gördüğü engel daha ince ve düşüktür. Eğer sıcaklık daha da artarsa bütün elektronlar engelin üst kısmına ulaşırlar ve bu kez de termiyonik mekanizması üstünlük kazanır. Schottky engellerdeki tünelleme kuramsal olarak birkaç araştırmacı tarafından incelenmiştir [62]. TAE durumunda, doğru beslemde $I-V$ karakteristiği (çok düşük doğru beslem voltajı hariç);

$$I = I_o \exp\left(-\frac{qV}{E_o}\right)\left[1-\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)\right] \tag{3.28}$$

şeklinde ifade edilir [62]. Burada,

$$E_o = E_{oo}\coth\left(\frac{qE_{oo}}{kT}\right) \tag{3.29}$$

$$E_{oo} = \frac{h}{4\pi}\left(\frac{N^*}{m^*\varepsilon_s}\right)^{1/2} \tag{3.30}$$

ile verilir, N^* ise etkin taşıyıcı yoğunluğudur, m* etkin elektron kütlesi . E_o idealite faktörü ile $n=qE_o/kT$ şeklinde ilişkilidir. Eş. 3.28'de ters doyum akımı I_o, gerilimin, engel yüksekliğinin, sıcaklığın ve diğer yarıiletken parametrelerinin karmaşık bir fonksiyonudur. Bununla birlikte *TAE*'nin, $kT > 2qE_{oo}/\ln[4(\Phi_e-V)/V_n]$ olan alt sınırı ve $\cosh^2(qE_{oo}/kT)\sinh^2(qE_{oo}/kT) < 2(\Phi_e+V_n-V)/3E_{oo}$ olan üst sıcaklık sınırında I_o,

$$I_o = \left\{ AA^* Tq[\pi E_{oo}(\Phi_e - V - V_n)]^{1/2} \exp\left[\left(\frac{-qV_n}{kT} \right) \left(\frac{-q(\Phi_n - V_n}{E_o} \right) \right] \right\} / kT \cosh(qE_{oo} / kT) \qquad (3.31)$$

şeklinde tanımlanır. Burada V_n, yarıiletken iletkenlik bandı altı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı olup $V_n=kT/q[Ln(N_c/N_d)$ ile verilir. $\Phi_e \gg V_n(n-1)$ ve $\Phi_e > V+V_n$ durumunda Eş. 3.31 basitleştirilmiş olarak,

$$I_o = \left\{ AA^* Tq[\pi E_{oo}(\Phi_e - \Delta\Phi_{Bo})]^{1/2} \exp[-q(q\Phi_o - \Delta\Phi_{Bo})/nkT] \right\} / kT \cosh(qE_{oo} / kT) \qquad (3.32)$$

şeklinde verilebilir [62, 64]. Çok düşük sıcaklıklarda $kT/qE_{oo} << 1$ ise E_o sabit olmaya başlar ($E_o=E_{oo}$). Bu durumda, $ln[1/1-exp(-qV/kT)]$ ile V'nin grafiğinin eğimi sıcaklıktan bağımsız olup Alan Emisyonu *(AE)* olur.

Çok katlı tünelleme için bir eklem, tüketim bölgesi boyunca yer alan tuzaklara sahip olan bir metal-yarıiletken kontak olarak tasvir edilir. p-n ekleminde, heteroyapılı diyotlarda, Schottky engelinde ve son zamanlarda yarıiletken ikili kristallerde gözlenen bu durumda, tuzaklar boyunca tünelleme etkisi TE, TAE, ve AE ile kıyaslanabilir ölçüde baskın bir iletim mekanizmasıdır.

3.3. Düşük Alan Elektron İletimi

3.3.1. Elektron saçılması, sürüklenme hızı ve mobilite

Bir kristalde periyodik potansiyel alan altında hareket eden elektronlar serbest elektron gibi davranır. Periyodik potansiyel, sadece elektronun etkin kütlesini değiştirir. Mükemmel periyodikliğe sahip gerçek kristal doğada mevcut değildir. Bir kristalde atomların dizilişi periyodik olsa bile 0 K'den farklı bir sıcaklıkta atomlar her zaman denge konumu civarında ısısal titreşim hareketi yapar. Dolayısıyla atomların ısısal titreşimi kristalin periyodik yapısını etkiler. Bununla birlikte saf bir kristal elde etmekte mümkün değildir. Bir yarıiletken kristal büyütme esnasında çok dikkatli davranılsa dahi kristallerde her zaman yabancı atomlar ve kristal

bozuklukları buluşabilir. Sonuç olarak yarıiletken kristalde potansiyelin periyodikliği safsızlık atomları ya da kristal kusurları ile bozulur. Bu nedenle yarıiletkende elektronlar durumunu değiştirmeksizin uzun mesafede hareket edemez. Elektron hareket ederken safsızlık atomuna veya kristal kusuruna yaklaştığında ya da ısısal uyarılmış kristal örgüdeki atomlarla etkileştiğinde durumunu değiştirir. Elektronların bu durum değişikliği saçılma mekanizmalarını meydana getirir. İletkenlik bandındaki ısısal dengede bir eletronun enerjisi eş bölüşüm teorisinden elde edilebilir. Her bir elektron bir serbestlik derecesi başına ½ *kT*'lik enerjiye sahiptir. Elektron saçılmaya uğradığında 3 boyutlu hareket edeceğinden 3 serbestlik derecesine sahip olur. Böylece elektronun kinetik enerjisi;

$$\frac{1}{2}m^{*}\upsilon_{av}^{2} = \frac{3}{2}kT \tag{3.33}$$

eşitliği ile verilir. Yarıiletkene bir elektrik alan ($E=E_x i$) uygulandığında her bir elektron $-eE_x$ kuvvetine maruz kalır ve alan doğrultusunda zıt yönde ivmelenir. Bu nedenle elektronun ısısal hızına ilave bir hız bileşeni daha eklenir. Bu ilave hıza sürüklenme hızı denir. Sonuç olarak elektron çarpışmalarla zıt yönde net bir yol alacaktır. Elektrik nedeniyle elektronlara uygulanan momentumun elektronlar tarafından kazanılan momentuma eşit olması nedeniyle sürüklenme hızı (υ_d);

$$\upsilon_d = -\left[\frac{e<\tau_c>}{m^{*}}\right]E_x \tag{3.34}$$

eşitliği ile verilir. Burada $<\tau_c>$ çarpışmalar arası ortalama zamandır. Düşük alanlarda sürüklenme hızı, elektrik alanla doğru orantılıdır. Yüksek alanlarda ise bu orantı geçerli değildir. Oranın bozulduğu nokta düşük alan iletiminin sınırı olarak kabul edilir. Eş. 3.34'de köşeli parantez içindeki terim (orantı çarpanı) elektron sürüklenme mobilitesi olarak adlandırılır ve;

$$\mu_n = \frac{e<\tau_c>}{m^{*}} \tag{3.35}$$

eşitliği ile verilir.

3.3.2. Elektriksel iletkenlik

Bir yarıiletkende x-doğrultusundaki akım yoğunluğu ifadesi (J_x=-en<□$_x$>); Eş. 3.34'de verilen sürüklenme hızının kullanılmasıyla;

$$J_x = \left[\frac{e^2 n < \tau_c >}{m^*} \right] E_x = en\mu_n E_x \tag{3.36}$$

ile ifade edilir. İletkenlik (σ) ise akım yoğunluğu ile elektrik alanı arasındaki orandır ve;

$$\sigma = \frac{J_x}{E_x} = \frac{e^2 n < \tau_c >}{m^*} = en\mu_n \tag{3.37}$$

eşitliği ile verilir. Yarıiletkende hem elektrik alan ($\vec{E} = E_x \vec{i}$) hem de elektrik alana dik manyetik alan uygulandığında ($\vec{B} = B_z \vec{k}$) oluşan akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_x = \left[\frac{e\, n < \tau_c >^2}{< \tau_c^2 >} \right] \frac{E_y}{B_z} \tag{3.38}$$

eşitliği ile verilir. E_y elektrik alanı, J_x ve B_z tarafından oluşan Hall elektrik alanıdır. Bu eşitlikte köşeli parantez içerisindeki terim Hall katsayısı ($1/R_H$) olarak adlandırılır ve

$$\frac{1}{R_H} = \frac{en < \tau_c >^2}{< \tau_c^2 >} = \frac{B_z j_x}{E_y} \tag{3.39}$$

eşitliği ile verilir. y-yönünde ölçülen Hall voltajının işareti ile aynı işareti taşıyan Hall katsayısının işareti yarıiletkenin *n* veya *p* tipini tayin eder. Hall mobilitesi (μ);

$$\mu = R_H \sigma = \mu_n \left[\frac{< \tau_c^2 >}{< \tau_c >^2} \right] \tag{3.40}$$

eşitliği ile verilir. Burada köşeli parantez içindeki terim Hall faktörü adını alır.

Yarıiletkende iletim sadece elektronlar tarafından ise yukarıdaki eşitlikler yeterlidir. Ancak iletim bandında deşiklerden katkı geldiğinde ise toplam iletkenlik ifadesi;

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e\mu_n n + e\mu_p p \tag{3.41}$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada σ_n ve σ_p sırasıyla elektron ve deşik bant iletkenlikleri, μ_n, μ_p, *n ve p*; bireysel valans ve iletkenlik bandı elektron ve deşik mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunluklarını ifade etmektedir. Hall sabiti (R_H) ise;

$$R_H = \frac{R_{H,n}\sigma_n^2 + R_{H,p}\sigma_p^2}{\sigma^2} \tag{3.42}$$

eşitliği ile verilir. Burada $R_{H,n}$ ve $R_{H,p}$ elektron ve deşiklerin bireysel Hall katsayılarıdır. Elektron ve deşik yoğunlukları, kütle hareketi kanununa göre;

$$n\,p = n_e^2 \tag{3.43}$$

eşitliği ile verilir. Burada n_e yarıiletkende etkin taşıyıcı yoğunluğudur ve;

$$n_e = (N_C N_v)^{1/2} \exp(-E_g / 2kT) \tag{3.44}$$

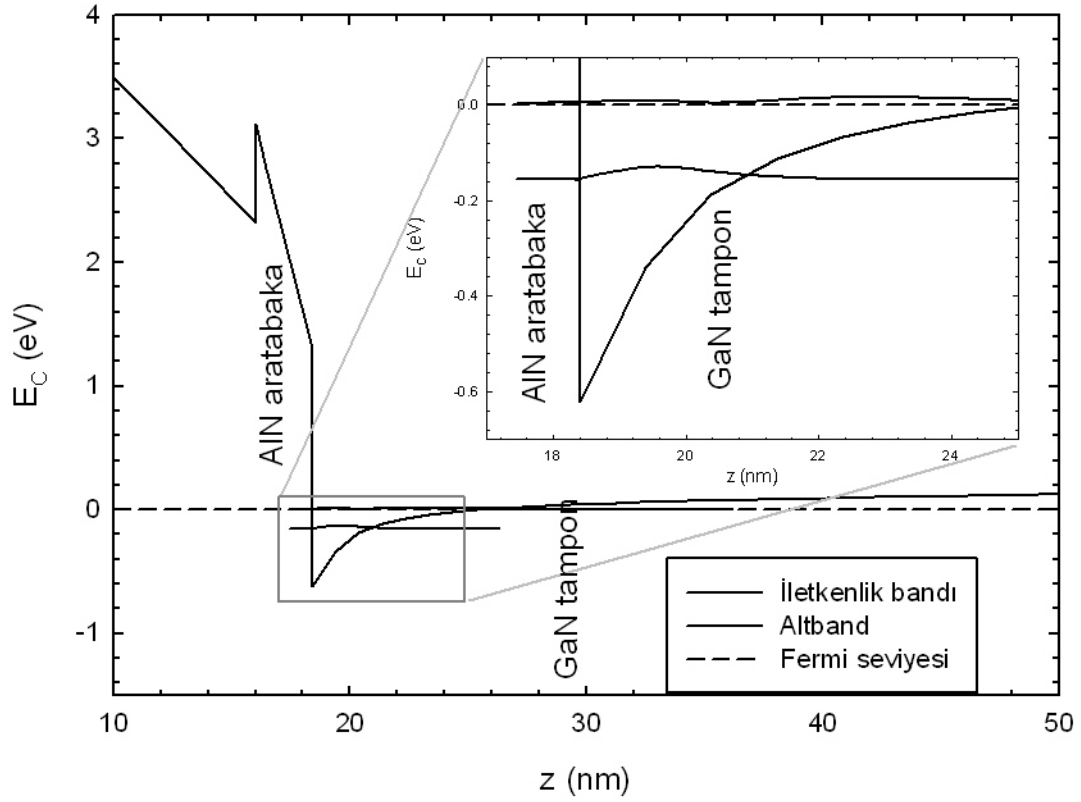
Eşitliği ile verilir. Burada E_g, yarıiletkenin yasak enerji aralığı; N_C ve N_V ise sırasıyla iletkenlik ve valans bandındaki etkin durum yoğunluğudur ve;

$$N_C = 2\left[\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \tag{3.45}$$

$$N_V = 2\left[\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right]^{3/2} \tag{3.46}$$

eşitlikleri ile verilir.

3.4. 2DEG Hall Etkisi



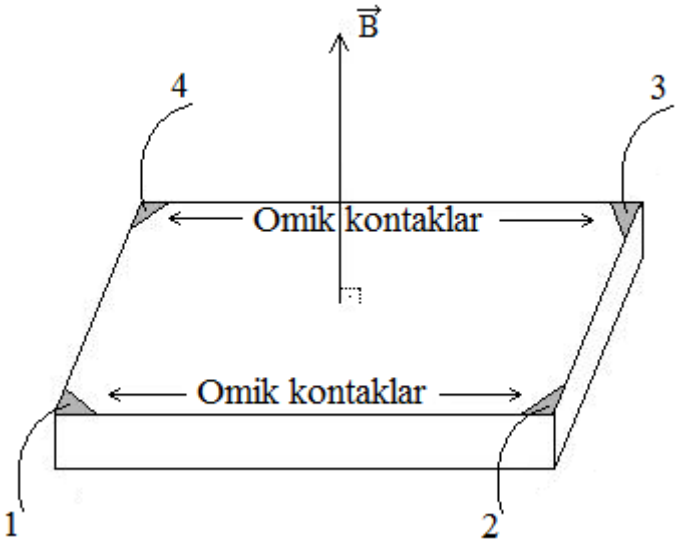
Şekil 3.8. $Al_xGa_{1-x}N$/AlN/GaN arayüzeyde oluşan kuvantum kuyu ve enerji bant diyagramı

2DEG sistemlerde elektron hareketi bir boyutta kısıtlanarak 2-boyutta hareket etmesi sağlanır. Şekil 3.8'de görüldüğü gibi genel olarak büyütme yönü olan z-ekseninde oluşturulan iki arayüzeyde aynı zamanda iletkenlik bandında süreksizlik yaratılmış olur. Bu enerji süreksizliğinde düşük enerjili taraf, elektronların minimum enerjiye sahip olma isteği nedeniyle elektronlar tarafından tercih edilir. Bu bölgeye inen elektronların hareketi bir yönde kısıtlandığından, elektronun hareketi tek boyutlu bir

kuyuda tanımlanan bir kuvantum sistemi olarak incelenebilir. GaN sistemlerde polarizasyon etkileriyle hiçbir katkı oluşturulmaksızın tek bir arayüzeyde kuyu oluşturulabilir. Şekil 3.8'de elektronlar bandı bükerek bir kuyu oluşmasını sağlarlar. GaN temelli yapılarda oluşan kuyularda, yükün arayüzeye doğru yığıldığı ve dolayısıyla kristal içinde safsızlıklardan daha az etkilendiği görülür. İyonize safsızlık saçılmaları bu yapılarda daha az etkin olduğu için 3 boyutlu kristal içinde hareket eden elektronun düşük sıcaklıklarda dahi elektron hareketliliği artar. Dolayısıyla böyle yapılarda sadece örgü saçılmaların etkin olduğu düşünülür. Yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılmaları en etkindir. Fakat sıcaklık düştükçe 3 boyutlu sistemlerde olmayan ya da farklı biçimde etkin olan saçılma mekanizmaları devreye girer. Sonuç olarak 2DEG'in saçılma mekanizmalarına tepkisi farklıdır ve incelenmesi gerekmektedir [65].

Hall etkisi ölçümleri yarıiletken yapıların elektriksel karakteristiklerini belirlemede en yaygın kullanılan tekniklerden biridir. Bu teknikle yapının taşıyıcı yoğunluğu, mobilite, özdirenç, hall katsayısı gibi temel parametreleri, ayrıca sıcaklığa bağlı bu parametrelerin ölçümlerinden epitaksiyel yapının kalitesi yani kusurları, safsızlığı veya saçılma mekanizmalar hakkında önemli bilgiler edinilebilinir. Mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu taşıma özelliklerini belirleyen en temel parametrelerdendir.

Hall ölçümlerinde Van der Pauw geometrisi yaygın olarak kullanılan metotlardan biridir. Şekil 3.9'de gösterilen Van der Pauw geometrisi metoduyla akım dört kontaktan ikisine uygulanır. Örneğin akım 1. ve 3. numaralı kontaklara uygulanırsa, voltaj ise 2. ve 4. kontaklardan alınır.



Şekil 3.9. Numune üzerinde hall ölçümleri için kullanılan Van der Pauw geometrisi

Bu metotla ρ;

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2}\left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2}\right] f\left[\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}\right] \tag{3.47}$$

eşitliği ile verilir [66]. Burada $f\left[\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}\right]$ terimi, düzeltme faktörü olup

$$f\left[\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}\right] = 1 - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}}\right]^2 + \frac{\ln 2}{2} - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}}\right]^4 \left[\frac{\ln^2 2}{4} - \frac{\ln^3 2}{12}\right] \tag{3.48}$$

ile verilir. Burada $R_{12,34} = V_{34} / I_{12}$; 1 ve 2. kontaklara akım uygulanıp, 3 ve 4. kontaklardan gerilim ölçülürse bunların oranından elde edilen dirençtir. R_H ise;

$$R_H = \frac{\Delta R_{13,24} d}{B} \tag{3.49}$$

eşitliği ile verilir. $\Delta R_{13,24}$; manyetik alanın (B) direnç üzerinde yaptığı değişimdir ($R_{12,24} = \frac{V_{24}}{I_{13}}$), d ise numune kalınlığıdır. Hall mobilitesi (μ) ve taşıyıcı yoğunluğu (n_H) değerleri sırasıyla;

$$\mu = \frac{R_H}{\rho} \tag{3.50}$$

ve

$$n_H = \frac{1}{eR_H} \tag{3.51}$$

ile verilirse Eş. 3.38'de d kalınlık değeri sadeleşir ve ölçülecek yapının mobilitesi kalınlıktan bağımsız olur. GaN/AlGaN tabanlı yapılarda oluşan 2DEG kuvantum kuyu potansiyeli üçgenimsi (*pseudotriangular*) bir yapıdadır. Dolayısıyla kesin bir kuvantum kuyu kalınlığını (d= Z_o) belirlemek zordur. Bunun yerine özdirenç, Hall katsayısı ve taşıyıcı yoğunluk hesaplamalarında kalınlık kullanılmayarak, 2-boyutlu değerleri hesaplama, bu tip yapıların parametreleri hakkında daha doğru yaklaşımlar vermektedir [66-68]. Son yıllarda bu tip 2DEG'li yapıların 3-boyutta da ifade edilen parametreleri, bir kaç yöntemle hesaplanabilmektedir. Bunun için kuyu genişlik değerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu yöntemlerden birisi, kuvantum kuyu içindeki dağılımı Schrödinger-Poisson simülasyonlarıyla simüle edip, sonra elektron dağılımının % 95'inin bulunduğu yeri kuyu genişliği olarak kabul etmek, ikincisi;. yine birincisine benzer, kuyu içindeki dağılımı Schrödinger-Poisson simülasyonlarıyla simüle edip, elektron dağılımının FWHM'deki genişliğini kuyu genişliği olarak kabul etmektir. Diğer bir yöntem ise daha basit ve simülasyona gerek yoktur. Bu yöntemde elektronların çoğu Fermi seviyesine yaklaşık 100 meV uzakta bulunduğu kabul edilir. Tüm elektronlar E_F enerjili ve dolayısıyla Fermi dalgaboylu kabul edilir. Dolayısıyla kuvantum kuyusunun yaklaşık genişliği de (z-yöneliminde kalınlık) Fermi dalgaboyu (λ_F) olarak kabul edilirse;

$$Z_o \cong \lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_e}} \tag{3.52}$$

eşitliği verilebilir. Burada n_e, 2-boyuttaki taşıyıcı yoğunluğudur. Eş. 3.52'den kalınlık hesaplanarak cm^{-3} başına taşıyıcı yoğunluğu kolayca hesaplanabilir. 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı olmadığından düşük sıcaklıklarda etkin olan arka plan safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsız olmaktadır. Sonuç olarak 2DEG taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan etkilenmemelidir [67,68].

3.5. Saçılma Mekanizmaları

GaN/AlGaN tabanlı heteroyapıların özellikle HEMT, HFET, MODFET gibi cihaz uygulamalarında yaygın olarak kullanıldığı bilinmektedir. Bu yapıların arayüzeyindeki piezoelektrik ve doğal polarizasyonda meydana getirdiği 2DEG'in mobilitesi (μ) ve taşıyıcı yoğunluğu (n_H).çeşitli saçılma mekanizmalarından etkilenir. Örneğin yapılan çalışmalarda AlGaN tabakada Al katkı oranının μ ve n_H üzerine etkileri deneysel olarak araştırılmış, %35 Al katkı oranına kadar n_H'nun arttığı daha sonra değişmediği görülmüştür. Bunun nedeni, katkı (Si) etkisinin düşmesine ve AlGaN tabakanın tanecikli yapıda büyümesine bağlanmıştır. Ayrıca elektron mobilitesinin oda sıcaklığında 1200–1000 cm^2/Vs aralığında değiştiği belirlenmiştir. GaN/AlGaN heteroyapılarda n_H'nun Al kompozisyonuyla doğrusal bir biçimde belli değere kadar artsa da 2DEG mobilitesinin ise azaldığı görülmüştür [69]. Ayrıca taşıyıcı yoğunluğundaki artış, Al kompozisyonuyla birlikte etkin bariyer yüksekliğinin artması ile açıklanmıştır. Mobilitedeki azalma ise taşıyıcı yoğunluğunun çok yüksek olması durumunda daha fazla elektronun arayüzey pürüzlülüğü ve alaşım saçılmalarından etkilenmesiyle açıklanmıştır [70]. Bu yüzden GaN/AlGaN heteroyapılarda mobiliteyi artırmak için alaşım ve arayüzey pürüzlülüğü saçılmalarının ortadan kaldırılması veya zayıflatılması gerektiği üzerinde durulmuştur [71]. Bu nedenle alaşım saçılmasının ortadan kaldırılması veya zayıflatılması için bariyere nüfuz etmenin önlenmesi veya bariyerin bileşik yarıiletken malzeme olması gerektiği üzerinde durulmuştur. AlGaN/GaNyapıdaki

alaşım saçılması ve arayüzey saçılmaları mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunu etkin bir şekilde etkilediğinden dolayı farklı nitrit heteroyapılar üzerinde çalışılmaktadır. Örneğin teorik olarak AlGaN bariyer ve GaN tampon arasına ince AlN ara tabaka yerleştirilerek alaşım saçılmasının tamamen ortadan kaldırılabileceği yeni bir heteroyapı (AlGaN/(AlN)/GaN) önerilmiştir [71]. Burada da AlN malzemesinin bileşik yarıiletken ve daha etkin bariyer olma özelliği esas alınmıştır. Yapılan birkaç çalışmada [72-74] AlN ara tabakanın mobiliteyi önemli ölçüde artırdığı, taşıyıcı yoğunluğunu ise kısmen artırdığı gösterilmiştir. AlN ile GaN arasında meydana gelen örgü uyuşmazlığı (%2,4) nedeniyle ara tabaka AlN'ın belli bir kritik kalınlığından itibaren (≈5 nm) çatlakların oluşması mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunu sınırlamaktadır [71].

Bir kristalde atomların ısıl titreşimleri, safsızlık atomları ve kusurlar periyodik yapıyı etkiler. Bunun anlamı hareket eden taşıyıcıların periyodik bir potansiyelde serbestçe hareket edemiyeceği yani saçılmaya uğrayacağı anlamına gelir. Nitrit yapılarda mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunu etkileyen genelde etkin saçılma mekanizmaları;

3.5.1. Fonon saçılması

Fonon saçılması, yüksek sıcaklıklarda baskın olan bir saçılma mekanizmasıdır. Bir kristal örgüsünde atomlar denge pozisyonları etrafında titreşim yapar. Sıcaklığın artışıyla artan bu titreşimler kristalin periyodik doğasını etkiler. Hareket eden elektronlar periyodik olmayan potansiyel bozukluğundan etkilenir ve örgü atomlarıyla enerji ve momentum değişimi yapar. Yani saçılma inelastik olduğundan momentum değişimi elektronların saçılmasına yol açar [4]. Fonon saçılması kendi içinde polar optik (daha çok örgü titreşiminden ileri gelen) ve akustik fonon (daha çok potansiyel bozukluğu ve piezoelektrikten ileri gelen) saçılması şeklinde iki ana alt başlıklarda incelenir.

3.5.2. Dipol saçılması

Dipol saçılması daha çok düşük sıcaklıklarda baskın olan bu mekanizma daha çok mobilite üzerinde önemli rol oynar [4]. Tersinme simetri eksikliğinden ileri gelen dipol saçılması, özellikle nitrit yarıiletken malzemelerin güçlü polarizasyon etkileri nedeniyle ortaya çıkar. Kristalde AlN ve GaN arasındaki polarizasyon farkı dipollerin oluşmasına yol açar. Dipollerin AlN ve GaN bölgelerinde rasgele dağılımı 2DEG kanalında elektronların saçılmasına neden olur [32].

3.5.3. İyonize safsızlık saçılması

Katkısız AlGaN ve GaN, O ve Si gibi büyütme sırasında yapıya dâhil olan arka plân safsızlıkları içerir. Düşük yoğunluk (10^{16} cm^{-3}) nedeniyle bu safsızlıkların saçılmaya katkısı nispeten zayıftır. Yüksek 2DEG düzlem *(sheet)* yük yoğunluğu durumunda arka plân safsızlıklarından kaynaklanan saçılmanın etkisi büyük ölçüde perdelenir [73].

3.5.4. Arayüzey pürüzlülüğü saçılması

$Al_xGa_{1-x}N$/GaN temelli heteroyapılarda 2DEG'de yük iletimi; iki yarıiletkenin arayüzeyi boyunca meydana gelir. Heteroyapıların büyütme yönünde tam düzgün büyütülememesi, örgü uyuşmazlığı, farklı tutunma katsayıları gibi etkiler arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olur. Bu nedenle kanaldaki elektronlar arayüzey pürüzlülüğü tarafından saçılmaya uğrar. Arayüzey pürüzlülüğü saçılması düşük sıcaklıklarda mobiliteyi sınırlamada baskın bir saçılma mekanizmasıdır.

3.5.5. Dislokasyon saçılması

GaN alttaş malzemeler ticari olarak mevcut değildir. Bu yüzden AlGaN/GaN heteroyapılar yaygın olarak silisyum, silisyum karbür ve safir alttaş malzemeler üzerine büyütülür [75]. AlGaN/GaN temelli heteroyapılar yaygın olarak silisyum, silisyum karbür ve safir alttaş malzemeler üzerine büyütülür [75]. Alttaş malzeme ve

tabakalar arasındaki örgü uyuşmazlığı dislokasyonların oluşumuna neden olur (10^8-10^{10} cm^{-2}). Nitritli heteroyapılarda özellikle dislokasyon yoğunluğu 10^9 cm^{-2} üzerindeki değerlerde elektron saçılmaları üzerinde diğer saçılma mekanizmalarıyla birlikte etkin rol oynar [37,76].

3.5.6. Alaşım düzensizliği saçılması

$Al_xGa_{1-x}N$ alaşım yarıiletkeninde Al ve Ga atomlarının kristal içinde gelişi güzel dağılımı malzemede bölgesel potansiyel farklılığını meydana getirir [4]. Bu düzensizlik yani potansiyel farklılığından dolayı ortaya çıkan saçılmaya alaşım düzensizliği saçılması denir. Örneğin AlGaN/GaN heteroyapıda 2DEG, GaN tarafında oluşmasına rağmen 2DEG dalga fonksiyonu AlGaN bariyer içine de nüfuz eder. Etkin bariyer yüksekliği Al katkı oranıyla artırılabilir. Al katkı oranıyla ile birlikte taşıyıcı yoğunluğu bir yere kadar artar, fakat fazla bariyer içine daha fazla nüfuz olayı gerçekleşir. Al katkı oranının artışı ile 2DEG dalga fonksiyonun bariyer içinde (derine) daha fazla nüfuz etmesi, daha büyük alaşım saçılması anlamı taşır [73,77].

3.5.7. Arka plan safsızlık saçılması

Heteroyapı büyütülürken tabakaları oluşturan GaN, AlN veya AlGaN katkılanmasalar dahi ideal olmayan büyütme şartlarından kaynaklanan arka plan safsızlıkları içerir. Bu safsızlıkların nitrojen boşluklarından kaynaklanabileceği sanılsa da, detaylı araştırmalar nitrojen safsızlıklarından daha çok oksijen safsızlıkların etkin olduğunu gösterilmiştir [78].

Kısaca AlGaN/GaN heteroyapılarda oda sıcaklığında ve ara sıcaklıklarda fonon saçılmalarının düşük sıcaklıklarda arayüzey pürüzlülüğü, alaşım düzensizliği ve dislokasyon saçılmalarının mobiliteyi önemli ölçüde sınırladığı anlaşılmıştır [6,16]. İyonize safsızlık saçılmasının ise sadece düşük 2DEG yoğunluğuna (10^{12} cm^{-2}) sahip heteroyapılarda mobiliteyi sınırlamada etkin olduğu belirlenmiştir [79].

4. DENEYSEL TEKNİKLER

Bu bölümde numunenin yüzey, yapısal ve elektrisel özelliklerin belirlenmesinde kullanılan cihazlardan bahsedilmiştir.

4.1. Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM)

Taramalı tünelleme mikroskobunun (Scanning Tunelling Microscope: STM) çok sayıda iletken malzemenin yüzeyini atomik ölçekte başarılı bir biçimde analizi ile yeni taramalı mikroskop cihazların geliştirilmesine yol açmıştır. Bunlardan biri olan AFM, yüzeyi tarayan, uzaysal bilgi toplayan, esnek bir yaya monte edilmiş (cantiliver) çok ince uç ile uç-yüzey arasındaki atomlar arası etkileşmeleri esasına dayanır. Cihaz ilk defa 1986'da Binnig ve arkadaşları tarafından icat edilmiş [69] olup bir yüzeyi angstrom seviyesinden 100-150 mikrona kadar ölçülebilmektedir. Çalışma prensibi, Şekil 4.1'de görüldüğü üzere 'cantilever'a monte edilmiş birkaç mikron uzunluğunda atomik sivrilikteki bir uç ile numune yüzeyi taranır. Cantilever, tarama esnasında uç ve yüzeydeki atomlar arası kimyasal bağ etkileşmelerinden doğan 10^{-6}-10^{-11} N arasında değişen kuvvet etkileşmesiyle sapmaya uğrar. Bu sapma bir algılayıcı (sensör) ile ölçülerek numune yüzeyinde taranan alanın gerçek uzaysal görüntüsü elde edilir. Elde edilen görüntülerinden büyütülen numunenin büyüme modu, yüzey pürüzlülüğü, numune yüzeyi üzerindeki kusur tipleri ve kusur yoğunlukları hakkında bilgiye ulaşılabilir. Bunun yanında AFM, incelenen numunenin maddesel (görüntüsünün şekli, sertliği, aşınma, korozyon, sürtünme, kayganlaşma, kaplama, cilalama v.s), nanomekanik (parçacıklar arasında etkileşim v.s), kristalografik (element veya moleküllerin dizilimi v.s) ve elektriksel özellikleri gibi birçok bilgilerin elde edilmesi içinde kullanılabilir.

Cihazın avantajları;

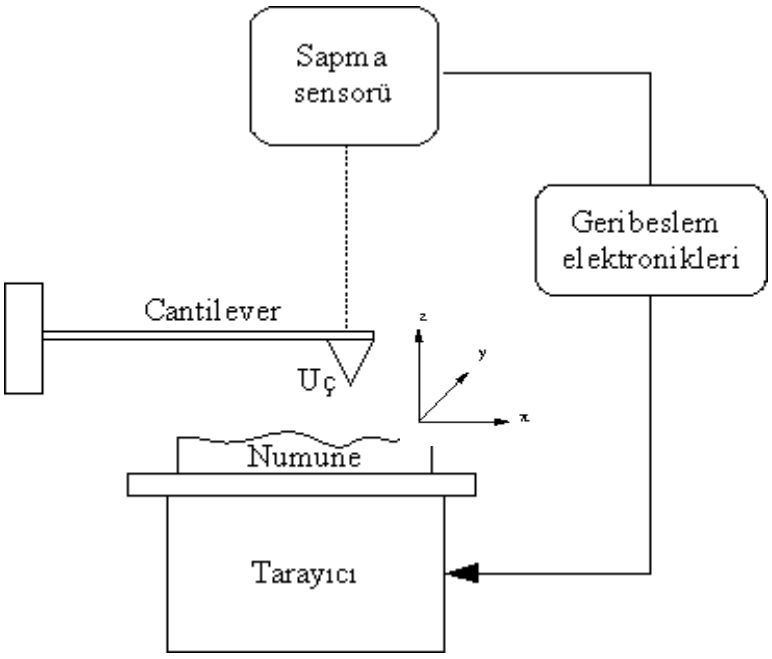
- İncelenecek numunenin elektriksel iletken olmasını gerek yoktur.

- Ölçüm öncesi numune yüzeyi için özel şartlar gerektirmediğinden yüzey zarar görmez.
- Vakum ortamı oluşturulmaksızın hava ve sıvı gibi ortamlarda çalışabilir.
- Çok amaçlı kullanılabilen, pratik ve düşük maliyetlidir.
- Diğer cihazlara göre (STM, TEM, SEM v.s) pek çok şartlar altında çalışma imkânına sahip olmasıdır.

Önemli dezavantajları ise;

- Yüzeyin uzaysal görüntü boyutlarının sınırlı (tarama alanı ve derinlik) olması,
- Görüntü kalitesinin ucun eğrilik yarıçapına bağlı olması,
- Piezoelektrik malzemeden etkilenmesi,

şeklinde sıralanabilir.



Şekil 4.1. AFM'nin çalışma prensibi [81]

AFM ile ölçümlerde elde edilen görüntü için kullanılan numune-uç aralığı işlemin modunu belirler. Bunlar;

- Kontak mod
- Non-kontak mod
- Tapping (hafif dokunma) mod

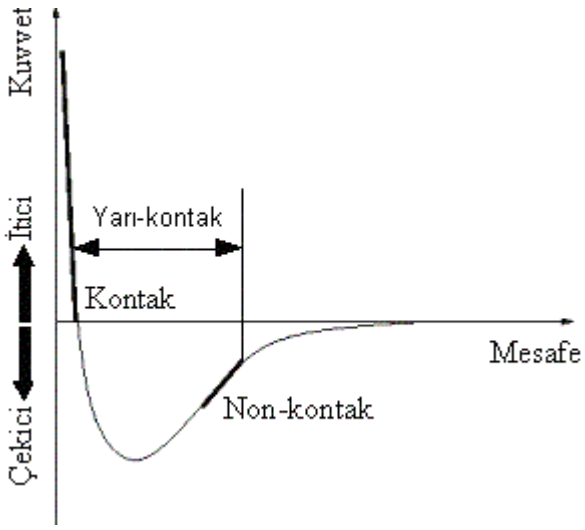
olmak üzere üç farklı modda gerçekleştirilebilir. İşlemin modu uç ve numune mesafesine göre belirlenebilir. Şekil 4.2'de uç ve numune yüzeyi arasındaki kuvvetlerin mesafeye bağlı değişimini dikkate alalım. İlk durumda uç ve numune yüzeyleri birbirleri tarafından zayıf bir biçimde çekilir (eğrinin sağ tarafı). Bu çekim, aralarındaki mesafesinin azalmasıyla uç ve numune yüzeylerindeki atomların elektron bulutlarının birbirlerini elektrostatik olarak itmeye başladığı mesafeye kadar artar. Mesafenin biraz daha azalması durumunda ise itici kuvvet artarak çekici kuvvetleri dengeler ve net kuvvet kimyasal bağ uzunluğu mertebesinde (bir kaç Å) sıfır olur. Bu mesafeden itibaren uç ile numune yüzeyi arasında hafif fiziksel temas (kontak) başlar. Uç ile numune arasında mesafe daha da azalırsa itici kuvvet çekici kuvvetten baskın olur (eğrinin sol tarafı) ve uç-numune itici kuvvete (iyonik kuvvet) tâbi olur.

Kontak modda uç-numune aralığı birkaç Å mertebesindedir. Bu yüzden uç-numune yüzeyi yumuşak bir fiziksel temastadır. Uç üzerindeki kuvvet iyonik iticidir ve 10^{-9} N mertebesindedir. Bu kuvvet, cantileverin bir piezoelektrik parça ile numune yüzeyine doğru itilmesi sonucu oluşur. Bu modda yüzey görüntüsü, sabit yükseklikte tarama sonucu cantilever sapmasından veya cantilever sapması sabit tutularak yüzey yükseklik değişiminden olmak üzere iki değişik şekilde elde edilebilir.

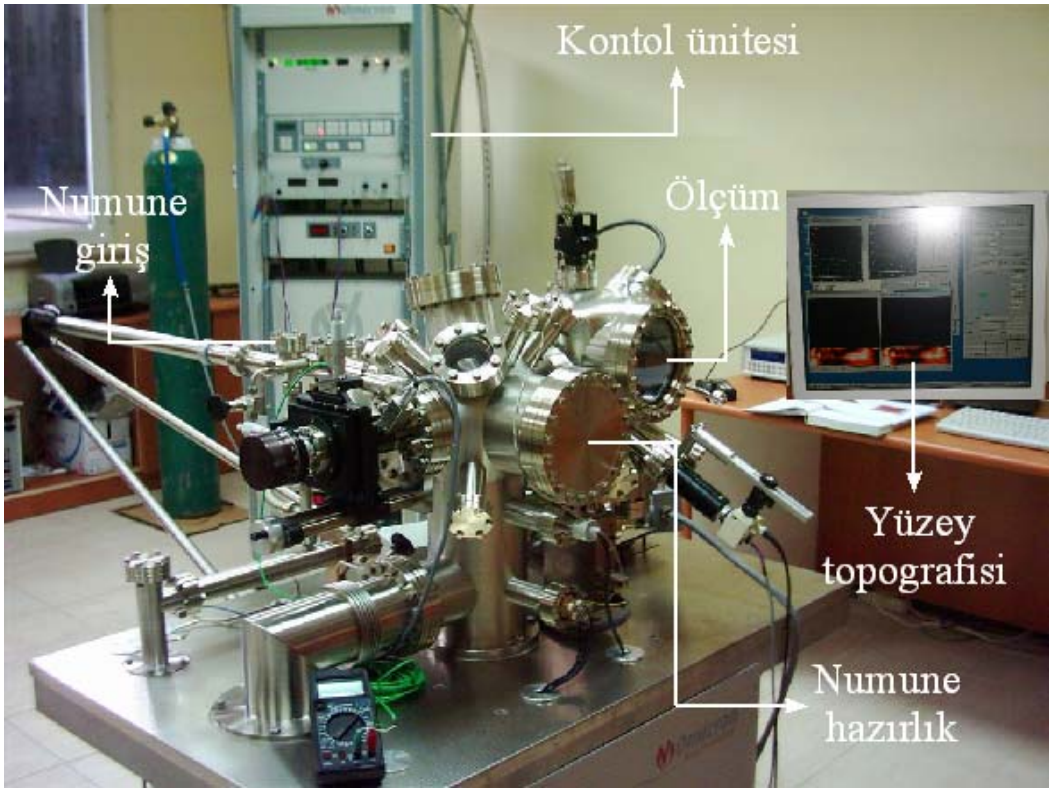
Non-kontak modda ise uç-numune mesafesi yaklaşık 50-150 Å mertebesindedir. Bu durumda uç zayıf çekici kuvvetlere tâbidir (Van der Waals kuvvetleri). Kuvvet-mesafe eğrisinden de görüleceği üzere bu çekici kuvvet kontak moddaki

kuvvetlerden daha zayıftır ve yüzey yükseklik değişimine daha az duyarlıdır. Bu yüzden bu modda yüzey görüntüsünü elde etmek için kontak moddakinden farklı bir yöntem kullanılır. Numuneden gelen kuvvetler göreceli olarak zayıf olduğundan iğne saniyede 100000 defa titreşerek bu etkileşiminin saptanmasını kolaylaştırır. Bu nedenle uca büyük bir osilasyon verilmelidir. Cantilever, rezonans frekansına yakın bir frekansta titreştirilir. Uç numuneye yaklaştırıldığında frekans veya genlikteki değişimler saptanır. Non-kontaktaki ölçümler dış titreşimlerden, uç ve cantilever kalitesinden oldukça etkilenir. Yarı-kontak mod non-kontak modun biraz değişik şeklidir. Bu modda cantilever kendi rezonans frekansında titreştirilir. Uç her bir salınımda numune yüzeyi ile anlık fiziksel temas sağlar. Numuneye yaklaşma durumunda salınımın şiddetinde meydana gelen değişim esas alınır.

AFM Tapping (hafif dokunma) modunda, dip noktada cantileverin ucu ve onun osilasyonlarının numune yüzeyine nadiren dokunması şeklindedir. Non-kontak moda benzerdir. Tapping modun atomik çözünürlük sağlamadığı fakat yüksek pürüzlü yüzeylerin kaba görüntüsünü oluşturmak için avantajlı olduğu söylenebilir.

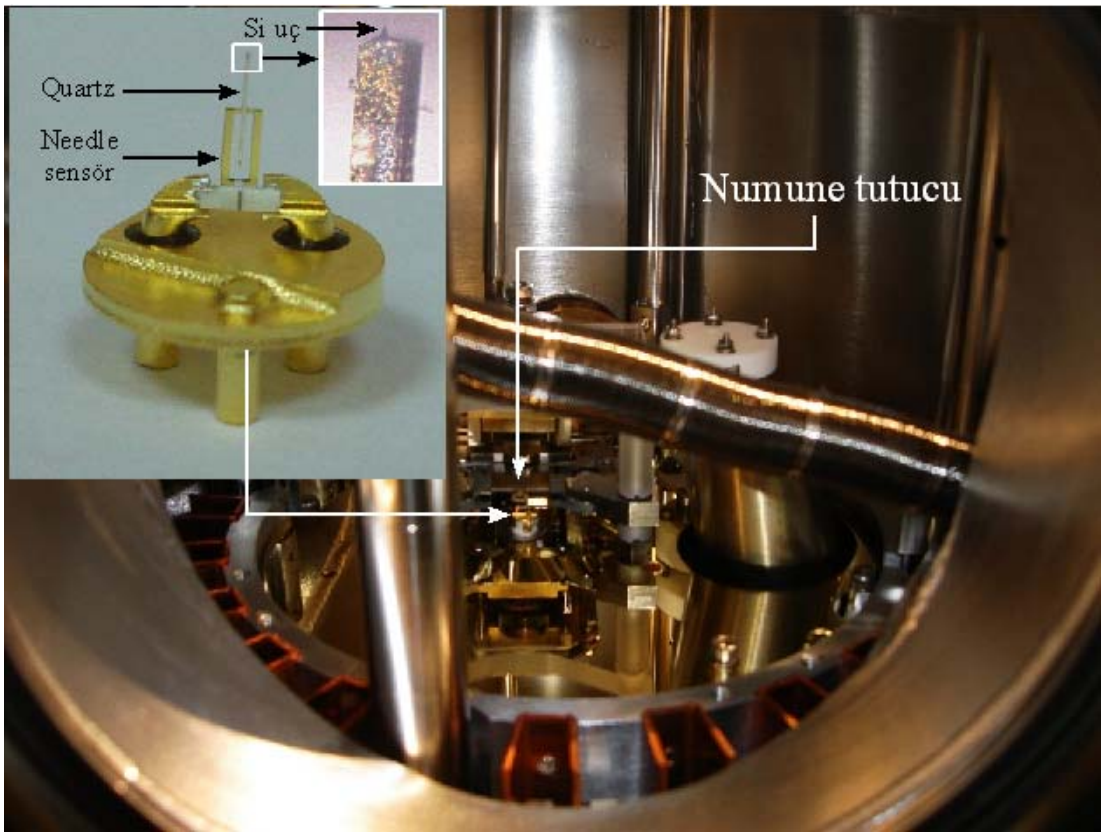


Şekil 4.2. Uç-numune arasındaki van der Waals kuvvetinin mesafe ile değişimi [30]



Resim 4.1. Omicron VT-STM/AFM cihazı [82]

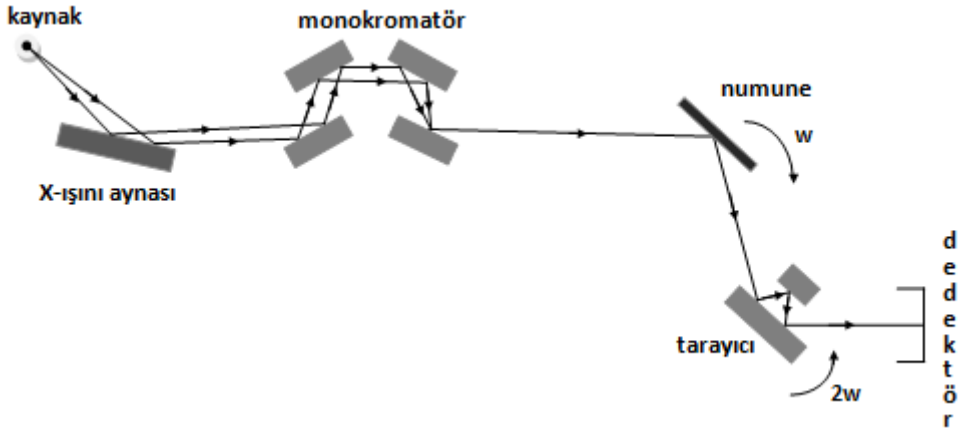
Yüzey karakterizasyonu için incelediğimiz numunelerin ölçümü, Resim 4.1'de görülen Omicron VT-STM/AFM cihazını ile alındı. Omicron VT-STM/AFM cihazı, hem STM hem de AFM ölçümleri yapılabilmektedir. Cihazda AFM ölçümleri alabilmek için tarayıcı için Resim 4.2'te görülen bir needle sensör yerleştirilir. Needle sensörde kuvars malzemenin ucu silisyumdan yapılmıştır. Numune ölçümleri non-kontak modda alınmıştır. Needle sensör ucundaki kuvars, yaklaşık 1 MHz'lik frekansla ±z yönünde salınım yapması için uyarılır ve rezonans frekansı kaydedilir. Daha sonra uç numune yüzeyine yaklaştırılır ve numune yüzeyi üzerinde bir alan seçilerek tarama başlatılır. Tarama esnasında etkileşme nedeniyle numune yüzeyi ile needle sensörün uç arasında bir kuvvet oluşur. Bu kuvvet rezonans frekansına göre titreşimin fazını değiştirir. Faz değişimi uç ile yüzey arasındaki etkileşme şiddeti için bir ölçüdür. Bu nedenle z-ayarı için geribeslem sinyali olarak kullanılır. Needle sensör ile 0,05 nm'den daha iyi z çözünürlüğü elde edilebilir [83].



Resim 4.2. Omicron VT-STM/AFM cihazında taramanın yapıldığı bölge. Sol üst köşede needle sensörün resmi ve Si ucun optik mikroskop altındaki görüntüsü yer almaktadır [82]

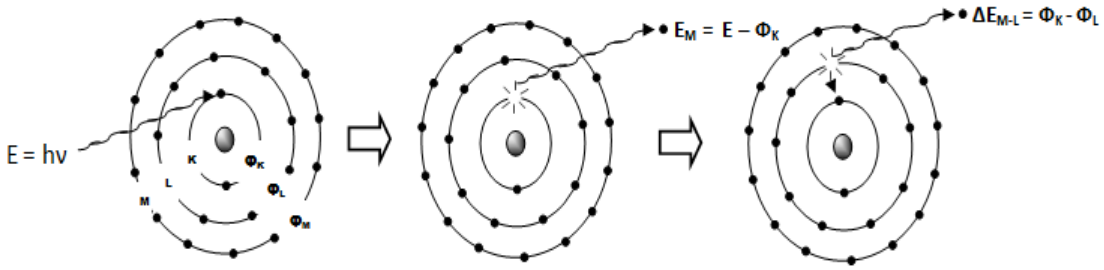
4.2. Yüksek Çözünürlüklü X–Işını Difraksiyonu (HR-XRD)

HR-XRD karakterizasyonu yarıiletkenlerin mikroyapısal analizlerinde önemli bir cihazdır. Şekil 4.3'de şematik şekli gösterildiği gibi X-ışınımı saçılma verileri, değiştirilebilir ışınım modüllü tekli difraktometre üzerinden bir aralıkta toplanır. Numune goniometre üzerine yerleştirilir ve veriler yüksek çözünürlüklü çoklu kristal modda toplanır. Genelde relaksiyon (gevşeme), kusur yoğunluğu, kalınlık ve kompozisyonları tanımlamak için ters uzay örgü haritası ve ω-2θ kullanılır.



Şekil 4.3. XRD cihazının şematik şekli

X-ışınımı sistemi malzeme üzerinde X-ışınımı aralığındaki ışığın saçılma ilkesiyle çalışır. Şekil 4.4'de gösterildiği gibi bir atomun ışık fotonu soğurması ile çekirdeğine bağlı elektronu sahip olduğu enerjiden daha büyük enerji kazanarak üst orbitallere çıkartılır. Elektron çıkartıldığı daha yüksek enerjili seviyeden daha düşük seviyeli boş orbitale geçiş yapar. Bu geçiş sırasında atomdan bir foton yayınlanır. Fotonun enerjisi, elektron geçiş yaparken işgal ettiği iki orbital arasındaki enerji farkına eşittir. Yayınlanan bu foton, elementin X-ışınımı karakteristiğini verir.

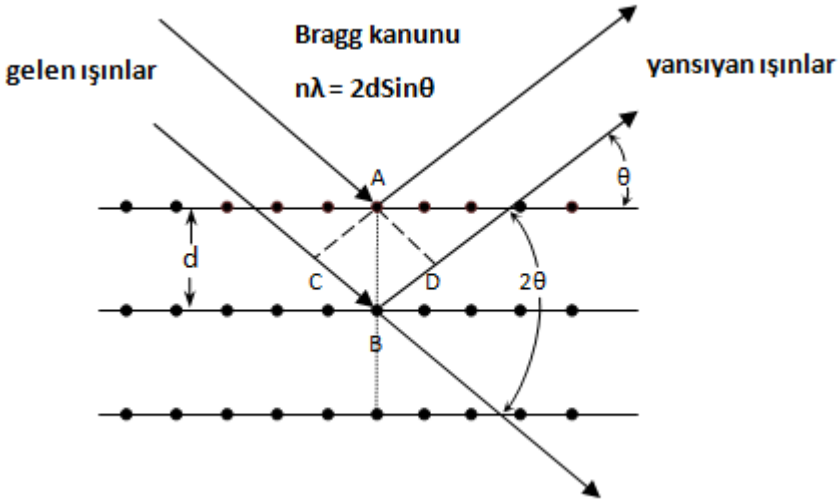


Şekil 4.4. X-ışını sisteminde atomda fotonun soğrulma ve yayınlanma mekanizması

Atomlar tarafından yayınlanan ışık enerjisi veya birim zamanda fotonların sayısı numune içindeki atomların miktarı ile ilişkilidir. İncelenebilecek bütün atomlar için veri, bir numunede genellikle bir set zamanı içinde elementin değişik X-ışını enerji

çizgilerinden gözlenen foton sayıları ile hesaplanır. Numunenin spektrumunda X-ışınımı piklerinin enerjileri tanımlanarak farklı pik oranları hesaplanır. Buradan elementlerin konsantrasyonunu ölçmek ve numunenin temel kompozisyonlarını bulmak mümkündür.

Bir kristal malzeme içinden X-ışınımı radyasyonu geçtiğinde kristali oluşturan atomların içindeki elektronlarla etkileşir. Her atom pek çok kristal düzlem setine ait olabilir. Belli açılarda X-ışını dalgaları, atomlar arasında var olan uzaklık ve düzlemlerde atomlarla saçılması sonucu birbirini yapıcı veya söndürücü şekilde saçılmaya uğrar. Her düzlem seti kendisine mahsus düzlemler arası uzaklığa sahip olduğundan, X-ışını saçılması numunenin yapısal karakteristiğini verir.



Şekil 4.5. X-ışını saçılma mekanizması

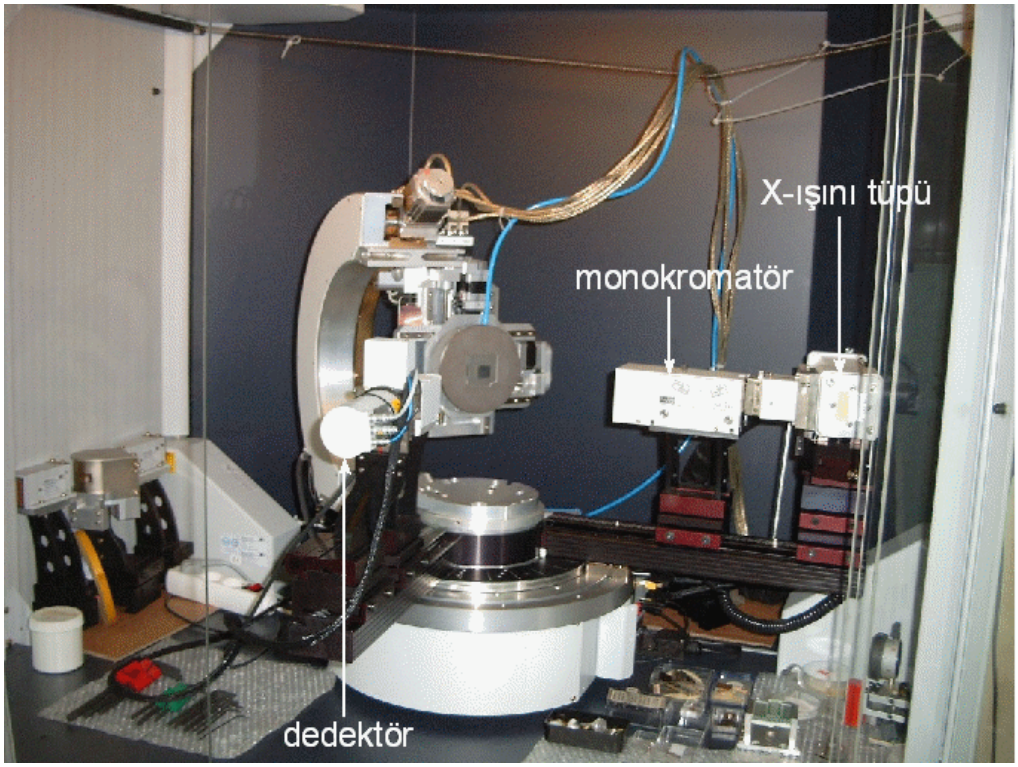
Şekil 4.5'de gösterildiği gibi gönderilen X-ışınımın dalga boyu (λ), saçılma mertebesi (n), yapıdaki atomik uzaklık (d), ışık demetinin geliş veya Bragg açısı (θ) arasındaki ilişki, Eş. 4.1 ile verilen Bragg eşitliği olarak bilinir.

$$2d\sin\theta = n\lambda \qquad n=1,2,3,\ldots \tag{4.1}$$

Kullanılan tüpün X-ışını tipine bağlı olarak bilinen dalga boyundan difraktometre ile saçılma açısı ve Bragg eşitliğinden de düzlemler arası uzaklık hesaplanabilir.

Malzemenin düz yüzeyine kritik veya daha küçük bir açıyla (1dereceden daha az) X-ışını demeti gönderildiğinde yansıma belirginleşir. Kritik açı, malzemenin elektronik yoğunluğuna bağlı olarak değişir. Kritik açıdan daha büyük açılı X-ışını, malzemenin daha derinliklerine geçiş yapabilir. Düz yüzeye sahip malzemelerde yansıma, kritik açının üstündeki açılarda θ^{-4} ile orantılı olarak birden bire azalır. Eğer yüzey pürüzlü ise yansıma daha da azalır. Düzenli bir şekilde alttaş üzerine elektronik yoğunluğu farklı başka bir malzeme eklenirse, alttaş ile ince film arasından ya da ince filmin serbest yüzeyinden yansıyan X-ışınları ya birbirini kuvvetlendiren ya da birbirini söndüren şekilde olur.

Yapının elektron yoğunluk profili, ölçülen şiddet deseninden çıkartılabilir. Çoklu tabakaların karakteristik dikey özellikleri (tabaka kalınlığı) ya da yanal özellikleri (pürüzlülük ve arayüzey korolasyon özellikleri veya yanal tabaka yapısı) tanımlanabilir. Ayrıntılı olarak film kalınlığı; osilasyonun periyodikliğinden ve yüzey-arayüzey bilgileri osilasyon desen genişliğine bağlı açılardan tanımlanabilir.

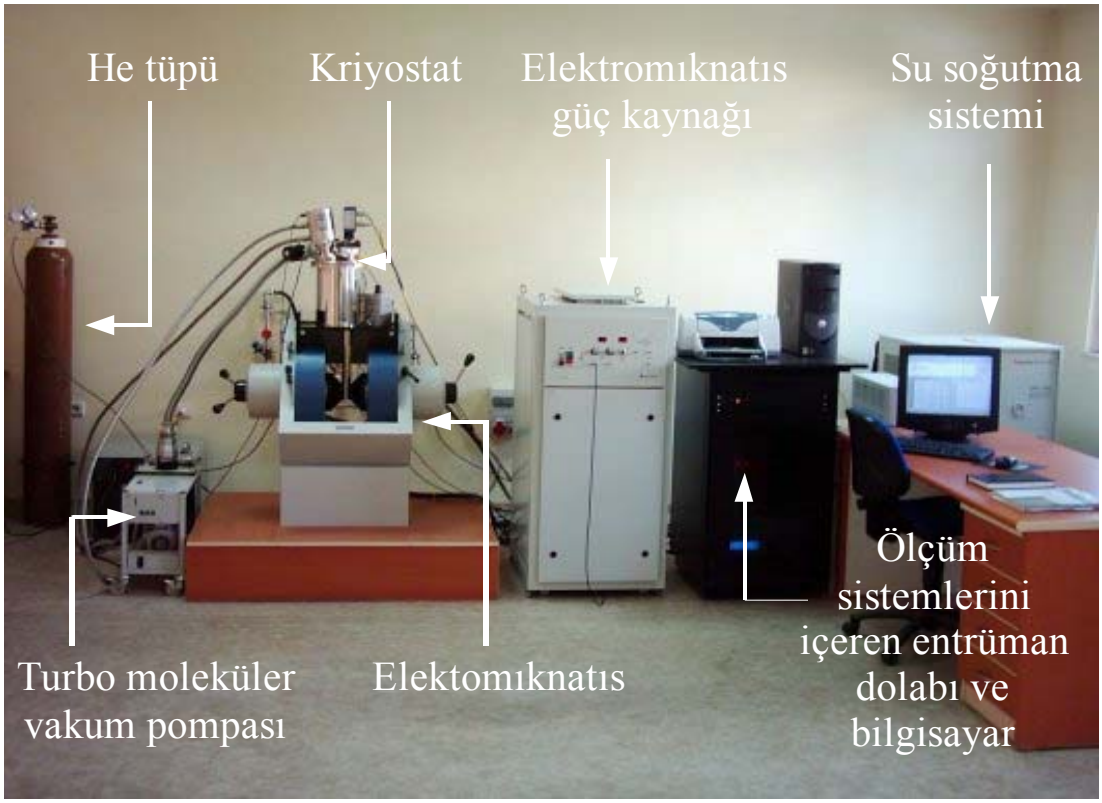


Resim 4.3. Bruker D8 Discover XRD cihazı [82]

Resim 4.1; numunenin yapısal özelliğinin incelenmesinde kullanılan Bruker D8 Discover XRD cihazının resmidir. Numunenin ölçümü Bruker D8 Discover XRD cihazında, 1,54056 Å dalgaboylu X-ışını ile yapıldı. Cu kaynak, 4-kristalli Ge (022) yönelimli monokromatör ve onun çözünürlüğü (002) yönelimli Si alttaş için 0,00435° ayarlandı. Öncelikle numunelerin hedeflenen yapıları θ-2θ taramaları ile doğrulandı. Daha sonra simetrik ω-2θ taramalarından malzemelerin kristal kalitesi değerlendirildi. Burada numune ölçüm için tutucuya yerleştirildi. X-ışını demeti, yükseklik ayarı ve θ eksenlerinde düzenleme yapılarak numune yüzeyine paralel hale getirildi. Daha sonra simetrik veya asimetrik düzlem θ, 2θ, χ ve (φ) ϕ eksenlerinde düzenleme yapıldı. Kaynaktan gelen X-ışınları demeti göebel ve monokromatör yardımıyla ayrıştırıldı. ω-2θ ve θ-2θ taramaları yapılarak düzlemlerden gelen girişim desenleri sodyum iyot (NaI) dedektörü tarafından toplanması sağlandı. Oluşan piklerin periyodu incelenen yapının epitaksiyel tabaka kalınlıkları hakkında bilgiyi, genlikleri ise yoğunluk farkı ve pürüzlülüğü hakkında bilgiyi verir. Bu teknikle epitaksiyel tabakaların kristal kalitesi, alaşım kompozisyonu, tabakalardaki arayüzey pürüzlülüğü gibi yapısal özellikler hakkında bilgi edinilebilir [4]

4.3. Hall Etkisi Ölçüm Sistemi

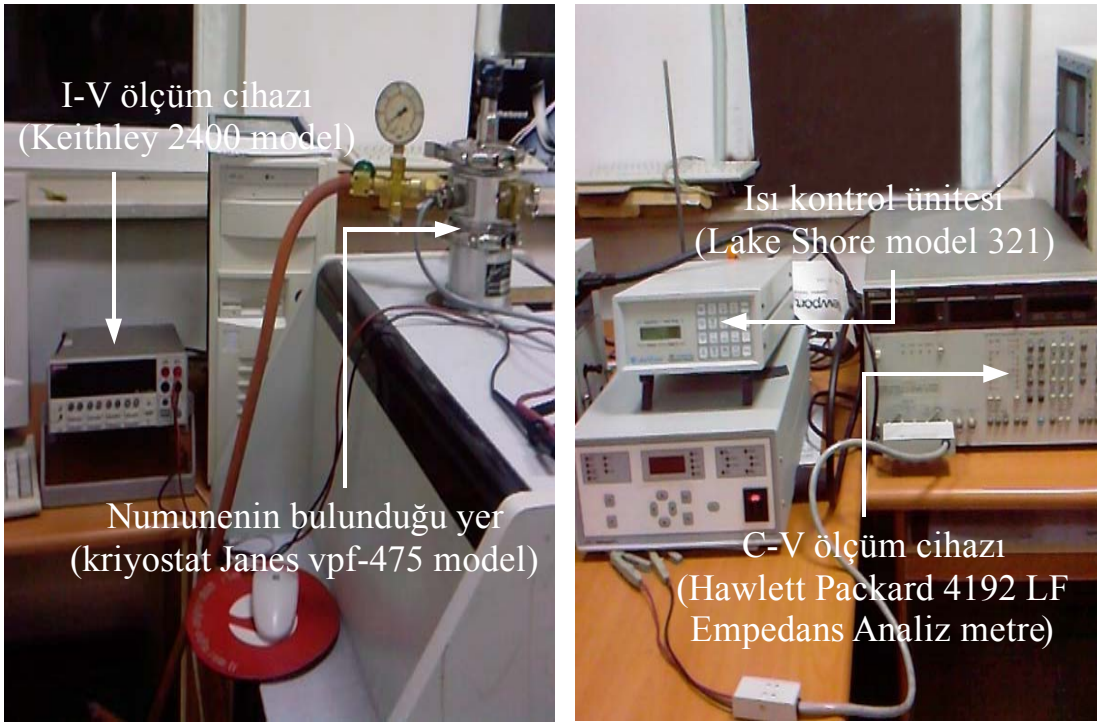
Numunenin Hall ölçümleri için Resim'de gösterilen Lake Shore 7700 serisi yüksek empedans Hall etkisi ölçüm sistemi kullanıldı. Lake Shore Hall etkisi sisteminde Helyum tüpü Kryostata helyum akışını sağlar. Kryostatın vakumlanması pompa ile sağlanır. Numune dik bir şekilde tutucu yardımıyla kryostatın içine yerleştirilir. Bunun nedeni uygulanan manyetik alanın tam olarak etki sağlaması içindir. Güç kaynağı sisteme elektrik akışını sağlar. Kontrol ünitesinden numuneye uygulanacak olan sabit akım, manyetik alan, sıcaklık değerleri ayarlanabilir ve kontrol edilebilir şekildedir. Bilgisayar kontrolü kullanılan Lake Shore Hall etkisi programı ile sabit akım, manyetik alan, sıcaklık değerleri elektrometredeki veriler bilgisayar ortamına aktarılır. Program sayesinde Van der pauw ve Hall etkisi ölçüm teknikleri kullanarak gerekli olan hesaplamaları özdirenç (ρ), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H), mobilite (μ), Hall katsayısı (R_H) değerlerinin bulunmasını sağlar.



Resim 4.4. Lake Shore 7700 serisi Yüksek Empedans Hall Etkisi Ölçüm Sistemi

4.4. I-V, C-V ve G/w-V Ölçüm Sistemleri

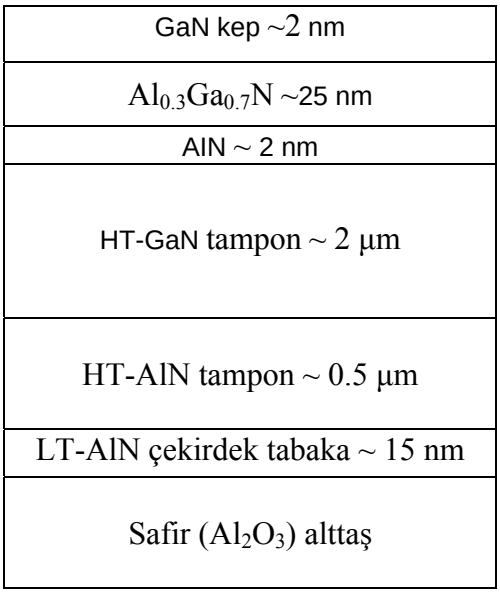
Resim 4.4; sıcaklık kontrol, akım-voltaj ($I-V$) ve kapasitans-voltaj ($C-V$) ölçüm cihazlarının görüntüsüdür. $I-V$ ölçümlerinde Keithley 2400 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 614 eletrometre kullanıldı. $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümleri için ise 40 mV_{rms} sinyalli ve 1MHz ve HP 4192 A LF impedance analyzer kullanılarak (5 Hz-13 MHz aralığında ölçüm yapabilen) 295-415 K sıcaklık aralığında yapıldı. Tüm bu ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. 77-450 K sıcaklık aralığında ölçme özelliğine sahip farklı sıcaklık bölgelerdeki ölçümler için kontrol ünitesi Janes vpf-475 kroystat kullanıldı. Sıcaklık denetimi ± 0.1 K'den daha iyi duyarlılığa sahip a Lake Shore model 321 Autotaning Temperature Controller sistem kullanılarak sağlandı.



Resim 4.5. I-V ve C-V ölçümünde kullanılan cihazlar

5. DENEYSEL YÖNTEM VE TARTIŞMA

5.1. Heteroyapının Büyütme Süreci



Şekil 5.1. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapısının şematik şekli

Şekil 5.1'de şematik şekli gösterilen heteroyapı MOCVD yöntemi ile c-yönelimli safir (Al_2O_3) alttaş üzerine büyütüldü. Hidrojen taşıyıcı gaz olarak, trimethylgallium (TMGa), trimethylaluminum (TMAl) ve amonyak (NH_3) ise kaynak bileşikleri olarak kullanıldı. Epitaksiyel olarak büyütmeden önce Al_2O_3 alttaş yüzeydeki kirlilikleri çıkarmak için 10 dakika içinde 1100 ºC de tavlandı. İlk adımda 15 nm kalınlıklı AIN çekirdek tabaka düşük sıcaklıkta (840 °C) Al_2O_3 alttaş üzerine büyütüldü. İkinci adımda reaktör sıcaklığı 1150 °C'ye çıkarılarak yüksek sıcaklıkta 500 nm kalınlıkta AIN tampon tabaka büyütüldü. Üçüncü adımda GaN'ı büyütme durumuna getirmek için iki dakika bekletildi. Bu büyütmenin reaktör basıncı 200 mbar, büyütme sıcaklığı 1070 ºC ve büyütme oranı yaklaşık 2 μm/h'dır. Dördüncü adımda 2 nm-kalınlıklı HT-AIN ara tabaka 50 mbar basınç ve 1085 °C sıcaklıkta büyütüldü. Son olarak beşinci adımda sırasıyla 25 nm kalınlıklı AlGaN üçlü bileşikli tabaka ve 2 nm kalınlıklı GaN kep tabaka 50 mbar basınç, 1085 °C sıcaklıkta büyütülmesi gerçekleştirildi.

5.2. Yüzey Özelliği

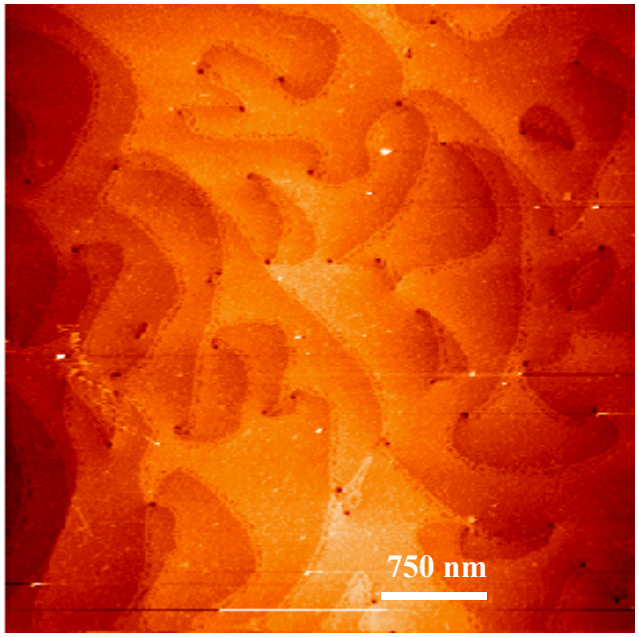
Heteroyapının yüzey karakterizasyonu için ilgili ölçümler, kontaklar oluşturulmadan önce AFM ile oda sıcaklığında ve atmosfer basıncında gerçekleştirildi.

5.2.1. Heteroyapının AFM analizi

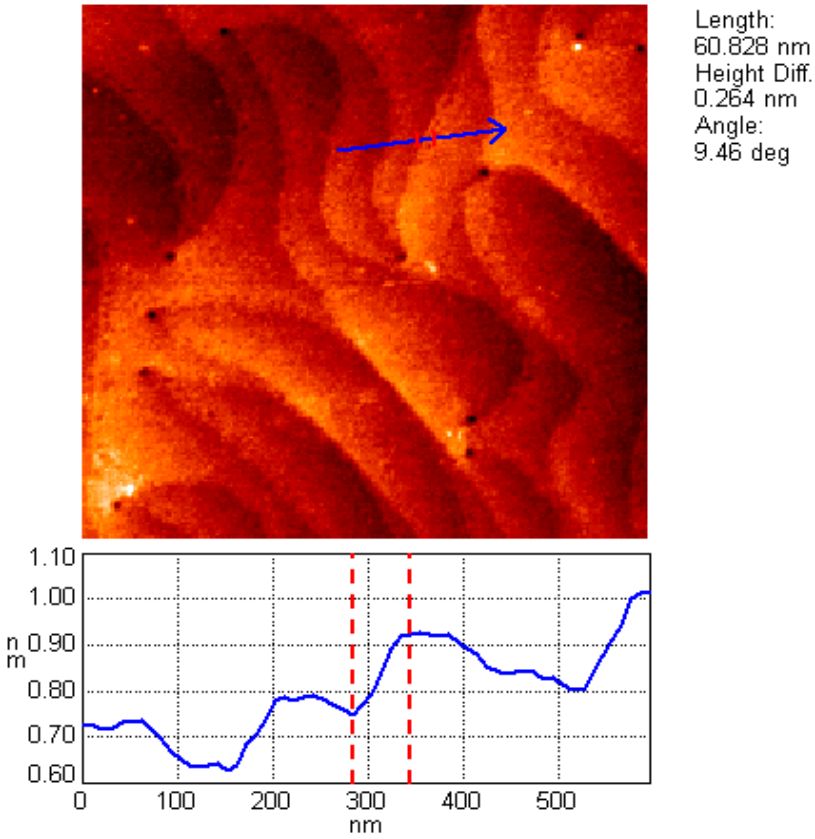
Heteroyapının yüzeydeki kirlilikleri kaldırmak için 5'er dakika ultrasonik ortamda aseton, etanol ve saf su ile temizlendi. Yüzey özelliklerinin hassas bir biçimde belirlenebilmesi için 2×2 μm^2 ve 4×4 μm^2 olmak üzere iki farklı tarama alanı tercih edildi. Yüzey morfolojisi ve kusur çeşitlerini daha net bir şekilde görülebilmesi için küçük tarama alanlı (2×2 μm^2) görüntüler, kusur yoğunluğu ve pürüzlülük gibi istatistikî değerlerin belirlenmesinde (hata aralığını azaltmak için) ise büyük tarama alanlı (4×4 μm^2) görüntüler kullanıldı. Numunelerin yüzey RMS pürüzlülüğü "Scala Pro" yazılımı ile belirlendi.

Şekil 5.2, GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının GaN kep yüzeyi üzerinden alınan 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsüdür. Yapının yüzeyi üzerinde siyah noktalar ve rasgele yönelimli teraslar gözlendi. Bu özellik, yapının basamaklı bir biçimde büyüdüğünü gösterir. Basamaklı büyüme, nitrit yapıların büyütülmesinde tercih edilen bir büyüme modudur ve diğer büyütme modlarına göre daha pürüzsüz yüzey morfolojisinin oluşumunu sağlar. Pürüzsüz yüzeyli yapı ise cihazın performansını olumlu yönde etkiler [33].

Şekil 5.3'de GaN kep yüzeyi üzerindeki teras yükseklikleri (yükselti farkı) ~ 0,26 nm olarak belirlendi. Bu değer bir tek katman (0002) GaN'ın bir tek tabakasına (GaN için 300 K'de c=0,518 nm [5], tek tabaka (*monolayer*)= c/2≈0,26 nm) karşılık gelmektedir [84]. Teras yükselti farkının yaklaşık bir büyütme tabaka katmanına karşılık gelmesi yapının iyi kalitede büyüdüğünü göstermektedir [33].



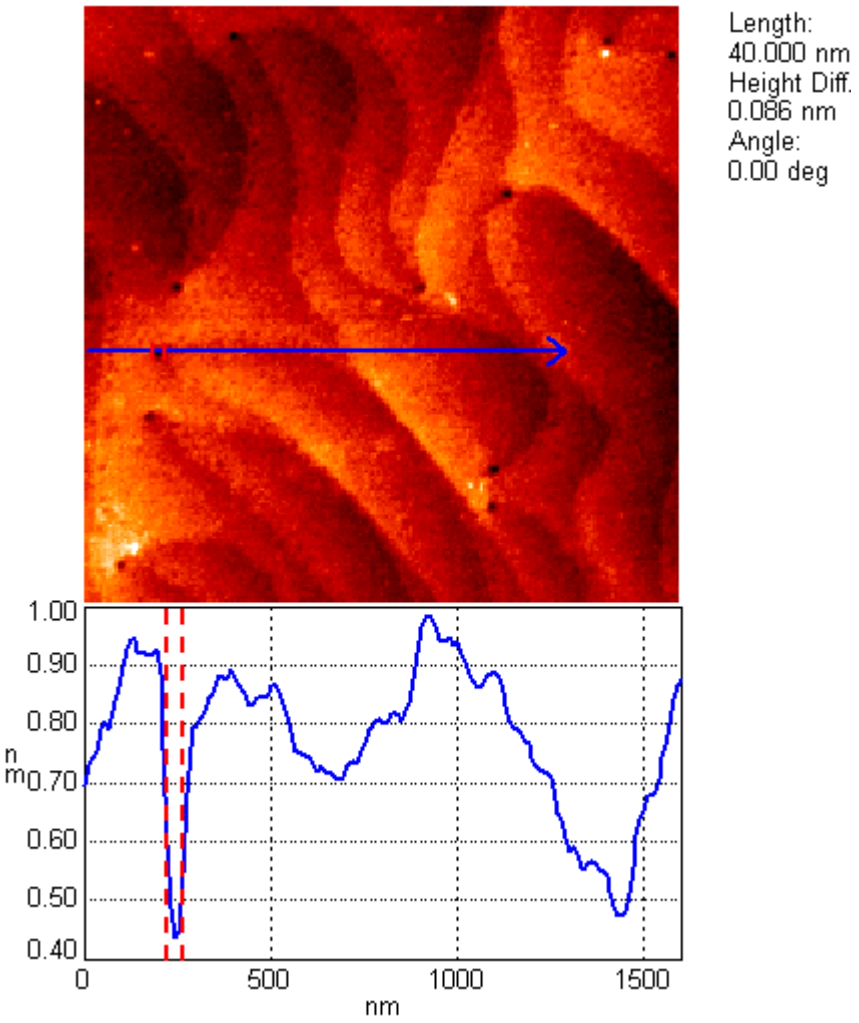
Şekil 5.2. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının GaN yüzeyi üzerinden alınan 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü



Şekil 5.3. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının GaN kep yüzeyi üzerinden alınan 4×4 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü ve çizgi profili

Yapının yüzeyinde rasgele yönelime sahip terasların siyah noktalarda düğümlendiği gözlendi. Basamaklı büyüyen GaN malzeme yüzeyinde terasların düğümlendiği bu noktalar vida tipi dislokasyonlarla ilişkilendirilir [5]. Yüzey üzerinde toplam siyah nokta sayısının tarama alanına oranından dislokasyon yoğunluğu $2{,}5\times10^{8}$ ($\pm0{,}2\times10^{8}$) cm^{-2} olarak hesaplandı. Yine Şekil 2'de 4x4 μm^2 tarama alanlı yüzeyden alınan RMS pürüzlülük değeri de 0,32 nm olarak ölçüldü.

Şekil 5.4'de ise GaN kep yüzeyinden alınan 2×2 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü ve çizgi profili birlikte verildi. Çizgi profili yardımıyla siyah noktaların (dislokasyonların) çapının ~30-40 nm sahip olduğunu gösterdi.



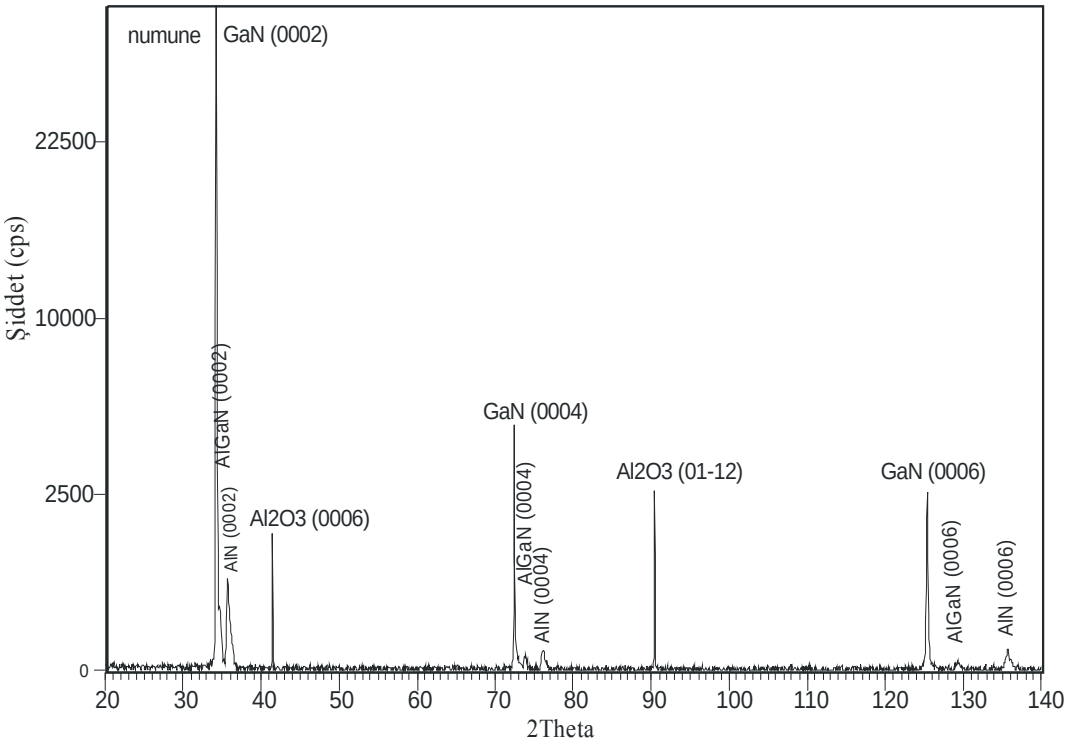
Şekil 5.4. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının GaN kep yüzeyi üzerinden alınan 2×2 μm^2 tarama alanlı AFM görüntüsü ve çizgi profili

Ayrıca Şekil 5.4'deki çizgi profilinden anlaşılacağı üzere step genişliği 100-500 nm arasında değişmektedir. Yapının yüzeyinde step aralıklarının genelde geniş yapı göstermesi, teras yükseklik farkının GaN'ın yaklaşık bir tek tabakasına karşılık gelmesi (0,26 nm), yüzeyde dislokasyon yoğunluğunun $2{,}5\times10^{8}$ ($\pm0{,}2\times10^{8}$) cm^{-2} ve 4x4 μm^2 tarama alanlı yüzey RMS pürüzlülük değerinin ~ 0,32 nm olarak hesaplanması GaN yüzeyli yapının iyi kalitede büyütüldüğünü gösterir [33,85].

5.3. Yapısal Özelliği

Heteroyapının yapısal karakterizasyonu Bruker D8 Discover XRD cihazı ölçülmüştür.

5.3.1. Heteroyapının HR-XRD analizi

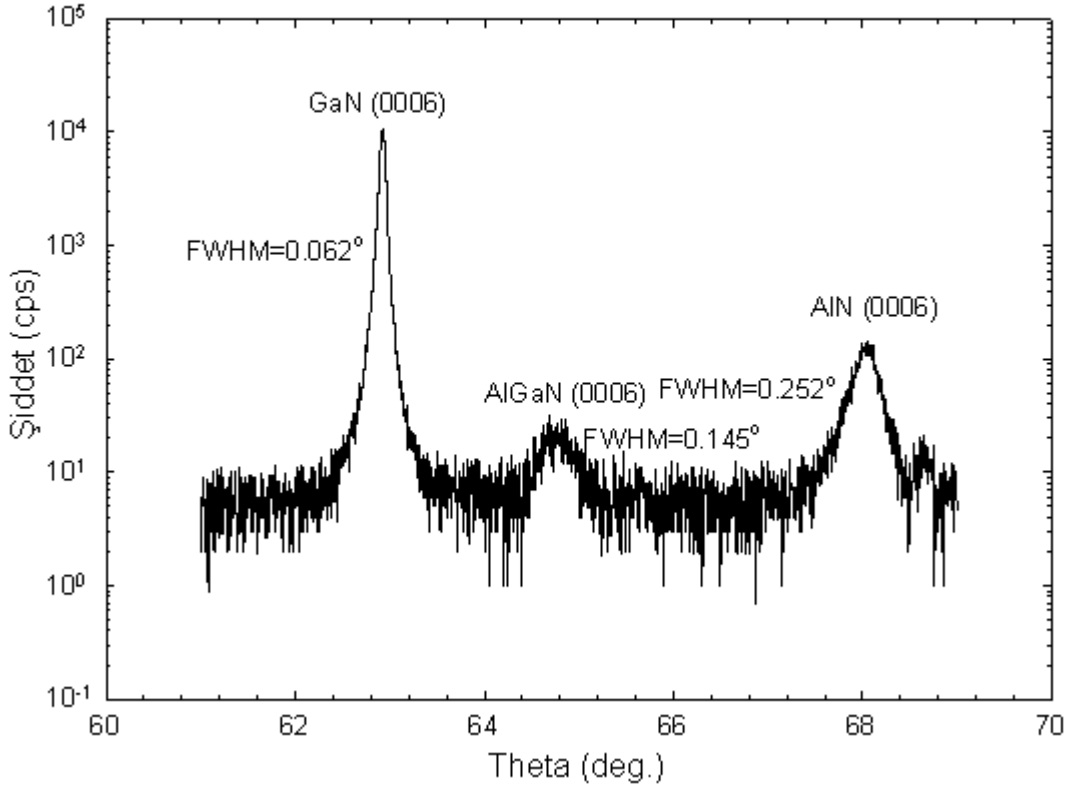


Şekil 5.5. GaN/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının standart 2θ HR-XRD taraması

Şematik şekli Şekil 5.1'de verilen heteroyapının HR-XRD ile epitaksiyel tabaka yapıları doğrulamak için (GaN tampon, AlGaN bariyer, AlN tampon ve Al_2O_3), 2θ

taraması yapıldı. Sonra simetrik (0006) ve asimetrik $(11\bar{2}4)$ düzlemlerinin ω-2θ taramasından GaN, AlN tampon tabaka ve AlGaN bariyer tabakaların kristal kalitesi incelendi.

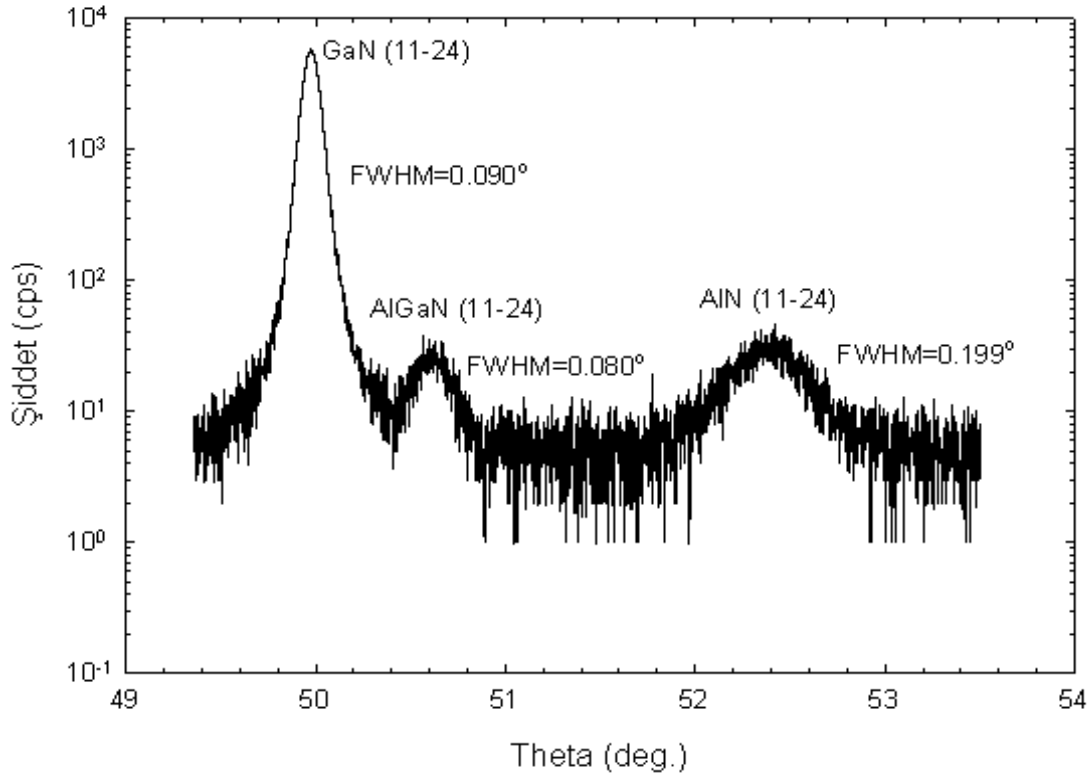
Pik yansımalarının yarı genişliklerinin ölçümleri için Gaussian temelli ticari EVA programı kullanıldı. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının simetrik düzlemleri için 2θ HR-XRD ışını deseni Şekil 5.5'deki gibidir. Şekil 5.5'deki kırınım desenlerinden GaN, AlGaN, AlN ve Al_2O_3 epitaksiyel tabakaların (0002), (0004), (0006) ve $(01\bar{1}2)$ düzlemlerinde kırınım pikleri görülmektedir. Pik şiddetlerinin yüksek ve keskin olması bu düzlemlerde yapının kaliteli büyütüldüğünü gösterir. Bu epitaksiyel yapılar *ICDD (International centre for diffraction Data*) tarafından ticari olarak sunulan ve Gazi Starlab'a lisanslı PDFMaint-programında tarama sonucu 50-0792 (GaN), 25-1133 (AlN), 10-0173 (Al_2O_3) JCD2 kart numaralarından belirlendi.



Şekil 5.6. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının simetrik (0006) düzlemlerinin ω-2θ HR-XRD taraması

Şekil 5.5'de görülen pikler, kırınım açısına uygun olarak JCD2 kartlarda verilen (hkl) miller düzlemlerine karşılıktır. Standart 2θ taramayla; GaN, AlGaN ve AlN tabakaların hekzagonal, safir tabakasının ise rombohedral yapı sergilediğini gösterdi. Ayrıca simetrik ve asimetrik düzlemlerin HR-XRD ile incelenmesi, heteroyapının farklı tabakalarda oluşan kristal yapı kalitesini ve iç yapısını göstermesi açısından son derece önemlidir. Özellikle Al'lu alaşımların optimizesi zor olmasından dolayı literatürde bu alaşım yapılarının düzlemlerinden yansıyan pik yarı genişliklerinin düşük olması beklenmektir [86]. Şekil 5.6 ve Şekil 5.7, yapının sırasıyla simetrik (0006) ve asimetrik $(11\bar{2}4)$ düzlemlerinin ω-2θ taramasından elde edilen XRD kırınım desenlerini göstermektedir.

Şekil 5.6'da da en yüksek şiddetli pik, AlN tampon üzerine büyütülen wurtzite hekzagonal GaN yapısının (0006) düzlem yansımasını, diğer ikisi ise yine sırası ile wurtzite hekzagonal AlGaN ve AlN yapılarının (0006) düzlemlerini göstermektedir.



Şekil 5.7. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının asimetrik $(11\bar{2}4)$ düzlemlerinin ω-2θ HR-XRD taraması

Her üç düzlemde büyütme yönünde birbirine paraleldir. Her üç tabaka için (0006) FWHM değerleri sırasıyla 0.062^o(223.2 arcsec), 0.145^o(522 arcsec) ve 0.252^o(907.2 arcsec) olarak hesaplandı.

Bir örnek olarak Şekil 5.7, GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının asimetrik $(11\bar{2}4)$ düzlemini göstermektedir. Yine en yüksek şiddetli pik, AlN tampon üzerine büyütülen wurtzite hekzagonal GaN yapısının $(11\bar{2}4)$ düzlem yansımasını, diğer iki pik ise sırası ile wurtzite hekzagonal AlGaN ve AlN yapılarının $(11\bar{2}4)$ düzlem piklerini göstermektedir. Her üç düzlem büyütme yönünde birbirine paraleldir. Her üç tabaka için $(11\bar{2}4)$ FWHM değerleri sırasıyla 0.090^o(324arcsec), 0.080^o(288arcsec) ve 0.199^o(716.4arcsec) hesaplandı.

Bu heteroyapının seçilen bazı simetrik ve asimetrik düzlemlerinden elde edilen yansımalarının FWHM değerleri Çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının bazı FWHM değerleri

Miller indisleri $(h,k,\bar{h}+\bar{k},l)$	FWHM değerleri (arcsec)		
	GaN	AlN	AlGaN
0002	333 [87]	652	150 [87]
0004	211	805	586
0006	223	907	522
$10\bar{1}2$	360	1254	ayırt edilemedi
$11\bar{2}4$	324	716	288

Çizelge 5.1'de verilen GaN, AlN ve AlGaN için simetrik ve asimetrik düzlemlerden elde edilen FWHM değerleri, literatürde yapılan çalışmalarla karşılaştırıldığında heteroyapının iyi kalitede büyütüldüğünü göstermektedir [86,88,89]. Sonuç olarak

GaN, AlGaN ve AlN tabakaların taranan düzlemlerde yüksek kaliteli hekzagonal yapıda büyütüldüğü söylenebilir.

Ayrıca bu yapının diğer yapısal analiz çalışmaları yapılmıştır [90].Yapılan çalışmada heteroyapının $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ bariyer tabakanın Al kompozisyonu (x), gerinme *(strain)* ve gevşeme *(relaxation)* derecelerine bakılarak simülasyondan x= 0,29 olarak hesaplanmış, bu değer numunenin hedeflenen değerine (x≈ 0,3) oldukça yakındır. Bunun yanında yapısında AlN ara tabaka bulunan numune, aynı büyütme şartlarına sahip fakat AlN ara tabakasız numuneyle karşılaştırıldığında (0002) rocking eğrilerine göre FWHM değeri daha düşük çıkmıştır [90]. Buradan AlN ara tabakanın numunede epitaksiyel olarak büyütülen tabakaların kristal kalitesini iyileştirdiği sonucuna varıldı. Bununla birlikte yapıya eklenen AlN ara tabaka, AlGaN bariyer arayüzeyin daha pürüzlü oluşumuna neden olduğu X-ışını yansımasından pürüzlülük için elde edilen simülasyon sonuçlarıyla doğrulanmıştır [90]. Bunun nedeni benzer çalışmalarda yüksek sıcaklıkta (HT) büyütülen AlN ara tabakanın, AlGaN bariyer tabakanın yapısal kalitesini geliştirdiği, fakat daha zayıf yüzey veya arayüzey kalitesi oluşturabileceği şeklinde yorumlanmıştır [90].
GaN tampon ve AlGaN engel arasına AlN ara tabaka büyütmenin amacı AlGaN/GaN tabanlı heteroyapılarda HEMT, HFET, MODFET gibi uygulamalar için yapıların akım-iletim özelliklerini geliştirmektir. Örneğin yapının 2DEG mobilitesini etkileyen en önemli saçılma mekanizmalarından birisi arayüzey pürüzlülüğüdür. Bu nedenle pürüzsüz yüzey ve arayüzeylere sahip heteroyapılar oluşturmak oldukça önemlidir [90].

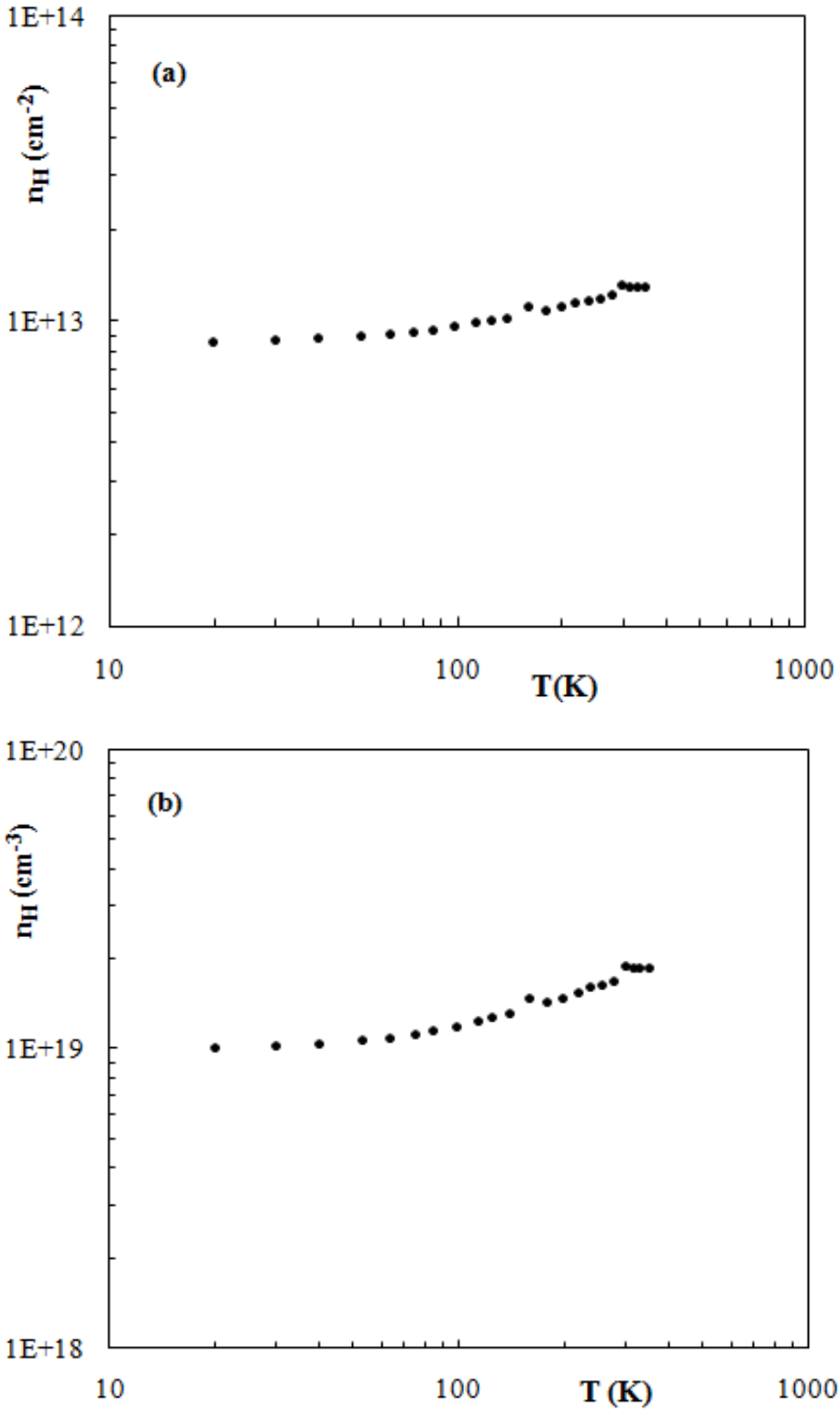
5.4. Elektriksel Özellikleri

5.4.1. Hall etkisi ölçümleri

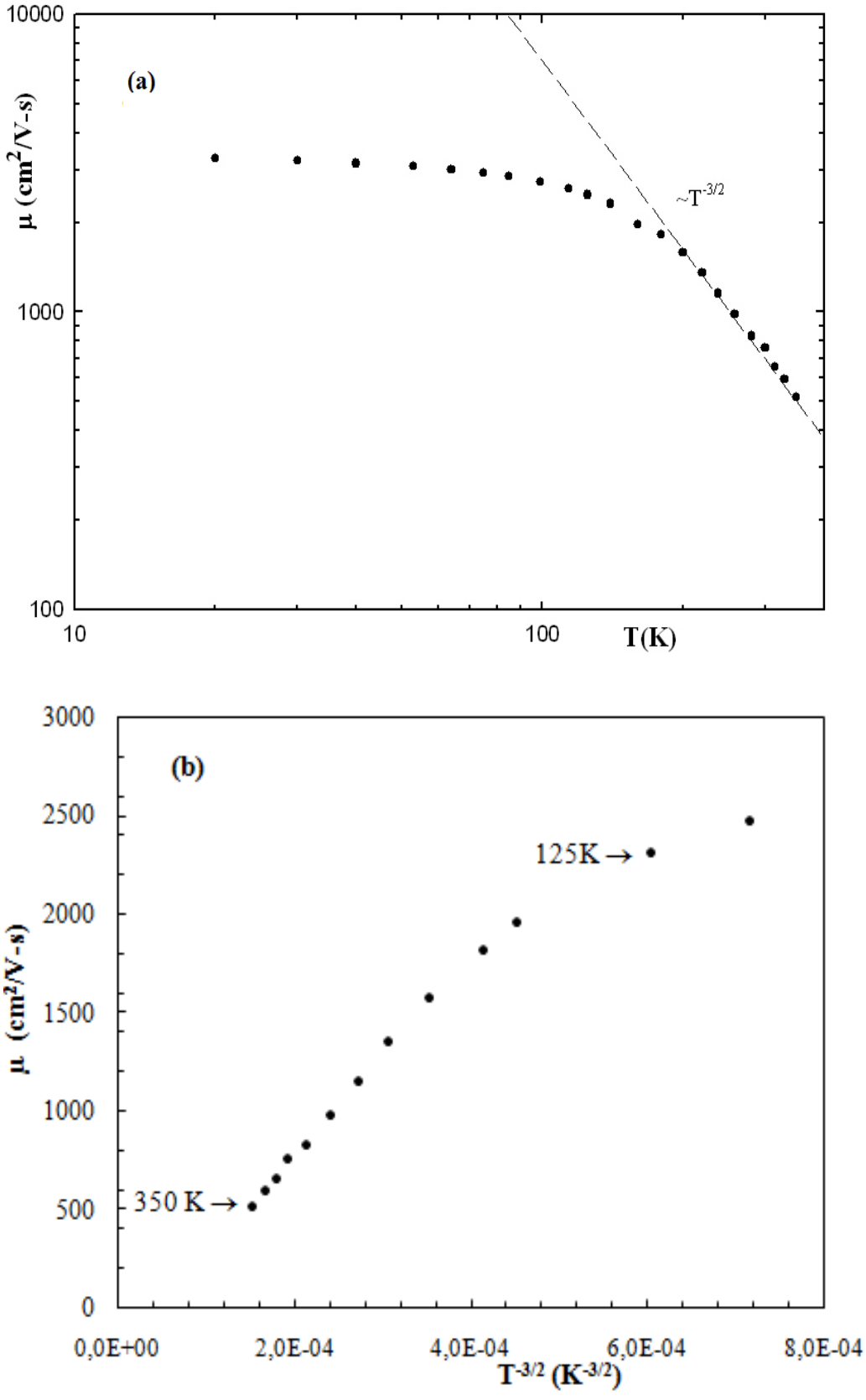
(5x5 mm^2) karesel GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapı yüzeyinin dört köşesine Şekil 3.9'daki gibi Van der Pauw geometrisine uygun omik kontaklar oluşturuldu. Yapı kontaklar oluşturulmadan önce ultrasonik ortamda aseton ile temizlendi. Sonra kaynayan izopropil alkolda beş dakika tutularak, sonra diyonize (DI) su içine

daldırıldı. Yüzeydeki oksitlenmeyi temizlemek için bu numune HCl / H_2O (1:2) solüsyon içinde 30 saniye bekletildi ve tekrar DI su üzerine bir süre döküldü. Daha sonra omik kontaklar termal olarak yapı üzerine Ti/Al/Ni/Au (200/2000/300/700 Å) metalleri buharlaştırılarak çöktürüldü. Daha sonra ölçüm için kontaklar üzerine indiyum eritilerek teller tutturulmuştur. Ölçümler Lake Shore hall ölçüm sisteminde 20-350 K sıcaklık aralığı 22 sıcaklık ve her bir sıcaklık noktası için 0-0,5 T aralığı 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Numunede uygulanan sıcaklık aralığı boyunca Hall katsayısının negatif davranış gösterdiği görüldü. Dolayısıyla serbest taşıyıcıların elektronlar olduğu kararına varıldı. Kontakların omik davranışını sağlamak için verilen akım düşük tutuldu (1-500 μA).

GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}$N/AlN heteroyapının sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğunun 2-(tabaka (*sheet carrier density*)) ve Eş. 3.52 kullanılarak 3-boyutlu (*bulk*) grafikleri sırasıyla Şekil 5.8(a) ve (b)'de verildi. Her iki Şekil 5.8(a) ve (b) incelendiğinde taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı benzer davranışlar göstermekte ve sıcaklıktan neredeyse etkilenmemektedir. Şekil 5.9(a) ise mobilitenin sıcaklığa bağlı grafiği verildi. Grafikten anlaşılacağı gibi yüksek sıcaklıklarda artan sıcaklıkla mobilite değerleri birden bire düşerken düşük sıcaklıklarda (100 K'den düşük) sıcaklığa pek bağlı olmadığı görülmektedir. Mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı bu davranışı diğer çalışmalarla karşılaştırıldığında, yapının tipik bir 2DEG yapılı olduğunu doğrular [91]. Çünki düşük sıcaklıklarda safsızlık saçılması üç boyutlu elektron iletiminde en etkin saçılma mekanizmasıdır. Dolayısıyla düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitenin sıcaklıktan fazla etkilenmemesi, kristal içinde gelişi güzel safsızlıklardan etkilenmediği anlamına gelir. Nitekim arayüzeyde oluşan birkaç nm'lik kuyuda hapsedilen elektronlar sadece kuyu kenarındaki safsızlıklarla ekileşir yani iletimin iki boyutta gerçekleşir. Çalışılan GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}$N/AlN heteroyapının düşük sıcaklıklarda 2DEG oluşumundan kaynaklanan mobiliteyi sınırlayan saçılma mekanizmaların daha çok alaşım düzensizliği, arka plan safsızlık ve arayüzey pürüzlülüklerinden, yüksek sıcaklıklarda ise fonon saçılmalardan kaynaklandığı söylenebilir.



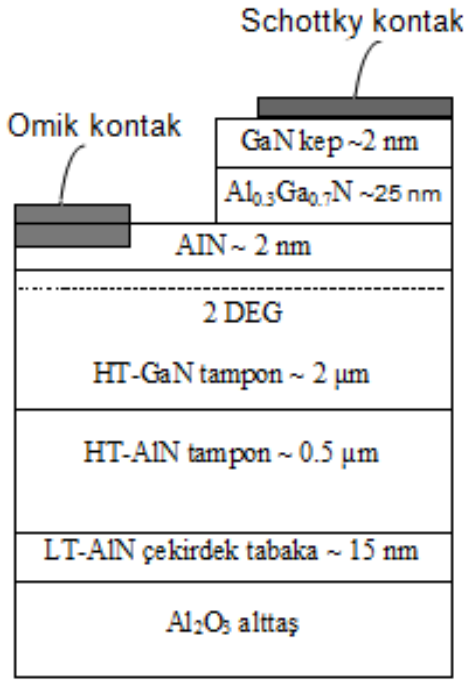
Şekil 5.8. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının (a) 2-boyutlu n_H -T ve (b) 3-boyutta ölçülen n_H -T grafiği



Şekil 5.9. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının (a) μ-T ve (b) μ-$T^{-3/2}$ grafiği

Şekil 5.9(b) μ-$T^{-3/2}$ grafiğinde de görüldüğü gibi 125 K'den itibaren artan sıcaklıklarda eğrinin doğrusallaşması (lineer), yüksek sıcaklıklarda optik fonon saçılmasının baskın olduğunu doğrulamaktadır [91]. Ayrıca $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN/GaN heteroyapı, literatürde benzer çalışması yapılmış yine safir üzerine büyütülen aynı Al katkı oranlı $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN/GaN HEMT yapısı ile kıyaslandı. Yapıların sıcaklığa göre taşıyıcı yoğunluk değerleri birbirine yakın olurken ($\approx 10^{13}$ mertebesinde), çalıştığımız yapının mobilite değeri daha düşük çıkmıştır [72]. Örneğin literatürdeki yapının 80 ve 300 K sıcaklıklarda mobilite değeri 15400 ve 2185 cm^2/V-s iken çalıştığımız yapının bu sıcaklıklarda değeri 2850 ve 756 cm^2/V-s'dir. Yine safir veya SiC üzerine büyütülen aratabakalı AlGaN/AlN/GaN (AlN'lı) veya aratabakasız AlGaN/GaN (AlN'sız) temelli yapılarla kıyaslandığında çalıştığımız yapının sıcaklığa göre taşıyıcı yoğunluğu, çalışılan diğer yapıların taşıyıcı yoğunluklarıyla üstel olarak aynı mertebededir (10^{13}). Fakat mobilite değeri ise diğer yapılarınkinden daha düşüktür [73,79,92]. Bunun nedenini yapının muhtemelen taşıyıcı yoğunluğundaki artış ve kıyaslanabilir olması, Al katkı oranının etkin bir değerde olmasına (katkı oranı %30), mobilitedeki azalma ise taşıyıcı yoğunluğunun çok yüksek olması durumunda daha fazla elektronun özellikle arayüzey pürüzlülüğü saçılmalarından etkilenmesiyle açıklanabilir [70,90]. Nitekim çalışılan bu yapının yapısal analizi diğer AlGaN/AlN temelli yapılarla karşılaştırıldığında, $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ arayüzey pürüzlülüğü diğer yapılarınki ile karşılaştırıldığında oldukça büyük çıkmıştır (RMS≈3 nm) [90].

5.4.2. Sıcaklığa bağlı akım-voltaj (I-V) ölçümleri



Şekil 5.10. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının şematik büyütme ve kontakların oluşturma şekli

Numunede safir alttaş yalıtkan olduğundan dolayı Şekil 5.10'da şematik şekli gösterilen numune yüzeyi üzerine her iki Schottky ve omik kontaklar dairesel 2 mm çaplı noktalar şeklinde oluşturuldu. Kontaklar oluşturulmadan önce, numune ultrasonik ortamda aseton ile temizlendi. Sonra numune kaynayan izopropil alkolda beş dakika tutularak sonra diyonize (DI) su içine daldırıldı. Yüzeydeki oksitlenmeyi temizlemek için bu numune HCl / H_2O (1:2) solüsyon içinde 30 saniye bekletildi ve tekrar DI su üzerine bir süre döküldü. Omik kontak oluşturmak için termal olarak numune üzerine Ti/Al/Ni/Au (200/2000/400/500 Å) metalleri buharlaştırılarak çöktürüldü. Metalleştirme adımından sonra kontak N_2 gazı içinde 30 saniye için 850°C de tavlandı. Omik kontağın oluşumundan sonra Ni/Au (350/500 Å) Schottky kontak takip etti. Yüzeyde, Schottky kontak metal, büyütülmesinden önce omik kontakları oluşturmak için yapılan aynı temizleme yöntemleri kullanıldı.

Bu çalışmada (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapı seri dirençli olarak göz önüne alındı. Referanslarda [57,93] ifade edildiği gibi bir Schottky engelli diyotlarda, akım ile uygulanan voltaj (doğru beslem) arasında ilişkiyi tanımlamak için TE modelle ifade edilen heteroyapının eklem boyunca 2DEG'den kaynaklanan akım ifadesi;

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right)\left[1 - \exp\left(\frac{-q(V - IR_s)}{kT}\right)\right] \tag{5.1}$$

şeklinde yazılabilir. Burada I_0, sıfır beslemde $\ln I$ eğrisinde doğru (lineer) çizgiden faydalanılarak elde edilen ters doyum akımı olup;

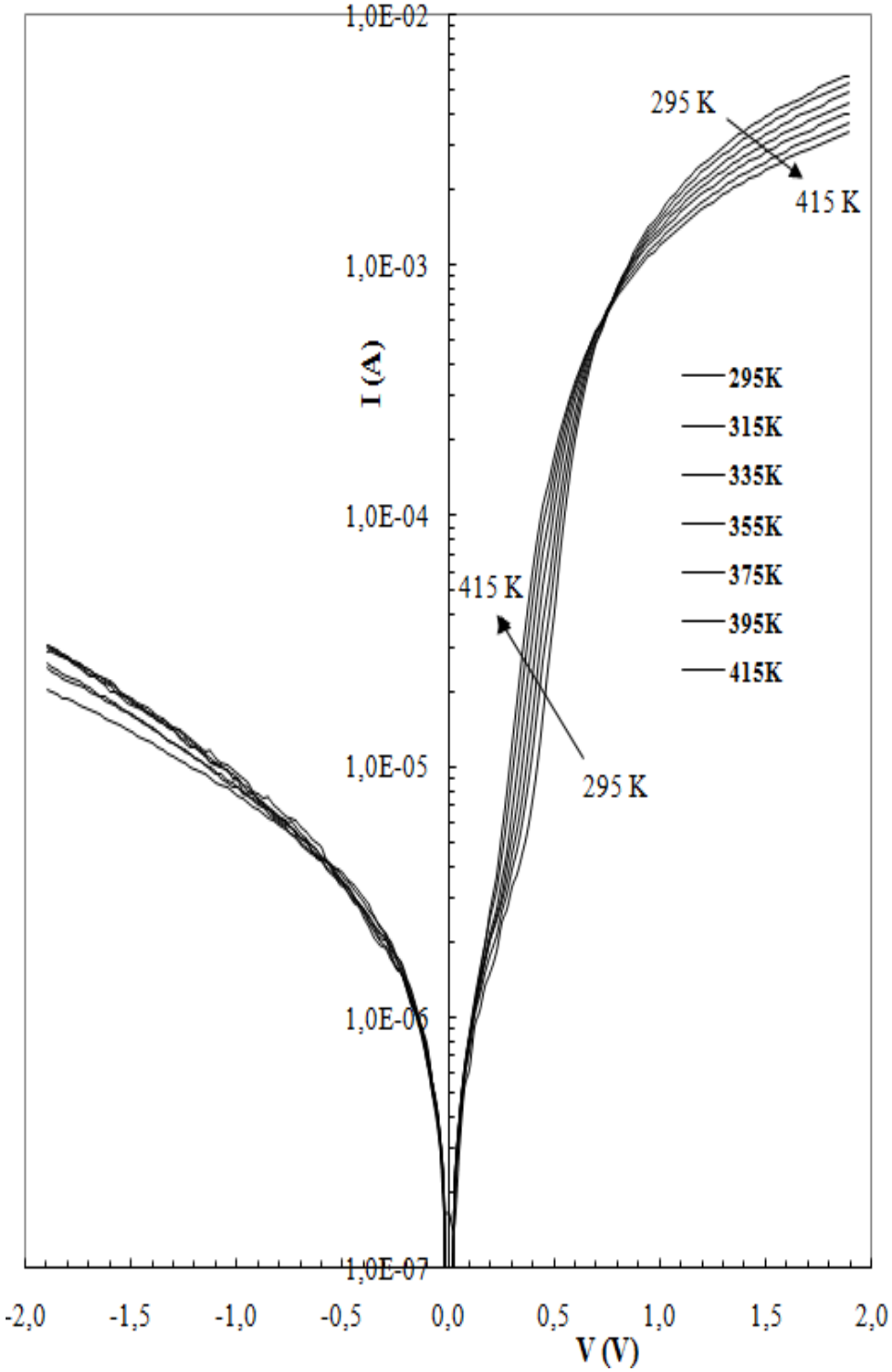
$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \tag{5.2}$$

eşitliği ile verilir. IR_s değeri ise yapının seri direnç üzerinde voltaj düşmesi, A; doğrultucu kontak alanı, A^*; Richardson sabiti (aktif 33,74 $A/cm^{-2}K^{-2}$ katkısız $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ yarıiletken için) [94], T; Kelvin cinsinden sıcaklık, k; Boltzman sabiti, q; elektrik yükü, Φ_{Bo}; sıfır beslemde engel yüksekliğidir. İdealite faktörü n, $\ln I - V$ eğrisinde doğru beslem lineer bölge eğiminden hesaplanabilir ve Eş. 5.1'de;

$$n = \frac{q}{kT}\left(\frac{dV}{d\ln I}\right) \tag{5.3}$$

şeklinde verilir. İdeal bir kontak için $n = 1$ olması gereken idealite faktörü, ideal TE teorisinden $I - V$ deneysel verilerinden hesaplanabilir.

Şekil 5.11, 295-415 K sıcaklık aralığında (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının yarı logaritmik $\ln I - V$ karekteristiğini göstermektedir.



Şekil 5.11. Değişik sıcaklıklarda (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının doğru ve ters beslem yarı-logaritmik $\ln I - V$ karakteristiği

Grafikten anlaşılacağı üzere yarı-logaritmik $I-V$ eğrileri doğru beslem (0,2 ≤V≤ 0,6V) ara bölgede lineerdir. n değerleri, her sıcaklık için uygulanan sıfır besleme karşılık gelen doğru beslem lineer eğri parçasının ara voltaj bölgesinin extrapole edilmesiyle elde edildi. Sırasıyla Eş. 5.2 ve Eş. 5.3'den elde edilen Φ_{Bo} ve n deneysel değerleri Çizelge 5.2'de verildi ve ayrıca sıcaklığa bağlı Φ_{Bo} ve n değerlerinin grafiği Şekil 5.12'de gösterildi.

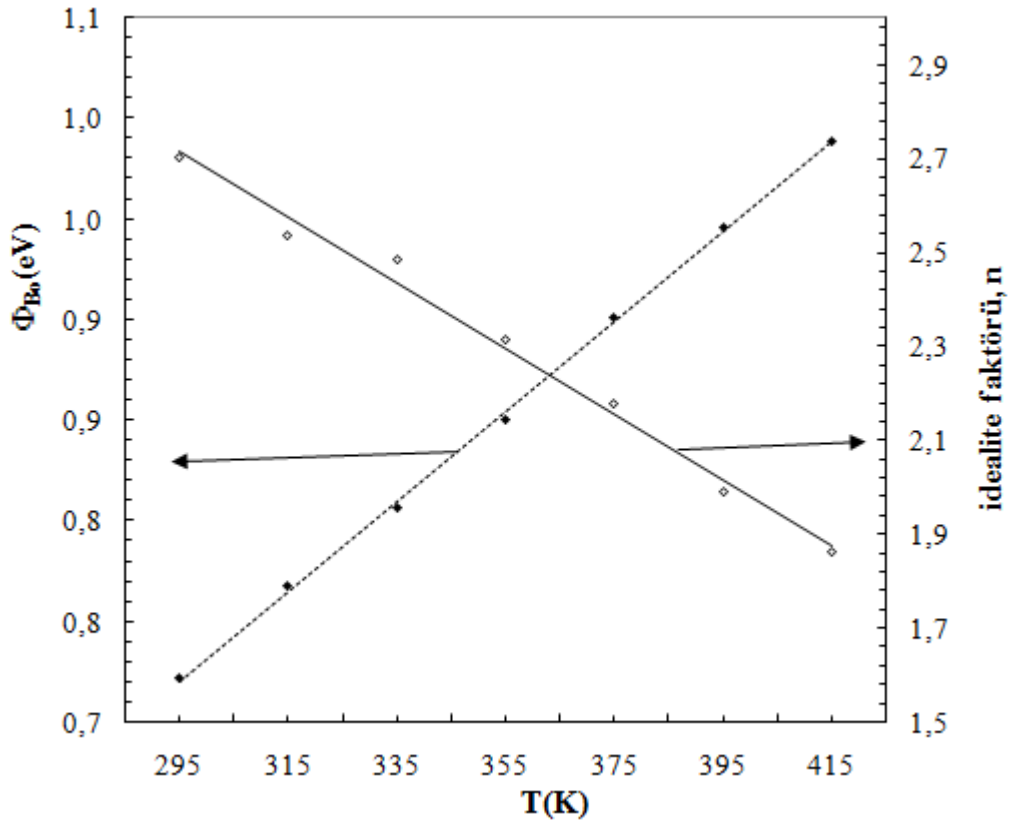
Çizelge 5.2'de verildiği gibi Φ_{Bo} ve n değerleri, 295 K'de sırasıyla 0,721 eV ve 2,45; 415 K'de ise 0,989 eV ve 1,89 olarak hesaplandı. Numunemizdeki n'nin büyük değerde olması ($n>1$) yarıiletken ve metal arasındaki arayalıtkan tabakanın varlığına atfedildi [96,97]. Referanslarda [98-100] ifade edildiği gibi metal-yarıiletken arayüzeyde akım taşınımı sıcaklık etkisiyle düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük engellerden geçiş yapabilir. Bu yüzden akım taşınımı, daha düşük Schottky engel yükseklikli yol boyunca baskın olacak ve idealite faktör değerleri bu nedenle azalan sıcaklıkla artacaktır [101]. Bunun yanında Şekil 5.12'de gösterildiği gibi Φ_{Bo} değerleri artan sıcaklıkla artmakla yaygın olmayan bir davranış göstermiştir.

Çizelge 5.2. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının $I-V$ karakteristiklerinden tanımlanmış sıcaklığa bağlı bazı parametre değerleri

T (K)	I_o (nA)	$n_{(I\text{-}V)}$	$n_{(dV/dlnI)}$	$\Phi_{Bo(I\text{-}V)}$ (eV)	$\Phi_{Bo(H\text{-}I)}$ (eV)	$R_{s(dV/dlnI)}$ (Ω)	$R_{s(H\text{-}I)}$ (Ω)
295	35	2,70	2,45	0,72	0,84	177	195
315	45	2,53	2,34	0,77	0,95	217	248
335	58	2,48	2,04	0,81	1,03	249	286
355	75	2,31	1,75	0,86	1,04	281	328
375	93	2,17	1,23	0,90	1,13	317	368
395	113	1,98	1,05	0,95	1,19	356	411
415	144	1,89	1,02	0,99	1,23	394	457

Φ_{Bo}'nin sıcaklığa bağlı bu değişimi, yarıiletkenin yasaklanmış bant aralığına veya engel yüksekliğinin negatif sıcaklık sabitine göre uygun olmadığı açıktır (GaN veya AlGaN).

Şekil 5.11'da gösterildiği gibi doğru beslem $\ln I - V$ karakteristik eğrileri ara beslem bölgesinde (0,2≤V≤0,6V) lineer idi. Fakat yeterli daha büyük voltaj uygulandığında seri direnç etkisi nedeniyle yapının $\ln I - V$ eğrilerinde dikkat çekici sapma oluştu ve yüksek voltajlarda doğru beslem $\ln I - V$ karakteristik eğrileri düştü. Doğru beslem $\ln I - V$ eğrilerinde lineer aralık azaldığında Φ_{Bo} ve n değerlerini doğrulukla tanımlamak güçtür. Bu yüzden Φ_B, n, R_s ve diğer temel elektriksel parametrelerin doğruluğunu test etmek amacıyla Cheung tarafından geliştirilen bir metot kullanıldı [101].



Şekil 5.12. Doğru beslem $I - V$ verilerinden elde edilen (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı sıfır- beslem engel yüksekliği Φ_{B0} ve idealite faktörü n değişim grafiği

Cheung fonksiyonları;

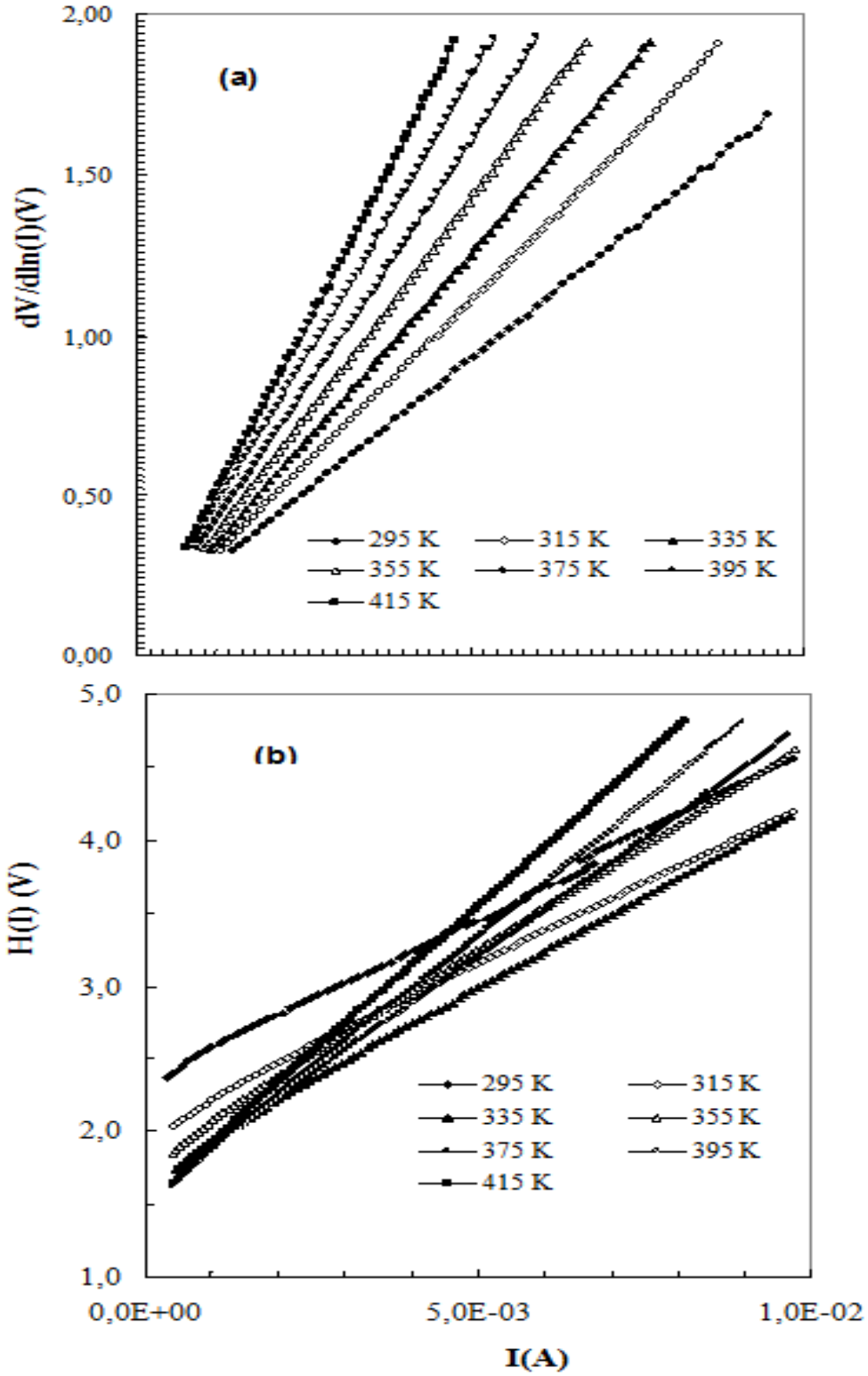
$$\frac{dV}{d\ln I} = IR_s + \left(\frac{nkT}{q}\right) \tag{5.4}$$

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right)\ln\left(\frac{I}{AA^{*}T^{2}}\right) = IR_s + n\Phi_B \tag{5.5}$$

ile verilir. Doğru beslem $\ln I - V$ karakteristiklerinden azalan akım bölgesinde düz doğru vermelidir ki buradan Φ_B elde edilebilir. Cheung fonksiyonları, özellikle doğru beslem $\ln I - V$ karakteristiklerinden hesaplanan n, Φ_B ve R_s değerlerinin elde edilmesinde kullanılır [101].

Şekil 5.13(a) ve (b), sırasıyla farklı sıcaklıklarda (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının deneysel $dV/d\ln I$ - I ve $H(I)$ - I grafikleridir. Her sıcaklık için $dV/d\ln I$ - I (Şekil 5.12(a)) eğrilerinden R_s ve n değerleri hesaplandı. Eş. 5.4'te n değerini kullandıktan sonra, doğru beslem azalan akım bölgesindeki veriler Eş. 5.5'te kullanılarak *H(I)* - *I* eğrilerinde (Şekil 5.13(b)) düz çizginin y eksenini kestiği yer Eş. 5.5'e göre $n\Phi_B$'ye eşittir. Bu eğri aynı zamanda ikinci defa tanımlanan R_s değerlerini bulmamızı sağlar ki bu değerler $(dV/d\ln I)$ - I eğrilerinden elde edilen R_s değerlerinin doğruluğunu kontrol etmemizi sağlar. Elde edilen temel parametre değerleri (n, Φ_B, ve R_s), Çizelge 5.2'de verildi. Çizelge 5.2'de farklı metotlarla elde edilen n, Φ_B ve R_s değerlerinin birbirleriyle uyum içinde olduğu görüldü.

Çizelge 5.2'deki verilerden anlaşılacağı üzere artan sıcaklıkla genel Schottky diyot davranışlarına göre n değerleri azalırken, Φ_B ve R_s değerleri anormal olarak arttı. Ayrıca Şekil 5.11'daki grafikte her sıcaklıkta doğru beslem $\ln I - V$ eğrileri bir noktada hemen hepsi kesişmekte ve bu voltaj noktasında eklemdeki akımın sıcaklıktan bağımsız olduğunu gösterdi. Yakın zamanlarda bazı Schottky diyotların



Şekil 5.13. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN/GaN heteroyapının değişik sıcaklıklarda doğru beslem $\ln I - V$ verilerinden elde edilen: (a) $dV/d\ln I$ - I ve (b) $H(I)$ - I grafiği

doğru beslem $\ln I - V$ eğrilerinden, çalışmamıza benzer sonuçlar elde edildi. Yapılarda R_s'nin varlığı doyum akım nedeniyle bükülmeye sebeb olmakta ve akım eğrilerini bir noktada kesişmesinde önemli rol oynadığı görülmüştür [103,104].

Chand ve Bala [104], bir homogen (*homogeneous*) engelli Schotky diyotta yalnızca sıfır seri dirençli eğrilerin doğru beslem $\ln I - V$ eğrilerinde bu kesişmenin olabileceğini ifade etti. Osvald [105]'da R_s'nin varlığı durmunda $\ln I - V$ eğrilerinde kesişmenin gerekeceğini teorik olarak gösterdi. Bunun yanında Horvath ve arkadaşları [106], Altındal ve arkadaşları [107] $Al/SiO_2/Si$ yapısında da doğru beslem $\ln I - V$ karakteristiklerinde kesişme noktasının varlığını deneysel olarak gösterdiler. Schottky engelli diyotların genel davranışı göz önüne alındığında doğru beslem $\ln I - V$ eğrilerinde bu kesişme davranışı olağan dışı olarak ortaya çıkmaktadır.

Eş. 5.4 ve Eş. 5.5'den tanımlanan sıcaklığa bağlı R_s değerleri Şekil 5.14'de görülmektedir. Şekil 5.14'den görüleceği üzere Cheung fonksiyonlarından hesaplanan R_s değerleri yine artan sıcaklıkla artmakla yarıiletkenler için genel olmayan bir davranış gösterdi.

Genel olarak böyle sıcaklığa bağlılık R_s'nin negatif sabitle ifade edilen durumuna açıkça uymamaktadır. Böyle bir davranış düşük sıcaklıkta serbest yük eksikliğine ve yalnızca düşük sıcaklıkta ihmal edilmemiş harekete zorlanan taşıyıcıların varlığına atfedildi [85]. Daha yüksek sıcaklıklarda, kontak direnci ve diğer dış bağlamların direnci muhtemelen R_s'ye katkı yapmaktadır. Sıcaklığa bağlı bu durumla ilgili benzer çalışmalar, hem deneysel [108] hem de teorik olarak elde edildi [103].

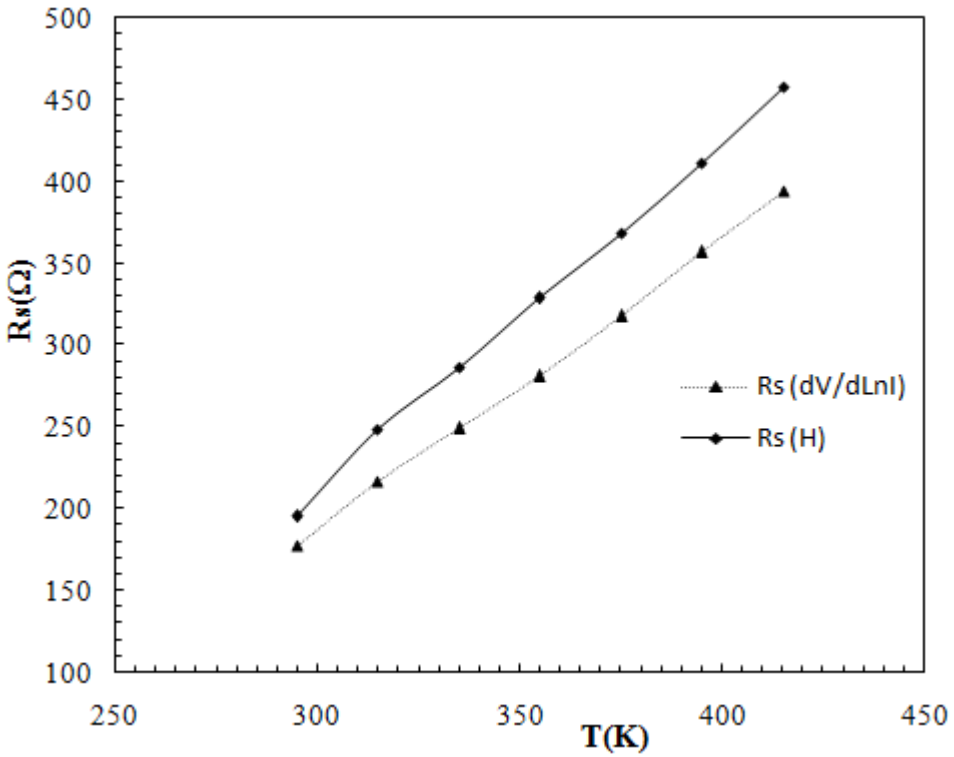
<u>Homojen olmayan (inhomogeneous) potansiyel engel analizi:</u>

Genelde Schottky engelli diyotların parametrelerini çıkarmak için genel TE teorisi kullanılır [57,86,97]. Bunun yanında bu klasik TE teorisinden sapma (uymama) ile

ilgili pek çok çalışma da vardır [106,108,110]. Engel yüksekliğini tanımlamak için ters doyum akım genel aktivasyon enerji eğrisi kullanılabilir. Eş. 5.2;

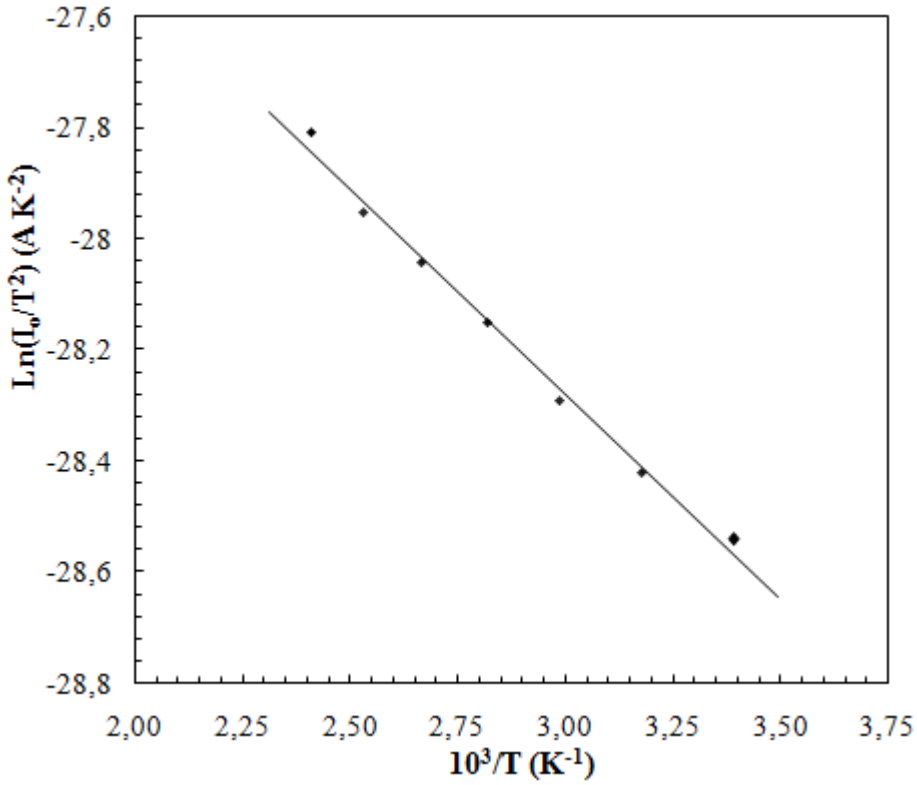
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln\left(AA^*\right) - \frac{q\Phi_{Bo}}{kT} \tag{5.6}$$

şeklinde yazılabilir. Şekil 5.15'de deneysel verilerin ölçülen 295-415 K sıcaklık aralığında eğrinin lineer olduğu, bu sıcaklık aralığında asimtotik olarak düz bir çizgi oluşturduğu görülmektedir.



Şekil 5.14. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı R_s grafiği

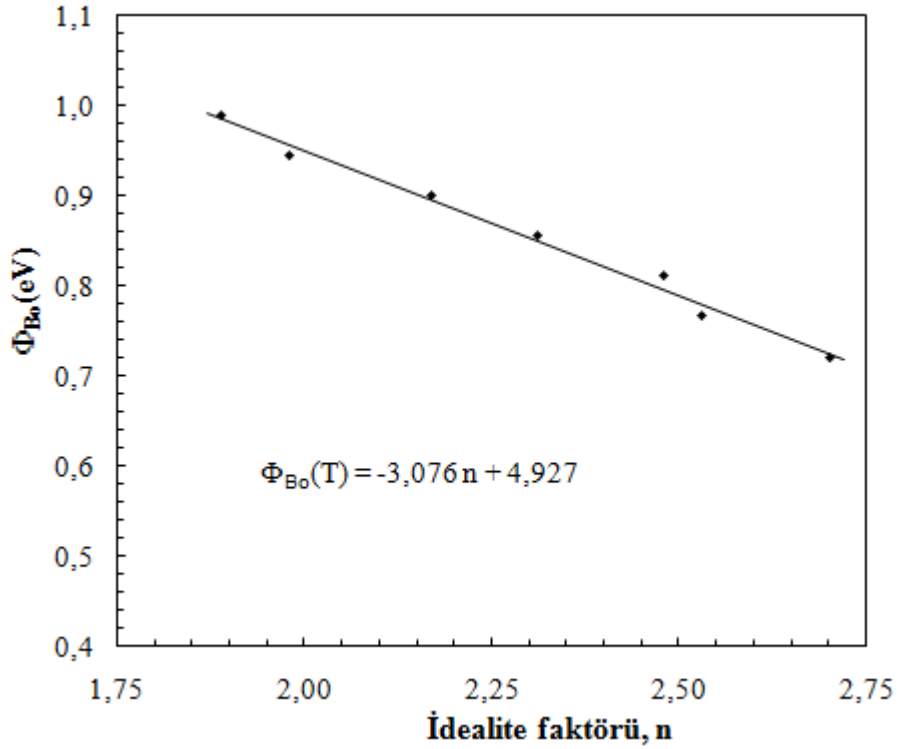
Aktivasyon enerjisi (E_a) ve Richardson sabiti A^* değerleri grafikte verilen eğriden tanımlanabilir. Grafikte eğrinin verilen denklemine göre bu değerler sırası ile E_a=0,064 eV ve 1,52x10^{-10} A/cm^{2}K^2 olarak hesaplandı. Richardson sabitinin değeri, bilinen $A^*_{Teorik.}$=33,74 A/cm^{2}K^2 [94] değere göre ($Al_{0,3}Ga_{0,7}N$) oldukça düşük çıktı.



Şekil 5.15. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının $\ln(I_o / T^2) - 10^3 / T$ Richardson grafiği

Sıcaklığa bağlı $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen A^* değerinin oldukça düşük çıkması, Horvath [111] tarafından ifade edilen homojen olmayan yanal (*lateral*) engelden etkilenmiş olabileceği şekilde yorumlandı. Ref. [100, 111, 112]'e göre düşük Schottky engel yükseklikli dağılıma sahip homojen olmayan Schottky engelli diyotların idealite faktörü azalan sıcaklıkla artabilir. Schmitsdorf ve arkadaşları [113], Tung [114]'un teorik yaklaşımını kullanarak deneysel idealite faktörü n ve sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{Bo} arasında lineer bir ilişkinin varlığını gösterdiler. Şekil 5.15, deneysel olarak çalıştığımız yapının farklı sıcaklıklarda idealite faktörüne göre sıfır beslem engel yükseklik ($\Phi_{Bo} - n$) grafiğidir. Şekil 5.16'deki grafikten görüleceği üzere Schottky diyotlarda engel yüksekliklerin homojen olmayan yanal etki ile açıklanabilen deneysel etkin engel yükseklikleri ile idealite faktörü arasında lineer ilişki vardır [112]. Grafikte eğriye göre verilen denklem kullanılarak $n = 1$ için homojen engel yükseklik değeri yaklaşık olarak 1,85 eV hesaplandı. Böylece düşük sıcaklıklarda özellikle idealite faktörü n'nin artışı ve Φ_{Bo}'nin görünür bir şekilde

azalması, engel yüksekliğinin homojensizliğinden kaynaklanabileceği şeklinde yorumlandı.



Şekil 5.16. Farklı sıcaklıklarda (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının $\Phi_{Bo} - n$ grafiği

Engelde homojensizliği iyi analiz etmek için Werner ve arkadaşları [100] tarafından tanıtılan temel $\overline{\Phi}_{Bo}$ ve σ_o standart sapma değerli Gaussian engel yükseklik dağılım (GEYD) fonksiyonu;

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_o \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi_B - \overline{\Phi}_B)^2}{2\sigma_o^2} \right] \tag{5.7}$$

şeklinde ifade edilir. Burada $1/(\sigma_o (2\pi)^{1/2})$, GEYD'ın normalizasyon sabitidir. Engeli homojen olmayan bir Schottky diyotta toplam akım $I(V)$;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_B, V) P(\Phi_B) d\Phi \tag{5.8}$$

şeklinde ifade edilir [98]. Burada $I(\Phi_B, V)$, ideal TED teorisine göre engel yüksekliğindeki bir V voltajdaki akımdır, $P(\Phi_B)$ ise yine engel yüksekliğinde verilen olası düzeltme normalize dağılım fonksiyonudur. Eş. 5.9 ve Eş. 5.10'da verildiği gibi Eş. 5.8, $-\infty$ dan $+\infty$'a integre edilerek doğru V voltajda Schottky engel boyunca $I(V)$ akım elde edilebilinir. Buradaki eşitlikler, Eş. 5.1 ve Eş. 5.2'ye benzer fakat değiştirilmiş şekildedir.

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \tag{5.9}$$

$$I(V) = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT}\left(\overline{\Phi} - \frac{q\sigma_o^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{n_{ap} kT}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IRs)}{kT}\right)\right] \tag{5.10}$$

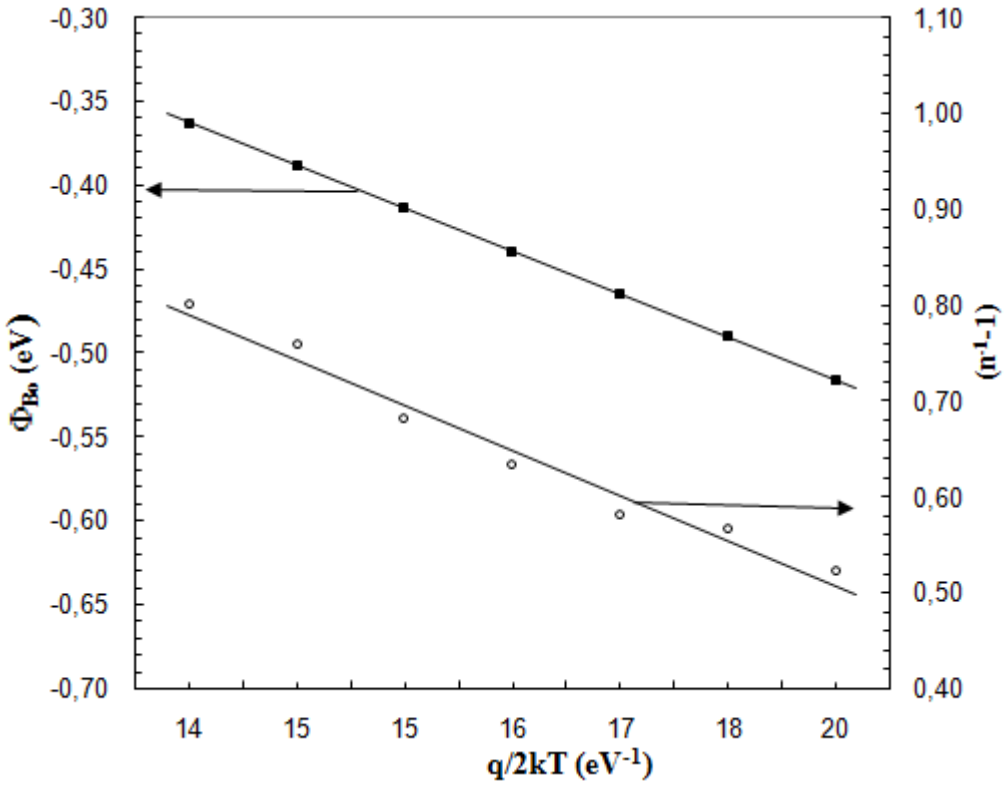
Burada sırasıyla Φ_{ap} ve n_{ap}, [100]'de verildiği gibi görünür engel yüksekliği ve idealite faktörüdür.

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi}_{Bo}(T = 0) - \frac{q\sigma_o^2}{2kT} \tag{5.11}$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \tag{5.12}$$

Ortalama Schottky engel yüksekliği $\overline{\Phi}_B = \overline{\Phi}_{Bo} + \rho_2 V$ ve standart sapma değeri $\sigma_o = \sigma_{so} + \rho_3 V$ gibi Gaussian parametreleridir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı voltaj sabitleridir. Bu parametreler engel yüksekliği dağılımda voltaj bozulmasını düzenler [99]. Sıcaklığa bağlı σ_{so} değeri genelde küçük olduğundan ihmal edilebilir [112]. Şekil 5.16'de engel yüksekliklerin Gaussian dağılımını elde etmek için Eş.

5.11 kullanılarak, Φ_{Bo} - $q/2kT$ grafiği oluşturuldu. Bu eğriden (grafikte verilen doğrunun denkleminden) engel yüksekliğinin ortama değeri, $\overline{\Phi}_{Bo}$=1,63 eV ve sıfır beslemdeki voltaj sabiti değeri, σ_o=0,217 V olarak elde edildi. Düzeltilmiş en iyi performanslı yapıda daha düşük standart sapma değeri en iyi homojen engelli yapıyı temsil eder [98]. σ_o=0,217 V değeri, $\overline{\Phi}_{Bo}$=1,63 eV ile karşılaştırılırsa çok küçük olmadığı görülüyor. Bu durum arayüzey homojensizliğin varlığını işaret eder.



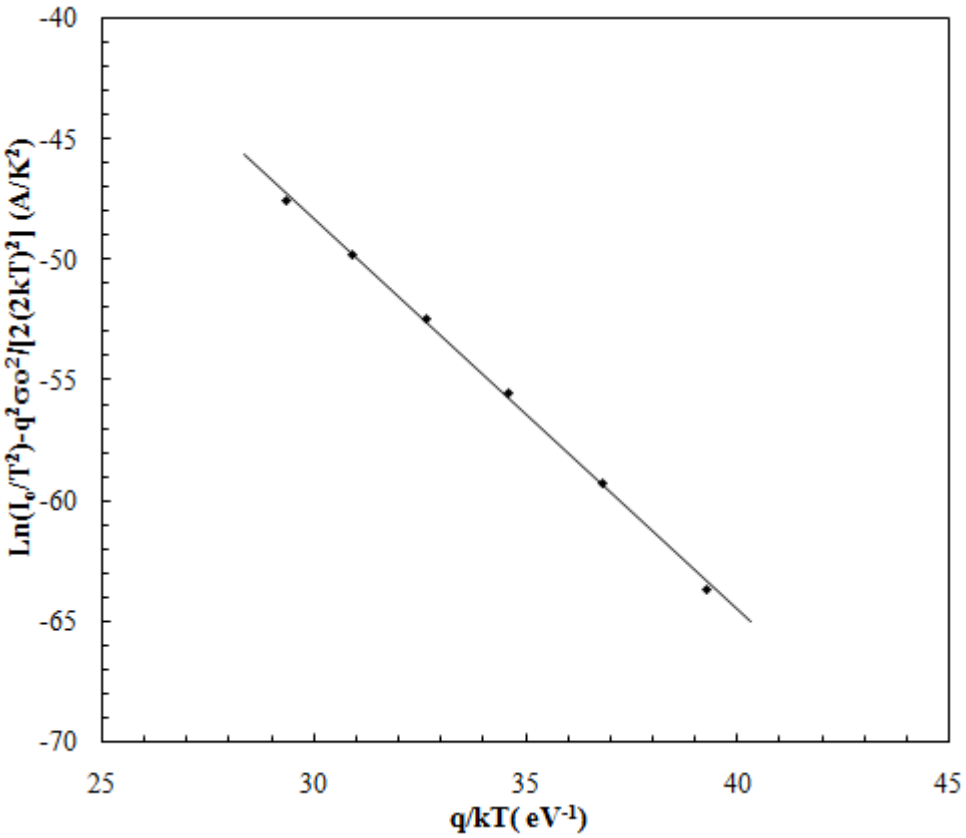
Şekil 5.17. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre sıfır- beslem görünür engel yüksekliği ve idealite faktörünün - $q/2kT$ ye göre değişim grafiği

Yine Şekil 5.16'deki grafikte düz doğru olması gereken $\left(\left(1/n_{ap}\right)-1\right)$ - $q/2kT$ eğrisinde voltaj sabitleri olan ρ_2, y eksenini kestiği noktadan, ρ_3 de eğimden hesaplandı. Bu değerler ρ_2=-0,095 V ve ρ_3=-0,028 V.olarak elde edildi.

Şimdi Eş. 5.10 ve Eş.5. 11'i birleştirilirse;

$$\ln\left(\frac{I_o}{T^2}\right)-\left(\frac{q^2\sigma_o^2}{2k^2T^2}\right)=\ln(AA^*)-\frac{q\overline{\Phi}_{Bo}}{kT} \tag{5.13}$$

eşitliği elde edilir.



Şekil 5.18. Engel yüksekliğin Gaussian dağılımına göre (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının Richardson $\{\ \ln(I_0/T^2)-q^2\sigma_0{}^2/2(kT)^2\ \}$ - q/kT grafiği

Eş. 5.13'e göre Şekil 5.18. $\ln\left(I_o/T^2\right)-q^2\sigma_o{}^2/2k^2T^2$ - q/kT grafiğinde düz doğru vermesi gereken doğrunun eğiminden $\overline{\Phi}_{Bo}$=1,64 eV değeri, y eksenini kestiği nokta $(=\ln AA^*)$ değerini verir. Schottky engel yükseklik hesaplamasında sıcaklık sabitini kullanmadan A^*; verilen diyot alanı A (0,00314 cm^2) için 34,25 A/cm^2K^2 olarak hesaplandı. Görüleceği üzere bu eğriden (Eş. 5.13'e göre) $\overline{\Phi}_{Bo}$=1,64 eV değeri, Φ_{ap} - $q/2kT$ (Şekil. 5.17) grafiğinden elde edilen $\overline{\Phi}_{Bo}$=1,63 eV değeri ile oldukça uyum

içindedir. Böylece (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının doğru- beslem $\ln I-V$ karakteristiğinden, heteroyapının engel yüksekliği Gaussian dağılımı ile temel TE mekanizması üzerinden başarılı bir şekilde açıklanabileceğini gösterdi. Özetlersek, (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının 295-415 K sıcaklık aralığında doğru- beslem $\ln I-V$ karaktristik ölçümleri yapıldı. Deneysel doğru beslem $\ln I-V$ karaktristiğinde artan sıcaklıkla idealite faktörün değerleri azalırken Φ_{Bo}'nin değerleri arttı. Bu davranış arayüzeyde var olan potansiyel engelin homojensizliği nedeniyle engel yüksekliğin Gaussian dağılımına göre Schottky engelin homojensizliğine atfedildi. Gaussian dağılımı kullanılarak heretoyapının sıfır beslemde Schottky engel yüksekliğini elde etmek için Φ_{Bo}- q/kT grafiği oluşturuldu. Grafikteki eğriden sırasıyla engel yüksekliğinin ortalama ve standart sapma değerleri sırasıyla $\overline{\Phi}_{Bo}$=1,63 eV and ρ_o= 0,215 V olarak hesaplandı. Daha sonra değiştirilmiş $I-V$ karakterizasyonundan $\{\ \ln(I_0/T^2)-q^2{\sigma_0}^2/2(kT)^2\ \}$- q/kT grafiği oluşturularak $\overline{\Phi}_{Bo}$ ve A^*'nin değerleri sırasıyla 1,64 eV and 34,25 A/cm^{2}K^2 olarak hesaplandı. Deneysel yolla hesaplanan Richardson sabitinin 34,25 A/cm^{2}K^2 değeri, teorik değer 33,74 A/cm^{2}K$^{2'}$ye (katkılanmamış aktif $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ için) çok yakın olarak hesaplanması, geniş bir sıcaklık aralığında yapının homojen olmayan engel yüksekliklerini Gaussian dağılım fonksiyonu kullanılarak TED mekanizmasına göre başarılı bir şekilde açıklanabileceğini gösterdi. Ayrıca seri direncin doğru beslem $\ln I-V$ eğrilerinde önemli rol oynadığını gösterdi. Beklenenin dışında R_s değerleri artan sıcaklıkla arttı. Aynı zamanda, R_s'nin varlığı nedeniyle doğru-beslem $\ln I-V$ eğrileri bir noktada kesişme davranışı sergiledi. $I-V$ eğrilerindeki bu davranış, genel Schottky engelli diyotların $I-V$ eğrilerindeki davranışlarına göre bakıldığında normal olmayan bir görünüş sergiledi.

5.4.3. Sıcaklığa bağlı kapasitans-voltaj (C-V) ölçümleri

(Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümleri, 40 mV_{rms} sinyalli ve 1MHz ve HP 4192 A LF impedance analyzer

kullanılarak (5 Hz-13 MHz aralığında ölçüm yapabilen) 295-395 K sıcaklık aralığında yapıldı.

Gerçek bir MS, MIS veya MOS yapıda; idealden farklı olarak birçok arayüzey durumları ve oksit yüklerinin varlığı ile yapının karakteristikleri, idealinden farklı olmasına neden olmaktadır. Bir yapı büyütülürken oluşan örgü kusurları ve safsızlıklar izinli olmayan yasak enerji aralığında birçok enerji seviyesinin oluşmasına neden olur. Yasak enerji aralığındaki bu izinli seviyelere arayüzey durumları adı verilir [57,115,116] Yüzey potansiyelinin değişmesi yani bant bükülmesi ile yüzey durumları aşağı yukarı hareket eder ve iletkenlik veya valans bandı ile ani yük alış-verişi yaparlar. Arayüzeyde, yasak enerji aralığı dışındaki enerjilere sahip yüzey durumlarına sabit arayüzey durumları, taşıdıkları yüke de sabit arayüzey yükü veya oksit yükü denir. Tuzaklanmış arayüzey yükleri yarıiletken-oksit arayüzeyinde, yarıiletkenin yasak enerji aralığındaki enerji durumlarına sahip ve kısa bir sürede yarıiletkenin iletkenlik veya valans bandı ile ani yük alış-verişi yapabildiklerinden dolayı bu arayüzey durumlarına yüzey rekombinasyon (yeniden birleşme) merkezleri de denir.

Yüzey durumlarının hesaplanmasında en çok tercih edilen Hill-Coleman metodudur [117]. Bu metotta yapılan hesaplamalar her frekans değerinde yapılabildiği için her frekans değerinde bağıl bir durum yoğunluğu elde edilebilir. Eğer frekans yeterince yüksekse, arayüzey durumları bu yüksek frekansı takip edemeyeceğinden yoğunluk düşük olur. Uygulanan uyarma frekansı yeterince düşükse, bu durumda arayüzey durumlarının çok büyük bir çoğunluğunun bu frekansı takip edebileceğinden dolayı, arayüzeydeki tüm durumların yoğunlukları hesaplanmış olur. Düşük frekanslarda hem kapasitans hem de kondüktans değerlerinde ilave bir katkıya sahip olan arayüzey durumlarının yoğunluğu (N_{ss}), Hill-Coleman metoduyla aşağıdaki eşitlikle verilir [117].

$$N_{ss} = \frac{2}{qA} \frac{(G_m / w)_{\max}}{((G_m / w)_{\max} C_{ox})^2 + (1 - C_m / C_{ox})^2)} \tag{5.14}$$

burada, A MIS veya MOS doğrultucu kontak alanı, w açısal frekans, C_{ox} ise güçlü akümülasyon (yığılım) bölgesindeki oksit kapasitansı, $(G_m / w)_{\max}$ ölçülen maksimum kondüktans ve C_m ise buna karşılık gelen kapasitans değerleridir. N_{ss} yoğunluğunu hesaplamak, özellikle MS, MIS ve MOS tipli yapıların kalitesi hakkında bilgi vermesi açısından da önemlidir.

Literatürlerde $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümlerinden Schottky diyot, MS, MIS ve MOS gibi yapıların R_s değerlerini hesaplamak için birkaç metot mevcuttur [101,102]. Çalışmamızda R_s hesaplamaları içinde en çok kullanılanlardan Nicollian ve Goetzberger [116,118] metodu tercih edildi. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN heteroyapının 295–395 K sıcaklık aralığında $C-V-T$ ve $G/w-V-T$ karakteristik eğrileri Şekil 5.18'deki gibidir. Yüksek frekanslarda (f ≥ 500 kHz) arayüzey durumları ac sinyallerini takip edemediği bilinmektedir. Bu yüzden, incelenen heteroyapının (MIS yapılı) gerçek seri direnç değeri, yüksek frekans (1 MHz) ve güçlü tüketim bölgesinde iletkenlik (G_{ma}) ve kapasitans (C_{ma}) değerlerinden elde edilebilir [116].

Yeterli yüksek frekansta yapının R_s'ini tanımlamak için MS veya MIS yapılar güçlü tüketime voltajlanır. Y_{ma} admitansı [116];

$$Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \tag{5.15}$$

ile verilir. R_s ise, empedansın gerçek değerini oluşturur ve

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \tag{5.16}$$

şeklinde ifade edilir [116]. C_{ma} ve G_{ma} güçlü tüketim bölgesinde ölçülen kapasitans ve iletkenlik değerlerini temsil eder. İnsülatör tabakanın kapasitansı C_{ox}, R_s değerinin yerine koyulmasıyla elde edilir. Buradan C_{ma}, C_{ox} ve R_s arasındaki ilişki,

$$C_{ma} = \frac{C_{ox}}{(1+\omega^2 R_s^2 C_{ox}^2)} \tag{5.17}$$

eşitliği ile verilirse, C_{ox};

$$C_{ox} = C_{ma}\left[1+(\frac{G_{ma}}{\omega C_{ma}})^2\right] = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_o A}{d_{ox}} \tag{5.18}$$

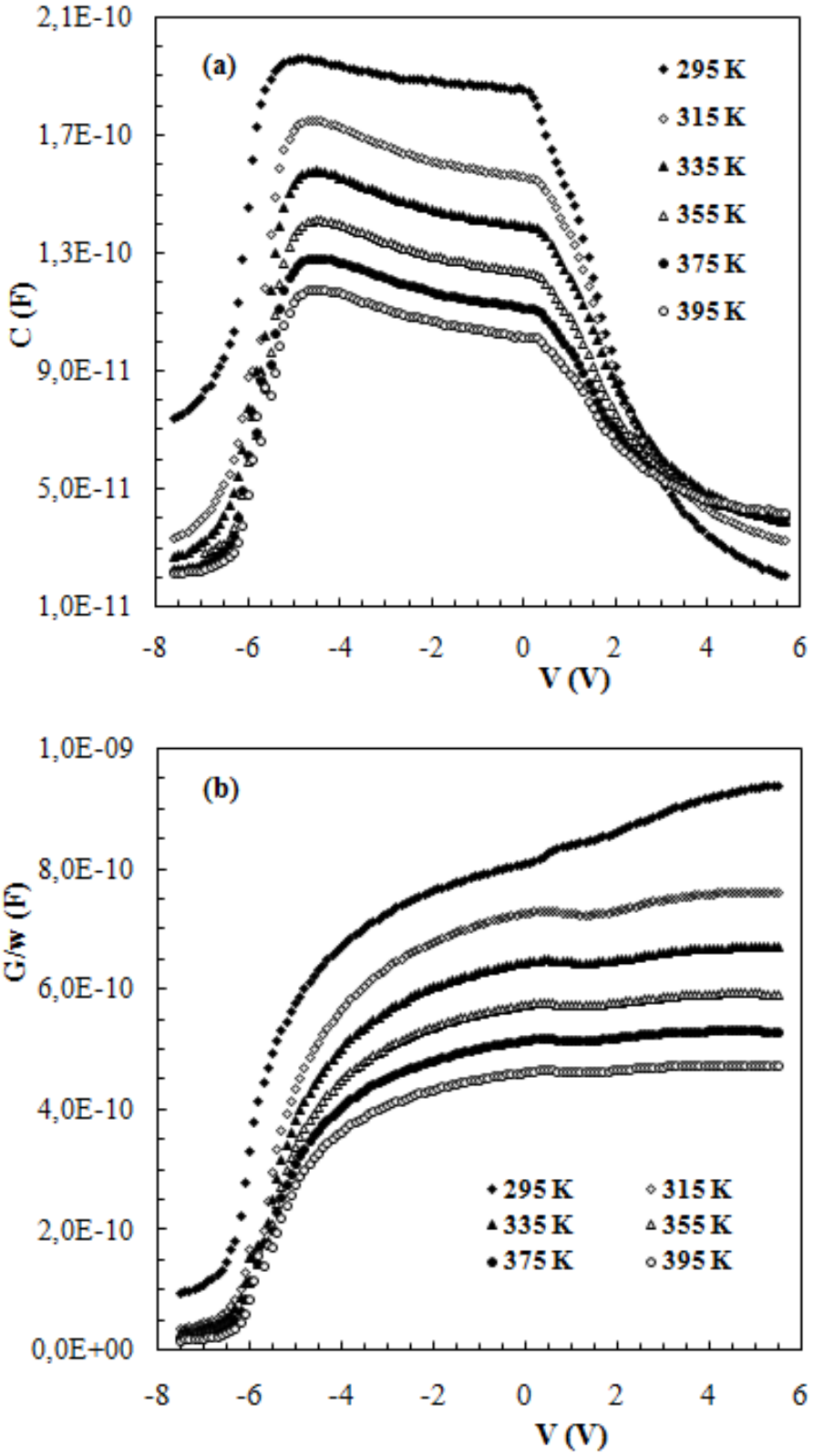
eşitliği ile verilir. Şekil 5.19'de tüketim bölgesinden elde edilen C_{ma} ve G_{ma} değerleri, Eş. 5.17'de kullanılmasıyla oksit tabaka kapasitansı C_{ox}, 2,1x10^{-8} F olarak olarak hesaplandı. Eş. 5.18'deki $\varepsilon_i \approx 9{,}6\varepsilon_o$ [119] ve ε_o (=8,85x10^{-14} F/cm) sırasıyla arayüzey insulator ve boşluğun geçirgenlik sabitleridir. Bu değerler, Eş. 5.18'de kullanılarak insülatör tabaka kalınlığı 29,8 Å olarak hesaplandı.

Yapının Eş. 5.19 ve Eş. 5.20'de verilen düzeltilmiş kapasitans C_c ve iletkenlik G_c değerleri, 1 MHz ve 295 K sıcaklığında direk olarak ölçülen C_m ve G_m değerleriyle elde edilebilir. Burada C_c;

$$C_c = \frac{\left[G_m^2 + (\omega C_m)^2\right] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \tag{5.19}$$

eşitliği ile ve G_c;

$$G_c = \frac{G_m^2 + (\omega C_m)^2 a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \tag{5.20}$$



Şekil 5.19. (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı (a) $C-V$ ve (b) $G/w-V$ karakteristik eğrileri

eşitliği ile verilir. Eş. 13 ve Eş. 14'deki a ; $a = G_m - \left[G_m^2 + (\omega C_m)^2\right] R_s$ 'ye karşılıktır. Hill-Coleman metodu kullanılarak Şekil 5.19'deki $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerinden elde edilen C_m, G_m ve Eş. 5.17'den elde edilen C_{ox} değerleri, Eş. 5.14'de kullanılarak arayüzey N_{ss} yoğunluk değerleri elde edildi. Ayrıca Eş. 5.16'dan faydalanılarak R_s değerleri hesaplandı ve bu değerler Çizelge 5.3'de verildi.

Genel olarak bir MS ve MIS yapıların $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristikleri; birikme (accumulation), tüketim ve ters bölge sergiler. Bu bölgelerde $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerin davranışları farklıdır. Örneğin ters ve tüketim bölgesinde N_{ss} değerleri etkin olurken, yeterli doğru beslemde R_s değerleri etkin olur. Bu yüzden R_s ve N_{ss} değerlerini yeterli düşük beslemden yüksek besleme $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerin davranışlarını açıklamak daha önemlidir. MS ve MIS gibi Schottky diyotların $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerin analizi, C ve G/w'nin sadece oda sıcaklığı ve bir beslem için yapının iletkenlik veya elektriksel parametrelerin sıcaklığa ve voltaja bağlı davranışı hakkında detaylı bilgi vermediği iyi bilinmektedir [113]. Bunun yerine böyle yapıların $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerini geniş bir sıcaklık ve voltaj (her iki doğru ve ters beslem bölgesinde) aralığında ölçümü, iletkenlik veya elektriksel parametrelerin sıcaklığa ve voltaja bağlı davranışını farklı açılardan anlamamızı sağlar.

Şekil 5.19'dan görüldüğü gibi seri direnç nedeniyle $C-V$ eğrileri her sıcaklık için pik vermektedir. Benzer sonuçlar literatürde de yayınlanmıştır [116,120]. Şekil 5.19'da kapasitans eğrisinde doğru beslemde görülen ilk pik artan sıcaklıkla ters besleme doğru kaymaktadır. Bu davranış arayüzeyde tekrar yapılanmaya ve tekrar düzenlenme olarak yorumlanabilir [120].

$C-V$ ve $G/w-V$ tabanlı ölçüm metotlarının admitans uygulamalarında seri direnç etkilerine özel bir önem verilir. Çizelge 5.3'de verilen N_{ss} ve R_s değerleri, her

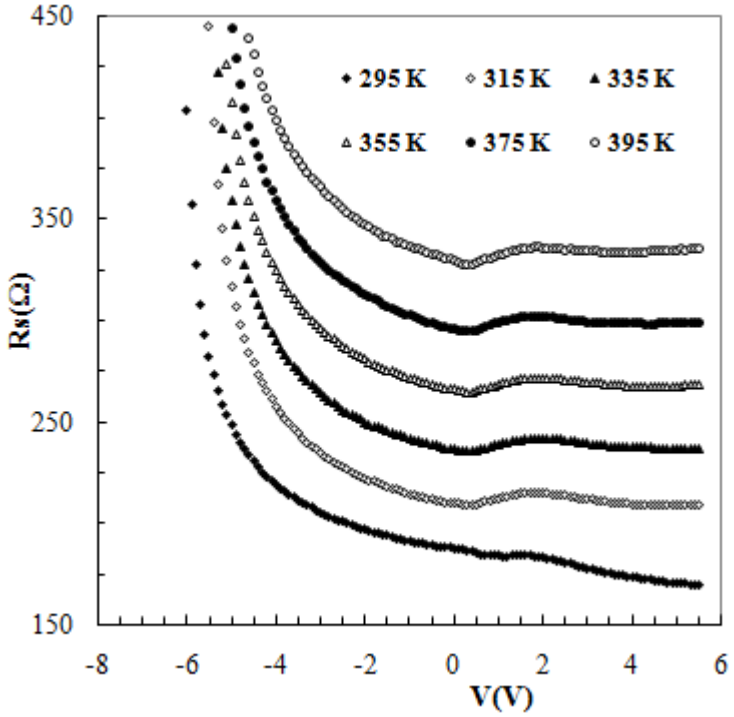
sıcaklık için doğru beslemdeki kapasitans eğrilerindeki pik değerlerinin sırasıyla Eş. 5.14 ve Eş. 5.16'da kullanılmasıyla hesaplandı.

Çizelge 5.3. (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının 295-395 K sıcaklık aralığında $C-V$ ve $G/w-V$ karakteristiklerinden tanımlanan bazı parametre değerleri

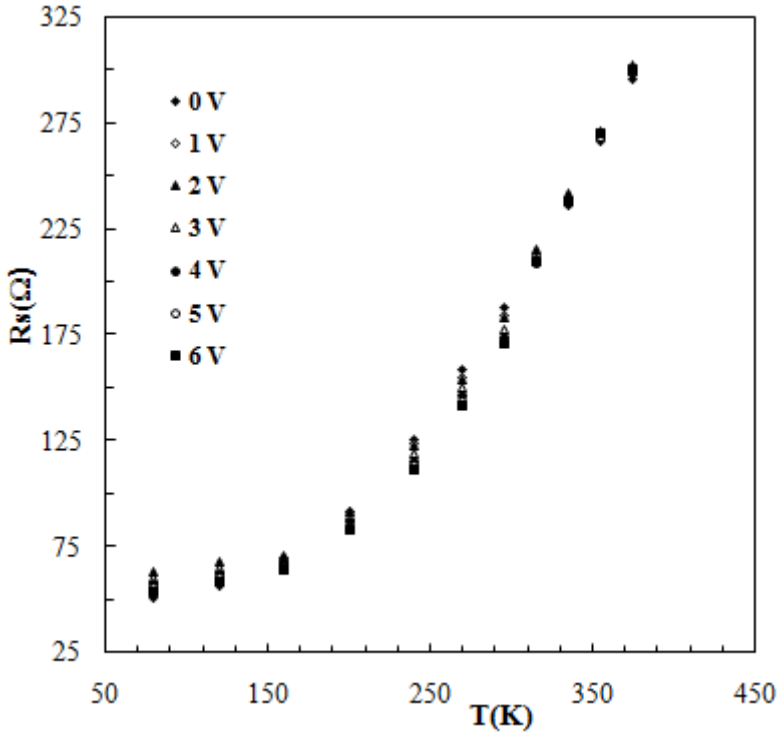
T (K)	V_m (V)	C (nF)	G/w (nF)	Rs (Ω)	Nss $(eV^{-1}cm^{-2})x10^{12}$
295	0,1	0,18	0,81	187	0,33
315	0,2	0,15	0,73	209	0,29
335	0,3	0,14	0,65	235	0,26
355	0,3	0,12	0,57	265	0,23
375	0,3	0,11	0,51	295	0,21
395	0,3	0,10	0,46	328	0,18

Her sıcaklık için voltaja bağlı R_s profili ise Şekil 5.20'de gösterildi. Şekil 5.20'den anlaşılacağı üzere R_s, oda sıcaklığı üzeri ve doğru belsemde her sıcaklık için neredeyse voltajdan bağımsızdır. Aynı zamanda R_s'nin değerleri yüksek doğru beslemde sıcaklıktan neredeyse bağımsız olmaktadır. Fakat R_s'deki değişim yüksek ters beslemde daha önemli hale gelmektedir. Şekil 5.20'den R_s, voltaja kuvvetlice bağlı ve artan sıcaklıkla değeri arttığı gözlenmektedir. Ayrıca yüksek frekansta farklı doğru belsem için sıcaklığa bağlı R_s değerleri Şekil 5.21'de verildi. Şekil 5.21'den görüldüğü gibi R_s değerleri sıcaklıkla artarken, doğru beslem bölgesinde artan voltajdan neredeyse bağımsız olmaktadır. R_s'nin böyle sıcaklığa bağlılığı Schottky diyot, MS, MIS ve MOS gibi yapıların R_s'nin negatif sıcaklık sabitiyle uyuşmamaktadır.

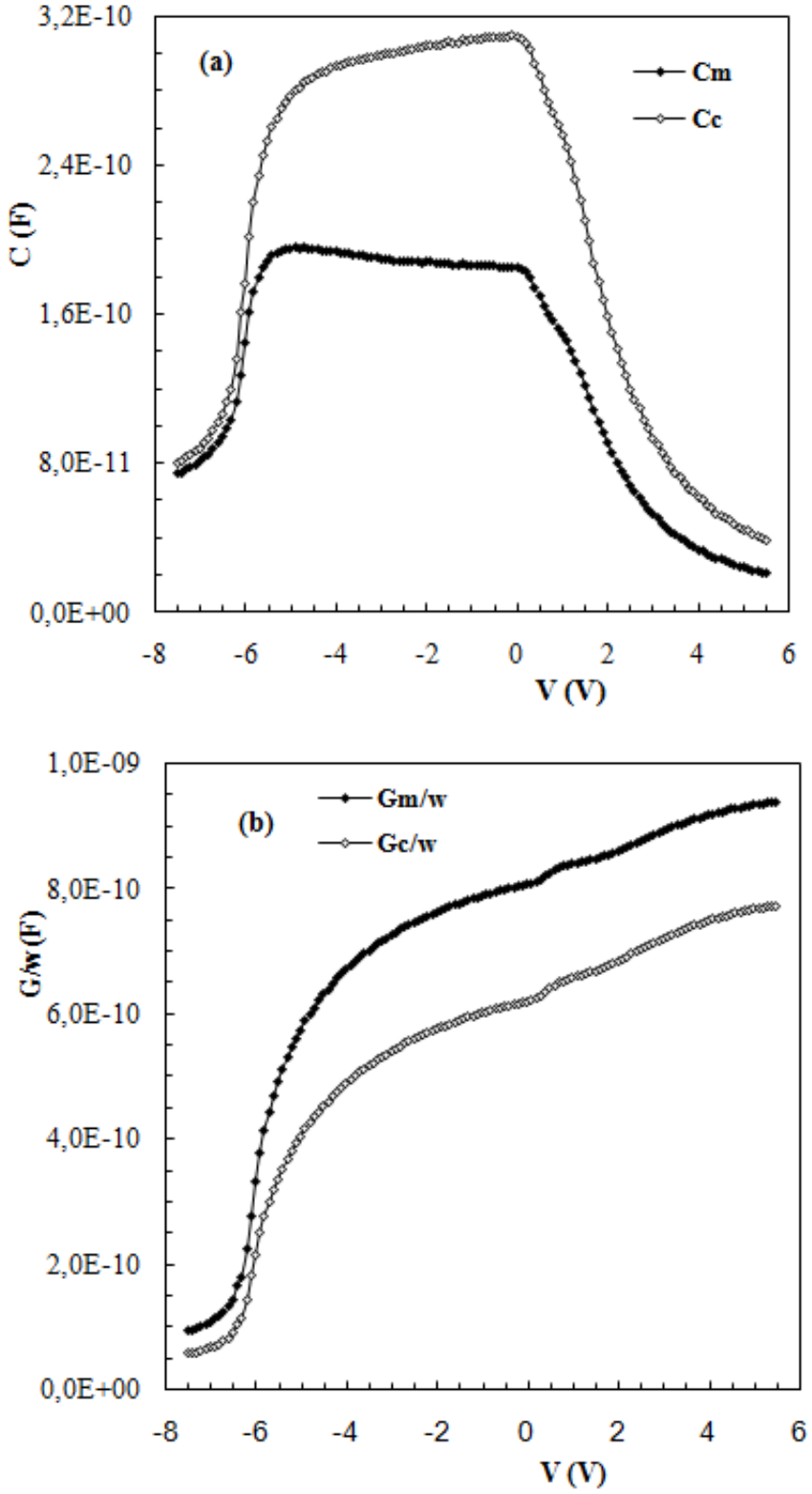
Yarıiletkenlerde R_s'nin sıcaklıkla böyle anormal değişimi, bu sıcaklık bölgelerinde taşıyıcıların varlığına ve metal ile yarıiletken ($Al_{0.3}Ga_{0.7}N$) arayüzeyinde lokalize



Şekil 5.20. (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının 1 MHz'de farklı sıcaklıklarda voltaja bağlı seri direncin değişimi



Şekil 5.21. Farklı doğru beslemlerde (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı seri direncinin değişimi (1 MHz'de)



Şekil 5.22. Oda sıcaklığı ve 1 MHz de (Ni/Au)-GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heteroyapının voltaja bağlı düzeltilmiş (a) $C_c - V$ ve (b) $G_c / w - V$ eğrileri

olmuş yeterli enerjiye sahip tuzaklanmış yüklerin aktif olmasına ve ayrıca metal kontağın dış direnç etkilerine atfedilir [121,122]. Bundan başka, Hill-Coleman metoduna göre yapının düzeltilmiş kapasitans (C_c) ve iletkenlik (G_c/w) değerleri, oda sıcaklığı ve 1 MHz de voltaja bağlı kapasitans (C_m) ve iletkenlik (G_m/w) değerleriyle karşılaştırmak için Eş. 5.19 ve 5.20 kullanıldı. Ters ve doğru beslem altında elde edilen eğriler Şekil 5.22(a) ve (b)'de verildi. Şekil 5.22(a)'da, özellikle tüketim bölgesinde C_c değerlerinin voltaja bağlı artış oranı $C_m - V$'ye göre daha fazla, Şekil 5.22'de ise G_c/w'nin voltaja bağlı artış oranı $G_m/w - V$'ye göre daha az olmaktadır. Bu durum seri direncin, yapının kapasitans ve iletkenlik eğrilerini oldukça etkilediğini göstermektedir [122].

Bir Schottky diyotta tüketim tabaka kapasitansı;

$$C^{-2} = \frac{2(V_R + V_0)}{q\varepsilon_s\varepsilon_o A^2 N_D} \tag{5.21}$$

eşitliği ile hesaplayabilir. Burada A; kontak alanı, V_R; ters belsemdeki voltaj, V_o; kesme potansiyeli, N_D ise donar taşıyıcı yoğunluğudur ve;

$$N_D = \frac{2}{q\varepsilon_i\varepsilon_o A^2 \tan\Theta} \tag{5.22}$$

eşitliği ile verilir. Burada $\tan\Theta$, Şekil 5.23'deki $C^{-2} - V$ grafiğindeki eğim değeridir.

Şekil 5.23'de $C^{-2} - V$ grafiğinde eğrinin voltaj eksenine ekstrapole edilmesiyle V_o kesme potansiyeli bulunur. V_o kesme potansiyeli ile difüzyon potansiyeli (V_d) arasında ilişki ise aşağıdaki eşitlikle verilebilir;

$$V_d = V_o + kT/q \tag{5.23}$$

E_F; $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$'tın nötür bölgede valans bant kenarı ile Fermi seviyesi arasında potansiyel farklılığıdır ve;

$$E_F = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) \tag{5.24}$$

ile verilir. Eşitlikte N_C; iletkenlik bandındaki taşıyıcı yoğunluğudur ve;

$$N_C = 2\left[\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right]^{3/2} \tag{5.25}$$

eşitliği ile verilir. Burada $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ için m^*=0,25m_o'dir [119].

Heteroyapının aktif tabakasını oluşturan $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ tabaka katkısızdır. Bu tip yapılar Hall ölçümlerinden de doğrulandığı gibi *n*-tipli davranmaktadır [93,94,121]. O halde gövdede etkin taşıyıcı yoğunluğu (n_e) elektronlar olarak alınırsa;

$$n_e = N_C \exp\left(-\frac{q(E_C - E_F}{kT}\right) \tag{5.26},$$

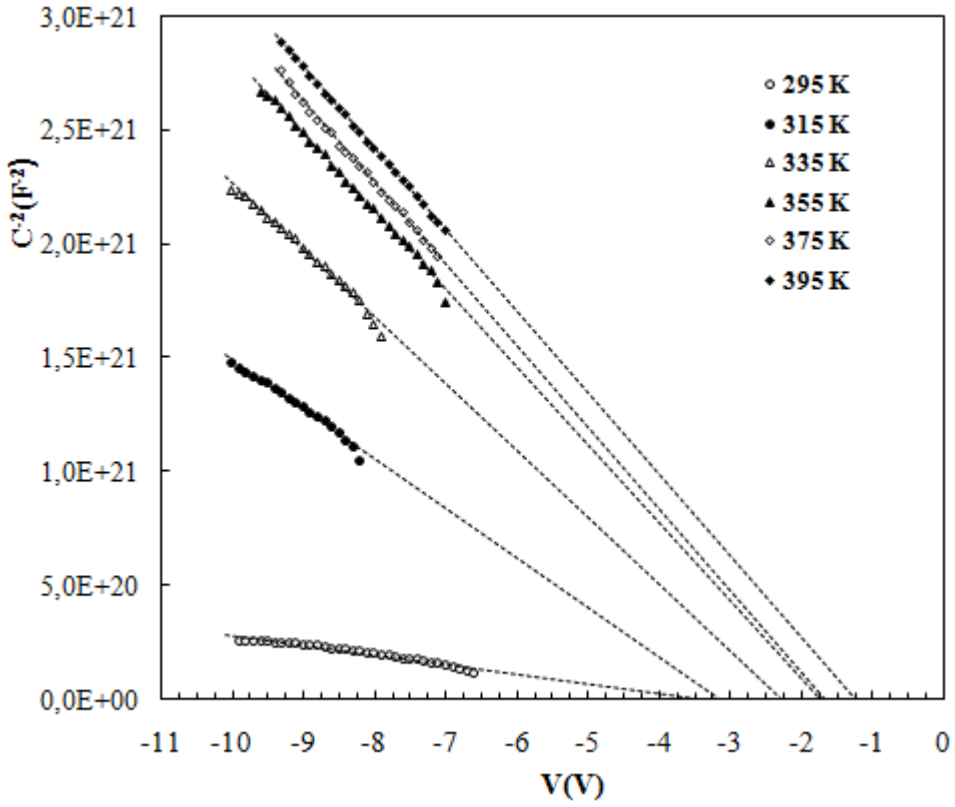
eşitliğini kullanabilir [57]. *C-V* ölçümlerinden potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_{B(C-V)}$)'nin; V_d, E_F ve potansiyel engel alçalması ($\Delta\Phi_B$) arasındaki ilişki;

$$\Phi_{B(C-V)} = V_d + E_F - \Delta\Phi_B \tag{5.27}$$

eşitliği ile verilir.

Şekil 5.23'de görüldüğü gibi her sıcaklık için $C^{-2} - V$ grafiği oluşturuldu. Şekil 5.23'de lineer parçasının eğiminden elde edilen değerler Eş. 5.22'de kullanılarak N_D değerleri hesaplandı. Grafikte kesme noktası V_o'ı vereceğinden buradan elde edilen değerler, her sıcaklık için Eş. 5.23'de kullanılarak V_d değerleri hesaplandı. Eş.

5.25'den her sıcaklık için N_C değerleri hesaplandı. Hesaplanan N_D ve N_C değerleri Eş. 5.24'de kullanılarak her saıcaklık için E_F değerleri hesaplandı. Ayrıca elde edilen E_F ve N_C değerleri Eş. 5.26'da kullanılarak her sıcaklık için n_e değerleri hesaplandı.



Şekil 5.23. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı ters beslem $C^{-2}-V$ grafiği (1 MHz'te)

$\Delta\Phi_B$ değeri, çok küçük olduğundan ihmal edilerek hesaplanan V_d değerleri ile E_F değerleri Eş. 5.27'de kullanılarak yapının $\Phi_{B(C\text{-}V)}$ değerleri hesaplandı. Hesaplanan $\Phi_{B(C\text{-}V)}$, N_D, N_C, E_F, n_e değerleri Çizelge 5.4'de verildi. Çizelge 5.4'de gösterildiği gibi sıcaklığın artışı ile $\Phi_{B(C\text{-}V)}$ ve N_D değerleri azalırken, E_F, N_C ve n_e değerleri ise artmaktadır. Şekil 5.23'de C^{-2}-V grafiğinden donor taşıyıcı yoğunluğunun oluşması heteroyapıda var olan dislokasyon yoğunluklarından ve ayrıca tipini bilmediğimiz safsızlıklardan ileri gelmektedir. Sıcaklığa bağlı hesaplanan değerler literatüre uygun davranış göstermektedir [103]. Hall ölçümlerinde elde edilen taşıyıcı yoğunluğu n_H, cm^{-2}'de 10^{13}, cm^{-3}'de 10^{19} mertebesinde iken, C-V'den elde edilen etkin taşıyıcı yoğunluğu n_e, cm^{-3}'de 10^{20} mertebesindedir. Farklı teknikleren (Hall ve C-V

ölçümlerinden) elde edilen taşıyıcı yoğunluk değerleri birbirine yakın olduğunu söyleyebiliriz.

Çizelge 5.4'de de verilen sıcaklığa bağlı $I-V$ ölçümlerinden elde edilen $\Phi_{Bo(I\text{-}V)}$ değerleri, $C-V$ ölçümlerinden elde edilen $\Phi_{B(C\text{-}V)}$ değerlerinden farklı çıkmıştır. Bu iki metotla, farklı değerlerde engel yüksekliklerin bulunması, arayüzeydeki oksit tabakanın varlığı ve engel yüksekliğinin homojensizliğinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Song ve arkadaşları [110] $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden, engel yüksekliklerin farklı değerlerde bulunmasının nedeni üzerinde çalışmışlardır. Werner ve Gütter [100] ise, metal ile yarıiletken arayüzeyinde uzaysal homojensizliklerin olabileceği düşüncesi ile Schottky diyotlarının $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinden, engel yüksekliği dağılımını, Gaussian dağılım fonksiyonu kullanarak analitik olarak incelemişler ve iki ölçüm tekniğinden bulunan değerlerin farklı çıkacağını göstermişlerdir.

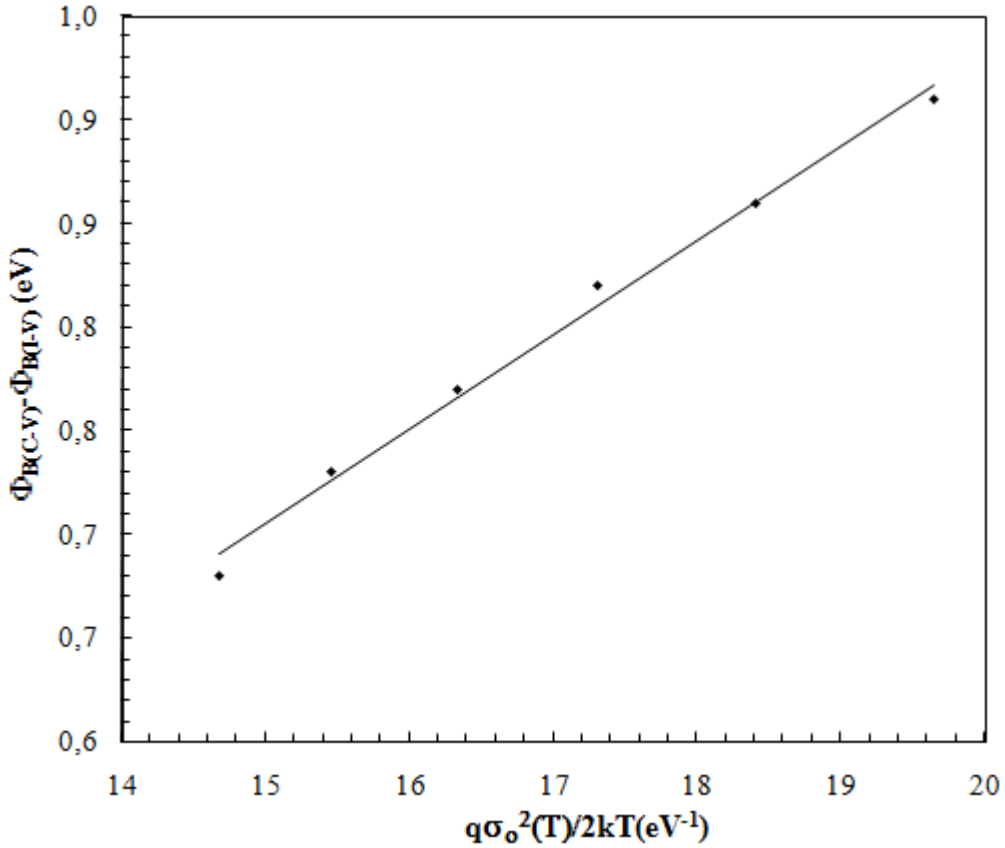
Çizelge 5.4. (Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının sıcaklığa bağlı $I-V$ ve $C^{-2}-V$ karektristiklerinden elde edilen bazı parametre değerleri

T (K)	$\Phi_{Bo(I\text{-}V)}$ (eV)	$\Phi_{B(C\text{-}V)}$ (eV)	N_D (x10^{15}cm^{-3})	N_C (x10^{18}cm^{-3})	E_F (eV)	n_e (x10^{20}cm^{-3})
295	0,72	3,87	70,4	3,06	0,116	0,29
315	0,76	3,43	11,0	3,37	0,172	1,91
335	0,81	2,55	9,99	3,70	0,192	2,85
355	0,86	2,07	7,69	4,04	0,210	3,88
375	0,90	1,88	6,09	4,38	0,226	4,69
395	0,95	1,50	5,36	4,74	0,241	5,52

(Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ heteroyapının Gaussian dağılım fonksiyonuna göre sıfır beslemde engel yüksekliği Φ_{Bo} ve $\Phi_{(C\text{-}V)}$ arasında ilişki;

$$\Phi_B(C-V)-\Phi_{Bo}(I-V)=\frac{q\sigma_o^{\,2}(T)}{2kT}\approx\frac{q\sigma_o^{\,2}}{2kT}+\frac{q\sigma_o\alpha_\sigma}{k} \tag{5.28}$$

eşitliği ile verilebilir [113,120]. Eş. 5.28'e göre 295–395 K sıcaklık aralığında Şekil 5.24'de gösterilen $[\Phi_{B(C-V)} - \Phi_{B(I-V)}] - q/2kT$ grafiği oluşturulduğunda eğri hemen hemen doğru vermektedir. Grafikteki deneysel verilerin lineer bölgesi fit edilerek eğim ve doğrunun kestiği noktalardan sırasıyla σ_o= 0,213 eV ve α_σ= 0,01 meV/K değerleri hesaplandı.



Şekil 5.24. (Ni/Au)-$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/GaN heteroyapının deneysel $[\Phi_{B(C-V)} - \Phi_{B(I-V)}] - q\sigma_o^2/2kT$ grafiği

Elde edilen değerler, Eş 5.13'de modifiye olmuş geleneksel Richardson eşitliğinden faydalanılarak, ortalama engel yüksekliği $\overline{\Phi}_B$=1,68 eV; A diyot alanı ~0,0314 cm^2 alındığında, A^*= 44,84 A/cm^2K^2) olarak hesaplandı. Ayrıca deneysel yolla hesaplanan Richardson sabiti A^*= 44,84 A/cm^2K^2 değeri, teorik yolla hesaplanan A^*=33,74 A/cm^2K^2 (katkılanmamış aktif $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ için) değere yakındır. Çalışılan (Ni/Au)-$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/GaN heteroyapının 295-395 K sıcaklık aralığında $I-V/C-V$

karakteristiklerinden elde edilen bazı parametreler kendi aralarında ve literatürdeki benzer çalışmalarla uyum içinde olduğu görüldü [107,109,113,114,120].

6. SONUÇ

Bu çalışmada MOCVD ile (0001) yöneliminde büyütülen GaN(kep)/$Al_xGa_{1-x}N$/AlN (x=0,3) heteroyapının yüzey (morfolojik), yapısal ve elektriksel özellikleri incelendi.

AFM ile yüzey özelliklerinin incelenmesinde, GaN yüzeyli heteroyapının yüzey görüntüleri rast gele bir noktada düğümlendiği görüldü. Düğümlenen bu noktalara vida tipli dislokasyonlar olduğu sonucuna varıldı. Yüzey analizinden, yapının nitritlerin büyütülmesinde tercih edilen basamaklı büyüme moduyla büyütüldüğünü gösterdi. Yüzeyin RMS değeri ~ 0,32 nm, teras yükselti farkı ise ~ 0,26 nm olarak ölçüldü. Teras yükselti farkının değeri GaN tabakasının bir katmanına karşılık geldiğini gösterdi. Ayrıca yüzey üzerinde hesaplanan dislokasyon yoğunluğunun 10^8 cm^{-2} mertebesinde olduğu hesaplandı. Elde edilen bu değerlerden yapının iyi bir kalitede büyütüldüğünü göstermektedir.

Yapısal analiz için HR-XRD kullanıldı. GaN(kep)/$Al_xGa_{1-x}N$/AlN (x=0,3) heteroyapının epitaksiyel tabakaları 2θ taraması yapılarak (GaN, AlGaN, AlN ve Al_2O_3) doğrulandı. Kırınım desenlerinden GaN, AlGaN, AlN ve Al_2O_3 epitaksiyel tabakaların (0002), (0004), (0006) ve $(01\bar{1}2)$ düzlemlerinde kırınım piklerinin şiddetli ve keskin olması bu düzlemlerde yapının kaliteli büyütüldüğünü gösterir. GaN, AlGaN ve AlN tabakaların hekzagonal, safir tabakasının ise rombohedral yapı sergilediği, JCD2 kart numaralarından belirlendi. Simetrik ve asimetrik düzlemlerin HR-XRD ile incelenmesi, heteroyapının farklı tabakalarda oluşan kristal yapı kalitesini ve içyapısını göstermesi açısından son derece önemlidir. Bu nedenle yapının içyapı ve kristal yapı kalitesinin belirlenmesinde bazı simetrik ve asimetrik düzlemlerinin ω-2θ taraması yapıldı (Çizelge 5.1). Özellikle Al'lu alaşımların optimizesinin zor olmasından dolayı literatürde bu alaşım yapılarının düzlemlerinden elde edilen kırınım desenindeki piklerin FWHM değerlerinin düşük olması beklenir. Yapının ω-2θ taraması sonucunda GaN, AlN ve AlGaN için simetrik ve asimetrik düzlemlerden elde edilen FWHM değerleri, literatürde yapılan benzer çalışmalarla karşılaştırıldığında iyi kalitede büyütüldüğünü göstermektedir. Sonuç olarak GaN,

AlGaN ve AlN tabakaların taranan düzlemlerde yüksek kaliteli hekzagonal yapıda büyütüldüğü söylenebilir.

GaN(kep)/$Al_xGa_{1-x}N$ (x=0,3) heteroyapının elektriksel özellikleri için sıcaklığa bağlı hall (20-350 K) ve $I-V$ / $C-V$ (295-415 K) ölçümleri incelendi.

Heteroyapının hall ölçümü için sıcaklığa bağlı 2DEG taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite grafikleri oluşturuldu. Örneğin grafikten tabaka taşıyıcı yoğunluk değerleri; 20, 85, 300 K sıcaklıklarında $8,60x10^{12}$, $9,40x10^{12}$ ve $1,32x10^{13}$ cm^{-2}, mobilite değerleri ise; 20, 85 ve 300 K sıcaklıklarında 3280, 2850 ve 756 cm^2/V-s olarak bulundu. Mobilite değerleri yüksek sıcaklıklarda artan sıcaklıkla birden bire düşerken, düşük sıcaklıklarda (100 K'den düşük) sıcaklığa pek bağlı olmamaktadır. 2DEG taşıyıcı yoğunluğunun ise sıcaklığa bağlı olmadığı kabul edilebilir. Mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı bu davranışı, diğer çalışmalarla karşılaştırıldığında, yapının 2DEG tipli olduğu doğruladı. GaN(kep)/$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN heteroyapının düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu ve mobiliteyi sınırlayan saçılma mekanizmaların daha çok alaşım düzensizliği ve arayüzey pürüzlülüklerinden, yüksek sıcaklıklarda ise kutuplanmış fonon saçılmalardan kaynaklandığı söylenebilir. Ayrıca $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN/GaN heteroyapı, literatürde benzer çalışması yapılmış yine safir üzerine büyütülen aynı Al katkı oranlı $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$/AlN/GaN HEMT yapısı ile kıyaslandı. Yapıların sıcaklığa göre taşıyıcı yoğunluk değerleri birbirine yakın olurken ($\approx 10^{13}$ mertebesinde), çalışılan yapının mobilite değeri daha düşük çıkmıştır. Yine safir veya SiC üzerine büyütülen aratabakalı AlGaN/AlN/GaN (AlN'lı) veya aratabakasız AlGaN/GaN (AlN'sız) temelli yapılarla kıyaslandığında çalışılan yapının sıcaklığa göre tabaka taşıyıcı yoğunluğu, literatürde çalışılan diğer yapıların taşıyıcı yoğunluklarıyla üstel olarak aynı mertebededir (10^{13}). Fakat çalışılan yapının mobilite değeri yine literatürdeki diğer yapılarınkinden daha düşüktür. Yapının genelde taşıyıcı yoğunluğunun literatürdeki yapılarla kıyaslanabilir mertebede olması, Al katkı oranının etkin bir değerde olmasına (Al katkı oranı % 30), mobilitedeki azalmanın daha çok elektronların arayüzey pürüzlülüğü ve alaşım saçılmalarından etkilenmesiyle açıklanabilir. Nitekim çalışılan bu yapının yapısal analizi diğer AlGaN/AlN temelli yapılarla karşılaştırıldığında,

$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ arayüzey pürüzlülüğü diğer yapılarınkinden oldukça büyük çıkmıştır (RMS≈3 nm).

Heteroyapının sıcaklığa bağlı (295–415 K) $I-V$ özelliklerinin incelenmesinde, genel TE modeline göre doğru beslem bölgesi $I-V$ karakterizasyonundan, temel elektriksel parametreler olan n ve Φ_{Bo} değerleri hesaplandı. Artan sıcaklıkla n değerleri azalırken, Φ_{Bo} değerleri arttı (Şekil 5.12). Yapının $I-V$ karakterizasyonuna Cheung fonksiyonları kullanılarak oluşturulan grafiklerden ((Şekil 5.13. $dV/d\ln I$ - I ve $H(I)$ - I)); Φ_{Bo}, n ve R_s parametreleri hesaplandı. Bu fonksiyonlarla elde edilen Φ_{Bo}, n değerleri, normal $I-V$ karakterizasyonundan elde edilen Φ_{Bo}, n değerleri ile uyum içinde değiştiği görüldü. Ayrıca her iki fonksiyondan elde edilen R_s değerleri birbiriyle uyum içinde, artan sıcaklıkla arttığı gözlendi (Şekil 5.14). Artan sıcaklıkla n değerlerin azalması, yarıiletken ve metal arasındaki arayalıtkan tabakanın varlığına ve Schottky potansiyel engelin homojensizliğine atfedildi. Yani metal-yarıiletken arayüzeyde akım taşınımı, termal etkiyle düşük sıcaklıklarda elektronlar, daha düşük engellerden geçiş yapabileceğinden, akım taşınımı daha düşük Schottky engel yükseklikli yol boyunca baskın olacak ve bu nedenle n değerleri düşük sıcaklıklarda arttığı şeklinde yorumlandı. Φ_{Bo} değerleri artan sıcaklıkla artması, yine yapının potansiyel engelinin homojensizliğine atfedildi. $I-V$ karakterizasyon eğrilerinin bir noktada kesişmesinin R_s'nin varlığından kaynaklanabileceği sonucuna varıldı. Artan sıcaklıkla R_s'nin artması ise düşük sıcaklıklarda serbest yük eksikliğine ve yalnızca düşük sıcaklıkta ihmal edilmemiş taşıyıcıların harekete zorlanmasına atfedildi. Bunun yanında artan sıcaklıkla R_s değerlerin artması, yapılan benzer çalışmalar da dikkate alındığında, daha yüksek sıcaklıklarda kontak direnci ve diğer dış bağlamların direncinin muhtemelen R_s'ye katkı yaptığı sonucuna varıldı. $I-V$ karakterizasyonuna Gaussian dağılım modeli kullanılarak; Richardson sabitinin (A^*) deneysel değeri (34,25 A/cm^2K^2), potansiyel engel yüksekliğinin ortalama ($\overline{\Phi}_{Bo}$) değeri gibi önemli parametre değerleri hesaplandı. Çıkan sonuçlar literaturde yapılan

deneysel ve teorik benzer çalışmalarla uyum içinde olduğu görüldü. Ayrıca, GaN(kep)/$Al_xGa_{1-x}N$ (x=0,3) heteroyapının farklı sıcaklıklarda $I-V$ karakterizasyon eğrilerinin ters beslemde akım eğrilerinde (sızıntı akım: *leakage current*) üstel olarak belirgin bir değişimin olmaması yapının ısıya karşı sebatkâr (direşken) olduğu da söylenebilir.

(Ni/Au)-GaN(kep)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN heteroyapının sıcaklığa bağlı (295-395 K) $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümleri 1 MHz'de yapıldı. Yapı büyütülürken oluşan örgü kusurları ve safsızlıklar, izinli olmayan yasak enerji aralığında bir çok enerji seviyelerine yani arayüzey durumların (N_{ss}) oluşumuna neden olur. $C-V$ ve $G/w-V$ grafiklerinden N_{ss} yoğunluğunu hesaplamak, özellikle MS, MIS ve MOS tipli yapıların kalitesi hakkında da dolaylı olarak bilgi vermesi açısından önemlidir. Bu nedenle önce Eş. 5.17 ve Eş. 5.18'den faydalanılarak sırasıyla oksit tabaka kapasitansı (= 2,1x10^{-8} F) ve tabaka kalınlığı (= 29,8 Å) hesaplandı. Bu değerler ve ayrıca sırasıyla $C-V$ ve $G/w-V$ 'grafiklerinin tüketim bölgesinden elde edilen maksimum C_m ve G_m değerleri, Hill-Coleman metodu olarak bilinen Eş. 5.14'de kullanılarak, her sıcaklık için N_{ss} yoğunlukları hesaplandı. Yine $C-V$ ve $G/w-V$ tabanlı ölçüm metotlarının admitans uygulamalarında seri direnç etkilerine özel bir önem verilir. Yapının tüketim bölgesindeki seri direnci R_s, her sıcaklık için Nicollian ve Goetzberger metodu kullanılarak hesaplandı (Eş. 5.16). $C-V$ ve $G/w-V$ grafiklerinden elde edilen N_{ss} değerleri (üstel olarak 10^{11} mertebede) sıcaklık arttıkça azalırken, R_s değerlerin ise arttığı gözlendi (Çizelge 5.3). Doğru belsemde R_s'nin her sıcaklık için voltaja bağlı (Şekil 5.20) ve keyfi voltajlarda R_s'nin sıcaklığa bağlı grafikleri oluşturuldu (Şekil 5.21). Bundan başka kapasitans ve iletkenlik eğrileri üzerinde R_s'nin etkisini araştırmak için oda sıcaklığında Hill-Coleman metoduna göre Eş. 5.19 ve Eş. 5.20 kullanılarak düzeltilmiş kapasitans ve iletkenlik eğrileri oluşturuldu ve normal kapasitans ve iletkenlik eğrileriyle karşılaştırıldı ve seri direncin kapasitans ve iletkenliğe önemli derecede etkilediği görüldü (Şekil 5.22). Şekil 5.19'dan anlaşılacağı üzere R_s, oda sıcaklığı üzeri ve

doğru belsemde her sıcaklık için neredeyse voltajdan bağımsız olmaktadır. Aynı zamanda R_s'nin değerleri yüksek doğru beslemde sıcaklıktan neredeyse bağımsız olmaktadır. Fakat R_s'deki değişim yüksek ters beslemde daha önemli hale gelmektedir. Şekil 5.20'den R_s, voltaja kuvvetlice bağlı ve artan sıcaklıkla değeri arttığı gözlenmektedir. Şekil 5.21'den görüldüğü gibi R_s değerleri sıcaklıkla artarken, doğru beslem bölgesinde artan voltajdan neredeyse bağımsız olmaktadır. R_s'nin böyle sıcaklığa bağlılığı Schottky diyot, MS, MIS ve MOS gibi yapıların R_s'nin negatif sıcaklık sabitiyle uyuşmamaktadır. Yarıiletkenlerde R_s'nin sıcaklıkla böyle anormal değişimi, bu sıcaklık bölgelerinde taşıyıcıların varlığına ve metal ile yarıiletken ($Al_{0.3}Ga_{0.7}N$) arayüzeyinde lokalize olmuş yeterli enerjiye sahip tuzaklanmış yüklerin aktif olmasına ve ayrıca metal kontağın dış direnç etkilerine atfedildi. $C-V$ grafiğinden $C^{-2}-V$ grafiği oluşturularak sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu $\Phi_{(C\text{-}V)}$; N_D, N_C, E_F ve n_e değerleri hesaplandı. Sıcaklık artışı ile $\Phi_{(C\text{-}V)}$ ve N_D değerleri azalırken, N_C, n_e ve E_F değerleri artmıştır. Bulkta Hall ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen taşıyıcı yoğunluk değerleri karşılaştırıldığında üstel olarak uyum için olduğu söylenebilir (sırasıyla 10^{19} cm^{-3} ve 10^{20} cm^{-3}).

$C-V$'den ölçülen $\Phi_{B(C\text{-}V)}$ değerleri ile $I-V$'den ölçümlerinden $\Phi_{B(I\text{-}V)}$ değerleri oldukça farklı çıkmıştır (Çizelge 5.4). Sıcaklık arttıkça $\Phi_{B(C\text{-}V)}$ değerleri azalırken, $\Phi_{B(I\text{-}V)}$ değerlerinki arttı. Bunun nedeni arayüzeyde oluşan oksit tabakanın varlığına ve oluşan potansiyel engelin homojensizliğne atfedildi. Şekil 5.23'de oluşturulan grafikten elde edilen değerler (σ_o= 0,213 eV ve α_σ= 0,01 meV/K), Eş. (5. 13) kullanılarak ortalama engel yüksekliği $\overline{\Phi}_B$=1,68 eV, Richardson sabiti değeri A^*= 44,84 A/cm^2K^2 olarak hesaplandı. Gaussian dağılım fonksiyonu model alınarak her iki karaktrizasyondan ($I-V$ / $C-V$) hesaplanan ortalama engel yükseklik ve Richardson sabiti değerleri birbirine yakın ve teorik çalışmalarla uyum içinde olduğu görüldü.

Sonuç olarak MOCVD ile (0001) yöneliminde büyütülen GaN(kep)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN heteroyapının AFM ile yüzey analizi; yapının iyi kalitede büyütüldüğünü, HR-XRD

ile yapısal analizi; ω-2θ taramasıyla bazı simetrik ve asimetrik düzlemlerden elde edilen elde edilen FWHM değerleri, literatürde yapılan benzer çalışmalarla karşılaştırıldığında yapının iyi kalitede büyütüldüğünü desteklemiş, ancak AIN aratabaka arayüzey pürüzlülüğünü arttırmıştır. Hall ölçümleri; heteroyapının mobilite ve 2DEG taşıyıcı yoğunluğu, literatürde benzer çalışmalarla karşılaştırıldığında yapının 2DEG tipli olduğunu göstermiştir. Oluşturulan omik ve Schottky kontaklar ile $I-V$ / $C-V$ ölçümleri; heteroyapının Schottky diyot özelliği gösterebileceği, oluşan potansiyel engel yüksekliğinin homojen olmayan dağılım gösterdiğini, Gaussian dağılım fonksiyonu ile yapının ortalama potansiyel engel yüksekliğinin hesaplanabileceği gösterildi.

Bu yapıyla ilgili çalışmalarımız Yayınlar bölümünde gösterilen SCI Dergilerinde yayınlanmış, ayrıca yapılan çalışmaların bir kısmı Kongre Tebliğleri bölümünde gösterilen değişik ulusal ve uluslar arası kongrelerde sunulmuştur.

KAYNAKLAR

1. Srivastava, G. P., "Theory of semicoductor surface reconstruction", ***Rep. Prog. Phys*.,** London 60, 561-613 (1997).

2. Schmidt, W. G., Bechstedt, F. and Srivastava, G. P., "Adsorption of group-V elements on III-V(110) surfaces", ***Surf. Sci. Rep.,*** 25 (5-7): 141-223 (1996).

3. Appaswamy, A., "Simulation of short channel AlGaN/GaN HEMTs", Yüksek lisans tezi, ***Pondicherry University*,** Pondicherry, 32-33 (2005).

4. Kočan, M., "AlGaN/GaN MBE 2DEG Heterostructures: interplay between surface- interface- device properties", Doktora tezi, ***Pondicherry University*,** Pondicherry, 1-60 (2003).

5. Dikme, Y., "MOVPE and charecterization of GaN-based structures on alternative substrates", Doktora tezi, ***Pondicherry University*,** Pondicherry, 1-24 (2006).

6. Xing, H., Keller, S., Wu, Y. F., McCarthy, L., Smorchkova, I. P., Buttari, D., Coffie, R., Green, D. S., Parish, G., Heikman, S., Shen, L., Zhang, N., Xu, J. J., Knsistors", ***J. Phys. Cond. Matt.,*** 13 (4): 7139-7157 (2001).

7. Nakamura, N., Furuta, K., Shen, X. Q., Kitamura, T., Nakamura, K. and Okumura, H., "Electrical properties of MBE-grown AlGaN/GaN HEMT structures by using 4H-SiC (0001) vicinal substrates", ***J. Crystal Growth,*** 301–302: 452–456 (2007).

8. Nguyen X. N., Misovic, M., Wong, S. W., Hashimoto, P., McCray, M. L., Janke, P. and Nguyen, C., "High Performance AlGaN/GaN HEMTs on Semi-Insulating SiC Substrates Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition", ***Elect. Lett.,*** 36 (5): 468 (2000).

9. Sheppard, T. S., Doverspike, K., Pribble, W. L., Allen, S. T., Palmour, W. J., Kehias, T. L. and Jenkins, T. J., **"**High-power microwave GaN/AlGaN HEMTs on semi-insulating siliconcarbide substrates", ***IEEE Electron Device Lett.*,** 20 (4): 161-163 (1999).

10. Arulkumaran, S., Egawa, T., Ishikawa, H. and Jimbo, T., "Characterization of different-Al-content AlxGa1-xN/GaN heterostructures and high-electron-mobility transistors on sapphire", ***J. Vac. Sci. Technol. B*,** 21 (2): 888-894 (2003).

11. Hashizume, T., Ootomo, S., Oyama, S., Konishi, M. and Hasegawa, H., "Chemistry and electrical properties of surfaces of GaN and GaN/AlGaN heterostructures", ***J. Vac. Sci. Technol. B,*** 19 (4): 1675-1681 (2001).

12. Zeyrek, S., Altındal, Ş., Yüzer, H. and Bülbül, M. M., "Current transport mechanism in Al/Si3N4/p-Si (MIS) Schottky barrier diodes at low temperatures", ***Appl. Surf. Sci.*,** 252 (8): 2999-3010 (2006).

13. Shin, M., "Growth and characterization of group III ternary nitrides", Doktora tezi, ***Carnegie Mellon University*,** Pittsburgh, 4-5 (1998).

14. Gao, Y., Craven, M. D., Speck, J. S., DenBaars, S. P. and Hu, E. L., "Dislocation- and crystallographic dependent photoelectrochemical wet etching of gallium nitride**",** ***Appl. Phys. Lett.,*** 84 (17): 3322-3324 (2004).

15. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J. R., Weimann, N. G., Chu, K., Murphy, M., Schaff, W. J., Eastman, L. F., Dimitrow, R., Wittmer, L., Stutzmann, M. and Hilsenbeck, J., "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures", ***J. Appl. Phys.*,** 85 (6): 3222-3233 (1999).

16. Chu, R., "AlGaN/GaN single and double-channel high electron mobility transitors", Yüksek lisans tezi, ***Hong Kong University*,** Hon Kong, 3-13 (2004).

17. Çörekçi, S., "Grup III-V bileşik yarıiletkenlerde AFM yüzey karakterizasyonu", Doktora tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*,** Ankara, 4-20 (2008).

18. Yoshida, S., Misawa, S. and Gonda, S., "Properties of AlxGa1-xN films prepared by reactive molecular-beam epitaxy", ***J. Appl. Phys*.,** 53 (10):, 6844-6848 (1982).

19. Davies, J. H., "The Physics of low-dimensional semiconductors", ***Cambridge University Pres,*** Cambridge, 80-84 (1998).

20. Bernardini, F., Fiorentini, V. and Vanderbilt, D., "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," ***Physical Review B* (*Condensed Matter*),** 56 (16): 10024-7 (1997).

21. Lee, J., "Processing and characterization of advanced AlGaN/GaN heterojunction field effect transistors", Doktora tezi, ***Graduate School of The Ohio State University,*** Ohio, 23-27 (2006).

22. İnternet : Michigan University "EECS521 Winter Term Projects Reports", www.eecs.umich.edu/dpgroup/classes/2003_EECS521/AlGaN_GaN_HEMTSanghyunSeo_EECS521_ProjectII_Winter_2003.pdf (2003).

23. Ambacher, O., Foutz, B., Smart, J., Weimann, N. G., Murphy, M., Sierakowski, A. J., Schaff, W. J., Eastman, L. F., Dimitrow, R., Mitchell, A. and Stutzmann, M., "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures", ***J. Appl. Phys.*,** 87 (1): 334-344 (2000).

24. Faraclas, Elias W., "Modelling and simulation of GaN-based high electron mobility transistors", Doktora tezi, ***M.S.E.E., University of Connecticut,*** 20-29 (2006).

25. Nakamura, S., Pearton, S. and Fasol, G., "The Blue Laser Diode", ***Springerverlag,*** Berlin/Heidelberg, 418 (2000).

26. Ruterana, P., Albrecht, M. and Neugebauer, J., "Nitride Semiconductors, Handbook on Materials and Devices", ***Wiley-Vch Verlag GmbH& Co. KGaA,*** Weinheim, (2003).

27. Nakamura, S. and Chichibu, F. S., "Introduction to Nitride Semiconductor Blue Laser and Light Emitting Diodes", ***Taylor & Francis***, London, 317-348 (2000).

28. Edgar, H. J., Strite, S., Akasaki, I., Amano, H. and Wetzel, C., "Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors", ***INSPEC,*** 221-226 (1999).

29. Liu, L. and Edgar, H. J., "Substrates for gallium nitride epitaxy", ***Mater. Sci. Eng. R.,*** 37 (3): 61-127 (2002).

30. Oura, K., Lifshitsi V. G., Saranin, A. A., Zotov, A. V., Katayama, M., "Surface science", ***Springer,*** Berlin, 166-382 (2003).

31. Huang, S., "GaN-based and high-speed metal-semiconductor-metal photodetektor: Growth and device structures for integreation", Doktora tezi, ***Georgia Institute of Technology*****,** Atlanta, 6-13 (2003).

32. Jena, D., Gossard, A. C. And Mishra, U. K., "Dipole scattering in polarization-induced III-V nitride two-dimensional electron gases" ***J. Appl. Phys.,*** 88 (8): 4734-4738 (2000).

33. Torabi, A., Ericson, P., Yarranton, E. J. And Hoke, W. E., "Surface and interface characterization of GaN/AlGaN high electron mobility transistor structures by x-ray and atomic force microscopy**", *J. Vac. Sci. Technol. B*****,** 20 (3): 1234-1237 (2002).

34. Binari, S. C., Ikossi, K., Raussos, J. A., Kruppa, W., Park, D., Dietrich, H. B., Koleske, D. D., Wickenden, A.E. And Henry, R. L., "Trapping effects and microwave power performance in AlGaN/GaN HEMTs**",** ***IEEE Electron Device Lett.,*** 48 (3): 465–471 (2001).

35. Bai, J., Wang, T., Parbrook, P. J. And Cullis, A. G., "Mechanisms of dislocation reduction in an $Al_{0.98}Ga_{0.02}N$ layer grown using AlN buffer", ***Appl. Phys.Lett.,*** 89 (1-3): 131925 (2006).

36. Vetury, R., Zhang, Q. N., Keller, S. and Mishra, K. U., **"**The impact of surface states on the DC and RF characteristics ofAlGaN/GaN HFETs", ***IEEE Trans. Electron Devices,*** 48 (3): 560-566 (2001).

37. Weimann, N.G., Eastman, L.F., Doppalapudi, D., Ng, H. M. And Moustakas, T. D., "Scattering of electrons at threading dislocations in GaN**"**, ***J. Appl. Phys.,*** 83 (7): 3656-3659 (1998).

38. Cao, X.A., Teetsov, J.A., Shahedipour-Sandvik, F. And Arthur, S. D., "Microstructural origin of leakage current in GaN/InGaN light-emitting diodes", ***J. Crystal Growth***, 264 (1-3): 172-177 (2004).

39. Hino, T., Tomiya, S., Miyajima, T., Ynashima, K., Hashimoto, S. And Ikeda, M., "Characterization of threading dislocations in GaN epitaxial layers**",** ***Appl. Phys. Lett.*****,** 76 (23): 3421-3423 (2000).

40. Yuh R. Wu, Singh, M. and Singh, J., "Gate leakage suppression and contact engineering in nitride heterostructures", ***J. Appl. Phys.,*** 94 (9): 5826-5831 (2003).

41. Hashizume, T., Kotani, J. and Hasegawa, H., "Leakage mechanism in GaN and AlGaN Schottky interfaces", ***Appl. Phys. Lett.*****,** 84 (24): 4884-4886 (2004).

42. Sanabria, C., Chakraborty, A., Xu, H., Rodwell, J. M., Mishra, K. U. and York, A. R., **"**The effect of gate leakage on the noise figure of AlGaN/GaN HEMTs**"**, ***IEEE. Elec. Dev. Lett.,*** 27 (1): 19-21 (2006).

43. Sun, J., Fatima, H., Koudymov, A., Chitmis, A., Hu, X., Wang, -M. H., Zhang, J., Simin, G., Yang, Y. and Khan, A. M., **"**Thermal management of AlGaN-GaN HFETs on sapphire using flip-chip bonding with epoxy underfill", ***IEEE Electron Dev. Lett.,*** 24 (6): 375-377 (2003).

44. Kumar, V., Zhou, L., Selvanathan, D. and Adesida, I., "Thermally-stable low-resistance Ti/Al/Mo/Au multilayer ohmic contacts on *n*–GaN", ***J. Appl. Phys.,*** 92 (3): 1712-1714 (2003).

45. Schweitz, O. K., Wang, K. P., Mohney, E. S. and Gotthold, D., "V/Al/Pt/Au Ohmic contact to *n*-AlGaN/GaN heterostructures", ***Appl. Phys. Lett.,*** 80 (11): 1954-1956 (2002).

46. Cole, W. M., Eckart, W. D., Han, Y. W., Pfeffer, L. R., Monahan, T., Ren, F., Yuan, C., Stall, A. R., Pearton, J. S., Li, Y. and Lu, Y., "Thermal stability of W ohmic contacts to *n*-type GaN", ***J. Appl. Phys.,*** 80 (1): 278-281 (1996).

47. Zeitouny, A., Eizenberg, M., Pearton, J. S. and Ren, F., "Contact resistivity and transport mechanisms in W contacts to *p*- and *n*-GaN", ***J. Appl. Phys.,*** 88 (4): 2048-2053 (2000).

48. Sevanathan, D., Mohammed, M. F., Tesfayesus, A. and Adesida, I., "Comparative study of Ti/Al/Mo/Au, Mo/Al/Mo/Au, and V/Al/Mo/Au ohmic contacts to AlGaN/GaN heterostructures", ***J. Vac.Sci.Technol. B,*** 22 (5): 2409-2516 (2004).

49. Fitch, R., Gillespie, K. J., Moser, N., Jenkins, T., Sewell, J., Via, D., Dabiran, M. A., Chow, P. P., Osinsky, J. A., LaPoche, R., Ren, F. and Pearton, S., "Properties of Ir-based Ohmic contacts to AlGaN/GaN high electron mobility transistors", ***J. Appl. Phys. Lett.*****,** 84 (9): 1495-1497 (2004).

50. Voss, L., Khanna, R., Pearton, J. S., Ren, F. and Kravchenko, I. I., "Improved thermally stable ohmic contacts on *p*-GaN based on W_2B", ***Appl. Phys. Lett.,*** 88 (1): 012104-1 (2006).

51. Brillson, L. J., "The Surface and Properties of Metal-Semiconductor Interfaces", ***Surf. Sci. Reports.,*** 2 (2): 123-326 (1982).

52. Rhoderick, E.H., Williams, R.H., "Metal-Semiconductor Contacts 2nd ed.", ***Clarendon Press,*** Oxford*,* 1-3 (1988).

53. Tekeli, Z., "Yalıtkan arayüzey tabakası ve seri dirence sahip Al/SnO_2/p-Si Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin sıcaklığa bağlı incelenmesi", Yüksek lisans tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, 5-11 (2002).

54. Cowley, A.M., Sze, S.M., "Surface State and Barrier Height of Metal Semiconductor Systems", ***J. Appl. Phys.*****,** 36 (10): 3212-3221 (1965).

55. Sharma, B.L., "Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their applications", ***Plenum Press,*** New York, 113-118 (1984).

56. Rhoderick, E. H. and Williams R. H., "Metal-Semicondutor Contacts 2nd ed.", ***Oxford University Press***, Oxford, 257-279 (1988).

57. Sze, S. M., "Physics of Semiconductor Devices 2nd ed.", ***Willey***, New York, 245-300 (1981).

58. Ray, W. P., Mabrook M. F. and Nabok, A. V., "Transport mechanisms in porous silicon ***J. Appl. Phys.,*** 84 (6): 3232-3235 (1998).

59. Shuer, M., "Physics of Semiconductor Devices ", ***Prentice-Hall, Int.Inc.,*** New Jersey, 2: 194-225 (1990).

60. Card, H. C., "Aluminum-Silicon Schottky Barrier and Ohmic Contacts in Integrated Circuits", ***IEEE Transactions on Electron Devices****,* 23 (6): 538-544 (1976).

61. Singh, A., "Characterisation of Interface States at Ni/nCdF_2 Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF_2 Surface Preparation", ***Solid-State Electron.,*** 28 (3): 223-232 (1985).

62. Padovani, F. A. and Stratton, R., "Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers", ***Solid-State Electron.,*** 9 (7): 695-707 (1966).

63. Karadeniz, S., "Al/SnO_2/p-Si/Al Yapılarında Yüzey şartlarının elektroniksel iletkenliğe etkisi", Doktora tezi, ***Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, 13-14 (2001).

64. Padovani, F. A., "The Voltage-Current Characteristic of Metal Semiconductor Contacts, in Semiconductors and Semimetals", ***Academic Press,*** New York, 7: 75-146 (1971).

65. Lişesivdin B. S., "AlGaN/GaN Temelli Yüksek Elektron Hareketli Transistörlerin (HEMT) Elektron ve Manyeto İletim Özellikleri", Doktora tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, 32-50 (2008).

66. Vander der Pauw, L. J., "A method of measuring specific resistivitiy and Hall effect of discs of arbitrary shape", ***Philips Research Reports***, 13 (1): 1-9 (1958).

67. Gokden, S., Balkan, N. and Ridley, B. K., "Effect of non-drifting hot phonons on high-field drift velocity in GaN/AlGaN", ***Semicond. Sci. Technol.,*** 18 (4) 206-211 (2003).

68. Gokden, S., "The effect of hot phonons on the drift velocity in GaN/AlGaN two dimensional electron gas ", ***Physica E,*** 23, 198-203 (2004).

69. Keller, S., Parish, G., Fini, P. T., Hiekman, S., Chen, C. H., Zhang, N., DenBaars, S. P., Mishra, U. K. And Wu, Y. F., "Metalorganic chemical vapor deposition of high mobility AlGaN/GaN heterostructures", ***J. Appl. Phys.,*** 86 (10): 5850–5857 (1999).

70. Zhang, Y. And Singh, J., "Charge control and mobility studies for an AlGaN/GaN high electron mobility transistor", ***J. Appl. Phys.,*** 85 (1): 587–594 (1999).

71. Hsu, L. And Walukiewicz, W., "Effect of polarization fields on transport properties in AlGaN/GaN heterostructures", ***J. Appl. Phys.,*** 89 (3): 1783–1789 (2001).

72. Wang, X., Wang, C., Hu, G., Xiao, H., Fang, C., Wang, J., Ran, J., Li, J., Li, J. and Wang, Z., "MOCVD-grown high mobility $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN/GaN HEMT structure on sapphire substrate", ***J. Crystal Growth,*** 298: 791–793 (2007).

73. Shen, L., Heikman, S., Moran, B., Coffie, R., Zhang, N. Q., Buttari, D., Smorchkova, I. P., Keller, S., DenBaars, S. P. and Mishra, U. K., "AlGaN/AlN/GaN high-power microwave HEMT", ***IEEE. Electron. Device Lett.*****,** 22 (10): 457–459 (2001)

74. Jin, R. Q., Liu, J. P., Zhang, J. C. and Yang, H., "Growth of crack free AlGaN film on thin AlN interlayer by MOCVD", ***J. Crystal Growth,*** 268, 35–40 (2004).

75. Amano, H., Sawaki, N., Akasaki, I. And Toyoda, Y., "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer**",** ***Appl. Phys. Lett.,*** 48 (5): 353–355 (1986).

76. Jena, D., Gossard, A. C. And Mishra, U. K., "Dislocation scattering in a two-dimensional electron gas", ***Appl. Phys. Lett.,*** 76 (13): 1707–1709 (2000).

77. Zhang, Y., Smorchkova, I. P., Elsass, C. R., Keller, S., Ibbetson, J. P., DenBaars, S., Mishra, U. K. And Singh, J., "Charge control and mobility in AlGaN/GaN transistors: Experimental and theoretical studies**",** ***J. Appl. Phys.,*** 87: 7981-7987 (2000).

78. Chung, B. C. And Gershenzon, M., "The influence of oxygen on the electrical and optical properties of GaN crystals grown by metalorganic vapor phase epitaxy", ***J. Appl. Phys.,*** 72 (2): 651–659 (1992).

79. Shen, L., "Advanced polarization-based design of AlGaN/GaN HEMTs", Doktora tezi, ***University of California,*** Santa Barbara, 15-37 (2004).

80. Binnig, G., Quate, C. F., Gerber, Ch.,. "Atomic Force Microscope", ***Phys. Rev. Lett.,*** 56: 930 (1986).

81. Meyer, E., Heinzelman, H., "Scanning Tunneling Microscopy II, 28", R. Wiesen-danger, H. –J. Güntherodt, ***Springer,*** Berlin, 99–149 (1992).

82. Çörekçi, S., "Grup III-V yarıiletkenlerde AFM yüzey karakterizasyonu", Doktora tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*****,** Ankara, 31-41 (2008).

83. Omicron Nanotechnology., "The Scala Pro Software Manuel", ***Taunusstein***, 136-137 (2003).

84. Kapolnek, D., Wu, XH., B, Heying., Keller, S., Keller, BP., "Structural evolution in epitaxial metalorganic chemical vapor deposition grown GaN films on sapphire", ***Appl. Phys. Lett.,*** 67 (11): 1541-1543 (1995).

85. Kang, J. and Ogawa, T., "Misfitdislocations and stresses in GaN epilayers", ***Appl. Phys. Lett.,*** 71 (16): 2304-2306 (1997).

86. Yu, H. B., Ozturk, M. K., Ozcelik, S. And Ozbay, E., "A study of semi-insulating GaN grown on AlN buffer/sapphire substrate by metalorganic chemical vapor deposition ", ***J. Crystal Growth.,*** 293: 273-277 (2006).

87. Çörekçi, S., "Grup III-V yarıiletkenlerde AFM yüzey karakterizasyonu", Doktora tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, 61-66 (2008).

88. Yu, H. B., Caliskan, D. And Ozbay, E., "Growth of high crystalline quality semi-insulating GaN layers for high electron mobility transistor applications", ***J. Appl. Phys.,*** 100: 033501 (1-4) (2006).

89. Vickers, M. E., Kappers, M. J., Datta, R., McAleese, C., Smeeton, T. M., Rayment, F. D. G. And Humphreys, C. J., "In-plane imperfections in GaN studied by x-ray diffraction"***, J. Phys. D: Appl. Phys.,*** 38: A99-A104 (2005).

90. Çörekçi, S., Öztürk, M. K., Akaoğlu, B., Çakmak, M., Özçelik, S. And Özbay, E., "Structural, morphological, and optical properties of AlGaN/GaN heterostructures with AlN buffer and interlayer", ***J. Appl. Phys.,*** 101: 123502 (2007).

91. Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap, M., Ozcelik, S., Gokten, S. And Özbay, E., "Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$/GaN heterostructures", ***Semicond. Sci. Technol.,*** 22: 543-548 (2007)

92. Wang, C., Wang, X., Hu, G., Wang, J., Li, J. And Wang, Z., "Influence of AlN interfacial layer on electrical properties of high-Al-content $Al_{0,45}Ga_{0,55}N$/GaN HEMT structure", ***Appl. Surf. Sci.,*** 253: 762–765 (2006).

93. Rhoderick, H. E. and Williams, H. R., "Metal Semiconductor Contacts. 2nd Ed. ***Clarendon Press,*** Oxford, 176-180 (1988).

94. Kim, H., Schuette, M., Jung, H. and Song, J., "Passivation effect in Ni/AlGaN/GaN Schottky diodes by annealing", ***J. Appl. Phys.,*** 89 (5): 053516-053519 (2006).

95. Sierakowski, J. A. and Eastman, F. L., "Analysis of Schottky gate electron tunneling in polarization induced AlGaN/GaN high electron mobility transistors", ***J. Appl. Phys.,*** 86 (6): 3398-3401 (1999).

96. Card, H.C., Rhoderick, E.H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes", ***J.Phys. D: Appl. Phys.,*** 4 (10): 1589-1601 (1971).

97. Rhoderick, H. E., Williams, H. R., "Metal Semiconductor Contacts. 2nd Ed." ***Clarendon Press,*** Oxford, 185-189 (1988).

98. Chand, S. and Kumar, J., "Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd $_2$Si/p-Si(111) Schottky diodes in a wide temperature range", ***Semicond. Sci. Technol.*,** 10 (12): 1680-1688 (1996).

99. Zhu, S., Van Meirhaeghe, L. R., C. Detavernier, Ru, P. G., Li, Z. B.and Cardon, F., "A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes", ***Solid-State Comm.,*** 112 (11): 611-615 (1999).

100. Werner, H. J. and Gűttler, H. H., "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", ***Appl.Phys.,*** 69 (3): 1522-1533 (1991).

101. Norde, H., "A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistence", ***J. Appl. Phys.*,** 50 (7): 5052-5053 (1979).

102. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", ***Appl. Phys. Lett.*,** 49 (2): 85-87 (1986).

103. Osvald, J. and Horvath, J. Zs., "Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near the surface layer", ***Appl. Surf. Sci.,*** 234 (1-4): 349-354 (2004).

104. Chand, S. and Bala, S., "A comparative study of numerical and analytical methods of simulating inhomogeneous Schottky diode characteristics", ***Semicond. Sci. Technol.*,** 20 (11): 1143-1148 (2005).

105. Osvald, J., "Intersecting behaviour of nanoscale Schottky diodes I-V curves", ***Solid State Commun.,*** 138 (1): 39-42 (2006).

106. Horvath, J. Zs., Dozsa, L., Krafcsik, H. O., Mohacsy, T. and Vida, Gy., "Electrical behaviour of Al/SiO_2/Si structures with SiC nanocrystals", ***Appl. Surf. Sci.,*** 234 (1-4): 67-71 (2004).

107. Altındal, Ş., Kanbur, H., Yıldız, E. D. and Parlak, M., "Current conduction mechanism in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer at low temperatures", ***Appl. Surf. Sci.,*** 253 (11): 5056-5061 (2007).

108. Cvikl, B., Korosak, D. and Horvath, Zs., "Comparative study of I-V characteristics of the ICB deposited Ag/n-Si(111) and Ag/p-Si(100) Schottky junctions", ***Vacuum,*** 50 (3-4): 385-393 (1998).

109. Werner, H. J. and Gűttler, H. H., "Temperature dependence of Schottky barrier heights on silicon ", ***J. Appl. Phys.*,** 73 (3): 1315-1319 (1993).

110. Song,Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflére, W.H.and Cardon, F., " On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and

current-vol-tage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers", ***Solid State Electron.,*** 29 (6): 633-638 (1986).

111. Horvarth, J. Zs., "Comment on "Analysis of *I-V* measurements on $CrSi_2$---Si Schottky structures in a wide temperature range"", ***Solid-State Electron.,*** 39 (1): 176-178 (1996).

112. Sullivan, P. J., Tung, T. R., Pinto, R. M. and Graham, R. W., "Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study", ***J. Appl. Phys.,*** 70 (12): 7403-7424 (1991).

113. Schmitsdorf, F. R., Kampen, U. T. and Mönch, W., "Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si (111) Schottky diwodes", ***Surf. Sci.,*** 324 (2-3): 249-256 (1995).

114. Tung, T. R., "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory", ***Phys. Rev. B,*** 45 (23):13509-13523 (1992).

115. Grove, A. S., "Physics and Technology of Semiconductor Devices" , ***John Wileyand Sons***, New York, 91-106, 334-357 (1967).

116. Nicollian, E.H., Brews, J.R., "MOS Physics and Technology", ***John Wiley and Sons***, New York, 40-175, 222-226, 423-439 (1982).

117. Hill, W. A., Coleman C. C., "A single-frequency approximation for interfacestate density determination", ***Solid State Electron.,*** 23 (9): 987-993 (1980).

118. Goetzberger, A., "Ideal MOS curves for silicon", ***Bell Syst. Tech. J.,*** 45: 1097-1122 (1966).

119. Imanaga, S., Kawai, H., "Novel AlN/GaN insulated gate heterostructure field effect transistor with modulation doping and one-dimensional simulation of charge control", ***J. Appl. Phys.,*** 82 5843 (1997).

120. Chattopadhyay, P., Daw, A. N., "On the current transport mechanism in a metalinsulator-semiconductor (MIS) diode", ***Solid State Electron.,*** 29: 555-560 (1986).

121. Tekeli, Z., Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S., Çalışkan, D. And Özbay, E., "The behavior of the *I-V-T* characteristics of inhomogeneous (Ni/Au)–$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN/GaN heterostructures at high temperatures", ***J. Appl. Phys.,*** 102: 054510 (2007).

122. Tekeli, Z., Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S. And Özbay, E., "The profile of temperature and voltage dependent series resistance and interface states in

(Ni/Au)/GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heterostructures", ***Microelectric Engineering,*** 85 2316-2321 (2008)

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : TEKELİ, Zeki

Uyruğu : T.C.

Doğum tarihi ve yeri : 26.11.1963, İZMİR

Medeni hali : Evli

Telefon : 05058070448

Faks :

E-mail : zeki06us@yahoo.com.

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2002
Lisans	Selçuk Üniversitesi/Eğitim Fakültesi	1987
Lise	Ödemiş Lisesi	1982

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
1987-Halen	M. E. Bakanlığı, Ankara	Fizik öğretmeni

Yabancı Dil

İngilizce, fransızca

Yayınlar

- **SCI Dergilerde**

1. **Tekeli, Z.,** Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S., Çalışkan, D. And Özbay, E., "The behavior of the *I-V-T* characteristics of inhomogeneous (Ni/Au)–$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$/AlN/GaN heterostructures at high temperatures", ***J. Appl. Phys*.,** 102: 054510 (2007).
2. Çörekçi, S., Usanmaz, D., **Tekeli, Z.,** Çakmak, M., Özçelik, S. And Özbay, E., "Surface morphology of $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/Al_2O_3$-HEMT structure", ***J. Nanoscience and Nanotechnology,*** 8 640-644 (2008)

3. **Tekeli, Z.,** Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S. And Özbay, E., "The profile of temperature and voltage dependent series resistance and interface states in (Ni/Au)/GaN/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heterostructures", ***Microelectric Engineering,*** 85 2316-2321 (2008)
4. Çörekçi, S., **Tekeli, Z.,** Çakmak, M., Özçelik, S., Dinç, Y., Zeybek, O. And Özbay, E., "Effects of thermal annealing on the morphological properties of $Al_xGa_{1-x}N$ films", ***Thin solid film,*** (gönderildi)

- **Kongre Tebliğleri**

1. Altındal, Ş., **Tekeli, Zeki.,** Karadeniz, Serdar., Tuğluoğlu, N. Ve Ercan, İ., "Analysis of series resistances effects on forward I-V and C-V characteristics of MIS diodes", ***21. Türk Fizik Derneği Kongresi,*** Isparta, 327 (2002)
2. Altındal, Ş., **Tekeli, Zeki.,** Karadeniz, Serdar. ve Şahingöz, R., "Temperature dependence and effects of series resistance on current and admitance measurements on Al/SnO2/p-Si MIS diode", ***21. Türk Fizik Derneği Kongresi,*** Isparta, 359 (2002)
3. Çörekçi, S., **Tekeli, Z.,** Usanmaz, D., Çakmak, M., Özçelik, S., "$Al_xGa_{1-x}As$/GaAs'in AFM tekniği ile yüzey karakterizasyonu", ***12. Yoğun Madde Fiziği-Ankara Toplantısı,*** Ankara, 29 (2005).
4. Çörekçi, S., **Tekeli, Z.,** Usanmaz, D., Çakmak, M., Özçelik, S. "Surface morphology of $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/Al_2O_3$-HEMT structure", ***International Workshop on Nanostructured Materials,*** Antalya, 85 (2006).
5. Özkaya, S., **Tekeli, Z.,** Çörekçi, S., Usanmaz, D., Çakmak, M., Özçelik, S. ve Özbay, E., "$Al_xGa_{1-x}N$ Schottky fotodedektor heteroyapının tavlama sıcaklığına göre yüzey morfolojisi", ***13. Yoğun Madde Fiziği-Ankara Toplantısı,*** Ankara, 110 (2006).
6. **Tekeli, Z.,** Çörekçi, S., Özkaya, S., Usanmaz, D., Çakmak, M., Özçelik, S. ve Özbay, E., "$Al_{0,52}Ga_{0,48}N$ Schottky fotodedektör yapısının tavlama sıcaklığına göre yüzey pürüzlülüğünün AFM ile incelenmesi", ***13. Yoğun Madde Fiziği-Ankara Toplantısı,*** Ankara, 124 (2006).
7. **Tekeli, Z.,** Çörekçi, S., Çakmak, M., Özçelik, S., Dinç, Y., Zeybek, O. ve Özbay, E., "Atomik Kuvvet Mikroskopu ile $Al_{0.43}Ga_{0.57}N$ Çoklu Yapının Tavlama

Sıcaklığına Bağlı Olarak Yüzey Özelliklerinin İncelenmesi", ***14. Yoğun Madde Fiziği-Ankara Toplantısı,*** Ankara, (2007).

8. **Tekeli, Z.,** Altındal, Ş., Çakmak, M., Özçelik, S. and Özbay, E., "Gaussian distribution of barrier heights in (Ni/Au)-$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ heterostructures from forward bias I-V-T and C-V-T measurements", ***IVC-17/ICSS-13/ICN+T 2007 Conference,*** 2-6 July in Stockholm-Sweden, (2007)**.**

Hobiler

Müzik, Futbol, Seyahat