

**ÇOKLU KUVANTUM KUYU ARKABARİYER YAPISINA SAHİP
ALQN/ALN/GaN-TEMELLİ (Q=Ga, In) TRANSİSTÖRLERDE 2-
BOYUTLU TAŞIYICILARIN ÖZELLİKLERİNİN HESAPLAMALI
İNCELENMESİ**

Gökhan ATMACA

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HAZİRAN 2012
ANKARA**

Gökhan ATMACA tarafından hazırlanan “ÇOKLU KUVANTUM KUYU
ARKABARİYER YAPISINA SAHİP ALQN/ALN/GAN-TEMELLİ (Q=Ga,In)
TRANSİSTÖRLERDE 2-BOYUTLU TAŞIYICILARIN ÖZELLİKLERİNİN
HESAPLAMALI İNCELENMESİ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun
olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Fizik Anabilim Dalında
Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Mustafa Kemal ÖZTÜRK
(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)
Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN
(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)
Doç. Dr. Abdullah YILDIZ
(Enerji Sistemleri Müh., Yıldırım Beyazıt Üniversitesi)

Tarih: 05/06/2012

Bu tez ile G. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini
onamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdür

TEZ BİLDİRİMİ

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

Gökhan ATMACA

**ÇOKLU KUVANTUM KUYU ARKABARİYER YAPISINA SAHİP
AlQn/AlN/GaN-TEMELLİ (Q=Ga, In) TRANSİSTÖRLERDE 2-BOYUTLU
TAŞIYICILARIN ÖZELLİKLERİNİN HESAPLAMALI İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Gökhan ATMACA

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Haziran 2012

ÖZET

Bu çalışmada AlGa_N ve InAl_N bariyerli InGa_N/Ga_N çoklu kuvantum kuyularına sahip AlQ_n/AlN/GaN/InGa_N/Ga_N/AlGa_N/AlN/GaN (Q=Ga,In) çokluyapılarının 2-Boyutlu Elektron Gazı (2DEG) özellikleri 1-boyutlu kendini-eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemlerinin çözümleri ile incelendi. Bu çözümler sonucunda elde edilen veriler kullanılarak InAl_N bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapıların bariyer kalınlığına ve sıcaklığa bağlı elektron hareketlilikleri analiz edildi. Bu elektron hareketlilik değerlerinin kullanıldığı Simba hareketlilik modeli sayesinde InAl_N bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapıların farklı bariyer kalınlıkları, kanal uzunlukları ve geçit uzunlukları için akım-gerilim karakteristikleri incelenmiştir. Numerik ve analitik hesaplamalar sonucu elde edilen 2DEG'e ait elektron hareketliliği gibi özellikler ve akım-gerilim karakteristikleri gelecekte elektronik özellikleri daha iyi numune ve aygıtların üretilmesine yardımcı olacaktır.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : AlGa_N/AlN/GaN, InAl_N/AlN/GaN, HEMT, 2DEG
Sayfa Adedi : 86
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Sefer Bora LİŞESİVDİN

**NUMERICAL INVESTIGATION OF THE 2-DIMENSIONAL CARRIERS IN
ALQN/ALN/GAN-BASED (Q=GA, IN) TRANSISTORS WITH MULTI-
QUANTUM WELL BACK-BARRIERS
(M.Sc. Dissertation)**

Gokhan ATMACA

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
JUNE 2012**

ABSTRACT

In this study, we investigated 2-Dimensional Electron Gas (2DEG) properties of AlQN/AlN/GaN/InGaN/GaN/AlGaN/AlN/GaN (Q=Ga,In) heterostructures based InGaN/GaN multiple quantum well with AlGaN and InAlN barrier by solving 1-dimensional self-consistent Schrödinger-Poisson equations. As a result, electron mobilities are analyzed dependent temperature and barrier thickness for heterostructures based multiple quantum well with InAlN barrier. Current-voltage characteristics are examined using this electron mobility values via Simba mobility model for different barrier thicknesses, channel lengths and gate lengths. 2DEG properties and current-voltage characteristics, which obtained via numerical and analytical calculations, help to produce sample and devices which have better electronic properties for further investigations.

Science Code	: 202.1.147
Key Words	: AlGaN/AlN/GaN, InAlN/AlN/GaN, HEMT, 2DEG
Page Number	: 86
Adviser	: Assoc. Prof. Dr. Sefer Bora LİSESİVDİN

TEŞEKKÜR

Çalışmalarımnda her zaman desteğini aldığım, görüş ve fikirleri ile birlikte yönlendirmeleri sayesinde kendi vizyonumun oluşmasında tam katkıda bulunan değerli danışman hocam Doç. Dr. Sefer Bora Lişesivdin'e, değerli hocalarım Prof. Dr. Mehmet Kasap ve Yard. Doç. Dr. Pınar Tunay Taşlı ile Öğrt. Gör. Dr. Beyza Lişesivdin'e, Gazi Fotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde imkanları kullanımımıza sunan değerli hocam Prof. Dr. Süleyman Özçelik'e, çalışmalarımın sürdürülmesinde katkısı bulunan Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi müdürü sayın Prof. Dr. Ekmel Özbay'a teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışmanın ailemin vermiş olduğu destek, emek ve özellikle sabrın karşılığında herhangi bir maddi ve manevi karşılığı olamayacağını belirterek bu tezimi annem Yurduşen Atmaca, babam İsmet Atmaca, kardeşlerim Hakan Atmaca ve Elif Atmaca'ya ithaf ediyorum.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiii
1. GİRİŞ	1
2. III-V GRUBU NİTRÜR YARIİLETKENLERİN MALZEME ÖZELLİKLERİ....	7
2.1. GaN Kristal Yapısı	7
2.2. Elektriksel ve Elastik Özellikleri	8
2.3. Kutuplanma	9
2.3.1. Doğal kutuplanma	10
2.3.2. Piezoelektrik kutuplanma	12
2.4. Gerginlik	15
2.5. Bant Yapısı ve İki Boyutlu Elektron Gazı (2DEG)	16
2.6. Malzeme Parametreleri	18
3. AlGa(In)N/AlN/GaN ÇOKLUYAPILARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ...	20
3.1. Alan Etkili Transistörler	20
3.2. Yüksek Elektron Hareketlilikli Transistörler	21
3.2.1. AlGaN/AlN/GaN çokluyapıları	22
3.2.2. InAlN/AlN/GaN çokluyapılar	25
3.2.3. Çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılar	25
4. TAŞIYICI İLETİMİ	26

	Sayfa
4.1. Elektron Hareketliliği ve Elektriksel İletkenlik	26
4.2. İki Boyutlu Taşıyıcıları Etkileyen Saçılma Mekanizmaları	28
4.2.1. Polar optik fonon saçılması	29
4.2.2. Akustik fonon saçılması	30
4.2.3. Arayüzey bozukluğu saçılması	32
4.2.4. Safsızlık saçılması	33
5. NUMERİK VE ANALİTİK HESAPLAMALAR	35
5.1. Numerik Model	35
5.1.1. Ana denklemler	36
5.1.2. Sınır koşulları.....	37
5.1.3. Sabit kuasi-Fermi seviyesinde potansiyel ve yoğunlukların.....	40
hesaplanması.....	40
5.1.4. Klasik yoğunluklar.....	43
5.1.5. Kendini eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemi	45
5.1.6. Kod akışı.....	47
5.2. Simba Hareketlilik Modeli	49
6. NUMERİK VE ANALİTİK HESAPLAMA SONUÇLARI	52
6.1. InGaN/GaN Çoklu Kuantum Kuyuların 2DEG Üzerine Etkilerinin.....	52
İncelenmesi.....	52
6.2. Bariyer Kalınlığının 2DEG Üzerine Etkilerinin İncelenmesi	62
6.3. Bariyer Kalınlığına Bağlı Hareketlilik	66
6.4. Sıcaklığa Bağlı Hareketliliğin İncelenmesi	68
6.5. Çoklu Kuantum Kuyulu Çokluyapıların Akım-Gerilim Karakteris-.....	70
tiklerinin İncelenmesi	70
7. SONUÇLAR	77
KAYNAKLAR	79
ÖZGEÇMİŞ	84

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 1.1. Si, GaAs, 4H-SiC ve GaN'ın malzeme özellikleri [2,3] ve Johnson değeri [2]	2
Çizelge 2.1. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için farklı kaynaklara göre doğal kutuplanma değerleri	11
Çizelge 2.2. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için piezoelektrik sabitleri ve örgü sabitleri	14
Çizelge 2.3. GaN için 300 K'deki temel parametreler [21,30-33].....	18
Çizelge 5.1. Simba hareketlilik modelinde GaN için kullanılan parametreler	51

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1 GaN HEMT veya GaN çokluyapısını ele alan makalelerin yıllara göre dağılımı. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır	5
Şekil 2.1. III-Nitrür kristallerin kubik çinkosülfür (sol) ve hekzagonal (sağ) yapı-.. s1. Hekzagonal yapı için örgü parametreleri a, c ve u gösterilmiştir [18]	7
Şekil 2.2. Bir AlGa _N /GaN yapısında kutuplanmaya bağlı oluşan 2DEG [25].....	14
Şekil 2.3. GaN malzemesi için basitleştirilmiş bir şekilde iletkenlik bandı ile..... değerlik bandına ait bant yapıları [29]	17
Şekil 3.1. N-tipi bir yarıiletken malzemeye sahip bir basit bir alan etkili..... transistörün çalışma işleyişi [34].....	20
Şekil 3.2. Basit bir yüksek elektron hareketlilikli transistör yapısının yan kesiti	22
Şekil 3.3. Bir Al _{0.25} Ga _{0.75} N/GaN çokluyapısının iletkenlik bant profili	23
Şekil 3.4. Bir Al _{0.25} Ga _{0.75} N/GaN çokluyapısı ve 1 nm AlN ara katmana sahip..... bir Al _{0.25} Ga _{0.75} N/AlN/GaN çokluyapısında Fermi seviyesi altındaki..... kuvantum kuyusu içinde birinci enerji alt bandındaki elektronların..... bulunma olasılıkları.....	24
Şekil 5.1. Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini-eşleyebilen çözümünün..... iterasyonu	35
Şekil 5.2. Dirichlet ve Neumann sınır koşulları ile 0 eV'luk sığ potansiyelin..... özdeğerleri.....	38
Şekil 5.3. Dirichlet ve Neumann sınır koşulları ile eğimli potansiyelde..... özdeğerler.....	38
Şekil 5.4. d(x) katkıların hacim yoğunluğu ve δx kalınlıklı bir sonsuz düzlem..... yükünden elektrik alan şiddeti	46
Şekil 6.1. Tez dahilinde incelenen GaN-temelli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılara ilişkin aygıt yapısı	53

Şekil	Sayfa
Şekil 6.2. a) $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ve b) $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu kuvantum kuyulu çoklu yapısı için InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısına göre enerji bant diyagramı. c) 5 InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusu için $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine göre enerji bant diyagramının kıyaslanması..... 55	55
Şekil 6.3. $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine sahip iki çoklu kuvantum kuyulu çokluyapı için InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısının değişimine karşı 2DEG yoğunluğu 56	56
Şekil 6.5. $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ kuvantum kuyusundaki $y=0.1$ ve $y=0.2$ durumlarında $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ bariyerin kalınlığına bağlı her iki bariyerdeki 2DEG yoğunluğu..... 60	60
Şekil 6.6. $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ kuvantum kuyusundaki $y=0.1$ ve $y=0.2$ durumları için GaN katman kalınlığına bağlı her iki bariyerdeki 2DEG yoğunluğu..... 61	61
Şekil 6.7. $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ çoklu kuvantum kuyusundaki bariyerin In mol oranı- nın $y=0.0, 0.1$ ve 0.2 olduğu durumlar için AlGaN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapının ön bariyeri olan $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bari- yerin kalınlığına bağlı 2DEG yoğunluğu 63	63
Şekil 6.8. InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusundaki bariyerin In mol oranı %20 için bariyer katman kalınlığına bağlı olarak 2DEG yoğunluğu (Kesikli çizgiler gerginlik rahatlamasının gerçekleştiği bariyer kalınlıklarındaki 2DEG yoğunluklarıdır)..... 64	64
Şekil 6.9. Bariyer katman kalınlığına bağlı α -kuvantum kuyusunun kuyu genişliğindeki değişim (Kesikli çizgi gerginlik rahatlamasının gerçekleştiği değerleri gösterir.)..... 66	66
Şekil 6.10. $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyer kalınlığına bağlı oda sıcaklığında elektron hareketliliği 67	67
Şekil 6.11. 15 nm kalınlıklı $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapının sıcaklığa bağlı elektron hareketliliği 69	69
Şekil 6.12. Bir GaN-temelli çokluyapıdan oluşan HEMT yapısının büyüklük- leri 71	71
Şekil 6.13. Ön bariyer InAlN katman kalınlığı 15 nm için farklı geçit gerilimlerinde akım-gerilim karakteristikleri 72	72

Şekil	Sayfa
Şekil 6.14. Farklı InAlN bariyer kalınlıkları için a) akaç gerilimine karşı..... doyum akaç akımı ve b) akaç gerilimine karşı doyum akaç..... gerilimi 73	73
Şekil 6.15. InAlN bariyer kalınlığı 15 nm olan çoklu kuvantum kuyulu..... çokluyapılarda kanal uzunluğu 2 μm ve 4 μm için farklı geçit..... gerilimlerinde akım-gerilim karakteristikleri (Düz çizgi..... $d_{\text{kanal}} = 2 \mu\text{m}$ ve kesikli çizgi $d_{\text{kanal}} = 4 \mu\text{m}$ 'dir.)..... 74	74
Şekil 6.16. 15 nm bariyer kalınlığına sahip çoklu kuvantum kuyulu çoklu-..... yapılarda 300 nm geçit uzunluğu için farklı geçit gerilimlerinde akım-..... gerilim karakteristikleri..... 75	75
Şekil 6.17. Ön bariyerin kalınlığı 15 nm olan InAlN bariyerli çoklu kuvantum..... kuyulu çokluyapılarda farklı geçit uzunlukları için $V_G = 0 \text{ V}$ 'ta akaç-..... gerilim karakteristikleri..... 76	76

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
a	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
b	Fang-Howard ifadesi
$\vec{B}$	Manyetik alan
c	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
c_{LA}	Boyuna elastik sabit
c_{TA}	Enine elastik sabit
C	Kapasitans
C_{ijkl}	Elastik sabit tensörü
d	Sıcaklığa bağlılık
d_{2DEG}	2DEG'e olan uzaklık
d_k	Kritik kalınlık
d_{kanal}	Kanal uzunluğu
Δ	Bozukluğun yanal boyutu
ΔE_c	İletkenlik bandı uzantısı
e_{ij}	Piezoelektrik sabiti (ij indisli)
$\vec{E}$	Elektrik alan
E_{ayr}	Ayırma enerjisi
E_b	Kırılma elektrik alanı
E_D	İyonlaşma enerjisi
$E_{Fn}(z)$	Kuasi Fermi seviyesi
E_g	Yasak band aralığı enerjisi
ε_j	Gerginlik
ε_{kl}	Gerginlik tensörü (kl-ij indisli)
ε_{LA}	Boyuna etkin piezoelektrik katsayısı

Simgeler	Açıklama
ε_{TA}	Enine etkin piezoelektrik katsayısı
$f(0)$	Altband köşesi
$F(q)$	Form faktörü
$F_{1/2}$	Fermi fonksiyonu
g_D	Enerji seviyeleri için dejenere faktörü
$g(E)$	Durumların yoğunluğu
g_{vadi}	Vadinin dejenere faktörü
$\hbar\omega_{po}$	Polar optik fonon enerjisi
I_{AK}	Akaç akımı
I_{AKD}	Doyum akaç akımı
$I_B(\beta)$	Arka plan safsızlık saçılma integrali
$J_{ab}(k)$	Arayüzey bozukluğu saçılma integrali
$J_{DP}(k)$	Deformasyon potansiyel integrali
$J_{PE}(k)$	Piezoelektrik saçılma integrali
K	Elektromekaniksel çiftlenim katsayısı
k_B	Boltzmann sabiti
k_F	Fermi yüzeyindeki dalga vektörü
κ	Sıcaklığa bağlılığı belirten bir sabit
L, L_g	Geçit uzunluğu
Λ	Korelasyon uzunluğu
m_e^*	Elektronun etkin kütlesi
μ, μ_e	Elektron hareketliliği
μ_{ab}	Arayüzey bozukluğu hareketlilik limiti
μ_{ak}	Akustik fonon hareketlilik limiti
μ_{as}	Arka plan safsızlık hareketlilik limiti
μ_{dp}	Deformasyon potansiyeli hareketlilik limiti
$\mu_n(z)$	Elektron hareketliliği
μ_{pe}	Piezoelektrik hareketlilik limiti

Simgeler	Açıklama
μ_{po}	Polar optik fonon hareketlilik limiti
N_{AS}	2- boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğu
n_b	Bağlı durumların yoğunluğu
N_d	3- boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğu
N_D^+	İyonize vericilerin yoğunluğu
n_{kb}	Kuantum bölgesindeki toplam yoğunluk
n_s	2- boyutlu taşıyıcı yoğunluğu
$\vec{P}$	Elektrik kutuplanma vektörü
$\vec{p}$	Dipol momenti
P_{DK}	Doğal kutuplanma
P_{PZ}	Piezoelektrik kutuplanma
$\Phi(z)$	Elektrostatik potansiyel
ρ_P	Kutuplanma indüklü yük yoğunluğu
q_s	2-boyutlu ters perdeleme uzunluğu, perdeleme sabiti
Θ_K	Termal iletkenlik
S_0	Perdeleme sabiti
σ	Elektriksel iletkenlik
σ_{ij}	Gerilme tensörü (ij indisli)
τ	Ortalama gevşeme zamanı
T	Sıcaklık
T_0	Referans sıcaklık
v_d	Elektron doyum hızı
u	Hekzagonal bazda iç boyutsuz parametre
Ξ	Deformasyon potansiyeli
$v(E)$	Sürüklenme hızının elektrik alana bağıllığı
$v(z)$	Taşıyıcı sürüklenme hızı
$V(z)$	Bant sınır fonksiyonu, potansiyel
V_{AK}	Akaç gerilimi
V_G	Geçit gerilimi

Simgeler	Açıklama
x	Al mol oranı
W	Geçit genişliği
y	In mol oranı
Ψ	Dalga fonksiyonu
Z_0	Kuantum kuyu genişliği

Kısaltmalar	Açıklama
2DEG	2- boyutlu elektron gazı
AlN	Aluminyum nitrür
GaN	Galyum nitrür
HEMT	Yüksek elektron hareketlilikli transistör
JM	Johnson değeri
LD	Lazer diyot
LED	Işık yayan diyot
MESFET	Metal yarıiletken alan etkili transistör
MOSFET	Metal oksit yarıiletken alan etkili transistör
RF	Radyo frekans

1. GİRİŞ

20. yüzyılın ikinci yarısı ve içinde bulunduğumuz yüzyılda bilgi teknolojisi oldukça hızlı bir şekilde gelişmektedir. Gelişen bu teknoloji giderek daha hızlı ve daha küçük aygıtların geliştirilmesi ile sağlanırken günümüz teknolojik devriminin altyapısını oluşturan Silikon (Si) tabanlı teknolojiler doğası gereği bazı özelliklerinden dolayı çeşitli uygulamalarda kullanılmaları oldukça zordur. Örneğin dar bant aralığına sahip olan Si'nun yüksek güç ve yüksek sıcaklık uygulamalarında kullanımı sınırlıdır. Diğer taraftan giderek küçülen teknolojilerde Si-temelli aygıtların önümüzdeki on yıl içinde fiziksel sınırlarına ulaşması bekleniyor. Günümüzde Si-temelli transistör fabrikasyonu 22 nm büyüklüğünde iken 2015 yılında bunun 11 nm'ye ineceği tahmin edilmektedir. Bu nedenle, yeni transistör mimarileri farklı malzemelerle Si'nun sınırlarının ötesine geçilmesi amacıyla incelenmektedir.

As-temelli ve P-temelli geleneksel III-V grubu yarıiletkenler ışık yayan diyotlar (LED) ve lazer diyotlar (LD) gibi optoelektronik aygıtlarda, yüksek frekans aygıtlarında önemli başarılar elde etmiştir. Ancak, nispeten dar bant aralığına sahip bu tür geleneksel III-V grubu yarıiletkenlerin bu özelliği onların elektromanyetik spektrumunun mor ötesi ve mavi kısmına ulaşmalarını ve yüksek güç ve yüksek sıcaklık uygulamalarında kullanılmalarını engeller.

Uydu iletişimi, TV yayıncılığı, geniş bant kablosuz ağ internet bağlantısı gibi kablosuz ağ iletişimi uygulamaları ve radarlar, füze algılayıcılar gibi askeri uygulamalar için yüksek güç, yüksek frekans aygıtları gereklidir [1]. Bu uygulamaları sağlayabilen yüksek güç, yüksek frekans aygıtların geliştirilmesinde ise Silikon (Si), Silisyum Germanyum (SiGe), Silikon Karbür (SiC), Galyum Arsenik (GaAs) ve Galyum Nitrür (GaN) malzemeleri üzerine araştırmalar yoğunlaşmıştır. Bu tür malzemelerdeki bant aralığı büyük kırılma elektrik alanına işaret ettiği için önemli bir parametredir. Yani daha büyük bir kırılma elektrik alanı da aygıtlar için büyük kırılma gerilimlerine izin verir. Yüksek güç transistörleri için önemli bir diğer parametre de yüksek elektron doyum hızıdır. Büyük kırılma elektrik alanı bir

transistörün en büyük kırılma gerilimini belirlerken yüksek elektron doyum hızı da en büyük akımı belirler. Dolayısıyla bir transistörün çıkış gücüne büyük kırılma elektrik alanı ile yüksek elektron doyum hızı, kırılma gerilimi ve akım parametreleri sayesinde etki etmiş olurlar.

Çizelge 1.1. Si, GaAs, 4H-SiC ve GaN'ın malzeme özellikleri [2,3] ve Johnson değeri [2]

	Si	GaAs	4H-SiC	GaN
E_g (eV)	1,10	1,42	3,26	3,39
μ (cm^2/Vs)	1350	8500	700	900
v_d (10^7 m/s)	1,0	2,0	2,0	2,50
E_b (10^6 V/cm)	0,30	0,40	3,0	3,30
Θ_K (W/cmK)	2,50	0,54	4,50	1,30
JM	1,0	2,70	20	28

Çizelge 1.1'de listelenen Si, GaAs, SiC ve GaN malzemeler için bant aralığı enerjisi (E_g), elektron hareketliliği (μ), elektron doyum hızı (v_d), kırılma elektrik alanı (E_b) ve termal iletkenlik (Θ_K) malzeme parametreleri yer almaktadır. Ayrıca malzemeleri Si'ye göre değerlendiren Johnson değeri (JM) parametresi de çizelge içinde bulunmaktadır. Bu çizelgede açıkça görüldüğü üzere SiC ve GaN malzemeleri Si ve GaAs malzemelerinden neredeyse iki kat daha büyük bir bant aralığına sahiptirler. Bu büyük bant aralığı ise Si veya GaAs'e nispeten daha büyük kırılma alanına dönüşmektedir.

Çizelge 1.1'de JM ile ifade edilen Johnson değeri Si malzemesine göre normalize edilen değerlerdir ve her bir malzeme için bu değer Eş. 1.1'de olduğu gibi tanımlanır [2]:

$$JM = \frac{E_b v_d}{2\pi} \quad (1.1)$$

Eş. 1.1'den de görüldüğü gibi JM, kırılma elektrik alanı ve elektron doyum hızının bir sonucudur. Dolayısıyla JM yüksek olduğunda bu iki parametrenin de o malzeme için yüksek olması beklenir. Bu iki parametrenin de yüksek güç, yüksek frekans

aygıtları için önemine yukarıda değinilmişti. Sonuç olarak bu JM değerleri kıyaslandığında, GaN ve SiC malzemelerinin bu JM değerinin diğer iki malzemeye (Si, GaAs) göre - bu malzemeler yarıiletken endüstrisinin en çok kullanılan malzemeleridir - yüksek olduğu görülür. Bu da SiC ve GaN'ün yüksek güç, yüksek frekans uygulamaları için en umut verici malzemeler olduğu anlamına gelir. Ancak GaN, çokluyapılar oluşturulması açısından SiC'e göre bir avantaja sahiptir. Diğer taraftan günümüzde artan yüksek güç, yüksek frekans uygulamalarına Si, Ge, As temelli yarıiletkenlerin yeterli karşılığı verememesinden dolayı GaN'ün de doğasından gelen özelliklere sahip olmasından dolayı daha cazip bir malzeme olarak göze çarpmaktadır. Bu nedenle yüksek güç, yüksek frekans uygulamaları için AlGaN/GaN veya InAlN/GaN gibi GaN-temelli yüksek elektron hareketlilik transistörler (HEMT) kullanılabilir bir teknoloji olarak bilimsel araştırmaların odağı hâline gelmiştir.

Özetle, GaN sahip olduğu şu özelliklerden dolayı yüksek güç, yüksek sıcaklık ve yüksek frekans uygulamalarında kullanılabilmektedir:

- Yüksek bant aralığı,
- Yüksek ısı iletkenliği,
- Yüksek erime sıcaklığı,
- Düşük dielektrik sabiti,
- Yüksek kırılma elektrik alanı veya gerilimi.

GaN-temelli Transistörlerin Kısa Geçmişi

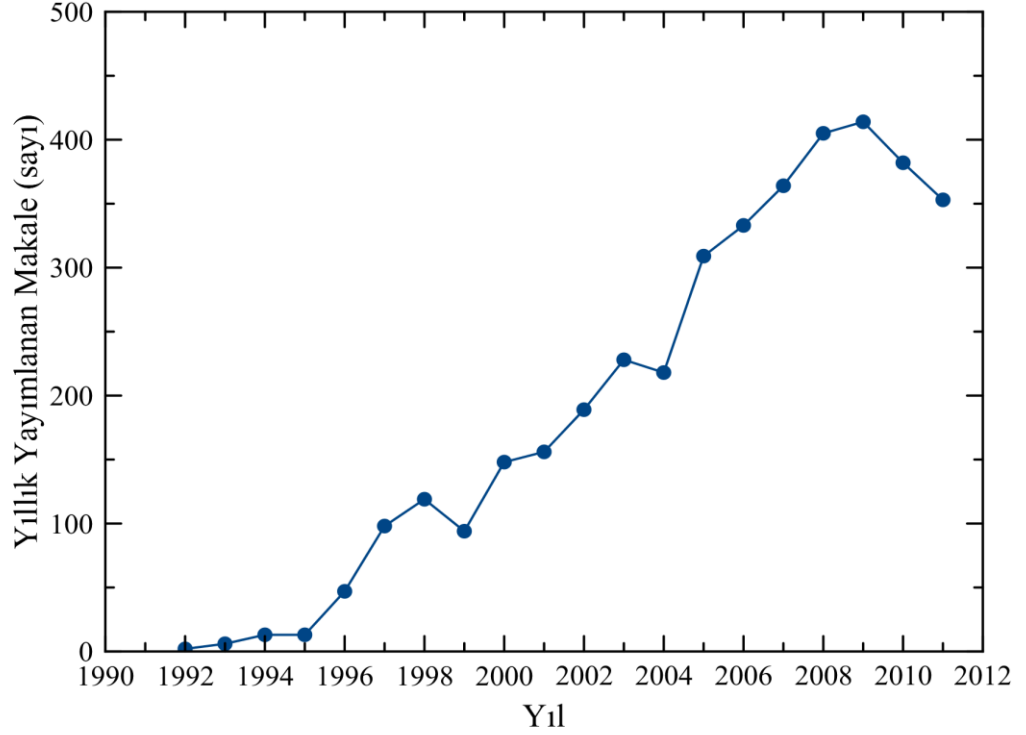
1992 yılında A. Khan ve arkadaşları ilk defa bir GaN/AlGaN çokluyapısında bir iki boyutlu elektron gazı (2DEG) gözlediklerini bildirdiler [4]. Bir yıl sonra yine A. Khan ve arkadaşları bir GaN Metal Yarıiletken Alan Etkili Transistör'ün (MESFET) ilk DC karakteristiğini ortaya koyan çalışmalarını yayınladılar [5]. 1994 yılında yine bir GaN MESFET'in ve bir AlGaN/GaN HEMT'in küçük sinyal ölçümleri ilk defa yapıldı [6,7]. Bu ölçümlerden AlGaN/GaN HEMT'in küçük sinyal radyo frekans

(RF) performansı 0,25 mikrometre geçit uzunluğuna sahip bir aygıt için sırasıyla akım kazancı ve güç kazancı kesme frekansları 11 ve 35 GHz olarak bildirildi. Sonra 1996 yılında Wu ve arkadaşları tarafından bir AlGaIn/GaN HEMT için 2 GHz'de 1,1W/mm'lik ilk RF güç verisi bildirildi [8]. Teknolojinin gelişmesiyle GaN malzemesinin işlenmesi ve geliştirilmesi nispeten kolaylaştı. Bu süreçte A. Khan ve arkadaşları tarafından bildirilen ilk AlGaIn/GaN HEMT yapısındaki 2DEG yoğunluğu 10^{11} cm^{-2} mertebelerinde ve hareketliliği $834 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ iken günümüzde 2DEG yoğunluğu 10^{13} cm^{-2} mertebelerine ulaşırken hareketlilik ise $1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ değerine ulaşmıştır [9].

Diğer taraftan Kuzmik tarafından ileri sürülen InAlN/GaN HEMT yapıları günümüzde $2,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ mertebesinde 2DEG yoğunlukları elde edilirken 1 nm'lik bir AlN ara tabaka uygulanmasıyla hareketlilikte $1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ değerine de ulaşılmaktadır [10]. Bu tür HEMT yapılarını doyum akımı olarak 2 A/mm [11]'e ulaşmakta ve 100 GHz'e varan frekanslarda da çalışabilmektedir [12]. En büyük güç yoğunlukları ise tipik olarak 10 GHz'de 6,5 W/mm'ye kadar çıkmaktadır.

Bu tezin konusunu da oluşturan HEMT yapıları içine çoklu kuvantum kuyu (MQW) eklenmesi daha önce birkaç kez denenilen bir uygulamadır. H. Daembkes ve G. Weimann tarafından 1988 yılında bildirdikleri bir çalışmada AlGaAs/GaAs HEMT yapısı içine AlGaAs/GaAs çoklu kuvantum kuyularının eklenmesiyle oda sıcaklığında $5730\text{-}6100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ aralığında hareketliliğe sahip çokluyapıları büyütmüşlerdir [13]. 2006 yılında ise Y. Fan ve arkadaşları tarafından GaN malzemesinde AlGaIn/GaN/AlN kuvantum-kuyulu alan etkili transistörleri incelendi [14]. Bu çalışmada katkılı bir AlGaIn bariyer ile $1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ hareketlilik değerine ulaşıldı. 2010 yılında K. H. Lee ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyuları üzerine AlGaIn/GaN çokluyapılar (AlGaIn/GaN/AlGaIn/GaN çokluyapıları arasına InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyusu eklenerek) incelenerek 111 mS/mm pik geçiş iletkenliği ile oda sıcaklığında $1220 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ hareketlilik değerine sahip bir transistör yapısının üretildiği bildirildi [15]. 2012 yılında ise, InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyuları üzerine büyütülen

AlGaIn/AlN süperörgü bariyerli GaN temelli çokluyapıların özellikleri J. Dinga ve çalışma arkadaşları tarafından incelendi [16].



Şekil 1.1 GaN HEMT veya GaN çokluyapısını ele alan makalelerin yıllara göre dağılımı. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır

Şekil 1.1'de GaN-temelli HEMT ve çokluyapılar konularını inceleyen makalelerin yıllara göre dağılımları verilmektedir. Özellikle 2000'li yıllarda cep telefonlarının yaygınlaşması, uydu iletişiminin artması ve malzemenin öneminin giderek anlaşılmasıyla çok sayıda çalışmanın yapıldığı görülmektedir.

Bu tezi kapsayan çalışmalarda, AlGaIn/GaN ve InAlN/GaN temelli HEMT ve çokluyapıların çoklu kuvantum kuyularının eklenmesi ile birlikte 2DEG'deki değişimleri numerik ve analitik hesaplamalar yoluyla inceledik ve sonuçlarını tartıştık. Bu değişimlerden yola çıkarak bu tür HEMT ve çokluyapıların elektriksel özelliklerinin teorik olarak belirlenmesini sağlayarak hala malzeme üretiminin veya büyütülmesinin pahalı olduğu bir dönemde bu tür aygıtların elektronik özelliklerini

en iyileştirmeyi ve daha az maliyetle büyütülmesine katkı sağlamayı amaçladık. Farklı bariyerlerde, farklı alaşım oranlarında ve farklı katman kalınlıklarında incelenen bu yapılarda her bir durum için 2DEG ile ilgili parametreler elde edildi, oluşan kuvantum kuyularının özellikleri belirlendi. Bu bulguların gelecekte üretilecek olan yapıların veya aygıtların tasarlanmasında ve üretimleri aşamasında maliyet kaybını azaltması yönünden büyük kolaylıklar sağlaması beklenmektedir.

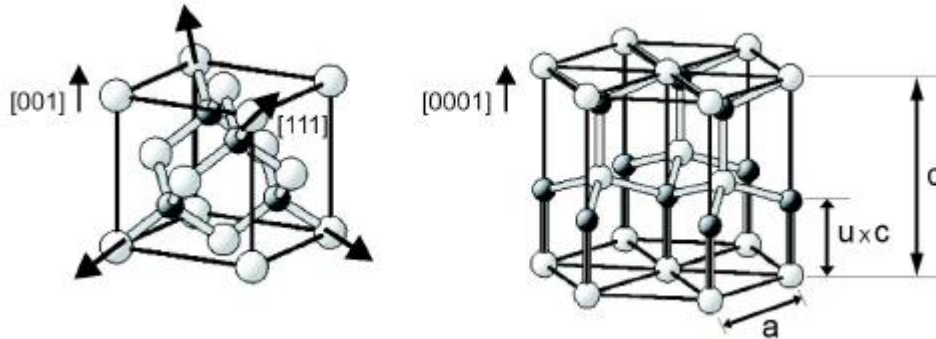
Bu tez sırasında, numerik ve analitik hesaplamalar yoluyla gerçekleştirilen bilimsel araştırmalar Gazi Üniversitesi Fotonik Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne bağlı Nanoölçek Aygıtlar ve Taşıyıcı İletimi Grubu'nun hesaplamalı bilimsel araştırmaları içerisinde yapılmıştır. InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyuları üzerine yaklaşık morfik olarak büyütülen InAlN/AlN/GaN ve AlGaIn/AlN/GaN HEMT yapıları 1-boyutlu kendini eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemlerinin çözümleri kullanılarak incelendi. Bu çözümler neticesinde ilgili her bir durum için bu yapıların bant yapılarına, taşıyıcı yoğunluklarına ve elektron bulunma olasılıklarına ait veriler elde edildi. Hesaplanan bu veriler kullanılarak analitik hesaplamalar yoluyla bu yapıların hareketlilik değerleri bulunmuştur. Son olarak ise en iyileştirmesi elde edilen HEMT yapısının akım-gerilim karakteristikleri incelenmiştir.

2. III-V GRUBU NİTRÜR YARIİLETKENLERİN MALZEME ÖZELLİKLERİ

2.1. GaN Kristal Yapısı

III-N yarıiletkenler genellikle hekzagonal (wurtzite), kübik çinkosülfür (zincblende) kristal yapıları halinde bulunurlar. Hekzagonal en kararlı yapıdır ve arayüzeylerde yüksek yoğunluklu 2DEG'in oluşmasında etkili olan doğal kutuplanmaya sahiptir. Bu kristal yapısı bu nedenle aygıt üretimi için genellikle tercih edilen bir yapıdır. Tezdeki bu çalışmalarda malzemenin bu yönüne çok sık atıfta bulunmaktadır. Diğer GaAs, InP gibi geleneksel III-V grubu yarıiletkenler ise çinkosülfür yapıdadırlar.

Hekzagonal yapısı birim hücre başına dört atomlu bir hekzagonal Bravais örgüsü ile tetrahedral koordine olarak karakterize edilir [17]. Bu yapı Şekil 2.1'de gösterilmiştir ve üç örgü sabiti tarafından tamamen tanımlanmıştır: Hekzagonal bazın bir yan tarafının uzunluğu a , hücrenin yüksekliği ise c ve bir iç boyutsuz u parametresi c eksenini boyunca bir III-N bağının uzunluğunu belirler. İdeal bir hekzagonal yapıda, bu parametrelerin oranı $\frac{u}{c} = \frac{3}{8} = 0,375$ ve $\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} \approx 1,633$ olmalıdır.



Şekil 2.1. III-Nitrür kristallerin kubik çinkosülfür (sol) ve hekzagonal (sağ) yapısı. Hekzagonal yapı için örgü parametreleri a , c ve u gösterilmiştir [18]

Hekzagonal yapı, c-ekseni boyunca ters simetriden yoksundur ve bunun olduğu eksen piroelektrik eksen olarak adlandırılır. Bu nedenle $[0001]$ ve $[000\bar{1}]$ yönelimleri eşit değildir. III-N'lerdeki c-ekseninin geleneksel pozitif yönü grup III atomundan N atomuna doğru yönelmektedir. $\{0001\}$ ikili katmanın üst konumu üzerindeki atoma göre, bu (0001) düzlemi Ga- yüzü olarak adlandırılırken $(000\bar{1})$ düzlemi N-yüzü olarak adlandırılır. Bu kristalin sonra bir Ga-kutuplanmaya veya N-kutuplanmaya sahip olduğu söylenir. Bu III-N'lerdeki elektrik dipolü N'den Ga atomuna doğru yöneliktir, kutuplanmanın değeri de negatiftir. III-N'ler genellikle $\{0001\}$ bazal düzleme dik yönlerde büyütülmektedir [19]. Bu şekilde, bir çokluyapının arayüzeyinde kutuplanmanın ani değişimi aygıt işleyişinde kullanılabilir. Kutuplanma yığın bir özellik olduğu için kristalin kutupluluğu (polarite) yüzey katmanına bağlı değildir ama sadece kristal yapının yönüne bağlıdır.

2.2. Elektriksel ve Elastik Özellikleri

Si'a göre GaN ve AlN'deki büyük bant aralığının yüksek kırılma elektrik alanına neden olduğu önceki bölümde belirtilmişti. Bu özellikteki malzemeler için onların yüksek termal iletkenlikleri de göz önünde bulundurulduğunda yüksek güç ve yüksek sıcaklık uygulamalar için bu malzemelerin uygun olduğu açıkça görülür. Diğer taraftan yüksek elektron doyum hızı ise bu malzemelerin yüksek frekanslarda çalışmasını da sağlar. Bu özellikler bir arada düşünüldüğünde elektriksel özellikleri ile GaN yarıiletken malzemesi yüksek güç, yüksek sıcaklık ve yüksek frekans uygulamalar için eşsiz özelliklere sahip olarak optoelektronik uygulamalar için iyi bir aday malzemedir.

GaN, AlN gibi III-N yarıiletken malzemelerinin yüksek bant aralığı, yüksek kırılma elektrik alanı ve yüksek elektron doyum hızı gibi özelliklerinin yanı sıra elektronik uygulamalar için elastik özellikleri de benzersiz bir avantaj sağlar. III-N malzemelerinin elastik özellikleri doğası gereği var olan kutuplanmanın hesaplanmasında kritik öneme sahiptir. Diğer taraftan, bu malzemelerdeki gerginlik

kusurların oluşmasında rol oynar ve bu da aygıt çalışması sırasında aygıtın performansının düşmesine neden olur.

Malzemenin elastik özellikleri iç bozulmalar ve dış kuvvetler arasındaki bağıntıyı tanımlar. Kristal üzerine uygulanan dış kuvvetler gerilme tensörü (σ_{ij}) ile Eş. 2.1'deki gibi tanımlanabilir.

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}. \quad (2.1)$$

Burada C, elastik sabit tensörüdür. ε_{kl} ise bu dış kuvvetlerle ilgili bozulmaları ifade eden gerginlik tensörüdür. Bu tensörlerdeki ilk indis gerginliğin veya gergin durumunun yönünü gösterir, ikinci indis ise gerilme ya da gerginlik olması durumundaki var olan kuvvetlerin yüzeye olan dik yönünü gösterir.

2.3. Kutuplanma

III-N malzemelerinin diğer geleneksel yarıiletkenlerden ayıran ve eşsiz kılan önemli özelliklerinden biri de kutuplanmadır. Bağlı yüke sahip malzemeler için makroskopik kutuplanma negatif yük merkezi elektronun pozitif yük merkezi çekirdekten uzağa yön değiştirdiğinde atomlar arasındaki bağlardan dolayı atomların mikroskopik kutuplanmasından ileri gelir [20]. Böyle bir atom bir dipol momente sahip bir dipol oluşturur. Birim hacim başına toplam dipol momentini tanımlayan elektrik kutuplanma vektörü ile bir malzemenin kutuplanması tayin edilir. Elektrik kutuplanma vektörü dipol momentleri ve dipol momentlerin sayısı ile formüle edilebilir:

$$\vec{P} = n\vec{p} = \frac{\vec{P}}{V}. \quad (2.2)$$

V ise tek bir dipolün işgal ettiği hacimdir. Elektrik alanın olmadığı bir durumda aslında toplam kutuplanma sıfırdır. Toplam kutuplanmanın sıfır olması malzemenin

ya hiç dipole sahip olmadığı ya da dipollerin yöneliminin rastgele olduğu anlamına gelir. Buna rağmen düşük simetrlili bileşik kristallerde bu geçerli olmayabilir ve bağlanma asimetrisi kutuplanma kaynağı olarak dipolleri oluşturabilir. Piezoelektrik kutuplanmanın böyle bir durumda oluşması bir simetri merkezi eksikliği nedeniyle ortaya çıktığı anlamına da gelir.

Kutuplanmanın oluşumu ile ilgili kimyasal bağlanmanın fiziki açısından bakacak olursak eğer hekzagonal ve çinkosülfür yapılar sp^3 hibritleşmesi ile bağlarını oluşturan yarıiletkenler olduğunu göz önünde bulundururuz. Bu durumda, gergin olmayan bir çinkosülfür kristalinde, hibritleşme mükemmeldir ve doğal kutuplanma yoktur. Hekzagonal kristallerde hibritleşme mükemmel olmadığından dolayı [0001] yönü boyunca olan bağ diğer yöndeki bağlardan farklı iyonikliğe sahiptir. Bu nedenle hekzagonal kristaller doğal kutuplanmaya sahiptirler. Ancak $\langle 111 \rangle$ yönünde çinkosülfür kristal yapısına gerginlik uygulandığında bağ değişir ve kristal yapısı piezoelektrik kutuplanma özelliği gösterir.

Özetle sıfır gerginlikte eğer kutuplanma varsa, bu kutuplanmayı doğal kutuplanma olarak adlandırırız. Bu açıdan piezoelektrik kutuplanma ile doğal kutuplanma arasında bir fark yoktur; sadece köken açısından farklılık vardır. Dolayısıyla kristal yapılarındaki toplam kutuplanmayı her iki kutuplanmayı da büyütme yönünde toplayarak elde edebiliriz: $P = P_{DK} + P_{PZ}$.

2.3.1. Doğal kutuplanma

Ters eksene sahip olmayan bir kristal, dönme eksenine sahip değilse ya da tek bir dönme ekseni varsa bu kristaldeki bağlanma, doğası gereği asimetrik olacaktır. Böylesi bir durumda malzeme piroelektrik özellik gösterir ve bir iç doğal kutuplanmaya sahip olur. Kristaldeki bu düşük simetri ekseni iç kutuplanmaya paraleldir ve piroelektrik eksen olarak adlandırılır.

Hekzagonal tek bir altı-katlı dönel simetri eksenine sahipken ters simetriye sahip değildir, bu nedenle doğal kutuplanma oluşur. inkos lf r ise dört adet üç-katlı simetri eksenini ile bir de ters simetri eksenine sahiptir. Böylece doğal kutuplanma oluşmadığından bu tür kristal malzemeler bir piroelektrik malzeme değildirler.

III-N yarıiletken malzemelerindeki kristaldeki hekzagonal yapıların c eksenini boyunca oluşan doğal kutuplanma 3MV/cm kadar güçlü elektrik alanların oluşmasına neden olur [20]. Doğal kutuplanma her ne kadar AlGaIn/GaN HEMT'ler için önemli olsa da InAlN/GaN HEMT'lerde çok yüksek taşıyıcı yoğunluğunun elde edilmesinde AlGaIn/GaN HEMT'lere göre en etkili faktördür.

Çizelge 2.1. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için farklı kaynaklara göre doğal kutuplanma değerleri

Malzeme	GaN (Cm ⁻²)	AlN (Cm ⁻²)	InN (Cm ⁻²)	Ref.
P _{DK}	-0,029	-0,081	-0,032	[21]
P _{DK}	-0,034	-0,090	-0,042	[22]

Çizelge 2.1'de III-N yarıiletken malzemeleri için doğal kutuplanma ile ilgili parametreler verilmiştir. Tüm malzemeler için doğal kutuplanma negatiftir. Çizelge 2.1'de görüldüğü üzere GaN en düşük doğal kutuplanmaya sahip iken AlN, yüksek bir doğal kutuplanmaya sahiptir.

GaN  zerine büyütülen farklı bariyerler için doğal kutuplanma c eksenini yönünde basitçe hesaplanabilir [21]:

$$P_{DK, Al_x Ga_{1-x} N / GaN}(x) = (-0,052x - 0,029) \text{ Cm}^{-2}, \quad (2.3)$$

$$P_{DK, In_x Ga_{1-x} N / GaN}(x) = (-0,003x - 0,029) \text{ Cm}^{-2}, \quad (2.4)$$

$$P_{D, In_x Al_{1-x} N / GaN}(x) = (0,049x - 0,081) \text{ Cm}^{-2}. \quad (2.5)$$

2.3.2. Piezoelektrik kutuplanma

III-N malzemelerden yapılan aygıtlarda birbiri üzerine büyütülen malzemelerin arayüzeylerinde yük birikimleri oluşur. Bu yük birikimi ise tabakaların arasındaki kutuplanma farkına göre değişebilir. Daha açık ifadeyle, GaN temelli aygıtlarda, Ga-yüzü üzerine büyütülen sadece iki tabakayı ele alalım. Eğer bir GaN yığın üzerine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ tabakası büyütülürse iki tabaka arasındaki arayüzeyde oluşan kutuplanmadan dolayı 2-boyutlu bir yük birikimi meydana gelir. Öyle ki GaN temelli aygıtlarda bu, kristal katkılanmadan da gerçekleşir. Böyle bir katkısız yük birikimi diğer III-V grubu kristallerde sadece modülasyon katkı ile gerçekleşebilmektedir. Diğer taraftan, GaN üzerine büyütülen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ tabakasındaki x alaşım mol oranı ile arayüzeyde oluşan kutuplanmaya göre yük birikimi değişir. AlN, GaN ve InN ve bunlardan oluşan alaşımlar farklı örgü sabitlerine sahiptirler ve bu örgü sabitlerindeki farklılık örneğin GaN üzerine AlGaN katmanının büyütülmesinde olduğu gibi kristal yapısında gerginliğin oluşmasına neden olur. Oluşan gerginlik de daha önce belirtildiği gibi yapıda kusur ve bozulmalara neden olabilir. Ancak belli bir orandaki gerginlik piezoelektrik kutuplanmayı oluşturacağından tümüyle olumsuz bir faktör değildir.

Arayüzeydeki yük birikimini oluşturan piezoelektrik kutuplanma malzemenin elastik özellikleri sayesinde hesaplanabilir. Elastik sabitlerinden türetilen piezoelektrik sabitlerin ve gerginliği içeren değişkenleri ile genel olarak piezoelektrik kutuplanma şöyle hesaplanır:

$$\vec{P}_{PE} = \sum_j e_{ij} \vec{\varepsilon}_j. \quad (2.6)$$

ε_j gerginlik tensörü iken e_{ij} piezoelektrik sabitlerdir. III-Nitrürler için bu genel ifade ise [0001] yönünde şu şekilde ifade edilebilir:

$$P_{PE} = e_{33}\varepsilon_3 + e_{31}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(c - c_0)}{c_0}, \quad (2.8)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{(a - a_0)}{a_0}. \quad (2.9)$$

Voight notasyonu ile tanımlanan piezoelektrik sabitlerin matriks formu şu şekildedir [23],

$$e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Sadece beş piezoelektrik sabiti hekzagonalda sıfır değildir ve onlardan sadece üçü bağımsızdır. Bu bağımsız olan e_{31} ve e_{33} değerleri Çizelge 2.2’de verilmiştir. Büyütme [0001] yönünde olduğu durumlarda ise e_{15} piezoelektrik sabiti ihmal edilir.

Eş. 2.8’de ε_3 , c doğrultusundaki gerginliktir ve c_0 örgü sabitidir. Eş. 2.9, bazal düzlemdeki gerginliği ifade eder. a_0 alttaki rahatlamış katmanın ve a ise üstteki gergin katmanın örgü sabitidir. Yani, göz önüne aldığımızda iki katmanlı yapıda a_0 , GaN’ün örgü sabiti iken a ise AlGa_{1-x}N bariyerinin örgü sabitidir. AlGa_{1-x}N bariyerinde Al mol oranı değiştiğinde gerginlik de değişir. Gerginliğin değiştiği durumda piezoelektrik kutuplanma da değişeceğinden piezoelektrik kutuplanmanın hesaplanmasında Al mol oranı göz önünde bulundurulur. Bundan dolayı Eş. 2.9 şu şekilde detaylandırılabilir,

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{a(0) - a(x)}{a(x)}. \quad (2.11)$$

Burada, a(x) gergin Al_xGa_{1-x}N bariyer katmanın x değerine sahip Al mol oranındaki örgü sabitidir.

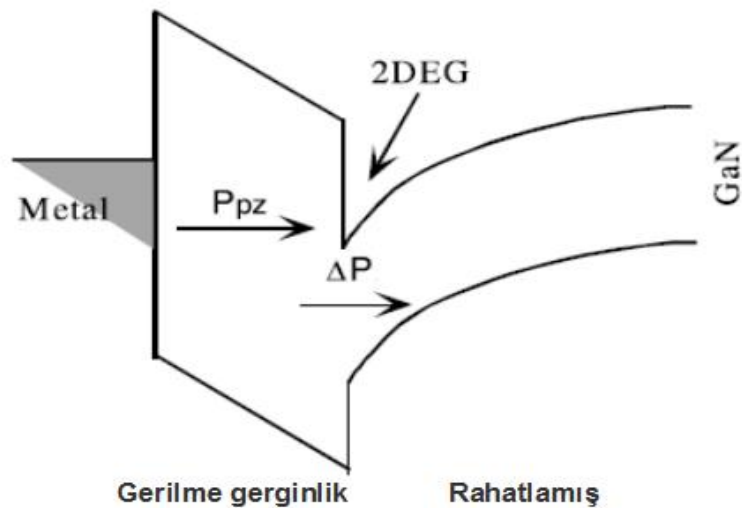
Çizelge 2.2. GaN, AlN ve InN III-N yarıiletken malzemeleri için piezoelektrik sabitleri ve örgü sabitleri

Malzeme	GaN	AlN	InN	Referans
$e_{33} (\text{Cm}^{-2})$	0,73	1,46	0,97	[21]
$e_{31} (\text{Cm}^{-2})$	-0,49	-0,60	-0,57	[21]
$a_0 (\text{\AA})$	3,189	3,112	3,54	[24]
$c_0 (\text{\AA})$	5,185	4,982	5,705	[24]

Hekzagonal III-N yarıiletkenlerin gerginliğe sahip katmanındaki c-ekseni boyunca gerginlik tarafından indüklenen piezoelektrik kutuplanma son haliyle şu şekilde hesaplanabilir [24]:

$$P_{PE} = 2 \cdot \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \right). \quad (2.12)$$

Çizelge 2.2’de farklı III-N yarıiletken malzemeleri için piezoelektrik sabitleri verilmiştir. Ayrıca bu parametreler ilgili bariyerler için çeşitli formülasyonlarla hesaplanabilir [20].



Şekil 2.2. Bir AlGaN/GaN yapısında kutuplanmaya bağlı oluşan 2DEG [25]

Kutuplanma dağılımı ile kutuplanma tarafından indüklenen yük yoğunluğu arasındaki ilişki

$$\sigma_P = \nabla \vec{P} \quad (2.13)$$

ile gösterilir. Ele aldığımız iki katmanlı yapı olan AlGaIn/GaN çokluyapısını şekildeki gibi göz önünde bulundurarak kutuplanmadan indüklenen yük yoğunluğu [26]

$$\sigma = P^{üst} - P^{alt} \quad (2.14)$$

$$\sigma = \{P_{DK}^{üst} + P_{PE}^{üst}\} - \{P_{DK}^{alt} + P_{PE}^{alt}\} \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilebilir.

2.4. Gerginlik

Önceki bölümde bahsedilen iki katmanlı yapıyı düşündüğümüzde alttaki GaN katmanı üzerine büyütülen AlGaIn katmanı arasında örgü uyumsuzluğu söz konusudur. Örgü uyumsuzluğu sonucunda iki katman arasında gerginlik oluşur. Örgü sabiti aynı ya da birbirine çok yakın iki katmanlı bir yapıda bir gerginlik oluşmaz. Alttaki katmandan örgü sabiti küçük olan bir katman büyütüldüğünde gerilme gerginliği oluşurken, alttaki katmanın örgü sabitinden büyük olan bir katman büyütüldüğünde ise sıkışma gerginliği oluşur. Bu gerginlik aynı zamanda büyütülen katmanların kalınlığıyla da ilgilidir. Alttaki katmandan farklı örgü sabitine sahip olan bir katman üzerine büyütüldüğünde büyütülen bu katmanın belli bir kalınlığından sonra gerginlik bazı noktalarda rahatlar. Bu gerginlik rahatlaması, arayüzeyde dislokasyonların oluşmasına yol açarak aygıtların performansını bozar. Bu kritik kalınlığı şu ifade ile belirleyebiliriz [27]:

$$d_k = \frac{a_{\bar{u}}}{2|\varepsilon|}. \quad (2.16)$$

$a_{\bar{u}}$, üst katmandaki malzemenin örgü sabitidir ve AlGa_N/Ga_N gibi bir iki katmanlı yapı söz konusu olduğunda AlGa_N bariyerin ilgili alaşım oranına ait örgü sabitidir. ε ise Eş. 2.9 ve Eş. 2.11 ile belirtilen gerginliktir.

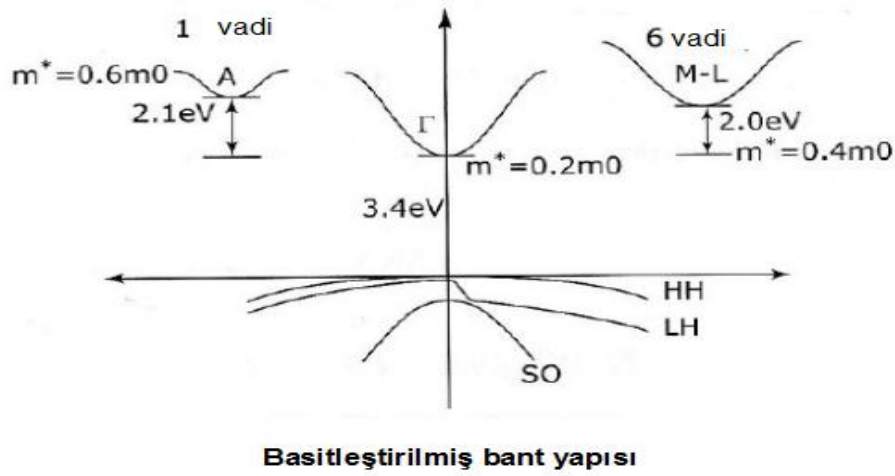
2.5. Bant Yapısı ve İki Boyutlu Elektron Gazı (2DEG)

İki farklı malzeme arasında oluşan eklem çoklueklem olarak adlandırılır. Çokluyapı ise böyle bir çoklueklemden ileri gelir. Çokluyapıdaki yarıiletken malzemelerin bant aralığı enerjileri farklıdır ve bundan dolayı bant yapıları da farklılık gösterir. Çokluyapıyı oluşturan malzemelerin farklılığı ise aygıtın davranışını belirleyen bir bant yapısının oluşmasında rol alır. Çokluyapıların bu özelliği aygıt performansı için de büyük öneme sahiptir. Yine çokluyapıyı oluşturan malzemeler arasında kutuplanma da III-N yarıiletkenlerde bant yapısının belirlenmesinde etkindir.

Oda sıcaklığında AlN, GaN ve InN'ün bant aralığı değerleri sırasıyla 6,2 eV, 3,2 eV ve 0,65 eV'tur. Vegard yasası kullanılarak yığın katmanların değerleri ile üçlü alaşımların alaşım oranına göre bant aralığı yaygın bir şekilde şöyle hesaplanır:

$$E_{A_xB_{1-x}N}^g = E_{AN}^g x + E_{BN}^g (1-x) - b_{A,B} x(1-x). \quad (2.17)$$

Burada E_{AN}^g ve E_{BN}^g iki ikili bileşenin bant aralığı enerji değerleridir. $b_{A,B}$ ise numunenin gerginlik durumu ve kalitesine bağlı olan bir eğilme parametresidir. Literatürde bu parametre için çeşitli değerler söz konusudur. AlGa_N alaşımları için bu değer 0,7 eV olarak kabul edilir [22]. InGa_N alaşımları için 1,4 eV iken InAlN alaşımları için 5-6 eV olarak çalışmalarda bu değerler yer almaktadır. InAlN bariyer için son zamanlarda alaşım oranına bağlı olarak eğilme parametresi şöyle ifade edilir [28]



Şekil 2.3. GaN malzemesi için basitleştirilmiş bir şekilde iletkenlik bandı ile değerlik bandına ait bant yapıları [29]

$$b_{InAlN} = \frac{15,3}{(1 + 4,8x)} \quad (2.18)$$

Burada x, Al mol oranıdır.

GaN malzemesi için bant yapısı hakkında direkt bant aralıklı yarıiletken malzeme tanımlaması yapılabilir. Bu yarıiletkenin iletkenlik bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu Brillouin bölgesinin merkezindedir. Burası Γ noktası olarak adlandırılır. Değerlik bandı da ağır deşikler, hafif deşikler ve split-off deşikler olarak üç alt banttan oluşur. Parabolik yaklaşım içinde bantların dağılımı şöyle ifade edilir:

$$E_{e,d} = E_{e,d}(k=0) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{e,d}^*}. \quad (2.19)$$

m_e^* elektronlar için etkin kütle ve m_d^* deşikler için etkin kütledir; başka bir deyişle sırasıyla iletkenlik bandının ve değerlik bandının etkin kütle ifadeleridir.

Tez dahilindeki hesaplamalı çalışmalarda sadece iletkenlik bandına ilişkin hesaplamalar etkin kütle yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Çünkü incelediğimiz GaN-temelli HEMT yapılarında bir deşik kuvantum kuyusu beklemiyoruz. Diğer taraftan da bant arası geçişler gibi optik özellikler de bu HEMT yapıları için önemi bulunmamaktadır. Dolayısıyla Bölüm 6’da tartışılan tüm veriler iletkenlik bandı üzerinedir.

Şekil 2.2’de AlGaIn/GaN çokluyapı arayüzeyi gösterilmektedir. III-N’lerde, Şekil 2.2’de olduğu gibi katkılama olmadan yük birikiminin kutuplanma alanlarından sağlanarak bir 2DEG oluşumu gerçekleşmektedir. Bu 2DEG, kutuplanmanın indüklediği iki boyutlu yük yoğunluğunun oluşturduğu pozitif yükü telafi etmek amacıyla serbest elektronlar arayüzeyde birikmeye başlar ve bu elektronların oluşturduğu elektrik alan Şekil 2.2’deki gibi bir kuvantum kuyusu oluşturur.

Oluşan 2DEG çokluyapının veya HEMT’in karakteristiğini belirler. 2DEG’in kalitesini belirleyen pek çok faktör vardır. Bu faktörler alttaşın türü, büyütme metodu gibi ifade edilebilir. 2DEG’in elektriksel özellikleri ele alındığında bu özelliklerini ifade eden faktörler ise elektron yoğunluğu ve hareketliliklerdir.

2.6. Malzeme Parametreleri

GaN’e ait temel malzeme parametreleri Çizelge 2.3’de verilmiştir.

Çizelge 2.3. GaN için 300 K’deki temel parametreler [21,30-33]

Özellik	GaN
Kristal yapısı	Hekzagonal
Simetri grubu	$P6_3mc(C_{6v}^4)$
cm ³ ’deki atom sayısı	$8,9 \times 10^{22}$
Debye sıcaklığı	600 K
Yoğunluğu	$6,15 \text{ gcm}^{-3}$

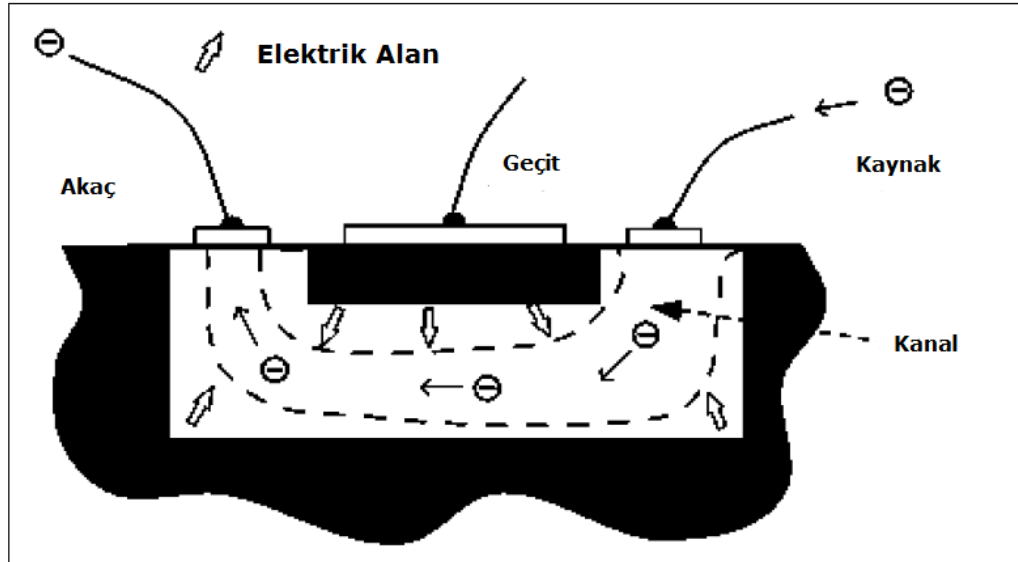
Çizelge 2.3. (Devam) GaN için 300 K'deki temel parametreler [21,30-33]

Özellik	GaN
Kırılma alanı	$5 \times 10^6 \text{ V cm}^{-1}$
Elektron hareketliliği	$\leq 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Deşik hareketliliği	$\leq 200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Elektron difüzyon katsayısı	$\leq 25 \text{ cm}^2/\text{s}$
Deşik difüzyon katsayısı	$\leq 5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Elektron ısı hızı	$2,6 \times 10^5 \text{ m/s}$
Deşik ısı hızı	$9,4 \times 10^4 \text{ m/s}$
Dielektrik sabiti (statik)	8,9
Dielektrik sabiti (yüksek frekans)	5,35
Elektron etkin kütlesi	$0,2 m_0$
Deşik etkin kütlesi	$1,25 m_0$
Ağır deşik etkin kütlesi	$1,4 m_0$
Hafif deşik etkin kütlesi	$0,3 m_0$
Elektron ilgisi	4,1 eV
Örgü sabiti (a)	0,3189 nm
Örgü sabiti (c)	0,519 nm
Optik fonon enerjisi	91,2 meV
Isıl iletkenlik sayısı (a için)	$5,59 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Isıl iletkenlik sayısı (c için)	$3,17 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
LA-fonon hızı	$6,56 \times 10^3 \text{ ms}^{-1}$
Elektron dalga vektörü	$7,3 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$
Elektromekanik çiftlenim katsayısı	0,039
LA elastik sabiti	$2,65 \times 10^{11} \text{ Nm}^{-2}$
TA elastik sabiti	$0,44 \times 10^{11} \text{ Nm}^{-2}$
Bir atomun hacmi	$3,48487 \times 10^{-29} \text{ m}^3$

3. AlGa(In)N/AlN/GaN ÇOKLUYAPILARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

3.1. Alan Etkili Transistörler

Alan etkili transistörler, ilk katı-hal transistörlerdir. 1950’li yıllarda ilk üretilmelerinden beri, üretimlerinin kolay olması nedeniyle diğer transistörlerden daha değerli oldular. Bilgi endüstrisi sayesinde alan etkili transistörler özellikle de Metal Oksit Alan Etkili Transistörler (MOSFET) en çok üretilen transistör yapıları olmuştur.



Şekil 3.1. N-tipi yarıiletken malzemeye sahip basit bir alan etkili transistörün çalışma işleyişi [34].

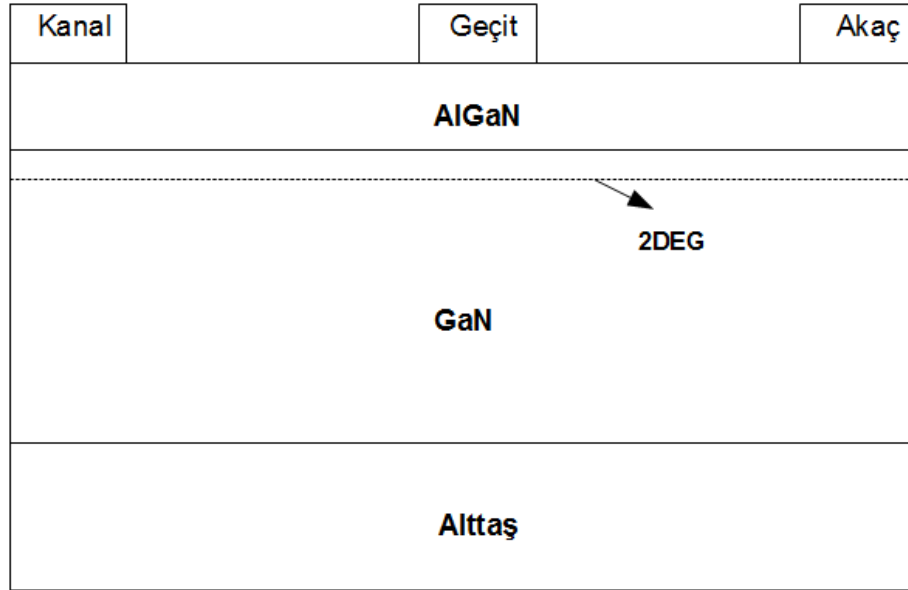
Basit bir alan etkili transistör üç kontak ve bir yarıiletken malzeme gerektirir. Elektronların akışı yani akımı gerçekleştiren fonksiyonlar olan üç kontak kaynak, geçit ve akaç olarak adlandırılır. Kaynak ve akaç Ohmik kontak yapısındadır. Kaynak, transistörden harici devreye giriş noktası iken akaç transistörden harici devreye elektronların çıkış noktasıdır. Geçit ise doğrultucu kontaklır ve elektron akışını kontrol eder. Geçitten yarıiletkene bir gerilim uygulanması ile yarıiletken malzemenin iletimini değiştirerek elektron akışı kontrol edilir ve böylece alan etkili

transistör boyunca elektron akışı modüle olur. Geçite uygulanan gerilime bağlı olarak alan etkili transistörde elektrik akımı girişi veya çıkışı serbest olur yahut sınırlanır veya tamamen engellenir.

Geçit-akaç gerilimi farkı, Şekil 3.1’de olduğu gibi geçit civarında oluşan bir tükenme bölgesine neden olur. Geçite kaynak-akaç gerilim farkına zıt bir öngerilim uygulandığında, tükenme bölgesi akım akışı durana kadar büyüyecektir. Daralmanın sonucunda, kaynaktan akaca akan akım miktarı sınırlanır. Kaynak-akaç gerilim farkı yok olduğunda ve geçite tükenme bölgesini tamamlayacak kadar öngerilim uygulandığında aygıt kapanacaktır. Yarıiletkenlerdeki tükenme bölgesinin büyüklüğü geçit gerilimi ile kontrol edilmesi ile alan etkili transistör çalışır.

3.2. Yüksek Elektron Hareketlilikli Transistörler

Yüksek elektron hareketlilikli transistörler modülasyon katkılı alan etkili transistörler, çokluyapı alan etkili transistörler gibi farklı isimler de alır. Bu tür aygıtlar askeri radar uygulamaları ve kablosuz ağ uygulamaları için oldukça ilgi çekici, eşsiz performans karakteristiklerine sahiptir. Bu karakteristikler ile transistörler çoklu eklemde gelişen taşıyıcı kanal ile doğrudan ilişkilidir. Taşıyıcı kanalı, sadece iki boyutta elektronların akışına izin veren 2DEG’e sahip bir kuvantum kuyusudur. Şekil 3.3’de görüldüğü gibi 2DEG, iki malzeme arasındaki iletkenlik bandı uzantısı (ΔE_c) sonucunda çoklu eklemde oluşur. Arayüzeyde, dar bir bant aralığına sahip malzemenin iletkenlik bandı Fermi seviyesinin altına iner. Bu malzemenin iletkenlik bandı arayüzeyde oluşan çokluekleme görece yükselir ve elektronlar arayüzeye birikir. Eklem diğer tarafında, iletkenlik bandı çok yüksektir ve arayüzeyine geçmeden elektronları engeller. Sonuç olarak bir kuvantum kuyusu oluşur [35].



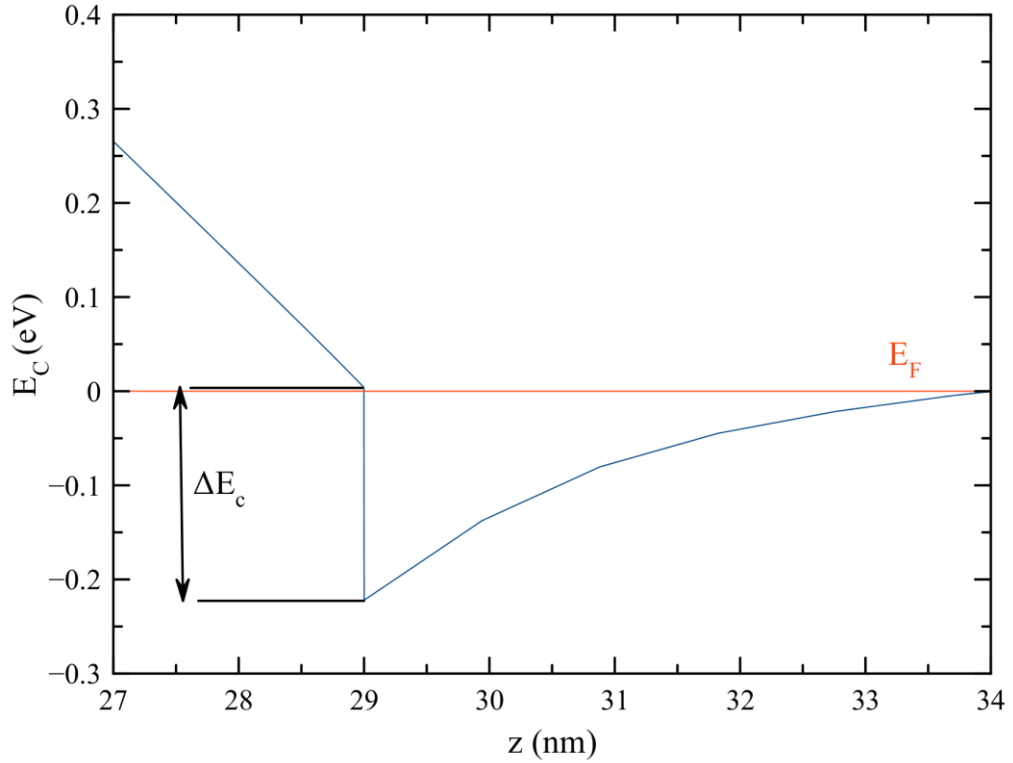
Şekil 3.2. Basit bir yüksek elektron hareketlilikli transistör yapısının yan kesiti

Kuantum kuyusunda, hiçbir elektron, elektronun yarım dalga boyuna karşılık gelen enerji seviyesinden düşük enerjilerde yer almayabilir. Bu enerji seviyesi ilk enerji alt bandı olarak adlandırılır ve Fermi seviyesinin altındadır. İkinci enerji alt bandı elektronun tam dalga boyuna karşılık gelir ve genelde Fermi seviyesinin üzerinde yer alır. Eğimden ve iletkenlik bandının Fermi seviyesine göre yüksekliğinden dolayı ilk enerji alt bandında elektronlar serbest hareket etmeyebilir veya kuantum kuyusunun kesiti bulunan yerde rastgele saçılabilir.

2DEG'in avantajları üç yerine iki boyutlu hareket serbestliği sayesinde saçılmanın azalmasıdır ve bu da gürültü seviyelerinin azalmasına, elektron hareketliliğinin artmasına neden olur. Her iki özellik de iletişim ve radar gibi yüksek frekans ve düşük gürültü uygulamalarında oldukça yararlıdır.

3.2.1. AlGaN/AlN/GaN çokluyapıları

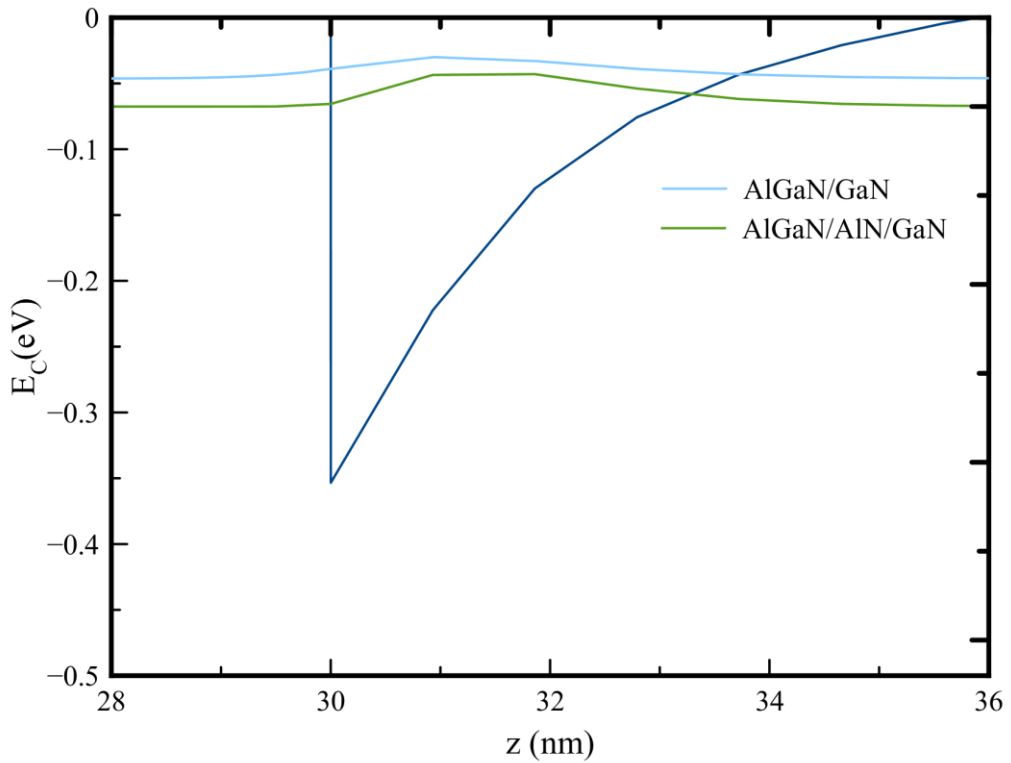
AlGaN ve GaN yarıiletkenleri farklı bant aralıklarına sahip olduklarından bu iki malzemeden oluşan bir AlGaN/GaN çokluyapısı bir kuantum kuyunun üretilebil-



Şekil 3.3. Bir $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapısının iletkenlik bant profili

mesi için gerekli olan yeterli bant devamsızlığına sahiptir. Böylelikle, 2DEG'in meydana gelmesi için önemlidir. GaN üzerine AlGaN'ın büyütülmesiyle oluşan AlGaN/GaN çokluyapısında bu iki malzemenin birbirlerine göre farklı seviyelerde bulunan Fermi seviyeleri aynı seviyeye gelene kadar iletkenlik bandı ve değerlik bandı bükülür. Bu sırada GaN malzemesinin iletkenlik bandı Fermi seviyesinin altına iner. Bu durumda ise Fermi seviyesi altında kalan iletkenlik bandını elektronlar dolduracaktır. Bu kısma elektronlar biriktikçe elektrik alanın oluşması ile birlikte bant bükülür. Böylece bükülmenin olduğu yerde üçgenimsi bir kuvantum kuyusu oluşur. Elektronun de Broglie dalga boyunun yarısı kadar olan enerji seviyesi yani ilk enerji alt bandı Fermi seviyesi altında kalır ve bu ilk enerji alt bandını dolduran elektronlar tarafından iletim gerçekleştirilir. Diğer taraftan oluşan bu üçgenimsi kuvantum kuyusu AlGaN/GaN çokluyapısında AlGaN bariyerine çok yakındır. Kuvantum kuyusu içinde elektronların bulunma olasılığına bakıldığında bulunma olasılığının bir kısmının bu AlGaN bariyer içine nüfuz ettikleri görülür. Dolayısıyla, belli bir alaşım oranına sahip bu AlGaN bariyerin içindeki elektronlar alaşım

saçılmasına uğrarlar ve bunun sonucunda yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip kuvantum kuyusu içindeki elektronların hareketliliği oldukça etkilenir. Alaşım oranı arttıkça taşıyıcı yoğunluğunun artmasına rağmen alaşım saçılmasının artmasıyla birlikte elektronların hareketliliği oldukça düşer.



Şekil 3.4. Bir $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapısı ve 1 nm AlN ara katmana sahip bir $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çokluyapısında Fermi seviyesi altındaki kuvantum kuyusu içinde birinci enerji alt bandındaki elektronların bulunma olasılıkları

Yıllar içinde AlGaIn/GaN çokluyapıların performansını artırmaya yönelik yapılan bilimsel çalışmalarda GaN katmanı ile AlGaIn bariyeri arasına yaklaşık 1 nm'lik AlN ara tabaka kullanılması sonucu alaşım saçılmasının engellendiği ve taşıyıcı yoğunluğu ile hareketliliğin önemli derecede artırılabilirdiği görülmüştür. Bu sonuç Lişesivdin ve arkadaşlarının yaptığı teorik ve deneysel çalışmalarla ortaya konurken [36], literatürde kanal ile bariyer arasına eklenen AlN'ün optimal kalınlığı ve 2DEG üzerine etkisi ile ilgili pek çok çalışma mevcuttur [37-39].

3.2.2. InAlN/AlN/GaN çokluyapılar

Örgü uyumsuz olarak GaN üzerine büyütülen AlGaN bariyer arasında oluşan gergin yapılar sonucu örgü kusurlarından kaynaklanan aygıt işleyişine yönelik olumsuzluklar yapılan araştırmalara rağmen aşılamadı. InAlN/AlN/GaN çokluyapıları ise yüksek doğal kutuplanma sayesinde çok yüksek taşıyıcı yoğunluklarına erişebilen aygıtların yolunu açtı. Taşıyıcı yoğunluğu AlGaN/GaN yapılarından bir merteye kadar yüksek olan InAlN/GaN çokluyapılarında elektronların daha iyi sınırlanması sebebiyle de elektron hareketlilikleri nispeten yüksektir. Bu tür özellikleri ile AlGaN/GaN yapılara göre tercih sebebi hâline gelmiştir.

Üstelik GaN üzerine büyütülen In oranı 0,17-0,18 olan InAlN bariyerin GaN katmanı ile örgü uyumlu olması hâlinde ise iki katman arasındaki gerginliği ortadan kalkar. Böyle bir durumda da gerginlikten kaynaklanan örgü kusurlarının oldukça azalması AlGaN/GaN çokluyapılarına göre de bu malzeme sistemini avantajlı kılmaktadır.

AlGaN/GaN yapılarına göre en büyük akım kapasiteleri ile InAlN/GaN yapılar baskın çıkmaktadır [40].

3.2.3. Çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılar

AlGaN/AlN/GaN veya InAlN/AlN/GaN çokluyapılarında InGaN/GaN tek veya çok kuvantum kuyulu yapıların eklenmesi ışık yayan diyotlar gibi optik uygulamalarda InGaN katmanındaki In mol oranının değişimiyle bant aralığı enerjisi ayarlanabilir. Son zamanlarda yaygın olan çoklu kuvantum kuyulu yapıların GaN-temelli HEMT'lere entegre edilmesi çok yeni incelenen bir konudur. İlk yapılan çalışmalarda AlGaN/GaN çokluyapısına eklenen InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu yapısı ile akaç akımında belirli bir artışın olduğu görüldü. Bunun yanı sıra 2DEG özellikleri açısından daha iyi elektron sınırlanması da söz konusudur.

4. TAŞIYICI İLETİMİ

4.1. Elektron Hareketliliği ve Elektriksel İletkenlik

Uygulanan bir $\vec{E}$ elektrik alanı altında $-e\vec{E}$ kuvvetine ve bir $\vec{B}$ manyetik alan altından $-e\vec{v} \times \vec{B}$ kuvvetine maruz kalarak hareket eden bir elektron Eş. 4.1’de verilen denkleme göre hareketini sürdürür:

$$m_e^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B}. \quad (4.1)$$

Elektrik ve manyetik alan altında m_e^* kütleli bir elektronun hareketinin ifadesi aslında Newton yasasıdır. Burada $\vec{v}$ elektronun hızı, $\vec{E}$ elektrik alanı ve $\vec{B}$ manyetik alanı tanımlar. Eş. 4.1’deki m_e^* etkin kütle ifadesi ise elektronun katı içinde iyon merkezleri tarafından oluşturulan periyodik potansiyelle olan etkileşmesinin bir sonucudur. Yani kristal örgünün etkisi ile kristal katı içindeki elektronların kütlesi serbest elektronların kütlesinden farklıdır. Ancak kristallerde periyodikliğin kusursuz olduğu söylenemez. Periyodik potansiyel, kristaldeki atomların ısısal denge konumlarında titreşim hareketi yapmaları sonucu bozulabilir veya büyütülen kristalin neredeyse saf bir şekilde büyütülememesi de periyodik potansiyeli değiştirebilir. Kristal büyütme esnasında yabancı katkı atomları söz konusu olabilir ve bu katkı atomları da periyodik potansiyelin değişmesine neden olurlar. Periyodik potansiyelin bu şekilde değişime uğraması, yarıiletken içindeki elektron hareketini etkileyebilmektedir. Çünkü bir elektron bir safsızlık atomu, bir kristal bozukluğu ya da diğer bir elektrona yaklaştığında saçılmaya uğrar yani hareket durumunu değiştirir. Böylelikle, saçılmaya uğrayan elektronun alacağı yol ise sınırlıdır. Saçılmaları meydana getiren çarpışmalar arası ortalama zamana ortalama gevşeme zamanı (τ) denilir. Bu zamanda alınan yola ise ortalama serbest yol denir.

Bir yarıiletkene sadece bir $\vec{E}$ elektrik alanının uygulandığında bu elektrik alanı sonucu yarıiletkendeki her bir elektron, saçılma süresince yani gevşeme zamanı boyunca $-e\vec{E}$ kuvveti ile alana zıt bir yönde ivmelenenecektir. Bu durumda elektronun

kendi ısısal hızına ek olarak bir hız bileşeni daha olacaktır. Bu ilave hız bileşenine sürüklenme hızı denilir ve Eş. 4.2’de tüm bu durum matematiksel olarak ifade edilir.

$$m_e^* \left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) = -e\vec{E}. \quad (4.2)$$

Eş. 4.2’den ise sürüklenme hızı Eş. 4.3’deki gibi elde edilir,

$$\vec{v} = -\frac{e\tau}{m_e^*} \vec{E}. \quad (4.3)$$

Eş. 4.3’den elektron hareketliliğın sürüklenme hızının elektrik alana olan oranı olduğu görölmektedir ve bu orantı Eş. 4.4 ile ifade edilir,

$$\mu_e = +\frac{e\tau}{m_e^*}. \quad (4.4)$$

Elektrik akım yoğunluğu ise Eş. 4.5’de tanımlıdır,

$$\vec{j} = n(-e)\vec{v}. \quad (4.5)$$

Burada n taşıyıcı yoğunluğudur. Eş. 4.3 ve Eş. 4.5 birlikte ele alındığında,

$$\vec{j} = \frac{ne^2\tau}{m_e^*} \vec{E} = \sigma\vec{E}. \quad (4.6)$$

Ohm yasası olarak da bilinen Eş. 4.6 elde edilir. Bu eşitlik içindeki σ ifadesi elektriksel iletkenliktir ve açık olarak Eş. 4.7 ile gösterilir,

$$\sigma = ne\mu_e. \quad (4.7)$$

N-tipi bir yarıiletkende elektronun iletkenliği Eş. 4.7 ele alındığında iletkenliğin elektronların yoğunluğu ve hareketliliği ile ilgili olduğu görülür. İletimin iletim bandında gerçekleştiği bu tip yarıiletkenler için elektron hareketliliği kendi iç elektrik alanına, katkı konsantrasyonuna, malzeme kalitesine ve örgü sıcaklığına bağlıdır. Gevşeme zamanına bağlı olarak genel formülü ise

$$\mu_i = \frac{q\langle\tau_i\rangle}{m^*}. \quad (4.8)$$

Toplam elektron hareketliliği, etkin saçılma mekanizmalarının sınırladığı elektron hareketliliklerinin Matthiessen kuralına göre toplanmasıyla elde edilebilir

$$\mu_{toplam} = \left(\sum_i \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1}. \quad (4.9)$$

4.2. İki Boyutlu Taşıyıcıları Etkileyen Saçılma Mekanizmaları

GaN-temelli çokluyapılarda iki boyutlu taşıyıcılar, yüklü safsızlıklar, fononlar gibi bir çok etmenin de dâhil olduğu saçılma mekanizmasından etkilenirler. Elektronların örgü titreşimleri ile etkileşmelerinden kaynaklanan fonon etkileşimleri yüksek sıcaklıklarda elektron hareketliliği üzerine etkilidirler. Bu nedenle, fonon etkileşimleri elektron hareketliliğini belirleyici baskın bir saçılma mekanizması olarak bilinir.

İki tür fonon saçılması vardır: Akustik ve optik fonon saçılması. Bu iki saçılmayı ayıran temel özellik dalga boyları ile ilgilidir. Akustik fonon saçılması uzun dalga boylarında ve optik fonon saçılması düşük dalga boylarında hareketliliği etkiler.

Polar bir yarıiletken olan GaN-temelli çokluyapılarda kutuplanma elektrik alan oluşturur ve bu elektrik alan hareketli elektronları etkiler. Bu etkileşme sonucu yüksek sıcaklıklarda elektronların hareketliliğini etkileyen en önemli saçılma mekanizması polar optik fonon saçılması meydana gelir. Aynı zamanda piezoelektrik

özelliklere sahip bu yarıiletkenlerde bu özelliklerinden kaynaklanan ek bir fonon saçılması da söz konusudur.

Düşük sıcaklıklarda ise GaN üzerine büyütülen AlGaIn ve InAlN bariyer ile olan arayüzeyde oluşan arayüzey bozukluğu saçılması elektron hareketliliği üzerine baskın bir saçılma mekanizmasıdır. Böyle bir saçılma mekanizmasında iki boyutlu taşıyıcıların arayüzeye yakın olmaları durumunda onların hareketliliği oldukça düşecektir.

Bu tez dahilinde hareketlilik hesabında incelenen saçılma mekanizmaları bölümünün devamında ele alınırken hesaplamalarda kullanılan parametreler Çizelge 2.3’de verilmiştir.

4.2.1. Polar optik fonon saçılması

Polar optik fononlar tarafından iki boyutlu taşıyıcılar elektronların saçılması polar yarıiletken sistemlerde elektron iletim özelliklerini belirleyen ana faktörlerden biridir. Çünkü yüksek sıcaklıklarda iki boyutlu taşıyıcıların hareketliliği en çok polar optik fonon saçıcılar tarafından sınırlanır ve bu saçıcılar da büyük enerjilere sahiptirler. Enerjilerinin yüksek olması sebebiyle bu örgü titreşimlerinin optik modları olan optik fononlar ile elektronlar arasındaki saçılmalar inelastiktir.

Ridley tarafından verilen polar optik fonon saçılması ile ilgili hareketlilik ifadesi [41]

$$\mu_{po} = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e\omega_{PO}m^{*2}Z_0} \left[e^{\hbar\omega_{PO}/k_B T} - 1 \right] \quad (4.10)$$

Burada

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (4.11)$$

$\hbar\omega_{PO}$ ifadesi polar optik fonon enerjisidir. Z_0 , kuvantum kuyusu genişliğidir. k_B Boltzmann sabiti iken m^* elektronun etkin kütesidir. ε_∞ ve ε_s sırasıyla yüksek ve düşük frekans dielektrik sabitleridir.

4.2.2. Akustik fonon saçılması

Akustik fonon saçılması 100-200 K orta sıcaklıklarda en önemli sınırlayıcı faktördür. Deformasyon potansiyel çiftlenme ve piezoelektrik çiftlenmeden kaynaklı akustik fononlar bu sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizmasıdır [42].

Akustik fononların enerjisi çok düşüktür ve saçılma ise elastiktir. Böyle sistemlerde, akustik fonon saçılması hem deformasyon potansiyel saçılması hem de piezoelektrik saçılmasından meydana gelir [43].

$$\mu_{dp} = \frac{16\rho e u_l^2 \hbar^3}{3\Xi^2 k_B T m^{*2} b} \frac{1}{J_{DP}(k)}. \quad (4.12)$$

Eş. 4.12, deformasyon potansiyel saçılması ile ilgili hareketliliği verir. Burada ρ kristal yoğunluğu ve u_l boyuna akustik fonon hızıdır. Ξ deformasyon potansiyeli iken k elektron dalga vektörüdür. n_s iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu ve b ise Eş. 4.3 ile verilen Fang-Howard ifadesidir [44].

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_s}{8\varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^2} \right)^{1/3} \quad (4.13)$$

$J_{DP}(k)$ integrali ise

$$J_{DP}(k) = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^2 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq \quad (4.14)$$

İntegraldeki q_s , iki boyutlu ters perdeleme uzunluğudur ve şöyle ifade edilir

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi\hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} F_{11}(q) f(0) \quad (4.15)$$

Bu ifadede $f(0)$ altbant köşesi olarak adlandırılır ve $F_{11}(q)$ ise Fang-Howard dalgafonksiyonunun form faktörüdür [44].

Piezoelektrik etkiden kaynaklanan saçılmanın hareketlilik ifadesi ise şöyledir,

$$\mu_{pe} = \frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^3 k}{e K^2 k_B T m^{*2}} \frac{1}{J_{PE}(k)} \quad (4.16)$$

K elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır ve şu şekilde hesaplanır,

$$K^2 = \frac{\varepsilon_{LA}^2}{\varepsilon_s c_{LA}} - \frac{\varepsilon_{TA}^2}{\varepsilon_s c_{TA}} \quad (4.17)$$

ε_{LA} ve ε_{TA} sırasıyla boyuna ve enine etkin piezoelektrik katsayılar iken c_{LA} ve c_{TA} yine sırasıyla boyuna ve enine ortalama elastik sabitlerdir. Eş. 4.16'daki $J_{PE}(k)$ integrali ise

$$J_{PE}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^3 dq \quad (4.18)$$

şeklinde verilir. Mattheissen kuralına göre deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılmaların hareketlilik ifadeleri toplanarak akustik fononlara ait hareketlilik elde edilir,

$$\mu_{ak} = \left(\frac{1}{\mu_{DP}} + \frac{1}{\mu_{PE}} \right)^{-1} \quad (4.19)$$

4.2.3. Arayüzey bozukluğu saçılması

Arayüzey bozukluğu saçılması özellikle düşük sıcaklıklarda iki boyutlu taşıyıcıların hareketliliğini etkileyen önemli saçılma mekanizmalarından biridir. Aynı zamanda yarıiletken çokluyapılarda kritik bir sorundur [45]. Optik aygıtlarda arayüzey bozukluğu eksitonik spektranın genişlemesi veya ayrılması gibi istenmeyen etkilere yol açabilir [46]. Bu etkiler dar kuyularda daha fazla öne çıkarken AlGaIn/GaN ve InAlN/GaN HEMT'lerde 2DEG yük yoğunluğunun çok yüksek olmasından dolayı arayüzeyde saçılma oldukça yüksek olur. Yük yoğunluğunun çok yüksek olması arayüzey elektrik alanı şiddetlendirerek saçılmayı da artırabilir.

Arayüzey bozukluğu saçılmasına ilişkin hareketlilikle ilgili matematiksel ifade Zanato ve arkadaşları tarafından şöyle verilmiştir [47]:

$$\mu_{ab} = \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{n_s\Delta\Lambda} \right)^2 \frac{\hbar^3}{e^3 m^{*2}} \frac{1}{J_{ab}(k)}. \quad (4.20)$$

Burada Δ , bozukluğun yanal boyutu ve Λ korelasyon uzunluğu olarak ifade edilir. Bu ifadelerin değerleri deneysel ve teorik karşılaştırmalar yoluyla bulunur. $J_{ab}(k)$ integrali,

$$J_{ab}(k) = \int_0^{2k} \frac{e^{-q^2\Lambda^2/4}}{2k^3(q+q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq \quad (4.21)$$

q_s , perdeleme sabiti ise,

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi\hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} F(q) \quad (4.22)$$

İlgili form faktörü

$$F(q) = \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 e^{-q|z-z'|}. \quad (4.23)$$

4.2.4. Safsızlık saçılması

İki boyutlu taşıyıcılar için safsızlık saçılması iki kısımda incelenebilir: uzak vericilerden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması ki bu modülasyon katkılı yapılarla ilgilidir ve arayüzey yüklerinden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması veya arka plan safsızlık saçılması, bu da istenmeyen katkılı yapılarla ilgilidir. Çoğu AlGaIn/GaN veya InAlN/GaN çokluyapıları katkısız yapılardır. Bu durumda, sadece istenmeyen katkı veya arka plan safsızlıklar göz önünde bulundurulur. Dolayısıyla, katkısız GaN üzerine büyütülen çokluyapılarla ilgili bu tez dâhilindeki hesaplamalarda arka plan safsızlıklardan kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması kullanılmıştır. Bu arka plan safsızlık saçılması ile ilgili hareketliliğin matematiksel ifadesi [48],

$$\mu_{as} = \frac{8\pi\hbar^3 \epsilon^2 k_F^2 I_B(\beta)}{e^3 m^{*2} N_{AS}}. \quad (4.24)$$

Buradaki ϵ , GaN'nin dielektrik sabitidir. k_F ise eşitlikte verildiği gibi iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı Fermi yüzeyindeki dalga vektörüdür.

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad (4.25)$$

N_{AS} , 2- boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğudur ve literatürdeki üç boyutlu arka plan safsızlık yoğunlukları eşitlik ile iki boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğuna çevrilebilir.

$$N_{AS} = Z_0 N_d \quad (4.26)$$

Z_0 , etkin kuyu genişliği iken N_d üç boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğudur.

Eş. 4.24'teki $I_B(\beta)$ integrali ise

$$I_B(\beta) = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{(\sin \theta + \beta)^2} d\theta \quad (4.27)$$

İntegraldeki β ifadesi

$$\beta = S_0 / 2k_F \quad (4.28)$$

Burada S_0 , perdeleme sabitidir ve şöyle ifade edilir,

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi \epsilon \hbar^2} \quad (4.29)$$

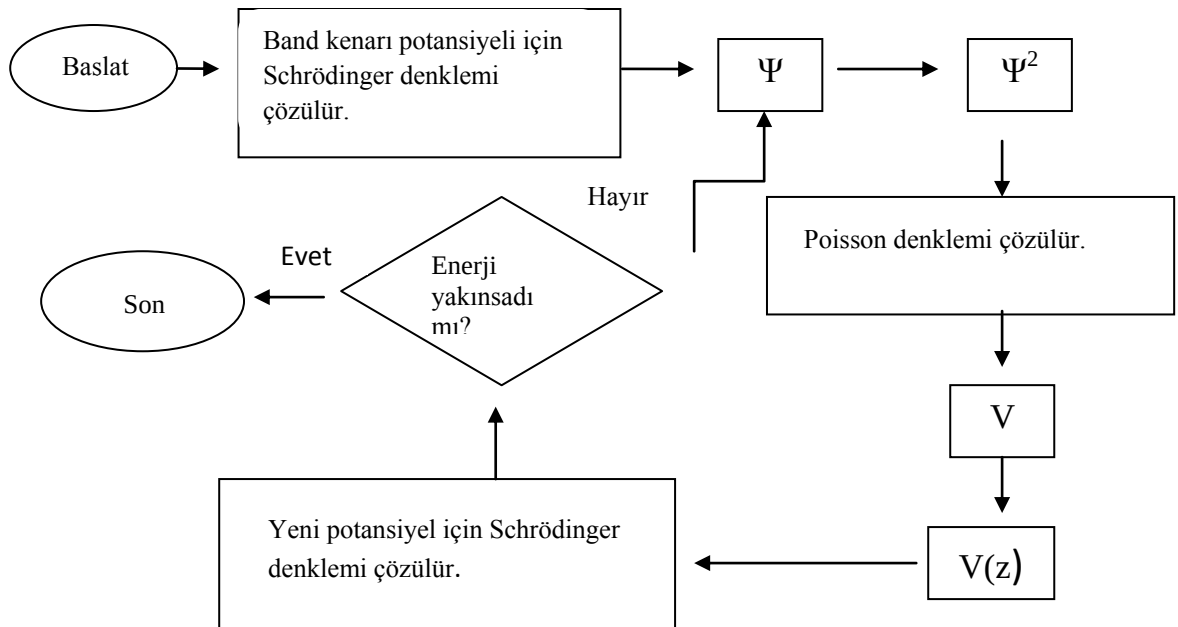
Eş. 4.24 ve diğer ifadelerden açıkça görülür ki arka plan safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsızdır.

5. NUMERİK VE ANALİTİK HESAPLAMALAR

5.1. Numerik Model

Bu tez dahilindeki hesaplamaların bir kısmında kendini-eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemleri çözülmüştür. Bu numerik modelde Schrödinger-Poisson denklemleri GaN kanalındaki üçgen kuyunun 2DEG'in elektriksel potansiyeli ve dalga fonksiyonu iteratif olarak hesaplandı. Bu iterasyonun işleyişi ise şu şekilde olur,

- Schrödinger denkleminde Ψ dalga fonksiyonu hesaplanır,
- Hesaplanan Ψ dalga fonksiyonu Poisson denkleminde yerine yazılarak elektriksel potansiyel bulunur,
- Elektriksel potansiyelin bulunmasıyla elektron potansiyel enerjisi tekrar hesaplanır,
- Son olarak da Poisson denkleminde iyonize verici konsantrasyonu hesaplanır.



Şekil 5.1. Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini-eşleyebilen çözümünün iterasyonu

Dalga fonksiyonu hesaplanırken elektriksel potansiyelin ilk beklenen değerinden yararlanılır ve sonra elde edilen dalga fonksiyonu ile tekrar elektriksel potansiyel elde edilir. Bu elde edilen potansiyel ile elektriksel potansiyel enerjisi hesaplanır.

5.1.1. Ana denklemler

Numerik modeli açıklarken rekombinasyon terimlerini ele almadan elektronlar için vericiler ve deşikler için alıcıları göz önünde bulunduracağız. Ayrıca aşağıdaki denklemler 1 boyutlu aygıt geometrilerine ilişkindir. Sistemin çözümü için uzaya yani z 'ye bağlı bir kuasi-Fermi seviyesi alınır:

$$-\vec{\nabla}[\varepsilon(z)\nabla\Phi(z)]=4\pi[-n+N_D^+] \quad (5.1)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2}\nabla\left[\frac{1}{m^*(z)}\nabla\right]\psi_n(z)+V(z)\psi_n(z)=E_n\psi_n(z). \quad (5.2)$$

Eş. 5.1 Poisson denklemdir. Dolayısıyla n elektron yoğunluğudur ve N_D^+ iyonize vericilerin yoğunluğudur. Eş. 5.2, 1-bant Schrödinger denklemi olarak $V(z) = E_{c0}(z) - e\Phi(z)$ bant sınır fonksiyonu vasıtasıyla $\Psi_n(z)$ dalga fonksiyonları ve karşılık gelen E_n özdeğerlerine sahip kuantize durumlar için durumların yoğunluğunu verir. Elektron yoğunluğu $n(z)$, kuasi-Fermi seviyesi $E_{Fn}(z)$ kullanılarak işgal edilen $\Psi_n(z)$ kuantize durumları sayesinde veya Thomas-Fermi yaklaşımı ile Poisson denkleminde elde edilir.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0. \quad (5.3)$$

Eş. 5.3 akım süreklilik denklemdir ve bu eşitlik elektron yoğunluğu ve kuasi-Fermi seviyesi arasında bağlantı sağlar. Bu eşitlikler sisteminin kendini-eşleyebilen çözümü potansiyel $\Phi(z)$ ve kuasi-Fermi seviyesi $E_{Fn}(z)$ tarafından benzersiz olarak belirlenir.

İyonize vericilerin yoğunluğu ve akım için sonuç olarak;

$$N_D^+(z) = \frac{N_D(z)}{1 + g_D e^{\frac{(E_{Fn}(z) - E_D)}{k_B T}}}. \quad (5.4)$$

$$j(z) = \mu_n(z) n(z) \nabla_z E_{Fn}(z). \quad (5.5)$$

$N_D(z)$ verici yoğunluğu, E_D iyonlaşma enerjisi, g_D enerji seviyeleri için dejenere faktörü ve $\mu_n(z)$ elektron hareketliliğidir.

5.1.2. Sınır koşulları

Schrödinger denklemi için, Eş. 5.6 Dirichlet sınır koşulları ve Eş. 5.7 Neumann sınır koşulları kullanılır.

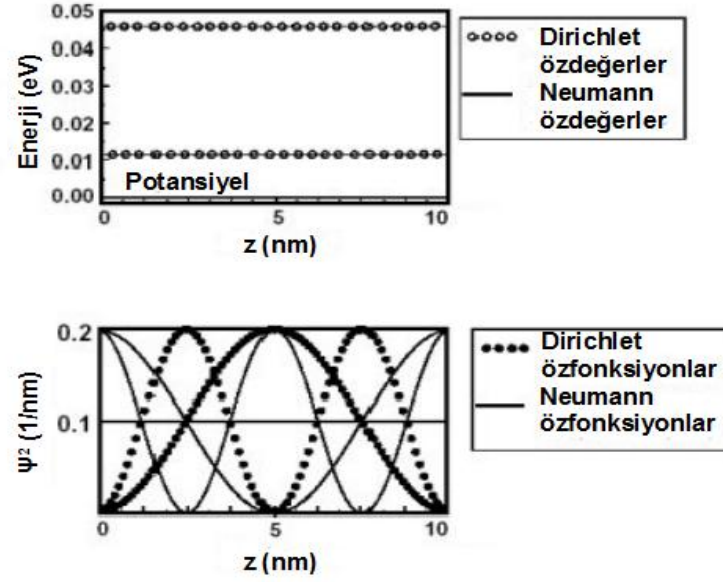
$$\Psi(z)|_{snr} = 0 \quad (5.6)$$

$$\left. \frac{\partial \Psi(z)}{\partial z} \right|_{snr} = 0 \quad (5.7)$$

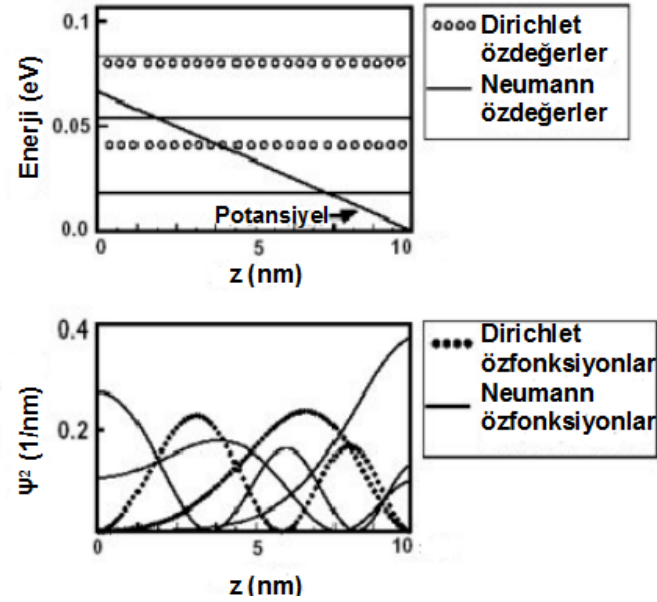
Şekil 5.2’de 10 nm uzunluğa sahip bir bölgenin bir boyutlu potansiyeline bu sınır koşullarının etkisi gösterilmektedir.

Şekil 5.2’de görüldüğü gibi Dirichlet sınır koşulları ile özfonksiyonlar sonsuz yüksek duvarlı bir potansiyel kuyusunda olduğu gibi kosinüs biçimine sahiptir. Eğer Neumann sınır koşulları söz konusu olursa, aynı özdeğerler elde edilir ama karşılık gelen özfonksiyonlar $\pi/2$ kadar bir faz açısıyla kayar.

Eğer potansiyel sıg değilse ve bir şekilde eğimli ise, Şekil 5.3’deki gibi bir duruma sahip oluruz.



Şekil 5.2. Dirichlet ve Neumann sınır koşulları ile 0 eV'luk sıg potansiyelin özdeğerleri



Şekil 5.3. Dirichlet ve Neumann sınır koşulları ile eğimli potansiyelde özdeğerler

Eğer aygıtın bir iç bölgesinde sadece Schrödinger denklemi çözülürse, sonra Dirichlet ya da Neumann sınır koşulları alınabilir. Sonunda, durumlar normalize edilmiş olur.

$$\int |\Psi(z)|^2 dz = 1 \quad (5.8)$$

Bunun anlamı tamamen işgal edilen bir durumun tam olarak bir elektrona eşdeğer olmasıdır.

Numerik modelde, kontaklarda yük nötralliğinin var olduğuna ve durumların yoğunluğunun da yığın malzemedeki gibi aynı olduğuna dair ideal bir kabul yapılır. Saf Dirichlet sınır koşulları ile yoğunluk kontaklarda sıfıra doğru azalırken buna rağmen Neumann sınır koşulları ile yoğunluk kontaklarda artar. Böylelikle, hem Dirichlet sınır koşullarının hem de Neumann sınır koşullarının kullanıldığı karışık bir durumu varsaymak mantıklıdır. Bu karışık durumsa bir kere Dirichlet ve bir kere Neumann sınır koşulları ile Schrödinger denklemini çözdüğümüz ve durumları 1/2'ye normalize ettiğimiz anlamına gelir.

$$\int |\Psi(z)|^2 dz = \frac{1}{2} \quad (5.9)$$

Bu tez dahilindeki çalışmalarda kendini-eşleyebilen çözümler için sınır koşullarını karışık durum olarak ele aldık.

Karışık durum ele alındığında, Şekil 5.3'de görüldüğü gibi mantıklı olarak yapılabilir. Aynı özdeğer için, bir kere kosinüs ve bir kere sinüs fonksiyonu elde edilir. Her ikisinin toplamı sabittir. Böyle özfonksiyonlar 1/2'ye normalize olduğu için, böyle karışık durumların tamamen işgal edilmesi tekrar tam olarak bir elektrona karşılık gelir.

Poisson ve akım süreklilik denklemi için sınır koşulları

Schrödinger denklemi (ve klasik hesaplamalarda Thomas-Fermi yaklaşımı) çözümü aygıt için durumların yoğunluğunu verir. Bu durumların yoğunluğu kuasi-Fermi seviyesi kullanılarak işgal edilecektir. Yük nötralliği garanti etmek amacıyla, Eş. 5.10'da yer alan kontaklardaki sınır koşulları sayesinde ilk olarak sabit kuasi-Fermi seviyesi E_{F0} ile termodinamik denge durumu için Poisson ve Schrödinger denklemi kendini-eşleyebilen olarak çözülür.

$$\left. \frac{\partial \phi(z)}{\partial z} \right| = 0. \text{ (Neumann sınır koşulu)} \quad (5.10)$$

Bu Ohmik kontaklarda yük nötralliğinin kabul edilmesine karşılık gelir. Gauss yasasına göre toplam yük sıfırdır, serbest yük taşıyıcıların yükü iyonize verici ve alıcıların yüküne denktir. Buradan, yapı içi potansiyel elde edilir.

5.1.3. Sabit kuasi-Fermi seviyesinde potansiyel ve yoğunlukların hesaplanması

Uzaya bağlı kuasi-Fermi seviyesi ve tüm durumlar için izinli olduğu kabul edilir. İlk olarak, potansiyelin sabit olduğu yerde yoğunluklar hesaplanır ve böylece bant kenar (sınır) fonksiyonu da $E_{c0}(z) - e \Phi(z)$ sabit olur. Dolayısıyla dört durum düşünülür:

Yoğunluğun sadece klasik hesaplanması

Bu durumda, yüklü taşıyıcı yoğunluğunu tüm üç boyutlu yoğunluğu x ve y yönünde paylaştıran Thomas-Fermi yaklaşımı aracılığıyla hesaplanır.

$$n(z) = 2g_{\text{vadi}} \left(\frac{2\pi k T m^*(z)}{h^2} \right)^{3/2} F_{1/2} \left[\frac{-E_{c0}(z) + e\phi(z) + E_{Fn}(z)}{k_B T} \right]. \quad (5.11)$$

Burada, g_{vadi} vadinin dejenerelik faktörü ve m^* , elektronun etkin kütlesidir. Fermi fonksiyonu $F_{1/2}$ şöyle tanımlıdır

$$F_{1/2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{e^{\varepsilon-x} + 1} d\varepsilon. \quad (5.12)$$

Yoğunluğun kuvantum mekaniksel hesaplanması

$\Psi_n(z)$, n. öz durumun dalga fonksiyonu ve E_n enerjisinin olduğu kuantize durumları tüm aygıt üzerinde Schrödinger denkleminin çözülmesiyle bulunur. Aslında böyle durumlar yerel kuasi-Fermi seviyeleri ile işgal edilecektir. Bu x ve y yönünde homojen dağılıma sahip üç boyutlu yüklü taşıyıcı yoğunluğu Eş. 5.13'den elde edilir

$$n(z) = g_{\text{vadi}} \frac{m^*(z)kT}{\pi \hbar^2} \sum_n |\Psi_n(z)|^2 \ln \left(1 + e^{\frac{(-E_n + E_{Fn}(z))}{k_B T}} \right). \quad (5.13)$$

Burada, g_{vadi} vadinin dejenerelik faktörü ve m^* , elektronun etkin kütlesidir. Eş. 5.13'e göre, kuvantum bölgesi her iki kontağa dokunur. Böylece, Schrödinger denklemini karışık Dirichlet ve Neumann sınır koşulları için çözmüş oluruz.

Kuantum mekaniksel yoğunluğa sadece bağlı durumların katkı vermesi sayesinde yoğunluğun karışık klasik/kuantum mekaniksel hesaplanması

Aygıtın belirli bölgelerinde sadece kuvantum mekaniksel hesaplama yapılması istenilebilir. Bunun için, aygıt klasik bölgeler ve kuvantum bölgeler olarak ayrılır.

Klasik bölgelerde, yoğunluk Thomas-Fermi yaklaşımı aracılığıyla hesaplanır.

Kuantum bölgelerinde, ilk olarak, Schrödinger denklemi Dirichlet sınır koşulları kullanılmasıyla çözülür, sonra ayırma enerjisi (E_{ayr}) kuvantum mekaniksel durumlar düşünülerek belirlenir. Bağlı (yerelleşmiş) durumların yoğunluğu n_b olarak adlandırılır.

$$n_b(z) = \sum_{E_n < E_{ayr}} g_{vadi} \frac{m^*(z)kT}{\pi \hbar^2} |\Psi_n(z)|^2 \ln \left[\frac{1 + e^{\frac{(-E_n + E_{Fn}(z))}{k_B T}}}{1 + e^{\frac{(-E_{ayr} + E_{Fn}(z))}{k_B T}}} \right]. \quad (5.14)$$

Ayırma enerjisinden yüksek enerjiler için yoğunluk (n_{kat}), Thomas-Fermi yaklaşımı aracılığıyla hesaplanır

$$n_{kat}(z) = g_{vadi} \frac{1}{4\pi^{3/2}} \left(\frac{2m^*(z)}{\hbar^2} \right)^{3/2} (k_B T)^{3/2}. \quad (5.15)$$

Kuantum bölgesindeki toplam yoğunluk (n_{kb}) ise şöyle verilir:

$$n_{kb}(z) = n_b(z) + n_{kat}(z). \quad (5.16)$$

Kuantum bölgelerindeki yoğunluğun sadece kuantum mekaniksel olarak hesaplanması sayesinde yoğunluğun karışık klasik/kuantum mekaniksel hesaplanması

Bu yöntemde de aygıt klasik bölgeler ve kuantum bölgeler olarak ayrılır. Klasik bölgelerde, yoğunluk Thomas-Fermi yaklaşımı aracılığıyla hesaplanır.

Kuantum bölgelerinde ilk olarak, Schrödinger denklemi karışık Dirichlet ve Neumann sınır koşulları kullanılarak çözülür. Kuantum bölgelerinde yoğunluk yerel kuasi-Fermi seviyesi üzerinde işgal edilen durumlar ile hesaplanır. Eğer sadece Neumann sınır koşulları kullanılırsa, klasik bölgelerden kuantum bölgelerine geçişte yoğunluk fonksiyonundaki var olan süreksizlikler sonucunda kuantum bölgesi sınırında durumların yoğunluğunun arttığı elde edilir. Kuantum mekaniksel yoğunluk için düzenlenirse,

$$n_{kb}(z) = \sum_{E_n} g_{vadi} \frac{m^*(z)kT}{\pi \hbar^2} |\Psi(z)|^2 \ln \left(1 + e^{\frac{(-E_n + E_{Fn}(z))}{k_B T}} \right). \quad (5.17)$$

Yoğunluklar, bir potansiyel fonksiyonu ve böyle kuvantum mekaniksel durumların fonksiyonu aracılığıyla hesaplanır. Yoğunluklar için bu ifadeler ile, Poisson ve Schrödinger denklemi sonra kendini eşleyebilen olarak bir öngörme-düzeltilme (predictor-corrector) yaklaşımı ile çözülür. Böylece sabit kuasi-Fermi seviyesi için yeni bir potansiyel ve yeni kuvantum durumları elde edilir.

5.1.4. Klasik yoğunluklar

Bir Thomas-Fermi yoğunluğu türetilebilir ve buradan durumların yoğunluğu yazılabilir

$$g(E) = \sum_{\gamma} \delta(E - E_{\gamma}) |\Psi_{\gamma}(x, y, z)|^2. \quad (5.18)$$

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\vec{r}}. \quad (5.19)$$

Yayılan dalgalar için dalgafonksiyonları ile elektron yoğunluğu elde edilir.

$$n = g(E) f(E) dE. \quad (5.20)$$

$$n(x, y, z) = \sum_{\vec{k}} |\Psi_{\vec{k}}(x, y, z)|^2 f\left(\frac{E_{\vec{k}}}{kT}\right). \quad (5.21)$$

Bir parabolik dağılım kabul edilir

$$E_{\vec{k}}(x, y, z) = E_C(x, y, z) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}. \quad (5.22)$$

Toplam Eş. 5.23 integrasyonu ile dönüştürülebilir

$$\sum_{\vec{k}} = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} d\vec{k} g_{vadi/spin}. \quad (5.23)$$

Sonra elektron yoğunluğu okunur:

$$n(x, y, z) = g_{vadi/spin} \frac{1}{8\pi^{3/2}} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (kT)^{3/2} F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right). \quad (5.24)$$

$$N_C = g_{vadi/spin} \frac{1}{8\pi^{3/2}} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (kT)^{3/2}. \quad (5.25)$$

$$n(x, y, z) = N_C F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right). \quad (5.26)$$

Veritabanında parabol olmayan faktör şöyle tanımlanır

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = E(1 + \alpha_{eV} E). \quad (5.27)$$

$$\alpha = \alpha_{eV} kT. \quad (5.28)$$

$$n(x, y, z) = N_C F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right) + \frac{5}{2} \alpha N_C F_{3/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right). \quad (5.29)$$

Kuantum ve klasik durumların kombinasyonu durumunda sadece bir enerji seviyesi (en yüksek bağlı durum) üstünde klasik yoğunluk hesaplanır, bu seviye de E_{kenar} olarak adlandırılır. Sonuç olarak, sadece E_{kenar} 'dan Eş. 5.18'deki sonsuzluğa integral alınır. Böylece tamamlanmayan Fermi integraller alınır:

$$n(x, y, z) = N_C F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT}, \max \left[\frac{E_{kenar} - E_C}{kT}, 0 \right] \right) + \frac{5}{2} \alpha N_C F_{3/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT}, \max \left[\frac{E_{kenar} - E_C}{kT}, 0 \right] \right). \quad (5.30)$$

5.1.5. Kendini eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemi

Kendini eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemlerinin çözümü sırasında kuasi-Fermi seviyeleri değişmez. Böylece, yoğunluklar kuasi-Fermi seviyeleri üzerindeki işgal edilen durumlar ile elde edilir. Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini-eşleyebilen çözümü için bir öngörme-düzeltilme (predictor-corrector) yöntemi kullanılır. Kendini-eşleyebilen Schrödinger-Poisson denklemlerinin çözüm işlemi şu şekilde izlenir:

İlk olarak, izinli potansiyel için kuvantum mekaniksel durumlar belirlenir. Böyle bir öngörme yoğunluğundan çıkarsama yapılabilir. Esas itibarıyla, ilk sırada bir pertürbasyon ansatz kullanılır, yani potansiyel değişimlerine göre değişen özdeğerler ve potansiyel varyasyonlarında dalga fonksiyonların değişmeden kaldığı varsayılır. Bu öngörme yoğunluğu ile doğrusal olmayan Poisson denklemi çözülecektir ve böylece yeni bir düzeltme potansiyeli elde edilir. Bu potansiyelden, hemen yeni özdeğerler belirlenebilir. Şekil 5.1'de olduğu gibi bu süreç yakınsanana kadar tekrarlanır.

Poisson denklemi ile elektrik alan hesabı

Herhangi bir ρ yük dağılımından meydana gelen $V_\rho(x)$ Poisson denklemi kullanılarak ifade edilebilir,

$$\nabla^2 V_\rho = -\frac{\rho}{\varepsilon}. \quad (5.31)$$

ε , geçirgenlik ve $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ şeklinde tanımlanır. Elektrik alan şiddeti aracılığıyla çözüm elde edilir,

$$\vec{E}(x) = -\nabla V. \quad (5.32)$$

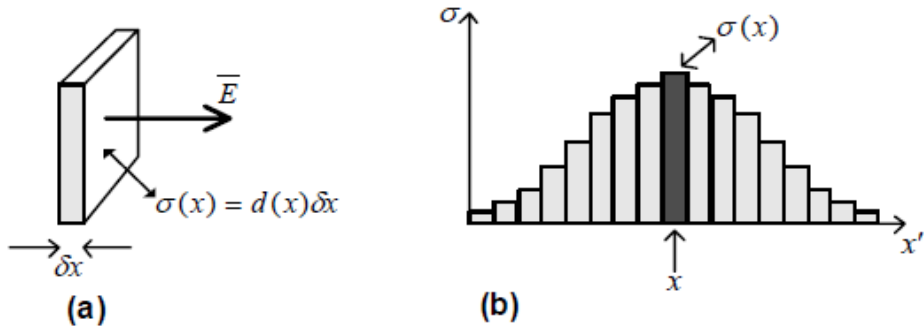
ve potansiyel Eş. 5.33'e eşit olur

$$V_{\rho}(\vec{r}) = - \int_{-\infty}^{\vec{r}} \vec{E} \cdot d\vec{r}. \quad (5.33)$$

Eğer potansiyel profilleri bir boyutlu ise bir boyutlu yük dağılımı üretirler. İlave olarak, kuvantum kuyuları x-y düzleminde sonsuz olarak kabul edilir ve bu nedenle herhangi yük yoğunluğu, $\rho(x)$, sonsuz bir düzlem veya bir bölgesel düzlem yük yoğunluğu olarak kabul edilebilir ve kalınlık şeklindeki gibi δx 'dir.

Böyle bir sonsuz düzlemdeki yük, düzleme dik bir elektrik alan üretir Eş. 5.34'de verildiği gibi

$$\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon}. \quad (5.34)$$



Şekil 5.4. $d(x)$ katkıların hacim yoğunluğu ve δx kalınlıklı bir sonsuz düzlem yükünden elektrik alan şiddeti

Sonsuz düzlemde olduğu için alanın şiddeti düzleminden uzak tüm noktalarda sabittir. Böyle yüklü düzlemlerden dolayı toplam elektrik alan şiddeti Şekil 5.4b'de verildiği gibi birbirinden ayrı ayrı olarak hesaplanıp toplanır:

$$\vec{E}(x) = \sum_{x'} \frac{\sigma(x')}{\epsilon} \text{sign}(x - x'). \quad (5.35)$$

sign fonksiyonu ise Eş. 5.36'daki gibi tanımlıdır

$$\text{sign}(x) = +1, \quad x \geq 0; \quad \text{sign}(x) = -1, \quad x < 0 \quad (5.36)$$

Elektrik alanın vektörel doğasından dolayı, eğer bir tek düzlem yükü x' konumunda ise, sonra $x > x'$ için $\vec{E}(x) = +\sigma/\epsilon$ iken $x < x'$ için $\vec{E}(x) = -\sigma/\epsilon$ olur. Buna ilaveten, yük nötrallığında, çoğu iyonize verici veya alıcı, sistemdeki elektronlar veyadeşikler olacaktır. Bu Eş. 5.37 ile hesaplanabilir

$$\sum_{x=-\infty}^{+\infty} \sigma(x) = 0. \quad (5.37)$$

Bu denklem elektrik alanı garanti eden yük nötrallığını ifade eder ve bu nedenle potansiyel yük dağılımından uzaklara gidildikçe sıfıra gider. Katkılı bir yarıiletken için, yük dağılımına iki katkı vardır, (i) iyonize safsızlıklar ve (ii) serbest yük taşıyıcıları. İyonize safsızlıklar her bir yarıiletken katmanındaki katkı profil yoğunluklarından bilinir. Serbest yük taşıyıcıları çokluyapıdaki taşıyıcıların bulunma olasılığından hesaplanır. Bu tez dahilinde incelenen malzemelerde katkılanmadan kutuplanma sonucu kuvantum kuyusu olduğu için yük dağılımına serbest yük taşıyıcılar dışında kutuplanma indüklü taşıyıcılar da katkıda bulunur.

5.1.6. Kod akışı

Giriş dosyasında neler bulunmalı?

- Çalışılan numunenin boyutu (1B, 2B veya 3B),
- Çokluyapının malzemeleri ve biçimi,
- Varsa uygulanan öngerilim,

- Varsa katkılama,
- Klasik hesaplanması gereken yerlerin ve kuvantum bölgelerinin nerede olduğu bilgisi,
- İstenen çıktı özellikleri bilgisi.

Böyle hazırlanan bir giriş dosyasının işlenmesi sonucu hesaplanabilen çıktılar şu şekildedir:

- Bant yapısı,
- Gerginlik,
- Piezo- ve piroelektrik yükler,
- Elektron/deşik yoğunlukları (uzay yük),
- Elektrostatik potansiyel,
- Akım,
- Dalga fonksiyonları.

Bu tez çalışmasında kullanılan kodda [49] yukarıda anlatılan numerik modele uygun şekilde Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini-eşleyebilen çözümlerinin akışı şöyledir,

- Veritabanından malzeme verilerini okuyan ve aygıt geometrisini içinde bulunan giriş dosyası işlenir.
- Giriş dosyasındaki malzemelere ve geometriye uygun bir şekilde gerginlik hesaplanır.
- Gerginlik ve van-de-Walle modeli hesaba katılmasıyla bant kenarları hesaplanır. Bu muhtemelen dejenere enerji durumlarının ayrılmasına yol açabilir.
- Piezoelektrik ve piroelektrik kutuplanma yükleri belirlenir.

- Program kuvantum bölgelerini düzenler ve kuvantum durumları ile fiziksel çözümleri içeren diğer tüm ilgili değişkenleri ayırır.
- Ana program başlar ve potansiyel için bir başlangıç değeri belirlenir.
- Isısal dengedeki doğrusal olmayan Poisson denklemi yapı içi potansiyeli belirlemek amacıyla çözülür.
- Sonra Şekil 5.1'deki iterasyon gerçekleşir.
- Sonuçlar özel dosyalara yazdırılır.

5.2. Simba Hareketlilik Modeli

Bir HEMT yapısındaki transistör için kanaldaki akaç-kaynak akımı şöyle ifade edilir [50],

$$I_{AK} = -q \frac{W}{L} v(z) n_s(z). \quad (5.38)$$

Burada W , geçit genişliği ve L , geçit uzunluğudur. $n_s(z)$, iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu iken $v(z)$ taşıyıcı sürüklenme hızıdır. Sürüklenme hızının Simba hareketlilik modeline göre elektrik alana bağlılığı [51],

$$v(E) = \frac{\mu E}{\left[1 + \left(\frac{\mu E}{v_d} \right)^\kappa \right]^{1/\kappa}}. \quad (5.39)$$

μ , kanal içindeki elektron hareketliliği ve κ ise sıcaklığa bağlılığı belirten bir üstür. v_d , elektron doyum hızıdır ve sıcaklığa bağlı ifadesi

$$v_d = v_0 - d(T - T_0). \quad (5.40)$$

şeklindedir. Burada ν_0 , doyum hızıdır. d , sıcaklığa bağlılık ve T_0 , referans sıcaklık ifadeleridir. Eş. 5.39'da $E = \frac{V_{AK}}{d_{kanal}}$ değiştirmesi yapılırsa,

$$\nu(V_{AK}) = \frac{\mu V_{AK}}{d_{kanal} \left[1 + \left(\frac{\mu V_{AK}}{\nu_d d_{kanal}} \right)^\kappa \right]^{1/\kappa}}. \quad (5.41)$$

şeklinde elde edilir. Diğer taraftan elektron doyum hızının Eş. 5.40'daki sıcaklığa bağlılık ifadesi Eş. 5.41'de yerine koyulursa,

$$\nu(V_{AK}) = \frac{\mu V_{AK}}{d_{kanal} \left[1 + \left(\frac{\mu V_{AK}}{d_{kanal} (\nu_0 - d(T - T_0))} \right)^\kappa \right]^{1/\kappa}}. \quad (5.42)$$

ve bu sürüklenme hızı Eş. 5.38'de eklenirse,

$$I_{AK} = \frac{q W \mu V_{AK} n_s}{L d_{kanal} \left[1 + \left(\frac{\mu V_{AK}}{d_{kanal} (\nu_0 - d(T - T_0))} \right)^\kappa \right]^{1/\kappa}}. \quad (5.43)$$

Böylelikle, Eş. 5.43 GaN-temelli çokluyapılar için akaç-kaynak gerilimine bağlı akaç-kaynak akımını verir. Akaç-kaynak doyum akımı (I_{AKD}) ise şu şekilde hesaplanır,

$$I_{AKD} = \frac{\mu C W E^2}{L^2}. \quad (5.44)$$

C, GaN üzerine büyütülen bariyerin kapasitansdır ve şu şekilde ifade edilir,

$$C = \frac{\varepsilon WL}{d_{2DEG}}. \quad (5.45)$$

Burada $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ 'dır. ε_0 boşluğun ve ε_r ise bariyerin geçirgenliğidir. $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyeri için $\varepsilon_r = 9,8$ olarak alınır [52]. d_{2DEG} , 2DEG'in yüzeyden uzaklığıdır.

Çizelge 5.1. Simba hareketlilik modelinde GaN için kullanılan parametreler [53]

Parametre	Değer
Sıcaklığa bağlılık (d)	7532,78 cm/Ks
Referans sıcaklık (T_0)	300 K
Elektron doyum hızı (v_0)	$1,40 \times 10^7$ cm/s
Kappa (κ)	0,82

Bu hareketlilik modelinde kullanılan parametreler GaN için Çizelge 5.1'de verilmiştir.

6. NUMERİK VE ANALİTİK HESAPLAMA SONUÇLARI

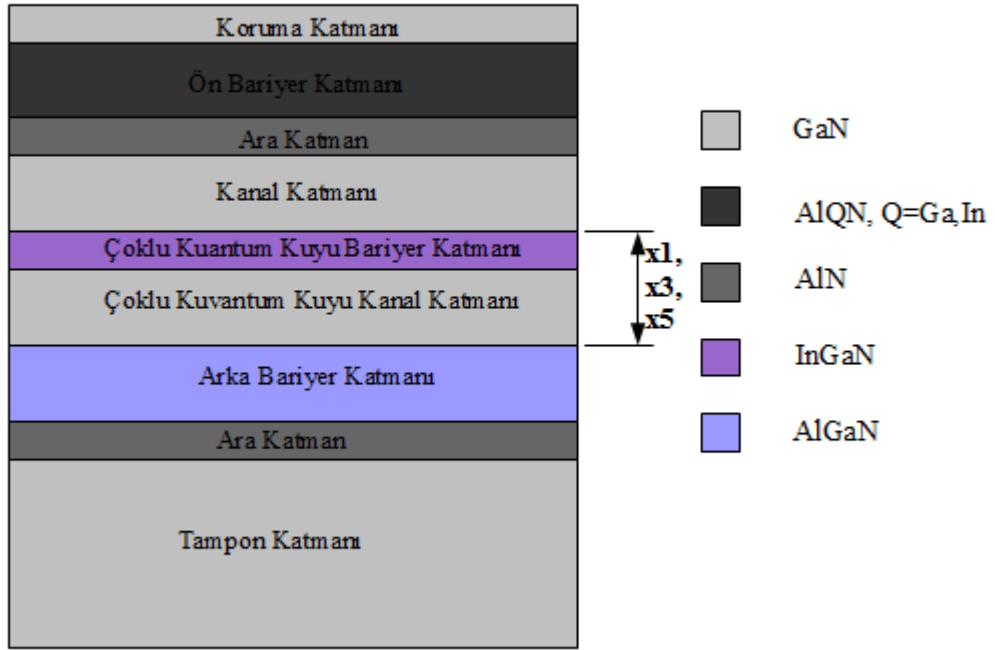
Bu tez kapsamında, Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini eşleyebilen çözümleri kullanılarak yaklaşık morfik olarak büyütülen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çokluyapılarının alaşım oranlarına ve katman kalınlıklarına bağlı olarak bant yapıları, taşıyıcı yoğunlukları, bulunma olasılıkları üzerinden 2DEG özellikleri incelendi. Bu numerik hesaplamalar sonucunda elde edilen bulunma olasılıkları verilerinden çokluyapıların her biri için kuvantum kuyu genişliği hesaplandı. Taşıyıcı yoğunlukları ve kuvantum kuyu genişlikleri verileri ile $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerli en iyileştirilmiş çoklu kuvantum kuyulu çokluyapıların elektron hareketlilikleri, bariyer kalınlığına ve sıcaklığa bağlı olarak analiz edildi. Simba hareketlilik modeli sayesinde hesaplanan elektron hareketlilikleri kullanılarak bu çokluyapıların akım-gerilim karakteristikleri incelendi.

Şekil 6.1 ön bariyeri AlGaIn veya InAlN olan $\text{AlQ}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ($Q=\text{Ga}, \text{In}$) çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılar için aygıt yapısını gösterir. Tüm bu katmanların z - yönünde bir GaN alttaş üzerine yaklaşık morfik olarak büyütüldüğü kabul edilir. Yaklaşık morfik olarak büyütülen katmanlar arasında dislokasyon gibi bozulukluklar dolayısıyla örgü uyumsuzlukların olmadığı varsayılır. Ancak çalışmalarda, üzerinde çalıştığımız çokluyapıların örgü uyumsuzluklarından ve böylelikle gerginliklerden kaynaklanan durumları ilave hesaplamalar ile göz önünde bulundurduk.

6.1. $\text{InGaIn}/\text{GaIn}$ Çoklu Kuvantum Kuyuların 2DEG Üzerine Etkilerinin İncelenmesi

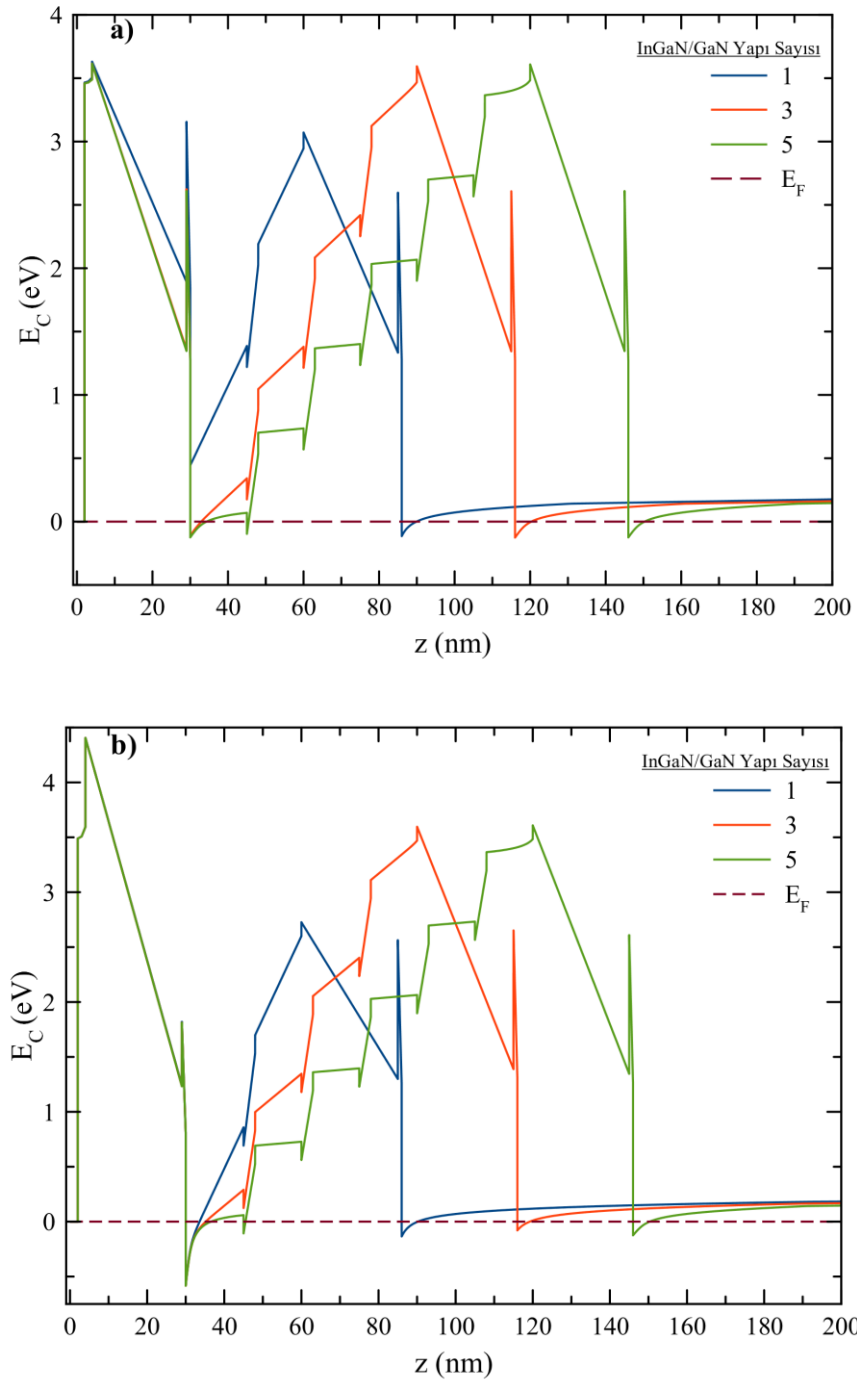
Şekil 6.1’de aygıt yapısı verilen çokluyapıların Schrödinger-Poisson denkleminin kendini eşleyebilen çözümleri ile hesaplanan iletkenlik enerji bant diyagramları Şekil 6.2’de gösterilmiştir. Şekil 6.2a’da $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}/\text{AlN}/\text{GaIn}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}/\text{GaIn}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaIn}$ çoklu kuvantum kuyulu çokluyapısı için $\text{InGaIn}/\text{GaIn}$ çoklu kuvantum kuyu sayılarına bağlı olarak enerji bant diyagramı kıyaslanmaktadır. 1, 3

ve 5 InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyuya sahip AlGaN bariyerli bir çokluyapıda çoklu kuvantum kuyu sayısının elektron iletimine yönelik kuvantum kuyu oluşumunda önemi açıkça görülmektedir.

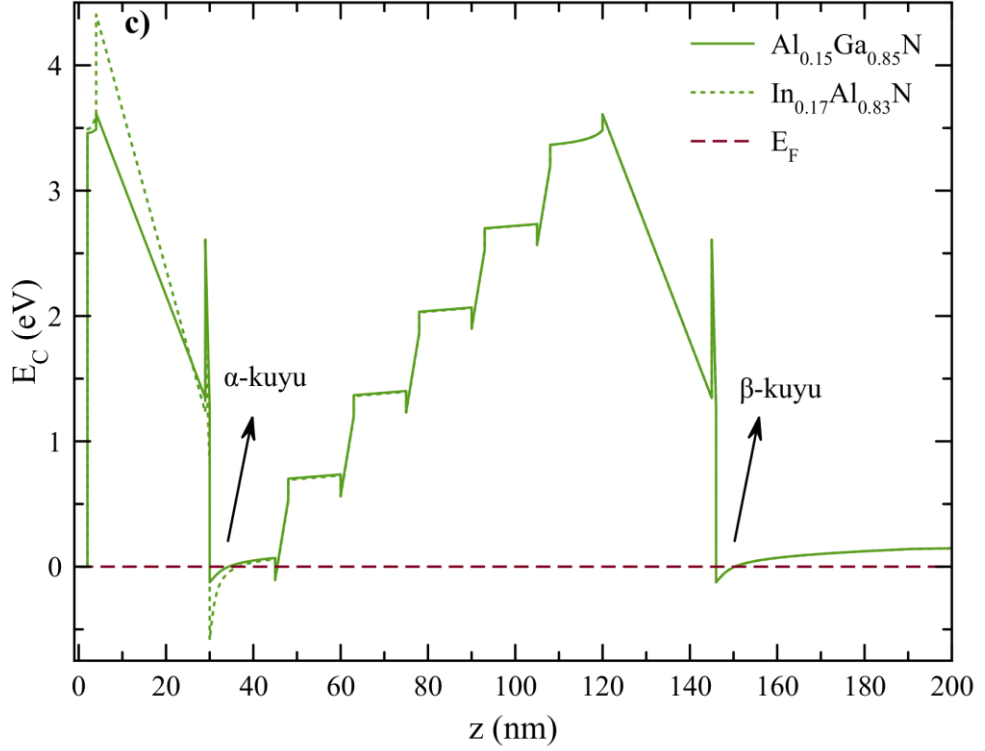


Şekil 6.1. Tez dahilinde incelenen GaN-temelli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılara ilişkin aygıt yapısı

Şekil 6.2a'da açıkça görüldüğü gibi, 1 çift InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusuna sahip çokluyapıda yüzeye yakın bir kuvantum kuyusu oluşmamaktadır. 3 ve 5 çift InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyuları ile artan piezoelektrik ve doğal kutuplanmalardan dolayı yüzey bariyeri ile InGaN/GaN çoklukuvantum kuyular arasında 2DEG oluşumuna izin veren bir kuvantum kuyusu oluşur. Tampon tabaka üstünde oluşan 2DEG'e sahip ikinci kuvantum kuyusu ise çoklu kuvantum kuyularının sayısına bakılmaksızın oluşmakta ve içindeki 2DEG yoğunluğu Şekil 6.3'deki gibi çoklu kuvantum kuyularının sayısına bağlıdır.



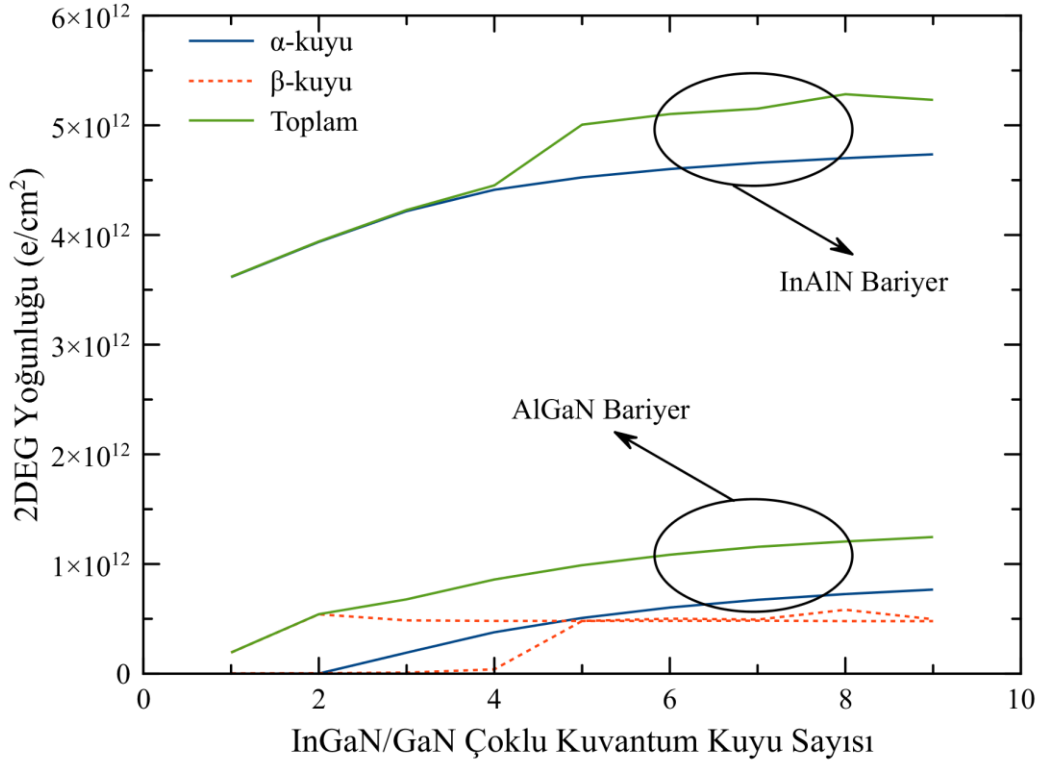
Şekil 6.2. a) $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ve b) $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu kuantum kuyulu çoklu yapısı için InGaN/GaN çoklu kuantum kuyu sayısına göre enerji bant diyagramı. c) 5 InGaN/GaN çoklu kuantum kuyusu için $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine göre enerji bant diyagramının kıyaslanması



Şekil 6.2. (Devam) a) $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ve b) $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu kuvantum kuyulu çoklu yapısı için InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısına göre enerji bant diyagramı. c) 5 InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusu için $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine göre enerji bant diyagramının kıyaslanması

Şekil 6.2b’de GaN ile örgü uyumlu InAlN bariyerine sahip $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu kuvantum kuyulu çokluyapısı için InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayılarına bağlı olarak enerji bant diyagramı kıyaslanmaktadır. Şekil 6.2a’daki durumdan farklı olarak bu çokluyapıda 1 çift InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusu olmasına karşın yüzeye yakın kuvantum kuyusunun oluştuğu görülmektedir. Bunun sebebi ise InAlN yarıiletken malzemesinin AlGaN’a göre oldukça yüksek doğal kutuplanmaya sahip olmasıdır. Şekil 6.2c, $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerleri için 5 çift InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyularına sahip çokluyapıların iletkenlik enerji bant diyagramlarını gösterir. Şekil 6.2c’ye göre, β -kuyusu için her iki çokluyapının aynı özelliklere sahip olduğu söylenebilirken yüzeye yakın kuvantum kuyusu olan α -kuyusu için InAlN

bariyere sahip çokluyapıda daha derin bir kuyunun olduğu açıkça görülür. Daha derin bir kuvantum kuyusu, daha iyi sınırlanan elektronlar anlamına gelirken bu elektronların hareketliliğinin çok daha yüksek olması beklenir.



Şekil 6.3. $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine sahip iki çoklu kuvantum kuyulu çokluyapı için InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısının değişimine karşı 2DEG yoğunluğu

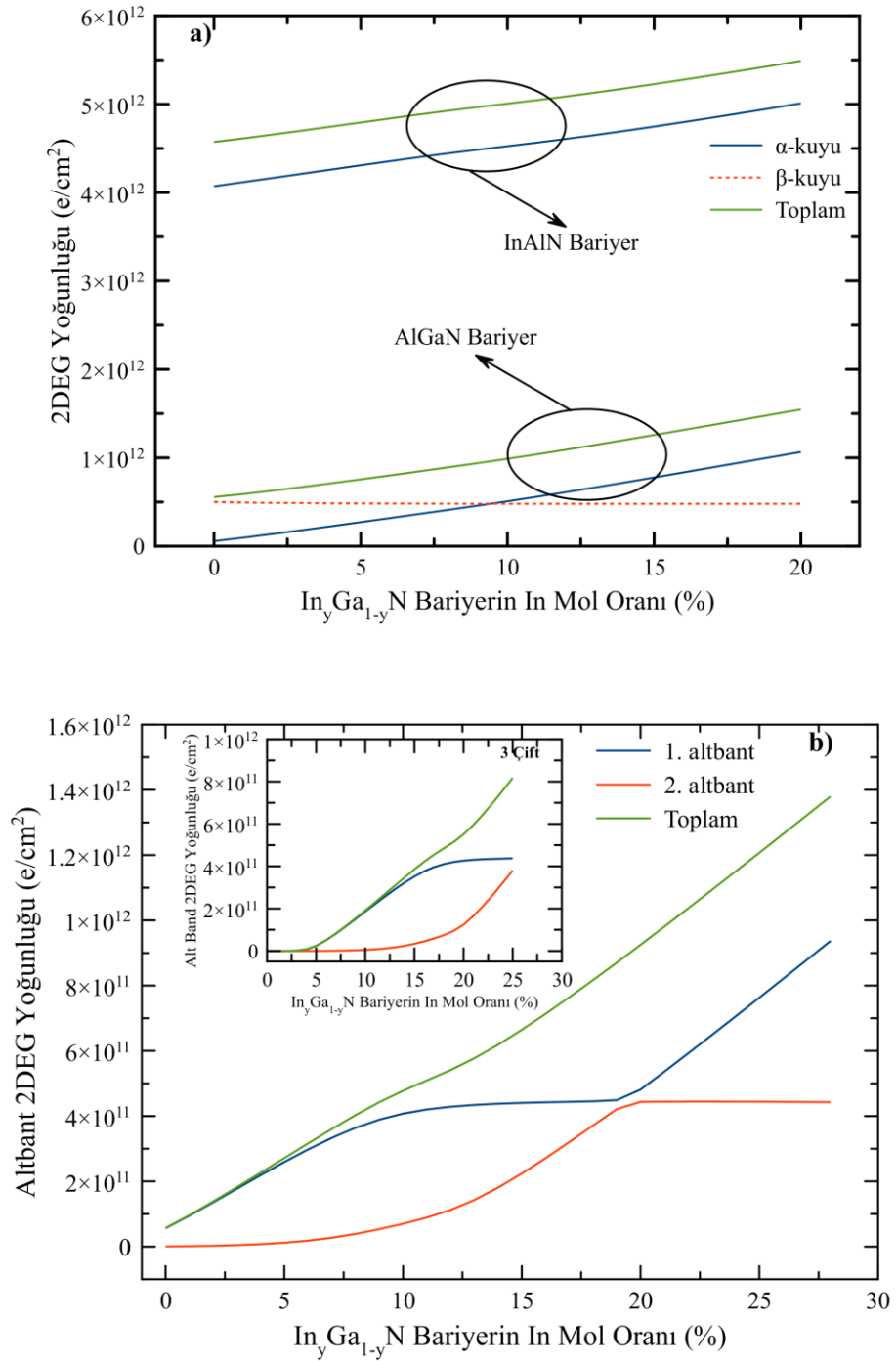
Şekil 6.3 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine sahip iki çokluyapı için 2DEG yoğunluğunun InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısına bağlılığını göstermektedir. $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bariyerli yapı için InGaIn/GaN kuvantum kuyu sayısı 2 olana kadar α -kuyusunun oluşmadığı Şekil 6.2a'ya bakılarak da söylenebilir. 1 ve 2 çift InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyusu durumlarında 15 nm kalınlığına sahip bir ön bariyer $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ katmanı ile GaN kanal katmanı arasındaki piezoelektrik kutuplanma ve bu katmanların doğal kutuplanmaları yüzeye yakın bir 2DEG oluşumu için yeterli yük birikimini sağlamadığı görülmektedir. Aynı zamanda β -kuyusunda InGaIn/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısı 2 olana kadar 2DEG

yoğunluğunda artış söz konusu iken 3 çift ve sonrasında β -kuyusundaki 2DEG yoğunluğu nispeten azalmaktadır. Çok az da olsa bu azalmanın nedeni olarak InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısının artmasıyla β -kuyusunun giderek yüzeye yakın olan arayüzeyden uzaklaşması ve uzaklaşma sonucunda bu arayüzeydeki piezoelektrik kutuplanmaların β -kuyuya olan etkisinin azalması olarak yorumlanabilir.

InGaN/GaN kuvantum kuyu sayısının değişmesiyle α -kuyusunda 2DEG yoğunluğu giderek artmaktadır. Şekil 6.2a baz alınarak bu artış, InGaN/GaN kuvantum kuyu sayısının artmasıyla beraber doğal ve piezoelektrik kutuplanmadaki artışın yanı sıra iki AlGaN bariyer arasındaki iletkenlik bandını yükseltmesinden kaynaklandığı söylenebilir. Bu aynı zamanda, daha dar bir kuvantum kuyusu oluşturacağından daha iyi elektron sınırlamasına yol açar.

Şekil 6.3'e göre $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyer için InGaN/GaN kuvantum kuyu sayısı 5 olana kadar β -kuyusunda 2DEG oluşumu görülmemektedir. Çoklu kuvantum kuyu sayısı 5 olduktan sonra β -kuyusundaki 2DEG yoğunluğunun değişimi sabittir.

InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısı 5 olduğunda $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bariyerine sahip çoklu yapı için α ve β kuyularındaki 2DEG yoğunluğu yaklaşık aynı değere sahip olurken $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerine sahip çoklu yapıda β -kuyusunda 2DEG oluşumu görülmektedir. Sonraki hesaplamalar bu durumlar göz önüne alınarak InGaN/GaN kuvantum kuyu sayısı 5 olarak yapılmıştır.



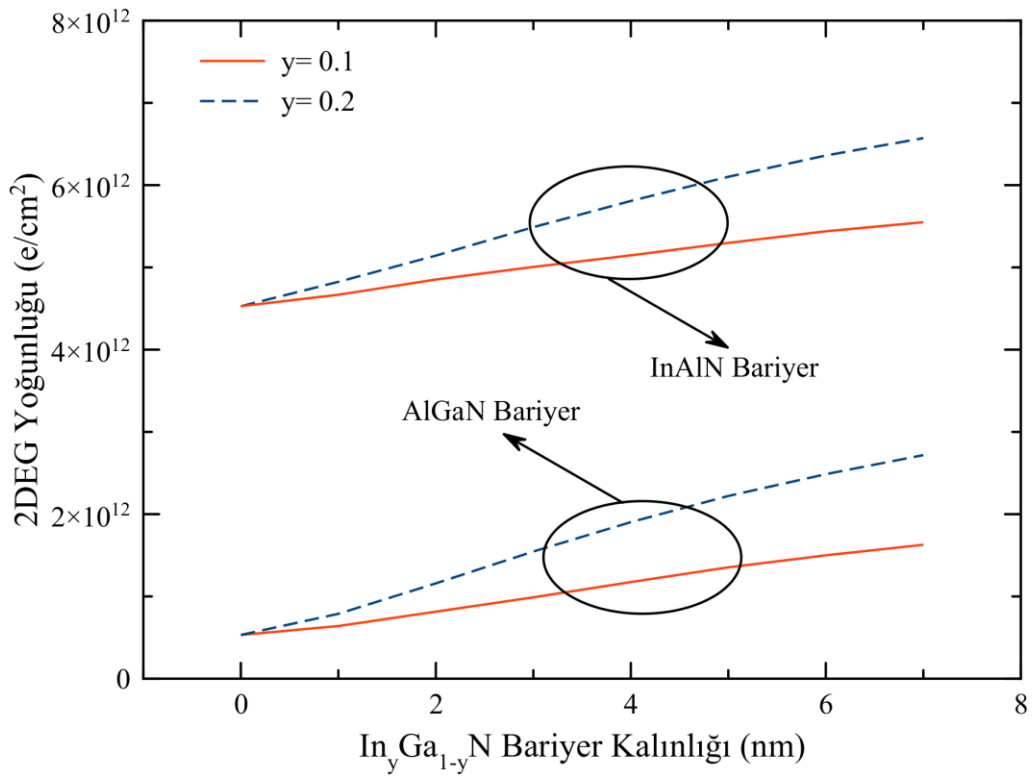
Şekil 6.4. a) $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerlerine sahip iki çoklu kuantum kuyulu çokluyapı için $\text{InGaIn}/\text{GaIn}$ çoklu kuantum kuyusundaki InGaIn bariyerin In mol oranına bağlı 2DEG yoğunluğu. b) $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bariyerine sahip çoklu kuantum kuyulu çokluyapıda $\text{InGaIn}/\text{GaIn}$ çiftindeki InGaIn bariyerin In mol oranına bağlı alt bantların 2DEG yoğunluğu

Şekil 6.4a'da InGa_N/Ga_N çoklu kuvantum kuyusundaki InGa_N bariyerin In mol oranına bağlı 2DEG yoğunluğu AlGa_N ve InAl_N bariyerli çokluyapılar için gösterilmektedir. Her iki bariyer için de β -kuyusundaki 2DEG yoğunluğunun InGa_N/Ga_N kuvantum kuyusundaki In mol oranının %0-20 aralıklarında aynı olduğu açıkça görülmektedir. Yine her iki bariyer için de In mol oranının artmasıyla α -kuyusundaki 2DEG yoğunluğunun benzer şekilde arttığı görülmektedir.

Şekil 6.4b AlGa_N bariyerli çoklukuvantum kuyulu çokluyapılar için α kuyusundaki altbant 2DEG yoğunluklarının InGa_N/Ga_N kuvantum kuyusundaki InGa_N bariyerin In mol oranına göre değişimi verilmiştir. Birinci altbandın taşıyıcı yoğunluğu, In mol oranı %10 olduğu duruma kadar artarken sonrasında doyuma ulaştığı görülmektedir. Ancak bu doyum In mol oranı %20'den sonra bozularak taşıyıcı yoğunluğu giderek artmıştır. Bu sırada, ikinci altbanttaki taşıyıcı yoğunluğu sabitleşir. İkinci altbant için, diğer taraftan In mol oranı %20 olana kadar taşıyıcı yoğunluğunda üstel bir artış görülür. In mol oranı %20 olduğunda, α kuyusundaki birinci ve ikinci altbandın 2DEG yoğunluğu birbirlerine çok yakın değerler aldığı Şekil 6.4b'deki gibi görülür. Benzer şekilde Şekil 6.4b'deki iç grafikte gösterildiği gibi, InGa_N/Ga_N kuvantum kuyu sayısı 3 olduğunda In mol oranı %25 olduğunda birinci ve ikinci altbandın 2DEG yoğunluğunun birbirine yakın değerler aldığı görülür. InGa_N/Ga_N kuvantum kuyu sayısının artmasıyla daha düşük In mol oranlarında birinci ve ikinci altbant 2DEG yoğunluklarının birbirine yakın olacağı bu iki şekilden açıkça görülür.

GaN-temelli çokluyapılarda birinci ve ikinci altbantların arasındaki büyük enerji farkından dolayı ikinci altbant için söz konusu elektron dalga fonksiyonunun dağılımı ilk altbanttaki elektron dalga fonksiyonu dağılımına göre arayüzeyden daha uzaktadır. Bu nedenle ikinci altbanttaki 2DEG birinci altbanda göre çoklu arayüzeyden uzakta olacak şekilde sınırlanır. Böylelikle, ikinci altbanttaki 2DEG arayüzeyde oluşan düzensiz piezoelektrik alanlardan ve arayüzey bozukluklarından birinci altbanttaki 2DEG'den daha az etkilenir. Bu da ikinci altbanttaki 2DEG'in piezoelektrik saçılması ile arayüzey bozukluğu saçılmasına daha az uğrayacağı anlamına gelir. Sonuç olarak, ikinci altbantta bulunan iki boyutlu taşıyıcıların

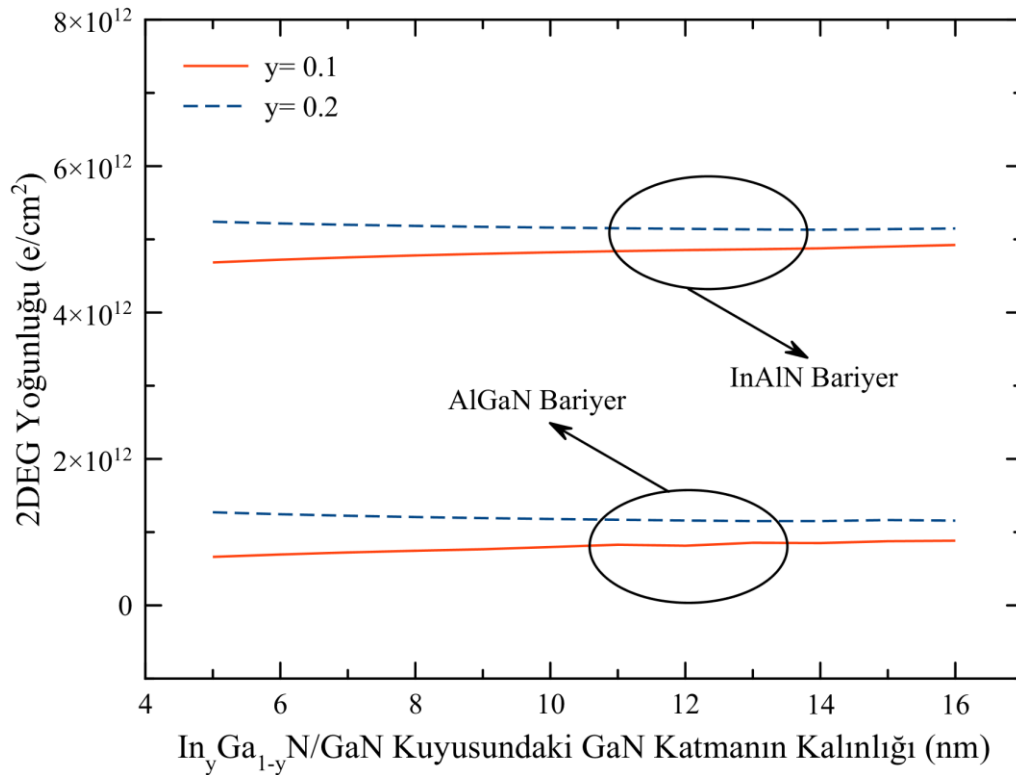
hareketlilikleri ilk altbanda göre daha yüksektir [54]. Dolayısıyla Şekil 6.4b’de elde edilen bulgulara göre InGa_yN/GaN kuvantum kuyusundaki In mol oranı %20 durumunda AlGa_yN bariyerli bir çokluyapının 2DEG yoğunluğunun da yüksek olması sebebiyle elektron hareketliliğinin In mol oranı %10 durumuna göre çok daha yüksek olması beklenir. Sonraki yapılan hesaplamalarda In mol oranının %20 durumu da göz önünde bulundurulmuştur.



Şekil 6.5. In_yGa_{1-y}N/GaN kuvantum kuyusundaki y= 0.1 ve y= 0.2 durumlarında In_yGa_{1-y}N bariyerin kalınlığına bağlı her iki bariyerdeki 2DEG yoğunluğu

Şekil 6.5’de InGa_yN/GaN kuvantum kuyusundaki In_yGa_{1-y}N bariyer kalınlığı 0-2 nm aralığı göz önüne alındığında AlGa_yN bariyerli çokluyapılarda 2DEG yoğunluğuna katkısı açısından InGa_yN çoklu kuvantum kuyusunun varlığının daha önemli olduğu görülüyor. InAlN bariyerli yapılarda InGa_yN bariyer kalınlığındaki değişim 2DEG yoğunluğunda önemli bir artış sağlamazken AlGa_yN bariyerli yapıda özellikle 0-2 nm aralığında InGa_yN bariyerin varlığı kuvantum kuyusunu oluşturmaktadır.

Şekil 6.5'e göre, her iki bariyer için InGaN bariyerin kalınlığının artmasıyla da 2DEG yoğunluğu artmıştır. InAlN bariyerli çokluyapılarda doğal kutuplanmanın AlGaN bariyerli çokluyapılara göre çok güçlü olması nedeniyle InGaN bariyerin sağladığı piezoelektrik katkı InAlN bariyerli yapılarda AlGaN bariyerli yapılara göre oldukça az olmaktadır. Ayrıca her iki bariyer için de InGaN bariyerin In mol oranı %10 ve %20 için InGaN bariyerin kalınlığının değişimine bağlı 2DEG yoğunluğu için benzer davranışlar görülmektedir.



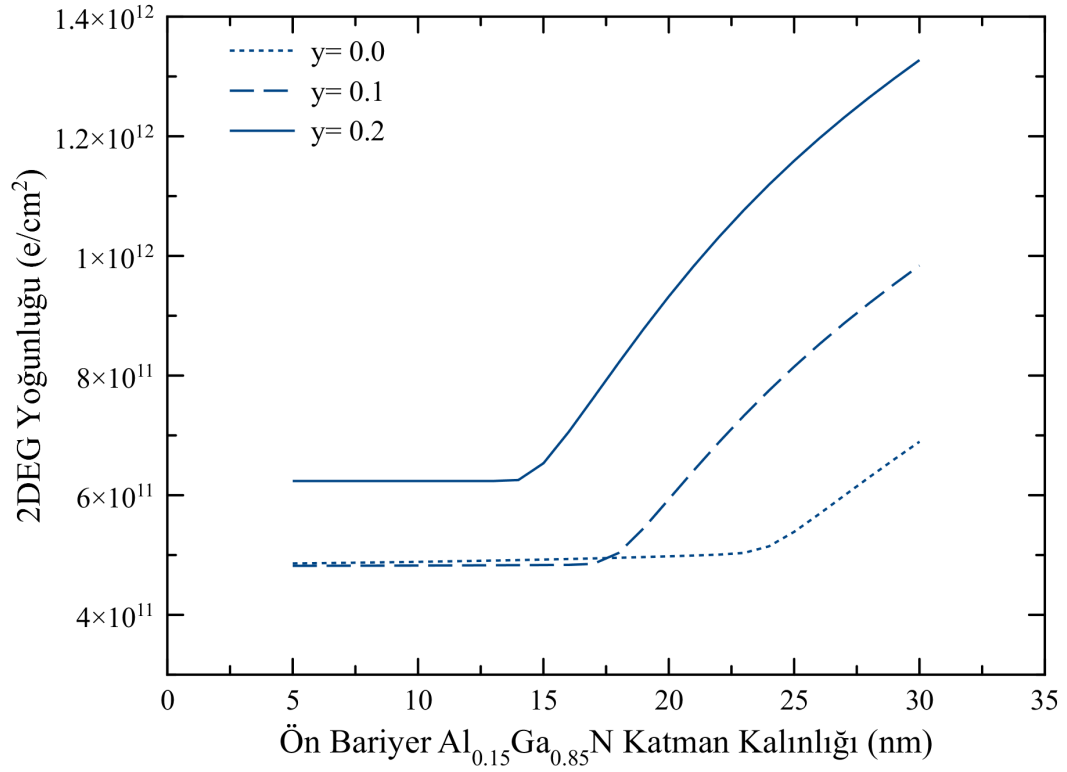
Şekil 6.6. $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ kuvantum kuyusundaki $y= 0.1$ ve $y= 0.2$ durumları için GaN katman kalınlığına bağlı her iki bariyerdeki 2DEG yoğunluğu

Şekil 6.6'da her iki bariyer için InGaN/GaN kuvantum kuyusundaki GaN katman kalınlığına bağlı 2DEG yoğunluğu değişimleri InGaN bariyerindeki In mol oranı %10 ve %20'ye göre verilmiştir. Şekil 6.6'ya göre her iki bariyer için de In mol oranı %10 iken GaN katman kalınlığının artmasıyla 2DEG yoğunluğunda nispeten az bir artış, In mol oranı %20 olduğunda GaN katman kalınlığının artmasıyla 2DEG yoğunluğunda nispeten az bir azalış görülmektedir.

6.2. Bariyer Kalınlığının 2DEG Üzerine Etkilerinin İncelenmesi

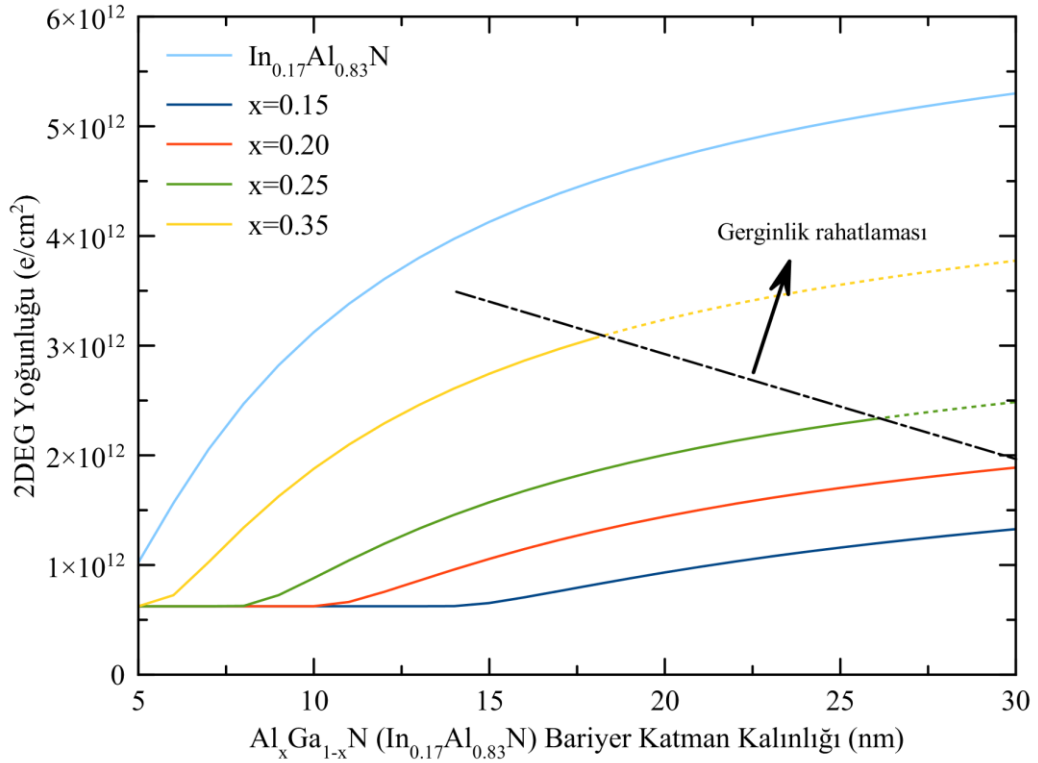
Önceki bölümde InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusunun AlGaN ve InAlN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda InGaN bariyerin In mol oranının 2DEG yoğunluğu üzerinde önemli bir etkisi olduğu hesaplamalarda In mol oranının %10 ve %20 olduğu durumlar arasında kıyaslamalar yapılarak ele alındı. Söz konusu bu iki In mol oranı için tez kapsamında, AlGaN ve InAlN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda bu bariyerlerin kalınlıklarının değişimine göre 2DEG yoğunluklarındaki değişim de irdelendi.

Şekil 6.7’de AlGaN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapısının yüzeydeki $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bariyerin kalınlığının değişimin 2DEG yoğunluğuna etkisi verilmiştir. Şekil 6.7’den görüldüğü gibi InGaN/GaN kuvantum kuyusundaki In mol oranı arttıkça 2DEG yoğunluğu daha ince bariyer kalınlıklarında artmaya başlamaktadır. 2-boyutlu aygıt tasarımında yüksek frekans karakteristiklerini artırmaya yönelik geçit uzunluklarının büyüklüğünün azaltılması uygulanan bir yöntemdir. Bu yöntemde ise yüksek frekans karakteristiklerindeki bu iyileştirmeden daha iyi yararlanmak adına küçük geçit uzunluklarında bariyerin kalınlığının 10 nm’den büyük olmaması büyük fayda sağlar [16]. Bu nedenle, Şekil 6.7’de görülen In mol oranının artmasıyla daha ince bariyer kalınlıklarında 2DEG yoğunluğundaki artış yüksek frekans uygulamaları açısından bu tür çokluyapıları avantajlı kılabilir.



Şekil 6.7. $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ çoklu kuvantum kuyusundaki bariyerin In mol oranının $y=0.0, 0.1$ ve 0.2 olduğu durumlar için AlGaIn bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapının ön bariyeri olan $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bariyerin kalınlığına bağlı 2DEG yoğunluğu

Şekil 6.7’de InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusundaki In mol oranının %0, %10 ve %20 olduğu durumlar için AlGaIn bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapının ön bariyeri olan $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ bariyerin kalınlığına bağlı 2DEG yoğunluğu gösterilmiştir. In mol oranı %0 için 2DEG yoğunluğundaki artış 24 nm’de, In mol oranı %10 için 18 nm’de ve In mol oranı %20 için 14 nm’de başlamaktadır. In mol oranının artmasıyla daha ince bariyer kalınlıklarında 2DEG yoğunluğunda artışın yaşanması beklenebilir ama InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyularında InGaIn bariyerdeki In mol oranının artması sızıntı akımları riskini de arttıran bir gerçektir [16]. Sızıntı akımları aygıt performansını etkileyeceğinden daha büyük In mol oranlarının aygıt tasarımında kullanılması bir dezavantaj olacaktır.



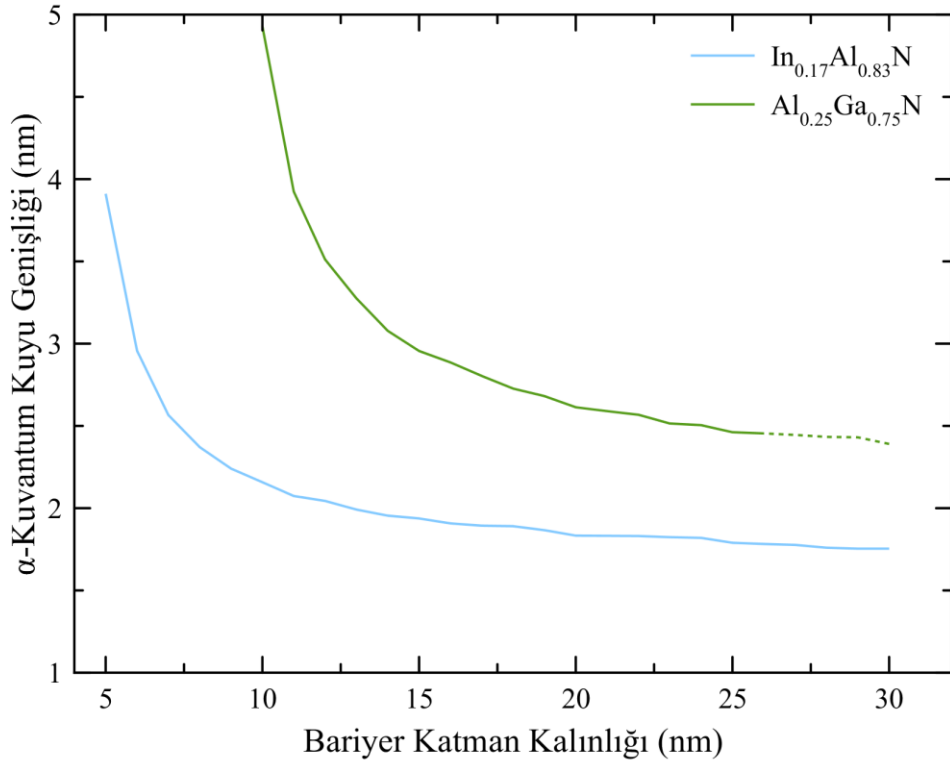
Şekil 6.8. InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusundaki bariyerin In mol oranı %20 için bariyer katman kalınlığına bağlı olarak 2DEG yoğunluğu (Kesikli çizgiler gerginlik rahatlamasının gerçekleştiği bariyer kalınlıklarındaki 2DEG yoğunluklarıdır)

Şekil 6.8’de her iki bariyer için InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusundaki In mol oranı %20 olan durumda yüzeydeki bariyer kalınlığının değişimine bağlı olarak 2DEG yoğunluğu görülmektedir. İlk olarak AlGa_xN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılar için yüzeydeki Al_xGa_{1-x}N bariyerin Al mol oranı $x = 0,15$, $x = 0,20$, $x = 0,25$ ve $x = 0,35$ durumlarında Şekil 6.8’deki gibi bariyer kalınlığı arttıkça 2DEG yoğunluğunda artış açıkça görülür. Bu 2DEG yoğunluğundaki artış Şekil 6.7’de gösterilen InGaN/GaN kuvantum kuyusundaki bariyerin In mol oranına bağlılığa benzer bir şekilde Al mol oranı arttıkça daha ince Al_xGa_{1-x}N bariyer kalınlıklarında 2DEG yoğunluğunda artış yaşanmaktadır. Ancak, $x = 0,25$ ve $x = 0,35$ Al mol oranları durumunda ise Bölüm 2.4’de açıklanan gerginlikten dolayı oluşan örgü uyumsuzluğu sonucu belirli bir kritik kalınlık sonrası gerginlik rahatlaması gerçekleşir. Gerginlik rahatlaması ise 2DEG’in olduğu arayüzeyde dislokasyonların oluşmasına yol

açarak kuvantum kuyusu içindeki 2DEG taşıyıcıların oldukça saçılmaya uğramasına sebep olur. Bunun sonucunda elektron hareketliliği önemli ölçüde düşer. Bu yüzden gerginlik rahatlaması çokluyapılar için istenmeyen bir durumdur. İstenmeyen bu durumun oluştuğu bariyer kalınlığı olan kritik kalınlık Eş. 2.16 ile hesaplanabilir. Eş. 2.16'ya göre Al mol oranı $x = 0,25$ ve $x = 0,35$ için sırasıyla kritik kalınlık yaklaşık olarak 26 nm ve 18 nm şeklindedir. Dolayısıyla $x = 0,25$ ve $x = 0,35$ için gerginlik patlamasının oluşmadığı bir aygıt tasarlanacaksa bu aygıtın bariyer kalınlığı 26 nm ve 18 nm'den daha büyük olmaması gerekmektedir. $\text{In}_{0,17}\text{Al}_{0,83}\text{N}$ bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda Şekil 6.8'de gösterildiği gibi bariyer kalınlığı arttıkça 2DEG yoğunluğunda belirgin bir artış görülür. Ön bariyer olan $\text{In}_{0,17}\text{Al}_{0,83}\text{N}$ bariyeri ile GaN kanal katmanı örgü uyumlu olduğu için böyle bir yapıda gerginlik rahatlaması oluşmaz. Diğer taraftan InAlN bariyerli yapılar çok yüksek doğal kutuplanma alanlarına sahip oldukları için Şekil 6.8'de olduğu gibi AlGaN bariyerlere göre daha ince bariyer kalınlıklarında daha yüksek taşıyıcı yoğunlukları elde edilir. Böyle bariyerli yapıların bu özellikleri AlGaN bariyerli yapılara göre gerçekten önemli bir avantajdır. Özellikle yüksek frekans uygulamaları için yüksek performans sağlanmasında daha ince bariyer kalınlık ve daha yüksek taşıyıcı yoğunluğu önemli bir faktördür. Sonuç olarak Şekil 6.8'de bu faktöre uygun özellikler InAlN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda görülmektedir.

Şekil 6.9'da $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ ve GaN ile örgü uyumlu $\text{In}_{0,17}\text{Al}_{0,83}\text{N}$ bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda ön bariyerin katman kalınlığına bağlı α kuyusunun genişliği gösterilmektedir. InAlN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapıların α -kuyu genişliği AlGaN bariyerli çokluyapılara göre daha dardır ve bu durum elektron sınırlanmasının daha iyi olduğunun bir işaretidir.

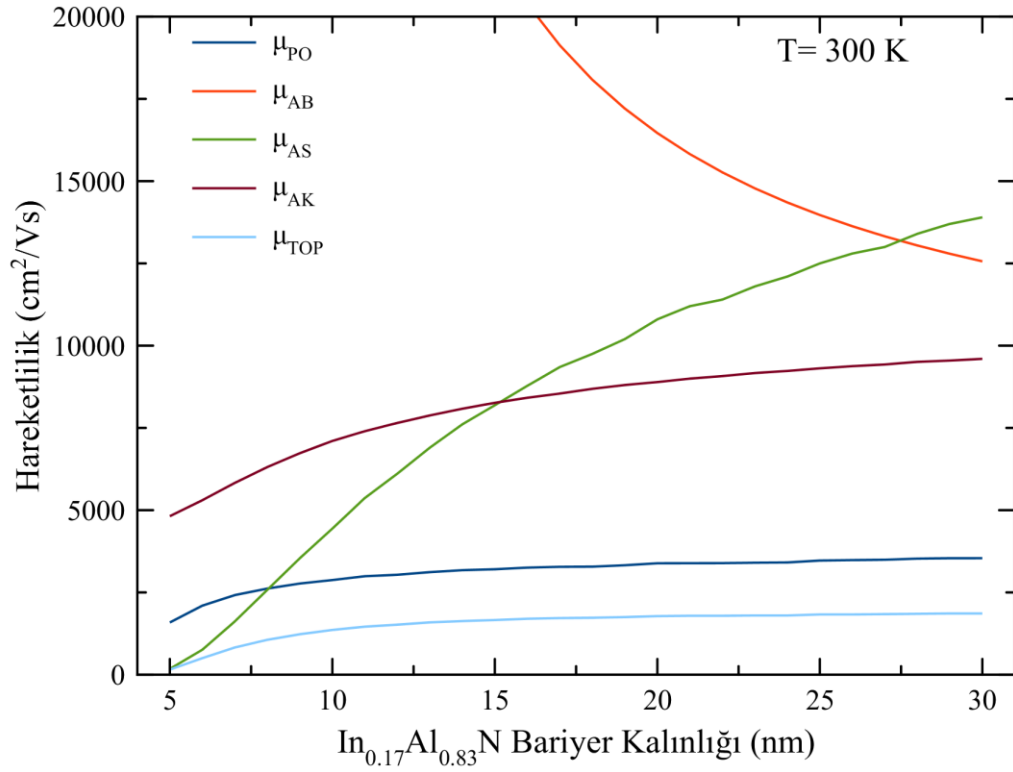
Şekil 6.8 ve Şekil 6.9'da gösterilen taşıyıcı yoğunlukları ve kuvantum kuyu genişlikleri verileri kullanılarak Bölüm 4.2'de ifade edilen saçılma mekanizmalarına bağlı elektron hareketlilikleri hesaplandı ve Bölüm 6.3'de bu hesaplamaların sonuçları bariyer kalınlığına bağlı olarak aktarıldı.



Şekil 6.9. Bariyer katman kalınlığına bağlı α -kuantum kuyusunun kuyu genişliğindeki değişim (Kesikli çizgi gerginlik rahatlamasının gerçekleştiği değerleri gösterir.)

6.3. Bariyer Kalınlığına Bağlı Hareketlilik

Önceki bölümde yer verilen hesaplama sonuçlarından yararlanılarak Bölüm 4.2’de anlatılan iki boyutlu taşıyıcıları etkileyen saçılma mekanizmalarına bağlı hareketlilik hesaplamalarının sonuçları bu bölümde verilmiştir. $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu kuantum kuyulu çokluyapısının ön bariyer olan $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyer kalınlığına bağlı olarak elektron hareketlilikleri bu bölümde incelenmiştir.



Şekil 6.10. In_{0.17}Al_{0.83}N bariyer kalınlığına bağlı oda sıcaklığında elektron hareketliliği

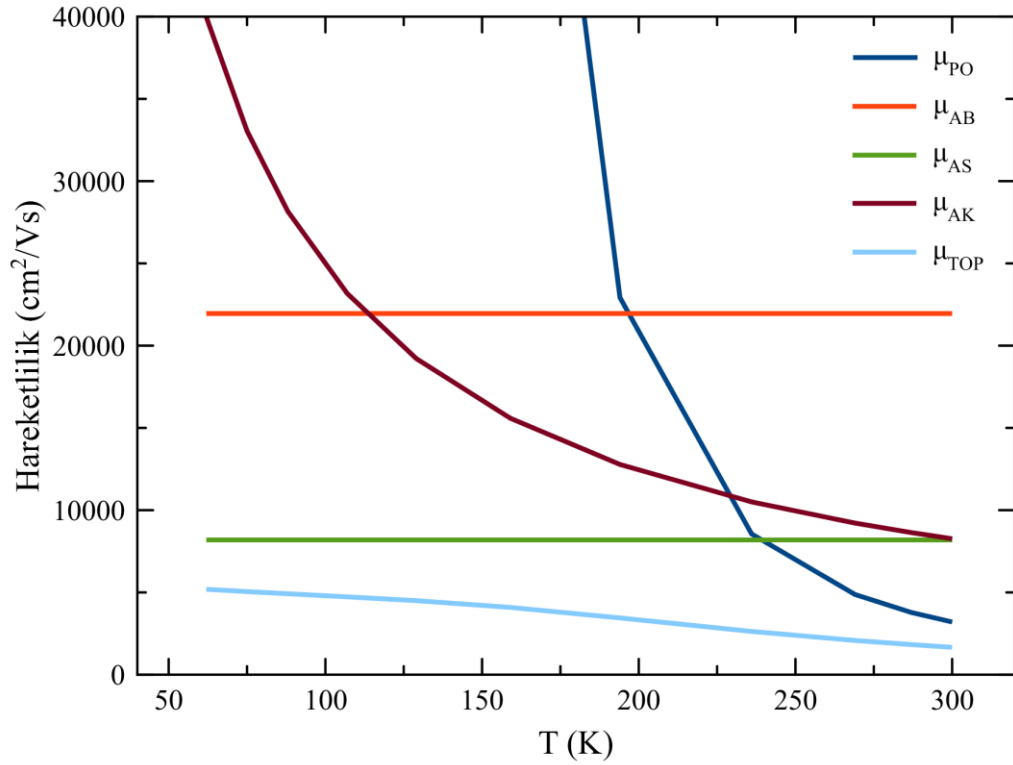
Şekil 6.10'da, In_{0.17}Al_{0.83}N/AlN/GaN/In_{0.20}Ga_{0.80}N/GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N/AlN/GaN çoklu kuvantum kuyulu çokluyapısının ön bariyeri olan In_{0.17}Al_{0.83}N bariyer kalınlığına bağlı olarak oda sıcaklığında elektron hareketliliği gösterilmektedir. Elektron hareketliliği Bölüm 4.2'de tanımlanan ve elektron hareketliliğini sınırlayan polar optik fonon, akustik fonon, arayüzey bozukluğu ve arka plan safsızlık saçılmalarına ait ifadeler kullanılarak hesaplandı. Bu hesaplamalar sırasında kullanılan temel parametreler ise çizelgelerde verildi. Hesaplamalar için arka plan safsızlık miktarı (N_d) 10^{23} m^{-3} ve arayüzey bozukluğunun yanal boyut değeri (Δ) $2,50 \times 10^{-10} \text{ m}$ (bir monokatman kalınlığı) olarak alındı. Kuvantum kuyu genişlikleri α -kuyusu için Şekil 6.9'daki gibi verilirken taşıyıcı yoğunlukları da Şekil 6.8'deki gibidir. Deformasyon potansiyeli (Ξ) $8 \times 10^{-19} \text{ J}$ ve korelasyon uzaklığı (Λ) $2 \times 10^{-11} \text{ m}$ olarak alınmıştır. Her bir saçılma mekanizmasına bağlı hareketlilik Bölüm 4.2'de tanımlandığı gibi hesaplanmış ve bu hesaplanan hareketlilikler Mattheisen kuralına

göre toplanarak toplam hareketlilik değeri bulunmuştur. Buna göre hesaplanan her bir bariyer kalınlığı için toplam hareketlilik Şekil 6.10'da beklendiği gibi yüksek sıcaklıklarda baskın olan saçılma mekanizmaları polar optik ve akustik fonon saçılma mekanizmalarıdır. 15 nm'den küçük bariyer kalınlıklarında safsızlık saçılmasının da öneminin artmaya başladığı Şekil 6.10'daki gibi görülüyor. Bilhassa, yaklaşık 7 nm civarında safsızlık saçılması polar optik fonon saçılma mekanizmasından da baskın bir saçılma mekanizması olarak karşımıza çıkmaktadır. Dolayısıyla yüksek sıcaklık ve yüksek frekans uygulamaları için önceki alt bölümde bahsedilen küçük geçit uzunluklarında 10 nm'den büyük olmayan bariyer kalınlıkları söz konusu olduğunda oda sıcaklığında arka plan safsızlık saçılmasının da göz önünde bulundurulması gerekir.

Safsızlık saçılmasının sıcaklıktan bağımsız olduğu gerçeğine göre bu veriler düşük sıcaklıklar için yapılan 2-boyutlu aygıt tasarımlarında önemlidir. Şekil 6.11'de görüleceği üzere tez dahilinde incelediğimiz çokluyapılar için safsızlık saçılması düşük sıcaklıklarda arayüzey bozukluğu saçılmasına göre daha etkindir.

6.4. Sıcaklığa Bağlı Hareketliliğin İncelenmesi

Şekil 6.11'de ön bariyer InAlN bariyerin katman kalınlığının 15 nm olduğu durum için sıcaklığa bağlı elektron hareketliliği verilmiştir. Bölüm 4.2'deki saçılma mekanizmalarının hareketlilik ifadeleri ve Şekil 6.11 göz önüne alındığında safsızlık saçılması ve arayüzey bozukluğu saçılmasının sıcaklıktan bağımsız olduğu açıkça görülür. Diğer taraftan polar optik ve akustik fonon saçılmalarının yüksek sıcaklıklarda baskın birer saçılma mekanizma olduklarını Şekil 6.11 incelenerek bir kez daha yinelemekte fayda var. Ancak akustik fonon saçılmasının polar optik fonon saçılmasına göre 100-200 K sıcaklık aralığında orta sıcaklıklar olarak adlandırılan bölgede nispeten daha etkin bir saçılma mekanizması olduğu görülür. Sıcaklıktan bağımsız olduğu görülen safsızlık saçılması ve arayüzey bozukluğu saçılmalarının düşük sıcaklıklarda elektron hareketliliğini etkileyen yegâne saçılma mekanizma mekanizmaları olduğu Şekil 6.11'e göre söylenebilir.



Şekil 6.11. 15 nm kalınlıklı $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapının sıcaklığa bağlı elektron hareketliliği

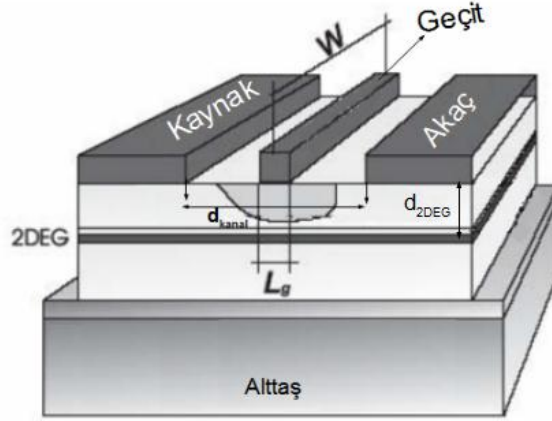
Şekil 6.11’de gösterildiği gibi, 15 nm kalınlıklı $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapısı için elektron hareketliliği değerleri 300 K’de 1660 cm^2/Vs , orta sıcaklıklarda 159 K için 4090 cm^2/Vs ve düşük sıcaklıklarda 62 K için 5190 cm^2/Vs olarak hesaplanmıştır.

Şekil 6.10 ve Şekil 6.11 göz önünde bulundurulduğunda arayüzey bozukluğu saçılmasının elektron hareketliliği üzerine etkisinin daha önceki çalışmalara göre daha az olduğu görülmektedir [37,46-47]. Arayüzey bozukluğu saçılması düşük sıcaklıklarda elektron hareketliliğini etkileyen ve 2DEG yoğunluğu ile doğrudan ilişkili olan bir saçılma mekanizmasıdır. Hesaplamalar sonucunda, arayüzey bozukluğu saçılmasının elektron hareketliliğini önceki çalışmalara göre daha az etkilemesi sonucunun elde edilmesinin sebebi, tez dahilinde incelediğimiz çokluyapıların Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini-eşleyebilen çözümleri

sonucu hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin deneysel verilere göre farklılık göstermesidir. Bu farklılığın sonucunda arayüzey bozukluğu saçılma mekanizmasının elektron hareketliliğini daha az etkilemesi söz konusu olabilir. Ancak bu saçılma mekanizmasının elektron hareketliliğini bu derece az etkilemesi tek başına 2DEG yoğunluğuna bağlanamayabilir. Nitekim, tez dahilinde incelenen çokluyapılara InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyulu yapılar eklenmiş ve Bölüm 6.1’de 2DEG üzerine etkileri detaylı olarak incelenmiştir. Bu incelemeler sonucunda açıkça görülür ki InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyuları α -kuyusunu doğrudan etkilemekte ve daha iyi elektron sınırlandırmasında rol almaktadır.

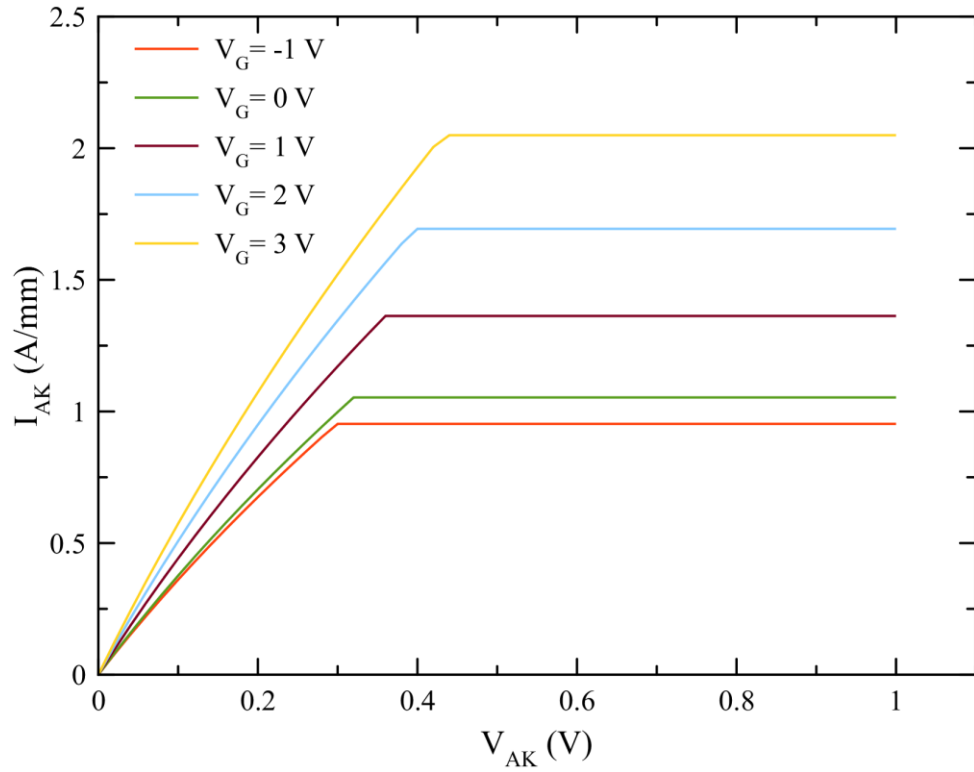
6.5. Çoklu Kuantum Kuyulu Çokluyapıların Akım-Gerilim Karakteristiklerinin İncelenmesi

Bölüm 6.3 ve Bölüm 6.4 alt bölümlerinde elektron hareketlilikleri incelenen InAlN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapıların akım-gerilim karakteristikleri Bölüm 5.2’de tanımlanan Simba hareketlilik modeli ile analiz edilmiştir. Akım-gerilim karakteristikleri incelenen bu HEMT yapılarının büyüklükleri Şekil 6.12’deki gibi gösterilmektedir. W geçit genişliği olmak üzere L_g geçit uzunluğu, d_{2DEG} 2DEG’in geçite olan uzaklığı ve d_{kanal} kaynak-akaç arasındaki kanalın uzunluğudur. Bu bölümde HEMT yapılarının bariyer kalınlığı değiştirilerek farklı d_{2DEG} büyüklüklerinde, d_{kanal} için ise 2 μm ve 4 μm değerleri ile farklı L_g geçit uzunlukları için akım-gerilim karakteristikleri analizi yapılmıştır. Geçit genişliği W ise 5 μm olarak tüm analizlerde sabit alınmıştır.



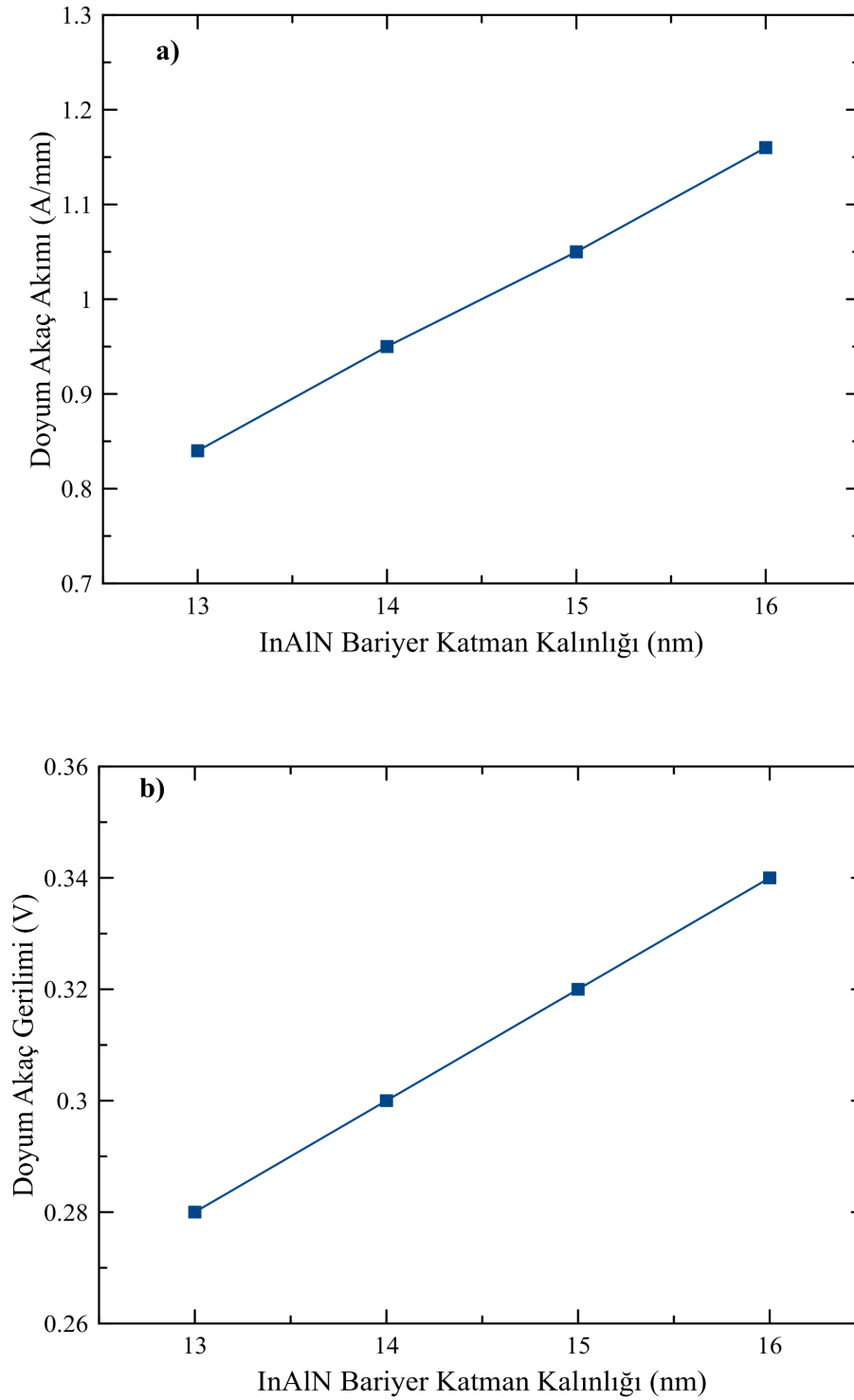
Şekil 6.12. Bir GaN-temelli çokluyapıdan oluşan HEMT yapısının büyüklükleri

Şekil 6.13'te ön bariyer InAlN katman kalınlığı 15 nm için $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ çoklu kuvantum kuyularına sahip çokluyapılar için farklı $V_G = -1, 0, 1, 2, 3$ V geçit gerilimlerinde akaç geriliminin değişimine bağlı akaç akımı görülmektedir. $V_G = 0$ V'ta, doyum akaç akımı 1,05 A/mm iken doyum akaç gerilimi ise 0,32 V'tur. Geçit geriliminin pozitif gerilimlere doğru artmasıyla birlikte Şekil 6.13'e göre doyum akaç akımı ve doyum akaç gerilimi yükselmektedir. Bununla birlikte doyum akaç gerilim değerinin literatürdeki çalışmalardan [55] biraz düşük olduğu görülmektedir. Simba hareketlilik modeli ile analitik olarak hesaplanan bu akım-gerilim karakteristikleri, bu model içindeki parametrelerle doğrudan ilişkilidir.



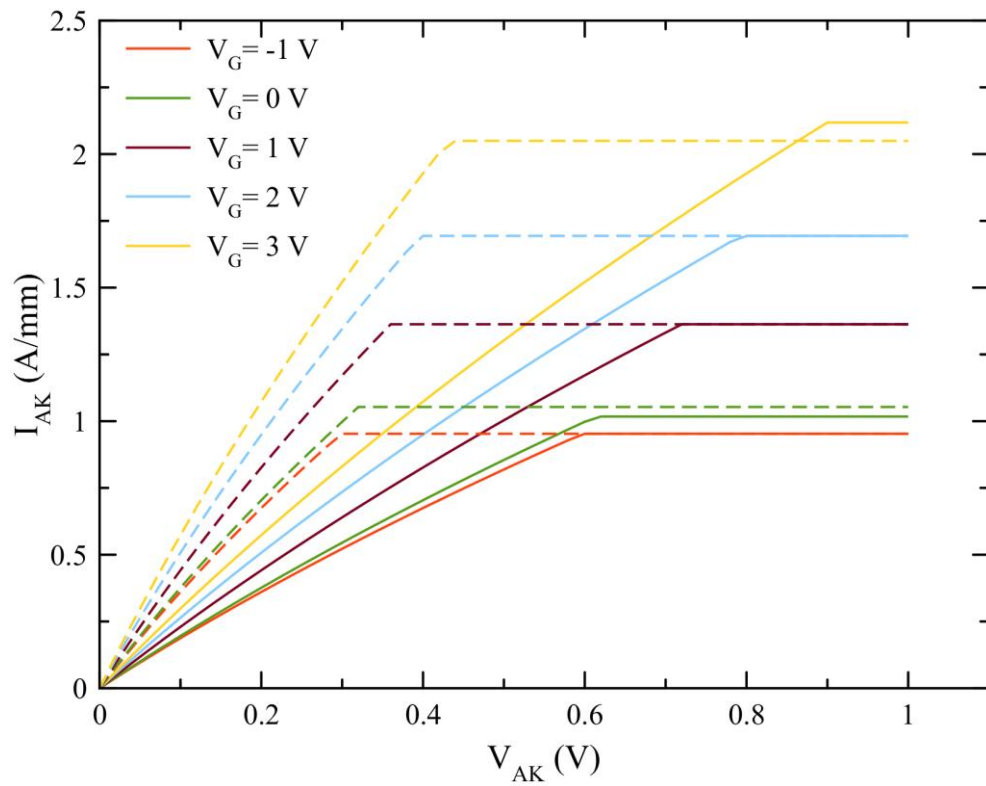
Şekil 6.13. Ön bariyer InAlN katman kalınlığı 15 nm için farklı geçit gerilimlerinde akım-gerilim karakteristikleri

Şekil 6.14a'da farklı InAlN bariyer kalınlıkları dolayısıyla farklı d_{2DEG} değerleri için akaç geriliminin değişimine karşı doyum akaç akımı görülmektedir. $V_G = 0$ V'ta, InAlN bariyer kalınlıkları 13 nm, 14 nm, 15 nm ve 16 nm için doyum akaç akımı sırasıyla 0,84 A/mm, 0,95 A/mm, 1,05 A/mm ve 1,16 A/mm şeklindedir. Bariyer kalınlığının artması ile birlikte 2DEG yoğunluğunun Şekil 6.8'deki gibi ve elektron hareketliliğinin Şekil 6.10'daki gibi arttığı ifade edilmişti. Buna göre doyum akaç akımının da bariyer kalınlığının artması ile artarak değişmesi beklenen bir sonuçtur. Aynı şekilde bunu Şekil 6.14b'deki gibi doyum gerilimleri için de söylemek mümkündür. $V_G = 0$ V'ta, InAlN bariyer kalınlıkları 13 nm, 14 nm, 15 nm ve 16 nm için doyum akaç gerilimi sırasıyla 0,28 V, 0,30 V, 0,32 V ve 0,34 V'tur.

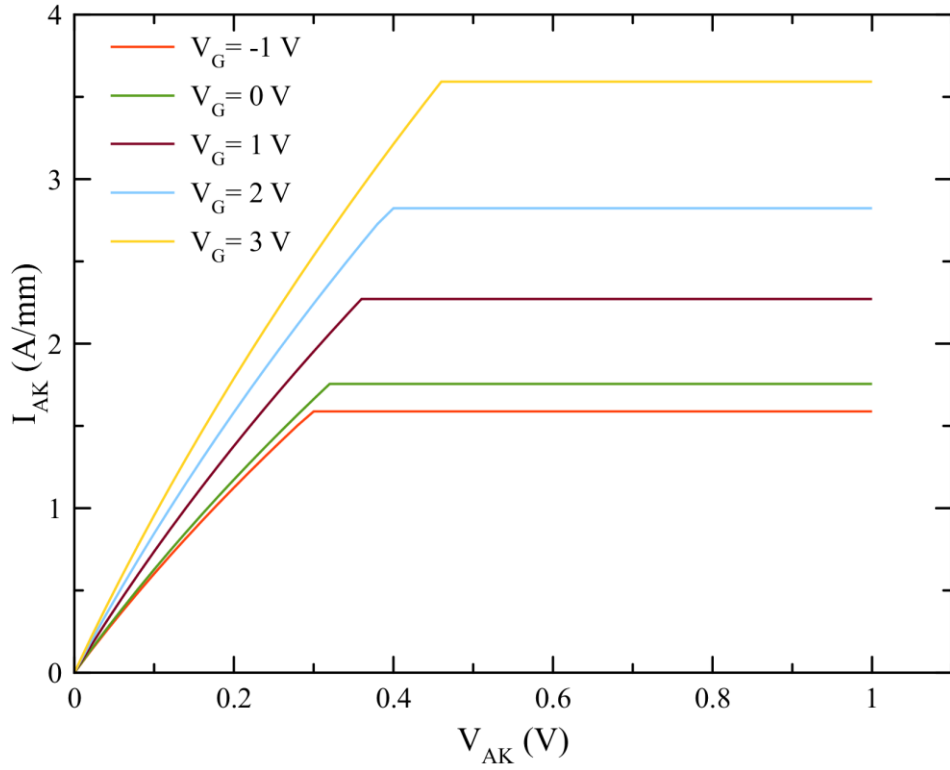


Şekil 6.14. Farklı InAlN bariyer kalınlıkları için a) akaç gerilimine karşı doyum akaç akımı ve b) akaç gerilimine karşı doyum akaç gerilimi

Şekil 6.15'te InAlN bariyer kalınlığı 15 nm olan çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda kanal uzunluğu 2 μm (düz çizgi) ve 4 μm (kesikli çizgi) için farklı geçit gerilimlerinde akım-gerilim karakteristikleri gösterilmektedir. $V_G = 0$ V'ta, Şekil 6.15'te görüldüğü gibi $d_{\text{kanal}} = 2$ μm olduğunda $d_{\text{kanal}} = 4$ μm durumuna göre daha yüksek bir doyum akımı vardır. Ayrıca, kanal uzunluğu 4 μm olduğunda doyum akaç gerilimi daha yüksek gerilimlere ulaşabilmektedir.



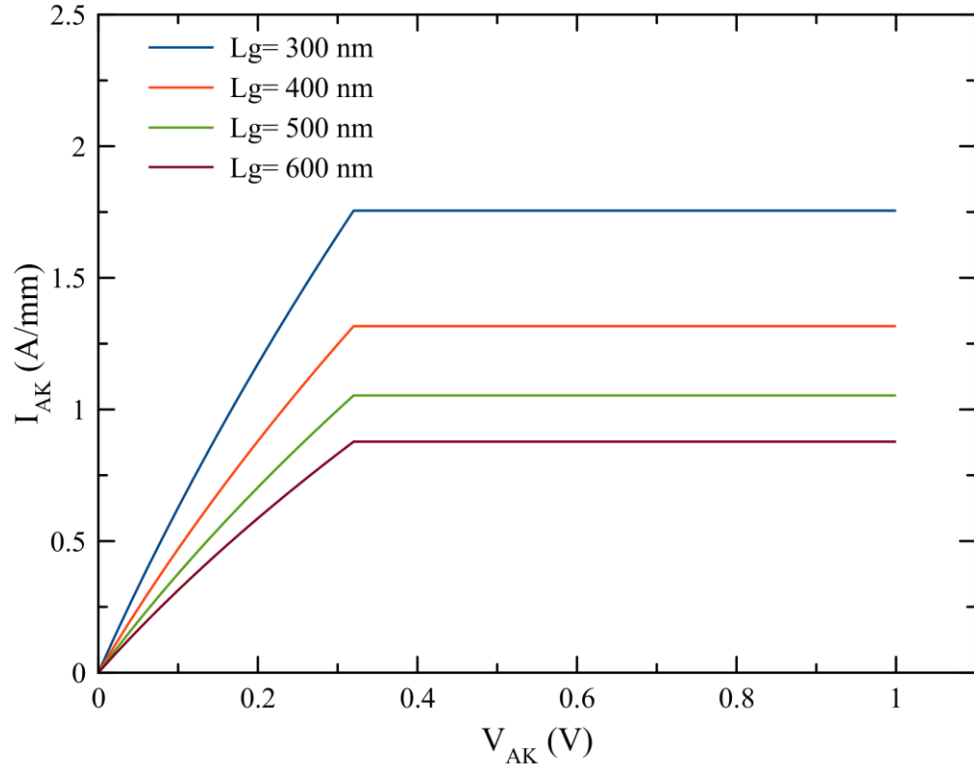
Şekil 6.15. InAlN bariyer kalınlığı 15 nm olan çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda kanal uzunluğu 2 μm ve 4 μm için farklı geçit gerilimlerinde akım-gerilim karakteristikleri (Düz çizgi $d_{\text{kanal}} = 2$ μm ve kesikli çizgi $d_{\text{kanal}} = 4$ μm 'dir.)



Şekil 6.16. 15 nm bariyer kalınlığına sahip çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda 300 nm geçit uzunluğu için farklı geçit gerilimlerinde akım-gerilim karakteristikleri

Şekil 6.16 geçit uzunluğu $L_g = 300$ nm için 15 nm bariyer kalınlıklığına sahip çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda $V_G = -1, 0, 1, 2, 3$ V geçit gerilimlerinde akaç geriliminin değişimine karşı akaç akımı görülmektedir. Şekil 6.13'te olduğu gibi Şekil 6.16'ya göre de geçit gerilimi pozitif gerilimlere doğru arttıkça doyum akaç akımı ve doyum akaç gerilimi artmaktadır.

Şekil 6.17 geçit uzunlukları $L_g = 300$ nm, 400 nm, 500 nm ve 600 nm için $V_G = 0$ V'ta 15 nm bariyer kalınlıklığına sahip çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılarda akaç geriliminin değişimine bağlı akaç akımını vermektedir. Geçit uzunluğu azaldıkça akaç akımının arttığı Şekil 6.17'deki gibi görülebilir. Buna göre $V_G = 0$ V'ta, $L_g = 300$ nm, 400 nm, 500 nm ve 600 nm geçit uzunlukları için akaç doyum akımı sırasıyla 1,75 A/mm, 1,31 A/mm, 1,05 A/mm ve 0,88 A/mm şeklinde olduğu da görülebilir.



Şekil 6.17. Ön bariyerin kalınlığı 15 nm olan InAlN bariyerli çoklu kuantum kuyulu çokluyapılarda farklı geçit uzunlukları için $V_G = 0$ V’ta akaç-gerilim karakteristikleri

7. SONUÇLAR

Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendini eşleyebilen çözümleri kullanılarak yaklaşık morfik büyütülen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ ve $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ çoklu-yapılarının alaşım oranlarına ve katman kalınlıklarına bağlı olarak band yapıları, taşıyıcı yoğunlukları ve bulunma olasılıkları verileri ile 2DEG'e ait hareketlilik, kuvantum kuyusu genişliği gibi özellikler bu tez dahilinde incelendi.

Öncelikli olarak InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyuların sayısının 2DEG üzerine etkileri incelendi. InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayısının AlGaN bariyerli yapılarda çoklu kuvantum kuyularının α -kuyusunun oluşumunda InAlN bariyerli yapılara göre çok daha önemli olduğu görüldü. InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyu sayılarının artmasıyla beraber taşıyıcı yoğunlukları her iki bariyer için de benzer bir davranış göstererek artmaktadır.

Ardından 5 InGaN/GaN çoklu kuvantum kuyusu için numerik hesaplamalar InGaN bariyerdeki In mol oranına bağlı olarak sürdürüldü. InGaN bariyerin In mol oranının artmasıyla her iki bariyerde 2DEG yoğunluğu da artmıştır. Ancak AlGaN bariyerde alt bantlardaki 2DEG yoğunluğu incelendiğinde In mol oranı %20 olduğu durumda birinci ve ikinci alt bant 2DEG yoğunluklarının neredeyse birbirine yakın olduğu görüldü. İkinci alt bant elektron hareketliliğinin yüksek olması sebebiyle bu tür yapıların da elektron hareketliliğinin yüksek olması beklenebilir.

Her iki bariyer için de bariyer kalınlıklarına bağlı olarak 2DEG yoğunlukları benzer bir şekilde bariyer kalınlığı arttıkça artmaktadır. Ancak AlGaN bariyerli çokluyapılar için belirli Al oranlarında belirli bir kritik kalınlıktan sonra gerginlik rahatlaması meydana gelmektedir. Bu da istenmeyen bir durumdur. InAlN bariyerli yapı ise GaN ile örgü uyumlu olduğu için gerginlik rahatlaması söz konusu değildir. Üstelik çok yüksek doğal kutuplanmaya sahip olan InAlN bariyerli çokluyapılarda daha ince

bariyer kalınlıklarında AlGaN bariyerli yapılara göre daha yüksek taşıyıcı yoğunlukları elde edilebilmektedir.

InAlN bariyerli çoklu kuvantum kuyulu çokluyapılar için bariyer kalınlığına bağlı elektron hareketliliği incelemelerimizde 8 nm'den daha ince bariyer kalınlıklarında arka plan safsızlık saçılmasının en önemli baskın saçılma mekanizması olduğu görülmektedir. Arayüzey bozukluğu saçılması ise bariyer kalınlığının incilmesi ile birlikte 2DEG yoğunluğu da azaldığı için 15 nm'den daha ince bariyer kalınlıklarında elektron hareketliliği üzerine etkisini giderek kaybetmektedir.

15 nm bariyer kalınlığına sahip InAlN bariyerli çokluyapılar için sıcaklığa bağlı elektron hareketliliği incelendiğinde düşük sıcaklıklarda arka plan safsızlık saçılması ile arayüzey bozukluğu saçılmasının baskın saçılma mekanizmaları olduğu görülmüştür.

Geçit uzunluğuna bağlı akım-gerilim karakteristikleri göz önüne alındığında ise küçük geçit uzunluklarında daha yüksek akaç akım ve doyum akaç akımına ulaşıldığı görülmektedir.

Sonuç olarak çoklu kuvantum kuyulu AlGaN ve InAlN bariyerli yapıların 2DEG özellikleri bu tez kapsamındaki numerik ve analitik hesaplamalar yoluyla ortaya konmuştur. Bu sonuçların gelecek iki boyutlu aygıt tasarımlarında ve deneysel çalışmalarda daha iyi elektronik özelliklere sahip aygıtların geliştirilmesinde yol gösterici olması beklenmektedir.

KAYNAKLAR

1. Mishra, U. K., Shen, L., Kazior, T. E., Wu, Y.-F., "GaN-Based RF Power Devices and Amplifiers," **Proceedings of the IEEE**, 96 (2): 287-305 (2008).
2. Johnson, E. O., "Physical limitation on frequency and power parameters of transistors," **RCA Review**, 26: 163-177 (1965).
3. Shen, L., "Advanced Polarization-Based Design of AlGaIn/GaN HEMTs", Doktora Tezi, **University of California**, Santa Barbara, 1-6, 15-22 (2006).
4. Khan, M. A., Kuznia, J. N., Van Hove, J. M., Pan, N., Carter, J., "Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-AlGaIn heterojunctions", **Applied Physics Letters**, 60 (24): 3027-3029 (1992).
5. Khan, M. A., Kuznia, J. N., Bhattarai, A. R., Olson, D. T., "Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN", **Applied Physics Letters**, 62 (15): 1786-1787 (1993).
6. Binari, S.C., Rowland, L. B., Kruppa, W., Kelner, G., Doverspike, K., Gaskill, D. K., "Microwave performance of GaN MESFETs", **Electronic Letters**, 30 (15): 1248-1249 (1994).
7. Khan, M. A., Kuznia, J.N., Olson, D. T., Schaff, W. J., Burm, J. W., Shur, M. S., "Microwave performance of a 0.25 μ m gate AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor", **Applied Physics Letters**, 65 (9): 1121-1123 (1994).
8. Wu, Y.-F., Keller, B.P., Keller, S., Kapolnek, D., Denbaars, S.P., Mishra, U.K., "Measured microwave power performance of AlGaIn/GaN MODFET," **IEEE Electron Device Letters**, 17 (9): 455-457, (1996).
9. Webb, J. B., Tang, H., Rolfe, S., Bardwell, J. A., "Semi-insulating C-doped GaN and high-mobility AlGaIn/GaN heterostructures grown by ammonia molecular beam epitaxy", **Applied Physics Letters**, 75: 953 (1999).
10. Gonschorek, M., Carlin, J.-F., Feltin, E., Py, M. A., Grandjean, N., "High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures", **Applied Physics Letters**, 89: 062106 (2006).
11. Medjdoub, F., Carlin, J.-F., Gonschorek, M., Py, M. A., Grandjean, N., Vandenbrouck, S., Gaquiere, C., Dejaeger, J.C., Kohn, E., "Small-signal characteristics of AlInN/GaN HEMTs", **Electronic Letters**, 42: 779 (2006).
12. Sun, H. F., Alt, A. R., Benedickter, H., Bolognesi, C.R., Feltin, E., Carlin, J.-F., Gonschorek, M., Grandjean, N., Maier, T., Quay, R., "102-GHz AlInN/GaN HEMTs on Silicon With 2.5-W/mm Output Power at 10 GHz", **IEEE Electron Device Letters**, 30: 796 (2009).

13. Daembkes, H., Weimann, G., "Multiple quantum well AlGaAs/GaAs field-effect transistors structures for power applications", *Applied Physics Letters*, 52: 1404 (1988).
14. Fan, Z. Y., Li, J., Nakarmi, M. L., Lin, J. Y., Jiang, H. X., "AlGaN/GaN/AlN quantum-well field-effect transistors with highly resistive AlN epilayers", *Applied Physics Letters*, 88: 073513 (2006).
15. Lee, K. H., Chang, P. C., Chang, S. J., Su, Y. K., Yu, C. L., "AlGaN/GaN high electron mobility transistors based on InGaN/GaN multiquantum-well structures", *Applied Physics Letters*, 96: 212105 (2010).
16. Ding, J., Wang, X., Xiao, H., Wang, C., Yin, H., Chen, H., Feng, C., Jiang L., "Self-consistent simulation of carrier confinement characteristics in $(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{AlN})\text{SLs}/\text{GaN}/(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN})\text{MQW}/\text{GaN}$ heterostructures", *Journal of Alloys and Compounds*, 523: 88– 93 (2012).
17. Ambacher, O., "Growth and applications of Group III-nitrides", *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31 (20): 2653 (1998).
18. Kočan, M., "AlGaN/GaN MBE 2DEG Heterostructures: Interplay between Surface-, Interface- and Device- Properties," Doktora Tezi, *Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule*, Aachen, 9-10 (2003).
19. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J., Weimann, N., Chu, K., Murphy, M., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzmann, M., Rieger, W., Hilsenbeck, J., "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures", *Journal of Applied Physics*, 85: 3222 (1999).
20. Bernardini, F., "Spontaneous and Piezoelectric Polarization: Basic Theory vs. Practical Recipes," in Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, J. Piprek, *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA*, Weinheim, Germany, 49-68 (2007).
21. Bernardini, F., Fiorentini, V., Vanderbilt, D., "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides", *Physical Review B*, 56 (16): R10024-R10027 (1997).
22. Vurgaftman, I., Meyer, J., "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors", *Journal of Applied Physics*, 94: 3675 (2003).
23. Balaz, D., "Current collapse and device degradation in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors", Doktora Tezi, *College of Science and Engineering University of Glasgow*, 7-18 (2011).
24. Ambacher, O., Foutz, B., Smart, J., Shealy, J., Weimann, N., Chu, K., Murphy, M., Sierakowski, A., Dimitrov, R., Mitchell, A., Stutzmann, M.,

- “Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures”, *Journal of Applied Physics*, 87: 334 (2000).
25. Morkoç, H., Carlo, A. D., ve Cingolani, R., “Ga_N-based modulation doped FETs and UV detectors”, *Solid-State Electronics*, 46: 157–202 (2002).
 26. Tasli, P., Sarikavak, B., Atmaca, G., Elibol, K., Kuloglu, A. F., Lisesivdin, S. B., "Numerical Simulation of Novel Ultrathin Barrier n-Ga_N/InAl_N/Al_N/Ga_N HEMT Structures: Effect of In Mole Fraction, Doping and Layer Thicknesses", *Physica B*, 405: 4020 (2010).
 27. Chuang, S. L., “Physics of Optoelectronic Devices”, *Wiley-Interscience*, New York, 438 (1995).
 28. Iliopoulos, E., Adikimenakis, A., Giesen, C., Heuken, M., Georgakilas, A., “Energy bandgap bowing of InAl_N alloys studied by spectroscopic ellipsometry”, *Applied Physics Letters*, 92: 191907 (2008).
 29. Gonschorek, M., "Physical Properties of AlIn_N/(Al_N)/Ga_N (0.07<x<0.23) Heterostructures and their Application for High Power Electronics", Doktora Tezi, *École Polytechnique Fédérale de Lausanne*, Lausanne, İsviçre, 16-17 (2010).
 30. Levinstein, M., Rumyantsev, S. And Shur, M., “Handbook Series On Semiconductor Parameters Vol 1&2, 2nd edition”, *World Scientific Publishing Company*, Singapore, 77-98 (2000).
 31. Madelung, O., (Ed.) “Semiconductors-Basic Data”, *Springer-Verlag, Heidelberg*, New York, Berlin, 106-110 (1996).
 32. Bougrov, V., Levinshtein, M.E., Rumyantsev, S.L. And Zubrilov A., “Properties of Advanced Semiconductor Materials Ga_N, Al_N, In_N, BN, SiC, SiGe”, Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S. (Eds.), *John Wiley & Sons, Inc.*, New York, 1-30 (2001).
 33. Santic, B., “On the hole effective mass and the free hole statistics in wurtzite Ga_N”, *Semiconductor Science and Technology*, 18 (4): 219-224 (2003).
 34. Holmes, K. L., "Two-dimensional Modeling of Aluminum Gallium Nitride/ Gallium Nitride High Electron Mobility Transistor", Yüksek Lisans Tezi, *Naval Postgraduate School*, Monterey, California, 6-7 (2002).
 35. Khan, M. A., Bhattarai, A., Kuznia, J. N., Olson, D. T., “High electron mobility transistor based on a Ga_N-Al_xGa_{1-x}N heterojunction”, *Applied Physics Letters*, 63 (9): 1214-1215 (1993).

36. Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Kasap, M., "Optimization of alloy composition, interlayer and barrier thicknesses in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/(\text{AlN})/\text{GaN}$ high electron mobility transistors", ***Optoelectronics and Advanced Materials: Rapid Communications***, 1 (9): 467 (2007).
37. Teke, A., Gökden, S., Tülek, R., Leach, J. H., Fan, Q., Xie, J., Özgür, Ü., Morkoç, H., Lisesivdin, S. B., Özbay, E., "The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures", ***New Journal of Physics***, 11: 063031 (2009).
38. Guo, L., Wang, X., Wang, C., Xiao, H., Ran, J., Luo, W., Wang, X., Wang, B., Fang, C., Hu, G., "The influence of 1 nm AlN interlayer on properties of the $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ HEMT structure", ***Microelectronics Journal***, 39: 777–781 (2008).
39. Jimenez, A., Bougrioua, Z., Tirado, J. M., Brana, A. F., Calleja, E., Munoz, E., Moerman, I., "Improved AlGaIn/GaN high electron mobility transistor using AlN interlayers", ***Applied Physics Letters***, 82 (26): 30 (2003).
40. Liu, H.Q., Zhou, J.J., Dong, X., Chen, T.S., Chen, C., "InAlN/AlN/GaN HEMTs on sapphire substrate", ***Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT), 2010 International Conference on***, Chengdu, China, 2059-2062 (2010).
41. Ridley, B. K., "The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures", ***Journal of Physics: C***, 15 (28): 5899-5917 (1982).
42. Jena, D., "Polarization induced electron populations in III-V nitride semiconductors Transport, growth, and device applications", Doktora Tezi, ***University of California***, Santa Barbara, 50-52 2003.
43. Ridley, B. K., Foutz, B. E., Eastman, L. F., "Mobility of electrons in bulk GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures", ***Physical Review B***, 61 (24): 16862-16869 (1999).
44. Fang, F. F., Howard, W. E., "Negative Field-Effect Mobility on (100) Si Surfaces", ***Physical Review Letters***, 16 (18): 797-799 (1966).
45. Smorchkova, I. P., Chen, L., Mates, T., Shen, L., Heikman, S., Moran, B., Keller, S., DenBaars, S. P., Speck, J. S., Mishra, U. K., "AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy", ***Journal of Applied Physics***, 90: 5196 (2001).

46. Asgari, A., Babanejad, S., Faraone, L., "Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGa_N/AlN/GaN heterostructures", **Journal of Applied Physics**, 110: 113713 (2011).
47. Zanato, D., Gokden, S., Balkan, N., Ridley, B. K., Schaff, W. J., "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGa_N", **Semiconductor Science and Technology**, 19 (3): 427-432 (2004).
48. Hess, K., "Impurity and phonon scattering in layered structures", **Applied Physics Letters**, 35 (7): 484-486 (1979).
49. Birner, S., Hackenbuchner, S., Sabathil, M., Zandler, G., Majewski, J. A., Andlauer, T., Zibold, T., Morschl, R., Trellakis A. And Vogl, P., "Modeling of Semiconductor Nanostructures with nextnano3", **Acta Physica Polonica A**, 110 (2): 111-124 (2006).
50. Wang, Y., Ma, L., Yu, Z., Tian, L., "Optimization of two-dimensional electron gases and I-V characteristics for AlGa_N/GaN HEMT devices", **Superlattices and Microstructures**, 36: 869-875 (2004).
51. Kumar, S. P., Agrawal, A., Kabra, S., Gupta, M., Gupta, R.S., "An analysis for AlGa_N/GaN modulation doped field effect transistor using accurate velocity-field dependence for high power microwave frequency applications", **Microelectronics Journal**, 37: 1339-1346 (2006).
52. Pandey, S., Fraboni, B., Minj, A., Cavallini, A., "Two-dimensional electron gas properties by current-voltage analyses of Al_{0.86}In_{0.14}N/AlN/GaN heterostructures", **Applied Physics Letters**, 99: 012111 (2011).
53. Caughey, D., Thomas, R., "Carrier Mobilities in Silicon Empirically Related to Doping and Field", **Proceedings of IEEE**, 55: 2192 (1967).
54. Zheng, Z. W., Shen, B., Jiang, C. P., Gui, Y. S., Someya, T., Zhang, R., Shi, Y., Zheng, Y. D., Guo, S. L., Chu, J. H., Arakawa, Y., "Multisubband transport of the two-dimensional electron gas in Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures", **Journal of Applied Physics**, 93 (3): 1651-1655 (2003).
55. Sun, H. F., Alt, A. R., Benedickter, H., Feltin, E., Carlin, J.-F., Gonschorek, M., Grandjean, Bolognesi, C.R., "High-speed and low-noise AlInN/GaN HEMTs on SiC", **Physica Status Solidi A**, 1-5 (2010).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : ATMACA, Gökhan
 Uyuğu : T. C.
 Doğum tarihi ve yeri : 03.04.1989, Ankara
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (507) 723 09 23
 E-posta : kuarkatmaca@kuark.org

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü	2010
Lise	Selahattin Akbilek Lisesi	2006

Yabancı Dili

İngilizce

Tez Dışı Yayınlar

SCI-indeksli makaleler

Tasli, P., Sarikavak, B., Atmaca, G., Elibol, K., Kuloglu, A. F., Lisesivdin, S. B., “Numerical Simulation of Novel Ultrathin Barrier n-GaN/InAlN/AlN/GaN HEMT Structures: Effect of In Mole Fraction, Doping and Layer Thicknesses”, Physica B 405: 4020 (2010).

Atmaca, G., Elibol, K., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Ozbay, E., “Numerical optimization of Al-mole fractions and layer thicknesses in normally-on AlGaN-GaN double-channel high electron mobility transistors (DCHEMTs)” Optoelectronics and Advanced Materials: Rapid Communications, 11: 578 (2009).

Bildiriler

Elibol, K., Atmaca, G., Bütün, S., Lişesivdin S. B., Özbay, E., “Epitaksiyel grafende Hall ve zayıf antilokalizasyon ölçümleri” XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P67 (2011).

Elibol, K., Atmaca, G., Özbay, E., Lişesivdin, S. B., “Tek ve çift tabakalı grafen alan etkili transistörlerin (GFET) akım-gerilim (I/V) performansı” XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P66 (2011).

Atmaca, G., Elibol, K., Karakoç, G., Güneş, C., Lişesivdin, S. B., “Tek kanal ve çift kanal InGaN/InN çokluyapıların kıyaslanması” XVIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P64 (2011).

Atmaca, G., Elibol, K., Tasli, P., Lisesivdin, S. B., “Effects On Two Dimensional Electron Gas Of InxGa1-xN Back-Barrier For Ultrathin Barrier AlN/GaN High Electron Mobility Transistors” 7th Nanoscience and Nanotechnology Conference, P3.E.11 (2011).

Elibol, K., Atmaca, G., Kelekci, O., Tasli, P., Ozbay, E., Lisesivdin, S. B., “Self-consistent Transport Properties of Graphene Sheets” Turkish Physical Society XXVIII. International Conference, p710 (2011).

Karakoc, G., Atmaca, G., Yazbahar, E., Tasli P., Lisesivdin, S. B., “Numerical Investigation of Two-dimensional Electron Gas in AlGa_N/AlN/GaN HEMT with InGa_N/Ga_N Multi-quantum Well Structure” Turkish Physical Society XXVIII. International Conference, p745 (2011).

Atmaca, G., Elibol, K., Tasli, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., “Numerical Investigation of Two Dimensional Electron Gas in InyAl1-yN/InxA11-xN/AlN/GaN Double Barrier HEMTs” Turkish Physical Society XXVII. International Conference, p591 (2010).

Elibol, K., Atmaca, G., Tasli, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., “Optimization and Device Characteristics of the AlGa_N/Ga_N Based HEMT’s with InGa_N Back Barriers” Turkish Physical Society XXVII. International Conference, p621 (2010).

Elibol, K., Kelekci, O., Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Ozcelik, S., Ozbay, E., “Grafen Flake Uretim Yontemlerinin Gelistirilmesi” XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, S2 (2010).

Atmaca, G., Elibol, K., P. Tasli, Lisesivdin, S. B. and Kasap, M. “Eklem Alan Etkili Transistorlerin Elektriksel Karakteristiklerinin Incelenmesi” XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, S12 (2010).

Elibol, K., Atmaca, G., P. Tasli, Lisesivdin, S. B., Kasap, M. “Ga_N Tabanlı MESFET Yapıların 2- boyutta Elektriksel Karakteristikleri” XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P34 (2010).

Kartaloglu, O., Atmaca, G., K. Elibol, Lisesivdin, S.B., “Erbiyum Katkılı Eklem Diyotun I-V Karakteristigi” XVII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P46 (2010).

Atmaca, G., Elibol, K., Tasli, P., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., “Çift kanallı AlGaAs/InGaAs/GaAs tabanlı p-HEMT Yapılarında 1 ve 2-boyutta Schrödinger-Poisson Çözümleri ve Akım-Gerilim İncelemeleri” XVI. Solid State Matter Physics Ankara Meeting, P59 (2009).

Tasli, P., Lisesivdin, S. B. , Kasap, M., Elibol, K.,Atmaca, G., Ozbay, E., “A Numerical Study on Subband Structure of $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -based HEMT Structures with Low-Indium ($x>0.82$) Barrier Layer” Turkish Physical Society XXVI. International Conference, p509 (2009).

Elibol, K.,Atmaca, G., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Özçelik, S., “Optimization of Al-mole Fraction and Layer Thicknesses in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ Double Channel HEMT Structures” Turkish Physical Society XXV. International Conference, p454 (2008).