

**AlGaN/GaN TEMELLİ YÜKSEK ELEKTRON HAREKETLİLİKLİ
TRANSİSTÖRLERİN (HEMT) ELEKTRON VE MANYETO İLETİM
ÖZELLİKLERİ**

Sefer Bora LIŞESİVDİN

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ARALIK 2008
ANKARA**

Sefer Bora LİŞESİVDİN tarafından hazırlanan AlGaIn/GaN TEMELLİ YÜKSEK ELEKTRON HAREKETLİLİKLİ TRANSİSTÖRLERİN (HEMT) ELEKTRON VE MANYETO İLETİM ÖZELLİKLERİ adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Mehmet KASAP

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

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

Prof. Dr. Ekmel ÖZBAY

(Fizik Anabilim Dalı, Bilkent Üniversitesi)

Prof. Dr. Mehmet KASAP

(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)

Prof. Dr. Ali GENCER

(Fizik Anabilim Dalı, Ankara Üniversitesi)

Prof. Dr. Mehmet ÇAKMAK

(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)

Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK

(Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi)

Tarih: 02 / 12 / 2008

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

Prof. Dr. Nail ÜNSAL

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

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

**AlGaN/GaN TEMELLİ YÜKSEK ELEKTRON HAREKETLİLİKLİ
TRANSİSTÖRLERİN (HEMT) ELEKTRON VE MANYETO İLETİM
ÖZELLİKLERİ
(Doktora Tezi)**

Sefer Bora LİŞESİVDİN

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Aralık 2008**

ÖZET

Bu çalışmada AlGaN/GaN ve AlGaN/AlN/GaN/AlN yapısına sahip 6 numunenin elektron iletim ve manyeto iletim özellikleri incelendi. Öz dirençleri 22 – 350 K sıcaklığı arasında, Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunlukları aynı sıcaklık aralıklarında 0 – 1,5 T manyetik alan altında ölçülmüştür. Manyeto iletim sonuçları, Nicel Hareketlilik Spektrumu Analizi (QMSA) yöntemi kullanılarak analiz edilmiş ve numunelerdeki 2-boyutlu ve 3-boyutlu iletim mekanizmaları birbirlerinden ayrıştırılmıştır. Hall ölçüm sonuçları ve QMSA ile ayrıştırılmış 2-boyutlu iletim mekanizmasına ait sonuçlar ayrı ayrı saçılma analizlerinde ve katmanlar arası gerginlik hesabında kullanılmış, aralarındaki fark irdelenmiştir. Yapılan analizlerle, 2-boyutlu iletimin gerçekleştiği kuantum kuyusunun genişliği, iletimin gerçekleştiği arayüzeyin bozukluğu ve gerginlikleri hesaplanmıştır. Yapısal özelliklere ait bu parametrelerin başarılı tayini, ileride elektriksel özellikleri daha iyi numunelerin üretilmesine yol gösterecektir.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler: AlGaN/GaN, HEMT, saçılma, gerginlik, QMSA, Hall
Sayfa Adedi : 160
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Mehmet KASAP

**ELECTRON AND MAGNETO TRANSPORT PROPERTIES OF AlGa_N/Ga_N
BASED HIGH ELECTRON MOBILITY TRANSISTORS (HEMT)**

(Ph.D. Dissertation)

Sefer Bora LİSESİVDİN

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

December 2008

ABSTRACT

In this study, electron and magnetotransport properties of 6 different AlGa_N/Ga_N and AlGa_N/Al_N/Ga_N/Al_N structures were investigated. Resistivities were measured at a temperature range of 22 – 350 K, Hall mobilities and Hall carrier densities were measured at the same temperature range and magnetic fields between 0 – 1.5 T. Two-dimensional and 3-dimensional conduction mechanisms were separated using Quantitative Mobility Spectrum Analysis (QMSA) of magnetotransport measurement results. Results of Hall measurements and QMSA results were used to conduct scattering analysis and strain calculations separately and the differences were examined. Well width of the quantum well that the 2-dimensional conduction occurred, roughness of the related interface where the conduction occurred and the strain of the interface were calculated. Successful calculation of these parameters related with the structural properties will lead to produce samples which will have better electrical properties.

Science Code : 202.1.147
Key Words : AlGa_N/Ga_N, HEMT, scattering, strain, QMSA
Page Number : 160
Adviser : Prof. Dr. Mehmet KASAP

TEŞEKKÜR

Çalışmalarımnda tam desteğini esirgemeyen, gerekli vizyonun ve misyonun oluşmasında hakkını ödeyemeyeceğim danışman hocam Prof. Dr. Mehmet Kasap’a, üniversitemizin Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarında her türlü imkanı sağlayan değerli hocam Prof. Dr. Süleyman Özçelik’e, çalıştığım numunelerin üretildiği Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezinin tüm imkanlarını sunan sayın Prof. Dr. Ekmel Özbay’a teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım esnasında, numunelerin büyütülmesi, ölçülmesi ve analizinde yardımları bulunmuş diğer tüm hocalarıma, araştırmacı, mühendis ve öğrenci arkadaşlara, ayrıca tezin yazım hatalarına karşı kontrolünde yardımları bulunan arkadaşlarıma da emekleri için teşekkür ederim.

Bu çalışma ailemin desteği ve inancı olmaksızın gerçekleşemezdi. Bu tezimi, onların her geçen gün artarak devam etmiş maddi ve manevi desteklerinin küçük bir karşılığı bile olamayacağını belirterek annem Hatice Lişesivdin, babam Ercan Veli Lişesivdin ve ablam Zeynep Lâra Lişesivdin’e ithaf ediyorum.

Bu tez 2001K120590 no’lu “İleri Araştırma ve Eğitim Programları” isimli proje ile DPT tarafından desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
RESİMLERİN LİSTESİ	xix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xx
1. GİRİŞ	1
2. III- NİTRÜRLERİN BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ	8
2.1. Kristal Yapısı.....	8
2.2. Elektriksel Özellikler.....	9
2.3. Kullanılan Alttaşlar	9
2.4. İstenmeden Katkılama.....	11
2.5. Isıl ve Kimyasal Kararlılık	12
2.6. Materyal Parametreleri	13
2.6.1. GaN	13
2.6.2. AlN.....	14
2.6.3. AlGaN	15
2.6.4. Safir (Al_2O_3).....	17
3. AlGaIn/GaN ÇOKLUYAPISI VE ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ	18
3.1. Alan Etkili Transistörler (FET)	18
3.2. Ohmik Kontak	20
3.3. AlGaIn/GaN Çokluyapısı	21

Sayfa

3.4. AlGaIn/AlN/GaN/AlN Çokluyapısı	22
3.4.1. AlN tampon tabaka kullanımı	22
3.4.2. AlN aratabaka kullanımı	23
3.5. AlGaIn/GaN Çokluyapılarında Polarizasyon ve 2DEG	25
3.5.1. GaN yapılarında polarizasyon	25
3.5.2. Doğal polarizasyon ve piezoelektrik polarizasyon	26
3.6. Gerginlik ve İlgili Gerginlik Etkileri	29
4. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİMİ	32
4.1. Elektron Hareketi, Sürüklenme Hızı ve Elektriksel İletkenlik	32
4.2. Karma İletkenlik	34
4.3. Elektron Saçılması, Taşıyıcı Hareketliliği	35
4.4. İki Boyutlu Sistemlerde Saçılma	38
4.4.1. Polar optik fonon saçılması	40
4.4.2. Akustik fonon saçılmaları	41
4.4.3. Safsızlık saçılmaları	44
4.4.4. Alaşım saçılması	46
4.4.5. Arayüzey bozukluğu saçılması	47
5. DENEYSEL TEKNİKLER	51
5.1. Numune Hazırlama	52
5.2. Akım Voltaj Ölçümleri	55
5.3. Galvanometrik Ölçümler	55
5.3.1. Özdirenç ölçümleri	58
5.3.2. Hall etkisi ölçümleri	59
5.4. Manyetoözdirenç Ölçümleri	60

Sayfa

5.5. Hall Ölçüm Sistemi	63
5.6. Nicel Hareketlilik Spektrumu Analizi (QMSA).....	64
5.6.1. Teori	65
5.6.2. Sonlu taşıyıcı yöntemleri	69
5.6.3. İki taşıyıcı yöntemi	70
5.6.4. Hareketlilik spektrumu (MS) yöntemleri.....	72
5.6.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi	73
5.6.6. İnterpolasyon ve ekstrapolasyon yöntemleri.....	76
5.6.7. Pik bulma	77
6. BULGULAR VE TARTIŞMA	79
6.1. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT Yapıları – B27 ve B60.....	79
6.1.1. Kristal büyütme detayları.....	79
6.1.2. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.....	80
6.1.3. Hall sonuçlarının sıcaklığa bağlı değişimi	81
6.1.4. Saçılma analizi	83
6.1.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi sonuçları.....	86
6.1.6. Nicel hareketlilik spektrum analizini kullanarak saçılma analizi	94
6.1.7. Elektriksel ölçümlerin katmanlar arası gerginlikle ilgisi	97
6.2. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT Yapıları – B413 ve B414.....	100
6.2.1. Kristal büyütme detayları.....	101
6.2.2. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.....	102
6.2.3. Hall sonuçlarının sıcaklığa bağlı değişimi.....	103
6.2.4. Saçılma analizi	104
6.2.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi sonuçları.....	107

Sayfa

6.2.6. Nicel hareketlilik spektrum analizi kullanarak saçılma analizi	115
6.2.7. Elektriksel ölçümlerin katmanlar arası gerginlikle ilgisi	119
6.3. $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN/AlN$ HEMT Yapıları – B602 ve B609.....	121
6.3.1. Kristal büyütme detayları.....	121
6.3.2. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.....	122
6.3.3. Hall sonuçlarının sıcaklığa bağlı değişimi.....	123
6.3.4. Saçılma analizi	125
6.3.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi sonuçları.....	127
6.3.6. Nicel hareketlilik spektrum analizi kullanarak saçılma analizi	134
6.3.7. Elektriksel ölçümlerin katmanlar arası gerginlikle ilgisi	136
7. SONUÇLAR	138
KAYNAKLAR	142
ÖZGEÇMİŞ	154

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. GaN ile epitaksiyel büyümesinde sıklıkla kullanılan alttaşların ısı genleşme katsayısı ve örgü uyumsuzluğu farkları [29, 32]	10
Çizelge 2.2. GaN' e ait 300 K'de ki temel parametreler.....	13
Çizelge 2.3. AlN' e ait 300 K'de ki temel parametreler.....	14
Çizelge 2.4. $Al_{0,25}Ga_{0,75}N$ ' e ait 300 K'de ki temel parametreler.....	16
Çizelge 2.5. Al_2O_3 'e ait temel parametreler.....	17
Çizelge 5.1. Hızlı ısı tavlama sisteminde Ohmik kontak yapımında kullanılan reçete.....	53
Çizelge 6.1. Hall verileri kullanarak ve QMSA analizi sonrası ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler.....	96
Çizelge 6.2. Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak oda sıcaklığına yakın sıcaklıkta hesaplanmış düzlemsel ve büyüme yönü gerilmeleri ile Iwanaga ve arkadaşlarının sıcaklığa bağlı örgü parametrelerini sundukları makaleye göre yapılan gerilim hesaplamaları.....	100
Çizelge 6.3. Hall verileri kullanarak ve QMSA analizi sonrası ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler.....	118
Çizelge 6.4. Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak oda sıcaklığına yakın sıcaklıkta hesaplanmış düzlemsel ve büyüme yönü gerilmeleri.....	121
Çizelge 6.5. Hall verileri kullanarak ve QMSA analizi sonrası ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler.....	136
Çizelge 6.6. Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak oda sıcaklığına yakın sıcaklıkta hesaplanmış düzlemsel ve büyüme yönü gerilmeleri.....	137

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Yıllara göre yayınlanan GaN temelli çokluyapı ya da HEMT yapılarının konularını ele alan makale sayıları. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır.....	3
Şekil 1.2. Senelere bağlı olarak yayınlanan Türk araştırmacılarının dahil olduğu GaN temelli çokluyapı yada HEMT yapılarının konularını ele alan makale sayıları. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır	4
Şekil 1.3. Kullanılan materyal sistemlerine göre tek bir katıhal cihazı içinde öngörülen çalışma güç ve frekansları. GaN, taralı gösterilmiştir.....	6
Şekil 2.1. Hekzagonal GaN ve benzeri yapılar için kristal yapısı.....	8
Şekil 2.2. Hekzagonal GaN için k_x - k_y düzleminin değerlik bandı kıyısı band yapısının şematikleri. Gerilim yokken (a), çift-eksensel gerilimli (b) ve c-ekseninde tek eksensel gerilimli. Gerilimlerin yönleri (d) [29]	9
Şekil 3.1. Klasik bir GaN MESFET yapısının şematiği. MESFET yapı için şekildeki gibi aşındırma yapılarak cihazın izdüşümü oluşturulur. Kaynak ve savak kontaktları Ohmik, geçit kontağı Schottky yapıdadır ve metalizasyon ile mesa üzerine büyütülmüşlerdir	18
Şekil 3.2. Klasik bir GaN MISFET yapısının şematiği. MESFET yapıya göre farkı Geçit tabakasının altındaki yalıtkan tabakadır. Dolayısıyla izdüşümün üzerine metalizasyonla sadece kaynak ve savak kontaktları büyütülmüştür	19
Şekil 3.3. Klasik bir GaN HFET yapısının şematiği.....	20
Şekil 3.4. AlGaIn/GaN ve AlGaIn/AlN/GaN yapıların band diyagramı. AlGaIn/GaN ve AlN/GaN arayüzlerindeki oluşan kuyular açıkça görülmektedir. Fermi seviyesi 0 eV'da yer almıştır. Grafikte arayüzeyler 0 nm'de kabul edilmiştir.....	23
Şekil 3.5. AlGaIn/GaN ve AlGaIn/AlN/GaN yapılarında oluşan kuyular içindeki elektronların birinci seviyedeki bulunma olasılıkları. Elektron bulunma olasılıkları yapıların çizgileri ile aynı ama daha koyu olarak gösterilmiştir. Noktalı çizgiler, ilgili bulunma olasılıklarının bulunduğu enerji seviyelerini gösterir. Grafiğin üstü Fermi seviyesine denk gelmektedir	24

Şekil	Sayfa
Şekil 3.6. GaN kristalinde (a) Ga-yüzlü ve (b) N-yüzlü kristal düzenleri.....	25
Şekil 3.7. Ga-yüzlü (a, b) ve N-yüzlü (c, d) AlGa _N /GaN çokluyapılarında doğal ve piezoelektrik polarizasyon yönelimleri. Piezoelektrik polarizasyon sadece AlGa _N tabakası GaN üzerinde gergin olarak yerleşmişse oluşur (b, d)	27
Şekil 3.8. Klasik bir AlGa _N /GaN çokluyapısının (a) katman yapısı ve (b) band grafiği. Bandın büküldüğü ve minimum verdiği noktada 2DEG oluşmaktadır	28
Şekil 3.9. Bir çokluyapıda oluşabilecek gerginlik durumları: (a) Gerginlik yok, (b) gerilme gerginliği ve (c) sıkışma gerginliği	30
Şekil 4.1. Oda sıcaklığında GaN tek kristalinde 3-boyutta hareket eden elektronlar için, optik fonon, akustik fonon (deformasyon potansiyel), piezoelektrik ve safsızlık saçılmalarıyla sınırlandırılmış hesaplanmış taşıyıcı hareketliliklerinin sıcaklığa bağlı grafiği [83]. İyonize safsızlıklar farklı yoğunlukta %20 telafili iyonize safsızlıklar için gösterilmiştir	37
Şekil 4.2. (a) Bir AlGaAs/GaAs/AlGaAs kuvantum kuyusu, (b) AlGa _N /GaN arayüzeyinde oluşan bir kuvantum kuyu. Grafikte, düz çizgi iletkenlik bandı minimumunu, noktalı çizgiler, kuyuların içindeki ilk iki enerji seviyesini ve kesik çizgiler iki enerji seviyesindeki elektronların bulunma olasılıklarını temsil etmektedir	39
Şekil 4.3. Bir AlGa _N /GaN çokluyapısında ki iki-boyutlu elektronun hareketliliğinin polar optik fononlar tarafından Eş. 4.16 ile verilen kısıtlamasının örgü sıcaklığına bağlı gösterimi. Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4'deki parametreler dışında $Z_0 = 4nm$ olarak alınmıştır	40
Şekil 4.4. Bir AlGa _N /GaN çokluyapısında ki iki-boyutlu elektronun hareketliliğinin akustik fononlar tarafından Eş. 4.25 ile verilen kısıtlamasının örgü sıcaklığına bağlı gösterimi. Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler dışında $\Xi = 12.5 eV$ ve $n_s \cong 1.4 \times 10^{13} cm^{-2}$ olarak alınmıştır	42
Şekil 4.5. Üç boyutlu safsızlık yoğunluğuna bağlı olarak sadece arka plan safsızlık saçılması dahil edilmiş safsızlık saçılmasının hareketliliği. Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler dışında $n_s \cong 1.4 \times 10^{13} cm^{-2}$ olarak alınmıştır	46

Şekil	Sayfa
Şekil 4.6. Alaşım saçılmasının sınırladığı hareketliliğin alaşım oranı x 'e bağlılığı. Alaşım oranı "0"'a yaklaştığında alaşım GaN'a, "1"'e yaklaştığında AlN'a yakınsadığından etkisini yitirir. Hesaplama Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler kullanılmıştır	47
Şekil 4.7. Arayüzey bozukluğu saçılmasına ait hareketliliğin, farklı yanal boyut ve korelasyon uzaklıkları için, ölçülen 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlılığı. Yanal boyutta GaN için bir ya da iki atom kalınlığı (ML) değeri kullanılmıştır. Bunun dışında Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler kullanılmıştır	48
Şekil 4.8. Alaşım saçılması, arayüzey bozukluğu saçılması, 350K ve 20K'da akustik fonon saçılması ve arka plan safsızlık saçılmasına ait taşıyıcı yoğunluğuna bağlı hareketlilikler	49
Şekil 5.1. Cam tavlama fırını	54
Şekil 5.2. (a) 6 kontaklı Hall yapı, (b) 8 kontaklı Hall yapı, (c) yonca yaprağı biçiminde Van der Pauw yapısı ve (d) kare Van der Pauw yapısı. Van der Pauw yapılarındaki kontak numaraları ve boyutlar Bölüm 5.2.1'den sonra kullanılan formüllerde belirtilen kontak numaraları ve boyutlarıdır	56
Şekil 5.3. Van der Pauw yöntemi kullanılarak öz direnç (a ve b) ve Hall gerilimi (c ve d) ölçümleri için şematik gösterim. Öz direnç ölçümleri için manyetik alan uygulamaya gerek yoktur. Manyetik alan altında yapılan öz direnç ölçümlerine manyetodirenç ölçümleri adı verilir	58
Şekil 5.4. Hall ölçüm sistemi blok diyagramı	64
Şekil 5.5. Hareketliliği $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, taşıyıcı yoğunluğu $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağlı değişimi.....	65
Şekil 5.6. Taşıyıcı yoğunlukları aynı ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ama hareketlilikleri $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $80000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan iki farklı elektronun manyetik alana bağlı σ_{xx} değerleri (kesikli çizgi) ve toplam σ_{xx} değeri (düz çizgi)	67
Şekil 5.7. Taşıyıcı yoğunlukları aynı ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ama hareketlilikleri $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $80000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan iki farklı elektronun manyetik alana bağlı σ_{xy} değerleri (kesikli çizgiler) ve toplam σ_{xy} değeri (düz çizgi)	68
Şekil 5.8. Örnek bir AlGaAs/GaAs çokluyapısı için ölçülen 2-boyutlu öz direncin ve 2-boyutlu Hall katsayısının manyetik alana bağlılığı. Çizgiler göze kolaylık olması için eklenmiştir.....	77

Şekil	Sayfa
Şekil 5.9. Bir önceki şekildeki örneğin deneysel sonuçlarından hesaplanan iletkenlik tensörleri (işaretler) ve QMSA analizi sonucunda eşleştirilen iletkenlik tensörü sonuçları (çizgiler)	78
Şekil 5.10. Önceki iki şekilde de incelenen örneğin QMSA analizi sonrası elde edilen hareketlilik spektrumu. Bu örnek için iki elektron taşıyıcısına sahip olduğu bulunmuştur. Bu iki elektron tekil taşıyıcı olarak grafik üzerinde yuvarlak işaretlerle gösterilmiştir	78
Şekil 6.1. Bu çalışmada incelenen $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapıları. Şekildeki kalınlıklar orantılı değildir	80
Şekil 6.2. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılarına ait öz direncin sıcaklığın tersine bağlı değişimi. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur	81
Şekil 6.3. B27 ve B60 numunelerinin ölçülen Hall hareketliliklerinin ve Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur	82
Şekil 6.4. (a) B27 ve (b) B60 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir	85
Şekil 6.5. (a) B27 ve (b) B60 numuneleri için iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları. Ölçümlerde hesaplanan iletkenlik tensörleri daire (30K), üçgen (150K) ve kare (300K) olarak gösterilmiştir. Çizgiler QMSA analizinin eşleştirme sonuçlarıdır	87
Şekil 6.6. MBE yöntemi ile büyütülmüş Si katkılı n -tipi tabakaya sahip $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ HEMT yapısına ait hareketlilik spektrumları [126].....	88
Şekil 6.7. B27 numunesi için (a) 30, (b) 150 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir	89
Şekil 6.8. B60 numunesi için (a) 20, (b) 150 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir	90
Şekil 6.9. B27 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile ısı yoldan uyarılmış safsızlıkların enerji eşleştirmeleri kesikli çizgilerle gösterilmiştir	92

Şekil	Sayfa
Şekil 6.10. B60 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile ısı yoldan uyarılmış safsızlıkların enerji eşleştirmeleri kesikli çizgilerle gösterilmiştir	93
Şekil 6.11. QMSA analizi sonrası elde edilen 2DEG verileri kullanılarak (a) B27 ve (b) B60 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir	95
Şekil 6.12. B413 – B414 kodlu $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapıları. Şekilde ki kalınlıklar orantılı değildir	101
Şekil 6.13. $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapılarına ait öz direncin sıcaklığın tersine bağlı değişimi. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur.....	102
Şekil 6.14. B413 ve B414 numunelerinin ölçülen Hall hareketliliklerinin ve Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur	103
Şekil 6.15. (a) B413 ve (b) B414 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir	106
Şekil 6.16. (a) B413 ve (b) B414 numuneleri için iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları. Ölçümlerde hesaplanan iletkenlik tensörleri daire (29K), üçgen (159K) ve kare (300K) olarak gösterilmiştir. Çizgiler QMSA analizinin eşleştirme sonuçlarıdır	108
Şekil 6.17. B413 numunesi için (a) 29, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir	109
Şekil 6.18. B414 numunesi için (a) 29, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir	110
Şekil 6.19. B413 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir	112

Şekil	Sayfa
Şekil 6.20. B414 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG/2DHG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir	113
Şekil 6.21. B414 numunesindeki değişik taşıyıcıları tanımlayabilmek için yapılan 1-boyutta lineer olmayan, bağlaşıp Schrödinger-Poisson iteratif denklem çözümü sonucu elde edilen bant yapısı. Şekil'in iyi görülmesi amacıyla GaN tampon tabaka kısa tutulmuştur	114
Şekil 6.22. QMSA analizi sonrası elde edilen 2DEG verileri kullanılarak (a) B413 ve (b) B414 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir	116
Şekil 6.23. B602 – B609 kodlu $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapıları. Şekilde ki kalınlıklar orantılı değildir	122
Şekil 6.24. $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/AlN/GaN/AlN$ HEMT yapılarına ait özdirencin sıcaklığın tersine bağlı değişimi. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur.....	123
Şekil 6.25. B602 ve B609 numunelerinin ölçülen Hall hareketliliklerinin ve Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur	124
Şekil 6.26. (a) B602 ve (b) B609 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir	126
Şekil 6.27. (a) B602 ve (b) B609 numuneleri için iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları. Ölçümlerde hesaplanan iletkenlik tensörleri daire (22K), üçgen (159K) ve kare (300K) için gösterilmiştir. Çizgiler QMSA analizinin eşleştirme sonuçlarıdır	129
Şekil 6.28. B602 numunesi için (a) 22, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler değişik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir	130
Şekil 6.29. B609 numunesi için (a) 22, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler değişik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir	131
Şekil 6.30. B602 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir	132

Şekil**Sayfa**

- Şekil 6.31. B609 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir 133
- Şekil 6.32. QMSA analizi sonrası elde edilen 2DEG verileri kullanılarak (a) B602 ve (b) B609 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir 135
- Şekil 7.1. Yapılan saçılma analizleri ve gerginlik hesapları sonunda elde edilen arayüzey düzlemsel gerginlik – arayüzey korelasyon uzaklığı grafiği .. 140

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 5.1. Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi bünyesinde kurulu olan AIXTRON RF200/4 RF-S GaN/AlGaN MOVPE sistemi.....	51
Resim 5.2. Lakeshore 7700 serisi Yüksek Empedans Hall etkisi ölçüm sistemi (1) He tüpü, (2) Kapalı devre He soğutma ünitesi, (3) Mekanik pompa destekli turbo moleküler vakum pompası, (4) Kryostat, (5) Elektromıknatıs, (6) Elektromıknatıs güç kaynağı, (7) Bilgisayar, (8) Sıcaklık kontrol ünitesi, ölçüm cihazları, anahtarlama sistemi, manyetik alan ölçüm sistemi vb... içeren enstrüman dolabı, (9) Su soğutma sistemi.....	52
Resim 5.3. Numunelerin kontak yapısı. Köşeler üçgen Ti/Al/Ni/Au Ohmik kontak üzerine indiyum eritilerek teller tutturulmuş.....	54

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
$a, a_0, a_a, a_{\bar{u}}$	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
α_a	Isıl genleşme katsayısı
b	Fang-Howard ifadesi
$\vec{B}$	Manyetik alan
c, c_0	Hekzagonal birim hücre örgü sabiti
c_{LA}	Boyuna ortalama elastik sabiti
c_{TA}	Enine ortalama elastik sabiti
C_{ij}	Elastik sabit (ij indisli)
d	Numune kalınlığı
d_k	Kritik kalınlık
Δ	Bozukluğun yanal boyutu
Δ_{kr}^{et}	Kristal-alan etkin enerjisi
e_{ij}	Piezoelektrik sabit (ij indisli)
ϵ	Dielektrik geçirgenlik
ϵ_j	Gerginlik (j yönünde)
ϵ_{LA}	Boyuna piezoelektrik katsayısı
ϵ_{TA}	Enine piezoelektrik katsayısı
ϵ_s	Düşük frekans (statik) dielektrik sabiti
ϵ_{∞}	Yüksek frekans dielektrik sabiti
$\vec{E}$	Elektrik alan
E_g	Yasak band aralığı enerjisi

Simgeler	Açıklama
E_D	Verici aktivasyon enerjisi
$f(0)$	Altband köşesi
$f(R_{1234}/R_{2341})$	Düzeltilme faktörü
$\vec{F}$	Lorentz kuvveti
$F_{11}(q)$	Temel Fang-Howard dalga fonksiyonu form faktörü
η	Planck sabiti
$\eta\omega_{po}$	Polar optik fonon enerjisi
$I_B(\beta)$	Arka plan safsızlık saçılması integrali
$\vec{j}$	Akım yoğunluğu
$J_{ab}(k)$	Arayüzey bozukluğu saçılması integrali
$J_{DP}(k)$	Deformasyon potansiyel integrali
$J_{PE}(k)$	Piezoelektrik saçılma integrali
k	Elektron dalgavektörü
k, k_B	Boltzmann sabiti
k_F	Fermi dalgavektörü
$k_{x,y}$	Büyütme yönüne dik momentum düzlemi
k_z	Büyütme yönüne paralel momentum yönelimi
K	Elektromekaniksel çiftlenim katsayısı
λ_F	Fermi dalgaboyu
Λ	Korelasyon uzaklığı
m_e^*	Elektron etkin kütlesi
m_h^*	Etkin deşik kütlesi
μ, μ_e	Taşıyıcı hareketliliği
μ_{ab}	Arayüzey bozukluğu saçılmasına ait hareketlilik limiti
μ_{ak}	Akustik fononlara ait toplam hareketlilik limiti
μ_{al}	Alaşım saçılmasına ait hareketlilik limiti

Simgeler	Açıklama
μ_{as}	Arka plan safsızlıklarına ait hareketlilik limiti
μ_{dp}	Deformasyon potansiyeline ait hareketlilik limiti
μ_{min}	Materyaldeki en küçük taşıyıcı hareketliliği
μ_{pe}	Piezoelektrik saçılmaya ait hareketlilik limiti
μ_{po}	Polar optik fonon saçılmasına ait hareketlilik limiti
μ_H	Hall hareketliliği
n	Elektron yük yoğunluğu
n_i	Hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
n_s	2-boyutlu elektron yük yoğunluğu
n_H	Hall taşıyıcı yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandı etkin durum yoğunluğu
N_d	3-boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğu
N_v	Değerlik bandı etkin durum yoğunluğu
N_{AS}	2-boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğu
Ξ	Deformasyon potansiyeli
p	Deşik yük yoğunluğu
P_{DP}	Doğal polarizasyon
P_{PE}	Piezoelektrik polarizasyon
q_s	2-boyutlu ters perdeleme uzunluğu, perdeleme sabiti
ρ	Kristal yoğunluğu,
ρ_0	Manyetik alan yokluğunda öz direnç
ρ_{ij}	Özdirenç tensörü (ij indisli)
ρ_P	Polarizasyondan indüklenmiş yük yoğunluğu
$R_{ab,cd}$	4 kontaklı direnç değeri
R_H	Hall katsayısı

Simgeler**Açıklama**

$R_{H,p}, R_{H,n}$

Bireysel Hall katsayısı

$s^n(\mu)$

Elektronlar için iletkenlik yoğunluğu fonksiyonu

$s^p(\mu)$

Deşikler için iletkenlik yoğunluğu fonksiyonu

σ, σ_n

Elektriksel iletkenlik

σ_0

Manyetik alan yokluğunda iletkenlik

σ_{ij}

İletkenlik tensörü (ij indisli)

$\sigma_{ij}^{\text{exp}}(B)$

Deneyisel iletkenlik tensörü (ij indisli)

S_0

Perdeleme sabiti

τ

İki saçılma arasındaki ortalama zaman

u_l

Boyuna akustik fonon hızı

U_{AL}

Alaşım potansiyeli

$\mathcal{V}$

Sürüklenme hızı,

V_H

Gerçek Hall voltajı

$V_{H'}$

Ölçülen Hall voltajı

V_E

Ettingshausen potansiyeli

V_N

Nernst-Ettingshausen potansiyeli

V_R

Righi-Leduc potansiyeli

Ω_0

Bir atom başına düşen hacim

x

Alaşım oranı

Z_0

Kuantum kuyu genişliği

Kısaltmalar	Açıklama
2DEG	2-boyutlu elektron gazı
2DHG	2-boyutlu deşik gazı
AD	Ağır deşik
AlN	Aluminyum nitrür
DAP	Verici – alıcı çifti geçişi
DP	Doğal polarizasyon
e-A	İletim bandı – alıcı seviye geçişi
FET	Alan etkili transistör
FTIR	Fourier Dönüşümlü Kızılberisi Emilimi
GaN	Galyum nitrür
HD	Hafif deşik
HEMT	Hızlı elektron hareketliliğe sahip transistör
HFET	Çokluyapı alan etkili transistör
I-V	Akım – Voltaj
KD	Kristal-alan yarılma deşik
LED	Işık yayan diyot
MBE	Moleküler akı epitaksisi
MESFET	Metal yarıiletken alan etkili transistör
MISFET	Metal yalıtkan alan etkili transistör
MODFET	Modülasyon katkılı alan etkili transistör
MOSFET	Metal oksit alan etkili transistör
MOVPE	Metal organik buhar fazı epitaksisi
MS	Hareketlilik spektrumu
PE	Piezoelektrik polarizasyon
QMSA	Nicel hareketlilik spektrumu analizi
RF	Radyo frekans
RIE	Reaktif iyon aşındırma
SOR	Başarılı azalma öncesi iterasyonu

1. GİRİŞ

Galyum nitrür (GaN), son 10 yıl içinde yaygın olarak araştırılmaya başlanmış III-V grubu bileşik bir yarıiletken materyaldir. Günümüzde GaN'e, yaygın olarak kullanılan ve araştırılan diğer III-V grubu yarıiletken materyaller gözönüne alındığında değeri geç anlaşılmış çok önemli bir bileşik yarıiletken gözüyle bakılmaktadır. Bu önem, materyalin sahip olduğu fiziksel özelliklerden kaynaklanmaktadır. Doğası gereği GaN;

- yüksek bant aralığına,
- yüksek ısıl iletkenliğe,
- yüksek erime sıcaklığına,
- düşük dielektrik sabitine,
- ve yüksek kırılma gerilimine,

sahip bir materyaldir. Bu özellikleri, yüksek güçte, yüksek sıcaklıklarda ve yüksek frekanslarda çalışabilen güç transistörleri ve 1-50 GHz aralığında çalışan radyo frekans (RF) uygulamalarında kullanılabilmelerini sağlar. Bu frekans aralığı günümüzde, mobil iletişim, kablosuz ağ uygulamaları, uzun erimli kablosuz uygulamalar, mikrodalga haberleşme ve radar uygulamalarının bulunduğu bölgeye uygun düşmektedir. Yüksek güç, yüksek sıcaklıkta çalışabilme ve dayanıklılık gibi özellikleri askeri uygulamalarda da eşsiz olmasını sağlar.

Bu değerli özelliklerinin yanı sıra, GaN'e uzun yıllar boyu gereken önemin verilememesini sağlayan özellikleride vardır. Öncelikle, GaN, bu tezin yazıldığı son 1-2 yıllık dönem dışında ticarî değeri olabilen hacimsel olarak büyük tek kristaller şeklinde büyütülememiştir. GaN'ün ilk sentezlenmesi galyum üzerinden sıcak amonyak geçiren Johnson ve arkadaşları tarafından yapılmıştır [1]. Tabii ki sonuçta ortaya çıkan GaN, amorf yapıda idi. GaN'ün günümüzde dahi Czochralski ya da Bridgeman temelli yöntemlerle büyük tek kristaller halinde büyütülmesine engel olan

özelliği yüksek erime sıcaklığı ve yüksek denge buhar basıncına sahip olmasıdır [2, 3].

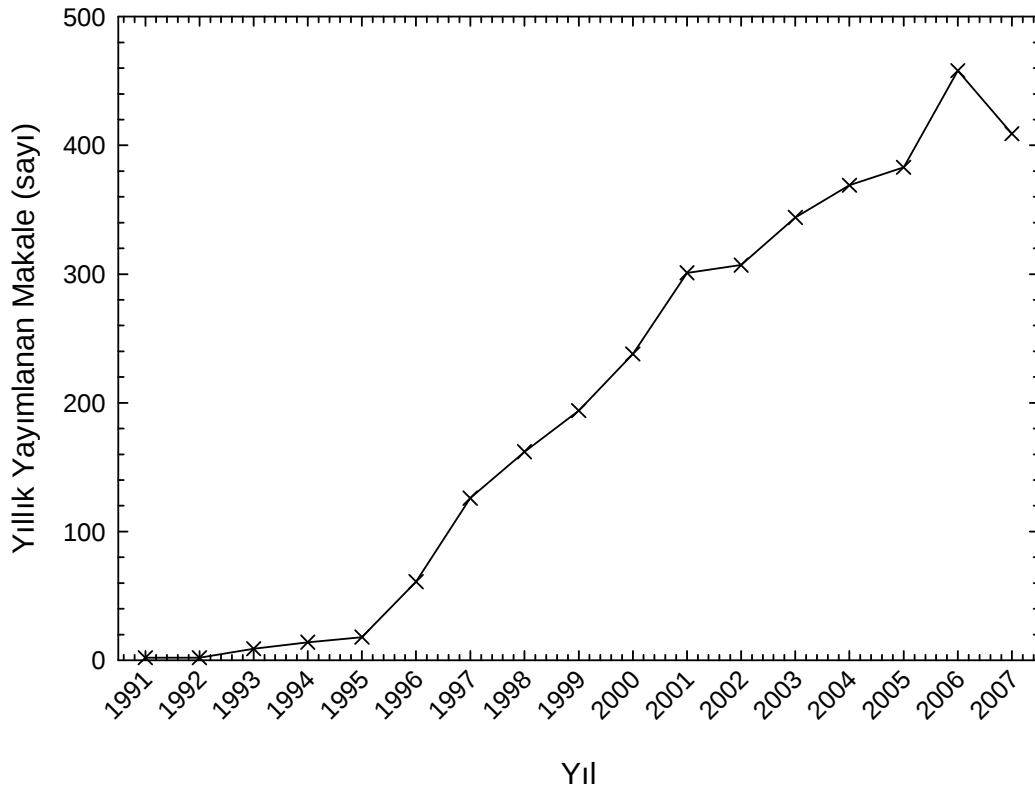
GaN'ün büyük tek kristaller halinde büyütülememesi başka alttaşlar üzerine büyütülmesi yönünde araştırmalar yapılmasına yol açtı. Mekaniksel ve asitlere olan dayanıklılığı ve çok ucuza mal edilebilmesi safiri öne çıkarmakla birlikte, günümüzde SiC ve Si gibi diğer alttaşlar üzerinede çalışmalar yapılmaktadır. Bir sonraki bölümde bu konuda daha detaylı açıklamalar bulunmaktadır.

GaN'ün incefilm olarak büyütülme tarihçesine bakıldığında belki de en önemli adım 1960'lı yılların sonunda Manasevit ve arkadaşlarının [4-6], metal organik Ga ve Al kaynaklar kullanarak GaN ve Alüminyum nitrür (AlN) büyütmeyi başarmaları olmuştur. Bu çalışma, günümüzde de GaN-temelli büyütmenin çoğunun yapıldığı Metal Organik Buhar Fazı Epitaksisinin (MOVPE) III-nitrürlere ilk defa uygulandığı çalışmadır. GaN araştırmalarına bu çalışmanın getirdiği ivme kadar çok az sayıda makale ivme getirebilmiştir. Bunlardan biri Amano ve arkadaşlarının 1986'da safir üzerine düşük sıcaklıklarda AlN, daha sonrasında ise yüksek sıcaklıklarda GaN büyütürerek tek kristal kalitesini artırdıklarını bildirdikleri makaledir [3]. Günümüzde bu büyütme reçetesi "iki adımlı büyütme yöntemi" olarak bilinmektedir. Daha sonra 1988'de Amano'nun p-tipi GaN büyütmesi ile optoelektronik cihazlar yapımına yol açması önemli bir adım olarak görülmektedir [7, 8]. Gerçekten de bir yıl sonrasında ilk GaN ışık yayan diyotların (LED) yapılmış olması bu yayının önemini göstermektedir. 1991 yılında Nakamura ve arkadaşları [9] ve Wickenden'in [10] birbirlerinden bağımsız olarak olarak geliştirdikleri düşük sıcaklık GaN büyütmesi, kristal kalitesini geliştirmede önemli diğer bir adım olmuştur. 1994'de ise Nakamura ve arkadaşları tarafından ticari değere sahip ilk LED üretilmiştir [11].

Çokluyapılar ve Hızlı Elektron Hareketliliğe Sahip Transistörler

Hızlı Elektron Hareketliliğe Sahip Transistör (HEMT) daha yaygın olarak Çokluyapı Alan Etkili Transistör (HFET) ismi ile de bilinir. Bu cihazların bünyelerinde oluşan 2 boyutlu elektron gazı (2DEG) tarafından özellikleri belirlenir.

HEMT yapısı ilk olarak 1979’da Mimura tarafından ortaya sunulmuş ve patenti alınmıştır. İlgili ilk makalesi 1980’de yayınlanmıştır [12]. Üzerinden yaklaşık 30 yıl geçmesine rağmen HEMT fikri III-nitrürlerde uygulanabilirliği ile birçok araştırmaya konu olmaya devam etmektedir. Orijinal fikir, AlGaAs/GaAs yapılarında AlGaAs katmanına katkılama yaparak band yapısının bükülmesini sağlamak ve bir kuvantum kuyusu oluşturmaktır. Bu kuyudaki elektronlar 2 boyutta hareket özgürlüğüne sahiptirler ve kristalle etkileşimlerinde az olduğundan yüksek hareketliliğe sahiptirler. Yapının adı da bu özelliğinden kaynaklanmaktadır.



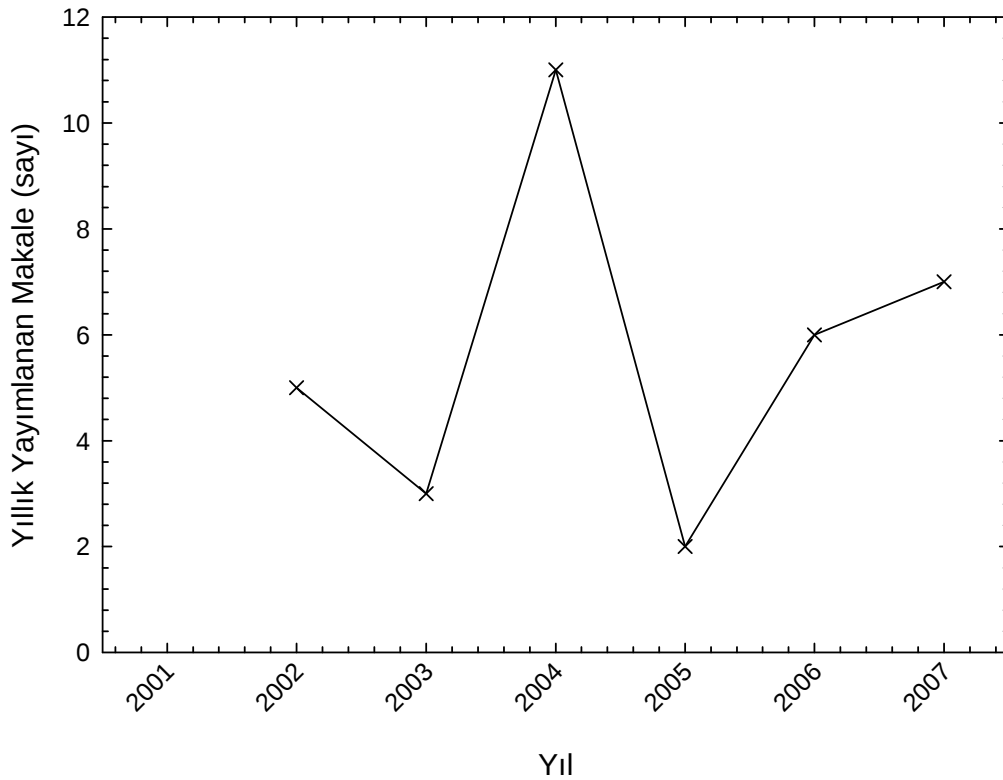
Şekil 1.1. Yıllara göre yayınlanan GaN temelli çokluyapı ya da HEMT yapılarının konularını ele alan makale sayıları. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır

AlGaN/GaN yapılarında ilk defa 2DEG oluşumu Khan ve arkadaşları tarafından 1992 yılında gösterilmiştir [13]. Oda sıcaklığında bulmuş oldukları $834 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'lik hareketlilik değeri tek kristal GaN ve AlGaN'ın olası değerlerinden çok daha büyüktü. Bu makale, GaN temelli HEMT araştırmalarının yolunu açmış, en önemli

çalışmalardan biridir. Şekil 1.1’de yıllara göre olarak AlGaIn/GaN temelli, HEMT ve çokluyapılar hakkındaki makalelerin dağılımını vermektedir.

Ülkemizde GaN, AlGaIn/GaN Çokluyapı Araştırmaları

Ülkemizde GaN üzerine ilk göze çarpan çalışmalar, 2000 yılında Bülbül ve arkadaşlarının [14] Raman spektroskopisiyle GaN’deki optik fononlara ilişkin ölçümleri ve Erol’un hekzagonal yapıdaki GaN’ün elektron transport özelliklerini incelediği çalışmalardır [15]. Teorik olarak aynı yıl Bulutay ve arkadaşlarının yaptığı optik fonon saçılma çalışmaları [16, 17] dikkat çekmektedir. Bilkent Üniversitesinde Nanoteknoloji Araştırma Merkezinin sahip olduğu GaN büyütme amaçlı MOVPE reaktörünün sunduğu deneysel imkânla ve bilgisayar işlem güçlerinin de artımıyla ülkemizde son yıllarda çok sayıda deneysel ve işlemsel GaN temelli araştırma yapılmıştır [18-22] ve araştırmalar artarak devam etmektedir.



Şekil 1.2. Senelere bağlı olarak yayınlanan Türk araştırmacılarının dahil olduğu GaN temelli çokluyapı yada HEMT yapılarının konularını ele alan makale sayıları. Veriler Web of Science (ISI) veritabanından alınmıştır

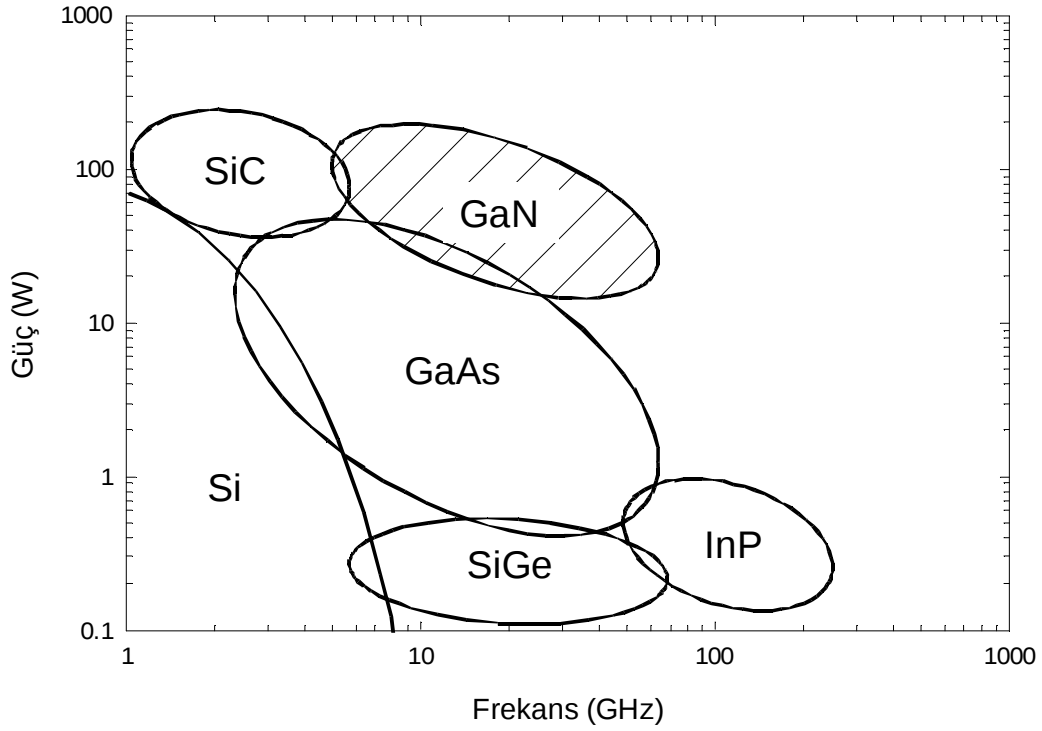
Bu tezin ilgilendiği konular olan AlGaIn/GaN temelli çokluyapı ve HEMT yapılar hakkında ise ilk Türk çalışmacının yer aldığı çalışma Lee ve arkadaşlarının X-bandında çalışan bir GaN transistör tasarımı hakkındadır [23]. Yapılan 35'e yakın çalışmanın 20'den fazlasında katkı sırasıyla; Özbay, Balkan, Gökden, Bıyıklı ve arkadaşlarının katkıları dikkat çekmektedir. Şekil 1.2'de senelere bağlı olarak yayınlanan Türk araştırmacılarının dahil olduğu GaN temelli çokluyapı yada HEMT yapılarının konularını ele alan makale sayıları görülmektedir. Ülkemizde konu ile ilgili çalışmaların eksikliği ve ilerleyen yıllar boyuncada ilginin artmaması dikkat çekicidir. Gazi Üniversitesi olarak, Bilkent Üniversitesi ile 2005 yılından itibaren yapılan ortak araştırmalarla 2006'dan itibaren çok sayıda yayın çıkarılmış ve çıkarılmaya devam edilmektedir.

GaN Temelli Araştırmaların Geleceği

GaN, yeni nesil elektronik cihazların üretiminde anahtar yarıiletken materyal olarak görülmektedir. Materyal özelliklerine bağlı olarak GaN, optik depolama, UV fotodedektörler ile aşındırıcı, sıcak ya da zorlayıcı ortamlarda çalışabilen cihazların yapımına hem ticari hem askeri standartlarda izin vermektedir. Önceki jenerasyon yarıiletkenlerden yaygınca kullanılan silikon, germanyum, arsenürler ve fosfürler, aşındırıcı, sıcak ya da zorlayıcı koşullarda yetersiz kalmakta ve günümüzün artan yüksek frekans yüksek güç uygulamalarına cevap sunamamaktadırlar. Günümüzde bile büyük bir ticari hacmi bulunan bu uygulamalara GaN'ın cevap vereceği düşünülmektedir. Şekil 1.3'de GaN'ın yüksek güç ve frekans uygulamalarında doldurduğu yer ve önemi açıkça görülmektedir.

GaN araştırmalarının ticari hacminin büyüklüğü, ticari ihtiyaçlar şekillenmesinden oldukça etkilenmektedir. Kısa süre içinde elektronik endüstrisinde önemli bir pozisyon kazanacağı ve öncü yarıiletkenlerden biri olması beklenmektedir. GaN diğer yarıiletkenler kadar detaylı incelenmediğinden araştırmalarda ve uygulamalarda henüz yolun başında olarak görülebilir. Araştırma yönüne bakarsak, yıllardır süregelen numune kalitesinin arttırılması, katkılarının incelenmesi, polimerlerle olan etkileşimlerinin incelenmesi, optik ve elektriksel özelliklerinin

detaylıca incelenmesi gerekmektedir. Halen, bir çok parametre hakkında farklı birçok değer bulunmaktadır. Bu parametrelerin incelenmesi ve ilgili durumlar için en doğru sonuçların bulunması gerekmektedir.



Şekil 1.3. Kullanılan materyal sistemlerine göre tek bir katıhal cihazı içinde öngörülen çalışma güç ve frekansları. GaN, taralı gösterilmiştir

Bu tez dahilinde yapılan çalışmaların amacı, AlGaIn/GaN temelli HEMT ve çoklu yapıların belki de en önemli özelliği olan elektriksel özelliklerinin daha doğru bir biçimde irdelenmesini sağlamaktır. Bunun için bu yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerini belirleyen 2DEG'in doğru tayini ve doğru bir biçimde analiz edilmesi önem taşımaktadır. Doğru elde edilen 2DEG parametreleri kullanılarak, büyütme koşullarının numune kalitesine, oluşan kuvantum kuyusunun özelliklerine ve hatta katmanlar arası gerginliklerine etkisi hakkında daha doğru bilgiler edinilebilir. Yapı ile ilgili bu tür parametrelerin sadece elektriksel ölçümler ile tayin edilebilmesi, gelecekte üretilecek olan yapıların optimizasyonu konusunda farklı yöntemlere ihtiyacı en aza indirmesi bakımından çok büyük kolaylıklar sağlayacaktır.

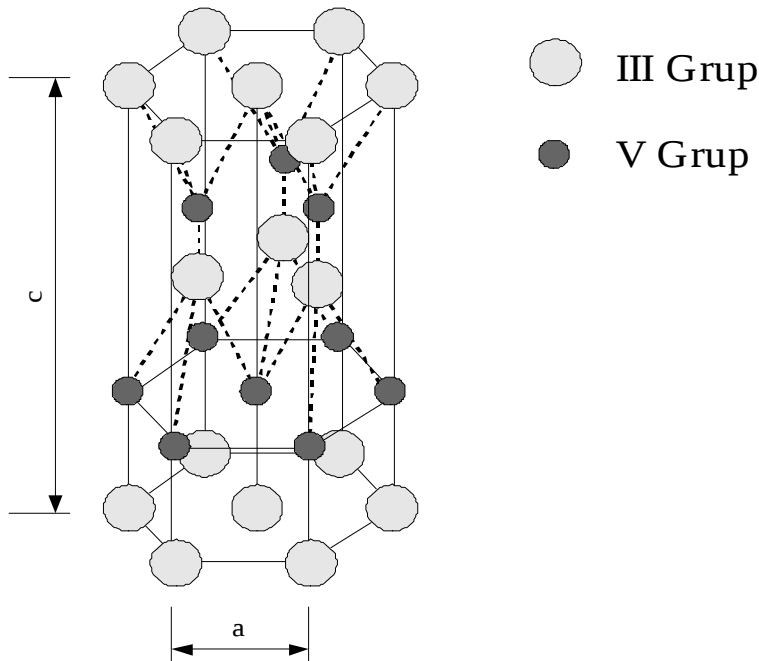
Bu tez çalışmasında Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) Laboratuvarında MOVPE yöntemiyle büyütülen AlGa_N/Ga_N çokluyapı ve AlGa_N/(Al_N)/Ga_N/Al_N HEMT yapıların, Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarına (STARLAB) bağlı Hall Etkisi / DLTS Laboratuvarında 350 K – 15 K sıcaklık aralığında 0,05 Tesla adımlarla 0-1,5 Tesla aralığında sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen deneysel veriler Nicel Hareketlilik Spektrumu Analizi (QMSA) yöntemi ile analiz edilerek elektronlar ve deşikler için ayrı ayrı mobiliteler ve taşıyıcı yoğunlukları hesaplanmıştır. Sonuçlar üzerinde gerginlik ve saçılma analizleri ile parametre araştırması yapılmıştır.

Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde Ga_N, çokluyapılar ve HEMT'ler hakkında giriş bilgisi ile günümüze kadar dünya genelinde ve ülkemizde yapılan çalışmalara kısaca yer verilmiş, gelecekteki olası durum hakkında bazı bilgiler verilmiştir. İkinci bölümde III-V grubu yarıiletkenlerin kristal yapıları, elektriksel ve bazı diğer özellikleri ve Ga_N, Al_N yarıiletken materyalleri ve tez dahilinde incelenen numunelerde bulunan Al_{0.25}Ga_{0.75}N alaşımı ve alttaş olarak kullanılan safir için bazı parametreler verilmiştir. Üçüncü bölümde AlGa_N/Ga_N temelli çokluyapılar, bu çokluyapılardaki gerginliğe bağlı polarizasyonun önemli etkileri hakkında bilgi verilmiştir. Dördüncü bölümde düşük alan elektron iletim teorisi, iletim mekanizmaları ve 2DEG'de saçılma mekanizmaları detaylıca açıklanmıştır. Beşinci bölümde deney setiyle, ölçüm ve analiz teknikleri hakkında bilgi verilmiştir. Ayrıca tez dahilinde incelenen paralel iletim sorununun çözümlenmesinde kullanılan QMSA analizi; bu bölümde öncesi, teorisi ve tekniğin uygulanması bazında detaylıca incelenmiştir. Altıncı bölümde Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçlar tartışılmıştır. QMSA yöntemi kullanılarak elde edilen veriler yorumlanmıştır. Sonuçlar üzerinden gerginlik analizi ve saçılma analizi ile bazı elektriksel parametreler hakkında fikirler verilmiştir.

2. III- NİTRÜRLERİN BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1. Kristal Yapısı

Grup III-nitrürler genellikle hekzagonal (wurtzite), çinkosülfür (zincblende) ve kaya tuzu yapılarında bulunabilirler. Normal şartlar altında bu yapıların en kararlısı AlN, GaN ve InN için hekzagonal yapı, BN için ise çinkosülfür yapısıdır. Daha yüksek kristal kalitesi ve daha kararlı özellikler gösterdiğinden elektriksel ve optik uygulamalarda hekzagonal GaN kullanmak bir standart haline gelmiştir. Bu tez dahilinde safir üzerine büyütülmüş hekzagonal AlN, GaN ve bu iki materyalin bir alaşımı olan AlGaN kristalleri kullanılmıştır. Hekzagonal birim hücresi iki örgü sabiti ile tanımlanır. Bu sabitler “a” ve “c” olarak adlandırılmaktadır. Şekil 2.1’de hekzagonal kristal yapısı ve örgü sabitleri gösterilmiştir. Hekzagonal birim hücresinde her atomdan 6’shar adet bulunur. Hekzagonal yapı, iki tane iç içe geçmiş sıkı paketlenmiş hekzagonal alt örgüden oluşur. Uzay grubu $P6_3mc(C_{6v}^4)$ ’dur [24]. Her alt örgüde bir tip atom bulunur ve c’nin ekseninde $5c/8$ kadar farklı yerleşmişlerdir.

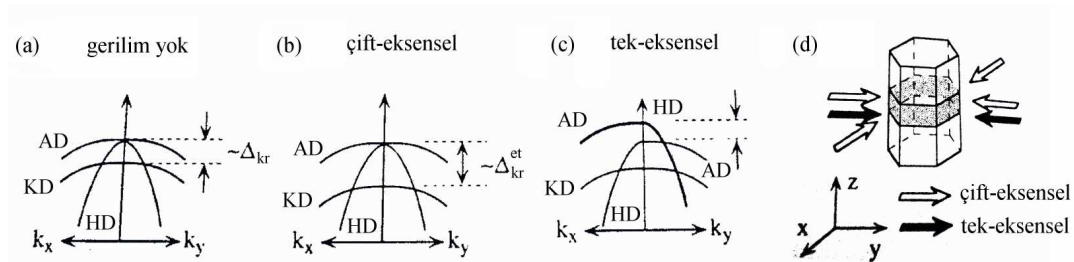


Şekil 2.1. Hekzagonal GaN ve benzeri yapılar için kristal yapısı

Ga-N kimyasal bağı kovalent olmasına rağmen, iki bileşen arasındaki yüksek elektronegativiteye bağlı olarak önemli bir iyonik etki de bulunmaktadır.

2.2. Elektriksel Özellikler

GaN, en geniş yasak bant aralığı Brillouin bölgesinin merkezinde (Γ noktası) [25] bulunan, yaklaşık 3.4 – 3.5 eV (sıcaklığa göre değişim gösterir) değerinde geniş bant aralığına sahip bir yarıiletkenidir. Sahip olduğu hekzagonal yapı, band yapısının anizotropik olarak şekillenmesini sağlayan düşük seviyeli bir simetriye sahiptir. Değerlik bandı üç altband'a ayrılmıştır [26]. İletkenlik bandı, parabolik yaklaşıma uygun olduğundan elektron etkin kütlesi izotropiktir, fakat deşik etkin kütleleri k_z yönü ve $k_{x,y}$ düzlemleri birbirileri ile yüksek anizotropi gösterdiğinden hesabı zordur [27, 28]. Bunun dışında, kristalde büyütülmesine bağlı olarak oluşan kristaldeki gerilimler değerlik bandın yapısını parabolik olmaktan çok uzaklaştırır. Şekil 2.2'de çift-eksensel ve tek-eksensel gerilimlerin değerlik bandına etkileri görülmektedir. Gerilimin elektronik özellikleri ileriki bölümlerde ayrıntılı olarak incelenecektir.



Şekil 2.2. Hekzagonal GaN için k_x - k_y düzleminin değerlik bandı kıyası band yapısının şematikleri. Gerilim yokken (a), çift-eksensel gerilimli (b) ve c-ekseninde tek eksensel gerilimli. Gerilimlerin yönleri (d) [29]

2.3. Kullanılan Altaşlar

GaN-temelli epitaksiyel büyütmede karşılaşılan en önemli sorunlardan biri de uygun altaş seçimidir. GaAs-temelli epitaksiyede, GaAs altaşlar üzerine büyütme yapılmakta, herhangi bir örgü uyumsuzluğu yaşanmadan kaliteli kristaller

büyütülebilmektedir. Fakat GaN alttaş, GaAs alttaş gibi kolay büyütülemez [30]. Bu sebeple halen çok pahalı olan GaN alttaşlar yerine farklı seçenekler üzerinde durulmuştur.

MOVPE kristal büyütme tekniğinin Manasevit'in çalışmalarıyla doğduğu 1960'lı yılların sonunda [4, 5], yine Manasevit tarafından ilk GaN incefilmler safir alttaşlar üzerine büyütülmüştür [6]. Safir, bulunması kolay, ucuz ve yüksek sıcaklıklarda kimyasal olarak etkisiz bir materyaldir. Fakat, örgü uyumu ve sıcaklık genleşme katsayısı GaN ile büyük farklılıklar gösterir. Bu sebeple, safir üzerine büyütülen katmanlarda yüksek gerginlik bulunur ve yüksek dislokasyon yoğunluğuna sahip olurlar. Bu gerginlik ve dislokasyonların azaltılması için normalde 1000 °C olan büyütme sıcaklığından çok daha düşük 500 - 700 °C sıcaklıkta ince (10 - 20 nm kadar) bir GaN ya da AlN tabakası büyütülür [9, 31]. Bu tabakaya kümelenme tabakası adı verilir. Kümelenme tabakası ilk önce amorf olarak büyümeye başlar, daha sonra tek kristaller kümelenerek, kısa süre büyük tek kristal parçaları oluştururlar. Bu tabakanın büyütülmesi sonrasında tüm yapı yüksek sıcaklıklara çıkarılarak, kümelenme tabakasının olabildiğince tek kristal haline gelmesi sağlanır. Sonraki tabakalar bu kümelenme tabakasının oluşturduğu tek kristalin üzerine büyüdüğü için ortaya çıkan kristalde halen çok yüksek sayıda dislokasyon bulunur.

Çizelge 2.1. GaN ile epitaksiyel büyütmesinde sıklıkla kullanılan alttaşların ısı genleşme katsayısı ve örgü uyumsuzluğu farkları [29, 32]

Alttaş	Isıl Genleşme Katsayısı Farkı (%) $(\alpha_a^{GaN} - \alpha_a^{alt}) / \alpha_a^{GaN}$	Örgü Uyuşmazlığı (%) $(a_a^{GaN} - a_a^{alt}) / a_a^{GaN}$
Safir	34	-14
6H-SiC	25	2.3
ZnO	48	1.9
Silikon	100	17
AlN	26	2.4

Daha yüksek büyütme kalitesi için SiC alttaşlar gün geçtikçe kullanılmaya başlanan diğer bir seçenek olmuştur [33]. Örgü uyumsuzluğu ve ısıl genleşme katsayısı farkı safire göre daha düşüktür. Safire göre daha kolay parlatılabilir ve yüksek ısıl iletkenliği sebebiyle, cihaz uygulamalarında problem olan ısının dışarı atılması konusunda daha etkilidir [34]. Ayrıca SiC'ün yarıiletken olması, cihaz yapımında alt-üst kontak alımını sağlaması sebebiyle çok büyük kolaylıklar sağlar. Fakat safir'e göre pahalıdır ve daha küçük alttaşlar şeklinde bulunabilir.

2.4. İstenmeden Katkılama

Dislokasyona bağlı yapısal bozukluklar ve diğer nokta bozuklukları (mevcut bozukluklar, safsızlıklar ve kompleksler) materyalin optiksel ve elektriksel özelliklerini ciddi bir biçimde etkiler [35]. Nokta bozuklukların, grup III-nitrür yarıiletken cihazların güvenilirliğini azalttığı ve cihaz performanslarını düşürdüğü bir çok çalışmada incelenmiş bir durumdur [36, 37].

Safsızlıklar, genelde büyütme esnasında kullanılan kimyasal gazlardan kaynaklanır. Elektronik özelliklere ciddi etkisi bulunan bu katkılara istenmeden katkılama adı verilir. Genel olarak Ga yerine oturmuş Si ve C (Si_{Ga}, C_{Ga}), ve N yerine oturmuş O (O_N), sığ vericiler olarak kabul edilirler. Buna ilaveten Ga yerine oturmuş Zn , Be ve Mg ($Zn_{Ga}, Be_{Ga}, Mg_{Ga}$), ve N yerine oturmuş Si ve C (Si_N, C_N) ise sığ alıcılar olarak kabul edilirler [38]. En olası safsızlıklar, düşük oluşma enerjileri dolayısıyla Si_{Ga} ve O_N 'dir.

İstenmeden katkılama ve stokiyometrik olmayan büyüme sonucunda oluşmuş boşluklar gibi yerel bozukluklarda malzemenin optik ve elektronik özelliklerini kötü yönde etkiler. GaN malzemesinde galyum ve azot boşlukları (V_{Ga}, V_N) asıl olan bozukluklardır. Katkılanmamış GaN, bu bozukluklarından dolayı n-tipi iletkenlik gösterir [39].

2.5. Isıl ve Kimyasal Kararlılık

III-nitrür grubu materyalleri yüksek ısı ve kimyasal dayanıklılığa sahip olduklarından, yüksek sıcaklıkta, kötü ve aşındırıcı ortamlarda çalışabilen cihazlar yapımında gelecek vaad etmektedirler. Si ve GaAs gibi sıkça kullanılan diğer yarıiletkenler ile karşılaştırıldığında yüksek gerilim – yüksek güç uygulamalarına olanak sağlayan geniş band aralığının yanı sıra, yüksek erime noktasına sahip olmasını sağlayan yüksek bağ enerjilerine sahiptir. GaAs sadece 6.52 eV/bağ'lık bir bağ enerjisine sahipken GaN 8.92 eV/bağ ve AlN 11.52 eV/bağ'lık bağ enerjilerine sahiptir [34].

Bu güçlü bağlar III-nitrürlerin yüksek kimyasal kararlılığa da sahip olmalarından sorumludur. Bu iyi bir özellik olduğu kadar da kötü bir özelliktir. Bu özelliği aşındırıcı ve yakıcı ortamlarda çalışan cihaz yapımında neredeyse eşsiz olmasına sebep iken aynı zamanda bilinen işleme yöntemleri ile işlenebilirliğini azaltması sebebiyle zorluk çıkarır. Günümüzde, genel olarak incelenen c-yüzlü GaN kristalini aşındırabilecek ıslak bir aşındırıcı bulunmamaktadır. Güçlü Ga-N bağları çoğu aşındırıcıda gerçekleşen oksidasyon mekanizmasını olanaksız kılmaktadır. En güçlü asitler bile sadece yüzeydeki oksit tabakasını kaldırabilmektedir. AlN için ise az sayıda aşındırıcı bulunmaktadır.

Reaktif İyon Aşındırma (RIE) gibi yöntemler, bir plazma içindeki yüksek enerjili iyonları fiziksel olarak malzemeye çarptırıp bağları koparma yöntemi ile çalışır. Bu gibi yöntemler, Cl-temelli kimyasallar ile III-nitrür aşındırmada kullanılırlar [34]. Bu yöntemin dezavantajı, özellikle GaN için yüksek aşındırıcılığa ($0,7 \mu\text{m}/dk$) sahip olmasıdır [40]. Bu yüzden aşındırılan yüzeyde bozukluklar oluşabilmektedir. AlGaIn/GaN çokluyapılarında bu tür bozukluklar cihaz performansında sorunlara yol açabilir.

2.6. Materyal Parametreleri

2.6.1. GaN

GaN'a ait temel parametreler Çizelge 2.2' de verilmiştir [41-45].

Çizelge 2.2. GaN' e ait 300 K'de ki temel parametreler

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	$6,15 \text{ gcm}^{-3}$
Kırılma alanı	$5 \times 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$
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	$\leq 5 \text{ cm}^2/\text{s}$
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	$0,2 m_o$
Deşik etkin kütlesi	$1,25 m_o$
Ağır deşik etkin kütlesi	$1,4 m_o$
Hafif deşik etkin kütlesi	$0,3 m_o$
Elektron ilgisi	4,1 eV
Örgü sabiti (a)	0,3189 nm
Örgü sabiti (c)	0,519 nm
Optik fonon enerjisi	91,2 meV

Çizelge 2.2. (Devam) GaN' e ait 300 K'de ki temel parametreler

Özellik	GaN
Isıl iletkenlik katsayısı (<i>a</i> için)	$5,59 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Isıl iletkenlik katsayısı (<i>c</i> 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	$0,44 \times 10^{11} \text{ Nm}^{-2}$
Doğal polarizasyon	$-0,029 \text{ C/m}^2$
e_{33}	$0,73 \text{ C/m}^2$
e_{31}	$-0,49 \text{ C/m}^2$
Bir atomun hacmi	$3,48487 \times 10^{-29} \text{ m}^3$

2.6.2. AlN

AlN'a ait temel parametreler Çizelge 2.3' de verilmiştir [41, 42, 45-48].

Çizelge 2.3. AlN' e ait 300 K'de ki temel parametreler

Özellik	AlN
Kristal yapısı	Hekzagonal
Simetri grubu	$P6_3mc(C_{6v}^4)$
cm^3 'deki atom sayısı	$9,58 \times 10^{22}$
Debye sıcaklığı	1150 K
Yoğunluğu	$3,23 \text{ gcm}^{-3}$
Kırılma alanı	$1,2-1,8 \times 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$
Elektron hareketliliği	$\leq 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Deşik hareketliliği	$\leq 14 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Elektron difüzyon katsayısı	$\leq 7 \text{ cm}^2/\text{s}$

Çizelge 2.3. (Devam) AlN' e ait 300 K'de ki temel parametreler

Özellik	AlN
Deşik difüzyon katsayısı	$\leq 0,3 \text{ cm}^2/\text{s}$
Elektron ısı hızı	$1,85 \times 10^5 \text{ m/s}$
Deşik ısı hızı	$4,1 \times 10^4 \text{ m/s}$
Dielektrik sabiti (statik)	8,5
Dielektrik sabiti (yüksek frekans)	4,77
Elektron etkin kütlesi	$0,4 m_o$
Deşik etkin kütlesi	$3,53 m_o$
Ağır deşik etkin kütlesi	$10,42 m_o$
Hafif deşik etkin kütlesi	$0,24 m_o$
Elektron ilgisi	0,6 eV
Örgü sabiti (a)	0,311 nm
Örgü sabiti (c)	0,498 nm
Optik fonon enerjisi	99,2 meV
Isıl iletkenlik katsayısı (a için)	$4,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Isıl iletkenlik katsayısı (c için)	$5,27 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Doğal polarizasyon	$-0,081 \text{ C/m}^2$
e_{33}	$1,46 \text{ C/m}^2$
e_{31}	$-0,6 \text{ C/m}^2$

2.6.3. AlGaN

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 'a ait alaşım potansiyeli haricindeki [21] temel parametreler, tezdeki numunelerin içerdiği $x = 0,25$ durumu için, Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.3'deki veriler ve Vegard yasası kullanılarak hesaplanmış Çizelge 2.4' de verilmiştir.

Çizelge 2.4. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ e ait 300 K’de ki temel parametreler

Özellik	$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$
Kristal yapısı	Hekzagonal
Simetri grubu	$P6_3mc(C_{6v}^4)$
cm^3 ’deki atom sayısı	$9,07 \times 10^{22}$
Debye sıcaklığı	738 K
Yoğunluğu	$5,42 \text{ gcm}^{-3}$
Kırılma alanı	$4,0\text{-}4,2 \times 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$
Elektron difüzyon katsayısı	$\leq 20,5 \text{ cm}^2/\text{s}$
Deşik difüzyon katsayısı	$\leq 3,8 \text{ cm}^2/\text{s}$
Elektron ısı hızı	$2,41 \times 10^5 \text{ m/s}$
Deşik ısı hızı	$8,1 \times 10^4 \text{ m/s}$
Dielektrik sabiti (statik)	8,8
Dielektrik sabiti (yüksek frekans)	5,21
Elektron etkin kütlesi	$0,25 m_o$
Deşik etkin kütlesi	$1,82 m_o$
Ağır deşik etkin kütlesi	$3,66 m_o$
Hafif deşik etkin kütlesi	$0,28 m_o$
Elektron ilgisi	3,23 eV
Örgü sabiti (a)	0,3169 nm
Örgü sabiti (c)	0,5138 nm
Optik fonon enerjisi	93,2 meV
Isıl iletkenlik katsayısı (a için)	$5,24 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Isıl iletkenlik katsayısı (c için)	$3,69 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Doğal polarizasyon	$-0,042 \text{ C/m}^2$
e_{33}	$0,91 \text{ C/m}^2$
e_{31}	$-0,52 \text{ C/m}^2$
Alaşım potansiyeli	$2,36 \times 10^{-19} \text{ V}$

2.6.4. Safir (Al_2O_3)

Al_2O_3 'e ait temel parametreler Çizelge 2.5' de verilmiştir [49, 50].

Çizelge 2.5. Al_2O_3 'e ait temel parametreler

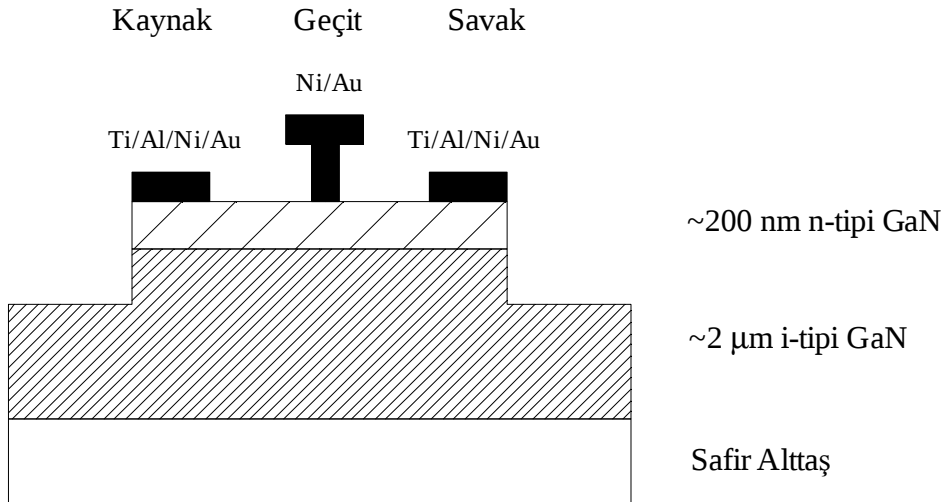
Özellik	Al_2O_3
Kristal yapısı	Hekzagonal - Rombohedral
cm^3 'deki atom sayısı	$2,35 \times 10^{22}$
Erime sıcaklığı	2030 °C
Yoğunluğu	$3,98 \text{ gcm}^{-3}$
Kırılma alanı	$4 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$
Özdirenç	$10^{11} - 10^{16} \Omega\text{cm}$
Örgü sabiti (a)	0,476 nm
Örgü sabiti (c)	1,3 nm
Isıl iletkenlik katsayısı (a için)	$5,0 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Isıl iletkenlik katsayısı (c için)	$9,03 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

3. AlGaIn/GaN ÇOKLUYAPISI VE ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

3.1. Alan Etkili Transistörler (FET)

Alan Etkili Transistörler (FET), yüksek geçit empedansları sebebiyle elektronik endüstrisinde sıkça kullanılan transistörlerdir. Üretimi de, endüstri standardı iki kutuplu kavşak transistörlerinden (BJT) çok daha kolaydır.

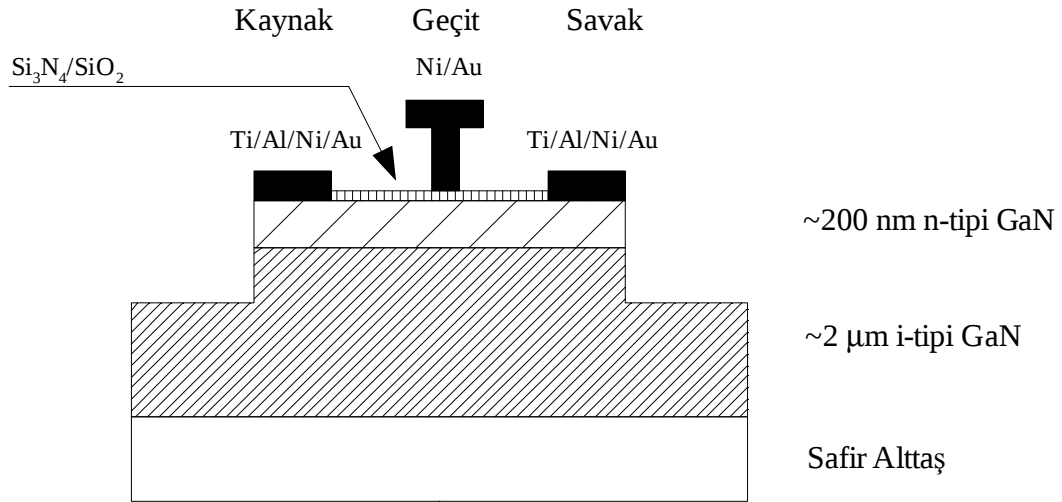
Şekil 3.1’de tipik bir n-kanallı Metal Yarıiletken Alan Etkili Transistör (MESFET) yapısı gösterilmiştir. Yapı, ismini yarıiletken üstüne direkt büyütülen metal geçitten alır. Kanal, Si ile katkılanarak n-tipi haline getirilmiştir ve geçit ile modüle edilebilmektedir. Geçit metali, Pt/Au yada Ni/Au’dan Schottky diyodu oluşturacak şekilde büyütülmüştür. M. A. Khan tarafından yapılan ilk GaN alan etkili transistör bir MESFET’i [51].



Şekil 3.1. Klasik bir GaN MESFET yapının şematiği. MESFET yapı için şekildeki gibi aşındırma yapılarak cihazın izdüşümü oluşturulur. Kaynak ve savak kontaktları Ohmik, geçit kontağı Schottky yapıdadır ve metalizasyon ile mesa üzerine büyütülmüşlerdir

MESFET’ler yapıları gereği geçit kontağından yarıiletken taşıyıcı sızdırma problemine sahiptirler. Bu problem, geçit ile yarıiletken arasına oksit ya da yalıtkan malzeme eklenerek çözülmüştür. Oksitli olan bu tür transistörlere Metal Oksit

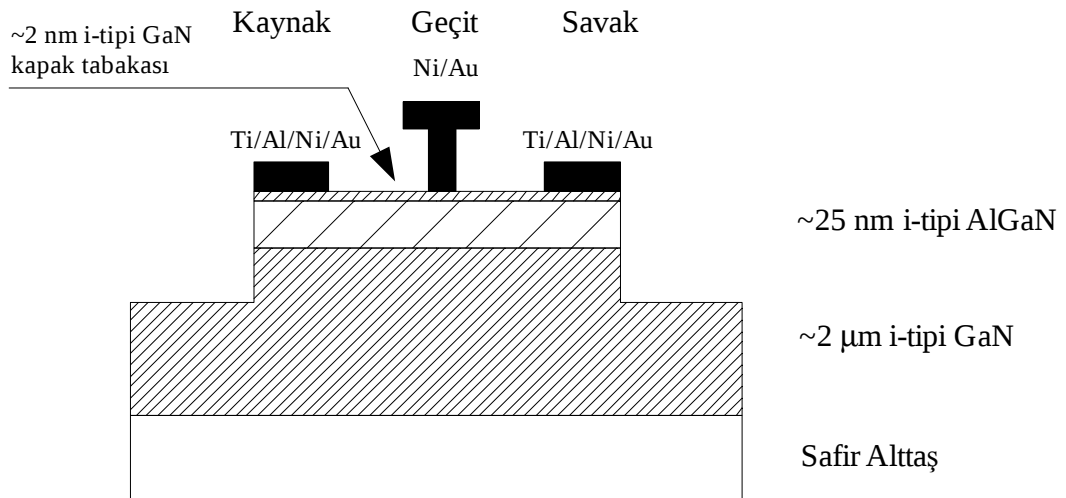
Yarıiletken Alan Etkili Transistör (MOSFET) ve yalıtkanlı olan türlerine de Metal Yalıtkan Yarıiletken Alan Etkili Transistör (MISFET) adı verilir. Şekil 3.2’de bir MISFET görülmektedir.



Şekil 3.2. Klasik bir GaN MISFET yapının şematığı. MESFET yapıya göre farklı Geçit tabakasının altındaki yalıtkan tabakadır. Dolayısıyla izdüşümün üzerine metalizasyonla sadece kaynak ve savak kontaktları büyütülmüştür

MESFET, MOSFET ve MISFET, yapıları tekli yapılardır. Yani transistörün aktif olan kısmı tek bir materyalden (bu durumda GaN) oluşur. Kanaldaki iyonize safsızlıkları uzaysal olarak ayırmaya olanak sağladıklarından bariyer görevi gören bir katman ile altındaki katman arasında 2DEG oluşumuna yol açan transistör yapılarına Çoklu yapı Alan Etkili Transistör (HFET) adı verilir [52]. Şekil 3.3’de HFET yapı gösterilmektedir. Bu yapılarda oluşan 2DEG’de ki elektronlar yüksek hareketliliğe sahip olduklarından bu transistörlere Yüksek Elektron Hareketlilikli Transistör (HEMT) adı da verilir. Günümüzde, oda sıcaklığında yaklaşık $1700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ hareketlilikli $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluklu HEMT yapılar elde edilebilmiştir [53]. Hareketlilik değerleri GaAs’e göre halen düşük olmakla birlikte yakın gelecekte belirgin artışlar elde edilebilecektir. Taşıyıcı yoğunluğu düzeyleri ise GaAs’e göre 10 kat daha yüksektir.

GaAs yapılarında HFET yapılar materyalin özelliği gereği ancak Modülasyon Katkılı Alan Etkili Transistör (MODFET) biçiminde olabilir. MODFET’te i-tipi GaAs üzerine bant süreksizliği yüksek bir materyal, örneğin n-tipi AlGaAs büyütülür. Büyütülen katmaların tamamı i-tipi yada n-tipi olmadığından bu yapıya modülasyon katkılı adı verilir. Katmanlar arası bant süreksizliği elektronlar için bir kuvantum kuyusu görevi görecektir. Katkıdan kaynaklanan elektronlar ısı hareketle GaAs tarafına geçtiklerinde tekrar AlGaAs tarafına geçecek enerjileri bulunmaz. Bu sebeple arayüzeyde birikmeye başlarlar. Biriken elektronlar ortamda bir elektrik alan bileşeni oluşturur ve bant bir üçgen kuyu oluşturacak şekilde bükülür. Kuyu içindeki elektronlar hızlı hareket ederler. Kuyu içindeki elektronların etkileşimleri ileriki bölümlerde tartışılacaktır. AlGaN/GaN materyalinde ise HFET yapı oluşturmak için MODFET yapmaya gerek yoktur. Materyalin özelliği gereği, katkılanmaksızın çoklukavşakta istenen kuyu oluşur. Bu mekanizma bu bölümde ayrıntısıyla incelendi.



Şekil 3.3. Klasik bir GaN HFET yapının şematiği

3.2. Ohmik Kontak

Çokluyapılara geçmeden önce GaN araştırmalarında önemli yer tutan diğer bir konu olan Ohmik kontak oluşturma konusunu incelemek faydalıdır. GaN için ohmik kontak tarihine bakarsak, ilk çalışmalar Al veya Au metalizasyonun ohmik kontak

için yeterli olduğunu gösterir [54]. Fakat bu kontaklar $10^{-4} \div 10^{-3} \Omega.cm^2$ gibi çok yüksek kontak direncine sahiptiler.

1994 yılında Lin ve arkadaşları $900^\circ C$ 'de tavllanmış Ti/Al kontaklarda $8 \times 10^{-6} \Omega.cm^{-2}$ kontak direnci elde etmişlerdir [55]. LED yapılarında ise Au ya da Au/Ni ve Ti/Al kontaklar p-tipi yada n-tipi kontaklar yapımında kullanıldı [56, 57].

Lin ve arkadaşlarının çalışmalarını temel alarak Fan ve arkadaşları, n-tipi GaN için Ti/Al temelli çokkatmanlı ohmik kontak şeması geliştirdiler [58]. Oluşturdukları Ti/Al/Ni/Au kontaklar, tavlandıktan sonra $10^{-7} \Omega.cm^{-2}$ 'den daha düşük kontak direncine sahip olmuştur. Genel olarak literatürde, Fan ve arkadaşlarının geliştirdikleri tavllanmış Ti/Al/Ni/Au kontak yapısının kullanıldığı görülmektedir.

3.3. AlGaIn/GaN Çokluyapısı

AlGaIn ve GaN yarıiletkenleri farklı bant aralıklarına sahiptirler. Bu yarıiletken materyallerden oluşturulan AlGaIn/GaN çokluyapısı bir önceki alt bölümde anlatılan kuvantum kuyusunun oluşabilmesi için yeterli bant devamsızlığına sahiptir. Bant devamsızlıklarının aynı momentum değerinde olması sebebiyle bu iki yarıiletken arasında kuvantum kuyusu ve dolayısıyla 2DEG oluşumuna imkan tanır [59, 60]. AlGaIn/GaN çokluyapısı, hekzagonal GaN üzerine hekzagonal AlGaIn büyümesiyle oluşur. Bu iki hekzagonal materyal temas halinde olduğunda, birbirlerine göre farklı seviyelerde bulunan Fermi enerjileri aynı seviyeye gelir. Bunun için AlGaIn ve GaN katmanlarının iletkenlik ve değerlik bandlarının Fermi seviyelerinin aynı seviyeye gelene kadar bükülmeleri gerekir. Bu bükülme esnasında GaN'ın iletkenlik bandı, tüm iletimin gerçekleştiği Fermi seviyesinin altına iner. N-tipi bir yarıiletken materyal için Fermi seviyesini kimyasal potansiyel olarak kabul edersek, iletkenlik bandının Fermi enerjisinin altında kalan yeri elektronlar tarafından doldurulacaktır. Elektronlar biriktikçe elektrik alan oluşacak ve bant bükülecek, yaklaşık üçgen kuvantum kuyusunun oluşumuna yol açacaktır. Oluşan kuyu birkaç nanometre kadardır. Bu değer elektronların de Broglie dalgaboyundan çok daha küçük (birkaç

yüz nanometre) olduğundan oluşan kuyunun enerji seviyeleri arasındaki fark büyüktür. Bu sebeple, genellikle sadece birinci enerji seviyesi, Fermi seviyesinin altında kalır ve elektronlar tarafından doldurulur. İki boyutlu iletim tamamıyla bu doldurulmuş tek enerji düzeyindeki elektronlar tarafından yapılır.

3.4. AlGaN/AlN/GaN/AlN Çokluyapısı

AlGaN/GaN yerine günümüzde daha çok kullanılan AlGaN/AlN/GaN/AlN çokluyapıları AlGaN/GaN yapılarına göre iki önemli yenilik içerir: AlN tampon tabaka ve AlN aratabaka kullanımı.

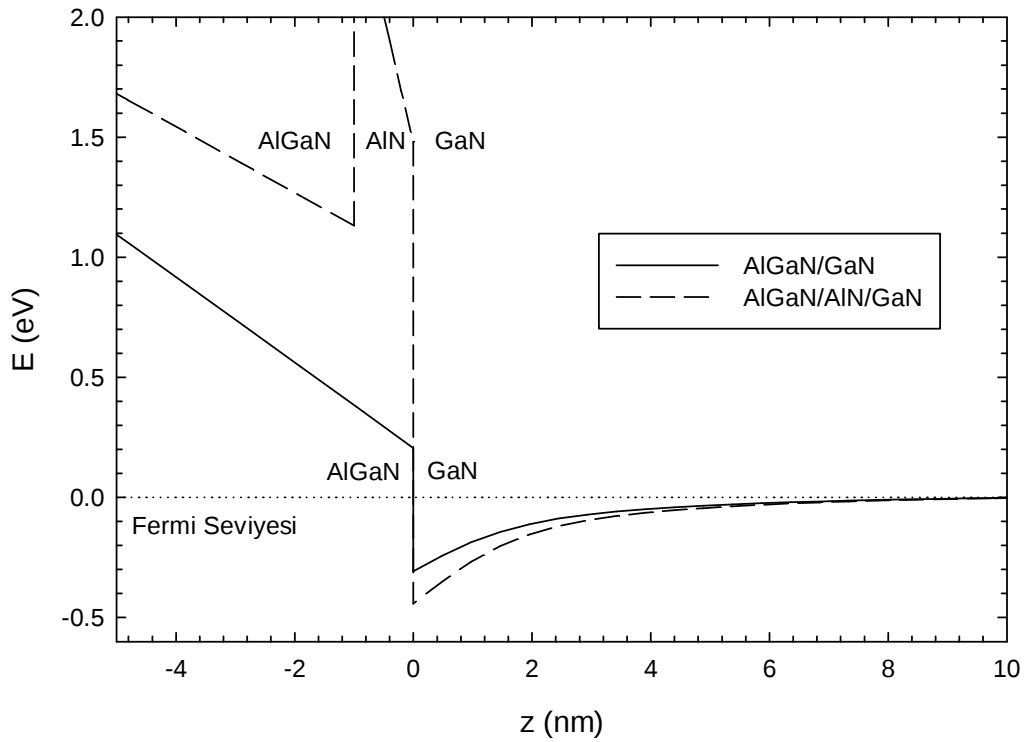
3.4.1. AlN tampon tabaka kullanımı

Safir üzerine direkt büyütülen AlGaN/GaN yapılar, GaN ile safir arasındaki yüksek örgü uyumsuzluğu sebebiyle çok kalitesiz olarak büyürler. Öyle ki; arka plan taşıyıcı konsantrasyonları 10^{20} cm^{-3} gibi kaliteli bir kristalde görülmesi imkansız değerlere ulaşabilir [3, 61]. Bu kalitesiz yapı, X-ışını deneylerinde çok geniş pikler, AFM deneylerinde yüzeyde görülen büyük yapılar ve fotoışınma deneylerinde ara seviye kaynaklı ciddi düzeyde sarı bölgede ışınma olarak kendini belli eder.

Bu problemlerin üstesinden gelebilmek için 1983'de Yoshida ve arkadaşları safir üzerine GaN tabakasının büyütülmesinden önce bir AlN tampon tabaka büyütülmesini önerdiler [62]. Bu teknik çok başarılı görüldü ve Amano ve arkadaşları tarafından MOVPE'ye uyarlandı ve aynı grup tarafından bir çok çalışma ile geliştirildi [3, 31, 63, 64]. AlN'in örgü parametresi GaN'a göre safir'e daha yakın olduğundan safir ile GaN arasındaki gerilimi azaltan bir tampon tabaka olarak büyütülmesi GaN temelli yapılarda kristal kalitesini arttıran en önemli gelişme olmuştur. Daha sonraları 1991 yılında Nakamura benzer başarıyı GaN tampon tabaka ile gerçekleştirmiştir [9]. Yine de AlN tampon tabaka yaklaşımı daha başarılıdır ve yaygın olarak kullanılmaktadır.

3.4.2. AlN aratabaka kullanımı

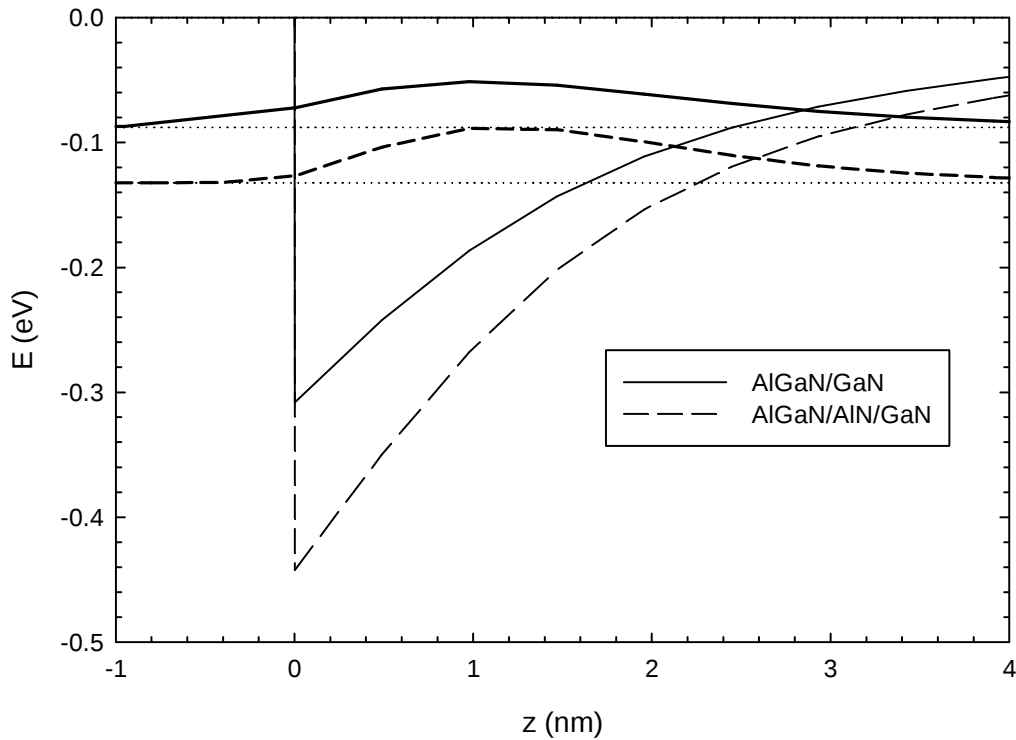
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılar, önceden belirtildiği gibi çok yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahiptirler. Fakat elektriksel olarak bir transistörün performanslı olması için taşıyıcı yoğunluğu kadar taşıyıcı hareketliliği de önemlidir. Taşıyıcı yoğunluğunu daha da arttırmak için modülasyon katkı yapılabilir, fakat görülecek performans artımı katkı ile sınırlıdır [65, 66]. Diğer bir başarılı yöntem ise AlGaN bariyer tabakasının Al oranını arttırarak taşıyıcı yoğunluğunun artmasını sağlamaktır. Fakat Al'un alaşım oranını arttırdıkça, taşıyıcıların hareketliliği, alaşım saçılması adı verilen bir mekanizma sayesinde önemli oranda düşer. Alaşım saçılması mekanizması hakkında ayrıntılı bilgi Bölüm 4.4.4.'de verilecektir.



Şekil 3.4. AlGaN/GaN ve AlGaN/AlN/GaN yapıların band diyagramı. AlGaN/GaN ve AlN/GaN arayüzlerindeki oluşan kuyular açıkça görülmektedir. Fermi seviyesi 0 eV'da yer almıştır. Grafikte arayüzeyler 0 nm'de kabul edilmiştir

Diğer önemli bir performans artırma yöntemi ise GaN ile AlGaN bariyeri arasında çok ince (~ 1 nm) bir AlN tabakası yerleştirmektir. Bu yöntem ile alaşım saçılması

engellenir ve hem taşıyıcı yoğunluğu hemde taşıyıcı hareketliliği önemli oranda artırılabilir. Bu yöntem, elektriksel özellikleri tabakalar arası gerginliklere çok bağlı GaN-temelli yapılarda çok yenidir ve en iyi performansın alınabileceği tabaka kalınlıkları ile alaşım oranları üzerine çalışmalar yapılmaktadır [67-71]. Bu parametrelerin değişimleri, kuyu içindeki elektronların sayılarını ve bulunma olasılıklarını önemli miktarda değiştirmekte ve sonuç performansı etkilemektedir. Şekil 3.4'de AlGaIn/GaN ve AlGaIn/AlN/GaN yapılarının ban diyagramı görülmektedir. AlN arayüzeyinin daha derin kuyu oluşmasını sağladığı şekilde görülmektedir. Ayrıca Şekil 3.5'de, Şekil 3.4'de gösterilen yapıların kuyularındaki birinci enerji seviyelerindeki elektronların bulunma olasılıkları gösterilmektedir. AlN arayüzey kullanımı ile elektron, bariyere daha az sızmıştır. Bu da bariyerde meydana gelebilecek alaşım saçılmasının azalması anlamına gelmektedir.



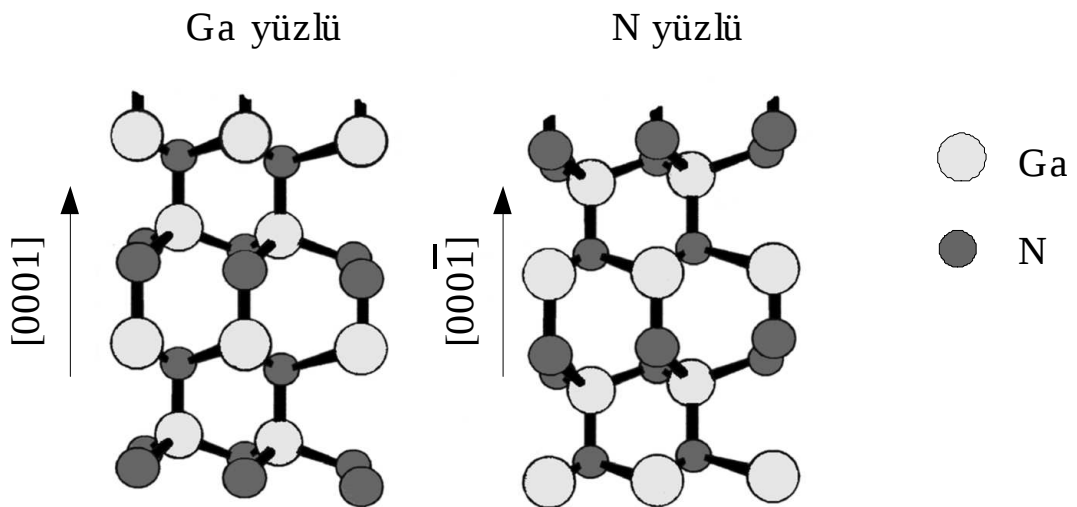
Şekil 3.5. AlGaIn/GaN ve AlGaIn/AlN/GaN yapılarında oluşan kuyular içindeki elektronların birinci seviyedeki bulunma olasılıkları. Elektron bulunma olasılıkları yapıların çizgileri ile aynı ama daha koyu olarak gösterilmiştir. Noktalı çizgiler, ilgili bulunma olasılıklarının bulunduğu enerji seviyelerini gösterir. Grafiğin üstü Fermi seviyesine denk gelmektedir

3.5. AlGaIn/GaN Çokluyapılarında Polarizasyon ve 2DEG

III-nitürler ve oluşturdıkları çokluyapılar, materyalin sahip olduğu polarize yapı sebebiyle önemli elektriksel özelliklere sahip yarıiletkenler olarak öne çıkmaktadırlar. Bu bölümde polarizasyonun sebepleri, çeşitleri ve getirdiği sonuçlar üzerinde durulacaktır.

3.5.1. GaN yapılarında polarizasyon

GaN, c yönünde terslenim simetrisine sahip olmadığından, safir üzerine [0001] yönünde büyütülen kristaller iki şekilde büyüyebilir [72, 73]. Bu iki kristal Ga-yüzlü ve N-yüzlü olarak adlandırılırlar. Şekil 3.6'da Ga-yüzlü ve N-yüzlü GaN kristalleri gösterilmiştir. Bu bölümde daha ayrıntılı inceleneceği üzere, eğer bir GaN üzerine AlGaIn tabakası büyütülürse, iki tabaka arasında ki arayüzeyde kuvvetli polarizasyondan oluşan 2-boyutlu bir yük birikimi oluşur. Bu olay, kristal katkısız olsa bile gerçekleşir ki, diğer III-V grubu kristallerde bu olay görülmemektedir. Benzer yük birikimleri diğer III-V grubu kristallerde ancak modülasyon katkı ile sağlanabilmektedir [74]. Bu yüklerin kaynağı tam olarak bilinmemekle birlikte, arayüzeydeki tuzaklanmış yüzey yüklerinin kristal tarafından soğurulduğundan kaynakladığı düşünülmektedir [75].



Şekil 3.6. GaN kristalinde (a) Ga-yüzlü ve (b) N-yüzlü kristal düzenleri

3.5.2. Doğal polarizasyon ve piezoelektrik polarizasyon

Hekzagonal ve diğer düşük simetrlili kristal yapılar, doğal polarizasyon (DP) ve kristaldeki olası gerilmelerden kaynaklanan piezoelektrik polarizasyona (PE) sahip olabilirler. III-V grubu yarıiletkenler arasında sadece III-nitrür grubu yarıiletkenlerinde gerginlik olmadan da doğal polarizasyon oluşumu görülmektedir. Doğal polarizasyona sahip olan kristallerde buna bağlı olarak bir elektrik alan oluşur. Bu alan III-nitrür grubu yarıiletken kristallerde c-yönündedir [0001]. Piezoelektrik polarizasyon aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$P_{PE} = \sum_j e_{ij} \varepsilon_j . \quad (3.1)$$

Burada ε_j gerginliği, e_{ij} ise piezoelektrik sabitleri ifade etmektedir. III-nitrürler için denklem 3.1 aşağıdaki şekle indirgenebilir:

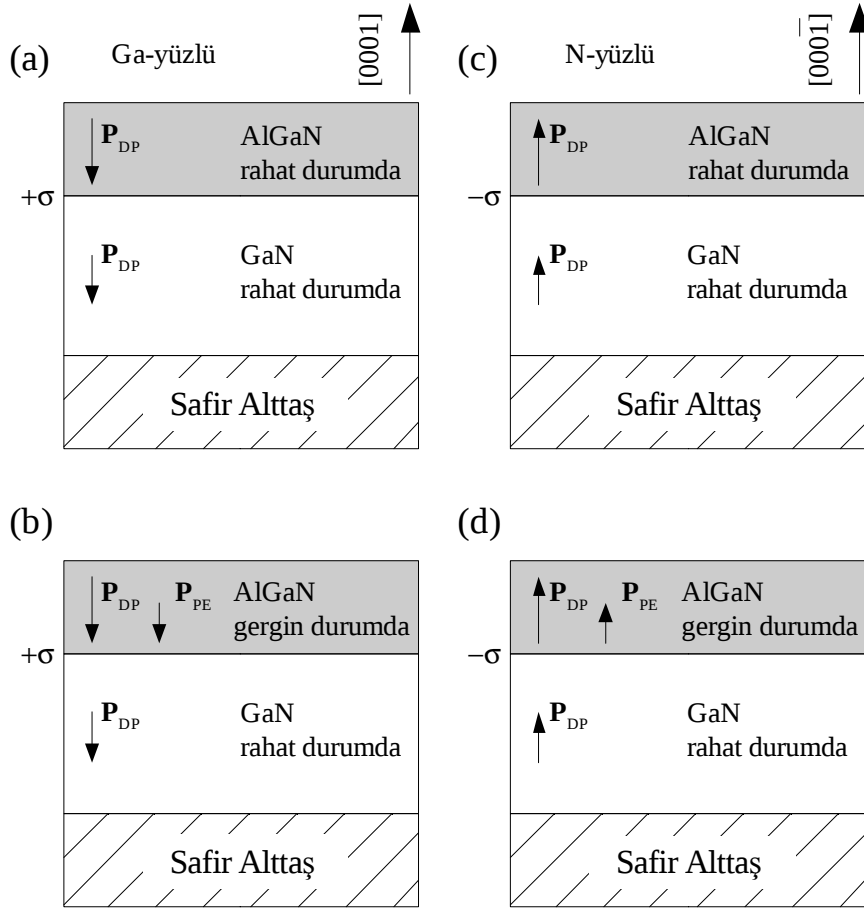
$$P_{PE} = e_{33} \varepsilon_3 + e_{31} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \quad (3.2)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(c - c_0)}{c_0}, \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{(a - a_0)}{a_0}. \quad (3.4)$$

Burada ε_3 , c doğrultusunda ki gerilim, ε_1 ve ε_2 düzlemsel gerilim, a_0 ve c_0 ise örgü sabitleridir. Büyütmenin [0001] yönünde olduğu durumlar için ihmal edilebilecek başka bir piezoelektrik sabit ise e_{15} 'dir. Bu tezde incelenen numuneler ve literatürde incelenen çoğu numune için bu koşul sağlanmış olduğundan e_{15} 'i ihmal edebiliriz. Diğer III-V grubu yarıiletkenlerine kıyasla, III-nitrür yarıiletkenleri bir mertebe daha büyük doğal polarizasyona sahiptirler ve işaretleri terstir. Şekil 3.7'de görülebileceği gibi Ga-yüzlü tüm GaN kristallerinde polarizasyonlar alttaşa doğru, N-yüzlülerde

alttaştan zıt yöne doğru yönelmiştir. AlN'in doğal polarizasyon katsayısı GaN'den yaklaşık 2.5 kat fazladır ve AlN ile GaN arasındaki örgü uyumsuzluğu %2 civarındadır. Bu sebeple, iki kristalin örgü uyumsuzluklarından doğan piezoelektrik polarizasyonun etkisi doğal polarizasyona göre düşük kalmaktadır.



Şekil 3.7. Ga-yüzlü (a, b) ve N-yüzlü (c, d) AlGaN/GaN çokluyapılarında doğal ve piezoelektrik polarizasyon yönelimleri. Piezoelektrik polarizasyon sadece AlGaN tabakası GaN üzerinde gergin olarak yerleşmişse oluşur (b, d)

Bu durumun aksine; InN ile GaN'a bakıldığında, doğal polarizasyonlarının yaklaşık aynı fakat örgü uyumsuzluklarının yaklaşık %10 olduğu görülür [76]. Bu kristallerden yapılmış bir çokluyapıda ise piezoelektrik polarizasyon baskın olacaktır.

Polarizasyon dağılımı ile bu polarizasyondan indüklenmiş yük yoğunluğu arasındaki ilişki

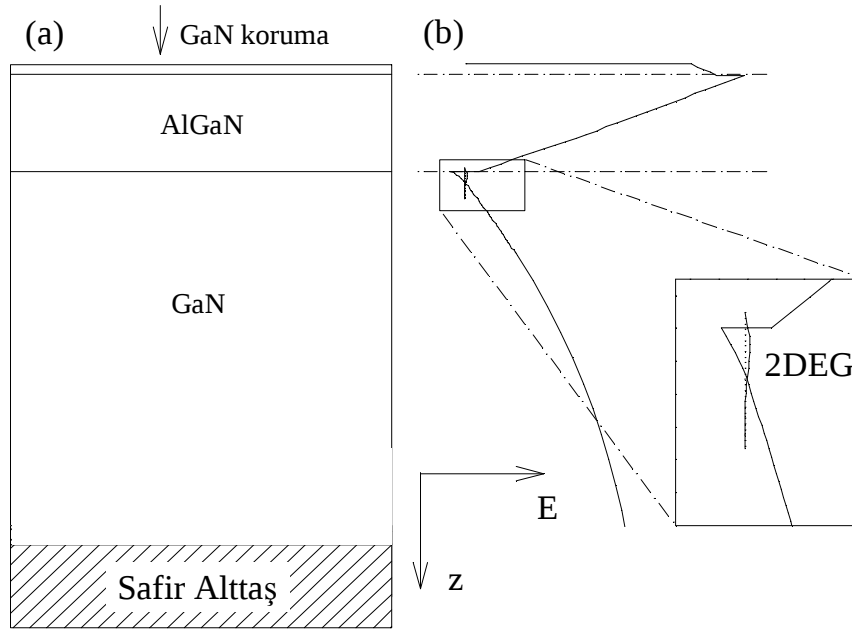
$$\rho_p = \nabla P \quad (3.5)$$

ile gösterilir. AlGa_N/Ga_N yada Ga_N/AlGa_N gibi iki katmanlı bir yapı için

$$\sigma = P(\text{üst}) - P(\text{alt}) \quad (3.6)$$

$$\sigma = \{P_{DP}(\text{üst}) + P_{PE}(\text{üst})\} - \{P_{DP}(\text{alt}) + P_{PE}(\text{alt})\}$$

denilebilir.



Şekil 3.8. Klasik bir AlGa_N/Ga_N çokluyapının (a) katman yapısı ve (b) band grafiği. Bandın büküldüğü ve minimum verdiği noktada 2DEG oluşmaktadır

AlGa_N'ın alaşım kompozisyonundaki farklılıklar, arayüzey bozukluğu ya da arayüzeydeki gerginliğin dağılımı gibi etkiler bu polarizasyonun homojen olarak dağılımını etkileyecektir. Fakat, toplam yük yoğunluğu, kabaca Eş. 3.7'deki gibi alınabilir. Eğer polarizasyonun indüklediği iki boyutlu yük yoğunluğu Şekil 3.7 (a) ve (b)'deki gibi pozitif ise (+ σ), serbest elektronlar bu pozitif yükü telafi etmek için

arayüzeyde birikmeye başlayacak, oluşturdıkları elektrik alan ile bandı bükerek bir kuyu oluşturacak ve bu kuyu içinde Şekil 3.8’de gösterildiği gibi n_s yük yoğunluğuna sahip 2DEG oluşturacaklardır. Gazın oluşabilmesi için AlGaIn ile GaIn arasındaki band süreksizliğinin yeterince büyük, arayüzeyde bozukluğun az ve düzgün olması gerekmektedir.

Polarizasyonun indüklediği iki boyutlu yük yoğunluğu Şekil 3.7 (c) ve (d)’deki gibi negatif ise ($+\sigma$), arayüzeydedeşikler birikerek iki boyutludeşik gazı (2DHG) oluşumuna sebep olurlar. Şekil 3.7’de gösterildiği gibi, Ga (Al)-yüzlü yapılarda AlGaIn/GaIn arayüzeyindeki gerginlik bulunsun ya da bulunmasın, arayüzeyde 2DEG oluşumu gözlenir. N-yüzlü yapılarda ise arayüzeyde 2DHG oluşumu gözlenir. Benzer mantıkla, Ga (Al)-yüzlü GaIn/AlGaIn yapılarda 2DHG, N-yüzlü GaIn/AlGaIn yapılarda ise 2DEG oluşumları gözlenebileceği söylenebilir.

3.6. Gerginlik ve İlgili Gerginlik Etkileri

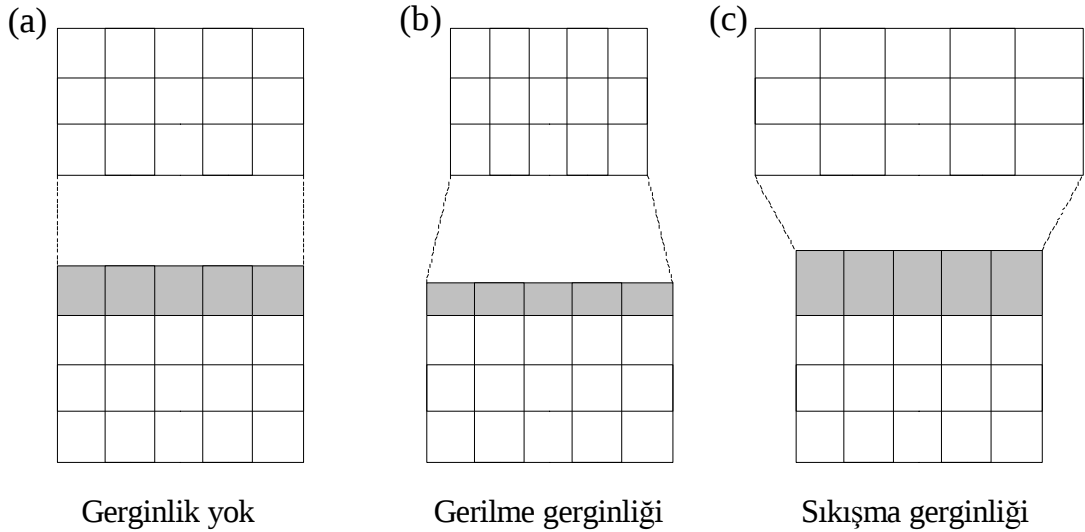
Gerginlik, III-nitrürlü yapılarda optik ve elektriksel özellikleri etkileyen önemli bir olaydır. İncelenen numunenin kristal kalitesinde tabakalar arası gerginlikle yakından ilişkilidir. Bir tek kristal tabaka, başka bir tek kristal tabaka üzerine büyütüldüğünde Şekil 3.9’daki 3 olaydan biri gerçekleşir. İki tabakanın örgü parametreleri aynı ya da birbirlerine çok yakın ise herhangi bir gerginlik olmaz (Şekil 3.9.a). Kendinden farklı örgü parametresine sahip tabaka üzerine büyüyen tabakalar ise ya gerilirler (Şekil 3.9.b) ya da sıkışır (Şekil 3.9.c). Bu gerginlik, büyütülen tabakanın kalınlığıyla da ilişkilidir. Altta kalın tabakanın üzerine yeterince kuvvet uygulayabilecek kalınlıkta örgü parametresi farklı tabaka büyütüldüğünde, bu arayüzdeki gerginlik bazı noktalarda, rahatlayarak gerginliğin azalmasına sebep olurlar.

Bu gerginlik rahatlaması, arayüzeyde dislokasyonların oluşmasına yol açar. Gerginlik rahatlamasına bağlı oluşan dislokasyonlar, büyütülen tabakanın kritik bir kalınlığa (d_k) gelmesinden sonra oluşmaya başlarlar [77].

$$d_k \cong \frac{a_a}{2|\varepsilon|} \quad (3.7)$$

$$\varepsilon = \frac{a_a - a_{\bar{u}}}{a_{\bar{u}}} \quad (3.8)$$

Burada a_a ve $a_{\bar{u}}$, sırasıyla alttaki ve üzerine büyütülen katmanın örgü parametreleridir. Şekil 3.4’de gösterildiği gibi sıkışma gerginliği, $a_{\bar{u}} > a_a$ durumunda ve gerilme gerginliği $a_a > a_{\bar{u}}$ durumunda gerçekleşir. Safir üzerine büyütülen GaN tabakalarında gerilme gerginliği görülür.



Şekil 3.9. Bir çokluyapıda oluşabilecek gerginlik durumları: (a) Gerginlik yok, (b) gerilme gerginliği ve (c) sıkışma gerginliği

Alt tabaka ile üzerine büyütülen tabakalar arasındaki ısı genleşme katsayısı farkı da, gerginliğin diğer bir sebebidir ve bu fark büyütme işlemi esnasında önem taşır. Basitçe safir gibi bir alttaş üzerine GaN büyütme işlemi 3 basamaktan oluşur: kümelenme tabakası oluşumu, tampon tabaka oluşumu ve ana tabaka oluşumu. Safir ile GaN arasında ki %14’lük örgü parametresi uyumsuzluğu, arada kümelenme tabakası oluşumu ile bir miktar giderilse de tampon tabakada gerilme gerginliğine sebep olur. Tampon tabaka, ana tabakaya göre daha düşük bir sıcaklıkta büyütülür.

Bu sebeple, tampon tabaka büyütülmesinden sonra sıcaklık artırılır. Sıcaklıktaki artış, gerilme gerginliğinde artışa sebep olur. Eğer tampon ve ana tabaka birbirinden farklı örgü parametrelerine sahip iseler, ana tabakanın büyütülmesi ilave bir gerginliğe yol açacaktır. Büyütme sonrası sıcaklık düşürülür ve bu da sıkışma gerginliği yaratır. Toplam gerginlik, büyütme esnasında etkin olan gerginliklere bağlıdır. Buna göre de toplam gerginlik esas olarak tampon tabakası kalınlığı ve onun büyütme sıcaklığına bağlıdır denilebilir.

Elektriksel olarak da gerginlik önemli sonuçlar doğurur. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısında 2DEG'in olduğu arayüzeyde, gerginlik miktarına bağlı olarak da dislokasyonlar bulunur. Gerginliklerin rahatlaması ile dislokasyon sayısı artar. Böyle bir durum Bölüm 4.4.5.'de daha ayrıntısı ile incelenecek olan dislokasyon ve dislokasyonların sebep olduğu arayüzey bozulması saçılmasına bağlı düşük mobilite ve düşük taşıyıcı yoğunluklarına sebep olacaktır. Daha az hareketliliğe sahip olan daha az taşıyıcı, elektronik uygulamalarda istenmeyen bir sonuçtur.

4. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİMİ

Düşük alan elektron iletimi, düşük elektrik ve manyetik alan limitlerinde elektronların hareketlerini inceler. Bu bölümde bu limitlerde elektronun hareketi, sürüklenme hızı, elektriksel iletim, elektron saçılması, taşıyıcı hareketliliği ve 2 boyutlu sistemlerde saçılma mekanizmaları incelenecektir.

4.1. Elektron Hareketi, Sürüklenme Hızı ve Elektriksel İletkenlik

Bir elektrik alan ya da sıcaklık eğimi etkisi altında ki bir elektronun izinli durumlarda bulunma olasılıkları Fermi dağılım fonksiyonu ile verilemez. Bunun yerine kullanılacak formülasyon daha çok elektriksel yükün ya da ısıнын iletimi hareketi ile ilgili olmalıdır. Bu hareket ile ilgili iletim katsayıları bulunmalıdır.

Herhangi bir çarpışma yapmadan hareket eden bir elektron Eş. 4.1’de verilen ivmelenme denkleminde uyarak hareket eder

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

Burada $\mathbf{v}$ elektron hızı, $\mathbf{E}$ elektrik alan ve $\mathbf{B}$ manyetik alandır. Eş. 4.1, aslında elektrik ve manyetik alan altında $-e$ yüklü ve m_e^* kütleli bir parçacık için yazılmış Newton yasasından başka bir şey değildir. Eş. 4.1’de yazılan kütle, etkin kütle olan m_e^* alınması, serbest elektron modelinde ihmal edilen (örneğin elektronun iyon merkezlerinin oluşturduğu periyodik potansiyelle etkileşimi) etkileşimleri hesaba katılmasını sağlar. Eş. 4.1’e göre, manyetik alanın yokluğunda, uygulanan elektrik alan ile elektron sabit bir şekilde ivmelendirilebilir. Gerçekte ise elektron kristal içinde bir çok farklı sebepten saçılmaya uğrar. Bölüm 4.4’de bu konu daha ayrıntılı olarak incelenecektir. Öyle ise, Eş. 4.1’i çarpışmaları da hesaba katarak düzenleyebiliriz

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

Eş. 4.2’de ilave edilen terim, alanların kaldırılması durumunda, taşıyıcı hızı olan $\mathbf{v}$ ’nin bilinen bir zaman sabiti τ ile üstel olarak sönümünü sağlar. Bu noktadan itibaren taşıyıcı hızı $\mathbf{v}$ ’ye sürüklenme hızı diyebiliriz.

Sadece elektrik alan uygulandığı durumda Eş. 4.2’nin kararlı durum çözümü aşağıdaki gibidir

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

Eş. 4.3’de sürüklenme hızı ile elektrik alanı birbirine bağlayan orantıya taşıyıcı hareketliliği adı verilir

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

Elektriksel akım yoğunluğu

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

ile gösterilir. Burada n taşıyıcı yoğunluğudur. Eş. 4.3’ü Eş. 4.5 içinde yerine koyarsak

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

bulunur. Eş. 4.6, Ohm yasası olarak adlandırılır. Burada σ , elektriksel iletkenliktir ve

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

olarak gösterilir.

4.2. Karma İletkenlik

Eş. 4.7, iletimin sadece elektronlar tarafından sağlandığı bir yarıiletken için geçerli bir ifadedir. Gerçekte ise iletim kristal içinde hem elektronlar hem de deşikler tarafından sağlanır. Toplam iletkenlik ise iki ayrı iletkenlik türünün getirdiği katkılar toplamıdır ve

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_n \quad (4.8)$$

ile verilir. Bu mekanizmaya karma iletkenlik adı verilir. Bu durumda ölçülen Hall sabiti hem elektronlardan gelen katkıyı hem de deşiklerden gelen katkıları içerir ve

$$R_H = \frac{R_{H,p}\sigma_p^2 + R_{H,n}\sigma_n^2}{\sigma^2} \quad (4.9)$$

ile tanımlıdır [78]. Eş. 4.9’da verilen $R_{H,p}$ ve $R_{H,n}$ bireysel Hall katsayılarıdır. Deşik yoğunluğu (p) ve elektron yoğunluğu (n) olmak üzere

$$pn = n_i^2 \quad (4.10)$$

eşitliği sağlanır. Burada n_i hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu değeridir ve

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-E_g/2kT} \quad (4.11)$$

ile açıklanır. Eş. 4.11’de verilen N_c ve N_v sırasıyla iletkenlik ve değerlik bandında etkin durum yoğunlukları, E_g ise yasak band aralığı enerjisidir ve

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad (4.12)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad (4.13)$$

şeklinde gösterilirler [79]. Eş. 4.13’de verilen m_h^* etkin deşik kütesidir.

4.3. Elektron Saçılması, Taşıyıcı Hareketliliği

Elektriksel iletim ve dolayısıyla bir yarıiletken materyal ya da cihazın direnci, içindeki taşıyıcıların (genellikle elektronlar) nasıl hareket ettikleri incelenerek kolaylıkla çıkarılabilir. Taşıyıcılar yarıiletken içinde hareket ederlerken bulundukları materyal ile birçok etkileşime girerler [80-83].

Mükemmel bir kristalde taşıyıcılar, uygulanan elektrik alan ile sürekli artan ivmelenme ile hareket etmelidir. Fakat gerçekte kristal birçok nokta kusuru, safsızlık, dislokasyon içerir. Ayrıca düşük sıcaklıklarda dahi kristal hareketsiz değildir. Kristaldeki atomlar sürekli titreşim halindedirler. Serbest bir taşıyıcının kristal içinde hareket ederken bu ve bunun gibi sebeplerden kaynaklı olarak serbest hareketi etkilenir. Bu duruma saçılma denir. En önemli saçılma mekanizmaları, yüklü safsızlıklar ya da merkezlerden kaynaklı saçılmalar, fonon etkileşimlerinden doğan saçılmalar ve dislokasyon temelli saçılmalar. Yüklü safsızlıklar ya da merkezlerin serbest bir taşıyıcıyı saçması, uzun erimli Coulomb etkileşmesi ile etkilemelerinden kaynaklanır. Bu etkileşim, bant kıyısında yerel tedirginlikler varmış gibi düşünülerek açıklanabilir. Bant kıyısındaki bu düzensizlik, taşıyıcının hareketini doğrudan etkileyecektir. Fonon etkileşimleri, hareket eden taşıyıcının örgü titreşimleri ile etkileşime girmesinden kaynaklanır. Diğer önemli bir saçılma mekanizması ise yüksek katkı değerlerinde perdelenen, daha düşük katkılarda ya da kendiliğinden katkılanmış durumlarda belirginleşen yüklü dislokasyon temelli saçılmalar. Safsızlık saçılmaları elastik ya da elastığe yakındır ve enerji korunur. Fakat fonon

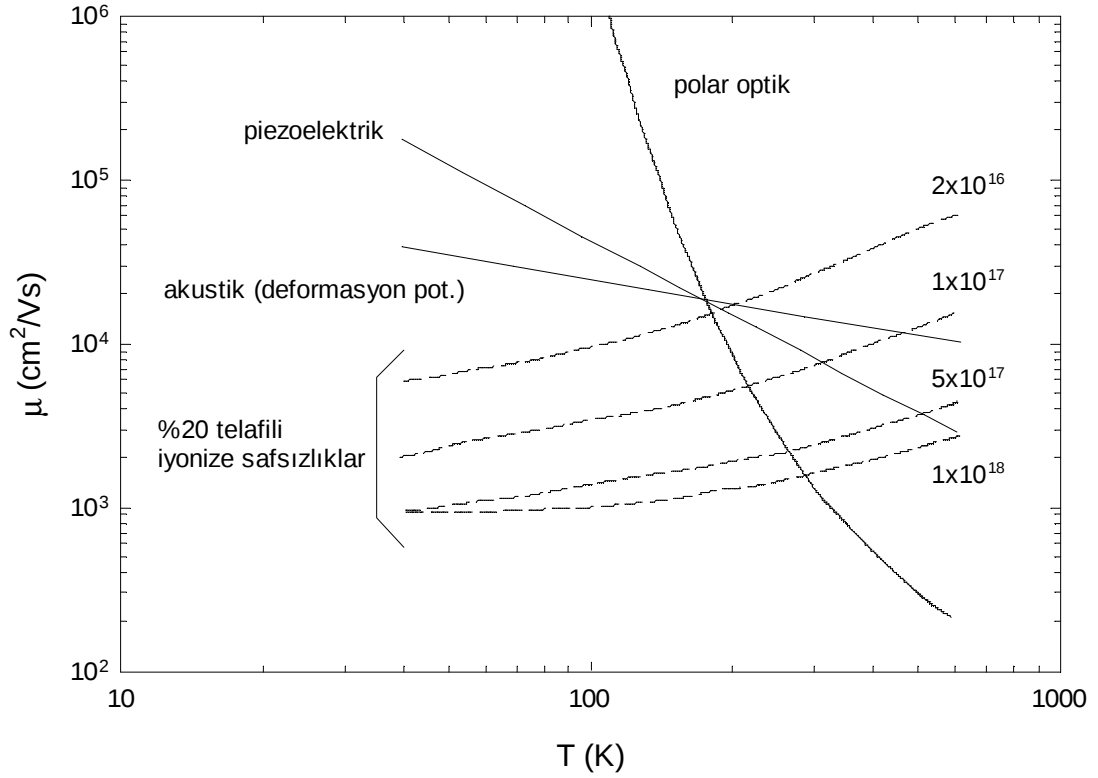
saçılmaları inelastiktir, enerji ve momentum durumları değişir. Saçılma durumunda, enerji fonon emilimi ile kazanılıp fonon salınımı ile verilebilir.

Akustik ve optik olmak üzere iki ana tür fonon saçılması vardır. Akustik fonon saçılması uzun dalga boyları ile ilgili iken optik fonon saçılması düşük dalga boyları ile ilgilidir. Si ve Ge gibi kovalent yarıiletkenlerde akustik, polar olmayan optik fonon saçılmaları ile safsızlık saçılmasının taşıyıcıların hareketlerine ve dolayısı ile hareketlilik değerine etkileri vardır. GaAs ve GaN gibi polar yarıiletkenlerde ise örgü titreşimi ile ilgili saçılmalarda en baskın olanı boyuna polar optik fonon saçılmasıdır. Bu yarıiletkenlerin iyonik yapıdaki atomik bağları, komşu atomun uzaklaşması durumunda bir elektriksel polarizasyon ortaya çıkarır. Ortaya çıkan polarizasyon bir elektrik alanının oluşmasını sağlar. Oluşan alan, hareket eden yüklü parçacıkla etkileşerek polar optik fonon saçılmasını oluşturur ve yüksek sıcaklıklarda taşıyıcıların hareketini en çok etkileyen saçılma mekanizmasıdır. Buna ilaveten, bileşik yarıiletkenlerde ve özellikle III-nitrür bileşiklerindeki merkez simetri eksikliği bu bileşiklerin piezoelektriksel özelliklerinin olmasını ve bu da ilave bir fonon saçılması sağlar.

AlGaIn ve InGaIn gibi alaşımlarda ilave bir saçılma mekanizması daha bulunur. Alaşımın etkisi, grup III atomlarının gelişigüzel olarak yerleşmelerinin yarattığı bant kıyısındaki yerel bir tedirginlik olarak kabul edilebilir. Bu da parçacığın hareketini etkileyecektir. Dolayısı ile alaşım miktarı saçılma ile doğrudan ilişkilidir.

Bir yarıiletkenin iletkenliği sadece serbest taşıyıcıların sayısı ile değil, o taşıyıcıların kristal içindeki hareket serbestliğiyle de ilgilidir. Bu serbestliğe Bölüm 4.2’de formülize ettiğimiz taşıyıcı hareketliliği adı verilir. Taşıyıcı elektron ise malzeme n-tipidir ve iletim bandında incelenir, taşıyıcı deşik ise malzeme p-tipidir ve iletim, değerlik bandında incelenir. Taşıyıcı hareketliliği, bulunduğu yarıiletkenin iç elektrik alanının, katkı konsantrasyonunun, materyal kalitesinin ve örgü sıcaklığının bir fonksiyonudur. Bazı durumlarda yüksek safsızlık konsantrasyonundan doğan iletim, iletim bandı ile değerlik bandı arasında yer alan bir safsızlık bandında gerçekleşir. Safsızlık bandı iletimi gibi sıcaklığa çok bağlı bir çok mekanizmanın taşıyıcı

hareketliliğine etkisi olduğunu düşünürsek, taşıyıcı hareketliliğinin sıcaklığa çok bağlı olduğu sonucunu çıkarabiliriz. Mobilitenin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı ölçümü ile numune içindeki safsızlıkların bağlanma enerjileri ve telafi etme seviyeleri hesaplanabilir.



Şekil 4.1. Oda sıcaklığında GaN tek kristalinde 3-boyutta hareket eden elektronlar için, optik fonon, akustik fonon (deformasyon potansiyel), piezoelektrik ve safsızlık saçılmalarıyla sınırlandırılmış hesaplanmış taşıyıcı hareketliliklerinin sıcaklığa bağlı grafiği [83]. İyonize safsızlıklar farklı yoğunlukta %20 telafili iyonize safsızlıklar için gösterilmiştir

Genelde elastik saçılmalar için geçerli olan rahatlama zamanı yaklaşımı ile ilgili saçılma mekanizmasının taşıyıcı hareketliliği aşağıdaki formül ile gösterilir

$$\mu_i = \frac{q \langle \tau_i \rangle}{m^*}, \quad (4.14)$$

Eğer elektronlar dejenere ise toplam mobilite, etkin saçılma mekanizmalarının sınırladığı taşıyıcı hareketlerinin toplamıdır. Bu toplam Matthiessen kuralı olarak bilinir [80-82]

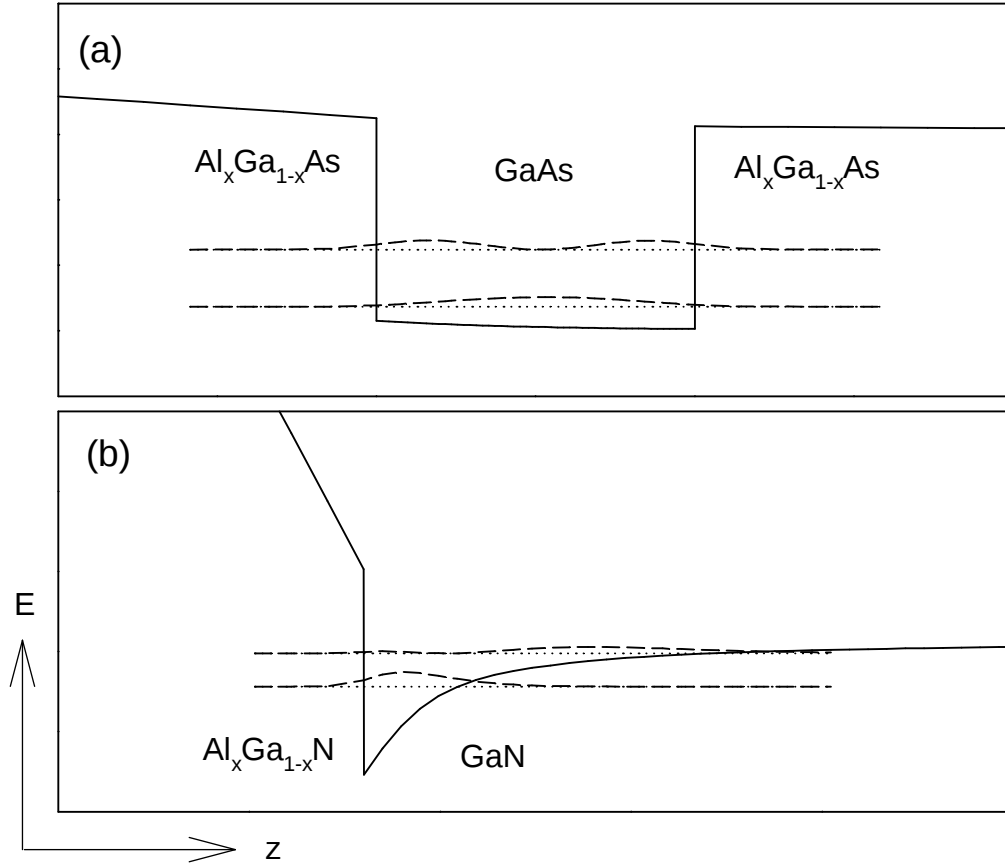
$$\mu_{toplam} = \left(\sum_i \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1}. \quad (4.15)$$

Fonon saçılmaları, inelastik olmasına rağmen, bu yaklaşım bir çok uygulamada başarı ile uygulanmaktadır [21, 83].

4.4. İki Boyutlu Sistemlerde Saçılma

2DEG'li bir sistemde elektronun hareketi bir boyutta (büyütme yönelimi olan z-ekseninde) kısıtlanarak, 2-boyutta hareket etmesi sağlanır. Şekil 4.2 (a)'da görüldüğü gibi genel olarak büyütmeye yönü olan z-ekseninde oluşturulan iki arayüzeyde aynı zamanda iletkenlik bandında süreksizlik yaratılmış olur. Bu enerji süreksizliğinde düşük enerjili taraf, elektronların minimum enerjiye sahip olmaya eğilimli davranışları sebebiyle elektronlar tarafından tercih edilirler. Bu bölgeye inen elektronların hareketi bir yönde kısıtlandığı için hareketi tek boyutlu bir kuyudaki elektronu tanımlayan kuvantum sistemi olarak incelenebilir. GaAs sistemlerin aksine GaN sistemlerde polarizasyonun etkileriyle hiçbir katkı uygulanmaksızın tek bir arayüzeyde kuyu oluşturulabilir. Şekil 4.2 (b)'de de gösterilen bu olguda, arayüzeye yığılan elektronlar burada bandı bükerek bir kuyu oluşmasını sağlarlar.

GaN sistemlerindeki bu kuyulara baktığımızda yükün arayüzeye doğru yığıldığını ve dolayısıyla kristal içindeki iyonize safsızlıklardan uzaklaşmış olduğunu görürüz. Bu sebeple, elektronlar iyonize safsızlıklardan daha az etkileneceklerdir. Şekil 4.1'de görülen iyonize safsızlık saçılmaları bu yapılarda çok daha az etkin olduğundan 3 boyutta kristal içinde hareket eden bir elektronun aksine düşük sıcaklıklarda dahi elektronun hareketliliği artacaktır. Dolayısıyla böyle bir sistemde sadece örgü saçılmalarının etkin olduğu düşünülebilir.



Şekil 4.2. (a) Bir AlGaAs/GaAs/AlGaAs kuantum kuyusu, (b) AlGaN/GaN arayüzeyinde oluşan bir kuantum kuyu. Grafikte, düz çizgi iletkenlik bandı minimumunu, noktalı çizgiler, kuyuların içindeki ilk iki enerji seviyesini ve kesik çizgiler iki enerji seviyesindeki elektronların bulunma olasılıklarını temsil etmektedir

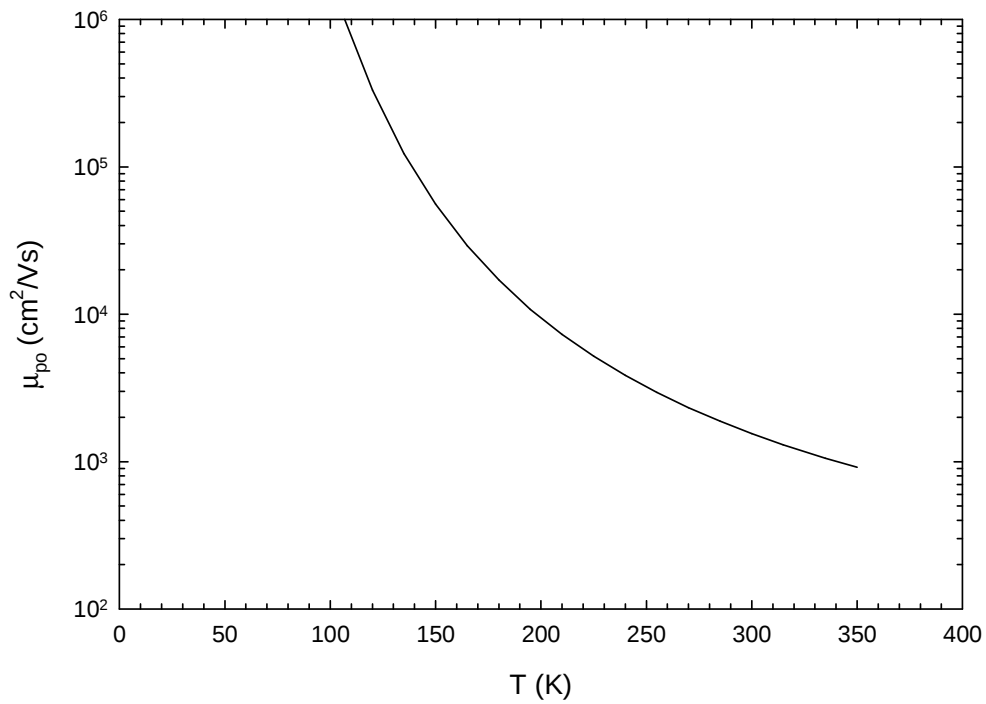
Yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılımı en etkin saçılma mekanizmasıdır. Fakat sıcaklık düştükçe 3-boyutlu sistemlerde olmayan ya da farklı biçimde etkin olan saçılma mekanizmaları devreye girer. Sonuç olarak 2DEG'in saçılma mekanizmalarına tepkisi farklıdır ve ayrıca incelenmesi gerekir. Bu saçılma mekanizmalarının deneysel sonuçlarla beraber kullanımı, başarısı daha yüksek çokluyapıların üretilmesinde önemli bilgiler sağlamaktadır.

III-V çokluyapılardaki iki-boyutlu taşıyıcılara etki eden saçılma mekanizmaları ayrıntısı ile çalışılmış bir konudur [21 bkz. iç ref. 25, 27-29, 31-34, 42-43]. Bu tez dahilinde iki-boyutlu iletim özellikleri ve buna etki eden saçılma mekanizmaları

incelenmiştir. Tez dahilinde kullanılan bu saçılma mekanizmalarına ait analitik çözümler aşağıda özetlenmiştir. Hesaplamalarda kullanılan parametreler Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4’de listelenmiştir.

4.4.1. Polar optik fonon saçılması

Taşıyıcıların, örgü titreşimlerinin optik modlarıyla (optik fononlar) etkileşmesine optik fonon saçılması adı verilir. GaN gibi polar malzemelerde bu etkileşme enerji ve momentum rahatlamalarında önemli rol oynar. Bu tür malzemelerde optik fonon enerjisi oldukça yüksek olduğundan saçılma inelastik olarak gerçekleşir.



Şekil 4.3. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısında ki iki-boyutlu elektronun hareketliliğinin polar optik fononlar tarafından Eş. 4.16 ile verilen kısıtlamasının örgü sıcaklığına bağlı gösterimi. Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4’deki parametreler dışında $Z_0 = 4nm$ olarak alınmıştır

Yüksek sıcaklıklarda 2-boyutlu bir taşıyıcının hareketliliğini polar optik fonon saçılması kısıtlar. Polar optik fonon saçılmasına ait analitik çözüm Ridley tarafından verilmiştir [84]:

$$\mu_{po} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_p\eta^2}{e\omega_{po}m^{*2}Z_0} \left[e^{\eta\omega_{po}/k_B T} - 1 \right], \quad (4.16)$$

burada

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (4.17)$$

olarak bilinir. Bu denklemlerde $\eta\omega_{po}$ polar optik fonon enerjisi, Z_0 2DEG'in bulunduğu kuvantum kuyusu genişliği, k_B Boltzmann sabiti, m^* elektronun etkin kütlesi ϵ_∞ ve ϵ_s ise sırasıyla yüksek ve düşük frekans (statik) dielektrik sabitleridir.

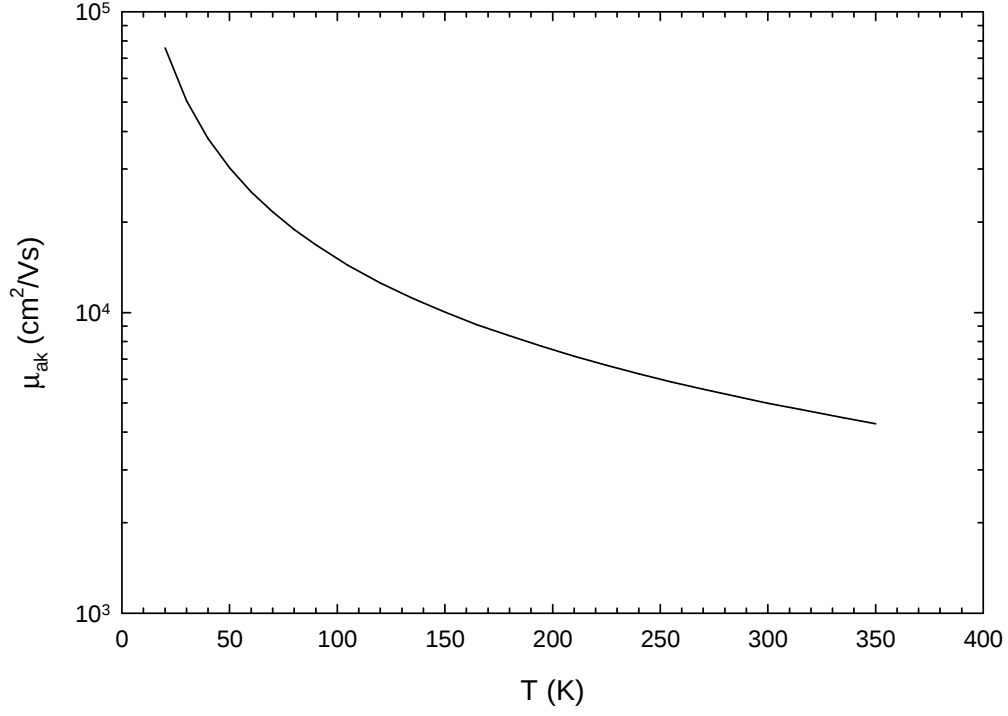
4.4.2. Akustik fonon saçılmaları

Orta sıcaklıklar olarak da adlandırılan 100 – 200K aralığında akustik fonon saçılması önemli bir saçılma mekanizmasıdır. Bu tez dahilinde Ridley ve arkadaşlarının sunmuş olduğu akustik fonon saçılması modeli kullanılmıştır [85].

Akustik fonon saçılması iki farklı saçılma mekanizmasından meydana gelir. Bunlar deformasyon potansiyel saçılması ve piezoelektrik saçılmasıdır. Deformasyon potansiyeline ait hareketlilik ifadesi Ridley tarafından [85]

$$\mu_{dp} = \frac{16\rho eu_l^2\eta^3}{3\Xi^2 k_B T m^{*2} b} \frac{1}{J_{DP}(k)}, \quad (4.18)$$

şeklinde verilmiştir. Burada, ρ kristal yoğunluğu, u_l boyuna akustik fonon hızı, Ξ deformasyon potansiyeli ve k elektron dalga vektörüdür. Eş. 4.18'deki b , dalga fonksiyonlarının Hartree yaklaşımı üçgen kuyu çözümlerinde [86] kullanılan Fang-Howard ifadesi olarak bilinir [87].



Şekil 4.4. Bir AlGaIn/GaN çokluyapısında ki iki-boyutlu elektronun hareketliliğinin akustik fononlar tarafından Eş. 4.25 ile verilen kısıtlamasının örgü sıcaklığına bağlı gösterimi. Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler dışında $\Xi = 12.5 \text{ eV}$ ve $n_s \cong 1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ olarak alınmıştır

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_s}{8\epsilon_0 \epsilon_s \eta^2} \right)^{1/3} \quad (4.19)$$

Burada n_s ölçülen iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğudur. İntegral $J_{DP}(k)$ ise

$$J_{DP}(k) = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^4 dq \quad (4.20)$$

ile verilir. Burada q_s iki boyutlu ters perdeleme uzunluğudur ve

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \eta^2 \epsilon_0 \epsilon_s} F_{11}(q) f(0) \quad (4.21)$$

ile verilir. Eş. 4.21’de $f(0)$, altband köşesi olarak adlandırılır ve genelde tüm perdelemenin en düşük altbanttaki elektronlar tarafından yapıldığı kabul edilebilir [85]. Aynı eşitlikte ki $F_{11}(q)$, temel durum için Fang-Howard dalga fonksiyonunun form faktörü olarak adlandırılır [87].

GaN gibi güçlü polar malzemelerde akustik fononlar piezoelektrik etki sebebiyle etkileşmeye girerler. Açısal bağıllığında ufak bir düzeltme ile birlikte piezoelektrik saçılma mekanizmasının hareketlilik ifadesi [85]

$$\mu_{pe} = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_s \eta^3 k}{e K^2 k_B T m^{*2}} \frac{1}{J_{PE}(k)} \quad (4.22)$$

şeklinde verilir. Burada K , elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır [88] ve

$$K^2 = \frac{\epsilon_{LA}^2}{\epsilon_s c_{LA}} - \frac{\epsilon_{TA}^2}{\epsilon_s c_{TA}} \quad (4.23)$$

şeklinde verilir. Eş. 4.23’de, ϵ_{LA} , ϵ_{TA} , c_{LA} , c_{TA} sırasıyla boyuna ve enine etkin piezoelektrik katsayıları, boyuna ve enine ortalama elastik sabitleridir. $J_{PE}(k)$ integrali

$$J_{PE}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k}\right)^2}} q^3 dq \quad (4.24)$$

şeklinde verilir. Eş. 4.18 ve Eş. 4.22’de verilen deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılmalara ait hareketlilik ifadeleri Mattheissen kuralı ile toplanarak akustik fononlara ait toplam saçılma ifadesi bulunur.

$$\mu_{ak} = \left(\frac{1}{\mu_{DP}} + \frac{1}{\mu_{PE}} \right)^{-1} \quad (4.25)$$

4.4.3. Safsızlık saçılmaları

İki-boyutlu taşıyıcılar için safsızlık saçılmaları iki farklı mekanizma ile incelenir. Uzak vericilerden kaynaklanan safsızlık saçılması ve arayüzeydeki yüklerden kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması. Önceki bölümlerde de bahsedildiği gibi GaAs gibi polarizasyon etkileri görülmeyen materyallerde tek bir arayüzeyde kuyu oluşturabilmek için bariyer katmanına modülasyon katkı adı verilen katkı yapılır. Bu katkı sayesinde bant istenilen şekilde bükülür ve kuyu oluşur. Fakat bu kuyu içindeki iki-boyutlu taşıyıcılar uzaklarındaki bu modülasyon katkı sebebiyle saçılırlar. Uzak vericilerden kaynaklanan bu saçılma, katkısız kuvantum kuyu GaAs yapılarında ve kendiliğinden katkılı GaN yapılarında görülmez. GaN kuyularında etkin olan iyonize safsızlık diğer adıyla arka plan safsızlık saçılmasıdır. Bu tez dahilinde hesaplamalarda uzak vericilerden kaynaklanan saçılma kullanılmamış, sadece arka plan safsızlık saçılması kullanılmıştır. Arka plan safsızlık saçılmasına ait hareketlilik ifadesi [89]

$$\mu_{as} = \frac{8\pi\epsilon^2 k_F^2 I_B(\beta)}{e^3 m^{*2} N_{AS}} \quad (4.26)$$

ile gösterilir. Eş. 4.26'da ϵ , GaN'ın dielektrik geçirgenliği, N_{AS} ise 2-boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğudur ve literatürdeki 3-boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğunun iki-boyuta çevrilmesi için kuyu genişliği ile çarpılır.

$$N_{AS} = Z_0 N_d \quad (4.27)$$

Eş. 4.27'de N_d , 3-boyutlu arka plan safsızlık yoğunluğudur. Etkin kuyu genişliği, polar optik fonon saçılmasına ait hareketlilik ifadesi olan Eş. 4.16'nın ölçülen sıcaklığa bağlı hareketlilik verilerinin yüksek sıcaklık bölgesine eşleştirilmesiyle bulunabileceği gibi, Fermi dalgaboyuda kuyu genişliği olarak alınabilir.

$$Z_0 \cong \lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (4.28)$$

İntegral $I_B(\beta)$ ise

$$I_B(\beta) = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{(\sin \theta + \beta)^2} d\theta \quad (4.29)$$

şeklinde verilir. Bu eşitlikte β ,

$$\beta = S_0 / 2k_F \quad (4.30)$$

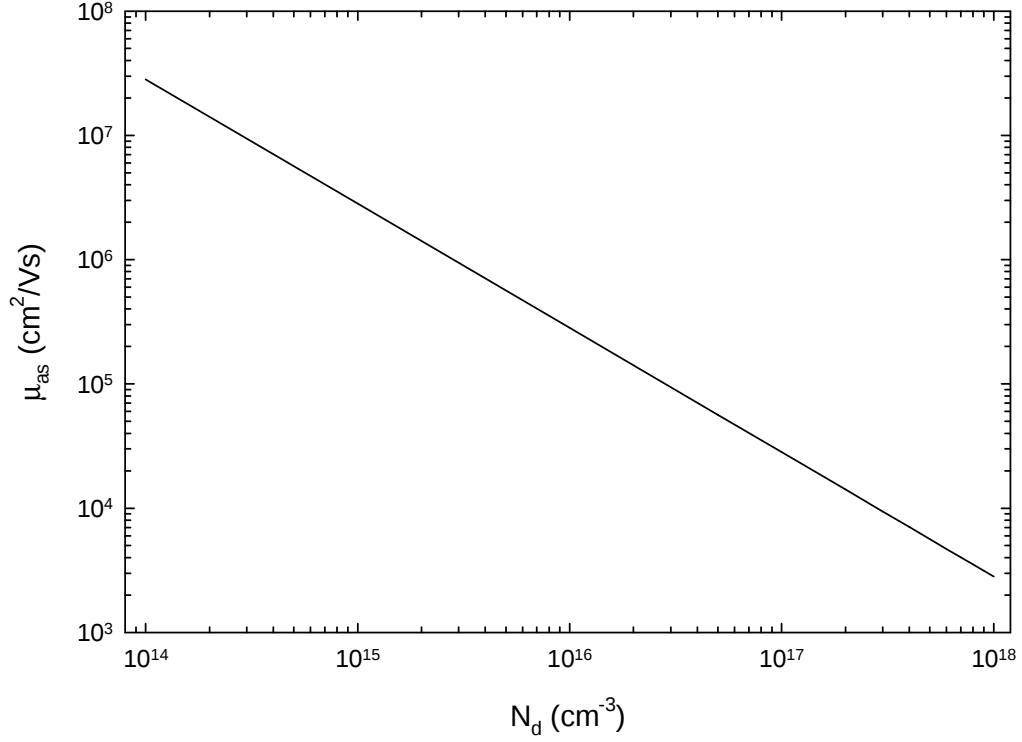
ile ifade edilir. Eş. 4.30'da k_F , Fermi yüzeyindeki dalga vektörü ve S_0 ise perdeleme sabitidir. Perdeleme sabiti, dejenere durumlar için Lee ve arkadaşları tarafından aşağıdaki gibi sadeleştirilmiştir [90].

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon\eta^2} \quad (4.31)$$

Fermi yüzeyindeki dalga vektörü ise 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır [86].

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad (4.32)$$

Eş. 4.26-4.32'den görülebileceği gibi dejenere elektron durumları için arka plan safsızlık saçılmasına ait hareketlilik ifadesi sıcaklığa bağlı herhangi bir terim içermemektedir. Eş. 4.28 ve Eş. 4.32'den hareketlilik ifadesine ölçülen 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı bir bağımlılık gelmesi gerektiği görülmektedir. İki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı olmadığından, sonuç olarak arka plan safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsızdır.



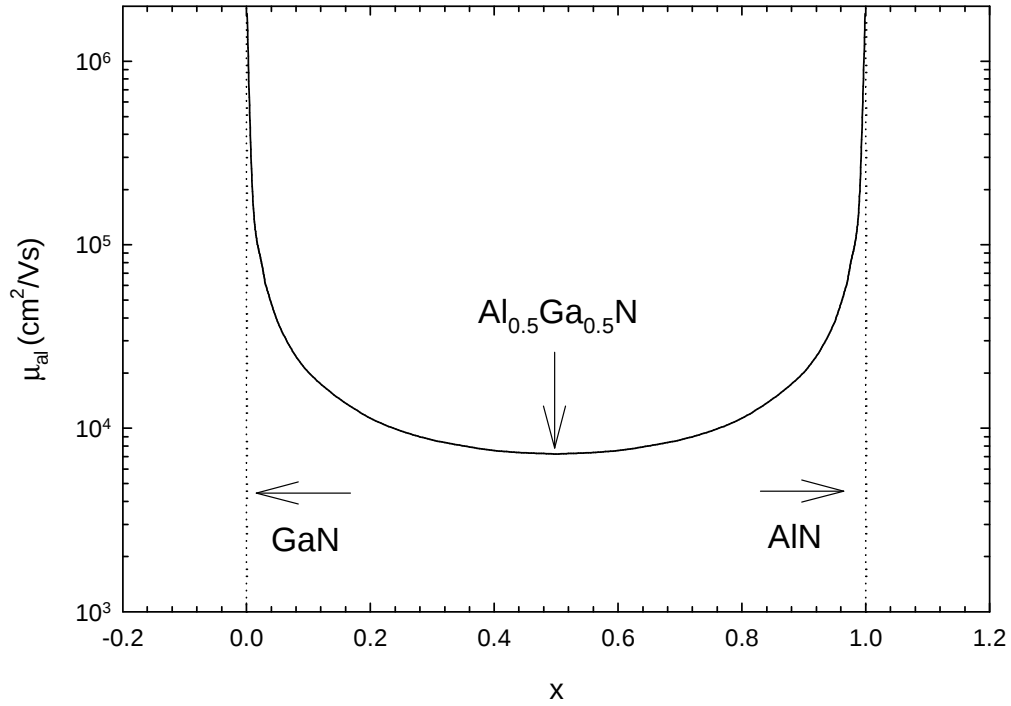
Şekil 4.5. Üç boyutlu safsızlık yoğunluğuna bağlı olarak sadece arka plan safsızlık saçılması dahil edilmiş safsızlık saçılmasının hareketliliği. Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler dışında $n_s \cong 1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ olarak alınmıştır

4.4.4. Alaşım saçılması

Genellikle, incelenen iki-boyutlu taşıyıcılar $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ gibi bir üçlü bileşik katmanının yanında birikirler. Örnek olarak $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 'da, alüminyum ve galyum atomlarının gelişigüzel şekilde kristal içinde yerleşmeleri iletkenlik bandında bir düzensizlik meydana getirir. Bu düzensizlikten dolayı ortaya çıkan saçılmaya alaşım saçılması adı verilir. Kearley ve Horrell, perdeleme etkilerini ihmal ederek bu saçılma mekanizmasının hareketlilik ifadesini Eş. 4.33'deki gibi vermişlerdir [91].

$$\mu_{al} = \frac{16}{3b} \frac{e\eta^3}{x(1-x)m^* \Omega_0 U_{AL}^2} \quad (4.33)$$

Eş. 4.33'de; x , alaşım oranını, Ω_0 , bir atom başına düşen hacmi ve U_{AL} ise alaşım potansiyelini ifade etmektedir.



Şekil 4.6. Alaşım saçılmasının sınırladığı hareketliliğin alaşım oranı x 'e bağlılığı. Alaşım oranı “0”a yaklaştığında alaşım GaN’a, “1”e yaklaştığında AlN’a yakınsadığından etkisini yitirir. Hesaplama Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler kullanılmıştır

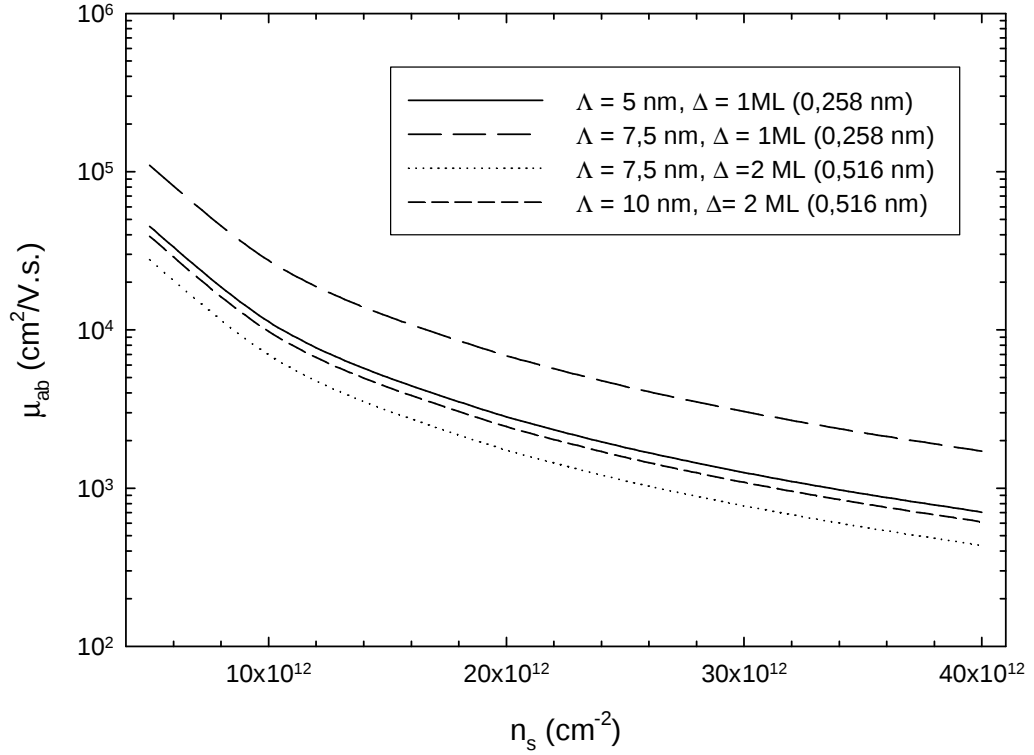
4.4.5. Arayüzey bozukluğu saçılması

Günümüzde Moleküler Akı Epitaksisi (MBE) ve MOVPE gibi büyütme yöntemleriyle son derece düzgün katmanlar büyütülebilmektedir. Fakat, gerek örgü uyumsuzlukları gerekse farklı tutunma katsayılarına sahip olan katmanların birbiri üzerine büyütülmesi sonucu arayüzeyde bir miktar bozukluk oluşur. Arayüzey bozukluğu adı verilen bu durum yarıiletken çokluyapılarda önemli sorunlara sebep olur [21]. Arayüzey bozukluğu, elektron enerjisinin tam bir enerjiye sahip olmasını engeller ve enerji değerinde bir tedirginliğe yol açar [92]. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapılarının dar olan kuyuları arayüzey bozukluğuna daha hassastır. Bu sebeple kesikli elektron durumlarında büyük dalgalanmalar görülebilir [93].

Arayüzey bozukluğu tamamen gelişigüzel oluşabilecek bir durum olmasına karşın, uzayda gelişigüzel dağılmış potansiyel değişimi Gaussyen dağılımına uyması

kabullenimi yapılarak hareketliliğe ait ifade Zanato ve arkadaşları tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir [21]

$$\mu_{ab} = \left(\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s}{n_s \Delta \Lambda} \right)^2 \frac{\eta^3}{e^3 m^{*2}} \frac{1}{J_{ab}(k)}. \quad (4.34)$$



Şekil 4.7. Arayüzey bozukluğu saçılmasına ait hareketliliğin, farklı yanal boyut ve korelasyon uzaklıkları için, ölçülen 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağımlılığı. Yanal boyutta GaN için bir ya da iki atom kalınlığı (ML) değeri kullanılmıştır. Bunun dışında Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4 de ki parametreler kullanılmıştır

Burada Δ , bozukluğun yanal boyutu ve Λ ise korelasyon uzaklığı olarak adlandırılır.

İntegral $J_{ab}(k)$,

$$J_{ab}(k) = \int_0^{2k} \frac{e^{-q^2 \Lambda^2 / 4}}{2k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k} \right)^2}} q^4 dq \quad (4.35)$$

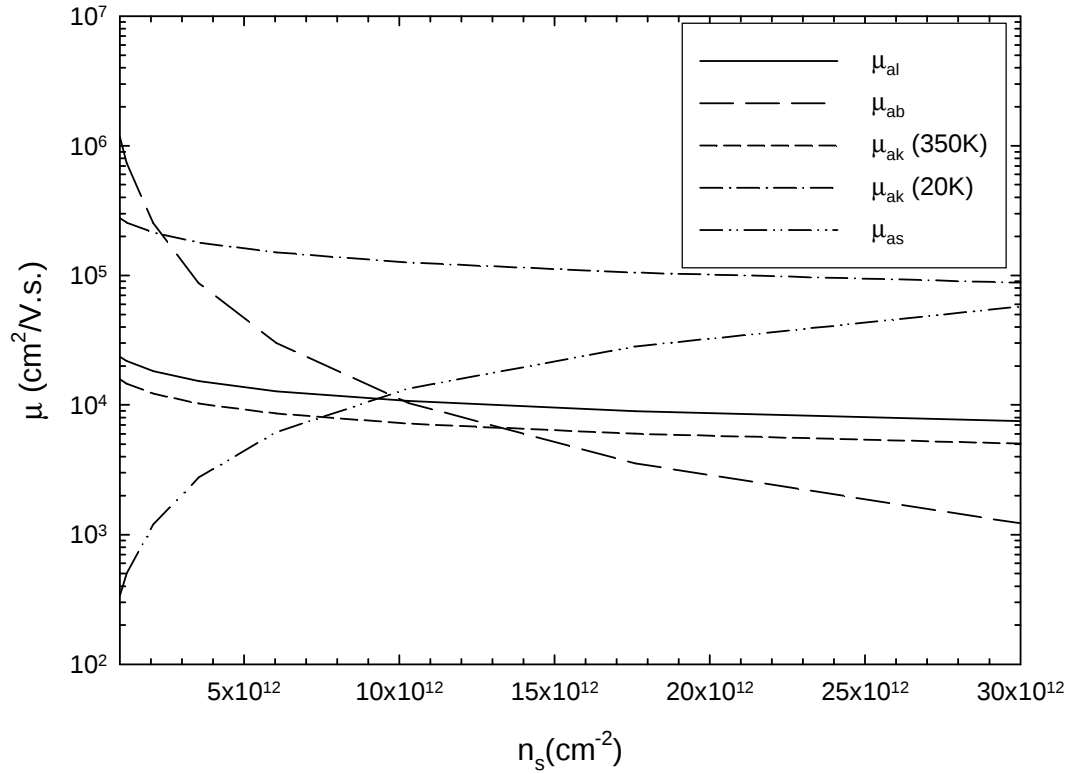
şeklinde verilir. Eş. 4.35’de verilen q_s , perdeleme sabitidir [93], ve

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_s} F(q) \quad (4.36)$$

şeklinde verilir. Form faktörü $F(q)$, Hirakawa tarafından

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 e^{-q|z-z'|} . \quad (4.37)$$

şeklinde verilmiştir [94].



Şekil 4.8. Alaşım saçılması, arayüzey bozukluğu saçılması, 350K ve 20K’da akustik fonon saçılması ve arka plan safsızlık saçılmasına ait taşıyıcı yoğunluğuna bağlı hareketlilikler

Bölüm 4.4.3’de safsızlık saçılması için belirtildiği gibi, alaşım ve arayüzey bozukluğu saçılmalarının benzer şekilde sıcaklığa bağımlılıkları azdır. Bunun

yerine taşıyıcı yoğunluğuna olan bağımlılıkları daha güçlüdür ve incelenmesi yararlıdır. Ayrıca, akustik fonon saçılması da taşıyıcı yoğunluğuna güçlü bir bağımlılık gösterir. Tüm bu taşıyıcı yoğunluğuna bağımlılıklar Çizelge 2.2 ve 2.4’de ki parametreler kullanılarak hesaplanmış ve Şekil 4.8’de özetlenmiştir. Buna göre arka plan safsızlık saçılması dışındaki alaşım, arayüzey bozukluğu ve akustik fonon saçılmaları artan taşıyıcı yoğunluğu ile azalan hareketliliğe sahiplerken, arka plan safsızlık saçılması tersi davranış göstermektedir. Düşük taşıyıcı yoğunluğunda taşıyıcılar safsızlıklarla daha çok etkileşeceğinden aslında bu beklenen bir sonuçtur.

5. DENEYSEL TEKNİKLER

Bu tez dahilinde MOVPE yöntemi ile safir alttaş üzerine büyütülmüş AlGaIn/GaN ve AlGaIn/AlN/GaN/AlN çokluyapı yarıiletken numunelerinin sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla kare şeklinde yaklaşık $7 \times 7 \text{ mm}^2$ olarak kesilmiş numunelerin dört köşesine metalizasyon ve tavlama ile Ohmik kontaklar hazırlandı. Hazırlanan kontaklar üzerinden Van der Pauw yöntemi kullanılarak Hall etkisi ve manyetik iletim ölçümleri yapıldı. Sıcaklık ve manyetik alana bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore 7700 serisi yüksek empedans Hall etkisi ölçüm sistemi kullanılarak yapıldı. Sistem sıcaklığı, kapalı devre helyum soğutması ile sağlandı. Resim 5.1’de numunelerin üretildiği MOVPE sistemi, Resim 5.2’de ise deney sistemi görülmektedir.



Resim 5.1. Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi bünyesinde kurulu olan AIXTRON RF200/4 RF-S GaN/AlGaIn MOVPE sistemi



Resim 5.2. Lakeshore 7700 serisi Yüksek Empedans Hall etkisi ölçüm sistemi (1) He tüpü, (2) Kapalı devre He soğutma ünitesi, (3) Mekanik pompa destekli turbo moleküler vakum pompası, (4) Kryostat, (5) Elektromıknatıs, (6) Elektromıknatıs güç kaynağı, (7) Bilgisayar, (8) Sıcaklık kontrol ünitesi, ölçüm cihazları, anahtarlama sistemi, manyetik alan ölçüm sistemi vb... içeren enstrüman dolabı, (9) Su soğutma sistemi

5.1. Numune Hazırlama

Ölçümü yapılacak yarıiletken malzemelerde kontakların Ohmik özellik göstermesi, ölçülen verinin tamamının numuneden kaynaklandığının, kontakların sonuca bir katkı getirmediğinin kabulü açısından önemlidir. GaN-temelli malzemeler kendiliğinden *n*-tipi katkılanmış özellik gösterdiğinden Ohmik kontak GaN'ın iş fonksiyonundan daha küçük iş fonksiyonuna sahip bir metal ile yapılabilir. Bu kural malzemedan bağımsız olarak tüm *n*-tipi yarıiletken ve o yarıiletkenden daha büyük iş fonksiyonlu metaldan yapılmış kontaklarda aynıdır. Bu çalışmada tavlansız difüze olması sağlanan Ti/Al/Ni/Au Ohmik kontakları kullanılmıştır.

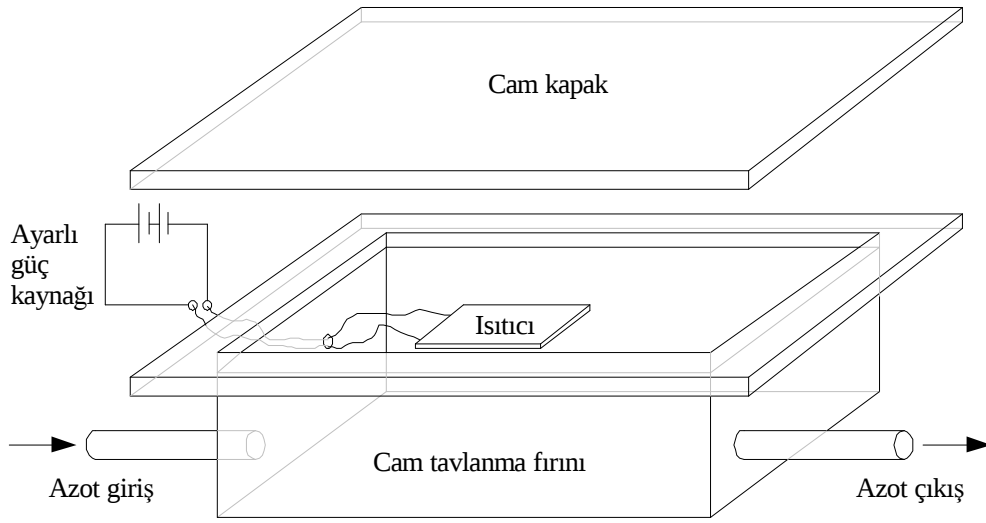
Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey temizliği ile de yakından ilgilidir. Yüzeyde kendiliğinden oluşan oksit tabakası ya da kir, toz ve benzeri etkiler Ohmik kontakların özelliklerini değiştirebilir.

Ohmik kontak elde edebilmek için önce numuneler sırasıyla 5'er dakika isopropanol ve aseton ile ultrasonik temizleyici içinde temizlendi. Bu işlemlerle numuneler mekanik kirlilerden temizlendi, daha sonra numuneler metalizasyon işleminin yapılması için yüksek vakum ısı buharlaştırıcıya kondu. Buharlaştırılacak olan metaller toz ya da ince şerit parçalar halinde tungsten hazneler içine konuldu. Sistem kapatılarak vakum altına alındı. Yaklaşık $4-6 \times 10^{-6}$ mbar değerinde vakuma ulaşıldığında sırasıyla 20 nm Ti, 200 nm Al, 30 nm Ni ve 70 nm Au kaplandı. Kaplama işlemi kaplanacak malzemenin bulunduğu hazneden çok yüksek akım geçirilip, yüksek sıcaklığa çıkması ve bu sayede haznenin içindeki malzemenin buharlaşıp numune üzerine çökmesi yöntemi ile yapılmaktadır. Bu sebeple, her kaplanan malzemenin kendine ait bir buharlaşma sıcaklığı ve oranı olduğundan her malzemede farklı akımlar uygulandı. Kaplanan malzeme miktarı, numuneye yakın bir kuartz kristalinden yapılmış kalınlık ölçer kullanılarak tayin edildi.

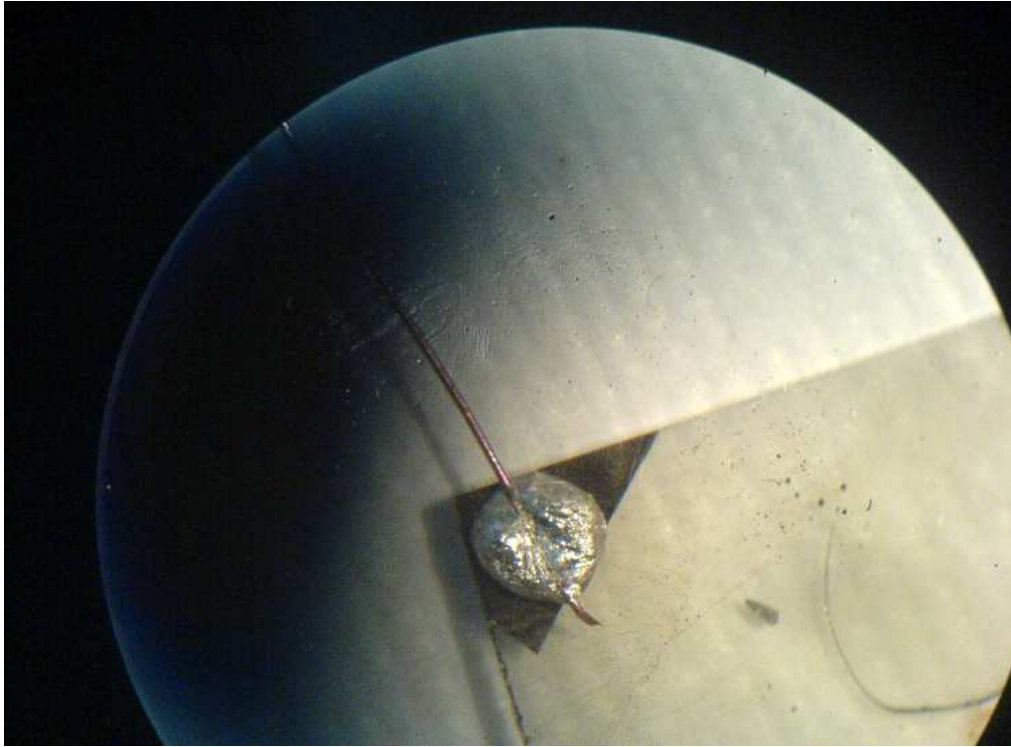
Çizelge 5.1. Hızlı ısı tavlama sisteminde Ohmik kontak yapımında kullanılan reçete

İşlem	Süre (sn)	Sıcaklık (°C)
Yükselt	30	400
Bekle	15	425
Yükselt	15	750
Bekle	45	750
Azalt	120	25

Isıl buharlaştırma ile numunelerin köşelerine üçgen biçimli kontaklar kaplandıktan sonra numuneler hızlı ısı tavlama sistemine konularak ısıtıldı. Böylece kontak metallerinin kendi içinde ve ayrıca numunenin içine yayılması sağlanarak Ohmik olmaları sağlandı. Bunun için Çizelge 5.1'de gösterilen reçete kullanıldı.



Şekil 5.1. Cam tavlama fırını



Resim 5.3. Numunelerin kontak yapısı. Köşeler üçgen Ti/Al/Ni/Au Ohmik kontak üzerine indiyum eritilerek teller tutturulmuştur

Hızlı ısı tavlamadan sonra numunelerin köşelerindeki Ti/Al/Ni/Au kontaklar üzerine indiyum eritilerek tellere bağlandı. Bunun için mikroskop altında indiyum parçaları kontaklar üzerine konuldu. Tellerde mekanik olarak üzerlerine tutturuldu. Şekil 5.1'de görülen cam tavlama fırını kullanılarak azot atmosferinde indiyumların

erimesi ve tel ile alttaki Ti/Al/Ni/Au kontaklarla bağlanması sağlandı. Sonuçta oluşan örnek bir kontak Resim 5.3’de görülmektedir. Bu şekilde yapılan kontakların Ohmik olduğu ve sıcaklık değişimlerine dayanıklı olduğu gözlenmiştir. Kontakların sağlamlıklarından emin olunduktan sonra numune, kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi ve lehimlenerek sabitlendi. Tutucuya yerleştirilen numune, dikkatlice kryostat içine yerleştirilip He atmosferinde sıcaklığa ve manyetik alana bağlı Hall etkisi ölçümleri gerçekleştirildi. Ölçümlerden sonra sistem oda sıcaklığına getirilip numune tutucu kryostattan çıkarıldı. Numune lehimlendiği tutucudan dikkatlice söküldü. Her bir numunede benzer işlemler yapıldı.

5.2. Akım Voltaj Ölçümleri

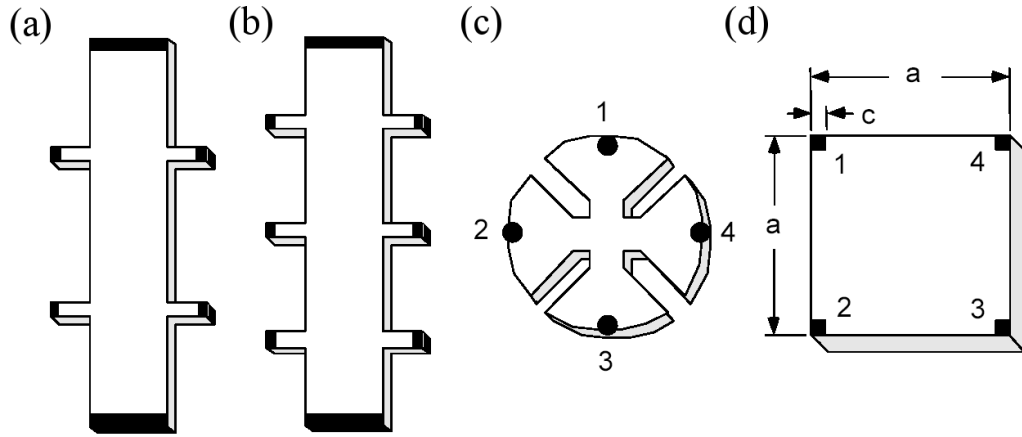
Çalışılan numunelerin galvanometrik ölçümleri yapılmadan önce kontakların ohmik davranış gösterdiklerini doğrulamak amacı ile numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim ölçümleri yapıldı. Sonuç I-V grafiklerinin tam olarak lineer olmaları kontakların Ohmik olduklarını, ölçülen her verinin numuneden geldiğini, kontakların bir etki getirmediğini doğrulamaktadır [95].

5.3. Galvanometrik Ölçümler

Galvanometrik ölçümler, düşük elektrik alanlarda öz direnç ölçümleri ile düşük elektrik ve manyetik alanlar altında Hall ölçümlerini içerir. Bu sayede serbest bir taşıyıcının elektrik ve manyetik alan altındaki hareketleri hakkında fikir elde edilir. Hall etkisi 1879 yılında E. H. Hall tarafından manyetik alan altındaki metal bir şeritten akım geçirdiğinde akım yönüne dik bir potansiyel oluştuğunu gözlemlemesiyle bulunmuştur [96]. O günden beri Hall ölçümleri kolaylık, doğruluk ve sunduğu bilgi çeşitliliği bakımından son derece popüler bir ölçüm olmuştur. Bir Hall etkisi sistemi ile numunedeki taşıyıcıların türü (elektron ya da deşik), yoğunlukları, öz direnci (manyetik alan yokluğunda ölçülmeli) ve hareketliliği gibi önemli özellikler ölçülebilir yada hesaplanabilir. Bu özelliklerin sıcaklığa bağlı

ölçümleriyle de birçok önemli parametre hesaplanabilir ya da en azından hakkında bilgi sahibi olunabilir.

Özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri iki tür numune geometrisi kullanılarak yapılabilir: (1) Hall bar yapıları ve (2) kare ya da dairesel Van der Pauw yapıları. Her geometrinin kendine has avantaj ve dezavantajları bulunmaktadır. Her iki yöntemde de uygulanan akım ve manyetik alana dik oluşan Hall geriliminin ölçümü ile sonuçlar hesaplanır. Hall etkisi ile ilgili daha fazla bilgi literatürde mevcuttur [97, 98].



Şekil 5.2. (a) 6 kontaklı Hall yapı, (b) 8 kontaklı Hall yapı, (c) yonca yaprağı biçiminde Van der Pauw yapısı ve (d) kare Van der Pauw yapısı. Van der Pauw yapılarındaki kontak numaraları ve boyutlar Bölüm 5.2.1'den sonra kullanılan formüllerde belirtilen kontak numaraları ve boyutlarıdır

Hall bar yapısı kullanılarak yapılan ölçümlerde 6 kontak alınması gerekliliği, barın boyutlarının kesin bir doğrulukla ölçülememesinden gelecek hata ve Hall barın yapımının zorluğu gibi dezavantajlarından dolayı sadece 4 kontak ile yapılabilen Van der Pauw ölçümleri kolay ve etkin bir ölçüm yöntemi olarak öne çıkmaktadır.

Bu tez dahilinde çalışılan numunelerin ölçümleri, üretim kolaylığından ötürü Van der Pauw yöntemi ile yapılmıştır [95]. Van der Pauw tekniğinde Şekil 5.2'de görüldüğü gibi 4 simetrik kontaktan ölçümler alınır. Bu tez dahilindeki ölçümlerde Şekil 5.2 (d)

de görülen kare formda köşelerde kare yada üçgen olarak yerleştirilmiş simetrik kontaklar üzerinden ölçümler alınmıştır. Şekil 5.3’de gösterilen sadece 4 farklı ölçüm ile (iki öz direnç – iki Hall voltajı) istenen tüm ölçümler yapılabilir. Fakat, gerçekte Hall voltajında doğru sonucun alınmasını etkileyecek bazı durumlar vardır. Bu etkiler Look tarafından

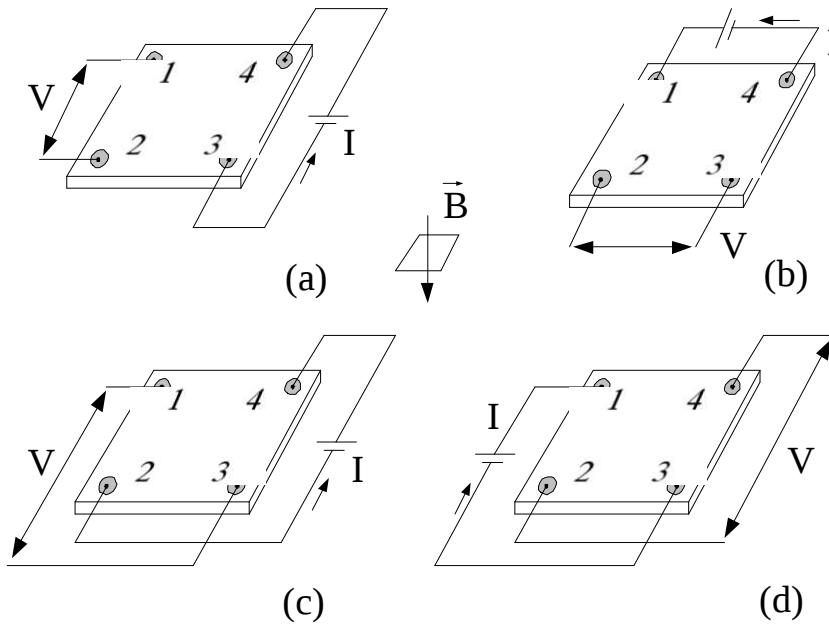
$$V_{H'} = V_H + V_N + V_R + V_E \quad (5.1)$$

şeklinde verilmiştir [78]. Burada, $V_{H'}$, ölçülen Hall gerilimi, V_H ise gerçek Hall gerilimidir. Manyetik alan etkisi altında iken, bir dış akım uygulanmasa bile eğer kontaklar arası bir sıcaklık farkı var ise sıcak kontaktaki daha sıcak taşıyıcılar soğuk kontağa hareket etme eğilimindedirler. Bu taşıyıcılar toplamda bir akım oluştururlar ve bu akım da manyetik alanın büyüklüğü ile doğru orantılıdır. Bu etki, Nernst ya da Nernst-Ettingshausen etkisi olarak adlandırılır. Oluşturduğu potansiyel V_N ile gösterilir ve normalde tüm kontaklar yaklaşık aynı sıcaklıkta bulunduklarından son derece küçük bir etkiye sahiptir. Ancak daha yüksek manyetik alanlar altında daha etkin hale gelebilir. Bu sıcak taşıyıcıların hareketi, numune üzerinde sıcak ve soğuk bölgeler oluşmasına sebep olur. Bu dağılımda ayrıca bir potansiyel farkın oluşmasına yol açar. Bu potansiyel fark, Seebeck potansiyelidir ve Righi-Leduc potansiyeli (V_R) olarak bilinir. Bu dahili oluşan Seebeck potansiyeli dışında numune üzerinde harici olarak da bir Seebeck etkisi potansiyel üretebilir. Bu potansiyel de Ettingshausen etkisi olarak bilinir ve V_E ile gösterilir. Ettingshausen potansiyeli hem uygulanan akım hemde uygulanan manyetik alanla orantılıdır.

Uygulanan akım ve manyetik alanlara bağlı olan yukarıda sıralanan tüm potansiyeller ölçülen Hall gerilimine dahildirler. Bu potansiyelleri ihmal edebilmek ve ölçülen Hall gerilimini gerçek Hall gerilimine eşitleyebilmek için farklı kontak çiftleri kullanılarak 8 öz direnç ve 8 Hall ölçümü olmak üzere toplam 16 farklı ölçüm yapıldı. Öz direnç ölçümlerinde yanyana olan kontak çiftlerine akım uygulanır ve karşı kontaklardan gerilim ölçülür. Hall gerilimi ölçümlerinde ise numuneye dik bir manyetik alan altında bir çapraz kontak çiftine akım uygulanır ve diğer çapraz

kontak çiftinden Hall gerilimi okunur. Şekil 5.3’de bu ölçümler şematik olarak gösterilmiştir.

Van der Pauw tekniğinin geçerliliği ve ısı yolla üretilen potansiyellerin sonuca etkileri araştırma konusu olmuşlardır [78]. Kontaklar çok küçük, tam bir kare olarak yerleştirilmiş, simetrik ve numune homojen ve tamamen plaka halinde ise Van der Pauw yönteminin geçerli olduğu gösterilmiştir. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler, ölçülen öz direnç ve Hall gerilimi verilerinde ciddi hatalara sebep olur [99]. Bu tez dahilinde çalışılan numunelerde tüm olası ölçümlerle bu durum kontrol edildiğinden, ölçülen sonuçlarda ısı yolla üretilen potansiyellerin etkisi olmadığı kabul edilmiştir.



Şekil 5.3. Van der Pauw yöntemi kullanılarak öz direnç (a ve b) ve Hall gerilimi (c ve d) ölçümleri için şematik gösterim. Öz direnç ölçümleri için manyetik alan uygulamaya gerek yoktur. Manyetik alan altında yapılan öz direnç ölçümlerine manyetodirenç ölçümleri adı verilir

5.3.1. Öz direnç ölçümleri

Van der Pauw ölçümlerinde öz direnç:

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \quad (5.2)$$

olarak verilir [100]. Eş. 5.2’de; d , numunenin kalınlığı, $R_{ab,cd}$ ise a ve b kontakları arasına akım uygulanıp, c ve d kontaklarında gerilim ölçülürse bunların oranından elde edilen direnç değeridir ($R_{ab,cd} = V_{cd} / I_{ab}$). Eş. 5.2 deki ve bundan sonraki eşitliklerde kontak numaraları Şekil 5.2 (d) esas alınarak yazılmıştır. Eş. 5.2’de ölçülen dirence benzer 8 konfigürasyonda ölçüm yapılarak ortalamaları alınmıştır. Burada, $f(R_{12,34} / R_{23,41})$ düzeltme faktörüdür ve

$$f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) = 1 - \left(\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right)^2 \frac{\ln 2}{2} - \left(\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right)^4 \left(\frac{\ln^2 2}{4} - \frac{\ln^3 2}{12} \right) \quad (5.3)$$

şeklinde verilir.

5.3.2. Hall etkisi ölçümleri

Özdirenç ölçümlerine benzer şekilde Hall ölçümleri de Şekil 5.3 (c) ve (d)’de gösterilen biçimdedir. Isıl yolla üretilen Nernst-Ettingshausen, Righi-Leduc ve Ettingshausen potansiyellerin etkisini azaltma amaçlı 8 farklı konfigürasyonda yapıldı. Van der Pauw ölçümlerinde Hall katsayısı

$$R_H = \frac{\Delta R_{13,24} d}{B} \quad (5.4)$$

şeklinde verilir. Eş. 5.4’de $\Delta R_{13,24}$, numuneye dik olarak uygulanan manyetik alanın $R_{13,24}$ değerinde yaptığı değişimi ifade etmektedir. Taşıyıcıların Hall hareketliliği (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) değerleri Eş. 5.2 – 5.4 kullanılarak

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (5.5)$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H} \quad (5.6)$$

şeklinde bulunur. Numunenin kalınlığı olan d , Eş. 5.5’de sadeleşerek, Hall hareketliliğini kalınlıktan bağımsız kılar. Benzer şekilde öz direnç, Hall katsayısında ve Hall taşıyıcı yoğunluğunda da isteğe bağlı olarak kalınlık kullanılmayabilir. Bu durumda hesaplanan öz direnç ve taşıyıcı yoğunluklarına sırasıyla 2-boyutlu öz direnç ve 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğu adı verilir. 2-boyutlu değerler, ölçümleri numune kalınlığından bağımsızlaştırması sebebiyle yaygın olarak kullanılırlar. Bu tez dahilinde ölçümü yapılan numunelerde de genel olarak 2-boyutlu iletim bulunduğundan, tez genelinde 2-boyutlu öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunlukları kullanılmıştır.

5.4. Manyetoöz direnç Ölçümleri

Manyetoöz direnç, bir materyalin bir dış manyetik alan altında elektriksel öz direncinin değişmesidir. Etki, ilk defa 1856 yılında William Thomson tarafından gözlemlenmiştir. Thomson, yaptığı deneylerde %5’lik bir değişim elde edebilmiştir. Günümüzde bu değişim dev manyetoöz direnç adı verilen ölçümlerde %80’lere varmıştır [101, 102]. Önemli uygulamalara sahip dev manyetoöz direncin keşfi sebebiyle P. Grünberg ve A. Fert, 2007 yılında Nobel ödülüne layık bulunmuşlardır.

Bu tez dahilinde incelenen GaN-temelli yarıiletkenler ve diğer tüm klasik yarıiletken malzemelerde normal manyetoöz direnç kuramı geçerlidir. Eğer, bir materyal içindeki öz direnci hesaplamak istiyorsak, manyetik ve elektrik alan altında bulunan yüklü taşıyıcıların hareket denklemini çözmemiz gerekir. Bunun için Lorentz kuvveti yazılır:

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (5.7)$$

Burada, $\vec{E}$ uygulanan elektrik alan, $\vec{v}$ taşıyıcının hızı ve $\vec{B}$ uygulanan manyetik alandır. Newtonun kuvvet yasası ile Eş. 5.7,

$$m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \vec{v} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.8)$$

şeklini alır. Burada τ , daha önce de açıklanan, taşıyıcının saçılarak yaptığı hareketi esnasında iki saçılma arasındaki ortalama zamandır. Eğer elektrik alanını x-y düzleminde ve manyetik alanı z-doğrultusunda alırsak, elektronlar için

$$\frac{m^*}{\tau} v_x = -e(E_x + Bv_y) \quad (5.9)$$

ve

$$\frac{m^*}{\tau} v_y = -e(E_y + Bv_x) \quad (5.10)$$

bulunur. Eş. 5.9 ve 5.10 çözülürse

$$v_x = -\frac{e\tau/m^*}{1 + (eB\tau/m^*)^2} (E_x - E_y \cdot eB\tau/m^*) \quad (5.11)$$

ve

$$v_y = -\frac{e\tau/m^*}{1 + (eB\tau/m^*)^2} (E_y + E_x \cdot eB\tau/m^*) \quad (5.12)$$

bulunur. Elektriksel akım yoğunluğunun taşıyıcı hızına bağımlılığı

$$\mathbf{j} = -en\mathbf{v} \quad (5.13)$$

biçimindedir. Akım yoğunluğunun x ve y bileşenleri ($\sigma_0 = ne^2\tau/m^*$ alınarak)

$$j_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y = -\frac{\sigma_0}{1+(eB\tau/m^*)^2}(E_x - E_y eB\tau/m^*) \quad (5.14)$$

ve

$$j_y = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y = -\frac{\sigma_0}{1+(eB\tau/m^*)^2}(E_y + E_x eB\tau/m^*) \quad (5.15)$$

biçimindedir. Akımın z-doğrultusundaki bileşenine manyetik alan etki etmediğinden değeri sadece elektrik alana bağlıdır.

$$j_z = \sigma_0 E_z \quad (5.16)$$

Toplam akım yoğunluğu ise matris şeklinde yazılabilir:

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} = \frac{\sigma_0}{1+(eB\tau/m^*)^2} \begin{pmatrix} 1 & -eB\tau/m^* & 0 \\ eB\tau/m^* & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1+(eB\tau/m^*)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

Eş. 5.17'de verilen matriste, $\mu = e\tau/m^*$ kabulü ile aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = ne\mu \frac{1}{1+\mu^2 B^2} \quad (5.18)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \pm ne\mu \frac{\mu B}{1+\mu^2 B^2} \quad (5.19)$$

$$\sigma_{zz} = ne\mu = \sigma_0 \quad (5.20)$$

Deneyisel sonuçlarda ise manyetik iletkenlikten çok manyetik öz direnç değerleri kullanılır. Eş. 5.18 – 5.20'nin öz direnç cinsinden yazımı

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (5.21)$$

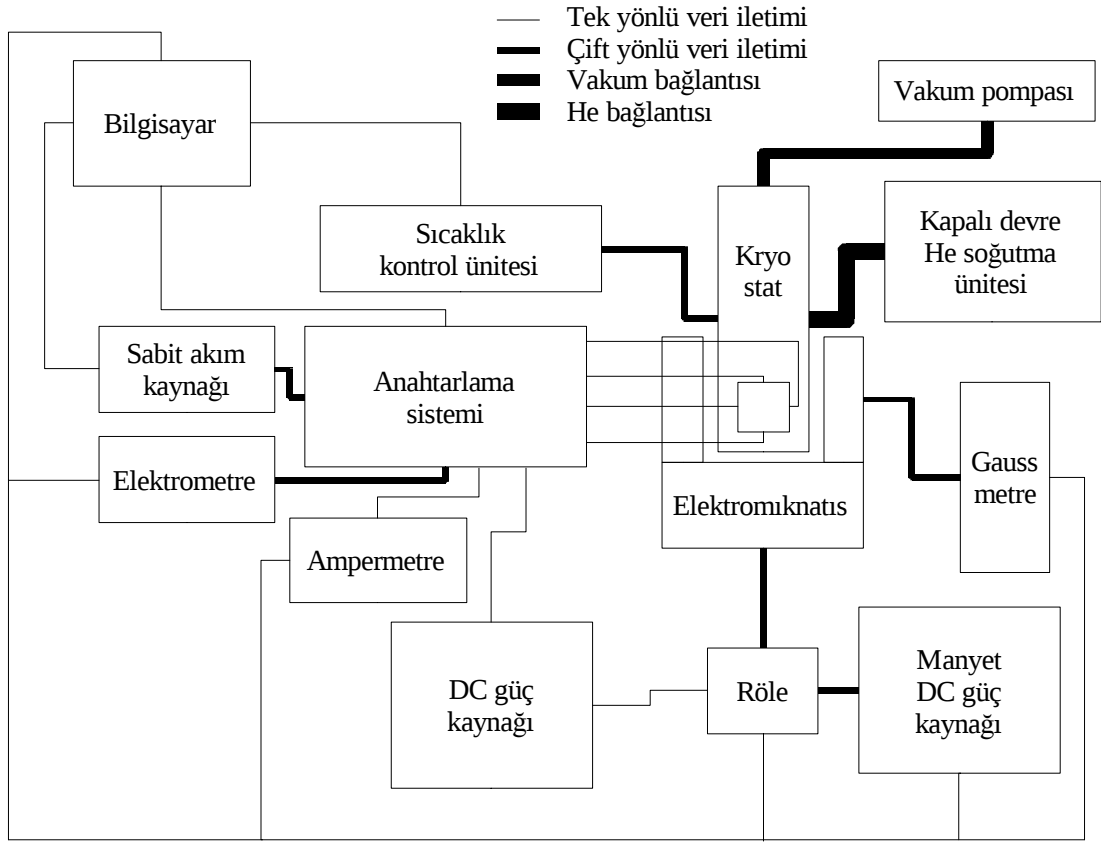
$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (5.22)$$

$$\rho_{zz} = -1/\sigma_{yy} = -1/\sigma_0 \quad (5.23)$$

şeklindedir.

5.5. Hall Ölçüm Sistemi

Bu tez dahilinde yapılan ölçümlerde yüksek empedans girişli Lakeshore 7700 serisi Hall ölçüm sistemi kullanıldı. Sistemin genel blok diyagramı Şekil 5.4'de verilmiştir. Şekilde gösterilen sabit akım kaynağı, elektrometre, çift kanallı sıcaklık kontrol ünitesi, gaussmetre ve elektromıknatıs güç kaynağı, bilgisayar tarafından kontrol edilmektedir. Bilgisayar, bu cihazları kullanarak numuneyi istenilen sıcaklık ve manyetik alana getirir, bu bölümde anlatılan öz direnç ve Hall ölçümlerini her manyetik alan ve sıcaklık adımıyla toplam 16 kere yapar. Bilgisayar, yine bu bölümde analitik çözümleri verilmiş olan öz direnç (Eş. 5.2), Hall katsayısı (Eş. 5.4), Hall hareketliliği (Eş. 5.5) ve Hall taşıyıcı yoğunluklarını (Eş. 5.6) hesaplar ve veri dosyası olarak sunar.



Şekil 5.4. Hall ölçüm sistemi blok diyagramı

5.6. Nicel Hareketlilik Spektrumu Analizi (QMSA)

Bir yarıiletken numunenin Hall ölçümleri sonuçları, numunenin toplam taşıyıcı yoğunluğunu ve ortalama taşıyıcı hareketliliğini verir. Numunede birden çok taşıyıcı çeşidinin bulunmasının manyetotransport verileri üzerine etkisi, yarıiletken fiziğinin ilk günlerinden beri bilinen bir problemdir [103]. Önemi birçok makalede belirtilmiş olan bu problem genel olarak “paralel iletim” olarak adlandırılır [104-111]. Bu problemi çözmek için bazı analitik çözümler de önerilmiş olmasına karşın, günümüzde kullanılan en gelişmiş yöntemlerden biri iteratif bir analiz yöntemi olan Nicel Hareketlilik Spektrum Analizi (QMSA) yöntemidir. Bu teknik kullanılarak, bir numune içindeki 1-boyutlu, 2-boyutlu ve 3-boyutlu hareket serbestliğine sahip tüm elektron ve deşiklerin taşıyıcı yoğunlukları ve hareketlilikleri birbirinden ayırt edilebilir.

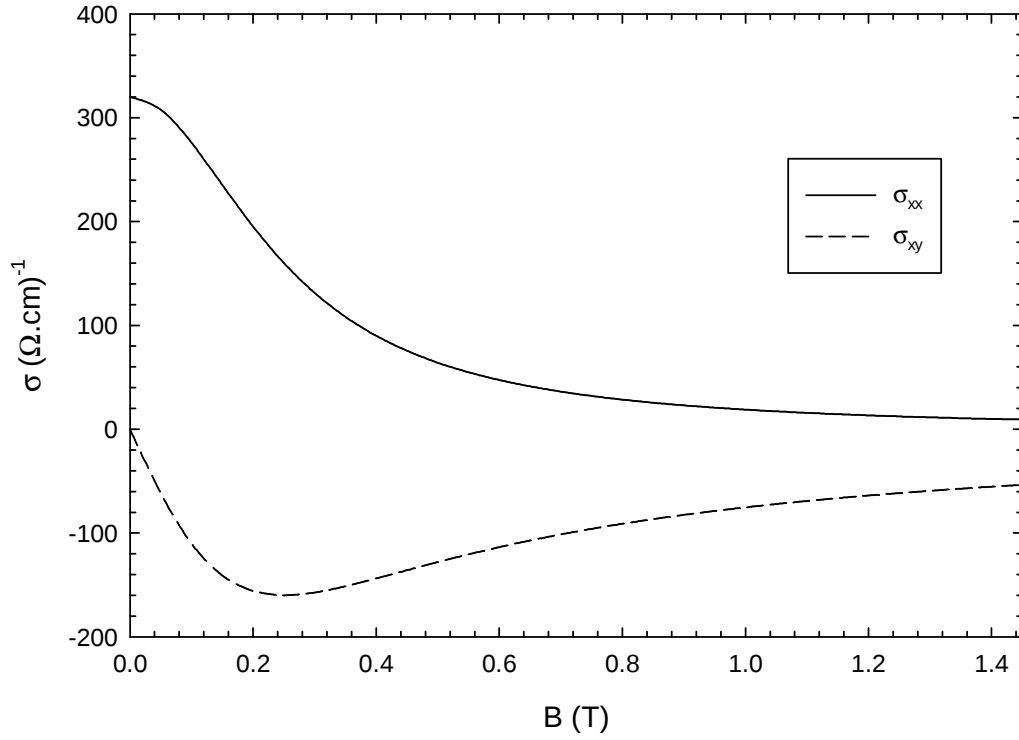
5.6.1. Teori

Bölüm 5.4’de bulmuş olduğumuz iletkenlik tensörünün ilgili elemanlarını tekrar yazalım;

$$\sigma_{xx} = \frac{nq\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad (5.24)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{nq\mu^2 B}{1 + \mu^2 B^2} = \sigma_{xx} \mu B. \quad (5.25)$$

Bu eşitliklerde (q) yükü ve (μ) hareketliliği, taşıyıcının işareti ile aynı işaretli niceliklerdir. Bu özelliklerinden dolayı pozitif manyetik alan altında σ_{xx} daima pozitif ve σ_{xy} taşıyıcı yükleriyle aynı işaretlidir.



Şekil 5.5. Hareketliliği $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, taşıyıcı yoğunluğu $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağlı değişimi

Şekil 5.5’de örnek olarak hareketliliği $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve taşıyıcı yoğunluğu $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olan bir elektron taşıyıcısının 1.5 Teslalık manyetik alana kadar olan $\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ gösterilmiştir.

Manyetik alana bağlı olan Eş. 5.24 ve Eş. 5.25’e ait genel özellikler aşağıda listelenmiştir.

- $\sigma_{xy}(0) = 0$.
- $\sigma_{xy}(B)$ ’nin uç noktasında $\mu B = 1$ dir.
- $\sigma_{xy}(\infty) = 0$ ve $\sigma_{xy} \rightarrow 0 = 1/B$.
- $\sigma_{xy}(-B) = -\sigma_{xy}(B)$.
- $\sigma_{xx}(0)$ bir uç noktasıdır.
- $\sigma_{xx}(0)$, $\mu B = 1$ ’de bir dönüm noktasına sahiptir.
- $\sigma_{xx}(\infty) = 0$ ve ulaşımı $1/B^2$ ile orantılıdır.
- $\sigma_{xx}(B) > 0$ için sonlu bir değeri vardır.
- $\sigma_{xx}(-B) = \sigma_{xx}(B)$.

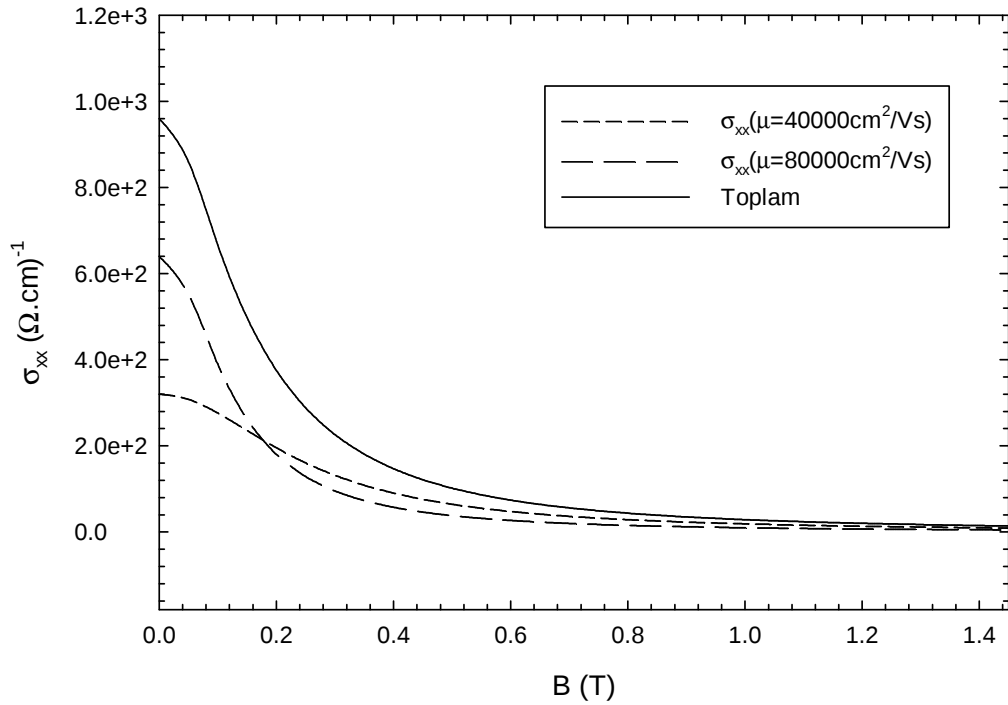
Bu noktaya kadar, ilettime katılan her bir taşıyıcının iletkenliğinin aynı olduğu, yani, yükünün işareti ve hareketliliğinin aynı olduğu kabul edilmiştir. Öncesinde paralel iletim olarak tanımladığımız, numune içinde farklı özelliklere sahip taşıyıcıların olması durumu ise gerçekte karşılaşılan, birçok yarıiletken materyal için geçerli olan bir durumdur. İletime katılan iki farklı mekanizma (bu noktadan sonra, iletim kanalı denilecektir) olması durumunda, eğer iki iletim kanalıda aynı miktarda iletim sağlıyor ise $q_1 n_1 \mu_1 = q_2 n_2 \mu_2$ olduğu görülür. Böyle bir durumda taşıyıcıların ikisi de elektron ya da ikisi de deşik ise ve eğer $\mu_1 = \mu_2$ ise sonuçta tek bir hareketliliğe sahip taşıyıcı yoğunluğu $n_1 + n_2$ olan tek bir taşıyıcı olduğu anlamına gelir. Dolayısı ile iki farklı taşıyıcıyı birbirinden ayırt etmenin yolu farklı hareketliliğe yani $\mu_1 \neq \mu_2$ durumuna bağlıdır.

Materyal için n farklı tür taşıyıcı var ise, herbirinin iletkenlik katkısı birbirinden bağımsızdır, dolayısı ile toplam iletkenlik her bir iletim kanalının getirdiği katkı toplamıdır,

$$\sigma_{xx}(B) = \sum_{j=1}^N \sigma_{xx,j} = \sum_{j=1}^N \frac{q_j n_j \mu_j}{1 + (\mu_j B)^2}, \quad (5.26)$$

$$\sigma_{xy}(B) = \sum_{j=1}^N \sigma_{xy,j} = B \sum_{j=1}^N \mu_j \sigma_{xx,j} = \sum_{j=1}^N \frac{q_j n_j \mu_j^2 B}{1 + \mu_j^2 B^2}. \quad (5.27)$$

Şekil 5.6. da iki iletim kanallı bir sistemde, iletim kanallarının taşıyıcı yoğunlukları aynı ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ama hareketlilikleri $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $80000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan durumun manyetik alana bağlı σ_{xx} değerleri (kesikli çizgiler) ve toplam σ_{xx} değeri görülmektedir. Şekil 5.7’de ise aynı sistemin σ_{xy} değerleri ve toplam σ_{xy} değeri görülmektedir.

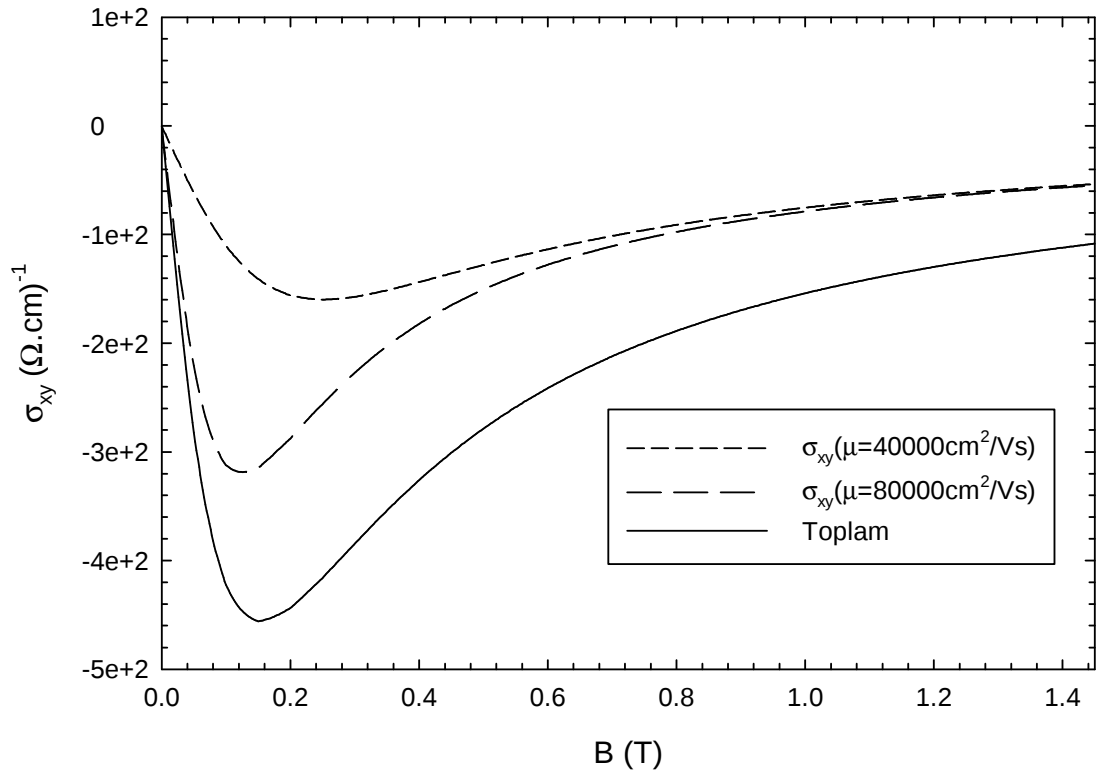


Şekil 5.6. Taşıyıcı yoğunlukları aynı ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ama hareketlilikleri $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $80000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan iki farklı elektronun manyetik alana bağlı σ_{xx} değerleri (kesikli çizgi) ve toplam σ_{xx} değeri (düz çizgi)

Herhangi bir Hall ölçüm verisinin analizi Eş. 5.26-5.27'deki $3N + 1$ tane parametre (N tane taşıyıcı için taşıyıcı yoğunluğu, hareketlilik ve taşıyıcının işareti ve son bir parametrede toplam taşıyıcı sayısı) ile belirlenir. Ölçülen öz direnç ve Hall katsayısı, iletkenlik tensörlerine aşağıdaki eşitlikler ile bağlıdır.

$$\rho = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (5.28)$$

$$R_H = \frac{\sigma_{xy}}{B_z(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)} \quad (5.29)$$



Şekil 5.7. Taşıyıcı yoğunlukları aynı ($5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ama hareketlilikleri $40000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $80000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olan iki farklı elektronun manyetik alana bağlı σ_{xy} değerleri (kesikli çizgiler) ve toplam σ_{xy} değeri (düz çizgi)

Bu problemi çözmek amacıyla birkaç yöntem üzerinde durulmuştur. Öncelikle, deneysel olarak manyetik alana bağlı olarak öz direnç ve Hall katsayısının ölçümü

gerekmektedir. Manyetik alana bağımlı adımların sayısı N 'den daha büyük olmalıdır. Eş. 5.27'den de görüleceği gibi σ_{xy} için $B = 0$ da her bir taşıyıcının katkısı sıfır olduğundan ve her bir taşıyıcının katkısı $\mu_i B = 1$ de maksimum olduğundan ölçümlerde kullanılan en büyük manyetik alan $1/\mu_{\min}$ 'den daha büyük olmalıdır. Bu eşitlikte $\mu_{\min}$, materyaldeki en küçük taşıyıcı hareketliliği değeridir. Dolayısıyla taşıyıcıları birbirinden ayırt edebilmek için $\mu_{\min} B > 1$ bir şart olarak görülmektedir.

5.6.2. Sonlu taşıyıcı yöntemleri

Ölçüm sonuçları ile teorik modelleri birbirine eşleştirmede kullanılan en klasik yöntem en küçük kare farkları yöntemidir. Bu yöntemde değiştirilebilir parametreler en uygun değerlerine getirilerek χ^2 'nin minimum olması sağlanır. Eşleştirmenin başarısını belirten χ^2 aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M (\sigma_{xx}^{\exp}(B_i) - \sum_{j=1}^N \sigma_{xx,j}(B_i))^2 + \sum_{i=1}^M (\sigma_{xy}^{\exp}(B_i) - \sum_{j=1}^N \sigma_{xy,j}(B_i))^2 \quad (5.30)$$

Bu eşitlikteki $\sigma_{xx}^{\exp}(B_i)$ ve $\sigma_{xy}^{\exp}(B_i)$ değerleri, ölçülen $\rho(B_i)$ ile $R_H(B_i)$ kullanılarak hesaplanan deneysel iletkenlik tensörleridir.

Çoğu hatayı küçültme metodu parametre sayısının değişimine izin vermez. Bu sebeple taşıyıcıların sayısı olan (N), bağımsız bir parametre değildir. “Yükün işareti = taşıyıcı yoğunluğunun (n_i) işareti = hareketliliğin (μ_i) işareti” kabulenimini kullanarak bilinmeyenlerin sayısı $2N$ 'e düşürülebilir. Problem, taşıyıcı yoğunluğunda doğrusal çözüme sahiptir fakat hareketlilik için bu geçerli değildir. Bu durum, her bir taşıyıcının hareketliliğinin doğru bir biçimde eşleştirilebilmesi için başlangıç değeri verme şartını getirir. Her bir taşıyıcı için bu başlangıç değerleri başarılı bir eşleştirme için % 10' undan daha farklı olmamalıdır.

Az sayıda iletim kanalına sahip numunelerde bu işlem daha kolay çözülebilir.

5.6.3. İki taşıyıcı yöntemi

Literatürdeki yaygın kullanım adı ile iki taşıyıcı, yani iki iletim kanalının bulunduğu durumlar için Look ve arkadaşları başarılı bir yöntem geliştirmişlerdir [112]. İki farklı iletim kanalının olduğu durum için Eş. 5.23 ve 5.24'ü ele alalım.

$$\sigma_{xx} = \frac{n_1 q \mu_1}{1 + \mu_1^2 B^2} + \frac{n_2 q \mu_2}{1 + \mu_2^2 B^2} \quad (5.31)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{n_1 q \mu_1^2 B}{1 + \mu_1^2 B^2} + \frac{n_2 q \mu_2^2 B}{1 + \mu_2^2 B^2} \quad (5.32)$$

Look ve arkadaşlarının çözümü aşağıdaki şekilde özetlenebilir. Eğer, $\sigma_1 = n_1 q \mu_1$, $\sigma_2 = n_2 q \mu_2$, $R_1 = 1/n_1 q$ ve $R_2 = 1/n_2 q$ olarak tanımlanırsa Eş. 5.31 ve 5.32 aşağıdaki biçime sokulabilir.

$$\frac{1}{B^2} = S_\rho \frac{\rho_0}{\Delta \rho} - Y \quad (5.33)$$

$$\frac{1}{B^2} = S_R \frac{R_0}{\Delta R} - Y \quad (5.34)$$

Bu eşitliklerde,

$$\rho = 1/\sigma, \quad (5.35)$$

$$\rho_0 = \rho(B = 0), \quad (5.36)$$

$$\Delta \rho = \rho(B) - \rho_0, \quad (5.37)$$

$$R_0 = R(B = 0), \quad (5.38)$$

$$\Delta R = R(B) - R_0, \quad (5.39)$$

$$\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2, \quad (5.40)$$

$$R_0 = \frac{\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}, \quad (5.41)$$

$$S_\rho = \frac{\sigma_1 \sigma_2 (\sigma_1 R_1 - \sigma_2 R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}, \quad (5.42)$$

$$S_R = \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2 (R_1 + R_2) (\sigma_1 R_1 - \sigma_2 R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 (\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2)}, \quad (5.43)$$

olarak belirtilmiştir. $R(B)$ 'nin B^2 'ye karşı grafiğinin eşleştirilmesinden R_0 bulunur.

Eş. 5.33 ve 5.34'ün eşleştirilmelerinden S_ρ , S_R ve Y bulunur. Eğer,

$$\beta = \frac{S_\rho}{S_R}, \quad (5.44)$$

$$T = \frac{(R_0 \sigma_0)^2}{S_\rho}, \quad (5.45)$$

$$A = (2 + T + T / \beta^2) / (1 - T / \beta), \quad (5.46)$$

$$b = (-A + \sqrt{A^2 - 4} / 2), \quad (5.47)$$

$$c = (\beta - 1/b) / (b - \beta), \quad (5.48)$$

olarak tanımlanırlarsa sonuç olarak aşağıdaki hareketlilik ve iletkenlik sonuçları bulunur. İki taşıyıcı yönteminde manyetik alan yokluğundaki öz direnç (ρ_0) biliniyor olarak varsayılmıştır;

$$\mu_2 = R_0 \sigma_0 \frac{1+bc}{1+b^2c} \quad (5.49)$$

$$\mu_1 = b\mu_2 \quad (5.50)$$

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_0}{1+bc} \quad (5.51)$$

$$\sigma_1 = bc\sigma_2 \quad (5.52)$$

5.6.4. Hareketlilik spektrumu (MS) yöntemleri

Hareketlilik spektrumu yöntemlerinin en önemli özelliği, taşıyıcı iletkenliğini iyi belirlenmiş temel bir kavram olarak kabul etmemesidir. Taşıyıcının hareketliliğini devamlı bir değişken olarak ele alır ve iletkenlik yoğunluğu fonksiyonlarının varlığını (deşikler için $s^p(\mu)$ ve elektronlar için $s^n(\mu)$) kabul eder. Bu fonksiyonlar,deşik ya da elektron, ilgili taşıyıcının iletkenliğini μ ve $\mu + d\mu$ aralığında verir. İncelenen materyalin toplam iletkenliği ise tüm hareketlilikler üzerinden integralinin alınması ile bulunur. Eş. 5.26 ve 5.27'yi integral şekliyle yazabiliriz.

$$\sigma_{xx}(B) = \int_0^\infty \frac{s^p(\mu) + s^n(\mu)}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \quad (5.53)$$

$$\sigma_{xy}(B) = \int_0^\infty \frac{(s^p(\mu) - s^n(\mu))\mu B}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \quad (5.54)$$

Hareketlilik spektrumu yöntemleri, eğer iletkenlik yoğunluğu fonksiyonları sınırlı sayıda delta fonksiyonlarının toplamı gibi düşünülürlerse iki taşıyıcı yöntemi gibi olan çoklu taşıyıcı yöntemine indirgenebilir. Bu sayede, iletkenlik yoğunluğu fonksiyonundaki pikleri klasik bağlamda birer taşıyıcı olarak düşünebiliriz. Piklerin olabildiğince şiddetli ve dar olması klasik bağlamda taşıyıcı olarak düşünülmesini daha doğru kılar. QMSA araştırmalarında piklerin şekillerinin incelenmesi, halen süregelen bir araştırma konusudur [113, 114].

Eş. 5.53 ve 5.54'ü çözmek için ilk girişim Beck ve Anderson tarafından yapılmıştır [115]. Beck ve Anderson çözümlerinde çok genel bir yöntem kullanmışlardır. Çözümleri, ileride verilecek olan matris denklemlerinin özdeğerlerinden hesaplanabilecek bir spektruma bağlıdır. Bu şekli ile çözümleri, genel bir çözümünden öte, çözümün zarfı biçimindedir. Beck ve Andersonun zarf sonucu, bazı gruplar tarafından sonlu taşıyıcı yöntemleri ile birleştirilip, sonunda da en küçük kareler yöntemiyle iyileştirilerek kullanılmıştır [98, 116].

5.6.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi

İletkenlik yoğunluğu fonksiyonları $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ 'i bulmak için Eş. 5.53 ve 5.54'ü çözmekte kullanılan yaklaşım, sonlu toplama sahip ortalama integral çözümüdür [117, 118]. Bu durumda, iletkenlik yoğunluğu fonksiyonları $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ için lineer denklemler çözülür. Sonlu eşitlikler aşağıdaki gibidir

$$\sigma_{xx}(B_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(s^p(\mu_i) + s^n(\mu_i))\Delta\mu_i}{1 + \mu_i^2 B_j^2} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i^{xx}}{1 + \mu_i^2 B_j^2}, \quad (5.55)$$

$$\sigma_{xy}(B_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(s^p(\mu_i) - s^n(\mu_i))\mu_i B_j \Delta\mu_i}{1 + \mu_i^2 B_j^2} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i^{xy} \mu_i B}{1 + \mu_i^2 B}. \quad (5.56)$$

Burada;

$$S_i^{xx} = (s^p(\mu_i) + s^n(\mu_i))\Delta\mu_i, \quad (5.57)$$

$$S_i^{xy} = (s^p(\mu_i) - s^n(\mu_i))\Delta\mu_i, \quad (5.58)$$

şeklindedir ve m , oluşturulacak hareketlilik spektrumundaki noktaların sayısıdır. Eş. 5.55 ve 5.56’da j , “1” den “ n ” e kadar gider ki, burada n deneysel ölçüm sayısıdır. Eş. 5.57 ve 5.58’in çözülebilmesi için öncelikle Eş. 5.55 ve 5.56’nın tekrar düzenlenmesi gerekir.

$$S_i^{xx} = (1 + \mu_i^2 B_i^2) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j \neq i}^m \frac{S_j^{xx}}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad (5.59)$$

$$S_i^{xy} = \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j \neq i}^m \frac{S_j^{xy} \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad (5.60)$$

S_i^{xx} ve S_i^{xy} ’nin başlangıç değerleri için tahmini ön değerler atanır ve sonrasında iterasyon işlemine geçilir. İterasyonun k . adımını $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ şeklinde isimlendirelim. Ön değerler, Beck ve Anderson spektrumu olabileceği gibi $S_i^{xx}(0) = 1$ ve $S_i^{xy}(0) = 0$ olarak da alınabilir. Her iki yaklaşımda da başarılı sonuçlar elde edilir. Eğer, önceki iterasyondan elde edilen $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ değerleri, Eş. 5.55 ve 5.56’daki yerlerine konulur ve yeni değerler olabildiğince kısa sürede kullanılırsa $S_i^{xx}(k+1)$ ve $S_i^{xy}(k+1)$ ’a ait değerler Gauss-Seidel iteratif yöntemi adı verilen işlemle bulunabilir:

$$S_i^{xx}(k+1) = (1 + \mu_i^2 B_i^2) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xx}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad (5.61)$$

$$S_i^{xy}(k+1) = \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad (5.62)$$

Eğer $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ Eş. 5.58 ve 5.59'un sağ taraflarında sırasıyla toplanır ve çıkarılırsa aşağıda ki denklemler bulunabilir.

$$S_i^{xx}(k+1) = (1 - \omega) S_i^{xx}(k) + \omega \left\{ (1 + \mu_i^2 B_i^2) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] - S_i^{xx} \right\} \quad (5.63)$$

$$S_i^{xy}(k+1) = (1 - \omega) S_i^{xy}(k) + \omega \left\{ \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] - S_i^{xy} \right\} \quad (5.64)$$

Burada, ω bir katsayıdır. Sonuçta ortaya çıkan iteratif algoritmaya SOR (Successive Over Relaxation) algoritması adı verilir ve kullanılan ω katsayısı iteratif işlemin yakınsama hızını kontrol eder. $S_i^{xx}(k+1)$ ve $S_i^{xy}(k+1)$ değerlerinde olacak değişimlerin kontrolü, $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ değerlerinin pozitif olma şartıyla sınırlandırılmıştır. Bu iteratif algoritmanın yakınsaması, her bir deneysel veri için yapılır. Sonuçta aşağıdaki hata fonksiyonu minimize edilmeye çalışılır.

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(\sigma_{xx}^{deneysel}(B_j) - \sigma_{xx}^{teorik}(B_j))^2 + (\sigma_{xy}^{deneysel}(B_j) - \sigma_{xy}^{teorik}(B_j))^2}{(\sigma_{xx}^{deneysel}(B_j) + \sigma_{xy}^{deneysel}(B_j))^2} \quad (5.65)$$

Eş. 5.65'deki σ_{xx}^{teorik} ve σ_{xy}^{teorik} değerleri Eş. 5.53 ve 5.54'den elde edilmiştir. Bu hata fonksiyonunun kullanımı, boyutsuz olması ve deneysel verilere ağırlık sağlaması sebebiyle uygun görülmüştür. İteratif işlemin yakınsama hızını kontrol eden ω katsayısının $\omega = 0,01$ değeri hesaplama hızı ve spektrumdan edinilen bilgi açısından incelendiğinde en uygun sonucu verir. Daha hassas sonuçlar elde

edebilmek için, $\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ için, deneysel noktalar arasında Gaussiyen teknik kullanılarak yapılan bir interpolasyon işlemi uygulanır.

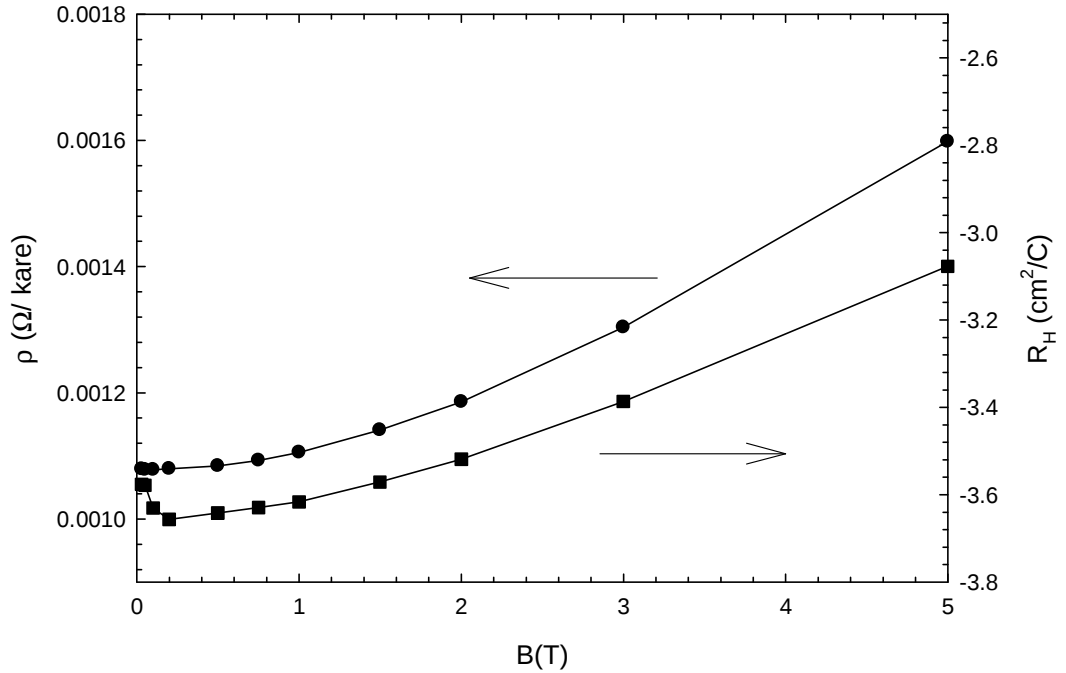
5.6.6. İnterpolasyon ve ekstrapolasyon yöntemleri

Eş. 5.55 ve 5.56, m bilinmeyene sahip n eşitlikten oluşan bir set tanımlar. Burada n , deneysel veri sayısıdır (yaklaşık 10 – 25 kadar) ve m ise spektrumdaki nokta sayısıdır (yaklaşık 400 kadar). Deneysel veri, m sayıdaki herbir spektrum noktasına interpolate edilerek ve SOR yöntemi kullanılarak, Eş. 5.55 ve 5.56 yardımı ile çözülebilir. Eş. 5.65’de verilen χ^2 ise sadece B_j ’ye bağlı orjinal deneysel veriler kullanılarak hesaplanabilir. Buna ilaveten, sıfırdan farklı en küçük ve en büyük hareketlilik değer aralığı seçilmelidir. Bunun için m değeri kullanarak Eş. 5.55 ve 5.56 içindeki $\Delta\mu_j$ değeri belirlenir. Hareketlilik değer aralığı bulunduktan sonra ilgili manyetik alan aralığı değerlerine ihtiyaç duyulur. Bu aralık, ölçümlerde kullanılan manyetik alan değerlerinden büyük olabilir. Tek bir taşıyıcının bulunduğu durum ele alındığında σ_{xy} , $\mu B = 1$ için en büyük değeri alır. Bu sebeple manyetik alan aralığının uç değerleri olarak $B_{maks} = 1/\mu_{min}$ ve $B_{min} = 1/\mu_{maks}$ alınabilir. QMSA, analizi, $\mu_{min} = 100 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ olarak alır ki bu $B_{maks} = 100 \text{ T}$ değerini verir. Gerçekte bu kadar yüksek manyetik alan değerlerine çıkılamaz. Veriler, yüksek alanlara ekstrapole edilir. Ekstrapolasyon eşitliklerini oluşturmada σ_{xx} ve σ_{xy} ’nin büyük alanlar için olan fonksiyonu ve veri ile türevinin en büyük deneysel manyetik alanlarda dahi sürekli olma şartına bakılır. Deneysel veri, yaklaşık 6 kadar yeni manyetik alan noktasına ekstrapole edilir. Bunun dışında 4 Gaussiyen interpolasyon noktası da, Eş. 5.55 ve 5.56’da kullanılan m adet noktayı oluşturmakta kullanılır. QMSA’nın uyguladığı interpolasyon ve ekstrapolasyon yöntemleri sayesinde analizi yapılan numune sonuçlarında $\mu_{min} B_{maks} = 0.5$ değerlerine kadar başarılı sonuçlar aldığı görülmüştür [119, 120].

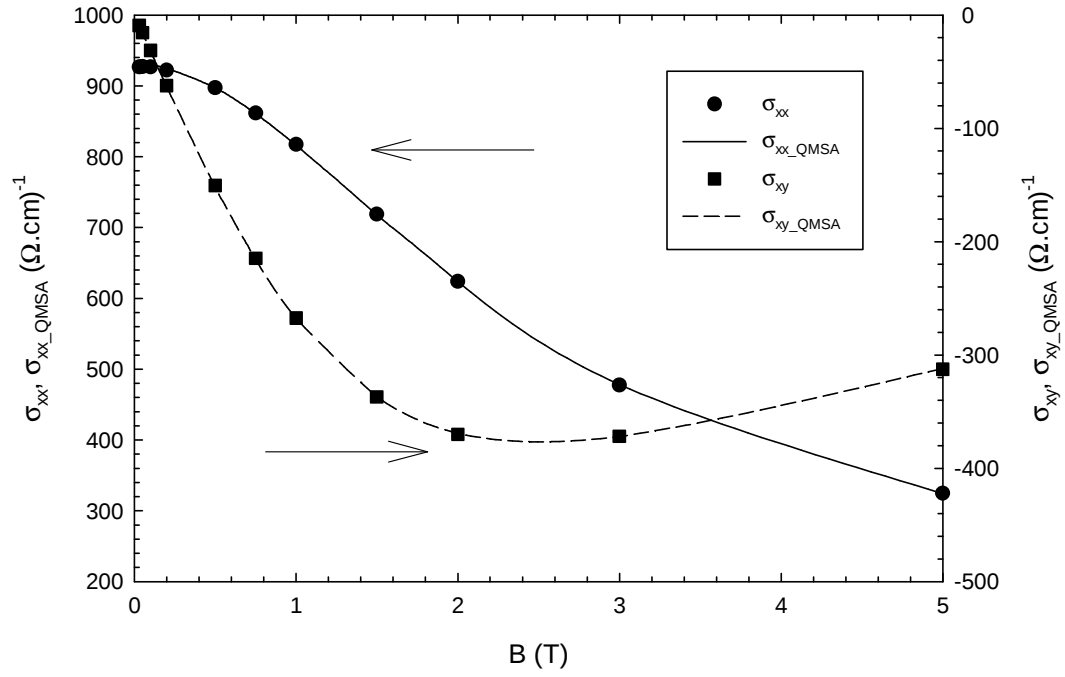
5.6.7. Pik bulma

Eş. 5.54 ve 5.55 çözüldükten sonra geriye sadece $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ fonksiyonları için pik aramak kalır. Bu piklerin ayrı ayrı integralleri alınırsa, o pikin tanımladığı taşıyıcının iletkenliği bulunur. Ayrık durumdaki piklerde bu işlemi yapmak son derece kolaydır. Arka plan değerinin üstü eşik olarak alınır ve pikin tepe noktası taşıyıcının hareketliliği olarak atanır. İki taşıyıcının pikleri birbirine karışacak kadar yakınlarsa işlem daha zorlaşır. Literatürde piklerin genişliğini veren bir formül olmadığından dikkat edilmesi gereken tek durum pikler arasında ki düşüş yaşanan bölgedir.

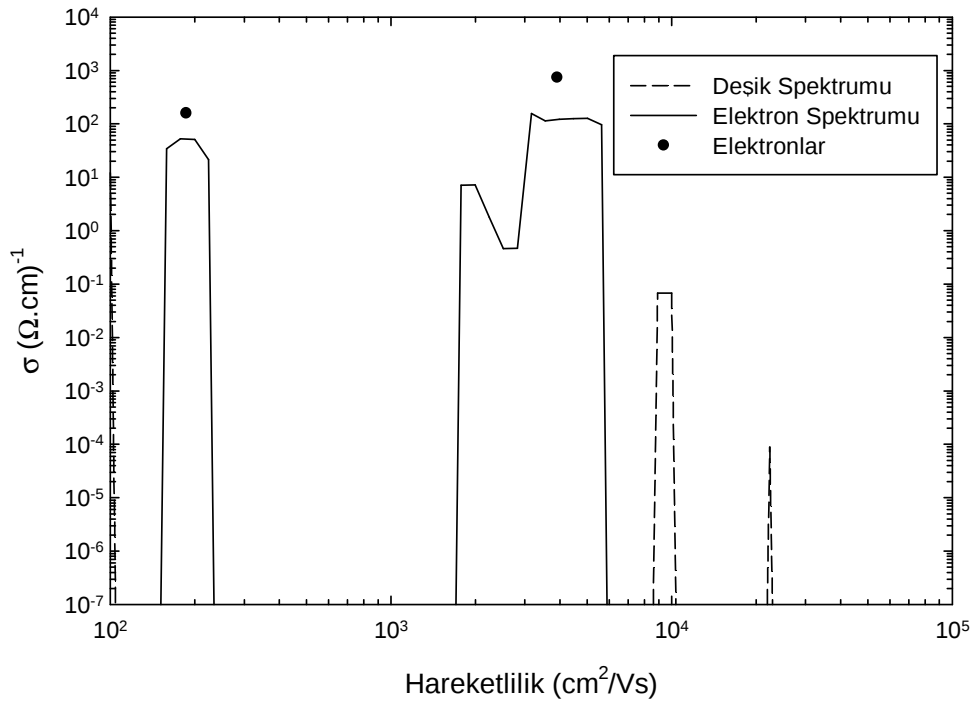
Şekil 5.8’de bir AlGaAs/GaAs çokluyapı örneğine ait ölçülen manyetik alan bağımlı öz direnç ve Hall katsayıları, Şekil 5.9’da bunlardan hesaplanan iletkenlik tensörleri ve QMSA ile eşleştirme sonucu elde edilen iletkenlik tensörleri, Şekil 5.10’da da sonuç olarak elde edilen deşik ve elektron hareketlilik spektrumları ve pik bulma işlemiyle elde edilen iki elektron taşıyıcısı gösterilmiştir.



Şekil 5.8. Örnek bir AlGaAs/GaAs çokluyapısı için ölçülen 2-boyutlu öz direncin ve 2-boyutlu Hall katsayısının manyetik alana bağımlılığı. Çizgiler göze kolaylık olması için eklenmiştir



Şekil 5.9. Bir önceki şekildeki örneğin deneysel sonuçlarından hesaplanan iletkenlik tensörleri (işaretler) ve QMSA analizi sonucunda eşleştirilen iletkenlik tensörü sonuçları (çizgiler)



Şekil 5.10. Önceki iki şekilde de incelenen örneğin QMSA analizi sonrası elde edilen hareketlilik spektrumu. Bu örnek için iki elektron taşıyıcısına sahip olduğu bulunmuştur. Bu iki elektron tekil taşıyıcı olarakta grafik üzerinde yuvarlak işaretlerle gösterilmiştir

6. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi (NANOTAM) bünyesinde MOVPE yöntemi ile büyütülen B27 ve B60 kodlu $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$, B413 ve B414 kodlu $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ ve, B602 ve B609 kodlu $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapı numunelerin elektriksel ve manyetik iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla, numunelerin yaklaşık 20 – 350K sıcaklık ve 0 – 1,5T manyetik alan aralığında öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri, Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırmalar Laboratuvarı (STARLAB) bünyesindeki Hall etkisi ölçüm sisteminde yapıldı.

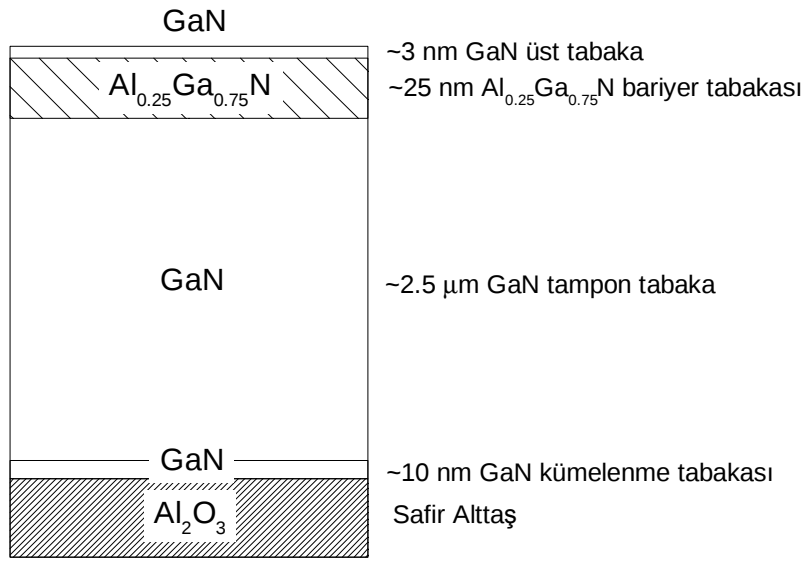
6.1. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT Yapıları – B27 ve B60

Bu tez dahilinde incelenen 6 numuneden B27 ve B60 kodlu $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılarının özellikleri bu bölümde incelenecektir.

6.1.1. Kristal büyütme detayları

Yarıiletken tabakalar c-yüzlü (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine düşük basınçlı MOVPE reaktöründe büyütüldü. Tabakaların büyütülmesinden önce safir alttaşlar H_2 atmosferinde 1100 °C sıcaklıkta temizlendi. İlk olarak 25 nm kalınlığında GaN kümelenme tabakası 500 °C sıcaklıkta büyütüldü. Reaktör basıncı alttaş temizliğinde ve kümelenme tabakası büyütülme esnasında 50 mbar'lık basınçta tutuldu. Düşük sıcaklıktaki kümelenme tabakasının büyütülmesinden sonra numune yüksek sıcaklığa çıkarılarak, tavlama ve kristalize olması sağlandı. Numunenin GaN tampon tabakasının öz direnci ve yüzey bozukluğu, iki aşamalı büyütme yöntemindeki sıcaklığın yükselme hızı, tavlama sıcaklığı ve kümelenme tabakası kalınlığına yakından bağlıdır [121, 122]. B27 ve B60 numuneleri için iki aşamalı büyütme yöntemi, sıcaklık yükselme süreleri sırasıyla 2.5 ve 5 dakika, tavlama sıcaklıkları ise sırasıyla 1100 ve 1050 °C olarak uygulandı.

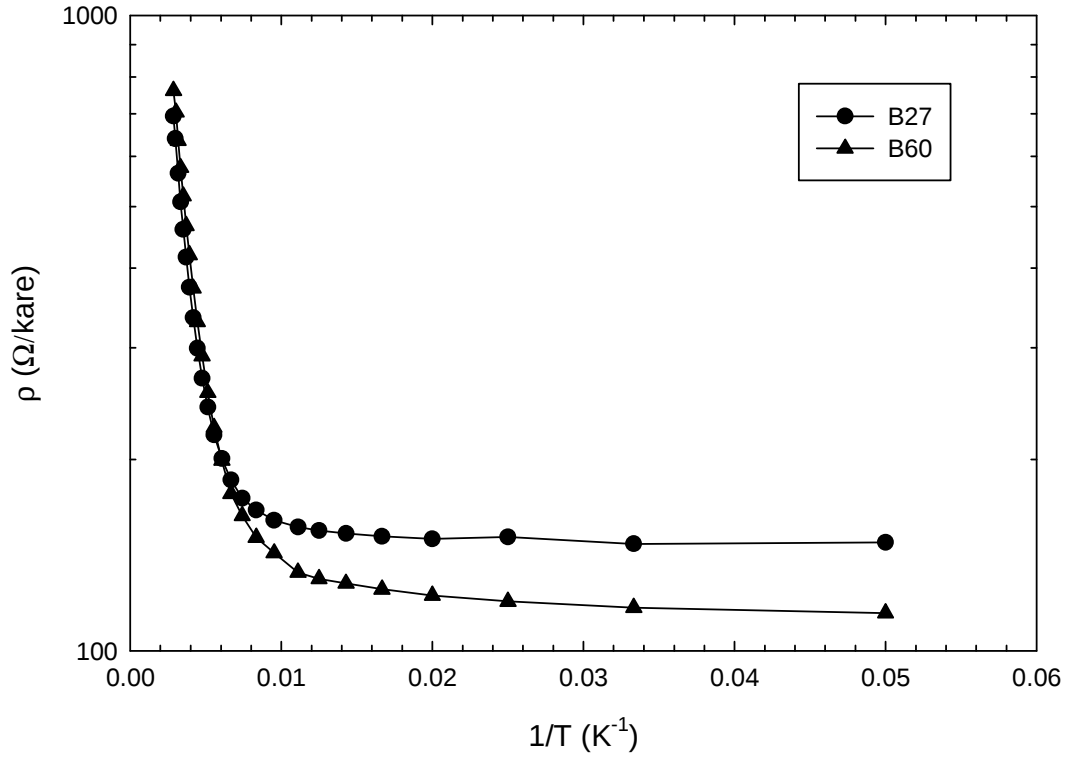
Daha sonra, tavlannmış kümelenme tabakası üzerine dislokasyonları azaltıcı yaklaşık $2.5 \mu\text{m}$ kalınlığında GaN tampon tabakası, sabit büyütme koşullarında büyütüldü. Son olarak aynı koşullarda, 25 nm kalınlığında $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ bariyer tabakası ve 3 nm kalınlığında iletkenlik bandı devamsızlığını düşürerek Ohmik kontak almaya yardımcı olan GaN üst tabaka büyütüldü. Epitaksiyel tabakaların tamamı katkısız olarak büyütüldü. B27 ve B60 numunelerine ait katman detayları Şekil 6.1 de verildi.



Şekil 6.1. Bu çalışmada incelenen $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapıları. Şekildeki kalınlıklar orantılı değildir

6.1.2. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılarında özdirenc ölçümleri Van der Pauw yöntemi kullanılarak 20 – 350 K arasında 25 sıcaklık ve 0 – 1,5 T arasında 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Manyetik alanın yokluğunda özdirencin sıcaklığın tersine bağlı değişimi Şekil 6.2’ de verildi. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılarında sıcaklığa bağlı özdirenc metalik davranış sergilemekle birlikte düşük sıcaklıklarda B60 daha düşük özdirenc göstermektedir. Yüksek sıcaklık davranışları her iki numunede de yaklaşık olarak aynıdır. Düşük sıcaklıklarda özdirencin düşmesi, mobilite incelemelerinde açıklanacaktır.



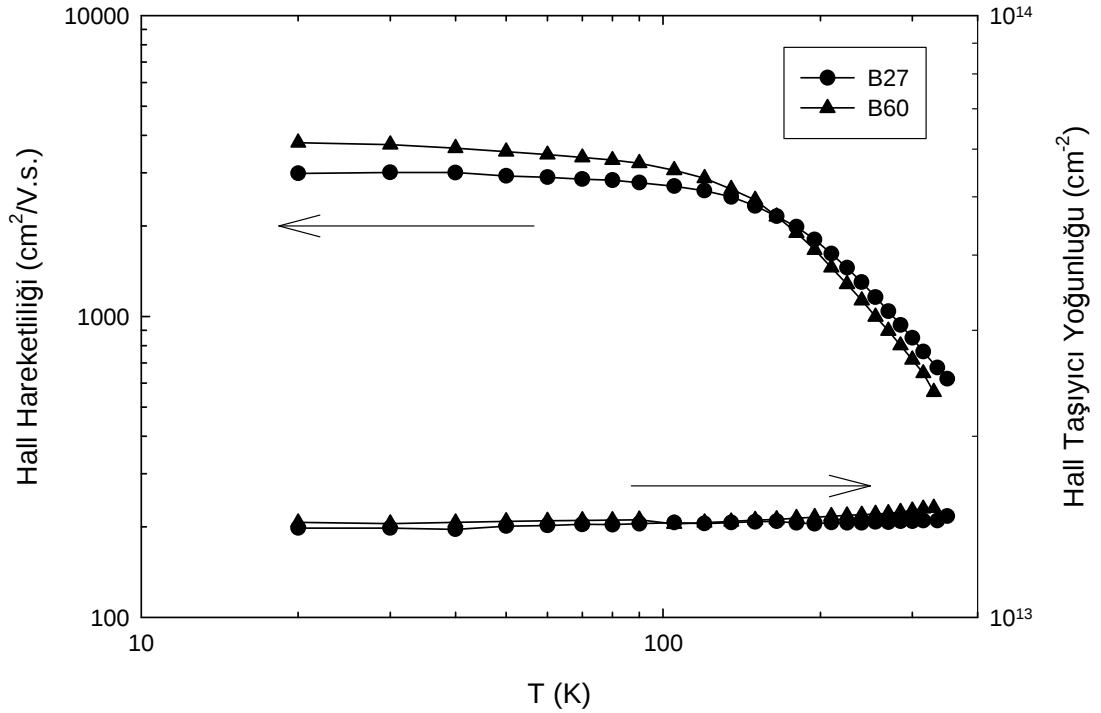
Şekil 6.2. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılarına ait öz direncin sıcaklığın tersine bağlı değişimi. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur

6.1.3. Hall sonuçlarının sıcaklığa bağlı değişimi

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT yapılarında Hall etkisi ölçümleri Şekil 5.3’ de verilen geometriler kullanılarak yapıldı. Hall etkisi ölçümleri 20 – 350 K aralığında 25 sıcaklık noktasında, her bir sıcaklık noktası için 0 – 1,5 T aralığında 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Numunede uygulanan sıcaklık aralığı boyunca Hall katsayısının negatif davranış gösterdiği görüldü. Bu davranış, serbest taşıyıcıların elektronlar olduğunu gösterir. B27 ve B60 numunelerinin 0.5T’da ölçülmüş Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi Şekil 6.3’de verildi.

Şekil 6.3’den de görüldüğü gibi, her iki numunede de Hall hareketliliği 100 K’den düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir. 100 K’den yüksek sıcaklıklarda ise Hall hareketliliği, artan sıcaklıkla optik fonon saçılmasına ait olan $T^{-3/2}$ bağımlılığına uygun şekilde azalmaktadır. Dolayısıyla numunelerde, yüksek sıcaklıklarda önemli derecede optik fonon saçılması baskındır. Hall taşıyıcı

yoğunluğu ise genel olarak çalışılan tüm sıcaklık aralığında sıcaklıktan bağımsız bir davranış gösteriyor denilebilir. Yüksek sıcaklıklarda, safsızlıkların ısı yolla uyarımından gelen az sayıdaki taşıyıcılar, Hall taşıyıcı yoğunluğunda bir miktar artışa sebep olmuşlardır.



Şekil 6.3. B27 ve B60 numunelerinin ölçülen Hall hareketliliklerinin ve Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur

Elektron hareketliliğinin düşük sıcaklıklarda azalmaması ve sıcaklıktan bağımsız hale gelmesi, elektronların bu sıcaklıklardaki elektron hareketliliğine önemli etkisi olan safsızlık saçılmasına uğramadıklarını gösterir. Safsızlık saçılması, 3-boyutlu elektron iletiminde düşük sıcaklıklardaki en etkili saçılma mekanizmasıdır. Numunelerin bu saçılma mekanizmasından etkilenmemesi, iletimin 3-boyutlu olmadığını gösterir. İletim, gerçekten de $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{GaN}$ arayüzeyinde oluşan birkaç nm'lik bir kuyuda 2-boyutlu olarak gerçekleşir ve bu kadar küçük bir alanda hareket eden elektronlar numune içine gelişigüzel olarak dağılmış safsızlıklardan sadece kuyuya yakın olanları ile etkileşirler. Hall hareketliliğinin bu davranışı ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız oluşu 2-boyutlu elektron gazının tipik özelliğidir.

B27 ve B60 için oda sıcaklığında ölçülen Hall hareketlilikleri sırasıyla $850 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $719 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ iken Hall taşıyıcı yoğunlukları yine sırasıyla $1,44 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ve $1,50 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ olarak ölçüldü. B27 ve B60 için, 20 K sıcaklığında ise Hall elektron hareketlilikleri sırasıyla $3013 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ve $3780 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ olarak ölçülmüştür. Düşük sıcaklıklardaki Hall elektron hareketliliğindeki bu büyük fark 3 farklı mekanizma tarafından oluşmuş olabilir. Bu 3 mekanizma 2-boyutlu iletim sistemlerinde düşük sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizmaları olarak karşımıza çıkarlar:

1. Arka plan safsızlık saçılması,
2. Alaşım saçılması,
3. Arayüzey bozukluğu saçılması,

Her iki numunenin de aynı reaktörde yakın zamanda büyütüldükleri göz önüne alarak safsızlık değerleri aynı olarak kabul edilebilir. Aynı şekilde, numunelerdeki $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ katmanlarının alaşım oranıda her iki numunede aynıdır. Dolayısıyla, düşük sıcaklıklardaki Hall hareketliliğindeki farkı yaratabilecek tek mekanizma arayüzey bozukluğu olarak görülmektedir.

6.1.4. Saçılma analizi

Numunelerdeki hareketliliğin nitel olarak incelenmesinin yanısıra, nicel olarak incelenmesi ile de birçok önemli parametreler elde edilebilir. Birbirlerinden bağımsız saçılma mekanizmalarının ölçülen Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunluğu değerlerine eşleştirilmesine saçılma analizi adı verilir.

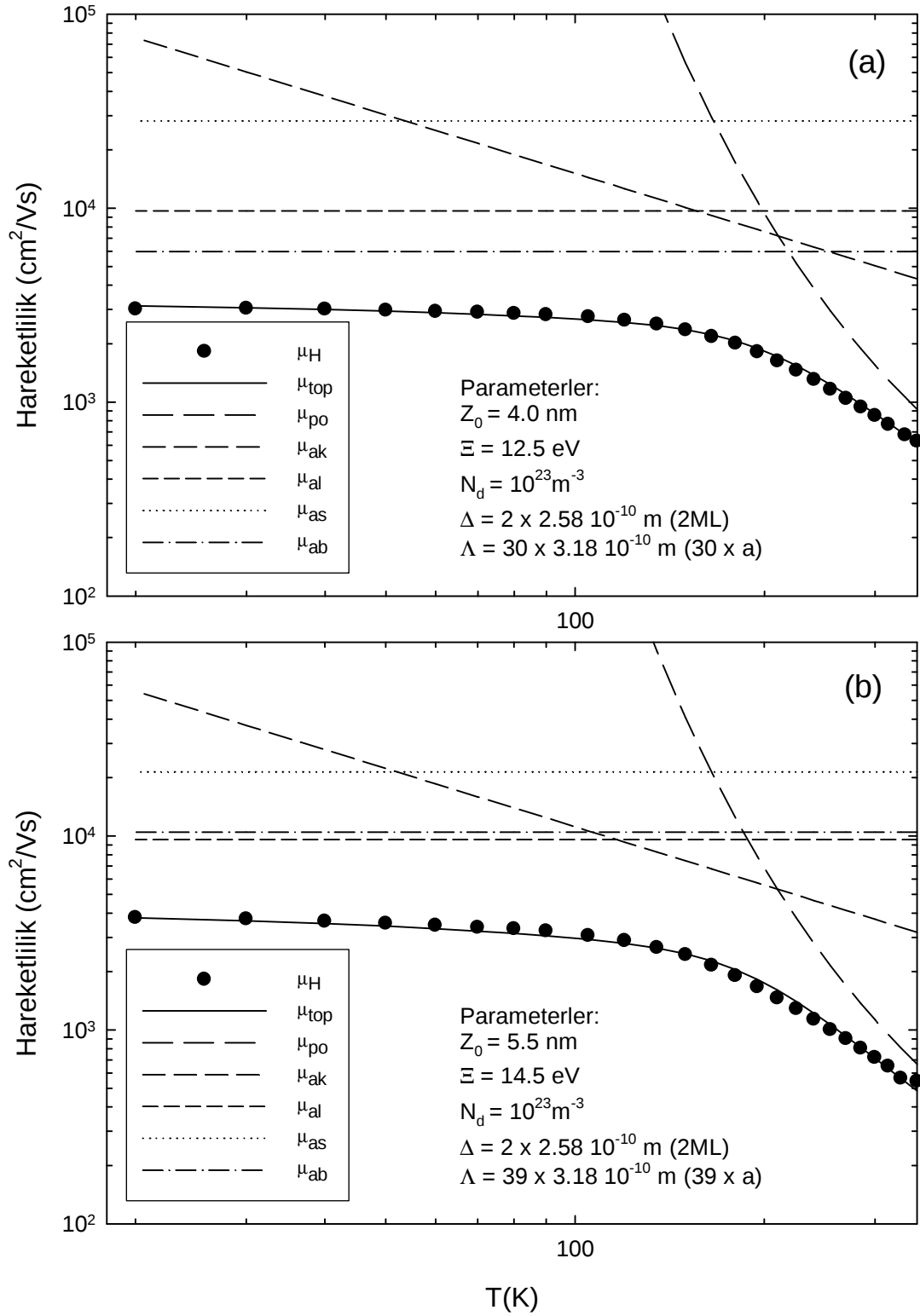
Bu bölümde, Bölüm 4.4’de ayrıntıları ile incelenmiş, birbirlerinden bağımsız olarak elektron hareketliliğini sınırladıkları kabul edilmiş, polar optik fonon, akustik fonon, alaşım, arka plan safsızlık ve arayüzey bozukluğu saçılmaları kullanılarak saçılma analizi yapılmıştır. Analizlerde kullanılan temel parametreler Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4’de verildi. Hesaplamalarda arka plan safsızlık miktarı (N_d) olarak 10^{23} m^{-3} [123]

ve arayüzey bozukluğunun yanal boyut değeri (Δ) ise $2 \times 2,58 \times 10^{-10}$ m (iki monotabaka kalınlığı) [124] olarak alınmıştır. Diğer parametreler, kuyu genişliği (Z_0), deformasyon potansiyeli (Ξ) ve korelasyon uzaklığı (Λ) ise ayarlanabilir parametreler olarak bırakılmıştır.

Mattheisen kuralı yaklaşımıyla, her bir bağımsız saçılma mekanizması toplanmış ve toplam sınırlanan hareketlilik değerleri bulunmuştur. İlk olarak, 0.5 T manyetik alan altında ölçülen ve Şekil 6.3’de verilen sıcaklığa bağlı Hall hareketliliği ve düşük sıcaklık Hall taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak, saçılma mekanizmaları ölçülen değerlerle eşleştirildi. Eşleştirme sonuçları Şekil 6.4’de gösterilmiştir.

B27 numunesi, B60 numunesine göre daha düşük taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir. Şekil 4.7 ve 4.8’de görülebileceği gibi arayüzey bozukluğu saçılması, alaşım saçılması, akustik fonon saçılması ve arka plan safsızlığı saçılmaları taşıyıcı yoğunluğu ile doğrudan, optik fonon saçılması ise kuyu genişliğinin değişmesi ile dolaylı yoldan ilişkilidir. Şekil 6.4’ü incelediğimizde B60 numunesinde daha geniş kuvantum kuyusu olduğu anlaşılmaktadır. Daha geniş kuvantum kuyusu içindeki elektronlar arka plan safsızlıkları ile daha çok etkileşmeye girerler. Bu sebeple düşük sıcaklıklarda Hall hareketliliğindeki farkı sadece arayüzey bozukluğu belirlemez.

B60 numunesinde, B27’ye göre arka plan safsızlık saçılması daha baskındır. Fakat arayüzey bozukluğu saçılması, daha düşük korelasyon uzaklığına sahip olan yani arayüzeyi daha bozuk olan, B27’de daha baskın olarak ortaya çıkmaktadır. Düşük sıcaklıklarda Hall hareketliliğindeki farkın önemli bir kısmı arayüzey bozukluğu farkından kaynaklanmaktadır. Bunun dışında, B60 numunesinin yüksek taşıyıcı yoğunluğu akustik fonon saçılmasında da daha yüksek deformasyon potansiyel olarak kendini göstermiştir.



Şekil 6.4. (a) B27 ve (b) B60 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir

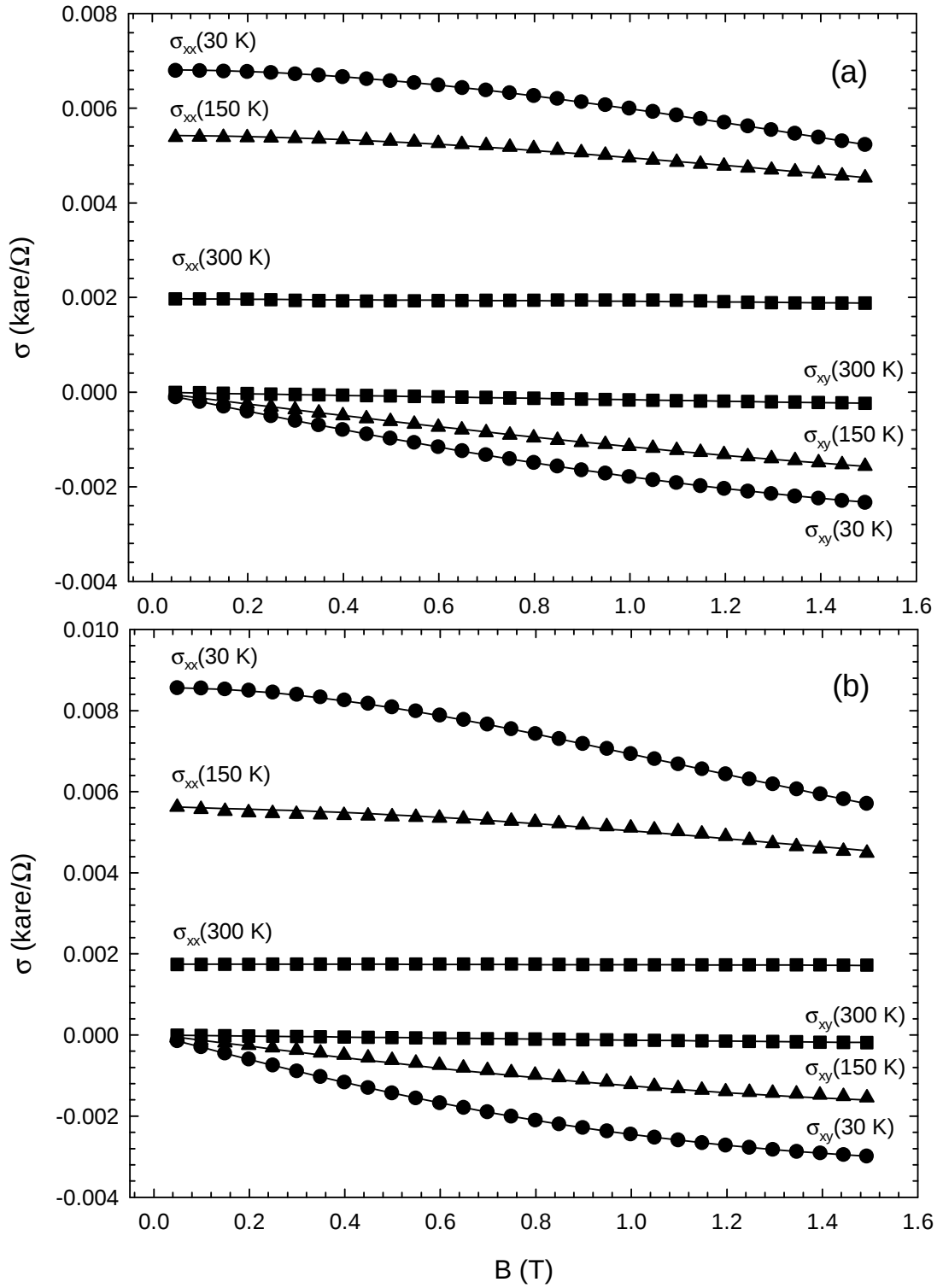
6.1.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi sonuçları

Bu çalışmada manyetik alan, numune üzerine dik uygulanarak manyetoözdirenç ölçümleri yapıldı. Ölçüm sonuçları QMSA yöntemi kullanılarak analiz edildi. Analiz sonucunda bireysel taşıyıcı parametreleri ($\mu_n, \mu_p, n, p, \sigma_n, \sigma_p$) hesaplandı.

Deneysel olarak ölçülen manyetik alana bağlı Hall katsayısı (R_H) ve özdirenç (ρ) değerlerinden hesaplanabilen manyetik alana bağlı Hall hareketliliği (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) kullanılarak, iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}), Bölüm 5.4’de bahsedildiği gibi belirlenir. Hareketlilik spektrumu, iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağımlılığının iteratif incelenmesi ile bulunur.

Şekil 6.5’de (a) B27 ve (b) B60 numuneleri için manyetik alana bağlı Hall katsayısı (R_H) ve özdirenç (ρ) değerlerinin giriş parametreleri olarak kullanılmalarıyla hesaplanabilen manyetik alana bağlı Hall hareketliliği (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) kullanılarak iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları ve QMSA analizini sonucunda elde edilen eşleştirmeleri 3 farklı sıcaklık için gösterilmiştir. Şekilden de görülebileceği gibi eşleştirme sonuçları mükemmel uyum göstermektedir. Deneysel ve teorik iletkenlik tensörleri arasındaki uyum B27 ve B60 yapıları için QMSA metodundan elde edilen hareketlilik spektrumlarının doğruluğunun bir göstergesidir. Tüm sıcaklık adımlarında benzer analizler yapıldı ve her sıcaklıktaki hareketlilik spektrumları çıkarıldı.

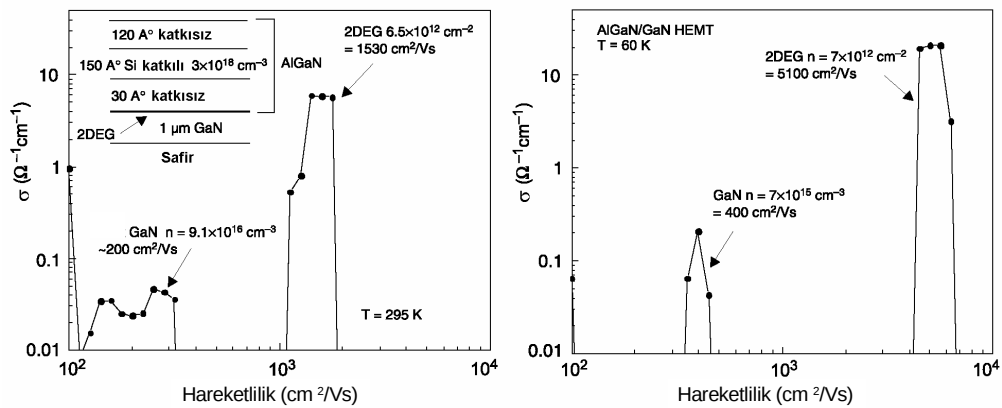
20-350 K arasında 25 sıcaklık noktasında QMSA’dan elde edilen hareketlilik spektrumları B27 numunesi için Şekil 6.7’de, B60 numunesi için Şekil 6.8’de verildi. Spektrumlardan görüleceği gibi düzlemsel iletkenlik değerleri çok yüksek olmamakla birlikte AlGaIn/GaN çokluyapısından beklenebilecek mertebelerdedir. Yüksek sıcaklıklarda düşük hareketlilik bölgelerinde taşıyıcılar gözlemlenmekte, düşük sıcaklıklarda ise geriye sadece tek bir elektron taşıyıcısı kalmaktadır.



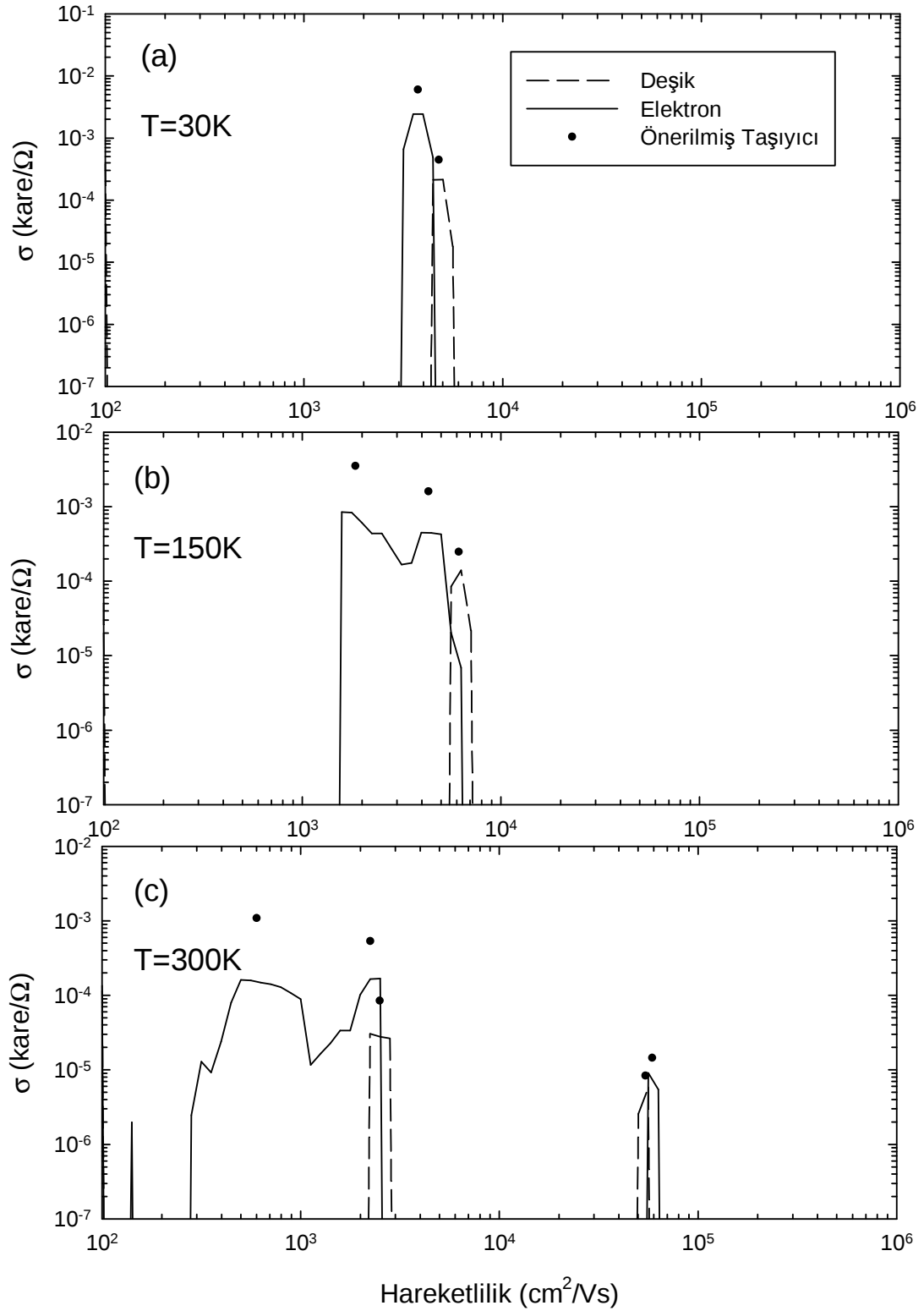
Şekil 6.5. (a) B27 ve (b) B60 numuneleri için iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları. Ölçümlerde hesaplanan iletkenlik tensörleri daire (30K), üçgen (150K) ve kare (300K) olarak gösterilmiştir. Çizgiler QMSA analizinin eşleştirme sonuçlarıdır

Yüksek sıcaklıklarda görülen düşük hareketliliğe sahip taşıyıcılar ısı yoldan uyarılmış 3-boyutlu safsızlık taşıyıcılarıdır. Fakat ölçüm sistemimizin sahip olduğu 1.5T'lık manyetik alanın getirdiği $\mu.B$ kısıtlaması sebebiyle yüksek hareketliliğe sahip taşıyıcılar gibi iyi çözülmemektedir. Spektrumlarda görülen deşikler ise, literatürde “hayalet pikler” adı verilen, iteratif yöntemin getirdiği piklerdir. Numune içinde deşik sağlayan bir mekanizma ya da çok baskın olmadıkları sürece ihmal edilirler [125].

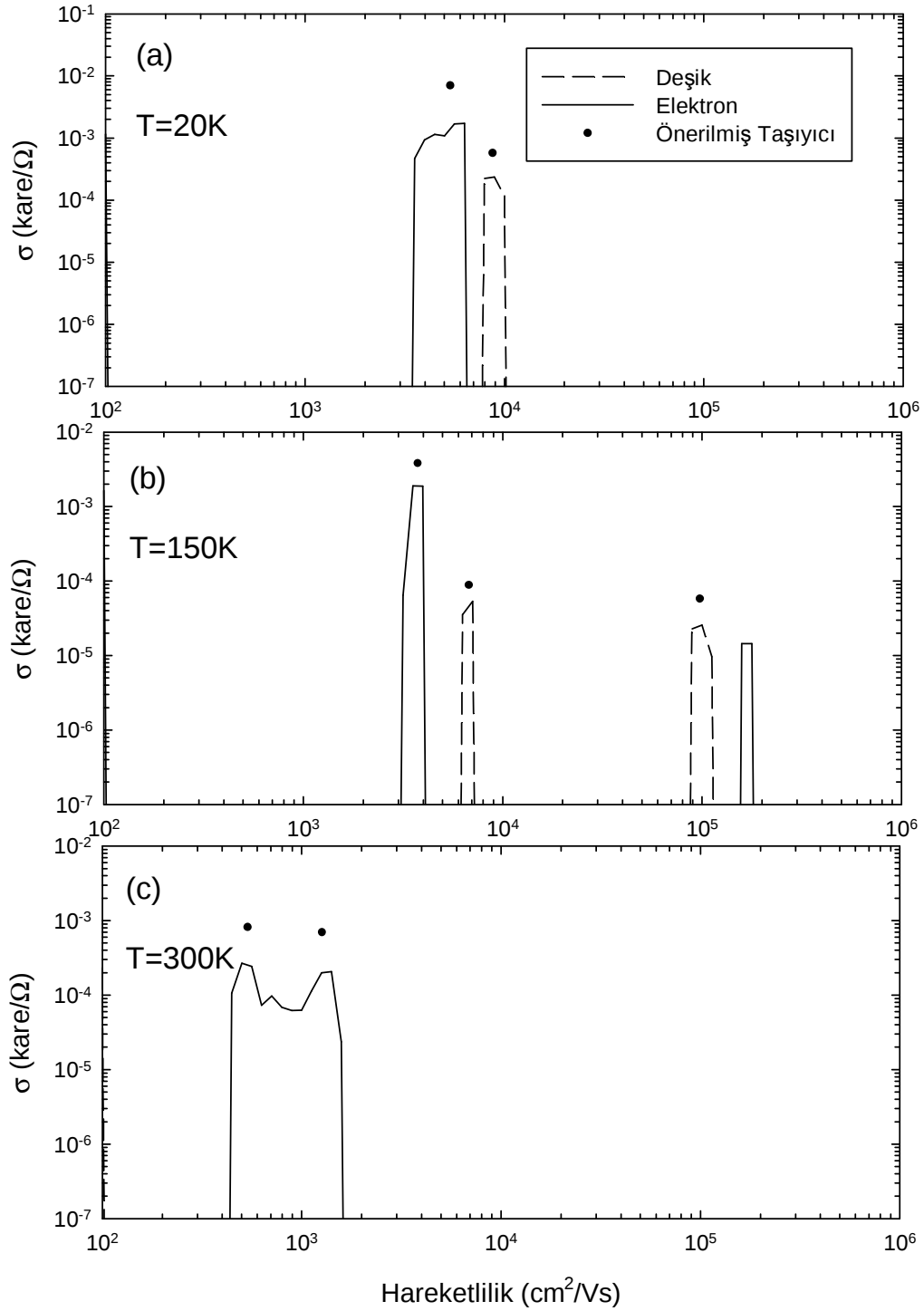
Şekil 6.7 ve 6.8’de verilen hareketlilik spektrumlarını daha iyi anlayabilmek için, bu tezde araştırma konusu olan yapılarla benzer özelliklere sahip olan fakat Si katkılı ve MBE yöntemi ile büyütülmüş olmalarından ötürü farklılıklar içeren AlGaIn/GaN HEMT yapılarından elde edilen hareketlilik spektrumları Şekil 6.6’da verilmiştir [126]. Yapı özellikleri kısaca şekil üzerinde verildi. İletkenlik düzlemsel alınmamış olmasına rağmen, bu tezde çalışılan numuneler ile aynı mertebede olduğu görülmektedir. Ayrıca hareketlilik değerleri ve ısı yoldan uyarılmış safsızlık iletiminin varlığı da benzer şekilde görülmektedir.



Şekil 6.6. MBE yöntemi ile büyütülmüş Si katkılı n -tipi tabakaya sahip AlGaIn/GaN HEMT yapısına ait hareketlilik spektrumları [126]



Şekil 6.7. B27 numunesi için (a) 30, (b) 150 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir



Şekil 6.8. B60 numunesi için (a) 20, (b) 150 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir

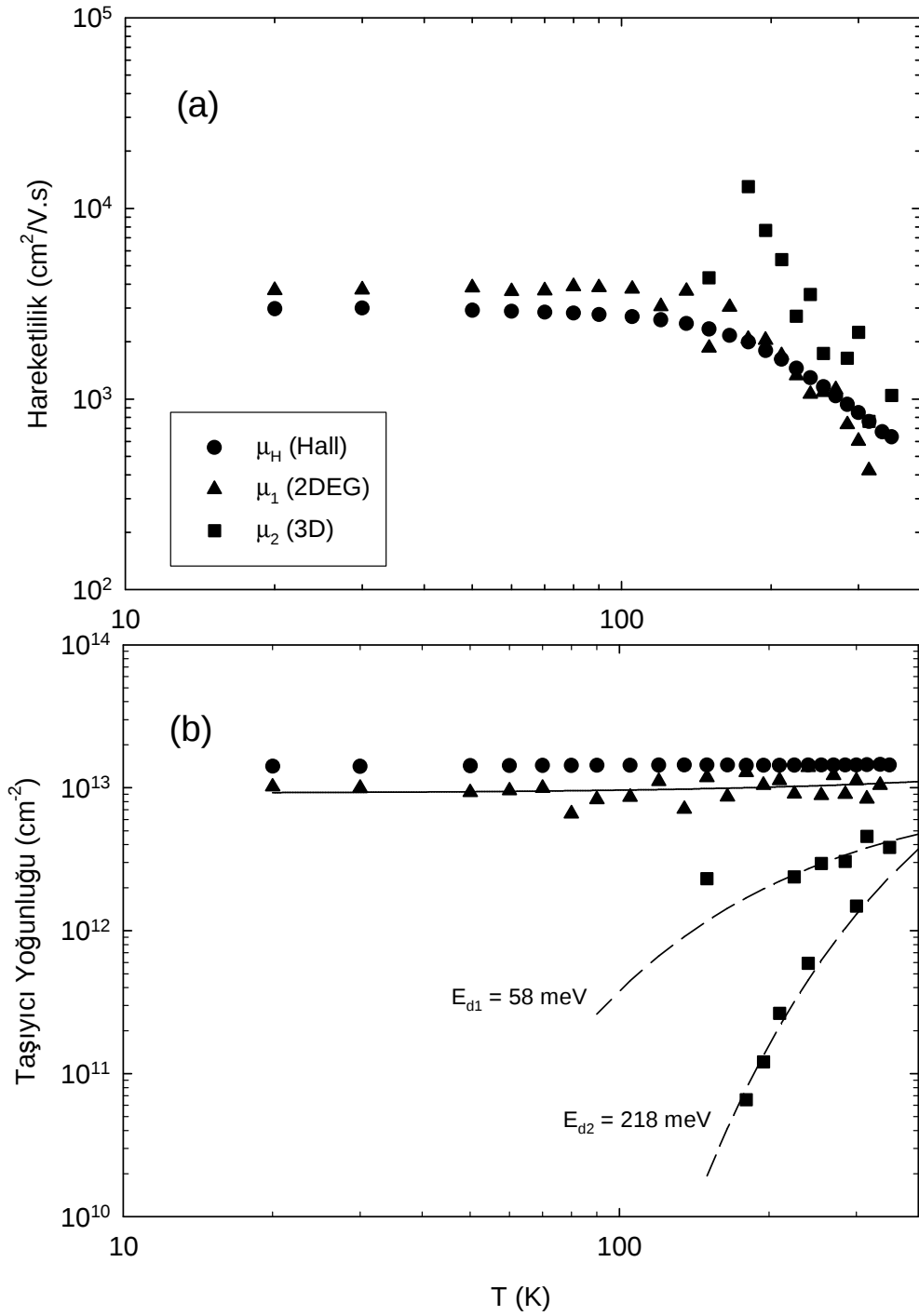
Numuneler hakkında daha iyi yorumlar yapabilmek için tüm sıcaklıklardaki QMSA analizleri kullanılarak, sıcaklığa bağlı hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu grafikleri Şekil 6.9 ve 6.10’da verildi.

Şekillerde, Hall ölçüm sonuçlarının (daire) yanı sıra QMSA tarafından ayrıştırılmış 2-boyutlu elektron (üçgen) ve 3-boyutlu elektron (kare) katkıları görülmektedir. Şekil 6.9 (a) ve 6.10 (a)’daki hareketlilik grafiklerinde tüm sıcaklıklarda 2DEG ve yüksek sıcaklıklarda ısı yoldan uyarılmış verici safsızlıkların varlığı görülmektedir.

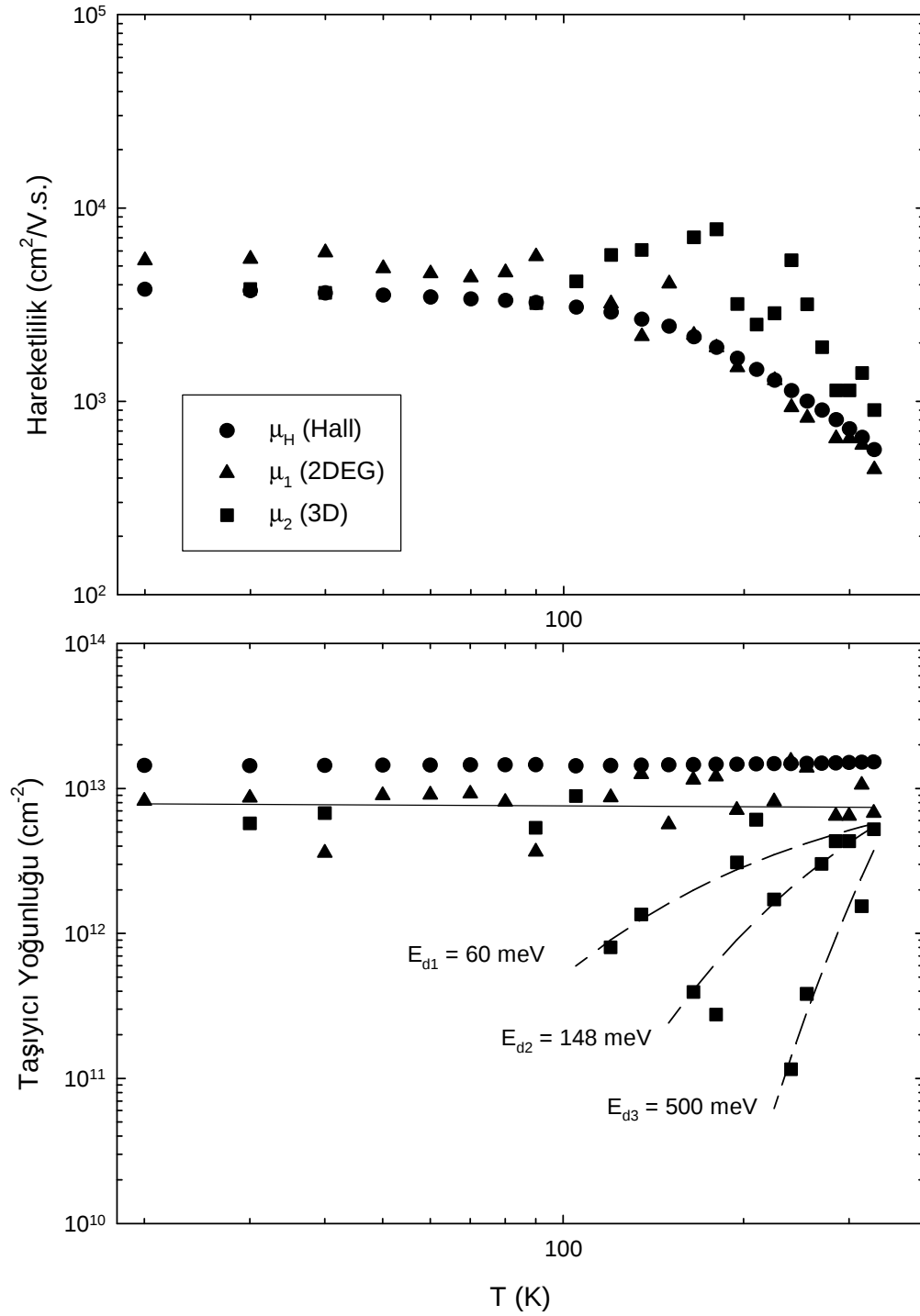
Şekil 6.9 (b) ve 6.10 (b)’de, 2-boyutlu elektronlar için beklenen sıcaklıktan bağımsız taşıyıcı yoğunluğu davranışı açıkça görülmektedir. Bunun dışında, yüksek sıcaklıklarda ısı yoldan uyarılmış verici safsızlıklarda açıkça görülmektedir. Bu safsızlıklar düşük sıcaklıklarda gerekli enerjiyi alamayarak uyarılamamış olurlar. Bu duruma taşıyıcıların “donması” adı verilir. Şekillerde sıcaklık düştükçe safsızlık taşıyıcılarının yoğunluğunun üstel olarak düştüğü ve dondukları görülmektedir. Geleneksel olarak safsızlıkların sayısı

$$n_D \propto e^{-E_D / kT} \quad (6.1)$$

ile verilir. Burada, E_D ilgili vericinin aktivasyon enerjisidir. Eş. 6.1 kullanılarak B27 ve B60 numunelerindeki safsızlıkların aktivasyon enerjileri hesaplandı. Buna göre, B27 numunesinde aktivasyon enerjileri 58 meV ve 218 meV olan iki verici düzeyi ve B60 numunesinde aktivasyon enerjileri 60 meV, 148 meV ve 500 meV olan üç verici düzeyi görülmektedir. Bu vericilerde 58~60 meV aktivasyon enerjili olanının her iki numunede de görülmüş olması dikkat çekicidir. Sığ vericiler, genellikle Fourier Dönüşümlü Kızılberisi Spektroskopisi (FTIR) ile görülebilen Rydberg uyarılmış düzeylerinin görülmelerine olanak sağlarlar. Bu numunelerde görülen 58~60 meV lik sığ vericiler FTIR ile [127] ve fotoişıma ölçümleri ile [128, 129] görülmüş ve elektronik temelli 1s-2p geçişine atfedilmiştir.



Şekil 6.9. B27 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile ısı yoldan uyarılmış safsızlıkların enerji eşleştirmeleri kesikli çizgilerle gösterilmiştir



Şekil 6.10. B60 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile ısı yoldan uyarılmış safsızlıkların enerji eşleştirmeleri kesikli çizgilerle gösterilmiştir

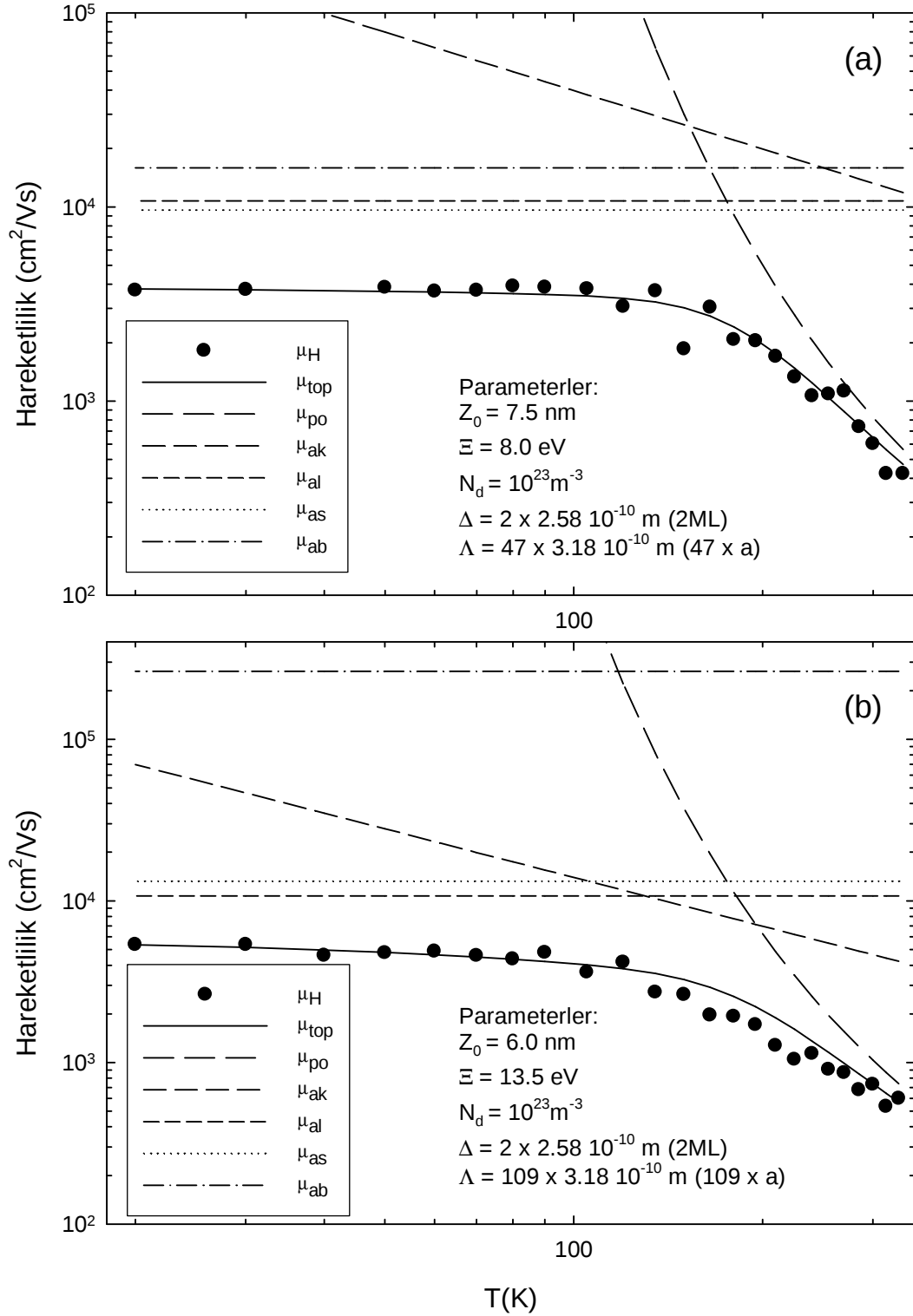
Diğer safsızlık aktivasyon enerjilerinden 148 meV değerli olanı, Wang ve Chen'in azot yerine oturmuş karbon safsızlığı için bulmuş olduğu 152 meV'lik değere çok yakındır [130]. Numunelerimizde bulunduğunu bildiğimiz karbon, MOVPE yönteminden kaynaklanan bir safsızlıktır [19] ve azot yerine oturmuş karbon safsızlığı beklenebilecek bir durumdur.

Bunların dışında kalan 218 meV ve 500 meV'lik aktivasyon enerjili durumlar için başka öneriler yapılabilir. Öncelikle, *n*-tipi malzemelerde derin vericilerin ısıtma yapmaması bu seviyelerin görülmesini zorlaştırmaktadır. Literatürde bu değerler için daha çok verici-alıcı-çifti (DAP) ve iletim bandı – alıcı seviye (e-A) geçişleri önerilmektedir. Örneğin, önceki büyütmelerden büyütme odası içinde kalabilecek silikonun azot yerine oturması ile oluşan safsızlığın e-A tipi geçişine ait aktivasyon enerjisi de 218 meV'lik değere yakındır [130]. Ayrıca bu değer, yapısal bozukluklara eksiton bağlanmasında GaN'larda fotoışıma deneylerinde en sık görülen bölgeye denk gelmektedir [131, 132]. Son olarak 500 meV'lik verici enerjisi bilinen verici safsızlıklarından çok büyüktür. Fakat Smith ve arkadaşları, önceki büyütmelerden büyütme odası içinde kalabilecek magnezyumun azot yerine oturması ile oluşan safsızlığın e-A tipi geçişinin hem 218 meV civarında hem de 500 meV civarında fotoışıma pikleri verdiğini göstermiştir [133].

6.1.6. Nicel hareketlilik spektrum analizini kullanarak saçılma analizi

QMSA analizi kullanılarak numuneler içindeki 2-boyutlu ve 3-boyutlu iletim mekanizmaları birbirinden başarı ile ayrıştırıldı. Dolayısı ile elimizde sıcaklığa bağlı sadece 2DEG'e ait hareketlilik değerleri bulunmaktadır. Bölüm 6.1.4'de yapılan analiz literatüre uygun olsa da, içinde farklı iletim mekanizmalarından katkılar içerdiğinden ancak doğruya yakın sonuçlar verebilir.

Dolayısıyla, Bölüm 6.1.4'de yapılan saçılma analizleri, QMSA'dan elde edilen 2DEG'e ait hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak tekrarlanmış ve sonuçlar Şekil 6.11'de gösterilmiştir.



Şekil 6.11. QMSA analizi sonrası elde edilen 2DEG verileri kullanılarak (a) B27 ve (b) B60 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir

Şekil 6.11'den de görüldüğü gibi B27 numunesindeki daha geniş kuyu, daha baskın arka plan safsızlık saçılmasına sebep olmaktadır. Sonuç olarak, B27 numunesinin hesaplanan düşük sıcaklık hareketliliği B60'dan daha düşük olduğundan, B60'ın bu kadar yüksek bir hareketliliğe sahip olabilmesi çok düşük arayüzey bozukluğu saçılmasının varlığını gösterir. Gerçekten de B60'ın arayüzey bozukluğuna ait korelasyon uzaklığı parametresi, 109 atom uzaklığı gibi çok yüksek bir değerdedir ki bu da düşük arayüzey bozukluğu saçılmasının bir göstergesidir.

Önemli değişiklikler yüksek sıcaklıklardaki 3-boyutlu iletimin ayıklanması sonucu gerçekleşmiştir. Yüksek sıcaklıklarda etkin olan optik fonon saçılması, QMSA analizi öncesi B27'in B60'a göre daha dar kuyuya sahip olduğu sonucunu verirken, analiz sonrası daha geniş bir kuyuya sahip olduğunu göstermiştir. Kuyu genişlikleri ise arka plan safsızlıkları ile etkileşimi değiştirdiğinden düşük sıcaklıklardaki analizi dolaylı olarak etkilemiştir.

Bunun dışında, deformasyon potansiyelinin her iki numune için de azalmış ve bu değerler kuyu genişliği ile ilişkili olduğu görülmektedir. QMSA analizi öncesi ve sonrası parametrelerin değerleri Çizelge 6.1'de sunulmuştur.

Çizelge 6.1. Hall verileri ve QMSA analizi sonrası ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler

	Z_0 (nm)	Ξ (eV)	Λ ($\times 3,18 \times 10^{-10}$ nm)
B27 – Hall	4	12,5	30
B27 – QMSA	7,5	8	47
B60 – Hall	5,5	14,5	39
B60 – QMSA	6	13,5	109

QMSA ile 2DEG'e ait daha doğru parametrelerin bulunduğunu kabul edersek 2-boyutlu saçılma analizleri sonrasında genel olarak AlGaIn/GaN yapıları için aşağıdaki sonuçlara ulaşılabilir:

- Yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılması baskındır.
- Düşük sıcaklıklarda arka plan safsızlık ve alaşım saçılmaları daima baskındır.
- Arayüzey bozukluğu saçılması düşük sıcaklıklarda bazen çok baskın olabilen önemli bir saçılma mekanizmasıdır.
- Bu numunelerde AlN aratabaka bulunmadığından, elektronlar AlGaN bariyer içinde bulunma olasılıkları sonlu bir değere sahiptir. Bu, zaten baskın olan alaşım saçılması ile sabitlenmiştir. Bu durum ayrıca, arayüzeyde elektron bulunma olasılığının yüksek, dolayısıyla arayüzey bozukluklarının etkinliğinin yüksek olduğunun bir ispatıdır.

Bunların dışında B27 ve B60 için:

- Tampon tabakanın 2,5 dakika yerine 5 dakika tavllanması ve
- 1100 °C yerine 1050 °C’de tavllanması kristal kalitesini artırır.
- Artan kristal kalitesi arayüzey bozukluğunu azaltır.
- Arayüzey bozukluğunun, arayüzeydeki gerilmelerle ilişkili olduğu düşünüldüğünde, gerginlik artar ve kuyu genişliği azalır.

Yukarıda bahsedildiği üzere arayüzey bozukluğu, arayüzeydeki gerilmelerle ilişkilidir. Bourret ve arkadaşlarına göre arayüzeydeki gerilim boşalmaları, bu bölgede bozukluklara sebep olur [134]. Dolayısıyla arayüzey gerilimi, HEMT yapısı büyütmede önemli bir konu haline gelmektedir.

6.1.7. Elektriksel ölçümlerin katmanlar arası gerginlikle ilgisi

Katkısız AlGaIn/GaN yapılarında, önemli bir 3-boyutlu iletim mekanizması bulunmadığı Hall sonuçlarında ya da QMSA ile ayrıştırılmış verilerde ki tüm taşıyıcıların, güçlü kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon alanlar tarafından oluşturulduğu kabul edilebilir [135-137]. Dış alanlar bulunmadığında toplam polarizasyon bu iki alanın toplamıdır.

$$\vec{P} = \vec{P}_{DP} + \vec{P}_{PE} . \quad (6.2)$$

Dolayısıyla, ölçülen ya da QMSA ile ayrıştırılan 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğunu toplam polarizasyon tarafından indüklenmiş yük yoğunluğu olarak alabiliriz.

$$n_s = \frac{\sigma(x)}{e} \quad (6.3)$$

Polarizasyonları büyütme ekseninde alarak vektörellikten kurtulabiliriz. Ambacher ve arkadaşlarına göre, yaklaşık morfolojik olarak büyütülmüş AlGaIn/GaN çokluyapılarda toplam polarizasyon tarafından indüklenmiş yük yoğunluğu

$$|\sigma(x)| = |P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{DP}(Al_xGa_{1-x}N) - P_{DP}(GaN)|, \quad (6.4)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir. Buradaki AlGaIn için alaşım oranına bağlı doğal polarizasyon ve piezoelektrik polarizasyon

$$P_{DP}(Al_xGa_{1-x}N) = (-0.052x - 0.029) \quad C / m^2, \quad (6.5)$$

$$P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) = 2\varepsilon_x \left\{ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right\} \quad C / m^2, \quad (6.6)$$

olarak verilir. Piezoelektrik ve elastik sabitleri

$$e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \quad C / m^2, \quad (6.7)$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \quad C / m^2, \quad (6.8)$$

$$C_{13}(x) = (5x - 103) \quad GPa, \quad (6.9)$$

$$C_{33}(x) = (-32x + 405) \text{ GPa} . \quad (6.10)$$

biçimindedir. Bu polarizasyonlar ve sabitler sıcaklık bağımlıdır. Bilgimiz dahilinde literatürde yeterli veri bulunmadığından hesaplamalarda sıcaklığa bağımlılık bulunmamaktadır.

Eş. 6.6 içinde Eş. 6.7 – 6.10 kullanılarak piezoelektrik polarizasyon değeri ($P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N)$) hesaplanabilir. Ayrıca, doğal polarizasyon Eş. 6.5 kullanılarak hesaplanabilir. Eş. 6.6'yı yeniden düzenlersek, AlGaIn/GaN arayüzeyindeki düzlemsel gerilme

$$\varepsilon_x = \frac{P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N)}{2 \left\{ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right\}} . \quad (6.11)$$

olarak bulunur.

Bu çalışmada düzlemsel gerilme izotropik olarak kabul edildi ($\varepsilon_x = \varepsilon_y$). Hekzagonal yapılarda bulunan üçüncü polarizasyon elemanı hesaba katılmadı (e_{15}). Büyütme yönü gerilmesi (ε_z), düzlemsel gerilmeye (ε_x)

$$\varepsilon_z = -2\varepsilon_x \frac{C_{13}}{C_{33}} \quad (6.12)$$

eşitliği ile bağlıdır ve hesaplamalarda $x = 0,25$ alaşım oranı alındığı kabul edilerek, B27 ve B60 numuneleri için Hall ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak gerilmeler hesaplanmış ve Çizelge 6.2'de sunulmuştur.

Çizelgeden görüldüğü gibi, Iwanaga ve arkadaşlarının sıcaklığa bağlı örgü parametrelerini sundukları makaleye göre, yapılan gerilim hesaplamaları ile Hall ve QMSA verilerinden yapılan hesaplamalar birbirlerine yakın sonuçlar vermektedir.

Bunun en önemli sebebi, arayüzeyde oluşan gerilim boşalmalarının etkin örgü parametrelerinde değişime yol açması, ölçülen ya da QMSA ile ayrıştırılan 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğunun toplam polarizasyon tarafından indüklenmiş yük yoğunluğu olarak kabul edilmesidir. Ayrıca daha doğru gerilim hesaplamaları için QMSA'nın daha iyi çözümleme yapabileceği daha yüksek hareketliliğe sahip numunelerin kullanılması yerinde olur. Bunlar dışında Iwanaga ve arkadaşlarının verdiği parametrelere göre yapılacak hesaplar kalın GaN üzerinde kalın AlGaIn büyütmesi yaklaşık morfolojik durumu için geçerlidir [138]. AlGaIn tabakasının 20 nm gibi daha ince olduğu durumlarda yaklaşık morfolojik duruma göre daha küçük gerilim değerlerinin çıkması mantıklıdır.

Gerçek bir numunede gerilim numune üzerinde homojen olarak dağılmaz. Burada yapılan hesaplamalar, sadece elektriksel ölçümle gerilme bilgisi verdiği için çok önemli olmakla birlikte, tüm numune için ortalama bir değer vermektedir.

Çizelge 6.2. Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak oda sıcaklığına yakın sıcaklıkta hesaplanmış düzlemsel ve büyütme yönü gerilmeleri ile Iwanaga ve arkadaşlarının sıcaklığa bağlı örgü parametrelerini sundukları makaleye göre yapılan gerilim hesaplamaları

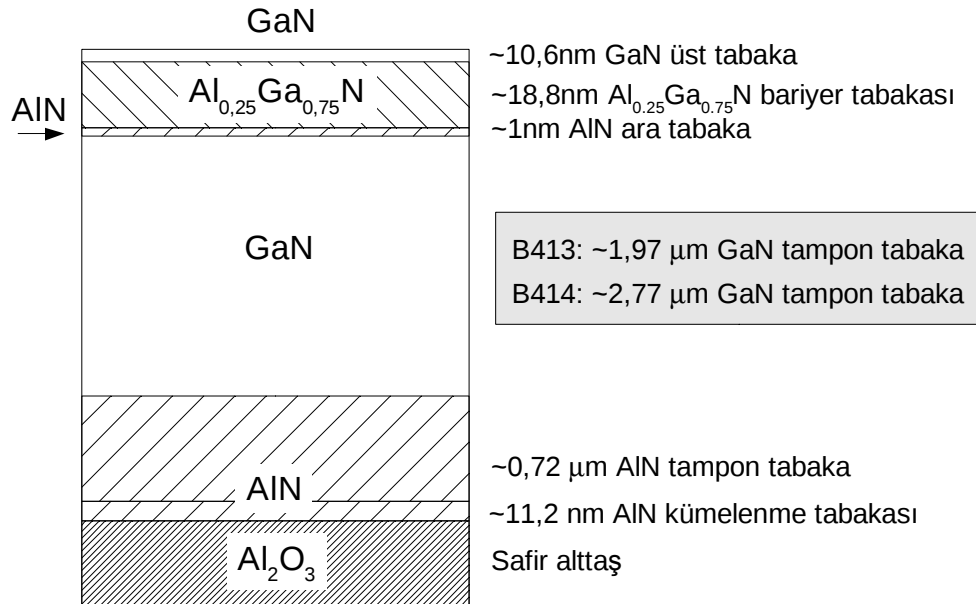
	Bu çalışmada		Iwanaga ve arkadaşları [138]	
	$\epsilon_x (\times 10^{-3})$	$\epsilon_z (\times 10^{-3})$	$\epsilon_x (\times 10^{-3})$	$\epsilon_z (\times 10^{-3})$
B27 – Hall	6,3680	-3,2642	5,9824	-3,0665
B27 – QMSA	5,4592	-2,7983		
B60 – Hall	6,5680	-3,3667		
B60 – QMSA	5,2812	-2,7071		

6.2. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT Yapıları – B413 ve B414

Bu tez dahilinde incelenen 6 numuneden B413 ve B414 kodlu $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarının özellikleri bu bölümde incelenecektir.

6.2.1. Kristal büyüme detayları

Yarıiletken tabakalar, c-yüzlü (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine düşük basınçlı MOVPE reaktöründe büyütüldü. Tabakaların büyütülmesinden önce safir alttaşlar H_2 atmosferinde 1100°C sıcaklıkta temizlendi. İlk olarak yaklaşık $11,2\text{ nm}$ kalınlığında AlN kümelenme tabakası 795°C sıcaklıkta büyütüldü. Reaktör basıncı alttaş temizliğinde ve kümelenme tabakası büyütülmesi esnasında 50 mbar 'lık basınçta tutuldu. Düşük sıcaklıktaki kümelenme tabakasının büyütülmesinden sonra numune, yüksek sıcaklığa çıkarılarak tavlınması ve kristalize olması sağlandı.



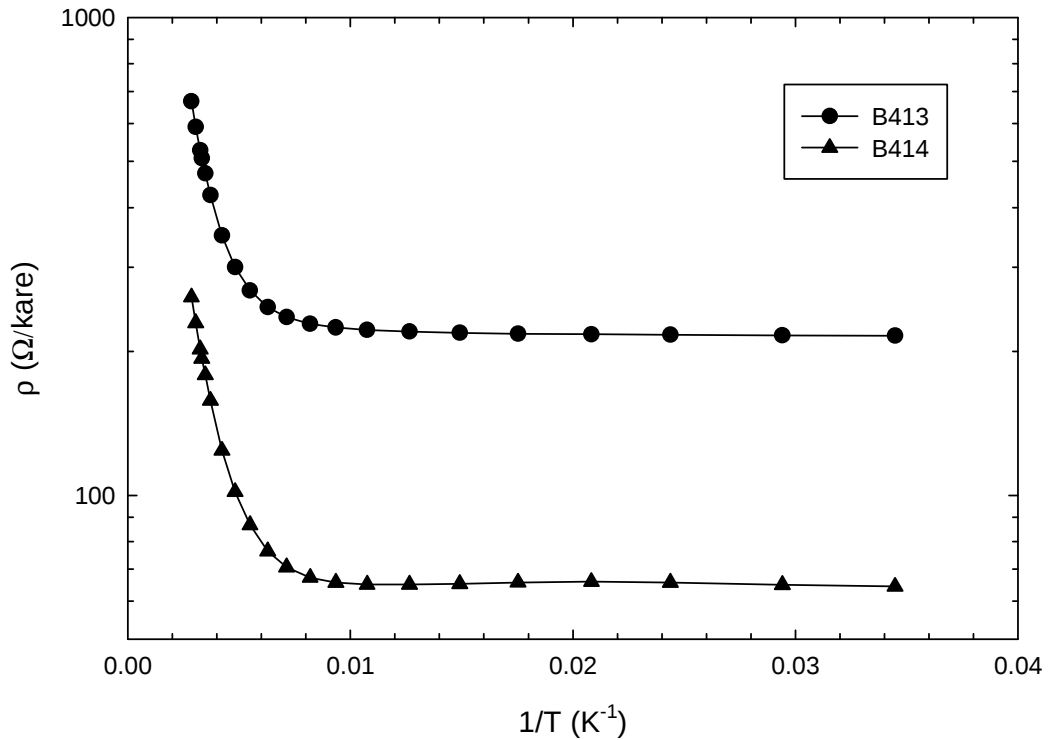
Şekil 6.12. B413 – B414 kodlu $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapıları. Şekilde ki kalınlıklar orantılı değildir

Daha sonrasında, tavlınmış kümelenme tabakası üzerine dislokasyonları azaltıcı yaklaşık $0,72\text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında AlN tampon tabakası, sabit büyüme koşullarında 1135°C sıcaklıkta büyütüldü. Daha sonra B413 numunesi için $1,97\text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında ve B414 numunesi için $2,77\text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında GaN tampon tabaka aynı sıcaklıkta büyütüldü. Son olarak aynı koşullarda, 1 nm AlN aratabaka, $18,8\text{ nm}$ kalınlığında $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ bariyer tabakası ve $10,6\text{ nm}$ kalınlığında, iletkenlik bandı ofsetini düşürerek Ohmik kontak almaya yardımcı olan, GaN üst tabaka büyütüldü.

Epitaksiyel tabakaların tamamı katkısız olarak büyütüldü. B413 ve B414 numunelerine ait katman detayları Şekil 6.12’de verildi.

6.2.2. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

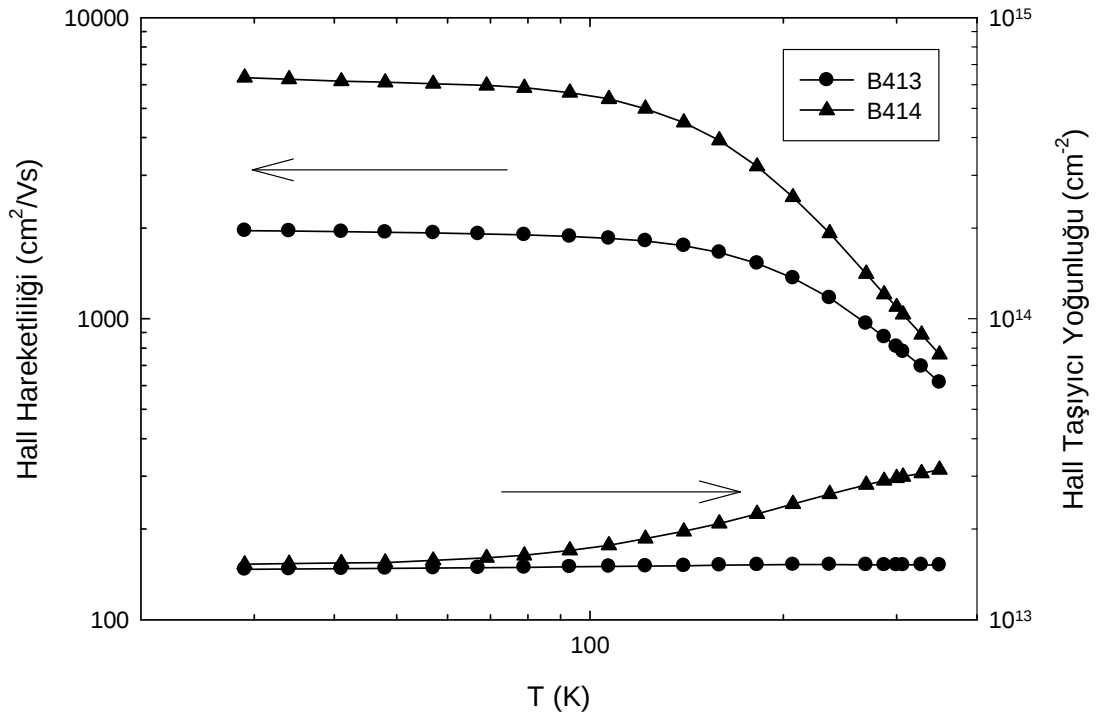
$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarında özdirenc ölçümleri Van der Pauw yöntemi kullanılarak 29 – 350 K arasında 21 sıcaklık ve 0 – 1,5 T arasında 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Manyetik alanın yokluğunda özdirencin sıcaklığın tersine bağlı değişimi Şekil 6.13’de verildi. B413 ve B414 numunelerinin metalik davranış göstermeleri bu numunelerde de 2DEG’in oluştuğu hakkında ipucu vermektedir. Fakat iki numune arasında ciddi bir özdirenc farklılığı görülmektedir. Bu fark büyütme koşullarındaki GaN tampon tabaka farklılığından kaynaklanmış gibi görülmektedir. Ayrıntılı analiz ileride yapılacaktır.



Şekil 6.13. $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarına ait özdirencin sıcaklığın tersine bağlı değişimi. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur

6.2.3. Hall sonuçlarının sıcaklığa bağlı değişimi

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarında Hall etkisi ölçümleri Şekil 5.3’de verilen geometriler kullanılarak yapıldı. Hall etkisi ölçümleri 29 – 350 K aralığında 21 sıcaklık noktasında, her bir sıcaklık noktası için 0 – 1,5 T aralığında 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Numunede uygulanan sıcaklık aralığı boyunca Hall katsayısının negatif davranış gösterdiği görüldü. Bu davranış serbest taşıyıcıların elektronlar olduğunu gösterir. B413 ve B414 numunelerinin 0,5 T’da ölçülmüş Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi Şekil 6.14’de verildi.



Şekil 6.14. B413 ve B414 numunelerinin ölçülen Hall hareketliliklerinin ve Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur

Şekil 6.14’den de görüldüğü gibi, her iki numunede de Hall elektron hareketliliği 100 K’den düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir. 100 K’inden yüksek sıcaklıklarda ise Hall elektron hareketliliği, artan sıcaklıkla optik fonon saçılmasına ait olan $T^{-3/2}$ bağımlılığına uygun şekilde azalmaktadır. Dolayısıyla numunelerde, yüksek sıcaklıklarda önemli derecede optik fonon saçılması baskındır.

B413 numunesi için Hall taşıyıcı yoğunluğu çalışılan tüm sıcaklık aralığında sıcaklıktan bağımsız bir davranış gösteriyor denilebilir. B414 numunesinde yüksek sıcaklıklarda, Hall taşıyıcı yoğunluğunda toplamda iki kata yakın artış görülmektedir.

B27 ve B60'a benzer biçimde B413 ve B414'de de elektron hareketliliğinin düşük sıcaklıklarda azalmaması, sıcaklıktan bağımsız hale gelmesi, elektronların bu sıcaklıklardaki hareketliliğine önemli etkisi olan safsızlık saçılmasına uğramadıklarını, iletimin 2DEG ile yapıldığını gösterir. Hall elektron hareketliliğinin bu davranışı ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız oluşu tipik 2DEG özelliğidir.

Ölçülen oda sıcaklığı Hall elektron hareketlilikleri B413 ve B414 için sırasıyla 809 cm^2/Vs ve 1095 cm^2/Vs iken Hall taşıyıcı yoğunlukları yine sırasıyla $1,52 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ve $2,96 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 'dir. 29 K sıcaklığında ise Hall elektron hareketlilikleri B413 ve B414 için sırasıyla 1963 cm^2/Vs ve 6335 cm^2/Vs iken Hall taşıyıcı yoğunlukları sırasıyla $1,47 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ve $1,53 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ olarak ölçüldü. Düşük sıcaklıklardaki Hall elektron hareketliliğindeki fark B27 ve B60'daki duruma benzemektedir. Bu büyük fark, büyütme koşullarındaki GaN tampon tabaka farklılığının, AlN/GaN arayüzeyinde farklı arayüzey bozukluklarına sebebiyet vermesiyle açıklanabilir. Düşük sıcaklıklarda Hall taşıyıcı yoğunlukları benzer değerlere gelmektedir.

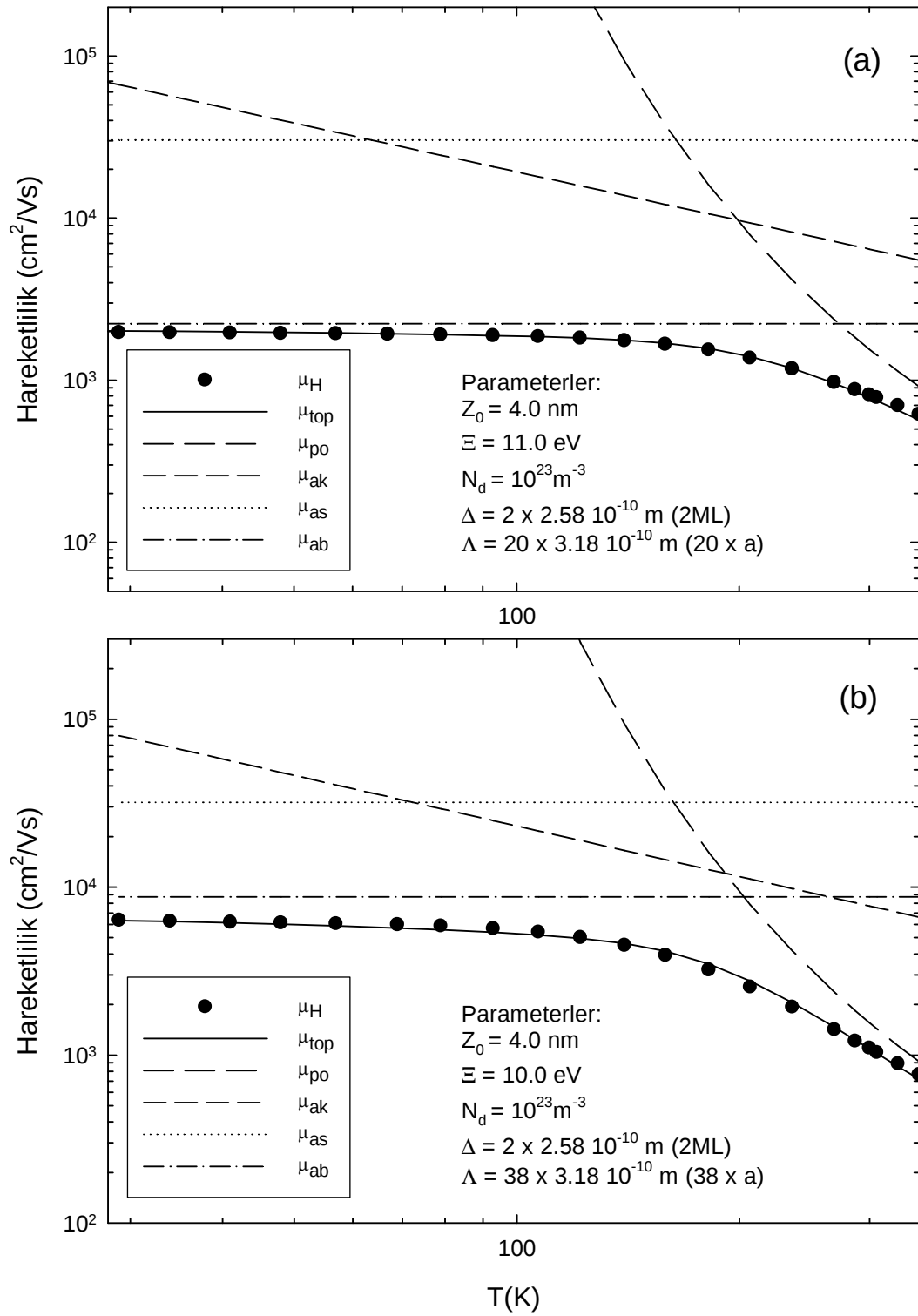
6.2.4. Saçılma analizi

Bu bölümde, Bölüm 4.4'de ayrıntıları ile incelenmiş, birbirlerinden bağımsız olarak elektron hareketliliğini sınırladıkları kabul edilmiş, polar optik fonon, akustik fonon, alaşım, arka plan safsızlık ve arayüzey bozukluğu saçılmaları ile B413 ve B414 numunelerinin Hall verileri kullanılarak saçılma analizi yapıldı. Analizde kullanılan parametreler Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4'de bulunmaktadır. Hesaplamalarda arka plan safsızlık miktarı (N_d) ve arayüzey bozukluğunun yanal boyutu değeri (Δ) Bölüm 6.1.4'deki değerlerle aynı alınmıştır.

Bölüm 6.1.4’de ki analize benzer olarak, öncelikle 0,5 T manyetik alan altında ölçülmüş Şekil 6.14’de verilen sıcaklığa bağlı Hall hareketliliği ve düşük sıcaklık Hall taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak, saçılma mekanizmaları ölçülen değerlere eşleştirildi. Eşleştirme sonuçları Şekil 6.15’de gösterildi.

B413 ve B414 numuneleri, düşük sıcaklıklarda yaklaşık aynı taşıyıcı yoğunluklarına sahiptirler. Bu sebeple, düşük sıcaklıklarda baskın olan arayüzey bozukluğu saçılması, alaşım saçılması ve arka plan safsızlığı saçılmaları, Şekil 4.7 ve 4.8’de görülen hareketliliklerin taşıyıcı yoğunluğu ile ilişkisinden görece bağımsızdırlar. Bunun dışında, AlN aratabaka kullanımı, $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ bariyer içinde elektron bulunma olasılığını yok ettiğinden, bu numunelerde alaşım saçılması yok olarak kabul edilebilir. Şekil 6.15’ü incelediğimizde her iki numuneninde kuyu genişlikleri aynı bulunmuştur.

Bu sonuç, düşük sıcaklıklardaki taşıyıcı yoğunluklarının benzer olmasını desteklemektedir. Dolayısıyla B414 numunesinde yüksek sıcaklıklarda iki kat büyük taşıyıcı yoğunluğu değerinin 3-boyutlu taşıyıcılardan kaynaklandığı açıkça görülmektedir. B413 ve B414 numunelerindeki 2DEG elektronları, aynı genişlikteki kuyularda bulunmalarından ve sayılarının yaklaşık aynı olmalarından dolayı, arka plan safsızlıkları ile de benzer düzeyde etkileşmeye girerler. Bu sonuç Şekil 6.15’de açıkça görülmektedir. Dolayısı ile B27 ve B60’ın aksine, düşük sıcaklıklardaki Hall hareketliliğindeki farkı sadece arayüzey bozukluğu belirler. Bunun dışında her iki numune de benzer deformasyon potansiyeli değerlerine sahiptir.



Şekil 6.15. (a) B413 ve (b) B414 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir

6.2.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi sonuçları

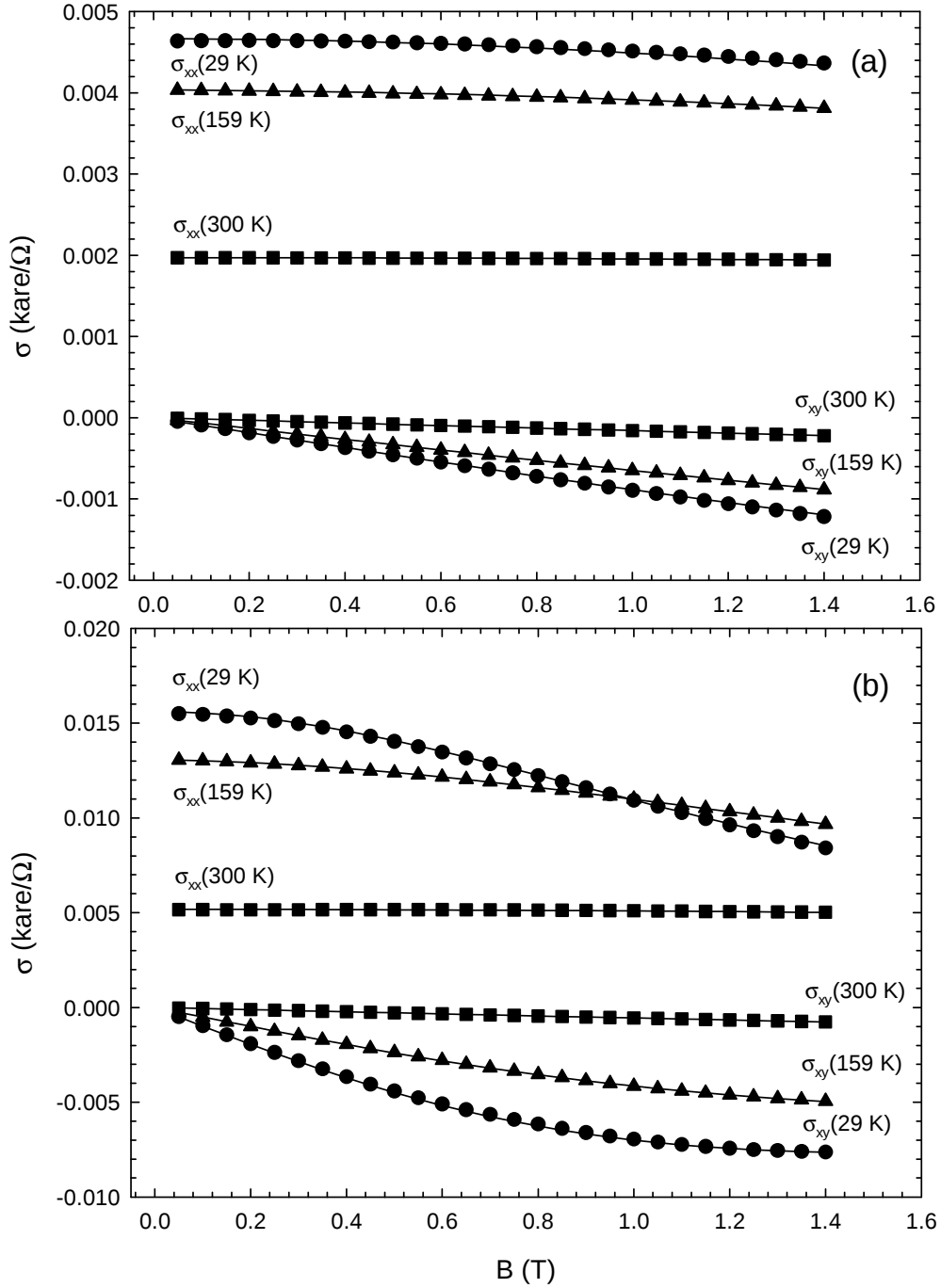
Manyetoiletim ölçüm sonuçları QMSA yöntemi kullanılarak analiz edildi. Analiz sonucunda B413 ve B414 numunelerine ait bireysel taşıyıcı parametreleri ($\mu_n, \mu_p, n, p, \sigma_n, \sigma_p$) hesaplandı.

Deneyssel olarak ölçülen manyetik alana bağlı Hall katsayısı (R_H) ve öz direnç (ρ) değerlerinden hesaplanabilen manyetik alana bağlı Hall hareketliliği (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) kullanılarak, iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}), Bölüm 5.4’de bahsedildiği gibi belirlenir ve hareketlilik spektrumu, iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağımlılığının iteratif incelenmesi ile bulunur.

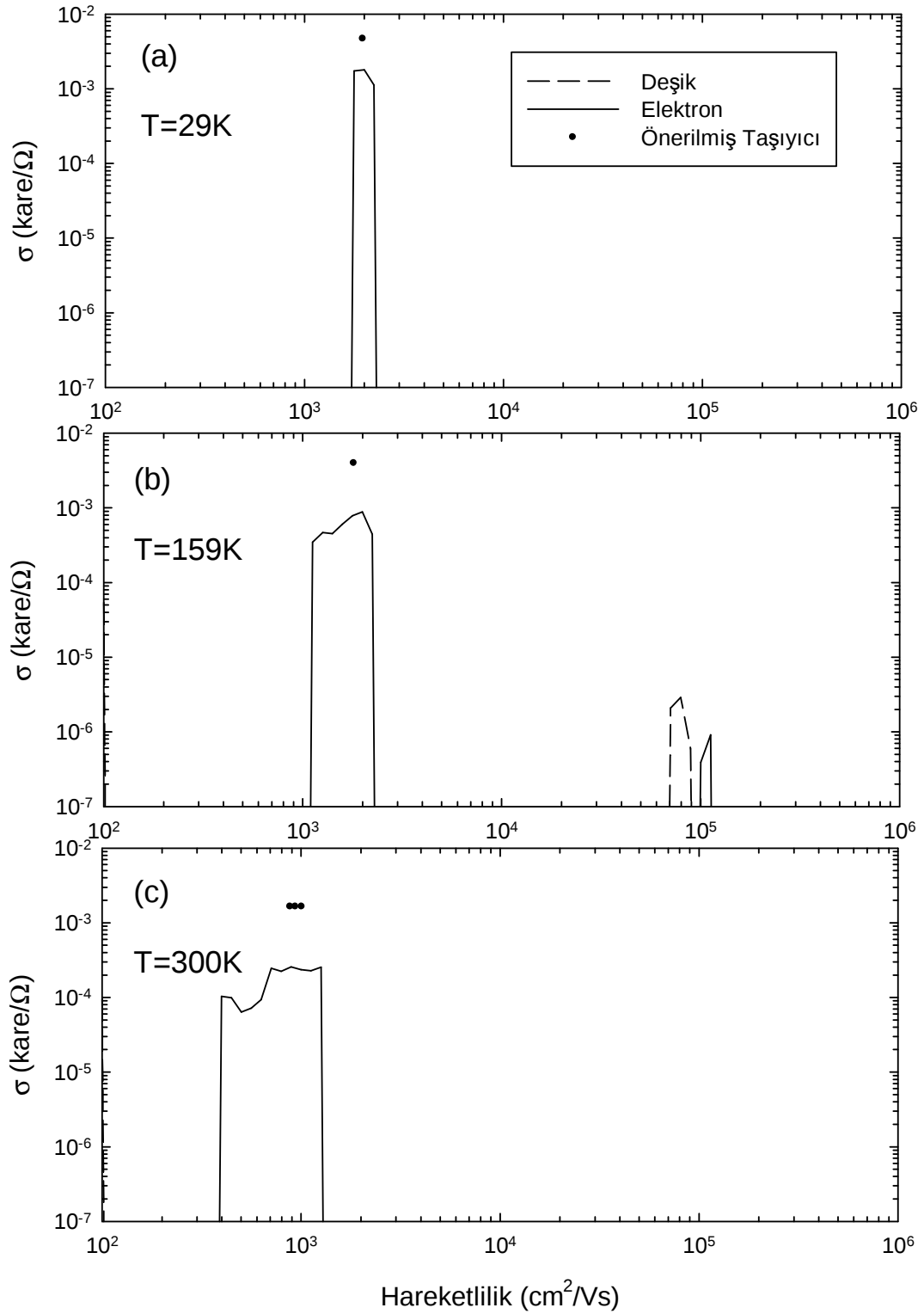
Şekil 6.16’da (a) B413 ve (b) B414 numuneleri için manyetik alana bağlı Hall katsayısı (R_H) ve öz direnç (ρ) değerlerinin giriş parametreleri olarak kullanılmalarıyla hesaplanabilen manyetik alana bağlı Hall hareketliliği (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) kullanılarak iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları ve QMSA analizi sonucunda elde edilen eşleştirmeler 3 farklı sıcaklık için gösterilmiştir. Şekilden de görülebileceği gibi B27 ve B60 numuneleri için eşleştirme sonuçları deneysel sonuçlarla mükemmel uyum göstermektedir. B413 ve B414 numuneleri için deneysel ve teorik iletkenlik tensörleri arasındaki uyum QMSA metodundan elde edilen hareketlilik spektrumlarının doğruluğunun bir göstergesidir. Tüm sıcaklık adımlarında benzer analizler yapılmış, her sıcaklıktaki hareketlilik spektrumları çıkarılmıştır.

29 – 350 K arasında 21 sıcaklık noktasında QMSA’dan elde edilen hareketlilik spektrumları B413 numunesi için Şekil 6.17’de, B414 numunesi için Şekil 6.18’de 3 farklı sıcaklık değeri için gösterilmiştir. Spektrumlardan görülebileceği gibi B413 numunesinin düzlemsel iletkenlik değerleri B27 ve B60 numunelerinin mertebelerinde iken, B414’de her sıcaklıkta çok daha yüksek iletkenlik değerleri görülmektedir. B413’de yüksek sıcaklıklarda dahi düşük hareketlilik bölgelerinde

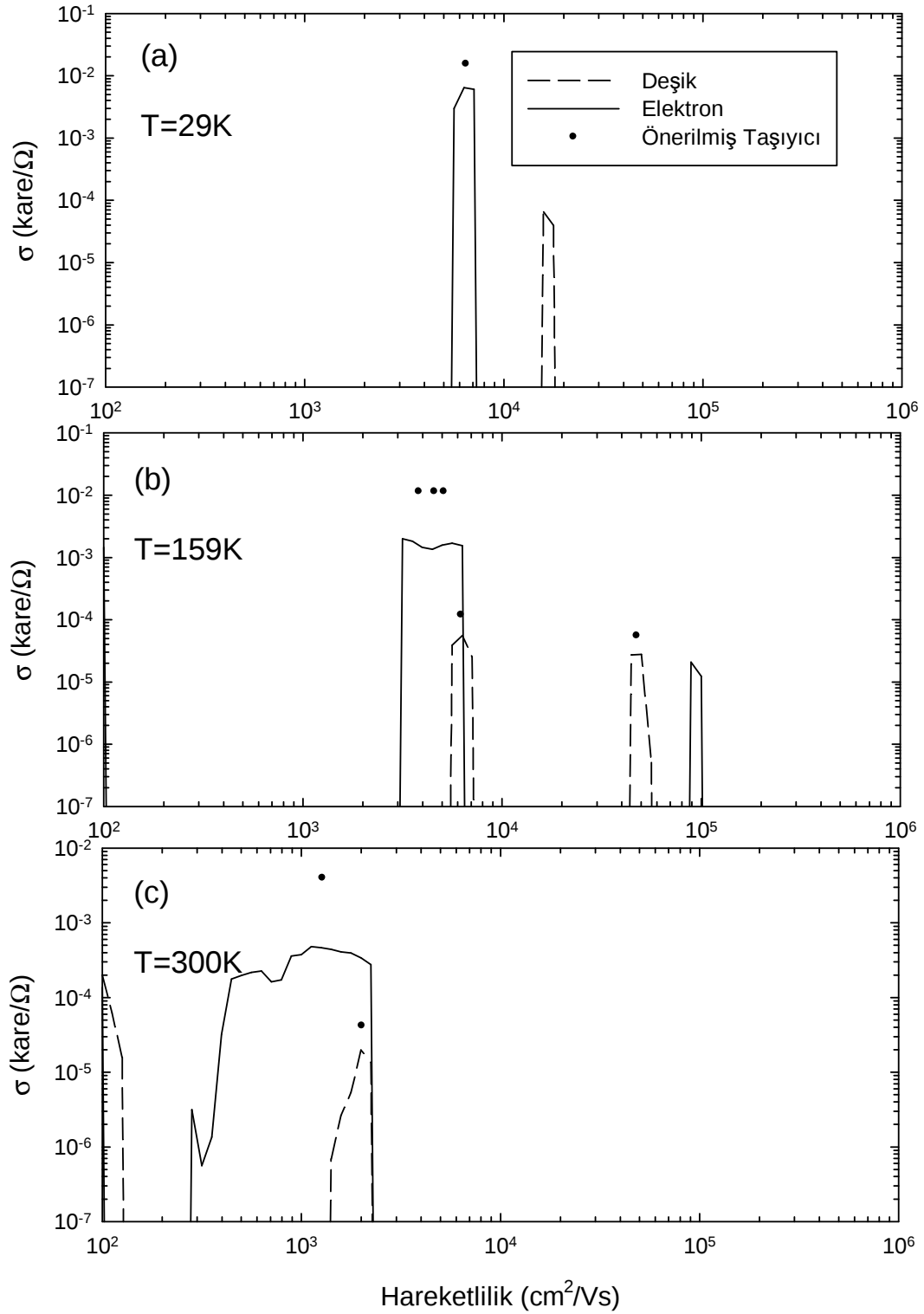
taşıyıcılar gözlemlenmemekte, her sıcaklıkta baskın tek bir elektron taşıyıcısı görülmektedir.



Şekil 6.16. (a) B413 ve (b) B414 numuneleri için iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları. Ölçümlerde hesaplanan iletkenlik tensörleri daire (29K), üçgen (159K) ve kare (300K) olarak gösterilmiştir. Çizgiler QMSA analizinin eşleştirme sonuçlarıdır



Şekil 6.17. B413 numunesi için (a) 29, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir



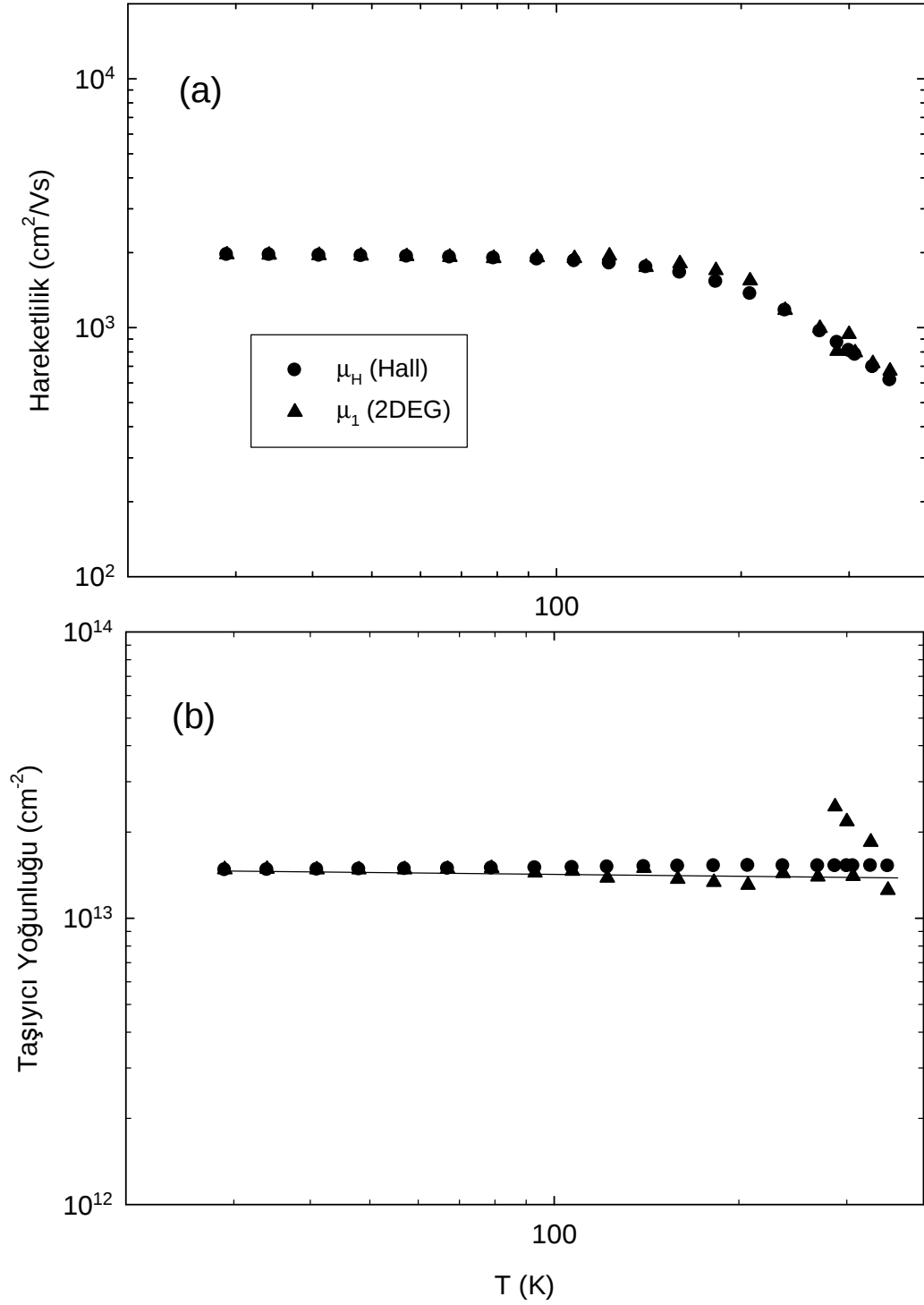
Şekil 6.18. B414 numunesi için (a) 29, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir

B414’de yüksek sıcaklıklarda görülen düşük hareketliliğe sahip taşıyıcılar, Hall taşıyıcı yoğunluğu ölçümlerinde görülen büyük farkı yaratan 3-boyutlu taşıyıcılardır. B27 ve B60’daki gibi, ölçüm sistemimizin sahip olduğu 1.5 T’lık manyetik alanın getirdiği $\mu.B$ kısıtlaması sebebiyle yüksek hareketliliğe sahip taşıyıcılar gibi iyi çözümlenememişlerdir. Spektrumlarda görülendeşikler ise literatürde “hayalet pikler” adı verilen, iteratif yöntemin getirdiği pikler olabilirler. Numune içindedeşik sağlayan bir mekanizma yada çok baskın olmadıkları sürece ihmal edilirler [125].

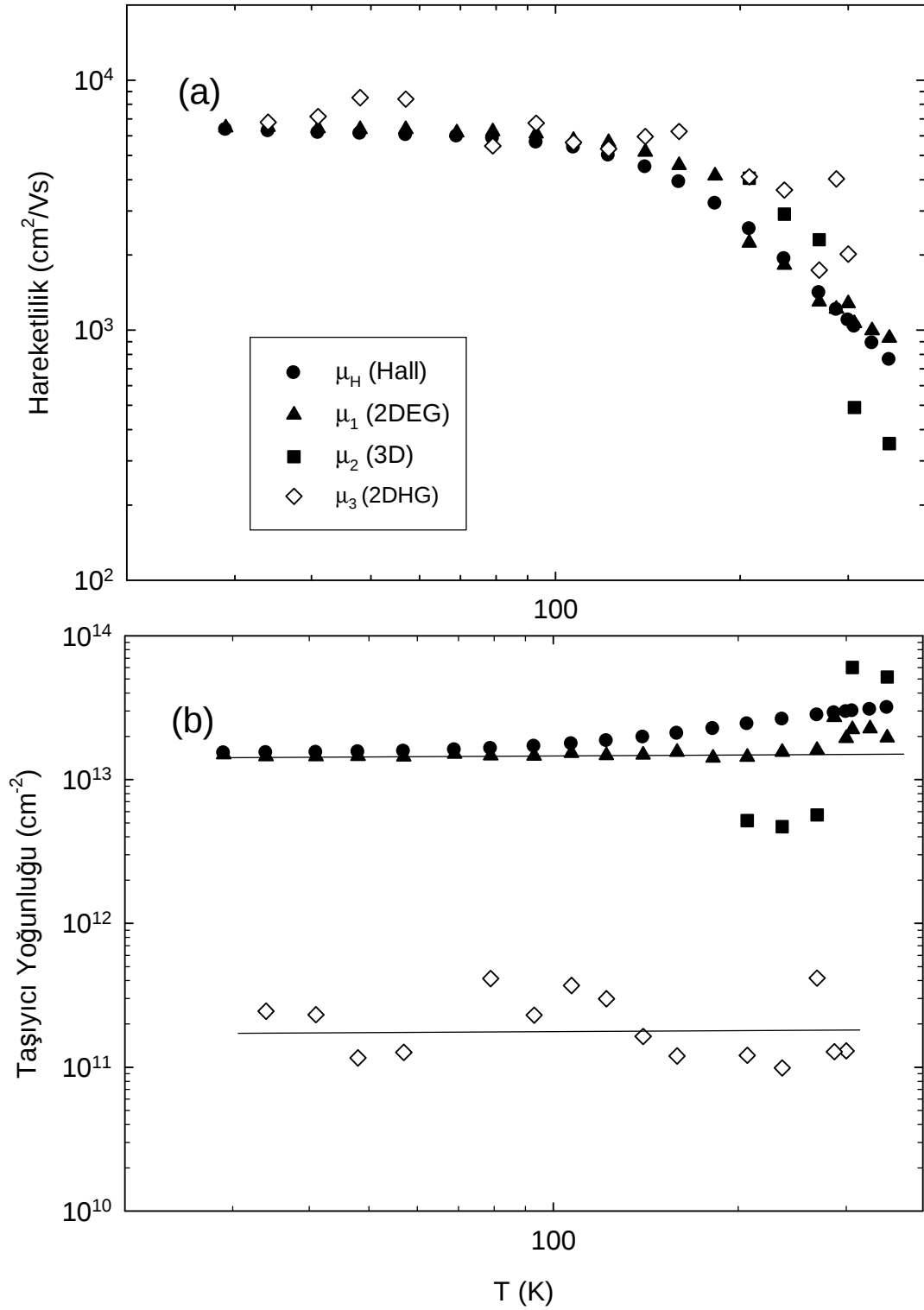
Numuneler hakkında daha iyi yorumlar yapabilmek için tüm sıcaklıklardaki QMSA analizleri kullanılarak çizilen, sıcaklığa bağlı hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu grafikleri Şekil 6.19 ve 6.20’de gösterilmiştir.

Grafiklerde, Hall ölçüm sonuçlarının (daire) yanı sıra QMSA tarafından ayrıştırılmış 2-boyutlu elektron (üçgen) ve 3-boyutlu elektron (kare) katkıları görülmektedir. Şekil 6.19 (a) ve 6.20 (a)’deki hareketlilik grafiklerinde tüm sıcaklıklarda 2DEG varlığı görülmektedir.

Şekil 6.9 (b) ve 6.10 (b)’de, 2DEG’ler için beklenen sıcaklıktan bağımsız taşıyıcı yoğunluğu davranışı açıkça görülmektedir. Bunun dışında, B413 numunesinde QMSA herhangi bir 3-boyutlu iletim mekanizması çözümleyemezken, B414 numunesinde yüksek sıcaklıklarda önemli miktarda ısı yoldan uyarılmış verici safsızlıklar görülmektedir. Bu taşıyıcılar, numunede tüm sıcaklıklarda görülen başka birdeşik taşıyıcı grubu sebebiyle ne yazık ki fazla çözümlenememiş ve dolayısıyla aktivasyon enerjisi hesaplanamamıştır. Buna sebep olandeşik taşıyıcı grubu Şekil 6.20’de içi boş karolarla gösterilmiştir. Bu taşıyıcılar, 2DEG hareketliliğine yakın hareketlilik ve sıcaklıktan bağımsız taşıyıcı yoğunluğuna sahip olmaları sebebiyle 2-boyutlu taşıyıcı özelliği göstermektedir. Ayrıca baskın olması sebebiyle QMSA tarafından çoğu sıcaklıkta - ayrıştırılan 2DEG taşıyıcı yoğunluğundan yaklaşık 100 kat düşük taşıyıcı yoğunluğuna sahip olmasına rağmen başarı ile çözümlenmiştir. Bu sebeple bu taşıyıcıları “hayalet taşıyıcı” olarak kabul etmek analizin bütünlüğü açısından doğru olmayacaktır.

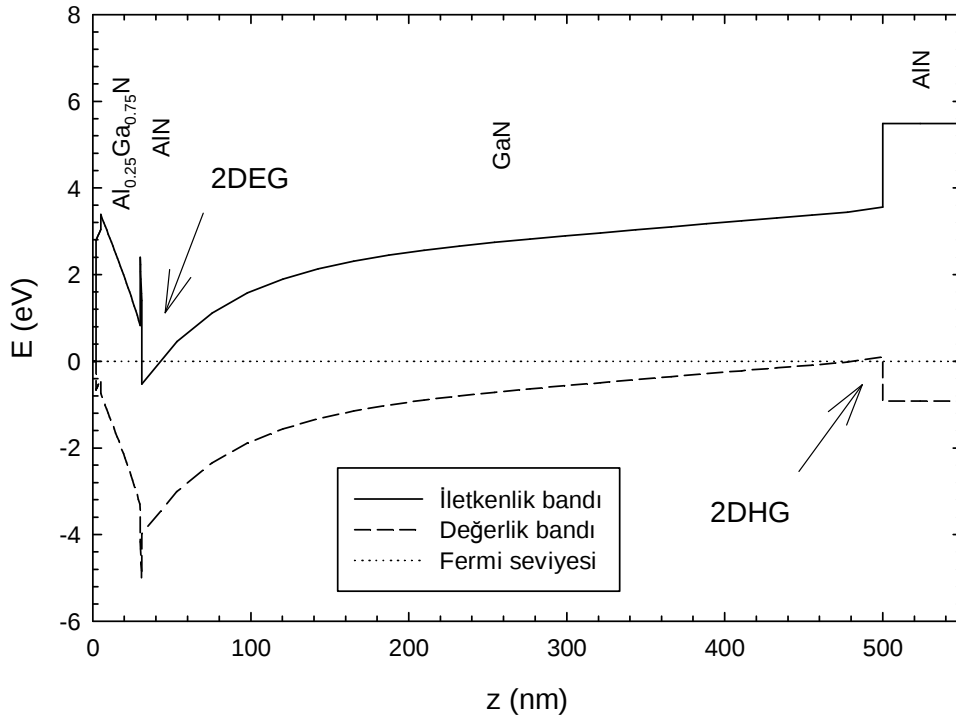


Şekil 6.19. B413 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir



Şekil 6.20. B414 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG/2DHG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir

B414 numunesinde 2-boyutlu deşik taşıyıcısının kaynağını araştırmak amacıyla, numunenin 1-boyutta lineer olmayan, bağlaşik Schrödinger-Poisson iteratif denklem çözümleri yapılmıştır [139]. Simülasyon işlemi, simülasyonu yapılan alan boyunca homojen olarak dağılmış gerilme alanlarının hesaplanması ile başlar. Hesaplanan gerilme ve piroelektrik yükler kullanılarak piezoelektrik yükler hesaplanır. Çoğu simütatörde piezoelektrik yüklerin hesaba katılmaması katkısız GaN-temelli simülasyonların genelde başarısız olmasına yol açacak kadar önemli bir problemidir. Bu yüklerin hesaplanmasından sonra, toplam yükler çıkarılır. Bu çalışmada katkı olmadığından, tüm yükler piezoelektrik yükler olarak alınmıştır. Toplam yük kullanılarak Poisson denklemi çözülür. Daha sonrasında ise, bağlaşik çözüm elde edilene kadar Schrödinger ve Poisson denklemleri sıra ile çözülür. Sonuç olarak taşıyıcı tipleri, dağılımları, dalga fonksiyonları ve özdeğerleri hakkında bilgi edinilir. Bu çalışmadaki simülasyonda kullanılan GaN ve AlN'a ait parametreler literatürdeki ilgili çalışmalardan alınmıştır [25, 140, 141]. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ parametreleri ise Vegard yasası kullanılarak çıkarılmıştır.



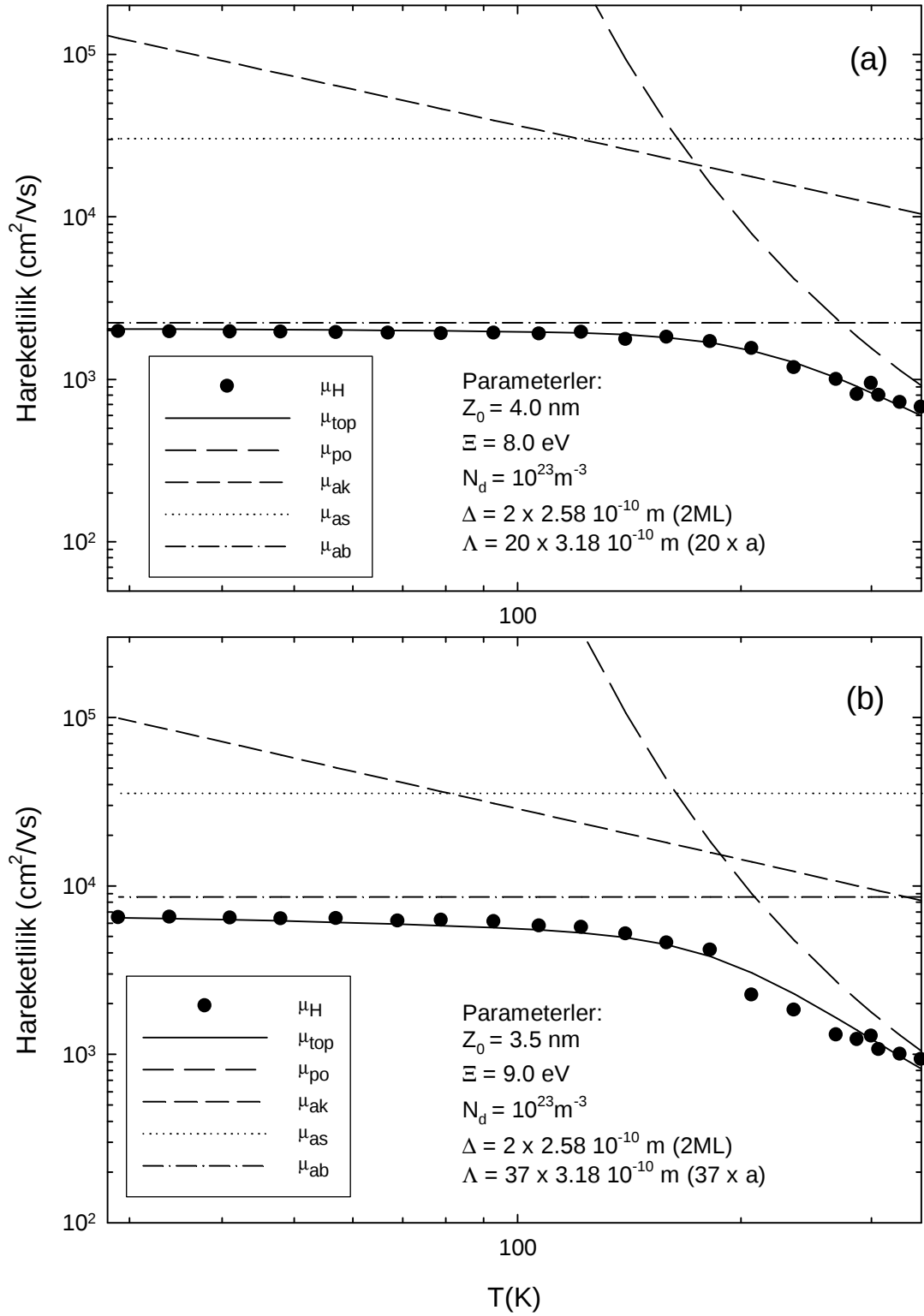
Şekil 6.21. B414 numunesindeki deşik taşıyıcıları tanımlayabilmek için yapılan 1-boyutta lineer olmayan, bağlaşik Schrödinger-Poisson iteratif denklem çözümü sonucu elde edilen bant yapısı. Şekil'in iyi görülmesi amacıyla GaN tampon tabaka kısa tutulmuştur

Şekil 6.21’de de görüldüğü gibi, Fermi seviyesi AlGaN/AlN/GaN bölgesinde iletkenlik bandından geçerek o bölgede beklenen 2DEG oluşumunu vermektedir. Bunun yanında, GaN tampon tabaka/AlN tampon tabaka bölgesinde ise değerlik bandının hemen içinden geçmekte ve o bölgede 2DHG oluşumuna yol açmaktadır. B414’de yüksek sıcaklıklarda Hall taşıyıcı yoğunluğunda büyük farklar yarattığı görülen 3-boyutlu taşıyıcıların kalın AlN ve GaN tampon tabaka boyunca homojen olarak dağıldığını düşünürsek, bu taşıyıcıların bantları bükmesi sonucu, B414 numunesinde Fermi seviyesi değerlik bandına değmiş olabilir. Benzer şekilde, B413 numunesinde bantları bükcek yeterli 3-boyutlu taşıyıcı olmadığından Fermi seviyesi değerlik bandına değmemiş, hemen üstünde kalmış olabilir. GaN/AlN arayüzeylerinde benzer 2DHG oluşumları Fan ve arkadaşları ile Hu ve arkadaşları tarafından da rapor edilmiştir [142, 143].

6.2.6. Nicel hareketlilik spektrum analizi kullanarak saçılma analizi

B413 numunesi içinde ki 2DEG ve B414 numunesi içindeki 2DEG, 2DHG ve 3-boyutlu iletim mekanizmaları birbirinden başarı ile ayrıştırıldı. Bölüm 6.2.4’de yapılan saçılma analizleri, QMSA’dan elde edilen 2DEG’e ait hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak tekrarlanmış ve sonuçlar Şekil 6.11’de gösterilmiştir.

Bölüm 2.2 ve Şekil 2.2’den hatırlanacağı gibi GaN-temelli numunelerde gerginliğe bağlı olarak değerlik bandı parabolik yapısı kaybetmektedir. Parabolik olmayan yapı sebebiyle etkin kütle kavramı doğruluğunu yitirmektedir ($E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$). B27, B60 ve B413 numunelerinde 2DHG yapısı görülmediğinden sadece 2DEG görüldüğünden analizlerinde etkin kütle yaklaşımı doğru sonuçlar vermekte idi. Bu sebepten ötürü B414 numunesindeki 2DHG parabolik yaklaşım ele alınarak ortaya çıkarılmış saçılma analizleri ile incelenemez.



Şekil 6.22. QMSA analizi sonrası elde edilen 2DEG verileri kullanılarak (a) B413 ve (b) B414 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir

B413 ve B414 numuneleri, düşük sıcaklıklarda yaklaşık aynı taşıyıcı yoğunluklarına sahiptirler. Bu sebeple, düşük sıcaklıklarda baskın olan arayüzey bozukluğu saçılması, alaşım saçılması ve arka plan safsızlığı saçılmaları, Şekil 4.7 ve 4.8’de görülen hareketliliklerin taşıyıcı yoğunluğu ile ilişkisinden görece bağımsızdırlar. Bunun dışında, AlN aratabaka kullanımı, $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ bariyer içinde elektron bulunma olasılığını yok ettiğinden, bu numunelerde alaşım saçılması yok olarak kabul edilebilir. B414 numunesinin yüksek sıcaklıklardaki iki kat büyük taşıyıcı yoğunluğu değerinin 3-boyutlu taşıyıcılardan kaynaklandığı açıkça görülmektedir. B413 ve B414 numunelerinde ki 2DEG elektronları, aynı genişlikteki kuyularda bulunmalarından ve sayılarının yaklaşık aynı olmalarından dolayı, arka plan safsızlıkları ile de benzer düzeyde etkileşmeye girerler. Bu sonuç Şekil 6.15’de açıkça görülmektedir. Dolayısı ile B27 ve B60’ın aksine, düşük sıcaklıklarda Hall hareketliliğindeki farkı sadece arayüzey bozukluğu belirler.

Yüksek sıcaklıklarda etkin olan optik fonon saçılması, QMSA analizi öncesi, B413 ile B414’ün aynı genişlikte kuyulara sahip olduğu sonucunu verirken, analiz sonrası B414’ün daha dar bir kuyuya sahip olduğunu göstermiştir. Kuyu genişlikleri ise arka plan safsızlıkları ile etkileşimi değiştirdiğinden düşük sıcaklıklardaki analizi dolaylı olarak etkilemiştir. Kuyu genişliğinin arka plan safsızlık saçılmasını dolayısıyla düşük sıcaklık bölgesindeki saçılma analizini dolaylı yoldan etkilemesine rağmen, QMSA sonrası arayüzey bozuklukları ve Hall sonuçları ile hesaplanan arayüzey bozuklukları aynı değerde çıkmıştır. Bunların dışında, Hall ölçümleri verileri ile yapılan saçılma analizine benzer şekilde B414 numunesinin deformasyon potansiyeli değeri B413’e göre küçüktür. Burada önemli nokta, QMSA analizi sonrası B413 numunesinin deformasyon potansiyelinin küçülmesine karşılık B414 numunesinin deformasyon potansiyelinin büyümesidir. Bu fark, kuyu genişliğinde olan farkla ilişkilidir.

QMSA analizi öncesi ve sonrası parametrelerin değerleri Çizelge 6.3’de sunulmuştur.

Çizelge 6.3. Hall verileri ve QMSA analizi sonrası ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler

	Z_0 (nm)	Ξ (eV)	Λ ($\times 3,18 \times 10^{-10}$ nm)
B413 – Hall	4	11	20
B413 – QMSA	4	10	38
B414 – Hall	4	8	20
B414 – QMSA	3,5	9	37

QMSA ile 2DEG’e ait daha doğru parametrelerin bulunduğunu kabul edersek 2-boyutlu saçılma analizleri sonrasında genel olarak AlGaIn/AlN/GaN/AlN yapıları için aşağıdaki sonuçlara ulaşılabilir:

- Yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılması baskındır.
- Düşük sıcaklıklarda etkin olan arka plan safsızlıklarının etkisi, kuyu genişliğine bağlıdır.
- Benzer taşıyıcı yoğunluğuna sahip numunelerde düşük sıcaklık hareketliliğindeki farkı arayüzey bozukluğu saçılması belirler.
- Bu numunelerde AlN aratabaka bulunduğundan alaşım saçılması bulunmaz.

Bunların dışında B413 ve B414 için:

- GaN tampon tabakanın $1,97 \mu m$ yerine $2,77 \mu m$ büyütülmesi,
- Dislokasyonları azaltarak 2DEG oluşan arayüzeyde 2 kata yakın arayüzey bozukluğu azalmasını sağlar.
- Arayüzey bozukluğunun arayüzeydeki gerilmelerle ilişkili olduğu düşünüldüğünde gerginlik artar ve kuyu genişliği azalır.
- Kalın tampon tabaka bantların bükülmesini sağlayarak değerlik bandında 2DHG oluşumuna yol açabilir.

6.2.7. Elektriksel ölçümlerin katmanlar arası gerginlikle ilgisi

B27 ve B60'da yapılan gerginlik analizlerinin bir benzeri katkısız AlGaN/AlN/GaN/AlN yapılarında da uygulanabilir. Yaklaşık morfolojik olarak büyütülmüş AlGaN/AlN/GaN/AlN çokluyapılarda 2DEG, AlN/GaN arayüzeyinde biriktiğinden, toplam polarizasyon tarafından indüklenmiş yük yoğunluğu

$$|\sigma(x)| = |P_{PE}(AlN) + P_{DP}(AlN) - P_{DP}(GaN)|, \quad (6.13)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir. Buradaki doğal polarizasyon ve piezoelektrik polarizasyon

$$P_{DP}(AlN) = -0.081 \text{ C/m}^2, \quad (6.14)$$

$$P_{PE}(AlN) = 2\varepsilon_x \left\{ e_{31}^{AlN} - e_{33}^{AlN} \frac{C_{13}^{AlN}}{C_{33}^{AlN}} \right\} \text{ C/m}^2, \quad (6.15)$$

olarak verilir. Piezoelektrik ve elastik sabitleri alaşım oranı kaldırılırsa

$$e_{31}^{AlN} = -0.60 \text{ C/m}^2, \quad (6.16)$$

$$e_{33}^{AlN} = 1.46 \text{ C/m}^2, \quad (6.17)$$

$$C_{13}^{AlN} = -98 \text{ GPa}, \quad (6.18)$$

$$C_{33}^{AlN} = 373 \text{ GPa}, \quad (6.19)$$

biçimindedir. Bu polarizasyonlar ve sabitler sıcaklık bağımlıdır. Bilgimiz dahilinde literatürde yeterli veri bulunmadığından hesaplamalarda sıcaklığa bağımlılık bulunmamaktadır.

Eş. 6.15 içinde Eş. 6.16 – 6.19 kullanılarak piezoelektrik polarizasyon değeri ($P_{PE}(AlN)$) hesaplanabilir. Ayrıca, doğal polarizasyon Eş. 6.14 kullanılarak hesaplanabilir. Eş. 6.6'yı yeniden düzenlersek, AlGaIn/GaN arayüzeyindeki düzlemsel gerilme

$$\varepsilon_x = \frac{P_{PE}(AlN)}{2 \left\{ e_{31}^{AlN} - e_{33}^{AlN} \frac{C_{13}^{AlN}}{C_{33}^{AlN}} \right\}} \quad (6.20)$$

olarak bulunur. Bu çalışmada düzlemsel gerilme izotropik olarak kabul edildi ($\varepsilon_x = \varepsilon_y$). Hekzagonal yapılarda bulunan üçüncü polarizasyon elemanı hesaba katılmadı (e_{15}). Büyütme yönü gerilmesi (ε_z), düzlemsel gerilmeye (ε_x)

$$\varepsilon_z = -2\varepsilon_x \frac{C_{13}}{C_{33}} \quad (6.21)$$

eşitliği ile bağlı olarak kabul edilmiş, B413 ve B414 numuneleri için Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak gerilmeler hesaplanmış ve Çizelge 6.2 de sunulmuştur.

Bölüm 6.1.7'de sonuçlar Iwanaga ve arkadaşlarının sıcaklığa bağlı örgü parametrelerini sundukları makaleye göre yapılan gerilim hesaplamaları karşılaştırılmıştır. Yapılan hesap çok kalın GaN üzerine yaklaşık morfolojik olarak büyütülmüş çok kalın AlGaIn tabakası için doğrudur. Dolayısıyla, 1 nm AlN aratabakalı B413 ve B414 numunelerinde bu hesap doğru sonuç vermeyecektir. Bu sebeple Çizelge 6.4'de sadece bu çalışmada hesaplanan sonuçlara yer verilmiştir. QMSA ile hesaplanan gerilme değerleri, AlN/GaN arayüzeyinde bulunan 2DEG ile orantılı olduğundan daha düşük çıkmışlardır. B414 numunesinde Hall ölçümleri sonucunda elde edilen gerilme değerleri ile QMSA sonucunda elde edilen gerilme değerleri arasında büyük fark görülmektedir. Bu fark B414 numunesinin Hall

ölçümlerinde elde edilen oda sıcaklığı taşıyıcı yoğunluğunun çok büyük olmasından kaynaklanmıştır.

Tekrar hatırlatılması yararlı olacak bir diğer husus ise gerçek bir numunede gerilim numune üzerinde homojen olarak dağılmaması, burada yapılan hesaplamaların, tüm numune için ortalama bir değer vermesidir.

Çizelge 6.4. Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak oda sıcaklığına yakın sıcaklıkta hesaplanmış düzlemsel ve büyütme yönü gerilmeleri

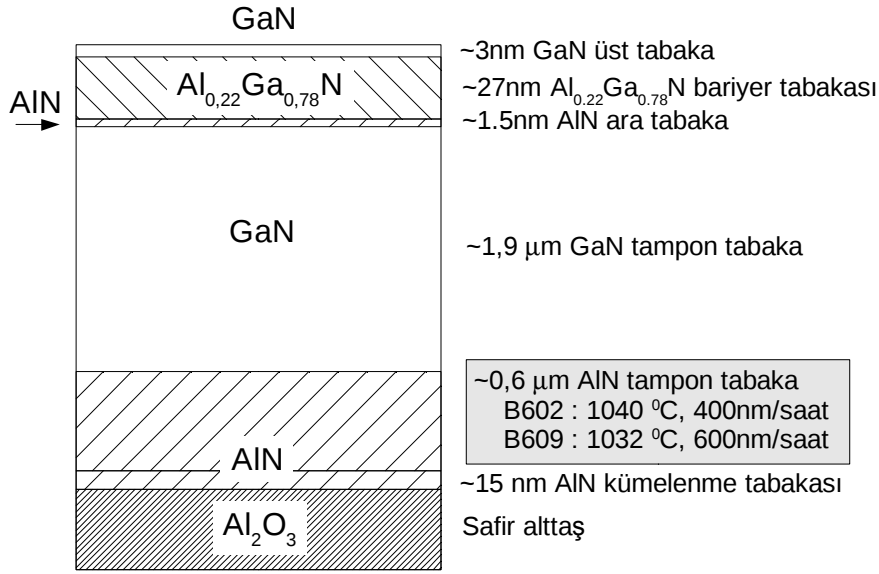
	$\epsilon_x (\times 10^{-3})$	$\epsilon_z (\times 10^{-3})$
B413 – Hall	17,6364	-9,2674
B413 – QMSA	17,2031	-9,0397
B414 – Hall	22,9467	-12,0578
B414 – QMSA	19,1932	-10,0855

6.3. $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT Yapıları – B602 ve B609

Bu tez dahilinde incelenen 6 numuneden son ikisi olan B602 ve B609 kodlu $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarının özellikleri bu bölümde incelenecektir.

6.3.1. Kristal büyütme detayları

Yarıiletken tabakalar, c-yüzlü (0001) safir (Al_2O_3) alttaş üzerine düşük basınçlı MOVPE reaktöründe büyütüldü. Tabakaların büyütülmesinden önce safir alttaşlar H_2 atmosferinde $1100\text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklıkta temizlendi. İlk olarak yaklaşık 15 nm kalınlığında AlN kümelenme tabakası $840\text{ }^\circ\text{C}$ sıcaklıkta büyütüldü. Reaktör basıncı alttaş temizliğinde ve kümelenme tabakası büyütülme esnasında 50 mbar'lık basınçta tutuldu. Düşük sıcaklıktaki kümelenme tabakasının büyütülmesinden sonra numune, yüksek sıcaklığa çıkarılarak tavlınması ve kristalize olması sağlandı.



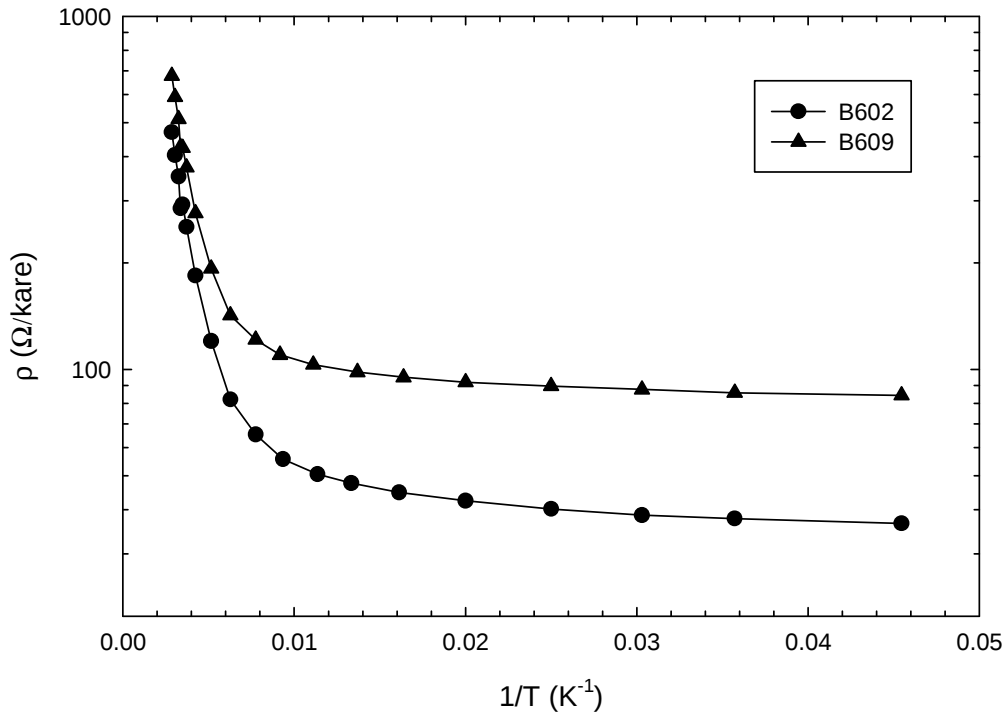
Şekil 6.23. B602 – B609 kodlu Al_{0,22}Ga_{0,78}N/AlN/GaN/AlN HEMT yapıları. Şekilde ki kalınlıklar orantılı değildir

Daha sonrasında, tavllanmış kümelenme tabakası üzerine dislokasyonları azaltıcı yaklaşık 0,60 μ m kalınlığında AlN tampon tabakası, B602 numunesi için 1040 °C sıcaklıkta ve yaklaşık 400 nm/saat hızıyla, B609 numunesi için 1032 °C sıcaklıkta ve yaklaşık 600 nm/saat hızıyla büyütüldü. Daha sonra 1,90 μ m kalınlığında GaN tampon tabaka her iki numune içinde 1040 °C sıcaklıkta büyütüldü. Son olarak aynı koşullarda, 1,5 nm AlN aratabaka, 27 nm kalınlığında Al_{0,22}Ga_{0,78}N bariyer tabakası ve 3 nm kalınlığında, iletkenlik bandı ofsetini düşürerek Ohmik kontak almaya yardımcı olan GaN üst tabaka büyütüldü. Epitaksiyel tabakaların tamamı katkısız olarak büyütüldü. B602 ve B609 numunelerine ait katman detayları Şekil 6.23’de verildi.

6.3.2. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

Al_{0,22}Ga_{0,78}N/AlN/GaN/AlN HEMT yapılarında özdirenc ölçümleri Van der Pauw yöntemi kullanılarak 22 – 350 K arasında 19 sıcaklık noktasında, 0 – 1,5 T arasında 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Manyetik alanın yokluğunda özdirencin sıcaklığın tersine bağlı değişimi Şekil 6.24’de verildi. B602 ve B609 numuneleri çok

kuvvetli metalik davranış göstermektedirler. İki numune arasında ciddi bir öz direnç farklılığı görülmektedir. Bu fark yüksek sıcaklıklarda 1,5 kat iken düşük sıcaklıklarda 2,5 kata yaklaşmıştır. Bu fark büyütme koşullarındaki AlN tampon tabakanın büyütme sıcaklığı farklılığı ve bu farklılığa bağlı olan büyütme hızı farklılığından kaynaklanmış gibi görülmektedir. Ayrıntılı analiz ileride yapılacaktır.

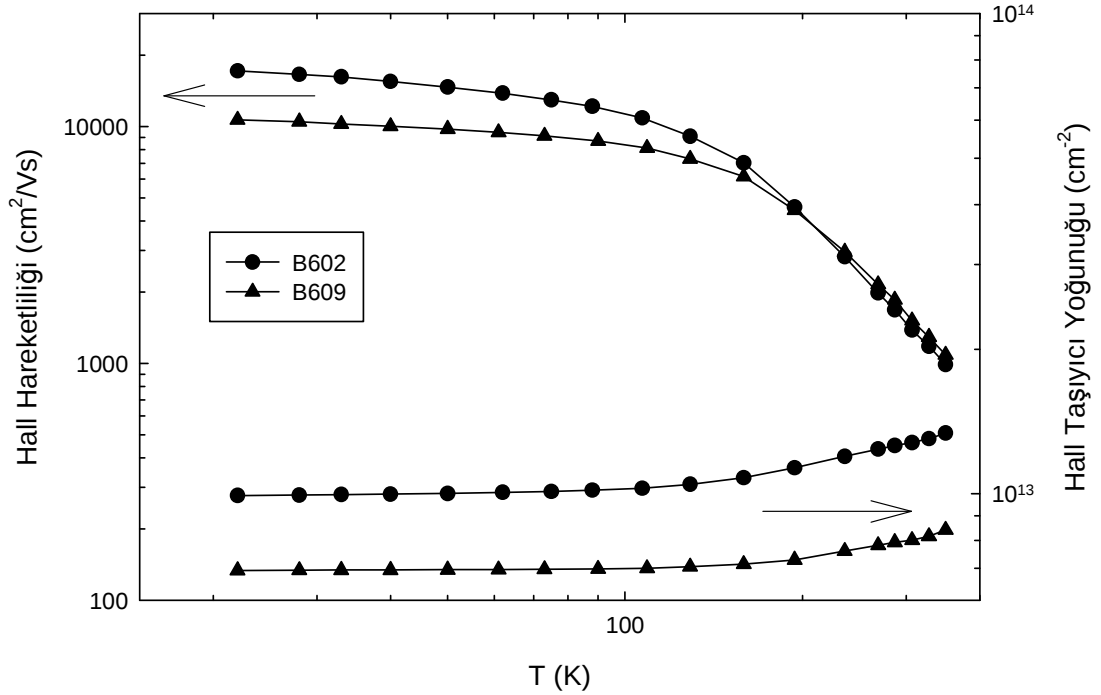


Şekil 6.24. $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarına ait öz direncin sıcaklığın tersine bağlı değişimi. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur

6.3.3. Hall sonuçlarının sıcaklığa bağlı değişimi

$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ HEMT yapılarında Hall etkisi ölçümleri Şekil 5.3'de verilen geometriler kullanılarak yapıldı. Hall etkisi ölçümleri 22 – 350 K aralığında 19 sıcaklık noktasında, her bir sıcaklık noktası için 0 – 1,5 T aralığında 31 manyetik alan noktasında yapıldı. Numunede uygulanan sıcaklık aralığı boyunca Hall katsayısının negatif davranış gösterdiği görüldü. Bu davranış önceki numunelerde de olduğu gibi serbest taşıyıcıların elektronlar olduğunu gösterir. B602 ve B609

numunelerinin 0,5 T’da ölçülmüş Hall hareketliliği ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi Şekil 6.25’de verildi.



Şekil 6.25. B602 ve B609 numunelerinin ölçülen Hall hareketliliklerinin ve Hall taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimleri. Çizgiler göze kolaylık için konulmuştur

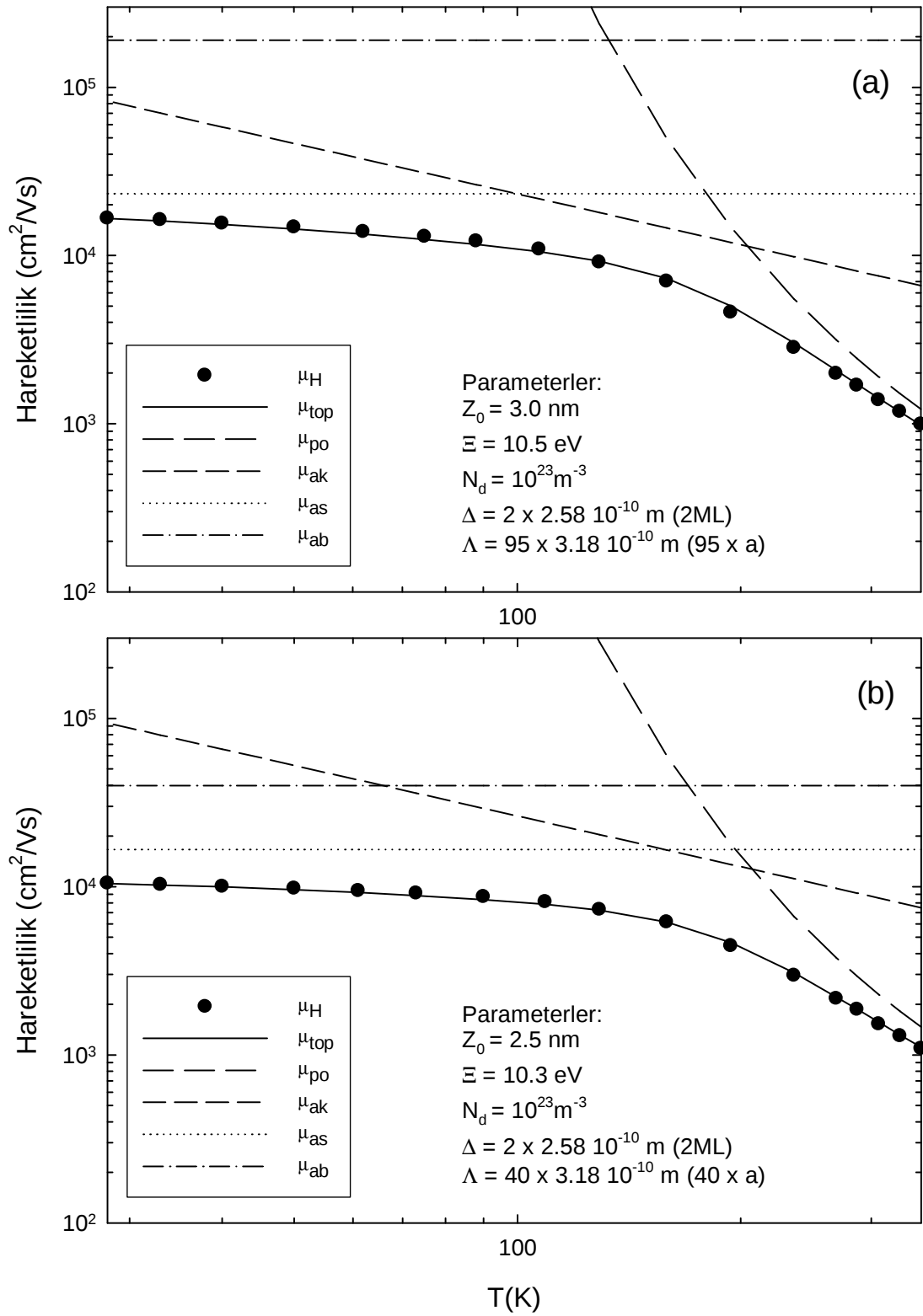
Şekil 6.25’den de görüldüğü gibi, her iki numunede de Hall elektron hareketliliği 100 K’den düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan bağımsız hale gelmektedir. 100 K’inden yüksek sıcaklıklarda ise Hall elektron hareketliliği, artan sıcaklıkla optik fonon saçılmasına ait olan $T^{-3/2}$ bağımlılığına uygun şekilde azalmaktadır. Önceki numunelere benzer şekilde yüksek sıcaklıklarda, B602 ve B609 numuneleri içinde optik fonon saçılmasının baskın olduğu anlamına gelmektedir. Her iki numunede de yüksek sıcaklıklarda safsızlıkların ısı yolla uyarımından gelen taşıyıcıların azlığı dikkat çekmektedir. Numunelerdeki yüksek Hall hareketliliği ve yüksek Hall taşıyıcı yoğunluğu değerleri ile düşük sayıdaki 3-boyutlu taşıyıcılar bu numunelerin önceki numunelere göre çok daha kaliteli büyütülmüş oldukları ve sahip oldukları 2DEG’in son derece baskın olduğu anlamına gelmektedir.

B602 ve B609 için ölçülen oda sıcaklığı Hall elektron hareketlilikleri sırasıyla 1525 cm^2/Vs ve 1687 cm^2/Vs iken Hall taşıyıcı yoğunlukları yine sırasıyla $1,26 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ve $8,01 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ olarak ölçülmüştür. B602 ve B609 için 22 K sıcaklığında ise Hall elektron hareketlilikleri sırasıyla 17195 cm^2/Vs ve 10686 cm^2/Vs iken Hall taşıyıcı yoğunlukları sırasıyla $9,91 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $6,93 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ olarak ölçülmüştür. Düşük sıcaklıklarda ki büyük farklar, büyütme koşullarındaki AlN tampon tabaka farklılığının, B413 ve B414 de de olduğu gibi AlN/GaN arayüzeyinde farklı arayüzey bozukluklarına sebebiyet vermesiyle açıklanabilir. Düşük sıcaklıklarda Hall taşıyıcı yoğunlukları önceki numunelerin aksine farklı değerlere gitmektedir.

6.3.4. Saçılma analizi

Bu bölümde, Bölüm 4.4’de ayrıntıları ile incelenmiş, birbirlerinden bağımsız olarak elektron hareketliliğini sınırladıkları kabul edilmiş, polar optik fonon, akustik fonon, alaşım, arka plan safsızlık ve arayüzey bozukluğu saçılmaları kullanılarak B602 ve B609 numuneleri için Hall verileri kullanılarak saçılma analizi yapılmıştır. Analizde kullanılan parametreler Çizelge 2.2 ve Çizelge 2.4’de bulunmaktadır. Hesaplamalarda arka plan safsızlık miktarı (N_d) ve arayüzey bozukluğunun yanal boyutu değeri (Δ) analizlerde bütünlük sağlamak önceki 4 numunenin hesabında kullanılan değerlerle aynı alınmıştır.

İlk olarak, 0,5 T manyetik alan altında ölçülmüş Şekil 6.25’de verilen sıcaklığa bağlı Hall hareketliliği ve düşük sıcaklık Hall taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak, saçılma mekanizmaları ölçülen değerlere Mattheissen kuralı uygulanarak eşleştirildi. Eşleştirme sonuçları Şekil 6.26’da gösterilmiştir.



Şekil 6.26. (a) B602 ve (b) B609 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir

Çalışılan tüm sıcaklık aralığında B602 numunesi, B609 numunesine göre daha yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir. Bu sebeple, Şekil 4.7 ve 4.8’de görülen hareketliliklerin taşıyıcı yoğunluğu ile ilişkisine göre, düşük sıcaklıklarda arka plan safsızlığı saçılmasından daha az ve arayüzey bozukluğu saçılmasından daha çok etkilenecektir. B413 ve B414 numunelerine benzer olarak, AlN aratabaka kullanımı, $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{N}$ bariyeri içinde elektron bulunma olasılığını yok ettiğinden bu numunelerde alaşım saçılması yok olarak kabul edilebilir. Şekil 6.26’ya göre B602 numunesinde oluşan kuyu 0,5 nm kadar daha geniştir. Aslında daha geniş kuyulu numunelerde arka plan safsızlıklarıyla etkileşim daha çok olmasına rağmen, B602 numunesindeki yüksek taşıyıcı yoğunluğu arka plan safsızlığı saçılmasının B609’a göre daha etkisiz olmasını sağlamıştır. Hall hareketliliğinde olan farkın açıkça arayüzey bozukluğundan kaynaklandığı görülmektedir. B609’da AlN/GaN arayüzeyi hesaplara göre B602’den iki kattan daha çok bozukluk göstermektedir. Bozuk arayüz, gerilmelerin azalmasına ve gerilmeler ile orantılı olan 2DEG taşıyıcı yoğunluğunun azalmasına sebep olmuş olabilir. Gerçekten de B609 numunesi tüm sıcaklıklar boyunca daha düşük taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir. Bunun dışında her iki numune de benzer deformasyon potansiyeli değerlerine sahiptir.

6.3.5. Nicel hareketlilik spektrum analizi sonuçları

B602 ve B609 manyetoiletim ölçüm sonuçları QMSA yöntemi kullanılarak analiz edildi. Analiz sonucunda numunelere ait bireysel taşıyıcı parametreleri ($\mu_n, \mu_p, n, p, \sigma_n, \sigma_p$) hesaplandı.

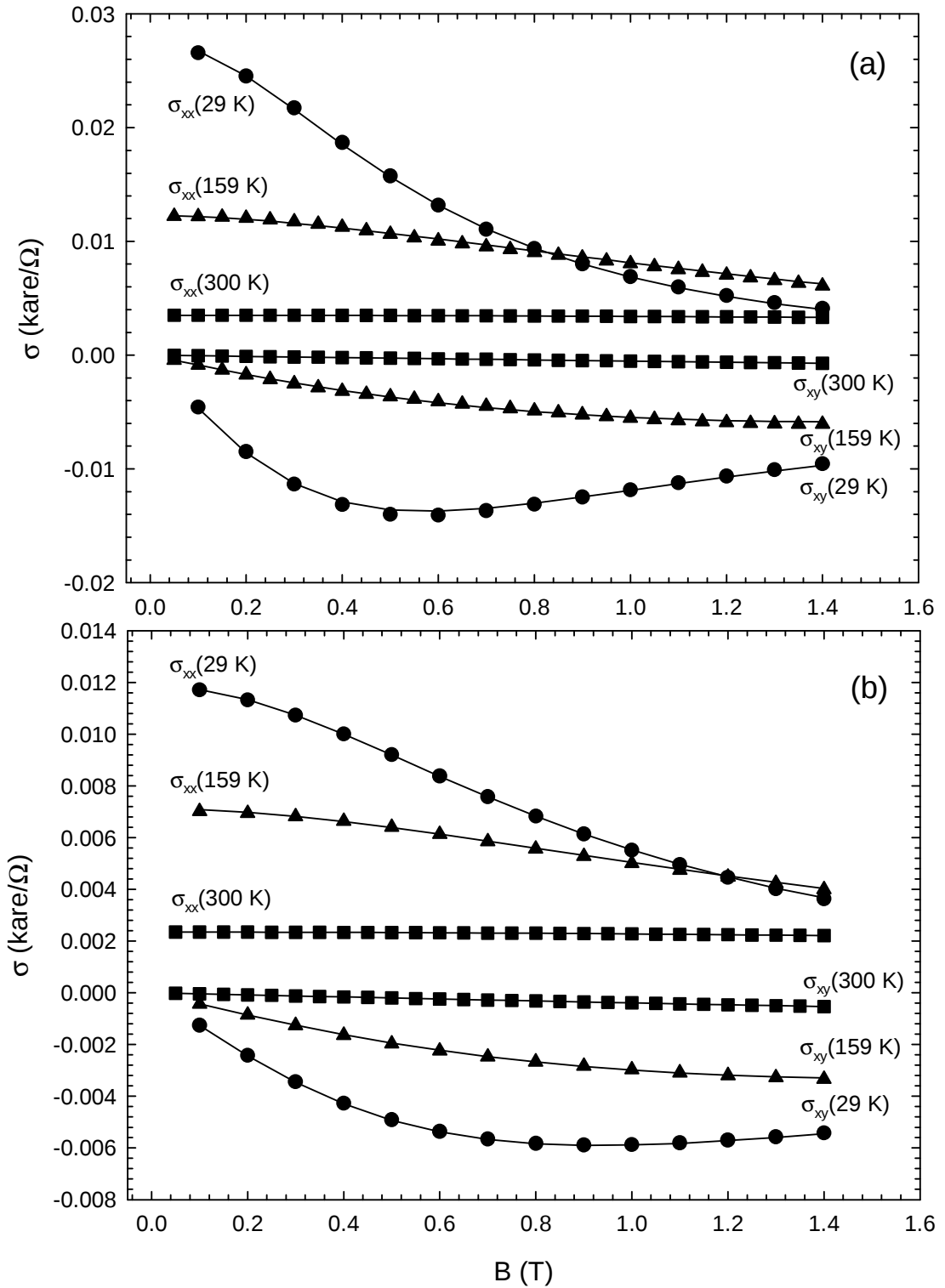
Önceki numunelerde yapılan analizlere benzer olarak, Bölüm 5.4’da bahsedildiği gibi deneysel iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}) belirlenir. İletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağımlılığının iteratif incelenmesi ile de hareketlilik spektrumu bulunur.

Şekil 6.27’de (a) B602 ve (b) B609 numuneleri deneysel iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları ve QMSA analizini sonucunda

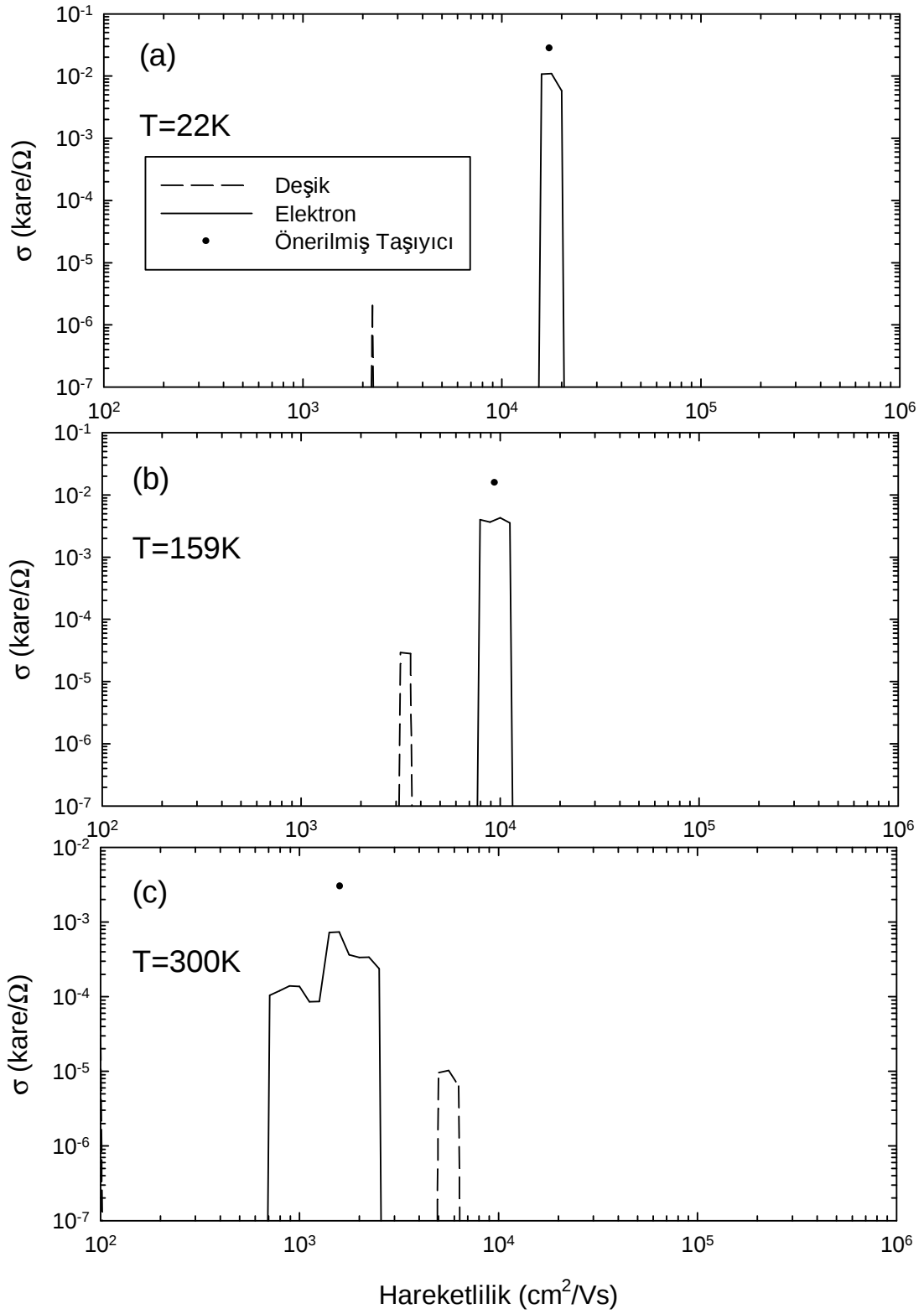
elde edilen eşleştirmeler 3 farklı sıcaklık için gösterilmiştir. Şekilden de görülebileceği gibi eşleştirme sonuçları önceki numunelerde de olduğu gibi mükemmel uyum göstermektedir. Düşük sıcaklıklarda her iki numunede de görülen yüksek hareketlilik değerlerinden ötürü σ_{xy} 'lerde uç noktaları görülmüştür. Deneysel ve teorik iletkenlik tensörleri arasındaki uyum B602 ve B609 numuneleri için QMSA metodundan elde edilen hareketlilik spektrumlarının doğruluğunun bir göstergesidir. Tüm sıcaklık adımlarında benzer analizler yapılmış, her sıcaklıktaki hareketlilik spektrumları çıkarılmıştır.

22-350 K arasında 19 sıcaklık noktasında QMSA'dan elde edilen hareketlilik spektrumları B602 numunesi için Şekil 6.28'de, B609 numunesi için Şekil 6.29'da 3 farklı sıcaklık değeri için gösterilmiştir. Spektrumlardan görüleceği gibi her iki numunede yüksek kalitelerinden ötürü yüksek düzlem iletkenlik değerleri göstermiştir. Çalışılan her sıcaklıkta baskın tek bir elektron taşıyıcısı görülmektedir.

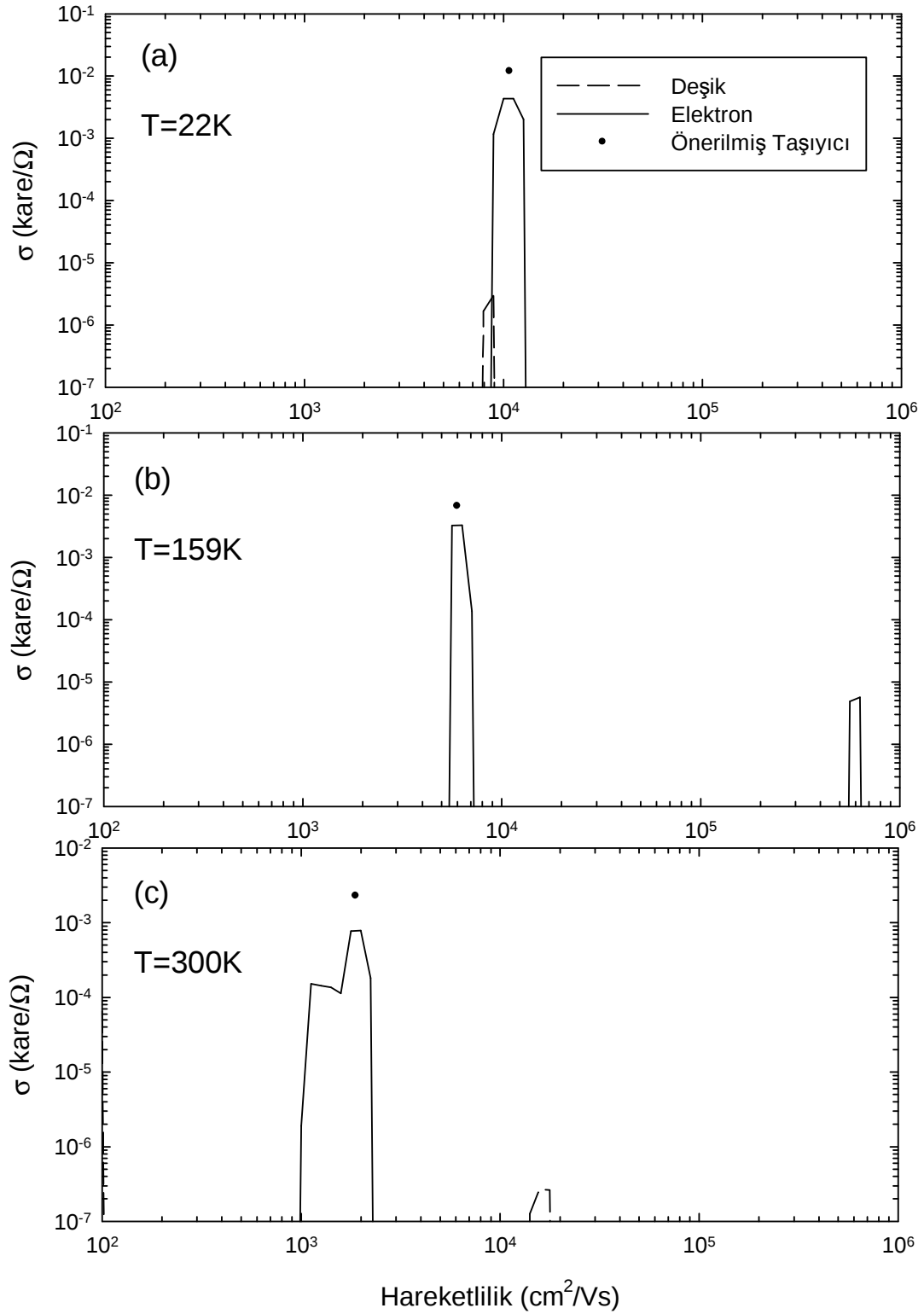
Numuneler hakkında daha iyi yorumlar yapabilmek için tüm sıcaklıklardaki QMSA analizleri kullanılmış, sıcaklığa bağlı hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu grafikleri Şekil 6.30 ve Şekil 6.31'de gösterilmiştir. Buna göre, yüksek sıcaklıklarda, Şekil 6.28 ve Şekil 6.29'da 300 K'de görülmemiş bazı elektron taşıyıcıları görülmektedir. Bu taşıyıcılar Şekil 6.30 ve Şekil 6.31'de kare işaretlerle gösterilmiştir. Bu taşıyıcıların sahip olduğu yüksek hareketlilik ve sıcaklık azaldıkça artan taşıyıcı yoğunlukları bakımından bilinen bir taşıyıcı grubuna sokulamamaktadır. Bunun dışında QMSA tarafından ayrıştırılmış 2-boyutlu elektron (üçgen) ve Hall verileri arasındaki mükemmel uyum dikkat çekmektedir. Ayrıca 2-boyutlu elektronların taşıyıcı yoğunluklarının beklenildiği gibi sıcaklıktan bağımsız olduğu da şekillerden açıkça görülmektedir.



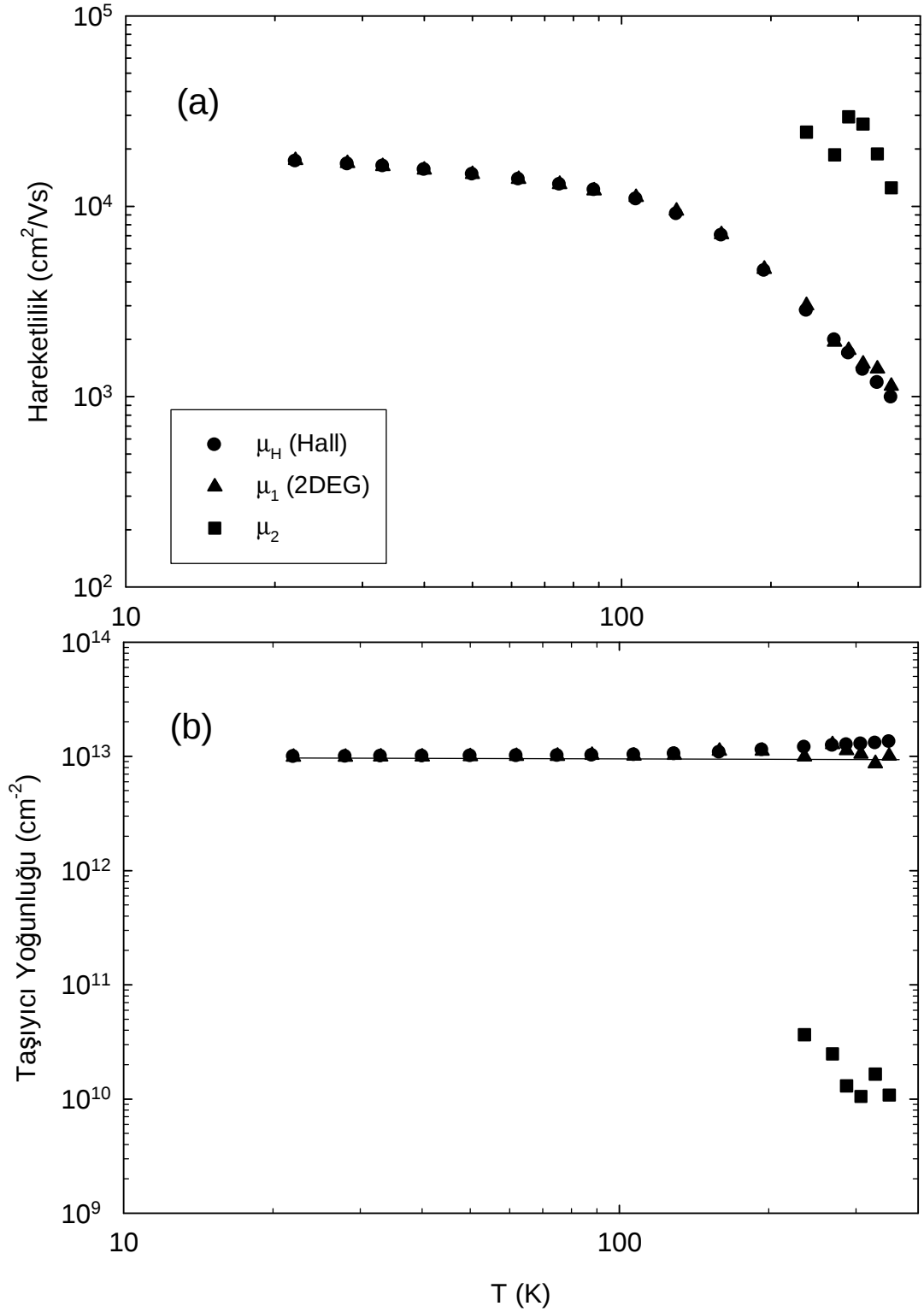
Şekil 6.27. (a) B602 ve (b) B609 numuneleri için iletkenlik tensörlerinin farklı sıcaklıklardaki manyetik alana bağımlılıkları. Ölçümlerde hesaplanan iletkenlik tensörleri daire (22K), üçgen (159K) ve kare (300K) için gösterilmiştir. Çizgiler QMSA analizinin eşleştirme sonuçlarıdır



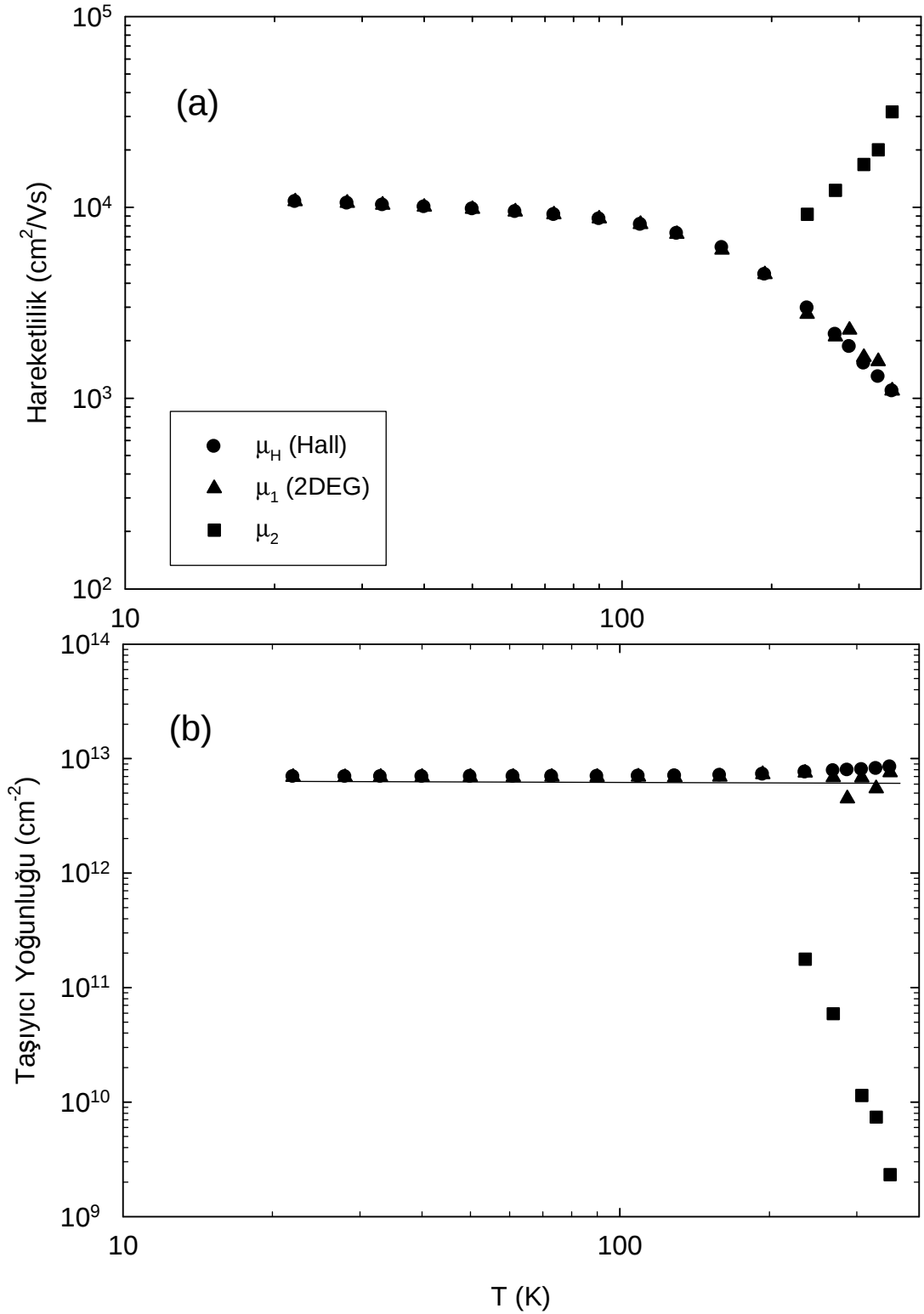
Şekil 6.28. B602 numunesi için (a) 22, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir



Şekil 6.29. B609 numunesi için (a) 22, (b) 159 ve (c) 300 K'deki hareketlilik spektrumları. Düz çizgiler elektron spektrumunu, kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder. Daireler ise QMSA sonunda her bir pike karşılık önerilmiş taşıyıcıları temsil etmektedir



Şekil 6.30. B602 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir



Şekil 6.31. B609 numunesine ait, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri ve QMSA analizi sonunda ortaya çıkarılmış sıcaklığa bağlı (a) hareketlilik ve (b) taşıyıcı yoğunluğu grafikleri. Sıcaklıktan bağımsız 2DEG davranışı düz çizgi ile gösterilmiştir

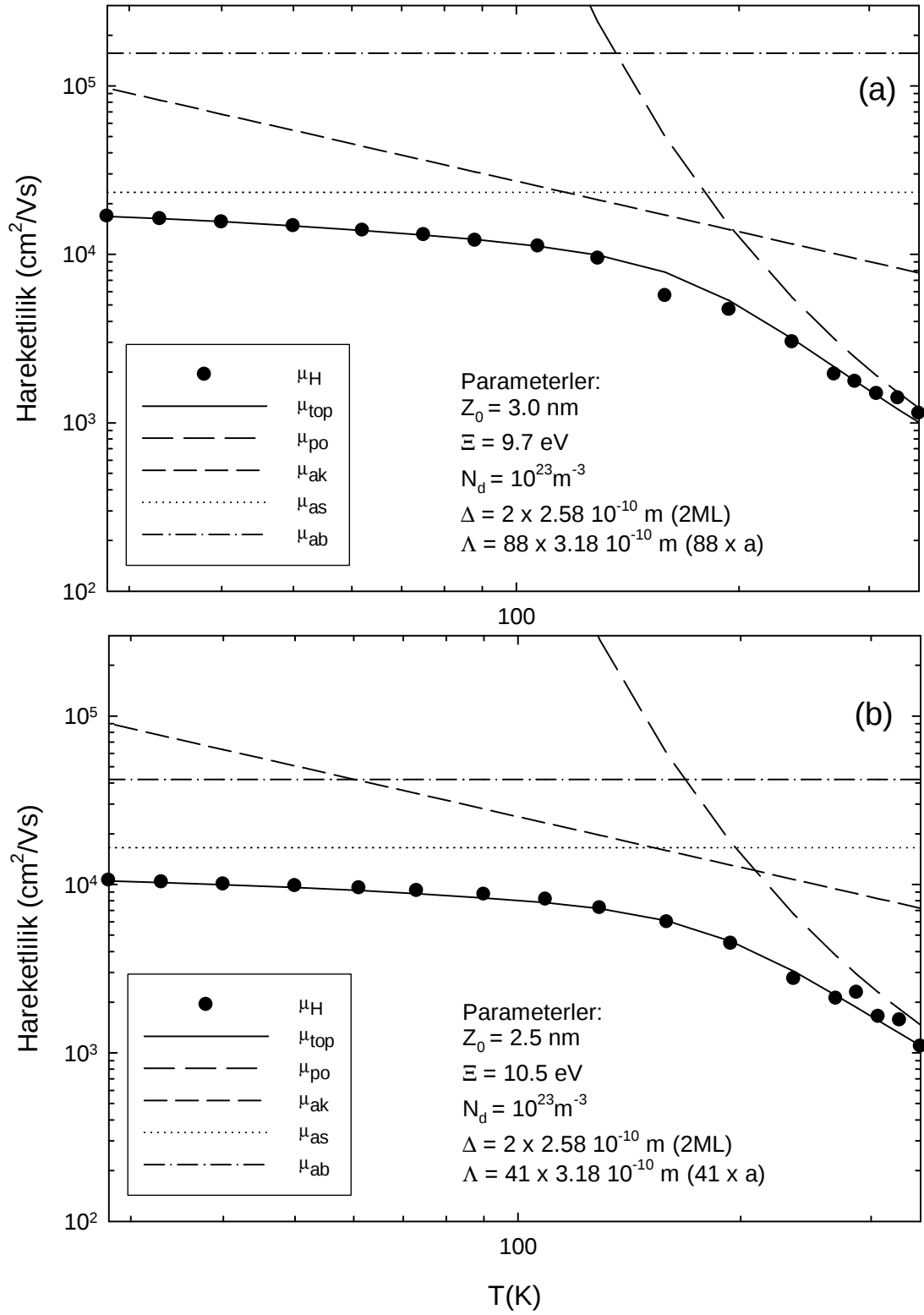
B602 ve B609 numunelerinde, B414 numunesinin aksine ve B413'e benzer olarak 2DHG görülmemesinin sebebi, GaN tampon tabakasındaki azalan safsızlıkların bandı yeterince bükememesine bağlanabilir. Az bükülen bant sebebiyle Fermi seviyesi GaN tampon tabaka/AlN tampon tabaka arayüzeyinde değerlik bandını kesemez ve burada iletim gerçekleşmez.

6.3.6. Nicel hareketlilik spektrum analizi kullanarak saçılma analizi

B602 ve B609 numuneleri içindeki 2DEG ve diğer iletim mekanizmaları birbirinden başarı ile ayrıştırıldı. Bölüm 6.3.4'de yapılan saçılma analizleri, QMSA'dan elde edilen 2DEG'e ait hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğu değerleri kullanılarak tekrarlanmış ve sonuçlar Şekil 6.32'de gösterilmiştir.

QMSA öncesindeki analiz gibi, B602 numunesi, B609 numunesine göre çalışılan tüm sıcaklık aralığında daha yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahiptir. Bu sebeple Şekil 4.7 ve 4.8'de görülen hareketliliklerin taşıyıcı yoğunluğu ile ilişkisine göre, düşük sıcaklıklarda arka plan safsızlığı saçılmasından daha az ve arayüzey bozukluğu saçılmasından daha çok etkilenecektir. Yine QMSA öncesindeki analize benzer olarak B602 numunesinde oluşan kuyu 0,5 nm kadar daha geniştir. Bu sonuç, bu analizde de düşük sıcaklıklardaki hareketlilik farkının açıkça arayüzey bozukluğundan kaynaklandığını göstermektedir. Bunun dışında her iki numune de benzer deformasyon potansiyeli değerlerine sahiptir.

Bu numunelerde QMSA sonrası saçılma analizi ile QMSA öncesi saçılma analizlerinin birbiri ile yaklaşık aynı sonuç vermeleri, 2DEG dışında çok önemli başka iletim kanalının olmadığı, numunelerin başarılı birer HEMT olduklarının bir göstergesidir.



Şekil 6.32. QMSA analizi sonrası elde edilen 2DEG verileri kullanılarak (a) B602 ve (b) B609 numunelerine ait saçılma analizi sonuçları. İlgili parametreler şekil içinde gösterilmiştir

QMSA analizi öncesi ve sonrası parametrelerin değerleri Çizelge 6.5’de sunulmuştur.

Çizelge 6.5 Hall verileri ve QMSA analizi sonrası ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak yapılmış saçılma analizleri sonrası elde edilen veriler

	Z_0 (nm)	Ξ (eV)	Λ ($\times 3,18 \times 10^{-10}$ nm)
B602 – Hall	3	10,5	95
B602 – QMSA	3	9,7	88
B609 – Hall	2,5	10,3	40
B609 – QMSA	2,5	10,5	41

Bu veriler ışığında B602 ve B609 numuneleri için aşağıdaki sonuçlara varılabilir:

- AlN tampon tabakanın 600 nm/saat (1032 °C) yerine 400 nm/saat (1040 °C) büyütülmesi;
- Dislokasyonları azaltarak 2DEG oluşan arayüzeyde 2 kata yakın arayüzey bozukluğu azalmasını sağlar.
- Arayüzey bozukluğunun azalması ile önemli oranda hareketliliğin artmasını sağlar.
- Arayüzey bozukluğunun azalması, gerginliğin boşaldığı bölgelerin azalması anlamına geleceğinden, taşıyıcı yoğunluğunda da önemli artış sağlar.

6.3.7. Elektriksel ölçümlerin katmanlar arası gerginlikle ilgisi

B413 ve B414’de yapılan gerginlik analizleri aynı eşitlikleri kullanarak B602 ve B609 numunelerine de uygulanabilir. Çizelge 6.6’de Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanarak yapılan gerilme analiz sonuçlarına yer verilmiştir.

Sonuçlar önceki numuneler ile uyum içerisindedir. QMSA ile hesaplanan gerilme değerleri, AlN/GaN arayüzeyinde bulunan 2DEG ile orantılı olduğundan daha düşük

çıkışlardır. B413 ve B414 numuneleri göz önüne alındığında, gerilim değerleri bir miktar daha düşük çıkmıştır. Bu sebeple B602 ve B609 numunelerinin hareketliliklerinin yüksek olmasının sadece arayüzey saçılmasıyla açıklanamayacağı, bu numunelerde hesaplanan kuyu genişliklerinin çok daha dar olması sebebiyle, arka plan safsızlık saçılmalarının azalmasının da bu yüksek değerlere katkısının olacağı söylenebilir. Dolayısıyla, B602 ve B609 numunelerinin B413 ve B414 numunelerinden ayıran en önemli özelliklerinin dar kuyu genişlikleri olduğu sonucuna varılabilir.

Çizelge 6.6. Hall verileri ve QMSA ile ayıklanmış 2DEG verileri kullanılarak oda sıcaklığına yakın sıcaklıkta hesaplanmış düzlemsel ve büyütme yönü gerilmeleri

	$\epsilon_x (\times 10^{-3})$	$\epsilon_z (\times 10^{-3})$
B602 – Hall	16,7366	-8,7946
B602 – QMSA	15,9030	-8,3565
B609 – Hall	14,9736	-7,8682
B609 – QMSA	14,5421	-7,6414

7. SONUÇLAR

Bu tezde MOVPE yöntemi ile (0001) yönelimli safir alttaş üzerine büyütülen $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$, $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ ve $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ yapılarının iletim ve manyetoiletim özellikleri Hall ölçümleri yapılarak ve QMSA analizi kullanılarak incelendi. Sonuçlar üzerinde saçılma analizleri ve gerginlik analizleri yapıldı.

Tez kapsamında öncelikli olarak çalışılan numunelerin iletim ve manyetoiletim özellikleri incelendi. Bu numunelerde 2DEG bulunduğu ve 2-boyutlu iletimin baskın olduğu gösterildi. Ayrıca direkt deneysel sonuçlardan AlN aratabaka ve AlN tampon tabaka kullanımının taşıyıcı yoğunluğu ve hareketlilik değerlerine olumlu etkileri gösterildi.

En başarılı numunelerde bile saf 2-boyutlu iletim sağlanamayacağı göz önüne alınarak, manyetoiletim verileri kullanılarak QMSA analizleri yapıldı ve her numunedeki 2-boyutlu iletim mekanizmasına ait saf taşıyıcı yoğunluğu ve hareketlilik değerleri numune genelinde bulunan 3-boyutlu iletim mekanizmasına ait taşıyıcı yoğunluğu ve hareketlilik değerlerinden ayrıştırıldı.

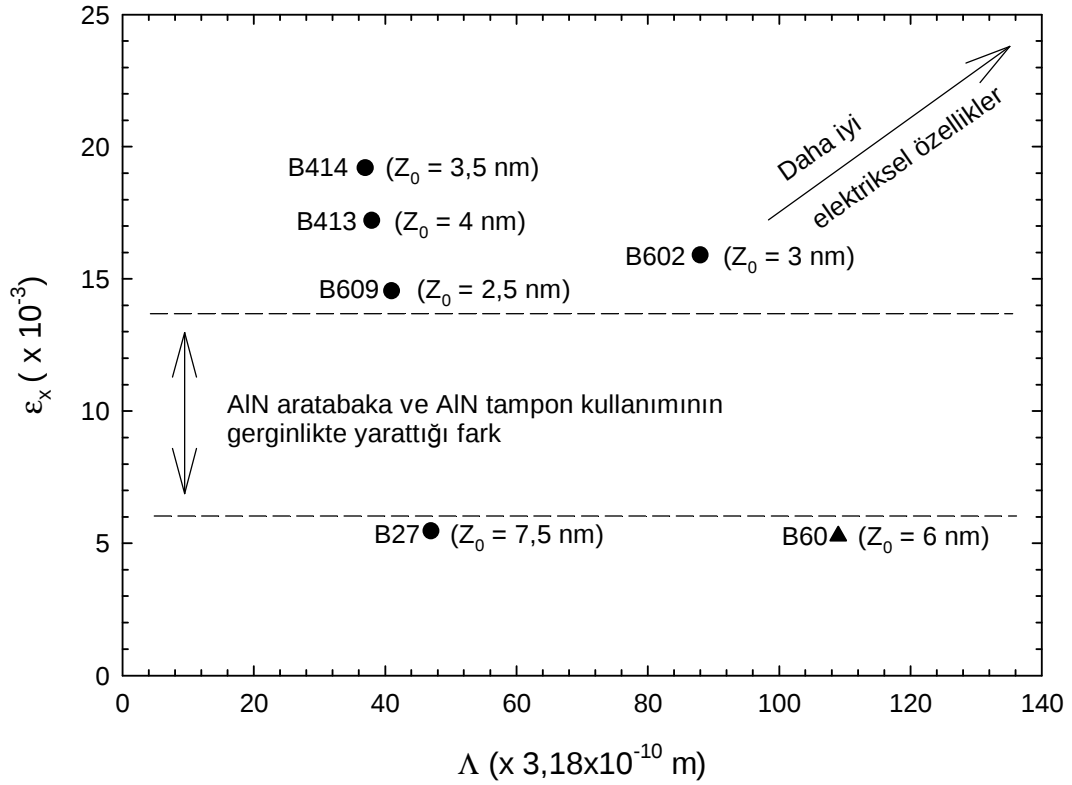
Literatürde yapılanın aksine analizlerin en doğru, ayrıştırılmış 2-boyutlu iletime ait verilerin kullanılmasıyla yapılabileceği savunulmuş bunun için her numunede hem ölçüm sonuçları hemde QMSA ile ayrıştırılmış 2DEG verileri kullanılarak saçılma analizleri ve gerginlik hesapları yapılarak farkları gösterildi.

QMSA ile ayrıştırılmış 2DEG verilerinin saçılma analizlerinde, sadece 2-boyutlu iletimle ilgili saçılma mekanizmaları ışığında incelenmesi ile arayüzey bozukluğu saçılmasının çalışılan numunelerdeki önemi gösterilmiştir. Bunun dışında, kuyu genişliğinin arka plan safsızlığı ile olan ilgisi, alaşım saçılmasının etkisi, polar optik fononların yüksek sıcaklıklardaki baskın davranışı gibi birçok temel durum saçılma analizleri sonucunda irdelendi ve incelenen sistemlerde 2DEG için bulunan olası parametreler listelendi.

Bunların dışında numunelerde büyütme koşullarındaki değişimini kuyu genişliği, deformasyon potansiyeli ve arayüzey bozukluğuna olan etkileri incelenerek büyütme parametreleri ile saçılma parametreleri ilişkilendirildi.

GaN temelli numunelerde 2DEG oluşumu sadece, 2DEG'in arasında bulunduğu katmanların birbirleri ile gerginliklerine, bu gerginliğe bağlı polarizasyon alanlarına bağlıdır. Bu polarizasyon, 2DEG taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olduğundan, QMSA ile ayrıştırılmış 2DEG yoğunluğu kullanılarak numunelerdeki katmanlar arası gerginlik değerleri hesaplanmıştır. Gerginliğin az olması, arayüzeyde dislokasyonların çok olması anlamına gelir. Hareketliliğin artması ve ilave gerginlik sağlaması için konulan AlN aratabaka ve kristal kalitesini arttırmak amacıyla konulan AlN tampon tabakanın, 2DEG'in oluştuğu arayüzde dislokasyon oluşumu azaltarak toplamda gerginliği arttırdığı açıkça gösterilmiştir. Bilindiği kadarıyla Hall sonuçlarıyla gerginlik analizi önerimi ve uygulanması ilk defa başarıyla bu çalışmada gösterilmiştir.

Yapılan saçılma analizleri ve gerginlik hesaplarıyla ilgili Şekil 7.1 de bazı sonuçlar açıkça ortaya çıkmıştır. Şekil 7.1'de QMSA analizi kullanılarak hesaplanan korelasyon uzaklığına bağlı düzlemsel gerginlik gösterilmiştir. Yüksek gerginliğin yüksek taşıyıcı yoğunluğu ve yüksek korelasyon uzaklığının yüksek hareketlilik anlamına gelmesinden yola çıkarak en iyi elektriksel özelliklere sahip numunenin B602 olduğu açıkça görülmektedir. AlN tampon tabakanın büyütülmesinin numunedeki kristal kalitesinin artmasına ve AlN aratabaka ile kullanılmasıyla 2DEG'in oluştuğu arayüzeyde gerginliğin artmasına sebep olduğu şekilde açıkça görülmektedir. Bunun dışında Bölüm 6.1.6'da belirtilen sonuçlardan gerginliğin arttığı numunelerde kuyu genişliğinin azaldığı sonucu da, gerginliğin görece düşük olduğu B27 ve B60'da geniş kuyuların oluşması olarak kendini göstermiştir.



Şekil 7.1. Yapılan saçılma analizleri ve gerginlik hesapları sonunda elde edilen arayüzey düzlemsel gerginlik – arayüzey korelasyon uzaklığı grafiği

Sonuç olarak, bu çalışmada QMSA ile ayrıştırılmış 2DEG'e ait iletim verileri kullanarak daha başarılı saçılma analizlerinin yapıldığı, bu analizler kullanarak 2DEG'in bulunduğu arayüzeyin kalitesi, oluşan kuvantum kuyusunun genişliği, deformasyon potansiyeli gibi önemli parametrelerin başarıyla hesaplanabildiği, 2DEG'in bulunduğu arayüzeyin gerginliğinin başarıyla hesaplanabildiği gösterilmiştir. Bu analizler, daha iyi elektriksel özelliklere sahip HEMT'lerin geliştirilmesinde kullanılabileceği gibi AlInN/GaN temelli yeni nesil HEMT'lerin geliştirilmesinde de kullanılabilir. Ayrıca arayüzey kalitesi, gerginlik yada kuyu genişliği gibi önemli parametrelerin sadece elektriksel ölçümler kullanılarak hesaplanması yönünden de çalışma, araştırmacılara kolaylıklar sunmaktadır. Bu çalışmada kullanılan analizler, daha iyi büyütme koşullarının tayini için kullanılabilir.

Bu tez dahilinde yapılan çalışmalarla ilgili olarak GaN temelli çokluyapılarda paralel iletimin ayrıştırılmasında QMSA analizinin önemi ve $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ numunelerinde QMSA sonuçları Applied Physics Letters dergisinde 2007 yılında yayımlanmıştır. Aynı yayınıımız, Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology dergisinde yayınlanmak üzere seçilmiştir.

Ayrıca, $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapılarında QMSA ile ayrıştırılmış 2DEG'in saçılma analizleri ilgili sonuçlar Semiconductor Science and Technology dergisinde 2007 yılında yayımlanmıştır.

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ çokluyapılarında QMSA destekli Hall ölçümleri kullanılarak 2DEG'in bulunduğu arayüzeyin gerginliğinin hesaplanması ile ilgili bilgiler ve hesaplamalar Physica B dergisinde 2007 yılında yayımlanmıştır.

Tez dahilinde verilen bazı band yapıların hesabında 1-boyutlu Schrödinger-Poisson denklemlerinin kendi ile uyumlu çözümleri *nextnano*³ yazılımı kullanılarak yapılmıştır [139]. Bu çözümler genişletilerek, AlN aratabakanın etkileri ve AlGaN/AlN/GaN yapılarında en yüksek hareketlilik ve taşıyıcı yoğunluğuna sahip olabilecek yapılar araştırılmıştır. İlgili sonuçlar Optoelectronics and Advanced Materials: Rapid Communications dergisinde yayımlanmıştır.

Son olarak, AlN tampon tabakalı numunelerde ki olası 2DHG oluşumu, QMSA sonuçlarıyla birlikte Thin Solid Films dergisinde 2008 yılında yayımlanmıştır.

KAYNAKLAR

1. Johnson, W. C., Parson, J. B. And Crew, M. C., "Nitrogen Compounds of Gallium", **J. Phys. Chem.**, 36 (10): 2651-2654 (1932).
2. Porowski, S. And Grzegory, I., "Thermodynamical properties of III-V nitrides and crystal growth of GaN at high N₂ pressure", **J. Cryst. Growth**, 178 (1-2): 174-188 (1997).
3. Amano, H., Sawaki, N., Akasaki, I. And Toyoda, Y., "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer", **Appl. Phys. Lett.**, 48 (5): 353-355 (1986).
4. Manasevit, H., "Single-Crystal Gallium Arsenide on Insulating Substrates", **Appl. Phys. Lett.**, 12 (4): 156-159 (1968).
5. Manasevit, H. And Simpson, W. I., "The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials: I. Epitaxial Gallium-V Compounds ", **J. Electrochem. Soc.**, 116 (12): 1725-1732 (1969).
6. Manasevit, H., Erdmann, F. M. And Simpson, W. I., "The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials: IV. The Nitrides of Aluminum and Gallium ", **J. Electrochem. Soc.**, 118 (11): 1864-1868 (1971).
7. Amano, H., Akasaki, I., Kozawa, T., Hiramatsu, K., Sawaki, N., Ikeda, K. And Ishii, Y., "Electron beam effects on blue luminescence of zinc-doped GaN", **J. Lum.**, 40-41: 121-122 (1988).
8. Amano, H., Kito, M., Hiramatsu, K. And Akasaki, I., "P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)", **Jpn. J. Appl. Phys.**, 28 (12): L2112-L2114 (1989).
9. Nakamura, S., "GaN Growth Using GaN Buffer Layer", **Jpn. J. Appl. Phys.**, 30 (10A): L1705-L1707 (1991).
10. Wickenden, D., Kistenmacher, T., Bryden, W., Morgan, J. And Wickenden, A. E., "The Effect of Self-nucleation Layers on the MOCVD Growth of GaN on Sapphire", **Heteroepitaxy of Dissimilar Materials Symposium**, Anaheim - California, 167-172 (1991).
11. Nakamura, S., Mukai, T. And Senoh, M., "Candela-class high-brightness InGaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes", **Appl. Phys. Lett.**, 64 (13): 1687-1689 (1994).
12. Mimura, T., Hiyamizu, S., Fujii, T. And Nanbu, K., "A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions", **Jpn. J. Appl. Phys.**, 19(5): L225-L227 (1980).

13. Khan, M. A., Kuznia, J. N., Hove, J. M. V., Pan, N., Carter, J., "Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions", **Appl. Phys. Lett.**, 60 (24): 3027-3029 (1992).
14. Bulbul, M. M., Smith, S. R. P., Obradovic, B., Cheng, T. S. And Foxon, C. T., "Raman spectroscopy of optical phonons as a probe of GaN epitaxial layer structural quality", **Eur. Phys. J. B**, 14 (3): 423-429 (2000).
15. Erol, M., "Temperature dependence of transport characteristics of wurtzite GaN epilayers", **Czech. J. Phys.**, 50 (5): 665-670 (2000).
16. Bulutay, C., Ridley, B. K. And Zakhleniuk, N. A., "Comparative analysis of zinc-blende and wurtzite GaN for full-band polar optical phonon scattering and negative differential conductivity", **Appl. Phys. Lett.**, 77 (17): 2707-2709 (2000).
17. Bulutay, C., Ridley, B. K. And Zakhleniuk, N. A., "Full-band polar optical phonon scattering analysis and negative differential conductivity in wurtzite GaN", **Phys. Rev. B**, 62 (23): 15754-15763 (2000).
18. Gokden, S., "The analysis of scattering mechanisms in GaN by relaxation time approximation and the comparison by the transport to quantum scattering time ratios", **Eur. Phys. J. -Appl. Phys.**, 38 (2): 141-145 (2007).
19. Yu, H., Ozturk, M. K., Ozcelik, S. And Ozbay, E., "A study of semi-insulating GaN grown on AlN buffer/sapphire substrate by metalorganic chemical vapor deposition", **J. Cryst. Growth**, 293 (2): 273-277 (2006).
20. Ozbay, E., Biyikli, N., Kimukin, I., Kartaloglu, T., Tut, T. And Aytur, O., "High-performance solar-blind photodetectors based on Al_xGa_{1-x}N heterostructures", **IEEE J. Selected Topics Quant. Electron.**, 10 (4): 742-751 (2004).
21. Zanato, D., Gokden, S., Balkan, N., Ridley, B. K. And Schaff, W. J., "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn", **Semicond. Sci. Technol.**, 19 (3): 427-432 (2004).
22. Balkan, N., Arikan, M. C., Gokden, S., Tilak, V., Schaff, B. And Shealy, R. J., "Energy and momentum relaxation of hot electrons in GaN/AlGaIn", **J. Phys – Condens. Matter**, 14 (13): 3457-3468 (2002).
23. Lee, S. Y., Cetiner, B. A., Torpi, H., Cai, S. J., Li, J., Alt, K., Chen, Y. L., Wen, C. P., Wang, K. L. And Itoh, T., "An X-band GaN HEMT power amplifier design using an artificial neural network modeling technique", **IEEE Trans. Electron. Dev.**, 48 (3): 495-501 (2001).

24. Vainshtein, B. K., "Fundamentals of Crystal: Symmetry and Methods of Structural Crystallography, 2nd ed., Modern Crystallography, Vol. 2", **Springer**, Berlin – Heidelberg, 51-63 (1995).
25. Vurgaftman, I. And Meyer, J. R., "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors", **J. Appl. Phys.**, 94 (6): 3675-3696 (2004).
26. Hopfield, J. J., "Fine structure in the optical absorption edge of anisotropic crystals", **J. Phys. Chem. Solids**, 15 (1-2): 97-107 (1960).
27. Suzuki, M. And Uenoyama, T., "Strain effect on electronic and optical properties of GaN/AlGa_N quantum-well lasers", **J. Appl. Phys.**, 80 (12): 6868-6874 (1996).
28. Kim, K., Lambrecht, W. R. L., Segall, B. And Van Schilfgaarde, M., "Effective masses and valence-band splittings in GaN and AlN", **Phys. Rev. B**, 56 (12): 7363-7375 (1997).
29. Suzuki, M. And Uenoyama, T., "Group III Nitride Semiconductor Compounds: Physics and Applications" Gil. B., (Ed.), **Clarendon Press**, Oxford, 312-313 (1998).
30. Karpinski, J., Jun, J. And Porowski, S., "Equilibrium pressure of N₂ over GaN and high pressure solution growth of GaN", **J. Cryst. Growth**, 66 (1): 1-10 (1984).
31. Akasaki, I., Amano, H., Koide, Y., Hiramatsu, H. And Sawaki, N., "Effects of AlN buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of GaN and Ga_{1-x}Al_xN (0 < x < 0.4) films grown on sapphire substrate by MOVPE", **J. Cryst. Growth**, 98 (1-2): 209-219 (1989).
32. Morkoc, H., Strite, S., Gao, G. B., Lin, M. E., Sverdlov, B. And Burns, M., "Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies", **J. Appl. Phys.**, 76 (3): 1363-1398 (1994).
33. Simpkins, B. S. And Yu, E. T., "Influence of AlN buffer on electronic properties and dislocation microstructure of AlGa_N/GaN grown by molecular beam epitaxy on SiC", **J. Vac. Sci. Technol. B**, 21 (4): 1818-1821 (2003).
34. Pearton, S. J., Zolper, J. C., Shul, R. J. And Ren, F., "GaN: Processing, defects, and devices", **J. Appl. Phys.**, 86 (1): 1-78 (1999).
35. Ponce, F. A., "InGa_N and Related Materials, Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices", Pearton, S. J. (ed.), **Gordon and Breach Science Publishers**, Amsterdam, 141–170 (1997).
36. Parish, G., Keller, S., Denbaars, S. P. And Mishra, U. K., "SIMS investigations into the effect of growth conditions on residual impurity and silicon

incorporation in GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ", Proc. 9th Biennial Workshop on Organometallic Vapor Phase Epitaxy, Florida , 15-20 (2000).

37. Wu, Y. F., Keller, B. P., Keller, S., Xu, J. J., Thibeault, B. J., Denbaars, S. P. And Mishra, U. K., "GaN-Based FETs for Microwave Power Amplification", *IEICE Trans. Electron.*, E82-C (11): 1895-1905 (1999).
38. Reshchikov, M. A. And Morkoç, H., "Luminescence properties of defects in GaN", *J. Appl. Phys.*, 97 (6): 061301 (95pp) (2005).
39. Neugebauer, J. And Van de Wall, C. G., "Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN", *Phys. Rev. B*, 50 (11): 8067-8070 (1994).
40. Smith, S. A., Wolden, C. A., Bremser, M. D., Hanser, A. D., Davis, R. F. And Lampert, W. V., "High rate and selective etching of GaN, AlGa_N, and AlN using an inductively coupled plasma", *Appl. Phys. Lett.*, 71 (25): 3631-3633 (1997).
41. 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).
42. Madelung, O., (Ed.) "Semiconductors-Basic Data", *Springer-Verlag*, Heidelberg, New York, Berlin, 106-110 (1996).
43. Bougrov, V., Levinshtein, M.E., Rumyantsev, S.L. And Zubrilov A., "Properties of Advanced SemiconductorMaterials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe", Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S. (Eds.), *John Wiley & Sons, Inc.*, New York, 1-30 (2001).
44. Santic, B., "On the hole effective mass and the free hole statistics in wurtzite GaN", *Semicond. Sci. Technol.*, 18 (4): 219-224 (2003).
45. Bernardini, F., Fiorentini, V. And Vanderbilt, D., "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides", *Phys. Rev. B*, 56 (16): R10024-R10027 (1997).
46. Goldberg, Y., "Properties of Advanced SemiconductorMaterials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe", Eds. Levinshtein, M. E., Rumyantsev, S. L. And Shur, M. S., *John Wiley & Sons, Inc.*, New York, 31-47 (2001).
47. Xu, Y. N. And Ching W. Y., "Electronic, optical, and structural properties of some wurtzite crystals", *Phys Rev. B*, 48 (7): 4335-4351 (1993).
48. Christensen, N.E., Gorczyca I., "Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure", *Phys. Rev. B*, 50 (7): 4397-4415 (1994).

49. Ching, W. Y. And Xu, Y. -N., "First-Principles Calculation of Electronic, Optical, and Structural Properties of α -Al₂O₃", *J. Am. Ceram. Soc.*, 77 (2): 404-411 (2005).
50. Thielsch, R., Gatto, A., Heber, J. And Kaiser, N., "A comparative study of the UV optical and structural properties of SiO₂, Al₂O₃, and HfO₂ single layers deposited by reactive evaporation, ion-assisted deposition and plasma ion-assisted deposition " *Thin Solid Films*, 410 (1-2): 86-93 (2002).
51. Khan, M. A., Kuznia, J. N., Bhattarai, A. And Olson, D. T., "Metal Semiconductor Field Effect Transistor on single crystal GaN", *Appl. Phys. Lett.*, 62 (15): 1786-1787 (1993).
52. Johnson, J. W., Ren, F., Baca, A. G., Briggs, R. D., Shul, R. J., Monier, C., Han, J. And Pearton, S. J., "MOCVD-grown HEMTs on Al₂O₃ substrates", *Solid State Elect.*, 46 (8): 1193-1204 (2002).
53. Eastman, L. F., Tilak, V., Smart, J., Green, B. M., Chumbes, E. M., Dimitrov, R., Kim, H., Ambacher, O. S., Weimann, N., Prunty, T., Murphy, M., Schaff, W. J. And Shealy, J. R., "Undoped AlGaIn/GaN HEMTs for Microwave Power Amplification", *IEEE Trans. Elect. Dev.*, 48 (3): 479-485 (2001).
54. Foresi, J. S. And Moustakas, T. D., "Metal contacts to gallium nitride", *Appl. Phys. Lett.*, 62 (22): 2859-2861 (1993).
55. Lin, M. E., Ma, Z., Huang, F. Y., Fan, Z., Allen, L. H. And Morkoç, H., "Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN", *Appl. Phys. Lett.*, 64 (8): 1003-1005 (1994).
56. Nakamura, S., Mukai, T. And Senoh, M., "High-Power GaN p-n Junction Blue-Light-Emitting Diodes", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30 (12A): L1998-L2001 (1991).
57. Nakamura, S., Senoh, S. And Mukai, T., "High-power InGaIn/GaN double-heterostructure violet light emitting diodes", *Appl. Phys. Lett.*, 62 (19): 2390-2392 (1993).
58. Fan, Z., Mohammad, S. N., Kim, W., Aktas, O., Botchkarev And Morkoç, H., "Very low resistance multilayer Ohmic contact to n-GaN", *Appl. Phys. Lett.*, 68 (12): 1672-1674 (1996).
59. Stengel, F., Mohammad, S. N. And Morkoç, H., "Theoretical investigation of electrical characteristics of GaN/AlGaIn modulation doped field-effect transistors", *J. Appl. Phys.*, 80 (5): 3031-3042 (1996).
60. Khan, M. A., Bhattarai, A., Kuznia, J. N. And Olson, D. T., "High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction", *Appl. Phys. Lett.*, 63 (9): 1214-1215 (1993).

61. Yoshida, S., Misawa, S. And Gonda, S., "Properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ films prepared by reactive molecular beam epitaxy", *J. Appl. Phys.*, 53 (10): 6844-6848 (1982).
62. Yoshida, S., Misawa, S. And Gonda, S., "Epitaxial growth of GaN/AlN heterostructures", *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1 (2): 250-253 (1983).
63. Amano, H., Akasaki, I., Hiramatsu, K., Koide, Y. And Sawaki, N., "Effects of the buffer layer in metalorganic vapour phase epitaxy of GaN on sapphire substrate", *Thin Solid Films*, 163: 415-420 (1988).
64. Koide, Y., Itoh, N., Itoh, K., Sawaki, N. And Akasaki, I., "Effect of AlN Buffer Layer on AlGaIn/ α - Al_2O_3 Heteroepitaxial Growth by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 27 (7): 1156-1161 (1988).
65. Feng, Z. H., Zhou, Y. G., Cai, S. J. And Lau, K. M., "Enhanced thermal stability of the two-dimensional electron gas in GaN/AlGaIn/GaN heterostructures by Si_3N_4 surface-passivation-induced strain solidification", *Appl. Phys. Lett.*, 85 (22): 5248-5250 (2004).
66. Xing, H., Keller, S., Wu, Y. -F., McCarthy, L., Smorchkova, I. P., Buttari, D., Coffie, R., Green, D. S., Parish, G., Heikman, S., Shen, L., Zhang, N., Xu, J. J., Keller, B. P., DenBaars, S. P. And Mishra, U. K., "Gallium nitride based transistors", *J. Phys. -Condens. Matter*, 13 (32): 7139-7158 (2001).
67. Shen, L., Heikman, S., Moran, B., Coffie, R., Zhang, N. -Q., Buttari, D., Smorchkova, I. P., Keller, S., DenBaars, S. P. And Mishra, U. K., "AlGaIn/AlN/GaN high-power microwave HEMT", *IEEE Electr. Device Lett.*, 22 (10): 457-459 (2001).
68. Balmer, R. S., Hilton, K. P., Nash, K. J., Uren, M. J., Wallis, D. J., Wells, A., Missous, M. And Martin, T., "AlGaIn/GaN microwave HFET including a thin AlN carrier exclusion layer", *Phys. Stat. Sol. (c)*, 0 (7): 2331-2334 (2003).
69. Smorchkova, I. P., Keller, S., Heikman, S., Elsass, C. R., Heying, B., Fini, P., Speck, J. S. And Mishra, U. K., "Two-dimensional electron-gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers", *Appl. Phys. Lett.*, 77 (24): 3998-4000 (2000).
70. Wu, Y. -F., Saxler, A., Moore, M., Smith, R. P., Sheppard, S., Chavarkar, P. M., Wisleder, T., Mishra, U. K. And Parikh, P., "30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization", *IEEE Electr. Dev. Lett.*, 25 (2): 117-119 (2004).
71. Smorchkova, I. P., Chen, L., Mates, T., Shen, L., Heikman, S., Moran, B., Keller, S., DenBaars, S. P., Speck, J. S. And Mishra, U. K., "AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy", *J. Appl. Phys.*, 90 (10): 5196-5201 (2001).

72. Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J. R., Weinman, N. G., Chu, K., Murohy, M., Schaff, W. J., Eastman, L. F., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzman, M., Rieger, W. And Hilsenbeck, J., "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures", *J. Appl. Phys.*, 85 (6): 3222-3233 (1999).
73. Hellman, E. S., "The Polarity of GaN: a Critical Review", *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, 3: 11 (1998).
74. Etienne, B. And Paris, E., "Two-dimensional electron gas of very high mobility in planar doped heterostructures", *J. Phys. (Paris)*, 48 (12): 2049-2052 (1987).
75. Ridley, B. K., "Polarization-induced electron populations", *Appl. Phys. Lett.*, 77 (7): 990-992 (2000).
76. Bernardini, F. And Fiorentini, V., "Spontaneous versus Piezoelectric Polarization in III-V Nitrides: Conceptual Aspects and Practical Consequences", *Phys. Stat. Sol. (b)*, 216 (1): 391-398 (1999).
77. Chuang, S. L., "Physics of Optoelectronic Devices", *Wiley-Interscience*, New York, 438 (1995).
78. Look, D. C., "in Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices", *John Wiley & Sons*, Chichester, New York, 1-57 (1989).
79. Sze, S. M., "Semiconductor Devices: Physics and Technology 2nd edition", *John Wiley & Sons*, New York, 55 (2002).
80. Rode, D. L., "Low-field electron transport. Semiconductors and Semimetals, Vol. 10", *Academic*, New York, 26-45 (1975).
81. Anderson, D. A. And Apsley, N., "The Hall Effect in III-V semiconductor assessment", *Semicond. Sci. Technol.*, 1 (3): 187-202 (1986).
82. Nag, B. R., "Electron transport Compound Semiconductors, Vol. 11", *Springer-Verlag*, Berlin, Heidelberg, 53 (1980).
83. Morkoç, H., "Nitride Semiconductors and Devices", *Springer-Verlag*, Berlin Heidelberg, 233-242 (1999).
84. Ridley, B. K., "The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures", *J. Phys. C*, 15 (28): 5899-5917 (1982).
85. Ridley, B. K., Foutz, B. E. And Eastman, L. F., "Mobility of electrons in bulk Ga_N and Al_xGa_{1-x}N/Ga_N heterostructures", *Phys. Rev. B*, 61(24): 16862-16869 (1999).

86. Davies, J. H., "The Physics of Low-Dimensional Semiconductors" **Cambridge University Press**, Cambridge, 128 (1998).
87. Fang, F. F. And Howard, W. E., "Negative Field-Effect Mobility on (100) Si Surfaces", **Phys. Rev. Lett.**, 16 (18): 797-799 (1966).
88. Ramonas, M., Matulionis, A. And Rota, L., "Monte Carlo simulation of hot-phonon and degeneracy effects in the AlGa_N/Ga_N two-dimensional electron gas channel", **Semicond. Sci. Technol.**, 18 (2): 118-123 (2003).
89. Hess, K., "Impurity and phonon scattering in layered structures", **Appl. Phys. Lett.**, 35 (7): 484-486 (1979).
90. Lee, K., Shur, M. S., Drummond, T. J. And Morkoc, H., "Low field mobility of 2-d electron gas in modulation doped Al_xGa_{1-x}As/GaAs layers", **J. Appl. Phys.**, 54 (11): 6432-6438 (1983).
91. Kearney, M. J. And Horrell, A. I., "The effect of alloy scattering on the mobility of holes in a Si_xGe_{1-x} quantum well", **Semicond. Sci. Technol.**, 13 (2): 174-180 (1998).
92. Fewster, P. F., "Interface roughness and period variations in MQW structures determined by X-ray diffraction", **J. Appl. Cryst.**, 21 (5): 524-529 (1988).
93. Deveaud, B., Emergy, J. Y., Chomette, A., Lambert, B. And Baudet, M., "Single monolayer well size fluctuations in the luminescence of GaAs-GaAlAs superlattices", **Superlatt. Microstruct.**, 1 (3): 205-208 (1985).
94. Hirakawa, K. And Sakaki, H., "Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n -type Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations", **Phys. Rev. B**, 33 (12): 8291-8303 (1986).
95. Baca, A. G., Ren, F., Zolper, J. C., Briggs, R. D. And Pearton, S. J., "A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors", **Thin Solid Films**, 308-309: 599-606 (1997).
96. Hall, E. H., "On a New Action of the Magnet on Electrical Current" **Amer. J. Math.**, 2: 287-292 (1879).
97. Schroder, D. K., "Semiconductor Material and Device Characterization", **John Wiley & Sons**, New York, 100-101 (1990).
98. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Bartoli, F. J., Arnold, D. A., Sivananthan S. And Faurie, J. P., "Methods for Magnetotransport Characterization of IR Detector Materials", **Semicond. Sci. Technol.** 8 (6S): 805-823 (1993).
99. Wolfe, C. M., Stillman, G. E., Spears, D. L., Hil, D. E. And Williams, F. V., "Anomalously high 'mobility' in GaAs", **J. Appl. Phys.**, 44 (2): 732-734 (1973).

100. Van der Pauw, L. J., "A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape", *Philips Research Reports*, 13 (1): 1-9 (1958).
101. Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A., Nguyen Van Dau, F., Petroff, F., Eitenne, P., Creuzet, G., Friederich, A. And Chazelas, J., "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/ (001)Cr Magnetic Superlattices", *Phys. Rev. Lett.*, 61 (21): 2472-2475 (1988).
102. Binasch, G., Grünberg, P., Saurenbach, F. And Zinn, W., "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", *Phys. Rev. B*, 39 (7): 4828-4830 (1989).
103. Putley, E. H., "The Hall Effect and Related Phenomena", *Butterworths*, London, 24 (1960).
104. Shubert, E. F., Ploog, K., Dambkes, H. And Heime, K., "Selectively doped n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs heterostructures with high-mobility two-dimensional electron gas for field effect transistors", *Appl. Phys. A*, 33 (2): 63-76 (1984).
105. Kane, M. J., Apsley, N., Anderson, D. A., Taylor, L. L. And Kerr, T., "Parallel conduction in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ modulation doped heterojunctions", *J. Phys. C*, 18 (29): 5629-5636 (1985).
106. Gregoris, G., Beerens, J., Ben Amor, S., Dmowski, L., Portal, J. C., Sivco, D. L. And Cho, A. Y., "A study of parallel conduction and the quantum Hall effect in GaInAs-AlInAs heterojunctions using magnetotransport measurements under hydrostatic pressure", *J. Phys. C*, 20 (3): 425-440 (1987).
107. Aina, L., Mattingly, M. And Pane, K., "Galvanomagnetic effect in AlGaAs/GaAs heterostructures grown by organometallic vapor phase epitaxy", *Appl. Phys. Lett.*, 49 (14): 865-867 (1986).
108. Hurd, C. M., McAlister, S. P., McKinnon, W. R., Stewart, B. R., Day, D. J., Mandeville, P. And Springthorpe, A. J., "Modeling parallel conduction in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures", *J. Appl. Phys.* 63 (9): 4706-4713 (1988).
109. Jiang, P. A., Zhu, Y. T., Sun, D. Z. And Zeng, Y. P., "Modulation-Doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs Heterostructures with Parallel Conducting Layer in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ", *Phys. Stat. Sol. (b)*, 145 (2): K111-K114 (1988).
110. Colvard, C., Nouri, N., Ackley, D. And Lee, H., "Measurement of 2DEG Parameters by Low-Magnetic-Field Hall Techniques", *J. Electrochem. Soc.*, 136 (11): 3463-3466 (1989).
111. Harris, J. J., "Simplified assessment of parallel conduction in modulation-doped heterostructures", *Meas. Sci. Technol.*, 2 (12): 1201-1205 (1991).

112. Look, D. C., Stutz, C. E. And Bozada, C. A., "Analytical two-layer Hall analysis: Application to modulation-doped field-effect transistors", *J. Appl. Phys.*, 74 (1): 311-314 (1993).
113. Kasap, M. And Acar, S., "The temperature dependence of electron and magneto transport properties in Te-doped InSb", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 201 (14): 3113-3120 (2004).
114. Acar, S., Kasap, M., Isik, B. Y., Ozcelik, S., Tugluoglu, N. And Karadeniz, S., "Quantitative mobility spectrum analysis for determination of electron and magneto transport properties of Te-doped GaSb", *Chin. Phys. Lett.*, 22 (9): 2363-2366 (2005).
115. Beck, W.A. And Anderson, J. R., "Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique", *J. Appl. Phys.*, 62 (2): 541-554 (1987).
116. Dziuba, Z. And Górska, M., "Analysis of the electrical conduction using an iterative method", *J. Phys III France*, 2 (1): 99-110 (1992).
117. Antoszewski, J., Seymour, D. J., Faraone, L., Meyer, J. R. And Hoffman, C. A., "Magneto-Transport Characterization Using Quantitative Mobility-Spectrum Analysis", *J. Elec. Mat.*, 24 (9): 1255-1262 (1995).
118. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Antoszewski, J. And Faraone, L., "Quantitative mobility spectrum analysis of multicarrier conduction in semiconductors", *J. Appl. Phys.*, 81 (2): 709-713 (1997).
119. Vurgaftman, I., Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Redfern, D., Antoszewski, J., Faraone, L. And Lindemuth, J. R., "Improved quantitative mobility spectrum analysis for Hall characterization", *J. Appl. Phys.*, 84 (9): 4966-4973 (1998).
120. Lisesivdin, S. B., Arslan, E., Kasap, M., Ozcelik, S. And Ozbay, E., "Self-consistent scattering analysis of $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ heterostructures grown on 6H-SiC substrates using photo-Hall effect measurements", *J. Phys.: Condens. Matter*, 20 (4): 045208 (6pp) (2008).
121. Lee, J. H., Lee, M. B., Hahm, S. H., Lee, Y. H., Lee, J. H., Bae, Y. H. And Cho, H. K., "Growth of Semi-insulating GaN Layer by Controlling Size of Nucleation Sites for SAW Device Applications", *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, 8: 5 (2003).
122. Yu, H., Caliskan, D., Ozbay, E., "Growth of high crystalline quality semi-insulating GaN layers for high electron mobility transistor applications", *J. Appl. Phys.*, 100 (3): 033501 (4pp) (2006).
123. Zhang, G. Y., Tong, Y. Z., Yang, Z. J., Jin, S. X., Li, J. And Gan, Z. Z., "Relationship of background carrier concentration and defects in GaN grown

- by metalorganic vapor phase epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, 71 (23): 3376-3378 (1997).
124. Gokden, S., “Mobility of two-dimensional electrons in an AlGaIn/GaN modulation-doped heterostructure”, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 200: 369-377 (2003).
 125. Biyikli, N., Xie, J., Moon, Y.-T., Yun, F., Stefanita, C.-G., Bandyopadhyay, S., Morkoç, H., Vurgaftman, I. And Meyer, J. R., “Quantitative mobility spectrum analysis of AlGaIn/GaN heterostructures using variable-field hall measurements”, *Appl. Phys. Lett.*, 88(14): 142106 (3pp) (2006).
 126. Antoszewski, J. and Faraone, L., “Quantitative mobility spectrum analysis (QMSA) in multi-layer semiconductor structures”, *Opto-Electronics Review*, 12 (4): 347-352 (2004).
 127. Meyer, B. K., Volm, D., Graber, A., Alt, H. C., Detchprohm, T., Amano, H. And Akasaki, I., “Shallow donors in GaN - The binding energy and the electron effective mass”, *Solid State Commun.*, 95 (9): 597-600 (1995).
 128. Merz, C., Kunzer, M., Kaufmann, U., Amano, H. And Akasaki, I., “Free and bound excitons in thin wurtzite GaN layers on sapphire”, *Semicond. Sci. Technol.*, 11 (5): 712-716 (1996).
 129. Kaufmann, U., Kunzer, M., Merz, C., Akasaki, I. And Amano, H., “in Gallium Nitride and Related Materials” Ponce, F. A., Dupuis, R. D., Nakamura, S. And Edmond, J. A. (Eds.), *Mat. Res. Soc. Proc. #395*, Pittsburgh, 633 (1996).
 130. Wang, H. And Chen, A. -B., “Calculations of acceptor ionization energies in GaN”, *Phys. Rev. B*, 63 (12): 125212 (7 pp) (2001).
 131. Reshchikov, M. A., Jasinski, J., Liliental-Weber, Z., Huang, D., He, L., Visconti, P. And Morkoç, H., “Photoluminescence from structural defects in GaN”, *Physica B*, 340–342: 440-443 (2003).
 132. Reshchikov, M. A., Huang, D., Yun, F., Visconti, P., He, L., Morkoç, H., Jasinski, J., Liliental-Weber, Z. And Molnar, R. J., “Unusual luminescence lines in GaN”, *J. Appl. Phys.*, 94 (9): 5623-5632 (2003).
 133. Smith, M., Lin, J. Y., Jiang, H. X., Salvador, A., Botchkarev, A., Morkoc, H., “Optical transitions in GaN/Al_xGa_{1-x}N multiple quantum wells grown by molecular beam epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, 69 (17): 2453-2455 (1996).
 134. A. Bourret, C. Adelmann, B. Daudin, J. L. Rouvière, G. Feuillet, G. Mula, “Strain relaxation in (0001) AlN/GaN heterostructures”, *Phys. Rev. B*, 63 (24): 245307 (13pp) (2001).
 135. B. K. Ridley, “Exact electron momentum-relaxation times in GaN associated with scattering by polar-optical phonons”, *J. Appl. Phys.*, 84 (7): 4020-4021 (1998).

136. Smorchkova, I. P., Elsass, C. R., Ibbetson, J. P. And Vetury, R., “Polarization-induced charge and electron mobility in AlGa_xN/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy”, *J. Appl. Phys.*, 86 (8): 4520-4526 (1999).
137. Shen, B., Someya, T. And Arakawa, Y., “Influence of strain relaxation of the Al_xGa_{1-x}N barrier on transport properties of the two-dimensional electron gas in modulation-doped Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures”, *Appl. Phys. Lett.*, 76 (19): 2746-2748 (2000).
138. Iwanaga, H., Kunishige, A. And Takeuchi, S., “Anisotropic thermal expansion in wurtzite-type crystals”, *J. Mater. Sci.*, 35 (10): 2451-2454 (2000).
139. 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 Phys. Pol. A*, 110 (2): 111-124 (2006).
140. Vurgaftman, I., Meyer, J. R. And Ram-Mohan, L. R., “Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys”, *J. Appl. Phys.*, 89 (11): 5815-5875 (2001).
141. Ambacher, O., Majewski, J., Miskys, C., Link, A., Hermann, M., Eickhoff, M., Stutzmann, M., Bernardini, F., Fiorentini, V., Tilak, V., Schaff, B. And Eastman, L. F., “Pyroelectric properties of Al(In)Ga_xN/GaN hetero- and quantum well structures”, *J. Phys.: Condens. Matter*, 14 (13): 3399-3434 (2002).
142. Fan, Z. Y., Li, J., Nakarmi, M. L., Lin, J. Y. And Jiang, H. X., “AlGa_xN/GaN/AlN quantum-well field-effect transistors with highly resistive AlN epilayers”, *Appl. Phys. Lett.*, 88 (7): 073513 (3pp) (2006).
143. Hu, X., Deng, J., Pala, N., Gaska, R., Shur, M. S., Chen, C. Q., Yang, J., Simin, G., Khan, M. A., Rojo, J. C. And Schowalter, L. J., “AlGa_xN/GaN heterostructure field-effect transistors on single-crystal bulk AlN”, *Appl. Phys. Lett.*, 82 (8): 1299-1301(2003).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : LİŞESİVDİN, Sefer Bora
 Uyuğu : T. C.
 Doğum tarihi ve yeri : 12 Eylül 1979, Ankara
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (541) 2262672
 Eposta : sblisesivdin@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	Gazi Üniv. / İleri Teknolojiler	2005
Lisans	Hacettepe Üniv. / Fizik Mühendisliği	2003
Lise	Özel Evrensel Lise	1997

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2008-2010	Gazi Üniversitesi	108T018 no'lu "Kızılötesi AlGaAs Lazer Diyot Malzemelerinin Epitaksiyel Üretimi ve Karakterizasyonu" isimli TÜBİTAK projesi kapsamında üretilen GaAs temelli Lazer diyotların elektriksel karakterizasyonlarını yapmakla görevli öğrenci araştırmacı.
2008-2009	Gazi Üniversitesi	Gazi STARLAB (Türkiye) ve AI Cuza Üniversitesi (Romanya)'nin yürüttüğü TBAG-U/220 (107A584) no'lu "Çevre Fiziğinde Uygulamaları Bulunan Nanoyapılı TiO ₂ İncefilmlerin Elde Edilmesi ve Karakterizasyonu Üzerine" projesinde TiO ₂ numunelerin elektriksel karakterizasyonlarını yapmakla görevli öğrenci araştırmacı.

Yıl	Yer	Görev
2007-2008	University of Essex	AlGaIn/GaN temelli çokluyapıların sıcak elektron iletim özelliklerinin incelenmesi konusunda araştırmalar yapmakla görevli ziyaretçi araştırmacı.
2006-2007	Gazi Üniversitesi	105A005 no'lu "Füze İkaz Sistemi Geliştirilmesi Projesi" isimli TÜBİTAK projesi kapsamında üretilen GaN temelli HEMT ve sensörlerin elektriksel karakterizasyonlarını yapmakla görevli öğrenci araştırmacı.

Yabancı Dil

İngilizce

Tez ile İlgili Yayınlar

SCI-indexli makaleler

Lisesivdin, S. B., Yıldız, A., Acar, S., Kasap, M., Özcelik, S. And Özbay, E., "Electronic Transport Characterization of AlGaIn/GaN HEMT Structures grown by MOCVD", *Appl. Phys. Lett.*, 91 (10): 102113 (3pp) (2007). *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology* 16 (12) (2007) (seçilmiştir).

Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap, M., Özcelik, S., Gökden S. And Özbay, E., "Scattering Analysis of Extracted 2D carrier in AlGaIn/GaN HEMT Structures", *Semicond. Sci. Technol.*, 22 (5): 543-548 (2007).

Lisesivdin, S. B., Yıldız, A., Acar, S., Kasap, M., Özcelik, S. And Özbay, E., "The Effect of Strain Relaxation on Electron Transport in Undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN HEMT Structures" *Physica B*, 399 (2): 132-137 (2007).

Lisesivdin, S. B., Yıldız, A., And M. Kasap, "Optimization of alloy composition, interlayer and barrier thicknesses in Al_xGa_{1-x}N/(AlN)/GaN high electron mobility transistors" *Opt. Adv. Mater.-Rapid Comm.*, 1 (9): 467-470 (2007).

Acar, S., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “Determination of 2DEG and 2DHG carriers in AlGa_N/Ga_N/Al_N heterostructures grown by MOCVD” *Thin Solid Films*, 516 (8): 2041-2044 (2008).

Bildiriler

Lisesivdin, S. B., Acar, S. And Kasap, M., “Transport properties of the 2DEG and minority carriers in AlGa_N/Ga_N HEMT Structures grown by MOCVD” *XIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting*, Ankara, P-71: 104 (2006).

Acar, S., Lisesivdin, S. B. And Kasap, M., “Two dimensional hole gas (2DHG) formation evidence in AlGa_N/Ga_N/Al_N HEMTs” *XIII. Solid State Matter Physics Ankara Meeting*, Ankara, P-72: 105 (2006).

Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Acar, S., Kasap, M., Ozcelik, S., Gokden, S. And Ozbay, E., “Improved Scattering Analysis of 2DEG carriers in Al_{0.25}Ga_{0.75}N/Ga_N Heterostructures” *NanoTr3 Conference Proc.*, Ankara, 134 (2007).

Lisesivdin, S. B. And Kasap, M., “Simulation of the Interfacial Al_N Layer on Band Structures and Carrier Densities of AlGa_N/Ga_N HEMT Structures” *AIP Conf. Proc.*, 899: 622 (2007).

Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Kasap, M. And Ozbay, E., “Strain Calculations from Hall Measurements in Undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/Ga_N HEMT Structures” *AIP Conf. Proc.*, 899: 623 (2007).

Seminerler

“AlGa_N/Ga_N-temelli Yüksek Elektron Hareketliliğine Sahip Transistörlerin (HEMTs) Elektron ve Manyeto-iletim Özelliklerinin İncelenmesi” Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü, 28 Mayıs 2008, Antalya, Türkiye.

“Investigation of 2DEG parameters in AlGa_N/Ga_N based heterostructures using QMSA technique” Department of Computing and Electronic Systems, University of Essex, Colchester, 13 Şubat 2008, İngiltere.

Tez Dışı Yayınlar

SCI-indexli makaleler

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap, M. And Bosi, M., “Electron transport in Ga-rich In_xGa_{1-x}N alloys” ***Chin. Phys. Lett.***, 24 (10): 2930-2933 (2007).

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Kasap, M. And Mardare, D., "High temperature variable-range hopping conductivity in undoped TiO₂ thin film" ***Opt. Adv. Mater.-Rapid Comm.***, 1 (10): 531-533 (2007).

Lisesivdin, S. B., Arslan, E., Kasap, M., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “Self-consistent scattering analysis of Al_{0.2}Ga_{0.8}N/AlN/GaN/AlN heterostructures grown on 6H-SiC substrates using photo-Hall effect measurements” ***J. Phys.: Condens. Matter***, 20 (4): 045208 (6pp) (2008).

Yildiz, A., Dagdelen, F., Acar, S., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Aydogdu, Y. And Bosi, M., “Stokes shift and bandgap bowing in In_xGa_{1-x}N (0.060 ≤ x ≤ 0.105) grown by MOVPE” ***Acta Physica Pol. (a)***, 113 (2): 731-739 (2008).

Arslan, E., Butun, S., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “The persistent photoconductivity effect in AlGa_N/Ga_N heterostructures grown on sapphire and SiC substrates” ***J. Appl. Phys.***, 103 (10): 103701 (7pp) (2008).

Lisesivdin, S. B., Demirezen, S., Caliskan, M. D., Yildiz, A., Kasap, M., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “Growth parameters investigation of Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN/AlN heterostructures with Hall Effect Measurements” ***Semicond. Sci. Technol.***, 23 (9): 095008 (7pp) (2008).

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Mardare, D., “Electrical Properties of TiO₂ Thin Films” *J. Non-Crys. Solids*, 354 (45-46): 4944-4947 (2008).

Bildiriler

Kara, I., Lisesivdin, S. B., Acar, S. And Kasap, M., “Temperature dependence of magnetotransport and electrotransport properties of LEC grown S-doped InAs” **XI. Solid State Matter Physics Ankara Meeting**, Ankara, P-34: 67 (2004).

Lisesivdin, S. B., Yurdugul, U., Demirezen, S., Acar, S. And Kasap, M., “Galvanomagnetic measurements of LEC grown Te-doped InSb” **XI. Solid State Matter Physics Ankara Meeting**, Ankara, P-46: 79 (2004).

Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap, M. And Ozcelik, S., “QMSA Analysis and Effects of Extreme Space-Charge Scattering on the Mobility in III-V Systems grown by MBE” **Turkish Physical Society XXIII. International Conference**, Muğla, p1214 (2005).

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Acar, S. And Kasap, M., “Mole Fraction Dependence of Mobility in In_xGa_{1-x}N Alloys” **AIP Conf. Proc.**, 899: 670 (2007).

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Acar, S. And Kasap, M., “Activation Mechanism in InGaN Grown By MOVPE” **AIP Conf. Proc.**, 899: 671 (2007).

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Acar, S., Kasap M. And Mardare, D., “Electrical Conductivity Behaviour in Anatase Phase TiO₂” **NanoTr3 Conference Proceedings**, p151 (2007).

Altuntas, H., Lisesivdin, S. B., Yildiz, A., Mammedov, T. And Ozcelik, S., “MBE Growth and Characterization of n-AlGaAs/GaAs Heterojunction” **Turkish Physical Society XXIV. International Conference**, p414 (2007).

Yildiz, A., Altuntas, H., Lisesivdin, S. B., Bengi, A. And Kasap, M., “Stokes Shift in $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ Epitaxial Layer Grown by MOVPE” ***Turkish Physical Society XXIV. International Conference***, p152 (2007).

Lisesivdin, S. B., Balkan, N. And Ozbay, E., “A Simple Parallel Conduction Extraction Method for MODFET’s and Undoped GaN-based HEMTs” ***Workshop on Recent Advances of Low Dimensional Structures and Devices***, p90 (2008).

Elibol, K., Atmaca, G., Lişesivdin, S. B., Kasap, M. And 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).

Lisesivdin, S. B., Balkan, N., Makarovsky, O., Patanè, A., Yildiz, A., Caliskan, M. D., Kasap, M., Ozcelik, S. And Ozbay, E., “Investigation of the Beating Pattern of Shubnikov-De Haas Oscillations and Spin Splitting in $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}/\text{AlN}$ Heterostructures” ***Turkish Physical Society XXV. International Conference***, p484 (2008).

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Özçelik, S. And Mardare, D. “Small Polaron Transport In Titanium Dioxide Thin Film” ***Turkish Physical Society XXV. International Conference***, p133 (2008).

Kabul Edilen ve Gönderilen Diğer Yayınlar

SCI-indexli makaleler

Sun, Y., Balkan, N., Aslan, M., Lisesivdin, S. B., Carrere, H., Marie, X. “Electronic transport of in n- and p-type modulation doped $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ Quantum Wells” ***J. Phys.: Condens. Matt.***, davetli makale olarak kabul edildi.

Lisesivdin, S. B., Balkan, N., Ozbay, E., “A Simple Parallel Conduction Extraction Method (SPCEM) for MODFETs and Undoped GaN-based HEMTs” ***Microelectron. J.***, kabul edildi.

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Bosi, M., “Anomalous resistivity behaviour in $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ ” ***Solid State Commun.***, kabul edildi.

Yildiz, A., Eker, S., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Ozcelik, S., Mardare, D. “On the conduction mechanism of TiO_2 ” ***J. Opt. Adv. Mater.***, gönderildi.

Lisesivdin, S. B., Balkan, N., Makarovsky, O., Patanè, A., Yildiz, A., Caliskan, M. D., Kasap, M., Ozcelik, S., Ozbay, E. “Large Zero-Field Spin Splitting in AlGaN/AlN/GaN/AlN Heterostructures” ***J. Appl. Phys.***, gönderildi.

Yildiz, A., Lisesivdin, S. B., Kasap, M., Mardare, D., “Non-adiabatic Small Polaron Hopping Conduction in Nb-doped TiO_2 thin films” ***Physica B***, gönderildi.

Hobiler

Programcılık, Saatçilik.