

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**GaN/AlGaN 2 BOYUTLU ELEKTRON GAZINDA DÜŞÜK
ALAN MOBİLİTESİ ÜZERİNE ARA YÜZEY DÜZENSİZLİK
SAÇILMASININ ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Remziye BARAN

Balıkesir, Temmuz-2005

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**GaN/AlGaN 2 BOYUTLU ELEKTRON GAZINDA DÜŞÜK
ALAN MOBİLİTESİ ÜZERİNE ARA YÜZEY DÜZENSİZLİK
SAÇILMASININ ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Remziye BARAN

169033

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN

Sınav Tarihi : 12.07.2005

Jüri Üyeleri : Doç. Dr. Ali Teke

Yrd. Doç. Dr. Sibel Gökden (Danışman)

Yrd. Doç. Dr. Hilmi Namlı

Balıkesir, Temmuz-2005

ÖZET

GaN/AlGaN 2 BOYUTLU ELEKTRON GAZINDA DÜŞÜK ALAN MOBİLİTESİ ÜZERİNE ARA YÜZEY DÜZENSİZLİK SAÇILMASININ ETKİSİ

Remziye BARAN

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

(Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN)
Balıkesir, 2005

Bu çalışmada, GaN / AlGaN heteroeklemlı yapıda ara yüzeyde oluşan iki boyutlu elektron gazındaki elektron Hall mobilitesinin sıcaklığa bağımlılığı ile ilgili deneysel ve teorik çalışmalar sunulmuştur. Numune, safir üzerine Moleküler Beam Epitaxy (MBE) tekniği ile büyütülmüştür. Hall ölçümleri Van der Pauw geometrisine sahip numuneler kullanılarak yapılmıştır. 3.8 K'de deneysel mobilite değeri $0.085 \text{ m}^2/\text{V.s}$ 'dir. Bu değerin 45 K' e kadar hemen hemen sabit kaldığı, daha sonra da 300 K' de $0.017 \text{ m}^2/\text{V.s}$ değerine hızla düştüğü gözlenmiştir. Elektronun Hall mobilitesi üzerine saçılma mekanizmalarının etkisini incelemek için akustik fonon, optiksel fonon, iyonize olmuş safsızlık saçılmaları ile ara yüzey pürüzlülüğünden (IFR) kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınarak deneysel sonuçlarla birlikte yorumlanmıştır. Bu karşılaştırmadan, yüksek sıcaklıklarda optik fonon ve ara sıcaklık değerlerinde akustik fonon saçılmasının baskın olduğu gözlenmiştir. Düşük sıcaklıklarda ise Hall mobilitesi, iyonize safsızlık ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılmalarının her ikisi tarafından sınırlanmaktadır. Bu nedenle de mobilitayı etkileyen IFR saçılma parametreleri olan ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğu (Λ) ve ortalama sapma (Δ) değerleri de düşük sıcaklık mobilitesine fit edilerek bulunmuştur.

ANAHTAR SÖZCÜKLER : GaN / iki boyutlu elektron gazı (2BEG) / ara yüzey pürüzlülüğü saçılması (IFR) / Hall mobilitesi / taşıma özellikleri

ABSTRACT

THE EFFECT OF INTERFACE ROUGHNESS SCATTERING ON LOW FIELD MOBILITY IN GaN/AlGaN 2-DIMENSIONAL ELECTRON GAS

Remziye BARAN

Balıkesir University, Institute of Science, Physics Department

(Supervisor : Assist. Prof. Dr. Sibel GÖKDEN)

Balıkesir, 2005

In this work, the results of experimental and theoretical studies concerning the temperature dependence of electron Hall mobility in a two-dimensional electron gas (2DEG) confined at the GaN/AlGaN interface was reported. Sample was grown using Molecular Beam Epitaxy (MBE) process on sapphire substrate. Hall measurements were carried out using Van der Pauw geometry samples. Experimental mobility is $0.085 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ at 3.8 K. This value remains almost constant up to lattice temperature 45 K, it then decreases rapidly down to about $0.017 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ at 300 K. The experimental results are discussed using a theoretical model that takes into scattering mechanisms, acoustic phonon, optical phonon, ionised impurity and interface roughness contributing to determine the Hall mobility of electrons. The optical phonon scattering is the dominant mechanism at high temperatures and the acoustic phonon scattering is dominant at the intermediate temperatures. At low temperatures, the Hall mobility is confined by both the interface roughness (IFR) and ionised impurity scattering. Due to the parameters of IFR, correlation length (Λ) and lateral size (Δ) have been determined by fitting low temperature mobility.

KEY WORDS : GaN / 2 dimensional electron gas (2DEG) / interface roughness scattering (IFR) / Hall mobility / transport properties

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖNSÖZ	ix
1. GİRİŞ	1
2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR ve GaN'ın ÖZELLİKLERİ	7
2.1. Düşük Boyutlu Yapılar	7
2.2. GaN	10
3. BÜYÜTME TEKNİKLERİ VE ELEKTRİKSEL DEĞERLENDİRME	15
3.1. Büyütme Teknikleri	15
3.1.1. Moleküler Işın Epitaksisi (Moleküler Beam Epitaxy:)	15
3.1.2. Metal Organik Buharlaştırma Faz Epitaksisi (Metal Organik Vapour Phase Epitaxy)	18
3.1.3. Kimyasal Buharlaştırma Depozisyonu (Chemical Vapour Deposition)	18
3.2. Elektriksel Değerlendirme	19
3.2.1 Hall Etkisi	19
3.3. Numunenin Yapısı	23

3.4. Mikrofabrikasyon	24
4. TAŞIMA ÖZELLİKLERİ VE SAÇILMA MEKANİZMALARI	26
4.1. Mobilite ve Taşıyıcı Yoğunluğu	26
4.2. Saçılma Mekanizmaları	27
4.2.1. İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	28
4.2.1.a Uzaklaştırılmış Vericiler (donorlar) Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	28
4.2.1.b Arka plan (background) Safsızlıklar Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	29
4.2.2. Akustik Fonon Façılması	30
4.2.2.a Akustik Deformasyon Potansiyeli Saçılması	31
4.2.2.b Piezoelektrik Saçılması	33
4.2.3. Optik Fonon Saçılması	34
4.2.4. Ara Yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılma	35
5. TEORİK VE DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI	43
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	51
KAYNAKÇA	53

TABLO LİSTESİ

<u>Tablo Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.	Hesaplamalarda kullanılan GaN parametreleri	14
Tablo 2.	Düşük sıcaklık mobilitesine fit edilerek elde edilen Λ (ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğu) ve Δ (ortalama sapma) değerleri	46



ŞEKİL LİSTESİ

		<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1	(a) wurtzite ve (b) zincblende yapılar	2
Şekil 1.2	GaAs/AlAs gibi aynı örgü sabitlerine sahip iki materyal arasındaki ara yüzeylerin şematik gösterimi	6
Şekil 2.1.	GaAs/AlGaAs materyal sistemleri için çeşitli bileşik tipteki yapıların şematik gösterimi (a) heteroeklem, (b) tekli kuantum kuyusu, (c) çoklu kuantum kuyusu ve (d) süperörgü.	8
Şekil 2.2	Modülasyon katkılı GaAs/Al _x Ga _{1-x} As heteroyapının yük transferinden önce (sol) ve sonraki (sağ) şematik enerji bant diyagramı.	10
Şekil 2.3	[0001] doğrultusunda büyütülen wurtzite GaN	11
Şekil 2.4	Wurtzite GaN'ın doğrudan bant aralığı	11
Şekil 3.1	MBE büyütme tekniğinin şematik gösterimi	16
Şekil 3.2	a) Hall ölçümlerinde kullanılan Hall bar geometrisi b) Van der Pauw ölçümlerinde kullanılan Van der Pauw geometrisi	20
Şekil 3.3	Hall ölçümlerinde kullanılan deney düzeneği	22
Şekil 4.1	LA (boyuna akustik) ve TA (enine akustik) fononları için Brillouin bölgesinin (a) merkezinde (b) kenarında atomların yer değiştirmesi	30 31
Şekil 4.2	Saçılmanın yapısal kaynağı: (a) potansiyel dalgalanmaların oluşturduğu lokalizasyonlar, (b) dejenere gaz için potansiyel dalgalanmaların etkisi, (c) moleküler tek tabakalarda ara yüzey düzensizliğinde kuyu genişliği değişimleri	35
Şekil 5.1	Büyütülen GaN/AlGaN 'ın tabaka yapısı	43
Şekil 5.2	Hall mobilitesini sıcaklığa bağlı grafiği	44
Şekil 5.3	GaN/AlGaN heteroeklemlili yapı için hesaplanan 2 boyutlu elektron mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	45
Şekil 5.4	Mobilitenin Δ 'ya bağlı grafiği	46
Şekil 5.5	Gauss dağılımı kullanılarak farklı ara yüzey pürüzlülükleri için hesaplanan mobilitenin iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı grafiği	47
Şekil 5.6	Sınırlanmış fononlar için (n=1,2) kuantum kuyu dalgalanmalarından oluşan momentum durulma zamanının kuantum kuyusu genişliğine bağımlılığı	49

Şekil 5.7 Sınırlandırılmış fononlar için ($n=1,2$) ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan momentum durulma oranının kuantum kuyusu genişliğine bağlı grafiği

50



SEMBOL LİSTESİ

<u>Simge</u>	<u>Adı</u>	<u>Tanımı/Değeri</u>	<u>Birimi</u>
a_0	Örgü sabiti (x-y düzleminde atomlar arası uzaklık)		Å
c	Örgü sabiti (z-boyunca yönelmiş atomlar arası uzaklık)		Å
B	Manyetik alan		T
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti		Fm ⁻¹
μ	Mobilite		m ² V ⁻¹ s ⁻¹
e	Elektron yükü	1.6x10 ⁻¹⁹	C
k_B	Boltzman sabiti	1.38x10 ⁻²³	J K ⁻¹
T	Sıcaklık		K
n_s	2 BEG taşıyıcı yoğunluğu		m ⁻²
E_g	Bant enerji aralığı		meV
k	Elektron dalga vektörü		m ⁻¹
m^*	Elektronun etkin kütlesi		kg
L	Kuantum kuyu genişliği		Å
P_{PE}	Piezoelektrik polarizasyon		C m ⁻²
P_{DP}	Doğal polarizasyon		C m ⁻²
V	Voltaj		V
I	Elektrik akımı		A
\hbar	İndirgenmiş Planck sabiti	1.054x10 ⁻³⁴	J s

ÖNSÖZ

Bu tez çalışması süresince, geçen günler, aylar, yıllar ile birlikte ekip çalışması ruhu ve "iş içerisinde eğitim" ilkesiyle beni eğitmeye çalışan, her sorunumla ilgilenen, her yol ayrımında sağ duyusu ve deneyimi ile beni yönlendiren, danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN'e teşekkürü bir borç bilirim.

Tez yazım süresince her zaman yanımda olan ve desteklerini esirgemeyen aileme, arkadaşlarıma ve Dilek AYKIR'a teşekkür ederim.

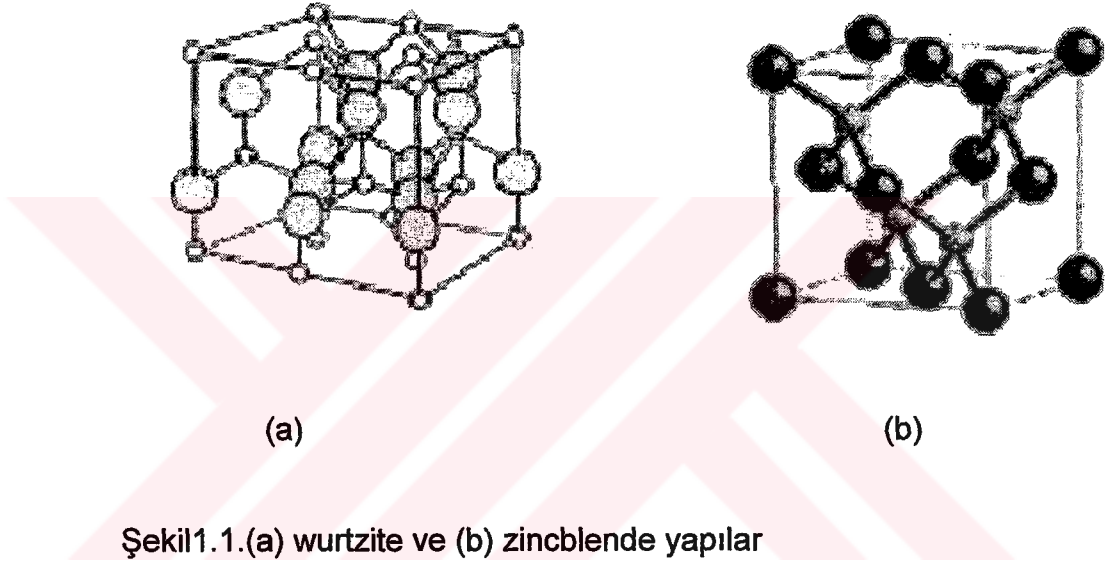
Umarım bu çalışma ile bilim dünyasına ufakta olsa bir katkı sağlayabilmişimdir.

1.GİRİŞ

AlN, GaN, ve InN gibi III-V grubu yarıiletkenler sahip oldukları fiziksel özelliklerden dolayı son yıllarda optoelektronik ve elektronik ile ilgili çalışmaların odak noktası haline gelmiştir [1-3]. III-V grubu yarıiletkenlerin en önemli özelliklerinden biri geniş bant aralığına sahip heteroeklemler yapılar olmasıdır. Bu yapılar doğrudan bant aralığına sahiptirler ve AlGaIn, InGaIn, InAlN ve AlGaInN gibi üçlü ve dördü bileşiklerin enerji bant aralıkları 0.7 eV'dan (InN), 3.4 eV (GaN) ve 6.2 eV'a (AlN) kadar elektromanyetik spektrumun yakın kızıl ötesi bölgesinden mor ötesi bölgeye kadar olan çok geniş bir aralığını tarar [4]. Bu özelliklerden dolayı III-V grubu yarıiletkenler ışık yayan diyotlar (LED), dijital ölçü aletleri, dijital ekranlı bilgisayarlar, hesap makineleri, yazıcı elektronik sistemleri, reklam panoları gibi bir çok kullanım alanlarına sahiptirler ve bunların maliyetleri de çok düşüktür [5]. Yüksek yoğunluktaki optiksel okuma ve yazma teknolojisinde yarıiletken lazerler önemli bir yere sahiptir. Çünkü çok fazla sayıdaki dijital verilerin depolanabilme kapasitesi CD'nin kapasitesine bağlıdır. Bu kapasitenin miktarını belirleyen en önemli faktör kullanılan lazerin dalga boyudur. Küçük dalga boylarında yansımalar ve kırılmalar azalır ve optiksel depolama yoğunluğu dalga boyunun tersinin karesi ile doğru orantılı olarak artar. Yani dalga boyu arttıkça veri depolaması azalır. Kırmızı ışığın dalga boyu mavi ışığın dalga boyundan daha büyük olduğundan veri toplama yoğunluğu mavi ışığa göre daha azdır.

III-V grubu yarıiletkenler hem wurtzite hem de zincblende yapıda kristalleşirler. GaN ve InN'in kübik bir alt tabaka üzerinde büyütüldüğünde zincblende (hegzagonal) yapı aldığı gözlenirken III-V nitridlerin her biri için dengedeki (kararlı) kristal yapı wurtzite yapısıdır. Zincblende ve wurtzite yapıların her ikisi de III-V grup malzemelerin, her atomun karşıt türden dört atomla düzenlendiği iç içe girmiş örgülerdir. Kristal yapılar sadece eksen boyunca dizilme sıralarında farklılık gösterirler. Bu yüzden bir düzlem üzerinde büyütme zincblende büyütme için bir kalıp gibi davranmaz ve kararlı

wurtzite yapı elde edilir. Wurtzite kristal ABABAB... konfigürasyonuna sahipken, zincblende kristal ABCABC... şeklinde dizilir. Bu yapılar sıkı paketlenmiş yapılar olarak da bilinir. En yakın komşu uzaklıkları neredeyse aynıdır. Yalnız bağlı ikinci en yakın komşu uzaklıkları farklılık gösterir. Bu da wurtzite ve zincblende GaN fazlarının fiziksel özelliklerinde gözlenen benzerliği açıklar.



Wurtzite kristal yapısına sahip III. Grup nitritler tetrahedral koordinasyonda olup c-ekseni [0001] boyunca terslenme simetrisine sahip değildir. Bu nitritlerin kristal yapıları, hegzagonal kenar uzunluğu a_0 , prizma yüksekliği c_0 ve boyutsuz mikroskobik parametre olan u ile tanımlanır. Burada u c-eksenine paralel bağ uzunluğunun c_0 birimi cinsinden ifadesidir. Nitritlerde kovalent nitrojen bağının yanında kısmen iyonik bağların bulunması ve terslenme simetrisinin olmamasından dolayı hegzagonal c-ekseni boyunca büyük bir doğal polarizasyon (P_{DP}) meydana gelir. Bundan dolayı büyük elektrostatik alanlar herhangi bir kuvvet olmaksızın bile bütün nitrit yapılarında indüklenir. III-V nitritlerde doğal polarizasyonun değerinin diğer yarıiletken bileşiklerine göre daha büyük olduğu tahmin edilmektedir. III-V nitritlerde doğal polarizasyonun büyüklük sıralaması GaN, InN ve AlN şeklindedir [6]. Bunun sebebi kristal yapıdaki ideal olmayan durumun bu

düzende değişiyor olmasıdır (yani u artmakta, c/a oranı azalmakta ve ideal bir sıkı paketlenmiş hegzagonal kristal için 1.633 olan c/a oranının GaN'den AlN'e doğru artış göstermesindedir). Yarıiletkenlerde bir diğer polarizasyon kaynağı gerilmelerden (strain) oluşan piezoelektrik (P_{PE}) polarizasyonudur. 2 boyutlu elektron gazı yoğunluğunun yüksek olması polarizasyon alanlarının varlığını gösterir. GaN'da terslenme simetrisi yoktur ve tabakalar üzerinde [0001] doğrultusu boyunca uygulanan bir gerilim elektrik polarizasyonunu değiştirir. Benzer şekilde kristale uygulanan bir elektrik alan da kristalin gerilmesine yol ağar. Gerilmeden dolayı polarizasyonda oluşan değişim piezoelektrik polarizasyonudur. Piezoelektrik polarizasyonun değeri gerilme ile artmakta olup aynı gerilmeye sahip bir kristal yada ince tabaka için GaN, InN ve AlN sıralamasındadır. Piezoelektrik polarizasyonu üç bileşenden oluşur. İki c-ekseni boyunca indüklenen piezoelektrik polarizasyonun büyüklüğünü, diğeri de taban düzlemindeki piezoelektrik polarizasyonun büyüklüğünü gösterir. Doğal ve piezoelektrik polarizasyonun yönelimi c-ekseni boyunca Ga metal atomundan en yakın nitrojen atomuna doğru olacak şekilde yönü pozitif seğilmiştir. Bu şartlarda büyütölen GaN/AlGaN heteroeklem yapıda toplam polarizasyon piezoelektrik ve doğal polarizasyonun toplamıdır.

GaN, AlN, InN gibi tek kristallerin büyütölmesindeki zorluklardan biri aynı kristal örgüsüne sahip ve termal olarak bu yarıiletkenlerle uyumlu bir alt tabaka malzemenin yokluğudur. GaN, AlN ve InN ilk olarak (0001) yönelimli olacak şekilde safir üzerine büyütölmüştür. Bunun yanında III-V nitritler Si, GaAs, NaCl, InP, ZnO, TiO₂ ve MgO üzerinde de büyütölmüştür. İdeal bir alt tabakanın yokluğu nedeniyle yaklaşık bütün III-V nitrit malzemeler nitritlerle olan zayıf yapısal ve termal uyumuna rağmen safir alt tabakalar üzerine büyütölmektedir. Safir alt tabakaların tercihi, ucuz ve kolay temin edilebilmesi, hegzagonal simetrisine, işlenmesinin ve büyütme öncesi temizliğinin kolaylığına bağlanabilir. Safir aynı zamanda genellikle GaN büyütölmesinde kullanılan çeşitli CVD tekniklerini kullanan epitaksiyel büyütme için gerekli yüksek sıcaklıklarda (~ 1000 °C) kararlıdır. Safir ve III-V

nitritler arasındaki termal ve örgü uyumsuzluklarından dolayı, iyi kalitede malzeme elde etmek için kalın bir katman büyütme gereklidir [7].

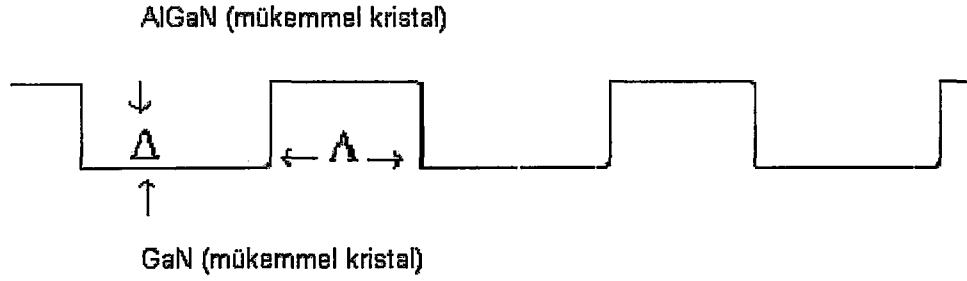
Safir ile III-V grubu yarıiletkenler arasındaki büyük örgü uyumsuzluğundan dolayı yarıiletken mobilitesini yani kalitesini azaltmaya çalışan büyük yoğunluklu dislokasyonlar ortaya çıkar [8]. Büyütme, ne kadar dikkatli yapılırsa yapılsın dislokasyonların oluşumu engellenemez. Alt tabaka örgü uyumsuzluğundan doğan dislokasyon yoğunluğunu en aza indirmek için tampon tabakalar kullanılır. Safir üzerinde GaN büyütmede AlN tampon tabakası kullanılarak GaN'daki mevcut elektron konsantrasyonu azaltılırken mobilite artırılmaktadır. Dislokasyonların kristal içerisinde ortaya çıktığı bölgeler ideal durumdaki bölgelere göre daha yüksek enerjili bölgelerdir. Bundan dolayı yüksek enerji bölgeleri olarak da adlandırılmaktadır. Dislokasyonlar çizgisel kusur olarak bilinirler.

Kristalin fiziksel özelliklerini etkileyen kristal yapı kusurları; noktasal, çizgisel ve hacimsel kusurlar olarak 3 ayrı grupta incelenir. Noktasal kusurlar; bir atomun kendi örgü noktasında bulunmamasından kaynaklanan boşluk kusuru ve kristal yapı oluşurken kristal örgüde olmaması gereken yabancı bir atomun kristal yapıya yerleşmesi ile oluşan yabancı atom kusurlarından oluşur. Aynı çizgide bulunan atomların oluşturduğu kusurlara çizgisel kusurlar denir ve kenar çizgisel kusuru ve vida kusuru olarak ikiye ayrılır. Kenar çizgisel kusuru dış etkiyle malzemeyi işlerken atomları kaydırmakla oluşur. Vida kusuru ise yine kristali işleme esnasında yüzeyine paralel kuvvet çifti uygulandığında kristalin cephesinin kayması ile oluşur. Hacimsel kusurlar da kayma kusurları ve ikizleme kusurları olarak iki şekilde incelenir. Kristal yapı oluşurken, kristalin her bir parçası düzgün ama biri diğerine göre öteleme (kayma) yaparsa kayma kusuru oluşur. İkizleme kusurunda ise, belli bir parça döndükten sonra aynı parçasının ikizi ile birleşmesi sonucu oluşur. Hacimsel kusurların oluşması için çok büyük bir enerjiye ihtiyaç vardır.

Bir atom tarafından soğurulan veya yayınlanan termal enerjinin kuantumlu haline fonon denir. Atomların titreşimi örgü titreşimlerini arttırır. Titreşen sistemlerin enerjileri kuantize olmuştur ve $h\nu$ miktarda bu enerji değişebilir. Titreşim enerjisinin kuantumlu değeri, tüm atomların titreşimle yer değiştirmelerinin artmasıyla verilir. Sıcaklık artarsa, örgü fonon absorblar ve böylece atomik titreşimlerin genlikleri artar. Bu örgü titreşimleri örgüyü denge konumundan rahatsız eder ve bu şekilde elektronlar fononlar tarafından saçılır. Bu nedenle de fononlar bir kristal kusuru olarak sınıflandırılabilir. Fononlar akustik fonon ve optik fonon olmak üzere iki koldan incelenir. Optik fononlar akustik fononlara göre daha yüksek frekanslı yani daha yüksek enerjilidir. Akustik fononlar boyuna akustik (LA) ve enine akustik (TA), aynı şekilde optik fononlar da, boyuna optik (LO) ve enine optik (TO) titreşim kiplerinden oluşurlar [9]. Elektron saçılmalarına neden olarak, elektron mobilitesini azaltan fononlar akustik fonon saçılması ve optik fonon saçılması olarak karşımıza çıkmaktadır.

Yarıiletken büyütmelerinde karşılaşılan diğer bir zorluk ara yüzeylerdir. Ara yüzey, örgü sabitleri ve kristal yapıları birbirinden farklı iki materyalin bir araya gelmesi ile oluşur. Heteroyapılar ve süperörgüler iki yarıiletken arasında ara yüzey içerir. Bu ara yüzeyler genellikle kırılmamış bağlarla yüksek kalitededir. Ancak üretilen tek yada iki tek tabakalarda ara yüzey düzensizlikleri meydana gelir. Bu düzensizlik, ideal olmayan büyütme koşulları yada tabakaların üst üste gelmesi sırasında arada oluşan pürüzlülükten kaynaklanmaktadır [10]. Böyle düzensiz bir ara yüzeyin şematik gösterimi Şekil 2.1.'de verilmiştir. Şekil de GaN ile AlGaN arasında ki ara yüzey görülmektedir. Burada Δ , ortalama sapma, Λ ise ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğudur. Yapısal olarak ara yüzeyleri karakterize etmek zordur. Ara yüzeyler genellikle yüksek sıcaklıklarda oluşturulur ve karmaşık kimyasal reaksiyonlarla metal elementlerinin difüzyonunu içerir. Ara yüzey bölgesi genellikle bir kaç yüz angstrom mertebesinde ve karmaşık, kristalimsi olmayan bir bölgedir. Ara yüzeylerde meydana gelen düzensizlikler o bölgede bulunan elektronların hareketlerini sınırlayarak, elektronların saçılmasına neden olur. Saçılan

elektronun momentumunda dolayısı ile enerjisinde bir değişim söz konusu olur ki bu da elektronun mobilitesini değiştirir



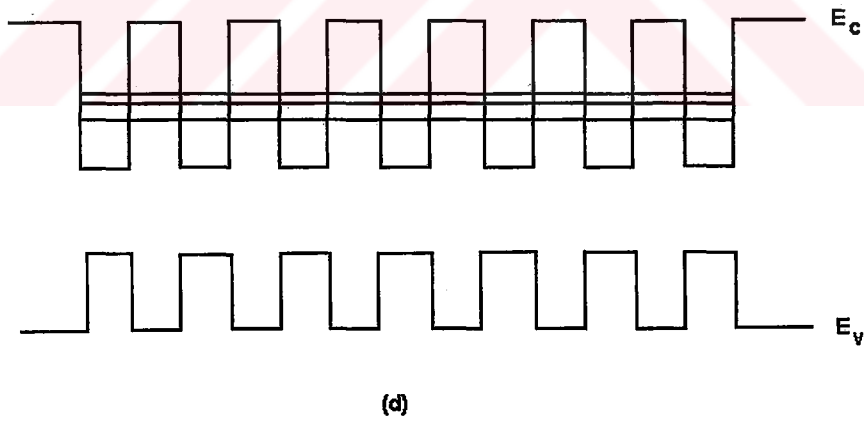
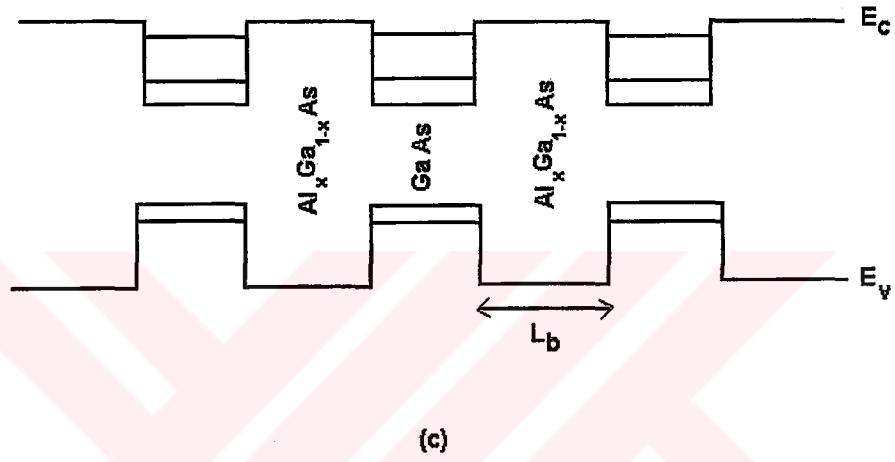
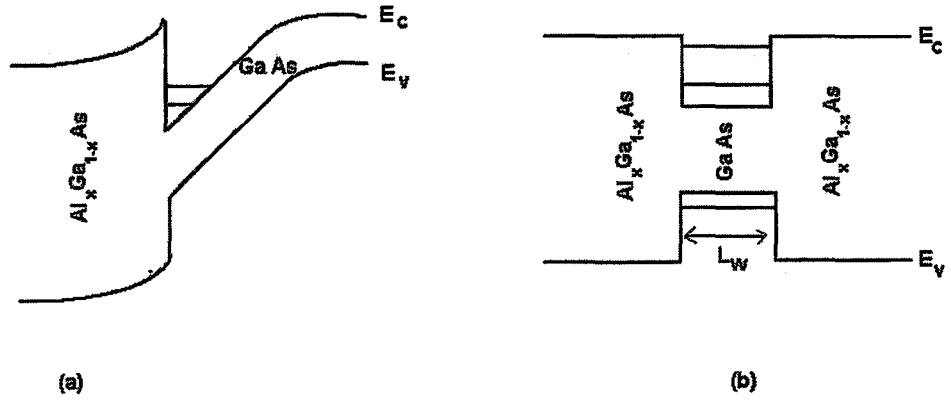
Şekil.1.2. GaN/AlGaN gibi yaklaşık olarak aynı örgü sabitlerine sahip iki materyal arasındaki ara yüzeylerin şematik gösterimi (burada GaN ve AlGaN kristalleri mükemmel kristal gibi düşünölmüştür).

2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR ve GaN'ın ÖZELLİKLERİ

2.1. Düşük Boyutlu Yapılar

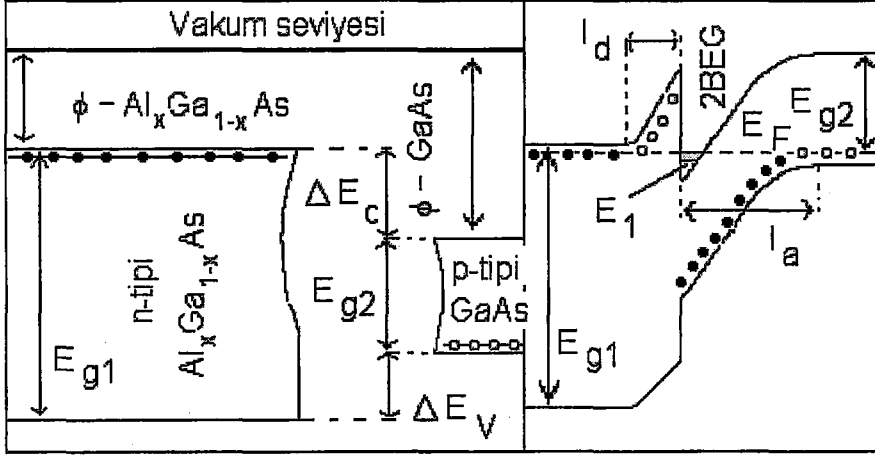
Moleküler Işın Epitaksisi (Moleküler Beam Epitaxy: MBE) ve Metal Organik Buharlaştırma Faz Epitaksisi (Metal Organic Chemical Vapour Deposition: MOCVD) gibi karmaşık epitaksiyel büyütme tekniklerinin gelişimi ile atomik boyut mertebesindeki kalınlıklara sahip çok ince yarıiletken tabakalar üretmek mümkün hale gelmiştir. De Broglie dalga boyuyla karşılaştırılabilir kalınlıkta, tabakalı küçük bant aralığına sahip bir materyal, geniş bant aralıklı bir materyal arasına konulduğunda elektronların veya boşlukların ya da her iki taşıyıcı tipinin de hareketleri kristal büyütme doğrultusunda tabakaya dik olarak sınırlanır. Elektronların veya boşlukların sınırlanması enerjinin kesikli olduğu anlamına gelir. Böylece iletim ve valans bantları dejenere enerji seviyelerine yarılar. Tabakaya paralel hareket sınırlanmadan kalır ve hareket için serbestlik derecesindeki azalmaya bağlı olarak sistem iki boyutlu, bir boyutlu ve hatta boyutsuz olur. Günümüzde en çok kullanılan, 2 boyutlu elektron gazlı sistemlerdir. Tipik iki boyutlu yapılara heteroeklemler, tekli ve çoklu kuantum kuyuları ve süperörgü yapıları örnek verilebilir [11].

Heteroeklemler, farklı enerji bant aralığına sahip iki yarıiletken tabaka birbiri üzerine büyütüldüğünde oluşur. Tekli kuantum kuyusu, çoklu kuantum kuyuları ve süperörgüler, iki geniş bant aralığına sahip yarıiletken arasına dar bant aralığına sahip yarıiletken konulmasıyla oluşur. Aynı yapıya sahip materyaller olmasına rağmen, çoklu kuantum kuyusu olduğunda bariyerlerin genişliği, iki komşu kuyunun dalga fonksiyonlarının üst üste binmesini engelleyecek kadar geniş olabilir. Her kuantum kuyusu diğerinden yalıtıldığından farklı sınırlı seviyeler takımını tanımlamak için taşıyıcılar her kuyuda sınırlanmıştır. Bu yüzden her kuyu bağımsız olarak tabakalara paralel boyuna harekete katkıda bulunur. Süperörgü olduğu takdirde bariyerler, dalga fonksiyonlarının üst üste binmesine izin verecek kadar incedir ve burada taşıyıcılar küçük bantların bir serisine yerleşirler ve paralel iletim bulk yapıdakine benzer şekilde baskın hale gelir.



Şekil 2.1. GaAs/AlGaAs materyal sistemleri için çeşitli bileşik tipteki yapıların şematik gösterimi (a) heteroeklem, (b) tekli kuantum kuyusu, (c) çoklu kuantum kuyusu ve (d) süperörgü. L_w kuantum kuyusu genişliği ve L_b bariyer genişliği.

Modülasyon katkılı yapı ise, heteroeklemlı yapı veya kuantum kuyulu yapının geniş bant aralığına sahip kısmının isteğe göre n-tipi veya p-tipi katkılanması ile elde edilir. İlk kez Dingle heteroyapılarda modülasyon katkılı büyütölmeye öncölük etmiştir. O zamandan beri bu yapılar bir çok çalışın tarafından teorik ve deneysel olarak geniş kapsamlı çalışılmaktadır. Şekil 2.2'de n-tipi modülasyon katkılı heteroyapının bant diyagramı gösterilmektedir. Metal-oksit yarıiletken (MOS) ara yüzeyine benzeyen bu yapı, GaAs katkısız dar bant aralıklı yarıiletken ile $Al_xGa_{1-x}As$ gibi n-tipi katkılı geniş bant aralıklı yarıiletken tabakalardan oluşur. GaAs'in iletim bant kenarı, katkılı $Al_xGa_{1-x}As$ ' in verici enerji seviyesinden aşağı doğru uzandığından elektronlar $Al_xGa_{1-x}As$ ' den katkısız GaAs'e difüz ederler ve eklem boyunca fermi seviyesini sabit tutmak için burada toplanırlar (Eğer başlangıçta GaAs n-tipi ise transfer olan elektronlar toplanma tabakası oluşturur. Eğer GaAs p-tipi ise transfer olan elektronlar ters çevrilmiş tabaka oluştururlar). Heteroarayüzeydeki uzay yükleri güçlü bir yerel elektrik alan yaratır, buda GaAs bölgesinde önemli bant bükölmesine sebep olur. Bu güçlü bant bükölmesi, elektronların sözde üçgensel bir kuantum kuyusuna hapsedilmesiyle sonuçlanır. Bu yüzden taşıyıcıların ara yüzeye dik doğrultudaki hareketi kuantize olmuştur ve sınırlı seviyeler serisi oluşturulur. Ara yüz boyunca hareket engellenmeden kalır. Elektronlar iyonize olmuş ana safsızlıklardan uzaysal olarak ayrıldığından dolayı bu tip katkılama tekniği iyonize olmuş safsızlık saçılmasının azalmasına yardımcı olur. İyonize olmuş verici atomlarıyla kanal elektronları arasındaki fazla Coulomb etkileşmesini azaltmak için katkısız $Al_xGa_{1-x}As$ tabakası genellikle katkılı $Al_xGa_{1-x}As$ ve katkısız GaAs tabakaları arasında yerleştirilir. Bu tabakanın araya yerleştirilmesi ile düşük sıcaklıklarda elektron mobilitesi artmış olacaktır. Mobilite, yüksek safılıkta elde edilen bulk GaAs yapılarda ve aynı elektron yoğunluğu altında daha az çıkmaktadır. Oda sıcaklığında mobilitedeki artış, yüksek sıcaklıklarda optik fonon saçılmalarının mobilitmeyi sınırlayan baskın mekanizma olmasından dolayı azalır.



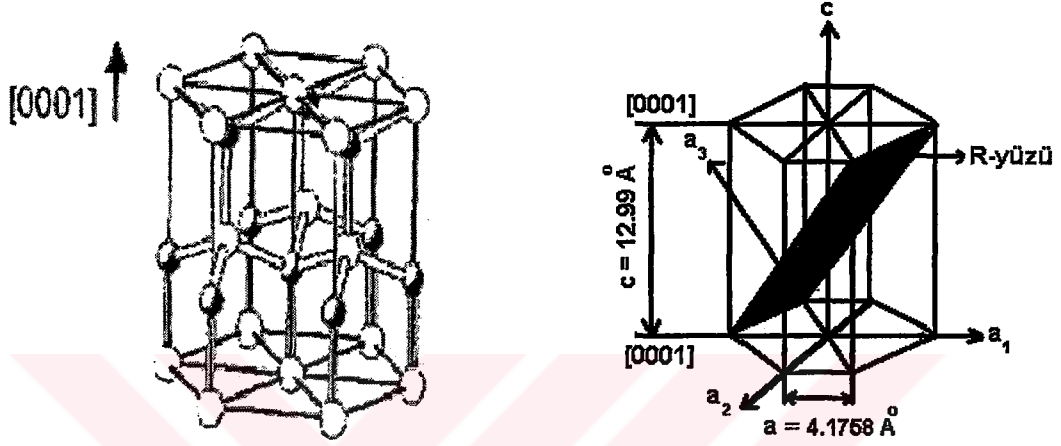
Şekil 2.2. Modülasyon katkılı GaAs/Al_xGa_{1-x}As heteroyapının yük transferinden önce (sol) ve sonraki (sağ) şematik enerji bant diyagramı. Φ elektron eğilimi. E_{g1} ve E_{g2} sırasıyla Al_xGa_{1-x}As ve GaAs enerji bant aralıkları. ΔE_c ve ΔE_v sırasıyla iletim ve valans bantı bant aralığı kesilmesi. E_1 ve E_F sırasıyla ters çevrilmiş tabakadaki ilk alt bant ve Fermi seviyesi. l_d ve l_a heteroeklemin n ve p-taraflarının boşalma bölgesi uzunluğu.

Modülasyon katkılı heteroeklemler günümüzde, bir çok ticari aygıtın temelini oluşturdukları için çok ilgi çekmektedirler. Transistörler [HEMT (High-electron mobility transistor), SDHT (selectively-doped heterostructure transistor) ve MODFET (modulation-doped field effect transistor)], heteroeklemlili ve kuantum kuyulu LED'ler ve lazerler örnek verilebilir.

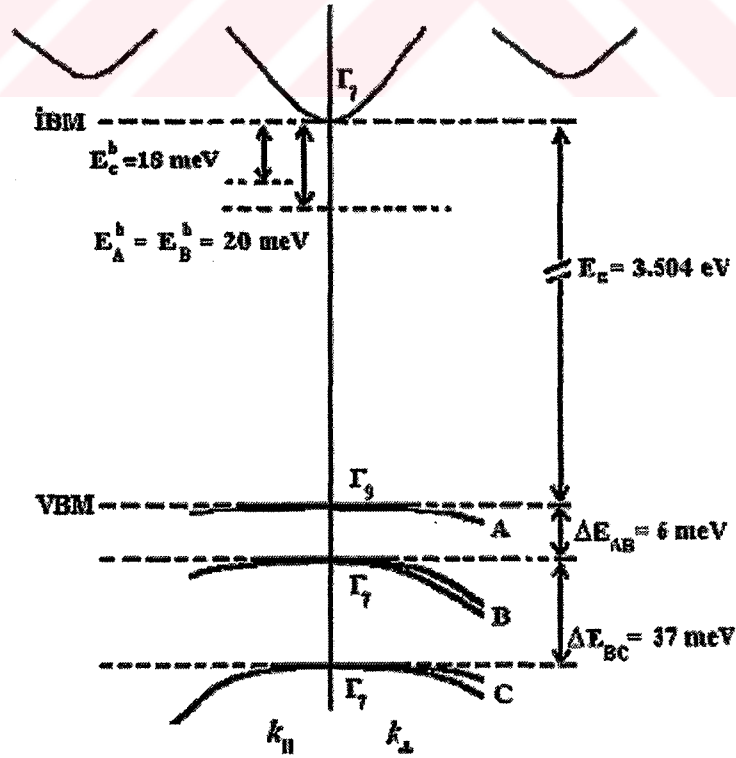
2.2. GaN

GaN wurtzite, zincblende ve NaCl yapıda kristalleşebilen geniş bant aralığına sahip bir yarıiletkenidir. En kararlı yapısı wurtzite yapısıdır. GaN'ın NaCl yapıda kristalleşebilmesi için oldukça yüksek dış basınç gerekmektedir. Bu da GaN'ın iyoniklik özelliğinden dolayı örgü boyutlarındaki azalmanın sonucu olarak ortaya çıkar. GaN zincblende yapı ise sadece kübik alt tabakalar üzerinde (SiC, Si, MgO, GaAs) heteroepitaksiyel büyütme ile kararlı olabilir. GaN'ın birim hücresi hegzagonal yapıdadır ve $c/a=1.633$ 'dir. Bu yapı hcp (sıkı paketli altigen yapı) olup atomlar ABAB.. şeklinde dizilmiştir. Her birim hücrede 4 tane atom vardır. Bu nedenle de 9 tane optik fonon ve

üç tane de akustik fonon moduna sahiptir. GaN polar kovalent bir bağ yapmakta olup iyonikliği yüksek olan bir yapıdır ve terslenme simetrisine sahip değildir. Atomlar arasındaki açı tetrahedral açı olup 109° 'dir. En yakın komşu sayısı 4 ve ikinci en yakın komşu sayısı 12'dir.



Şekil 2.3 [0001] doğrultusunda büyütülen wurtzite GaN



Şekil 2.4 Wurtzite GaN'in doğrudan bant aralığı

GaN doğrudan ve geniş bant aralığına sahip olup, değeri 3.4 eV' dur. Şekil 2.4 Γ noktası yakınında hesaplanmış bant yapısı ($k=0$) ve wurtzite GaN'in doğrudan bant aralığını göstermektedir. Doğrudan bant aralığına sahip olan yarıiletkenlerde, elektron ve boşlukların tekrar birleşmesi momentum değişimi olmaksızın gerçekleşir ve bu da, bu yarıiletkenlerin foton üreticisi olduğunu gösterir. Bundan dolayı, doğrudan bant aralığına sahip yarıiletkenler, LED ve Lazer üretiminde tercih edilmektedir. Geniş bant aralığına sahip olmasından dolayı da kuantum kuyulu, modülasyon katkılı heteroarayüzler ve heteroeklemlili yapılar için uygundur. Yüksek mekaniksel kararlılıkları vardır, serttir ve büyük piezoelektrik sabitine sahiptir. Termal kararlılığından dolayı yüksek sıcaklıklarda çalışmayı mümkün kılar. Kimyasal kararlılığından dolayı uygulanan aşındırma gibi kimyasal işlemlere dayanma direnci sağlar. Yüksek breakdown ve mobiliteye sahip olması yüksek güçlü, yüksek frekanslı cihazların üretilmesinde kullanılır. Maliyeti düşük, parlaklığı yüksek, uzun ömürlüdür. Özetle GaN sahip olduğu bütün bu özellikler sayesinde görüntü teknolojisinde, optiksel okuma ve yazma teknolojisinde, LED, Lazer, UV (Ultra Viole) sensörler, fotodetektörler, HEMT (High-electron mobility transistor) transistörler ve FET (Field-Effect Transistor) yapılarda kullanılmaktadır.

GaN tek kristalin büyütülmesinde zorluklardan dolayı GaN/AlGaIn yapılar safir üzerine büyütülür. Bu alt tabakanın da yapısal ve termal uyumu düşüktür. Ancak hegzagonal simetrisi, kolay olarak işlenebilmesi, maliyetinin ucuz olması gibi nedenlerden dolayı safir tercih edilmektedir. Safir ile GaN arasında %14-16 örgü uyumsuzluğu vardır ve bundan kaynaklanan yüksek dislokasyon yoğunluğu 10^9 - 10^{10} cm^{-2} 'dir. Ancak bu uyumsuzluğun getirmiş olduğu yüksek dislokasyon yoğunluklarını gidermek için LEO (Lateral epitaxiyel overgrowth) denilen bir teknik kullanılmaktadır. Bu teknikle dislokasyon yoğunluğu 10^6 cm^{-2} değerine indirgenebilir. Bu yöntemle safir üzerine büyütülen GaN tabakası üzerine dielektrik bir malzeme olan, kolay elde edilebilen SiO_2 kaplanır ve pencereler açılır. Pencere içinde GaN büyütülerek dislokasyonların alt tabakaya kadar uzanmasına engel olunur. GaN ve safir arasında termal genişleme katsayısında uyumsuzluk %34'tür.

Bu uyumsuzluktan dolayı ise stres ve zorlama oluşmaktadır ki bu da kristal içerisinde deformasyonlara neden olur.

GaN yarıiletkeni herhangi bir katkılama yapılmadığında bile n-tipi iletkenlik gösterebilir [12]. Bu doğal iletkenliğin sebebini açıklamak için, GaN'ın kristal yapısında hiç bir müdahale yapılmadan kendiliğinden oluşan kusurların var olduğu kusur modelleri tanımlanmıştır. Örgüde atom eksikliğinden kaynaklanan kusurlar, kristali oluşturan bir atomun kendi bölgesinde değil de diğer atomun yerinde bulunmasından kaynaklanan kusurlar ya da örgüde fazlalık bir atomun söz konusu olduğu kusurlar olarak tanımlanmışlardır. Bu kusurlar kristal içerisinde çoklu verici (donor) ya da alıcı (akseptor) atomu gibi davranabilirler. Noktasal kusurlar kristal içinde bölgesel bir dağılım gösterebilirler. Tablo 2'de GaN için kullanılan parametreler verilmiştir.

Tablo 1. Hesaplamlarda kullanılan GaN parametreleri

Elektronun etkin kütlesi (m_0)	$m^* = 0.22$
Yüksek frekans dielektrik sabiti (ϵ_0)	$\epsilon_\infty = 5.35$
Statik dielektrik sabiti (ϵ_0)	$\epsilon_s = 8.9$
LO-fonon enerjisi (meV)	$\hbar\omega = 92$
Kuantum kuyusu genişliği (Å)	$L = 79$
Boyuna akustik fonon hızı (m/s)	$v_L = 6.56 \times 10^3$
Kristalin yoğunluğu (kg/m ³)	$\rho = 6.15 \times 10^{-3}$
Deformasyon potansiyeli (eV)	$E_D = 8.3$
2 boyutlu elektron gazı yoğunluğu (m ⁻²)	$N_s = 1 \times 10^{17}$
Piezoelectric sabitleri (C/m ²)	$e_{15} = -0.49$
	$e_{31} = -0.33$
	$e_{33} = 0.7$
Elastik sabitleri (10 ¹¹ N/m ²)	$c_{LA} = 2.65$
	$c_{TA} = 0.442$
Elektromekaniksel çiftlenim sabiti	$K^2 = 0.039$
Elektron dalga vektörü (m ⁻¹)	$k = 7.3 \times 10^8$

3. BÜYÜTME TEKNİKLERİ VE ELEKTRİKSEL DEĞERLENDİRME

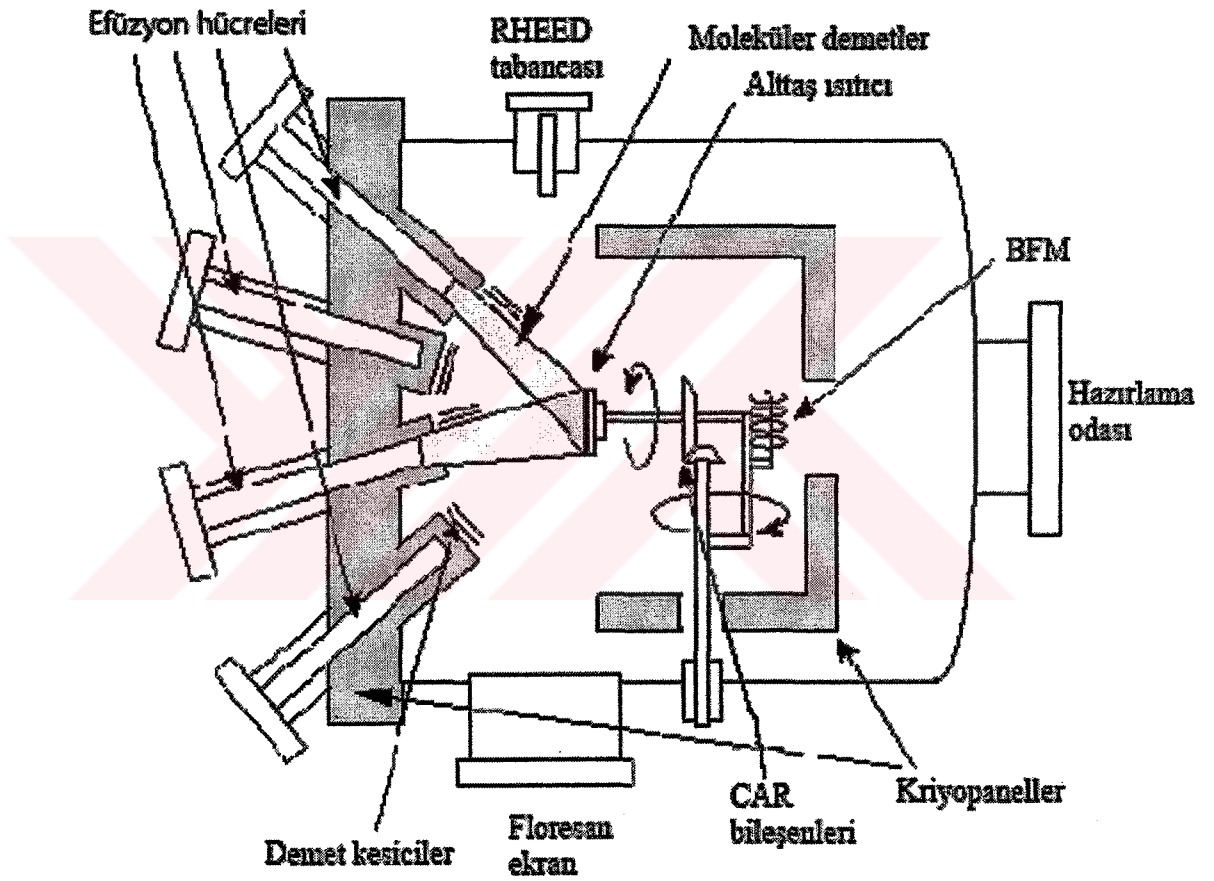
3.1. Büyütme Teknikleri

Doğada en iyi bilinen yarıiletken malzeme silikon (Si) ve germanyumdur (Ge). Bunlar elementer yarıiletken olup mikroçip üretiminde kullanılmaktadır. Bunun yanı sıra InP, GaAs ve GaN gibi ikili, InGaAs gibi üçlü ve InGaAlAs gibi dördü alaşımlar da elektronik ve opto-elektronik cihazların üretiminde temel elemanlardır. Ancak bu yarıiletkenleri doğada saf olarak bulmak mümkün değildir. Bunlar yapay olarak belirli ve yüksek teknoloji içeren sistemlerle üretilmektedir. Kristal büyütme tekniklerindeki en son gelişmeler, yarıiletkenleri çok daha değişik amaçlı kullanım durumuna getirmiştir. Moleküler Işın Epitaksisi (MBE), Metal Organik Kimyasal Buharlaştırma Faz Epitaksisi (MOVPE), Kimyasal Buharlaştırma Depozisyonu (CVD) gibi teknikler en iyi bilinen büyütme teknikleridir.

3.1.1. Moleküler Işın Epitaksisi (Molecular Beam Epitaxy)

MBE (Molecular Beam Epitaxy) tekniği hem araştırma, hem de endüstriyel amaçlı kullanılacak yüksek kaliteli, özellikle elektronik-fotonik cihazların yapımında kullanılan yarıiletken malzemelerin üretilmesinde kullanışlı ve güvenli bir metottur. MBE'nin en büyük avantajı ultra yüksek vakum altında (UHV) yapılan epitaksiyel bir büyütme tekniği olmasıdır. Bu yöntem, büyütülen tabakaların büyütmeden önce, büyütme sırasında ve büyütmeden sonra numunenin yapısal ve kimyasal özelliklerinin incelenmesine izin verir. Aynı zamanda büyütme sırasında alaşım miktarının, tabaka kalınlığının ve katkılama miktarının kontrol edilmesini sağlar. Genelde nitrit tabakaların üretilmesi için yüksek sıcaklıklar gerekmektedir. Bu gibi durumlarda büyütme işlemini başarıyla gerçekleştirmek, standart büyütme sistemlerinde çeşitli modifikasyonların tasarlanmasını gerektirmektedir. Yine nitrit büyütülmesinde karşılaşılan diğer bir zorluk, yeterince yüksek oranda aktif nitrojeni sağlamaktır.

MBE sisteminde yarıiletken malzemeyi oluşturan elementin moleküler yapıdaki demeti ince film oluşturmak amacıyla kristal yapıdaki bir taban üzerinde biriktirilir. Moleküler demet, kaynak elementin buharlaşacak düzeye kadar ısıtılması ile elde edilir. Büyütme oranı saniyede bir kaç angstrom mertebesindedir.



Şekil 3.1 MBE büyütme tekniğinin şematik gösterimi

Tipik bir MBE sistemi büyüme odası, tampon odası, yükleme kilidi olmak üzere üç ana vakum odasından oluşur. Tampon odası numunelerin hazırlanması ve saklanmasında kullanılır. Büyütme odası numunenin büyütüldüğü yerdir. Yükleme kilidi, numunelerin vakum odasına getirilmesinde ve çıkarılmasında kullanılır. Üretilen malzeme kaynağı, arzu edilen malzeme kaynağı elde edilecek ve birbirinden bağımsız olacak şekilde ısıtılır. Büyütme sırasında bu hücrelerden bilgisayarla kontrol edilen bir aralıkta elementler vakum ortamında taban üzerine gönderilerek büyüme yapılır. Odadaki ve diğer kaynaklardaki kirlilikler üretilen epitaksiyel katmanların optik ve elektriksel özelliklerini düşüreceğinden büyümede yüzeyin temizliği önemlidir. AUGER elektron spektroskopisi yarıiletken ince filmin yüzey temizliği tayininde kullanılan önemli bir sistemdir. Karakterizasyon sistemleri; RHEED, X-ışınları difraksiyonu, AUGER elektron spektroskopisi ve Hall etkisi sistemi olmak üzere dört sistemle incelenir.

MBE ile kristal büyümede dahili kontrol için kullanılan aletlerden biri Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED)'dir. Bu teknik büyüme süresince yüzey büyüme oran kalibrasyonu, yüzeyden oksit çıkışının gözlenmesi, tabaka sıcaklığının kontrolü, yüzey atomlarının düzenlenmesinin gözlenmesi, uygun arsenik basıncının tayini ve büyüme kinetiği hakkında bilgi sağlar.

Herhangi bir metotla üretilen kristalde yapılacak ilk iş, bu kristalin birim hücrenin simetrisini ve boyutunu tanımlamaktır. X-ışını kırınımı metodu ile bunlar otomatik olarak tayin edilir. Ayrıca burada elde edilen bilgiler kullanılarak numunenin kimyasal bileşenleri, kristal tabakanın kalınlığı, örgü kusurları ve örgü uyumsuzluğu gibi özelliklerde belirlenebilir.

AES (Atomik Emisyon Spektroskopisi) yüzey için son derece hassas analitik bir tekniktir. Katı bir yüzey üzerindeki atomları uyarmak ve kor boşluklar üretmek için kullanılır. Boşluklar dış elektronlar tarafından

doldurulur ve fazla enerji diğerk bir elektron tarafından alınarak AUGER elektronları oluşturulur. Bu elektronlar yüzeyden kaçarlar ve elektronların enerjisi spektrum olarak ölçülür. Buda yüzey bileşenlerini belirlememizi sağlar.

Bu teknikle üretilen yarıiletken malzemenin, iletkenliğı, taşıyıcı yoğunluğu, safsızlık bileşenleri ve mobilitesi gibi özellikler bir Hall-etkisi düzeneğı kullanılarak belirlenebilir [11]. Yapılan deneysel çalışmalarda MBE büyütme tekniğı kullanıldığından, diğerk büyütme tekniklerinden kısaca bahsetmek yeterli olacaktır.

3.1.2. Metal Organik Kimyasal Buharlaşma Faz Epitaksisi (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy)

MOCVD (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy) tekniğı yarıiletken yapıların epitaksiyel büyütülmesinde basitliğı ve esnekliğı ile çok tercih edilen bir yöntemdir. Bu teknikle alt tabaka, reaksiyon teknesinde grafit algılayıcı üzerine yerleştirilir ve RF indüksiyon ısıtıcısı ile ısıtılır. Sıcaklık büyütülen bileşiğe bağlıdır. Genellikle 500 ile 700 °C arasındadır. Büyütme işlemi 100 ile 700 Torr basınçlı hidrojen ortamında gerçekleşir. MOCVD tekniğinin MBE göre bazı avantajları ve dezavantajları bulunmaktadır. MOCVD'nin MBE'ye göre en büyük avantajı yüksek büyütme hızına sahip olmasıdır. MOCVD büyütme tekniğı ile üretilen mavi LED'ler, mükemmel gelişmiş aygıt karakteristikleri yüksek geri kırılma voltajı sergiler.

3.1.3. Kimyasal Buharlaşma Depozisyonu (Chemical Vapour Deposition)

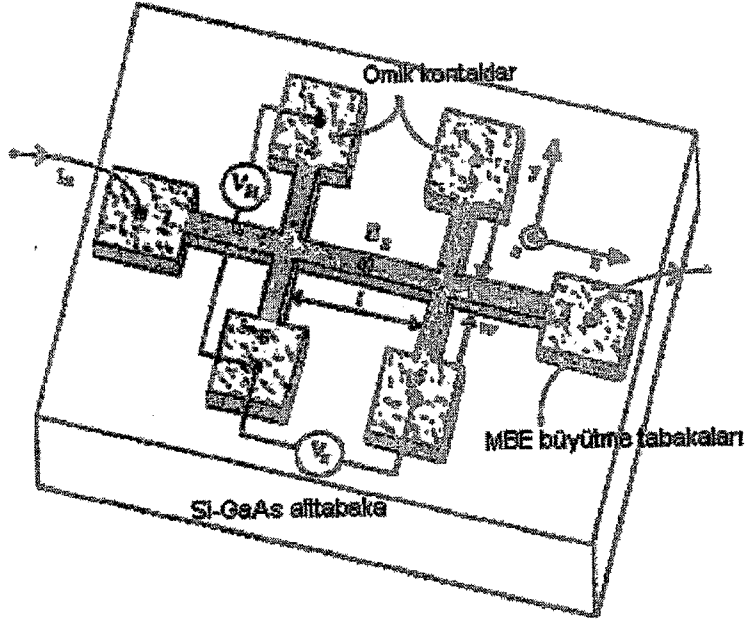
Epitaksiyel filmler katı, sıvı ve gaz fazlarında büyütülebilirler. Genelde gaz fazındaki epitaksiyelerde büyütme oranı kontrolü, gaz akışı miktarının kontrolü ile daha kolaydır. CVD (Chemical Vapour Deposition) büyütme

tekniginde bu özellikten faydalanılarak kimyasal organikler kullanılmıştır. Çok yüksek sıcaklıklarda büyüme olanağı verir. Alt tabaka sıcaklığı 1000 K' dir. Bu teknikte yüksek büyütme hızına ve büyütme oranına sahiptir. Büyütme oranı 0.5 $\mu\text{m}/\text{dak.}$ 'dir. Bu oldukça yüksek büyüme oranı ile elde edilen filmlerin termal olarak etkilenmesi daha azdır. Çünkü büyüme ne kadar hızlı olursa sıcaklıktaki değişimlerin, elde edilecek filmlerin özelliğini etkilemesi daha az olacaktır. Ancak bu teknikle yapılan büyütmelelerde background (arka plan) taşıyıcı konsantrasyonu yüksek olmaktadır.

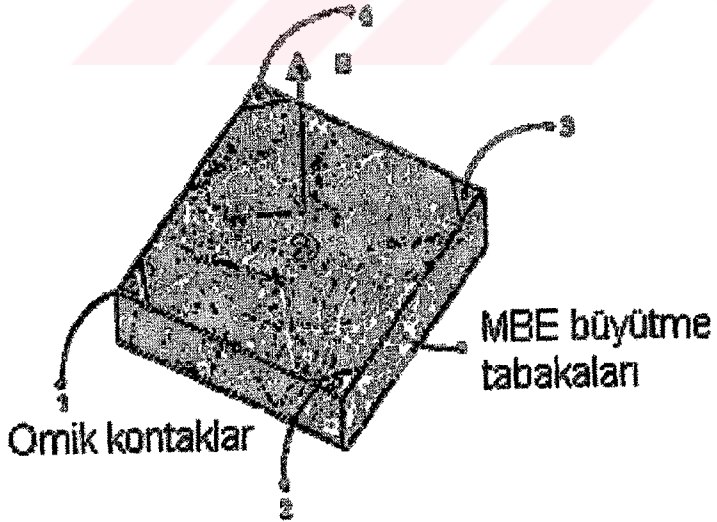
3.2. Elektriksel Değerlendirme

3.2.1 Hall Etkisi

Hall etkisi ölçümleri yarıiletkenlerin kalitesini belirlemede kullanılan en yaygın karakteristik tekniklerden birisidir. Yarıiletken maddeler için bu teknikle taşıyıcıların yoğunluğu, tipi ve mobilitesi hakkında bilgi elde ederiz. Daha da önemlisi geniş bir sıcaklık aralığında (4.2K-300K) elde edilen Hall ölçümlerinin deneysel verilerinden, yarıiletkenin safsızlığı, kusurları, homojenliği ve saçılma mekanizmaları hakkında bilgi sağlanır. Taşıma parametreleri ve madde kalitesi hakkındaki bu tip bilgiler, yüksek kaliteli epitaksiyel tabakalar ve de aygıt uygulamalarında kullanılan büyütme parametrelerinin gelişimi için çok önemlidir. Hall ölçümlerinde iki farklı konfigürasyon kullanılmaktadır; basit Hall-bar ve yonca yaprağı denilen Van der Pauw geometrisi. Şekil 3.2'de (a) basit Hall-bar geometrisi ve (b) Van der Pauw geometrisi gösterilmiştir.



a)



b)

Şekil 3.2 (a) Hall ölçümlerinde kullanılan Hall bar geometrisi, (b) Van der Pauw ölçümlerinde kullanılan Van der Pauw geometrisi

Basit Hall geometrisinde, x-ekseni kabul edilen doğrultuda ana çubuk üzerine sabit I_x akımı uygulanır ve z-ekseni kabul ettiğimiz numunenin yüzeyine dik doğrultuda değişmeyen B_z manyetik alanı uygulanır. Bu nedenle numune içinde hareketli olan yük taşıyıcıları Lorentz kuvvetinin etkisiyle hareket doğrultularından sapacaktır.

$$F_L = e \cdot V_d \cdot B_z \quad (3,1)$$

e elektronun yükü ve V_d taşıyıcı sürüklenme hızıdır. Bunun sonucu olarak, elektronların y-ekseni boyunca yerleşmeleri nedeniyle Hall alanı denilen bir enine elektrik alan oluşur.

$$F_H = e \cdot E_H \quad (3.2)$$

Enine akım sıfır olduğunda ($I_y=0$) yani Hall kuvveti Lorentz kuvvetini dengelediğinde denge durumuna ulaşılmıştır. Bu sebeple (3.1) ve (3.2) denklemleri eşitlendiğinde elde edilen denklemler 2 boyutlu Hall taşıyıcısı ve tabaka konsantrasyonu bulunur.

$$n_s = n_h^{2D} = I_x B_z / e V_H \quad (3.3)$$

$V_H = E_H w$ olup Hall voltajıdır. Eğer n_s bilinirse, Hall mobilitesi μ_H iletkenlik ölçümlerinde aşağıdaki şekilde hesaplanabilir;

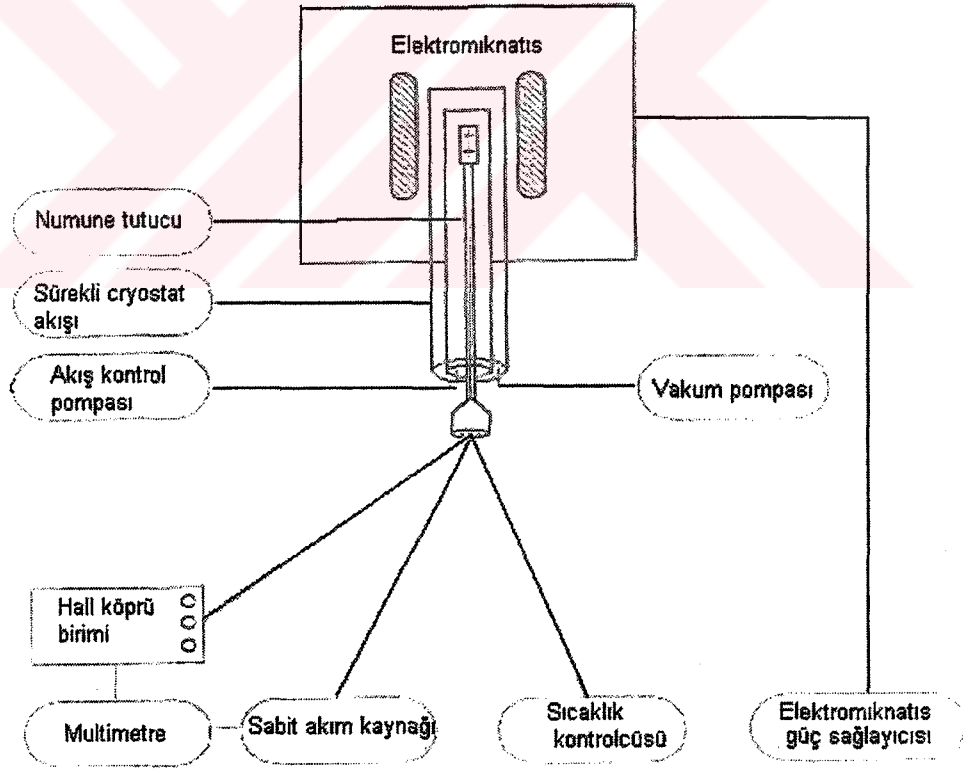
$$\mu_H = I_x \cdot l / e \cdot n_s V_x \cdot w \quad (3.4)$$

Burada V_x x-ekseni üzerine düşen voltaj, l kontaklar arası uzaklık ve w numunenin genişliğidir. Gerçekte Hall mobilitesi, sürüklenme mobilitesinden bir çarpanla ayrılır ve buna da Hall saçılma faktörü r_H denir.

$$\mu = r_H \mu_H \quad (3.5)$$

Hall saçılma faktörü; saçılma mekanizması, Fermi enerjisi ve 1 ve 2 kontakları arasındaki manyetik alanın şiddetine bağlıdır.

Deney bütün yönlerdeki kollar ve akımlar için tekrarlanmıştır. Kontak asimetrisi ve düzensizliği ve kontak dirençlerinden kaynaklanacak hataları en aza indirmek için n_s ve μ_H sonuçları farklı kontak konfigürasyonları ve akım yönleri üzerinden ortalama olarak alınmıştır. Hall ölçümleri için deneysel düzenek Şekil 3.3. 'de gösterilmiştir. Omik şartları sağlayan aşırı taşıyıcı ısınmasını önleyen düşük (10-100 μA 'lik) sabit akım numunenin ana kolu üzerinden (kontak 2 ve 4) geçirilmiştir. Düşük manyetik alan (0.35-0.5 T) numunenin yüzeyine dik olarak uygulanmıştır [11].



Şekil 3.3 Hall ölçümlerinde kullanılan deney düzeneği

3.3. Numunenin Yapısı

Bu çalışmada incelenen GaN/AlGaN yarıiletkeni MBE büyütme tekniği ile büyütülmüştür. Genel olarak bir numune MBE tekniği ile büyütülürken aşağıdakine benzer prosedür takip edilir [5].

- (i) Birinci oda, UHV koşullarındaki bozuklukları minimuma indirmek için 10^{-6} Torr basınçta çalışan giriş-çıkış odasıdır.
- (ii) İkinci oda alt tabakaların hazırlanması için 10^{-10} Torr basınç değerinden düşük bir basınç değerinde çalışan tampon odasıdır.
- (iii) Üçüncü oda büyütme odasıdır. Epitaksiyel olarak büyütme için uygun bütün elementler oldukça temiz olan ($p < 5 \times 10^{-11}$ Torr) bu odaya yerleştirilir. Bu oda, atomların dışarı sızmalarını engellemek ve elementlerin yapısında bulunan safsızlıkları en aza indirmek için sıvı nitrojen içeren panellerle çevrilmiştir. Atom demetlerini oluşturacak fırınlar, taban kristale belirli bir mesafede belirli bir açıyla yerleştirilmiştir. Burada amaç oluşacak alaşımın ve katkılama profilinin düzgün olmasını sağlamaktır. Bu püskürtme fırınları; düzgün ve uygun şiddette olan yüksek saflıktaki atomik veya moleküler demetleri elde etmek için kullanılır. Aynı zamanda bu demetler değişmeyen bir akıya sahip olarak üretilir. Isıtıcı element olarak Tantalyum kullanılır. Kaynak yükler ile odanın yapıldığı malzeme arasındaki reaksiyondan oluşabilecek safsızlıkları en aza indirmek için PBN maddesi yalıtkan olarak kullanılmıştır.

Numuneler safirin c düzlemi (0001) üzerine ya Ga-zengin modta Ga-polar ya da N-zengin modta N-polar olarak olarak büyütülür. Gerekli olan nitrojen RF nitrojen kaynağı ile sağlanmıştır. Büyütmeyi Ga-zengin modta tutabilmek için ikinci bir Ga fırını kullanılmıştır. Safir

alt tabaka üzerine Tungsten buharlaştırılarak fazla olacak olan termal enerji ortadan kaldırılmıştır. Bir sonraki bölümde de genel bir bilgi vermek amacıyla numunenin Hall ölçümlerine hazır hale getirmede mikrofabrikasyonun nasıl yapıldığından bahsedilmiştir.

3.4. Mikrofabrikasyon

Numune ilk olarak ters çevrilerek bir milimetrik kağıt üzerine yerleştirilir ve milimetrik kağıt yardımıyla istenilen boyutlarda kesim yapmak için numune üzerine işaretler konulur. Daha sonra numune, uygun boyutlarda 0.5x0.5 cm² olacak şekilde işaretli yerlerinden elmas kesici ile kesilir ve arkaları karışmamaları için kodlanır. Kesme işleminden sonra numuneler bir beher içerisine yerleştirilir. Beher içerisine bir miktar aseton ilave edildikten sonra beher ultrasonik banyo içine konarak 3-5 dakika bekletilir ve ardından beher içindeki aseton dökülerek yerine metanol konulur. Bu şekilde numuneler 3-5 dakika daha bekletilir. Aseton ve metanol kullanılmasının amacı numune üzerindeki kimyasal kirlenmeleri ortadan kaldırmak ve daha sonra yapılacak fabrikasyon işlemleri için temiz bir yüzey hazırlamaktır. Asetonun akıcılığının az olması numunenin üzerindeki kirlenmeyi tam olarak temizlemeyip numunenin belli kısımlarda birikmesine neden olur. Bunu ortadan kaldırmak için asetonun daha akıcı olan metanol yardımıyla yüzeyde oluşan birikmeler numune yüzeyinden uzaklaştırılır. Kimyasal temizleme işlemlerinden sonra numuneler iyonize su içinde 3 dakika bekletildikten sonra HCl/HNO₃ (3/1 oranında) sıvılarından oluşan kimyasal karışımın içine konularak 90 °C 'de 5 dakika bekletilir. Burada kimyasal karışım kullanılmasının amacı kimyasal oksitlenmeyi ortadan kaldırmaktır. Daha sonra sıcak olan numuneler soğumaya bırakılır ve iyonize olmuş su ile tekrar yıkanarak nitrojen gazı ile kurutulur. Son olarak numuneler 90 °C 'de 10 dakika tavlansak kurutma işlemi tamamlanıp, fabrikasyon işlemleri için numuneler hazır duruma getirilir.

Kimyasal temizleme aşamalarından sonra numuneler spin-coating cihazının üzerine yerleştirilir. Numune üzerine bir damla fotoresist

damlatılarak cihaz 30 s süre ile 5000 rpm'de döndürülür. Bunun nedeni fotoresistin numune üzerine homojen dağılmasını sağlamaktır. Numuneler yaklaşık 1 mikron kalınlığında fotoresist ile homojen olarak kaplatıldıktan sonra tekrar 90 °C 'de 10 dakika tavlansın fotoresistin numune üzerine daha iyi yapışması sağlanır. Sonra numuneler biraz soğumaya bırakılır. Van der Pauw geometrisine sahip numunelere kontak yapmak için Mask aligner cihazı kullanılır. Bu cihazı kullanarak fotoresist ile kaplı numunenin kontak yapılacak bölgeleri tanımlanır. Bu cihazın ilgili bölümüne numuneyi yerleştirdikten sonra numune üzerine istenilen geometriye sahip ışık maskesi yerleştirilir. Numunenin maskenin şeklini alabilmesi için numune ve maske UV ışığa maruz bırakılır. UV ışık gönderilmesinin amacı maskenin UV ışığa duyarlı fotoresistin yapısını bozarak maskenin sahip olduğu geometrik yapıyı numunenin üzerine aktarmaktır. Numuneler mask aligner cihazından alındıktan sonra 1 dakika süre ile developer içinde bekletilir. Daha sonra numuneler iyonize su ile durulandıktan sonra 90 °C 'de 5 dakika tavlansın soğumaya bırakılır. Böylece, bir sonraki aşamada metal buharlaştırma tekniği ile yapılacak numune üzerindeki kontak bölgeleri ortaya çıkmış olur.

Kontak noktalarına metal buharlaştırmak için numuneler buhar odasına yerleştirilir. Bu çalışmada kullanılan numuneler üzerine iyi bir omik kontak yapmak için kullanılan metal elementleri ve kalınlıkları Ti / Al / Ti / Au olarak ayarlanır ve buharlaştırma işlemleri sıra ile yapılır. Daha sonra istenilmeyen fazla metal, aseton kullanılarak yüzeyden uzaklaştırılır. Buharlaştırılan fazla metallerin bütün tabakalar boyunca difüz etmesi ve iyi bir omik kontak elde edilmesi amacıyla numuneler 90 °C 'de 10 dakika süre ile tavlansın. Böylece numuneler Hall ölçümü için hazır hale gelir.

4. TAŞIMA ÖZELLİKLERİ VE SAÇILMA MEKANİZMALARI

4.1. Mobilite ve Taşıyıcı Yoğunluğu

Mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu taşıma özelliklerini belirleyen temel parametrelerdir. Mobilite, yüklü parçacıkların elektrik alana karşı kazandıkları hız yani hareketliliklerdir.

$$\mu = V_d / E \quad (4.1)$$

Burada E uygulanan elektrik alan, V_d ise elektronların kendi ortalama hızlarına ek olarak elektrik alana karşı kazandıkları sürüklenme hızıdır. Mobiliteyi etkileyen temel faktörler taşıyıcı yoğunluğu, sıcaklık, alaşım oranı ve saçılma mekanizmalarıdır.

Yarıiletkenlerde taşıma olayı metallere farklı olarak hem elektronlar hem de boşluklar (holler) tarafından gerçekleşir. 0 K de yalıtkan gibi davranan yarıiletkenler de, sıcaklık artırıldığında valans bandında bulunan elektronlar iletkenlik bandına geçerken valans bandında kütüce kendilerinden daha büyük olan boşluklar bırakırlar. İletim olayı hem elektron hem de boşluklar tarafından sağlandığından sıcaklığın artırılması ile yarıiletkenlerde iletim olayı artar. Yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğunu artırmanın bir başka yolu da yarıiletkeni katkılamaktır. Bu şekilde istenilen oranda elektron yada boşluk sayısı ayarlanabilir ve iletim olayı artırılabilir. Yarıiletkenleri n-tipi veya p-tipi olmak üzere iki şekilde katkılanabilir. Katkılama sonunda taşıyıcıların çoğu elektronlar ise yarıiletken n-tipi katkı yarıiletken, taşıyıcıların çoğu boşluklar ise yarıiletken p-tipi katkı yarıiletken haline gelir. Katkılama olayı ile taşıyıcı konsantrasyonunu kontrol etme şansı bulunmaktadır ki bu da metallere göre yarıiletkenleri avantajlı hale getirir.

4.2. Saçılma Mekanizmaları

Taşıyıcılar yarıiletken içerisinde hareket ederken çeşitli saçılmalara maruz kalırlar. Saçılmaya uğrayan taşıyıcıların momentumunda ve enerjisinde azalma olur. Bununla beraber mobilitesinde de bir değişme olur. Taşıyıcı mobilitesini belirleyen bu saçılma mekanizmaları, kristal içerisinde hareket eden elektronların momentumundaki değişme hızını veren durulma zamanı ile karakterize edilir. Elektron mobilitesi ile durulma zamanı arasında;

$$\mu = e \tau / m^* \quad (4.2)$$

bağıntı vardır. Burada m^* etkin kütle, τ ise durulma zamanını göstermektedir. Elektronun hareketi farklı saçılma mekanizmaları tarafından sınırlandırılıyorsa toplam durulma zamanının tersi her bir saçılma mekanizmalarının terslerinin toplamı olarak ifade edilen Matthiessen's kuralı ile ifade edilir [13].

$$\frac{1}{\tau_t} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (4.3)$$

Burada i , her bir saçılma mekanizmasını göstermektedir.

GaN/AlGaN heteroeklemlili yapıda oluşan 2 boyutlu elektron gazı mobilitesi hesaplanırken uzaklaştırılmış vericiler (donorlar) ve arka plan (background) safsızlıklar nedeniyle iyonize olmuş safsızlık saçılması, akustik deformasyon potansiyeli saçılması, piezoelektrik saçılması, polar optiksel fonon saçılması, ve ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınmıştır.

4.2.1. İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

Kusurlar veya katkılanan safsızlıklar tarafından oluşturulan yüklü merkezlerin uzun mesafeli Coulomb potansiyelinin serbest taşıyıcıları saptırması ile oluşur. Mükemmel kristal potansiyeli üzerine pertürbasyon, Zq yüklü iyon için Coulomb enerjisi [14];

$$\Delta U(\vec{r}) = \pm Zq^2/4B\epsilon_0\vec{r} \quad (4.4)$$

eşitliği ile verilir. Burada \vec{r} iyon ve yük taşıyıcıları arasındaki mesafe ϵ_0 ise kristalin statik dielektrik sabitidir. Bu saçılma mekanizması inelastik bir saçılma olup düşük sıcaklıklarda mobilitiyi sınırlar. İyonize olmuş safsızlık saçılması, uzaklaştırılmış vericiler (donor) nedeniyle iyonize olmuş safsızlık saçılması ve arka plan (background) safsızlık saçılması şeklinde incelenmiştir.

4.2.1.a Uzaklaştırılmış Vericiler Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

Bu safsızlık saçılması, katkılanmış maddeden ileri gelir. Bu saçılma mekanizması tarafından ileri gelen momentum durulma zamanı [15];

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^4}{64\pi\hbar^3\epsilon S_0(2\pi n_s)^{3/2}} \left[\frac{1}{L^2} - \frac{1}{(L+d)^2} \right] \quad (4.5)$$

Burada ϵ_s kristalin statik dielektrik sabiti, m^* elektronun etkin kütlesi, n_s 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğu, L kuantum kuyusunun genişliği, d boşalma tabakasının genişliğidir. S_0 perdeleme sabiti ise

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon \hbar^2} \quad (4.6)$$

olarak verilir. $d=n_s/N_d$ olarak verilir. N_d verici yoğunluğudur.

4.2.1.b Arka Plan (Background) Safsızlıklar Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

2 boyutlu elektron gazının GaN/AlGaN heteroarayüzeyinin GaN tarafından oluşmasından dolayı arka plan (background) safsızlıkların neden olduğu bir saçılma meydana gelir. Bu saçılmadan kaynaklanan momentum durulma zamanı [15];

$$\frac{1}{\tau} = \frac{(e^4 m^* N_{BI})}{(8\pi \hbar^3 \epsilon^2 q_F^2) I_B(\beta)} \quad (4.7)$$

N_{BI} background safsızlıklar nedeniyle potansiyel kuyusundaki iki boyutlu safsızlık yoğunluğudur. θ saçılma açısı olup,

$$I_B(\beta) = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(\sin \theta + \beta)^2} \quad (4.8)$$

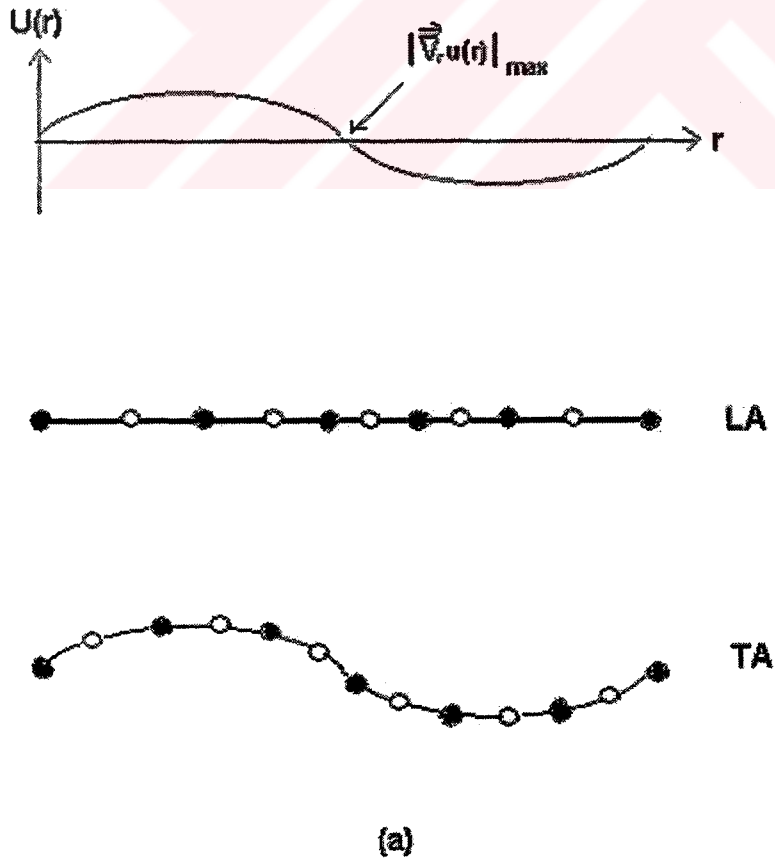
$$\beta = S_0 / 2k_F \quad (4.9)$$

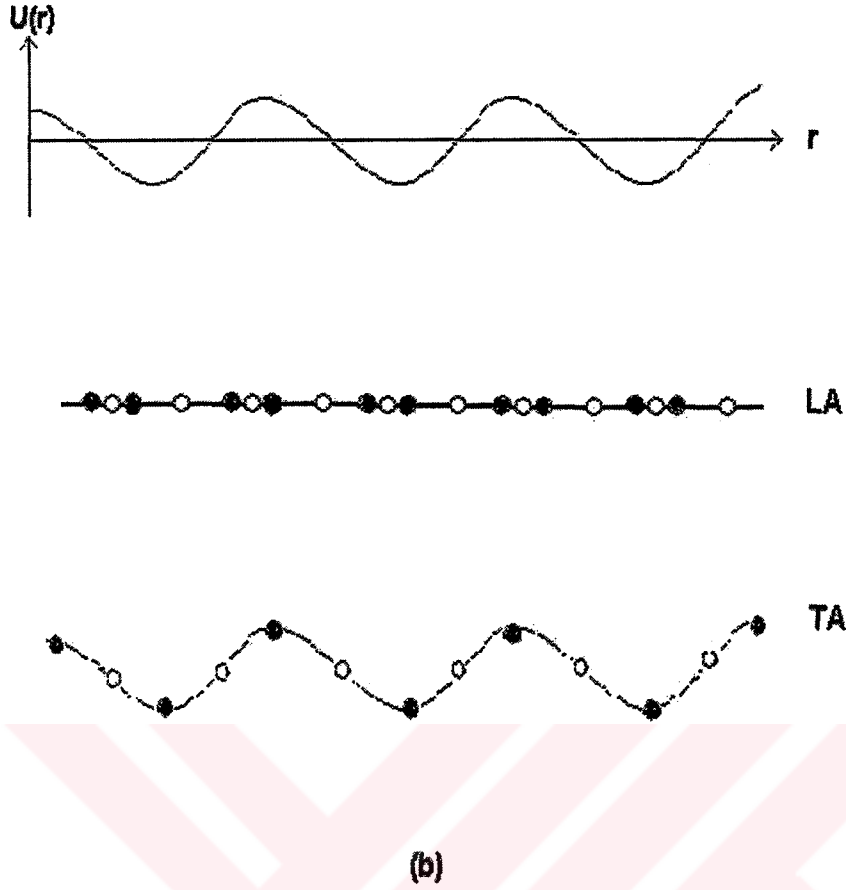
dır. Burada k_F Fermi dalga vektörüdür.

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon \hbar^2} \quad (4.10)$$

4.2.2. Akustik Fonon Saçılması

Bir kristalde akustik fononlar iki farklı ve birbirinden bağımsız olarak saçılırlar. Polar bir yarıiletkendeki elektronlar akustik modlar ya deformasyon potansiyeli üzerinden ya da piezoelektrik etkileşme yoluyla elektrostatik olarak etkileşebilirler. Bu iki saçılma potansiyeli arasında 90° lik faz farkı vardır. Bu yüzden iki akustik fonon saçılması birbirinden bağımsız gerçekleşir. Düşük taşıyıcı yoğunluklarında piezoelektrik saçılma mekanizması baskın iken, artan taşıyıcı yoğunluklarında deformasyon potansiyeli saçılması baskın hale gelir. Bu saçılma mekanizması ara sıcaklıklarda mobiliteyi sınırlayan saçılma mekanizmasıdır. Şekil 4.1'de boyuna ve enine akustik fononlar için Brillouin bölgesinin merkezinde ve kenarında atomların yerdeğiştirmesi verilmiştir.





Şekil 4.1. LA ve TA fononları için Brillouin bölgesinin (a) merkezinde ve (b) kenarında atomların yerdeğişmesi

4.2.2.a Akustik Deformasyon Potansiyeli Saçılması

Komşu atomlar arası uzaklık, LA fononlar tarafından güçlü bir şekilde etkilenirken TA fononları tarafından zayıf olarak etkilenir. Bu durumda örgü sabitine bağlı olarak enerji bant aralığının değişimi, sıkı bant modelinden, LA fononlarının iletkenlik (ϵ_c) ve valans (ϵ_v) bantlarında bir değişime neden olacaktır. Uzaydaki bu değişim, kristal potansiyelinin periyodikliğini değiştirecek ve elektron veya hollerin deformasyon potansiyeli saçılmasını meydana getirecektir.

Uzun dalga boylu akustik fononlar, materyali sürekli elastik olarak görür. Yer değiştirme vektörünün diverjansının veya zorlamanın maksimum olduğu yerlerde, LA fononları tarafından birim hücrede maksimum genleşme ve büzülmeler oluşur. Bu nedenle de deformasyon potansiyel saçılması zorlamayla doğru orantılıdır.

Deformasyon potansiyel saçılması için momentum durulma zamanı [16];

$$\frac{1}{\tau_{DP}} = \frac{3}{16} \frac{E_D^2 k_B T m^* b}{\rho \mathcal{G}_l^2 \hbar^3} J_{DP}(k) \quad (4.11)$$

denklemini ile verilir. Burada \mathcal{G}_l , boyuna akustik fonon hızı, ρ kristalin yoğunluğu, k_B Boltzmann sabiti ve k elektron dalga vektörüdür. J_{DP} integrali;

$$J_{DP}(k) = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 (q+q_s)^2 \sqrt{1-(q/2k)^2}} q^4 dq \quad (4.12)$$

ve b faktörü;

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

eşitlikleri ile verilir. q_s perdeleme vektörü olup,

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \hbar^2 \epsilon_s} F_{11}(q) f(0) \quad (4.14)$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada ϵ_s statik dielektrik sabiti, $F_{11}(q)$, Fang-Howard dalga fonksiyonunun taban durumuna karşılık gelen form faktörü. $f(0)$, enerji seviyelerinin elektronlar tarafından doldurulma olasılığıdır.

4.2.2.b Piezoelektrik Saçılması

Birim hücre başına iki veya daha fazla atom içeren bazı yarıiletkenler için kristalin inversiyon simetrisi yoktur. Bu kristallerde LA fononları tarafından oluşturulan zorlama, iyonları polarize ederek zaman ve konuma göre değişen bir iç elektrik oluşur. Bu oluşan elektrik alanın etkisinde elektronlar saçılmaya uğrar. Bu saçılmaya piezoelektrik saçılması denir. İyonik özelliği yüksek olan yarıiletkenlerde piezoelektrik saçılması baskın iken iyonikliği az olan yarıiletkenlerde deformasyon potansiyeli baskındır. Piezoelektrik saçılma için momentum durulma zamanı [16];

$$\frac{1}{\tau_{PE}} = \frac{e^2 K^2 k_B T m^*}{\pi \epsilon_s \hbar^3 k} J_{PE}(k) \quad (4.15)$$

eşitliği ile verilir. Burada K , elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır ve değeri;

$$K^2 = \frac{\epsilon_{LA}^2}{\epsilon_s c_{LA}} + \frac{\epsilon_{TA}^2}{\epsilon_s c_{TA}} \quad (4.16)$$

eşitliği ile elde edilir. $J_{PE}(k)$ integrali ise;

$$J_{PE}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4 k^2 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^3 dq \quad (4.17)$$

denklemini ile bulunur.

4.2.3. Optik Fonon Saçılması

Optik fonon saçılması yüksek sıcaklıklarda mobilitiyi sınırlayan baskın saçılma mekanizmasıdır. Nitritler gibi polar yarıiletkenlerdeki bağların iyonikliğinden kaynaklanan örgü titreşimleri ile elektriksel alanla hareketli bir yük arasındaki etkileşimden kaynaklanır. Optik fononlarda da akustik fononlarda olduğu gibi iki bağımsız saçılma mekanizması vardır. Bunlar deformasyon potansiyeli ve polar optik fonon saçılmalarıdır. LO için deformasyon potansiyel saçılması akustik fononlar için verilenlerle aynıdır. Polar mod saçılması, birim hücredeki atomların polarizasyonundan ileri gelir. LO'lar tarafından, deformasyon potansiyel saçılmasında yine birim hücredeki uzama veya sıkışma miktarı belirlenir. Akustik koldaki deformasyon potansiyeli saçılmasındakinden tek fark Brillouin bölgesi merkezinde birim hücre atomlarının birbirine zıt titreşmeleridir. Optik fonon saçılması oldukça inelastiktir. Momentum durulma zamanı [17];

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^2 \omega m^* L}{4\pi \epsilon_p \hbar^2} \left(\frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} \right) \quad (4.18)$$

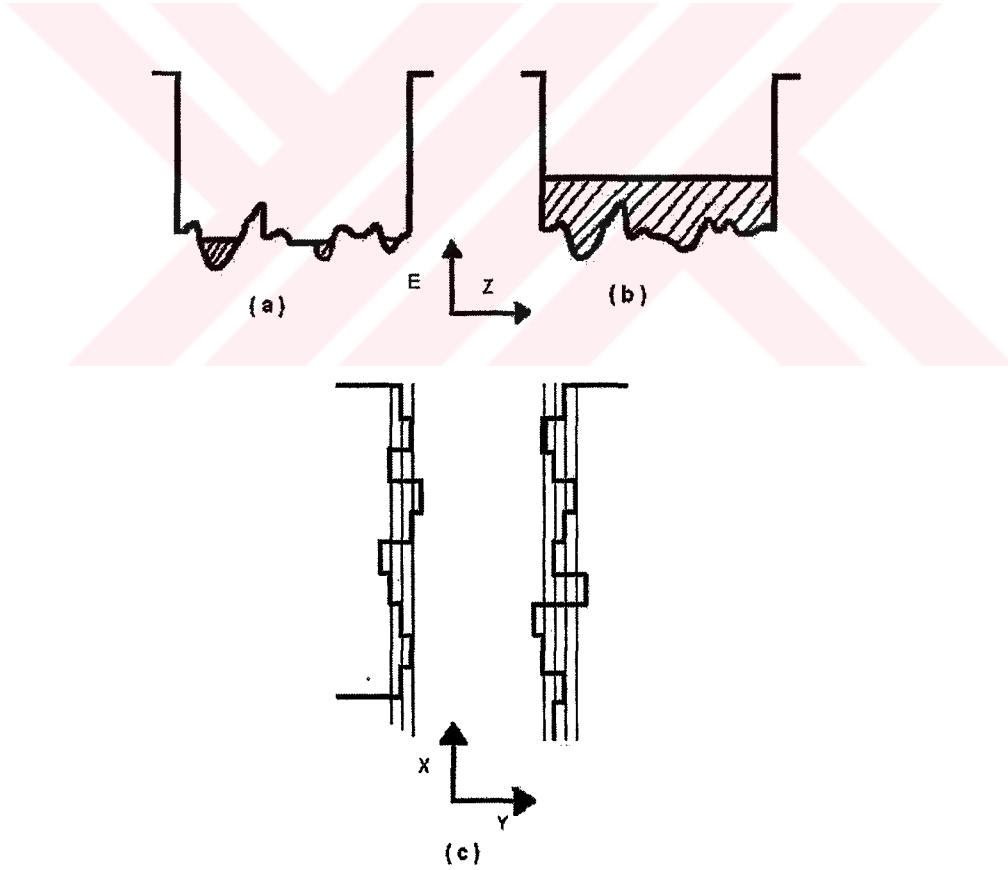
Burada L kuantum kuyusunun genişliğidir.

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (4.19)$$

ϵ_∞ ve ϵ_s sırasıyla yarıiletkenin yüksek ve düşük frekanslardaki dielektrik sabitleridir

4.2.4. Ara Yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılma

Son yıllarda kristal büyütmelerinde ilerlemelere rağmen, çoklu tabakaların mükemmel ara yüzler veya potansiyel dalgalanmaların olmadığı büyütme yapıları her zaman mümkün olmayabilir. Ara yüzlerde veya tekli tabaka basamaklarında, safsızlıkların ortaya çıkması ara yüzlerde sınırlanan elektronları düzensizliğe hassaslaştırır. Ara yüz düzensizliği düşük sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizmasıdır ve geometrik düzensizliklerden kaynaklanan ara yüzdeki saçılma problemi.



Şekil 4.2. Saçılmanın yapısal kaynağı: (a) potansiyel dalgalanmaların oluşturduğu lokalizasyonlar, (b) dejenere gaz için potansiyel dalgalanmaların etkisi, (c) moleküler tek tabakalarda ara yüz düzensizliğinde kuyu genişliği değişimleri

$\Delta(\bar{r})$ ara yüzeyin z-yönünde ortalama konumdan olan sapmasıdır (burada z eksenini ara yüzeye dik). Herhangi bir sapma alt bant enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını değiştirir bu da düzlemdeki elektronun hareketini etkiler. Eğer $\Delta(\bar{r})$ küçük ve alt bant ayrımı büyük ise dalga fonksiyonu fark edilir derecede değişmez, böylece saçılma oranında elementin niceliğine göre matris çözümü kullanılabilir. Eğer sapma, enerjinin değişimine neden olursa saçılma hızı [18];

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \int |\langle \bar{k}' | \Delta H(\bar{r}, z) | \bar{k} \rangle|^2 \delta(E') dN \quad (4.20)$$

$$\Delta H(\bar{r}, z) = \Delta T(\bar{r}, z) + \Delta V(\bar{r}, z) \quad (4.21)$$

denklemleri ile verilir. Burada T kinetik enerji, V potansiyel enerjidir.

Tekli heteroyapılarda elektrostatiksel olarak sınırlanan elektronların durumu, uzay yüklerinin etkileri tarafından karmaşık hale gelir. Oran için oldukça uzun bir açıklama olduğundan bunun yerine daha basit olan uzay yük etkilerinden arınmış kuantum kuyusu durumuna bakılır. Daha sonra L kuyu genişliğinde, E altbant enerjisine bağımlı terimlerde altbant yöntemi için enerji değişimi denklemi;

$$\Delta H(\bar{r}, z) = \Delta(\bar{r}) \frac{dE}{dL} \quad (4.22)$$

ile verilmiştir. $\Delta(\bar{r})$ Fourier serisinde büyütüldükten sonra, kare matris elemanı aşağıdaki denklem haline indirgenir.

$$|\langle \bar{k}' | \Delta H(\bar{r}, z) | \bar{k} \rangle|^2 = |\Delta(\bar{q})|^2 \left(\frac{dE}{dL} \right)^2, \quad \bar{q} = \bar{k}' - \bar{k} \quad (4.23)$$

Sadece $\Delta(\vec{r})$ 'nin güç spektrumu gereklidir. Genel yaklaşım olarak, matematiksel kolaylık için fonksiyon izotropik ve Gauss dağılımı şeklinde kabul edilir.

$$\langle \Delta(\vec{r}) \Delta(\vec{r}-\vec{r}') \rangle = \Delta^2 e^{-r^2/\Delta^2} \quad (4.24)$$

Ve böylece

$$\Delta(\vec{q})^2 = \pi \Delta^2 \Lambda^2 e^{-q^2 \Lambda^2 / 4} \quad (4.25)$$

elde edilir. $x = \sin(\theta/2)$ 'de θ saçılma açısı olmak üzere momentin durulma oranı ($1/\tau$);

$$W = 4 \left(\frac{dE}{dL} \right)^2 \frac{\Delta^2 \Lambda^2 m^*}{\hbar^3} \int_0^1 \frac{x^4 e^{-k^2 \Lambda^2 x^2}}{|x + (q_s / 2k)|^2 (1 - x^2)^{1/2}} dx \quad (4.26)$$

olarak verilir. Burada Δ ve Λ saçılma için özel faktörlerdir. Δ ortalama sapma ve Λ ise ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğudur.

Yukarıda yapılan hesaplamalarda ara yüzey pürüzlülüğü saçılması ile mobilite hesaplanmaktadır. Buradan ara yüzey pürüzlülüğünün, taşıyıcı mobilitesi üzerine etkisi açıkça görülmektedir.

Tabakalı yapılarda ara yüzey pürüzlülüğü kuyu genişliği dalgalanmaları ya da alaşım dalgalanmaları şeklinde olabilir ki, her ikisi de elektronu sınırlayan enerjinin pertürbasyonunda önemlidir. Optiksel aletlerde arayüzey pürüzlülüğünün varlığı eksitonik spektrumun genişlemesi veya keskinleşmesi gibi istenmeyen etkilere götürebilir. Etkiler aynı zamanda konveksiyonel boylamsal transport ölçümlerinde de dikkate alınır. Kuantum kuyularında taşıyıcı transportları arayüzey pürüzlülük saçılması tarafından sınırlanır.

Yarıiletken heteroyapılarda, beklenmedik ara yüzeyler MBE, MOVPE gibi modern epitaxy işlemleri tarafından elde edilir. Ara yüzeylerin kalitesi, bir çok heteroyapıda aletler için asıl ara yüzeye paralel taşıyıcı transportuna dayanır. Ara yüzey hakkındaki bilgi sıradan yüzey inceleme metotları tarafından bulunamayabilir. Bununla birlikte, düşük sıcaklık fotoluminesans, eksitasyon spektroskopisi, yansımali yüksek enerji difraksiyonu veya kimyasal görüntüleme çalışmaları ara yüzey teknolojisi üzerine uygun bilgi sağlamaktadır. Bu çalışmalar heteroyapıda ara yüzeylerin nanometreler ve bazı mikrometreler arasındaki boyutlarda değişen, yan bölgelerde sahte pürüzlülükler olduğunu belirtir. Ara yüzey pürüzlülüğünün karakteristik adım boyu genellikle bir mono atomik tabaka birimine değiştirilerek çevrilir. Ara yüzeylerin kalitesi sıcaklık, akış ve esasen ara yüzeylerdeki büyüme-kesinti (growth-interruption) zamanı gibi, büyüme parametrelerine dayanır.

Ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma için momentum durulma zamanı [16];

$$\frac{1}{\tau_{IFR}} = \left(\frac{e^2 N_s \Delta \Lambda}{2 \epsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^3} J(k) \quad (4.27)$$

eşitliği ile verilir. Burada $J_{IR}(k)$ integrali;

$$J(k) = \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2/4)}{2k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^4 dq \quad (4.28)$$

ile verilir. $q = 2k \sin(\theta/2)$, θ saçılma açısı ve q_s perdeleme sabiti olmak üzere

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2 \pi \epsilon_s \hbar^2} F(q) \quad (4.29)$$

denklemleri ile verilir. F_q form faktörü [19] ;

$$F(q) = \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 \exp(-q|z - z'|) \quad (4.30)$$

ve $f(z)$ ise Fang-Howard değişken dalga fonksiyonu'dur [20].

Kuantum kuyulu yarıiletken yapılarda, ara yüzey polaritonların ve fononların momentum durulmaları çeşitli saçılma mekanizmalarıyla verilir. Bu saçılma mekanizmaları, alaşım dalgalanmalarından, yüklü safsızlık merkezlerinden (LO fononlar ve ara yüzey polariton modlar için) ve de ara yüzey pürüzlülüğünden (IFR) kaynaklanan saçılmalardır. Her üç saçılma mekanizmaları LO fononlarının elastik saçılmasına önemli derecede katkıda bulunurken, IFR'den olan saçılma, ara yüzey polariton (IP) modunun momentum durulması için tek önemli saçılma olarak ortaya çıkmaktadır. IFR, deneysel olarak ölçülen ve teorik olarak hesaplanan elektron mobiliteleri arasındaki farktan sorumlu olup, IFR'ın boyutu literatürlerde bir kaç numune için tahmin edilmiştir. IFR boyutu için minimum değer 2 ve 5 tekli tabakalar (monolayer) arasında değişmektedir. GaAs/AlGaAs buna örnek verilebilir. Bu çalışmada fononların momentum durulmaları , ara yüzey pürüzlülüğünden ve kuantum kuyusu genişliğindeki dalgalanmalar için araştırılmıştır.

Optik fononların frekansı kuantum kuyusu genişliğine bağlı olup;

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \vartheta_s^2 (q^2 - q_z^2) \quad (4.31)$$

eşitliği ile verilir. Burada $q_z = n\pi/L$, ω_0 1.B.B merkezindeki modun frekansı, ϑ_s ses hızı ve L kuantum kuyusunun genişliğidir. Bu durumda kuyu genişliği dalgalanmaları, yukarıda bahsedilen Δ genişliğine bağlı bir parametre ile, fonon frekansında bir pertürbasyona neden olacaktır. Bu pertürbasyon;

$$\delta\omega^L(\text{fonon}) = \frac{9_s^2 n^2 \pi^2}{\omega L^3} \langle \Delta \rangle \quad (4.32)$$

eşitliği ile verilir. Ara yüzey pürüzlülüğünü tanımlamak için bir Gauss dağılımı kullanılır. Bu dağılım;

$$\langle \Delta(\vec{r}) \Delta(\vec{r}') \rangle = \left[-\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{\Lambda^2} \right] \quad (4.33)$$

şeklinindedir. \vec{r} ve \vec{r}' ikiboyutlu uzaysal koordinatlarıdır. Λ ise korelasyon uzunluğudur. IFR'ın fononla etkileşmesi denklem (4.34)'deki Hamiltonyen ile tanımlıdır. Bu;

$$H = \sum_{r,z} \hbar(\delta\omega) \hat{\epsilon}_i \hat{\epsilon}_j e^{i(q_i - q_j)r} |\Psi_i^*(z) \Psi_j(z)| a_i a_j \quad (4.34)$$

Bu eşitlik denklem (4.32) ile birleştirilirse;

$$|H|^2 = \hbar^2 \delta\omega^2 \cos^2 \theta \frac{\pi \Lambda^2}{A} \exp[-\delta q^2 \Lambda^2 / 4] \quad (4.35)$$

eşitliği elde edilir. Burada A, alan ve elastik saçılma dikkate alındığında $\delta q = q_i - q_j = 2q \sin(\theta/2)$ ile verilir. Fononların IFR'den ileri gelen saçılması için momentum durulma oranı;

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \int (1 - \cos \theta) |\langle i | H | f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i) \frac{A}{4\pi^2} q dq d\theta \quad (4.36)$$

ile verilir. (4.34), (4.35) ve (4.36) denklemlerinden, fononların kuyu genişliği dalgalanmalarından dolayı momentum durulma oranı [21];

$$W_L(\text{fonon}) = \frac{n^4 \pi^4 v_s^2 \Delta^2 \Lambda^2}{2\omega_0 L^6} Z_p \quad (4.37)$$

eşitliği ile verilir. Momentum durulma zamanı ise $\tau_L = 1/W_L$ olup bu eşitlik $n=1$ ve $n=2$ tek ve çift fonon modlarına karşılık gelir. Burada Z_p integrali;

$$Z_p = \int_0^1 (1 - \cos\theta) \cos^2 \theta \exp[-q^2 \Lambda^2 \sin^2(\theta/2)] d\theta \quad (4.38)$$

eşitliği ile verilir. Yapılan hesaplamalar ve yorumlar bir sonraki bölümde verilmiştir.

Yukarıda bahsedilen kuyu genişliği dalgalanmalarının etkisine ilave olarak ara yüzeydeki diğer kusurların ve kuyu genişliği dalgalanmalarının ortaya çıkmasıyla, fonon ara yüzeydeki kuvvet sabitlerine ve iyonik kütlelerdeki değişimlere de son derece duyarlı olacaktır. Bu etki, alaşım dalgalanmalarından ileri gelen saçılmalara benzer bir etkidir ve ara yüzeydeki düzensizlikleriyle etkileşmesi için Hamiltonyen;

$$H = \sum_{r,z} \hbar(\delta\omega) \hat{\epsilon}_i \hat{\epsilon}_j a_i a_j e^{i(q_i - q_j) r} |\Psi^*(z) \Psi(z)| \alpha \quad (4.39)$$

ile verilir. Burada α , ara yüzey düzensizlik bölgesinde mevcut fononlar için olasılıktır ve

$$\alpha = \left[\int_{-L/2}^{-L/2+\Delta} \bar{u}^* \cdot \bar{u} dz \right] / \left[\int_{-L/2}^{L/2} \bar{u}^* \cdot \bar{u} dz \right] \quad (4.40)$$

ile verilir. $\delta\omega_{AB}$, ara yüzeyi oluşturan iki materyaldeki mod frekansındaki farktır. \bar{u} ise hapsolmuş (confined) fononlar için fonon yerdeğiştirmesidir. α faktörü denklem (4.41) ile verilmektedir.

$$\alpha(\text{fonon}) = \left[1 - \frac{q_z^2 - q^2}{q_z^2 + q^2} \frac{\sin(2q_z \Delta)}{2q_z \Delta} \right] \frac{\Delta}{L} \quad (4.41)$$

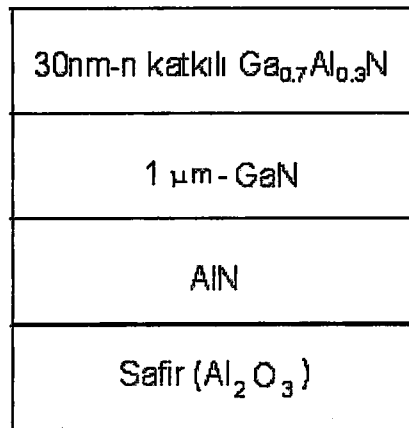
Ara yüzey için Gauss dağılımı dikkate alınırsa, momentum durulma oranı [21];

$$W_{\text{IFR}}(\text{fonon}) = (\delta\omega_{\text{AB}})^2 \frac{\omega_0}{2v_s} \Lambda^2 \alpha^2 Z_p \quad (4.42)$$

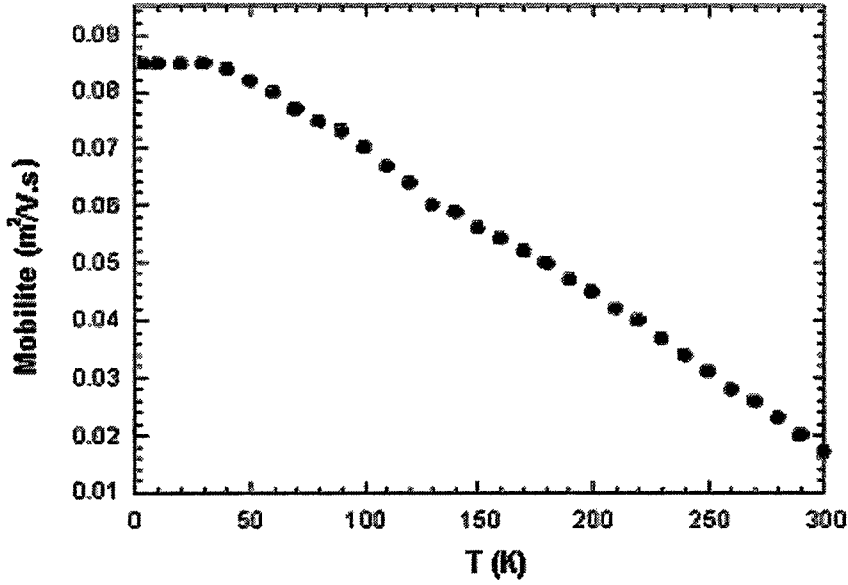
eşitliği ile verilir. Burada $\tau_{\text{IFR}} = 1/W_{\text{IFR}}$ 'dir. Yapılan hesaplamalar ve yorumlar bir sonraki bölümde verilmiştir.

5. TEORİK VE DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

Bu çalışmada incelenen numune MBE kullanılarak safir alt tabakalar üzerine Tungsten buharlaştırılarak büyütülmüştür [22]. Hall ölçümleri, Van der Pauw geometrisine sahip numuneler kullanılarak yapılmıştır. Akım voltaj ölçümleri için uzunluğu 2.5 mm ve genişliği 2 mm olan basit çubuk numune kullanılmıştır. Al konsantrasyonu %30, Ga konsantrasyonu %70'dir. Omik kontaktları sağlamak için numune üzerinde indiyum buharlaştırılıp daha sonra da yavaşça soğutulularak numune dayanıklı hale getirilmiştir. Hall ölçümleri sırasında akım, omik koşulları sağlamak için bilerek düşük tutulmuştur. Bu şekilde 2 boyutlu elektronlar örgü ile termal dengede olmuşlardır. Manyetik alan B, 3 T 'ya kadar değişebilen elektro mıknatıs kullanılarak numuneye dik uygulanmıştır. Hall ölçümleri T=3.8 K ve T=300 K sıcaklıkları arasında yapılmıştır. T=3.8 K'de 2 boyutlu elektron yoğunluğu $n=1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ dir. Elektron yoğunluğun yüksek oluşu GaN/AlGaN ara yüzeyinde kendiliğinden ve gerilmelerden (strainler) kaynaklanan polarizasyondur. Şekil 5.1'de büyütülen GaN/AlGaN 'ın tabaka yapısı şematik olarak gösterilmiştir. Şekil 5.2 ise Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. T=3.8 K'de Hall mobilitesi $\mu=850 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ dir. Yaklaşık olarak 45 K'e kadar hemen hemen sabit kalan Hall mobilitesi yüksek sıcaklıklara gidildikçe azalır ve T=300 K'de $\mu=170 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ değerini alır.

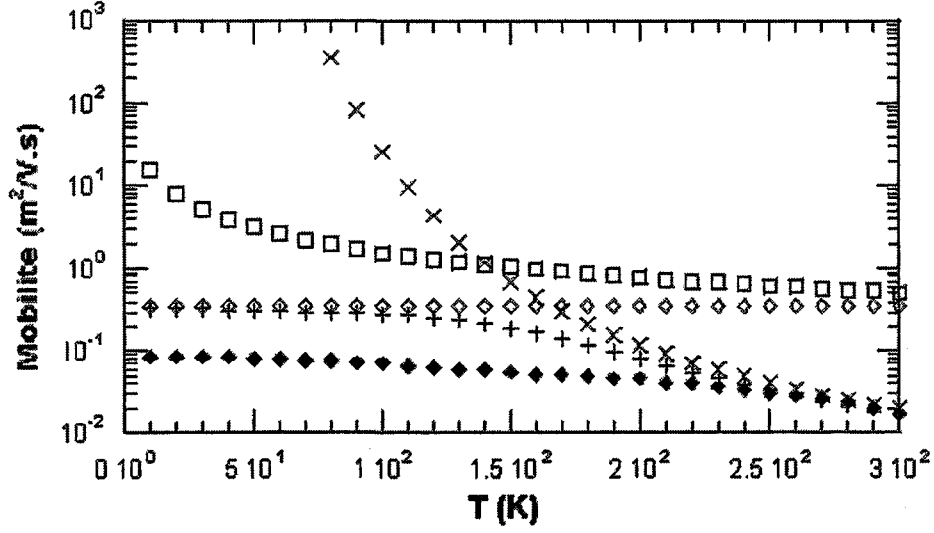


Şekil 5.1. Büyütülen GaN/AlGaN 'ın tabaka yapısı



Şekil 5.2 Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı grafiği

Düşük alan Hall mobilitesi üzerine metin içinde bahsedilen saçılma mekanizmalarının etkisi araştırılarak sonuçları ve yorumları sunulmuştur. Şekil 5.3 'de $T=3.8$ K ve $T=300$ K arasındaki örgü sıcaklıklarında 2 boyutlu elektronların hem teorik hem de deneysel mobilitelerinin sonuçları görülmektedir. Şekilden açıkça görüldüğü gibi yüksek sıcaklıklarda polar optiksel fonon saçılması baskın saçılma mekanizması iken ara sıcaklıklara gidildikçe, mobilite akustik deformasyon potansiyeli saçılması ve piezoelektrik saçılması tarafından sınırlanmaktadır. Oda sıcaklığında hesaplanan mobilite değeri deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Düşük sıcaklıklarda iyonize safsızlık saçılması özellikle de arka plan safsızlık saçılması baskın saçılma mekanizmasıdır. Bununla birlikte düşük sıcaklıklarda hesaplanan mobilite değerleri deneysel sonuçlardan daha yüksek çıkmaktadır. Aradaki bu fark düşük sıcaklıklarda başka saçılma mekanizmalarının olduğunu gösterir.



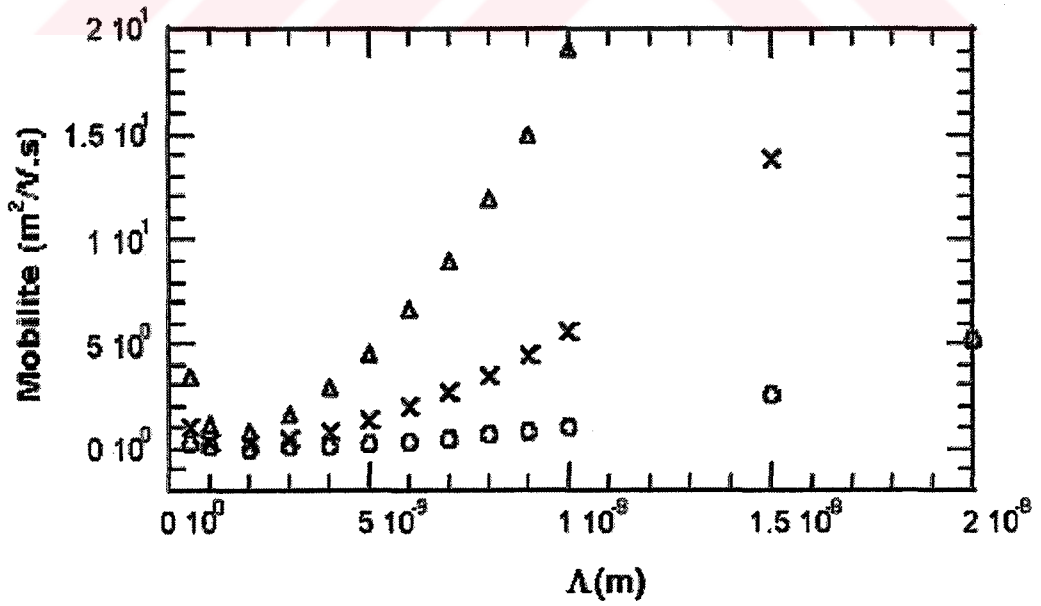
Şekil 5.3. GaN/AlGaN heteroeklemlı yapı için hesaplanan 2 boyutlu elektron mobilitesinin sıcaklığa bağılı değişim grafiği. + : Matthiessen's kuralından hesaplanan toplam mobilite. x : Optiksel fonon; □ : Akustik fonon; ◇ : Uzaklaştıırılmış ve arka plan safsızlıklar; ◆ : Deneysel sonuçlar

Bu mekanizmalar; tabakaların üst üste büyütülmesi sırasında ara yüzeylerde oluşan dalgalanmaların etkisi ile ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma veya kullanılan alt tabaka safirin örgü ile olan uyumsuzluğından kaynaklanan dislokasyon saçılması olabilir.

Ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmanın temel iki parametresi olan Λ ve Δ değerleri, düşük sıcaklık mobilitesine fit edilerek, (4.27) ve (4.28) denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda, taşıyıcı yoğunluğu $n=1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ olarak alınmıştır. Hesaplanan Λ ve Δ değerleri Tablo 2'de verilmiştir. Etkin IFR saçılması, ara yüzey pürüzlülüğü parametresi olan Λ_E 'nin minimumunun $\pi/2k_F$ 'e eğit olmasına karşılık gelmesi beklenmektedir [16,23,24]. Burada k_F Fermi dalga vektörü ve hesaplanan etkin korelasyon uzunluğu $\Lambda_E \cong 19.8 \text{ \AA}$ ' dur. Bundan dolayı Tablo.2'ye göre minimum korelasyon uzunluğu $14 \text{ \AA} \leq \Lambda_E \leq 20 \text{ \AA}$ arasında olmalıdır.

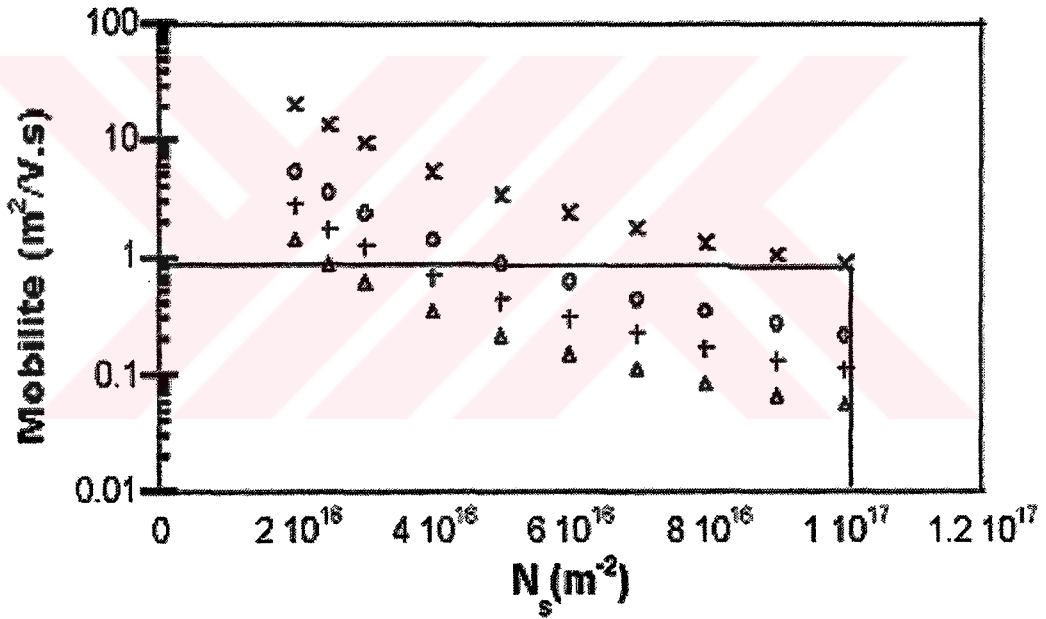
Tablo 2. Düşük sıcaklık mobilitesine fit edilerek elde edilen Λ (ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğu) ve Δ (ortalama sapma) değerleri.

Λ (Å)	Δ (Å)
14	1.085
20	1.099
30	1.480
40	2.020
50	2.530
60	3.038
70	3.546
80	4.073
90	4.600
100	5.150
150	8.078
200	11.340



Şekil 5.4. Mobilitenin Λ 'ya bağlı grafiği. Δ : $\Delta=1.085 \text{ \AA}$, x: $\Delta=2.02 \text{ \AA}$, o: $\Delta=4.6 \text{ \AA}$

Şekil 5.4 farklı üç Δ değeri ($\Delta=1.085 \text{ \AA}$, $\Delta=2.02 \text{ \AA}$ ve $\Delta=4.6 \text{ \AA}$) için mobilitenin Λ 'ya göre değişimi verilmiştir. Λ 'nın değerinin küçük olması durumunda elektronlar ara yüzeydeki düzensizliklerinden sıkça etkilenip saçılacaklar ve enerjisinde ve momentumunda azalma gözlenecektir. Buna bağlı olarak mobilitesi de azalacaktır. Şekil 5.4'de görüldüğü gibi Λ artarsa bu ara yüzeydeki düzensizlik azalmaya başlayarak elektronun saçılması da azalacaktır. Dolayısıyla Λ attıkça mobilite artacaktır. Bu netice de ara yüzeydeki düzensizliklerin incelenmesindeki önemini ortaya koymuştur.

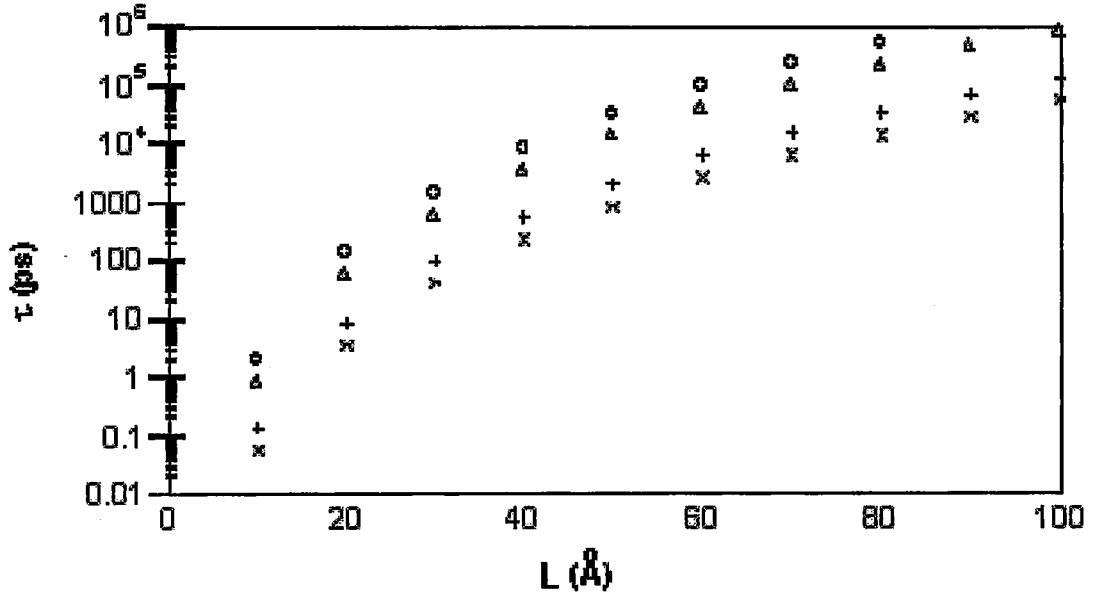


Şekil 5.5 Gauss dağılımı kullanılarak farklı ara yüzey pürüzlülükleri için hesaplanan mobilitenin iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı grafiği. o: $\Lambda=50 \text{ \AA}$, $\Delta=5 \text{ \AA}$, +: $\Lambda=50 \text{ \AA}$, $\Delta=7 \text{ \AA}$, Δ : $\Lambda=50 \text{ \AA}$, $\Delta=10 \text{ \AA}$, x: $\Lambda=70 \text{ \AA}$, $\Delta=3.55 \text{ \AA}$

Şekil 5.5, farklı ara yüzey pürüzlülüklerine ait parametrelere bağlı (Λ ve Δ) olarak hesaplanan mobilitenin iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlı grafiğini göstermektedir. Şekilden de açıkça görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğunu arttıkça mobilite azalmaktadır. Bu bağımlılık farklı Λ ve Δ değerleri için de elde edilmiştir. Şekil 5.1 'de görüldüğü gibi $T=3.8 \text{ K}$ 'de, $n=1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ taşıyıcı konsantrasyonuna sahip numune için deneysel mobilite

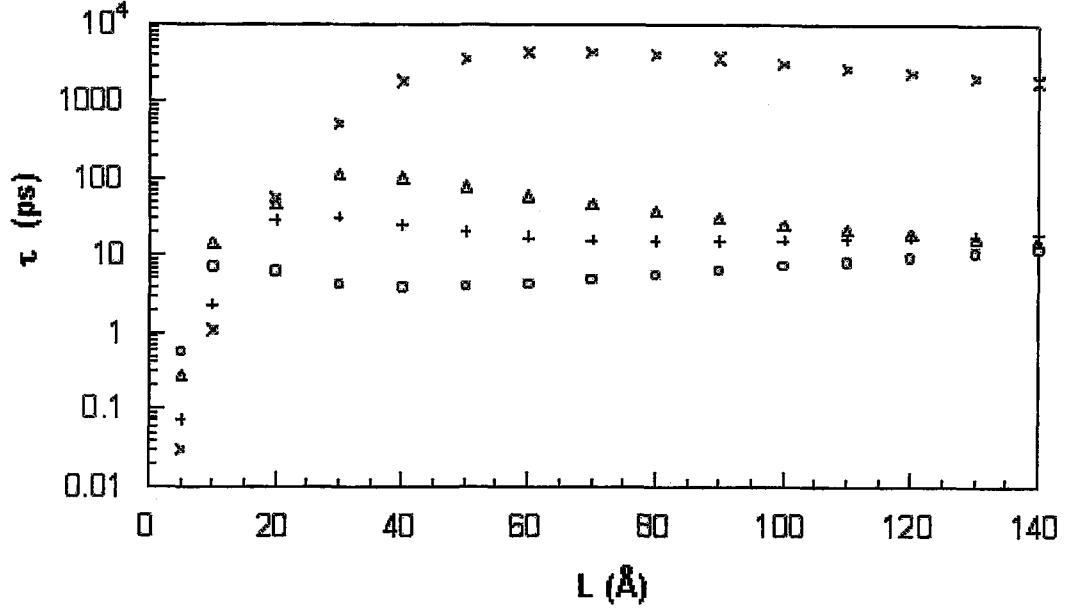
değeri $\mu=850 \text{ cm}^2/V.s$ idi. Bu taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıkla sabittir. Şekil 5.5'de de aynı taşıyıcı konsantrasyonuna karşılık gelen mobilite değerinin, IFR parametreleri olan $\Lambda=70 \text{ \AA}$ ve $\Delta=3.55 \text{ \AA}$ 'a karşılık geldiğini göstermek için yatay ve dikey çizgiler gösterilmiştir. Bu netice de mobilitenin taşıyıcı yoğunluğuna ve de farklı Λ ve Δ değerlerine bağlılığını ortaya koyan bir neticedir.

Şekil 5.6'da denklem (4.37)'den hesaplanan, kuantum kuyusu dalgalanmalarına bağlı olarak hapsolan fononların momentum durulma oranının, kuantum kuyusu genişliğine bağlı grafiği gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalarda $\mathcal{G}_s = 6.56 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $\Lambda=14 \text{ \AA}$ ve $\Delta=1.085 \text{ \AA}$ olarak alınmıştır. Hesaplamalarda iki farklı q dalga vektörü ($q= 7.3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $q=1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$) kullanılmıştır ve dalga vektörü q arttıkça momentum durulma zamanı artmaktadır. Denklem (4.37) ve (4.38) 'den de görüleceği gibi q 'nun herhangi bir değeri için, W_L durulma oranı, bazı $\Lambda_m=\Lambda_m(q)$ değeri için bir maksimum verecektir. Şekilden de görüldüğü gibi kuantum kuyusu genişliği arttıkça momentum durulma oranı artmaktadır. Bunun nedeni kuantum kuyusu genişliği arttıkça kuantum kuyusundaki dalgalanmalar azalacak ve buna bağlı olarak fononların saçılması azalacaktır. Kuantum kuyusu genişliği artarsa fononların momentum durulma zamanları artar yani bu fonon yok olmadan uzun süre hayatta kalabilir. Bu durumda fononun elektronla olan etkileşmesi uzun süreli olacak ve elektronun mobilitesi azalacaktır. Bu da elektronun mobilitesin kuantum kuyusu genişliğine bağlı değişimini destekler. Fononlar için momentum durulma oranı, kuantum kuyusunun genişliğine bağlı olduğu kadar fonon modu n , ve dalga vektörü q 'ya da sıkı sıkıya bağlıdır.



Şekil 5.6 Hapsolan (confined) fononlar için ($n=1,2$) kuantum kuyu dalgalanmalarından oluşan momentum durulma zamanının kuantum kuyusu genişliğine bağımlılığı. \circ : $n=1, q=7.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, Δ : $n=1, q=1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $+$: $n=2, q=7.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, x : $n=2, q=1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$

Şekil 5.7'de denklem (5.42)'den hesaplanan ara yüzey pürüzlülüğüne bağlı olarak hapsolan fononların momentum durulma oranının, kuantum kuyusu genişliğine bağlı grafiği gösterilmektedir. Kuantum kuyusu dalgalanmalarında kullanılan parametreler ($\Lambda=14 \text{ Å}$ ve $\Delta=1.085 \text{ Å}$, $q=7.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $q=1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$), ara yüzey pürüzlülüğüne bağlı hesaplarda da aynen kullanılmıştır. Ayrıca $\delta\omega_{AB} = 1.10^{13} \text{ m}^{-1}$ değeri alınmıştır.



Şekil 5.7 Hapsolan fononlar için ($n=1,2$) ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan momentum durulma oranının kuantum kuyusu genişliğine bağlı grafiği. o: $n=1$, $q=7.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, Δ : $n=1$, $q=1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, +: $n=2$, $q=7.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, x: $n=2$, $q=1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$

Şekil 5.7, Şekil 5.6 ile karşılaştırılırsa τ_{IFR} 'nin kuyu genişliği bağıllığının, τ_L 'nin kuyu genişliği bağıllığından daha karmaşık olduğu görülmektedir. τ_{IFR} momentum durulma zamanı belli bir kuantum kuyu genişliği mesafesinde L ile azalmaktadır. Yine aynı kuyu genişliği mesafesinde, τ_{IFR} momentum durulma zamanı τ_L nin tersine fonon dalga vektörü arttıkça azalmaktadır. Küçük kuyu genişlikleri için kuyu genişliği dalgalanmalarının ve IFR nin etkisi $n=1$ fonon moduyla karşılaştırıldığında $n=2$ modundan daha büyük olduğu görülmektedir.

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, 2 boyutlu elektron gazının deneysel olarak belirlenen Hall mobilitesi ile saçılma mekanizmaları dikkate alınarak incelenen teorik mobilite neticeleri karşılaştırılmıştır. GaN/AlGaN'da 2 boyutlu elektron gazının düşük alan mobilitesi üzerine etki eden bu saçılma mekanizmaları ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma, deformasyon potansiyeli akustik fonon saçılması, piezoelektrik saçılması, optik fonon saçılması, uzaklaştırılmış ve arka plan safsızlıklardan kaynaklanan iyonize olmuş safsızlık saçılmalarıdır.

Hazırlanan numune MBE büyütme tekniği ile safir alt tabaka üzerine büyütülmüştür. Hesaplamalar $T_L = 3.8$ K ve $T_L = 300$ K sıcaklıkları arasında yapılmıştır. Taşıyıcı yoğunluğu bu sıcaklık aralığında $n = 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ alınmıştır. Hesaplamalarda oda sıcaklığında optik fonon saçılması baskın saçılma mekanizması iken ara sıcaklıklara gidildikçe akustik deformasyon potansiyeli saçılması ve piezoelektrik saçılması mobiliteyi sınırlayan saçılma mekanizması olmuştur. Yüksek sıcaklıklarda teorik sonuçlar deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Düşük sıcaklıklarda ise iyonize safsızlık saçılması baskın saçılma mekanizmasıdır. Ancak teorik hesaplamalar deneysel hesaplamalardan daha yüksek çıkmaktadır. Aradaki bu fark bize başka saçılma mekanizmalarının olduğunu göstermektedir. Bu farkın nedeni büyütme sırasında tabakalar arasında oluşan ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma ya da alttabaka safir ile olan örgü uyumsuzluğundan kaynaklanan dislokasyon saçılması olabilir.

Ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmanın temel iki parametresi olan Λ ve Δ değerleri düşük sıcaklık mobilitesine fit edilerek hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerler için düşük sıcaklıklarda IFR saçılmasının sıcaklıktan bağımsız olup mobiliteyi sınırladığı görülmüştür.

Örgü uyumsuzluğından kaynaklanan dislokasyon saçılması [25] numaralı referansta verilen çalışma ile incelenmiş ve IFR saçılması ile karşılaştırılmıştır.

Bu çalışmanın bir kısmı Physica E dergisinde [26] numaralı referans ile verilen makalede yayınlanmış ve 22. Ulusal Fizik Kongresinde sözlü bildiri olarak sunulmuştur. Bu alışma referans [5] 'de verilen yeni elektriksel ve optiksel sonuçlara da genişletilerek IFR' nin sıcaklık bağımlı etkisi incelenerek yayın aşamasına hazırlanacaktır.



KAYNAKÇA

- [1] Morkoç, H., "Nitride Semiconductors and Devices", Springer Verlag, Heidelberg, 1. edition, (1999).
- [2] Kapolnek, D., Wu, X.H., Heying, B., Keller, S., Keller, B.P., Mishra, U.K., Den Baars, S.P. and Speck, J.S., *J. Appl. Phys. Lett.* 67, (1995), 1541.
- [3] Mohammad, S.N., Salvador, A.A., Morkoç, H. *Proc. IEEE* 83 (1995), 1306
- [4] Wurgaftman, I., Meyer, J.R., Ram-Mohan L.R., *J. Appl. Phys.* 89, (2001), 5815.
- [5] Bayraktar, T., "Al_xGa_{1-x}N/GaN Heteroyapılardaki 2BEG'nin Elektriksel ve Optiksel karakterizasyonu" Yüksek lisans tezi, Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, (2003).
- [6] Ambacher, O., Smart, J., Shealy, J.R., Weimann, N.G., Chu, K., Murphy, M., Dimitrov, R., Wittmer, L., Stutzmann, M., Rieger, W., Hilsenbeck, J., *J. Appl. Phys.* 85, (1999), 3222
- [7] Strite, S., Morkoç, H., *J. Vac. Sci. Technol. B* 10, (1992), 1237.
- [8] Jena, D., Gossard, A. C., Mishra, U. K., *Appl. Phys. Lett.* 76, (2000), 1707.
- [9] Kittel, C., "Introduction to Solid State Physics", USA, 6. edition, (1986)
- [10] Singh, J., "Physics of semiconductor and their heterostructures" University of Michigan, USA, (1993).
- [11] Teke, A., "Hot electron light emission in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures", PhD thesis at Physics Department of Essex University, UK (1997).
- [12] Singh, J., "Semiconductor optoelectronics Physics and technology", USA, (1995).
- [13] Hsu, L., Walukiewicz, W., *Phys. Rev. B*, 50, (1997), 1520.
- [14] Wolfe, C.M., Holonyak, N., Stillman, G.E., "Physical Properties of semiconductors", USA, (1989).
- [15] Hess, K., *Appl. Phys. Lett.* 35, (1979), 484.
- [16] Ridley, B. K., Foutz, B. E., Eastman, L.F., *Phys. Rev. B*, 61, (1999), 16862.
- [17] Gökden, S., *Physica E*, 23/1-2, (2003), 19.

- [18] Ridley, B. K., "Electrons and phonons in semiconductor multilayers", University of Essex, (1997).
- [19] Hirakawa, K., Sakaki, H., *Phys. Rev. B*, 33, (1986), 8291.
- [20] Stern, F., *Phys. Rev. B*, 5, (1972), 4891.
- [21] Gupta, R., Ridley, B. K., *Phys. Rev. B*, 48, (1993), 11972.
- [22] Mazzucato, S., Arikian, M. C., Balkan, N., Ridley, B. K., Zakhleniuk, N., Shealy, R. J., Schaff, B., *Physica B* 314, (2002), 55.
- [23] Sakaki, H., Noda, T., Hirakawa, K., Tanako, M., Matsusue, T., *J. Appl. Phys. Lett.* 51, (1987) 1934.
- [24] Li, T., Joshi, R.P., Fazi, C., *J. Appl. Phys.* 88,(2000), 829
- [25] Gökden, S., Ilgaz, A., Balkan, N., Mazzucato, S., *Physica E*, 25, (2004), 86.
- [26] Gökden, S., Baran, R., Balkan, N., Mazzucato, S., *Physica E*, 24, (2004), 249.