

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

GaN/AIGaN HEMT YAPILARDA SAÇILMA MEKANİZMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Aykut ILGAZ

Balıkesir, Temmuz - 2005

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

GaN/AlGaN HEMT YAPILARDA SAÇILMA MEKANİZMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Aykut ILGAZ

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN

Sınav Tarihi : 05.07.2005, Saat : 13.30

Jüri Üyeleri : Doç. Dr. Ali Teke (BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. Sibel Gökden (Danışman - BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. Hilmi Namlı (BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. Mustafa Göktepe (BAÜ) (Yedek)

Yrd. Doç. Dr. Raif Kurtaran (BAÜ) (Yedek)

Balıkesir, Temmuz - 2005

ÖZET

GaN/AlGaN HEMT YAPILARDA SAÇILMA MEKANİZMALARI

Aykut ILGAZ

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

(Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN)

Balıkesir, 2005

Bu çalışmada, GaN/AlGaN arayüzeyinde oluşan 2 boyutlu elektron gazının (2BEG) Hall mobilitesine, başlıca saçılma mekanizmaları olan dislokasyon, deformasyon potansiyel yoluyla akustik fonon (DP), piezoelektrik (PE), polar optiksel fonon (LO) ve iyonize olmuş safsızlık saçılmalarının etkileri incelenmiştir. Deneysel sonuçlarla teorik sonuçları karşılaştırmak için, üçgen kuantum çukuru içine hapsolan elektronlara ait 2 boyutlu dejenere istatistiği kullanılmıştır.

Teorik sonuçlar, yüksek sıcaklıklarda elektron mobilitesinin, fonon etkileşmelerinden olan optiksel fononlardan, şiddetli biçimde etkilendiğini göstermiştir. Ara sıcaklık değerlerinde deformasyon potansiyel akustik fonon ve piezoelektrik saçılmaları elektron mobilitesini sınırlayan baskın saçılma mekanizmalarıdır. Düşük sıcaklıklarda ise iyonize safsızlıklardan kaynaklanan saçılmalar elektron mobilitesini sınırlamaktadır. Ayrıca düşük sıcaklıklarda, 2BEG mobilitesinin yüksek dislokasyon yoğunluklarından etkilendiği gözlenmiş ve teorik olarak yüklü dislokasyonlardan saçılma için taşıma ve kuantum durulma sürelerinin oranları incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, safsızlık saçılması ile karşılaştırılmış ve yüklü dislokasyon saçılmasının, iyonize olmuş safsızlık saçılmasından daha baskın olduğu bulunmuştur.

ANAHTAR SÖZCÜKLER : GaN/AlGaN / optik fonon saçılması / akustik fonon saçılması / dislokasyon saçılması / taşıma özellikleri / safsızlık saçılması / mobilite

ABSTRACT

SCATTERING MECHANISMS IN GaN/AlGaN HEMT STRUCTURES

Aykut ILGAZ

Bahkesir University, Institute of Science, Physics Department

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

Bahkesir, 2005

In this work, the effect of all standard mechanisms, including scattering by dislocation, deformation potential acoustic phonon (DP), piezoelectric (PE), polar optical phonon (LO) and ionized impurities, on Hall mobility of 2 dimensional electron gas (2DEG) formed at a GaN/AlGaN interface was investigated. In order to compare experimental results with the theory, 2 dimensional degenerate statistics have been used for a 2DEG confined in a triangular well.

Theoretical results showed that electron mobility was mainly affected by optical phonon interactions at high temperatures. At intermediate temperatures, deformation potential acoustic phonon and piezoelectric scattering were dominant scattering mechanisms limiting the electron mobility. Scattering arising from ionized impurities limited the electron mobility at low temperatures. Besides, it has been realized that 2DEG mobility was affected by the high density of dislocations at low temperatures. We have also investigated theoretically the transport to quantum lifetime ratios for charged dislocations. We compared the results with impurity scattering and found the effect to be stronger for charged dislocation scattering.

KEY WORDS : GaN/AlGaN / 2DEG / optical phonon scattering / acoustic phonon scattering / dislocation scattering / transport properties / impurity scattering / mobility

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET, ANAHTAR SÖZCÜKLER	ii
ABSTRACT, KEY WORDS	iii
İÇİNDEKİLER	iv - v
TABLO LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii - viii
SEMBOL LİSTESİ	ix
ÖNSÖZ	x
1. GİRİŞ	1
2. DENEYSEL TEKNİKLER	15
2.1 Numunenin yapısı	16
2.2 Mikrofabrikasyon	18
2.3 Hall Etkisi Deneyi	19
3. TAŞIMA ÖZELLİKLERİ VE SAÇILMA MEKANİZMALARI	22
3.1 Mobilite ve Taşıyıcı Yoğunluğu	22
3.2 Saçılma Mekanizmaları	26
3.2.1 İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	27
3.2.1.1 Uzaklaştırılmış Vericiler (Donor) Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	27
3.2.1.2 Arka Plan (Background) Safsızlıklar Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	29
3.2.2 Akustik Fonon Saçılması	30
3.2.2.1 Akustik Deformasyon Potansiyel Saçılması	30
3.2.2.2 Piezoelektrik Saçılması	33
3.2.3 Polar Optiksel Fonon Saçılması	36
3.2.4 Dislokasyon Saçılması ve Teorisi	40
3.2.4.1 İki Boyutlu Elektron Gazında Gerilme Alanları Dikkate Alınmadan Dislokasyon Saçılması	41

3.2.4.2 İki Boyutlu Elektron Gazında Elektron Taşımaya Kenar Dislokasyonlarını Çevreleyen Gerilme Alanlarından Kaynaklanan Saçılmanın Etkisi	44
3.2.4.3 Taşıma (Transport) ve Kuantum Durulma Oranlarının Karşılaştırılması	47
3.2.5 Ara Yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Ara Yüzey Saçılması (IFR)	48
4. DENEYSEL VE TEORİK SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI	50
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	57
KAYNAKÇA	59



TABLO LİSTESİ

<u>Tablo Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Tablo 3.1	Hesaplamalarda kullanılan GaN materyalinin parametreleri	27



ŞEKİLLER LİSTESİ

<u>Şekil Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1	[0001] doğrultusunda büyütülen wurtzite GaN	3
Şekil 1.2	Γ noktası yakınında hesaplanmış bant yapısı ($k = 0$) ve wurtzite GaN'ın doğrudan bant aralığı	3
Şekil 1.3	Kristal yapıda noktasal kusurlar: a) Boşluk kusuru, b) İnterstiyal kusur, c) Yabancı atom kusuru.	4
Şekil 1.4	İki boyutlu kristal yapıda (a) Schottky kusuru ve (b) Frenkel kusuru.	5
Şekil 1.5	Burgers vektörünün (b) gösterimi	6
Şekil 1.6	Atomların ekstra bir düzlem oluşturması sonucu meydana gelen kenar dislokasyonu.	6
Şekil 1.7	a) Kayma düzleminin üstündeki ve altındaki atomlar (kuvvet yokken)	7
	b) Kayma düzlemine paralel küçük bir \vec{F} kuvveti uygulandığı zaman, düzlemin yukarısında bulunan atomların uygulanan kuvvetin doğrultusunda çok az yer değiştirmeleri ve dislokasyonun ters yöndeki atomik boşluğa doğru hareketi.	7
Şekil 1.8	Vida dislokasyonunun geometrik gösterimi	8
Şekil 1.9	(a) Kayma ve (b) İkizlenme türü hacimsel kusurlar	9
Şekil 1.10	Ga(Al)-yüzlü veya N-yüzlü polariteye sahip AlGaN heteroyapılarda piezoelektrik ve doğal polarizasyon	12
Şekil 1.11	Piezoelektrik ve doğal polarizasyonun toplamı olan toplam polarizasyon	13
Şekil 1.12	Ga(Al)-yüzlü veya N-yüzlü polariteye sahip AlGaN heteroyapılardaki 2BEG oluşumu	14
Şekil 2.1	MBE büyütme tekniğinin kontrol birimleri ile şematik gösterimi.	17
Şekil 2.2	a) Hall ölçümleri için kullanılan Hall çubuk geometrisi b) Van der Pauw geometrisi.	20
Şekil 3.1	İyonize safsızlık saçılmasında elektronların ve boşlukların yörüngeleri	29
Şekil 3.2	Brillouin bölgesinin (a) merkezinde ve (b) kenarında olmak üzere LA ve TA için atomların yer değiştirmesi	31
Şekil 3.3	Brillouin bölgesinin (a) merkezinde ve (b) kenarında olmak üzere LO ve TO için atomların yer değiştirmesi	37
Şekil 3.4	Çizgi dislokasyonunun yüklerin oluşturduğu bir çizgi halinde modellenmesi	42
Şekil 3.5	Bant elektronunun, bir kenar dislokasyonunu çevreleyen gerilme alanlarının neden olduğu iletkenlik bandı minimumununun dalgalanması adı verilen durumu yaşaması	46
Şekil 4.1	Hall ölçümleri ile elde edilen mobilitenin örgü sıcaklığına bağlı değişimi	50

Şekil 4.2	Optiksel fononların sınırladığı mobilite değeri ile deneysel mobilite değerinin karşılaştırılması	51
Şekil 4.3	Akustik fononların sınırladığı mobilite değeri ile deneysel mobilite değerinin karşılaştırılması	52
Şekil 4.4	İyonize safsızlıkların sınırladığı mobilite değeri ile deneysel mobilite değerinin karşılaştırılması	52
Şekil 4.5	GaN/AlGaN heteroeklemlı yapı için hesaplanan 2 boyutlu elektron mobilitesinin sıcaklığa bağılı değişimi	53
Şekil 4.6	Farklı dislokasyon yoğunlukları için mobilitenin 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna göre değişimi	54
Şekil 4.7	Dislokasyonları çevreleyen gerilme alanlarından kaynaklanan saçılmanın sınırladığı mobilite değerinin farklı dislokasyon yoğunluklarına göre değişimi	55
Şekil 4.8	2 boyutlu elektron gazındaki yüklü dislokasyonlardan saçılma için τ_v/τ_q oranı	56

SEMBOL LİSTESİ

<u>Simge</u>	<u>Adı</u>	<u>Tanımı/Değeri</u>	<u>Birimi</u>
c	Örgü sabiti		Å
a_0	Örgü sabiti		Å
μ	Mobilite		$m^2 V^{-1} s^{-1}$
e	Elektronun yükü	1.6×10^{-19}	C
\hbar	Planck sabiti	1.054×10^{-34}	J s
k_B	Boltzmann sabiti	1.38×10^{-23}	J K ⁻¹
T	Sıcaklık		K
n_s	2 BEG taşıyıcı yoğunluğu		m^{-2}
E_g	Bant enerji aralığı		meV
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti		F m ⁻¹
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
B	Manyetik alan		T

ÖNSÖZ

Her şey ilk cümleyi yazana kadardı. İlk cümleden sonra ne heyecan ne telaş ne de merak kalmıştı. Bundan sonra tek ihtiyacım olan şey sabırdı. Aylar içerisinde düzenli ve sabırlı bir biçimde tamamladığım bu tez çalışması ile bilim dünyasına ufak bir katkı yapabildiğim için mutluyum.

Tez çalışması süresince, sadece bilimsel değil her türlü konuda yol gösteren, konulara bakış açımın gelişmesini sağlayan, daha derin ve detaylı düşünmeyi öğreten ve bana her konuda destek olan tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN'e sonsuz teşekkürler.

Zorlandığım anlarda, maddi ve manevi her türlü konuda bana destek olan aileme de teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Balıkesir, 2005

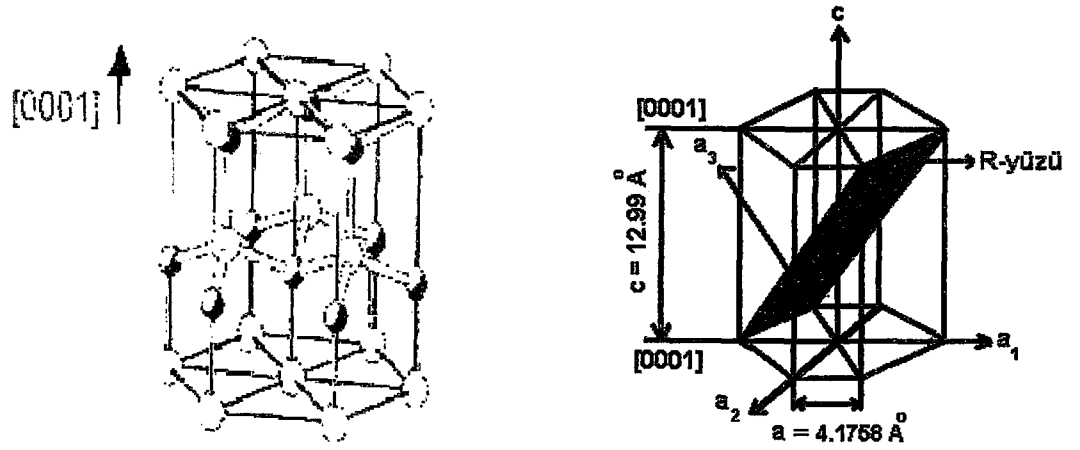
Aykut ILGAZ

1. GİRİŞ

Günümüzde AlN, GaN, InN gibi III-V grubu yarıiletken nitritler ve alaşımları sahip oldukları fiziksel özelliklerden dolayı, ışık yayan diyotlar (LED), lazer diyotları, UV sensörler ve transistörler gibi elektronik ve optoelektronik uygulamaların temelini oluşturmaktadırlar [1,2]. Bu yarıiletken nitritler ve alaşımları, hem wurtzite hem de zinc-blende yapıda kristalleşirler [3,4]. Bu iki yapı arasındaki temel fark, düzlemlerin sıralanışında yatmaktadır. Şekil 1.1 ile verilen wurtzite yapı, üçgen olarak düzenlenmiş, atomik sıkı paketlenmiş (0001) düzlemlerinden meydana gelir. $\langle 0001 \rangle$ doğrultusundaki (0001) düzleminin dizilişi *AaBbAaBb* şeklindedir. Zincblende yapı ise $\langle 111 \rangle$ doğrultusu boyunca sıkı paketlenmiş (111) düzlemlerindeki üçgen olarak düzenlenmiş atomlardan meydana gelmiştir. $\langle 111 \rangle$ doğrultusundaki (111) düzleminin dizilişi *AaBbCcAaBbCc* şeklindedir. III-V grubu yarıiletken nitritler, doğrudan ve geniş bir bant aralığına sahiptirler. Doğrudan bant aralığına sahip yarıiletkenlerde elektron ve boşlukların tekrar birleşmesi momentum değişimi olmaksızın $\Delta k = 0$ 'da gerçekleşir. Bu durum, doğrudan bant aralığına sahip III-V grubu yarıiletken nitritlerin etkin foton üreticileri olduğunu gösterir. Bunun sebebi fotonların dalga vektörlerinin dolayısıyla momentumlarının çok küçük olmasından dolayı foton oluşturan geçişlerin E-k diyagramındaki dikey geçişler olmasıdır. Böyle dikey geçişler açıkça doğrudan bant aralığına sahip yarıiletkenlerde görülür. Bundan dolayı etkili LED ve lazerler üretmek için çoğunlukla doğrudan bant aralığına sahip yarıiletkenler tercih edilir. Şekil 1.2'de doğrudan bant aralığına sahip bir yarıiletken olan GaN'ın bant yapısı verilmiştir. Doğrudan bant aralığına sahip III-V grubu yarıiletken nitritlerin enerji-bant aralıkları, InN için 0.7-0.8 eV iken GaN için 3.4 eV ve AlN için 6.1 eV'dur [2,5]. Elektronik ve optoelektronik cihazların çalışma prensipleri büyük ölçüde cihazı oluşturan materyallerin fiziksel özelliklerine bağlı olduğundan bu özellik, çok geniş bir dalga boyu aralığında çeşitli uygulamalara fırsat verir. Yüksek parlaklığa sahip nitrit LED'ler pek çok ülkede şimdiden pratik uygulama alanı bulmuştur [6]. Örneğin reklam panolarında, trafik lamba ve işaretlerinde, cep telefonlarında nitrit temelli LED'lerin kullanılması güç tüketimi, maliyet ve verimlilik açılarından mevcut kullanılan cihazlara göre pek çok avantajlar sağlamaktadır. Yarıiletken lazerler ise dijital verilerin depolanmasında, optiksel okuma ve yazma teknolojisinde

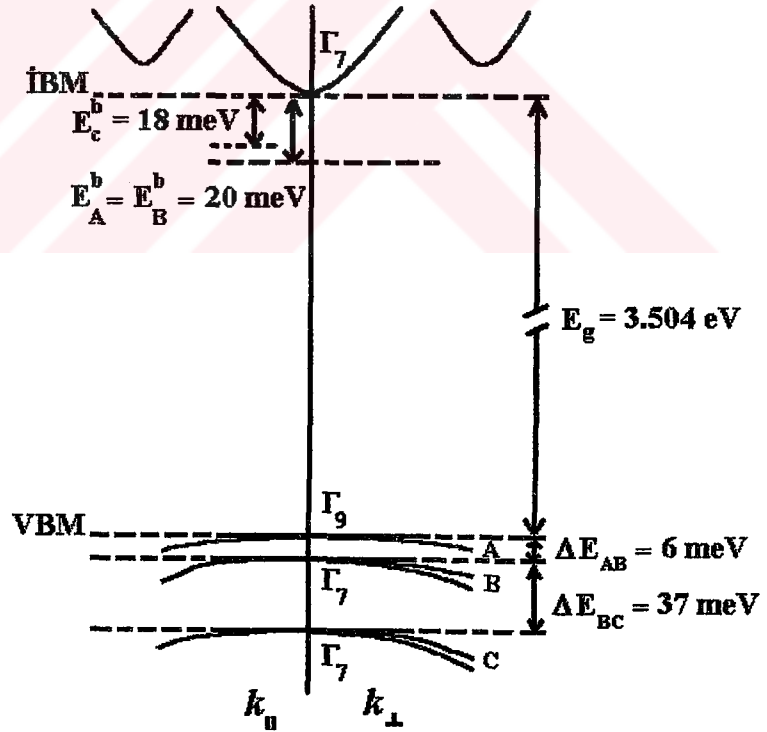
önemli bir yere sahiptirler. Çünkü çok fazla sayıdaki dijital verilerin depolanabilme kapasitesi kullanılan CD'nin kapasitesine bağlıdır. Bu kapasitenin miktarını belirleyen en önemli faktör kullanılan lazerin dalga boyudur. Küçük dalga boylarında yansımalar ve kırılmalar azalır ve optiksel depolama yoğunluğu dalga boyunun tersinin karesi ile orantılı olarak artar. Nitrit tabanlı yarıiletken malzemelerden üretilecek olan UV sensörler sayesinde jet teknolojisinde, otomobillerde ve kalorifer kazanlarında yakıtın daha verimli kullanılmasının kontrolü mümkün olmaktadır. Bunun yanı sıra fotodetektörler astronomi çalışmalarında, uzaydan uzaya iletişiminde ve biyolojik etkilerin incelenmesinde kullanım alanına sahiptirler. Ayrıca çok iyi termal iletkenliğe sahip olan bu nitritler, daha düşük gürültü üretilmesini aynı zamanda yüksek sıcaklıklarda çalışılabilmeyi sağlar. III-V nitritler çok iyi elektron taşıma özelliklerine, iyi bir mobilite değerine ve doyum hızına sahip olmaları nedeniyle GaN temelli yüksek elektron mobilite değerine sahip transistörlerde (HEMT), radar, füze ve uydu sistemleri gibi yüksek sıcaklık ve yüksek güç gerektiren elektronik uygulamalarda da yaygın olarak kullanılırlar [7]. III. grup nitritlerin diğer geniş bant aralığına sahip materyallere göre en büyük avantajı kuantum kuyuları, modülasyon katkılı heteroarayüzeyler ve heteroeklemlili yapılar gibi heteroyapı teknolojisine uygun olmalarıdır. Nitritlerin diğer ilgi çekici özellikleri ise yüksek mekaniksel kararlılıkları ve büyük piezoelektrik sabitlerine sahip olmalarıdır [8]. Ayrıca GaN sertliğinden dolayı mükemmel koruyucu bir madde olarak da kullanılabilir. GaN'ın termal kararlılığı yüksek sıcaklıklarda çalışmayı kolaylaştırırken, kimyasal kararlılığı yarıiletkene uygulanan aşındırma gibi kimyasal işlemlere dayanma direnci sağlar.

GaN tek kristalin büyütülmesindeki zorluklardan dolayı AlGaIn/GaN heteroeklemlili yapılar, yapısal ve termal uyumu düşük olmasına rağmen safir (Al_2O_3) alt tabakalar üzerinde büyütülürler [2]. Safirin tercih edilmesinin sebepleri hekzagonal simetrisi, kolay olarak işlenebilmesi, büyütme öncesi temizlenebilmesi ve ucuz olmasıdır. Ayrıca safirin erime noktası $2040\text{ }^\circ\text{C}$ olup yüksek sıcaklıklarda bile aşırı kimyasal kararlılığa sahiptir. Ancak safir ticari uygulamalar için ideal bir alt tabaka değildir. Bunun nedeni safir ile III-V grubu yarıiletken nitritler arasındaki büyük örgü uyumsuzluğundan ($\approx \% 14-16$) kaynaklanan yüksek dislokasyon yoğunluğu ve termal genişleme katsayısındaki uyumsuzluktur ($\approx \% 34$) [9].



Şekil 1.1 [0001] doğrultusunda büyütülen wurtzite GaN.

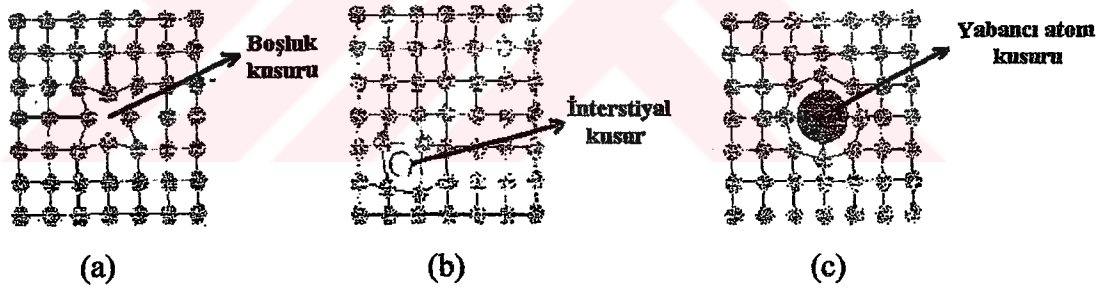
Büyük örgü uyumsuzluğu nedeniyle AlGaIn/GaN heteroeklemlili yapılar, $1-100 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ çizgi dislokasyonlar içeren 2 boyutlu elektron gazına sahiptir [10].



Şekil 1.2 Γ noktası yakınında hesaplanmış bant yapısı ($k = 0$) ve wurtzite GaN'ın doğrudan bant aralığı.

Kristal yapının elektriksel, optiksel ve esneklik gibi fiziksel özelliklerini etkileyen başlıca kristal yapı kusurları noktasal, çizgisel ve hacimsel kusurlar olmak üzere 3 sınıfta incelenebilir.

Noktasal kusurlar, kristalde bir veya bir kaç atomu içinde bulunduran küçük hacimli bölgelerden oluşan kusurlardır. Temel noktasal kusurlar boşluk, interstiyal ve yabancı atom kusurlarıdır. *Boşluk kusuru*, kristal örgüde bir atomun kendi örgü noktasında bulunmamasından kaynaklanır. Tek bir atom boşluğu olabileceği gibi 2 ya da 3 atom boşluğu da olabilir. *İnterstiyal kusur*, atomun kristalde kendi örgü noktasında bulunmayıp örgü noktalarının ara bölgesine yerleşmesiyle meydana gelir. *Yabancı atom kusuru* ise kristal yapı oluşurken kristal örgüde olmaması gereken yabancı bir atomun kristal örgüye yerleşmesiyle oluşur. Eğer yabancı atom asıl atomdan büyükse kristal atomlarının arasına girme şansı azdır ve daha çok kristalin yüzeyinde bulunur. Bu kusur *yer değiştirme kusuru* olarak da bilinir. Bu üç temel noktasal kusur Şekil 1.3'de gösterilmiştir.

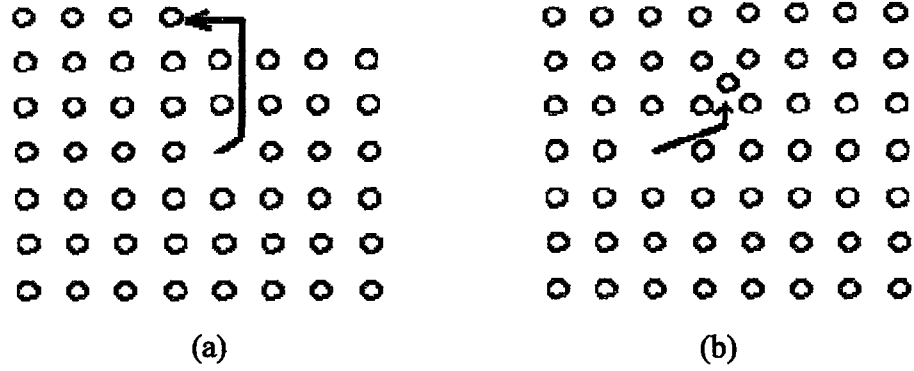


Şekil 1.3 Kristal yapıda noktasal kusurlar: a) Boşluk kusuru, b) İnterstiyal kusur, c) Yabancı atom kusuru.

Diğer taraftan Şekil 1.4'de gösterildiği gibi bir atom kendi normal bölgesinden interstiyal bir durum içine hareket ederek bir boşluk-interstiyal çifti meydana getiriyorsa böyle kusurlara *Frenkel kusuru* denir. Ayrıca bir atom kendi normal bölgesinden hareket edip kristalin yüzeyine yerleşiyorsa bu tip kusurlara da *Schottky kusuru* denir.

Çizgisel kusurlar ise atom dizilerini kapsarlar ve çizgisel kusurların tipik örnekleri dislokasyonlardır. Dislokasyonlar kristalin büyük bölgelerinde baştan başa

uzanabilen çizgisel kusurlardır. Metallerin kırılgenlıklarında ve dayanıklılıklarında önemli rol oynamalarına rağmen dislokasyonlar esas olarak yarıiletkenlerin kalitesini etkilerler.

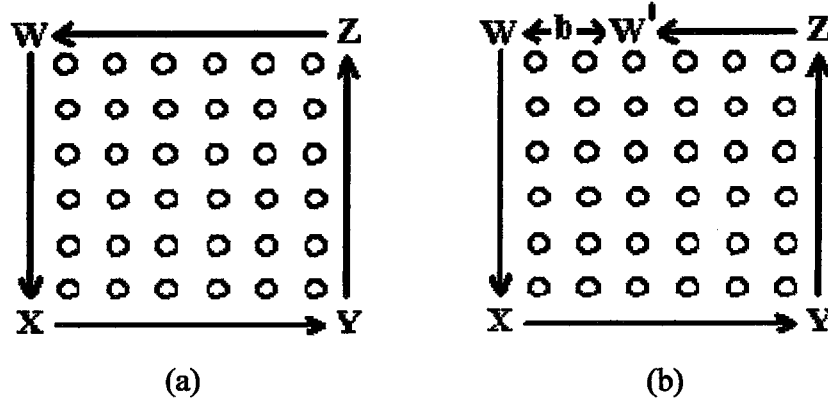


Şekil 1.4 İki boyutlu kristal yapıda (a) Schottky kusuru ve (b) Frenkel kusuru.

Dislokasyonların kristal içerisinde ortaya çıktığı bölgeler kristalin ideal haldeki bölgelerine göre daha yüksek enerjili bölgelerdir ve bundan dolayı yüksek enerji bölgeleri olarak tanımlanırlar. İdeal ve dislokasyon içeren kristaller enerjileri açısından karşılaştırıldıklarında bir kusur ile oluşan kristalin entropisinin ideal kristalin entropisinden daha büyük olduğu görülür. Ne kadar dikkatle büyütme yapılırsa yapıların üzerinde hiç bir dış etki olmaksızın oluşturulan kristaller bile cm^2 başına 10^3 dislokasyon içerebilirler. Oldukça deforme olmuş kristal yapıda ise bu büyüklük cm^2 başına 10^{12} değerine kadar yükselebilir. Kristallerde dislokasyon türü yapı bozukluklarının gözlenmesi ve özelliklerinin ortaya çıkarılması elektron mikroskoplarıyla yapılabilmektedir.

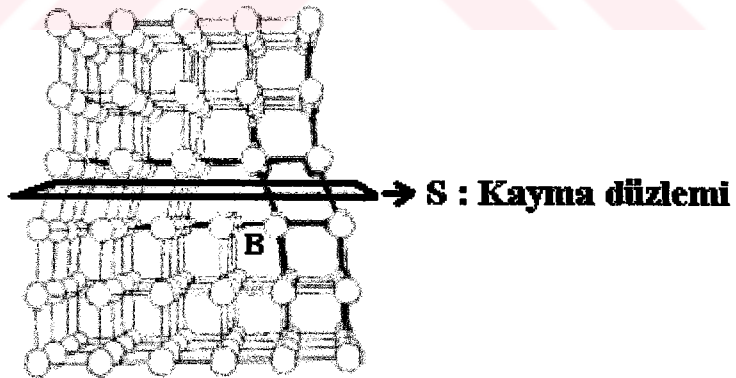
Bir kristal yapı içerisinde çıkan dislokasyonların oluşum özellikleri ve cinsi Burgers vektörü ile tanımlanır. Dislokasyonların özelliklerinin açıklanmasını kolaylaştıran bu vektörü tanımlayabilmek için Şekil 1.5 (a)'da görülen XYZW ile belirlenmiş bir kristal düzlemini ele alalım. Bu kristal düzlemi içerisinde atomların çizgisel bir boyutta konumlarını bir biri ardınca değiştirdikleri düşünülürse Şekil 1.5.(b)'de görüldüğü gibi XYZW dolanımını kapatabilmek için ek bir vektör eklenmelidir. Bu vektör "Burgers vektörü" dür. Burgers vektörünün dislokasyon

çizgisine dik olduğu dislokasyon türleri “kenar dislokasyonu”, paralel olduğu dislokasyon türleri “vida dislokasyonu” olarak adlandırılır.



Şekil 1.5 Burgers vektörünün gösterimi.

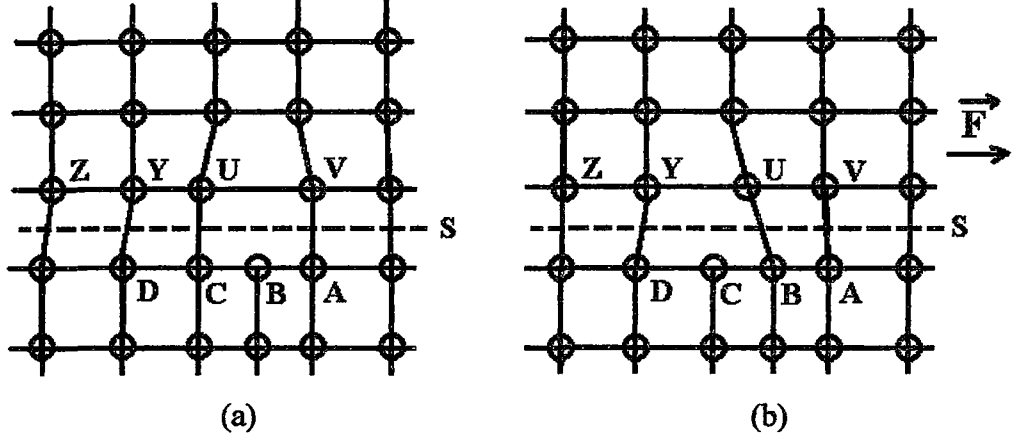
Dislokasyonların en basit şekli olan kenar dislokasyonu, örgüdeki atomların ekstra bir düzlem oluşturmasıyla meydana gelir. Şekil 1.6’da görüldüğü gibi S ile gösterilen kayma düzleminin altındaki atom dizisi kayma düzleminin üstündeki atom dizisinden bir fazla atom içerir. Kayma düzleminin her iki tarafındaki atomlar eşleştirilecek olursa B atomu yalnız kalır.



Şekil 1.6 Atomların ekstra bir düzlem oluşturması sonucu meydana gelen kenar dislokasyonu.

Kayma düzlemine paralel ve dislokasyona dik doğrultu boyunca bir kuvvet uygulandığı varsayıldığında, kayma düzleminin hemen üzerinde bulunan atomlar bu düzlemin altında bulunan atomlara göre daha geniş bir boşluğa sahip olacaklarından sadece küçük bir kuvvet ile durum Şekil 1.7.a’dan Şekil 1.7.b’ye dönüşür. Yeni

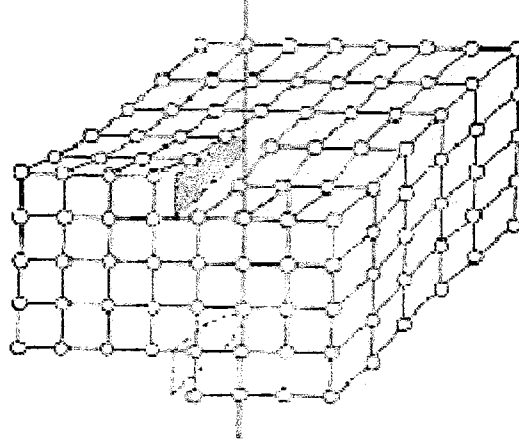
durumda U atomu B atomu ile çiftlenmiştir. C atomu ise yalnız ve çiftlenmemiştir. Bundan sonraki durumda ise Y atomu C atomu ile çiftlenecek ve bu böyle devam edecektir. Bu şekilde kristal içinde dislokasyonların hareketi anlaşılabilir olacaktır.



Şekil 1.7 a) Kayma düzleminin üstündeki ve altındaki atomlar (kuvvet yokken). b) Kayma düzlemine paralel küçük bir \vec{F} kuvveti uygulandığı zaman, düzlemin yukarısında bulunan atomların uygulanan kuvvetin doğrultusunda çok az yer değiştirmeleri ve dislokasyonun ters yöndeki atomik boşluğa doğru hareketi.

Dislokasyonun diğer bir şekli de Şekil 1.8'de gösterilen vida dislokasyonudur. Örgünün bir kısmının diğer kısmına göre yer değiştirmesi sonucu meydana gelir. Vida dislokasyonunda kayma düzlemi dislokasyon çizgisine paraleldir. Parallellikten dolayı vida dislokasyonu için tek bir kayma düzlemi tanımlanamaz.

2 boyutlu elektron gazındaki (2BEG) elektron taşıma özelliklerini genellikle, hareketli taşıyıcıların, yüklü çizgi dislokasyonlarla Coulomb etkileşmeleri sonucu meydana gelen saçılmaların etkilediği kabul edilir ve gerilme alanlarının (strain fields) etkisi çoğunlukla ihmal edilir. Fakat yapılan çalışmalar göstermiştir ki çizgisel kusurların (dislokasyonlar) çevresinde meydana gelen gerilme alanları, yarıiletkenlerdeki hareketli taşıyıcıların saçılmasına önemli miktarda katkıda bulunabilirler [11]. 2 boyutlu elektron gazındaki bir elektron, dislokasyona yaklaştığı



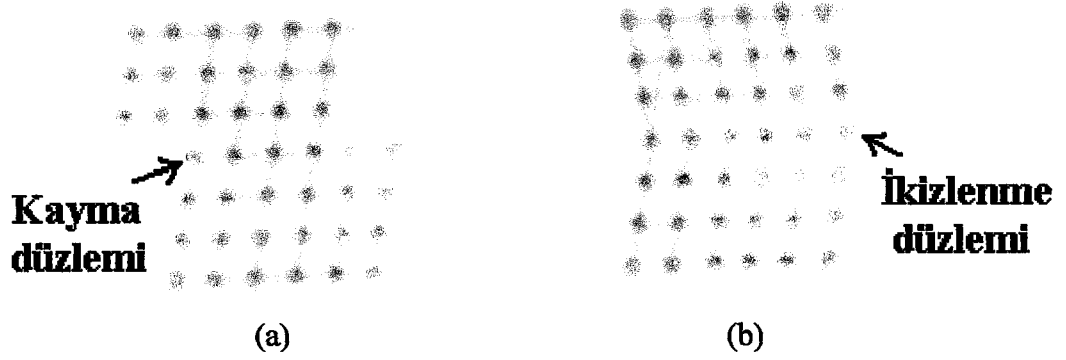
Şekil 1.8 Vida dislokasyonunun geometrik gösterimi.

zaman dislokasyonun etrafındaki gerilmenin meydana getirdiği potansiyel ile etkileşir ve saçılmaya uğrar. Gerilme alanları nedeniyle meydana gelen saçılmanın en önemli özelliği dislokasyon ister yüklü ister yüksüz olsun saçılmanın meydana gelmesidir.

Hacimsel kusurlar ise ikiye ayrılır:

a) Kayma Düzlemi Kusurları : Kayma düzlem ve doğrultuları, kristalin yapısı ile yakından ilgilidir. Kristal maddedeki kayma, atomlar arasındaki bağlayıcı kuvvetin zayıf olduğu yönde olur. Bir başka deyişle kayma türü yapı kusurları, kristali oluşturan atomik düzen bozulmaksızın, kristalin iki bölümünün kayma düzlemi olarak bilinen bir düzlem üzerinde atomik uzaklıklar düzeyinde birbirlerine göre kaymaları şeklinde ortaya çıkarlar. Kayma oluşumu sırasında ortaya çıkan atomik yer değiştirmede, yer değiştirme uzunlukları atomlar arası uzaklığın iki katıdır. Mesela yüzey merkezli kübik yapıdaki bir kristalde, 4 adet ve 3 adet ayrı kayma doğrultusu olduğundan $3 \times 4 = 12$ adet kayma sistemi vardır. Kristal yapıda gözlenen hacimsel kusurlar, dislokasyonlarla yakından ilişkilidir. Örneğin kayma düzlemi bozukluğu her zaman bir dislokasyonun oluşumuna neden olur.

b) İkiz Kristal Kusuru : Bir kristalde örgünün bir bölümü diğer bölümünün simetriği ise bu kristale ikiz kristal denir. Bu tip bozulmalar en çok fcc ve hcp yapıdaki kristallerde görülür. Şekil 1.9'da görüldüğü gibi bu sistemde aynı kristal yapıdaki iki hacim birbirlerine göre belirli bir açı kadar döndürülerek bir kristal düzlemi üzerinde yapıştırılmış gibidirler.



Şekil 1.9 (a) Kayma ve (b) İkizlenme türü hacimsel kusurlar.

Wurtzite yapıda kristalleşen III. grup nitritler, birim hücre başına dört atoma sahip hegzagonal Bravais örgü ile tetrahedral yapıda düzenlenmişlerdir [12]. Kristal örgü yapıları hegzagonal kenarın uzunluğu a_0 , prizmanın yüksekliği c_0 ve boyutsuz mikroskobik bir parametre olan u ile tanımlanır. Buradaki u parametresi c-eksenine paralel ((0001) düzlemine paralel) bağ uzunluğunun c_0 birimi cinsinden ifadesidir. Heteroeklemlili nitrit yapıların alışılmadık özelliklerinden biri katkılanmadıkları zaman bile çok yüksek iki boyutlu elektron gazı (2BEG) yoğunluklarına ($<10^{13} \text{ cm}^{-3}$) sahip olmalarıdır [13]. Bu heteroeklemlili nitrit yapılarda bulunan yüksek iki boyutlu elektron gazı (2BEG) yoğunlukları, wurtzite yapıda büyütülen III. grup nitritlerdeki polarizasyon alanlarının varlığını gösterir [14]. Polarizasyonun iki kaynağı vardır: Bunlar gerilmeden (strain) dolayı oluşan “piezoelektrik etkiler” ve gerilme olmadığında bile AlGaN ve GaN arasında oluşan “kendiliğinden polarizasyondur”.

Nitritlerde terslenme simetrisi yoktur ve tabakalar üzerinde [0001] doğrultusu boyunca uygulanan bir gerilim elektrik polarizasyonunu değiştirdiği için piezoelektrik etkilerin oluşumuna sebep olur. Benzer şekilde kristale uygulanan bir \vec{E} elektrik alanı da kristalin gerilmesine yol açar. Gerilmeden dolayı polarizasyonda olan değişim piezoelektrik polarizasyondur. GaN, InN ve AlN için hesaplanan piezoelektrik sabitleri GaAs için bulunan değerden yaklaşık 10 kez daha büyüktür ve diğer III-V bileşiklerine göre ters işaretlidir [8]. Piezoelektrik polarizasyonunun değeri gerilme ile artmakta olup aynı gerilmeye sahip bir kristal için büyüklük sıralaması AlN, InN ve GaN şeklindedir.

Piezoelektrik tensörü üç bağımsız bileşenden oluşmaktadır. Bunlardan ikisi c-ekseni boyunca indüklenen piezoelektrik polarizasyonun büyüklüğünü, diğeri de taban düzlemindeki gerilmeyi göstermektedir. Piezoelektrik polarizasyonun büyüklüğü;

$$P_{PE} = e_{33}\varepsilon_z + e_{31}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (1.1)$$

bağıntısı ile verilir. Burada $\varepsilon_z = (c-c_0)/c_0$ c-ekseni boyunca oluşan gerilmeyi, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = (a-a_0) / a_0$ ise izotropik durum için taban düzlemindeki gerilmeyi göstermektedir. e_{33} ve e_{31} piezoelektrik katsayılarını, a ve c de gerilmiş tabakanın örgü sabitlerini vermektedir. Hekzagonal AlGaN sistemlerinde örgü sabitleri arasındaki ilişki

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{a - a_0}{a_0} \quad (1.2)$$

denklemleri ile verilir. Burada C_{13} ve C_{33} elastik sabitlerdir. Denklem (1.1) ve (1.2)'den c-ekseni yönündeki piezoelektrik polarizasyonun miktarı aşağıdaki denklem ile verilir.

$$P_{PE} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} (e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}) \quad (1.3)$$

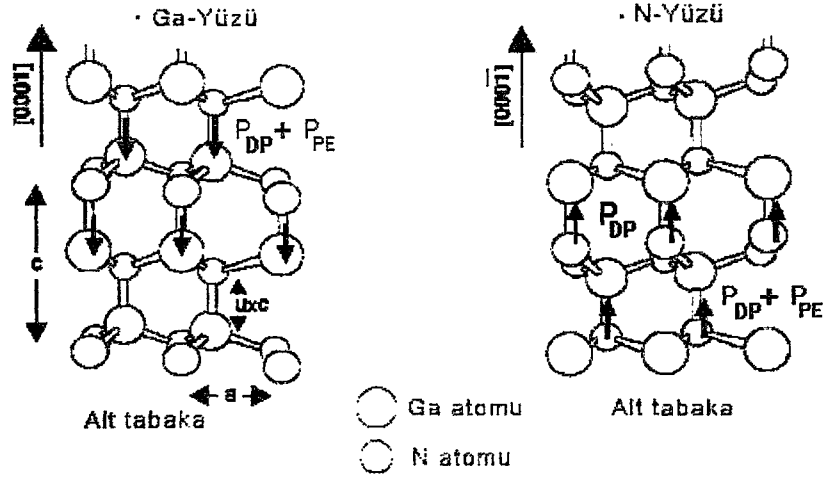
Bu denklem küçük gerilme değerleri için lineer bölgede geçerlidir. Sadece a ve c örgü sabitlerinin değişimleri yoluyla indüklenen polarizasyondaki değişimi ifade etmektedir. Ölçülen piezoelektrik polarizasyon makroskobik örgü sabitlerinin değişiminden ve buna bağlı olarak u parametresindeki değişimden kaynaklanmaktadır.

Wurtzite yapının birim hücresinin boyutlarının değeri, ideal bir sıkı paketlenmiş hekzagonal kristal için $\sqrt{8/3} = 1.633$ olan c/a oranından bir miktar sapsmış ve 1.6262 olarak bulunmuştur [15]. Ga ve N arasındaki bağın kısmen iyonik olmasından ve terslenme simetrisinin eksikliğinden dolayı hekzagonal c-ekseni boyunca büyük bir kendiliğinden polarizasyon meydana gelir. Bundan dolayı büyük

elektrostatik alanlar (MV/cm) herhangi bir kuvvet olmaksızın bile bu tür nitrit yapılarda indüklenir. Doğal polarizasyonun değeri ZnO gibi başka bir bileşikle karşılaştırıldığında çok büyük olarak tahmin edilmektedir. Büyüklük sıralaması olarak GaN, InN ve AlN şeklindedir. Bunun nedeni kristal yapısının mükemmellikten hızla uzaklaşmasıdır. III. grup nitritlerin doğal polarizasyonlarının işareti negatif olarak bulunmuştur.

Doğal ve piezoelektrik polarizasyonlarının yönelimi, c-ekseni boyunca Ga metal atomundan (katyon) en yakın nitrojen atomuna (anyon) doğru olan yönün pozitif olarak seçilmesi ile tanımlanır (Şekil 1.10). Polarizasyon, InGaN/GaN ve AlGaIn/GaN kuantum kuyularındaki geçiş enerjilerinde oldukça büyük kırmızıya doğru kaymaya (Stark Etkisi) neden olur. İyonik bir kristaldeki heteroarayüzeyler, uyumsuzluklar, termal gerilme, anizotropi ve sıcaklık gradientleri nedeniyle polarizasyon ve pyroelektrik etkiler elektronik cihazlarda özellikle modülasyon katkılı FET yapılarda önemli sonuçlar doğururlar. Örneğin polarizasyon etkilerinin neden olduğu elektrik alan, arayüzey serbest taşıyıcı konsantrasyonlarını arttırabilir veya azaltabilir.

Wurtzite yapıda atomlar $[0001]$ veya $[000\bar{1}]$ doğrultularında çift tabakalar halinde büyütülürler. Eğer yüzey $[0001]$ doğrultusunda polariteye sahipse $[0001]$ doğrultusunun en üst pozisyonu yalnızca Ga atomlarını içerir. Bu durum “Ga-yüzlü polarite” adını alır. Buna zıt olarak yüzey $[000\bar{1}]$ doğrultusunda polariteye sahipse $[000\bar{1}]$ doğrultusunun en üst pozisyonu yalnızca N atomlarını içerir. Bu durum ise “N-yüzlü polarite” adını alır. Şekil 1.10’da görüldüğü gibi Ga-yüzlü polariteye sahip AlGaIn/GaN heteroyapılarda piezoelektrik ve kendiliğinden polarizasyonun yönelimi yüzeyden alt tabakaya doğrudur. N-yüzlü polariteye sahip AlGaIn/GaN heteroyapılarda ise piezoelektrik ve kendiliğinden polarizasyonun yönelimi alt tabakadan yüzeye doğrudur.



Şekil 1.10 Ga(Al)-yüzlü veya N-yüzlü polariteye sahip AlGaIn heteroyapılarda piezoelektrik ve doğal polarizasyon

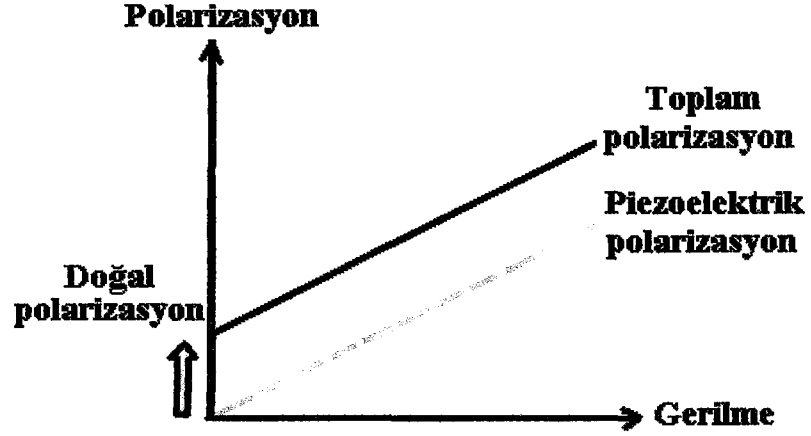
AlGaIn'in bütün Al oranları için $[e_{31} - (C_{31}/C_{33})e_{33}] < 0$ ifadesi geçerli olduğundan piezoelektrik polarizasyon, gevşetici gerilmeye (tensile strain) sahip AlGaIn bariyeri için negatif, sıkıştırıcı gerilme (compressive strain) için ise pozitiftir. Sonuç olarak piezoelektrik ve doğal polarizasyonun yönelimi gevşetici gerilmeye sahip AlGaIn tabakası için birbirlerine paralel iken sıkıştırıcı gerilme durumunda birbirlerine zıt yöndedirler.

Eğer AlGaIn bariyeri tamamen durulmuş GaN tampon tabakası üzerine büyütülmüş ise bariyer tabakası gevşetici gerilme kuvveti altındadır. Bu şartlarda büyütülen AlGaIn/GaN heteroeklemlili yapılarda piezoelektrik (PE) ve doğal polarizasyon (DP) aynı yönde olup toplam polarizasyon her ikisinin toplamıdır (Şekil 1.11).

$$\vec{P} = \vec{P}_{PE} + \vec{P}_{DP} \quad (1.4)$$

Yapılan tanımlamaların sonucu olarak GaN ve AlGaIn'in negatif doğal polarizasyonu ile gevşetici gerilme etkisi altında bulunan AlGaIn'in negatif piezoelektrik polarizasyonu, c-ekseni boyunca N atomundan Ga (ya da Al) atomuna doğru yönelmiştir. Şekil 1.12'de görüldüğü gibi her iki tabakanın toplam polarizasyonu Ga-yüzlü polariteye sahip yapılar için alt tabakaya doğru iken N-yüzlü

polariteye sahip yapılar için yüzeye doğru yönelmişlerdir. Bu durumda GaN ile AlGaN arasındaki ara yüzeyde 2 boyutlu deşik gazı (2BDG) oluşturmak bile



Şekil 1.11 Piezoelektrik ve doğal polarizasyonun toplamı olan toplam polarizasyon

mümkün olabilir. Eğer AlGaN tabakalar kısmen durulmuşlarsa polarizasyon etkisi azalabilir fakat doğal polarizasyon etkisi hala mevcuttur.

Uzaydaki polarizasyonun gradiyenti ile birlikte doğal polarizasyonun sebep olduğu yük yoğunluğu arasındaki ilişki aşağıdaki denklemle ifade edilir.

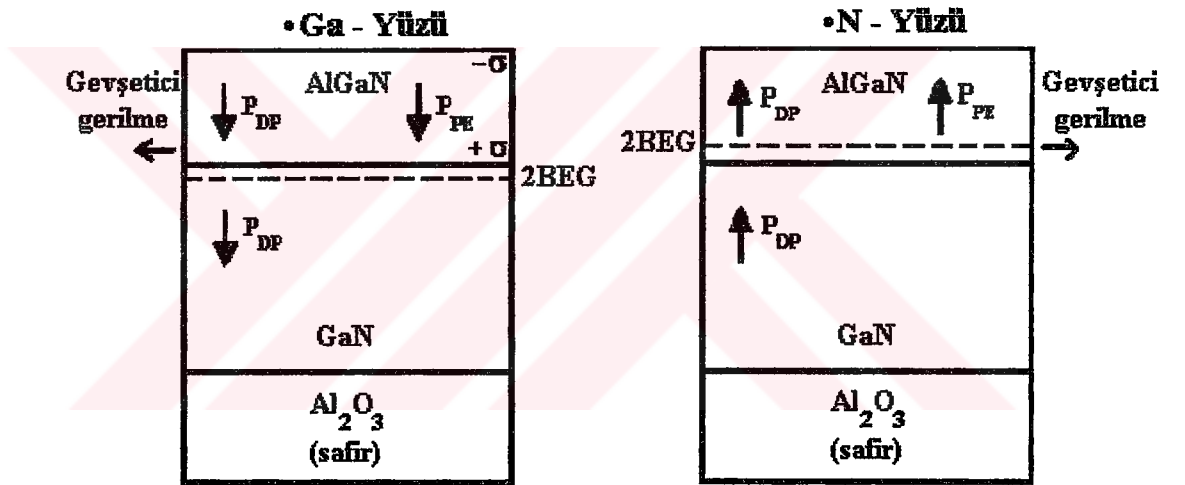
$$\sigma_p = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P} \quad (1.5-a)$$

Yukarıda açıklanan duruma benzer şekilde heteroeklemlili yapının üst / alt tabakalarının keskin ara yüzeyinde (AlGaN/GaN veya GaN/AlGaN) polarizasyon azalabilir veya aşağıdaki denklemle tanımlanan polarizasyon yük yoğunluğuna bağlı olarak çift tabaka içinde artabilir.

$$\begin{aligned} \sigma (P_{DP} + P_{PE}) &= P(\text{en alt}) - P(\text{en üst}) \\ &= \{P_{DP}(\text{en alt}) + P_{PE}(\text{en alt})\} - \{P_{DP}(\text{en üst}) + P_{PE}(\text{en üst})\} \\ &= \{P_{PE}(\text{en alt}) - P_{PE}(\text{en üst})\} + \{P_{DP}(\text{en alt}) - P_{DP}(\text{en üst})\} \\ &= \sigma(P_{PE}) + \sigma(P_{DP}) \end{aligned} \quad (1.5-b)$$

Eğer yük yoğunluğunun neden olduğu polarizasyon pozitif ise (+ σ), serbest elektronlar n_s taşıyıcı konsantrasyonuna sahip 2 boyutlu elektron gazı (2BEG)

oluşumıyla sonuçlanan yükün sebep olduğu polarizasyonu dengelemeye yönelir. Bu durumda AlGaN/GaN ara yüzeyindeki üçgenimsi kuantum kuyusunun Fermi seviyesinin (E_F) altına düştüğü kabul edilmiştir. Benzer şekilde negatif tabaka yük yoğunluğu ($-\sigma$) AlGaN/GaN ara yüzeyinin valans bandının ucu Fermi seviyesini geçerse ara yüzeydedeşiklerin (hole) birikmesine sebep olabilir. Denklem (1.3), (1.4), (1.5)'den GaN üzerindeki Ga-yüzlü polariteye sahip AlGaN ve AlGaN üzerindeki N-yüzlü polariteye sahip GaN için tabaka yükünün sebep olduğu polarizasyon pozitif olarak bulunur. Bundan dolayı 2BEG'lerin oluşumu sırasıyla, Ga-yüzlü ve N-yüzlü GaN/AlGaN/GaN heteroyapılar için AlGaN/GaN arayüzeyinin hemen altında ve GaN/AlGaN ara yüzeyinin hemen üstünde olması beklenir (Şekil 1.12).



Şekil 1.12 Ga(Al)-yüzlü veya N-yüzlü polariteye sahip AlGaN heteroyapılardaki 2BEG oluşumu.

2. DENEYSEL TEKNİKLER

Nitrit yarıiletkenlerin atomik seviyede büyütülmesinde MBE (Molecular Beam Epitaxy), MOCVD (Metal Organic Chemical Vapour Deposition), MOVPE (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy), CVD (Chemical Vapour Deposition) gibi modern büyütme teknikleri kullanılır. MBE, ultra yüksek vakum (UHV) altında enerji yüklü moleküller veya atomik ışınlar ile uygun sıcaklıkta tutulan kristal yüzeyi arasındaki reaksiyonu içeren epitaksiyel bir büyütme tekniğidir. Bu yöntem, ultra yüksek vakum altında büyütülen tabakaların büyütmeden önce, büyütme sırasında ve büyütmeden sonra hem kimyasal hem de yapısal özelliklerinin incelenmesine izin verir. Ayrıca büyütme sırasında alaşım miktarının, tabaka kalınlığının ve katkılama profilinin kontrol edilmesini sağlar. Nitrit tabakaların büyütülmesi için yüksek sıcaklıklar gereklidir. Nitritlerin büyütülmesindeki en önemli sorun, yeterince yüksek oranda aktif nitrojeni sağlamaktır. Mevcut teknik ve teknolojik zorluklara rağmen MBE ve MOCVD tekniği ile son derece başarılı büyütme gerçekleştirebilir ve elektronik ve optoelektronik aygıtların üretimleri yapılmaktadır. MBE tekniğiyle yapılan büyütmede, büyütme oranı düşüktür (0.1-5.0 µm/saat). MBE tekniği düşük sıcaklıklarda da büyütme izin verir (500-600 °C) ve bu özellik de daha yüksek performanslı cihazların yapımı için önemlidir. Bu yöntemle büyütülen nitritlerdeki n-tipi arka plan (background) taşıyıcı konsantrasyonu düşürülebilmektedir. Bu tekniğin diğer avantajı ise hidrojensiz atmosfer altında büyütme yapıldığı için hiç bir özel işleme gerek duyulmaması ve atomik boyutta yüzey yapısında inceleme yapılabilmesidir. MOCVD tekniği yüksek büyütme hızına sahiptir ve bu yönüyle MBE tekniğinden daha avantajlıdır. MOCVD ile büyütme oranı, MBE tekniği ile elde edilen büyütme oranından yaklaşık 10 kat daha büyüktür. En başarılı büyütme tekniklerinden biri olan CVD tekniğinde ise organik kimyasallar kullanılmaktadır. Bu teknik yüksek büyütme hızına ve büyütme oranına sahiptir. Bununla birlikte bu teknikle büyütülen nitritlerdeki n-tipi arka plan (background) taşıyıcı konsantrasyonu diğer büyütme tekniklerine göre daha yüksektir. MOVPE ile büyütülen yarıiletkenler için de benzer durumlar söz konusudur.

2.1 Numunenin Yapısı

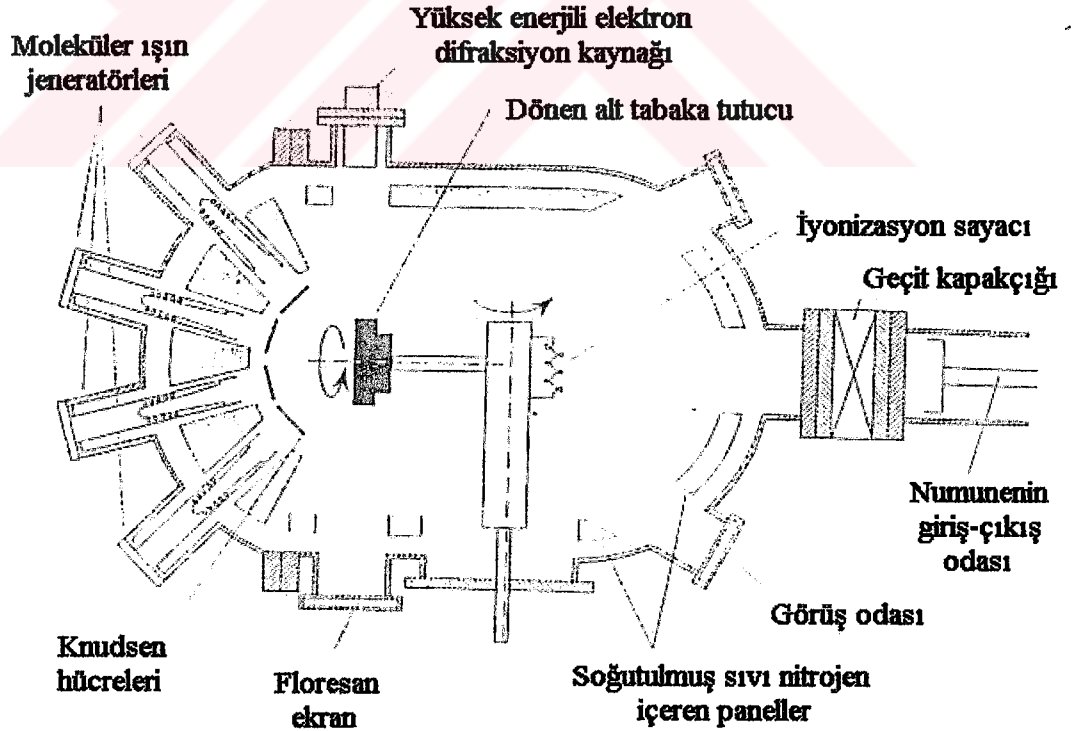
Bu çalışmada incelenen numune, safir alt tabakalar üzerine tungsten buharlaştırarak MBE tekniği ile büyütülmüştür [16]. Hall ölçümleri, Van der Pauw geometrisine sahip numuneler kullanılarak yapılmıştır. Akım – voltaj ölçümleri için uzunluğu 2.5 mm ve genişliği 2 mm olan basit çubuk numune kullanılmıştır. Al konsantrasyonu % 30, Ga konsantrasyonu % 70'dir. Aşağıda kısaca numunenin MBE tekniği ile elde edilmesinden bahsedilmiştir. MBE büyütme tekniğinin üç tane UHV odası vardır. Bu UHV odaları, ultra yüksek büyütme koşulları ve yüksek numune kalitesi sağlamak amacıyla birbirlerinden ayrılmışlardır. Her bir UHV odası bir dizi pompa ile birbirinden ayrılmış çelik yapılarıdır.

- (i) Birinci oda, diğer iki odadaki UHV koşullarındaki bozuklukları minimuma indirmek için $p = 10^{-6}$ Torr basınçlarında çalışan giriş-çıkış odasıdır.
- (ii) İkinci oda, alt tabakanın hazırlanması için $p = 10^{-10}$ Torr basınç değerinden düşük bir basınç değerinde çalışan tampon odasıdır.
- (iii) Üçüncü oda MBE büyütme sisteminin en önemli kısmı olan büyütme odasıdır. Epitaksiyel olarak büyütmeye uygun bütün elementler oldukça temiz olan ($p < 5 \times 10^{-11}$ Torr) bu odaya yerleştirilir. Kaynaklar ve büyütmenin yapıldığı alan soğutulmuş sıvı nitrojen içeren panellerle çevrilmiştir. Bu panellerin kullanılmasındaki amaç atomların dışarı sızmalarını engellemek ve elementlerin yapısında bulunan safsızlıkları en aza indirmektir.

Işın jeneratörleri, uniform bileşim ve katkılama profili sağlamak amacıyla alt tabaka çevresindeki uzaklıklara belirli açılarla yerleştirilmişlerdir. Aynı zamanda ısınan alt tabaka bu şartları sağlamak için döndürülür. Termal olarak çalışan Knudsen hücreleri ya da püskürtme fırınları genellikle uniform ve uygun şiddetteki ultra yüksek saflığa sahip moleküler veya atomik ışınların kararlı akısını elde etmek için kullanılırlar. Genellikle Tantalyum elementi ısıtıcı element olarak kullanılır. Kaynak yükler ile hücrelerin yapıldığı malzeme arasındaki reaksiyondan

kaynaklanan safsızlıkları en aza indirmek için PBN (polychrome boron nitride) maddesi yalıtkan olarak kullanılır.

GaN/AlGaN heteroeklemlı yapıların büyütülmeleri sırasında özellikle alt tabaka uyumsuzluklarından ileri gelen çizgi dislokasyonlarını azaltmak için safir ile yarıiletken arasına tampon tabakalar yerleştirilir. Bu tampon tabakaların amacı, safir ile olan örgü uyumsuzluğunu azaltmak ve aktif bölgenin düzgün ve uniform bir yüzey üzerine daha atomik seviyede büyütülmesini sağlamaktır. Ayrıca bu tabakalar örgü farklılığından kaynaklanan kusurların ve dislokasyonların aktif bölgeye uzanmasını azaltmak görevini de üstlenmiştir. Bizim kullandığımız numunede tampon tabaka olmadığı için dislokasyonların etkisi açıkça görülecektir. Karşılaşılan diğer zorluklar ise büyük arka plan (background) n- tipi taşıyıcı yoğunluğu, p- tipi katkılama zorlukları ve büyütme tekniklerinden kaynaklanan zorluklardır. Büyütme sırasında karşılaşılan bu zorluklar kristal büyütme tekniklerinin günden güne geliştirilmesiyle en aza çekilmeye çalışılmaktadır.



Şekil 2.1 MBE büyütme tekniğinin kontrol birimleri ile şematik gösterimi.

2.2 Mikrofabrikasyon

Numune üzerinde elektriksel ve optiksel ölçümleri yapabilmek için bir takım kimyasal ve optiksel işlemlerden geçirilerek istenilen boyut ve şekillerde büyütülen numuneler aşağıdakine benzer mikrofabrikasyon işlemlerine tabi tutulurlar [6].

İlk olarak numune ters çevrilerek milimetrik kağıt üzerine yerleştirilir. Milimetrik kağıt yardımıyla istenilen boyutlarda kesim yapmak için numune üzerine işaretler konulur. Daha sonra numune işaretli yerlerden elmas kesici ile kesilir. Daha sonraki işlemlerde numunelerin karışmasını önlemek için numunelerin arkası kodlanır. Hall ölçümleri için hazırlanan numunenin boyutları $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ 'lik bir karedir.

Kesme işleminden sonra numuneler bir beher içerisine konulur. Beher içine bir miktar aseton ilave edildikten sonra beher ultrasonic banyo içerisine konularak 3-5 dakika bekletilir. Daha sonra beher içindeki aseton dökülerek beher içine metanol ilave edilir. Numuneler 3-5 dakika süre ile metanol içinde bekletilir. Bu iki kimyasalı kullanmamızdaki amaç numune üzerindeki kimyasal kirlenmeleri ortadan kaldırarak daha sonraki fabrikasyon işlemleri için çok temiz bir yüzey hazırlamaktır. Asetonun akıcılığı az olduğundan numune üzerindeki kirlenme tam olarak temizlenmeyip numunenin belli kısımlarında birikebilir. Metanol ise asetona göre daha akıcı olduğundan yüzeyde oluşan birikimleri daha etkili biçimde numune yüzeyinden uzaklaştırır. Kimyasal temizleme işlemlerinden sonraki aşamada 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. 3/1 oranındaki karışım, numune üzerinde oluşan oksitlenmeleri ortadan kaldırmak için kullanılır. Daha sonra sıcak olan numuneler soğumaya bırakılır ve tekrar iyonize olmuş su ile yıkandıktan sonra nitrojen gazı ile kurutulur. Son adım olarak numuneler 90°C'de 10 dakika tavlansak kurutma işlemi tamamlanıp fabrikasyon işlemlerine hazır duruma getirilmiş olur.

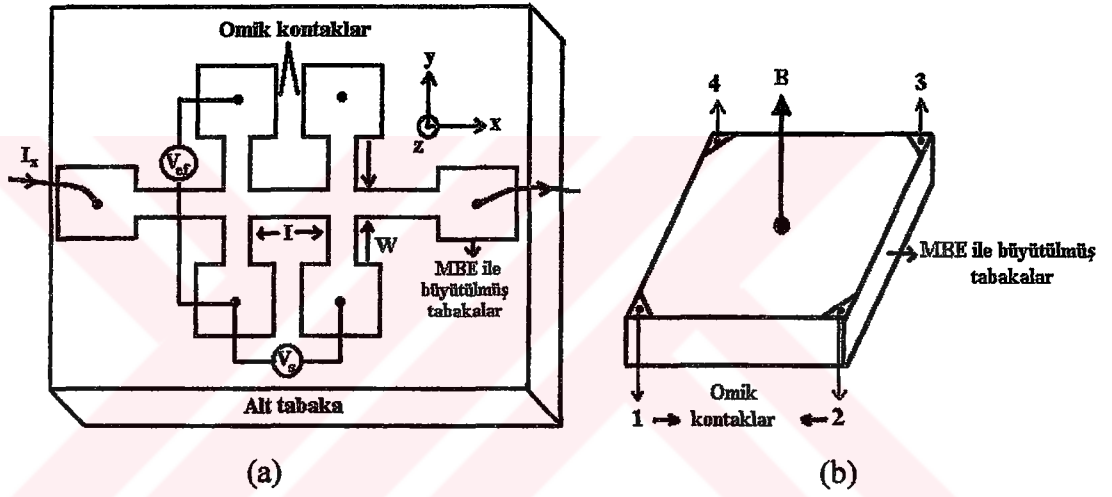
Kimyasal temizleme aşamalarından sonra numuneler spin-coating cihazının üzerine yerleştirilir. Numune üzerine bir damla fotoresist (AZ-1512) damlatılarak cihaz 30 saniye süre ile 5000 rpm'de döndürülür. Bu işlem ile fotoresistin numune üzerine homojen şekilde dağılması sağlanır. Numuneler yaklaşık 1 mikron kalınlığında fotoresist ile homojen olarak kaplatıldıktan sonra tekrar 90°C'de 10 dakika tavllanır. Tavlama işlemi fotoresistin numune üzerine daha iyi yapışmasını arttırmaktadır. Sonra numuneler biraz soğumaya bırakılır. Van der Pauw geometrisine sahip numunelere kontak yapmak için Karlsuss MJB 3 Mask aligner cihazı kullanılır. Bu cihazı kullanarak fotoresistle kaplı numunenin kontak yapılacak bölgeleri tanımlanır. Bu cihazın ilgili bölümüne numune yerleştirildikten sonra üzerine istenilen geometriye sahip ışık maskesi yerleştirilir. Maskenin üzeri ve dolayısıyla numune UV ışığa maruz bırakılarak numunenin maskenin şeklini alması sağlanır. UV ışık gönderilmesindeki amaç, maskenin UV ışığa duyarlı fotoresistin yapısını bozarak maskenin sahip olduğu geometrik yapıyı numuneler üzerine aktarmaktır. Numuneler mask aligner cihazından alındıktan sonra 1 dakika süre ile developer (SHIPLY MF CD 26 kodlu tetrametil amonyum hidroksit) içinde bekletilir. Numuneler iyonize su ile durulandıktan sonra 90°C'de 5 dakika tavlama soğumaya bırakılır. Böylece bir sonraki aşamada metal buharlaştırma tekniği ile numune üzerindeki kontak bölgeleri ortaya çıkarılır.

Kontak noktalarına metal buharlaştırmak için numuneler buharlaşma odası içine yerleştirilir. Bu çalışmada incelenen numuneler üzerine iyi bir omik kontak yapmak için kullanılan metallerin kalınlıkları Ti / Al / Ti / Au gibi ayarlanarak buharlaştırma işlemleri sıra ile gerçekleştirilir. Daha sonra istenilmeyen fazla metal aseton kullanılarak yüzeyden uzaklaştırılır. Buharlaştırılan metallerin bütün tabakalar boyunca difüz etmesi ve iyi bir omik kontak elde etmek amacıyla numuneler 90°C'de 10 dakika süre ile tavllanır. Bu şekilde numuneler Hall ölçümü yapmaya hazır hale getirilmiş olur.

2.3 Hall Etkisi Deneyi

Hall etkisi ölçümü yarıiletkenlerin incelenmesinde kullanılan yaygın tekniklerden biridir. Bu önemli teknik yarıiletken materyallerin taşıyıcı

konsantrasyonunu, yarıiletken tipini ve taşıyıcı mobilitasını belirler. Alınan bu ölçümler aynı zamanda safsızlıklar, kusurlar, saçılma mekanizmaları gibi mobilitayı etkileyen faktörler hakkında da bilgi verir. Elde edilen bu bilgiler yüksek kaliteli tabakalar hazırlanmasında, elektronik cihazlarda kullanılan büyütme parametrelerinin gelişiminde ve optimizasyonunda önemlidir. Ölçümler, 3.8 K ve 300 K arasındaki sıcaklıklarda aydınlıkta (ve/veya karanlıkta) ve 3 T'lık manyetik alan değerine ulaşabilen elektromagnet ile gerçekleştirilmiştir [16]. Şekil 2.2'de Hall ölçümlerinde kullanılan iki farklı materyal konfigürasyonu görülmektedir: Bunlar basit Hall çubuk geometrisi ve Van der Pauw geometrisidir.



Şekil 2.2 Hall ölçümleri için kullanılan (a) Hall çubuk geometrisi ve (b) Van der Pauw geometrisi.

Şekil 2.2.(a)'da görüldüğü gibi basit Hall çubuğunda x-ekseni boyunca sabit bir akım, I_x , uygulanır. Bu sabit akım $1 \mu A$ gibi küçük bir değere sahiptir. Bunun nedeni omik koşulları sağlamak ve bundan dolayı taşıyıcıların ısınmasını önlemektir. Uniform (düzgün) bir manyetik alan (B_z), z doğrultusu boyunca numune yüzeyine dik olarak uygulanır. Numune içinde hareket eden yük taşıyıcıları Lorentz kuvveti tarafından yollarından saptırılırlar. Bunun sonucu olarak y-ekseni boyunca Hall alanı adı verilen enine bir elektrik alan oluşur. Hall alanı y doğrultusu boyunca yüklerin yer değiştirmesi nedeniyle meydana gelmektedir. Kararlı durumda y-ekseni boyunca akım geçişinin olmadığı durumda Lorentz kuvveti Hall kuvveti ile dengeye gelir. Deneysel koşullardaki asimetrik ve uniform olmayan bir durum olması ihtimaline

karşı tüm kollar ve akım doğrultuları için tekrarlanır. Taşıyıcı yoğunluğunun ve Hall mobilitesinin sonuçları bundan dolayı farklı kontak ve akım doğrultuları üzerinden ortalama olarak alınır. Şekil 2.2.(b)'de [16] numaralı referanslı makalede kullanılan numunenin geometrisi görülmektedir. Bu geometri Van der Pauw geometrisidir ve bu geometrinin mikrofabrikasyonu Hall çubuk geometrisine göre daha kolaydır. Omik kontaktları sağlamak amacıyla indiyum buharlaştırılmış daha sonra numune üzerinde yavaşça soğutularak numune dayanıklı hale getirilmiştir. Kontaklar numunenin kenarlarında olmalı ve numunenin çok küçük bir yüzeyini kaplamalıdır. 1 μA değerindeki sabit akım dört kontakta ikisi boyunca uygulanır. Şekil 2.2.(b)'de 1. ile 3. kontaklar arasında akım uygulanmıştır. Voltaj ise 2. ve 4. kontaklar arasından alınır.

Van der Pauw geometrisi için taşıyıcı konsantrasyonu ve Hall mobilitesi

$$n_s = \frac{BI_{13}}{eV_{24}} \quad (2.3.1)$$

ve

$$\mu_H = \frac{4 \ln 2}{\pi B \left(\frac{V_{34}}{I_{12}} + \frac{V_{23}}{I_{41}} \right)} \frac{V_{24}}{I_{13}} \quad (2.3.2)$$

denklemlerinden elde edilirler. Burada $\frac{V_{34}}{I_{12}}$ ve $\frac{V_{41}}{I_{23}}$ sıfır manyetik alan ($B = 0$)

altında ölçülür.

3. TAŞIMA ÖZELLİKLERİ VE SAÇILMA MEKANİZMALARI

3.1 Mobilite ve Taşıyıcı Yoğunluğu

Metaller, yalıtkanlar ve yarıiletkenler arasındaki farklılıklar enerji bant aralıkları göz önüne alınarak açıklanabilir. Metallerde yük taşıyıcıları yalnızca elektronlardır. Metallerin valans bandıyla iletkenlik bandı çakışmış haldedir. Yani enerji bant aralığı sıfırdır. Dolayısıyla valans bandındaki elektronlar aynı zamanda iletkenlik bandında kabul edilirler. Metallerde sıcaklık artınca direnç artar dolayısıyla iletkenlik ve mobilite azalır. Bunun başlıca nedeni elektronların birbirleriyle, fononlarla veya kusurlarla daha çok sayıda çarpışma yaparak hareketlerinin engellenmesidir. Fakat enerji bantlarının çakışık olması nedeniyle enerji bant aralığının sıfır olmasından dolayı sıcaklığın artırılması veya azaltılması durumunda elektron konsantrasyonu değişmez. Yalıtkanlarda ise enerji bant aralığı o kadar büyüktür ki iletkenlik bandında hiç bir serbest elektron bulunmamaktadır. Bunun sonucu olarak da iletim sağlanamamaktadır.

Yarıiletken materyallerde ise yük taşıyıcıları hem elektronlar hem de boşluklardır. Sıcaklık 0 K iken elektronların termal enerjileri ($kT = 0$) sıfır olduğundan bütün elektronlar valans bandında bulunurlar. Bu durumda iletim bandındaki elektron yoğunluğu dolayısıyla iletkenlik sıfır olur ve yarıiletkenler 0 K'de yalıtkan gibi davranırlar. Fakat sıfırdan farklı herhangi bir T sıcaklığında bir miktar elektron iletim bandına geçer. Valans bandında ise boşluklar bırakırlar. İletkenliğe de hem iletim bandındaki elektronlar hem de valans bandındaki boşluklar katkı yapar. Sonuç olarak metallerin aksine yarıiletkenlerde sıcaklık artışı direnci azaltır ve iletkenliği artırır.

Saf yarıiletkenler iletim bantlarında çok az sayıda serbest elektron bulundurduklarından dolayı ısıyı ve elektriği çok iyi iletmezler. Bu durum bir yarıiletkenin öz direncinin metalin öz direncine göre çok büyük olduğu anlamına gelir. Saf yarıiletken materyallere yabancı atomlar eklemek suretiyle bu materyallerin öz dirençleri çok büyük oranda azaltılabilir ve dolayısıyla iletkenlikleri artırılabilir. Bu işleme *katkılama* veya *aşılama* denir. Bu yöntem ile yarıiletkenlerin akım

taşıyıcılarının sayıları artırılarak iletkenlik artırılmış olur. Katkılanan maddenin oranına göre yarıiletken içindeki elektron ve boşluk sayısı istenilen miktarda ayarlanabilmektedir. O halde yarıiletkenleri metallere ayıran önemli özelliklerden biri içerisindeki yük yoğunluğunun kısmen de olsa kontrol edilebilir olmasıdır. İki tip katkılanmış yarıiletken mevcuttur:

n-tipi yarıiletken : Saf silisyumun veya germanyumun iletim bandında bulunan elektronlarının sayısını arttırmak için beş valans elektronlu bir katkı atomu eklemek gerekir. Beş valans elektronuna sahip atomlar As, P, Sn gibi son yörüngelerinde beş elektron bulunduran atomlardır. Bu atomlara *verici (donor) atomlar* denir. Bu şekilde katkılanmış yarıiletkenlere akım taşıyıcılarının çoğunun elektronlar olması sebebiyle n-tipi (taşıyıcı yük negatif) yarıiletkenler denir. n-tipi yarıiletkenlerde elektronlara çoğunluk taşıyıcıları, boşluklara azınlık taşıyıcıları denir.

p-tipi yarıiletken : Saf silisyum veya germanyumda valans bandındaki boşlukların sayısını arttırmak için üç valans elektronlu bir katkı atomu eklemek gerekir. Üç valans elektronuna sahip atomlar Al, B, Ga gibi son yörüngelerinde üç elektron bulunduran atomlardır. Bu atomlara *alıcı (akseptör) atomlar* denir. Bu şekilde katkılanmış yarıiletkenlere akım taşıyıcılarının çoğunun boşluklar olması sebebiyle p-tipi (taşıyıcı yük pozitif) yarıiletkenler denir. p-tipi yarıiletkenlerde boşluklara çoğunluk taşıyıcıları, elektronlara azınlık taşıyıcıları denir.

Yarıiletkenlerde yük taşınımı hem elektronlar hem de boşluklar vasıtasıyla meydana gelmektedir. Katkılama yapılarak yarıiletken içerisinde oluşturulan akımın elektron veya boşluklardan sadece birinden meydana gelmesi sağlanabilir. Gerçekte her iki tip yük taşıyıcısının oluşturduğu akım vardır. Fakat biri diğerine göre daha etkindir. Yarıiletkenler içinde meydana gelen iki tip akım vardır: *sürüklenme (drift) ve difüzyon akımı*.

Yarıiletken bir elektrik alan içine konulduğu zaman tüm serbest elektronlar ortalama hızlarının üzerine ek olarak elektrik alandan dolayı bir hız kazanırlar. Bu hıza *sürüklenme (drift) hızı* denir. Elektron, elektrik alan uygulandığı zaman

herhangi bir doğrultuda \vec{v}_{ort} hızı ile yol almaktadır. Elektrik alana ters yönde kazandığı $\vec{v}_{sür}$ hızı, bu ortalama hız üzerine vektörel olarak ilave edilir. \vec{v}_{ort} hızı ile yön seçimsiz yüksek hızla hareket eden elektron belli bir zaman sonra ya bir elektrona ya da (+) iyon merkezli bir atoma çarpmamak için yolunu değiştirir. Yeni yolunda tekrar belli bir zaman süresince gider ve yine belli bir zaman sonra çarpışmamak için yol değiştirir. Fakat bu arada sürüklenme hızı hep aynı yönlü olduğundan alana ters yöndeki disiplinli hareketinden dolayı yol alır. Elektrik alana ters yöndeki bu sürekli hareket sürüklenme akımını meydana getirir. Bu işlem boşluklar için de hareket yönü elektrik alan yönünde olacak şekilde aynen geçerlidir.

Difüzyon akımı ise yarıiletken kristal içerisindeki yük yoğunluğunun konuma göre değişmesinden yeni bir yük yoğunluğu gradientinin oluşmasından meydana gelir. Bu durumda taşıyıcı yükler çok yoğun ortamdan az yoğun ortama doğru hareket ederler. Bu hareketin sonucunda bir akım meydana gelir. Bu akıma *difüzyon akımı* denir. Eğer yük taşıyıcılarının yoğunluğu her yerde aynı ise difüzyon akımı sıfırdır.

Sürüklenme ve difüzyon akımlarının yanısıra diğer temel işlemler *yaratılma (generation)* ve *yeniden birleşmedir (recombination)*. Yaratılma, yarıiletken bir sistemde valans bandındaki elektronların ısı veya foton yoluyla uyarılıp yasak bandı aşarak bir elektron-boşluk çifti meydana getirmesidir. Tekrar birleşme ise iletkenlik bandındaki elektronun ısı açığa çıkartarak veya sistemde fonon oluşturacak şekilde valans bandındaki boşlukla birleşerek yok olmasıdır.

Bir elektron mükemmel derecede periyodik bir kristal içinde bölgenin sonunda yaşadığı Bragg yansıması haricinde sınırsız bir biçimde dolaşabilir. Gerçek kristallerde ise safsızlıklar, kusurlar, kristalin üniform olup olmaması ve yük taşıyıcılarının saçılma mekanizmalarına maruz kalması gibi olaylardan dolayı durum farklıdır. Kristal kusurları periyodik potansiyelde bölgesel değişmelere neden olur ve bir elektrik alan oluşturur. Bir elektron kusurun bulunduğu konumun yakınından geçerken bu alanla etkileşir ve bu etkileşme elektronun hareketinin yönünü değiştirir. Böylece elektron kusurlar tarafından saçılmış olur. Her bir saçılma olayında elektron

kusurlarla etkileşmeye girer ve her bir etkileşme elektronun momentumunda bir değişme meydana getirir. Çeşitli saçılma mekanizmalarının karakteristiğini belirleyen parametre durulma zamanıdır ve τ ile gösterilir. *Durulma zamanı*, elektronun yarıiletken kristal içerisinde hareket ederken momentumundaki değişme hızını belirler.

Taşıyıcı mobilitesi ve konsantrasyonu taşıma özelliklerini belirlemede temel iki parametredir. Mobilite, elektronun birim elektrik alandaki sürüklenme hızıdır. Elektronların ve boşlukların sürüklenme hızları farklı yönlerde olmasına rağmen mobilite daima pozitif olarak tanımlanır.

$$\mu = \frac{\left| \vec{v}_{sür} \right|}{\left| \vec{E} \right|} \quad (3.1.1)$$

Burada $\vec{v}_{sür}$ elektronların ve boşlukların sürüklenme hızı, \vec{E} kristale uygulanan elektrik alanı göstermektedir. Yarıiletkenlerde elektriksel iletkenliğe katkı hem elektronlardan hem de boşluklardan gelir. Elektriksel iletkenliğin mobilite cinsinden değeri

$$\sigma = e^2 (n_e \mu_e + n_b \mu_b) \quad (3.1.2)$$

eşitliği ile verilir. Burada n_e elektronların yoğunluğunu, μ_e elektronların mobilitelerini, n_b boşlukların yoğunluğunu, μ_b boşlukların mobilitelerini ve e taşıyıcıların yükünü göstermektedir.

Durulma zamanı ve mobilite arasındaki bağıntı ise q taşıyıcı yükü olmak üzere

$$\mu = \frac{q \langle \tau \rangle}{m^*} \quad (3.1.3)$$

eşitliği ile verilir. Burada m^* elektronun etkin kütlesini göstermektedir. $\langle \tau \rangle$ elektronların enerji dağılımı üzerinden alınan ortalama durulma zamanıdır. Durulma

zamanı sıcaklıkla ters orantılıdır. Yani sıcaklık arttıkça elektronlar arasındaki çarpışmalar artar ve durulma zamanı kısalır. Dolayısıyla mobilite değeri de sıcaklıkla azalmaktadır. Yarıiletken içindeki taşıyıcı yoğunluğu ve elektriksel iletkenlik ise mobilitenin aksine sıcaklık artışı ile yükselmektedir.

Eğer elektronların hareketleri çeşitli saçılma mekanizmaları tarafından etkileniyorsa ve bu saçılma mekanizmaları birbirinden bağımsız ise toplam durulma zamanının tersi, her bir karakteristik durulma zamanlarının terslerinin toplamı olarak ifade edilen Matthiessen's kuralı ile elde edilir.

$$\frac{1}{\tau_T} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (3.1.4)$$

Burada i her bir saçılma mekanizmasını göstermektedir. Bundan sonraki alt bölümde AlGaIn/GaN heteroeklemlili yapıda oluşan 2 boyutlu elektron gazının taşıma özelliklerinden olan Hall mobilitesine başlıca saçılma mekanizmalarının etkileri incelenecek ve Hall mobilitesinin sıcaklık, taşıyıcı yoğunluğu gibi parametrelere olan bağılılığı hakkında değerlendirmeler yapılacaktır.

3.2 Saçılma Mekanizmaları

AlGaIn/GaN heteroeklemlili yapının ara yüzeyindeki piezoelektrik ve doğal polarizasyondaki değişmelerin meydana getirdiği iki boyutlu elektron gazının düşük alan mobilitesi farklı saçılma mekanizmaları tarafından sınırlandırılır. Hesaplamalarda göz önüne alınan saçılma mekanizmaları; uzaklaştırılmış vericiler nedeniyle iyonize olmuş safsızlık saçılması, arka plan safsızlıklar nedeniyle iyonize olmuş safsızlık saçılması, akustik deformasyon potansiyel saçılması, piezoelektrik saçılması, polar optiksel fonon saçılması ve dislokasyon saçılmasıdır. Bu saçılma mekanizmaları hakkında bilgi ve kullanılan analitik ifadeler aşağıda kısaca özetlenmiştir ve hesaplamalarda kullanılan GaN materyalinin parametreleri Tablo 3.1'de verilmiştir.

Tablo 3.1 Hesaplamalarda kullanılan GaN materyalinin parametreleri

Elektronun etkin kütlesi (m_0)	$m^* = 0.22$
Elektron dalga vektörü (m^{-1})	$k = 7.3 \times 10^8$
2 boyutlu Thomas-Fermi dalga vektörü (m^{-1})	$q_{TF} = 8.68 \times 10^8$
Boyuna optiksel fonon enerjisi (meV)	$\hbar\omega = 92$
Kuantum kuyusunun genişliği (Å)	$L = 79$
Boyuna akustik fonon hızı ($m^2 V^{-1} s^{-1}$)	$v_l = 6.56 \times 10^3$
Enine akustik fonon hızı ($m^2 V^{-1} s^{-1}$)	$v_t = 2.68 \times 10^3$
Kristalin yoğunluğu ($kg m^{-3}$)	$\rho = 6.15 \times 10^3$
Deformasyon potansiyeli (eV)	$E_D = 8.3$
Verici yoğunluğu (m^{-3})	$N_d = 1 \times 10^{23}$
2 boyutlu elektron gazının yoğunluğu (m^{-2})	$n_s = 1 \times 10^{17}$
Çizgisel yük yoğunluğu ($C m^{-1}$)	$\rho_L = 3.085 \times 10^{-10}$
Elektromekaniksel çiftlenim sabiti	$K^2 = 0.039$
Yüksek frekans dielektrik sabiti (ϵ_0)	$\epsilon_\infty = 5.35$
Statik dielektrik sabiti (ϵ_0)	$\epsilon_s = 8.9$

3.2.1 İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

3.2.1.1 Uzaklaştırılmış Vericiler (Donor) Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

Serbest yük taşıyıcılarının safsızlık atomları tarafından saçılması düşük sıcaklıklarda mobilitiyi sınırlandıran baskın saçılma mekanizmalarından biridir. Şekil 3.1'de görüldüğü gibi kusurlar veya katkılanan safsızlıklar tarafından oluşturulan yüklü merkezlerin uzun mesafeli Coulomb potansiyelinin serbest taşıyıcıları saptırması ile meydana gelir. Zq yüküne sahip bir iyon için mükemmel kristal potansiyelindeki pertürbasyonun ölçüsü olan Coulomb enerjisi

$$\Delta U(\vec{r}) = \frac{\pm Zq^2}{4\pi\epsilon_s r} \quad (3.2.1.1.1)$$

denklemleri ile verilir. Burada ϵ_s kristalin statik dielektrik sabiti, \vec{r} ise iyon ve yük taşıyıcısı arasındaki mesafedir. Safsızlık saçılması tamamen elastik bir saçılma mekanizması olarak alınabilir. Yani taşıyıcıların enerjisi korunur ve yalnızca momentumunun doğrultusu değişir. Bu saçılma mekanizması tarafından sınırlanan mobilite değeri [17]

$$\mu_{RI} = \frac{64\pi\hbar^3 \epsilon_s S_0^2 (2\pi n_s)^{3/2}}{e^3 m^*} \left[\frac{1}{(L)^2} - \frac{1}{(d+L)^2} \right]^{-1} \quad (3.2.1.1.2)$$

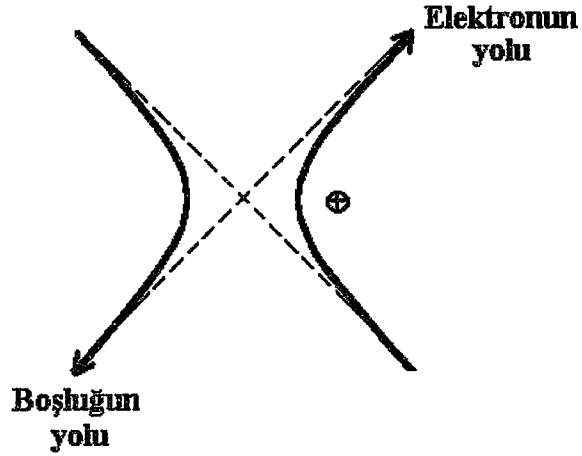
olarak verilir. Burada \hbar indirgenmiş Planck sabiti, n_s 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğu, L kuantum kuyusunun genişliği, d boşalma tabakasının genişliğidir. S_0 , perdeleme sabiti olup n_s 'nin fonksiyonudur. T_L örgü sıcaklığı olmak üzere dejenere olmayan durumda;

$$S_0 = \frac{e^2 n_s}{2\epsilon k T_L} \quad (3.2.1.1.3)$$

ve dejenere durumda;

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi\epsilon_s \hbar^2} \quad (3.2.1.1.4)$$

eşitlikleri ile verilir. Bileşen atomların atomik ve iyonik polarizasyonu tarafından Coulomb potansiyelinin perdelenmesi, materyalin statik geçirgenliği, ϵ_s , kullanılarak ifade edilir. Coulomb potansiyelinin uzun menzilli doğasından dolayı diğer serbest taşıyıcılar ve iyonize safsızlıklar tarafından Coulomb potansiyelinin perdelenmesi de göz önüne alınmalıdır. Safsızlık saçılmasının düşük sıcaklıklarda baskın saçılma mekanizması olmasından dolayı dejenere durumda perdeleme sabiti dikkate alınmış mobilite değeri sıcaklıktan bağımsız olarak hesaplanmıştır. $d = n_s / N_d$ olarak verilir. N_d , donör (verici) yoğunluğudur.



Şekil 3.1 İyonize safsızlık saçılmasında elektronların ve boşlukların yörüngeleri.

3.2.1.2 Arka Plan (Background) Safsızlıklar Nedeni ile İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

GaN ve AlGaN katkılanmasalar bile ideal olmayan büyütme şartlarından kaynaklanan arka plan safsızlıklar içerirler. Bu arka plan safsızlıkların, başlıca nitrojen boşlukları olarak düşünülen doğal kusurlardan meydana geldiği sanılmaktaydı. Daha detaylı araştırmalar göstermiştir ki nitrojen safsızlıklarından daha çok oksijen safsızlıkları arka plan safsızlıkların kaynağını oluşturmaktadır [18]. Modülasyon katkılı yapılarda ise katkılanmamış bariyer tabakanın genişliğinin artması ile uzaklaştırılmış safsızlıkların etkinliği azalır ve arka plan safsızlık saçılması baskın saçılma mekanizması haline gelir. Uzaklaştırılmış ve arka plan safsızlık saçılması için momentum durulma oranları, aynı enerji bağımlılığına dolayısıyla aynı taşıyıcı yoğunluğu bağımlılığına sahip olduğundan dolayı artan tampon tabaka kalınlığı ile taşıyıcı yoğunluğundaki azalma, arka plan safsızlıkların sınırladığı mobilitedeki azalmaya karşılık gelir. Arka plan safsızlıkların sınırladığı mobilite değeri [17]

$$\mu_{BI} = \frac{8\pi\hbar^3 \varepsilon^2 q_{TF}^2 I_B(\beta)}{e^3 m^* N_{BI}} \quad (3.2.1.2.1)$$

olarak verilir. Burada N_{BI} arka plan safsızlıklar nedeniyle potansiyel kuyusundaki iki boyutlu safsızlık yoğunluğu ve θ saçılma açısıdır. $I_B(\beta)$ ise 2 boyutlu elektron gazının yoğunluğu n_s 'ye bağlı bir integraldir.

$$I_B(\beta) = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta d\theta}{(\sin \theta + \beta)^2} \quad (3.2.1.2.2)$$

Burada

$$\beta = S_0 / 2k_F \quad (3.2.1.2.3)$$

dir. Burada k_F , Fermi dalga vektörü olup $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ olarak verilir.

3.2.2 Akustik Fonon Saçılması

Düşük sıcaklıklardan ara sıcaklıklara gelindiğinde mobilite, akustik fonon saçılması tarafından sınırlandırılır. Akustik fononlar, yük taşıyıcıları ile hem deformasyon potansiyeli üzerinden hem de piezoelektrik etki yoluyla elektrostatik olarak etkileşirler. Bu iki fonon saçılması 90° 'lik faz farkı ile birbirinden bağımsız olarak gerçekleşmektedir.

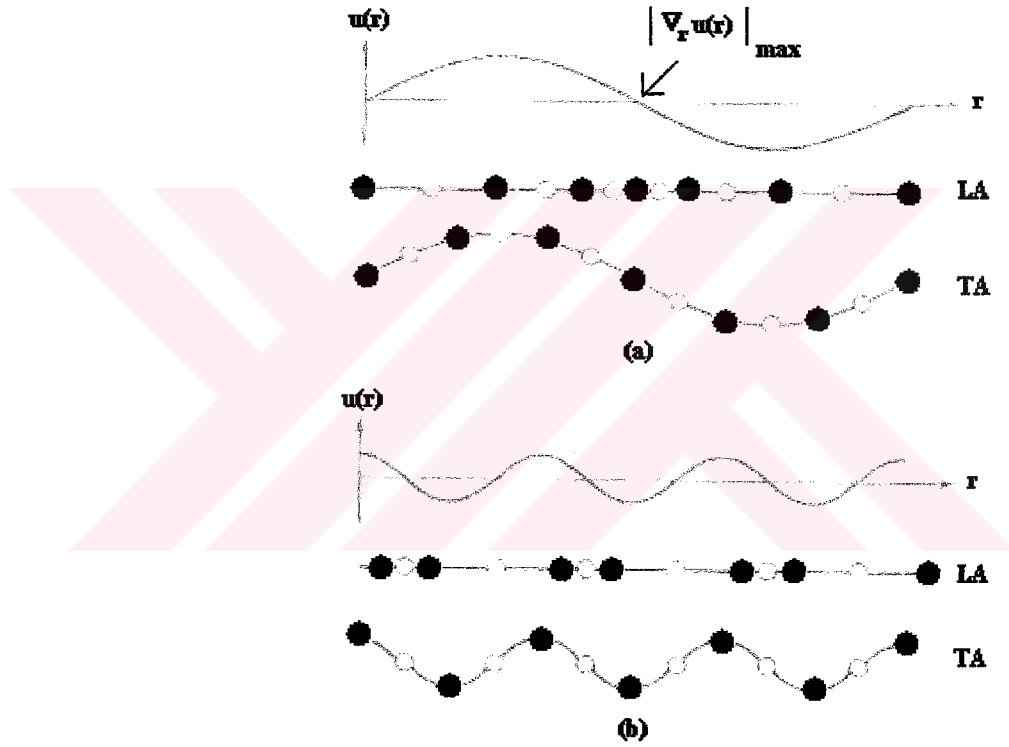
3.2.2.1 Akustik Deformasyon Potansiyel Saçılması

Fononlar kristal örgüsünde yerel deformasyona yol açarlar ve dolayısıyla yerel bant yapısını değiştirirler. Bu deformasyon iletkenlik elektronları tarafından algılanır. Bu iletim elektronları ile fononlar arasındaki etkileşmelerin önemli etkileri genel olarak şöyle sıralanabilir:

- Elektronlar bir \vec{k} durumundan diğer bir \vec{k}' durumuna saçılır ve elektrik özdirenci oluşur.
- Saçılma olayında fononlar soğurulabilir ve ultra ses dalgalarının sönümlü olmasına yol açar.
- Elektron bir kristal deformasyonunu birlikte taşır ve dolayısıyla etkin kütlesi artar.

- Bir elektronun oluşturduğu kristal deformasyonu ikinci bir elektronu etkiler. Böylece süper iletkenlik teorisindeki elektron-elektron etkileşmesine yol açar.

Enerji bant aralığının örgü sabiti ile değişiminin sıkı bağlanma modelinden görülmektedir ki boyuna akustik fononlar, iletim ve valans bandının kenarlarının, ϵ_c ve ϵ_v , değişmesine neden olacaktır. Konum ve zamandaki bu değişim, kristal potansiyelinin periyodikliğini bozar ve elektron ile boşlukların deformasyon potansiyel saçılması adını verdiğimiz saçılmayı meydana getirir.



Şekil 3.2 Brillouin bölgesinin (a) merkezinde ve (b) kenarında olmak üzere LA (boyuna akustik fonon) ve TA (enine akustik fonon) için atomların yer değiştirmesi. Daha hafif kütleli atomlar açık yuvarlaklar ile gösterilmiştir. Brillouin bölgesinin kenarındaki akustik fononlar için yalnızca daha ağır kütleli atomlar yer değiştirir.

Uzun dalga boyulu akustik fononlar için materyali elastik olarak almak uygun olacaktır. Şekil 3.2'den görüldüğü gibi boyuna akustik fononlar tarafından meydana

getirilen birim hücrenin maksimum genişlemesi ve büzüşmesi, yer değiştirme vektörünün diverjansının (yer değiştirme genliğinin gradiyentinin) veya gerilmenin maksimum olduğu bölgelerde meydana gelir. Bundan dolayı deformasyon potansiyel saçılması için saçılma potansiyeli, gerilme ile orantılı olmalıdır. \vec{q}_s dalga vektörü ve ω_s frekansına sahip akustik fononun meydana getirdiği yer değiştirme,

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{a} u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.1.1)$$

denklemleri ile verilir. Burada

$$u(\vec{r}, t) = u \exp [i(\vec{q}_s \cdot \vec{r} - \omega_s t)] \quad (3.2.2.1.2)$$

dir. Bu denklemlerde \vec{a} yer değiştirme doğrultusu ve u genliktir. Yer değiştirme ile ilgili gerilme;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{a} \cdot \vec{\nabla} u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.1.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) = i \vec{q}_s \cdot \vec{a} u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.1.4)$$

denklemleri ile verilmektedir. Denklem (3.2.2.1.4), fononun enine bileşenleri için yer değiştirmenin ve dalga vektörünün ortogonal, $\vec{q}_s \cdot \vec{a} = 0$, olduğunu ve hiç bir gerilmenin meydana gelmediğini göstermektedir. Fononun boyuna bileşeni için saçılma potansiyeli

$$\Delta U(\vec{r}, t) = E_D \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.1.5)$$

dir. Burada deformasyon potansiyeli, E_D , enerji birimindedir ve saçılma potansiyeli ile gerilme arasındaki orantı sabiti olarak tanımlanır. Akustik deformasyon potansiyel saçılması için mobilite değeri [19]

$$\mu_{DP} = \frac{16e\rho\mathcal{G}_l^2\hbar^3}{3E_D^2k_B T m^* b} \frac{1}{J_{DP}(k)} \quad (3.2.2.1.6)$$

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

$$J_{DP}(k) = \int_0^{2k} \frac{1}{2\pi k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^4 dq \quad (3.2.2.1.7)$$

ve b faktörü;

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_s}{8\varepsilon_s \hbar^2} \right)^{1/3} \quad (3.2.2.1.8)$$

eşitlikleriyle verilir. q_s ise iki boyuttaki perdeleme dalga vektörü olup,

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi\hbar^2 \varepsilon_s} F_{11}(q) f(0) \quad (3.2.2.1.9)$$

olarak verilir. Burada $F_{11}(q)$, Fang-Howard dalga fonksiyonunun taban durumuna karşılık gelen form faktörü, $f(0)$, 2 boyutlu elektron gazındaki enerji seviyelerinin elektronlar tarafından işgal edilme olasılığıdır.

3.2.2.2 Piezoelektrik Saçılması

Birim hücre başına iki veya daha fazla atom içeren bazı yarıiletkenler için kristal terslenim (inversiyon) simetrisi yoktur. Böyle kristallerde fononların neden olduğu gerilme iyonları polarize eder. Bunun sonucunda zaman ve konum ile değişen iç elektrik alanlar meydana getirir. Bu elektrik alanların neden olduğu saçılmaya *piezoelektrik saçılma* denir. Piezoelektrik saçılma, düşük sıcaklıklarda sadece taşıyıcı yoğunluğunun elektron – elektron etkileşmesini etkin olarak perdeleyecek kadar küçük olduğunda mobilitayı deformasyon potansiyel

saçılmasından daha kuvvetli şekilde etkileyebilir. Elektronlar için saçılma potansiyeli basitçe

$$\Delta U(\vec{r}, t) = -q\psi(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.2.1)$$

denklemleri ile verilir. Burada $\psi(\vec{r}, t)$, iç elektrik alanları ile ilgili elektrostatik potansiyel olup

$$\psi(\vec{r}, t) = \int E(\vec{r}, t) \cdot d\vec{r} \quad (3.2.2.2.2)$$

denklemleri ile verilir. Denklem (3.2.2.2.1)'i hesaplamak için piezoelektrik etkileşim tarafından üretilen alanları belirlemek gereklidir.

Verilen bir ω frekansı için elektriksel yer değiştirme, \vec{D} , elektrik alan, \vec{E} , ve polarizasyon, \vec{P} , arasındaki ilişki

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon(\omega)\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}(\omega) \quad (3.2.2.2.3)$$

denklemleri ile verilir. Burada ϵ_0 boşluğun geçirgenliğidir. Düşük frekanslarda denklem (3.2.2.2.3)

$$\vec{D}(0) = \epsilon_s\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}(0) \quad (3.2.2.2.4)$$

haline dönüşür. Burada $\epsilon_s = \epsilon_r(0) \epsilon_0$ statik geçirgenliktir. Fiziksel olarak $\vec{P}(0)$ 'ın kaynağı genellikle atomik kor ve iyonik dipollerin meydana getirdiği polarizasyon yükleri iken $\vec{D}(0)$ 'ın kaynağı "gerçek yüklerdir" (yani uzay ve yüzey yükleri). Statik dielektrik sabitinin ölçümlerinin piezoelektrik polarizasyonu kapsamamasından dolayı, (3.2.2.2.4) denklemine bu etkiyi içeren ek bir terim eklenmelidir [Prensipite $\vec{P}(0)$, piezoelektrik polarizasyonu içermelidir]. Bu

polarizasyon fononların indüklediği gerilimle orantılı olmalıdır. Bu etkileşmenin tensör doğasını göz önüne almadan

$$\vec{D}(0) = \epsilon_s \vec{E}(\vec{r}, t) + e_{pz} \vec{\nabla} u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.2.5)$$

denklemi elde edilebilir. Burada piezoelektrik sabiti, e_{pz} , m^2 başına Coulomb birimindedir. Gerçek yük olmadan elektrik alanın kaynağı piezoelektrik, iyonik ve atomik polarizasyondur.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{e_{pz}}{\epsilon_s} \vec{\nabla} u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.2.6)$$

Denklem (3.2.2.2.1), (3.2.2.2.2) ve (3.2.2.2.6)'yı kullanarak saçılma potansiyeli yer değiştirme cinsinden şöyle ifade edilir:

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{-qe_{pz}}{\epsilon_s} u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.2.7)$$

Denklem (3.2.2.1.2) ve (3.2.2.1.3) ile denklem (3.2.2.2.7) gerilme cinsinden şöyle ifade edilebilir:

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{iqe_{pz}}{\epsilon_s q_s} \vec{\nabla} \cdot u(\vec{r}, t) \quad (3.2.2.2.8)$$

Denklem (3.2.2.1.5) ve (3.2.2.2.8) karşılaştırılınca görülmektedir ki deformasyon ve piezoelektrik etkileşmeler için saçılma potansiyelleri 90° lik bir faz ile ayrılırlar. Bundan dolayı bu iki akustik fonon saçılma mekanizması birbirinden bağımsız olarak meydana gelmektedir. Piezoelektrik saçılması için mobilite [19]

$$\mu_{PE} = \frac{\pi \epsilon_s \hbar^3 k}{eK^2 k_B T m^{*2}} \frac{1}{J_{PE}(k)} \quad (3.2.2.2.9)$$

dir. Burada K , elektromekaniksel çiftlenim sabitidir. $J_{PE}(k)$ integrali ise

$$J_{PE}(k) = \int_0^{2k} \frac{F_{11}(q)}{4k^2(q+q_s)^2 \sqrt{1-(q/2k)^2}} q^3 dq \quad (3.2.2.2.10)$$

olarak verilir.

3.2.3 Polar Optiksel Fonon Saçılması

Yüksek sıcaklıklarda taşıyıcıların mobilitesi polar optiksel fonon saçılması tarafından sınırlanır. Optiksel fononlar da taşıyıcıları birbirinden bağımsız iki yöntemle saçılmaya uğrattırır. Bu saçılma mekanizmaları deformasyon potansiyel saçılması (akustik fononlarla aynı şekilde) ve polar saçılmadır. Optiksel fononların neden olduğu deformasyon potansiyel saçılması, akustik fononların neden olduğu deformasyon potansiyel saçılması ile benzerdir. Polar saçılma ise birim hücre içindeki atomların polarizasyonu nedeniyle meydana gelir.

Akustik fononlara benzer biçimde birim hücrenin genişlemesi ve büzülmesinde boyuna optiksel fononlar baskındır. Brillouin bölgesinin merkezindeki temel fark birim hücredeki atomların birbirine göre titreşmesidir. Bundan dolayı optiksel fonon deformasyon potansiyel saçılması için birim hücredeki atomlar arasındaki bağıl yer değiştirme göz önüne alınmalıdır.

$$\delta \vec{u}(\vec{r}, t) \equiv \vec{u}_1(\vec{r}, t) - \vec{u}_2(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.1)$$

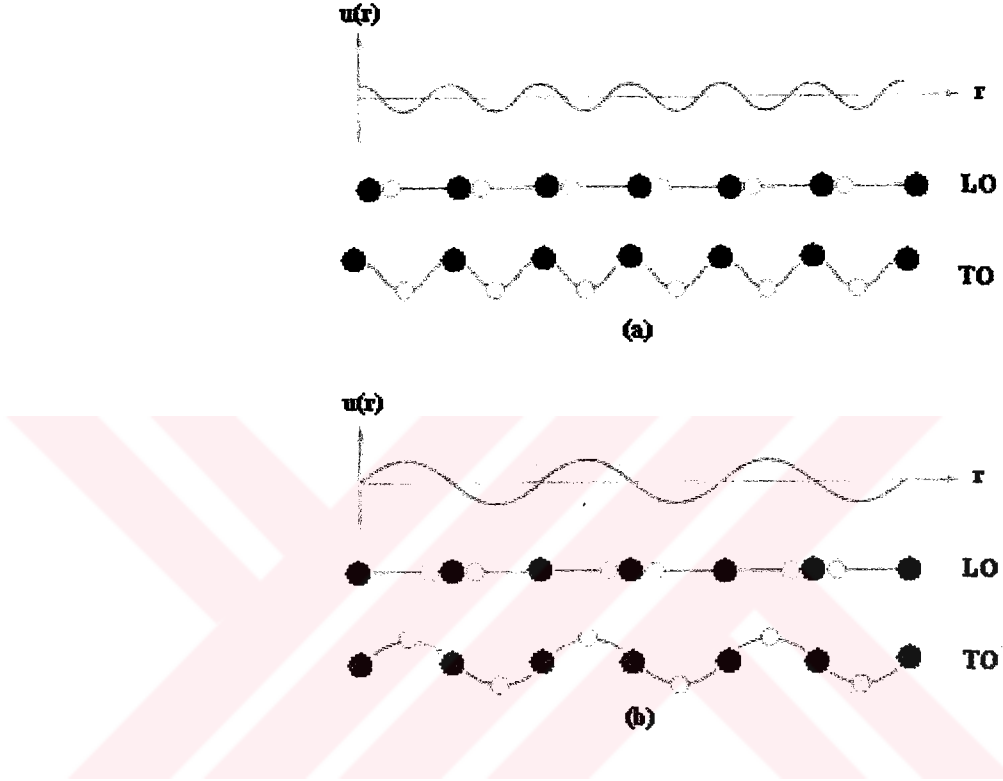
Burada $\vec{u}_1(\vec{r}, t)$ ve $\vec{u}_2(\vec{r}, t)$, denklem (3.2.2.1.1) ve (3.2.2.1.2) ile verilmiştir. İletim ve valans bandı kenarlarının modülasyonunun neden olduğu saçılma potansiyeli, bu bağıl yer değiştirme ile orantılı olmalıdır.

$$\Delta U(\vec{r}, t) = D \delta u(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.2)$$

Burada optiksel fonon deformasyon potansiyel saçılması için

$$\delta u(\vec{r}, t) = a \delta u(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.3)$$

denklemleri ile verilir. Denklem (3.2.3.2)'de deformasyon potansiyel sabiti, D , birim uzunluk başına enerji birimindedir. Benzer bir davranış intervalley fonon saçılması için de kullanılabilir.



Şekil 3.3 Brillouin bölgesinin (a) merkezinde ve (b) kenarında olmak üzere LO ve TO için atomların yer değiştirmesi. Daha hafif kütleli atomlar açık yuvarlaklar ile gösterilmiştir. Brillouin bölgesinin kenarındaki optiksel fononlar için yalnızca daha hafif kütleli atomlar yer değiştirir.

Polar optiksel fonon saçılması, birim hücredeki iyonların polarizasyonunun neden olduğu elektrik alandan kaynaklanır. Bu polarizasyon, temel olarak optiksel fononların boyuna bileşenlerinden kaynaklanır ve iyonik polarizasyona, P_i , eşittir. Saçılma potansiyeli denklem (3.2.2.2.1) ve (3.2.2.2.2)'den elde edilir. Burada iç elektrik alan, denklem (3.2.2.2.3)'ün düşük ve yüksek frekans limitinden çıkarılır.

$$\vec{D}(0) = \epsilon_s \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}(0) \quad (3.2.3.4)$$

ve

$$\vec{D}(\infty) = \epsilon_\infty \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}(\infty) \quad (3.2.3.5)$$

Denklem (3.2.3.4)'deki toplam düşük frekans polarizasyonu atomik ve iyonik polarizasyondan kaynaklanmaktadır.

$$\vec{P}(0) = \vec{P}(\infty) + \vec{P}_i \quad (3.2.3.6)$$

Denklem (3.2.3.4)'de denklem (3.2.3.6)'yı kullanır ve denklem (3.2.3.5)'i ihmal edersek

$$\epsilon_s \vec{E} = \epsilon_\infty \vec{E} + \vec{P}_i \quad (3.2.3.7)$$

veya

$$\vec{D}(0) = \epsilon_\infty \vec{E} + \vec{P}_i \quad (3.2.3.8)$$

denklemleri elde edilir. Denklem (3.2.3.8)'den birim hücrenin optiksel fonon polarizasyonunun indüklediği iç alanlar belirlenebilir.

Birim hücrenin polarizasyonu, $\vec{P}_i(\vec{r}, t)$, birim hücredeki iyonların bağıl yer değiştirmesi, $\delta \vec{u}(\vec{r}, t)$, ve etkin iyonik yük, e^* , ile belirlenir.

$$\vec{P}_i(\vec{r}, t) = \frac{e^*}{\Omega} \delta \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.9)$$

Burada $\Omega = V/N$ olup N sayıda ilkel veya Wigner-Seitz birim hücrenin hacmidir. e^* ise Born etkin yüküdür ve şöyle verilir:

$$e^* = \Omega \omega_{LO} \epsilon_\infty \rho^{1/2} \left[\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \quad (3.2.3.10)$$

Burada ρ , kütle yoğunluğudur. Yüzey yükü olmadığını varsayarsak denklem (3.2.3.8) ve (3.2.3.9) iç alanı vermektedir.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{e^*}{\Omega \epsilon_\infty} \delta \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.11)$$

Denklem (3.2.2.b-1), (3.2.2.b-2) ve (3.2.3.11)'i kullanarak polar saçılma için saçılma potansiyeli

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{-qe^*}{\Omega \epsilon_\infty} \int \delta \vec{u}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{r} \quad (3.2.3.12)$$

veya denklem (3.2.2.a-2) ve (3.2.3.3) ile

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{iqe^*}{\Omega \epsilon_\infty q_s} \delta u(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.13)$$

olarak bulunur. Denklem (3.2.3.2) ve (3.2.3.13)'ün karşılaştırması göstermektedir ki optiksel fononların neden olduğu deformasyon potansiyel ve polar saçılmalar için saçılma potansiyelleri 90° lik bir fazla ayrılmaktadırlar ve bundan dolayı birbirlerinden bağımsızdırlar.

Denklem (3.2.3.13) bazen

$$\Delta U(\vec{r}, t) = \frac{iqe_c^*}{\Omega \epsilon_0 q_s} \delta u(\vec{r}, t) \quad (3.2.3.14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada Callen etkin yükü, e_c^* , kullanılır. Born etkin yükü ile arasındaki bağıntı

$$e^* = \epsilon_r(\infty) e_c^* \quad (3.2.3.15)$$

dir. Polar optiksel fonon saçılması için mobilite değeri [20]

$$\mu_{LO} = \frac{4\pi\epsilon_p \hbar^2}{e\omega_{LO} m^* L} (e^{\hbar\omega_{LO}/kT} - 1) \quad (3.2.3.16)$$

ile verilir. Burada $\hbar\omega_{LO}$ optiksel fonon enerjisidir. ϵ_p ise

$$\frac{1}{\epsilon_p} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \quad (3.2.3.17)$$

formülünden elde edilir. Burada ϵ_∞ , yarıiletkenin yüksek frekanstaki dielektrik sabitidir.

3.2.4 Dislokasyon Saçılması ve Teorisi

Son on yıl, çeşitli optoelektronik ve yüksek güce, yüksek hıza sahip elektronik cihazlarda kullanılan III-V grubu materyallerinin hızlı gelişimine tanıklık etmiştir. Al ve In ile alaşım yapan GaN'ın geniş bant aralığı, bu materyali yüksek güç ve voltaja sahip elektronik uygulamalar için uygun hale getirmiştir. AlGaIn/GaN heteroyapılar, yüksek güçlü mikrodalga ve yüksek elektron mobilite transistörünün (HEMT) geliştirilmesi ile aktif çalışma alanı içine girmiştir. Bununla beraber iyi bir alt tabaka hala bulunamamıştır. Seçilen mevcut alt tabaka safir ile olan büyük örgü uyumsuzluğundan dolayı, AlGaIn/GaN HEMT yapılar $1-100 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ yoğunluğunda çizgi dislokasyonlar içerirler. Dislokasyonların sayısını azaltarak mobiliteyi arttırmak için yapılan çalışmalar sonucunda yeni bir büyütme tekniği olan Lateral Epitaxial Overgrowth (LEO) bulunmuştur. Son yıllarda Look ve Sizelove [9], üç boyutlu GaN'ın mobilitesine dislokasyon saçılmasının etkisini incelemişlerdir. Ancak AlGaIn/GaN 2 boyutlu elektron gazında incelenen mobilite için dislokasyon saçılması göz önüne alınmamıştır. Şaşırtıcıdır ki, 2 boyutlu elektron gazındaki dislokasyon saçılması için teori azdır. Özellikle düşük sıcaklıklarda mobilite üzerine

dislokasyonların etkisini incelemek için Debdeep Jena ve arkadaşları tarafından 2 BEG'da dislokasyon saçılması ile ilgili olarak ileri sürülen teori şöyledir [21].

3.2.4.1 İki Boyutlu Elektron Gazında Gerilme Alanları Dikkate Alınmadan Dislokasyon Saçılması

Ele alınan sistem mükemmel 2 boyutlu elektron gazıdır. Yani büyüme doğrultusundaki taşıyıcıların uzaysal bir dağılımı yoktur. Thomas-Fermi yaklaşımı ele alınarak 2 boyutlu elektron gazı için elektrostatik potansiyel ϕ , Poisson denkleminde uyar.

$$\nabla^2 \phi - 2q_{TF} \phi(r) \delta(z) = - \frac{4\pi \rho_{ext}}{\epsilon_0 \epsilon_b} \quad (3.2.4.1.1)$$

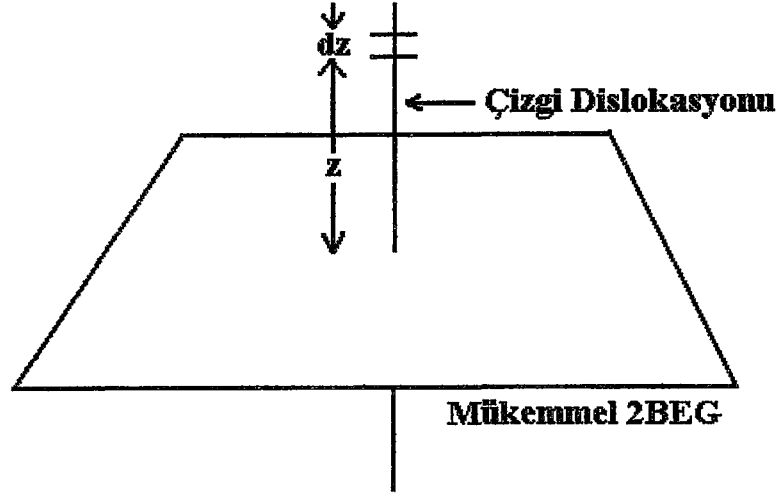
Burada ρ_{ext} dış yük, $\epsilon_0 \epsilon_b$ materyaldeki dielektrik sabiti, $\vec{r} = (x, y)$ düzlemdeki dalga vektörü ve $q_{TF} = 2/a_B^*$ iki boyutlu Thomas-Fermi dalga vektörüdür. a_B^* ise materyaldeki etkin Bohr yarıçapıdır. Perdeleme potansiyelini bulmak için

alışıl gelmiş bir teknik olan $\phi(r, z) = \int_0^x q A_q(z) J_0(qr) dq$ potansiyelinin Fourier-

Bessel genişlemesi kullanılır. Denklemden J_0 sıfırıncı basamaktan Bessel fonksiyonu, $A_q(z)$ Fourier-Bessel katsayısı ve q ise düzlem dalga vektörüdür. z -ekseni boyunca sıfır uzaysal uzaklık üzerinden ortalama katsayının değeri $A(q) = A_q(0)$ dır. Mükemmel 2 boyutlu elektron gazının düzleminden z kadar uzakta bulunan nokta yük tarafından perdelenen 2 boyutlu potansiyelin Fourier dönüşümü

$$A(q) = \frac{e^2}{2\epsilon_0 \epsilon_b} \frac{e^{-q|z|}}{q + q_{TF}} \quad (3.2.4.1.2)$$

olarak verilir. Burada e elektronik yüküdür. Dislokasyon saçılması için bu saçılma potansiyeli uzaysal olarak uzanan dislokasyon çizgisinden ziyade yüklü bir safsızlık düzlemi olarak alınmıştır ve oldukça dejenere 2 boyutlu elektron gazındaki kuvvetli perdeleme katkısı göz önüne alınmamıştır.



Şekil 3.4 Çizgi dislokasyonunun yüklerin oluşturduğu bir çizgi halinde modellenmesi. Dislokasyon çizgisi, çizgi boyunca alıcı durumları doldurmuştur. Dislokasyon çizgisindeki yükler uzaklaştırılmış safsızlıklar olarak hareket ederler. Uzaklaştırılmış iyonize safsızlık matris elementi için, bütün dislokasyonun etkisini hesaba katacak şekilde tüm küçük uzaklaştırılmış safsızlıklar için integral alınır.

Çizgi dislokasyonu, yüklerin oluşturduğu bir çizgi halinde doğru olarak gösterilmiştir. Çizgi dislokasyonu, ρ_L yük yoğunluğuna sahip yüklerin oluşturduğu çizgi olarak ele alındığında (Şekil 3.4), çizgi yükünün perdeleme potansiyeline dz uzunluğunun saçılmaya katkısı

$$dA(q) = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_b} \frac{dz\rho_L e^{-q|z|}}{q + q_{TF}} \quad (3.2.4.1.3)$$

olarak verilir. Çizgi yükünün sonsuz uzunluğu üzerinden integral alınırsa yeni perdeleme potansiyeli

$$A(q) = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_b} \frac{2\rho_L}{q(q + q_{TF})} \quad (3.2.4.1.4)$$

olarak yazılır. Dejenere 2BEG için saçılma oranı ise

$$\frac{1}{\tau_{dis}^{2D}} = N_{dis} \cdot \left(\frac{m^*}{2\pi\hbar^3 k_F^3} \right) \cdot \int_0^{2k_F} |A(q)|^2 \frac{q^2 dq}{\sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}} \quad (3.2.4.1.5)$$

denklemleri ile verilir. Burada N_{dis} birim yüzey başına 2 boyutlu elektron gazı içinde bulunan çizgi dislokasyonların yoğunluğudur. $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ Fermi dalga vektörüdür ve 2BEG taşıyıcı konsantrasyonuna, n_s , bağlıdır. Perdeleme potansiyeli (Denk. 3.2.4.1.4) kullanılır ve $u = q/2k_F$ değişimi yapılırsa saçılma oranı

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{dis}^{2D}} &= \frac{N_{dis} m^* e^2 \rho_L^2}{\hbar^3 \epsilon_0^2 \epsilon_b^2} \left(\frac{1}{16\pi k_F^4} \right) \cdot \int_0^1 \frac{du}{\left(u + \frac{q_{TF}}{2k_F} \right)^2 \sqrt{1 - u^2}} \\ &= \frac{N_{dis} m^* e^2 \rho_L^2}{\hbar^3 \epsilon_0^2 \epsilon_b^2} \frac{I\left(\frac{q_{TF}}{2k_F}\right)}{16\pi k_F^4} \end{aligned} \quad (3.2.4.1.6)$$

şeklinde verilebilir. Burada boyutsuz integral $I(q_{TF}/2k_F)$ tam olarak hesaplanabilir. İntegral sadece Fermi dalga vektörü içindeki 2BEG taşıyıcı konsantrasyonuna, $\sqrt{n_s}$, bağlıdır. ρ_L çizgi yük yoğunluğu iyi bir yaklaşıklıkla ef/c_0 olarak verilebilir. Burada c_0 wurtzite GaN'ın (0001) doğrultusundaki örgü parametresi ve f ise Weimann ve arkadaşları tarafından hesaplanmış dolu durumların kesridir [22]. Bunu kullanarak 2 boyutlu dislokasyon saçılma zamanı

$$\tau_{dis}^{2D} = \frac{\hbar^3 \epsilon_0^2 \epsilon_b^2 c_0^2}{N_{dis} m^* e^4 f^2} \frac{16\pi k_F^4}{I\left(\frac{q_{TF}}{2k_F}\right)} \quad (3.2.4.1.7)$$

olarak verilir. Bu denklemde saçılma zamanınının 2BEG taşıyıcı konsantrasyonuna bağlılığı $n_s^{3/2}$ dir.

Elde edilen saçılma zamanı 2BEG elektronlarının metalik doğasını vurgular. 2BEG için perdeleme uzunluğu q_{TF} ve k_F değerlerine bağlıdır. Thomas Fermi dalga vektörü q_{TF} sabittir. Serbest taşıyıcı yoğunluğu arttığı zaman k_F artar ve λ_F , Fermi

dalga boyu daha iyi bir perdelemeyi sağlayacak şekilde kısılır. Dislokasyon saçılmasının sınırladığı 2BEG'nin mobilitesi (3.2.4.1.7) no lu denklemi kullanarak $\mu_{dis}^{2D} = e\tau_{dis}^{2D} / m^*$ eşitliğinde elde edilir.

Bu teori, AlGaIn/GaN HEMT yapılarıdaki dislokasyon yoğunluğunun azalması ile gözlenen düşük sıcaklık mobilitesinin artışı açıklanmaktadır. Ayrıca 2BEG'deki taşıyıcıların neden olduğu kuvvetli perdeleme etkisini vurgulamaktadır.

3.2.4.2 İki Boyutlu Elektron Gazında Elektron Taşımaya Kenar Dislokasyonlarını Çevreleyen Gerilme Alanlarından Kaynaklanan Saçılmanın Etkisi

Deformasyonun neden olduğu dislokasyonların çevresinde gelişen gerilme (strain) alanlarından, iletim elektronlarının saçılmasının metalik iletkenliği azalttığı bilinmektedir. Yarıiletkenlerde elektronik enerji seviyeleri ve yük taşımaya gerilme alanlarının etkisi yaygın çalışma konusudur.

Yarıiletkenlerdeki noktasal ve düzlemsel kusurların çevresinde bölgesel gerilme alanları vardır. Elektronik taşıma (transport) teorisinde, hareketli taşıyıcıların yüklü kusurlarla Coulomb etkileşmesi sonucu meydana gelen yük saçılması göz önüne alınır ve kusurlarla ilgili olan gerilme alanları genellikle ihmal edilir. Dislokasyonlar yüklü olsun veya olmasın, gerilme alanları metallerde olduğu gibi yarıiletkenlerdeki hareketli taşıyıcıların da saçılmasına önemli katkıda bulunabilirler. Elektron-gerilme alanı etkileşmesi boşluklar / interstiyal kusurlar için de taşıma özelliklerini etkilemektedir.

Teknolojik olarak önemli olan AlGaIn/GaN yüksek elektron mobilite transistörlerindeki öneminden dolayı 2 boyutlu elektron gazındaki taşıma özelliklerine dislokasyon saçılmasının etkisi son zamanlarda tekrar dikkate alınmıştır. AlGaIn/GaN heteroyapılardaki 2 boyutlu elektron gazının taşıma özelliklerine dislokasyon saçılmasının etkisi, yüklü bir dislokasyon korundan Coulomb saçılması olduğu varsayılarak son zamanlarda araştırma konusu olmuştur.

Bu kısımda da, 2 boyutlu elektron gazı için kenar dislokasyonlarını çevreleyen gerilme alanından kaynaklanan saçılmanın mobiliteye etkisi teorik olarak incelenmiştir. Önemli bir nokta da bu saçılma şeklinin dislokasyon korunun yüksüz olması halinde bile ortaya çıkıyor olmasıdır.

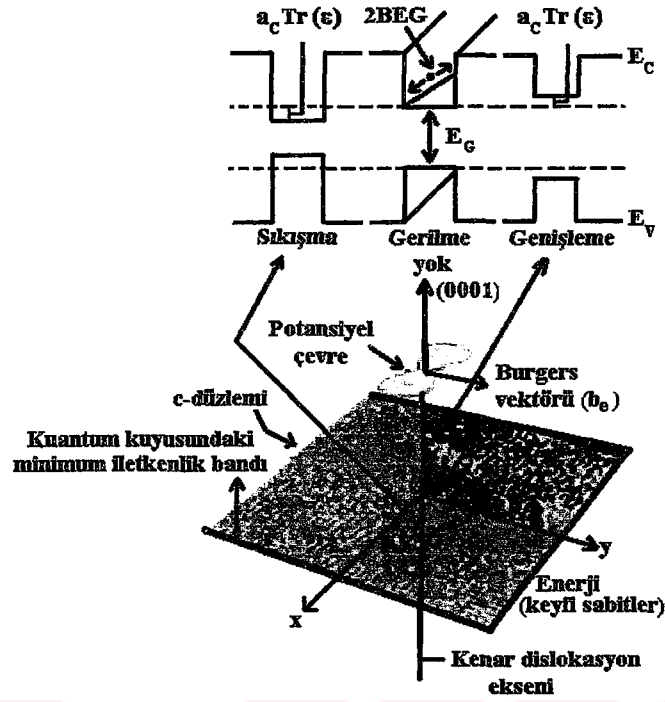
Dislokasyonlar, mükemmel bir kristalde denge durumlarından yer değiştirmiş atomların etrafında bir gerilme alanı oluştururlar. İletim bandı (İB) minimumu ve valans bandı (VB) maksimumu gerilme alanlarının etkisi altında değişir. Bu durum, Bardeen ve Shockley 'nin deformasyon potansiyel teoremi ile verilir [23].

Bir dislokasyon çevresinde yerleşmiş bir gerilme alanının varlığında, kuantum kuyusunun bant kenarlarının davranışı için uygun bir model seçilmiştir. Bu model için 2 boyutlu elektron gazına sahip ve içinde herhangi bir alan bulundurmeyen düz bir kuantum kuyusu kabul edilmiştir. Yapılan hesaplar elektron taşınması ile ilgilidir ve boşluk (hole) taşınması da benzer biçimde formüle edilebilir. Kuantum kuyusundaki bir gerilmenin etkisi iletim ve valans bandının kenarlarını değiştirecektir. İletim bandı kenarındaki değişim Chuang tarafından [24]

$$\Delta E_c = a_c Tr(\varepsilon) \quad (3.2.4.2.1)$$

eşitliği ile verilmektedir. Denklemden a_c , iletim bandı deformasyon potansiyeli ve $Tr(\varepsilon) = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = \delta \Omega / \Omega$, gerilme matrisinin izdüşümüdür. İzdüşüm, aynı zamanda birim hücrelerin hacmindeki kısmi değişime eşittir ($\delta \Omega / \Omega$).

Ele alınan modelde, dislokasyonların ve eksenlerinin, kuantum kuyu düzlemine dik oldukları kabul edilmiştir. Ayrıca 2 boyutlu elektron gazının da mükemmel olduğu yani büyütme eksenleri boyunca z - doğrultusunda genişlemenin olmadığı kabul edilmiştir. Gerçek bir 2 boyutlu elektron gazı ele alınsaydı biçim faktörlerinin dahil olması gerekecekti. Mükemmel 2 boyutlu elektron gazı basitlik için seçilmiştir. 2 boyutlu elektron gazındaki bir elektron bir dislokasyona yaklaştığında, dislokasyon etrafındaki gerilmenin neden olduğu potansiyel ile etkileşir ve bunun sonucunda saçılmaya uğrar (Şekil 3.5).



Şekil 3.5 Bant elektronu, bir kenar dislokasyonunu çevreleyen gerilme alanlarının neden olduğu iletkenlik bandı minimumunun dalgalanması adı verilen durumu yaşar. Gerilme, Burgers vektörüne dik doğrultulardaki maksimum gerilme ile anizotropiktir. Enerji keyfi birimlerde.

Kenar dislokasyonlar için pertürbasyon matris elemanını çözmek için Born yaklaşımı kullanılır ve pertürbasyon potansiyeli dikkate alınırsa dislokasyon gerilme alan saçılmasının sınırladığı elektron mobilitesi [25]

$$\mu_{disl}^{gerilme} = \frac{2e\hbar^3 \pi k_F^2}{N_{disl} m^* b_e^2 a_C^2} \left(\frac{1-\gamma}{1-2\gamma} \right)^2 \frac{1}{\int_0^1 \frac{du}{(u + \frac{q_{TF}}{2k_F})^2 \sqrt{1-u^2}}} \quad (3.2.4.2.2)$$

olarak verilir. Burada b_e kenar dislokasyonunun Burgers vektörünün büyüklüğü ve γ kristal için Poisson oranıdır.

Bu genel sonuç AlGaIn/GaN 2 boyutlu elektron gazının özel durumuna uygulanır. Sayısal hesaplamalar için gerekli olan Burgers vektörünün büyüklüğü $b_e = a_o = 3.189\text{\AA}$ ve kristal için Poisson oranı $\gamma = 0.3$ dür.

Gerilme alanlarından kaynaklanan deformasyon potansiyel saçılmasına ve yüklü kor saçılmasına ek olarak GaN gibi merkezi simetrik olmayan kristallerdeki dislokasyonlar ile birlikte hareket eden piezoelektrik alanların etkisinin de olduğu bir gerçektir. Bu nedenle bu etki ihmal edilmiştir.

Taşıma özelliklerini etkilemeden dislokasyon yoğunluklarının alabileceği maksimum değer cihaz uygulamaları için önemli bir sorudur. AlGaIn/GaN heteroeklemlili yapılarıdaki 2 boyutlu elektron gazının taşıma özelliklerine ilişkin teorik çalışmalar, dislokasyon saçılmasının elektron mobilitesi üzerindeki etkisini ihmal ederler. Dislokasyonlardan kaynaklanan deformasyon potansiyel saçılması ve yüklü kor saçılmasının göz önüne alınmasıyla böyle yapılarıdaki taşıma özellikleri daha gerçekçi ve kapsamlı olarak incelenmiş olacaktır.

Sonuç olarak dislokasyonları çevreleyen gerilme alanlarının, 2 boyutlu elektron gazındaki ölçülen elektron taşıma özelliklerini etkilediği görülmüştür.

3.2.4.3 Taşıma (Transport) ve Kuantum Durulma Oranlarının Karşılaştırılması

Farklı saçılma mekanizmalarının bağıl önemini tayin etmek için önemli bir yol taşıma (transport) ve kuantum durulma zamanları olan τ_t ve τ_q nun oranlarını ölçmektir. Taşıma durulma zamanı, belirli bir doğrultuda hareket eden taşıyıcının harcadığı zamanın bir ölçüsüdür ve tipik olarak Hall mobilite ölçümlerinden belirlenir. Kuantum durulma zamanı ise taşıyıcının farklı bir duruma saçılmadan önce belirli bir durumda kaldığı ortalama zamanın bir ölçüsüdür ve manyetik alan bağımlı Shubnikov de Haas osilasyonlarının analizinden belirlenebilir [26]. Kuantum durulma zamanı

$$\frac{1}{\tau_q} = \frac{N_{dis} m^* e^2}{\hbar^3 \epsilon^2 c^2} \frac{I_q}{4\pi k_F^4} \quad (3.2.4.3.1)$$

denklemleri ile verilir. Burada I_q , boyutsuz parametre olup ζ 'e ve $u = q/2k_F = \sin(\theta/2)$ (θ saçılma açısıdır) değerine bağlıdır ve şu eşitlikle verilir:

$$I_q = \frac{1}{2} \zeta^2 \int_0^1 du \frac{1}{u^2 (1 + \zeta^2 u^2) \sqrt{1 - u^2}} \quad (3.2.4.3.2)$$

Transport saçılma oranı ise

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{N_{dis} m^* e^2}{\hbar^3 \epsilon^2 c^2} \frac{I_t}{4\pi k_F^4} \quad (3.2.4.3.3)$$

ile verilir. Burada I_t ise

$$I_t = \zeta^2 \int_0^1 du \frac{1}{(1 + \zeta^2 u^2) \sqrt{1 - u^2}} \quad (3.2.4.3.4)$$

dir.

3.2.5 Ara Yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Ara Yüzey Saçılması (IFR)

Düşük sıcaklıklarda mobilitiyi sınırlayan baskın saçılma mekanizmalarından biri de ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan ara yüzey saçılmasıdır. IFR saçılması, elektron hapsedilme enerjisinin pertürbasyonuna yol açan kuyu genişliği dalgalanmaları ve alaşım dalgalanmaları şeklinde meydana gelebilir. Daha dar kuantum kuyularında IFR saçılmasının etkisi daha belirgindir. Kuyu genişliğindeki birkaç tek tabakalı dalgalanmalar, kuantize olmuş enerjideki büyük dalgalanmalara yol açar. Bu da elektronların saçılmasına neden olur. IFR saçılması tipik olarak iki parametre ile belirlenir: lateral size (Δ) ve correlation length (Λ). Bu parametreler

deneysel sonuçlarla teorik sonuçların detaylı karşılaştırılmasından bulunabilir. IFR saçılması için momentum durulma oranı [27]

$$\frac{1}{\tau_{IFR}} = \left(\frac{e^2 n_s \Delta \Lambda}{2 \epsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^3} J(k) \quad (3.2.5.1)$$

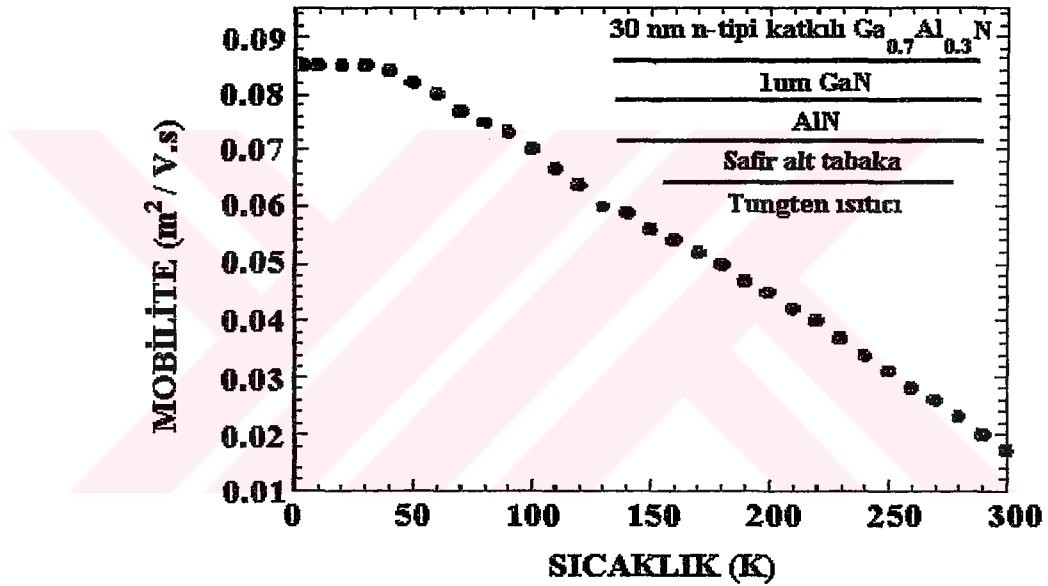
denklemleri ile verilir. Denklemlerde bulunan $J(k)$ integrali ise

$$J(k) = \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2 / 4)}{2k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^4 dq \quad (3.2.5.2)$$

dir. Burada $q = 2k \sin(\theta/2)$ olup θ saçılma açısıdır.

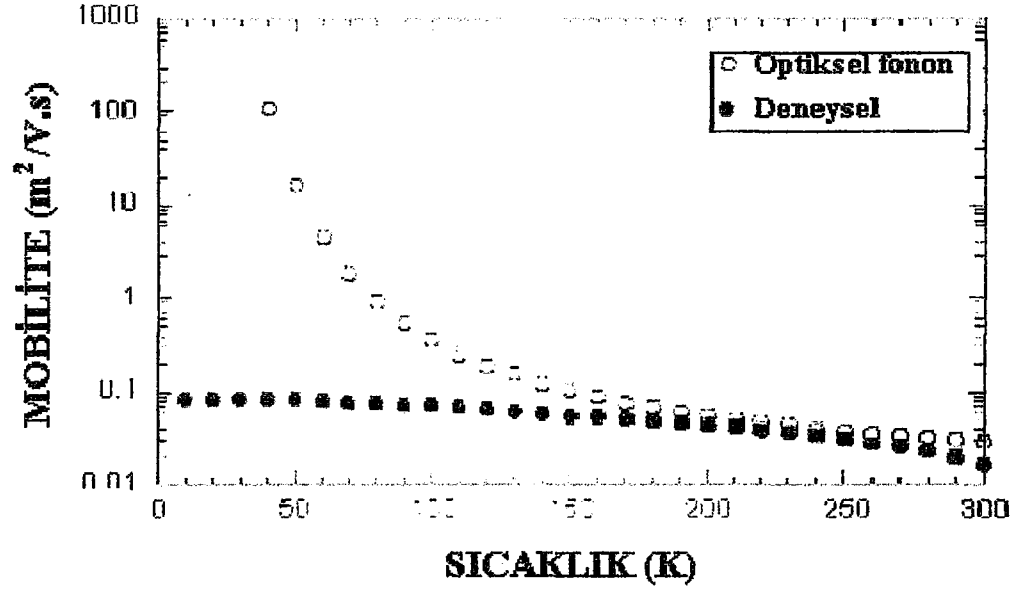
4. DENEYSEL VE TEORİK SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

Bu çalışmada kullanılan numune safir alt tabaka üzerinde MBE tekniği ile büyütülmüştür. Numunenin Hall ölçümleri Van der Pauw geometrisi kullanılarak yapılmıştır. Omik kontaklar sağlamak amacıyla indiyum buharlaştırılmış daha sonra numune üzerinde yavaşça soğutularak numune dayanıklı hale getirilmiştir. Hall ölçümleri boyunca numune içindeki akım omik koşulları sağlamak için kasıtlı olarak düşük tutulmuştur. Hall ölçümleri, $T = 3.8$ K ile $T = 300$ K sıcaklıkları arasında ve 3 T değerindeki manyetik alan altında yapılmıştır [16]. Mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.1’de gösterilmiştir.



Şekil 4.1 Hall ölçümleri ile elde edilen mobilitenin örgü sıcaklığına bağlı değişimi.

Şekilde de görüldüğü gibi mobilite değeri, $T = 3.8$ K sıcaklığında $\mu = 0.085$ $m^2 / V.s$ iken $T = 45$ K sıcaklığına kadar bu değer sıcaklık ile hemen hemen değişmemektedir. Daha yüksek sıcaklıklara gidildikçe mobilite sıcaklığa bağlı olarak azalır ve $T = 300$ K’de $\mu = 0.017$ $m^2 / V.s$ değerini alır.

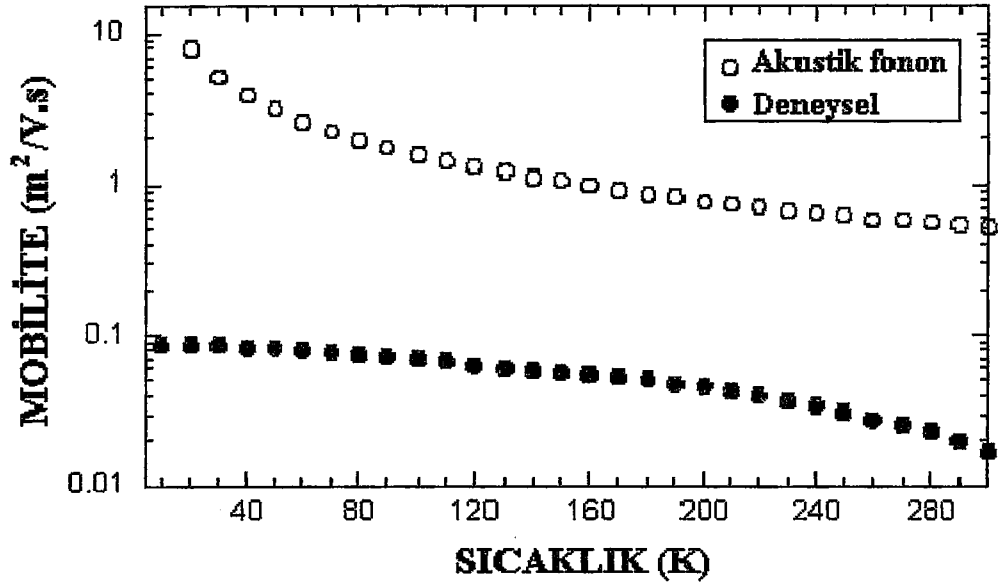


Şekil 4.2 Optiksel fononların sınırladığı mobilite değeri ile deneysel mobilite değerinin karşılaştırılması.

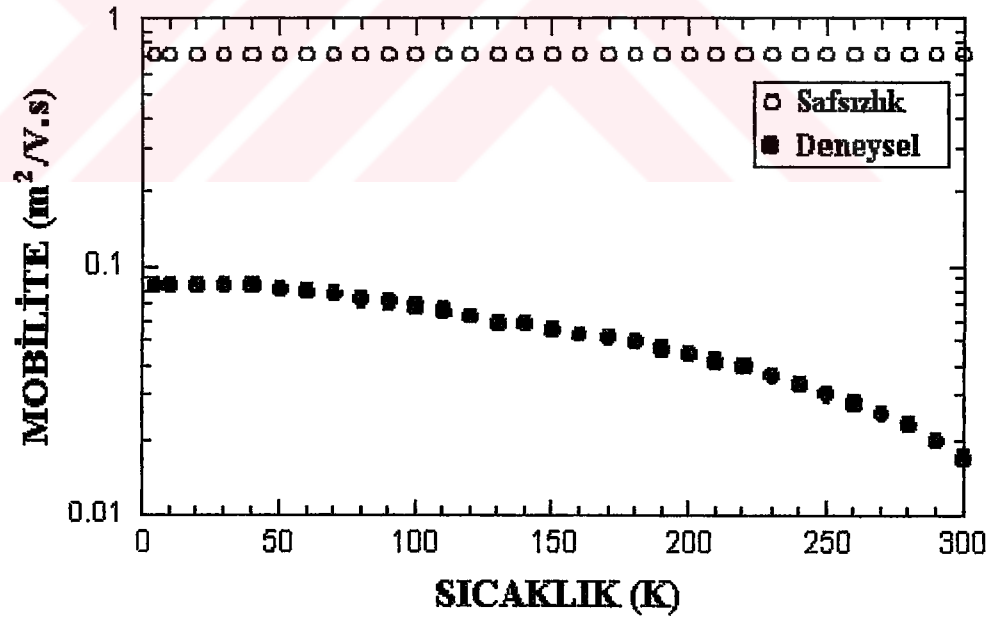
Şekil 4.2, GaN/AlGaN heteroeklemlı yapının düşük alan mobilitesinin yüksek sıcaklıklarda polar optiksel fonon saçılması tarafından sınırlandığını göstermektedir. Yüksek sıcaklıklarda hesaplanan mobilite değeri deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir.

Ara sıcaklıklarda ise mobilite, akustik deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılması tarafından sınırlanır. Şekil 4.3'de ara sıcaklıklarda hesaplanan mobilite değerleri ve deneysel sonuçlar gösterilmiştir.

Düşük sıcaklıklarda ise uzaklaştırılmış safsızlıklardan ve özellikle arka plan safsızlıklardan kaynaklanan iyonize safsızlık saçılması mobiliteyi sınırlayan önemli saçılma mekanizmasıdır. Şekil 4.4'den görülebileceği gibi iyonize safsızlık saçılması sıcaklıktan bağımsızdır.

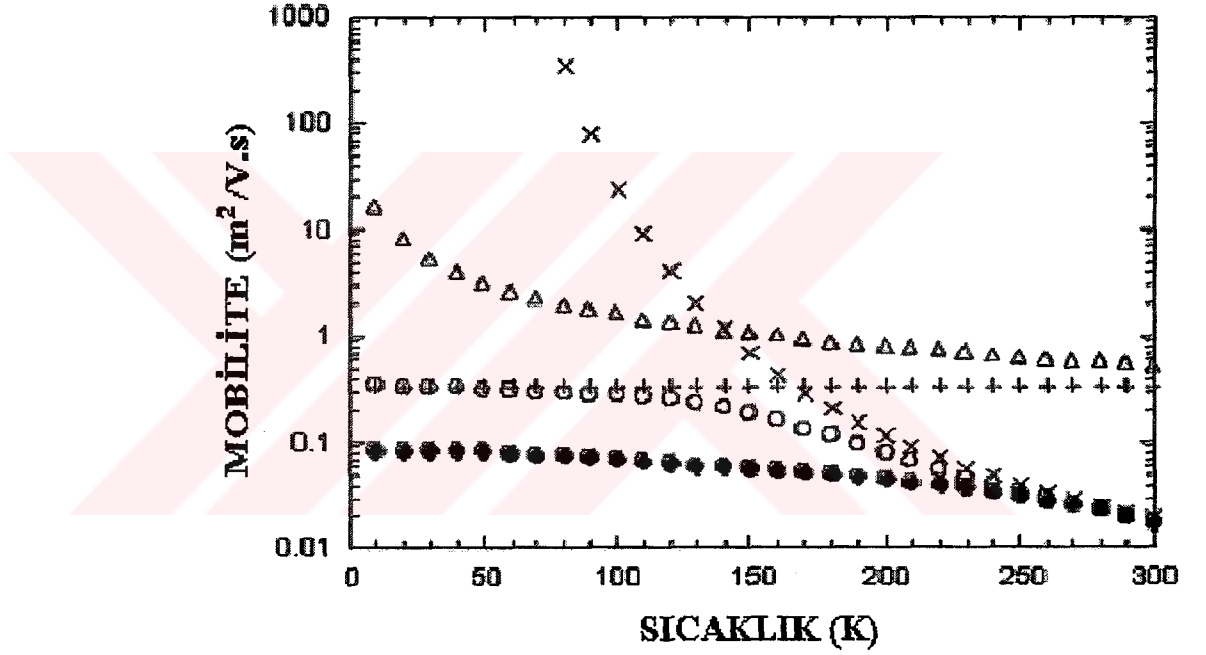


Şekil 4.3 Akustik fononların sınırladığı mobilite değeri ile deneysel mobilite değerinin karşılaştırılması. Akustik fonon saçılması için hem akustik deformasyon potansiyel hem de piezoelektrik saçılmasından gelen katkılar dikkate alınmıştır.



Şekil 4.4 İyonize safsızlıkların sınırladığı mobilite değeri ile deneysel mobilite değerinin karşılaştırılması. İyonize safsızlık saçılması hem uzaklaştırılmış safsızlıklardan ve hem de özellikle arka plan safsızlıklardan ileri gelen saçılmaları içermektedir.

Şekil 4.5, GaN/AlGaN heteroeklemlı yapı için hesaplanan 2 boyutlu elektron mobilitelerinin sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Toplam mobiliteler değeri deformasyon potansiyel akustik fonon, piezoelektrik, polar optiksel fonon ve iyonize olmuş safsızlık saçılmaları göz önüne alınarak Matthiessen's kuralı ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğu $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ olarak alınmıştır. Şekil 4.5'den de açıkça görüldüğü gibi yüksek ve orta sıcaklıklarda hesaplanan mobiliteler değerleri deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Ancak düşük sıcaklıklarda deneysel olarak elde edilen mobiliteler değeri, teorik olarak hesaplanan mobiliteler değerinden daha düşüktür. Aradaki bu fark, düşük sıcaklıklarda başka saçılma mekanizmalarının var olmasından kaynaklanır.

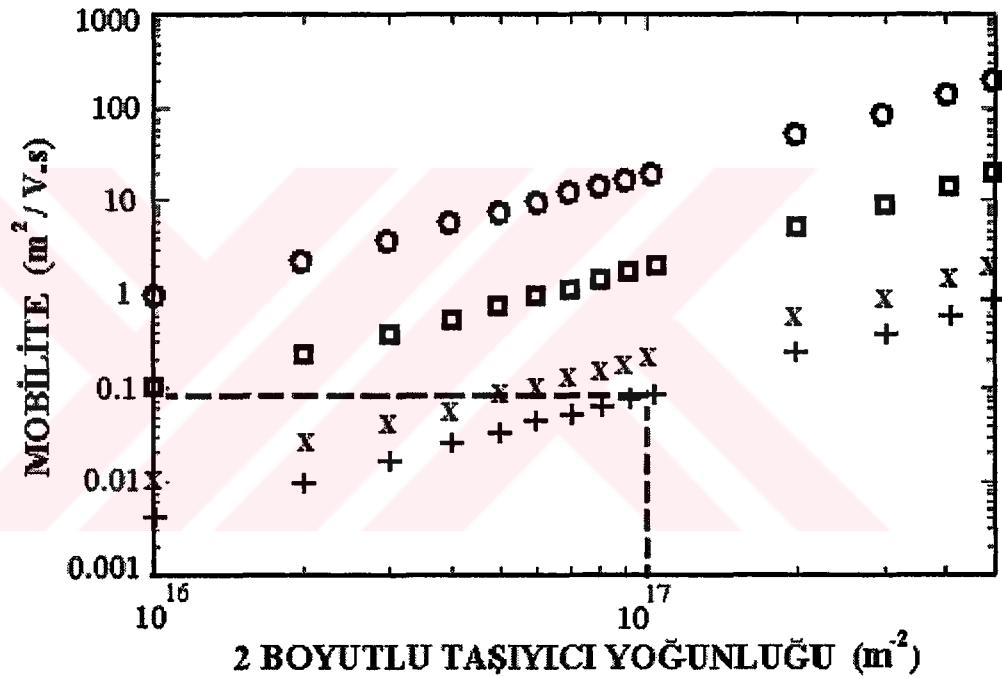


Şekil 4.5 GaN/AlGaN heteroeklemlı yapı için hesaplanan 2 boyutlu elektron mobilitelerinin sıcaklığa bağlı değişimi. İçi boş yuvarlaklar Matthiessen's kuralından hesaplanan toplam mobiliteleri göstermektedir. x : Optiksel fonon; Δ : Akustik fonon (Deformasyon Potansiyel + Piezoelektrik); + : Uzaklaştırılmış ve Arka plan (Background) safsızlıklar; • : Deneysel sonuçlar.

Ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan ara yüzey saçılması (IFR), sonlu kuantum kuyuları için kaçınılmaz olan elektron dalga fonksiyonunun bariyere doğru girmesinden dolayı kaynaklanan alaşım saçılması ve mevcut alt tabaka safirin

örgüyle olan uyumsuzluğundan kaynaklanan yüklü veya yüksüz dislokasyon saçılması düşük sıcaklıklardaki diğer etkin saçılma mekanizmalarıdır.

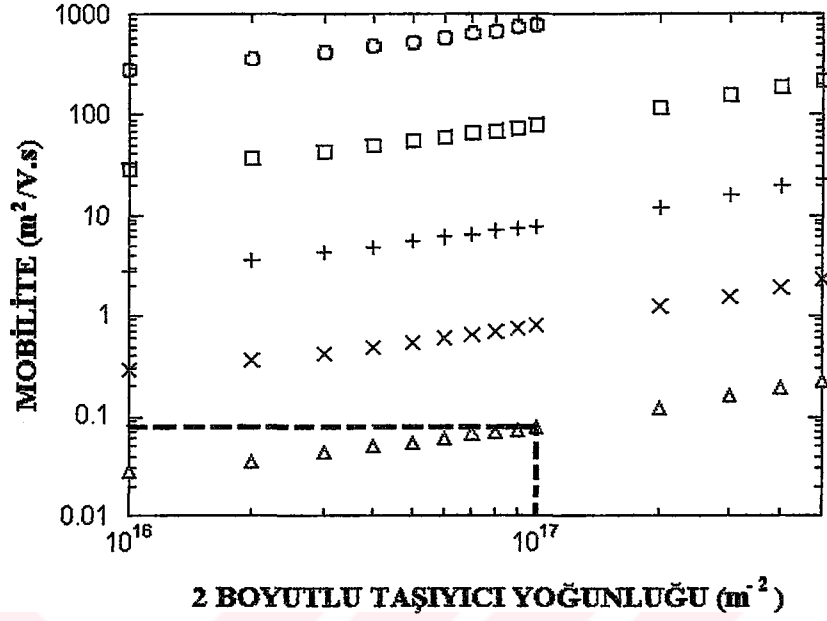
Şekil 4.6, farklı dislokasyon yoğunlukları için dislokasyon saçılmasının sınırladığı mobilitenin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Şekilden de görüleceği gibi 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğu arttığı zaman mobilitenin değeri orantılı olarak artarken, dislokasyon yoğunluğu arttığında mobilitenin değeri azalmaktadır. $T = 3.8 \text{ K}$ 'de dislokasyon yoğunluğu $N_{\text{dis}}=2.37 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ve taşıyıcı yoğunluğu $n_s=1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ iken hesaplanan mobilitenin değeri, düşük sıcaklıktaki deneysel mobilitenin değerleri ile uyum sağlamaktadır. Bu uyum kesikli çizgilerle gösterilmiştir.



Şekil 4.6 Farklı dislokasyon yoğunlukları için mobilitenin 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna göre değişimi. o : $N_{\text{dis}} = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$; □ : $N_{\text{dis}} = 1 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$; x : $N_{\text{dis}} = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$; + : $N_{\text{dis}} = 2.37 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$.

Mobilitenin hesaplamalarında genellikle hareketli taşıyıcıların yüklü kusurlarla Coulomb etkileşmesi sonucu meydana gelen yük saçılması göz önüne alınır ve kusurlarla ilgili olan gerilme alanları ihmal edilir. Dislokasyonlar yüklü olsun veya

olmasın, dislokasyonların çevresinde bulunan bölgesel gerilme alanları metallerde olduğu gibi yarıiletkenlerdeki hareketli taşıyıcıların da saçılmasına önemli katkıda

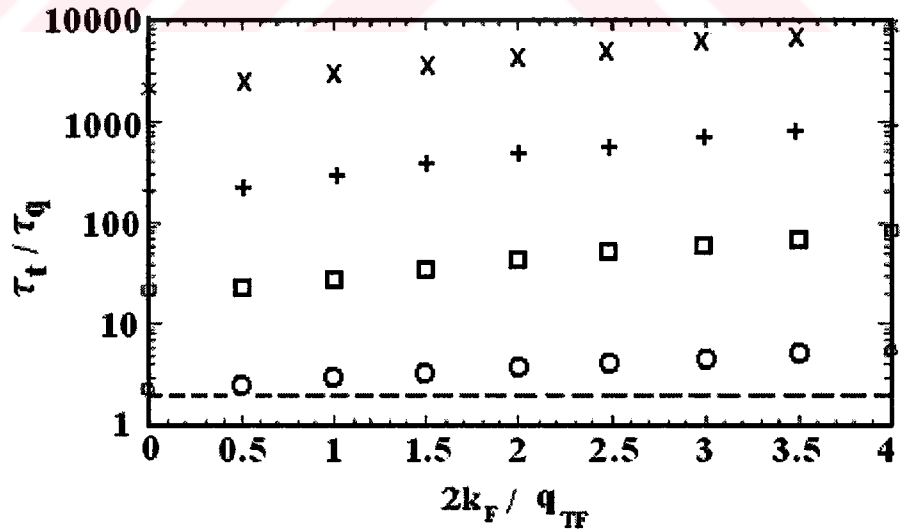


Şekil 4.7 Dislokasyonları çevreleyen gerilme alanlarından kaynaklanan saçılmanın sınırladığı mobilitenin farklı dislokasyon yoğunluklarına göre değişimi. o : $N_{dis} = 1 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$; □: $N_{dis} = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$; +: $N_{dis} = 1 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$; x: $N_{dis} = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$; Δ: $N_{dis} = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$.

bulunabilirler. Şekil 4.7, yalnızca dislokasyonları çevreleyen gerilme alanlarından meydana gelen saçılmanın etkisini göstermektedir. Deneysel olarak ölçülen Hall mobilitesine diğer saçılma mekanizmalarından katkılar geldiği için saçılmanın bu şekli yaklaşık olarak hesaplanabilir. Modülasyon katkısı olmaksızın AlGaIn/GaN heteroarayüzeyde, kendiliğinden polarizasyon ve piezoelektrik polarizasyon etkisinden dolayı oluşan 2BEG'nin varlığı ispat edilmiştir. Böyle bir 2BEG, büyütülen tabakaya ve bileşime bağlı olarak genellikle $n_s = 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ arasında değer alır. Büyütme koşullarına bağlı olan tipik dislokasyon yoğunlukları ise $N_{dis} = 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ile $N_{dis} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ arasında değişmektedir. 2BEG tabaka yoğunlukları ve $N_{dis} = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ile $N_{dis} = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ arasında değişen dislokasyon yoğunlukları için kenar dislokasyonu gerilme alanı saçılması hesaplanmıştır. Sonuç olarak dislokasyonların gerilme alanlarından kaynaklanan deformasyon potansiyel

saçılması ve yüklü kor saçılmasının birlikte göz önüne alınması, 2 boyutlu elektron gazının taşıma özelliklerinin daha gerçekçi ve kapsamlı olarak incelenmesini sağlayacaktır. Dislokasyon yoğunluğunun bu numune için gerçek değeri geçirmeli elektron mikroskobu (TEM) ile belirlenebilir ve hesapla bulunan değerle karşılaştırılabilir.

Şekil 4.8, düşük sıcaklıklardaki etkin saçılma mekanizmasını araştırmak için hesaplanan τ_i/τ_q oranlarının 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir. Daha çok küçük açılı saçılmalardan katkı gelirse τ_i/τ_q oranı 1'den çok daha büyük olur. Diğer taraftan saçılma daha büyük açılara sınırlandırılırsa bu oran saçılmanın izotropik saçılmaya benzemesinden dolayı 1'e yaklaşır. Yüklü dislokasyonlar için elde edilen τ_i/τ_q oranı, safsızlık saçılması için elde edilen τ_i/τ_q oranı ile karşılaştırıldığında yüklü dislokasyonlar için elde edilen oranın 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna bağlılığının safsızlık saçılması için elde edilen orandan daha zayıf olduğu görülmektedir [11]. Ayrıca saçılma açısı θ_c sıfıra giderken yüklü dislokasyon saçılması için hesaplanan oran, safsızlık saçılması için hesaplanan orandan çok daha büyüktür. Bu sonuçlarda göstermektedir ki düşük sıcaklıklarda dislokasyon saçılması iyonize safsızlık saçılmasından daha baskın bir saçılma mekanizmasıdır.



Şekil 4.8 2 boyutlu elektron gazındaki yüklü dislokasyonlardan saçılma için τ_i/τ_q oranı. Her bir eğri, saçılma için farklı açılarını gösterir: $\circ : \theta_c = \pi / 10$; $\square : \theta_c = \pi / 100$; $+$: $\theta_c = \pi / 1000$; $\times : \theta_c = \pi / 10000$. Saçılma açısı küçüldükçe, τ_i/τ_q oranı büyür.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada GaN/AlGaN heteroeklemlili yapıda oluşan 2 boyutlu elektron gazının taşıma özelliklerinden olan Hall mobilitesine başlıca saçılma mekanizmaları olan dislokasyon, deformasyon potansiyel akustik fonon, piezoelektrik, polar optiksel fonon, uzaklaştırılmış ve arka plan safsızlıklardan kaynaklanan iyonize olmuş safsızlık saçılmalarının etkileri incelenmiştir.

2 boyutlu elektron gazının düşük alan mobilitesi, $T_L = 3.8$ K ve $T_L = 300$ K arasındaki örgü sıcaklıklarında 3 T'lik manyetik alan değerine ulaşabilen elektromagnet ile $n_s = 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğuna sahip numune için hesaplanmıştır. Nitritler gibi polar yarıiletkenlerdeki bağların iyonikliğinden kaynaklanan örgü titreşimleri ile elektriksel polarizasyonun birlikte neden olduğu elektriksel alan ile elektronların etkileşiminden meydana gelen optiksel fonon saçılması yüksek sıcaklıklarda elektron mobilitesini sınırlayan baskın saçılma mekanizmasıdır. Fononların kristal potansiyelinde meydana getirdiği yerel deformasyon sonucu oluşan deformasyon potansiyel akustik fonon saçılması ve terslenim simetrisi olmayan kristallerde fononların neden olduğu gerilmenin iyonları polarize etmesi sonucu oluşan iç elektrik alanların neden olduğu piezoelektrik saçılması, ara sıcaklık değerlerinde elektronların taşıma özelliklerini etkileyen baskın saçılma mekanizmalarıdır. Düşük sıcaklıklarda, yerleştiği bölgenin yakınındaki örgü potansiyelinde değişiklik yaratarak bir elektrik alan oluşturan iyonize safsızlıklar taşıyıcının saçılmasına neden olurlar. Düşük sıcaklıklardaki etkin saçılma mekanizmasını belirlemek için taşıma ve kuantum durulma zamanlarının oranının 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğuna göre değişimi incelenmiş ve düşük sıcaklıklarda dislokasyon saçılmasının iyonize olmuş safsızlık saçılmasından daha baskın bir saçılma mekanizması olduğu ortaya konulmuştur. Yüksek ve ara sıcaklık değerleri için hesaplanan mobilite değerleri deneysel değerlerle örtüşmektedir. Fakat düşük sıcaklıklarda hesaplanan mobilite değerleri deneysel sonuçlardan daha yüksek çıkmaktadır. Aradaki bu farkın nedeni, mevcut alt tabaka safir ile olan örgü uyumsuzluğundan kaynaklanan yüklü dislokasyon saçılması ve/veya ara yüzey düzensizliğinden kaynaklanan saçılma (IFR) olabilir. $T = 3.8$ K'de dislokasyon yoğunluğu $N_{dis} = 2.37 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ve taşıyıcı yoğunluğu $n_s = 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ iken

hesaplanan mobilite değeri, düşük sıcaklıktaki deneysel mobilite değerleri ile karşılaştırılmış ve uyum içinde olduğu gözlenmiştir. Dislokasyon yoğunluğunun gerçek değeri TEM sonuçlarından belirlenebilir ve bu sonuçlar teorik olarak bulunmuş olan sonuçlarla karşılaştırılabilir.

Düşük sıcaklıklarda mobilite üzerine etkisi olan IFR saçılması [27] numaralı referansta verilen çalışma ile incelenmiş ve IFR'nin sıcaklıktan bağımsız olduğu ve düşük sıcaklık mobilitesine fit edilen Λ ve Δ parametreleri belirlenerek mobilite üzerine etkisi detaylı bir şekilde incelenmiş ve dislokasyon saçılması ile karşılaştırılmıştır.

Ayrıca bu çalışma 3 boyutlu yapılar için de genişletilebilir. Bu çalışmanın bir kısmı [28] numaralı referans ile verilen makalede yayınlanmıştır. İleriki yıllarda da benzer çalışmanın 3 boyutlu yapılara genişletilebilmesi de mümkün olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] Kapolnek, D., Wu, X.H., Heying, B., Keller, S., Keller, B.P., Mishra, U.K., DenBaars, S.P. and Speck, J.S., *Appl. Phys. Lett.* 67, (1995), 1541.
- [2] Strite, S. and Morkoç, H., *J. Vac. Sci. Technol. B* 10, (1992), 1237.
- [3] Vurgaftman, I., Meyer, J.R., Ram-Mohan, L.R., *J. Appl. Phys.* 89, (2001), 5815.
- [4] Elhamri, S., Newrock, R.S., Mast, D.B., Ahoujja, M., Mitchel, W.C., Redwing J.M., Tischler, M.A. and Flynn, J.S., *Phys. Rev. B* 57, (1998), 1374.
- [5] Wu, J., Walukiewicz, W., Shan, W., Yu, K.M., Ager III, J.W., Haller, E.E., Lu Hai and Schaff, W.J., *Phys. Rev. B* 66, (2002), 201403.
- [6] Bayrak, S.T., “Al_xGa_{1-x}N/GaN heteroyapılardaki 2BEG'nin elektriksel ve optiksel karakterizasyonu”, Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (2003).
- [7] Morkoç, H., Nitride Semiconductors and Devices, Springer Verlag, Heidelberg (1999).
- [8] Bernardini, F., Fiorentini, V. and Vanderbilt, D., *Phys. Rev. B* 56, R 10024 (1997).
- [9] Look, D.C., Szelove, J.R., *Phys. Rev. Lett.* 82, (1999), 1237.
- [10] Lester, S.D., Ponce, F.A., Craford, M.G., Steigerwald, D.A., *Appl. Phys. Lett.* 66, (1995), 1249.
- [11] Jena, D. and Mishra, U.K., *Appl. Phys. Lett.* 80, No:1 (2002).
- [12] Ambacher, O., *J. Phys.D* 31, (1998), 2653.
- [13] Smorchkova, J.P. et al., *J. Appl. Phys.* 86, (1999), 4520.
- [14] Asbeck, P.M., Yu, E.T., Lau, S.S., Sun, W., Dang, X. and Shi, C., *Solid-State Electron.* 44, (2000), 211.
- [15] Leszczynski, M., Teyseyre, H., Suski, T., Grzegory, I., Bockowski, M., Sun, J.J., Porowski, S., Pakula, K., Baranowski, J.M., Foxon, C.T. and Cheng, T.S., *Appl. Phys. Lett.* 69, (1996), 73.
- [16] Mazzucato, S., Arikian, M.C., Balkan, N., Ridley, B.K., Zakhleniuk, N., Shealy, R.J. and Schaff, B., *Physica B* 314, (2002), 55-58.
- [17] Hess, K., *Appl. Phys. Lett.* 35, (1979), 484.
- [18] Chung, B.C. and Gershenson, M., *J. Appl. Phys.* 72, 651-9.
- [19] Hsu, L. and Walukiewicz, W., *Phys. Rev. B* 56, (1997), 1520..
- [20] Ridley, B.K., *J. Phys. C* 15, (1982), 5899.

- [21] Jena, D., Gossard, A.C. and Mishra, U.K., *Appl. Phys. Lett.* 76, (2000), 13.
- [22] Weimann, N.G., Eastman, L.F., Doppalapudi, D., Ng, H.M. and Moustakas, T.D., *J. Appl. Phys.* 83, (1998), 3656.
- [23] Bardeen, J. and Shockley, W., *Phys. Rev.* 80, (1950), 72.
- [24] Chuang, S.L., *Phys. Rev. B* 43, (1991), 9649.
- [25] Davies, J.H., *The Physics of Low Dimensional Semiconductors*, (1998), p.357.
- [26] Das Sarma, S. and Stern, F., *Phys. Rev. B*, 32, (1985), 8442.
- [27] Gökden, S., Baran, R., Balkan, N., Mazzucato, S., *Physica E*, 24, (2004), 249-256.
- [28] Gökden, S., Ilgaz, A., Balkan, N., Mazzucato, S., *Physica E*, 25, (2004), 86-92.

