



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



[Yüksek Lisans Tezi]

**[InGaAs EPİTAKSİYEL TABAKALARIN OPTİK VE
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU]**

[Saleh Mohammad AMINI]

[Fizik Anabilim Dalı]

[Katıhal Fiziği Programı]

**DANIŞMAN
[Prof. Dr.] [Ayşe EROL]**

[Temmuz, 2022]

İSTANBUL

Bu çalışma, 6.07.2022 tarihinde aşığıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı, Katıhal Fiziğı Programında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Ayşe EROL (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Ömer DÖNMEZ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Merih SERİN
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi

İntihal Programı Beyanı

20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi’nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Proje Destekleri

Bu tez, 120F062 numaralı, InGaAs Gunn Diyodu Tabanlı Işık Yayan Aygıtlar başlıklı TÜBİTAK 1001 projesi ile desteklenmiştir. |



ÖNSÖZ

[Yüksek lisans çalışmam süresince her türlü desteği sağlayan, her zaman çalışmalarımı yakından ilgilenen ve yol gösteren değerli danışmanım Prof. Dr. Ayşe EROL hocama içten ve samimiyetle çok teşekkür ediyorum.

İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümü'ne başladığımdan beri yardımları ile gerek derslerim gerekse laboratuvar çalışmalarım ile yakından ilgilenen, her zaman bana moral ve motivasyon veren değerli hocam Araş. Gör. Dr. Selman MUTLU'ya ayrıca çok teşekkür ediyorum.

Deneyisel çalışmalarım süresince hiçbir yardımı eksik etmeyen değerli hocam Mustafa AYDIN ve Araş. Gör. Göksenin KALYON'a teşekkür ediyorum.

Laboratuvar ortamında beraber çalıştığım tüm Nano ve Optoelektronik Araştırma Grubu çalışanlarına, yardımları ve samimi davranışları için ayrıca çok teşekkür ediyorum.

Başta İstanbul Üniversitesi ve TÜBİTAK olmak üzere her tür maddi ve manevi desteği sağlayarak eğitim sürecime katkıda bulunan tüm Türkiye Cumhuriyeti kurumlarına sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum. |

Temmuz 2022

[Saleh Mohammad AMINI]

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	ivv
İÇİNDEKİLER.....	v
ŞEKİL LİSTESİ	vvi
TABLO LİSTESİ.....	ixx
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	x
ÖZET	xv
SUMMARY	xvii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	4
2.1. III-V Grubu Yarıiletkenler Alaşımlar	4
2.2. $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ Alaşımının Özellikleri	9
2.3. Yarıiletkenlerde Optik Süreçler	16
2.3.1 Yarıiletkenlerde Soğurma	16
2.3.2 Yarıiletkenlerde Işıma.....	24
2.4. Klasik Rejimde Magneto-taşınm	29
2.4.1 Hall Olayı	30
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	33
3.1. Örneklerin Yapısı ve Fabrikasyonu	33
3.2. Fotolüminesans Ölçüm Yöntemi	36
3.3. Hall Olayı Ölçümü.....	40
3.3.1 Hall Bar Geometrisi Yöntemi.....	40
3.3.2 Van der Pauw Yöntemi	43
4. BULGULAR.....	48
4.1. Optik Karakterizasyon	48
4.2. Elektriksel Karakterizasyon.....	56
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	661
KAYNAKLAR.....	64
ÖZGEÇMİŞ	68

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 2.1:** Vegard yasasından yararlanarak alaşım konsantrasyonuna bağlı olarak III-V grubu yarıiletken alaşımlar için örgü sabitleri.5
- Şekil 2.2:** Alttaş üzerine büyütülen alaşımın farklı örgü sabitleri olması durumundaki kristal örgü yapısı ve bant yapısı; (a) gerilme durumu (b) gerilme ve sıkışma olmadığı durumu (c) sıkışma durumu ve İB: İletkenlik Bandı, AB: Ağır Boşluk ve HB: Hafif Boşluk dispersiyon eğrilerini göstermektedir.6
- Şekil 2.3:** Üst kısımda A ve B tipi atomlar dizilimi için, U_A ve U_B atomik potansiyeli ve alt kısımda ise periyodik olarak varsayılan, sanal kristal yaklaşımı ile durumların ortalama potansiyelini göstermektedir.7
- Şekil 2.4:** Çeşitli III-V grubu yarıiletkenler ve alaşımları için oda sıcaklığında malzemelerin örgü sabitleri ile bant aralıklarının alaşım konsantrasyonuna göre değişimi. Daireler düz çizgi ile bileşiklerin alaşımlanarak oluşturduğu alaşımların Vegard Yasası'na uygun olarak bant aralığı ve örgü sabiti değişimini göstermektedir.8
- Şekil 2.5:** $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ alaşımının bant yapısı.11
- Şekil 2.6:** v_d sürüklenme hızı $\vec{E}$ elektrik alan μ_F Γ vadisindeki elektron mobilitesi μ_L L vadisindeki elektron mobilitesi olmak üzere sürüklenme hızı elektrik alan ile değişim grafiği. NDR bölgesi gri renkle gösterilmiştir.13
- Şekil 2.7:** Bazı direk ve indirek bant aralıklı yarıiletkenlerin 300 K'de elektrik alana bağlı taşıyıcı sürüklenme hızları.14
- Şekil 2.8:** Farklı elektron konsantrasyonu sahip, (a) GaAs ve (b) $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ için 300 K'de ve (c) GaAs ve (d) $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ için 77 K'de elektron sürüklenme hızı elektrik alan bağılılığı.15
- Şekil 2.9:** Valans bandındaki işgal edilmiş E_b başlangıç seviyesinden iletkenlik bandında bulunan boş E_s son seviyesi arasında bantlararası soğurma olayı.17
- Şekil 2.10:** Bantlararası geçiş: (a) direk bant aralığı ve (b) indirek bant aralığı. Dikey 0k foton soğurulması (b)'deki yatay 0k fonon soğurulması ya da yayılmasını temsil etmektedir.18
- Şekil 2.11:** Direk bant aralıklı bir yarıiletkenin $k=0$ civarında band yapısı. $E=0$ valans bandının maksimumuna $E=E_g$ iletkenlik bandının minimumuna karşılık gelmektedir. Şekilde gösterilen dört band ağır boşluk (AB), hafif boşluk (HB), split-off (SO) ve elektron (e) bantlarıdır. İki optik geçiş gösterilmiştir. Geçiş 1 ağır

boşluk ve geçiş 2 hafif boşluk geçiştir. Geçişler split-off bandı ve iletkenlik bandı arasında da gerçekleşebilir.	22
Şekil 2.12: Katılarda ışımalı ve ışımasız geçişlerin oluşum mekanizması	25
Şekil 2.13: Direk bant aralıklı bir yarıiletkenin bant aralığından büyük enerjili ($E \geq E_g$) fotonlarla uyarılması sonrasında fotoluminesans sürecinin şematik gösterimi.....	27
Şekil 2.14: Hall olayının oluşumu.....	31
Şekil 3.1: InP üzerine büyütülen n-tipi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ örnek yapısı.	34
Şekil 3.2: (a) Hall bar geometrisi ve (b) Van der Pauw örneklerin fotoğrafları.	35
Şekil 3.3: (E_D) donör seviyesi, (E_A) akseptör seviyesi, (E_T) derin tuzak seviyesi olmak üzere bir yarıiletkende olası elektron geçişlerini göstermektedir.	36
Şekil 3.4: PL deney düzeneği.....	38
Şekil 3.5: PMT'nin spektral duyarlılık eğrisi.....	39
Şekil 3.6: Hall bar geometrisi.	40
Şekil 3.7: Van der Pauw yönteminde kullanılan örnek yapısı.	43
Şekil 3.8: (a) 2. ve 4. kontaklardan akım uygulanır ve 1. ve 3. kontaklardan Hall voltajı okunur. (b) 1. ve 3. kontaklardan akım uygulanır ve 2. ve 4. kontaklardan Hall voltajı okunur.....	43
Şekil 3.9: (a) 1. ve 2. kontaklardan akım uygulayıp 3. ve 4. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. (b) 2. ve 3. kontaklardan akım uygulayıp 1. ve 4. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. (c) 3. ve 4. kontaklardan akım uygulayıp 1. ve 2. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. (d) 1. ve 4. kontaklardan akım uygulayıp 2. ve 3. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır.....	44
Şekil 3.10: f_G geometrik faktörün Q 'ya bağlılığı.....	46
Şekil 3.11: Hall olayı ölçüm deney düzeneği.	46
Şekil 4.1: PL spektrumlarının sıcaklığa göre değişimi.	50
Şekil 4.2: Varshni denkleminde fit edilmiş sıcaklığa bağlı PL pik enerjileri.	52
Şekil 4.3: 100 K, 140 K ve 200 K'deki PL ışıma spektrumları.....	54
Şekil 4.4: 200 K sıcaklığındaki PL spektrumları.	56
Şekil 4.5: Hall bar geometrisi yöntemi ile 77 K ile 300 K aralığındaki taşıyıcı konsantrasyonları.....	57
Şekil 4.6: Hall bar geometrisi yöntemi ile 77 K ile 300 K aralığındaki elektron mobiliteleri.	58

Şekil 4.7: Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemler ile elde edilen taşıyıcı konsantrasyonların karşılaştırılması.	59
Şekil 4.8: Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemler ile elde edilen elektron mobilitelerin karşılaştırılması.	59



TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1: 300 K’de bazı üçlü III-V grubu yarıiletkenler alaşımların alaşım konsantrasyona bağlı bant aralıkları.	9
Tablo 2.2: 300 K’de alaşım konsantrasyonuna bağlı olarak $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ alaşımının bazı önemli parametreleri.	10
Tablo 2.3: $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ve InP ’ın 300 K’deki bazı temel özellikleri.	11
Tablo 2.4: 300 K’de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ’in deneysel ve EPM yöntemleri ile elde edilen bantlar arası enerji geçişlerin karşılaştırılması	12
Tablo 3.1: Örneklerin büyütme koşulları.	34
Tablo 3.2: n-tipi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ epitaksiyel tabakaların belirlenmiş kalınlıkları ve taşıyıcı konsantrasyonları.	34
Tablo 4.1: 33, 77, 100 ve 200 K’de PL pik enerji değerleri ve FWHM değerleri.	51

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
a	: Örgü sabiti
α_0	: Optik soğurma katsayısı
α	: Varshni katsayısı
A	: Einstein katsayısı
b_H	: Hall bar geometrisinde iki yan kol arasındaki uzunluk
β	: Varshni katsayısı
$\vec{B}$	: Manyetik alan
B_z	: z yönündeki manyetik alan
C	: Van der Pauw geometrisinde kontak kenar uzunluğu
c_H	: Hall bar geometrisinde yan kol genişliği
D	: Van der Pauw geometrisinde örnek kenar uzunluğu
e	: Elektron yükü
E	: Enerji
$\vec{E}$	: Elektrik alan
E_0	: $r = 0$ konumdaki elektromanyetik dalganın elektrik alan genliği
E_A	: Akseptör enerji seviyesi
E_D	: Donor enerji seviyesi
$\vec{E}_{eşik}$	: Eşik elektrik alan
E_f	: Fermi enerji seviyesi
E_{foton}	: Elektromanyetik dalganın elektrik alan genliği
E_i	: İlk enerji seviyesi
E_g	: Yarıiletkenin bant aralığı
$\vec{E}_{Hall}$	: Hall elektrik alanı
E_L	: İletkenlik bandındaki Γ ve L vadiler arasındaki geçiş enerjisi
E_s	: Son enerji seviyesi
E_T	: Derin tuzak enerji seviyesi
E_x	: x yönündeki elektrik alan
E_X	: İletkenlik bandındaki Γ ve X vadiler arasındaki geçiş enerjisi

E_y	: y yönündeki elektrik alan
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_∞	: Yüksek frekans dielektrik sabiti
ϵ_s	: Statik dielektrik sabiti
f	: Elektronlar ve boşluklar için Maxwell-Boltzmann dağılım fonksiyonu
f_e	: Elektronlar için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
f_G	: Geometrik faktör
$\vec{F}$	: Lorentz kuvveti
g	: Durum yoğunluğu
h	: Planck sabiti
$\hbar$	: İndirgenmiş Planck sabiti
H'	: Pertürbasyon Hamiltonyen operatörü
I	: Elektrik akımı
$I_{ışın}$	: Işıma şiddeti
$\vec{j}$	: Akım yoğunluğu
j_x	: x yönündeki akım yoğunluğu
j_y	: y yönündeki akım yoğunluğu
k	: Dalgavektörü
κ	: Kırılma indisinin sanal kısmı
k_B	: Boltzmann sabiti
k_i	: İlk elektron enerji durumu için dalgavektörü
k_s	: Son elektron enerji durumu için dalgavektörü
L	: (111) yönünde, Brillouin bölgesinin kenar ucunda bulunan vadi
L_H	: Hall bar geometrisinde ana kol uzunluğu
m_0	: Boşlukta elektron kütlesi
m^*	: Taşıyıcıların etkin kütlesi
m_e^*	: Elektron etkin kütlesi
m_{hh}^*	: Ağır boşluk etkin kütlesi
m_{lh}^*	: Hafif boşluk etkin kütlesi
M	: İletkenlik ve valans bantların arasındaki geçiş matrisi
n	: Taşıyıcı konsantrasyonu
N	: Taşıyıcı nüfusu
N_e	: Elektron yoğunluğu
N_h	: Boşluk yoğunluğu

η_R	: Işıma verimliliği
ρ	: Üç boyutlu öz direnç
$\rho_{2 \text{ boyutlu}}$	: İki boyutlu öz direnç
p_e	: Elektron dipol momenti
p_H	: Hall bar geometrisinde yan kol uzunluğu
$\vec{\rho}_B$	: Magneto-öz direnç tensörü
q	: Taşıyıcı yükü
r	: Elektron yer vektörü
R	: Direnç
R_{Hall}	: Hall katsayısı
t	: Zaman
t_k	: Örnek kalınlığı
τ	: Relaksasyon, saçılma zamanı
τ_{NR}	: Işımasız geçiş ömrü
τ_r	: Herhangi bir sıcaklıkta taşıyıcı ömrü
τ_R	: Işımalı geçiş ömrü
τ_{Ther}	: Relaksasyon zamanı
τ_{∞}	: Yüksek sıcaklıkta taşıyıcı ömrü
T	: Sıcaklık
u_i	: İlk durum zarf fonksiyonu
u_s	: Son durum zarf fonksiyonu
U	: Atomik potansiyel
ν	: Işık frekansı
$\vec{v}$	: Taşıyıcıların hızı
V	: Normalizasyon hacmi
v_d	: Taşıyıcıların sürüklenme hızı
$v_{d,\Gamma}$	: Γ vadisinde taşıyıcıların sürüklenme hızı
$v_{d,L}$	: L vadisinde taşıyıcıların sürüklenme hızı
v_x	: x yönündeki taşıyıcıların sürüklenme hızı
V	: Voltaj
V_{Hall}	: Hall voltajı
w	: Örnek genişliği
ω	: Açısal frekans
ω_c	: Siklotron frekansı

w_H	: Hall bar geometrisinde ana kol genişliği
W	: Bantlar arası elektronların kuantum mekaniksel geçiş oranı
Γ	: Dalgavektörü (0,0,0) Brillouin bölgesinin merkez vadisi
δ	: Soğurma uzunluğu
Δ_0	: Valans bandın ucundan boşluk Split-off band enerjisi
ΔE	: Işımasız rekombinasyon merkezlerinin aktivasyon enerjisi
λ	: Dalgaboyu
μ	: İndirgenmiş kütle
$\mu_{e,b}$	: Elektron veya boşluk mobilitesi
μ_{Hall}	: Hall taşıyıcı mobilitesi
μ_Γ	: Γ vadisindeki elektron mobilitesi
μ_L	: L vadisindeki elektron mobilitesi
$\vec{\sigma}_B$	: Magneto-iletkenlik tensörü
X	: (100) yönünde, Brillouin bölgesinin kenar ucunda bulunan vadi
ψ_i	: İlk kuantum durumun dalga fonksiyonu
ψ_s	: Son kuantum durumun dalga fonksiyonu
Ω	: Fonon açısal frekansı

Kısaltmalar

Açıklama

AB	: Ağır boşluk
AC	: Alternatif akım (Alternating Current)
CWL	: Merkez Dalgaboyu (Center Wavelength)
DC	: Doğru akım (Direct Current)
EPM	: Yapay Potansiyel Yöntemi (Empirical Pseudopotential Method)
FWHM	: Yarı maksimumdaki tam genişlik (Full Width at Half Maximum)
GD	: Gunn Diyot
HB	: Hafif boşluk
İB	: İletkenlik bandı
IR	: Kırmızı ötesi (Infrared)
Labview	: Laboratuvar Sanal Enstrüman Mühendisliği Tezgahtı (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench)
LIA	: Lock-in yükselteç (Lock-in Amplifier)
I-V	: Akım-Voltaj
LO	: Boyuna optik (Longitudinal Optical)

LPE	: Sıvı Faz Epitaksisi (Liquid Phase Epitaxy)
MOVPE	: Metalorganik Buhar Fazı Epitaksisi (Metalorganic Vapor Phase Epitaxy)
NDR	: Negatif Diferansiyel Direnç (Negative Differential Resistance)
PMT	: Fotoçoğullayıcı tüp (Photomultiplier Tube)
PL	: Fotolüminesans (Photoluminescence)
sccm	: Dakikada standart santimetreküp (standart cubic centimeters per minute)
SO	: Split-off
VPE	: Buhar Faz Epitaksisi (Vapour Phase Epitaxy)



ÖZET

[YÜKSEK LİSANS TEZİ]

[InGaAs EPİTAKSİYEL TABAKALARIN OPTİK VE ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU]

[Saleh Mohammad AMINI]

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

[Fizik Anabilim Dalı]

Danışman: [Prof. Dr.] [Ayşe EROL]

[InGaAs alaşımı büyütme süreçlerinde In alaşım kompozisyonunun kontrollü olarak değiştirilmesi ile bant aralığı yaklaşık 0,75eV olarak ayarlanarak, kırmızı ötesi (IR) bölgede çalışan dedektörlerde kullanılan bir yarıiletken malzemedir. Oda sıcaklığında bant aralığı 1,65 μm dalgaboyu civarına karşılık gelmekte olup, bu dalgaboyu civarında ısıma yapan optoelektronik aygıt olarak kullanılma potansiyeli bulunmaktadır. Bu çalışmada, Metal Organik Buhar Faz Epitaksisi (Metal Organic Vapour Phase Epitaxy, MOVPE) yöntemi kullanılarak yarı yalıtkan InP üzerinde büyütülen, farklı kalınlık ve taşıyıcı konsantrasyonlarına sahip $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ epitaksiyel tabakaların optik ve elektriksel karakterizasyonu yapılarak, bant aralıkları, taşıyıcı konsantrasyonları, taşıyıcı mobiliteleri ve bu parametrelerin sıcaklığa bağlılığı belirlendi.

Bu malzemenin sıcaklığa bağlı enerji bant aralığı, 33 K ve 300 K aralığında, fotoluminesans (Photoluminescence, PL) yöntemi kullanılarak incelendi ve sıcaklığa bağlı taşıyıcı

konsantrasyonu ve taşıyıcı mobilitesi, 77 K ve 300 K aralığında Hall olayı yöntemi kullanarak belirlendi.

İncelenen yapılar n-tipi olup, farklı taşıyıcı konsantrasyonlarına sahip oldukları için, bant aralığında farklı taşıyıcı konsantrasyonu olması durumunda, oluşacak bant aralığı daralması veya bant kuyruğu oluşumu gibi etkilerin de varlığı incelenmiştir. |

Temmuz 2022, [68] sayfa.

Anahtar kelimeler: |InGaAs, bant aralığı, taşıyıcı mobilitesi, taşıyıcı konsantrasyonu, fotolüminesans, Hall olayı|



SUMMARY

M.Sc. THESIS

OPTICAL AND ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF InGaAs EPITAXIAL LAYERS

Saleh Mohammad AMINI

Istanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Ayşe EROL

InGaAs alloy is a semiconductor material that is used in detectors operating in the infrared (IR) region by changing the In alloy composition in controlled growth processes by adjusting the band gap to about 0,75eV. The band gap at room temperature corresponds to around 1,65 μm , and it has the potential to be used as an optoelectronic device that radiates around this wavelength. In this work, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alloy with different thickness and carrier concentrations grown on semi-insulating InP by using Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) method were studied and energy band gaps, carrier concentrations, carrier mobilities, and temperature dependence of these parameters were determined.

The energy band gap of this material, depending on the temperature, in the range of 33 K and 300 K, was investigated using the photoluminescence (PL) method and the temperature dependent carrier concentration and carrier mobility between 77 K and 300 K were determined using Hall effect method.

The investigated structures are n-type and since they have different carrier concentrations, so the existence of effects such as band gap narrowing or band tail formation in case of different carrier concentration in the band gap were also investigated.

July 2022, 68 pages.

Keywords: InGaAs, band gap, carrier mobility, carrier concentration, photoluminescence, Hall effect

1. GİRİŞ

Transistörün icat edilmesi ile 1945 yılından beri yarıiletkenler temel bilim ve teknolojinin odağında yer alan malzemeler olmuştur. Büyütme sürecinde iletkenliklerinin kontrollü olarak değiştirilebilmesi, bant aralıklarının modifiye edilebilmesi, teknolojinin gereksinimlerine yanıt verebilecek yeni yarıiletkenlerin elde edilmesi, yarıiletkenleri diğer malzemelere kıyasla öne çıkaran çok önemli üstünlüklerdir. Yarıiletkenlerin kontrol edilebilir özellikleri sayesinde elektronik bir aygıt olan transistörde kullanılabilir olmalarının anlaşılmasını, ısıma yapan ve ısımayı algılayan optoelektronik aygıt teknolojilerinin de yegane malzeme sistemi olması izlemiştir. Yarıiletkenler sadece elektronik ya da optoelektronik alanlarında değil, fotonik ve fononik alanındaki çalışmalarda da kullanılabilmektedirler.

Gelişen teknoloji elektriksel ve optik olarak daha üstün özelliklere sahip malzemelere ya da var olanların gereksinim duyulan farklı/aynı teknoloji alanında kullanılır hale getirilmelerine gereksinim duymaktadır. Tez kapsamında elektriksel ve optik olarak incelenen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ malzemesi iki bileşik yarıiletkenin (InAs ve GaAs) belli bir In alaşım kompozisyonunda büyütülebilmesiyle oluşan direk bant aralıklı bir alaşım yarıiletkendir. Alaşım oranı $0 \leq x \leq 1$ aralığında değiştirildiğinde bant aralığı 1,42 eV ile 0,36 eV aralığında değişebilen yeni alaşım yarıiletkenler elde edilebilir. Epitaksiyel büyütme tekniklerinden yararlanılarak InP alttaş üzerine $x = 0,53$ alaşım konsantrasyonunda tam örgü uyumlu olarak büyütülebilmektedir. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ doğrudan InP alttaş üzerine büyütülmesi ilk kez 1976'da Sankaran ve diğerleri [1] tarafından gösterildi ve daha sonra 1977 yılında, ilk kez Pearsall ve arkadaşları tarafından Sıvı Faz Epitaksisi (LPE, Liquid Phase Epitaxy) yöntemi ile tek kristal formda InP alttaş üzerine büyütülüp incelendi [2]. InP ile örgü uyumuna sahip $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ 'in tek kristal formda epitaksiyel tabakaları, Metalorganik Buhar Fazı Epitaksisi (Metalorganic Vapor Phase Epitaxy, MOVPE), LPE, Buhar Faz Epitaksisi (Vapour Phase Epitaxy, VPE) ve Moleküler Demet Epitaksisi (Molecular Beam Epitaxy, MBE) gibi farklı yöntemler ile büyütülebilmektedir. Bu çalışma kapsamında incelenen malzemeler, günümüzde çok yaygın olarak kullanılan, MOVPE yöntemi ile büyütülmüştür.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tabanlı kırmızı ötesi (InfraRed, IR) bölgede duyarlı fotodedektörler [3], ışık yayan aygıtlar [4,5] ile yüksek taşıyıcı mobiliteli hızlı transistörler de ticari olarak teknolojiye pek

çok uygulamada yer bulmaktadırlar [6,7]. $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ negatif diferansiyel direnç (Negative Differential Resistance, NDR) özelliği gösteren direk bant aralıklı bir yarıiletken olması ile de bir elektronik aygıt olan GHz mertebesinde osilasyonların üretildiği Gunn diyotlarının üretilmesinde de kullanılmaktadır [8,9,10,11,12].

Bu tez çalışmasında *Gunn diyonu tabanlı InGaAs ışık yayan aygıtların geliştirilmesi ve karakterizasyonu* başlıklı TÜBİTAK 1001 projesi kapsamında Gunn olayına dayalı olarak çalışacak $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ tabanlı $\sim 1,6\mu\text{m}$ 'de ışıma yapan aygıtların geliştirilmesi için kullanılacak olan farklı taşıyıcı konsantrasyonuna sahip n-tipi $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ epitabakaların optik ve elektriksel karakterizasyonlarının yapılarak tasarım parametrelerinin belirlenmesi amaçlanmaktadır.

Bir Gunn aygıtında yüksek elektrik alan domeni, NDR eşiğinin üstündeki değerlerde uygulanan elektrik alanlarda çekirdeklenir. Yüksek alan domeni katottan anoda doğru aygıt boyunca hareket eder. Hareket eden domen içinde yüksek elektrik alanla indüklenen impakt iyonizasyondan dolayı dengede olmayan fazla elektronlar ve boşluklar yaratılır. Bu yaratılan fazlalık taşıyıcıları, domenlerin aygıt içinde ard arda gelmesiyle banttan banda rekombinasyona karşılık gelen bir hızda rekombine olurlar [8,9,10,11,12,13]. NDR'nın gözlemlendiği elektrik alan aktif bölgeyi oluşturan yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğuna ve ışıma dalgaboyu da bant aralığına bağlıdır.

Yalnızca tek tip katkılı yarıiletkenin aktif bölgesini oluşturduğu ve elektrik alanın epitabakaya paralel uygulandığı, ışıma yapan Gunn aygıtlar bu özellikleriyle ileri yönde beslenen p-n ekleminde oluşmuş klasik yarıiletken diyot tabanlı ışıma yapan aygıtlardan çok daha basit bir yapıya sahip olup her iki voltaj polaritesinde de çalışabilmektedirler.

Bu tez çalışmasında incelenen örnekler InP alttaş üzerine büyütülmüş n-tipi InGaAs epitabakalar olup, Gunn olayına dayalı olarak yaklaşık $1,6\mu\text{m}$ dalgaboyunda ışıma yapan InGaAs tabanlı ışık yayan aygıtların aktif bölgesini oluşturmaktadır. Farklı katkı konsantrasyonlu yapılar katkı konsantrasyonunun NDR, Gunn osilasyonlarının karakteristiği, aygıtın ideal çalışacağı elektrik alanının belirlenmesi için kullanılacaktır. Taşıyıcı konsantrasyonuna ve sıcaklığa bağlı olarak aygıtın ışıma yapacağı dalgaboyu bölgesi ve ışıma şiddetinin değişimi incelenecektir. Elde edilecek bulgular NDR eşiğinde elektrik alanında en yüksek ışıma şiddetine sahip olan, yaklaşık $1,6\mu\text{m}$ ışıma yapan ve kararlı Gunn osilasyonlarına

sahip olan katkı konsantrasyonuna sahip en ideal aygıtın geliştirilmesi için tasarım parameterlerinin belirlenmesine katkı sağlayacaktır.

Malzemelerin optik karakterizasyonunda fotoluminesans (Photoluminescence, PL) yöntemi kullanıldı. Bu yöntem ile malzemelerin bantlar arası ışımalı geçiş karakteristiklerini kullanarak malzemenin bant aralığı ve bant aralığının sıcaklığa göre değişimi incelendi ve elde edilen PL pik enerjilerinin sıcaklığa göre değişimi Varshni denklemine fit edilerek analiz yapıldı. Aynı zamanda örneklerin PL şiddetlerinin ve PL piklerinin yarı genişliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi ve farklı taşıyıcı konsantrasyonu olması durumunda oluşacak bant aralığı daralması veya bant kuyruğu oluşumu gibi etkilerin de varlığı incelendi.

Elektriksel karakterizasyonda malzemelerin klasik rejimde magneto-taşıyım olayına dayanan ve günümüzde yaygın olarak kullanılan klasik Hall olayı ölçüm tekniği kullanıldı. Hall olayı ölçümlerinde Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemleri olmak üzere iki farklı yöntem yaygın olarak kullanılmaktadır. Hall olayı ölçümlerinde Hall bar geometrisi yöntemi kullanarak farklı kalınlıklara sahip n tipi örneklerin, taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobilitesi ve bu parametrelerin sıcaklığa bağlı değişimi incelendi. Hall bar geometrisi yönteminin yanında Van der Pauw yöntemini de kullanarak her iki yöntemin karşılaştırması yapıldı.

Tezin ikinci bölümünde klasik alaşımların fizikine ve InGaAs alaşımının özelliklerine değinilmiştir. Tezin üçüncü bölümü olan Malzeme ve Yöntem kısmında tez çalışmasında kullanılan örneklerin yapısı ve deneysel yöntemlerden söz edilmiştir. Tezin dördüncü bölümünde yapılan çalışmalardan elde edilmiş bulgular verilmiştir ve son bölümde ise bulgulardan elde edilen sonuçlar incelenerek tartışılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

Bu kısımda, tez çalışmasında incelenen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ örnekler III-V grubuna ait yarıiletkenler oldukları için III-V grubu yarıiletken alaşımların oluşturulmaları, bant aralıklarının alaşım konsantrasyonuna göre değişimi ile InGaAs alaşımların özelliklerine değinilecektir. Ayrıca tez çalışması kapsamında $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ epitabakaların optik ve elektriksel karakterizasyonunda kullanılan PL ve Hall olayı yöntemlerinin dayandığı fiziksel mekanizmalara yer verilecektir.

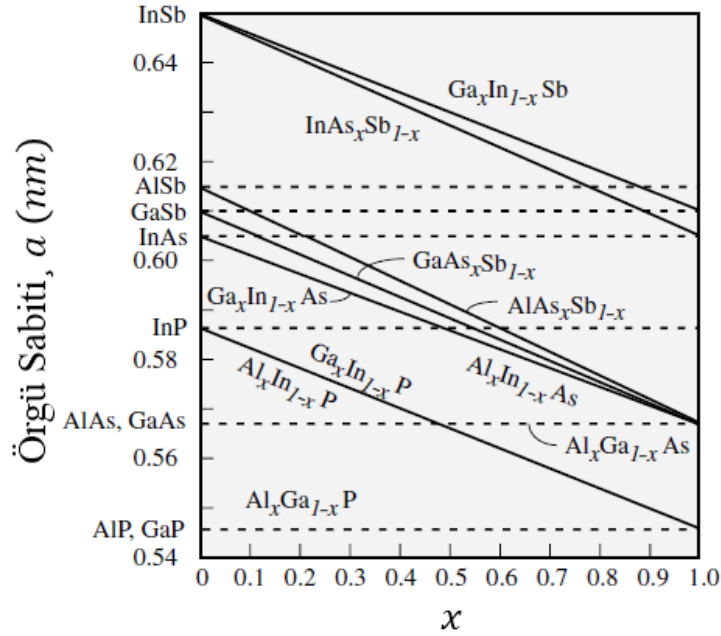
2.1. III-V Grubu Yarıiletken Alaşımlar

Periyodik tablodaki üçüncü ve beşinci grup elementlerin, iki element veya daha fazla elementin birleşmesi ile meydana gelen III-V grubu yarıiletkenler alaşımları genel olarak kübik çinko sülfür (Zinc blende yani iç içe geçmiş iki fcc kristal örgü) ve wurtzite (iç içe geçmiş iki sıkı-paket hekzagonal örgü) kristal yapısına sahiptir. Hali hazırda III-V grubu yarıiletkenler alaşımları ticarileşmiş teknolojilerin kullanılmasının yanı sıra üst düzey kaliteye sahip elektronik ve optoelektronik cihazlar için da temel malzemesini sağlamaktadırlar. Yüksek elektron mobilitesine sahip bu malzemeler, heteroyapılı bipolar transistörler, diyot laserler, ışık yayan diyotlar, fotodetektörler ve elektro-optik modülatörler gibi cihazlarda yaygın olarak kullanılmaktadırlar [14].

Diğer yarıiletken alaşımlarında olduğu gibi III-V grubu yarıiletken alaşımlarında da alaşım konsantrasyonu değiştirilerek istenilen bant aralığı elde edilebilir. Aynı zamanda alaşım konsantrasyonuna bağlı, istenilen alttaş ile örgü uyumlu veya örgü uyumsuz, örgü sabitine ulaşmak mümkündür. Örneğin; A ve B alaşımların elementlerinden meydana gelen ve rastgele atom dizilimine sahip A_xB_{1-x} alaşımlar için, örgü sabiti Denklem (2.1)'de verilen Vegard yasasından yararlanarak belirlenebilir.

$$a_{\text{alaşım}} = xa_A + (1 - x)a_B \quad (2.1)$$

Vegard yasasına uygun davrandığı varsayımı üzerine alaşım konsantrasyonuna bağlı III-V grubu yarıiletkenler alaşımların örgü sabitleri Şekil 2.1'de verilmektedir.

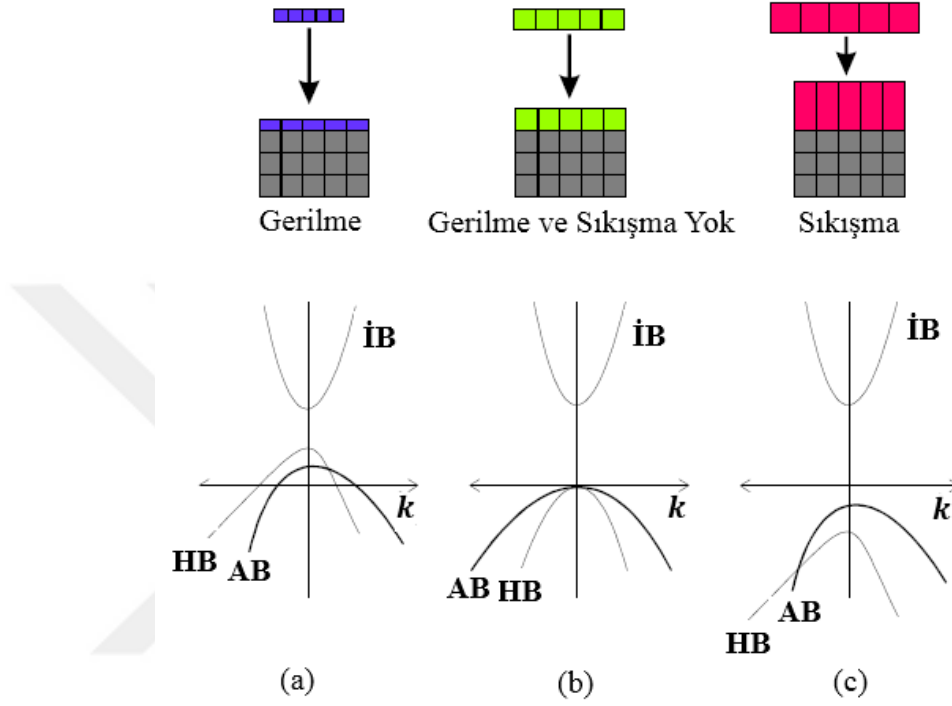


Şekil 2.1: Vegard yasasından yararlanarak alaşım konsantrasyonuna bağlı olarak III-V grubu yarıiletken alaşımlar için örgü sabitleri [15].

Yarıiletken alaşımların büyütmelerinde uygun alttaş seçimi çok önemlidir çünkü eğer bir yarıiletken ile alttaş örgü sabitleri arasındaki uyumsuzluk büyük ise alaşım yarıiletkenin kristal örgüsünde gerilme veya sıkışma türü gerilmeler oluşur. Eğer alttaşın örgü sabiti epitaksiyel olarak büyütülen alaşımların örgü sabitinden büyük ise epitaksiyel alaşım tabakasında gerilme ve eğer alttaşın örgü sabiti alaşımların örgü sabitinden küçük ise epitaksiyel alaşım tabakasında sıkışmaya sebep olur.

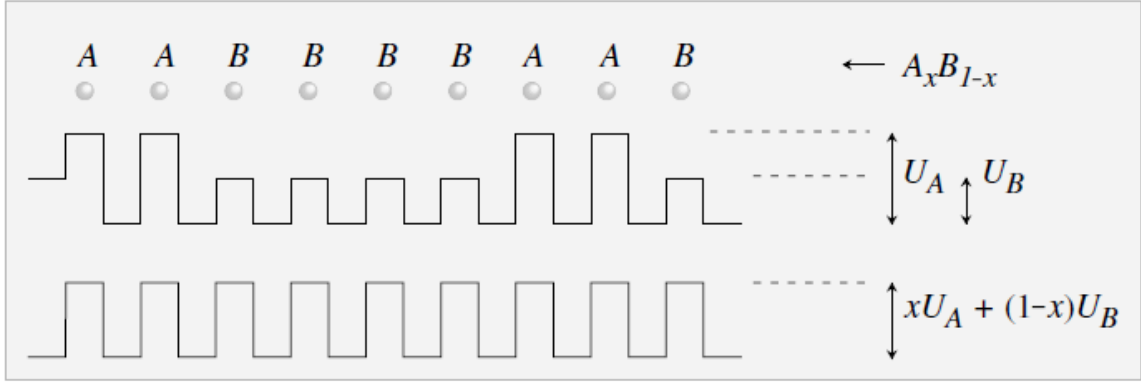
Şekil 2.2’de kristal örgü yapısındaki gerilme ve sıkışma olayları ve bant aralığı üzerindeki etkisi gösterilmiştir. Şekil 2.2’de gösterildiği gibi tabakalar arasında örgü uyumsuzluğu yarıiletkenlerde gerilme durumunda bant aralığının daralması ve sıkışma durumunda ise bant aralığının genişlemesine sebep olur. Örneğin; GaAs ile InAs örgü uyumsuzluğu 7%’dir [15] ve GaAs örgü sabiti InAs örgü sabitine göre daha küçüktür. Dolayısıyla eğer InAs üzerine GaAs büyütülürse gerilme ve eğer GaAs üzerine InAs büyütülürse sıkışma olayı denilen arayüzey durumları meydana gelir. Buna karşılık $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ile InP örgü uyumsuzluğu 1%’den daha küçüktür [16] ve bu yüzden $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, InP alttaşı üzerine, herhangi bir gerilme veya sıkışma oluşmadan örgü uyumlu olarak büyütülebilir. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ile InP örgü uyumlu

büyütme koşullarında arayüzeyi keskin ve arayüzey kusurları da ideal büyütme şartlarında olabildiğince düşük olmaktadır.



Şekil 2.2: Alıtış üzerine büyütülen alaşımların farklı örgü sabitleri olması durumundaki kristal örgü yapısı ve bant yapısı. (a) Gerilme durumu (b) gerilme ve sıkışma olmadığı durumu (c) sıkışma durumu ve İB: İletkenlik Bandı, AB: Ağır Boşluk ve HB: Hafif Boşluk dispersiyon eğrilerini göstermektedir.

Alaşımları oluşturan A ve B tipi atomların örgüdeki konumlarında rastgele yerleştiği durumda büyüyen alaşımlar rastgele alaşımlar olarak adlandırılır. Atomları rastgele yerleşmiş alaşımların kristal örgü potansiyelindeki periyodiklik ortadan kalkmış olur ve bu yüzden elektronik dalga fonksiyonlarında Bloch Teoremi kullanılamaz yani genel olarak elektronik durumları basit ilerleyen dalgalar şeklinde değildir ve daha karmaşık konuma bağlı olasılıklar şeklinde ifade edilir [15]. Şekil 2.3'te bir alaşımların atomlarının rastgele yerleşmiş atomik potansiyeli ve sanal kristal yaklaşımı ile periyodiklik varsayımı üzerine durumların ortalama potansiyeli gösterilmiştir.



Şekil 2.3: Üst kısımda A ve B tipi atomlar dizilimi için, U_A ve U_B atomik potansiyeli ve alt kısımda ise periyodik olarak varsayılan, sanal kristal yaklaşımı ile durumların ortalama potansiyelini göstermektedir [15].

Şekil 2.3'e göre yarıiletken alaşımlarda gerçek uzayda atomların rastgele potansiyeli, sanal kristal yaklaşımı ile ortalama periyodik potansiyeli;

$$U_{ortalama} = xU_A(r) + (1 - x)U_B(r) \quad (2.2)$$

şeklinde elde edilebilir. Bu yaklaşımı kullanarak alaşımların bant aralığının lineer olarak değişeceği düşünülerek bant aralığı;

$$E_g^{alaşım} = x E_g^A + (1 - x) E_g^B \quad (2.3)$$

ifadesi ile gösterilebilir. Ama çoğu yarıiletkende alaşımı oluşturan atomların özelliklerinin birbirinden çok farklılaşması ve alaşımlama sürecindeki oluşan düzensizlikler bant aralığının Denklem (2.3) ile verilen ifadesinden sapar ve denkleme kavislenme (bowing) parametresi dahil edilerek bant aralığı;

$$E_g^{alaşım} = x E_g^A + (1 - x) E_g^B - bx(1 - x) \quad (2.4)$$

şeklinde elde edilir. Buradaki b kavislenme parametresi olarak bilinmektedir.

Sanal kristal yaklaşımı kullanarak yarıiletken alaşımlar için bant kenarındaki etkin kütle

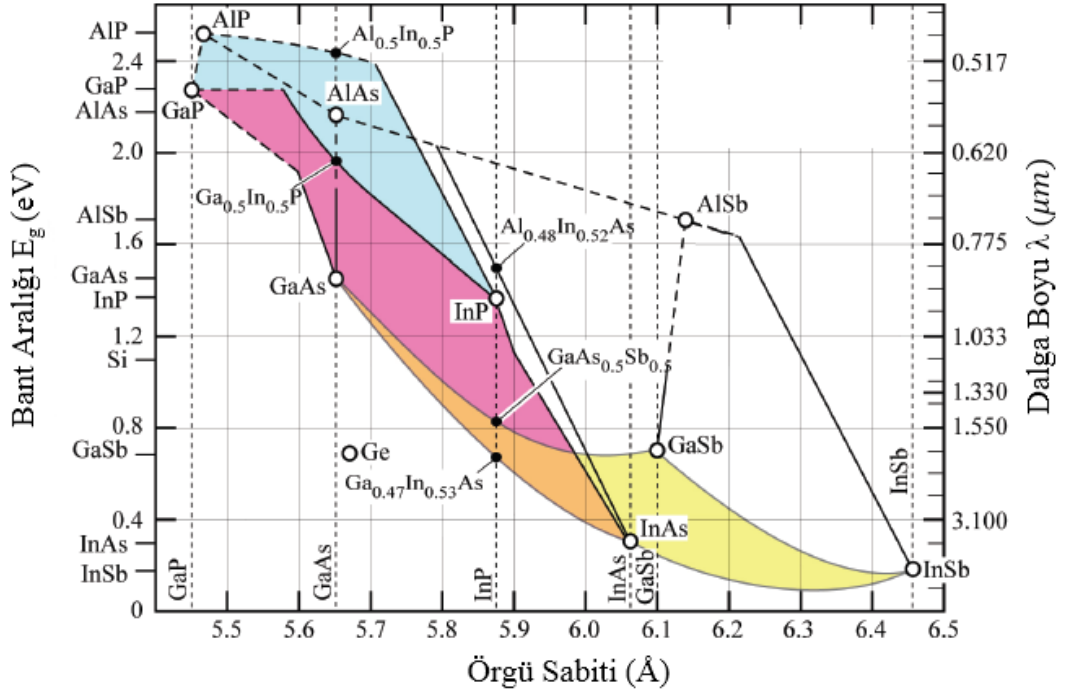
$$\frac{1}{m_{alaşım}^*} = \frac{x}{m_A^*} + \frac{1 - x}{m_B^*} \quad (2.5)$$

dolayısıyla

$$E_{alaşım}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{alaşım}^*} = x \frac{\hbar^2 k^2}{2m_A^*} + (1-x) \frac{\hbar^2 k^2}{2m_B^*} \quad (2.6)$$

şeklinde belirlenebilir [15].

Şekil 2.4'te ikili III-V grubu yarıiletkenlerin özelliklerinden yararlanarak farklı bant aralığı ve örgü sabitine sahip üçlü ve dörtlü III-V grubu yarıiletken alaşımları verilmektedir. Şekil 2.4'te gösterilen dikey kesikli çizgiler ise epitaksiyel büyütme için kullanılan yüksek kristal kalitesinde olan uygun alttaşları göstermektedir.



Şekil 2.4: Çeşitli III-V grubu yarıiletkenler ve alaşımları için oda sıcaklığında malzemelerin örgü sabitleri ile bant aralıklarının alaşım konsantrasyonuna göre değişimi. Daireler düz çizgi ile bileşiklerin alaşımlanarak oluşturduğu alaşımların Vegard Yasası'na uygun olarak bant aralığı ve örgü sabiti değişimini göstermektedir [17].

Şekil 2.4'te gösterildiği gibi ikili III-V grubu yarıiletkenler ile farklı alaşım konsantrasyonlarında istenen parametrelere sahip üçlü ve dörtlü alaşım yarıiletkenler elde edilebilir yani farklı elementlerin birleşmeleri ile farklı bant aralığı, örgü sabiti, direk veya

indirek bant aralıklı alaşım yarıiletkeni elde etmek mümkündür. Örneğin; ikili III-V grubu yarıiletken bileşikleri olan GaAs, InAs, InSb, InP, GaP, GaSb, AlSb AlAs vb. gibi yarıiletkenlerin parametreleri üzerinden $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ vb. üçlü ve $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ vb. gibi dördü alaşımların parametrelerini belirlemek mümkündür. Alaşım konsantrasyona bağlı olarak 300 K’de bazı önemli üçlü alaşım yarıiletkenlerin bant aralıkları Tablo 2.1’de verilmektedir.

Tablo 2.1: 300 K’de bazı üçlü III-V grubu alaşım yarıiletkenlerin alaşım konsantrasyona bağlı bant aralıkları [17].

Alaşım	Direk bant aralıklı $E_g^f(\text{eV})$	İndirek bant aralıklı $E_g^x(\text{eV})$	İndirek bant aralıklı $E_g^L(\text{eV})$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,34 + 2,23x$	$2,24 + 0,18x$	
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$1,424 + 1,247x$ ($x < 0,45$) $1,424 + 1,087x + 0,438x^2$	$1,905 + 0,1x + 0,16x^2$	$1,705 + 0,695x$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,36 + 2,35x + 0,24x^2$	$1,8 + 0,4x$	
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	$0,73 + 1,1x + 0,47x^2$	$1,05 + 0,56x$	
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 1,621x + 0,43x^2$		
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,34 + 0,511x + 0,604x^2$ $0,49 < x < 0,55$		
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ [18]	$0,356 + 0,7x + 0,4x^2$		
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 0,165x + 0,413x^2$		
$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$	$1,424 + 1,172x + 0,186x^2$		
$\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,73 - 0,5x + 1,2x^2$		
$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$	$0,356 + 0,675x + 0,32x^2$		
$\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,18 - 0,41x + 0,58x^2$		

2.2. $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ alaşımasının özellikleri

$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ birim hücre yapısı çinko sülfür (Zinc blende, ZnS) kübik kristal örgü olan direk bant aralıklı III-V grubu yarıiletken alaşımlarından biridir. Farklı alaşım konsantrasyonları ile GaAs ya da InP alttaşlar üzerine büyütülüp, alaşım konsantrasyonuna bağlı olarak fiziksel özellikleri

(bant aralığı, örgü sabiti, etkin kütle vb.) değişebilen bir alaşım olarak elde edilebilmektedir. Alaşımın bant aralığı In konsantrasyonu değiştirilerek 0,36 eV ($x = 0$) ile 1,42 eV ($x = 1$) aralığında olacak şekilde ayarlanabilmektedir [18].

Tablo 2.2’de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ alaşımının 300 K’de alaşım konsantrasyonuna bağlı olarak bazı önemli parametreleri verilmektedir.

Tablo 2.2: 300 K’de alaşım konsantrasyonuna bağlı olarak $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ alaşımının bazı önemli parametreleri.

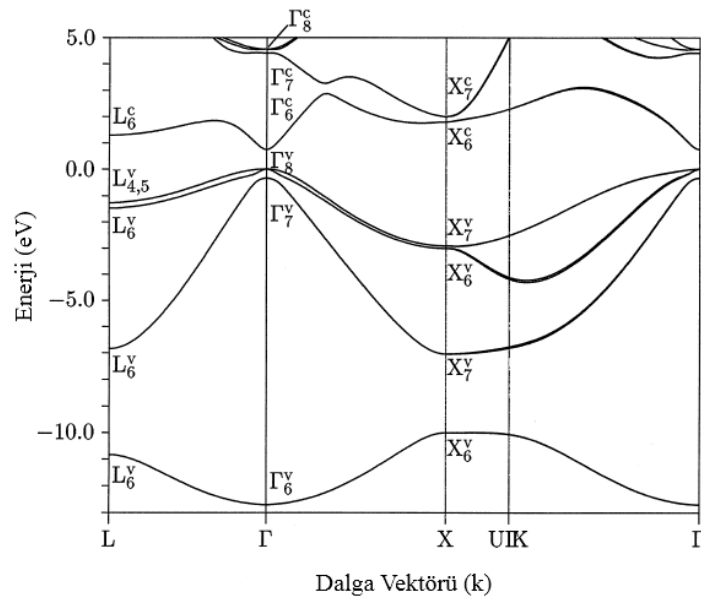
Fiziksel Parametreler	
Örgü sabiti a (Å) [19]	$6,0583 - 0,405x$
Bant aralığı E_g (eV) [18]	$0,36 + 0,629x + 0,436x^2$
Yüksek frekans dielektrik sabiti $\epsilon_\infty/\epsilon_0$ [20]	$12,3 - 1,4x$
Statik dielektrik sabiti ϵ_s/ϵ_0 [20]	$15,1 - 2,87x + 0,67x^2$
Elektron etkin kütlesi $m_e^* = m_r$ [21]	$(0,023 + 0,037x + 0,003x^2) m_0$
Ağır boşluk etkin kütlesi m_{hh}^* [20]	$(0,41 - 0,1x) m_0$
Hafif boşluk etkin kütlesi m_{lh}^* [20]	$(0,026 - 0,056x) m_0$
Elektron mobilitesi μ_e ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) [22]	$(40 - 80,7x + 49,2x^2) \times 1000$
Debye sıcaklığı (K) [20]	$280 + 110x$

In konsantrasyonunun %53 olduğu durumda $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, InP ile örgü uyumuna sahip olarak büyütülebilmektedir. InP üzerinde örgü uyumlu büyütülebilen $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ yüksek elektron mobilitesi sayesinde hızlı aygıt yapımında kullanılma potansiyeline sahip olan bir alaşımdır. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ve alttaş olarak kullanılan InP’in 300 K’deki bazı temel özellikleri Tablo 2.3’te verilmektedir.

$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımının Şekil 2.5’te gösterilen bant yapısındaki bantlararası geçiş enerjilerine ilişkin deneysel ve Yapay Potansiyel Yöntemi (Empirical Pseudopotential Method, EPM) ile belirlenen enerji değerleri Tablo 2.4’te verilmektedir.

Tablo 2.3: $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ve InP 'in 300 K'deki bazı temel özellikleri

Fiziksel Parametreler	InP	$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$
Örgü sabiti a (Å) [19]	5,8688	5,8688
Bant aralığı E_g (eV) [19,21]	1,35	0,75
Yoğunluk (g/cm^3) [19]	4,791	5,504
Yüksek frekans dielektrik sabiti $\epsilon_\infty/\epsilon_0$ [19]	9,66	11,61
Statik dielektrik sabiti ϵ_s/ϵ_0 [19]	12,5	13,94
Boyuna akustik fononların yayılma hızı (yayılma yönü [100]) ($\times 10^5 \text{ cm/s}$) [19]	4,594	4,260
Enine akustik fononların yayılma hızı (yayılma yönü [100]) ($\times 10^5 \text{ cm/s}$) [19]	3,085	2,981
Boyuna optik (LO) fonon enerjisi $\hbar\omega_{LO}$ (meV) [23,20]	43	34
Elektron etkin kütlesi m_e^*/m_0 [14]	0,0795	0,041
Ağır boşluk etkin kütlesi m_{hh}^*/m_0 [19]	0,46	0,46
Hafif boşluk etkin kütlesi m_{lh}^*/m_0 [19]	0,12	0,051

**Şekil 2.5:** $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımının bant yapısı [24].

Şekil 2.5'te gösterilen $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımının bant yapısından görüldüğü gibi valans bandın maksimumu ve iletkenlik bandın minimumu Γ ($k=0$)'da olup, direk bant aralıklı bir yarıiletkenidir. Aynı zamanda $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ 'in iletkenlik bandındaki Γ vadisinin eğriliği diğer iletkenlik bandı vadilerindekilerden daha fazla olup, elektron etkin kütlesinin merkez iletkenlik bandı vadisi olan Γ vadisinde daha küçük olduğunu gösterir. Dolayısıyla merkez iletkenlik bandı vadisinde elektron mobilitesi de daha yüksektir.

Tablo 2.4'de verilen $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ 'in 300 K'de bantlararası geçiş enerjilerine bakıldığında zaman Γ_8^V ve Γ_6^C arasındaki geçiş, alaşımın bant aralığına karşılık gelir ve deneysel yollar ile elde edilen değer literatürde 0,72 ile 0,77 arasında değişmektedir [24]. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ 'in EPM yöntemi ile 300 K'deki bant aralığı 0,74 eV olarak elde edilmiştir.

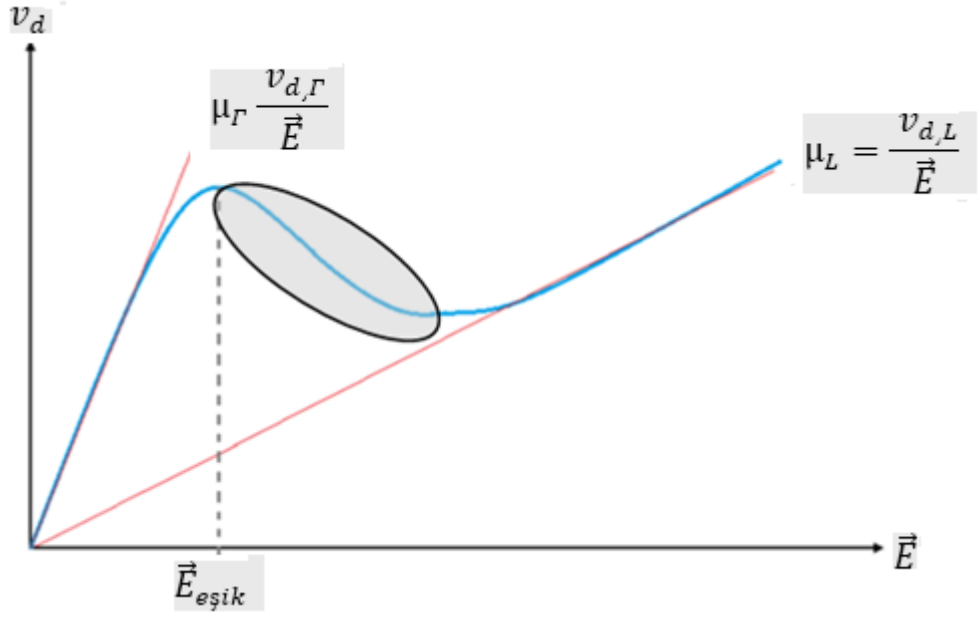
Tablo 2.4: 300 K'de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ 'in deneysel ve EPM yöntemleri ile elde edilen bantlararası enerji geçişlerin karşılaştırılması [24].

Geçiş		Deneysel (eV)	EPM (eV)
E_g	$\Gamma_8^V - \Gamma_6^C$	0,72 – 0,77	0,74
Δ_0	$\Gamma_7^V - \Gamma_8^V$	0,33 – 0,37	0,35
E_1'	$\Gamma_8^V - \Gamma_7^C$	4,35 – 4,41	4,41
$E_g' + \Delta_0'$	$\Gamma_8^V - \Gamma_8^C$	4,61 – 4,74	4,55
E_1	$\Gamma_{4,5}^V - \Gamma_6^C$	2,54 – 2,58	2,56
Δ_1	$\Gamma_6^V - \Gamma_{4,5}^V$	0,23 – 0,28	0,20
E_L	$\Gamma_6^C - L_6^C$	0,55	0,55
E_X	$\Gamma_6^C - X_6^C$	–	1,04

InP alttaşı üzerine büyütülen $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımı, GaAs ve InP gibi negatif diferansiyel direnç (NDR) özelliği gösteren bir yarıiletkenidir ve dolayısıyla Gunn olayı tabanlı çalışan elektronik bir aygıt olan Gunn diyot aygıt yapılarında kullanılan bir malzemedir.

Direk bant aralıklı n-tipi yarıiletkenler için düşük elektrik alanlarda, elektronlar için sürüklenme hızı, elektrik alanın artmasıyla lineer olarak artar yani elektron mobilitesi sabit kalır, fakat çok yüksek elektrik alanlarda belirli bir değerden sonra sürüklenme hızı satüre olur yani elektrik alandan bağımsız hale gelir ve elektrik alanın belli bir eşik değeri ($\vec{E}_{eşik}$)

geçildikten sonra iletkenlik bandının Γ vadisinde bulunan elektronlar dış alandan enerji kazanıp en düşük enerjili başka bir uydu vadiye geçer ve burada elektronların etkin kütlesi daha büyük olduğu için mobilitenin düşmesine sebep olur yani elektrik alan ile sürüklenme hızı belli bir değere kadar düşüş gösterir dolayısıyla bu bölgede yarıiletkende NDR gözlemlenir. Şekil 2.6’da sürüklenme hızı elektrik alan ile değişimi ve NDR bölgesi gösterilmiştir. Bir yarıiletkende NDR’ın gözlenmeye başladığı eşik elektrik alan değerlerinde oluşan uzay yükü domenleri ile akımda osilasyonlar oluşur ve buna Gunn olayı denmektedir. Katottan anoda doğru hareket eden Gunn domeninde impakt iyonizasyon sonucu ile dengede olmayan elektron-boşluk çiftleri oluşur ve bu fazlalık taşıyıcıların banttan banda rekombinasyonları ile ışıma gerçekleşir, bu mekanizma, Gunn olayına dayalı ışıma yapan aygıtların temel çalışma prensibini oluşturur [8,10,11].

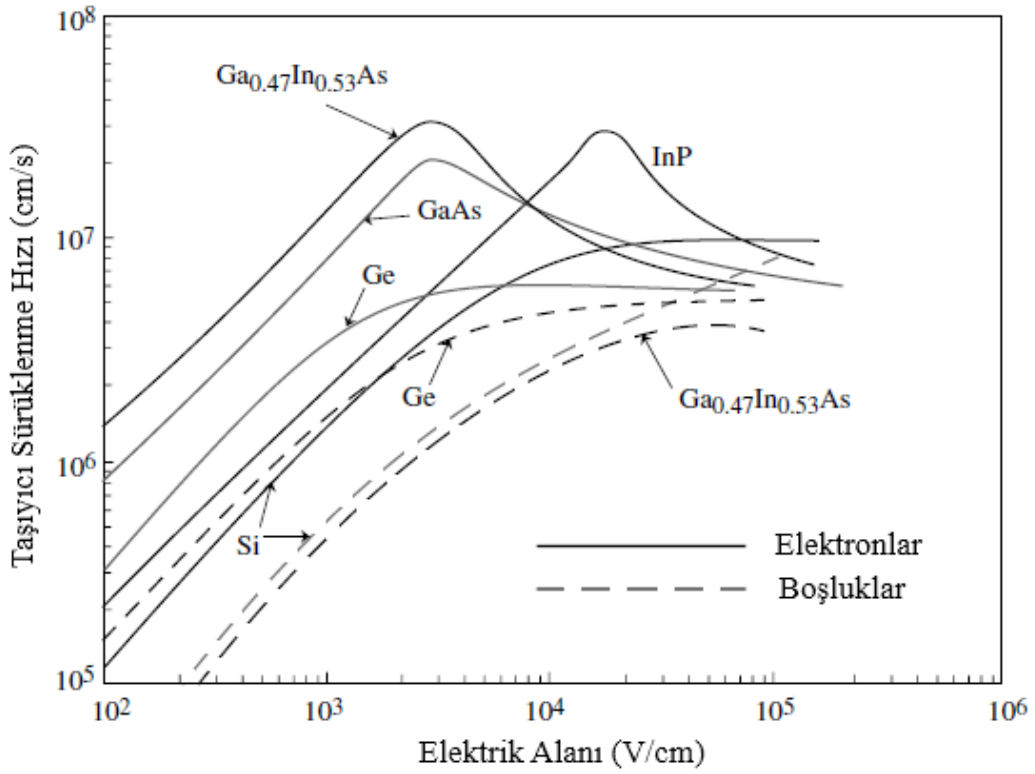


Şekil 2.6: v_d sürüklenme hızı $\vec{E}$ elektrik alan μ_r Γ vadisindeki elektron mobilitesi μ_L L vadisindeki elektron mobilitesi olmak üzere sürüklenme hızı elektrik alan ile değişim grafiği. NDR bölgesi gri renkle gösterilmiştir.

Şekil 2.7’de görüldüğü gibi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımında elektronların ve boşlukların elektrik alana bağlı sürüklenme hızı, yüksek elektrik alanlarda belirli bir eşik elektrik alandan ($\vec{E}_{eşik}$) sonra düşüş gösterir ve dolayısıyla NDR gözlemlenir ve GaAs ve InP da direk bant aralıklı olduğu için yüksek elektrik alanlarda aynı davranışı göstermektedir. Si ve Ge yarıiletkenleri ise indirek

bant aralıklı oldukları için NDR özelliği göstermemektedir yani yüksek elektrik alanlarda sürüklenme hızı düşmektense sabit kalmaktadır. Şekil 2.7’de gösterildiği gibi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımı için aynı elektrik alanlarda, elektron sürüklenme hızı GaAs ve InP gibi yarıiletkenlerinkinden daha büyüktür. Denklem (2.7)’de gösterildiği gibi sürüklenme hızı etkin kütle ile ters orantılıdır ve dolayısıyla, buradan da $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ’de elektron etkin kütlelerinin daha düşük olduğu anlaşılabılır [12].

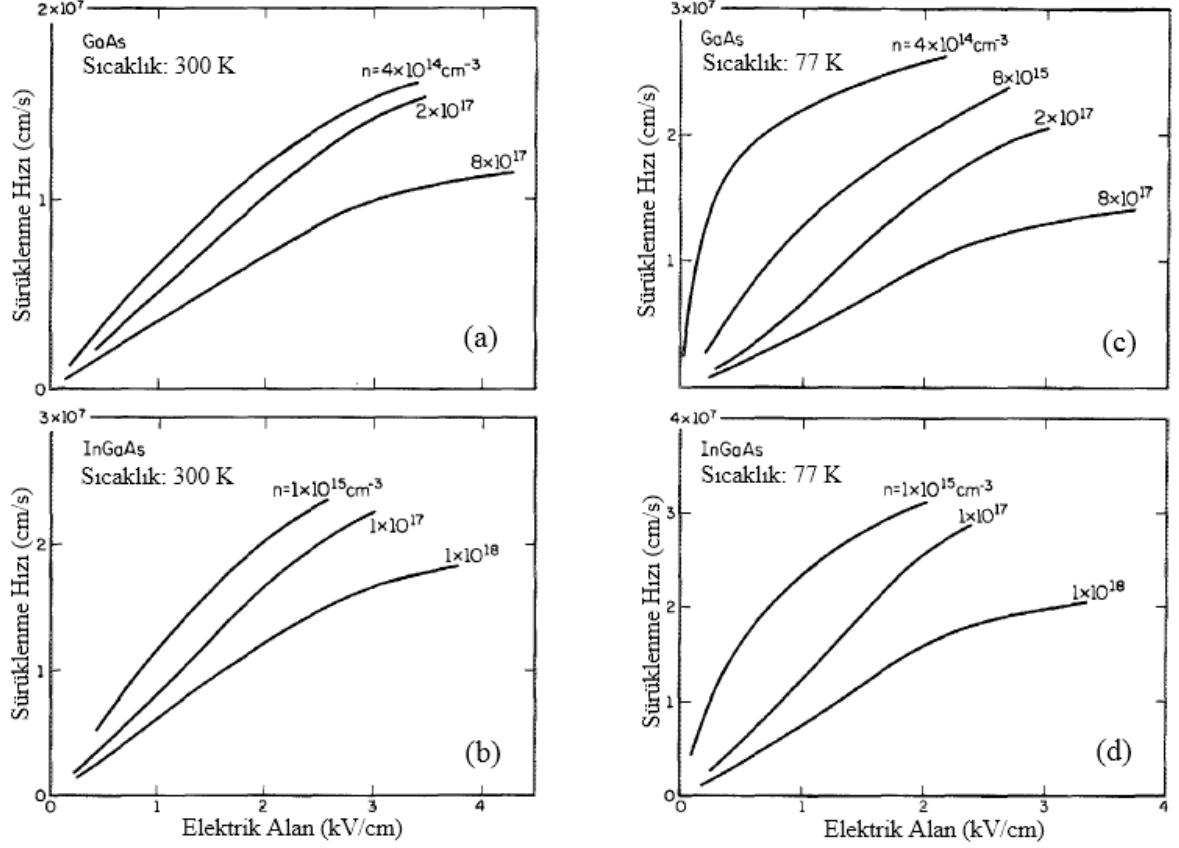
$$v_d = \mu_{e,b} \vec{E} = \frac{e\tau}{m^*} \vec{E} \quad (2.7)$$



Şekil 2.7: Bazı direk ve indirek bant aralıklı yarıiletkenlerin 300 K’de elektrik alana bağlı taşıyıcı sürüklenme hızları [15].

Şekil 2.8’de farklı elektron konsantrasyonuna sahip GaAs ve $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ için 300 K ve 77 K’de sürüklenme hızı elektrik alan değişim verileri gösterilmiştir. 300 K ve 77 K’de aynı elektron konsantrasyonuna sahip ve aynı elektrik alan değerinde $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ’de elektronların sürüklenme hızı daha yüksektir, bunun sebebi ise $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ’de elektron mobilitesinin

GaAs'ge göre daha yüksek olmasıdır. Her iki malzeme için elektron konsantrasyonu yüksek olduğu durumlarda sürüklenme hızı daha düşüktür.



Şekil 2.8: Farklı elektron konsantrasyonuna sahip, (a) GaAs ve (b) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ için 300 K'de ve (c) GaAs ve (d) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ için 77 K'de elektron sürüklenme hızı elektrik alan bağılılığı [12].

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ve GaAs için elektron konsantrasyonu yüksek olduğu durumlarda, iyonize katkı atomlarından elektronların saçılması etkisi elektron mobilitésinin düşmesine sebep olur ve sürüklenme hızı mobilite ile doğrudan orantılı olduğu için sürüklenme hızı da daha düşük olur [12]. Sonuç olarak NDR'in gözlemlendiği eşik elektrik alan değeri hem elektron konsantrasyona hem sıcaklığa bağlı değişim göstermektedir.

Sürüklenme hızının elektrik alana bağlı değişimleri Akım-Voltaj (I-V) eğrilerinden yararlanarak belirlenir. Gunn osilasyonlarının gözlenmesi eşik elektrik alan değeri taşıyıcı konsantrasyonuna ve taşıyıcıların mobilitésine göre değişim gösterir. Bu nedenle Gunn osilasyonlarına bağlı ışımaya yapan $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ tabanlı optoelektronik aygıtların

geliştirebilmesi için malzeme taşıyıcı konsantrasyonu, taşıyıcı mobilitesi ve alaşım bant aralığı bilinmelidir.

2.3. Yarıiletkenlerde Optik Süreçler

Bir yarıiletken üzerine ışık düştüğünde ışığın bir kısmı yarıiletken-hava yüzeyinden geri yansır, bir kısmı yarıiletkene geçer, bir kısmı yarıiletken malzemede soğurulur ve bir kısmı da saçılır. Yarıiletken malzeme ile elektromanyetik dalganın etkileşmesi sonucunda gerçekleşen bu süreçlerin incelenmesi ile yarıiletkenin temel fiziksel parametreleri belirlenebilir. Tez çalışması kapsamında PL yöntemi ile $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ epitabakalar incelenmiştir. PL gözlenmesi için fotonların elektronlar tarafından soğurulması ve sonrasında elektronların ışımalı geçiş ile fazla enerjilerini vererek boşluklarla rekombine olmaları (yeniden birleşmeleri) gerekmektedir. Enerjisi yarıiletkenin bant aralığından büyük olan fotonlar valans bandta bulunan elektronlar tarafından soğurularak elektronların iletkenlik bandına geçmelerini sağlar. İletkenlik bandındaki elektronların valans bandına geri dönmeleri ile de ışıma gözlenir. Fotonların yarıiletken malzemeden soğurulması ve yarıiletken malzemeden ışıma gözlenmesi süreçlerinin incelenmesi ile yarıiletkenin bant aralığı belirlenebilmektedir. Yarıiletken malzeme içinde kusurların olması durumunda tuzak seviyelerine geçişlerle de fotonların soğurulması ile tuzak seviyelerinden iletkenlik/valans bandına ya da iletkenlik/valans bandından tuzak seviyelerine geçişler ile de soğurma ya da ışıma gözlenebilir. Bu tür geçişlerin incelenmesi ile de yarıiletkenlerdeki kusur seviyelerinin varlığının belirlenmesi mümkündür [25]. Tez çalışmasında PL yöntemiyle $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ epitabakaların optik karakterizasyonu yapılmış olduğundan, bu bölümde yarıiletkenlerde soğurma ve ışıma süreçlerinin fiziğine değinilecektir.

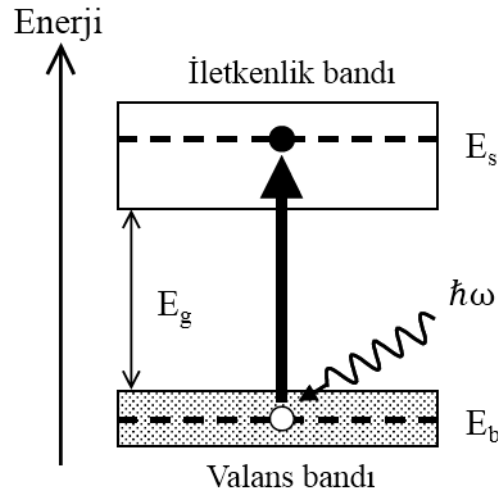
2.3.1 Yarıiletkenlerde Soğurma

Yarıiletken üzerine düşürülen fotonların soğurulması ile elektronlar daha düşük bir enerji düzeyinden daha yüksek bir enerji düzeyine geçebilirler. En temel soğurma süreci valans bandından iletkenlik bandına geçiş olup, bu geçişin olabilmesi için fotonların enerjisinin yarıiletkenin bant aralığına eşit ya da büyük olması gerekmektedir. Yarıiletkenin katkılı olması ve/veya yarıiletkende kusurlar olması durumunda bant aralığı içindeki katkı/kusur seviyelerinden de üst enerji seviyelerine geçişler gözlenebilmekte olup, bu geçişler bant aralığından daha küçük enerjili fotonların soğurulması ile gerçekleşmektedir.

Şekil 2.9’da bantlararası soğurma süreci basitleştirilmiş enerji diyagramında gösterilmiştir. Bantlararası optik geçişin olabilmesi için düşük enerji durumundaki elektronun foton soğurarak yüksek enerjili durumuna geçmesi gerekmektedir. Bu geçişin olabilmesi için daha düşük enerjili valans bandında ilk durumda (E_b) elektronun olması ve daha yüksek enerjili iletkenlik bandında son enerji durumunun (E_s) boş olması gerekmektedir. Enerjinin korunumu yasasının uygulanmasıyla Şekil 2.9’daki bantlararası geçişin olabilmesi için foton enerjisinin

$$E_s = E_b + \hbar\omega \quad (2.8)$$

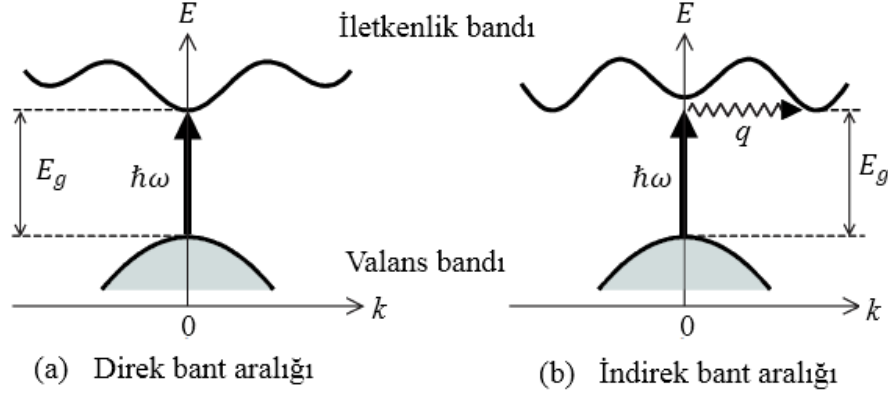
olması gerektiği görülebilir. E_g bant aralığı ve $\hbar\omega$ foton enerjisi olmak üzere soğurmanın gerçekleşebilmesi için $\hbar\omega \geq E_g$ olması gerekir. Yarıiletkenin valans ve iletkenlik bantlarında birbirine çok yakın sanki-sürekli pek çok enerji durumu olduğundan bantlararası soğurma geniş bir dalgaboyu aralığında gerçekleşir. Soğurma süreci sonunda elektron boşluk çifti yaratılmış olur [26].



Şekil 2.9: Valans bandındaki işgal edilmiş E_b başlangıç seviyesinden iletkenlik bandında bulunan boş E_s son seviyesi arasında bantlararası soğurma olayı.

Soğurma hızı yarıiletkenin bant yapısına bağlıdır. Direkt bant aralığına sahip yarıiletkenlerdeki soğurma mekanizması indirekt bant aralığına sahip yarıiletkenlere göre farklılık gösterir. Şekil 2.10’da (a) direkt bant aralığı ve (b) indirekt bant aralığına sahip yarıiletkenlerin $E-k$ dispersiyon eğrileri gösterilmektedir. Direkt ve indirekt bant aralığı ayrımı Brillouin bölgesinde iletkenlik bandı minimumu ve valans bandı maksimumunun birbirlerine göre pozisyonuna göre yapılmaktadır. Direkt bant aralığına sahip bir yarıiletkenin iletkenlik bandı minimumu ve valans

bandı maksimumum Brillouin bölgesi merkezi olan $k = 0$ 'da iken, indirek bant aralığına sahip yarıiletkenlerde farklı k değerindedir.



Şekil 2.10: Bantlararası geçiş: (a) direkt bant aralığı ve (b) indirek bant aralığı. Dikey $0k$ foton soğurulması (b)'deki yatay $0k$ fonon soğurulması ya da yayılmasını temsil etmektedir.

Şekil 2.10a'daki foton soğurulması sürecinin gerçekleşmesi için momentum korunumu elektronun dalgavektöründe kayda değer bir değişim olmayacağını işaret etmektedir. Bu nedenle foton soğurma süreci E - k eğrisinde dikey okla temsil edilir. İndirek bant aralığı durumunda ise Şekil 2.10b'de gösterildiği gibi valans bandından iletkenlik bandına elektronun geçişinin olabilmesi için elektronun dalgavektöründe kayda değer bir değişim gereklidir. Bu durumda bu geçiş yalnızca foton soğurulması ile gerçekleşemez. Momentum korunumu için soğurma sürecinde fononların da olması gerekmektedir.

İndirek soğurma teknolojide çok önemli bir yere sahip olan silisyum (Si) gibi malzemelerde önemli bir rol oynar ve fononları da içerdiğinden direkt soğurmada daha komplikedir.

Optik soğurma katsayısı α_0 , ψ_i ilk kuantum durumundan ψ_s son kuantum durumuna E enerjili bir fotonun soğurulması ile uyarılan bir elektron için kuantum mekaniksel geçiş oranı $W_{i \rightarrow s}$ ile belirlenir. Bu geçiş oranı Fermi'nin altın kuralı ile aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$W_{i \rightarrow s} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g(E) \quad (2.9)$$

Denklem (2.9) ile verilen geçiş oranı, M matris elemanı ve $g(E)$ durum yoğunluğuna bağlıdır. Matris elemanı elektromanyetik dalganın elektronlar üzerinde neden olduğu dış pertürbasyonun etkilerini tanımlar ve geçişin olabilmesi için sıfırdan farklı bir değere sahip olmalıdır. Matris elemanı

$$M_{is} = \langle s | H' | i \rangle = \int \psi_s^*(r) H'(r) \psi_i(r) d^3r \quad (2.10)$$

olarak ifade edilir. Bu ifadede H' elektromanyetik dalganın neden olduğu pertürbasyon, $\mathbf{r}$ elektronun yer vektörü, ψ_i ilk ve ψ_s son kuantum durumlarında elektronun dalga fonksiyonlarıdır.

Klasik elektromagnetizmada elektromanyetik dalganın elektrik alanı ile pertürbasyon sonucunda yüklü bir parçacığın enerjisinde $\vec{E}$ elektrik alan olmak üzere $-p_e \cdot \vec{E}$ kadar bir kayma gerçekleşir. $p_e = -er$ elektronun dipol momentidir. Kuantum mekaniğinde ise elektromagnetik dalga ile elektron arasındaki elektrik dipol etkileşimi

$$H' = -p_e \cdot E_{foton} \quad (2.11)$$

hamiltonyeni ile verilir. Elektromanyetik dalga düzlem dalga olarak aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$E_{foton}(r) = E_0 e^{\pm i k \cdot r} \quad (2.12)$$

Denklem (2.11)'e Denklem (2.12) yerleştirilirse

$$H'(r) = e E_0 \cdot r e^{\pm i k \cdot r} \quad (2.13)$$

elde edilir.

Kristal katılarda elektron durumları Bloch fonksiyonlarıyla tanımlanır. Bu fonksiyon ile düzlem dalga ve bir zarf fonksiyonu çarpımı olarak dalga fonksiyonları yazılabilir:

$$\psi_i(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} u_i(r) e^{i k_i \cdot r} \quad (2.14)$$

$$\psi_s(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} u_s(r) e^{i k_s \cdot r}$$

Zarf fonksiyonu kristalin periyodikliğine sahiptir. u_i ve u_s ilk son bantlara karşılık gelen uygun zarf fonksiyonlarıdır ve V normalizasyon hacmidir. k_i ve k_s ilk ve son elektron enerji durumları için dalgavektörleridir. İntegrasyonun sınır bütün kristal üzerinden olmak üzere Denklem (2.13) ve (2.14), Denklem (2.10)'a yerleştirildiğinde matris elemanı

$$M = \frac{e}{V} \int u_s^*(r) e^{-ik_s \cdot r} (E_0 \cdot r e^{\pm ik \cdot r}) u_i(r) e^{ik_i \cdot r} d^3r \quad (2.15)$$

olarak elde edilir.

Denklem (2.15)'deki integral, momentum korunumu ve Bloch teoremi göz önüne alınarak basitleştirilebilir. Momentumun korunumu, elektronun kristal momentumundaki değişimin fotonun momentumundaki değişime eşit olmasını gerektirir:

$$\hbar k_s - \hbar k_i = \pm \hbar k \quad (2.16)$$

Momentum korunumu, Denklem (2.16) ve Denklem (2.15)'te dikkate alındığında faz faktörü sıfır olmalıdır. Faz faktörünün sıfır olmadığı durumda farklı birim hücrelerdeki elektronların elektromanyetik dalga ile etkileşimlerinden gelecek katkılar eş fazlı olmayacak ve integral sıfıra gidecektir ki bu durumda geçiş gerçekleşmeyecektir. Bloch teoremi u_i ve u_s fonksiyonlarının örgüyle aynı periyoda sahip olmasını gerektirir. Bu iki yaklaşımdan yararlanılarak tüm kristal üzerinden olan integral birim hücrelerden gelecek olan katkının toplamı olarak ayrılabilir ve Denklem (2.15)

$$|M| \propto \int_{\text{birim hücre}} u_i^*(r) x u_s(r) d^3r \quad (2.17)$$

olarak yazılabilir. Denklem (2.17)'de ışığın x eksenine boyunca polarize olduğu düşünülmüştür. Matris elemanı geçişin elektrik dipol momentini temsil eder. Tam olarak ifade edilmesi için zarf fonksiyonlarının bilgisi gereklidir. Bu fonksiyonlar katıyı oluşturan atomların atomik orbitallerinden türetilir ve bu nedenle her bir malzeme için farklıdır. Basit atomlar için verilen seçim kurallarından elektrik dipol geçiş hızının sıfır olmaması için gereken şartlardan ilk ve son durumun yörünge kuantum sayıları arasındaki farkın $\Delta l = \pm 1$ olması gereklidir. Direk bant aralıklı yarıiletkenlerin valans bantları p tipi, iletkenlik bandı altı ise s -tipi atomik karakterdedir. Bu nedenle geçişler p 'den s 'yedir. p ($l = 1$) $\rightarrow$ s ($l = 0$) geçişleri izinlidir. Bu nedenle bir yarıiletkenin valans bandından iletkenlik bandına geçişler elektrik-dipol izinli olup, Denklem

(2.17)'de verilen matris elemanı valans bandından iletkenlik bandına geçiş için sıfırdan farklıdır. Bu nedenle III-V grubu yarıiletkenlerde bantlararası geçiş olasılığı yüksek olup, bu geçişlerde soğurma şiddetlidir.

Denklem (2.16) ile verilen momentum korunumu şartı elektron ve fotonların dalgaboyları göz önüne alınarak daha da basitleştirilebilir. Fotonun dalgavektörü optik frekanslarda $\sim 10^7 \text{ m}^{-1}$ 'dir. Elektronlarınki ise çok daha büyüktür. Elektron dalgavektörü Brillouin bölgesi boyutuyla ilişkilidir, bu da π/a 'dır ve $a \sim 10^{-10} \text{ m}$ olduğuna göre foton dalgavektörü Brillouin bölgesinin boyutundan çok daha küçüktür. Bu nedenle Denklem (2.16)'daki foton momentumu, elektronunkiyle kıyaslandığında ihmal edilebilir:

$$k_s = k_i \quad (2.18)$$

Bu nedenle direk bant aralıklı yarıiletkenlerde geçişler dikeydir.

Matris elemanının sıfırdan farklı olması yani elektrik dipol oluşması koşulu dışında, Denklem (2.9) ile verilen geçiş olasılığındaki diğer terim olan durum yoğunluğu ifadesinin gelen fotonun enerjisi dikkate alınarak sıfırdan farklı olması durumunda geçişler gözlenebilir. Denklem (2.9)'daki durum yoğunluğu bileşik durum yoğunluğu olup, sanki-sürekli durumları içeren valans bandındaki ilk ve iletkenlik bandındaki son elektron durumlarının dikkate alındığı durum yoğunluğudur. Soğurma katsayının foton enerjisine bağıllığı bileşik durum yoğunluğu biliniyorsa hesaplanabilir. Bu hesaplama için Şekil 2.11'de gösterilen basitleştirilmiş bant diyagramı kullanılabilir.

Şekil 2.11'den görüldüğü gibi ağır boşluk ya da hafif boşluk valans bandından iletkenlik bandına geçiş için enerji korunumu

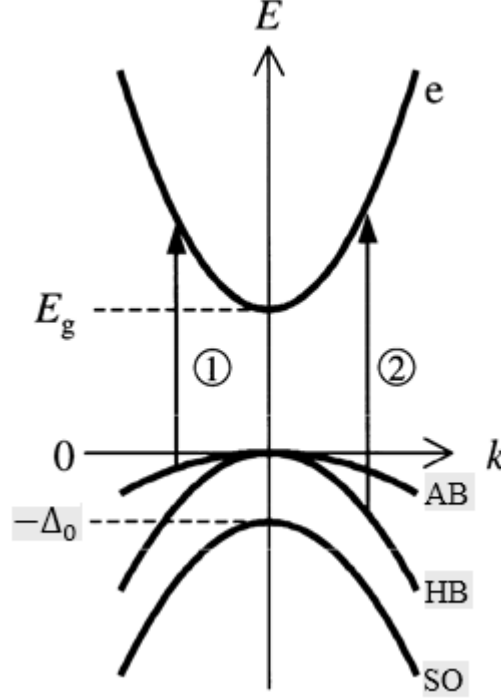
$$\hbar\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.19)$$

olmasını gerektirir. İndirgenmiş elektron-boşluk kütlesi

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (2.20)$$

olarak tanımlanırsa, Denklem (2.19) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \quad (2.21)$$



Şekil 2.11: Direk bant aralıklı bir yarıiletkenin $k=0$ civarında band yapısı. $E=0$ valans bandının maksimumuna $E=E_g$ iletkenlik bandının minimumuna karşılık gelmektedir. Şekilde gösterilen dört band ağır boşluk (AB), hafif boşluk (HB), split-off (SO) ve elektron (e) bantlarıdır. İki optik geçiş gösterilmiştir. Geçiş 1 ağır boşluk ve geçiş 2 hafif boşluk geçiştir. Geçişler split-off bandı ve iletkenlik bandı arasında da gerçekleşebilir [26].

Geçişin olabilmesi için foton enerjisi $E = \hbar\omega$ civarındaki durum yoğunluğu dikkate alındığında

$$\hbar\omega < E_g, \quad g(\hbar\omega) = 0$$

$$\hbar\omega \geq E_g, \quad g(\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.22)$$

olarak elde edilir. Denklem (2.22)'den görüldüğü gibi foton enerjisi bant aralığından büyük olduğunda durum yoğunluğu $(\hbar\omega - E_g)^{\frac{1}{2}}$ ile artar. Bu durumda soğurma katsayısının foton enerjisine bağlılığı direk bant aralıklı yarıiletken için

$$\begin{aligned} \hbar\omega < E_g, \quad \alpha_o(\hbar\omega) &= 0 \\ \hbar\omega \geq E_g, \quad \alpha_o(\hbar\omega) &\propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Foton enerjisi bant aralığından küçük olduğunda soğurma yoktur. Bant aralığından büyük olduğunda da soğurma $(\hbar\omega - E_g)^{\frac{1}{2}}$ ile orantılı olarak artacaktır. Ayrıca Denklem (2.22)'den görüldüğü gibi daha büyük indirgenmiş kütle daha güçlü soğurma olmasına katkı sağlayacaktır.

İndirek bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma gözlenebilmesi için enerji korunumu

$$E_s = E_i + \hbar\omega \pm \hbar\Omega \quad (2.24)$$

Gerek mektedir. İndirek bant aralıklı malzemelerin soğurmasında $\pm\hbar\Omega$ artı işareti bir fonon soğurma ve eksi işareti ise fonon yayma enerjisine karşılık gelmektedir.

Eğer malzeme indirek bant aralıklı ise o zaman soğurma katsayısı;

$$\begin{aligned} \alpha_o(E < E_g) &= 0 \\ \alpha_o(E \geq E_g) &\propto (E \pm \hbar\Omega - E_g)^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

olması gerekmektedir. İndirek geçişler hem fotonların hem de fononların gerekli olduğu geçişlerdir. Kuantum mekaniksel olarak bu süreç ikinci mertebedir: bir foton yok edilmesi ve fonon yaratılmalı ya da yok edilmelidir. Bu durum fononların olmadığı birinci mertebeden direk geçişlerden farklıdır. Bu nedenle indirek soğurma direk soğurmadan daha düşük geçiş hızına sahip bir süreçtir [26].

Denklem (2.23) ile direk bant aralıklı ve Denklem (2.25) ile indirek bant aralıklı malzemeler için verilen soğurma katsayılarının enerjiye bağlılığı foton enerjisi malzemenin bant aralığından daha düşük olduğunda sıfıra eşittir, ancak bu durum sadece valans ve iletkenlik bandı arasında

gerçekleşen soğurma süreci dikkate alındığında geçerlidir. Oysa ki gerçekte hiçbir malzemeler ideal değildir yani bant aralığında tuzaklardan kaynaklanan seviyeler mevcut olabilir. Ayrıca yarıiletken katkılı ise katkı seviyeleri katkı türüne göre bant aralığı içinde donör ve/veya akseptör seviyeleri de olacaktır. Bu nedenle bant aralığından daha küçük foton enerjilerinde de soğurma başlayabilir.

Fotonlar soğurulana kadar malzemede belirli bir yol alırlar ve alınan bu yol *soğurma uzunluğu* (δ) olarak adlandırılır ve soğurma katsayısının tersi ile ifade edilir.

Teorik olarak malzemenin soğurma katsayısı kırılma indisinin sanal kısmı ($\kappa(\lambda)$) ve gelen ışığın dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak Denklem (2.26)'de verildiği gibi elde edilir [22].

$$\alpha_o(\lambda) = \frac{4\pi\kappa(\lambda)}{\lambda} \quad (2.26)$$

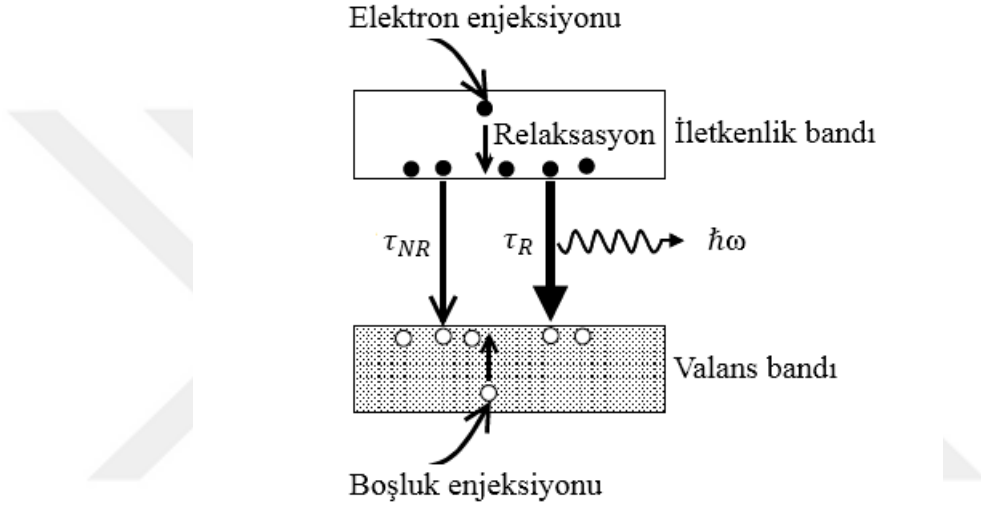
In_{0,53}Ga_{0,47}As için gelen ışığın dalgaboyu 514 nm ise $\kappa = 0,82$, $\alpha_o = 0,02 \text{ nm}^{-1}$, ve $\delta = 50 \text{ nm}$ şeklinde belirlenmektedir [19].

2.3.2. Yarıiletkenlerde Işıma

Bir yarıiletkende bantlar arası soğurma olayının gerçekleşmesiyle beraber iletkenlik ve valans bandında elektron boşluk çiftleri yaratılmış olur. İletkenlik bandında bulunan elektronlar valans bandında bulunan boşluklar ile birleşip foton yayarsa ışıma olayı gerçekleşmiş olur. Dış uyarım kaynağı ile iletkenlik bandının yüksek enerji düzeylerinde ve valans bandının yüksek enerji düzeylerinde oluşmuş olan elektron ve boşluklar fazla enerjilerini τ_{ther} (relaksasyon zamanı) kadar bir zaman içinde fononlarla etkileşerek kaybederler. Bu etkileşme ile iletkenlik bandının minimumuna ulaşan elektronlar ile valans bandının maksimumuna ulaşan boşluklar τ_R (ışımali geçiş ömrü) kadar bir zaman içinde birleşip, fazla enerjilerini foton olarak yararlırsa ışımali rekombinasyon gerçekleşmiş olur. Eğer elektron boşluk çiftleri fotonlarla uyarım sonucu oluşmuşsa bu süreç fotoluminesans olarak adlandırılır. Elektron boşluk çiftleri τ_{NR} (ışımasız geçiş ömrü) kadar bir zaman diliminde ışımasız olarak da enerjilerini fononlara aktararak yeniden birleşebilirler. Şekil 2.12'de ışımali ve ışımasız elektron geçişlerin en genel ifadesini göstermektedir.

İki seviye arasındaki ışımalı geçiş oranı Einstein katsayısı tarafından belirlenir. Eğer iletkenlik bandındaki elektron nüfusu t zamanında N ise ışımalı ve ışımasız geçiş oranları Denklem (2.27)'de verildiği gibi yazılabilir [26].

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_R} - \frac{N}{\tau_{NR}} = -N\left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}}\right) \quad (2.27)$$



Şekil 2.12: Katılarda ışımalı ve ışımasız geçişlerin oluşum mekanizması [26].

İşımalı geçiş ömrü doğal ışıma için Einstein katsayısı A 'nın tersine eşittir ($\tau_R = A^{-1}$). Çıkan foton sayısı A Einstein katsayısı ve iletkenlik bandındaki elektron nüfusu ile doğrudan orantılı olduğu görülmektedir. Denklem (2.28)'de verilen η_R ışıma verimliliğinin değerinin 1'e yakın olması ışımanın şiddetli olması anlamına gelir.

$$\eta_R = \frac{1}{1 + \tau_R/\tau_{NR}} \quad (2.18)$$

İşıma verimi ışımalı geçiş ömrünün ışımasız geçiş ömründen çok daha kısa olmasını gerektirir.

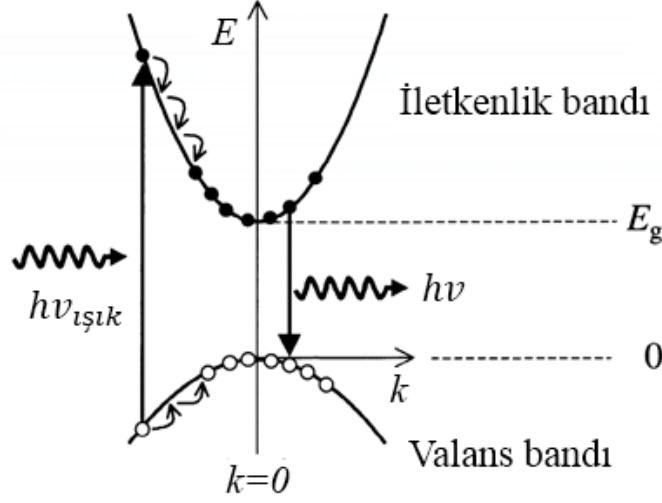
Frekansa (ν) bağlı ışıma şiddeti;

$$I_{ışıma}(h\nu) \propto |M|^2 g(h\nu) \times (\text{doluluk oranı faktörü}) \quad (2.29)$$

şeklinde ifade edilebilir. Doluluk oranı faktörü ilgili üst bandın dolu ve alt bandın boş olma olasılığını ve diğer iki terim ise geçiş için M matris elemanı ile $g(h\nu)$ durum yoğunluğunu temsil eder [26].

Direk bant aralıklı yarıiletkenlerde ışıma mekanizması indirek bant aralıklı yarıiletkenlerden farklıdır. Işımalı geçiş sürecinde, elektron ve boşluk çiftin birleşebilmesi için ikisinin de aynı k vektörü değerlerine sahip olmaları gerekir [26]. Direk bant aralığına sahip yarıiletkenlerin valans bandın maksimumu ve iletkenlik bandın minimumu $k=0$ 'da bulunduğu için elektron geçişleri başka herhangi bir mekanizmaya gerek duymadan direk olarak bant kenarlarında gerçekleşir. Bundan dolayı direk bant aralıklı yarıiletkenlerde ışımalı geçiş zamanı küçüktür ve sonuç olarak ışıma verimi yüksektir. İndirek bant aralığına sahip yarıiletkenlerde ise iletkenlik bandın minimumu farklı bir k dalgavektörü değerinde bulunduğu için elektronlar valans bandına geçiş sırasında momentum değişikliğine ihtiyaç duyar ve onun için elektronlar, momentum korunumu ilkesine dayanarak, ışımalı geçiş sürecinde fonon soğurur veya hem fonon yayar ve o yüzden ışımalı geçiş zamanı direk bant aralıklı yarıiletkenlere göre daha uzun ve sonuç olarak ışıma verimi daha düşüktür. Bu yüzden InGaAs ve GaAs gibi direk bant aralıklı yarıiletkenler ışıma yapan aygıtlar için tercih edilmektedir. Tez kapsamında incelenen örnekler direk bant aralığına sahip olduklarından, yalnızca direk bant aralıklı yarıiletkenlerde gözlenen fotoluminesans mekanizmasının fiziğine değinilecektir.

Şekil 2.13'te direk bant aralıklı bir yarıiletken bant aralığından daha büyük enerjili fotonlarla uyarıldıktan sonra gerçekleşen fotoluminesans süreci şematik olarak gösterilmektedir. Uyarım kaynağıyla uyarılan elektronlar iletkenlik bandının üstlerine uyarılır. Elektronlar bu seviyede fazla uzun kalmazlar ve fazla enerjilerini fonon olarak yayınlayıp iletkenlik bandının altına inerler. Şekil 2.13'te görülen herbir basamak koruma yasalarını sağlamak için uygun enerji ve momentumlu fonon emisyonunu göstermektedir. Pek çok yarıiletkende elektron-fonon etkileşimi çok güçlüdür ve bu saçılmalar çok kısa zaman ölçeğinde gerçekleşir (10^{-13} s). Bu süreç ışımalı yaşam ömürlerden çok daha hızlıdır ve bu nedenle elektronlar foton yaymadan önce iletkenlik bandının minimumuna inerler. Benzer durum boşluklar için de geçerlidir.



Şekil 2.13: Direkt bant aralıklı bir yarıiletkenin bant aralığından büyük enerjili ($E \geq E_g$) fotonlarla uyarılması sonrasında fotoluminesans sürecinin şematik gösterimi [26].

Optik olarak uyarılmış elektron ve boşlukların kendi bantlarındaki dağılımları Fermi-Dirac istatistiği ile hesaplanır. İletkenlik bandında toplam elektron yoğunluğu N_e , yarıiletkenin uyarıldığı ışık şiddeti ile belirlenir ve aşağıdaki denklemi sağlamalıdır:

$$N_e = \int_{E_g}^{\infty} g_c(E) f_e(E) dE \quad (2.30)$$

Burada $g_c(E)$ iletkenlik bandındaki durum yoğunluğu ve $f_e(E)$ elektronlar için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu olup aşağıdaki gibi ifade edilirler:

$$g_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E - E_g)^{1/2} \quad (2.31)$$

$$f_e(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_f^c}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.32)$$

Burada E_f^c iletkenlik bandındaki elektronlar için Fermi seviyesidir. Elektronlar ve boşluklar için Fermi seviyesini farklı notasyonla gösterme gereksinimi, artık sanki-denge durumunda olunması ve elektron ve boşluklar için tek bir Fermi seviyesinin olmamasıdır. Elektronlar ve

boşluklar için Denklem (2.30)'u yeniden yazarsak Denklem (2.33) elektronlar için ve Denklem (2.34) ise boşluklar için elde edilir [26].

$$N_e = \int_0^\infty \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{1/2} \left[\exp \left(\frac{E - E_f^c}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1} dE \quad (2.33)$$

$$N_h = \int_0^\infty \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{1/2} \left[\exp \left(\frac{E - E_f^v}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1} dE \quad (2.34)$$

Bu ifadelerde $E = 0$ valans bandının maksimumuna denk gelmekte ve enerji aşağı doğru valans bandının maksimumu referans alınarak ölçülmektedir. Boşluklar için Fermi seviyesi de valans bandı maksimumundan ölçülür. Foto uyarım sürecinde eşit miktarda elektron ve boşluk yaratıldığından $N_e = N_h$ 'dir. Bu denklemlerin ((2.33) ve (2.34)) çözümü nümerik yöntemler gerektirir. Ancak düşük taşıyıcı enjeksiyonu dikkate alındığında denklemler basitleşir. Düşük taşıyıcı enjeksiyonunda işgal edilen seviyeler azdır bu nedenle Denklem (2.35)'teki paydadaki 1 ihmal edilebilir ve işgal olasılığı bu durumda Maxwell-Boltzmann istatistiği ile verilir:

$$f(E) \propto \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right) \quad (2.35).$$

Eğer Denklem (2.29)'daki matris elemanının frekansa bağlı olmadığını varsayarsak o zaman frekansa bağlı lüminesans şiddeti

$$I_{ışılma}(h\nu) \propto (h\nu - E_g)^{1/2} \exp \left(-\frac{h\nu - E_g}{k_B T} \right) \quad (2.36)$$

şeklinde ifade edilebilir. İlk terim bileşik durum yoğunluğunda gelen katkıdır. Lüminesans spektrumu foton enerjisi bant aralığına eşit olduğunda hızla artar ve sonra $k_B T$ sönüm sabiti ile eksponansiyel olarak azalır. Bu nedenle E_g civarında artan ve keskin bir pik yapan pik genişliği de yaklaşık $k_B T$ kadar olan bir fotolüminesans spektrumu gözlenmesi beklenir. Yarıiletkenin farklı seviyelerin varlığı ve/veya tuzak durumlarının olması, durum yoğunluğunda yarıiletkendeki kusurlardan dolayı durum yoğunluğu kuyruğu olması, aşırı katkılama vb. etkilerle ideal fotolüminesans spektrumundan sapmalar olabilmektedir [26].

2.4. Klasik Rejimde Magneto-taşınm

Tez çalışması kapsamında $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ epitabaka yapıdaki örneklerin elektron yoğunlukları ve elektron mobiliteleri sıcaklığa bağlı yapılan Hall olayı ölçümleri ile belirlenmiştir. Yarıiletkenlerin elektriksel karakterizasyonu için kullanılan Hall olayı ölçümleri, Denklem (2.37)'da verilen siklotron frekansının düşük manyetik alan limitinde yani $\omega_c\tau \ll 1$ 'de iken yapılır.

$$\omega_c = \frac{q\vec{B}}{m^*} \quad (2.37)$$

Siklotron frekansı (ω_c): yüklü bir parçacığın manyetik alana dik bir düzlemde bir yörünge oluşturan açısal dönme frekansıdır. Düşük manyetik alan limitinde ($\omega_c\tau \ll 1$) taşıyıcılar, gerçek uzayda tek bir siklotron yörüngesini tamamlamadan önce saçılır, böylece kuantum etkileri önemsiz hale gelir ve bu şekilde klasik rejimde magneto-taşınm olayı gerçekleşmiş olur. Sadece yüksek manyetik alanlarda, yani $\omega_c\tau > 1$ durumlarda kuantum etkileri önemli hale gelir.

Bir yarıiletkene birbirlerine dik doğrultuda manyetik alan ve elektrik alan uygulandığında, yük taşıyıcılarına etki eden toplam kuvvet

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = m^* \frac{d\vec{v}}{dt} + m^* \frac{\vec{v}}{\tau} \quad (2.38)$$

olarak ifade edilebilir. Düşük manyetik alan limitinde taşıyıcılar bir elektrik alan altında hareket ettiği zaman Ohm yasasına uygun bir akım-voltaj karakteristiğine sahip olan bir davranış sergilediği gözönüne alınarak, manyetik alana bağlı magneto-iletkenlik tensörü ($\vec{\sigma}_B$);

$$\vec{\sigma}_B = \frac{\frac{nq^2\tau}{m^*}}{1 + (\omega_c\tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c\tau & 0 \\ -\omega_c\tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + (\omega_c\tau)^2 \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

ifadesi elde edilir [27].

Düşük manyetik alan limitinde magneto-iletkenlik tensörünün, akım yoğunluğu ve elektrik alan ile ilişkisi;

$$\vec{j} = \vec{\sigma}_B \cdot \vec{E} \quad (2.40)$$

olarak verilir.

Magneto-özdirenç tensörü $\vec{\rho}_B$ ise magneto-iletkenlik tensörünün tersine eşittir.

$$\vec{\rho}_B = [\vec{\sigma}_B]^{-1} = \frac{m^*}{nq^2\tau} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau & 0 \\ \omega_c\tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

2.4.1 Hall Olayı

Bir yarıiletken de uygulanan bir manyetik alana dik bir elektrik akımı ($\vec{j}$) akıyorsa, $\vec{j}$ ve $\vec{B}$ 'yi içeren düzleme dik doğrultuda bir elektrik alan oluşur ve buna Hall olayı denir.

Klasik magneto-taşıma olayına dayalı Hall olayı Şekil 2.14'te şematik olarak gösterilmiştir. Bir malzemeye z doğrultusunda bir manyetik alan uygulanır ve içinden x doğrultusunda bir akım geçerse, malzeme içindeki yük taşıyıcıları Lorentz kuvvetinin etkisi ile y yönünde hareket ederler ve sistem kararlı duruma geldiği zaman y doğrultusunda bir Hall elektrik alanı ($\vec{E}_{Hall}$) oluşur.

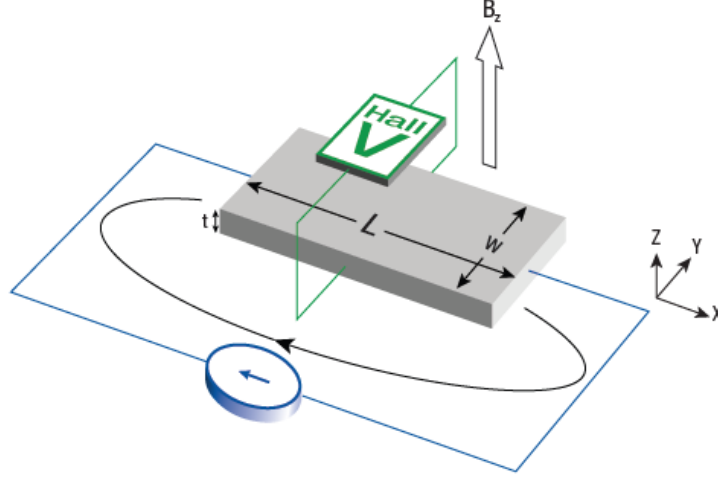
Magnetoiletkenlik tensöründen yararlanılarak;

$$j_y = \frac{nq^2\tau}{m^*} \left(\frac{1}{1 + (\omega_c\tau)^2} \right) (E_y - \omega_c\tau E_x) \quad (2.42)$$

elde edilir ve $j_y = 0$ olduğu zaman y yönünde Hall elektrik alanı;

$$E_y = \omega_c\tau E_x \quad (2.43)$$

şeklinde elde edilir.



Şekil 2.14: Hall olayının oluşumu [28].

Hall katsayısı R_{Hall} ;

$$R_{Hall} = \frac{E_y}{j_x B_z} = \frac{\tau E_x (\frac{q B_z}{m^*})}{j_x B_z} \quad (2.44)$$

$$j_x = \frac{nq^2 \tau}{m^*} \left(\frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} \right) (E_x + \omega_c \tau E_y) \quad (2.45)$$

$$j_x = \frac{nq^2 \tau}{m^*} E_x \quad (2.46)$$

$$R_{Hall} = \frac{q \tau}{m^* (\frac{nq^2 \tau}{m^*})} = \frac{1}{nq} \quad (2.47)$$

şeklinde elde edilir [29].

Eğer yük taşınımı tek tip taşıyıcılar tarafından gerçekleşiyorsa, o zaman Hall katsayısı R_{Hall} ve Hall mobilitesi μ_{Hall} arasındaki ilişki;

$$\mu_{Hall} = \sigma R_{Hall} \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edilir.

Kararlı durumda $j_y = 0$ olduğunda

$$\vec{E}_{Hall} = \frac{V_{Hall}}{w} \quad (2.49)$$

ve Denklem (2.50)'deki eşitlik sağlanmış olur.

$$\frac{qV_{Hall}}{w} = qv_x B_z \quad (2.50)$$

ve

$$v_x = \frac{I}{nqwt_k} \quad (2.51)$$

$$V_{Hall} = \frac{IB_z}{nqt_k} \quad (2.52)$$

şeklinde elde edilir. Ölçülen V_{Hall} değerinden ve Denklem (2.47)'den faydalanarak Hall sabiti ve taşıyıcı yoğunluğu (n) belirlenir.

$$n = \frac{1}{qR_{Hall}} \quad (2.53)$$

Hall mobilite

$$\mu_{Hall} = \frac{|R_{Hall}|}{\rho} \quad (2.54)$$

şeklinde elde edilir.

Hall katsayısı sadece n taşıyıcı konsantrasyonu değişkenine bağlı bir parametre olup, Hall katsayısının işareti pozitif ise yük taşıyıcıları boşluklar, negatif ise yük taşıyıcıları elektronlardır.

Sabit bir manyetik alan ve buna dik sabit bir elektrik alan varlığında oluşan Hall voltajının ölçülmesi ile Hall katsayısı belirlenir. Hall katsayısından yararlanılarak yük taşınımının hangi tip taşıyıcılar tarafından gerçekleştirildiği, taşıyıcıların konsantrasyonu ve mobilitelerinin elde edilmesi mümkündür. |

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. Örneklerin Yapısı ve Fabrikasyonu

İncelenen örnekler, farklı kalınlıklara sahip epitaksiyel tabakalar şeklinde, Metal Organik Buhar Faz Epitaksisi (MOVPE) yöntemi ile InP alttaş üzerine büyütülen $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımları olup, TÜBİTAK 1001 projesi kapsamında çalışılan InGaAs-tabanlı ışıma yapan Gunn diyot aygıtları olarak tasarlanmış yapılardır. Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi'nde büyütülmüşlerdir. Işıma yapan Gunn diyonu olarak yalnızca tek tip katkılı, direk bant aralıklı ve sürüklenme-hızı-elektrik alan değişiminde negatif diferansiyel direnç gözlenebilen ve merkez iletkenlik vadisindeki elektron mobilitesi, uydu vadidekilerden daha büyük olan yarıiletkenlerin kullanılması temel olarak yeterlidir. Gunn diyonu yapısının ışıma yapan aktif bölgesini bu tez çalışması kapsamında optik ve elektriksel özellikleri incelenen InGaAs örnekler oluşturmaktadır. Gunn diyot tabanlı ışıma yapmak üzere tasarlanmış olan örneklerin bant aralıklarının, elektron yoğunlukları ve elektron mobilitelerinin bilinmesi aygıtların çalışma koşullarının belirlenmesi için elzemdir.

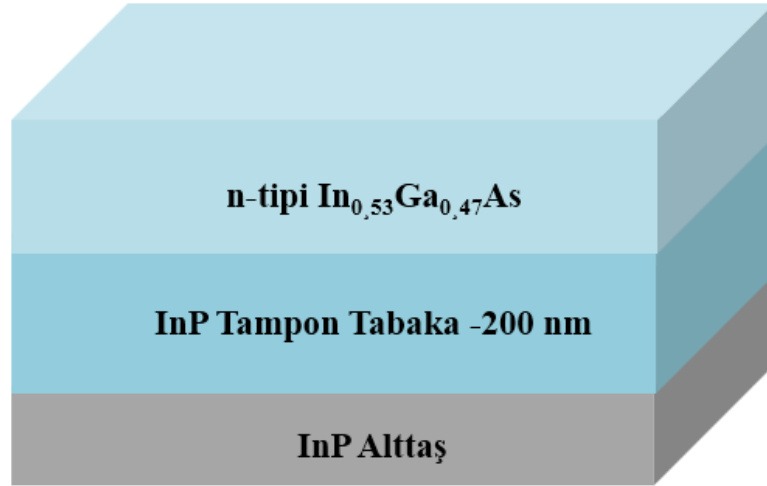
Tez çalışması kapsamında incelenen örneklerin büyütme süreçlerinde In ve Ga kaynağı olarak sırasıyla yüksek saflıkta trimetilindiyum (TMin , $\text{In}(\text{CH}_3)_3$), trimetilgalyum (TMGa , $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$) metalorganik bileşikler, As kaynağı olarak ise inorganik bir bileşik olan arsin (AsH_3) hidriti kullanılmıştır. Taşıyıcı gaz olarak ise hidrojen gazı kullanılmıştır. Örnek olarak $\text{InGaAs}_1\text{GD1}$ örneği için büyütme sıcaklığı 680°C , AsH_3 akış miktarı 162 sccm (standart cubic centimeters per minute), TMin akış miktarı 242 sccm, TMGa akış miktarı 9 sccm, PH_3 (fosfin) akış miktarı 200 scc olacak şekilde büyütülmüştür. Tablo 3.1'de örneklerin büyütme koşulları verilmektedir.

Büyütmelerde yarı-yalıtkan, (001) kristal yönelimine sahip InP alttaşlar kullanılmıştır. InP alttaş üzerine geçiş tabakası olarak 200 nm kalınlığında InP tampon tabakası ve bu tabaka üzerine Si katkılı n-tipi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ tabakası InP ile örgü uyumlu olarak büyütülmüştür. InP alttaş üzerine büyütülmüş olan $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımı için örgü uyumsuzluğu $\frac{\Delta a}{a} \lesssim 1\%$ 'dir. [16].

Şekil 3.1'de örneklerin yapısı ve Tablo 3.2'de örneklerin özellikleri verilmiştir.

Tablo 3.1: Örneklerin büyütme koşulları.

Örnek	TMIn (sccm)	TMGa (sccm)	PH3 (sccm)	AsH ₃ (sccm)	Büyütme Sıcaklığı (°C)	Büyütme Oranı (nm/s)
InGaAs_1_GD1	242	9	200	200	680	1,32
InGaAs_2_GD2	242	9	200	200	680	1,33
InGaAs_3_GD3	242	9	200	162	680	1,43
InGaAs_4_GD5	190	6	200	200	650	0,97

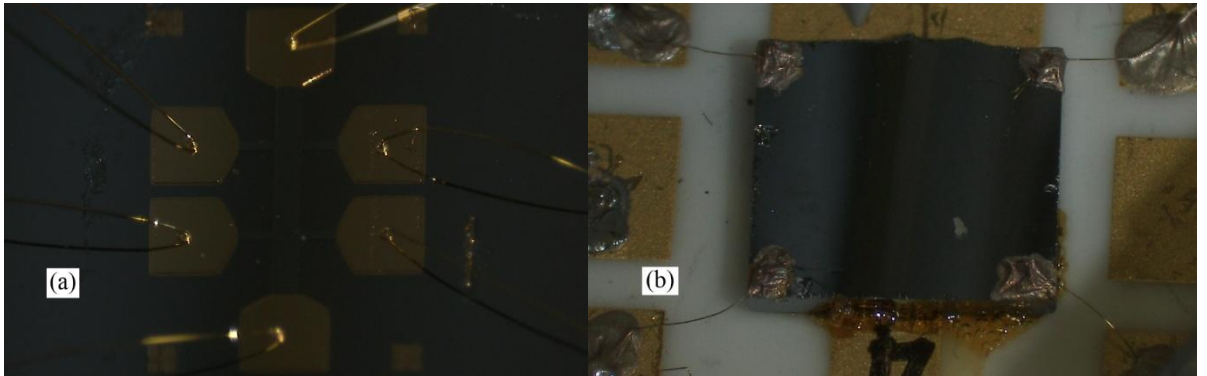
**Şekil 3.1:** InP üzerine büyütülen n-tipi In_{0,53}Ga_{0,47}As örnek yapısı.**Tablo 3.2:** n-tipi In_{0,53}Ga_{0,47}As epitaksiyel tabakaların belirlenmiş kalınlıkları ve taşıyıcı konsantrasyonları.

Örnekler	Kalınlık (nm)	300K'da Taşıyıcı Konsantrasyonu (cm ⁻³)
InGaAs_1_GD1	1000	5x10 ¹⁶
InGaAs_2_GD2	1000	6x10 ¹⁶
InGaAs_3_GD3	500	4x10 ¹⁶
InGaAs_4_GD5	5000	5x10 ¹⁷

Örnek kalınlıkları, In alaşıım konsantrasyonu ve taşıyıcı konsantrasyonlarına ilişkin bilgiler büyütme süreçlerinin gerçekleştirildiği Cumhuriyet Üniversitesi Nanoteknoloji Araştırma Merkezi'nde TÜBİTAK 1001 projesi ekibindeki Doç. Dr. İlkey Demir tarafından yapılan ölçümlerin sonuçlarıdır. Taşıyıcı konsantrasyonları Van der Pauw geometrisi kullanılarak yapılan Hall olayı ölçümlerinden elde edilmiştir.

Elektriksel ölçümlerin yapılabilmesi için örnekler Hall bar geometrisi ve Van der Pauw geometrisi şeklinde hazırlanmıştır. Hall bar geometrisinin elde edilmesi için standart fotolitografi yöntemleri kullanılmış ve İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü İleri Litografik Yöntemler Laboratuvarı'nda TÜBİTAK 1001 projesi ekibindeki araştırmacılar Araş. Gör. Dr. Selman Mutlu ve Araş. Gör. Göksenin Kalyon tarafından üretilmiştir. Şekil 3.2'de üretilen örneklerin fotoğrafları verilmiştir.

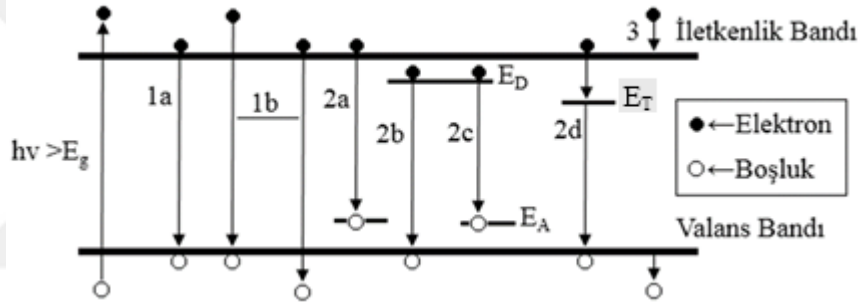
Van der Pauw geometrisinde üretim için örnek 1 cm x 1 cm boyutlarda kesilmiştir ve örnek köşelerine metalik kontaklar Au (150 nm)/Cr (10 nm)'un ardışık olarak termal buharlaştırma sisteminde kaplanması ile elde edilmiştir. Metalik kaplama üzerine tel bağlayıcı sistem ile 25 µm çapında Au tel kullanılarak tel bağlantıları yapılmıştır. Fotolitografi ile üretilmiş Hall bar yapısındaki örneğin kontakları da Au (150 nm)/Cr (10 nm) olup, tel bağlayıcı sistem ile 25 µm Au tel bağlanmıştır. Hall bar geometrisinde üretilen örneklerin ana kol uzunluğu 1750 µm, genişliği 195µm, iki yan kol arasındaki uzunluk 760µm ve yan kol genişliği 90µm'dır.



Şekil 3.2: (a) Hall bar geometrisi ve (b) Van der Pauw örneklerin fotoğrafları.

3.2. Fotolüminesans Ölçüm Yöntemi

Bir malzeme, bant aralığından daha yüksek enerjili fotonlar ile uyarıldığı zaman valans bandında bulunan elektronlar, enerji kazanıp iletkenlik bandına çıkarlar. İletkenlik bandında bulunan uyarılmış elektronlar tekrar valans bandındaki boşluklar ile birleşirler, geçiş sırasında elektronlar fazla enerjisini foton olarak yayarlar. Bu olaya *fotolüminesans* denir. Bu ışımalı elektron geçişleri en çok malzemenin iletkenlik bandın kenarından ve bir kısmı ise bandın üst seviyelerden gerçekleşir. Eğer malzemede kusurlar varsa bant aralığı içindeki kusur seviyelerinden geçişlerde de elektronlar fazla enerjilerini foton (ışımalı) ya da fonon (ışınmasız) yayarak daha düşük enerji seviyelerine geçebilirler. Şekil 3.3'te bir yarıiletkendeki olası geçişler gösterilmiştir.



Şekil 3.3: (E_D) donör seviyesi, (E_A) akseptör seviyesi, (E_T) derin tuzak seviyesi olmak üzere bir yarıiletkende olası elektron geçişlerini göstermektedir.

Bu geçişleri üç gruba ayırabiliriz:

1. Banttı bantta geçişler

- (a) İletkenlik bandının en alt noktasından valans bandının en üst noktasına geçiş.
- (b) İletkenlik ya da valans bandındaki daha yüksek bir enerjiden geçiş.

2. Katkı ya da kusurların neden olduğu geçişler

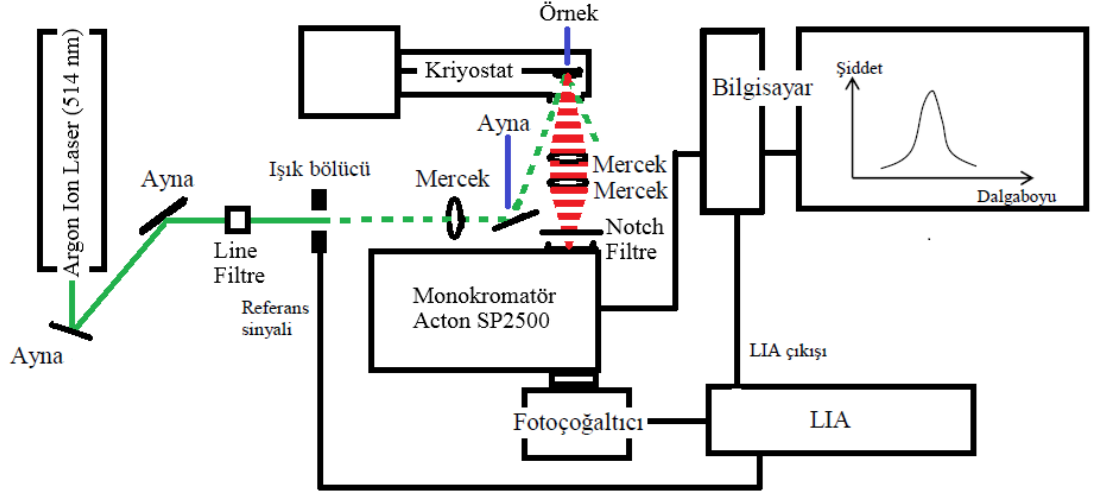
- (a) İletkenlik bandının en alt noktasından akseptör seviyesine.
- (b) Donör seviyesinden valans bandının en üst noktasına.
- (c) Donör seviyesinden akseptör seviyesine.

(d) İletkenlik bandının en alt noktasından derin tuzak seviyesine, derin tuzak seviyesinden valans bandının en üst seviyesine.

3. Sıcak taşıyıcıları içeren bant içi geçişler [30].

Fotoluminesans spektrumunu elde etmek için Şekil 3.4'te verilen deney düzeneği kullanılmıştır. Fotoluminesans ölçümlerinde 514 nm'de ışın yapan Ar^+ laser uyarım kaynağı olarak kullanılmıştır. Ar^+ laserin spektrumunda gürültü niteliğinde laser ile ilgili sorunlardan kaynaklanan farklı dalgalı boylarında keskin pikler olduğundan Ar^+ laser çıkışına bir line filtre (Thorlabs, FL514,5-1- Ø1" Laser Line Filter, CWL (Center Wavelength) = $514.5 \pm 0,2$ nm, FWHM = $1 \pm 0,2$) yerleştirilmiştir. Bu line filtre sadece 514 nm dalga boyu geçiren ve diğer dalgalı boyuları soğuran bir filtredir. Böylece laserdeki istenmeyen gürültü niteliğindeki piklerin ölçüm sistemine girmesi engellenmiş ve örnek bant aralığından büyük foton enerjisine sahip olan 514 nm laser dalgalı boyuyla uyarılmıştır.

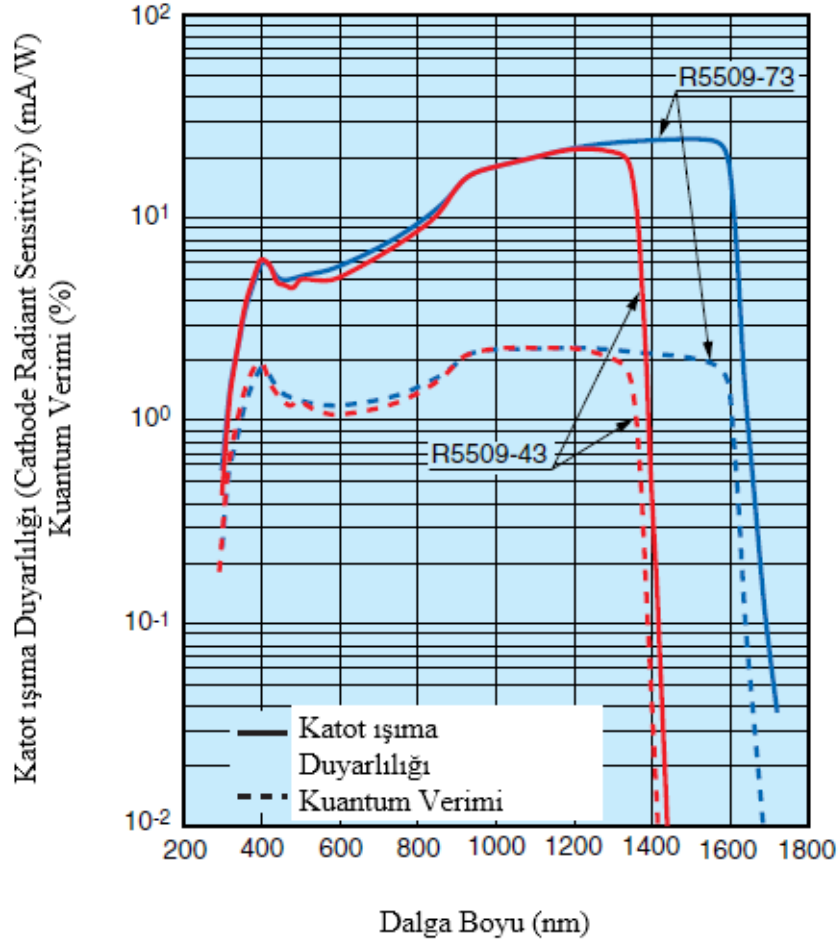
Fotoluminesans spektrumu oda sıcaklığında ölçümlerde oldukça düşük şiddette olabilmektedir. Spektrumun sinyal/gürültü oranı yüksek olacak şekilde elde edilebilmesi için DC yerine AC ölçüm yöntemi kullanılmaktadır. DC ölçüm yönteminde fotodedektörden sinyalin ölçülmesi için multimetre yeterli iken, AC ölçüm yönteminde uyarım kaynağının uygun bir frekansta modüle edilmesi gereklidir, çünkü ölçümlerde kullanılan lock-in yükselteç (lock-in amplifier, LIA) bir AC ölçüm aygıtıdır, DC sinyalleri ölçmez. LIA referans sinyali frekans sinyaline kilitlenir ve örnekten gelen sinyali yükseltir. Uyarım kaynağının modülasyonu için mekanik modülasyon sağlayan ışın bölücü kullanılmıştır. Işın bölücünün frekansı 74 Hz olarak seçilmiştir. Frekans seçiminde şehir şebekesi frekansı ve harmoniklerinin kullanılmasından kaçınılmalı ve ölçümlerde kullanılan LIA'nın çalıştığı frekans aralığında olmasına dikkat edilmelidir. Ölçümlerde foton dedektörü kullanıldığında seçilen frekans uygundur, ancak termal dedektör kullanılması durumunda 10Hz değerinden yüksek frekans değerleri kullanılmamalıdır. Ar^+ laser önce line filtreden geçirilip sonra ışın bölücü yardımı ile belirli bir frekansta ($f = 74$ Hz) darbeli hale getirildikten sonra örnek üzerine yönlendirilmiştir. Örnekten bir katı açı içerisinde yayılan ışın bileşik mercek sistemi ile 0,5m odak uzaklığına sahip monokromatörün (Acton SP2500) giriş slitine odaklanmıştır. Örnek üzerinde odaklanan ışının çapı 2 mm'dir. Monokromatöre deney sisteminden saçılan, yansıyan Ar^+ laser ışınının girmemesi ve fotodedektöre zarar vermemesi için giriş slitinin ön kısmına, Notch filtre yerleştirilmiştir. Notch filtre 514 nm dalgalı boyunu geçirmeyen bir filtredir.



Şekil 3.4: PL deney düzeneği.

Monokromatörde $1,2 \mu\text{m}$ 'de blaze dalgaboyu olan ve 1000 nm ile 1800 nm aralığında kullanılabilen 600 oluk/mm olan kırınım ağı kullanılmıştır. Monokromatörde dalgaboylarına ayrılan fotoluminesans sinyali monokromatör çıkışındaki fotoçoğaltıcı tüp (Photomultiplier Tube, PMT) dedektörle (Hamamatsu R5509-73) elektrik sinyaline çevrilmiştir. PMT'nin duyarlılık eğrisi Şekil 3.5'te verilmiştir.

PMT'nin 50 Ohm çıkış direnci üzerinden voltaja dönüştürülen elektrik sinyalinin ölçülmesi için ışın bölücü frekansına kilitlenen ve çalışma frekans aralığı 0,5 Hz-100 kHz olan LIA'ya (Stanford Research Systems SR530) gönderilir. Işın bölücünün frekansı referans frekansı olarak LIA'ya bağlanır ve bu sayede LIA bu frekanstaki sinyale kilitlenip bu sinyali yükseltir. Labview programı yardımıyla dalgaboyuna karşılık LIA çıkış sinyali kaydedilerek PL spektrumu çizdirilmiştir.



Şekil 3.5: PMT'nin spektral duyarlılık eğrisi.

3.3. Hall Olayı Ölçümü

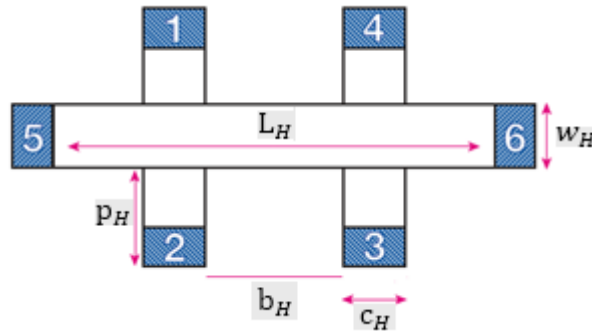
Hall olayında en az dört elektrot gereklidir. Bu elektrotlardan ikisi malzemeye potansiyel fark uygulamak ve diğer ikisi de oluşan Hall voltajını ölçmek içindir. Ölçümlerde iki farklı geometride üretilen örnekler kullanılır: Van der Pauw ve Hall bar geometrileri. Çok katmanlı tabakalar için Van der Pauw uygun olmamakla birlikte tez kapsamında incelenen tek epitabakadan örnekler için uygun olan basit bir geometridir. Ancak Hall bar geometrisi daha doğru sonuçlar vermektedir. Hall olayı ölçümleri, Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemleri, Şekil 3.11'de gösterilen deney düzeneği ile yapılmıştır. Tez kapsamında her iki

örnek geometrisi de ölçümlerde kullanılarak sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu nedenle her iki geometri için ölçümlerin yapılmasına ilişkin ayrıntılı bilgi bu bölümde paylaşılacaktır.

3.3.1 Hall Bar Geometrisi Yöntemi

Hall bar geometrisi epitaksiyel tabaka şeklindeki büyütülen örnekler üzerinde litografik yöntemler ile elde edilir. Bu şekilde fotolitografik yöntemler ile Hall bar geometrisi elde etmek uzun zaman alan ve maliyetli bir süreç olup, bu yapının üretimi için yüksek teknolojiye sahip fotolitografik üretim süreçlerinin gerçekleştirildiği araştırma altyapısına sahip olan temiz oda koşullarına gereksinim duyulmaktadır. Bu nedenle tek tabakalı örneklerde üretimi kolay ve düşük maliyetli olan Van der Pauw geometrisi tercih edilebilmektedir.

Hall bar geometrisi yönteminin en önemli özelliği Van der Pauw yöntemine göre ölçüm sonuçlarının hata payının çok daha düşük olmasıdır. Yapılan çalışmalarda Hall bar geometrisinin taşıyıcı konsantrasyonu belirlemesinde hata payının 1%'in altında ancak Van der Pauw geometrisinde, üçgen şeklinde kontak yapısına sahip kontak kenar uzunluğu C ve örneği kenar uzunluğu D ve $(C/D)=1/6$ oranına sahip ise hata payının yaklaşık 15% kadar yüksek olabildiği gösterilmiştir [28]. Hall bar geometrisi Şekil 3.6'da verilen 6 kontaklı bir yapı şeklinde hazırlanır.



Şekil 3.6: Hall bar geometrisi.

Genel olarak üretimden kaynaklı olabilecek geometrik ölçüm hatalarını minimuma indirmek için, Hall bar geometrisini oluştururken, Şekil 3.6'da verilen örnek boyutları $p_H \approx c_H$, $c_H \leq \frac{w_H}{3}$, $L_H \geq 4w_H$ oranları ile uyumlu olacak şekilde yapılır [28].

Hall yönteminde Hall voltajı hesaplaması yapılırken, ölçüm hataları en aza indirebilmek için, 8 farklı Hall voltajı ölçümünün ortalaması alınır. Hall olayı ölçümlerinde Şekil 3.6’da verilen Hall bar geometrisi şemasında gösterildiği gibi 5. ve 6. kontaklar arasında voltaj uygulanır ve 1. ve 2. kontaklardan ve 3. ve 4. kontaklardan Hall voltajı okunur. Ortalama Hall voltajının hesaplanması için Şekil 3.6’ya göre düzenlenen denklemler;

$$V_{56,34}^{B+} = \frac{V_{34}^{B+}(I_{56}^+) - V_{34}^{B+}(I_{56}^-)}{2} \quad (3.1)$$

$$V_{56,34}^{B-} = \frac{V_{34}^{B-}(I_{56}^+) - V_{34}^{B-}(I_{56}^-)}{2} \quad (3.2)$$

$$V_{AHall} = \frac{V_{56,34}^{B+} - V_{56,34}^{B-}}{2} \quad (3.3)$$

$$V_{56,21}^{B+} = \frac{V_{21}^{B+}(I_{56}^+) - V_{21}^{B+}(I_{56}^-)}{2} \quad (3.4)$$

$$V_{56,21}^{B-} = \frac{V_{21}^{B-}(I_{56}^+) - V_{21}^{B-}(I_{56}^-)}{2} \quad (3.5)$$

$$V_{BHall} = \frac{V_{56,21}^{B+} - V_{56,21}^{B-}}{2} \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir. B^+ manyetik alan yönü normal durumda, B^- manyetik alan yönü normal durumun tersi ve I^+ 5 numaralı kontak noktasından 6 numaralı kontak noktasına doğru pozitif akım ve I^- 5 numaralı kontak noktasından 6 numaralı kontak noktasına doğru negatif akım uyguladığımızı göstermektedir.

En son V_{AHall} ve V_{BHall} ortalaması alınıp, Hall voltajı (V_{Hall}) Denklem (3.7)’de verildiği gibi belirlenir.

$$V_{Hall} = \frac{V_{AHall} + V_{BHall}}{2} \quad (3.7)$$

Hall bar geometrisi yönteminde örnek öz direnci (ρ), Şekil 3.6’ya göre 5. ve 6. kontaklardan akım uygulanır ve 1. ve 4. kontaklardan ve 2. ve 4. kontaklardan voltaj okunur ve Şekil 3.6’ya göre düzenlenen denklemler;

$$\rho_{2 \text{ boyutlu}}^A = \left(\frac{V_{14}(I_{56}^+) - V_{14}(I_{56}^-)}{I_{56}^+ - I_{56}^-} \right) \frac{w_H}{b_H} \quad (3.8)$$

$$\rho_{2 \text{ boyutlu}}^B = \left(\frac{V_{23}(I_{56}^+) - V_{23}(I_{56}^-)}{I_{56}^+ - I_{56}^-} \right) \frac{w_H}{b_H} \quad (3.9)$$

$$\rho_{2 \text{ boyutlu}} = \left(\frac{\rho_{2 \text{ boyutlu}}^A + \rho_{2 \text{ boyutlu}}^B}{2} \right) \quad (3.10)$$

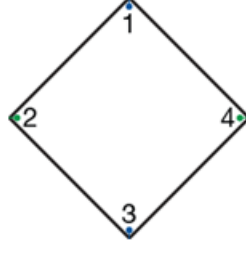
şeklinde elde edilir.

Elde edilen $\rho_{2 \text{ boyutlu}}$ üç boyutlu haline getirmek için örnek kalınlığı (t_k) ile çarpılarak ($\rho = \rho_{2 \text{ boyutlu}} t_k$) üç boyutlu öz direnç elde edilir. Örnek direncinin belirlenmesi için gerçekleştirilen ölçümler sırasında magneto-direnç etkilerinden kaçınmak için manyetik alan üretici kapatılır.

Denklem (3.7)'de verilen Hall voltajı değeri Denklem (2.53)'e koyularak taşıyıcı konsantrasyonu belirlenir ve örnek öz direnci (ρ) ve Hall katsayısı değerleri Denklem (2.54)'de yerine koyularak, yarıiletken içindeki yük taşıyıcılarının Hall mobilitesi belirlenir. Hall voltajının işareti negatif ise yük taşıyıcıları elektronlar, pozitif ise boşluklardır.

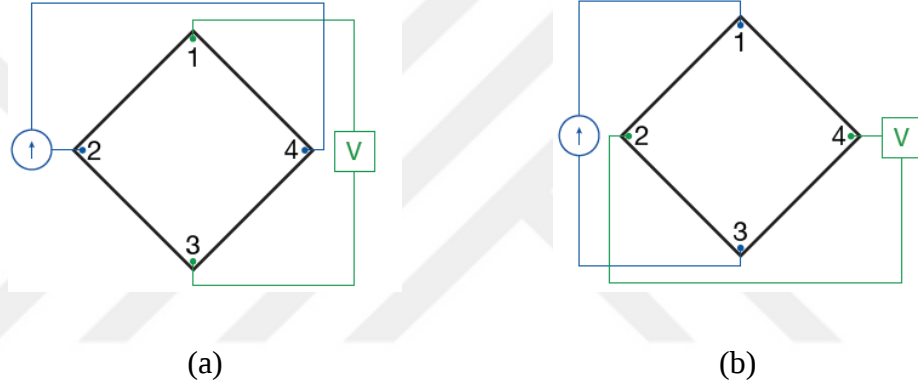
3.3.2 Van der Pauw Yöntemi

Hall olayı ölçümlerinde yaygın olarak kullanılan örnek geometrilerinden biri Van der Pauw geometrisidir. Bu yöntemin en önemli avantajı örnek hazırlama açısından Hall bar geometrisine göre çok daha az işlem gerektiren bir yöntemdir. Bu yöntemde genel olarak Şekil 3.7'de verilen, kare şeklinde bir örneğin her köşesinde bir ve toplam dört kontak noktası bulunur.



Şekil 3.7: Van der Pauw yönteminde kullanılan örnek yapısı.

Hall bar yönteminde olduğu gibi bu yöntemde de Hall voltajı ölçüm hatalarını en aza indirmek için 8 farklı Hall voltajı ölçümünün ortalaması alınarak Hall voltajı belirlenir.



Sekil 3.8: (a) 2. ve 4. kontaklardan akım uygulanır ve 1. ve 3. kontaklardan Hall voltajı okunur. (b) 1. ve 3. kontaklardan akım uygulanır ve 2. ve 4. kontaklardan Hall voltajı okunur.

Van der Pauw yönteminde, Şekil 3.8’den yararlanarak 2. ve 4. kontaklardan akım uygulanır ve 1. ve 3. kontaklardan Hall voltajı okunur ve aynı zamanda 1. ve 3. kontaklardan akım uygulanıp 2. ve 4. kontaklardan Hall voltajı okunur. Şekil 3.8’e göre ortalama Hall voltajı aşağıda verilen denklemler ile belirlenir.

$$V_{13,42}^{B+} = \frac{V_{42}^{B+}(I_{13}^+) - V_{42}^{B+}(I_{13}^-)}{2} \quad (3.11)$$

$$V_{13,42}^{B-} = \frac{V_{42}^{B-}(I_{13}^+) - V_{42}^{B-}(I_{13}^-)}{2} \quad (3.12)$$

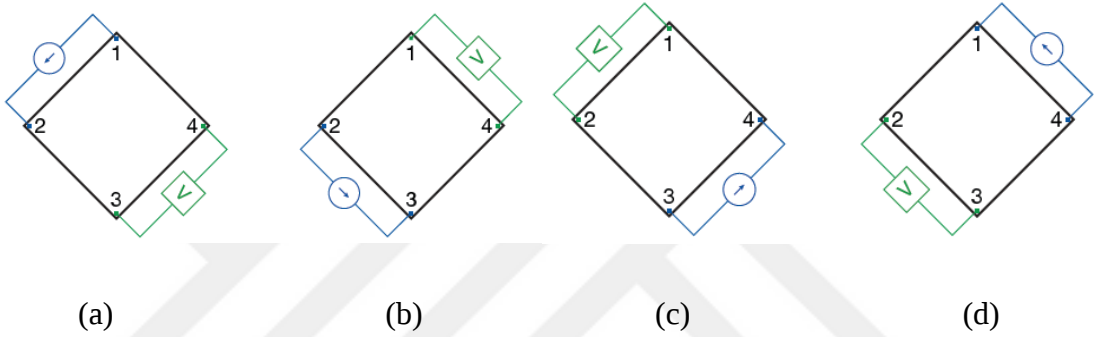
$$V_{AHall} = \frac{V_{13,42}^{B+} - V_{13,42}^{B-}}{2} \quad (3.13)$$

$$V_{24,31}^{B+} = \frac{V_{31}^{B+}(I_{24}^+) - V_{31}^{B+}(I_{24}^-)}{2} \quad (3.14)$$

$$V_{24,31}^{B-} = \frac{V_{31}^{B-}(I_{24}^+) - V_{31}^{B-}(I_{24}^-)}{2} \quad (3.15)$$

$$V_{BHall} = \frac{V_{24,31}^{B+} - V_{24,31}^{B-}}{2} \quad (3.16)$$

$$V_{Hall} = \frac{V_{AHall} + V_{BHall}}{2} \quad (3.17)$$



Şekil 3.9: (a) 1. ve 2. kontaklardan akım uygulayıp 3. ve 4. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. (b) 2. ve 3. kontaklardan akım uygulayıp 1. ve 4. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. (c) 3. ve 4. kontaklardan akım uygulayıp 1. ve 2. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. (d) 1. ve 4. kontaklardan akım uygulayıp 2. ve 3. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır.

Van der Pauw yöntemi ile örnek öz direnci hesaplamasında, Şekil 3.9'dan faydalanarak 1. ve 2. kontaklardan akım uygulayıp 3. ve 4. kontaklardan voltaj ölçümü, 2. ve 3. kontaklardan akım uygulayıp 1. ve 4. kontaklardan voltaj ölçümü, 3. ve 4. kontaklardan akım uygulayıp 1. ve 2. kontaklardan voltaj ölçümü, 1. ve 4. kontaklardan akım uygulayıp 2. ve 3. kontaklardan voltaj ölçümü yapılır. Şekil 3.9'a göre düzenlenen denklemler;

$$R_{21,34} = \frac{V_{34}(I_{21}^+) - V_{34}(I_{21}^-)}{I_{21}^+ - I_{21}^-} \quad (3.18)$$

$$R_{32,41} = \frac{V_{41}(I_{32}^+) - V_{41}(I_{32}^-)}{I_{32}^+ - I_{32}^-} \quad (3.19)$$

$$\rho_{2\text{ boyutlu}}^A = \frac{\pi f_G}{\ln(2)} \frac{(R_{21,34} + R_{32,41})}{2} \quad (3.20)$$

$$R_{43,12} = \frac{V_{12}(I_{43}^+) - V_{12}(I_{43}^-)}{I_{43}^+ - I_{43}^-} \quad (3.21)$$

$$R_{14,23} = \frac{V_{23}(I_{14}^+) - V_{23}(I_{14}^-)}{I_{14}^+ - I_{14}^-} \quad (3.22)$$

$$\rho_{2\text{ boyutlu}}^B = \frac{\pi f_G}{\ln(2)} \frac{(R_{43,12} + R_{14,23})}{2} \quad (3.23)$$

$$\rho_{2\text{ boyutlu}} = \left(\frac{\rho_{2\text{ boyutlu}}^A + \rho_{2\text{ boyutlu}}^B}{2} \right) \quad (3.24)$$

şeklinde elde edilir.

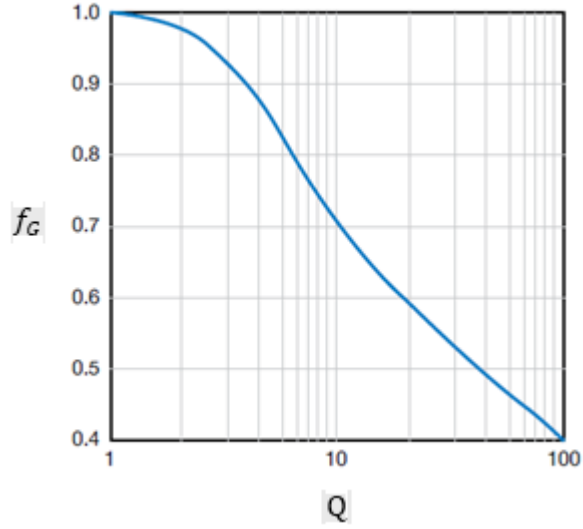
İki boyutlu öz direnç ($\rho_{2\text{ boyutlu}}$) değerini örnek kalınlığı (t_k) ile çarptığımız zaman ρ üç boyutlu öz direnç elde edilir.

Denklem (3.20) ve Denklem (3.23)'da verilen f_G geometrik faktörün değeri Denklem (3.25)'te verilmiştir.

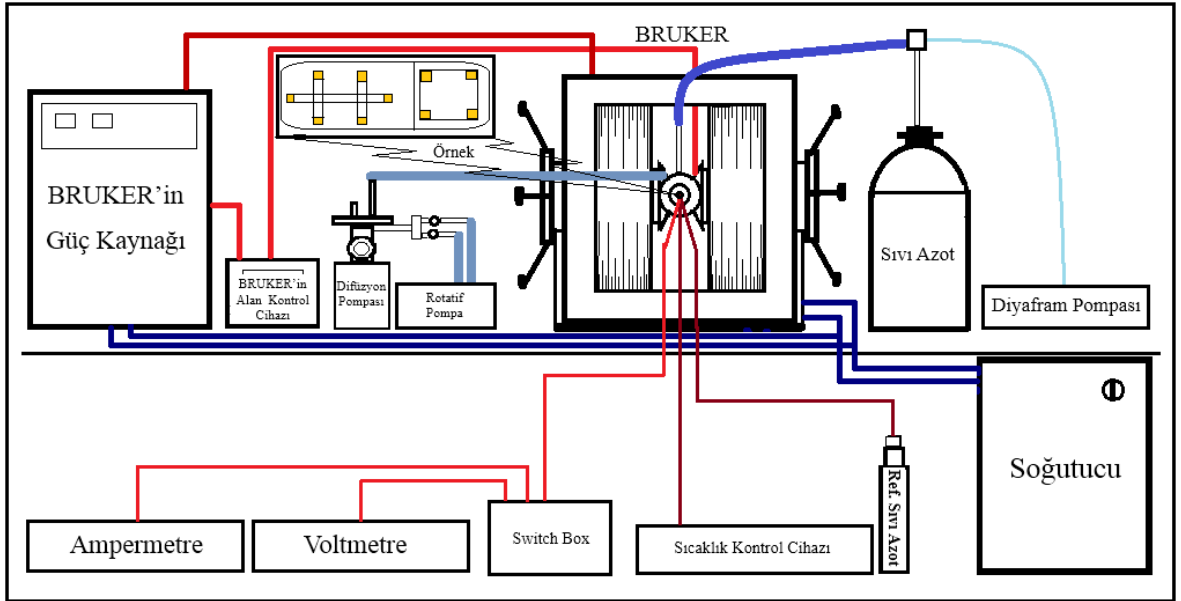
$$\frac{Q-1}{Q+1} = \frac{f_G \cosh^{-1}\left(\frac{\ln(2)}{2}\right)}{\ln(2)} \quad (3.25)$$

Denklem (3.25)'teki q değeri $Q = \frac{R_{21,34}}{R_{32,41}}$ ya da $Q = \frac{R_{32,41}}{R_{21,34}}$ şeklinde elde edilir. f_G geometrik faktörü ve Q değerleri arasındaki ilişki Şekil 3.10'da verilmiştir.

Elde edilen Hall voltajı ve öz direnç değerleri kullanarak taşıyıcı konsantrasyonu (n), Hall katsayısı (R_{Hall}) ve Hall mobilitesi (μ_{Hall}) belirlenir. Van der Pauw geometrisi kullanılarak elde edilen değerlerde hata payının çok düşük olabilmesi için örnek kare şeklinde ve kontaklar nokta kaynak yapısında olmalıdır. Bu geometride örnek boyutları nispeten büyüktür. Ancak Hall bar geometrisinde örnek boyutları litografik ölçüm tekniklerinin sınırlarına dayalı olarak çok küçük boyutlarda olabilmektedir.



Şekil 3.10: f_G geometrik faktörün Q 'ya bağılılığı.



Şekil 3.11: Hall olayı ölçüm deney düzeneği.

Her iki yöntem için bu çalışmada kullanılan Hall olayı ölçüm deney düzeneği Şekil 3.11'de verilmiştir. Şekil 3.11'de verilen deney düzeneğinde gösterildiği gibi örnek kriyostatın içinde, BRUKER'in orta noktasında (örnek yüzeyi manyetik alana dik olacak şekilde) yerleştirilir. Güç kaynağı (BRUKER'in Güç Kaynağı) elektromagnet bobinden geçecek akımı uygular ve alan

kontrol cihazı (BRUKER'in Alan Kontrol Cihazı) ile istenilen manyetik alan değeri ayarlanır. Elektromagnet soğutucu ile soğutulur. Akım kaynağı ile örneğe akım uygulanır ve örnek uçlarında oluşan Hall voltajı voltmetre ile okunur.

Deneylerin 77 K (sıvı azot sıcaklığı) ile 300 K sıcaklık aralığında yapılabilmesi için, Diyafram pompası ile kriyostata sıvı azot sirkülasyonu yapılır ve sıcaklık kontrol cihazı ile 77 K ile 300 K'e kadar istenilen sıcaklıkta örneğin tutulması sağlanır. Sıcaklık kontrol cihazında sıcaklık referansı olarak sıvı azot referansı kullanılır. Örneğin vakumda tutulması gereken şartlar mekanik pompa ve difüzyon pompasından oluşan vakum sistemi ile sağlanır.

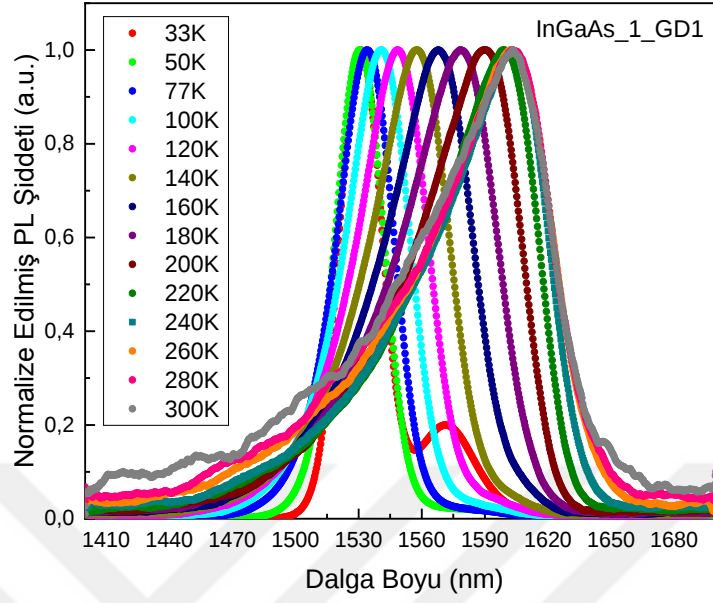


4. BULGULAR

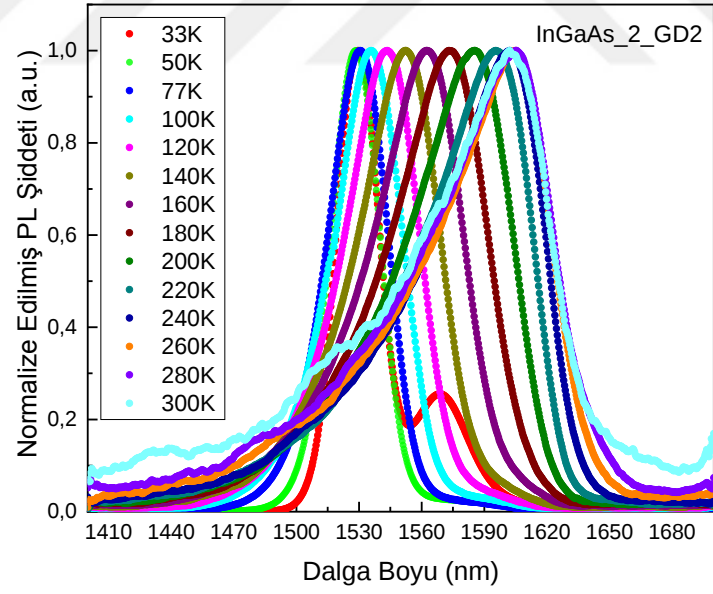
4.1. Optik Karakterizasyon

Optik karakterizasyonda PL ölçüm yönteminden yararlanılarak farklı taşıyıcı konsantrasyonuna ve farklı kalınlıklara sahip, Gunn diyotların aktif bölgesi olarak kullanılacak olan, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ örneklerin 33 K ile 300 K sıcaklık aralığında elde edilen PL spektrumlarının karakteristiği incelendi. Işıma dalga boyu ve ışıma spektrumu çizgi genişliği açısından spektrumlar incelendi. Ayrıca bant aralıklarının sıcaklığa göre değişimi yarı-deneysel bir yöntem olan Varshni yasası ile belirlendi.

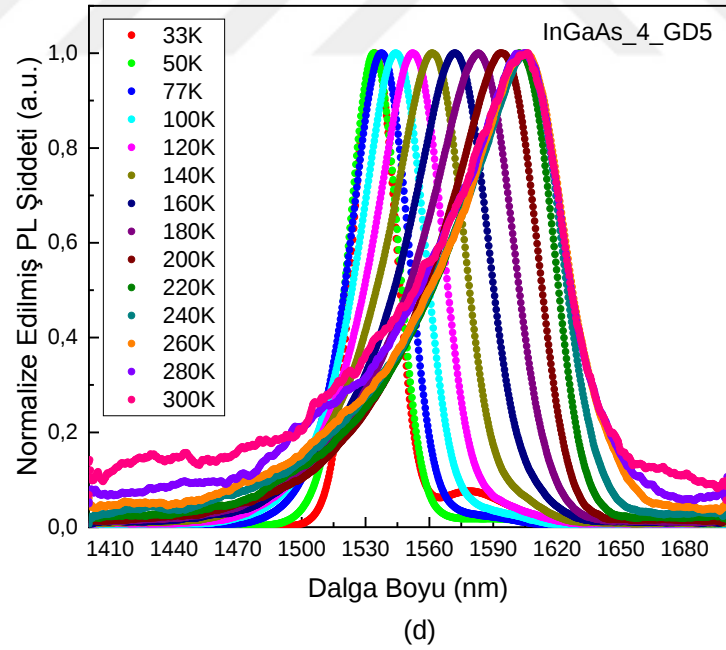
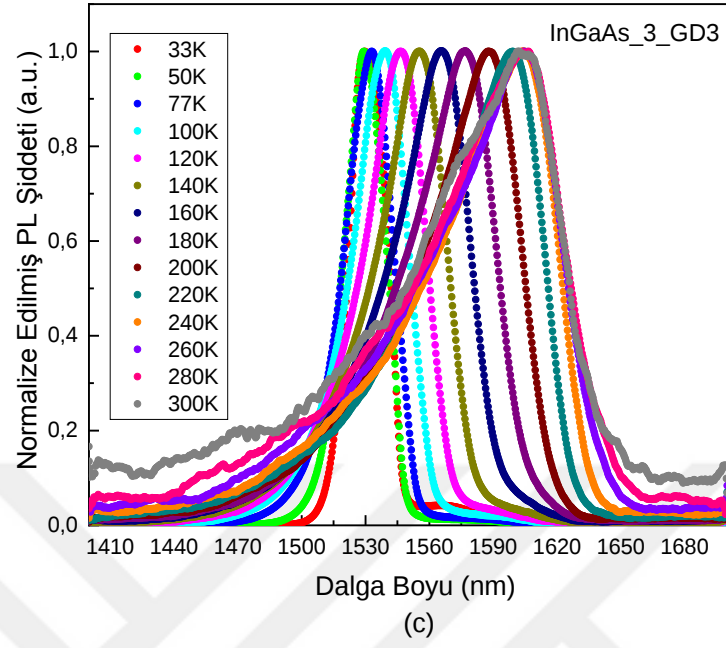
Şekil 4.1’de normalize edilmiş sıcaklığa bağlı PL spektrumları ve Tablo 4.1’de 33, 77, 100 ve 200 K’de PL pik enerji değerleri ve yarı maksimumdaki tam genişlik (Full Width at Half Maximum, FWHM) değerleri verilmiştir. Şekil 3.5’te verilen PMT’nin spektral duyarlılığı yetersiz kaldığı için 300 K’de PL pik enerjileri ve PL spektrumların FWHM’leri gerçeği yansıtmaz ve o yüzden Tablo 4.1’de 300 K’e ait değerler verilmemiştir. Elde edilen PL spektrumlarına bakıldığı zaman sıcaklık arttıkça PL pik enerjileri daha düşük enerjilere kaydığı yani malzemelerin bant aralıklarının daraldığı ve sıcaklığın artması ile PL piklerinde genişleme görülmüştür. Tablo 4.1’e bakıldığı zaman taşıyıcı konsantrasyonu daha yüksek olan $\text{InGaAs}_4\text{GD5}$, taşıyıcı konsantrasyona bağlı olarak, PL pik enerjileri daha düşük enerjilere doğru hafif bir kayma göstermiştir. Taşıyıcı konsantrasyonunun yüksek olması elektronlarla pozitif iyon korları arasındaki etkileşme potansiyelini etkileyeceğinden daha yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna sahip örnekte bant aralığının daha dar olarak gözlenmesine neden olur. Sıcaklık arttıkça fonon yoğunluğu artacağından ısımalı geçiş zamanı, elektron-fonon etkileşmelerinden dolayı azalır ve pik genişliği artar. PL spektrumlarının diğer bir özelliği ise yüksek enerji kuyruklarının olmasıdır. Yüksek enerji kuyukları iletkenlik bandının daha yüksek enerji seviyelerine uyarılmış olan elektron dağılımının rekombinasyona katkı sağladığının bir diğer göstergesidir. 240 K ve üstündeki sıcaklıkların spektrumlarındaki düşük enerji kısmındaki hızlı düşüş ise aslında kullanılan dedektörün spektral duyarlılığının (Şekil 3.5) etkisinden kaynaklanmaktadır.



(a)



(b)



Şekil 4.1: PL spektrumlarının sıcaklığa göre değişimi.

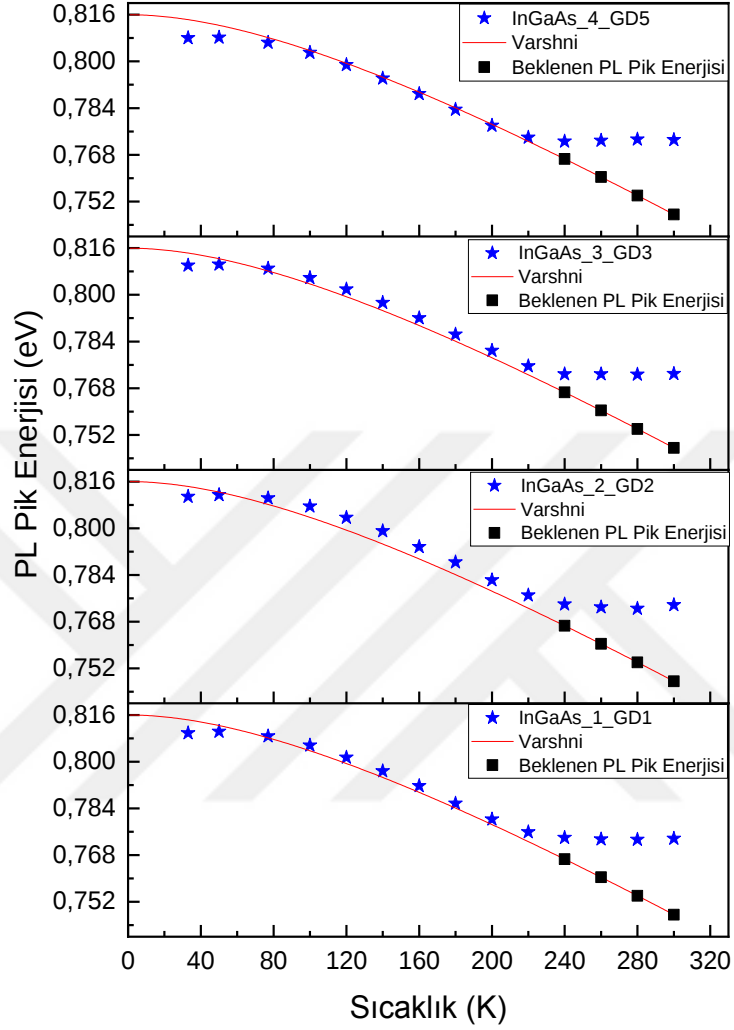
Tablo 4.1: 33, 77, 100 ve 200 K’de PL pik enerji değerleri ve FWHM değerleri.

Örnekler	PL pik enerji değerleri (eV)				FWHM (meV)			
	33 K	77 K	100 K	200 K	33 K	77 K	100 K	200 K
InGaAs_1_GD1	0,810	0,808	0,806	0,780	13,2	17,4	18,2	28,5
InGaAs_2_GD2	0,811	0,810	0,808	0,782	13,2	17,8	19,2	29,4
InGaAs_3_GD3	0,810	0,809	0,806	0,781	11,1	14,2	15,9	26,4
InGaAs_4_GD5	0,808	0,806	0,803	0,778	12,8	16,9	18,6	26,4

Şekil 4.2’de PL spektrumlarının pik enerji değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimleri gösterilmiştir. Yarıiletkenlerde bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi yarı deneysel Varshni denkleminin uyar ve Varshni denkleminin yararlanılarak sıcaklığa bağlı PL pik enerjilerinin Varshni denkleminin fit edilmesi ile yarıiletkenin Varshni katsayıları ve 0 K’deki bant aralığı değeri belirlenebilir. Sıcaklığa bağlı bant aralığının değişimini gösteren Denklem (4.1)’de E_g bant aralığı, $E_g(0)$ 0 K’deki bant aralığı ve α ve β malzemeye özgü iki sabit parametre olmak üzere Varshni denklemi olarak bilinmektedir [31].

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (4.1)$$

Bu çalışmada $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ alışımlı için daha önce bulunan Varshni fit parametreleri $\alpha = 4 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ ve $\beta = 226 \text{ K}$ [32] ve $E_g(0) = 0,816 \text{ eV}$ [14] değerleri kullanıldı. Bu parametreleri kullanarak deneysel olarak elde edilen PL pik enerjilerin Şekil 4.2’de sıcaklığa göre değişiminin Varshni denklemi ile 240 K’e kadar uyumlu olduğu görülmektedir.

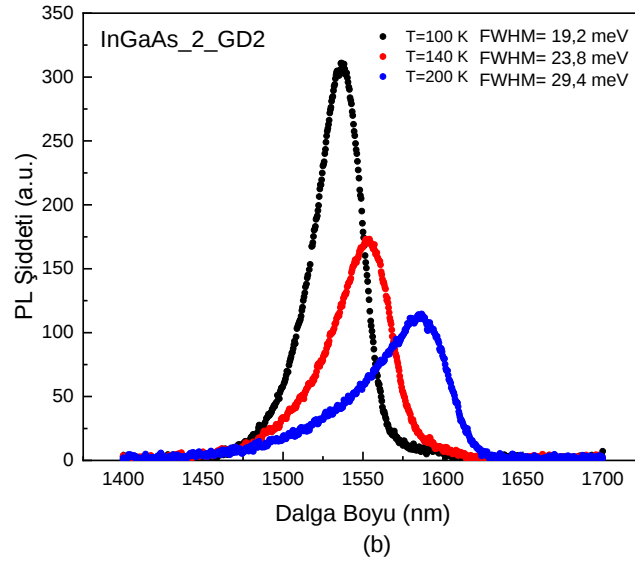
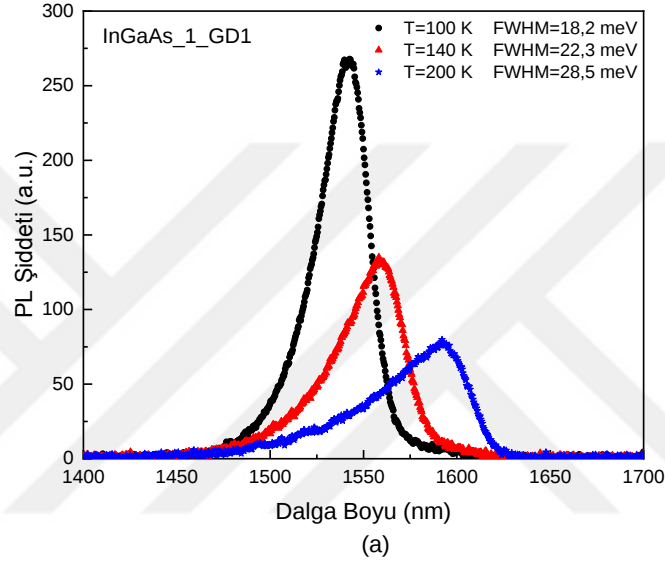


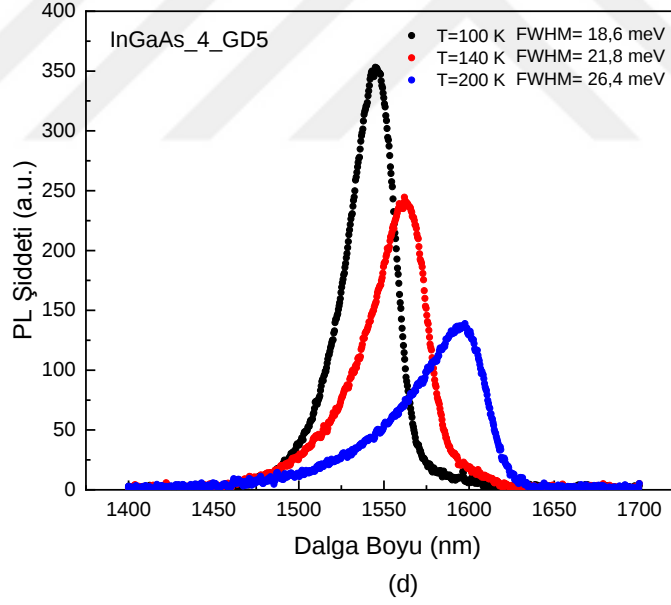
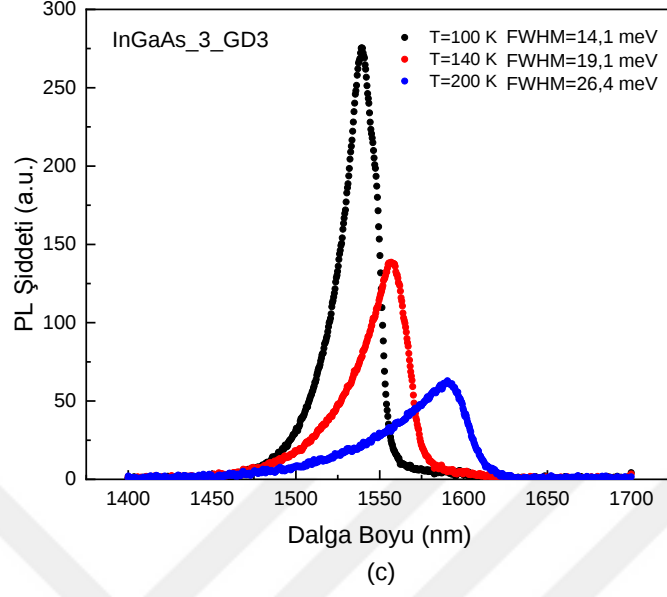
Şekil 4.2: Varshni denklemine fit edilmiş sıcaklığa bağlı PL pik enerjileri.

Kullanılan PMT'nin spektral duyarlılığı (Şekil 3.5) 1600 nm'den daha büyük dalga boylarında keskin azalma gösterdiğinden bu çalışmada $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ örneklerin 240 K ve üzeri sıcaklıktaki PL spektrumlarının pik değerlerinin mevcut PL pikleri dikkate alınarak belirlenmesinde yanılığa neden olduğu düşünülmektedir. Varshni yasasına göre $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımı 220 K'de enerji bant aralığı 0,77 eV (1600 nm dalga boyu) enerji değerine karşılık gelmektedir ve sıcaklık arttıkça enerji bant aralığının daha da darılır ve 300 K'da 0,75 eV (1665 nm dalga boyu) enerji değerine karşılık gelmektedir. O yüzden elde edilen PL pik enerjileri 240 K ve üstündeki sıcaklıklar için doğru değildir. Şekil 4.2'de 240 ve 300 K'e kadar olması

gereken PL pik enerjileri, 240 K ve üstündeki sıcaklıklar için PL piklerin Varshni denklemini kullanarak elde edilmiş ve grafik üzerinde kare sembollerle gösterilmiştir.

PL ışıma şiddeti düşük sıcaklıklarda yüksekken, sıcaklık artıkcı ışıma şiddetinin düştüğü görünmektedir. Şekil 4.3'te 100 K, 140 K ve 200 K PL spektrumlarında bu durum her örnek için karşılaştırılmalı olarak gösterilmiştir.





Şekil 4.3: 100 K, 140 K ve 200 K'deki PL ışıma spektrumları.

PL şiddetinin sıcaklığa bağlı değişimi aşağıdaki denklem ile tanımlanır [33,34]:

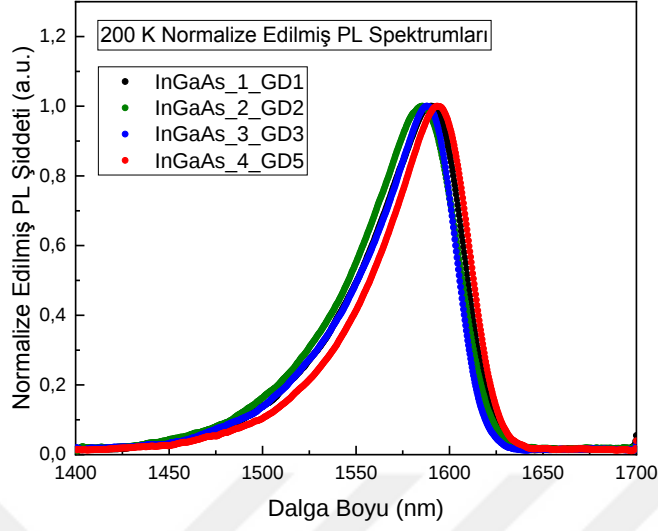
$$I_{ışınma}(T) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{\tau_r}{\tau_\infty}\right) \exp(-\Delta E/k_B T)} \quad (4.2)$$

Sıcaklığa bağlı PL ışıma şiddetinin Denklem (4.2)'de verilen ifadesinde, I_0 0 K'deki PL ışıma şiddeti, ΔE ışımasız rekombinasyon merkezlerinin aktivasyon enerjisi, τ_r herhangi bir sıcaklıkta taşıyıcı ömrü ve τ_∞ ise $T \rightarrow \infty$ sıcaklıkta taşıyıcı ömrüdür. Denklem (4.2)'den de görüldüğü gibi yüksek sıcaklıklardan düşük sıcaklıklara doğru PL ışıma şiddeti artmaktadır.

PL piklerinin FWHM değerleri de Şekil 4.3'te verilmiş olup, tüm örneklerde düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe artmaktadır.

Dejenere olmayan ve kusursuz bir yarıiletken için PL spektrumunun Denklem (2.36)'da verildiği gibi $[I_{ışına}(h\nu) \propto (h\nu - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g}{k_B T}\right)]$ bant aralığında (E_g), $(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}}$ ile keskin bir yükseliş ile pik yapması gerekir ve enerji bant aralığından daha büyük enerjilerde PL şiddetinin eksponansiyel olarak düşmesi beklenir [26]. Şekil 4.3'te verilen PL sonuçlarına bakıldığında bant aralığının üstündeki enerji değerlerinde ışıma şiddeti eksponansiyel olarak azalmaktadır. Fakat bant aralığına karşılık gelen enerji değerinde PL spektrumu keskin bir yükseliş yapmaktansa, bir düşük enerji kuyruğu ile yavaş bir yükseliş yapmaktadır ve bu düşük enerji kuyruğu durum yoğunluğunun yanı sıra içinde alaşım düzensizliğinden kaynaklı olabilecek küçük bir parabolikten sapmasına karşılık gelebilir [35]. Keza sıcaklığa bağlı PL pik enerjisinin düşük sıcaklıklarda Varshni fitinden daha düşük enerji değerlerinde kalması da durum yoğunluğu kuyruğunun varlığına işaret etmektedir. Düşük sıcaklıklarda üretilen elektronlar önce bu durum yoğunluğu kuyruğundaki durumları işgal ederler ve bant aralığı bu nedenle olduğunda daha dar bir şekilde algılanır. Ancak sıcaklık arttıkça elektronlar daha üst durumları işgal edeceğinden Varshni eğrisine uygun olarak PL pik enerjisi değişim gösterir [36]. Varshni fitinden sapma miktarının çok düşük enerjide olması ve düşük enerji kuyruğunun da dar bir enerji bölgesinde gözlenmesi alaşım düzensizliğinden kaynaklı durum yoğunluğu kuyruğunun da küçük olduğunun göstergesidir.

Şekil 4.4'te 200 K'de PL spektrumların karşılaştırmalarına bakıldığında zaman taşıyıcı konsantrasyonu yüksek ve daha kalın olan InGaAs₄GD5 örneğin PL pik enerjisi diğer örneklerle göre uzun dalga boylarına kaymıştır. Taşıyıcı konsantrasyonunun yüksek olması elektronlarla pozitif iyon korları arasındaki etkileşme potansiyelini etkileyeceğinden bant aralığı diğer örneklerle göre daha dar olmasına sebep olmuştur.



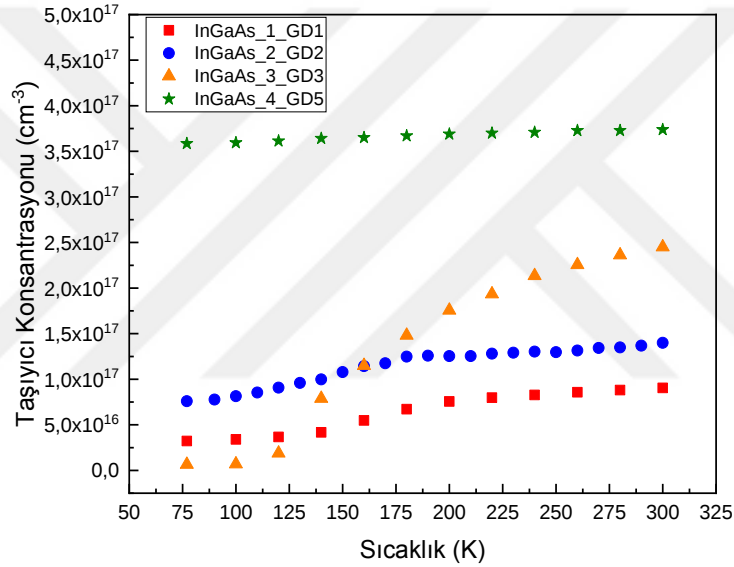
Şekil 4.4: 200 K sıcaklığındaki PL spektrumları.

4.2. Elektriksel Karakterizasyon

Elektriksel karakterizasyonda tüm örneklerin Hall bar geometrisi yöntemi ile ölçümleri alındı ve aynı zamanda bir örnekte Van der Pauw yöntemini de kullanarak her iki yöntemin karşılaştırılması yapıldı. Hall olayı ölçüm verileri kullanarak malzemelerin taşıyıcı konsantrasyonu ve taşıyıcı mobiliteleri ve bu parametrelerin sıcaklığa bağlı değişimi incelendi.

Örneklere uygulanacak sabit manyetik alan ve sabit akım değerlerinin belirlenebilmesi için her örnekte Hall voltajı sabit akım altında manyetik alana ve sabit manyetik alan altında akıma bağlı olarak incelendi. Değişimlerin lineer olarak kaldığı ve sinyal/gürültü oranının en iyi olduğu sabit akım ve sabit manyetik alan değerleri belirlendi. Ölçümler 100 μ A ve 0,5 T değerlerinde yapıldı. Hall bar geometrisi yöntemi ile elde edilen 77 K ile 300 K aralığında sıcaklığa bağlı Hall olayı ölçüm sonuçlarında elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları Şekil 4.5'te ve elektron mobiliteleri Şekil 4.6'da verilmektedir. Şekil 4.5'te gösterildiği gibi 77 K'den 300 K'e doğru taşıyıcı konsantrasyonu InGaAs_4_GD5 dışındaki örneklerde sıcaklık ile artış göstermiştir. 300 K'de elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu değerleri InGaAs_2_GD2 ve InGaAs_3_GD3 örnekleri için büyütme sonrasında yapılmış ölçüm sonuçlarından biraz daha yüksek olarak elde edilmiştir. Büyütme sonrasında yapılan ölçümler Van der Pauw yöntemi

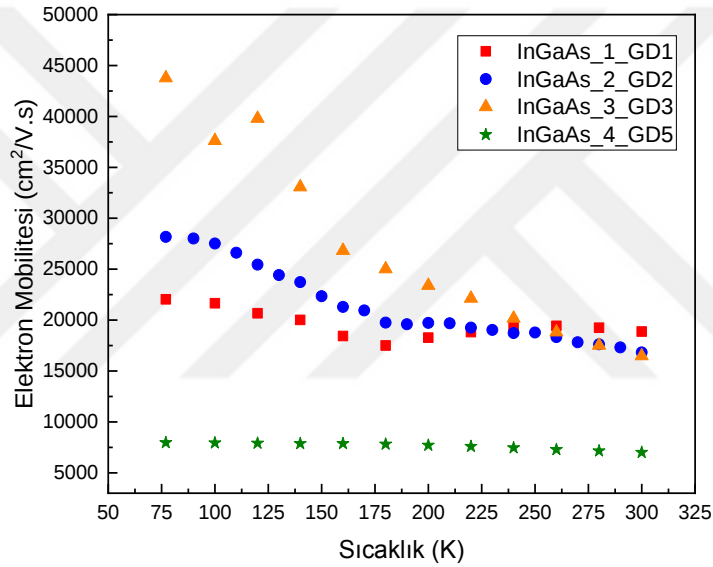
kullanılarak yapılmış olup, bu farklılığın örneklerin ideal geometriden farklı olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Katkı atomlarının iyonlaşma enerjisi çok düşük olduğundan taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklıkla gözlenen artışı sıg bir kusur seviyesinden elektronların emisyonu ile açıklanabilir. Bu örnek setinde büyütme koşullarındaki farklılıktan dolayı taşıyıcı konsantrasyonun sıcaklığa bağlı davranışları kendi içinde farklılık göstermiş olduğu düşünülmektedir. InGaAs_4_GD5 örneği en son büyütülen örnek olup, taşıyıcı yoğunluğu en yüksek olan örnektir. Bu örneğin daha kaliteli olduğu bu nedenle kusur yoğunluğunun çok daha düşük olması nedeniyle taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı bir değişim göstermemiş olabilir.



Şekil 4.5: Hall bar geometrisi yöntemi ile 77 K ile 300 K aralığındaki taşıyıcı konsantrasyonları.

Şekil 4.6'ya bakıldığında zaman sıcaklık 77 K'den 300 K'e doğru sıcaklık arttıkça, elektron mobiliteleri düşmektedir. Bu durum taşıyıcı konsantrasyonunda sıcaklığa bağlı artış olması ve elektron fonon saçılmalarının artması ile açıklanabilir. Elektron mobilitesi taşıyıcı yoğunluğu ile azalacağından en yüksek taşıyıcı yoğunluğuna sahip olan InGaAs_4_GD5 örneğinde elektron mobilitesi en düşüktür. Ayrıca yüksek taşıyıcı konsantrasyonu elektron-fonon saçılmasını perdeleyeceğinden InGaAs_4_GD5 örneğinde elektron mobilitesi diğerleri ile kıyaslandığında hemen hemen sıcaklıktan bağımsız bir davranış sergilemektedir.

Genel olarak düşük sıcaklıklarda elektron iyonize safsızlık atomların saçılması baskındır ve bu da elektron mobilitelerinin düşmesine sebep olur ve yüksek sıcaklıklarda elektron fonon saçılması baskındır yani sıcaklık arttıkça fonon sayısı artmış olur ve sonuç olarak elektron fonon çarpışmaları artar ve mobilitenin düşmesine sebep olur [37,38,28]. O yüzden elektron mobilitesi orta sıcaklıklarda maksimuma ulaşır. $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımı için mobilitenin maksimum olduğu yer 77 K ile 100 K sıcaklık civarında gözlemlenmiştir. Elektron mobiliteleri yüksek sıcaklıklarda elektron fonon saçılmaları baskın olduğu için yüksek sıcaklıklara doğru düşmektedir.

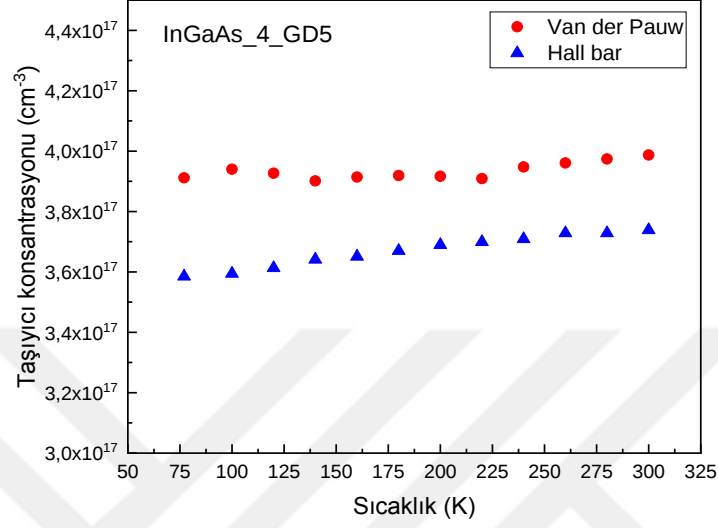


Şekil 4.6: Hall bar geometrisi yöntemi ile 77 K ile 300 K aralığındaki elektron mobiliteleri.

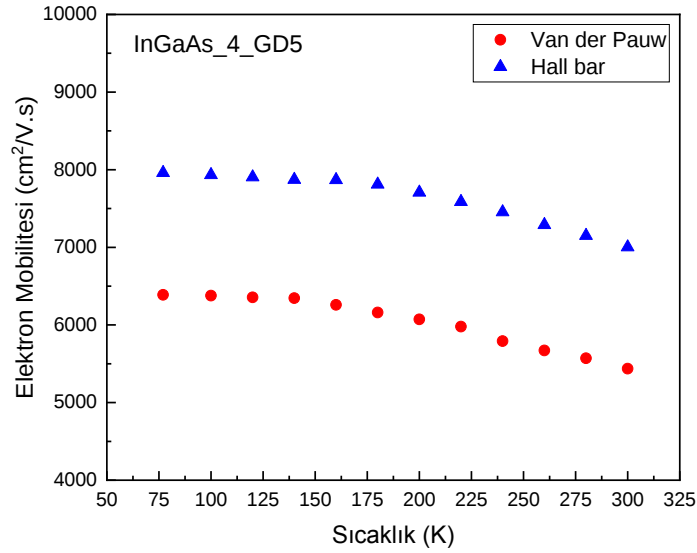
InGaAs_4_GD5 örneğin diğer örneklerden farklı olarak taşıyıcı konsantrasyonu çok yüksek (taşıyıcı konsantrasyonu 300 K'de yaklaşık olarak $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) ve elde edilen sonuçlara bakıldığında zaman elektron mobilitesi de diğer örneklerle göre daha azdır. Diğer taraftan diğer örneklerden farklı olarak hem taşıyıcı konsantrasyonu yüksek sıcaklıklara doğru çok az yükseliş gösterir hem mobiliteler yüksek sıcaklıklara doğru az bir düşüş göstermektedir. Taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilitenin sıcaklıkla çok fazla değişmemesinin sebebi malzemenin taşıyıcı konsantrasyonu yüksek olmasından kaynaklanmaktadır.

Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemlerin karşılaştırılması amacıyla InGaAs_4_GD5 örneğin Van der Pauw yöntemi ile de Hall olayı ölçümü alındı. Şekil 4.7 ve Şekil 4.8

InGaAs_4_GD5'in taşıyıcı konsantrasyonları ve elektron mobilitelerin Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemlerin karşılaştırmalarını verilmektedir.



Şekil 4.7: Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemler ile elde edilen taşıyıcı konsantrasyonların karşılaştırılması.



Şekil 4.8: Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemler ile elde edilen elektron mobilitelerin karşılaştırılması.

Şekil 4.7’de gösterildiği gibi her iki yöntem de sıcaklığa bağlı taşıyıcı konsantrasyonu aynı şekilde bir değişim gösterir, fakat Van der Pauw yöntemi ile elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu tüm sıcaklık değerlerinde Hall bar geometrisi yöntemine göre daha büyüktür. 300 K’de Van der Pauw yöntemi ile elde edilen taşıyıcı konsantrasyonu Hall bar geometrisi yöntemine göre yaklaşık olarak 6,7% bir fark göstermektedir.

Şekil 4.8’de Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemleri ile elde edilen elektron mobilitelerin karşılaştırılmasına bakıldığı zaman her iki yöntem ile de sıcaklık ile aynı değişimi göstermektedir. Hall bar geometrisi yöntemi ile elde edilen elektron mobilitesi Van der Pauw yöntemine göre daha büyüktür ve 300 K sonuçları arasındaki fark yaklaşık olarak 22,3% şeklinde hesaplanmıştır.

|

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Tez çalışması kapsamında InP ile örgü uyumlu olarak büyütülmüş farklı taşıyıcı konsantrasyonlarına sahip olan n-tipi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ örneklerin optik karakterizasyonu ve elektriksel karakterizasyonu sıcaklığa bağlı olarak gerçekleştirilmiştir. Optik karakterizasyon PL ölçümü ve elektriksel karakterizasyon klasik Hall olayı ölçüm yöntemi ile yapılmıştır. PL ölçümleri 33 K ile 300 K ve Hall olayı ölçümleri 77 K ile 300 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. Elde edilen PL spektrumlarından malzemenin bant aralığı ve bant aralığının sıcaklığa bağlı değişimi ve Hall olayı ölçüm sonuçlarından malzemenin taşıyıcı konsantrasyonları ve elektron mobiliteleri ile bu büyüklüklerin sıcaklığa bağlı davranışları belirlenmiştir. Aynı zamanda Hall olayı ölçümlerinde Hall bar geometrisi ve Van der Pauw yöntemleri kullanarak ve her iki yöntemin karşılaştırması yapılmıştır.

Elde edilen sıcaklığa bağlı PL ölçüm sonuçlarının incelenmesi neticesinde tüm örneklerin, düşük sıcaklıkta bant aralığı daha büyükken, sıcaklık (T) arttıkça bant aralıklarının azaldığı gözlenmiştir ve elde edilen sonuçların Varshni denklemi ile uyumlu olduğu gösterilmiştir [31].

PL ölçüm sonuçların ışıma şiddeti açısından da literatür ve teorik çalışmalara uyumlu olacak şekilde düşük sıcaklıklarda büyükken, yüksek sıcaklıklara doğru gidildiğinde azalmaktadır [33,34]. Diğer bir önemli sonuç ise bu örneklerde incelenen 33 K ile 300 K aralığında fotoluminesans piklerin yarı genişliği (FWHM) literatür ile uyumlu bir şekilde, sıcaklık arttıkça artmaktadır. [39,40]. PL pik enerjisinin sıcaklığa bağlı değişiminin literatürde verilen Varshni sabitleri ve 0 K'deki bant aralığı değerleri kullanılarak Varshni yasasına uyumlu olarak değişim gösterdiği belirlenmiştir.

Farklı sıcaklıklarda örneklerin PL spektrumları incelendiğinde taşıyıcı konsantrasyonu yüksek olan InGaAs_4_GD5 örneğin PL spektrumu diğer örneklere göre uzun dalga boylarına kaydığı gözlemlendi yani bant aralığı tüm sıcaklıklarda diğer örneklere göre daha dar olduğu tespit edildi. Bunun nedeni ise InGaAs_4_GD5'in taşıyıcı konsantrasyonun diğer örneklere göre daha yüksek olmasından kaynaklanmaktadır. Yani taşıyıcı konsantrasyonunun yüksek olması elektronlarla pozitif iyon korları arasındaki etkileşme potansiyelini etkileyeceğinden daha yüksek taşıyıcı konsantrasyonuna sahip örnekte bant aralığının daha dar olarak gözlenmesine neden olmuştur.

Hall olayı ölçüm sonuçlarına bakıldığı zaman tüm örneklerde taşıyıcı konsantrasyonunun 77 K'den 300 K'e doğru az da olsa arttığı ve elektron mobilitelerinin 77 K'den 300 K'ye doğru düştüğü gözlemlendi [41]. Katkı atomlarının iyonlaşma enerjisi çok düşük olduğundan taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklıkla gözlenen artışı sığ bir kusur seviyesinden elektronların emisyonu ile açıklanabilir. Elektron mobilitelerinin yüksek sıcaklıklara doğru düşmesi, taşıyıcı konsantrasyonunda sıcaklığa bağlı artış olması ve elektron- fonon saçılmalarının artması ile açıklanabilir. Bu değişimler en yüksek katkı konsantrasyonuna sahip InGaAs_4_GD5 örneği için ihmal edilebilir düzeyde olduğu belirlendi. Elektron mobiliteleri değerlerine bakıldığında literatürde aynı In alaşım konsantrasyonlu benzer taşıyıcı konsantrasyonları örneklerdeki sonuçlara göre elektron mobilitelerinin uyumlu olduğu belirlendi.

İncelenen malzemelerin 77 K ile 300 K aralığında düşük sıcaklıktan yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe elektron mobilitelerinin düştüğü gözlemlendi. Genel olarak yarıiletkenlerde elektron mobilitelerinin sıcaklıkla değişiminden en çok etkilenen mekanizmalardan biri düşük sıcaklıkta iyonize katkı atomlarından kaynaklanmaktadır. Sıcaklık arttıkça elektron mobilitesi artış gösterir, yüksek sıcaklıklarda ise elektron fonon etkileşimlerinden kaynaklanmakta yani sıcaklık arttıkça elektron fonon etkileşimi artar ve sonuç olarak elektron mobilitesinde düşüş göstermesine neden olur [38,37,28]. Elde edilen In_{0,53}Ga_{0,47}As örneklerin elektron mobiliteleri 77 K ile 100 K'ye kadar orta sıcaklık sayılır ve dolayısıyla maksimum elektron mobilitesine sahip ve daha üstündeki sıcaklıklarda ise elektron fonon etkileşimleri arttığı için elektron mobilitesinde düşüş gözlemlendi.

Taşıyıcı konsantrasyonu yüksek InGaAs_4_GD5'in taşıyıcı konsantrasyonu ve elektron mobilitesi sıcaklık ile çok az değişim gösterdi. Yüksek taşıyıcı konsantrasyonu elektron-fonon saçılmasını perdeleyeceğinden elektron mobilitesi diğerleri ile kıyaslandığında hemen hemen sıcaklıktan bağımsız bir davranış sergilemesine sebep olmuştur. Aynı zamanda InGaAs_4_GD5'in diğer örneklerle göre taşıyıcı konsantrasyonunun fazla olması, iyonize katkı atomların saçılma mekanizmasının etkisi ile elektron mobilitelerinin düşmesine sebep olmuştur [12].

Hall olayı ölçüm yöntemlerinin farklı iki geometride üretilen örnek yapısında karşılaştırması InGaAs_4_GD5 örneği için yapıldı. Sonuç olarak her iki ölçüm yöntemi ile elde edilen sıcaklığa bağlı tüm ölçüm sonuçları birbirlerine benzer bir davranış sergilese de sayısal değerlerde farklılık gözlenmiştir. İncelenen örneklerin 300 K'de Van der Pauw yöntemi ile elde

edilen taşıyıcı konsantrasyonu Hall bar geometrisi yöntemine göre 22,3% fark ile daha fazla olduğu ve Van der Pauw yönteminde 300 K’de elektron mobilitesi değerinin yaklaşık 6,7% fark ile Hall bar geometrisi yöntemine göre daha az olduğu gözlemlendi. Literatürde var olan çalışmalarda Van der Pauw yönteminde kullanılan kare şeklinde örnekler için taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilitede yaklaşık 15% kadar hata payına sahip olabileceği tespit edildi ve bu şekilde literatürde var olan çalışmalara çok yakın sonuçlar elde edildi [28].

Bu tez çalışması ile Gunn olayına dayalı çalışan aygıtlar ve özellikle Gunn diyotların yapımında kullanılan, InP ile örgü uyumuna sahip $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ epitaksiyel tabakaların farklı sıcaklıklarda optik ve elektriksel karakterizasyonu yapıldı ve farklı sıcaklıklarda malzeme parametreleri (bant aralığı, elektron konsantrasyonu ve elektron mobilitesi) belirlenmiş oldu. Ve gelecekte $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ tabanlı, farklı sıcaklık aralığında Gunn olayına dayalı çalışan aygıt çalışmaları için farklı kalınlık ve farklı taşıyıcı konsantrasyonuna sahip olması durumunda aygıt özelliklerin nasıl değişeceği ve bu aygıtların karakterizasyonu ile ilgili bilgiler kazanılmıştır.

Elde edilen sonuçlar $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alaşımının aktif bölgesini oluşturmak üzere tasarlanan Gunn diyotların elektriksel ve optik olarak karakterizasyonunda malzeme parametreleri olarak kullanarak aygıt karakteristiğini anlaşılmasına ve aygıtların tasarımlarının iyileştirilmesine katkı sağlayacak niteliktedir.

Tez çalışması süresince bir yarıiletken malzemenin optik ve elektriksel karakterizasyonunda kullanılacak temel ölçüm yöntemleri ve bu yöntemler ile malzemelerin temel fiziksel parametrelerinin nasıl elde edilebileceği konularında kazanım sağlanmıştır. |

KAYNAKLAR

- [1]. Sankaran, R., et al, 1976, Liquid phase epitaxial growth of InGaAs on InP, Journal of Crystal Growth, Volume 33, Issue 2, Pages 271-280
- [2]. Pearsall, T. P. and Hopson, R. W. 1977, "Growth and characterization of lattice-matched epitaxial films of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ by liquid-phase epitaxy". Journal of Applied Physics 48, 4407
- [3]. Pearsall, T., 1980, " $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$: A ternary semiconductor for photodetector applications". IEEE Journal of Quantum Electronics. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). 16 (7): 709–720.
- [4]. Pearsall, T.P. et al, 1985, Photodiodes for Optical Fiber Communication. Semiconductors And Semimetals. 17. Academic Press. pp. 174–2
- [5]. Kirstaedter, D. Et al, 1997, "InGaAs-GaAs quantum-dot lasers". IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). 3 (2): 196–205.
- [6]. Ye, P. D., et al, 2004, Depletion-mode InGaAs metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with oxide gate dielectric grown by atomic-layer deposition, Appl. Phys. Lett. 84, 434
- [7]. Moutaouakil, A. E., et al, 2012, Nonresonant Detection of Terahertz Radiation in High-Electron-Mobility Transistor Structure Using InAlAs/InGaAs/InP Material Systems at Room Temperature, Journal of Nanoscience and Nanotechnology, Volume 12, Number 8
- [8]. Gunn, J.B., 1963, Gunn's observations, IBM J. Res. Dev., 12(2), 88–91.
- [9]. Takeda Y., et al, 1980, Transferred-electron oscillation in $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Solid State Electron, 23 (9), pp. 1003-1005
- [10]. Zhao, Y.Y., et al, 1982, Transferred-electron oscillation in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, IET Electron Lett, 18 (19), pp. 835-836
- [11]. Kowalsky, W., Schlachetzki A., 1984, InGaAs Gunn oscillators, IET Electron Lett, 20 (12), pp. 502-503

- [12]. Haase, M. A., et al, 1985, "Subthreshold electron velocity-field characteristics of GaAs and $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ " Journal of Applied Physics 57, 2295-2298
- [13]. Khalid, A., et al, 2013, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Planar Gunn Diodes Operating at a Fundamental Frequency of 164 GHz, IEEE Electron Device Letters, Volume: 34, Issue: 1, Pages 39-41
- [14]. Vurgaftman, I. et al, 2001, Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, Applied Physics 89, 5815
- [15]. Singh, J., 2003, Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures, Cambridge University Press, ISBN-13 978-0-511-07863-7
- [16]. Towe, E., 1982, Photoluminescence of undoped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ grown by the vapor phase epitaxy technique, Applied Physics 53, 5136
- [17]. Schubert, E. F., 2006, Physical foundation of solid-state devices, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy Newyork,
- [18]. Nahory R.E., et al, 1978, Band gap versus composition and demonstration of Vegard law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP, Appl. Phys. Lett. 33: 659-661
- [19]. Adachi, S., 1992, Physical Properties of III-V Semiconductor compounds. John Wiley and Sons, Inc. ISBN: 0-471-57329-9
- [20]. Goldberg Yu.A. and N.M. 1999, Schmidt Handbook Series on Semiconductor Parameters, vol.2, M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, ed., World Scientific, London
- [21]. Pearsall, T.P., 1982, GaInAsP Alloy Semiconductors, John Wiley and Sons, New York. ISBN 10: 0471101192
- [22]. Gamel, M.M.A., et al, 2021, Multi-dimensional optimization of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ thermophotovoltaic cell using real coded genetic algorithm, Sci. Rep. 11, 7741
- [23]. Levinshtein M., et al, 1996, Shmidt Handbook Series on Semiconductor Parameters, vol.1, World Scientific, London

- [24]. Dittrich, R., Schroeder, W., 1999, Empirical pseudopotential band structure of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, Solid-State Electronics Volume 43, Issue 2, Pages 403-407
- [25]. Yu P.Y. and Cardona, M., 2010, Fundamentals of Semiconductors, Graduate Texts in Physics, 4th ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-642-00709-5
- [26]. Fox M., 2010, Optical Properties of Solids (2. EDITION)-, Clarendon Press-Oxford, London, ISBN: 978-0-19-957336-3(hbk)
- [27]. Dresselhaus, M.S., 2001, Solid State Physics, Part I, Transport Properties of Solids,
- [28]. Lindemuth, J., Hall effect measurement handbook, Ohio, USA, ISBN 978-1-7347078-0-9, Lake Shore Cryotronics, <http://blog.lakeshore.com/new-resource-available-for-download-hall-effect-measurement-handbook>, son erişim tarihi: 6 Haziran 2022
- [29]. KITTLE, C., 2005, Introduction to Solid state Physics, Eight Edition, John Wiley and Sons, California, ISBN 0-471-41526-X
- [30]. EROL, A., 2002, Yüzey Işıması Yapan Düşük Boyutlu Yapılarda Bragg Yansıma Olaylarının İncelenmesi, Doktora Tezi, İstanbul Üniversitesi
- [31]. Varshni, Y.P., 1967, Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, Physica, Volume 34, Issue 1, Pages 149-154
- [32]. Gaskill D.K., et al, 1990, Band-gap determination by photoreflectance of InGaAs and InAlAs lattice matched to InP , Appl. Phys. Lett. 56, 1269
- [33]. Karachevtseva M.V., et al, 1994, Temperature dependence of the photoluminescence of InGaAs/GaAs quantum-well structures" Semiconductors 28, 691
- [34]. Zheng, X.H. et al, 2004, Influence of the deposition time of barrier layers on optical and structural properties of high-efficiency green-light-emitting In GaN/GaN multiple quantum wells. J. Appl Phys. 96, 1899-1903
- [35]. Balkan, N, et al, 2004, Effect of fast thermal annealing on the optical spectroscopy in MBE- and CBE-grown GalnNAs/GaAs QWs: blue shift versus red shift," IEE Proc-J, 151, 5.

- [36]. Mazzucato S., et al, 2003, S-shaped behaviour of the temperature-dependent energy band gap in dilute nitrides, *Physica E*, Volume 17, Pages 242-244
- [37]. Ibach, H. And Lüth, H., 2009, Luth, Hans, *Solid-state physics: an introduction to principles of materials science*, Springer, New York, ISBN 978-3-540-93803-3
- [38]. Klaassen, D.B.M., 1992 A unified mobility model for device simulation—II. Temperature dependence of carrier mobility and lifetime, *Solid-State Electronics*, Volume 35, Issue 7, 961-967
- [39]. Wang, H., et al, 2012, Influence of excitation power and temperature on photoluminescence in InGaN/GaN multiple quantum wells, *Optics Express* 20(4):3932-40
- [40]. Hamada, H., 2017, Characterization of Gallium Indium Phosphide and Progress of Aluminum Gallium Indium Phosphide System Quantum-Well Laser Diode, *Materials* 10(8):875
- [41]. HOOK. J.R., HALL, H. E., 2010, *Solid State Physics*, Second Edition, John Wiley and Sons, Chichester, ISBN 978 0 471 92804 1 (hbk) |

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler		
Adı Soyadı	Saleh Mohammad AMINI	
Doğum Yeri		
Doğum Tarihi		
Uyruğu	☐ T.C. ☒ Diğer: Afganistan	
E-Posta Adresi		
Web Adresi		

Eğitim Bilgileri		
Lisans		
Üniversite	Gazi Üniversitesi	
Fakülte	İktisadi ve İdari Bilimler Fakültesi	
Bölümü	Siyaset Bilimi ve Kamu Yönetimi	
Mezuniyet Yılı	13.05.2016	

Yüksek Lisans		
Üniversite	İstanbul Üniversitesi	
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü	
Anabilim Dalı	Fizik	
Programı	Katı Hal Fiziği Programı	

Makale ve Bildiriler	
Optical And Electrical Characterization of InGaAs Epitaxial Layers, 3rd International Eurasian Conference on Science, Engineering and Technology (EurasianSciEnTech 2021) 15-17 December 2021 Ankara/Turkey	